

В.М. Астапенко, Ю.А. Кошмаров,
И.С. Молчадский, А.Н. Шевляков

ТЕРМОГАЗОДИНАМИКА
ПОЖАРОВ
В ПОМЕЩЕНИЯХ

**В. М. Астапенко, Ю. А. Кошмаров,
И. С. Молчадский, А. Н. Шевляков**

ТЕРМОГАЗОДИНАМИКА ПОЖАРОВ В ПОМЕЩЕНИЯХ

Под редакцией Ю. А. Кошмарова



Москва Стройиздат 1988

ББК 38.96
Т 35
УДК 614.841.4

Печатается по решению секции литературы по пожарной охране редакционного совета Стройиздата.

Рецензент — начальник отдела огнестойкости строительных конструкций ВНИИПО МВД СССР д-р техн. наук, проф. А. И. Яковлев.

Т 35 **Термогазодинамика пожаров в помещениях/**
В. М. Астапенко, Ю. А. Кошмаров, И. С. Молчад-
ский, А. Н. Шевляков; Под ред. Ю. А. Кошмаро-
ва. — М.: Стройиздат, 1988. — 448 с. ISBN 5-274-00703-1

Изложены принципы метода математического описания пожаров в помещениях на уровне средних термодинамических параметров и алгоритмы прогнозирования изменяющейся во времени термогазодинамической картины пожара. Приведены методы экспериментального исследования пожара в помещении. Рассмотрены процессы тепломассообмена строительных конструкций в условиях пожара. Анализируется огнестойкость строительных конструкций в реальных условиях, отличных от стандартных испытаний.

Для инженерно-технических работников пожарной охраны.

Т 3405000000—535

047(01)—88

ISBN 5-274-00703-1

КБ—3—20—88

ББК 38.96

© Стройиздат, 1988



ПРЕДИСЛОВИЕ

Дальнейший рост благосостояния советских людей на основе устойчивого, поступательного развития народного хозяйства, ускорения научно-технического прогресса и перевода экономики на путь интенсификации, более рационального использования производственного потенциала СССР, всемерной экономии всех видов ресурсов и улучшения качества работы — так определяется в решениях XXVII съезда КПСС главная задача двенадцатой пятилетки.

Планомерное и всестороннее совершенствование социализма, дальнейшее продвижение советского общества к коммунизму на основе ускорения социально-экономического развития страны составляют суть новой редакции Программы Коммунистической партии Советского Союза. В выполнении этой исторической задачи Коммунистическая партия отводит определяющую роль научно-техническому потенциалу страны.

Коренным вопросом экономической стратегии партии является кардинальное ускорение научно-технического прогресса. Предстоит осуществить техническую реконструкцию народного хозяйства и на этой основе преобразовать материально-техническую базу общества.

Основные направления экономического и социального развития СССР на 1986—1990 годы и на период до 2000 года определяют конкретные плановые задания по реализации программных целей КПСС.

Всемерное ускорение научно-технического прогресса является ключевой политической и хозяйственной задачей.

Среди коренных задач научно-технического прогресса и развития науки отмечаются следующие. высокими темпами наращивать масштабы применения современных высокопроизводительных электронно-вычислительных машин всех классов; более полно использовать при разработке новой техники и технологии материалы с заранее заданными свойствами, особенно прогрессивные конструкционные, в том числе синтетические, композиционные, обуславливающие высокий экономический эффект в народном хозяйстве; ускорить переосмотр стандартов и технических условий, ориентируя их на высшие мировые достижения; придать приоритетное значение развитию фундаментальной науки; существенно повысить уровень и результатив-

ность отраслевой науки; расширить исследования, результаты которых позволят обеспечить глубокие качественные изменения в производительных силах, создание принципиально новых видов продукции, техники и технологий.

Большое и постоянное внимание КПСС уделяет вопросам жилищного и капитального строительства.

Намечено значительно расширить масштабы использования в строительстве полимерных, химических и других современных конструкционных материалов, существенно увеличить объемы работ по реконструкции и техническому перевооружению предприятий промышленности строительных материалов и стройиндустрии.

Предусматривается значительное увеличение выпуска прогрессивных пластических масс, химических волокон и ряда других важных химических материалов. Нарастание темпов роста химической промышленности будет, в частности, способствовать ускорению развития индустриализации строительства. В связи с этим предстоит дальнейшая работа и по совершенствованию пожарной безопасности производств, промышленных объектов, предприятий торговли, спортивных сооружений и т. д.

Интенсификация развития народного хозяйства, повышение уровня социального и экономического развития социалистического общества накладывают на специалистов, работающих в области пожарной безопасности, повышенную ответственность при принятии соответствующих решений. Недооценка пожарной опасности объекта, равно как и ее переоценка (перестраховка), может привести к большим экономическим и социальным потерям.

Для успешного принятия решения в любой области человеческой деятельности, в том числе и в области пожарной безопасности, обязательны четыре условия. Необходимо знать объект исследования. Степень познания объекта будет во многом определять успех принятого решения. В данном случае объектом исследования является пожар как физическое явление. Необходимо четко представлять цели, которые ставятся при принятии решений, и критерии, по которым оценивается качество поставленной цели. И последним условием принятия правильного решения является четкое представление тех ограничений, которые могут возникнуть при принятии решений. Как правило, ограничения диктуются задачами и уровнем развития общества на соответствующих этапах.

Настоящая работа посвящена исследованию первого условия — принятию правильного решения по обеспечению пожарной безопасности объектов народного хозяйства.

Возможность прогнозировать изменение опасных факторов пожара для реальных объектов позволяет поднять работы по исследованию пожарной опасности материалов, конструкций и объектов

на качественно новый этап развития, перейдя от сравнительных оценок пожарной опасности к ее прогнозу в реальных условиях эксплуатации.

Именно о таком пути развития в современной науке указывается в статье академика А. Самарского «Современная прикладная математика и вычислительный эксперимент» (Коммунист. — 1983. — № 18. — С. 31—42).

Стала очевидной необходимость разработки качественно новых методов принятия решений и их реализации, что неизбежно накладывает свой отпечаток на наше представление о целях и способах познания, на психологию ученых, на развитие науки в целом.

Без разработки фундаментальных исследований наука быстро скатывается на рельсы «ползучего эмпиризма». Часто провести грань между фундаментальными проблемами и прикладными разработками невозможно. Это общее направление развития современной науки находит свое отражение в рассматриваемой проблеме и выражается в переходе от эмпирических методов исследования развития пожара к созданию математических моделей и проведению численных экспериментов.

В настоящей работе на современном научном уровне изложены основы расчетов термогазодинамических параметров пожара в помещениях различного назначения.

Авторы выражают благодарность д-ру техн. наук, проф. А. И. Яковлеву за ценные советы и замечания, сделанные при рецензировании рукописи.

Глава 1. ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ПОЖАРА, ПРОТЕКАЮЩЕГО В ПОМЕЩЕНИИ

1.1. ИСХОДНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ

Пожар в помещении представляет собой специфический процесс, сопровождающийся изменением состава и параметров газовой среды, заполняющей помещения. Газовая среда в помещении с проемами (окна, двери и т. п.), соединяющими его с наружной атмосферой, как объект исследования есть открытая термодинамическая система.

В газовой среде, заполняющей при пожаре помещение, в любой момент времени сохраняется локальное равновесие.

Газовую среду с большой точностью можно рассматривать как смесь идеальных газов. Основные термодинамические параметры состояния газа в каждой точке пространства связаны между собой уравнением Клапейрона.

Состояние газовой среды при пожаре в помещении характеризуется полями локальных термодинамических параметров состояния. Однако состояние газовой среды при пожаре в помещении можно характеризовать также и с помощью так называемых среднеобъемных термодинамических параметров состояния, связанных между собой уравнением, вытекающим из условия существования локального равновесия. С помощью среднеобъемных параметров состояния можно проследить общие закономерности процесса развития пожара, выявить его наиболее характерные особенности и обуславливающие их факторы. Знание этих закономерностей необходимо при решении ряда нормативно-технических и оперативно-технических задач, связанных с обеспечением безопасной эвакуации людей из помещения в случае возникновения пожара; разработкой оперативных планов тушения, планированием средств и тактики тушения; оценкой фактической огнестойкости зданий; проведением пожарно-технической экспертизы и т. д.

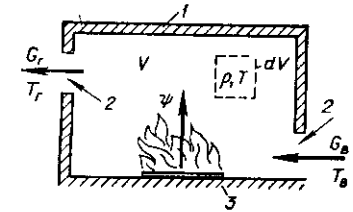
Основными среднеобъемными параметрами состояния газовой среды при пожаре в помещении являются среднеобъемная температура T_m , среднеобъемная плотность ρ_m , среднеобъемное давление p_m , средние концентрации компонентов газовой смеси (O_2 , CO_2 , CO и др.). Рассмотрим содержание этих понятий.

1.2. СРЕДНЕОБЪЕМНЫЕ ПАРАМЕТРЫ СОСТОЯНИЯ ГАЗОВОЙ СРЕДЫ В ПОМЕЩЕНИИ

Среднеобъемная плотность. Рассмотрим произвольное помещение объемом V с произвольным количеством проемов (рис. 1.1). Будем рассматривать некоторый фиксированный момент времени про-

Рис. 1.1 Схема пожара в помещении

1 — ограждение; 2 — проемы; 3 — горящий материал; V — свободный объем помещения; dV — элементарный объем; G_B — расход поступающего воздуха; G_R — расход уходящих газов; ψ — скорость выгорания материала; T , T_R , T_B — температуры соответственно локальная, уходящих газов и поступающего воздуха



цесса развития пожара. Масса газа, находящегося в помещении в этот момент времени, составляет величину m . Поделив массу газа m на объем помещения V , получим среднеобъемную плотность ρ_m , кг/м³, т. е.

$$\rho_m = m/V. \quad (1.1)$$

Среднеобъемная плотность газовой среды есть масса газа, приходящаяся на единицу свободного объема помещения.

Среднеобъемная плотность ρ_m выражается через локальные значения плотности следующим образом. Пусть в некоторой точке пространства внутри помещения плотность равна ρ . Тогда масса газа, заключенная внутри элементарного объема dV , составит $dm = \rho dV$ (см. рис. 1.1). Пронтегрировав это выражение, найдем массу всего газа, заключенного в помещении:

$$m = \int_V \rho dV. \quad (1.2)$$

Из уравнений (1.1) и (1.2) получим

$$\rho_m = \frac{1}{V} \int_V \rho dV. \quad (1.3)$$

Среднеобъемная парциальная плотность и концентрация компонента газовой среды. Обозначим символом m_i массу i -го компонента смеси, находящегося в помещении в рассматриваемый момент времени. Поделив массу компонента m_i на объем V помещения, получим среднеобъемную парциальную плотность i -го компонента смеси

$$\rho_{mi} = m_i/V. \quad (1.4)$$

Аналогично тому, как это было сделано при выводе уравнения (1.3), можно выразить среднеобъемную парциальную плотность через локальные значения парциальной плотности ρ_i :

$$\rho_{mi} = \frac{1}{V} \int_V \rho_i dV. \quad (1.5)$$

Между ρ_{mi} и ρ_m существует простая связь, которая вытекает из того, что масса газовой среды, заполняющей помещение, равна сумме масс компонентов, т. е.

$$m = \sum_{i=1}^z m_i, \quad (1.6)$$

где z — число компонентов, входящих в газовую смесь.

Поделив правую и левую части уравнения (1.6) на объем V , получим

$$\rho_m = \sum_{i=1}^z \rho_{mi}. \quad (1.7)$$

Среднеобъемной концентрацией i -го компонента газовой среды x_i называется отношение массы компонента m_i ко всей массе смеси, т. е.

$$x_i = m_i/m = \rho_{mi}/\rho_m. \quad (1.8)$$

Из уравнений (1.6) и (1.8) следует

$$\sum_{i=1}^z x_i = 1. \quad (1.9)$$

Среднеобъемное давление. Разобьем объем помещения V на элементарные объемы dV (см. рис. 1.1). Давление в этом элементарном объеме составляет величину p . В различных точках пространства давление в общем случае разное. Среднеобъемное давление p_m определяется по формуле, аналогичной выражению (1.3):

$$p_m = \frac{1}{V} \int_V p dV. \quad (1.10)$$

Среднеобъемная температура. К понятию среднеобъемной температуры мы придем исходя из условия существования локального равновесия. Согласно этому условию, основные локальные параметры состояния газовой среды в каждой точке пространства связаны между собой уравнением Клапейрона:

$$p = p/RT. \quad (1.11)$$

Вначале введем понятие средней газовой постоянной R_m . Величину R_m определим, воспользовавшись формулой, полученной в теории газовых смесей:

$$R_m = \sum_{i=1}^z x_i R_i. \quad (1.12)$$

Анализ различных сред, возникающих при пожаре в помещении, показал, что средняя газовая постоянная R_m изменяется в про-

цессе пожара очень незначительно, причем ее значение мало отличается от газовой постоянной для воздуха.

Умножим правую и левую части уравнения (1.11), связывающего между собой локальные параметры состояния, на dV :

$$p dV = (p/RT) dV. \quad (1.13)$$

Правую часть умножим и разделим на среднеобъемное давление p_m и среднюю газовую постоянную R_m :

$$p dV = \frac{p_m}{R_m} \frac{p}{p_m} \frac{R_m}{R} \frac{1}{T} dV. \quad (1.14)$$

Пронтегрируем правую и левую части уравнения (1.14) по всему объему помещения и затем результаты поделим на объем помещения:

$$\frac{1}{V} \int_V p dV = \frac{p_m}{R_m} \left[\frac{1}{V} \int_V \left(\frac{R_m}{R} \frac{p}{p_m} \right) \frac{1}{T} dV \right]. \quad (1.15)$$

С учетом выражения (1.3) из выражения (1.15) следует

$$p_m = \frac{p_m}{R_m} \left[\frac{1}{V} \int_V \left(\frac{p}{p_m} \frac{R_m}{R} \right) \frac{1}{T} dV \right]. \quad (1.16)$$

Сравнивая выражение (1.16) с уравнением (1.11), введем обозначение

$$\frac{1}{T_m} = \left[\frac{1}{V} \int_V \left(\frac{p}{p_m} \frac{R_m}{R} \right) \frac{1}{T} dV \right] \quad (1.17)$$

или

$$T_m = \left[\frac{1}{V} \int_V \left(\frac{p}{p_m} \frac{R_m}{R} \right) \frac{1}{T} dV \right]^{-1}. \quad (1.18)$$

Величина T_m , определяемая по формуле (1.18), называется среднеобъемной температурой газовой среды в помещении.

Между среднеобъемными параметрами ρ_m , p_m , T_m существует, как это следует из уравнения (1.16), простая связь:

$$\rho_m = p_m/R_m T_m, \quad (1.19)$$

т. е. точно такая же, как и для локальных параметров газовой среды ρ , p , T . Уравнение (1.19) будем называть в дальнейшем усредненным уравнением состояния среды, находящейся при пожаре в помещении.

В условиях реального пожара значения давлений в разных точках помещения отличаются незначительно. Наибольшая разница давлений, которую можно наблюдать при пожаре в помещении,

измеряется лишь десятками паскалей. Эта величина составляет десятки доли процента среднего давления в помещении, поэтому в условиях реального пожара $p/p_m \approx 1$. Локальные значения газовой постоянной также мало отличаются от средней постоянной R_m , т. е. $R_m/R \approx 1$. Это означает, что среднеобъемную температуру T_m с достаточной для инженерной практики степенью точности можно определять по формуле

$$T_m = \left[\frac{1}{V} \int \frac{1}{T} dV \right]^{-1}.$$

Как известно, среднеобъемную температуру можно определять по различным правилам и формулам. Например, часто используется понятие среднеобъемной температуры, основанное на следующем способе осреднения:

$$T'_m = \frac{1}{V} \int T dV.$$

При неоднородном температурном поле среднеобъемная температура T_m будет меньше, чем T'_m . В условиях реальных пожаров разница между T_m и T'_m может составлять 5—10 %. Достоинство правила осреднения температуры по формуле (1.18) в том, что между ρ_m , p_m и T_m существует связь, выраженная уравнением (1.19).

1.3. УРАВНЕНИЯ ПОЖАРА

Уравнения пожара описывают изменения среднеобъемных параметров состояния с течением времени (в процессе развития пожара). Эти уравнения вытекают из основных законов физики: закона сохранения массы и первого закона термодинамики (закона сохранения энергии).

а) **Уравнение материального баланса.** Рассмотрим помещение с объемом V с произвольным количеством проемов, соединяющих объем помещения с наружным воздухом (см. рис. 1.1). В процессе пожара в помещении изменяются температура, плотность и суммарная масса газа. Пусть в момент t масса газа составляет величину $m = \rho_m V$. По истечении малого интервала времени dt масса газа изменяется на малую величину, равную $d(\rho_m V)$.

За время dt через одни проемы вытечет некоторое количество газа, а через другие поступит наружный воздух. В процессе пожара твердые или жидкие горючие вещества переходят в газообразное состояние.

Пусть в рассматриваемый момент t расход воздуха равен G_v ,

10 О расходе G_v или G_r , как и о ψ можно говорить как о расходе на инт. момент t за время от t до $t+dt$.

расход газов равен G_r , а скорость выгорания ψ — это количество сгораемого материала, перешедшего в газообразное состояние за единицу времени. Для малого интервала времени dt изменением величин G_v , G_r и ψ можно пренебречь. Тогда количество газов, покинувших помещение за время dt , выразится как $G_r dt$, а количество поступившего в помещение воздуха за то же время — $G_v dt$. Количество сгораемого материала, перешедшего в газообразное состояние и поступившего в объем помещения за время dt , составит величину ψdt .

Из закона сохранения массы вытекает следующее уравнение:

$$d(\rho_m V) = G_v dt + \psi dt - G_r dt.$$

Это уравнение можно преобразовать к следующему виду:

$$\frac{d}{dt} (\rho_m V) = G_v + \psi - G_r. \quad (1.20)$$

Уравнение (1.20) называется уравнением материального баланса пожара в помещении.

Во многих случаях изменением свободного объема помещения можно пренебречь (т. е. считать, что $V = \text{const}$). В этих случаях уравнение (1.20) преобразуется к следующему виду:

$$V \frac{d\rho_m}{dt} = G_v + \psi - G_r.$$

Уравнение (1.20) позволяет установить некоторые общие закономерности процесса развития пожара в помещении с проемами. Рассмотрим для простоты пожар в помещении при $V = \text{const}$. Пусть зависимость среднеобъемной температуры T_m от времени соответствует той, которая показана на рис. 1.2. В первом приближении обычно можно считать, что среднеобъемная плотность ρ_m обратно пропорциональна температуре T_m [см. уравнение (1.19) для усредненных параметров], т. е. $\rho_m \approx 1/T_m$. Согласно уравнению (1.20), можно выделить три режима развития пожара. Первый режим реализуется на этапе возрастания температуры и убывания плотности. При этом режиме $d\rho_m/dt < 0$. С учетом этого обстоятельства из уравнения (1.20) следует, что $G_v + \psi < G_r$, т. е. количество уходящих через проемы газов больше, чем количество поступающего воздуха вместе с количеством перешедших в газообразное состояние сгораемых материалов. Различие тем значительнее, чем выше скорость нарастания температуры в объеме помещения. Второй режим — это режим, при котором температура (и плотность) газа в помещении изменяются со временем незначительно, т. е. $d\rho_m/dt \approx 0$. При этом режиме имеем $G_v + \psi \approx G_r$. Этот режим называют квазистационарным (иногда установившимся). При квазистационарном режиме расход уходящих газов приблизительно равен

погн

жгн?

Все происходящее берем
если $\rho_m = \text{const.}$

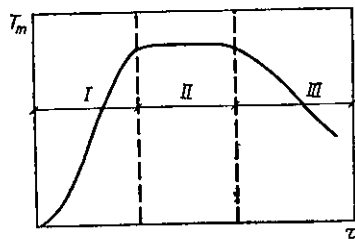


Рис. 1.2. Режимы пожара

I — режим нарастания температуры; II — «установившийся режим»; III — режим снижения температуры

сумме расхода поступающего воздуха и скорости выгорания. Наконец, третий режим — это режим снижения температуры (и повышения плотности) газа. При третьем режиме $d\rho_m/d\tau > 0$. Из (1.20) следует, что $G_B + \psi > G_r$, т. е. количество уходящих газов G_r меньше, чем количество поступающего воздуха вместе с количеством выгорающих веществ в единицу времени.

б) Уравнение баланса кислорода. Рассматривается то же самое помещение (см. рис. 1.1). Масса кислорода m_1 в момент τ вычисляется по формуле

$$m_1 = \rho_m V x_1,$$

где x_1 — среднеобъемная концентрация кислорода в момент τ .

По истечении малого промежутка времени $d\tau$ масса кислорода изменяется на малую величину, равную: $dm_1 = d(\rho_m V x_1)$.

Количество кислорода, израсходованного за время $d\tau$ на горение, составит величину, равную $\eta_1 \psi L_1 d\tau$, где L_1 — масса кислорода, необходимая для сгорания единицы массы горючего материала, кг/кг; η_1 — коэффициент полноты сгорания. Количество кислорода, поступившего вместе с наружным воздухом в помещение за время $d\tau$, составит величину, равную $G_B x_{1B} d\tau$, где x_{1B} — концентрация кислорода в наружном воздухе ($x_{1B} \approx 0,23$). Количество кислорода, ушедшего из помещения вместе с покидающими помещение газами, равно $G_r x_{1r} d\tau$, где x_{1r} — концентрация кислорода в уходящих газах. Концентрация кислорода в уходящих газах в общем случае может отличаться от среднеобъемной. В реальных условиях

$$x_{1r}/x_1 = n_1 < 1,$$

т. е. $x_{1r} < x_1$ (обычно отличие n_1 от единицы незначительное).

$$d(\rho_m x_1 V) = G_B x_{1B} d\tau - G_r x_1 n_1 d\tau - \psi \eta_1 L_1 d\tau.$$

Это уравнение можно преобразовать к следующему виду:

$$\frac{d}{d\tau} (\rho_m x_1 V) = G_B x_{1B} - G_r n_1 x_1 - \psi \eta_1 L_1. \quad (1.21)$$

Уравнение (1.21) называют уравнением баланса кислорода.

Левую часть уравнения (1.21) можно преобразовать с учетом уравнения (1.20) следующим образом:

$$\frac{d}{d\tau} (\rho_m x_1 V) = \rho_m V \frac{dx_1}{d\tau} + x_1 \frac{d}{d\tau} (\rho_m V) = \rho_m V \frac{dx_1}{d\tau} + x_1 (G_B + \psi - G_r).$$

Подставляя полученное выражение в уравнение (1.21), получим уравнение баланса кислорода в следующем виде:

$$\rho_m V \frac{dx_1}{d\tau} = G_B (x_{1B} - x_1) + G_r x_1 (1 - n_1) - \psi (x_1 + \eta_1 L_1).$$

в) Уравнение баланса продукта горения. При горении образуются опасные для человека продукты, такие, как углекислый газ CO_2 , оксид углерода CO и т. д. В момент времени τ масса какого-либо продукта сгорания в помещении определяется по формуле

$$m_2 = \rho_m x_2 V,$$

где x_2 — среднеобъемная концентрация рассматриваемого продукта сгорания.

За время, равное $d\tau$, масса этого продукта изменится на величину

$$dm_2 = d(\rho_m x_2 V).$$

Количество продукта, которое образуется за время $d\tau$, равно $\eta \psi L_2 d\tau$, где L_2 — количество продукта, образующегося в результате сгорания единицы массы вещества. Количество продукта, уходящего за время $d\tau$ с газами из помещения, равно $G_r x_{2r} d\tau$, где x_{2r} — концентрация продукта в уходящих газах. Концентрация продукта в уходящих газах в общем случае может отличаться от среднеобъемной. Обычно $x_{2r}/x_2 = n_2 \geq 1$. Некоторое количество рассматриваемого продукта может содержаться в окружающей атмосфере и поступать в помещение вместе со свежим воздухом. Количество продукта, поступающего за время $d\tau$ с воздухом, составляет величину, равную $G_B x_{2B} d\tau$, где x_{2B} — концентрация продукта в окружающей среде.

Согласно закону сохранения массы, алгебраическая сумма потоков массы продукта должна равняться изменению массы этого продукта в помещении, т. е.

$$d(\rho_m x_2 V) = \eta \psi L_2 d\tau + G_B x_{2B} d\tau - G_r n_2 x_2 d\tau.$$

Это уравнение можно преобразовать:

$$\frac{d}{d\tau} (\rho_m x_2 V) = \eta \psi L_2 + x_{2B} G_B - n_2 x_2 G_r. \quad (1.22)$$

Уравнение (1.22) называется уравнением баланса продукта сгорания. С учетом уравнения (1.20) его можно записать в следующей форме:

Здесь x_{2r} — концентрация продукта в уходящих газах?

$$\rho_m V \frac{dx_2}{d\tau} = \psi (L_2 \eta - x_2) + G_B (x_{2B} - x_2) - G_\Gamma x_2 (n_2 - 1).$$

Для тех продуктов сгорания, которые не содержатся в окружающей атмосфере (или их содержание пренебрежимо мало), уравнение (1.22) упрощается и принимает следующий вид:

$$\rho_m V \frac{dx_2}{d\tau} = \psi (L_2 \eta - x_2) - x_2 G_B - x_2 G_\Gamma (n_2 - 1).$$

г) Уравнение баланса инертного газа. Инертными называются газы, не участвующие в химических реакциях. Таким газом является, например, азот. Уравнение материального баланса для нейтрального газа выводится аналогично предыдущим уравнениям и имеет следующий вид:

$$-\frac{d}{d\tau} (\rho_m x_3 V) = x_{3B} G_B - x_3 n_3 G_\Gamma, \quad (1.23)$$

где x_3 — среднеобъемная концентрация инертного (нейтрального) газа в помещении; x_{3B} — концентрация этого газа в окружающей атмосфере; $n_3 = \psi_{3\Gamma} / x_3$ — коэффициент, учитывающий различие концентраций газа в уходящих газах и в помещении.

С учетом уравнения (1.20) уравнение (1.23) можно преобразовать:

$$\rho_m V \frac{dx_3}{d\tau} = G_B (x_{3B} - x_3) - x_3 \psi - G_\Gamma x_3 (n_3 - 1).$$

д) Уравнение энергии. Рассматриваемая открытая термодинамическая система, которую представляет собой газовая среда в помещении, характеризуется тем, что она не совершает работы расширения или другой технической работы. Кинетическая энергия видимого движения этой системы пренебрежимо мала по сравнению с ее внутренней энергией.

Внутренняя энергия газа, заполняющего помещение, вычисляется следующим образом. Выделим малый объем dV в помещении (см. рис. 1.1). Масса находящегося в момент τ в объеме dV газа равна ρdV , а внутренняя энергия этого количества газа — $c_v \rho T dV$. Внутренняя энергия всего газа, находящегося в помещении, вычисляется путем интегрирования:

$$U = \int_V c_v \rho T dV.$$

Так как $\rho T / R = p$ и $c_v / R = 1 / (k - 1)$, где $k = c_p / c_v$, то

$$U = \int_V \frac{1}{k - 1} p dV.$$

В процессе пожара атомность газа несколько меняется. Значение показателя адиабаты k может быть разным в различных точках объема помещения. Однако в реальных условиях это различие весьма невелико. Поэтому можно принять, что $k = \text{const}$, и формулу для определения внутренней энергии записать в следующем виде:

$$U = \frac{1}{k - 1} \int_V p dV = \frac{1}{k - 1} p_m V.$$

Изменение внутренней энергии рассматриваемой термодинамической системы за время $d\tau$ равно:

$$dU = \frac{1}{k - 1} d(p_m V).$$

Изменение внутренней энергии рассматриваемой системы обусловлено подводом теплоты, выделяющейся в результате горения, отводом теплоты в ограждающие конструкции и взаимодействием этой системы с окружающей средой путем массообмена.

Количество теплоты, выделившейся при горении за время $d\tau$, равно $\psi \eta Q_n^p d\tau$, где Q_n^p — теплота сгорания, а η — коэффициент полноты сгорания.

Количество теплоты, ушедшей за время $d\tau$ в ограждающие конструкции, равно $Q_w d\tau$, где Q_w — тепловой поток, т. е. количество теплоты, получаемой ограждением за единицу времени.

Потоки массы через контрольную поверхность рассматриваемой термодинамической системы характеризуются тем, что в них удельная кинетическая энергия газа пренебрежимо мала по сравнению с удельной энтальпией газа. Кроме того, можно пренебречь удельной потенциальной энергией газа в этих потоках.

С учетом всего сказанного из первого закона термодинамики для открытой термодинамической системы вытекает следующее уравнение:

$$\frac{1}{k - 1} \mathcal{L}(p_m V) = \psi \eta Q_n^p d\tau - Q_w d\tau + (G_B i_B + \psi i_n - G_\Gamma i_\Gamma) d\tau,$$

где $i_B = c_{pB} T_B$ — энтальпия наружного воздуха; $i_\Gamma = c_{p\Gamma} T_\Gamma$ — энтальпия уходящих газов; i_n — энтальпия продуктов газификации (пиролиза, испарения) горючих материалов; T_B — температура наружного воздуха; T_Γ — температура уходящих газов; c_{pB} , $c_{p\Gamma}$ — теплоемкости наружного воздуха и уходящих газов.

Это уравнение преобразуется к следующему виду:

$$\begin{aligned} \frac{1}{k - 1} \frac{d}{d\tau} (p_m V) = & \eta \psi Q_n^p - Q_w + G_B c_{pB} T_B + \\ & + \psi i_n - G_\Gamma m c_{p\Gamma} T_m, \end{aligned} \quad (1.24)$$

где $m = i_r / i_m = (C_{pr} T_r) / (c_{pm} T_m)$.

Обычно $m \gg 1$.

Уравнение (1.24) называется уравнением энергии пожара.

е) Начальные условия. К начальным условиям относятся данные о параметрах состояния газовой среды в помещении перед пожаром. Они записываются следующим образом:

при $\tau = 0$

$$T_m = T_{m0}; \quad p_m = p_{m0}; \quad \rho_m = \rho_{m0}; \quad x_i = x_{i0}.$$

Индексом «0» отмечены величины, относящиеся к условиям перед пожаром.

В совокупности уравнения состояния, материального баланса, баланса кислорода, баланса продуктов горения, баланса инертного газа, энергии начальные условия дают общее математическое описание пожара в помещении. Эти уравнения содержат следующие переменные: $\rho_m, p_m, T_m, x_1, x_2, x_3$. Число неизвестных равно числу уравнений. Следовательно, описание носит замкнутый характер.

В уравнения пожара кроме перечисленных переменных и величин, известных из справочников (Q_H^p, L_1, L_2, c_{pv} и т. д.), входят еще четыре величины — G_a, G_r, Q_w, ϕ . Чтобы рассчитывать пожар с помощью полученных уравнений, нужно располагать формулами для вычисления указанных четырех величин.

Величины расходов газа и воздуха зависят от вида вентиляции (принудительная или естественная). Если вентиляция принудительная, то G_a и G_r определяются по характеристикам вентиляторов и системы вентиляции. Если вентиляция является естественной (окна, двери и т. п.), то в этом случае величины G_a и G_r зависят от размеров и координат проемов, от среднеобъемных параметров состояния газовой среды в помещении:

$$G_a = f_1(F_i, y_i, p_m, \rho_m);$$

$$G_r = f_2(F_i, y_i, p_m, \rho_m),$$

где F_i — площади проемов; y_i — координаты верхних и нижних кромок проемов.

1.4. ГАЗООБМЕН ПОМЕЩЕНИЯ С ОКРУЖАЮЩЕЙ СРЕДОЙ

В этом параграфе рассматривается газообмен помещения с окружающей средой через проем. В начале излагается теория первого приближения, в которой используется предположение об однородности температурных и концентрационных полей в газовой среде, заполняющей помещение. В теории второго приближения учитыва-

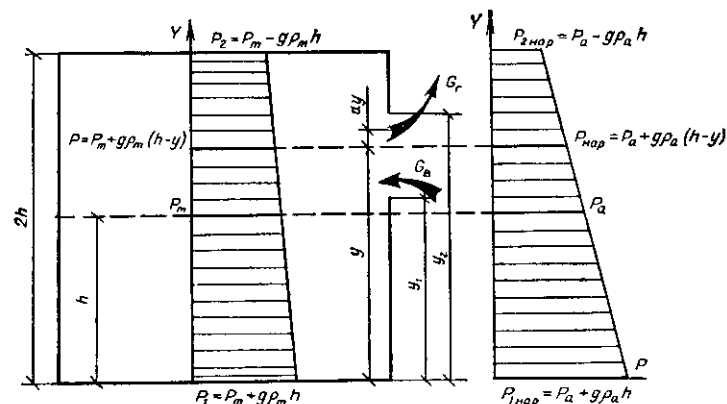


Рис. 1.3. Схема помещения с одним проемом и распределение внутреннего и наружного давлений

ется неоднородность температурного поля. При учете неоднородности температурного поля получаются более сложные формулы. Следует, однако, отметить, что во многих случаях точность, которую обеспечивает теория первого приближения при расчете пожара, оказывается вполне удовлетворительной.

Рассмотрим сначала распределение давлений по высоте помещения. Пусть давление на уровне пола составляет величину p_1 (рис. 1.3). Тогда давление на расстоянии y от пола будет равно:

$$p = p_1 - \int_0^y g \rho dy,$$

где g — ускорение свободного падения ($g = 9,81$ м/с²); ρ — локальная плотность; y — координата, отсчитываемая от пола

С учетом уравнения состояния и предположения об однородности температурного и концентрационных полей (т.е. $T = T_m, R = R_m$) вышеприведенное уравнение можно преобразовать к следующему виду:

$$\frac{p}{p_1} = 1 - \frac{g}{R_m T_m} \int_0^y \frac{\rho}{p_1} dy.$$

Решение этого интегрального уравнения записывается следующим образом.

$$\frac{p}{p_1} = e^{-\frac{g}{R_m T_m} y}. \quad (1.25)$$

В реальных условиях выполняется неравенство:

$$\frac{gy}{R_m T_m} \leq 1.$$

Например, при $y=10$ м, $T_m=330$ К, $R_m=300$ Дж/(кг·К) имеем

$$\frac{gy}{R_m T_m} = \frac{9,8 \cdot 10}{300 \cdot 330} \approx 10^{-3}.$$

С учетом сделанных замечаний формула (1.25) может быть упрощена и представлена в виде

$$\frac{p}{p_1} = 1 - \frac{g}{R_m T_m} y. \quad (1.25a)$$

Из этой формулы следует, что распределение давлений внутри помещения является линейным вдоль вертикали (т.е. вдоль оси y).

Значение среднеобъемного давления вычисляется путем интегрирования:

$$p_m = \frac{1}{2h} \int_0^{2h} p_1 \left(1 - \frac{g}{R_m T_m} y \right) dy = p_1 \left(1 - \frac{gh}{R_m T_m} \right), \quad (1.26)$$

где $2h$ — высота помещения.

Из сопоставления последних двух формул следует, что среднеобъемное давление p_m реализуется в плоскости, отстоящей от пола на расстоянии, равном половине высоты помещения (т.е. $y_m=h$).

Если в формуле (1.25) заменить величину p_1 выражением, вытекающим из (1.26), то получится следующая формула:

$$p = p_m + g p_m h (1 - \bar{y}), \quad (1.27)$$

где $\rho_m = p_m / R_m T_m$, $\bar{y} = y/h$.

На основе уравнения (1.27) нетрудно получить формулы для расходов воздуха G_v и уходящих газов G_r при любой геометрии проемов. В качестве примера рассмотрим вначале помещение с одним проемом прямоугольной формы. Ширина проема равна b , координаты верхнего и нижнего краев проема равны соответственно y_1 и y_2 . Высота проема составляет величину $H=y_2-y_1$ (см. рис. 1.3).

Наружное распределение давлений $p_{нар}$ описывается формулой

$$p_{нар} = p_a + g p_a h (1 - \bar{y}), \quad (1.28)$$

где p_a — наружное давление на уровне, соответствующем половине высоты помещения (т.е. при $y=h$); T_a — температура наружного воздуха; $\rho_a = p_a / R_a T_a$ — плотность наружного воздуха

Положение плоскости равных давлений в каждый момент вре-

мени определяется из условий равенства наружного и внутреннего давлений, т.е. из уравнения

$$p_m + g \rho_m h (1 - \bar{y}_*) = p_a + g p_a h (1 - \bar{y}_*),$$

где $\bar{y}_* = y/h$ — безразмерная координата плоскости равных давлений.

Из этого выражения следует, что

$$\bar{y}_* = 1 - K_0 \frac{\pi}{1 - \beta}. \quad (1.29)$$

Здесь и далее используются следующие обозначения: $\pi = (p_m - p_a)/p_a$ — относительная величина избыточного давления в помещении (величина π может быть при пожаре как отрицательной, так и положительной); $\beta = \rho_m/\rho_a$ — отношение среднеобъемной плотности газа в помещении к плотности наружной среды; $K_0 = p_a/g\rho_a h$ — безразмерный комплекс.

Рассмотрим возможные режимы работы проема. Если $y_* < y_1$, т.е. если плоскость равных давлений расположена ниже нижнего края проема, то в помещение воздух поступать не будет. В этом случае через весь проем будет вытекать газ из помещения. Если $y_* > y_2$, т.е. если плоскость равных давлений расположена выше верхнего края проема, то в этом случае будет наблюдаться только втекание наружного воздуха в помещение. Наконец, третий режим реализуется, если $y_1 < y_* < y_2$. При этом режиме через верхнюю часть проема будет уходить горячий газ из помещения, а через нижнюю часть проема будет поступать воздух из окружающей среды. В частности, если нижний край проема расположен выше середины высоты помещения, то третий режим будет реализовываться при условиях, когда $p_m < p_a$, т.е. при $\pi < 0$. Наоборот, если верхний край проема расположен ниже середины высоты помещения, то третий режим реализуется, когда $p_m > p_a$, т.е. при $\pi > 0$.

В пределах части проема высотой dy , расположенной на расстоянии y от пола, газ будет вытекать из помещения, если выполняется условие

$$\Delta p' = p - p_{нар} = p_m - p_a + hg(\rho_m - \rho_a)(1 - \bar{y}) > 0.$$

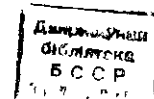
Расход газа через эту часть проема составит величину

$$dG_r = b dy \sqrt{2\rho \Delta p'}.$$

После подстановки значений ρ и $\Delta p'$ получается следующая формула.

$$dG_r = b dy \sqrt{2\rho_m (1 + \delta) [p_m - p_a + gh(\rho_m - \rho_a)(1 - \bar{y})]},$$

где $\delta = \frac{gh}{R_m T_m} > 1$ (этой величиной можно пренебречь по сравнению с единицей).



Полный расход уходящих газов получается путем интегрирования, т. е.

$$G_r = \xi_r G_0 \sqrt{\beta} \int_{c_1}^{\bar{y}_2} [\pi K_0 - (1 - \beta)(1 - \bar{y})]^{1/2} d\bar{y}, \quad (1.30)$$

где ξ_r — коэффициент, учитывающий влияние вязкости газа;

$$G_0 = \rho_a b h \sqrt{2gh}; \quad \bar{y}_2 = y_2/h.$$

Значение нижнего предела интегрирования c_1 в формуле (1.30) вычисляется следующим образом:

$$\begin{aligned} \text{при } \bar{y}_1 < \bar{y}_* < \bar{y}_2 \quad c_1 &= 1 - K_0 \frac{\pi}{1 - \beta}; \\ \text{при } \bar{y}_* \leq \bar{y}_1 \quad c_1 &= \bar{y}_1; \\ \text{при } \bar{y}_* \geq \bar{y}_2 \quad c_1 &= \bar{y}_2. \end{aligned} \quad (1.31)$$

Аналогичным образом получается формула для определения расхода поступающего в помещение воздуха. В пределах части проема высотой dy , расположенной на расстоянии y от пола, воздух будет поступать, если выполняется условие

$$\Delta p'' = p_{нар} - p = p_a - p_m + hg(1 - \bar{y})(\rho_a - \rho_m) > 0.$$

Расход воздуха через эту часть проема составит при этом следующую величину:

$$dG_B = \sqrt{2\rho_a [p_a - p_m + gh(\rho_a - \rho_m)(1 - \bar{y})]} b d\bar{y}.$$

Переходя к безразмерным переменным β и π , получим формулу

$$dG_B = G_0 \sqrt{1 - \beta} \sqrt{\left[1 - \bar{y} - \frac{\pi K_0}{1 - \beta}\right]} d\bar{y}.$$

Полный расход воздуха определяется путем интегрирования:

$$G_B = \xi_B G_0 \sqrt{1 - \beta} \int_{c_1}^{c_2} \left[1 - \frac{\pi}{1 - \beta} K_0 - \bar{y}\right]^{1/2} d\bar{y}, \quad (1.32)$$

где ξ_B — коэффициент, учитывающий влияние вязкости воздуха.

Значение верхнего предела интегрирования c_2 зависит от положения плоскости равных давлений и вычисляется по следующим формулам:

$$\begin{aligned} \text{при } \bar{y}_1 < \bar{y}_* < \bar{y}_2 \quad c_2 &= 1 - \frac{\pi}{1 - \beta} K_0; \\ \text{при } \bar{y}_* \leq \bar{y}_1 \quad c_2 &= \bar{y}_1; \\ \text{при } \bar{y}_* \geq \bar{y}_2 \quad c_2 &= \bar{y}_2. \end{aligned} \quad (1.33)$$

С учетом условий (1.31) и (1.33) из уравнений (1.30) и (1.32) вытекают следующие формулы для γ_r и γ_B :

$$\begin{aligned} \text{а) при } (1 - \bar{y}_1)(1 - \beta) > \pi K_0 > (1 - \bar{y}_2)(1 - \beta) \\ \gamma_r &= \frac{2}{3} \xi_r \sqrt{\beta(1 - \beta)} \left(\bar{y}_2 - 1 + K_0 \frac{\pi}{1 - \beta}\right)^{3/2}; \\ \gamma_B &= \frac{2}{3} \xi_B \sqrt{(1 - \beta)} \left(1 - \bar{y}_1 - K_0 \frac{\pi}{1 - \beta}\right)^{3/2}; \end{aligned} \quad (1.34)$$

$$\begin{aligned} \text{б) при } \pi K_0 \geq (1 - \bar{y}_1)(1 - \beta) \\ \gamma_r &= \frac{2}{3} \xi_r \sqrt{\beta(1 - \beta)} \left[\left(\bar{y}_2 - 1 + K_0 \frac{\pi}{1 - \beta}\right)^{3/2} - \right. \\ &\quad \left. - \left(\bar{y}_1 - 1 + K_0 \frac{\pi}{1 - \beta}\right)^{3/2} \right]; \\ \gamma_B &= 0; \end{aligned} \quad (1.35)$$

$$\begin{aligned} \text{в) при } \pi K_0 \leq (1 - \bar{y}_2)(1 - \beta) \\ \gamma_r &= 0; \\ \gamma_B &= \frac{2}{3} \xi_B \sqrt{(1 - \beta)} \left[\left(1 - \bar{y}_1 - K_0 \frac{\pi}{1 - \beta}\right)^{3/2} - \right. \\ &\quad \left. - \left(1 - \bar{y}_2 - K_0 \frac{\pi}{1 - \beta}\right)^{3/2} \right], \end{aligned} \quad (1.36)$$

где

$$\gamma_r = G_r/G_0; \quad \gamma_B = G_B/G_0; \quad G_0 = \rho_a b h \sqrt{2gh}.$$

В качестве второго примера рассмотрим помещение с двумя проемами, расположенными на разных уровнях (рис. 1.4). Центр верхнего проема расположен на расстоянии y_2 от пола помещения, а центр нижнего — на расстоянии y_1 . Высоты этих проемов (соответственно H_2 и H_1) много меньше расстояния между ними, т. е. $H_2 \ll y_2 - y_1$ и $H_1 \ll y_2 - y_1$. Так как высоты проемов малы по сравнению с расстоянием между проемами, то с достаточной степенью точности можно пренебречь влиянием давлений по высоте каждого из отверстий. Ограничимся рассмотрением условий, когда отсутствует влияние ветра.

Распределение давления внутри помещения описывается формулой (1.27), а наружного — (1.28). Положение плоскости равных давлений определяется по формуле (1.29).

Если $y_1 < y_* < y_2$, то через верхний проем вытекают газы, а через нижний втекает свежий воздух; перепад между внутренним и наружным давлением на уровне верхнего проема составляет величину, равную:

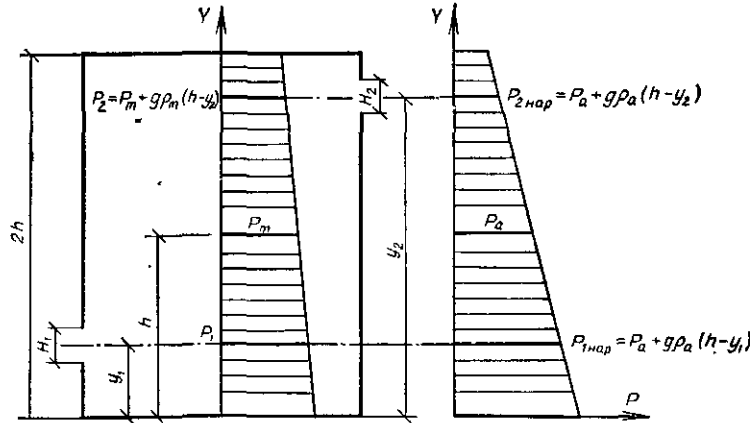


Рис. 1.4. Схема помещения с двумя проемами и распределение внутреннего и наружного давлений

$$\Delta p' = p_m - p_a + gh(\bar{y}_2 - 1)(\rho_a - \rho_m),$$

где $\bar{y}_2 = y_2/h$ (h — половина высоты помещения).

Расход уходящих газов будет равен:

$$G_r = \xi_2 F_2 \sqrt{2\rho_m [p_m - p_a + gh(\rho_a - \rho_m)(\bar{y}_2 - 1)]}, \quad (1.37)$$

где ξ_2 — коэффициент, учитывающий сопротивление верхнего проема; F_2 — площадь верхнего проема.

Перепад между наружным и внутренним давлением на уровне нижнего проема составляет величину, равную:

$$\Delta p'' = p_a - p_m + gh(1 - y_1)(\rho_a - \rho_m).$$

Расход поступающего воздуха для проема площадью F_1 равен:

$$G_b = \xi_1 F_1 \sqrt{2\rho_a [p_a - p_m + gh(1 - y_1)(\rho_a - \rho_m)]}, \quad (1.38)$$

где $y_1 = y_1/h$ — безразмерная координата центра нижнего проема; ξ_1 — коэффициент сопротивления нижнего проема.

Если плоскость равных давлений расположена ниже нижнего проема, т. е. если $y_* < y_1$, то в этом случае через оба проема будет выталкиваться газ из помещения. Формулы для G_r и G_b будут иметь следующий вид:

$$G_r = \xi_2 F_2 \rho_a \sqrt{2gh} \sqrt{\beta(1-\beta) \left[K_0 \frac{\pi}{(1-\beta)} + \bar{y}_2 - 1 \right]} +$$

$$+ \xi_1 F_1 \rho_a \sqrt{2gh} \sqrt{\beta(1-\beta) \left[K_0 \frac{\pi}{(1-\beta)} + \bar{y}_1 - 1 \right]}; \quad (1.39)$$

$$G_b = 0. \quad (1.40)$$

Наконец, если плоскость равных давлений лежит выше верхнего отверстия, т. е. если $y_* > y_2$, то в этом случае через оба проема будет поступать в помещение свежий воздух. Формулы для G_r и G_b будут иметь вид:

$$G_r = 0; \quad (1.41)$$

$$G_b = \xi_1 F_1 \rho_a \sqrt{2gh} \sqrt{(1-\beta) \left[1 - \bar{y}_1 - K_0 \frac{\pi}{(1-\beta)} \right]} +$$

$$+ \xi_2 F_2 \rho_a \sqrt{2gh} \sqrt{(1-\beta) \left[1 - \bar{y}_2 - K_0 \frac{\pi}{(1-\beta)} \right]}. \quad (1.42)$$

После несложных преобразований формулы (1.37)–(1.42) можно записать в следующем виде:

а) при $(1 - \bar{y}_1)(1 - \beta) > \pi K_0 > (1 - \bar{y}_2)(1 - \beta)$

$$\gamma_v = \Phi \sqrt{\beta [\pi K_0 + (\bar{y}_2 - 1)(1 - \beta)]}; \quad (1.37a)$$

$$\gamma_b = \frac{1}{\Phi} \sqrt{(1 - \bar{y}_1)(1 - \beta) - \pi K_0}; \quad (1.38a)$$

б) при $\pi K_0 \geq (1 - \bar{y}_1)(1 - \beta)$

$$\gamma_r = \Phi \sqrt{\beta [\pi K_0 + (\bar{y}_2 - 1)(1 - \beta)]} +$$

$$+ \frac{1}{\Phi} \sqrt{\beta [\pi K_0 + (\bar{y}_1 - 1)(1 - \beta)]}; \quad (1.39a)$$

$$\gamma_b = 0; \quad (1.40a)$$

в) при $\pi K_0 \leq (\bar{y}_2 - 1)(1 - \beta)$

$$\gamma_r = 0; \quad (1.41a)$$

$$\gamma_b = \frac{1}{\Phi} \sqrt{(1 - \bar{y}_1)(1 - \beta) - \pi K_0} + \Phi \sqrt{(1 - \bar{y}_2)(1 - \beta) - \pi K_0}. \quad (1.42a)$$

В этих формулах использованы следующие обозначения:

$$\gamma_r = G_r/G_0; \quad \gamma_b = G_b/G_0; \quad \Phi = \left(\frac{\xi_2 F_2}{\xi_1 F_1} \right)^{1/2};$$

$$G_0 = \rho_a \sqrt{2gh \xi_1 \xi_2 F_1 F_2}.$$

Существенное влияние на газообмен помещения с окружающей средой может оказывать ветер. Чтобы учесть влияние ветра, необходимо знать аэродинамические коэффициенты здания. Способ учета влияния ветра на газообмен рассмотрим на примере помещения с двумя проемами, схема которого показана на рис. 1.4. Предположим при этом, что направление ветра перпендикулярно стене, в ко-

торой расположен нижний проем, а верхний проем расположен на заветренной стороне помещения.

Вдали от помещения распределение давления вдоль вертикали (т.е. вдоль оси y) описывается формулой (1.28). Наружное давление около нижнего отверстия будет равно:

$$p'_{\text{нар}} = p_a + g\rho_a h(1 - \bar{y}_1) + K_1 \frac{\rho_a W^2}{2},$$

где W — скорость ветра, м/с; K_1 — первый аэродинамический коэффициент. Перепад между наружным и внутренним давлением на уровне нижнего проема равен:

$$\Delta p'' = p_a - p_m + gh(1 - \bar{y}_1)(\rho_a - \rho_m) + K_1 \frac{\rho_a W^2}{2}.$$

Если $\Delta p'' > 0$, то через нижний проем втекает воздух.

Расход поступающего воздуха

$$G_v = \xi_1 F_1 \sqrt{2\rho_a \Delta p''}. \quad (1.43)$$

Наружное давление около верхнего проема, расположенного на заветренной стороне, равно:

$$p''_{\text{нар}} = p_a + g\rho_a h(1 - y_2) - K_2 \frac{\rho_a W^2}{2},$$

где K_2 — второй аэродинамический коэффициент здания.

Перепад между внутренним и наружным давлением на уровне верхнего проема равен:

$$\Delta p' = p_m - p_a + gh(\bar{y}_2 - 1)(\rho_a - \rho_m) + K_2 \frac{\rho_a W^2}{2}.$$

Если $\Delta p' > 0$, то через верхний проем вытекают из помещения горячие газы. Расход уходящих газов будет равен:

$$G_r = \xi_2 F_2 \sqrt{2\rho_m \Delta p'}. \quad (1.44)$$

Полученные в этом параграфе зависимости $G_v(\rho_m, \rho_m)$ и $G_r(\rho_m, \rho_m)$ дополняют сформулированную выше систему уравнений развития пожара. Эти зависимости носят приближенный характер. При их выводе использовалось допущение об однородности температурного поля в объеме помещения. Влияние неоднородности температурного поля учитывается в теории второго приближения.

Ниже рассматриваются основные положения этой теории.

Из экспериментальных данных следует, что во многих случаях распределение температур по высоте помещения можно аппроксимировать следующей функцией:

$$T = T_m \left[1 + a \left(1 - \frac{y}{h} \right) \right]^{-1}, \quad (1.45)$$

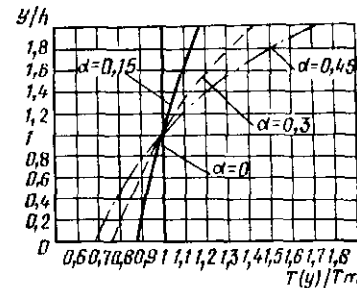


Рис. 1.5. Распределение температур по высоте помещения

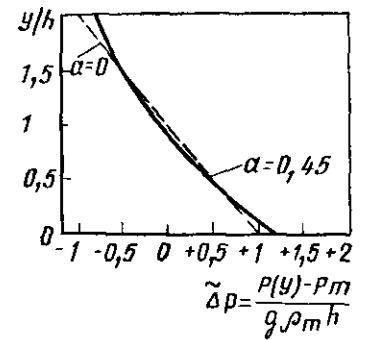


Рис. 1.6. Распределение давления по высоте помещения при различных степенях неоднородности температуры

где T_m — среднеобъемная температура; h — половина высоты помещения; y — координата, отсчитываемая вдоль вертикали от пола помещения; $a = f(T_m)$ — эмпирическая константа.

На рис. 1.5 приведены в качестве примера профили температур, вычисленные по формуле (1.45) при нескольких значениях параметра a , характеризующего степень неоднородности температурного поля.

Формула, описывающая распределение давлений по высоте помещения при указанной зависимости $T(y)$, получается методом, аналогичным использованному при выводе формулы (1.27):

$$p = p_m + \rho_m gh \left[\frac{3+a}{3} - (1+a)\bar{y} + \frac{a}{2}\bar{y}^2 \right], \quad (1.46)$$

где $\bar{y} = y/h$ — безразмерная координата.

Координата плоскости, где давление равно среднеобъемному, определяется из выражения

$$\bar{y}_m = \frac{1+a}{a} - \sqrt{\left(\frac{1+a}{a} \right)^2 - \frac{2}{3} \left(\frac{a+3}{a} \right)},$$

где $\bar{y}_m = y_m/h$ — координата плоскости среднеобъемного давления.

На рис. 1.6 представлена в качестве примера зависимость величины $(p - p_m)/(g\rho_m h)$ от безразмерной координаты $\bar{y}$ при двух значениях параметра a .

Распределение плотности по высоте помещения в рассматриваемых условиях описывается следующей формулой:

$$\rho = \rho_m [1 + a(1 - \bar{y})]. \quad (1.47)$$

На основе формул (1.46) и (1.47) нетрудно получить уравнения для G_r и G_b при любой геометрии проемов. Рассмотрим в качестве примера помещение с двумя проемами, схема которого уже обсуждалась и показана на рис. 1.4. Распределение давлений в окружающей среде описывается формулой (1.28). Положение плоскости равных давлений в каждый момент времени вычисляется по следующей формуле:

$$\bar{y}_* = 1 - \frac{1-\beta}{a\beta} + \frac{1-\beta}{a\beta} \sqrt{1 + \frac{1}{3} \frac{a^2 \beta^2}{(1-\beta)^2} - \frac{2a\beta}{(1-\beta)^2} \pi K_0}, \quad (1.48)$$

где $\bar{y}_* = y_*/h$ — координата плоскости равных давлений; $K_0 = p_a / (\rho g_0 h)$.

При $\bar{y}_1 < \bar{y}_* < \bar{y}_2$ формулы для определения расходов имеют вид:

$$\gamma_r = \Phi \sqrt{\beta [1 + a(1 - \bar{y}_2)] \left\{ \pi K_0 + \beta \frac{3+a}{3} - 1 + [1 - \beta(1 + a)] \bar{y}_2 + \frac{a\beta}{2} \bar{y}_2^2 \right\}}, \quad (1.49)$$

$$\gamma_b = \frac{1}{\Phi} \sqrt{\left\{ 1 - \pi K_0 - \beta \frac{3+a}{3} - [1 - \beta(1 + a)] \bar{y}_1 - \frac{a\beta}{2} \bar{y}_1^2 \right\}}. \quad (1.50)$$

Здесь и далее используются те же обозначения, что и в формулах (1.37a) — (1.41a).

При $\bar{y}_* < \bar{y}_1$ (в этом случае через оба проема из помещения выталкиваются газы) формулы для расходов имеют вид:

$$\gamma_r = \Phi \sqrt{\beta [1 + a(1 - \bar{y}_2)] \left\{ \pi K_0 + \beta \frac{3+a}{3} - 1 + [1 - \beta(1 + a)] \bar{y}_2 + \frac{\beta a}{2} \bar{y}_2^2 \right\}} + \frac{1}{\Phi} \times \sqrt{\beta [1 + a(1 - \bar{y}_1)] \left\{ \pi K_0 + \beta \frac{3+a}{3} - 1 + [1 - \beta(1 + a)] \bar{y}_1 + \frac{\beta a}{2} \bar{y}_1^2 \right\}}, \quad (1.51)$$

$$\gamma_b = 0. \quad (1.52)$$

Если $\bar{y}_* > \bar{y}_2$, то через оба проема в помещение поступает све-

жий воздух. При этом условия формулы для расходов записываются следующим образом:

$$\gamma_r = 0; \quad (1.53)$$

$$\gamma_b = \frac{1}{\Phi} \sqrt{\left\{ 1 - \pi K_0 - \beta \frac{3+a}{3} - [1 - \beta(1 + a)] \bar{y}_1 - \frac{\beta a}{2} \bar{y}_1^2 \right\}} + \Phi \sqrt{\left\{ 1 - \pi K_0 - \beta \frac{3+a}{3} - [1 - \beta(1 + a)] \bar{y}_2 - \frac{a\beta}{2} \bar{y}_2^2 \right\}}. \quad (1.54)$$

Аналогичным образом получаются зависимости $G_b(\rho_m, p_m)$ и $G_r(\rho_m, p_m)$ при другой геометрии проемов.

Глава 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЖАРА В ПОМЕЩЕНИИ

Для создания замкнутого математического описания пожара в помещении на уровне усредненных по объему термодинамических параметров необходимы сведения о таких характеристических параметрах процесса, как расходные коэффициенты проемов, полнота сгорания материалов пожарной нагрузки, степень перемешивания газов в объеме и др. Имеющиеся опытные сведения о динамике пожара в помещении являются недостаточно полными и в ряде случаев противоречивыми, что в известной мере обусловлено различием в конкретных задачах, стоявших перед авторами при разработке методик исследования.

В настоящей главе излагаются методика экспериментального исследования пожара, результаты опытов и сравнение полученных данных с теорией.

2.1. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ

Экспериментальное помещение и условия опытов. Экспериментальное исследование процессов развития пожара проводилось в помещении, имевшем следующие внутренние размеры: высоту $2h = 5,8$ м, ширину и длину $a_1 = a_2 = 5,8$ м (рис. 2.1). Площадь поверхности пола составляла $33,64$ м², а объем помещения $V = 195,11$ м³. Стены были выполнены из красного кирпича на цементно-песчаном растворе. Внутренние стороны стен облицованы слоем огнеупорного кирпича до высоты $3,2$ м. Толщина стен равнялась $0,53$ м. Верхнее перекрытие выполнено в виде рамы из стальных швеллеров, облицованной сверху и снизу стальными листами. Пространство между листами заполнено минеральной ватой. Тол-

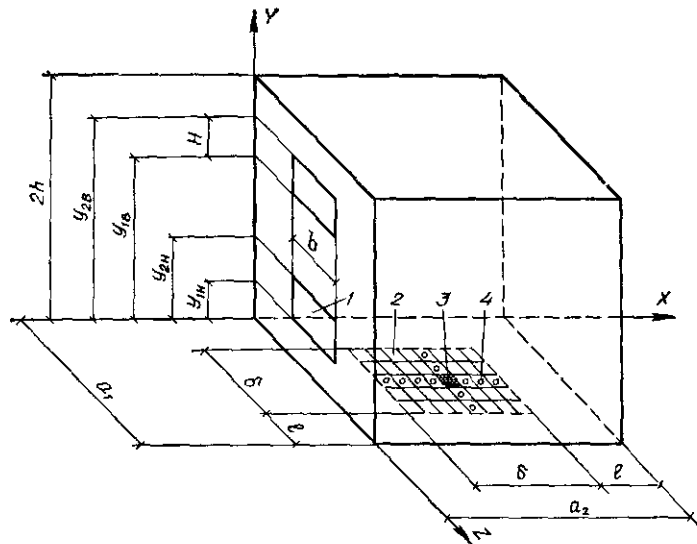


Рис. 2.1. Геометрическая схема экспериментального помещения

1 — оконные проемы; 2 — платформа весов для материалов пожарной нагрузки; 3 — начальный очаг горения; 4 — датчики устройства контроля перемещения фронта пламени

щина слоя ваты равнялась 0,18 м. Нижняя поверхность этого перекрытия, обращенная внутрь помещения, была покрыта слоем огнеупорной штукатурки по металлической сетке. Над перекрытием находилось помещение второго этажа.

Экспериментальное помещение имело два оконных проема, расположенных друг над другом в середине одной из стен помещения. Высота каждого проема помещения составляла $H=1,1$ м и была неизменной во всех опытах. Отсчитываемая от пола координата нижнего края верхнего проема $y_{1a}=4,13$ м, координата верхнего края верхнего проема $y_{2a}=5,23$ м, координата нижнего края нижнего проема $y_{2a}=0,8$ м, координата верхнего края нижнего проема $y_{2a}=1,9$ м (см. рис. 2.1). Ширина каждого проема варьировалась от опыта к опыту. Изменение ширины проема осуществлялось с помощью кирпичной кладки на цементном растворе. При изменении ширины проема положение геометрического центра окна не изменялось (кладка осуществлялась симметрично с двух сторон проема). Все опыты проводились при наличии двух одинаковых по размерам проемов. Наибольшая ширина проемов составляла $b=1,35$ м, а наименьшая — 0,36 м.

На одной из боковых стен экспериментального помещения имел-

ся дверной проем, необходимый для подготовки опытов. В момент начала опытов этот проем закрывался металлической дверью.

Сгораемый материал располагался на поверхности платформы весов, установленных в экспериментальном помещении. Поверхность платформы находилась на одном уровне с полом. Площадь поверхности платформы составляла 10 м^2 . Платформа имела форму квадрата, сторона которого $\delta=3,16$ м. Платформа расположена в средней части пола, расстояние платформы от стен помещения: $l=1,32$ м (см. рис. 2.1).

В первой серии экспериментов использовалась в качестве сгораемого материала сосновая древесина. Древесина представляла собой сортиные бруски сечением от $25 \cdot 10^{-4}$ до $36 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2$ и обрезки досок (отходы производства) с приблизительно таким же, как у брусков, поперечным сечением. Древесина во всех опытах укладывалась на платформе весов в два слоя. В нижний слой укладывались отходы производства. Верхний слой представлял собой три ряда сортиных брусков указанных выше размеров. Масса этих брусков составляла в каждом опыте приблизительно 270 кг. Брусочки укладывались во всех опытах одинаково плотно, практически без зазоров. Применявшаяся укладка древесины исключала влияние на процесс развития пожара в начальной стадии случайных факторов, обусловленных геометрической структурой отходов производства досок. Древесина укладывалась во всех опытах равномерным слоем на всей поверхности платформы весов, т.е. на площади 10 м^2 .

Во второй серии опытов использовалось в качестве сгораемого материала органическое стекло (полиметилметакрилат). Органическое стекло представляло собой отходы его производства в виде полосок длиной от 1,3 до 2 м с поперечным сечением от $1 \cdot 10^{-4}$ до $3 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2$. Эти полоски раскладывались равномерным слоем на всей поверхности платформы весов (т.е. на площади 10 м^2).

Количество сгораемого материала, загружавшегося перед каждым опытом в помещение, и ширина оконных проемов указаны в табл. 2.1.

Все опыты были проведены в летнее время при температурах наружного воздуха $T_0=290-293 \text{ К}$ и слабом ветре (скорость ветра не превышала $1 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$).

Во всех опытах начальный очаг пожара создавался в центре слоя сгораемого материала (см. рис. 2.1). В качестве начального источника зажигания использовался во всех опытах блок из 10 стандартных таблеток сухого горючего. Площадь очага горения этих таблеток составляла приблизительно $0,002 \text{ м}^2$, тепловая мощность — около 2000 Вт при времени горения около 10 мин.

Экспериментальное помещение было оснащено датчиками и приборами для измерения температур газа в 45 точках внутри помеще-

30 Таблица 2. Условия эксперимента

Таблица 21. Условия эксперимента ^а									
№ опыта	Сгораемый материал		масса, кг	Ширина проема, м		Толщина слоя сгораемого материала, м	G ₀ , кг/с	t _ж , с	K ₃
	характеристика	общая		верхнего	нижнего				
1	Древесина $Q_R^D = 15 \cdot 10^6$ Дж/кг;		912	1,35	1,35	0,7	35,42	6,6	0,0662
2	$L_1=1,13$; $L_2=1,48$;		600	0,72	0,72	0,5	18,89	12,4	0,1242
3	$L_3=0,58$; $K_1=49,8$; $K_3=1,26$		600	0,36	0,36	0,5	9,45	24,7	0,2484
4	Органическое стекло $Q_R^D = 25 \cdot 10^6$ Дж/кг;		240	1,35	1,35	0,15	35,42	6,6	0,0662
5	$L_1 = 1,92$; $L_2 = 2,21$;		240	0,72	0,72	0,15	18,89	12,4	0,1242
6	$L_3 = 0,64$; $K_1 = 85,3$; $K_3 = 1,71$		240	0,36	0,36	0,15	9,45	24,7	0,2484

ния, температур уходящих газов в 4 точках сечения каждого проема, температур поверхностей ограждений в 54 точках, плотности теплового излучения через оконные проемы, массовой скорости выгорания горючих материалов, площади пожара и линейной скорости распространения пламени по поверхности слоя горючего материала, распределения статических давлений по высоте помещения, скоростей в потоке уходящих через проем газов, скоростей в потоке поступающего воздуха, концентраций кислорода и диоксида углерода CO₂ внутри помещения, концентраций кислорода и диоксида углерода CO₂ в потоке уходящих газов.

Измерение площади пожара и линейной скорости распространения пламени по поверхности горючего материала. Для измерения площади пожара и линейной скорости распространения пламени использовалась система датчиков, установленных на поверхности горючего материала вдоль четырех лучей, начинающихся от расположенного в центре платформы весов начального очага горения (см. рис. 2.1). Датчики были установлены вдоль каждого луча с шагом 0,2 м. Датчиком являлась пара находящихся под электрическим напряжением разомкнутых контактов. Расстояние между этими контактами было подобрано на основании специальных опытов и составляло 1,5 см. Каждая пара контактов была включена в цепь с источником постоянного тока и неоновой лампой. При подходе фронта пламени к датчику возникала проводимость вследствие ионизация газа пламенем и обугливания горючего материала. В момент замыкания электрической цепи загоралась неоновая лампа на индикаторной панели. Этот момент фиксировался с помощью часов с секундной шкалой. Координаты расположения датчиков измерялись перед каждым опытом с помощью металлической линейки с миллиметровой шкалой. Ошибки измерений координат датчиков не превышали 0,5 %.

По полученным в эксперименте данным координатам фронта пламени в каждый момент времени вычислялись площадь пожара и линейная скорость распространения пламени по поверхности пола. При вычислении площади пожара использовалась следующая формула:

$$F_{\Pi} = \frac{\pi}{4} (c_1 + c_2) (d_1 + d_2), \quad (2.1)$$

где c_1, c_2, d_1, d_2 — координаты фронта пламени, отсчитываемые от центра платформы весов вдоль четырех лучей, м; F_{Π} — площадь пожара, м².

Эта формула соответствует эллипсообразной форме основания факела пламени (рис. 2.2). Для оценки погрешности определения площади пожара вследствие случайных искажений формы поверхности, охваченной огнем, можно сравнить площадь, вычислен-

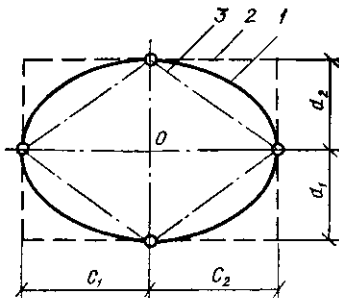


Рис. 2.2. Определение формы и величины площади пожара

1 — эллипс; 2 — прямоугольник; 3 — ромб; c_1, c_2, d_1, d_2 — измеренные координаты фронта пламени

ную по формуле (2.1), с площадями ромба и прямоугольника (см. рис. 2.2), соответствующих тем же четырем координатам фронта пламени, т. е.:

$$F_{\text{ПЗ}} = (c_1 + c_2) (d_1 + d_2);$$

$$F_{\text{ПЗ}} = 0,5 (c_1 + c_2) (d_1 + d_2).$$

Из сравнения можно заключить, что случайная погрешность, связанная с неполной определенностью формы поверхности пожара, не могла превышать 15 %.

Исследование температурного поля внутри помещения и определение среднеобъемной температуры газа. Исследование температурного поля внутри помещения производилось с помощью 107 хромель-алюмелевых термоэлектрических термометров, которые подключались к электронным автоматическим потенциометрам типа ЭПП-09 градуировки ХА с пределами измерений 0—1100 °С. При этом 62 термометра использовались для измерения температур на граничных поверхностях (на поверхностях стен, потолка, пола, в сечениях проемов), а 45 термометров — во внутренней области помещения. Расположение сплав термоэлектрических термометров на поверхностях потолка, стен и пола показано на рис. 2.3. На поверхности потолка было установлено девятнадцать, а на поверхности пола девять температурных датчиков. На уровнях $y_{T1}=1,4$ м; $y_{T2}=2,9$ и $y_{T4}=4,4$ м было установлено соответственно 7, 10 и 8 поверхностных датчиков температуры. Значение координат, характеризующих положение сплав термоэлектрических термометров на поверхностях ограждений, было $x_1=z_1=1,4$ м; $x_2=z_2=2,9$ м; $x_3=z_3=4,4$ м. Датчики температуры, установленные на поверхностях ограждений, были изготовлены из хромель-алюмелевой проволоки диаметром 0,7 мм.

Для измерения температуры газов во внутренней области помещения были установлены датчики в пяти горизонтальных сечениях помещения, координаты которых $y_{T1}=1,4$ м; $y_{T2}=2,9$ м; $y_{T3}=3,65$ м; $y_{T4}=4,4$ м и $y_{T5}=5,1$ м. Расположение этих датчиков в каждом го-

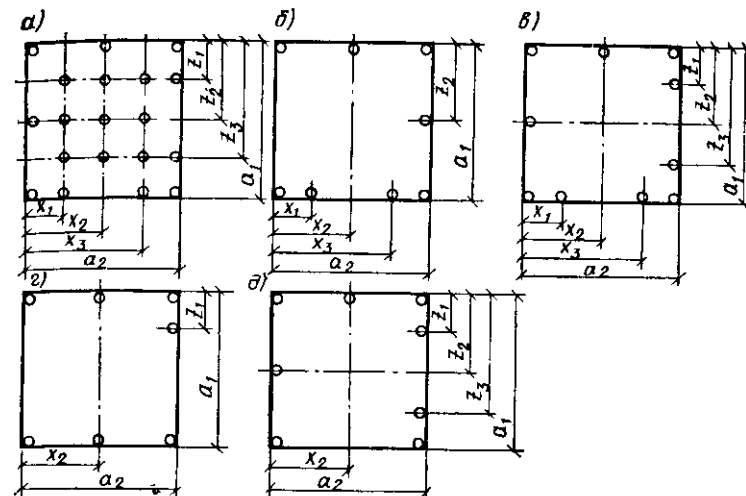


Рис. 2.3. Схема размещения сплав термоэлектрических термометров на поверхностях ограждающих конструкций помещения на уровнях от пола

a — 5,8 м (потолок); $б$ — 4,4 м; $в$ — 2,9 м; $г$ — 1,4 м; $д$ — 0,0 м (пол)

ризонтальном сечении характеризовалось координатами $x_{v1}=z_{v2}=0,9$ м; $x_{v2}=z_{v2}=2,9$ м; $x_{v3}=z_{v3}=4,9$ м (см. рис. 2.4). Датчики температуры, установленные во внутренней области помещения, были изготовлены из хромель-алюмелевой проволоки диаметром 1,2 мм.

Автоматические потенциометры осуществляли запись значений температур с момента начала процесса развития пожара до окончания эксперимента. Значение среднеобъемной температуры газа определялось следующим образом. Сначала рассматривались в данный момент времени температурные поля в горизонтальных сечениях помещения (пол, потолок и сечения с координатами $y_{T1}, y_{T2}, y_{T3}, y_{T4}, y_{T5}$). Для каждого горизонтального сечения строились графики зависимостей температур T от координат при пяти фиксированных значениях координаты x , т. е. $T(z, 0); T(z, x_1); T(z, x_2); T(z, x_3); T(z, x_4)$.

На рис. 2.5, а в качестве примера показана совокупность таких графиков для горизонтального сечения $y_{T2}=2,9$ м. При построении графиков использовалась линейная интерполяция для определения температур в точках, расположенных между температурными датчиками. Затем численным интегрированием определялись средние значения температур, соответствующие координатам $x=0, x_1, x_2, x_3, a_2$. При этом использовалась формула

3—810

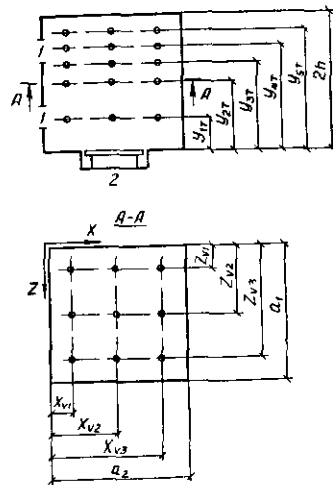


Рис. 2.4. Схема размещения спаров термоэлектрических термометров во внутренней области помещения

1 — оконные проемы, 2 — весы

$$\bar{T}_i = \left[\frac{1}{a_1} \int_0^{a_1} \frac{1}{T(z)} dz \right]^{-1} \quad (2.2)$$

где $\bar{T}_i$ — осредненная по координате z температура, соответствующая i -той координате x . По найденным таким образом средним температурам $\bar{T}_i$ строился график $\bar{T}_i = f(x)$.

При построении этого графика использовалась опять линейная интерполяция. Затем определялась средняя температура в рассматриваемом горизонтальном сечении с помощью формулы

$$\bar{T}_j = \left[\frac{1}{a_2} \int_0^{a_2} \frac{1}{T(x)} dx \right]^{-1}, \quad (2.3)$$

где $\bar{T}_j$ — средняя температура в j -том горизонтальном сечении помещения, К.

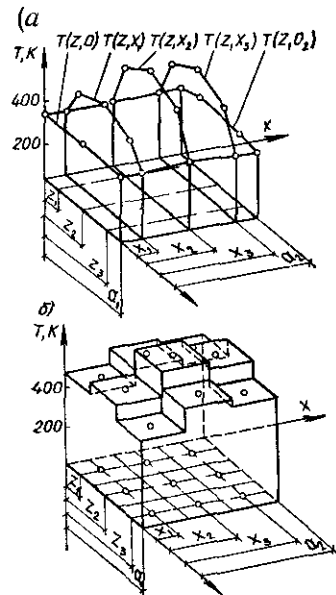


Рис. 2.5. Определение средней температуры газа в горизонтальном сечении по методам а) — линейного интерполирования; б) — усреднения с учетом величины зон обслуживания отдельных термометров

По найденным средним значениям температур $\bar{T}_j$ в горизонтальных сечениях помещения строился график $\bar{T}_j = f(y)$.

Средняя по объему помещения температура

$$T_m = \left[\frac{1}{2h} \int_0^{2h} \frac{1}{\bar{T}_j(y)} dy \right]^{-1}. \quad (2.4)$$

При определении средней температуры в нижних горизонтальных сечениях помещения, координаты которых $0 < y < 1,4$ м, учитывалось, что температура в пределах турбулентного факела пламени практически одинакова. Температура в зоне между факелом и стенами определялась путем линейной интерполяции. Размеры факела определялись по результатам измерений площади горения и данным измерений высоты факела пламени.

Для оценки величины возможной ошибки определения средней по объему температуры из-за дискретного характера данных по температурному полю, получаемых в опыте, были проделаны вычисления средней температуры без учета температур на границах объема помещения. При этом использовалась следующая формула для определения средней температуры в горизонтальном сечении помещения:

$$T_* = \frac{1}{a_1 a_2} \left(\sum_{k=1}^n \frac{F_k}{T_k} \right)^{-1}, \quad (2.5)$$

где T_k — температура в k -й точке горизонтального сечения помещения, К, F_k — площадь k -го участка поверхности сечения помещения, в центре которого находился датчик температуры

Этой формуле соответствует ступенчатое распределение температуры в горизонтальном сечении помещения, показанное на рис. 2.5, б. На основе результатов вычислений по формуле (2.5) строился график зависимости $\bar{T}_*$ от координаты y и вычислялась по формуле (2.4) среднееобъемная температура. Второй метод вычисления средней по объему температуры давал завышенные результаты по сравнению с первым, описанным выше, на 6—8 %. Из сравнения результатов вычислений двумя методами, определяющими предельные значения температуры, можно заключить, что погрешность определения среднееобъемной температуры первым (основным) методом, обусловленная дискретным характером опытных данных о температурном поле, не могла превышать 3,5 %.

Условия работы температурных датчиков в различных пространственных точках помещения существенно отличались. Термометры, расположенные выше 2,9 м, находились в зоне сильного задым-

ления практически в течение всего опыта. На показания этих термометров влиянием радиации от факела пламени и холодных поверхностей ограждений можно было пренебречь. Это подтвердили результаты измерений температуры газа термометрами, снабженными цилиндрическими экранами из тонкой латунной фольги. Результаты измерений в близкорасположенных точках пространства термометрами, защищенными от радиации, и термометрами без экранов были практически одинаковы (различие не превышало 0,5—1 %). На показания термометров, расположенных на уровне 1,4 м с координатами $x_{v1}=z_{v1}=0,9$ м и $x_{v3}=z_{v3}=4,9$ м, существенное влияние могла оказывать радиация от факела пламени и ограждений. Для устранения этого влияния применялись экраны из металлической фольги.

Погрешность, обусловленная термической инерцией спаев термоэлектрических термометров, можно оценить из следующего балансового уравнения:

$$\frac{dT}{dt} = m [T_f(t) - T], \quad (2.6)$$

где t — время, отсчитываемое от начала пожара, с; T — температура спая, К; $T_f(t)$ — температура газовой среды, К; $m = \alpha S / c \rho V$; α — коэффициент теплоотдачи от газа к спая, Вт·м⁻²·К⁻¹; S — поверхность спая, м²; V — объем спая, м³; ρ — плотность материала спая, кг·м⁻³; c — удельная теплоемкость, Дж/(кг·К⁻¹).

Решение уравнения (2.6) записывается в следующем виде:

$$T = e^{-mt} [C + m \int T_f(t) e^{mt} dt],$$

где C — константа, определяемая из начального условия (при $t=0$ $T=T_0$).

На стадии нарастания температуры газа зависимость $T_f(t)$ для всех проведенных опытов можно для оценки погрешностей в первом приближении аппроксимировать функцией следующего вида:

$$T_f = T_0 e^{bt}, \quad (2.7)$$

где b — эмпирическая постоянная, с⁻¹.

Из (2.6) с учетом (2.7) следует

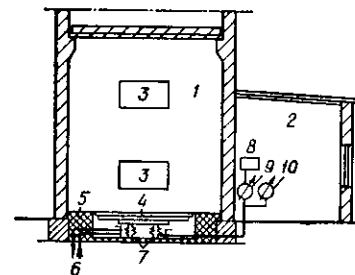
$$\frac{T}{T_f} = \frac{m}{m+b} + \frac{b}{m+b} e^{-(m+b)t}. \quad (2.8)$$

В опытах реализовались условия, при которых $b \approx 2 \cdot 10^{-4}$ с⁻¹ и $m \approx 10^{-2}$ с⁻¹. Из анализа следует, что погрешность, обусловленная инерционностью спаев термометров, не могла превышать 2 %.

Суммарная погрешность определения среднеобъемной температуры газа в помещении складывалась из погрешностей, обусловленных дискретным характером данных о температурном поле (3,5 %) и влиянием термической инерции спаев (2 %), погрешностей тари-

Рис. 2.6. Схема весоизмерительного устройства

1 — экспериментальное помещение; 2 — приборный отсек; 3 — оконные проемы; 4 — платформа весов; 5 — пол экспериментального помещения; 6 — трубы проточной ограждающей воды; 7 — сильфоны; 8 — регистрирующий прибор ДСП-1-01; 9 — датчик давления МЭД; 10 — манометр образцовый МО



ровки термпар (1 %), погрешностей измерительной части прибора ЭПП-09М (0,5 %) и его печатающего устройства (0,5 %), погрешностей считывания показаний с диаграммной ленты (0,15 %), погрешностей, обусловленных влиянием радиации (0,3 %), и не превышала 6 %.

Измерение массовой скорости выгорания материалов. Массовая скорость выгорания определялась дифференцированием зависимости массы сгораемого материала, выгорающего при пожаре в помещении, от времени. Эта зависимость устанавливалась путем аппроксимации экспериментальных данных с помощью ЭВМ с использованием метода параболической интерполяции.

Масса сгораемых материалов измерялась с помощью гидравлических весов. Платформа этих весов опиралась на четыре стальных, заполненных минеральным маслом сильфона (см. рис. 2.6). В результате тарирования весоизмерительной системы с помощью контрольных грузов была установлена линейная зависимость между массой загружаемых на платформу материалов и давлением в сильфонах в диапазоне нагрузок от 150 до 1000 кг.

Давление в сильфонах регистрировалось с помощью образцовых манометров типа МО и записывалось прибором типа ДСП-1-01, соединенным с датчиком типа МЭД. Для увеличения точности измерений использовались манометры с разными пределами измерений — 160, 250 и 400 кПа.

Вследствие малости вертикальных перемещений платформы в процессе изменения массы выгорающего материала были незначительные инерционные погрешности. Они определялись в основном характеристиками манометрических линий (трубки диаметром 0,01 м и длиной около 5 м) и манометров. Тарировка системы показала, что период успокоения при мгновенном воздействии на платформу составляет 7—10 с для груза 10 кг. В проведенных огневых экспериментах скорость изменения массы материалов (т.е. скорость вы-

горания) изменялась со временем плавно и составляла до 1 кг/с. При этих условиях инерционностью измерительной системы можно было пренебречь.

Для исключения температурной погрешности была предусмотрена стабилизация температурного режима работы сильфонов, для чего последние были помещены в ванну с проточной водой, имеющей постоянную температуру.

Рама платформы была выполнена из стального проката и защищена от теплового воздействия пожара слоем асбестовых плит толщиной 50 мм, покрытым стальным листом толщиной 3 мм. Температура рамы платформы контролировалась в процессе эксперимента (во всех опытах она не превышала 100 °С).

Суммарная погрешность взвешивания сгораемого материала в процессе эксперимента определялась в основном погрешностью тарирования и не превышала 0,5 %.

Измерение расходов уходящих газов и поступающего воздуха. Расходы уходящих из помещения газов и поступающего воздуха определялись по результатам измерений скоростей и температур газа в сечениях проемов. Измерение скоростей и температур газа в верхнем проеме производилось в течение всего эксперимента в четырех расположенных по высоте точках с координатами, отсчитываемыми от нижнего края этого проема: $y_{н.в.} = 0,14; 0,36; 0,61; 0,86$ м. В нижнем проеме точки, в которых производились измерения, имели координаты, отсчитываемые от нижнего края этого проема: $y_{н.н.} = 0,12; 0,38; 0,70$ и $0,98$ м.

Скорости измерялись с помощью датчиков, изготовленных из стальных трубок диаметром 10—14 мм в соответствии с рекомендациями, указанными в [1]. Эти датчики были протарированы в аэродинамическом канале, скорость потока в котором варьировалась от 2 до 5 м·с⁻¹ и контролировалась крыльчатим анемометром с допустимой погрешностью 0,1 м·с⁻¹. При тарировании датчиков и при проведении исследований процесса развития пожара датчики скорости подключались соединительными трубками к колокольным дифференциальным манометрам типа ДКО-3702, работающим в комплекте с приборами типа КСД-2 (класс точности 0,5) и имевшим пределы измерений от -50 до +50 Па. Результаты тарирования можно описать с погрешностью не более 3,5 % формулой следующего вида:

$$\omega = K_a \sqrt{\frac{2\Delta p_g}{\rho_a} RT}, \quad (2.9)$$

где ρ_a — барометрическое давление, Па; T — температура газа, К; Δp_g — перепад давлений в датчике, Па; K_a — аэродинамический коэффициент датчика; R — газовая постоянная, Дж/(кг·К⁻¹); ω — скорость потока, м·с⁻¹.

При установке датчиков в проемах помещения, использованного для исследования процесса развития пожара, все соединительные трубки были проложены с уклоном 5 % и имели в нижней точке водосборники для предотвращения образования гидравлических пробок вследствие конденсации водяных паров.

По результатам измерений для каждого фиксированного момента времени процесса развития пожара вычислялась расходная функция в четырех точках сечения каждого проема с помощью следующей формулы:

$$\rho\omega = K_a \sqrt{2\Delta p_g \frac{\rho_a}{RT}}, \quad (2.10)$$

где $\rho\omega$ — расходная функция, кгм⁻²с⁻¹; ρ — плотность газа, кг·м⁻³

Затем для каждого проема строились с использованием линейной интерполяции графики зависимостей

$$\rho\omega = f(y_{н}),$$

где $y_{н}$ — координата, отсчитываемая по вертикали от нижнего края проема, м.

При построении графиков учитывалось, что при $y_{н}=0$ и $y_{н}=H$ скорость равна нулю, и, следовательно, $\rho\omega=0$. Кроме того, значения скоростей и расходных функций в точках верхнего проема с координатами

$$y_{н} = 0,07 \text{ м}; \quad y_{н} = 0,098 \text{ м} \quad (2.11)$$

и в точках нижнего проема с координатами

$$y_{н} = 0,06 \text{ м}; \quad y_{н} = 1,04 \text{ м} \quad (2.12)$$

определялись по величине перепадов давлений Δp_g , равных половине измеренного ближайшими датчиками (см. рис. 2.7). На рис. 2.7 в качестве примера приведены профили функций расхода в проемах, наблюдавшиеся в одном из проведенных опытов.

Расходы воздуха и газов определялись путем численного интегрирования расходной функции с помощью следующей формулы:

$$G = \frac{b}{2} \sum_{i=1}^n [(\rho\omega)_i + (\rho\omega)_{i+1}] [y_{н(i+1)} - y_{ни}], \quad (2.13)$$

где b — ширина проема, м; $(\rho\omega)_i$ и $(\rho\omega)_{i+1}$ — расходные функции в точках с координатами $y_{ни}$ и $y_{н(i+1)}$; G — расход газа, кг/с.

Погрешности, обусловленные дискретным характером опытных данных о поле скоростей в сечениях проемов, были связаны главным образом с неточным учетом распределения скоростей вблизи границ проемов. Чтобы оценить эти погрешности, вычислялись также расходы в предположении, что на границах проемов скорость

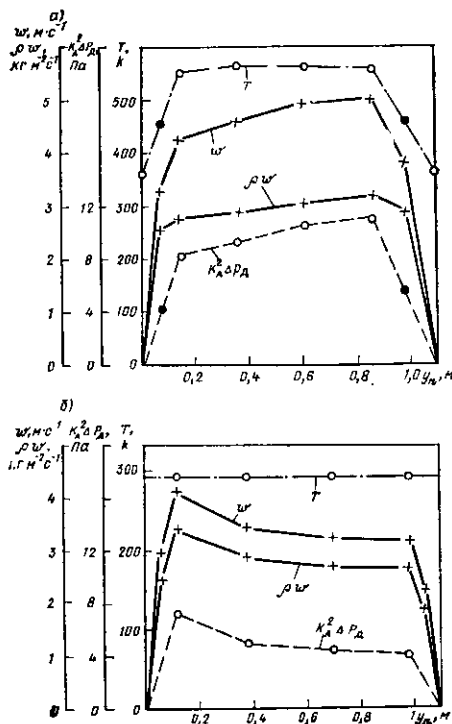


Рис. 2.7. Профили температуры, перепадов давления в датчиках и расходных функций по высоте проемов

а — верхний проем; б — нижний проем (опыт № 4, $t = 12$ мин)

газа равна скорости в точках с координатами, указанными выражениями (2.11) и (2.12) (т. е. в предположении отсутствия условий «прилипания»). Сравнение результатов расчетов, выполненных двумя методами, показало, что погрешность экспериментального определения расходов поступающего воздуха и уходящих газов, обусловленная дискретным характером данных о полях скоростей и температур в сечениях проемов, не могла превышать 3 %.

Суммарная погрешность измерения расходов поступающего воздуха и уходящих газов определялась погрешностями тарировки датчиков температур и скоростей, погрешностями, обусловленными дискретным характером данных о полях скоростей и температур, погрешностями измерения координат положения датчиков и размеров проемов, приборными погрешностями (манометры типа ДКО-3702 в комплекте с КСД-2 и потенциометры ЭПП-09), погрешностями считывания с диаграммных лент и могла составлять величину, не превышающую 7 % при $G > 0,5$ кг/с.

Измерение средней температуры уходящего газа. Средняя тем-

пература уходящего газа определялась по результатам измерений температур в сечениях проема и расхода уходящих газов с помощью следующей формулы:

$$T_{yx} = \frac{b}{2G_r} \sum_i [(\rho w T)_i + (\rho w T)_{i+1}] [y_{n(i+1)} - y_{ni}], \quad (2.14)$$

где T_{yx} — средняя температура уходящего газа, К; G_r — расход газа, уходящего через проем, кг·с⁻¹ и $(\rho w T)_i$; $(\rho w T)_{i+1}$ — произведения плотности, скорости и температуры в точках с координатами y_{ni} и $y_{n(i+1)}$ соответственно.

Влиянием радиации от факела пламени и ограждений на показания термометров, измерявших температуру газа в проеме, можно пренебречь вследствие сильной задымленности потока уходящего газа. Суммарная погрешность измерения средней температуры уходящего газа была обусловлена главным образом погрешностями тарировки датчиков температуры и их инерционностью. Согласно оценкам, погрешность измерения средней температуры уходящих газов не превышала 2,5 %.

Измерение среднеобъемного избыточного давления в помещении и координаты плоскости равных давлений. Для измерения избыточных статических давлений были введены внутрь помещения через стену, боковую по отношению к стене с проемами, семь стальных трубок отбора давлений диаметром 10–14 мм. Координаты расположения точек отбора давлений имели следующие значения: $x = a_2/2 = 2,9$ м (для всех точек отбора); $z = 0,5$ м (для всех точек отбора); $y_{p1} = 0$; $y_{p2} = 0,8$ м; $y_{p3} = 1,9$ м; $y_{p4} = 3$ м; $y_{p5} = 4$ м; $y_{p6} = 5$ м; $y_{p7} = 5,8$ м (где y_{pi} — координата i -той точки отбора давления, отсчитываемая по вертикали от пола; система координат показана на рис. 2.1).

Трубки отбора давлений были подключены к колокольным дифференциальным манометрам типа ДКО-3702, работающим в комплекте с регистрирующими приборами типа КСД-2 (класс точности 0,5) с пределами измерений от -50 до $+50$ Па. Вторая камера каждого дифференциального манометра была соединена с трубкой, свободный конец которой находился с наружной стороны той же стены помещения на уровне, соответствующем расположению точки отбора давления внутри помещения.

Дифференциальный манометр измерял разницу давлений снаружи и внутри помещения, т. е. величину $\Delta p = p - p_n$, где p — давление внутри помещения, а p_n — наружное давление на том же уровне.

По результатам измерений для каждого фиксированного момента времени процесса развития пожара строился график зависимости избыточного давления Δp от координаты y . При построении этого

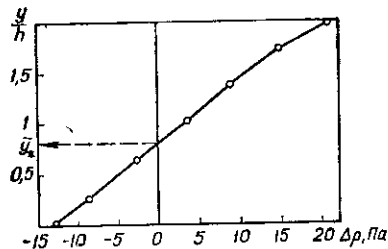


Рис. 2.8. Изменение избыточного статического давления по высоте помещения при пожаре (опыт № 5, $t=10$ мин)

графика использовалась линейная интерполяция. На рис. 2.8 приведен в качестве примера один из таких графиков. С помощью этого графика определялось положение плоскости равных давлений, т.е. координата y_* , где $\Delta p=0$. Путем численного интегрирования опытной зависимости $\Delta p=f(y)$ определялось среднее избыточное давление в помещении. При этом использовалась формула

$$\Delta p_m = \frac{1}{4h} \sum_i (\Delta p_{i+1} - \Delta p_i) (y_{i+1} - y_i), \quad (2.15)$$

где $h=2,9$ м — половина высоты помещения; $\Delta p_m = (p_m - p_a)$ — среднее избыточное давление, Па; p_m — среднееобъемное давление, Па; p_a — наружное давление на высоте, равной половине высоты помещения, Па; Δp_i и Δp_{i+1} — избыточные давления в точках с координатами y_i и y_{i+1} соответственно

Перед началом каждого опыта показания манометров фиксировались на диаграммной ленте. При отсутствии ветра перепады статических давлений перед опытом равнялись нулю. Зафиксированные показания манометров перед началом экспериментов при наличии ветра использовались затем для введения поправок в результаты измерений перепадов статических давлений при развитии пожара. Величина этих поправок не превышала 0,2 Па.

Погрешности определения среднееобъемного избыточного давления, обусловленные дискретным характером опытных данных о распределении перепадов давления по высоте помещения, были незначительными, так как зависимость $\Delta p=f(y)$ близка к линейной. Для оценки этой погрешности были проделаны вычисления среднееобъемного давления путем интегрирования зависимости, полученной по опытным данным с помощью параболического интерполирования. При этом использовалась интерполяционная формула Лагранжа. Расчеты показали, что величина указанной погрешности при использовании формулы (2.15) не превышала 2 %. Суммарная погрешность полученных в опытах данных о среднееобъемных значениях избыточных давлений не превышала 7 % при $\Delta p_m > 2$ Па.

Измерение концентраций кислорода и диоксида углерода в уходящих газах. Измерение концентраций кислорода и диоксида углерода в уходящем через верхний проем газе проводилось в течение

всего времени развития пожара с помощью газоанализаторов непрерывного действия типа МН-5130 с пределами измерения от 0 до 21 % объемного содержания кислорода и типа ТП-3120 с пределами измерения от 0 до 10 % объемного содержания диоксида углерода. Отбор проб осуществлялся с помощью стальных трубок диаметром 10–14 мм. Пробы отбирались в точках, расположенных вблизи оси проема и имевших координату, отсчитываемую от нижнего края проема — $y_n=0,73$ м. Прокачка газов через пробоотборные трубки осуществлялась с помощью вакуумного насоса типа РВН-20. Перед поступлением в газоанализатор газовые пробы проходили механическую очистку от взвешенных частиц в стекловолокнистом фильтре, охлаждение и осушку силикагелем. Концентрация кислорода в поступающем воздухе принималась постоянной и равной значению, зарегистрированному перед началом эксперимента кислородомером типа МН-5130.

В результате измерений концентраций кислорода и диоксида углерода вводилась поправка в связи с тем, что в газоанализаторы поступал осушенный газ. Содержание водяных паров в отбираемой пробе при вычислении поправки принималось прямо пропорциональным измеренной концентрации диоксида углерода в соответствии со стехиометрическими соотношениями, следующими из уравнения химической реакции горения. Максимальная величина этой поправки достигала 7 % измеренных газонализаторами значений концентраций.

Результаты измерений температурных полей в сечении верхнего проема свидетельствовали о хорошем перемешивании газов перед поступлением в проем. На основании этого можно считать поля концентраций кислорода и диоксида углерода по сечению проема практически однородными.

Суммарная погрешность измерений концентраций, обусловленная погрешностью метода определения поправок и классом точности приборов, могла составлять величину, не превышающую 3,5 %.

Измерение тепловых потоков в ограждениях. Для определения тепловых потоков в отдельные элементы ограждений (потолок, стены, пол) использовались два метода. Первый метод применялся для определения тепловых потоков на начальной стадии пожара при $t < 10$ мин. Этот метод базировался на известных положениях теории нагревания полубесконечного массива при граничных условиях первого рода. Значения локальных тепловых потоков определялись для каждого фиксированного момента времени с помощью следующей формулы

$$q_w = \frac{\lambda}{V_{\pi a}} \int_0^t \frac{dT_w}{dt} \frac{d\tau}{(t-\tau)^{1/2}}, \quad (2.16)$$

где q_w — плотность теплового потока, Вт·м⁻²·К⁻¹; T — температура поверхности ограждения, К; t — фиксированный момент времени, с; τ — текущее время от 0 до t ; a — коэффициент температуропроводности материала ограждения, м²·с⁻¹; λ — коэффициент теплопроводности материала, Вт·м⁻¹·К⁻¹.

Значения коэффициентов температуропроводности и теплопроводности были определены путем лабораторных исследований свойств элементов ограждений. Измеренные методом регулярного режима значения коэффициентов температуропроводности лежали в пределах от $4 \cdot 10^{-7}$ до $4,5 \cdot 10^{-7}$ м²·с⁻¹.

Температура поверхности T_w измерялась термоэлектрическими термометрами в процессе всего эксперимента. По опытным данным методом параболического интерполирования устанавливалась зависимость T_w от времени и затем вычислялись производные по времени.

Вычисление тепловых потоков по формуле (2.16) производилось путем численного интегрирования с помощью ЭВМ.

Применимость формулы (2.16) для ограждений конечной толщины ограничена условием

$$Fo < 0,05, \quad (2.17)$$

где $Fo = at/\Delta^2$ — число Фурье; Δ — толщина ограждения, м.

В соответствии со сказанным тепловые потоки в ограждения определяли для моментов времени, удовлетворяющих условию $t < 0,05\Delta^2/a$.

Наименьшую толщину однородного материала имел потолок — слой штукатурки толщиной $\Delta \approx 0,05$ м. В соответствии с этим тепловые потоки определялись с помощью описанного метода только для $t < 6$ мин.

Для определения тепловых потоков при $t > 6$ мин использовался метод вспомогательной стенки, описанный в работе [2]. По результатам измерений локальных тепловых потоков строились с использованием линейной интерполяции графики их распределения по поверхностям потолка, стен и пола. Путем численного интегрирования полученных зависимостей локальных тепловых потоков от координат определялись суммарные тепловые потоки в ограждения.

Аналогичным образом определялись средние температуры поверхностей потолка, стен и пола для всех фиксированных моментов времени. Затем вычислялась средняя для всех ограждений температура по формуле

$$T_w = \frac{F_1 T_{1w} + F_2 T_{2w} + F_3 T_{3w}}{F_1 + F_2 + F_3}, \quad (2.18)$$

где F_1 , F_2 и F_3 — площади поверхностей потолка, стен и пола соответственно, м²; T_{1w} , T_{2w} и T_{3w} — средние температуры потолка, стен и пола соответственно, К.

Средний коэффициент теплоотдачи в поверхность ограждений вычислялся по формуле

$$\alpha = \frac{Q_{\Sigma}}{F_{\Sigma} (T_m - T_w)}, \quad (2.19)$$

где $Q_{\Sigma} = Q_1 + Q_2 + Q_3$ — суммарный тепловой поток в ограждения, Вт; T_m — среднееобъемная температура среды в помещении, К; $F_{\Sigma} = F_1 + F_2 + F_3$ — суммарная площадь поверхности ограждений, м².

В суммарную площадь поверхности ограждений F_{Σ} не входила площадь сечений проемов.

Плотность теплового излучения из незадымленного (нижнего) проема измерялась актинометром типа «Лиот» с пределами измерения до $1,4 \cdot 10^4$ Вт·м⁻². Суммарный радиационный поток тепла из нижнего проема во всех опытах не превышал 1,5 % суммарного теплового потока в ограждения Q_{Σ} .

Погрешность экспериментального определения суммарных тепловых потоков согласно оценкам могла составлять ± 20 %, а средних коэффициентов теплоотдачи ± 25 %.

Измерение концентраций кислорода и двуокиси углерода в объеме помещения. Концентрации кислорода и двуокиси углерода измерялись внутри помещения в двух точках с координатами $y_1 = 4,5$ м, $x_1 = z_1 = 2,9$ м и $y_2 = 1,5$ м, $z_2 = 0,5$ м, $y_2 = 2,9$ м (система координат указана на рис. 2.1). Пробы отбирались с помощью стальных трубок в газовые пипетки емкостью $0,2 \cdot 10^{-3}$ м³ с интервалами 2 или 4 мин. Газ перед поступлением в пипетки подвергался очистке в стекловолоконистом фильтре и осушке силикагелем. После окончания эксперимента отобранные пробы анализировались на переносном газоанализаторе типа ГХП-3М. В результаты измерений вводилась поправка, учитывающая присутствие водяных паров в объеме помещения. Методика вычисления поправки была описана выше. Суммарная погрешность, обусловленная ошибками вычисления поправок и классом прибора, не превышала 2,5 %.

По результатам измерений концентраций в двух вышеуказанных точках объема помещения вычислялось среднееобъемное значение концентраций. При этом использовались следующие факты и положения. Поля концентраций компонентов газовой фазы в помещении так же, как температурное поле, формируются главным образом в результате конвекции и турбулентного переноса. В связи с этим существует некоторое подобие между полями концентраций и температур. Это подтвердили предварительные опыты. Отборы проб газов в двух точках, координаты которых указаны выше, давали информацию о содержании компонентов среды в двух

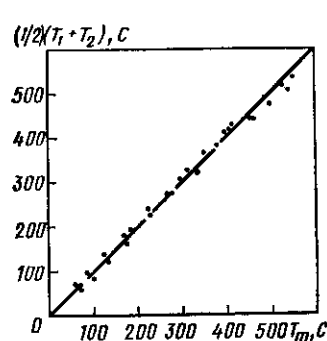


Рис. 2.9. Зависимость среднего значения температуры в точках ($x=2,9$ м; $y=1,4$ м; $z=0,9$ м) и ($x=2,9$ м; $y=4,4$ м; $z=2,9$ м) от среднего значения температуры среды в помещении

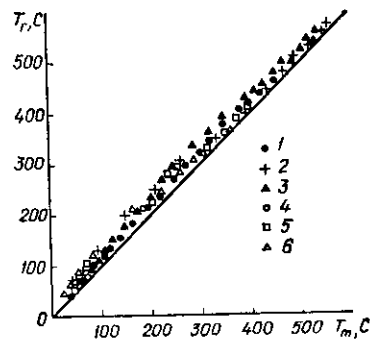


Рис. 2.10. Зависимость температуры уходящих газов от среднего значения температуры газов в помещении

1 — опыт № 1; 2 — опыт № 2; 3 — опыт № 3; 4 — опыт № 4; 5 — опыт № 5; 6 — опыт № 6

зонах: во-первых, в верхней зоне над очагом горения, где была высокая температура и высокое содержание продуктов сгорания, во-вторых, в нижней зоне помещения, где температура и концентрации были относительно небольшими. Корреляция измеренных в этих двух точках температур газов со среднеемной температурой показана на графике рис. 2.9. На этом графике по оси абсцисс отложены измеренные при разных фиксированных моментах процесса развития пожара значения среднеемных температур, а по оси ординат — среднеарифметические значения температур, измеренных в указанных точках в те же моменты времени. Из этого графика следует, что при всех стадиях развития пожара среднеарифметическая температура, измеренная в точках отбора проб газов, почти не отличалась от среднеемной температуры. С учетом всего сказанного среднеемное значение концентрации i -го компонента среды определялось по формуле

$$x_{im} = (x_{i1} + x_{i2})/2,$$

где x_{i1} и x_{i2} — концентрации i -го компонента, измеренные соответственно в первой и во второй точках отбора.

Погрешность такого метода определения среднеемных концентраций компонентов среды, по-видимому, того же порядка, что и погрешность определения среднеемной температуры.

2.2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

1. Проведенные при вышеуказанных условиях экспериментальные исследования процесса развития пожара показали, что температура уходящего через проем газа отличается от измеренной в тот же момент времени среднеемной температуры среды, заполняющей помещение. Сопоставление этих температур дано на графике рис. 2.10. На этом графике по оси ординат отложены температуры уходящих газов, а по оси абсцисс — среднеемные температуры. Из графика следует, что температура уходящего газа на всех стадиях развития пожара была несколько выше среднеемной температуры и отличалась в среднем приблизительно на величину $\Delta T \approx 20^\circ \text{C}$. Связь между температурой уходящего газа и среднеемной температурой можно описать в первом приближении следующей формулой:

$$T_r = mT_m, \quad (2.20)$$

где $m = 1 + 0,1[1 - e^{-50(\theta - 1)}](1 - 0,24\theta)$; T_m — среднеемная температура, К; T_{om} — среднеемная температура перед пожаром, К; T_r — температура уходящих газов, К; $\theta = T_m/T_{om}$.

2. В результате опытных исследований была получена обширная информация о характере распределения давлений внутри помещения при различных стадиях развития пожара. Как известно, при неоднородном температурном поле в газовой среде, заполняющей помещение, распределение давлений по высоте помещения описывается следующей формулой:

$$p = p_m + \rho_m g h f(y), \quad (2.21)$$

где p — давление в помещении на уровне, характеризуемом координатой y , Па; p_m — среднее давление внутри помещения Па; ρ_m — среднеемная плотность среды в помещении, $\text{кг} \cdot \text{м}^{-3}$; g — ускорение свободного падения, $\text{м} \cdot \text{с}^{-2}$; h — половина высоты помещения; $y = y/h$ — безразмерная координата; $f(y)$ — функция координаты, зависящая от характера распределения плотности газа (в конечном счете — от характера распределения температур).

Распределение наружного давления описывается формулой следующего вида:

$$p_n = p_a + \rho_a g h (1 - \bar{y}), \quad (2.22)$$

где p_a — давление в окружающей помещении атмосфере на высоте h , Па; ρ_a — плотность наружного воздуха, $\text{кг} \cdot \text{м}^{-3}$.

Из формул (2.21) и (2.22) можно получить следующее выражение:

$$P = f(\bar{y}), \quad (2.23)$$

где

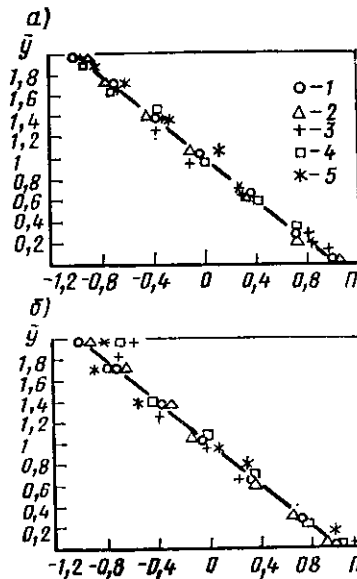


Рис. 2.11 Изменение безразмерного параметра статического давления по высоте помещения а — опыт № 5; б — опыт № 2; 1 — $\bar{t}=30$; 2 — $\bar{t}=50$; 3 — $\bar{t}=70$; 4 — $\bar{t}=90$; 5 — $\bar{t}=110$

$$P = \theta \left[\frac{\Delta p - \Delta p_m}{\rho_a g h} + (1 - \bar{y}) \right];$$

$$\Delta p = p - p_H; \quad \Delta p_m = p_m - p_a; \quad \theta = \frac{T_m}{T_a} = \frac{\rho_a}{\rho_m},$$

где Δp — избыточное давление в помещении на уровне, характеризуемом координатой y , Па; Δp_m — среднее избыточное давление, Па; T_a — температура наружного воздуха, К.

Полученные в опытах № 2 и 5 результаты измерений избыточных давлений представлены на рис. 2.11 в виде зависимости параметра P от безразмерной координаты $\bar{y}$. На этих графиках сплошной линией нанесена зависимость следующего вида:

$$P = 1 - \bar{y}. \quad (2.24)$$

Эта линейная зависимость соответствует распределению давлений при однородном температурном поле. Из графиков следует, что распределение давлений по высоте помещений при всех стадиях пожара мало отличалось от линейного. Такой же вывод следует из анализа данных, полученных в опытах № 1, 3, 4, 6. В соответствии с этим выводом был применен второй метод определения координаты плоскости равных давлений, базирующийся на полученной в теории газообмена первого приближения формуле следующего вида:

$$\bar{y}_* = h \left[1 - \frac{\Delta p_m}{\rho_a g h} \frac{T_m}{T_m - T_{om}} \right],$$

где $\bar{y}_*$ — координата плоскости равных давлений, м; h — половина высоты помещения, м; Δp_m — измеренное среднее избыточное давление, Па; T_m — измеренная среднеобъемная температура, К; ρ_a — плотность наружного воздуха, $\text{кг}\cdot\text{м}^{-3}$; T_{om} — температура перед пожаром, К.

Как и следовало ожидать, результаты расчетов по этой формуле хорошо согласуются с данными, полученными вышеописанным первым методом.

3. На основе результатов измерений расходов газов через проемы и распределений давлений по высоте помещения были получены данные о расходных коэффициентах проемов. Расходы уходящего газа через верхний проем и поступающего через нижний проем воздуха при линейном распределении давлений по высоте помещения можно вычислить с помощью следующих формул:

$$G_r = \xi_r G_0 \frac{2}{3} \sqrt{\frac{B}{m}} (1 - \beta) [(\bar{y}_{2B} - \bar{y}_*)^{3/2} - (\bar{y}_{1B} - \bar{y}_*)^{3/2}];$$

$$G_B = \xi_B G_0 \frac{2}{3} \sqrt{(1 - \beta)} [(\bar{y}_* - \bar{y}_{1H})^{3/2} - (\bar{y}_* - \bar{y}_{2H})^{3/2}], \quad (2.25)$$

где

$$G_0 = \rho_a b h \sqrt{2g h}; \quad \bar{y}_* = 1 - \frac{\Delta p_m}{\rho_a g h (1 - \beta)};$$

$$\beta = \rho_m / \rho_a = T_a / T_m; \quad m = T_{yx} / T_m; \quad \bar{y}_* = y_* / h;$$

$$\bar{y}_{1B} = y_{1B} / h; \quad \bar{y}_{2B} = y_{2B} / h; \quad \bar{y}_{1H} = y_{1H} / h; \quad \bar{y}_{2H} = y_{2H} / h;$$

G_r — расход воздуха, $\text{кг}\cdot\text{с}^{-1}$; G_B — расход газа, $\text{кг}\cdot\text{с}^{-1}$; ξ_r — расходный коэффициент проема, через который газ покидает помещение; ξ_B — расходный коэффициент проема, через который поступает в помещение воздух; y_{1B} , y_{2B} , y_{1H} , y_{2H} — координаты проемов (см. рис. 2.1), м; y_* — координата плоскости равных давлений, м; b — ширина проема, м; h — половина высоты помещения, м; ρ_m — среднеобъемная плотность газа, $\text{кг}\cdot\text{м}^{-3}$; ρ_a — плотность наружного воздуха, $\text{кг}\cdot\text{м}^{-3}$; $\Delta p_m = (p_m - p_a)$ — среднее избыточное давление, Па; остальные обозначения указаны выше.

Формула (2.25) применима, если $y_{1B} \geq y_* \geq y_{2B}$. Это условие реализовалось в опытах практически при всех исследованных стадиях развития пожара.

Значения расходных коэффициентов ξ_r и ξ_B определялись с помощью формулы (2.25) путем подстановки в них измеренных значений среднего избыточного давления Δp_m , среднеобъемной температуры T_m и температуры наружного воздуха T_a , расходов уходящего газа G_r и поступающего воздуха G_B , известных значений координат проемов y_{1H} , y_{2H} , y_{1B} , y_{2B} и размеров b и h .

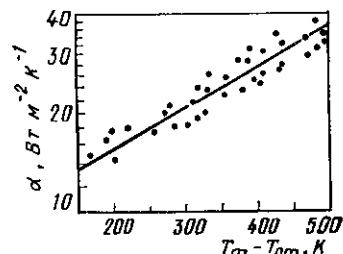
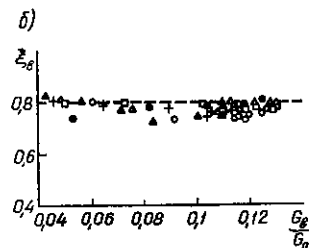
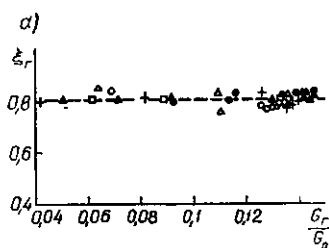


Рис. 2.13. Зависимость среднего коэффициента теплоотдачи к ограждающим конструкциям от среднеобъемной температуры среды при пожаре

Рис. 2.12. Расходные коэффициенты оконных проемов

а — верхний проем (уходящие газы), б — нижний проем (приточный воздух). Обозначения см. к рис. 2.10

Полученные данные о расходных коэффициентах представлены на графиках рис. 2.12 в виде зависимостей

$$\xi_{\Gamma} = f(G_{\Gamma}/G_0); \quad \xi_{\text{В}} = f(G_{\text{В}}/G_0).$$

Опытные данные о расходных коэффициентах получены в области значений расходов от 0,4 до 6 кг/с, что соответствует области чисел Рейнольдса $Re = 2G/\mu(H+b)$ от $3 \cdot 10^4$ до $3 \cdot 10^5$.

Во всем исследованном диапазоне условий значения расходных коэффициентов были практически постоянными и равнялись $\xi_{\Gamma} \approx \xi_{\text{В}} \approx 0,8$ (пунктирные линии на рис. 2.12).

4. Полученные данные о средних коэффициентах теплоотдачи представлены на рис. 2.13. Сплошной линией на этом графике нанесена эмпирическая зависимость

$$\alpha = \alpha_0 e^{0,0023(T_m - T_{0m})}, \quad (2.26)$$

где α — средний коэффициент теплоотдачи, $\text{Вт} \cdot \text{м}^2 \cdot \text{К}^{-1}$; T_m — среднеобъемная температура, К, T_{0m} — температура перед пожаром, К, $\alpha_0 = 11,63 \text{ Вт} \cdot \text{м}^2 \cdot \text{К}^{-1}$.

Из графика следует, что результаты проведенных экспериментов хорошо согласуются в исследованном диапазоне условий с зависимостью (2.26).

5. Экспериментальные исследования показали, что концентрация кислорода в уходящем через проем газе отличалась от измеренной в тот же момент среднеобъемной концентрации. Корреляция этих величин показана на графике рис. 2.14. На этом графике по оси

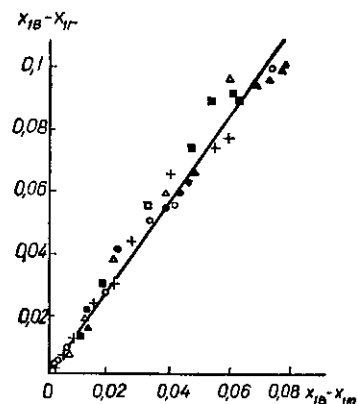


Рис. 2.14. Зависимость концентрации кислорода в уходящих газах от среднеобъемной концентрации кислорода в помещении при пожаре. Обозначения см. к рис. 2.10

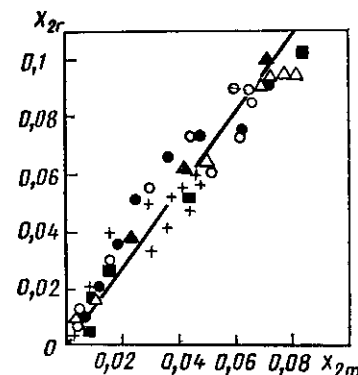


Рис. 2.15. Зависимость концентрации двуокиси углерода в уходящих газах от среднеобъемной концентрации двуокиси углерода в помещении при пожаре. Обозначения см. к рис. 2.10

абсцисс отложена разность концентраций кислорода в наружном воздухе и среднеобъемной, а по оси ординат — разность концентраций в наружном воздухе и в уходящем газе. Из графика следует, что связь между среднеобъемной концентрацией и концентрацией в уходящем газе можно приблизительно описать следующей формулой.

$$(x_{1В} - x_{1Г}) = 1,44 (x_{1В} - x_{1м}), \quad (2.27)$$

или

$$x_{1Г} = n_1 x_{1м}; \quad n_1 = 1,44 - 0,1012/x_{1м}, \quad (2.28)$$

где $x_{1Г}$ — массовая концентрация кислорода в уходящем через проем газе; $x_{1м}$ — среднеобъемная концентрация кислорода в помещении; n_1 — коэффициент неоднородности поля концентраций кислорода

На графике рис. 2.15 показана корреляция между среднеобъемной концентрацией двуокиси углерода и измеренной в тот же момент времени концентрацией двуокиси углерода в уходящем через проем газе. На этом графике по оси абсцисс отложены измеренные значения среднеобъемных концентраций, а по оси ординат — концентрации в уходящем газе. Из графика следует, что связь между этими величинами можно приближенно описать следующим выражением:

$$x_{2Г} = n_2 x_{2м}; \quad n_2 = 1,36, \quad (2.29)$$

где $x_{2Г}$ — концентрация двуокиси углерода в уходящем газе; $x_{2м}$ — среднеобъемная концентрация.

6. На основе результатов измерений были получены данные о коэффициентах полноты сгорания при различных стадиях развития пожара. Эти данные были получены тремя независимыми способами. Первый способ базировался на использовании уравнения энергии, которое можно записать в следующем виде:

$$\frac{p_a V}{k-1} \left(\frac{d\pi}{dt} \right) = (\eta Q_n^p + q_n) \psi + c_{pB} T_B G_B - c_{pT} T_T G_T - Q_W, \quad (2.30)$$

где V — объем помещения, м³; G_B — расход поступающего воздуха, кг/с; G_T — расход уходящих газов, кг/с; Q_W — поток тепла в ограждения, Вт; ψ — скорость выгорания материала, кг/с; $\pi = (p - p_a)/p_a$; $k = c_{pB}/c_{pT} = 1,4$; η — коэффициент полноты сгорания; q_n — энтальпия продуктов пиролиза, Дж/кг; t — время, с; остальные обозначения были указаны выше.

Все величины, входящие в уравнение (2.30), кроме коэффициента полноты сгорания, измерялись в опытах или были известными справочными данными. Таким образом с помощью уравнения (2.30) можно было определить коэффициент полноты сгорания.

Второй способ базировался на уравнении кислородного баланса, которое можно записать в следующем виде:

$$\rho_m V \frac{dx_{1m}}{dt} = G_B (x_{1B} - x_{1m}) - G_T (x_{1T} - x_{1m}) - \psi (x_{1m} + \eta L_1), \quad (2.31)$$

где $\rho_m = p_m/RT_m$ — среднееобъемная плотность газа, кг/м³; L_1 — теоретически необходимое количество кислорода для полного сгорания 1 кг горючего материала; остальные обозначения были указаны выше.

Все величины, входящие в уравнение (2.31), кроме коэффициента полноты сгорания, измерялись в опытах или были известными справочными данными.

Третий способ базировался на использовании уравнения баланса двуокиси углерода:

$$\rho_m V \frac{dx_{2m}}{dt} = \psi (\eta L_2 - x_{2m}) - G_T (x_{2T} - x_{2m}) - x_{2m} G_B, \quad (2.32)$$

где L_2 — количество двуокиси углерода, образующегося при полном сгорании 1 кг материала; остальные обозначения указаны выше.

Все три способа определения коэффициента полноты сгорания дали очень близкие результаты. Эти результаты представлены на графике рис. 2.16 в виде зависимости коэффициента полноты сгорания от средней концентрации кислорода. Установлено, что коэффициент полноты сгорания был различным на разных стадиях процесса развития пожара. Как следует из графика, этот коэффициент уменьшается с уменьшением концентрации кислорода в помещении. Полученные данные аппроксимируются следующей зависимостью:

$$\eta = 0,63 + 0,2x_{1m} + 1500x_{1m}^6. \quad (2.33)$$

Зависимость (2.33) представлена на рис. 2.16 сплошной линией.

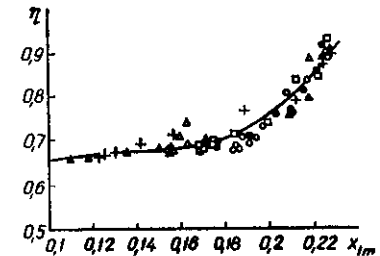


Рис. 2.16. Зависимость коэффициента полноты сгорания материалов пожарной нагрузки от среднееобъемной концентрации кислорода. Обозначения см. к рис. 2.10

2.3. СРАВНЕНИЕ ТЕОРИИ С ОПЫТОМ

Теоретические расчеты процессов развития пожара в помещении проводились путем численного решения следующей системы уравнений:

$$\frac{d\beta}{dt} = \gamma_B + \bar{\psi} - \gamma_T; \quad (2.34)$$

$$\beta \frac{dx_{1m}}{dt} = (0,23 - x_{1m}) \gamma_B + (1 - n_1) x_{1m} \gamma_T - (x_{1m} + \eta L_1) \bar{\psi}; \quad (2.35)$$

$$\beta \frac{dx_{2m}}{dt} = (\eta L_2 - x_{2m}) \bar{\psi} - x_{2m} \gamma_B - (n_2 - 1) x_{2m} \gamma_T; \quad (2.36)$$

$$\beta \frac{dx_{3m}}{dt} = (\eta L_3 - x_{3m}) \bar{\psi} - (x_{3m} - x_{3B}) \gamma_B - (n_3 - 1) x_{3m} \gamma_T; \quad (2.37)$$

$$\frac{1}{k-1} \frac{d\pi}{dt} = (\eta K_1 + K_3) \bar{\psi} + \gamma_B - m \frac{c_{pT}}{c_{pB}} \gamma_T \theta - \bar{Q}_W; \quad (2.38)$$

$$\theta = (\pi + 1)/\beta, \quad (2.39)$$

где $K_1 = Q_n^p/(c_{pB} T_{0m})$; $K_3 = q_n/(c_{pB} T_{0m})$; $\bar{Q}_W = Q_W/(c_{pB} G_0 T_{0m})$;

$$\bar{t} = t/t_0; \quad \gamma_T = G_T/G_0; \quad \gamma_B = G_B/G_0; \quad \bar{\psi} = \psi/G_0;$$

$$\beta = \rho_m/\rho_{0m}; \quad \theta = T_m/T_{0m}; \quad \pi = (p_m - p_a)/p_a; \quad m = T_T/T_m;$$

c_{pB} — теплоемкость поступающего в помещение воздуха, Дж·кг⁻¹·К⁻¹; c_{pT} — теплоемкость уходящих газов, Дж·кг⁻¹·К⁻¹; T_m — среднееобъемная температура газа, К; T_{0m} — температура среды перед пожаром, К; T_T — температура уходящего газа, К; p_m — среднееобъемное давление в помещении, Па; p_a — атмосферное давление на высоте, равной половине высоты помещения, Па; ρ_m — среднееобъемная плотность среды, заполняющей помещение, кг·м⁻³; ρ_{0m} — среднееобъемная плотность среды перед пожаром, кг·м⁻³; q_n — энтальпия продуктов пиролиза, Дж·кг⁻¹; Q_n^p — теплота сгорания, Дж·кг⁻¹; Q_W — суммарный тепловой поток в ограждения и проемы, Вт; ψ — скорость выгорания материала, кг·с⁻¹; G_B — расход поступающего через проем воздуха, кг·с⁻¹; G_T — расход уходящего через проем газа, кг·с⁻¹;

x_{1m} — среднеобъемная массовая концентрация кислорода; x_{2m} — среднеобъемная массовая концентрация диоксида углерода CO_2 ; x_{3m} — среднеобъемная массовая концентрация водяных паров, t — время, с; $t_* = \rho_{om} V / G_0 = V / b h \sqrt{2gh}$ — временная характеристика процесса, с; $G_0 = \rho_{om} b h \sqrt{2gh}$ — расходная характеристика, $\text{кг}\cdot\text{с}^{-1}$; V — объем помещения, м^3 ; b — ширина проема, м; h — половина высоты помещения, м; $k=1,4$ — показатель адиабаты; $g=9,81$ — ускорение свободного падения, $\text{м}\cdot\text{с}^{-2}$.

Коэффициенты n_1, n_2, n_3, m, η вычислялись с помощью полученных эмпирических формул (2.20), (2.28), (2.29) и (2.33). При этом принималось, что $n_3 = n_2$.

Соответствующие условиям опытов значения величин $L_1, L_2, L_3, K_1, K_3, t_*$ и G_0 указаны в табл. 2.1. Концентрация водяных паров в атмосферном воздухе в период проведения всех опытов была практически постоянной и равнялась $x_{3в} = 0,01$.

Начальные условия при $t=0$ для системы уравнений (2.34) — (2.39) записываются следующим образом: $\theta=1$; $\beta=1$; $\pi=0$; $x_{1m}=0,23$; $x_{2m}=0$; $x_{3m}=0,01$.

Отношение теплоемкостей c_{pg} и c_{pv} вычислялось по следующей формуле:

$$c_{pg}/c_{pv} = 1 + 0,000156 (m_0 - 1) T_{om}. \quad (2.40)$$

Зависимости расходов уходящего газа и поступающего воздуха от геометрических характеристик проемов и среднеобъемных параметров среды имеют согласно работе [3] следующий вид:

$$1) \text{ при } \bar{y}_* < \bar{y}_{1н} \\ \bar{\gamma}_в = 0; \quad (2.41)$$

$$\bar{\gamma}_г = \frac{2}{3} [(\bar{y}_{2в} - \bar{y}_*)^{3/2} - (\bar{y}_{1в} - \bar{y}_*)^{3/2} + (\bar{y}_{2н} - \bar{y}_*)^{3/2} - (\bar{y}_{1н} - \bar{y}_*)^{3/2}]; \quad (2.42)$$

$$2) \text{ при } \bar{y}_{1н} \leq \bar{y}_* \leq \bar{y}_{2н} \\ \bar{\gamma}_в = \frac{2}{3} (\bar{y}_* - \bar{y}_{1н})^{3/2}; \quad (2.43)$$

$$\bar{\gamma}_г = \frac{2}{3} [(\bar{y}_{2в} - \bar{y}_*)^{3/2} - (\bar{y}_{1в} - \bar{y}_*)^{3/2} + (\bar{y}_{2н} - \bar{y}_*)^{3/2}]; \quad (2.44)$$

$$3) \text{ при } \bar{y}_{2н} \leq \bar{y}_* \leq \bar{y}_{1в} \\ \bar{\gamma}_в = \frac{2}{3} [(\bar{y}_* - \bar{y}_{1н})^{3/2} - (\bar{y}_* - \bar{y}_{2н})^{3/2}]; \quad (2.45)$$

$$\bar{\gamma}_г = \frac{2}{3} [(\bar{y}_{2в} - \bar{y}_*)^{3/2} - (\bar{y}_{1в} - \bar{y}_*)^{3/2}]; \quad (2.46)$$

$$4) \text{ при } \bar{y}_{1в} \leq \bar{y}_* \leq \bar{y}_{2в} \\ \bar{\gamma}_в = \frac{2}{3} [(\bar{y}_* - \bar{y}_{1н})^{3/2} - (\bar{y}_* - \bar{y}_{2н})^{3/2} + (\bar{y}_* - \bar{y}_{1в})^{3/2}]; \quad (2.47)$$

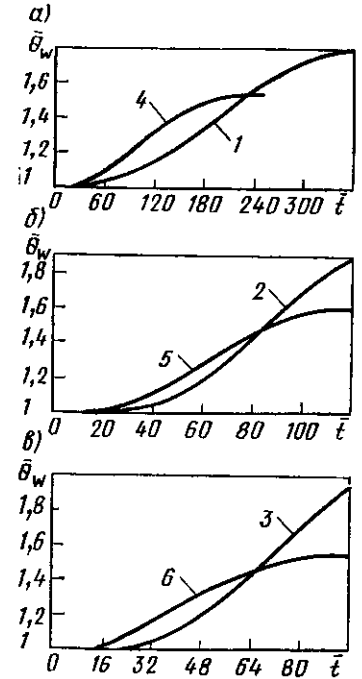


Рис. 2.17. Экспериментальные зависимости от времени средней температуры поверхностей ограждающих конструкций (номера кривых соответствуют номерам опытов)

$$\bar{\gamma}_г = \frac{2}{3} (\bar{y}_{2в} - \bar{y}_*)^{3/2}, \quad (2.48)$$

$$\text{где } \bar{y}_* = 1 - \pi K_4 / (1 - \beta); \quad K_4 = \rho_a / \rho_a g h;$$

$$\bar{\gamma}_в = \gamma_в / \xi_в \sqrt{1 - \beta}; \quad \bar{\gamma}_г = \gamma_г \sqrt{m / \xi_г} \sqrt{\beta (1 - \beta)}.$$

Соответствующие условиям опытов значения безразмерных координат проемов были $\bar{y}_{1в} = 0,7120$; $\bar{y}_{2в} = 0,9017$; $\bar{y}_{1н} = 0,1379$; $\bar{y}_{2н} = 0,3276$. Все опыты проведены при значении числа $K_4 = 2930$. Значения расходных коэффициентов были приняты в соответствии с данными опытов $\xi_в = \xi_г = 0,8$.

Тепловые потоки в ограждения вычислялись по формуле

$$\bar{Q}_w = K_2 (\theta - \theta_w) e^{0,00237 T_{om} (\theta - 1)}, \quad (2.49)$$

$$\text{где } K_2 = \alpha_0 F_\Sigma / c_{pv} G_0; \quad \theta_w = T_w / T_{om};$$

T_w — средняя температура поверхностей ограждения, К; $F_\Sigma = 201,84 \text{ м}^2$ — суммарная площадь поверхностей; α_0 — эмпирический коэффициент в формуле (2.26). Соответствующие условия опытов значения числа K_2 указаны в табл. 2.1.

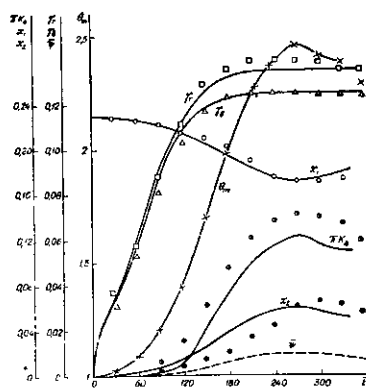


Рис. 2.18. Сравнение данных опыта № 1 с результатами теоретического расчета

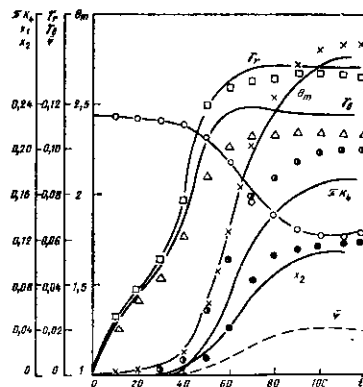


Рис. 2.19. Сравнение данных опыта № 2 с результатами теоретического расчета

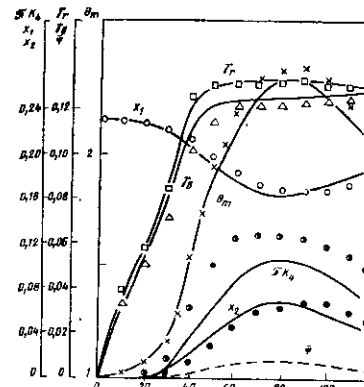


Рис. 2.22. Сравнение данных опыта № 5 с результатами теоретического расчета

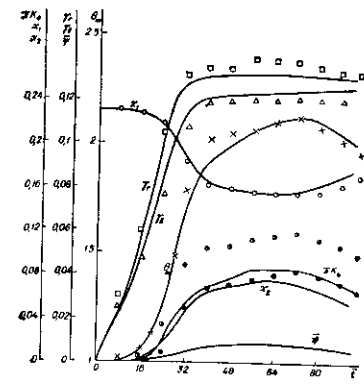


Рис. 2.23. Сравнение данных опыта № 6 с результатами теоретического расчета

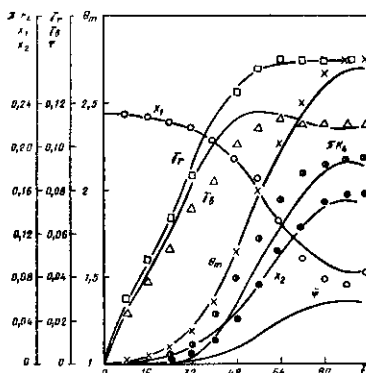


Рис. 2.20. Сравнение данных опыта № 3 с результатами теоретического расчета

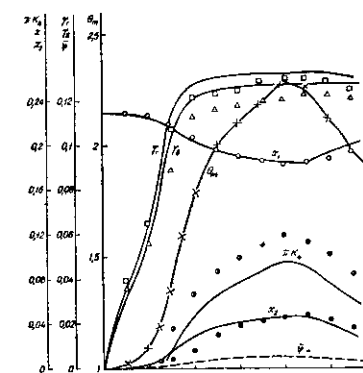


Рис. 2.21. Сравнение данных опыта № 4 с результатами теоретического расчета

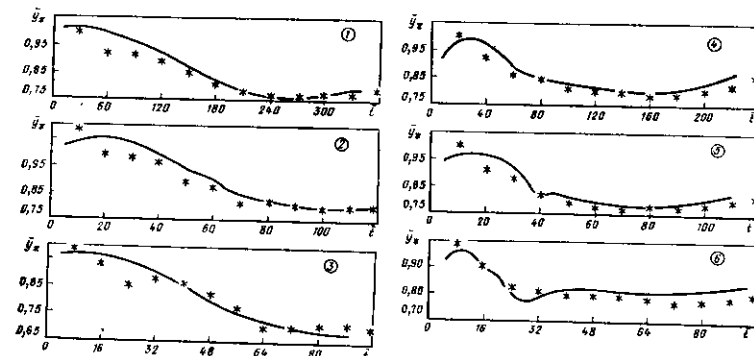


Рис. 2.24. Зависимость положения плоскости равных давлений от времени t , полученных в опытах (номера опытов указаны на полях графиков)

При численном решении системы уравнений, описывающих развитие пожара, использовались полученные опытным путем зависимости скорости выгорания материалов и средней температуры поверхностей ограждений от времени. Эти зависимости показаны на рис. 2.17—2.23.

На начальном этапе развития пожара во всех опытах скорость выгорания материалов была малой величиной (при $\bar{t} < 10$ $\bar{\psi} < 0,001$). В связи с этим изменение полной внутренней энергии было очень

незначительным на этом этапе. Поэтому при расчетах процессов развития пожара при $\bar{t} < 1$ использовалось уравнение энергии для пожара, протекающего при неизменной внутренней энергии среды, которое имеет следующий вид:

$$(\eta K_1 + K_3) \bar{\psi} + \gamma_v - m \frac{c_{pr}}{c_{pw}} \gamma_r \theta - \bar{Q}_w = 0. \quad (2.50)$$

Расчеты проводились на ЭВМ М4030. Для интегрирования системы дифференциальных уравнений, описывающих развитие пожара,

использовалась схема Эйлера. Результаты теоретических расчетов процессов развития пожара при условиях, указанных в табл. 2.1, представлены на графиках рис. 2.18—2.24. На этих графиках сплошными линиями показаны результаты численного решения системы уравнений пожара, пунктирными линиями — опытные зависимости скорости выгорания материалов пожарной нагрузки от времени. Для сравнения на графиках приведены результаты измерений средне-объемной температуры (обозначения — крестики), среднего избыточного статического давления (полужаженные кружки), расходов уходящего газа (квадраты) и поступающего воздуха (треугольники), концентрации кислорода (светлые кружки) и двуокиси углерода (зажженные кружки), координаты плоскости равных давлений (звезды). Экспериментальные данные хорошо согласуются с результатами теоретических расчетов.

Глава 3. ТЕПЛООБМЕН В РАЗВИТОЙ СТАДИИ ПОЖАРА [ОБЪЕМНЫЕ ПОЖАРЫ]

3.1. СЛОЖНЫЙ ТЕПЛООБМЕН НА ВЕРТИКАЛЬНЫХ СТРОИТЕЛЬНЫХ КОНСТРУКЦИЯХ ПРИ ПОЖАРЕ

3.1.1. Интегральные уравнения пограничного слоя

Теоретическое исследование процессов тепло- и массообмена в природе и современной технике, в том числе в условиях развития пожара в замкнутых объемах, сводится к решению краевых задач для дифференциальных уравнений, описывающих развитие и протекание этих процессов. Возможности строгого аналитического решения этих задач сильно ограничены и дают практический результат в сравнительно простых случаях переноса тепла и массы, в частности для случаев теплопроводности и диффузий в неподвижной среде для сравнительно простых граничных условий.

Более широкие возможности имеются у приближенных аналитических методов, с помощью которых, используя те или иные упрощающие допущения, удается решить многие задачи тепло- и массопереноса.

В качестве примера можно привести теорию пограничного слоя [5], в основе которой лежат допущения, позволяющие получить приближенные уравнения течения внутри вязкого слоя, более простые, чем полные дифференциальные уравнения. Раздельный анализ упрощенных уравнений пограничного слоя и внешнего потока позволяет затем объединить полученные решения в одно целое и во мно-

гих практически важных случаях получить надежные результаты. Для большого круга задач часто целью исследования не ставится строгое нахождение распределений искомых величин (температуры, концентрации, скорости) в пределах пограничного слоя, а определение «выходных» характеристик пограничного слоя (тепловых и массовых потоков на поверхностях). Это дает возможность в ряде случаев еще более упростить математическую модель решаемой задачи без уменьшения практической ее ценности. Примером таких задач служат проблемы, связанные с изучением теплового воздействия очага пожара на строительные конструкции. Для исследования усредненных параметров, описывающих развитие пожара, не обязательно иметь четкое представление о распределении исследуемых величин по толщине пограничного слоя, но совершенно необходимо знание закона теплообмена между газовой средой и строительными конструкциями. Вопросы, связанные с огнестойкостью конструкций, с определением требуемых пределов огнестойкости, и целый ряд других задач тепло- и массообмена невозможно исследовать без четкого представления о законе теплообмена очага пожара с конструкциями. В настоящей главе, в частности, разбирается один из методов решения интегральных уравнений пограничного слоя (носящий название метода Кармана—Польгаузена) применительно к условиям сложного теплообмена. Этот метод позволяет получить аналитическое решение вопроса о сложном теплообмене очага пожара с конструкциями в виде, удобном для анализа этого явления; критериальные уравнения удобны для применения в инженерной практике и в качестве граничных условий для решения комплексных задач развития пожара в помещениях.

Применяя общие законы физики, процесс сложного теплообмена при пожаре в помещении можно описать системой дифференциальных уравнений, учитывающих как тепло- и массообменные процессы, так и динамические явления. Система дифференциальных уравнений состоит из уравнений энергии, диффузии, движения и сплошности.

В приближении теории пограничного слоя дифференциальные уравнения движения, описывающие динамические явления в пограничном слое, имеют вид:

$$\rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial y} = \rho g_x - \frac{\partial p}{\partial x} + \mu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}, \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial p}{\partial y} = 0. \quad (3.2)$$

Используя одно из основных допущений теории пограничного слоя о постоянстве давления по толщине пограничного слоя и урав-

нение Бернулли для внешней границы пограничного слоя, уравнения (3.1) и (3.2) можно представить в виде

$$\rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial y} - \rho_{\infty} u_{\infty} \frac{\partial u_{\infty}}{\partial x} = g_x (\rho - \rho_{\infty}) + \mu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}. \quad (3.3)$$

В общем случае с учетом проницаемости поверхности (испарение влаги, процесс термического разложения и др.) уравнение (3.3) должно анализироваться со следующими граничными условиями:

при $y = 0$, $u = 0$, $v = v_w \neq 0$;

при $y = \delta$, $u = u_{\infty}$, $\frac{\partial u}{\partial y} = \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} = 0$. (3.4)

Для получения интегрального уравнения движения пограничного слоя необходимо уравнение (3.3) проинтегрировать по толщине гидродинамического пограничного слоя в пределах от 0 до δ . Процедура интегрирования приведена в [1]. В результате интегрирования уравнения (3.3) с использованием уравнения неразрывности получается интегральное уравнение движения многокомпонентной смеси для проницаемой поверхности:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dx} \int_0^{\delta} (u_{\infty} - u) \rho u dy + \frac{\partial u_{\infty}}{\partial y} \int_0^{\delta} (\rho_{\infty} u_{\infty} - \rho u) dy = \\ = g_x \int_0^{\delta} (\rho_{\infty} - \rho) dy - \tau_w + \rho_w v_w u_{\infty}. \end{aligned} \quad (3.5)$$

Если принять, что при пожаре в развитой его стадии в замкнутых объемах существует тепловое и гидродинамическое взаимодействие очага пожара с ограждающими вертикальными конструкциями для условий естественной конвекции на непроницаемой поверхности, то в случае постоянства теплофизических свойств продуктов сгорания (за исключением члена, учитывающего подъемную силу) уравнение (3.5) можно переписать в виде

$$\frac{d}{dx} \int_0^{\delta} u^2 dy = g_x \int_0^{\delta} \frac{\rho - \rho_{\infty}}{\rho} dy + \frac{\tau_w}{\rho}. \quad (3.6)$$

Для процессов тепло- и массообмена, если плотность меняется как в результате наличия градиента температуры, так и присутствия в пограничном слое газа, отличного от газа основного потока, относительное изменение плотности выражается

$$\frac{\rho - \rho_{\infty}}{\rho} = \beta_t (T - T_{\infty}) + \beta_m (m_i - m_{i\infty})$$

и уравнение (3.6) принимает вид

$$\frac{d}{dx} \int_0^{\delta} u^2 dy = g_x \int_0^{\delta} \beta_t (T - T_{\infty}) dy + g_x \int_0^{\delta} \beta_m (m_i - m_{i\infty}) dy + \frac{\tau_w}{\rho}. \quad (3.7)$$

В условиях пожара практический интерес представляет учет изменения плотностей за счет массообменных процессов в начальной стадии пожара (или при локальных пожарах) при эксплуатации строительных конструкций из горючих и трудногорючих материалов или при наличии в помещении облицованных или отделочных горючих и трудногорючих материалов. Процесс теплообмена в условиях начальной стадии пожара (локальные пожары) рассмотрен в гл. 4. Для условий объемных пожаров в рамках интегральных его моделей и для решения вопросов, связанных с огнестойкостью строительных конструкций, большой практический интерес представляет анализ теплового воздействия очага пожара на строительные конструкции, выполненные из негорючих материалов.

В этом случае интегральное уравнение движения принимает вид

$$\frac{d}{dx} \int_0^{\delta} u^2 dy = g_x \int_0^{\delta} \beta_t (T - T_{\infty}) dy + \frac{\tau_w}{\rho}. \quad (3.8)$$

Дифференциальное уравнение энергии пограничного слоя для сложного теплообмена в условиях развитой стадии пожара с учетом горения продуктов термического разложения записывается в следующем виде:

$$c_p \rho \left(u \frac{\partial \theta}{\partial x} + v \frac{\partial \theta}{\partial y} \right) = \lambda \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} + \frac{\partial q_{пр}}{\partial y} + \frac{\partial q_r}{\partial y}. \quad (3.9)$$

В правой части уравнения (3.9) второй член учитывает интегральный поток результирующего излучения, третий член — тепло, выделенное при догорании горючих веществ в пограничном слое, значение $\theta = T - T_{\infty}$.

Уравнение (3.9) написано без учета эффекта переноса тепла за счет термодиффузии продуктов термического разложения горючих и трудногорючих материалов строительных конструкций. Термодиффузионный эффект переноса тепла продуктами термического разложения может иметь место в начальной стадии пожара и рассмотрен в гл. 4. Уравнение (3.9) интегрируется по y в пределах от 0 до δ_t (где δ_t — толщина теплового пограничного слоя) с учетом граничных условий на поверхности строительных конструкций (при

$y=0$ $u=0$; $\theta=0_w=T_w-T_\infty$) и на внешней границе теплового пограничного слоя (при $y=\delta_t$ $u=u_\infty$; $\theta=0$; $\frac{\partial \theta}{\partial y} = \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} = 0$).

$$\int_0^{\delta_t} c_p \rho u \frac{\partial \theta}{\partial x} dy + \int_0^{\delta_t} c_p \rho v \frac{\partial \theta}{\partial y} dy = \lambda \int_0^{\delta_t} \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} dy + \int_0^l \frac{\partial q_{nR}}{\partial y} dy + \int_0^{l_*} \frac{\partial q_R}{\partial y} dy. \quad (3.10)$$

В уравнении (3.10) второй и третий члены в правой части интегрируются по верхнему пределу l и l_* , где l и l_* — соответственно эффективная длина пути луча и приведенная толщина пограничного слоя, в котором происходит догорание продуктов термического разложения. Значения величин l и l_* могут быть больше, меньше и равны толщине пограничного слоя δ_t . При $l \geq \delta_t$ пограничный слой можно считать оптически прозрачным и уравнение энергии можно рассматривать без члена, учитывающего интегральный поток результирующего излучения. Условие $l_* \geq \delta_t$ означает, что в пределах теплового пограничного слоя не происходит догорания продуктов термического разложения. Практически это выполняется для строительных конструкций из негорючих материалов или для конструкций, в состав которых входят сгораемые и трудносгораемые материалы после их полного выгорания. Оба случая имеют практическое значение в развитой стадии пожара. Анализ влияния горения в пределах пограничного слоя приводится в гл. 4. После подстановки найденных с учетом соответствующих граничных условий интегралов в (3.10) после несложных преобразований получаем интегральное уравнение энергии пограничного слоя (предполагается, что теплофизические свойства среды постоянные, в том числе и для ее интегральных оптических характеристик):

$$c_p \rho \frac{d}{dx} \int_0^{\delta_t} u \bar{\theta} dy = q_w + c_{pw} \rho_w \bar{\theta}_w v_w + Q_{nR} + Q_R. \quad (3.11)$$

Дифференциальное уравнение диффузии в приближении пограничного слоя (без учета явлений термо- и бародиффузий), записанное для переменной $\bar{m}_i = m_i - m_{i\infty}$, имеет следующий вид:

$$u \frac{\partial \bar{m}_i}{\partial x} + v \frac{\partial \bar{m}_i}{\partial y} = D_{ij} \frac{\partial^2 \bar{m}_i}{\partial y^2}. \quad (3.12)$$

Граничные условия для переменной $\bar{m}_i$ при $y=0$: $\bar{m}_i = m_i - m_{i\infty}$

и при $y=\delta_m$, $m_{i\infty}=0$, $\frac{\partial \bar{m}_i}{\partial y} = \frac{\partial^2 \bar{m}_i}{\partial y^2} = 0$.

После интегрирования уравнения (3.12) по y в пределах от 0 до внешней границы массообменного пограничного слоя δ_m и определения необходимых интегралов с учетом вышеприведенных граничных условий получаем интегральное уравнение диффузии пограничного слоя при постоянных теплофизических свойствах жидкости

$$\frac{d}{dx} \int_0^{\delta_m} u \bar{m}_i dy = \frac{I_{iW}}{\rho} + \bar{m}_{iW} v_w, \quad (3.13)$$

где $I_{iW} = -\rho \bar{D}_{ij} \frac{\partial \bar{m}_i}{\partial y} / W$ — концентрационный поток i -той компоненты.

При наличии в пограничном слое n компонент необходимо решать n уравнений диффузии (3.13).

Интегральные уравнения движения (3.7), энергии (3.11) и диффузии (3.12) с соответствующими граничными условиями описывают процесс тепло- и массообмена строительных конструкций, имеющих на своей поверхности горючие или труднгорючие материалы, и являются основой для анализа воздействия очага пожара на эти строительные конструкции в условиях локальных пожаров или в их начальной стадии. При эксплуатации строительных конструкций, выполненных или имеющих на своей поверхности горючие (труднгорючие) материалы, активный процесс термического разложения и, как следствие, возможное воспламенение могут произойти в начальной стадии пожара, что приводит к увеличению их пожарной опасности и потере огнестойкости по пределу распространения пламени еще до момента наступления развитой стадии пожара. Процесс теплообмена для таких конструкций рассмотрен в гл. 4.

Исследование процесса теплообмена в развитой стадии пожара и в том числе применительно к вопросу огнестойкости строительных конструкций в условиях реальных пожаров имеет практический интерес для конструкций, выполненных из негорючих строительных материалов, для которых огнестойкость определяется с учетом теплового воздействия очага пожара, его интенсивности и продолжительности (прогрев защитного слоя, прогрев необогреваемой поверхности, потеря несущей способности).

Для такого рода конструкций процесс теплообмена описывается интегральными уравнениями движения (3.7) и энергии (3.11) при значениях $v_w=0$; $Q_r=0$; $\beta_m=0$.

3.1.2. Сложный теплообмен на вертикальных строительных конструкциях при ламинарной естественной конвекции

Ламинарный сложный теплообмен в оптически плотных средах при объемных пожарах и негорючих конструкциях описывается следующей системой интегральных уравнений пограничного слоя (с учетом постоянства теплофизических и оптических свойств среды, за исключением плотности в члене, учитывающем подъемную силу):

$$\frac{d}{dx} \int_0^y u^2 dy = g\beta_t \int_0^y (T - T_\infty) dy + \frac{\tau_w}{\rho}, \quad (3.14)$$

$$\frac{d}{dx} \int_0^y (T - T_\infty) u dy = \frac{q_w}{c_p \rho} + \frac{q_{pR}}{c_p \rho}. \quad (3.15)$$

При анализе второго члена в уравнении (3.15), описывающего лучистую составляющую эффективного теплового потока, необходимо оценить оптическую толщину теплового пограничного слоя τ_0 . Трудности, возникающие при решении интегродифференциальных уравнений лучистого теплообмена, привели к появлению ряда приближенных методов решения уравнений переноса излучением [3]. В приближениях оптически тонкого и оптически толстого слоев (последнее называется диффузионным или приближением Росселанда) используются упрощения, вытекающие из предельного значения оптической толщины среды.

Приближенные методы позволяют относительно простыми способами решать сложные задачи переноса излучением. Однако их применение ограничивается тем, что точность приближенного решения не может быть оценена без сравнения с точным решением или экспериментом.

Приближение оптически тонкого слоя основано на предположении, что оптическая толщина среды τ_0 мала ($\tau_0 \ll 1$) [3].

Приближение оптически толстого слоя используется в том случае, если средняя длина свободного пробега фотона (т. е. величина, обратная коэффициенту ослабления) мала по сравнению с ее характерным размером. Преимуществом этого приближения является то, что оно дает сравнительно простое выражение для определения плотности потока результирующего излучения, учитывающее интегральные оптические характеристики газовой среды. Оптическую толщину слоя газа, которая по своей физической сути выражает безразмерную оптическую характеристику газовой среды, определяющей

характер воздействия газовой среды на передачу через нее лучистой тепловой энергии, запишем в виде

$$\tau_0 = k_\delta \delta_t = kl. \quad (3.16)$$

Определение оптической толщины слоя газа в виде (3.16) по своей сути обозначает, что тепловой пограничный слой толщиной δ_t с коэффициентом ослабления k_δ оказывает на перенос лучистой тепловой энергии такое же воздействие, как и вся система, состоящая из очага пожара и строительных конструкций с газовой средой, имеющей коэффициент ослабления k и определяющий размер l .

При горении в помещениях горючей нагрузки, состоящей из органических топлив, и при значениях средних температур порядка 1000 °С коэффициент ослабления среды может принимать значение $K \approx 1-3$.

Характерная длина l зависит от размеров и формы помещения с очагом пожара и сильно возрастает с увеличением габаритных размеров помещения. Так, для помещения размером $1 \times 1 \times 1$ м³ $l = 0,6$ м, а для помещений жилых и административно-хозяйственных средних размеров $6 \times 6 \times 3$ м³ $l = 3,6$ м. Таким образом, для средних размеров помещения при горении органических топлив (целлюлозо-содержащих) $\tau_0 > 1$ и с увеличением размеров помещения (промышленные, зальные помещения общественных зданий и т. д.) или увеличении степени задымления (горение трудногорючих топлив, синтетических материалов, ГЖ и т. д.) оптическая толщина слоя газа возрастает и становится $\tau_0 \gg 1$.

В связи с этим при анализе лучистой составляющей эффективного теплового потока в условиях объемного пожара в помещениях целесообразно принять модель оптически толстого пограничного слоя (при $\tau_0 \gg 1$), для которой лучистый тепловой поток можно выразить формулой [3]:

$$q^R = - \frac{16\pi^2 \sigma T^3}{3k_\delta} \frac{dT}{dy}. \quad (3.17)$$

Примем, что законы касательных напряжений и тепловых потоков, а также распределения скорости и температуры в условиях сложного теплообмена остаются по виду записи такими же, как и в условиях конвективного теплообмена.

Влияние лучистой составляющей сложного теплообмена скажется на значении толщины пограничного слоя. Очевидно, что при допущениях диффузионного приближения учет радиационной составляющей теплового потока приведет к увеличению толщины теплового пограничного слоя (по сравнению с чистой конвективной теплоотдачей) и, следовательно, к уменьшению градиента температуры на поверхности.

Анализ роли излучения в формировании температурного поля показал, что излучение приводит к уменьшению градиента температуры на стенке по сравнению с чисто конвективным теплообменом при значениях температурного фактора $T_w/T_\infty \geq 0,5$.

Как показали экспериментальные исследования температурного режима пожара в помещениях (результаты приведены в гл. 5), при объемных пожарах величина температурного фактора может меняться в пределах 0,5—0,9. Следовательно, под влиянием излучения в условиях объемных пожаров следует ожидать уменьшения конвективной составляющей по сравнению с течением без излучения. Это полностью соответствует принятой модели сложного теплообмена и накладывает ограничения ее использования. Модель будет соответствовать излучаемому явлению при значении температурного фактора $T_w/T_\infty \geq 0,5$, что для условий пожара соответствует его развитой стадии, и сам пожар можно описать его интегральными характеристиками. При значениях температурного фактора $T_w/T_\infty < 0,5$ наличие излучения приводит к увеличению градиента температуры на стенке. Значения температурного фактора меньше 0,5 характерны для условий начальной стадии пожара и для локальных пожаров. Таким образом, рассмотренная ниже модель сложного теплообмена с соответствующими допущениями может быть применена для анализа теплового воздействия очага пожара на вертикальные строительные конструкции в условиях объемного пожара.

Учитывая динамику пожара, полученные ниже соотношения описывают законы сложного теплообмена во времени развития пожара $t_{н.с.н} \leq t < t$. Нижней границей по времени является $t_{н.с.н}$ — время, характеризующее окончание начальной стадии пожара. Верхней границей является значение t — время на затухающей стадии пожара, когда значение температурного фактора становится равным 0,5.

При сделанных выше допущениях законы касательных напряжений и тепловых потоков для ламинарной естественной конвекции записываются:

$$\tau_w = -\mu \left. \frac{du}{dy} \right|_w; \quad q_w = -\lambda \left. \frac{dT}{dy} \right|_w, \quad (3.18)$$

а распределения скорости и температуры по толщине пограничного слоя:

$$u = u_1 \frac{y}{\delta} \left(1 - \frac{y}{\delta} \right)^2, \quad (3.19)$$

$$T - T_\infty = (T_w - T_\infty) \left(1 - \frac{y}{\delta_t} \right)^2, \quad (3.20)$$

где u_1 — неизвестная величина, имеющая размерность скорости; тепловой

пограничный слой δ_t считается равным гидродинамическому δ , что справедливо для условий естественной конвекции.

Обозначим $T - T_\infty = \theta$ и $T_w - T_\infty = \theta_w$ и перепишем уравнения (3.14) — (3.15) с учетом (3.19), (3.20) в виде:

$$\frac{d}{dx} \int_0^\delta u^2 dy = g\beta_t \int_0^\delta \theta dy - \nu \left. \frac{du}{dy} \right|_w; \quad (3.21)$$

$$\frac{d}{dx} \int_0^\delta \theta u dy = -a \left. \frac{d\theta}{dy} \right|_w - \frac{16n^2 \sigma}{3k_\delta c_p \rho} \left(T_w^3 \left. \frac{d\theta}{dy} \right|_w \right). \quad (3.22)$$

Используя заданные распределения (3.19), (3.20), найдем интегралы и производные, входящие в уравнения (3.21), (3.22):

$$\left. \begin{aligned} \int_0^\delta u^2 dy &= \frac{1}{105} u_1^2 \delta; \\ \int_0^\delta \theta dy &= \frac{1}{3} \theta_w \delta; \\ \int_0^\delta \theta u dy &= \frac{1}{30} \theta_w u_1 \delta; \\ \left. \frac{du}{dy} \right|_w &= \frac{u_1}{\delta}; \quad \left. \frac{d\theta}{dy} \right|_w = \theta_w \left(-\frac{2}{\delta} \right). \end{aligned} \right\} \quad (3.23)$$

Подставив соотношения (3.23) в уравнения (3.21), (3.22), получаем систему дифференциальных уравнений:

$$\frac{1}{105} \frac{d}{dx} u_1^2 \delta = \frac{1}{3} g\beta_t \theta_w \delta - \nu \frac{u_1}{\delta}; \quad (3.24)$$

$$\frac{1}{30} \frac{d}{dx} u_1 \delta = \frac{2a}{\delta} + \frac{2}{\delta} \frac{16n^2 \sigma}{3k_\delta c_p \rho} T_w^3. \quad (3.25)$$

Для решения системы дифференциальных уравнений необходимо задаться зависимостями $u_1 = f(x)$ и $\delta = f(x)$. Примем эти зависимости в виде степенных законов [7]:

$$u_1 = c_u x^m; \quad \delta = c_\delta x^n. \quad (3.26)$$

С учетом (3.26) решением систем (3.24), (3.25) являются:

$$(2m+n) \frac{c_u^2 c_\delta}{105} x^{2m+n-1} = \frac{1}{3} g\beta_t \theta_w c_\delta x^n - \nu \frac{c_u}{c_\delta} x^{m-n}; \quad (3.27)$$

$$(m+n) \frac{c_u c_\delta}{30} x^{m+n-1} = \frac{2a}{c_\delta} x^{-n} + \frac{2}{c_\delta} x^{-n} \frac{16n^2 \sigma}{3k_\delta c_p \rho} T_w^3. \quad (3.28)$$

Так как уравнения (3.27), (3.28) должны работать при всех значениях x , то показатели степени при x должны быть равны, что является достаточным условием для определения показателей степени m и n :

$$\left. \begin{aligned} 2m+n-1 &= n = m-n \\ m+n-1 &= -n = -n \end{aligned} \right\} m = \frac{1}{2}; \quad n = \frac{1}{4}.$$

Подставляя найденные значения m и n в уравнения (3.27), (3.28), получаем систему алгебраических уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{1}{84} c_u^2 c_\delta &= \frac{1}{3} g\beta_t \Theta_w c_\delta - \nu \frac{c_u}{c_\delta}; \\ \frac{1}{80} c_u c_\delta &= \frac{1}{c_\delta} \left(a + \frac{16n^2 \sigma}{3k_\delta c_p \rho} T_w^3 \right), \end{aligned}$$

из решения которой находятся аналитические выражения для коэффициентов c_u и c_δ :

$$c_\delta = \left[\frac{76,19a^2(1+N)^2 + 80\nu a(1+N)}{\frac{1}{3} g\beta_t \Theta_w} \right]^{\frac{1}{4}}; \quad (3.29)$$

$$c_u = 80a(1+N) \left[\frac{76,19a^2(1+N)^2 + 80\nu a(1+N)}{\frac{1}{3} g\beta_t \Theta_w} \right]^{-\frac{1}{2}}. \quad (3.30)$$

Принимая во внимание зависимости (3.26) и с учетом (3.29), (3.30), получаем соотношения для определения толщины пограничного слоя и величины u_1 :

$$\delta = [76,19a^2(1+N)^2 + 80\nu a(1+N)]^{\frac{1}{4}} \left(\frac{1}{3} g\beta_t \Theta_w \right)^{-\frac{1}{4}} x^{\frac{1}{4}}; \quad (3.31)$$

$$\begin{aligned} u_1 &= 80a(1+N)[76,19a^2(1+N)^2 + \\ &+ 80\nu a(1+N)]^{-\frac{1}{2}} \left(\frac{1}{3} g\beta_t \Theta_w \right)^{\frac{1}{2}} x^{\frac{1}{2}}. \end{aligned} \quad (3.32)$$

Полученные выражения для δ и u_1 позволяют определять распределения скорости и температуры по толщине пограничного слоя из (3.19) и (3.20). В соотношениях (3.31) и (3.32)

$$N = \frac{16n^2 \sigma T_w^3}{3k_\delta c_p \rho a} = \frac{16n^2 \sigma T_w^3}{3\text{Вис}_p \rho a} \delta_t - \text{радиационное число}, k_\delta = \frac{\text{Ву}}{\delta_t}.$$

Конвективную составляющую теплового потока на поверхности $q_w = -\lambda \frac{\partial \theta}{\partial y} \Big|_w$ с учетом значения градиента температуры, найденного ранее, можно определять как $q_w = \alpha \theta_w = 2\theta_w \frac{\lambda}{\delta}$.

Подставив в это выражение значение толщины пограничного слоя $\delta = c_\delta x^{1/4}$ и проделав несложные алгебраические преобразования, определим значение теплового потока в безразмерном виде: $\text{Nu} = \frac{2x^{3/4}}{c_\delta}$.

Используя найденное значение коэффициента c_δ (3.29), получаем критериальную зависимость безразмерного локального коэффициента конвективной теплоотдачи в условиях сложного теплообмена:

$$\text{Nu}_K = 0,508 (\text{Gr}_x \text{Pr})^{\frac{1}{4}} \left[\frac{\text{Pr}}{0,952(1+N) + \text{Pr}} \right]^{\frac{1}{4}} \left(\frac{1}{1+N} \right)^{\frac{1}{4}}. \quad (3.33)$$

При отсутствии лучистой составляющей при теплообмене газа с ограждающей поверхностью ($N=0$) соотношение (3.33) переходит в зависимость для определения безразмерного коэффициента конвективной теплоотдачи для ламинарной естественной конвекции

$$\text{Nu}_K = 0,508 (\text{Gr}_x \text{Pr})^{\frac{1}{4}} \left(\frac{\text{Pr}}{0,952 + \text{Pr}} \right)^{\frac{1}{4}}.$$

Средний безразмерный коэффициент конвективной теплоотдачи в условиях сложного теплообмена при ламинарной естественной конвекции определяется:

$$\text{Nu}_{K,CP} = 0,68 (\text{Gr}_x \text{Pr})^{\frac{1}{4}} \left[\frac{\text{Pr}}{0,952(1+N) + \text{Pr}} \right]^{\frac{1}{4}} \left(\frac{1}{1+N} \right)^{\frac{1}{4}}. \quad (3.34)$$

Средний коэффициент теплоотдачи при данных условиях $\alpha = \frac{4}{3} \alpha_K$. Эффективный лучистый тепловой поток на ограждающей конструкции в принятом диффузионном приближении

$$q_{nR} = -\frac{16n^2 \sigma}{3k_\delta} \left(T_w^3 \frac{dT}{dy} \Big|_w \right)$$

с учетом найденного значения градиента температуры

$$q_{nR} = \frac{2\theta_w}{\delta} T_w^3 \frac{16n^2 \sigma}{3k_\delta}.$$

Запишем эффективный лучистый тепловой поток на ограждающей поверхности, используя коэффициент лучистого теплообмена α_R , аналогичный по смыслу коэффициенту теплоотдачи α :

$$q_{nR} = \alpha_R \Theta_W = \frac{2\Theta_W}{\delta} T_W^3 \left(\frac{16n^2 \sigma}{3k_\delta} \right)$$

или в безразмерном виде

$$Nu_R = 10,7 \frac{n^2 \sigma}{k_\delta \lambda} \frac{x^{3/4}}{c_\delta} T_W^3. \quad (3.35)$$

Соотношение (3.35) с учетом (3.29) дает критериальную зависимость безразмерного коэффициента лучистого теплообмена:

$$Nu_{Rx} = 0,508 (Gr_x Pr)^{1/4} N \left[\frac{Pr}{0,952 (1+N) + Pr} \right]^{1/4} \left(\frac{1}{1+N} \right)^{1/4}. \quad (3.36)$$

Суммарный эффективный безразмерный коэффициент теплоотдачи $Nu_{\phi x} = Nu_{n,x} + Nu_{Rx}$ определяется из следующего соотношения:

$$Nu_{\phi x} = 0,508 (Gr_x Pr)^{1/4} \left[\frac{Pr}{0,952 (1+N) + Pr} \right]^{1/4} \times \left(\frac{1}{1+N} \right)^{1/4} (1+N). \quad (3.37)$$

В соответствии с принятой моделью коэффициент ослабления среды пограничного слоя должен иметь значение, обеспечивающее ослабление лучей в пограничном слое, равное ослаблению от источника излучения до рассматриваемой конструкции:

$$k_\delta = k (l/\delta), \quad (3.38)$$

где δ_l — толщина пограничного слоя, определяется из (3.31).

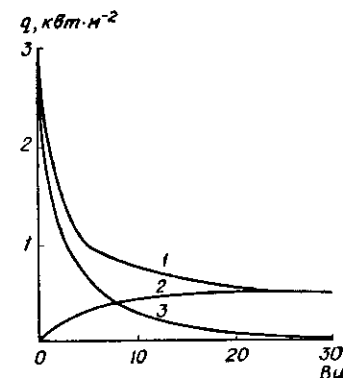
С увеличением значения критерия Бугера оптическая плотность среды увеличивается, и при $Bi \rightarrow \infty$ среда становится непрозрачной для тепловых лучей. Это означает, что вся тепловая лучистая энергия полностью поглощается в пограничном слое, а приведенная длина свободного пробега фотонов $l_\delta = 0$ и уравнение (3.37) переходит в соотношение для определения безразмерного коэффициента теплоотдачи для ламинарной естественной конвекции.

При значении $Bi=1$ приведенная эффективная длина пути луча l равна толщине пограничного слоя δ . При $Bi < 1$ задачу сложного теплообмена необходимо решать в приближении оптически прозрачного пограничного слоя, что соответствует процессу сложного теплообмена в незадымленных помещениях.

Таким образом, безразмерный критерий Бугера является удобным с инженерной точки зрения для оценки оптических свойств среды при определении характера сложного теплообмена в условиях пожара. При $Bi \gg 1$ характер процесса сложного теплообмена описывается диффузионным приближением лучистой составляющей (приближения оптически толстого слоя). При значениях $Bi < 1$ можно

Рис. 3.1. Зависимость плотности теплового потока q от оптических свойств ламинарного пограничного слоя ($Bi = k_\delta \delta_l$)

1 — плотность суммарного теплового потока q ; 2 — плотность конвективного теплового потока q_R ; 3 — плотность лучистого теплового потока q_{nR}



применить закон аддитивности при изучении сложного теплообмена при пожаре. Значение критерия $Bi=1$ является границей, разделяющей две различные модели переноса лучистой энергии.

В качестве примера на рис. 3.1 приведены результаты расчета удельного теплового потока в условиях сложного теплообмена на строительной конструкции высотой 0,4 м, размером в плане 1×1 м², температурой излучающей среды $T_\infty = 600$ К и температурой поверхности $T_W = 500$ К. Приведенная степень черноты системы $\epsilon = 0,9$, коэффициент взаимной облученности $\psi_{2-1} = 1$. С увеличением значения безразмерной оптической характеристики газовой среды Bi увеличивается доля конвективной составляющей и уменьшается доля лучистой составляющей в суммарном значении удельного теплового потока при общем уменьшении его значения. В диапазоне изменения $1 \leq Bi < 10$ преобладающее влияние на процесс сложного теплообмена оказывает лучистый перенос тепла. Причем для практически интересных с точки зрения пожара значений $Bi = 1-2$ доля конвективной составляющей в сложном теплообмене составляет 6—15 %. При значениях $Bi > 20$ влияние лучистого теплообмена практически не сказывается.

3.1.3. Сложный теплообмен на вертикальных строительных конструкциях при турбулентной естественной конвекции

Стационарный сложный теплообмен в условиях турбулентной естественной конвекции для развитой стадии пожара и негорючих строительных конструкций описывается следующей системой интегральных уравнений:

интегральное уравнение движения

$$\frac{d}{dx} \int_0^y u^2 dy = g\beta_t \int_0^y (T - T_\infty) dy - \frac{\tau_w}{\rho} \quad (3.39)$$

интегральное уравнение энергии

$$\frac{d}{dx} \int_0^y u (T - T_\infty) dy = \frac{q_{wk}}{c_p \rho} + \frac{q_{nR}}{c_p \rho} \quad (3.40)$$

Примем турбулентное касательное напряжение и тепловой поток на ограждающей конструкции по виду записи такими же, как и для случая конвективного теплообмена в условиях естественной конвекции. Влияние лучистой составляющей сложного теплообмена скажется на значении толщины пограничного слоя. В рамках принятого допущения турбулентное касательное напряжение и тепловой поток на строительной конструкции будут иметь вид:

$$\tau_w = 0,253 \rho u_1^2 \left(\frac{v}{u_1 \delta} \right)^{\frac{1}{2}}; \quad (3.41)$$

$$q_{wk} = 0,253 c_p \rho u_1 (T_w - T_\infty) \left(\frac{v}{u_1 \delta} \right)^{\frac{1}{2}} \text{Pr}^{-\frac{2}{3}}. \quad (3.42)$$

Лучистую составляющую теплового потока рассмотрим в приближении оптически толстого слоя (приближение Росселанда) [3], при условии постоянства оптических свойств среды

$$q_{nR} = - \frac{16n^2 \sigma}{\gamma k_\delta} \left(\frac{dT}{dy} \right)_T.$$

Градиент температуры на поверхности при турбулентной естественной конвекции $(dT/dy)_T$ определим, используя выражение (3.42) и модель турбулентного пограничного слоя с ламинарным подслоем толщиной Δ . Если принять, что тепловой поток на внешней границе ламинарного подслоя равен тепловому потоку на твердой поверхности, то для решения инженерных задач в достаточной степени справедливо $q_\Delta \approx q_w$. В этом случае тепловой поток на поверхности можно записать с учетом (3.42) как

$$q_{wk} = - \lambda_T \left(\frac{dT}{dy} \right)_T = 0,253 c_p \rho u_1 (T_w - T_\infty) \left(\frac{v}{u_1 \delta} \right)^{\frac{1}{2}} \text{Pr}^{-\frac{2}{3}},$$

где $\lambda_T = \lambda + \epsilon_T$ — турбулентная теплопроводность.

Отсюда

$$\left(\frac{dT}{dy} \right)_T = - \frac{1}{\lambda_T} 0,253 c_p \rho u_1 (T_w - T_\infty) \left(\frac{v}{u_1 \delta} \right)^{\frac{1}{2}} \text{Pr}^{-\frac{2}{3}}.$$

При допущении постоянства оптических свойств среды лучистый тепловой поток на поверхности строительной конструкции определится как

$$q_{nR} = \frac{16n^2 \sigma T_w^3}{3k_\delta \lambda_T} - 0,253 c_p \rho u_1 (T_w - T_\infty) \left(\frac{v}{u_1 \delta} \right)^{\frac{1}{2}} \text{Pr}^{-\frac{2}{3}}.$$

Зададимся распределениями скорости и температуры по толщине пограничного слоя по виду записи, аналогичными этим же распределениям в условиях естественной конвекции:

$$\left. \begin{aligned} u &= u_1 \left(\frac{y}{\delta} \right)^{\frac{1}{7}} \left(1 - \frac{y}{\delta} \right)^4; \\ T - T_\infty &= (T_w - T_\infty) \left[1 - \left(\frac{y}{\delta} \right)^{\frac{1}{7}} \right]. \end{aligned} \right\} \quad (3.43)$$

В (3.43) u_1 — неизвестная функция, имеющая размерность скорости, тепловой пограничный слой δ , принят равным гидродинамическому пограничному слою δ . Обозначим $T - T_\infty = \theta$, $T_w - T_\infty = \theta_w$ и перепишем уравнения (3.39), (3.40) с учетом принятых законов для τ_w и q_w :

$$\frac{d}{dx} \int_0^\delta u^2 dy = g\beta_t \int_0^\delta \theta dy - 0,253 u_1^2 \left(\frac{v}{u_1 \delta} \right)^{\frac{1}{2}}; \quad (3.44)$$

$$\begin{aligned} \frac{d}{dx} \int_0^\delta u \theta dy &= 0,253 u_1 \theta_w \left(\frac{v}{u_1 \delta} \right)^{\frac{1}{2}} \text{Pr}^{-\frac{2}{3}} + \frac{16n^2 \sigma}{3k_\delta \delta \lambda_T} \times \\ &\times 0,253 u_1 \theta_w \left(\frac{v}{u_1 \delta} \right)^{\frac{1}{2}} \text{Pr}^{-\frac{2}{3}} T_w^3. \end{aligned} \quad (3.45)$$

Учитывая принятые распределения (3.43), найдем значения интегралов, входящих в (3.44), (3.45):

$$\begin{aligned} \int_0^\delta u^2 dy &= 0,0523 u_1^2 \delta; \\ g\beta_t \int_0^\delta \theta dy &= 0,125 g\beta_t \theta_w \delta; \\ \int_0^\delta u \theta dy &= 0,0366 u_1 \theta_w \delta. \end{aligned}$$

Найденные значения интегралов позволяют получить следующую систему дифференциальных уравнений:

$$0,0523 \frac{d}{dx} u_1^2 \delta = 0,125 g \beta_t \Theta_W \delta - 0,253 u_1^2 \left(\frac{v}{u_1 \delta} \right)^{\frac{1}{2}}; \quad (3.46)$$

$$0,0366 \Theta_W \frac{d}{dx} u_1 \delta = 0,253 u_1 \Theta_W \text{Pr}^{-\frac{2}{3}} \left(\frac{v}{u_1 \delta} \right)^{\frac{1}{2}} \times \\ \times \left[1 + \frac{16n^2 \sigma}{3k_\delta \lambda_T} T_W^3 \right]. \quad (3.47)$$

Для решения этой системы уравнений примем для рассматриваемых условий степенной вид зависимостей $u_1 = c_u x^m$; $\delta = c_\delta x^n$, где c_u , c_δ — постоянные величины, независимые от координаты x .

Подставив принятые степенные зависимости в (3.46), (3.47), получаем следующую систему дифференциальных уравнений:

$$0,0523 c_u^2 c_\delta \frac{d}{dx} x^{2m+n} = 0,125 g \beta_t \Theta_W c_\delta x^n - 0,253 c_u^2 \times \\ \times x^{2m} \left(\frac{v}{c_u c_\delta x^{m+n}} \right)^{\frac{1}{2}};$$

$$0,0366 c_u c_\delta \frac{d}{dx} (x^{m+n}) = 0,253 c_u \times \\ \times x^m \text{Pr}^{-\frac{2}{3}} \left(\frac{v}{c_u c_\delta x^{m+n}} \right)^{\frac{1}{2}} \left[1 + \frac{16n^2 \sigma}{3k_\delta \lambda_T} T_W^3 \right],$$

которая после дифференцирования переходит в систему алгебраических уравнений:

$$0,0523 (2m+n) c_u^2 c_\delta x^{2m+n-1} = 0,125 g \beta_t \Theta_W c_\delta x^n - \\ - 0,253 c_u^2 x^{\frac{3}{2}m - \frac{1}{2}n} \left(\frac{v}{c_u c_\delta} \right)^{\frac{1}{2}}; \quad (3.48)$$

$$0,0366 (m+n) c_u c_\delta x^{m+n-1} = 0,253 c_u x^{\frac{1}{2}m - \frac{1}{2}n} \text{Pr}^{-\frac{2}{3}} \times \\ \times \left(\frac{v}{c_u c_\delta} \right)^{\frac{1}{2}} \left[1 + \frac{16n^2 \sigma}{3k_\delta \lambda_T} T_W^3 \right]. \quad (3.49)$$

Уравнения (3.48), (3.49) должны работать при любых значениях x . Это возможно, если показатели степени при x одинаковы, т.е. должны удовлетворяться следующие равенства:

$$\left. \begin{aligned} 2m+n-1 &= n = \frac{3}{2}m - \frac{1}{2}n; \\ m+n-1 &= \frac{1}{2}m - \frac{1}{2}n. \end{aligned} \right\} \quad (3.50)$$

Равенства (3.50) возможны при значениях $m=1/2$ и $n=1/2$. Подставляем найденные значения m и n в уравнения (3.48), (3.49) и из полученной системы уравнений:

$$0,0523 \frac{3}{2} c_u^2 c_\delta = 0,125 g \beta_t \Theta_W c_\delta - 0,253 \frac{c_u^{3/2}}{C_\delta^{1/2}} v^{\frac{1}{2}};$$

$$0,0366 c_u c_\delta = 0,253 \text{Pr}^{-\frac{2}{3}} \left(\frac{c_u}{c_\delta} \right)^{\frac{1}{2}} v^{\frac{1}{2}} \left[1 + \frac{16n^2 \sigma}{3k_\delta \lambda_T} T_W^3 \right]$$

определяем значение коэффициентов c_u , c_δ :

$$c_\delta = \left(\frac{0,125 g \beta_t \Theta_W}{0,0785 \bar{k}^2 + 0,253 \bar{k}^{\frac{3}{2}} v^{\frac{1}{2}}} \right)^{-\frac{1}{6}}; \quad (3.51)$$

$$c_u = \bar{k} \left(\frac{0,125 g \beta_t \Theta_W}{0,0785 \bar{k}^2 + 0,253 \bar{k}^{\frac{3}{2}} v^{\frac{1}{2}}} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (3.52)$$

где $\bar{k} = 47,8 v \text{Pr}^{-\frac{4}{3}} (1 + N_T)^2$;

$$N_T = \frac{16n^2 \sigma}{3k_\delta \lambda_T} (T_W^3) = \frac{16n^2 \sigma}{3\text{Bu} \lambda_T} \delta_t (T_W^3)$$

и для определения удельных тепловых потоков величину

$$\left(\frac{c_u}{c_\delta} \right)^{\frac{1}{2}} = \left(\frac{g \beta_t \Theta_W}{0,63 \bar{k}^{\frac{1}{2}} + 2,02 v^{\frac{1}{2}}} \right)^{\frac{1}{3}}.$$

После несложных преобразований получаем соотношение для определения толщины пограничного слоя в условиях сложного теплообмена для турбулентного пограничного слоя:

$$\frac{\delta}{x} = 2,93 (\text{Gr}_x \text{Pr})^{-\frac{1}{6}} \left\{ \frac{\text{Pr}^{2/3}}{(1 + N_T)^3 [2,14 (1 + N_T) + \text{Pr}^{2/3}]} \right\}^{-\frac{1}{6}}. \quad (3.5)$$

При отсутствии лучистого теплового потока ($\tilde{N}_T=0$) соотношение (3.53) переходит в выражение для определения толщины пограничного слоя при турбулентной естественной конвекции [5]:

$$\frac{\delta}{x} = 2,93 (\text{Gr}_x \text{Pr})^{-\frac{1}{6}} \left(\frac{\text{Pr}^{\frac{2}{3}}}{2,14 + \text{Pr}^{\frac{2}{3}}} \right)^{-\frac{1}{6}}.$$

Максимальная скорость потока жидкости в пограничном слое находится из соотношения

$$u_{\max} = 0,537 u_1 = \frac{v}{x} (1 + N_T)^2 \times \\ \times (\text{Gr}_x \text{Pr})^{\frac{1}{2}} \left\{ \frac{\text{Pr}^{\frac{2}{3}}}{(1 + N_T)^3 [2,14 (1 + N_T) + \text{Pr}]^{\frac{2}{3}}} \right\}^{\frac{1}{2}}. \quad (3.54)$$

При отсутствии лучистого потока выражение переходит в соотношение [5]

$$u_{\max} = \frac{v}{x} (\text{Gr}_x \text{Pr})^{\frac{1}{2}} \left\{ \frac{\text{Pr}^{\frac{2}{3}}}{2,14 + \text{Pr}^{\frac{2}{3}}} \right\}^{\frac{1}{2}} \text{Pr}^{-\frac{5}{6}}.$$

В соответствии с принятым законом теплообмена получим выражение для определения удельного конвективного теплового потока в условиях естественной турбулентной конвекции при сложном теплообмене

$$q_{w\kappa} = 0,253 c_p \rho v^{\frac{1}{2}} \text{Pr}^{-\frac{2}{3}} \left(\frac{g \beta_t \Theta_w}{0,63 k^{\frac{1}{2}} + 2,02 v^{\frac{1}{2}}} \right)^{\frac{1}{3}} \Theta_w$$

и локальное число Нуссельта при турбулентной естественной конвекции в сложном теплообмене

$$\text{Nu}_{\kappa x} = 0,2 (\text{Gr}_x \text{Pr})^{\frac{1}{3}} \left[\frac{\text{Pr}^{\frac{2}{3}}}{2,14 (1 + N_T) + \text{Pr}^{\frac{2}{3}}} \right]^{\frac{1}{3}}. \quad (3.55)$$

При отсутствии лучистого теплового потока ($N_T=0$) уравнение (3.55) переходит в соотношение для определения критерия $\text{Nu}_{\kappa x}$ при турбулентной естественной конвекции без лучистого теплового потока [5]

$$\text{Nu}_{\kappa x} = 0,2 (\text{Gr}_x \text{Pr})^{\frac{1}{3}} \left(\frac{\text{Pr}^{\frac{2}{3}}}{2,14 + \text{Pr}^{\frac{2}{3}}} \right)^{\frac{1}{3}}.$$

Радиационный тепловой поток на поверхности определяется как

$$q_{\text{пР}} = \frac{16 \pi^2 \sigma}{3 k_0 \lambda_T} 0,253 c_p \rho \Theta_w v^{\frac{1}{2}} \text{Pr}^{-\frac{2}{3}} \left(\frac{g \beta_t \Theta_w}{0,63 k^{\frac{1}{2}} + 2,02 v^{\frac{1}{2}}} \right)^{\frac{1}{3}} T_w^3. \quad (3.56)$$

Запишем эффективный лучистый тепловой поток на ограждающей поверхности, используя коэффициент лучистого теплообмена α_R , аналогичный по смыслу коэффициенту теплоотдачи $q_{\text{пР}} = \alpha_R \Theta_w$, или в безразмерном виде:

$$\text{Nu}_{R\kappa} = 0,2 (\text{Gr}_x \text{Pr})^{\frac{1}{3}} N_T \left[\frac{\text{Pr}^{\frac{2}{3}}}{2,14 (1 + N_T) + \text{Pr}^{\frac{2}{3}}} \right]^{\frac{1}{3}}. \quad (3.57)$$

Суммарный эффективный безразмерный коэффициент теплоотдачи $\text{Nu}_{\text{эф}} = \text{Nu}_{\kappa} + \text{Nu}_R$ определяется из следующего соотношения:

$$\text{Nu}_{\text{эф}} = 0,2 (\text{Gr}_x \text{Pr})^{\frac{1}{3}} \left[\frac{\text{Pr}^{\frac{2}{3}}}{2,14 (1 + N_T) + \text{Pr}^{\frac{2}{3}}} \right]^{\frac{1}{3}} (1 + N_T). \quad (3.58)$$

Так же, как и для ламинарного режима движения, для турбулентного режима при $\text{Bi} > 1$ газовая среда является оптически непрозрачной, а при $\text{Bi} \leq 1$ прозрачной для теплового лучистого потока. Таким образом, в условиях пожара в помещениях при значениях $\text{Bi} > 1$ необходимо учитывать оптические свойства среды при решении задачи о сложном теплообмене.

Для расчета сложного теплообмена в оптически плотных средах в условиях турбулентной естественной конвекции необходимо знать значения турбулентной теплопроводности λ_T .

Связь между коэффициентом турбулентной теплопроводности и осредненными величинами пульсационных составляющих скорости v , плотности ρ и энтальпии h устанавливается соотношением

$$e_{\kappa} \frac{dT}{dy} = (\bar{\rho} v) h. \quad (3.59)$$

В настоящее время нет достаточных данных о средних величинах пульсации в условиях естественной конвекции, что не позволяет получить эту функциональную зависимость.

Оценим величину турбулентной теплопроводности, используя следующие соображения. В соответствии с принятой моделью о ламинарном подслое удельный тепловой поток на ограждающей конструкции при турбулентной естественной конвекции определим как

$$q_{\Delta} \approx q_w = -\lambda_T \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)_T = 0,2 (\text{Gr}_x \text{Pr})^{1/3} \left(\frac{\text{Pr}^{\frac{2}{3}}}{2,14 + \text{Pr}^{\frac{2}{3}}} \right)^{\frac{1}{3}} \frac{\lambda \Theta_w}{x}. \quad (3.60)$$

Определим величину $\left(\frac{\partial T}{\partial y}\right)_T$, предположив, что непосредственно у ограждающей поверхности в вязком подслое распределение температуры подобно распределению для ламинарного пограничного слоя: $T - T_\infty \approx (T_W - T_\infty) \left(1 - \frac{y}{\delta}\right)^2$, $\frac{\partial T}{\partial y} \Big|_W = k_\lambda \left(\frac{\partial T}{\partial y}\right)_T$, где

коэффициент k_λ учитывает влияние на профиль температуры у внешней границы вязкого подслоя турбулентности и процесса лучистого теплообмена. С учетом принятых допущений получаем соотношение для оценки турбулентной теплопроводности

$$\lambda_T = 0,1 k_\lambda (Gr_x Pr)^{1/3} \left(\frac{Pr^{2/3}}{2,14 + Pr^{2/3}}\right)^{1/3} \left(\frac{\delta}{x}\right) \lambda. \quad (3.61)$$

Подставив в соотношение (3.61) значение $\frac{\delta}{x}$ из [5], получим формулу для определения турбулентного коэффициента теплопроводности

$$\lambda_T = 0,293 k_\lambda (Gr_x Pr)^{1/6} \left(\frac{Pr^{2/3}}{2,14 + Pr^{2/3}}\right)^{1/6} \lambda. \quad (3.62)$$

Зависимость коэффициента k_λ от оптических свойств среды выбирается такой, чтобы при $Bu \rightarrow \infty$ (среда непрозрачная для тепловых лучистых потоков) коэффициент был равен 1. При $k_\lambda = 1$ теплообмен ограждающей конструкции определяется законом турбулентной естественной конвекции и турбулентный коэффициент теплопроводности

$$\lambda_T = 0,293 (Gr_x Pr)^{1/6} [Pr^{2/3}/(2,14 + Pr^{2/3})]^{1/6} \lambda,$$

а удельный тепловой поток

$$q_{W\kappa} = 0,2 (Gr_x Pr)^{1/3} [Pr^{2/3}/(2,14 + Pr^{2/3})]^{1/3} \left(\frac{\lambda \Theta_W}{x}\right).$$

Для оптически прозрачной газовой среды ($Bu=1$) $k_\lambda = k_0$, турбулентный коэффициент теплопроводности

$$\lambda_{T0} = k_0 \cdot 0,293 (Gr_x Pr)^{1/6} [Pr^{2/3}/(2,14 + Pr^{2/3})]^{1/6} \lambda;$$

конвективная составляющая теплового потока

$$q_{W\kappa} = 0,2 (Gr_x Pr)^{1/3} \{Pr^{2/3}[2,14(1 + N_T) + Pr^{2/3}]\}^{1/3} (\lambda \Theta_W/x)$$

и лучистая составляющая

$$q_{nR} = 0,2 (Gr_x Pr)^{1/3} N_T \{Pr^{2/3}[2,14(1 + N_T) + Pr^{2/3}]\}^{1/3} (\lambda \Theta_W/x).$$

Проведенные экспериментальные исследования, результаты которых изложены в разд. 3.3, и их сравнение с изложенными теоретическими исследованиями позволили определить вид зависимости коэффициента k_λ от оптических свойств среды, удовлетворяющей приведенным выше граничным условиям:

$$k_\lambda = (k_0 - 1) e^{-0,124(Bu-1)} + 1.$$

Определим коэффициент k_0 , учитывающий влияние лучистого теплообмена на турбулентный коэффициент теплопроводности для оптически прозрачной газовой среды при $Bu=1$. В этом случае удельный тепловой поток на конструкции находится из соотношения (3.56)

$$q_{nR} = \frac{16n^2\sigma}{3k_\infty \lambda_{T0}} 0,253 c_p \rho \Theta_W v^{1/2} Pr^{-\frac{2}{3}} \left(\frac{g\beta_t \Theta_W}{0,63k^{1/2} + 2,02v^{1/2}}\right)^{\frac{1}{3}} F_W^3. \quad (3.63)$$

С другой стороны, удельный лучистый тепловой поток в прозрачной среде между двумя телами, произвольно расположенными в пространстве, можно определить из соотношения

$$q_{nR} = \varepsilon_{пр} c_0 \left[\left(\frac{T_\infty}{100}\right)^4 - \left(\frac{T_W}{100}\right)^4\right] \psi_{2-1}. \quad (3.64)$$

Приравняв правые части уравнений (3.63) и (3.64), после несложных преобразований получим кубическое уравнение, которое позволяет определить значения k_0 при известных граничных условиях:

$$k_0^3 + \frac{b}{2,14 + Pr^{2/3}} k_0^2 - \frac{a Pr^{2/3}}{c (2,14 + Pr^{2/3})} = 0, \quad (3.65)$$

где

$$a = \left[\frac{16n^2\sigma (T_W^3) \psi_{2-1}}{3k_{80} 0,293 (Gr_x Pr)^{1/6} \left(\frac{Pr^{2/3}}{2,14 + Pr^{2/3}}\right)^{1/6} \lambda} \right]^3;$$

$$b = 2,14a^{1/3}; \quad c = \left\{ \frac{\varepsilon_{пр} c_0 \left[\left(\frac{T_\infty}{100}\right)^4 - \left(\frac{T_W}{100}\right)^4\right] \psi_{2-1} x}{0,2 (Gr_x Pr)^{1/3} (T_\infty - T_W) \lambda} \right\}^3.$$

Коэффициент облученности ψ_{2-1} , входящий в коэффициенты кубического уравнения (3.65), является средним по поверхности коэффициентом облученности строительных конструкций на излучатель (факел). Метод его определения для характерных условий развития

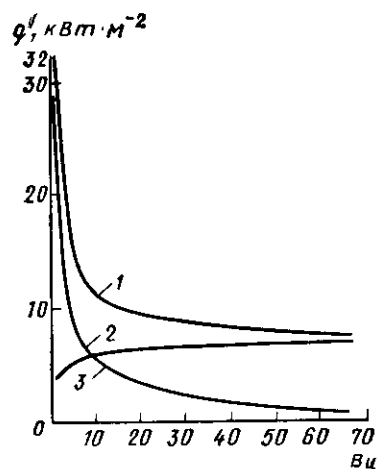


Рис. 3.2. Зависимость плотности теплового потока q' от оптических свойств турбулентного пограничного слоя ($Bi = k_0 \delta_i$)

1 — плотность суммарного теплового потока q ; 2 — плотность конвективного теплового потока q_K ; 3 — плотность лучистого теплового потока q_{PR}

пожара приведен в гл. 5. В общем случае он вычисляется по формуле $\psi_{2-1} = \psi_{1-2} \left(\frac{\tilde{F}_l}{\tilde{F}_w} \right)$, где ψ_{1-2} — средний по поверхности коэффициент облученности излучателя (факела) на строительные конструкции; $\tilde{F}_l$, $\tilde{F}_w$ — площади поверхности соответственно излучателя и конструкции. При использовании критериального уравнения (3.58) в модели пожара, описанного его интегральными характеристиками (см. гл. 5), значение коэффициента облученности $\psi_{2-1} = 1$. Для определения коэффициента k_0 найдем значение коэффициента ослабления пограничного слоя k_{00} для оптически прозрачной газовой среды при $Bi = 1$. При данном значении критерия Бугера приведенная длина свободного пробега фотона равна толщине пограничного слоя. Поскольку в данном случае пограничный слой является оптически прозрачным для лучистого теплового потока, его толщину можно найти, решив задачу о турбулентной естественной конвекции без учета лучистой составляющей теплового потока. Толщина пограничного слоя δ_0 для турбулентной естественной конвекции определяется соотношением

$$\delta_0 = 2,93 (Gr_x Pr)^{-1/6} \left(\frac{Pr^{2/3}}{2,14 + Pr^{2/3}} \right)^{-1/6} x.$$

Значение $Bi = 1$ дает возможность найти коэффициент ослабления пограничного слоя, как $k_{00} = \frac{1}{\delta_0}$.

На рис. 3.2 представлены результаты расчета удельных тепло-

вых потоков, выполненного в соответствии с вышеизложенной теорией для значений средней температуры газовой среды 1000 К, температуры поверхности конструкции 300 К; приведенная степень черноты $\epsilon_{0p} = 0,8$ и коэффициент облучаемости $\psi_{2-1} = 1$.

При увеличении критерия Бугера суммарный удельный тепловой поток уменьшается, уменьшается его лучистая составляющая и увеличивается конвективная.

Для практически важных значений критерия $Bi = 1-2$ суммарный удельный тепловой поток с увеличением Bi уменьшается с 24 до 19 кВт·м⁻² и доля конвективной составляющей в суммарном удельном тепловом потоке увеличивается от 16,5 до 24 %. Равное значение лучистой и конвективной составляющей достигается при значении $Bi = 9$, что несколько больше, чем для условий ламинарного пограничного слоя. Влияние лучистой составляющей на суммарный тепловой поток перестает быть существенным при $Bi > 60$, что значительно больше соответствующих значений Bi для условий ламинарного пограничного слоя ($Bi = 20$). Это объясняется влиянием турбулентного коэффициента теплопроводности на диффузионный процесс переноса лучистой тепловой энергии. Турбулентный коэффициент переноса интенсифицирует процесс передачи тепла как за счет конвекции, так и за счет радиации. Однако зависимость радиационной составляющей от температурного напора ΔT более сильная, чем составляющей конвективной. Значение суммарного удельного потока для условий примера, определенное по зависимости, традиционно применяемой для задач огнестойкости, более чем в 2 раза превышает найденные в соотношении с настоящей теорией. Причем если величина конвективной составляющей практически одинакова ($q_{K0} = 4,2$ кВт·м⁻²) и по настоящей теории при изменении Bi от 1 до 2 q_{K0} изменяется от 4 до 4,4 кВт·м⁻², то значения радиационной составляющей существенно отличаются: лучистая составляющая, найденная в соответствии с традиционным методом, $q_{PR} = 45$ кВт·м⁻² и по настоящей теории $q_{PR} = 24-19$ кВт·м⁻² при изменении Bi от 1 до 2. Такое различие объясняется тем, что в традиционном методе расчета используется модель оптически прозрачной среды между двумя бесконечными плоскопараллельными поверхностями. Для задач определения фактического предела огнестойкости в связи со спецификой проведения экспериментов такая модель допустима. В условиях реальных пожаров она вносит существенную ошибку в анализ теплового воздействия очага пожара на строительные конструкции. Сравнение результатов расчета удельных тепловых потоков на вертикальных конструкциях при пожарах, полученных с помощью разработанной в настоящем разделе теории с экспериментальными данными, приведено в разд. 3.3 настоящей главы.

3.2. СЛОЖНЫЙ ТЕПЛООБМЕН НА ГОРИЗОНТАЛЬНЫХ КОНСТРУКЦИЯХ ПОКРЫТИЙ И ПЕРЕКРЫТИЙ

3.2.1. Гидродинамическое взаимодействие очага пожара с горизонтальными конструкциями

Анализ теплового и гидродинамического взаимодействия очага пожара с горизонтальными конструкциями проведен с учетом следующих основных предположений:

характер профилей температур и скоростей по всей зоне течения совпадает с соответствующими профилями для конвективной задачи;

роль излучения на формирование температурного поля в пограничном слое сводится к увеличению толщины пограничного слоя по сравнению с течением без излучения. При этом в точке $r=0$ они совпадают;

тепловой пограничный слой принимается как оптически плотный, что позволяет использовать приближение Росселанда для плотности потока результирующего излучения (3.17).

Решение гидродинамической задачи будем искать из уравнения импульсов для осесимметричного пограничного слоя [5]:

$$u_m^2 \frac{d\delta^{**}}{dr} + (2\delta^{**} + \delta^*) u_m \frac{du_m}{dr} + u_m^2 \frac{\delta^{**}}{r} = \frac{\tau_w}{\rho}, \quad (3.66)$$

$$\text{где } \delta^{**} = \int_0^\infty \frac{u}{u_m} \left(1 - \frac{u}{u_m}\right) dy - \text{толщина потери импульса;}$$

$$\delta^* = \int_0^\infty \left(1 - \frac{u}{u_m}\right) dy - \text{толщина вытеснения.}$$

В области ускоренного течения из-за изменения давления профиль скорости меняется, представим его в виде полинома

$$\frac{u}{u_m} = (2\eta - 2\eta^3 + \eta^4) + \frac{\lambda}{6} (\eta - 3\eta^2 + 3\eta^3 - \eta^4), \quad (3.67)$$

$$\text{где } \eta = \frac{y}{\delta}; \quad \lambda = \frac{\delta^2}{\nu} \frac{du_m}{dr}.$$

Выразим напряжение трения с учетом (3.67) как

$$\tau_w = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_{y=0} = \left(2 + \frac{\lambda}{6} \right) \mu \frac{u_m}{\delta}. \quad (3.68)$$

Введя второй формпараметр согласно [5]

$$\kappa = \frac{(\delta^{**})^2}{\nu} \frac{du_m}{dr}$$

и подставив выражение для κ , δ^* , δ^{**} и τ_w в уравнение импульсов, после соответствующих преобразований получаем уравнение импульсов в виде

$$\frac{dz}{dr} = \frac{1}{u_m} \left[F(\kappa) - \frac{2\kappa}{r} \frac{u_m}{u_m'} \right], \quad (3.69)$$

где $z = (\delta^{**})^2/\nu$; $F(\kappa)$ — универсальная функция.

Функция $F(\kappa)$ исследовалась и вычислены ее значения в зависимости от формпараметра λ . В интервале между критической точкой ($\lambda = 4,716$; $\kappa = 0,05708$) и точкой r_* , где $\frac{du_m}{dr} = 0$ ($\lambda = 0$; $\kappa = 0$), функцию $F(\kappa)$ можно заменить прямой

$$F(\kappa) = 0,47 - 6\kappa,$$

что приводит к уравнению

$$\frac{dz}{dr} + z \left(\frac{2}{r} + 6 \frac{u_m'}{u_m} \right) = \frac{0,47}{u_m}. \quad (3.70)$$

Интегрирование уравнения (3.70) дает

$$z = \frac{0,47}{r^2 u_m^6} \int_0^r u_m^5 r^2 dr. \quad (3.71)$$

Анализ экспериментальных данных по исследованию гидродинамического взаимодействия восходящего потока над очагом горения с горизонтальной поверхностью позволил получить закон изменения скорости на внешней границе пристенного пограничного слоя

$$u_m = u_* (1,5\bar{r} - 0,5\bar{r}^3). \quad (3.72)$$

Подробно экспериментальные исследования описаны в гл. 4. После подстановки выражения (3.72) в (3.71) и интегрирования подинтегральной функции получаем уравнение

$$z = \frac{0,47 r_* P(\bar{r})}{u_* 12 \left(1 - \frac{\bar{r}^2}{3}\right)^6}, \quad (3.73)$$

$$\text{где } P(\bar{r}) = 1 - \frac{4}{3} \bar{r}^2 + \frac{20}{27} \bar{r}^4 - \frac{40}{189} \bar{r}^6 + \frac{5}{162} \bar{r}^8 - \frac{4}{8127} \bar{r}^{10}. \quad (3.74)$$

На рис. 3.3 представлены зависимости $P(\bar{r}) = f\left(1 - \frac{\bar{r}^2}{3}\right)$, из которых следует, что с точностью, превышающей 8% при $\bar{r} = 1$ и 5%, при $\bar{r} = 0$, зависимость (3.74) можно заменить на выражение

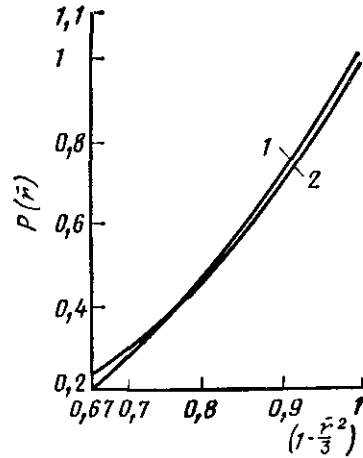


Рис. 3.3. Характер изменения функции $P(\bar{r})$
1 — расчет по (3.73); 2 — расчет по (3.72)

$$P(\bar{r}) = 1,04 \left(1 - \frac{\bar{r}^2}{3}\right)^{3,6}. \quad (3.75)$$

Подстановка выражения (3.75) в (3.73) позволяет получить зависимость для толщины потери импульса в зоне ускоренного течения

$$\delta^{**} = \left[\frac{0,0407 r_* v}{u_* \left(1 - \frac{\bar{r}^2}{3}\right)^{2,4}} \right]^{0,5}. \quad (3.76)$$

Используя универсальную зависимость между формпараметрами κ и λ [5],

$$\kappa = \left[\frac{37}{315} - \frac{\lambda}{945} - \frac{\lambda^2}{9072} \right]^2 \lambda, \quad (3.77)$$

можно определить толщину гидродинамического пограничного слоя как

$$\delta = \frac{\delta^{**}}{\frac{37}{315} - \frac{\lambda}{945} - \frac{\lambda^2}{9072}}. \quad (3.78)$$

В область ускоренного течения зависимость (3.77) можно заменить на линейную $\kappa = 0,012\lambda$, что позволяет с учетом (3.76) получить выражение для толщины гидродинамического пограничного слоя в области ускоренного течения

$$\frac{\delta}{r_*} = \frac{1,84}{\text{Re}_*^{0,5} \left(1 - \frac{\bar{r}^2}{2}\right)^{1,2}}. \quad (3.79)$$

где $\text{Re}_* = \frac{u_* r_*}{\nu}$; определяющей температурой является средняя температура в пограничном слое в области ускоренного течения.

В области переходного течения ($1 < \bar{r} < 2,4$), где градиент давления незначителен, возьмем профиль скорости в виде полинома четвертой степени [5]:

$$\frac{u}{u_m} = 2 \frac{y}{\delta} - 2 \left(\frac{y}{\delta} \right)^3 + \left(\frac{y}{\delta} \right)^4. \quad (3.80)$$

Касательное напряжение трения на поверхности с учетом (3.80) определится соотношением

$$\tau_w = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_{y=0} = 2\mu \frac{u_m}{\delta}. \quad (3.81)$$

Используем полученный экспериментально закон изменения скорости на границе пристенного пограничного слоя

$$\frac{u_m}{u_*} = [1 - 0,15(\bar{r} - 1)^{3/2}]^3. \quad (3.82)$$

Учитывая принятые распределения (3.80—3.82), уравнение импульсов (3.66) можно записать

$$\begin{aligned} \frac{d\bar{\delta}}{d\bar{r}} + 4,56 \bar{\delta} \frac{3[1 - 0,15(\bar{r} - 1)^{0,5}]}{[1 - 0,15(\bar{r} - 1)^{1,5}]^2} + \frac{\bar{\delta}}{\bar{r}} = \\ = \frac{17,03 \text{Re}_*^{-1}}{\bar{\delta} [1 - 0,15(\bar{r} - 1)^{1,5}]^2}. \end{aligned} \quad (3.83)$$

Для интегрирования уравнения (3.83) воспользуемся подстановкой $z = \bar{\delta}^2$ и будем искать решение нового уравнения в виде

$$z(\bar{r}) = u(\bar{r}) V(\bar{r}). \quad (3.84)$$

Подставив выражение $z'(\bar{r})$ в уравнение (3.83), получим следующее дифференциальное уравнение:

$$\begin{aligned} u \frac{dV}{d\bar{r}} + V \frac{du}{d\bar{r}} + 9,12uV \frac{3[1 - 0,15(\bar{r} - 1)^{0,5}]}{[1 - 0,15(\bar{r} - 1)^{1,5}]^2} + \frac{2uV}{\bar{r}} = \\ = \frac{34,06 \text{Re}_*^{-1}}{[1 - 0,15(\bar{r} - 1)^{1,5}]^2}. \end{aligned} \quad (3.85)$$

Будем искать функцию V такой, чтобы

$$\frac{dV}{d\bar{r}} + 9,12V \frac{3[1 - 0,15(\bar{r} - 1)^{0,5}]}{[1 - 0,15(\bar{r} - 1)^{1,5}]^2} + \frac{2V}{\bar{r}} = 0,$$

тогда, разделяя переменные в этом уравнении, интегрируя его и за-

тем потенцируя, получим соотношение для определения функции $V(\bar{r})$:

$$V = [1 - 0,15(\bar{r} - 1)^{1,5}]^{-18,24} \bar{r}^{-2} c_1. \quad (3.86)$$

Подстановка (3.86) в (3.85) позволяет получить уравнение относительно функции $u(\bar{r})$:

$$\frac{du}{d\bar{r}} = 34,06 c_1^{-1} \text{Re}_*^{-1} [1 - 0,15(\bar{r} - 1)^{1,5}]^{16,24} \bar{r}^2,$$

из которого определяется зависимость $u(\bar{r})$:

$$u = 34,06 c_1^{-1} \text{Re}_*^{-1} \int [1 - 0,15(\bar{r} - 1)^{1,5}]^{16,24} \bar{r}^2 d\bar{r} + c_2.$$

Функция z (3.84) будет определяться как

$$z = \frac{34,06P(\bar{r})}{\text{Re}_* [1 - 0,15(\bar{r} - 1)^{1,5}]^{18,24} \bar{r}^2} + \frac{c}{[1 - 0,15(\bar{r} - 1)^{1,5}]^{18,24} \bar{r}^2}, \quad (3.87)$$

где

$$P(\bar{r}) = \int [1 - 0,15(\bar{r} - 1)^{1,5}]^{16,24} \bar{r}^2 d\bar{r}. \quad (3.88)$$

Из соотношения $z = \bar{\delta}^2$ определяем приведенную толщину гидродинамического пограничного слоя

$$\bar{\delta} = \left[\frac{34,06P(\bar{r}) + c \text{Re}_*}{\text{Re}_* [1 - 0,15(\bar{r} - 1)^{1,5}]^{18,24} \bar{r}^2} \right]^{0,5}. \quad (3.89)$$

Разложив функцию $f(\bar{r}) = [1 - 0,15(\bar{r} - 1)^{1,5}]^{16,24}$ в ряд Тейлора $f(\bar{r}) = 2,915 - 2,385\bar{r} + 0,454\bar{r}^2 + 0,0147\bar{r}^3$, преобразуем (3.88) к виду

$$P(\bar{r}) = 0,972 \bar{r}^3 - 0,847 \bar{r}^4 + 0,179 \bar{r}^5 + 0,00249 \bar{r}^6. \quad (3.90)$$

Постоянная интегрирования в уравнении (3.89) может быть определена, используя граничные условия для величины $\bar{\delta}$ при $\bar{r} = 1$, которые определяют равенство толщин пограничных гидродинамических слоев в конце ускоренного и в начале переходной областей. Приравняв выражение (3.89) и (3.79) при $\bar{r} = 1$, найдем величину постоянной интегрирования

$$c = -1,438/\text{Re}_*. \quad (3.91)$$

Анализ выражения (3.89) с учетом (3.90) и (3.91) показал, что с точностью порядка 5% можно в интервале значений $1 \leq \bar{r} \leq 2,4$ определить безразмерную толщину гидродинамического пограничного слоя в области переходного режима из уравнения

$$\bar{\delta} = \frac{1,68(1 + 0,78\bar{r})}{\text{Re}_*^{0,5}}. \quad (3.92)$$

В конце переходной области течения при $\bar{r} = 2,4$

$$\bar{\delta} = \frac{4,83}{\text{Re}_*^{0,5}}. \quad (3.93)$$

Для решения гидродинамической задачи в области основного течения используем профиль скорости в пристенном пограничном слое, подтвержденный экспериментально для условий исследуемого процесса

$$u/u_m = (y/\delta)^{1/12}. \quad (3.94)$$

Используем закон изменения касательного напряжения трения на стенке, соответствующий профилю скорости (3.94):

$$\tau_w = 0,00833 \rho u_m^2 \left(\frac{u_m \delta}{\nu} \right)^{-2/13}. \quad (3.95)$$

Изменение безразмерной скорости на внешней границе пристенного пограничного слоя в области автомодельного течения исследовалась экспериментально и в интервале $2,4 < \bar{r} < 6$ может быть описано соотношением

$$\bar{u}_m = 1,36/\bar{r}. \quad (3.96)$$

Уравнение импульсов (3.66) с учетом (3.94)–(3.96) преобразуется в уравнение Бернулли

$$\frac{d\bar{\delta}}{d\bar{r}} + 2,116 \frac{\bar{\delta}}{\bar{r}} = 0,121 \text{Re}_*^{-2/13} \left(\frac{\bar{\delta}}{\bar{r}} \right)^{-2/13}. \quad (3.97)$$

Поделив уравнение (3.97) на $(\bar{\delta})^{-\frac{2}{13}}$ и сделав замену $\bar{z} = (\bar{\delta})^{\frac{15}{13}}$, получим линейное уравнение

$$\frac{d\bar{z}}{d\bar{r}} + 2,5 \frac{\bar{z}}{\bar{r}} = 0,139 \text{Re}_*^{-2/13} \bar{r}^{2/13}. \quad (3.98)$$

Решение уравнения (3.98) будем искать в виде произведения двух функций (3.84), что приводит к уравнению

$$u \left(\frac{dV}{d\bar{r}} + 2,5 \frac{V}{\bar{r}} \right) + V \frac{du}{d\bar{r}} = 0,139 \text{Re}_*^{-2/13} \bar{r}^{2/13}. \quad (3.99)$$

Функцию V выбираем такой, что $\frac{dV}{d\bar{r}} + 2,5 \frac{V}{\bar{r}} = 0$; это позволяет, разделив переменные этого уравнения и проинтегрировав его, получить функцию $V = c_1 \bar{r}^{-2,5}$. После подстановки найденной функции в (3.99) это уравнение преобразуется к следующему виду:

$$\frac{du}{d\bar{r}} = 0,139 c_1^{-1} \text{Re}_*^{-2/13} \bar{r}^{2,654}. \quad (3.100)$$

Из уравнения (3.100) определяем вид функции $u(\bar{r})$:

$$u = 0,038c_1^{-1} Re_*^{-2/13} \bar{r}^{3,654} + c_2.$$

Подставляя найденные значения функций V и u в (3.84) с учетом произведенной замены $z = \bar{\delta}^{15/13}$, определяем приведенную толщину пограничного слоя

$$\bar{\delta} = (0,038 Re_*^{-2/13} \bar{r}^{15/13} + c_2^{-2,5})^{13/15}. \quad (3.101)$$

Постоянная интегрирования определяется из условия равенства толщины гидродинамического пограничного слоя в области переходного и основного течений при $\bar{r} = 2,4$.

Приравнивая соотношение (3.101) при значении $\bar{r} = 2,4$ к соотношению (3.93), определим значение c :

$$c = 8,9 \left(\frac{6,15}{Re_*^{0,576}} - \frac{0,105}{Re_*^{0,154}} \right). \quad (3.102)$$

Уравнения (3.101) и (3.102) определяют величину гидродинамического пограничного слоя в области основного течения в интервале $2,4 < \bar{r} \leq 6$.

Найденные выражения для безразмерных толщин гидродинамических пограничных слоев $\bar{\delta} = f(Re_*, \bar{r})$, и для их определения необходимы зависимости для протяженности зоны ускоренного течения r_* и значения скорости на внешней границе пограничного слоя на расстоянии r_* от оси потока. Экспериментальные исследования, которые описаны в гл. 4, позволили также получить зависимости

$$\frac{r_*}{y_{\max}} = 0,51 \left(\frac{h}{y_{\max}} \right)^{0,63}, \quad (3.103)$$

$$\frac{u_*}{u_0} = 0,92 \left(\frac{h}{y_{\max}} \right)^{-0,08}. \quad (3.104)$$

В соотношениях (3.103), (3.104): $y_{\max}$ — координата точки на оси потока, в которой температура максимальна; u_0 — скорость набегающего потока; h — расстояние от зеркала горения до горизонтальной преграды.

3.2.2. Тепловое взаимодействие очага пожара с горизонтальными конструкциями в области ускорения течения

Процесс теплоотдачи в осесимметричном ламинарном пограничном слое излучающей жидкости в предположении о ее несжимаемости, постоянстве ее свойств, пренебрежении малой диссипацией энер-

гии и ее переносе в направлении r описываются следующей системой уравнений:

$$\frac{\partial}{\partial r} (ur) + r \frac{\partial v}{\partial y} = 0; \quad (3.105)$$

$$u \frac{\partial u}{\partial r} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r} + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}; \quad (3.106)$$

$$u \frac{\partial T}{\partial r} + v \frac{\partial T}{\partial y} = a \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} - \frac{cq_R}{\rho} \frac{1}{c_p \rho} \quad (3.107)$$

с граничными условиями:

$$y = 0; \quad u = 0 \quad l = T_w; \quad y = \delta: u = u_m; \quad y = \delta_t, \quad T = T_m.$$

Интегрирование уравнения (3.107) по толщине теплового пограничного слоя совместно с (3.105) и в соответствии с диффузионной моделью передачи лучистой тепловой энергии приводит к следующему уравнению:

$$-\frac{1}{r} T_m \frac{d}{dr} r \int_0^{\delta_t} u dy + \frac{1}{r} \frac{d}{dr} r \int_0^{\delta_t} u T dy = -a (1 + N) \frac{dT}{dy} \Big|_w. \quad (3.108)$$

Решение уравнений (3.108) будем искать при следующем температурном профиле:

$$\frac{l - T_w}{T_m - T_w} = 2,5 \left(\frac{y}{\delta_t} \right) - 5 \left(\frac{y}{\delta_t} \right)^3 + 5 \left(\frac{y}{\delta_t} \right)^4 - 1,5 \left(\frac{y}{\delta_t} \right)^5, \quad (3.109)$$

что дает выражение для определения температуры на расстоянии приведенной длины пути луча l_0 :

$$\frac{T_l - T_w}{T_m - T_w} = \frac{2,5}{Bu} - \frac{5}{Bu^3} + \frac{5}{Bu^4} - \frac{1,5}{Bu^5} \quad (3.110)$$

и с учетом найденного экспериментально закона затухания температуры по координате $\bar{r}$ в диапазоне $0 < \bar{r} \leq 6$

$$T_m - T_w = (T_0 - T_w) (1 + \bar{r})^{-0,62}. \quad (3.111)$$

После подстановки в уравнение (3.108) распределений (3.70), (3.109) и (3.111) и произведя соответствующее интегрирование и дифференцирование, получаем дифференциальное уравнение первого порядка относительно функции $\xi = \frac{\delta_t}{\delta}$:

$$\frac{d\xi}{dr} = \frac{\Omega_5 - \Omega_6 - \Omega_7}{\Omega_4}, \quad (3.112)$$

где

$$\begin{aligned}\Omega_4 &= \frac{(1,5\bar{r} - 0,5\bar{r}^3) 1,84}{\left(1 - \frac{\bar{r}^2}{3}\right)^{1,2}} (1 - \Omega_2); \\ \Omega_5 &= -\frac{1,36}{Pr} \frac{\left(1 - \frac{\bar{r}^2}{3}\right)^{1,2}}{\xi} (1 + N); \\ \Omega_6 &= \frac{(0,1\lambda + \xi - 0,466) (1,5\bar{r}^2 - 0,5\bar{r}^4) 1,47}{\left(1 - \frac{\bar{r}^2}{3}\right)^{2,2}} + \\ &+ \frac{1,84 (0,1\lambda + \xi - 0,466) (3 - 2\bar{r}^2)}{\left(1 - \frac{\bar{r}^2}{3}\right)^{1,2}} + \\ &+ \frac{0,31 (1,5\bar{r} - 0,5\bar{r}^3) (1,2 + 2,8\bar{r}^2)}{\left(1 - \frac{\bar{r}^2}{3}\right)^{4,6}}; \\ \Omega_7 &= -\Omega_1 \frac{1,84 (3 + 2,07\bar{r} - 2\bar{r}^2 - 1,69\bar{r}^3)}{\left(1 - \frac{\bar{r}^2}{3}\right)^{1,2}} - \Omega_1 \frac{1,47 (1,5\bar{r}^2 - 0,5\bar{r}^4)}{\left(1 - \frac{\bar{r}^2}{3}\right)^{2,2}} + \\ &+ \frac{3,1 (1,5\bar{r}^2 - 0,5\bar{r}^4) (1,2 + 2,8\bar{r}^2)}{\left(1 - \frac{\bar{r}^2}{3}\right)^{4,6}} \Omega_3; \\ \Omega_1 &= 0,75\xi - \frac{0,17}{\xi} + \frac{0,06}{\xi^3} - \frac{0,03}{\xi^4} + \frac{0,004}{\xi^5} + \frac{0,0056\lambda}{\xi} - \\ &- \frac{0,002\lambda}{\xi^3} + \frac{0,0014\lambda}{\xi^4} + \frac{0,005\lambda}{\xi^5}; \\ \Omega_2 &= 0,75 + \frac{0,17}{\xi^2} - \frac{0,18}{\xi^4} + \frac{0,12}{\xi^5} - \frac{0,02}{\xi^6} - \frac{0,0056\lambda}{\xi^2} + \\ &+ \frac{0,006\lambda}{\xi^4} - \frac{0,0056\lambda}{\xi^5} - \frac{0,025\lambda}{\xi^6}; \\ \Omega_3 &= \frac{0,0056}{\xi} - \frac{0,002}{\xi^3} + \frac{0,0014}{\xi^4} + \frac{0,005}{\xi^5}; \\ \lambda &= \frac{\delta^2}{\nu} \frac{du_m}{d\bar{r}} = \frac{5,1 (1 - \bar{r}^2)}{\left(1 - \frac{\bar{r}^2}{3}\right)^{2,4}}.\end{aligned}$$

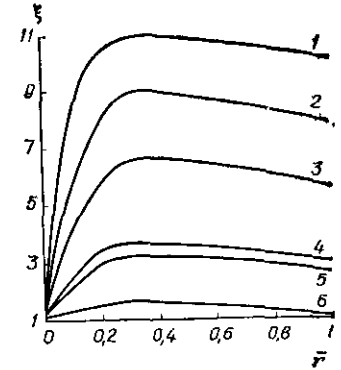


Рис. 3.4. Изменение функции ξ в зоне ускоренного течения
1 — $N=40$; 2 — $N=30$; 3 — $N=20$;
4 — $N=8$; 5 — $N=5$; 6 — $N=2$; $\bar{r}$ —
безразмерное расстояние

В качестве граничного условия при решении уравнения (3.112) использовалось соотношение, справедливое при обтекании равномерно нагретой поверхности в отсутствии излучения ($\bar{r}=0$):

$$\xi_0 = \frac{1}{1,026Pr^{1/3}}. \quad (3.113)$$

Результаты численного решения уравнения (3.112) с учетом (3.113) приведены на рис. 3.4. Зависимость $\xi=f(N, \bar{r})$ носит сложный характер и имеет явно выраженные и качественно различные две области. В первой области, близкой к критической точке, при $\bar{r} < 0,3$ происходит формирование гидродинамического пограничного слоя и темп его роста отстает от темпа роста теплового пограничного слоя, на развитие которого оказывает сильное влияние механизм лучистого теплообмена. Формально в этой области нельзя использовать интегральные уравнения пограничного слоя, поскольку пограничный слой в ней еще не сформирован. В области $0,3 < \bar{r} \leq 1$ ламинарный гидродинамический пограничный слой сформирован и темп его роста опережает темп роста теплового пограничного слоя, который практически остается постоянным во всем диапазоне значений $0 < \bar{r} \leq 1$. Следует отметить, что в области сформированного пограничного слоя $\bar{r} > 0,3$ хорошо работает теория пограничного слоя и хуже она работает в области формирования пограничного слоя $\bar{r} < 0,3$. Решение тепловой задачи в критической точке будет рассмотрено ниже. Поскольку область формирования пограничного слоя в зоне ускоренного течения занимает существенное место ($\sim 30\%$ всей зоны ускоренного течения), то ее влияние на ламинарный пограничный слой учтем интегральным значением ξ в области $0 < \bar{r} \leq 1$.

Полученные на основании численного эксперимента среднине-тегральные значения функции ξ в зоне $0 < \bar{r} \leq 1$ можно описать выражением

$$\xi = \xi_0 (1 + 0,23N), \quad (3.114)$$

где значение ξ_0 определяется из (3.113).

Критериальная зависимость для определения лучистой составляющей суммарного теплового потока в зоне ускоренного течения для развитой стадии пожара получается из решения уравнения, описывающего радиационный тепловой поток (3.17) с учетом принятых распределений температур (3.109), (3.110), (3.111), и имеет вид

$$Nu_{R*} = \frac{q_{nR}}{T_0 - T_W} \frac{r_*}{\lambda(T_0)} = \frac{16n^2 \sigma (T_W^3) 2,5r_*}{3k_\delta \lambda \delta_t (1 + \bar{r})^{0,62}}. \quad (3.115)$$

Толщина теплового пограничного слоя в соответствии с выполненным решением определяется из выражения

$$\delta_t = \xi \delta = \frac{(1 + 0,23N)\delta}{1,026Pr^{1/3}}, \quad (3.116)$$

где δ определена (3.79).

Перепишем выражение (3.116) в более компактном виде:

$$Nu_{R*} = 2,5 \frac{N_*}{Bu} (1 + \bar{r})^{-0,62}, \quad (3.117)$$

$$\text{где } Bu = k_\delta \delta_t \text{ и } N_* = \frac{16n^2 \sigma (T_W^3) r_*}{3\lambda}.$$

Критерий N_* и N , входящие в (3.116), имеют одинаковый физический смысл, но различаются по виду записи и по своему численному значению. В соответствии с формами записи критериев N_* и N они связаны следующим соотношением.

$$N_* = N (r_* k_\delta). \quad (3.118)$$

Используя соотношения (3.79) и (3.114), уравнение (3.118) можно переписать:

$$N_* = N 0,56N \frac{Bu Re_*^{0,5} \left(1 - \frac{\bar{r}^2}{3}\right)^{1,2} Pr^{1/3}}{(1 + 0,23N)}.$$

Таким образом, используя запись радиационно-кондуктивного числа $N = \frac{16n^2 \sigma (T_W^3)}{3k_\delta \lambda}$, принятого в исходном уравнении (3.108), получим критериальный вид выражения для определения лучистой

составляющей сложного теплового потока в зоне ускоренного течения:

$$Nu_{R*} = \frac{\alpha_R r_*}{\lambda} = 1,4 \frac{N}{1 + 0,23N} Re_*^{0,5} Pr^{1/3} \frac{\left(1 - \frac{\bar{r}^2}{3}\right)^{1,2}}{(1 + \bar{r})^{0,62}} \quad (3.119)$$

или

$$Nu_R = \frac{\alpha_R \delta_t}{\lambda} = 2,5N (1 + \bar{r})^{-0,62},$$

где δ_t определено (3.116).

Конвективная составляющая сложного теплового потока определяется из соотношения

$$q_{Wk} = -\lambda \frac{\partial T}{\partial u} \Big|_W = \frac{2,5\lambda (T_m - T_W)}{\delta_t} = \frac{2,5\lambda (T_0 - T_W)}{\delta_m \xi (1 + \bar{r})^{0,62}},$$

которое после несложных преобразований можно привести к безразмерному виду:

$$Nu_{k*} = \frac{q_{Wk}}{T_0 - T_W} \frac{r_*}{\lambda(T_0)} = \frac{2,5}{\delta_\xi (1 + \bar{r})^{0,62}}; \quad (3.120)$$

с учетом (3.79) и (3.114):

$$Nu_{k*} = 1,4 \frac{Re_*^{0,5} Pr^{1/3}}{1 + 0,23N} \frac{\left(1 - \frac{\bar{r}^2}{3}\right)^{1,2}}{(1 + \bar{r})^{0,62}} \quad (3.121)$$

или

$$Nu_k = 2,5 (1 + \bar{r})^{-0,62}.$$

Величина суммарного теплового потока, равная $Nu = Nu_R + Nu_k$, определяется из соотношения

$$Nu_* = 1,4 \frac{Re_*^{0,5} Pr^{1/3}}{1 + 0,23N} \frac{\left(1 - \frac{\bar{r}^2}{3}\right)^{1,2}}{(1 + \bar{r})^{0,62}} (1 + N), \quad (3.122)$$

или

$$Nu = 2,5 (1 + \bar{r})^{-0,62} (1 + N).$$

Среднее значение безразмерного коэффициента теплоотдачи в зоне ускоренного течения, полученное интегрированием (3.122), в интервале $0 < \bar{r} < 1$ определяется как

$$\bar{Nu}_{\text{ср}} = 0,97 Re_*^{0,5} Pr^{1/3} \frac{1 + N}{1 + 0,23N}. \quad (3.123)$$

В точке $\bar{r}=1$, соответствующей концу участка ускоренного течения,

$$Nu_* = 0,55 Re_*^{0,5} Pr^{1/3} \frac{1+N}{1+0,23N}.$$

При решении вопроса о тепловом воздействии очага пожара на горизонтальные конструкции перекрытия определяющим является область критической точки, в которой тепловой поток имеет максимальное значение. Для анализа сложного теплообмена в критической точке преобразуем уравнение энергии (3.107), введя функцию тока так, что $\frac{\partial \psi}{\partial y} = u$ и $\frac{\partial \psi}{\partial r} = -v$, а также новую независимую переменную $\eta = \left(\frac{u_m}{vr}\right)^{1/2} y$ и новую зависимую переменную $\psi = (vru_m)^{1/2} f(\eta)$. В новых переменных уравнение энергии примет следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial f}{\partial \eta} r \frac{\partial \theta}{\partial r} - \frac{f}{2} \frac{\partial \theta}{\partial \eta} &= \frac{1}{Pr} \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{\partial \theta}{\partial \eta} \right) - \\ - \left(\frac{r}{u_m v} \right)^{1/2} \frac{\partial q_R}{\partial \eta} \frac{1}{c_p \rho (T_m - T_w)}, \end{aligned} \quad (3.124)$$

$$\text{где } \theta = \frac{T - T_w}{T_m - T_w}.$$

Из уравнения (3.124) следует, что в критической точке при $\bar{r}=0$ второй член в правой части этого уравнения, описывающий лучистую составляющую сложного теплообмена, будет равен нулю независимо от модели излучения. Таким образом, в критической точке конвективная и лучистая составляющие сложного теплообмена можно считать аддитивными величинами.

Для определения конвективной составляющей сложного теплового потока можно использовать решение, полученное для области ускоренного течения (3.121) при значении $\bar{r}=0$ и $N=0$:

$$Nu_{k*} = 1,4 Re_*^{0,5} Pr^{1/3}. \quad (3.125)$$

Для определения лучистой составляющей сложного теплообмена используем диффузионную модель (3.17). С учетом распределения температуры (3.109) безразмерный коэффициент лучистой теплоотдачи сложного теплообмена определяется как:

$$Nu_{R*} = 2,5 \frac{N_*}{Bu}; \quad N_* = \frac{16\pi^2 \sigma T_w^3 r_*}{3\lambda}. \quad (3.126)$$

Область применения соотношений (3.122) зависит от оптических

характеристик газовой среды и аналогично изложенному в разд. 3.1 используются при значениях критерия $Bu \geq 1$. Как будет показано в разд. 3.3, значение $Bu > 1$ устанавливает практический диапазон использования полученных соотношений, который соответствует развитой стадии объемного пожара. Исследование законов струйного течения для пожаров в начальной их стадии и локальных пожаров подробно приведено в гл. 4. Ниже приведены соотношения, удобные для практического использования полученных критериальных уравнений при исследовании процесса воздействия очага пожара на горизонтальные конструкции покрытий и перекрытий при горении пожарной нагрузки, состоящей из твердых материалов.

При определении теплового воздействия очага пожара на строительные конструкции целесообразно установить связь между законом теплообмена и параметрами, определяющими характер развития пожара. К таким параметрам относятся пожароопасные характеристики материала горючей нагрузки, влияющие на температурный режим пожара (теплотворная способность) и планировочно-конструктивные характеристики помещения, влияющие на динамику температурного режима и определяющие условия горения (скорость выгорания, коэффициент недожога), т. е. влияющие на пожароопасные характеристики. Определим связь параметров, входящих в критериальные уравнения (3.122, 3.123), с пожароопасными характеристиками горючей нагрузки и условиями ее горения.

Координата точки r_* , в которой скорость на границе пограничного слоя достигает максимального значения, определяется из выражения (3.103) и зависит от координаты точки на оси пламени, в которой температура имеет максимальное значение $y_{\max}$.

Величина $y_{\max}$ определяется из соотношения, полученного на основе экспериментальных исследований:

$$y_{\max} = 1,08 F_{\text{гор}}^{0,5} \frac{MF_{\text{гор}}}{R_{\max}}. \quad (3.127)$$

Если пожарная нагрузка, состоящая из твердого материала, расположена на площади $F_n \leq \pi(u_0 t_{\text{нсп}})^2$ и в количестве $G > \pi \psi_0 u_0^2 t_{\text{нсп}}^3$, то ее следует считать сосредоточенно расположенной и площадь горения $F_{\text{гор}} = F_n$. При распределенном расположении горючей нагрузки, если $F_n > \pi(u_0 t_{\text{нсп}})^2$, площадь горения принимается равной максимальной площади очага пожара, при которой сохраняется в данном помещении струйная структура пожара $F_{\text{гор}} = \pi(u_0 t_{\text{нсп}})^2$. Значения удельной скорости выгорания (M) и максимальной скорости выгорания $R_{\max}$ определяются в соответствии с возможным режимом пожара (ПРВ и ПРН — соответственно пожар, регулируемый вентиляцией и нагрузкой). В развитой стадии пожара величина $MF_{\text{гор}}/R_{\max} = 1$.

Таким образом, выражения (3.103) и (3.127) позволяют получить следующие зависимости для величин r_* :
распределенная пожарная нагрузка

$$r_* = 0,65 (u_0 t_{\text{нсп}})^{0,37} H^{0,63} \left[\frac{M_{\text{л}} (u_0 t_{\text{нсп}})^2}{R_{\text{max}}} \right]^{0,37}; \quad (2.128)$$

сосредоточенная пожарная нагрузка

$$r_* = 0,52 F_{\text{п}}^{0,185} H^{0,63} \left(\frac{MF_{\text{п}}}{R_{\text{max}}} \right)^{0,37}. \quad (3.129)$$

Значение максимальной скорости u_* на внешней границе пограничного слоя, определенное соотношением (3.104) с учетом выражения для $u_0 = 0,122 Q_0^{0,28}$, записывается как

$$u_* = 0,112 Q_0^{0,28} (\bar{h})^{-0,08}. \quad (3.130)$$

Используя соотношения (3.127) — (3.130), после несложных преобразований получим выражения для числа Рейнольдса:

$$\text{Re}_* = \frac{0,06 Q_0^{0,28} H^{0,55} F_{\text{гор}}^{0,23}}{\nu} \left(\frac{MF_{\text{гор}}}{R_{\text{max}}} \right)^{0,37}. \quad (3.131)$$

Интенсивность тепловыделения очага горения Q_0 определяется из соотношения

$$Q_0 = \mu MF_{\text{гор}} Q_{\text{п}}^0, \quad (3.132)$$

где значения коэффициента недожога η и удельной скорости выгорания M определяются в зависимости от возможного вида объемного пожара; площадь горения $F_{\text{гор}}$ определяется в зависимости от вида и характера расположения пожарной нагрузки (сосредоточенная или распределенная). Полученные выше критериальные уравнения используются для определения коэффициента теплоотдачи в горизонтальные конструкции покрытий и перекрытий в условиях объемных пожаров. Использование их при расчете температурных режимов объемных пожаров по методу интегрального моделирования (см. гл. 5) позволяет рассчитать тепловые потоки в горизонтальные строительные конструкции при значениях $\text{Bi} > 1$ до максимального значения среднеобъемной температуры газовой среды очага пожара, когда еще сохраняется характер струйного течения, особенно в критической точке. Зависимость коэффициента теплоотдачи от высоты помещения

$$\alpha = f(H^{-0,08}) \quad (3.133)$$

позволяет для практических значений высот помещений эту зависимость не учитывать, что существенно упрощает анализ теплового воздействия очага пожара с горизонтальными конструкциями по-

крытий и перекрытий в условиях объемных пожаров. Такая слабая зависимость коэффициента теплоотдачи от высоты помещения (в отличие от локальных пожаров или начальной его стадии) становится понятной, если принять во внимание, что площадь горения при объемных пожарах достаточно велика, т. е. на перекрытия набегают продукты сгорания с температурой T_0 и скоростью u_0 , равными соответствующим параметрам в ядре струи.

3.2.3. Тепловое взаимодействие очага пожара с горизонтальными конструкциями в области автомодельного течения

Интегральное уравнение энергии для зоны турбулентного течения имеет вид

$$-T_m \frac{1}{r} \frac{d}{dr} r \int_0^{\delta_t} u dy + \frac{i}{r} \frac{d}{dr} r \int_0^{\delta_t} u T dy = \frac{q_{\text{wk}}}{c_p \rho} + \frac{q_{\text{пR}}}{c_p \rho}, \quad (3.134)$$

где q_{wk} и $q_{\text{пR}}$ — соответственно плотность конвективного и лучистого тепловых потоков.

Используя аналогию Рейнольдса между количеством движения и теплообменом, с учетом поправок на критерии Прандтля (диффузионный и турбулентный) запишем плотность конвективного теплового потока аналогично [2]:

$$q_{\text{wk}} = 0,00833 u_m c_p \rho \left(\frac{u_m \delta}{\nu} \right)^{-2/13} \text{Pr}^{-1/3} \text{Pr}_t^{-1} \times \times \left(\frac{\delta_t}{\delta} \right)^{-1/12} (T_m - T_w). \quad (3.135)$$

Для неизотермичных турбулентных течений характерно значительное «заполнение» профилей температуры и скорости в пограничном слое. Поэтому профиль температуры запишется в виде

$$\frac{T - T_w}{T_m - T_w} = \left(\frac{y}{\delta_t} \right)^{1/12}. \quad (3.136)$$

Для решения поставленной задачи принят профиль $1/12$, так же как и профиль скоростей, что объясняется неизотермичностью струи и влиянием пульсаций струйного течения, это делает профиль температур более «заполненным», чем $1/7$ и $1/10$. При расчете турбулентного пограничного слоя при обтекании различных тел неограниченным малотурбулентным потоком принимают турбулентное число Прандтля $\text{Pr} = 1$. В свободных неизотермических струях перенос

тепла совершается более интенсивно, чем перенос импульса, и турбулентное число Прандтля изменяется от 0,5 до 0,8. Согласно теории переноса завихренности Тейлора, $Pr_t = 0,5$ [6]. В процессе растекания потока под перекрытием толщина теплового пограничного слоя увеличивается, а средняя величина коэффициента ослабления пограничного слоя падает в результате разбавления газовой среды воздухом. При этом общее количество k -фазы в пограничном слое остается неизменным, а уменьшается ее концентрация на единицу длины. Принятая модель позволяет считать величину критерия Бугера $Bu = k_0 \delta_t$ неизменной по всему полю течения.

Используя диффузионную модель переноса лучистой энергии, уравнение энергии запишем в следующем виде:

$$-T_m \frac{1}{r} \frac{d}{dr} r \int_0^{\delta_t} u dy + \frac{1}{r} \frac{d}{dr} r \int_0^{\delta_t} uT dy = \frac{q_{wk}}{c_p \rho} (1 + N_T), \quad (3.137)$$

где радиационно кондуктивное число N_T определяется в соответствии с выражением $N_T = \frac{16n^2 \sigma T^3}{3k_\lambda \lambda_T}$.

При решении уравнения (3.137) приняты следующие распределения скоростей. Профиль скорости в пограничном слое для $y < \delta$ в соответствии с (3.94) и в струйном течении при $y > \delta$, где справедливы законы свободных затопленных струй, использован профиль Шлихтинга:

$$\frac{u}{u_m} = \left[1 - \left(\frac{y - \delta}{b} \right)^{3/2} \right]^2, \quad (3.138)$$

где $b = B - \delta$ — толщина струйного пограничного слоя и B — суммарная толщина пристенного и струйного пограничных слоев.

Анализ экспериментальных результатов исследования позволил получить зависимость суммарной толщины

$$\frac{B}{y_{\max}} = 0,24 \left(\frac{H}{y_{\max}} \right)^{0,18} \left(\frac{r}{r_*} \right)^{0,46}. \quad (3.139)$$

Изменение скорости на границе пристенного пограничного слоя определяется по (3.96), а интенсивность затухания температуры вдоль радиуса $\frac{T_m - T_w}{T_0 - T_w} = f(\bar{r})$ — по (3.111).

Интегрирование первого и второго членов в левой части уравнения (3.137) проводится по двум интервалам с использованием соответствующих профилей скоростей и температуры:

$$\int_0^{\delta_t} u dy = \int_0^{\delta} u dy + \int_{\delta}^{\delta_t} u dy + \int_0^{\delta_t} uT dy = \int_0^{\delta} uT dy + \int_{\delta}^{\delta_t} uT dy.$$

Произведя соответствующее интегрирование и дифференцирование функций распределения скоростей и температур, получим следующие выражения для первого и второго членов уравнения (3.137):

$$\begin{aligned} -T_m \frac{1}{r} \frac{d}{dr} r \int_0^{\delta_t} u dy &= (T_0 - T_w) \varphi(\bar{r}) \frac{1,36u_*}{\bar{r}} \times \\ &\times \left\{ \left[-\frac{1}{13} + \frac{2(\delta_t - \bar{\delta})^{3/2}}{\bar{b}^{3/2}} - \frac{(\delta_t - \bar{\delta})^3}{\bar{b}^3} \right] d\bar{\delta} + \right. \\ &+ \left[1 - \frac{2(\bar{\delta}_t - \bar{\delta})^{3/2}}{\bar{b}^{3/2}} + \frac{(\bar{\delta}_t - \bar{\delta})^3}{\bar{b}^3} \right] d\bar{\delta}_t + \\ &+ \left[\frac{6}{5} \frac{(\bar{\delta}_t - \bar{\delta})^{5/2}}{\bar{b}^{5/2}} - \frac{3}{4} \frac{(\bar{\delta}_t - \bar{\delta})^4}{\bar{b}^4} \right] d\bar{b} \Big\}. \end{aligned} \quad (3.140)$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{r} \frac{d}{dr} r \int_0^{\delta_t} uT dy &= \frac{1,36u_* (T_0 - T_w)}{\bar{r}} \frac{d}{d\bar{r}} \varphi(\bar{r}) \times \\ &\times \left[-\frac{27}{91} \frac{\bar{\delta}^{13/12}}{\bar{\delta}_t^{1/12}} + \frac{15}{13} \bar{\epsilon}_t + \frac{126}{325} \frac{\bar{\delta}^{25/12}}{\bar{b} \bar{\delta}_t^{1/12}} - \right. \\ &- \frac{18}{25} \frac{\bar{\delta}_t^2}{\bar{b}} + \frac{36}{26} \frac{\bar{\delta}}{\bar{b}} \bar{\delta}_t + \frac{2592}{12025} \frac{\bar{\delta}^{37/12}}{\bar{b}^2} \frac{1}{\bar{\delta}_t^{1/12}} - \\ &- \frac{9}{37} \frac{\bar{\delta}^3}{\bar{b}^2} + \frac{18}{25} \frac{\bar{\delta}}{\bar{b}^2} \bar{\delta}_t^2 - \frac{9}{13} \frac{\bar{\delta}^2}{\bar{b}^2} \bar{\delta}_t - \\ &- \frac{12}{49} \frac{\bar{\delta}^{49/12}}{\bar{b}^3 \bar{\delta}_t^{1/12}} + \frac{12}{49} \frac{\bar{\delta}_t^4}{\bar{b}^3} + \frac{36}{57} \frac{\bar{\delta}^{43/12}}{\bar{b}^3 \bar{\delta}_t^{1/12}} - \frac{36}{37} \frac{\bar{\delta}_t^3 \bar{\delta}}{\bar{b}^3} - \\ &- \frac{36}{25} \frac{\bar{\delta}^{49/12}}{\bar{b}^3 \bar{\delta}_t^{1/12}} + \frac{36}{25} \frac{\bar{\delta}^2 \bar{\delta}_t^2}{\bar{b}^3} + \frac{12}{13} \frac{\bar{\delta}^{49/12}}{\bar{b}^3 \bar{\delta}_t^{1/12}} - \frac{12}{13} \frac{\bar{\delta}^3 \bar{\delta}_t}{\bar{b}^3} \Big]. \end{aligned} \quad (3.141)$$

Если обозначить выражение в квадратных скобках (3.141) как функцию $P(\bar{r})$, то $\frac{d}{d\bar{r}} [\varphi(\bar{r}) P(\bar{r})]$, можно представить как

$$\frac{d}{d\bar{r}} [\varphi(\bar{r}) P(\bar{r})] = \frac{d\varphi(\bar{r})}{d\bar{r}} P(\bar{r}) + \varphi(\bar{r}) \frac{dP(\bar{r})}{d\bar{r}}$$

и привести уравнение (3.141) к виду, удобному для дальнейшего решения уравнения (3.137) численным методом.

Правую часть уравнения (3.137), используя соотношения (3.135), (3.136) и (3.96), приведем к следующему виду:

$$\frac{q_{wk}}{c_p \rho} (1 + N_T) = 0,00833 \frac{1,36u_* (T_0 - T_w) \varphi(\bar{r}) \text{Re}_*^{-2/13}}{\bar{r} (1,36)^{2/13} \bar{\delta}^{2/13}} \times \\ \times \bar{r}^{2/13} \text{Pr}^{-2/3} \text{Pr}_t^{-1} \xi^{-1/12} (1 + N_T). \quad (3.142)$$

После сокращения на общий множитель $\frac{1,36u_* (T_0 - T_w)}{\bar{r}} \varphi(\bar{r})$ соотношений (3.140)–(3.142) и приведения подобных членов получим дифференциальное уравнение первого порядка относительно функции $\xi = \frac{\delta_t}{\bar{\delta}}$:

$$\frac{d\xi}{d\bar{r}} = \frac{\Omega_5 - \Omega_1 \frac{d\bar{\delta}}{d\bar{r}} - \Omega_2 \frac{d\bar{\delta}}{d\bar{r}} - \frac{1}{\varphi(\bar{r})} \frac{d\varphi(\bar{r})}{d\bar{r}} \Omega_3}{\bar{\delta} \Omega_4} - \frac{1}{\bar{\delta}} \xi \frac{d\bar{\delta}}{d\bar{r}}, \quad (3.143)$$

$$\text{где } \Omega_1 = 0,388 \frac{c_1}{\bar{b}} - 0,72c_6^2 + 1,39 \frac{c_5}{\bar{b}} + 0,43 \frac{c_2}{\bar{b}} - 0,486c_6^3 +$$

$$+ 1,44 \frac{c_5 \bar{\delta}_t}{\bar{b}^2} - 1,384 \frac{c_5 \bar{\delta}}{\bar{b}^2} + 0,633 \frac{c_3}{\bar{b}} + 0,734c_6^4 -$$

$$- 2,919 \frac{c_5 \bar{\delta}_t^2}{\bar{b}^3} + 4,32 \frac{c_5^2}{\bar{b}^2} - 2,769 \frac{c_5 \bar{\delta}^2}{\bar{b}^3} + 1,2c_4^{2,5} - 0,75c_4^4;$$

$$\Omega_2 = -1,17 \frac{c_2}{\bar{b}} + 0,21 \left(\frac{\bar{\delta}}{\bar{\delta}_t} \right)^{0,0835} - \frac{0,806\bar{\delta}^{1,0835}}{\bar{b} \bar{\delta}_t^{0,0835}} +$$

$$+ 1,39c_6^{0,0835} - 0,665 \frac{c_1}{\bar{b}} - 0,72c_6^2 + 1,385 \frac{c_5}{\bar{b}} + 0,973c_6^3 -$$

$$- 2,88 \frac{c_5 \bar{\delta}_t}{\bar{b}^2} + 2,76 \frac{c_5 \bar{\delta}}{\bar{b}^2} - 0,077 + 2c_4^{1,5} - c_4^3;$$

$$\Omega_3 = 0,296 \frac{\bar{\delta}^{1,0835}}{\bar{\delta}_t^{0,0835}} - 1,154\bar{\delta}_t - 0,388c_1 + 0,72c_5\bar{\delta}_t - 1,39c_5 -$$

$$- 0,216c_2 + 0,24c_6^2\bar{\delta}_t - 0,72 \frac{c_5^2}{\bar{\delta}} + 0,692 \frac{c_5^2}{\bar{\delta}_t} + 0,245c_3 -$$

$$- 0,245c_6^3\bar{\delta}_t - 0,973c_3 + 0,973c_6^3\bar{\delta} + 1,44c_3 - 1,44 \frac{c_5^2}{\bar{b}} -$$

$$- 0,923c_3 + 0,923 \frac{c_5^3}{\bar{\delta}_t^2};$$

$$\Omega_4 = -0,0247 \left(\frac{\bar{\delta}}{\bar{\delta}_t} \right)^{1,0835} + 0,032 \frac{c_1}{\bar{\delta}_t} - 1,153 - 1,39 \frac{\bar{\delta}}{\bar{b}} +$$

$$+ 0,018 \frac{c_2}{\bar{\delta}_t} - 1,44 \frac{c_5}{\bar{b}} + 0,69 \left(\frac{\bar{\delta}}{\bar{b}} \right)^2 + 1,44c_6 +$$

$$+ 0,73c_6^2 - 0,98c_6^3 + 0,79 \frac{c_3}{\bar{\delta}_t} + 2,92 \frac{c_5 c_6}{\bar{b}} - 2,88 \frac{c_5 \bar{\delta}}{\bar{b}^2} +$$

$$+ 1 + 0,92 \left(\frac{\bar{\delta}}{\bar{b}} \right)^3 - 2c_4^{1,5} + c_4^3;$$

$$\Omega_5 = 0,0835 \frac{\bar{r}^{0,154} \text{Re}_*^{-0,154} \text{Pr}^{0,66} \text{Pr}_t^{-1} (1 + N_T)}{(1,36\bar{\delta})^{0,154}} \left(\frac{\bar{\delta}}{\bar{\delta}_t} \right)^{0,0835};$$

$$c_1 = \frac{\bar{\delta}^{2,0835}}{\bar{b} \bar{\delta}_t^{0,0835}}; \quad c_2 = \frac{\bar{\delta}^{3,0835}}{\bar{b}^2 \bar{\delta}_t^{0,0835}};$$

$$c_3 = \frac{\bar{\delta}^{4,0835}}{\bar{b}^3 \bar{\delta}_t^{0,0835}}; \quad c_4 = \frac{\bar{\delta}_t - \bar{\delta}}{\bar{b}};$$

$$c_5 = \frac{\bar{\delta} \bar{\delta}_t}{\bar{b}}; \quad c_6 = \frac{\bar{\delta}_t}{\bar{b}}.$$

Дифференциальное уравнение (3.143) решалось численным методом относительно функции $\xi = \frac{\delta_t}{\delta_m}$. В качестве граничного усло-

вия при $\bar{r}=2,4$ принималось соотношение $\xi_0 = 0,92 \text{Pr}_t^{-\frac{6}{7}} \text{Pr}^{\frac{4}{7}}$, справедливое на начальном участке турбулентного струйного течения. По мере дальнейшего развития течения на формирование теплового пограничного слоя все большее влияние начинают оказывать неизотермичность потока и функция ξ возрастает. В общем виде $\xi = f(\bar{r}, \text{Re}_*, N_T, \bar{H})$. Проведенные расчеты функции ξ в диапазоне изменения $\bar{H}=1-6$ показали, что с достаточной для интегральных расчетов точностью функцию ξ можно считать консервативной относительно $\bar{H}$.

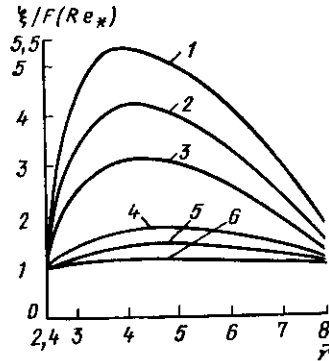


Рис. 3.5. Изменение функции ξ в области автомодельного течения
 $Pr=0,6$; $Pr_t=0,5$; $Re_* = 2 \cdot 10^4$; 1 — — — результаты численного эксперимента; — — — кривые, построенные по (3.144); 1 — $Re_* = 10^7$; 2 — $N_T = 40$; 3 — $N_T = 30$; 4 — $N_T = 20$; 5 — $N_T = 8$; 6 — $N_T = 5$; 6 — $N_T = 2$; $\bar{r}$ — безразмерное расстояние

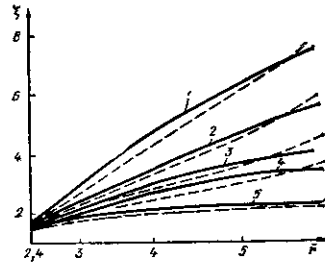


Рис. 3.6. Изменение функции ξ в области автомодельного течения при $N_T = 0$
 1 — $Re_* = 10^6$; 2 — $Re_* = 10^5$; 3 — $Re_* = 10^4$; 4 — $Re_* = 10^3$; 5 — $Re_* = 10^2$

На рис. 3.5 в качестве примера приведена зависимость $\xi = f(N_T, \bar{r})$ при $Re_* = 2 \cdot 10^4$ и на рис. 3.6 зависимость $\xi = f(Re, \bar{r})$ при $N_T = 0$. Проведенные численные эксперименты позволили получить следующую зависимость.

$$\xi = 1,64 e^{b(\bar{r}-2,4)} (1 + 0,05 N_T), \quad (3.144)$$

где $b = -0,145 + 0,085 \lg Re_*$.

Зависимость (3.144) получена в диапазоне изменения $Re_* = 10^3 - 10^7$, $N_T = 2 - 40$ и $\bar{r} = 2,4 - 6$.

Коэффициент конвективной теплоотдачи $\alpha_k = \frac{q_{wk}}{T_0 - T_w}$ с учетом (3.135) в безразмерном виде будет определяться

$$Nu_{k*} = \frac{0,0109 Re_*^{0,85} Pr^{1/3} Pr_t^{-1} \xi^{-1/12} (1 + \bar{r})^{-0,62}}{\bar{r}^{0,85} \bar{\delta}^{2/13}}, \quad (3.145)$$

где $\bar{\delta}$ определяется из (3.101) и ξ — из (3.144).

В соответствии с принятой диффузионной моделью лучистого теплового потока запишем его в форме

$$q_{nR} = - \frac{16n^2 \sigma T_w^3}{3k\delta} \left(\frac{dT}{dy} \right)_T$$

и определим величину производной, используя соотношение $q_{wk} = -\lambda_T \left(\frac{dT}{dy} \right)_T$ с учетом (3.135); тогда

$$q_{nR} = \frac{16n^2 \sigma (T_w^3)}{3k\delta \lambda_T} q_{wk}$$

или в безразмерном виде

$$Nu_{R*} = N_T Nu_{k*}, \quad (3.146)$$

где λ_T — турбулентный коэффициент теплопроводности.

Суммарный безразмерный коэффициент теплоотдачи определяется из соотношения

$$Nu_* = \frac{0,0109 Re_*^{0,85} Pr^{1/3} Pr_t^{-1} \xi^{-1/12} (1 + \bar{r})^{-0,62}}{\bar{r}^{0,85} \bar{\delta}^{2/13}} (1 + N_T). \quad (3.147)$$

Определим турбулентный коэффициент теплопроводности, входящий в выражение N_T . Запишем плотность теплового потока на поверхности в области автомодельного течения как $q_w = -\lambda_T \left(\frac{dT}{dy} \right)_T$, и с учетом найденного выражения (3.145) получим выражение для плотности теплового потока

$$q_w = 0,0109 \frac{Re_*^{0,85} Pr^{1/3} Pr_t^{-1} \xi^{-1/12} (T_m - T_w) \lambda}{\bar{r}^{0,85} \bar{\delta}^{2/13} r_*}. \quad (3.148)$$

Предположим, что в ламинарном подслое турбулентного пограничного слоя распределение температуры по виду записи аналогично распределению ламинарного пограничного слоя (3.109), а влияние на распределение температуры турбулентного процесса переноса и лучистой передачи тепла учитывается соответствующим коэффициентом. Взяв производную от выражения (3.109) при значении $Y=0$ и используя зависимость (3.148), получим выражение для турбулентного коэффициента теплопроводности в пограничном слое

$$\lambda_T = 0,007 k_\lambda \frac{Re_*^{0,85} Pr^{1/3} Pr_t^{-1} \xi^{-1/12} \bar{\delta}_t}{\bar{r}^{0,85} \bar{\delta}^{2/13}}. \quad (3.149)$$

Вид зависимости k_λ от оптических свойств среды пограничного слоя выберем аналогично изложенному в разд 3.1.3 настоящей главы $k_\lambda = (k_0 - 1) e^{-0,124(Bu-1)} + 1$.

Определим значение коэффициента k_0 , учитывающее влияние излучения и турбулентности при значении критерия $Bu = 1$,

В соответствии с выражением (3.146) выражение для плотности лучистой составляющей теплового потока при значении $Bu=1$ запишется в виде

$$q_{nR} = \frac{0,0109 Re_*^{0,85} Pr^{1/3} Pr_t^{-1} \xi^{-1/12} (T_m - T_w) \lambda}{\bar{r}^{0,85} \bar{\delta}^{2/13} r_*} \frac{16\pi^2 \sigma T_w^3}{3k_0 \lambda_{T_0}} \quad (3.150)$$

и значение турбулентного коэффициента теплопроводности при $Bu=1$

$$\lambda_{T_0} = 0,007 k_0 \frac{Re_*^{0,85} Pr^{1/3} Pr_t^{-1} \xi^{-1/12} \bar{\delta}_t}{\bar{r}^{0,85} \bar{\delta}^{2/13}} \lambda. \quad (3.151)$$

Значение критерия $Bu=1$ является границей перехода от модели диффузионного приближения к модели оптически прозрачного слоя, при которой плотность результирующего излучения определяется соотношением (3.64).

Анализ соотношений (3.64), (3.150) и (3.151) позволяет получить выражение для коэффициента k_0 :

$$k_0 = 2,73 \frac{16\pi^2 \sigma T_w^3 (T_m - T_w)}{3q_{nR}}, \quad (3.152)$$

где T_m — значение температуры на внешней границе пограничного слоя определяется из соотношения (3.111); q_{nR} — плотность результирующего излучения определяется в соответствии с законами излучения через прозрачные газовые среды (3.64). Для условий взаимодействия очага пожара с горизонтальными конструкциями при пожаре определение плотностей результирующего излучения в приближении оптически тонкого слоя рассмотрено в гл. 4. Для определения среднего значения безразмерного коэффициента теплоотдачи в области автомодельного течения представим выражение (3.147), используя соотношения (3.101), (3.144), в следующем виде:

$$Nu_* = \frac{0,0109 Re_*^{0,85} Pr^{1/3} Pr_t^{-1} (1 + N_T) F(\bar{r}, Re_*)}{e^{b(\bar{r}-2,4)} [1,64 (1 + 0,05 N_T)]^{1/12}}, \quad (3.153)$$

где $F=f(\bar{r}, Re)$ имеет следующий вид:

$$F = \left[\bar{r}^{0,85} (1 + \bar{r})^{0,65} \bar{\delta}^{2/13} \exp(-0,145 + 0,085 \lg Re_*) \frac{\bar{r}}{12} \right]^{-1}. \quad (3.154)$$

Изменение безразмерной толщины гидродинамического пограничного слоя и функции,

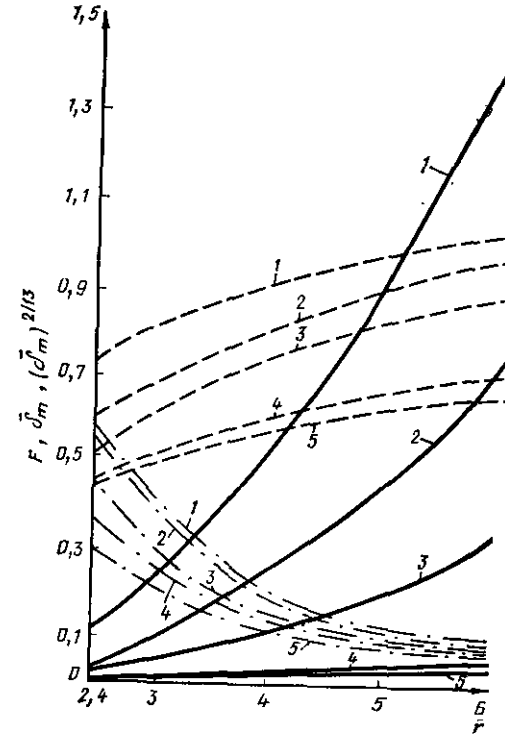


Рис. 3.7. Изменение безразмерной толщины пограничного слоя $\bar{\delta}_m$ и функции F

— — значение $(\bar{\delta}_m)^{2/13}$; — — значение $\bar{\delta}_m$; - - - значение функции F ; 1 — $Re_* = 1 \cdot 10^3$; 2 — $Re_* = 10 \cdot 10^4$; 3 — $Re_* = 1 \cdot 10^5$; 4 — $Re_* = 1 \cdot 10^6$; 5 — $Re_* = 1 \cdot 10^7$

$$F = f(\bar{r}, Re_*)$$

в диапазоне изменения $Re_* = 10^3 - 10^7$ и $\bar{r} = 2,4 - 6$ приведено на рис. 3.7.

Для получения среднего значения безразмерного коэффициента теплоотдачи в области автомодельного движения заменим сложную функцию (3.154) на полином второго порядка

$$F = a + b\bar{r} + c\bar{r}^2, \quad (3.155)$$

где

$$a = 0,06 (1 + 2,66 \lg Re_*);$$

$$b = 0,026 (1 - 1,9 \lg Re_*) ; \\ c = 0,004 (\lg Re_* - 1).$$

Замена выражения (3.154) на (3.155) позволяет получить среднее значение функции F с точностью 1 % в диапазоне изменения $Re_* = 10^3 - 10^7$ и $\bar{r} = 2,4 - 6$.

Используя выражение для функции F (3.155), получаем выражение для среднего безразмерного коэффициента теплоотдачи в области автомоделльного течения в интервале значений безразмерной координаты $2,4 - \bar{r}$:

$$Nu_{*cp} = \frac{0,0109 Re_*^{0,85} Pr^{1/3} Pr_t^{-1} (1 + N_T)}{[1,64 (1 + 0,05 N_T)]^{1/12}} \times \\ \times \frac{(\bar{a} + 0,5 \bar{b} \bar{r}^2 + 0,33 \bar{c} \bar{r}^3) - (2,4 \bar{a} + 2,88 \bar{b} + 4,61 \bar{c})}{\bar{r} - 2,4}, \quad (3.156)$$

где значения коэффициентов a, b, c определяются в соответствии с (3.155). Среднее значение критерия Nu для интервала значений $\bar{r} = 2,4 - 6$ определяется из соотношения

$$Nu_{*cp} = \frac{0,0109 Re_*^{0,85} Pr^{1/3} Pr_t^{-1} (1 + N_T) (a + 4,2b + 18,72c)}{[1,64 (1 + 0,05 N_T)]^{1/12}}. \quad (3.157)$$

Критериальную зависимость для области переходного течения в интервале $1 \leq \bar{r} \leq 2,4$ получим, предполагая, что коэффициент теплоотдачи в этой области изменяется линейно от значения в точке $\bar{r} = 1$ до значения в $\bar{r} = 2,4$. При принятом допущении локальное значение безразмерного коэффициента теплоотдачи в области переходного течения определяется из соотношения

$$Nu_* = Nu_{1*} - 0,714 (Nu_{2,4*} - Nu_{1*}) + 0,714 (Nu_{2,4*} - Nu_{1*}) \bar{r}, \quad (3.158)$$

где Nu_{1*} — значение критерия Нуссельта, определяемое из (3.122) при $\bar{r} = 1$; $Nu_{2,4*}$ — значение критерия Нуссельта в точке $\bar{r} = 2,4$ определяется из соотношения

$$Nu_{2,4*} = \frac{0,0109 Re_*^{0,85} Pr^{1/3} Pr_t^{-1} (1 + N_T) (a + 2,4b + 5,76c)}{[1,64 (1 + 0,05 N_T)]^{1/12}}. \quad (3.159)$$

Среднее значение критерия Нуссельта в области переходного течения в интервале изменения безразмерной координаты $1 \leq \bar{r} \leq 2,4$ определяется из соотношения

$$Nu_{*cp} = Nu_{1*} - 0,715 (Nu_{2,4*} - Nu_{1*}) + 0,357 (Nu_{2,4*} - Nu_{1*}) (\bar{r} + 1), \quad (3.160)$$

что дает среднее значение критерия Нуссельта по всей области переходного движения:

$$Nu_{*cp} = 0,5 (Nu_{1*} + Nu_{2,4*}). \quad (3.161)$$

3.3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛООБМЕНА ОЧАГА ПОЖАРА С ОГРАЖДАЮЩИМИ КОНСТРУКЦИЯМИ

3.3.1. Описание экспериментальных установок. Методика проведения экспериментов и обработка экспериментальных данных

Экспериментальные исследования теплообмена очага пожара со строительными конструкциями проводились на трех фрагментах зданий, отличающихся между собой внутренними размерами и характером расположения оконных и дверных проемов.

Один из фрагментов здания, имеющий размер в плане 6×6 м² и построенный на полигоне пожарно-технической станции УПО УВД Горьковского облисполкома, позволял изменять высоты помещения с 3 до 6 м. Оконные проемы расположены на противоположных стенах. Их площадь при проведении различных серий экспериментальных исследований изменялась в диапазоне от 1,62 до 9 м², что составляло изменение в процентном отношении и площади пола от 4,5 до 25 %. Кроме этого, изменялось их взаимное расположение относительно друг друга. Стены здания выполнены из красного обожженного глиняного кирпича марки М100, толщиной 0,38 м. Внутренняя часть стен на высоту 3 м облицована огнеупорным кирпичом. Плиты перекрытия размером $1,5 \times 6$ м имели следующую конструкцию: несущим элементом каждой плиты является металлическая рама из швеллера № 18, заполненная минеральной ватой толщиной 40 мм, с обеих сторон рама облицована стальным листом толщиной 5 и 3 мм. Со стороны огневого воздействия конструкция перекрытия защищалась огнеупорным цементом, который наносился на сетку рабицы. Пол фрагмента представлял собой цементную стяжку, на которой был выложен один слой из огнеупорного кирпича.

Два фрагмента ВНИИПО МВД СССР были выполнены из огнеупорного кирпича. Перекрытие железобетонное, защищенное огнеупорным цементом, нанесенным на сетку рабицы. Пол фрагмента представлял собой железобетонную стяжку и являлся платформой весов. Размер фрагментов $5 \times 4 \times 3$ м³. Отношение площади оконных

проемов к площади пола составляло 25 %. На первом фрагменте оконный проем располагался на одной из стен, а на втором фрагменте — два проема на одной стене и один на смежной с ней стене.

При проведении экспериментов измерялись следующие величины: температура газовой среды в объеме помещения; температура на поверхности строительных конструкций; температура в массиве строительных конструкций на глубине 15 мм; температура уходящих газов в проемах; скорости входящих и уходящих через проемы газов; концентрации O_2 , CO_2 и CO и распределение давления внутри помещения; весовая скорость выгорания пожарной нагрузки; скорость распространения пламени по поверхности пожарной нагрузки; высота пламени; лучистый тепловой поток, уходящий через проемы. В ходе проведения экспериментов контролировались следующие параметры окружающей среды: относительная влажность; скорость ветра и его направление; температура. Перед началом испытаний контролировалась влажность материала пожарной нагрузки.

Набор измеряемых параметров, приведенный выше, позволяет комплексно решать многочисленные задачи, связанные с изучением динамики пожара в помещении, и позволяет определять характер изменения и величины всех составляющих, входящих в уравнения теплового и массового баланса. Уравнения теплового и массового баланса, описывающие динамику пожара в помещении, приведены в гл. 5.

Измерение температуры газа в объеме помещения проводилось для фрагментов высотой 3 м с помощью 27 хромель-алюмелевых термоэлектрических термометров. Термоэлектрические термометры распределялись равномерно на трех уровнях (1,5, 3; 4,5 м над уровнем пола).

Для фрагмента высотой 6 м измерения проводились с помощью 45 хромель-алюмелевых термоэлектрических термометров в пяти уровнях по высоте. Дополнительный нижний и верхний уровень размещался у поверхностей на расстоянии теплового пограничного слоя, толщина которого оценивалась по соответствующим формулам, приведенным в разд. 3.1 и 3.2. Для измерения температуры газа в объеме использовались термоэлектрические термометры диапазоном 1,2 мм. Для измерения температуры уходящих и входящих газовых потоков через проемы помещения использовались аналогичные термоэлектрические термометры, которые устанавливались на оси проема в равномерно распределенных уровнях.

Измерения температуры на поверхности строительных конструкций, обращенных к очагу пожара и на глубине 15 мм, проводились с помощью хромель-алюмелевых термоэлектрических термометров диаметром 0,7 мм. Для измерения температуры поверхностей и их прогрева на глубину 15 мм использовалось 164

хромель-алюмелевых термоэлектрических термометров, расположенных равномерно на поверхностях в соответствии с уровнями, на которых измерялась температура газовой среды в объеме помещения.

Показания термоэлектрических термометров регистрировались электронными автоматическими потенциометрами ЭПП-09 и КСП-4, подключение к которым осуществлялось с помощью медь-константановых компенсационных проводов.

Массовые расходы газовых потоков в проемах определялись по результатам измерения скоростных напоров и температур в четырех уровнях по высоте каждого проема. Регистрация перепадов давления на пневмотрубках осуществлялась с помощью колокольных дифманометров ДКО-3702, укомплектованных регистрирующими приборами КСД-2 с пределами измерений от -50 до $+50$ Па, что позволяло регистрировать изменение направления движения. Интегральный расход газов контролировался с помощью крыльчатых анемометров АСО-3.

Измерение избыточных статических давлений в помещении осуществлялось для конструкций высотой 3 м в четырех точках, для помещения высотой 6 м в семи уровнях по его высоте. Трубки отбора давления изнутри и снаружи помещения подключались к колокольным дифманометрам ДКО-3702 с регистрирующими приборами КСД-2.

Газовый анализ продуктов сгорания на содержание в них CO , CO_2 и O_2 осуществлялся на установке ОРС. Отбор проб проводился в проемах на выходе продуктов сгорания в месте установки термодинамической ячейки в трех уровнях в центре размещения пожарной нагрузки. При отборе проб газ непрерывно прокачивался и через интервалы 2—4 мин отбирался в пипетки Зегера емкостью 200 мм³.

Массовая скорость выгорания материала пожарной нагрузки определялась путем дифференцирования полученных в экспериментах зависимостей потери массы от времени. На фрагменте Горьковской ПТС текущее значение массы регистрировалось по показаниям градуировочных образцовых манометров МО и датчика МЭД, подключенного к самопишущему прибору ДСП-1. Определение потери массы пожарной нагрузки при ее горении производилось с помощью сильфонных гидровесов, конструкция которых была разработана на Горьковской ПТС. На фрагментах ВНИИПО МВД СССР потеря массы пожарной нагрузки определялась с помощью транспортных весов, платформа которых одновременно являлась полом фрагмента.

Лучистый тепловой поток через проемы измерялся актинометрами, выпускаемыми экспериментально-технической мастерской при НИИТТИПЗе. Высота пламени определялась визуально. Для изме-

рения площади пожара и линейной скорости распространения огня по поверхности пожарной нагрузки использовалась четырехлучевая установка со световой индикацией на контрольной панели прохождения фронта пламени. Датчики работали в режиме нормально разомкнутых реле с замыканием через токопроводящий переугленный слой на поверхности горящего материала или через газ пламени, имеющий k -фазу.

Целью проведенных экспериментальных исследований были также получение общих закономерностей теплообмена очага пожара со строительными конструкциями и проверка теоретических исследований по этому вопросу. Изложенные в разд. 3.1 и 3.2 настоящей главы результаты относятся к развитой стадии пожара, когда его основные параметры с достаточной точностью для инженерных задач могут быть описаны интегральными характеристиками. В качестве характеристики температуры поверхности строительных конструкций определялось ее среднееинтегральное значение для каждого из условий развития пожара. На основании показаний термопар для каждого момента времени строилась зависимость $T_{wx}=f(x)$ и определялось среднее значение для каждого уровня $T_{wx}^{cp}=$

$$= \frac{1}{l} \int_0^l T_{wx} dx. \text{ Строились зависимости } T_{wx}^{cp} = f(y) \text{ и определялось значение среднееинтегральной температуры поверхности } T_{wxy}^{cp} = \\ = \frac{1}{h} \int_0^h T_{wx} dy = \frac{1}{lh} \int_0^l \int_0^h T_{wxy} dx dy,$$

где l, h — размеры поверхности по направлениям x и y ; T_{wxy} — локальное значение температуры в точке с координатами (x, y) .

Для каждого из условий развития пожара полученные результаты обрабатывались в виде $\frac{T_{wt} - T_{w0}}{T_{wmax} - T_{w0}} = f\left(\frac{t}{t_{max}}\right)$,

где T_{wt} — текущее значение среднееинтегральной температуры поверхности; T_{w0} — исходное значение этой температуры; T_{wmax} — максимальное значение температуры, достигаемое на поверхности в ходе эксперимента; t, t_{max} — соответственно текущее время и время достижения максимального значения температуры.

Аналогично значение среднееинтегральной температуры в объеме помещения вычислялось как

$$T = \left[\frac{1}{lhb} \int_0^l \int_0^h \int_0^b T_{xyz}^{-1} dx dy dz \right]^{-1},$$

где l, h, b — длина, высота и ширина объема газовой среды в помещении, ограниченном тепловыми пограничными слоями.

Локальные тепловые потоки через ограждающие строительные конструкции измерялись с помощью тепломеров, равномерно расположенных по поверхностям. Тепломеры изготавливались из материала соответствующей строительной конструкции толщиной 15 мм с расположенными на поверхностях двумя термоэлектрическими хромель-алюмелевыми термометрами диаметром 0,7 мм.

При расчете плотности тепловых потоков в отдельных элементах строительных конструкций использовались 2 метода. В начальной стадии пожара и до момента начала прогрева конструкций на глубине 15 мм использовался метод, базирующийся на положениях теории нагревания полубесконечного массива при граничных условиях первого рода [1].

В условиях развитой и затухающих стадий пожара использовался метод вспомогательной стенки. Плотность локальных тепловых потоков определялась по соотношению

$$q_{(x,y)t} = \frac{\lambda}{\delta} [T_{x=0, (t+\delta^2/3a)} - T_{x=\delta, (t-\delta^2/6a)}].$$

Для определения плотности локальных тепловых потоков определялись зависимости $T_{w, x=0}=f(t)$ и $T_{x=\delta}=f(t)$ и по найденным зависимостям значение температуры поверхности в момент времени $t + \frac{\delta^2}{3a}$ и температура на глубине δ в момент времени $t - \frac{\delta^2}{6a}$. По найденным значениям температур определялось значение локальной плотности теплового потока в момент времени t . Для применяемых в экспериментах конструкциях тепломеров значение $\frac{\delta^2}{3a} = 2,4$ мин и $\frac{\delta^2}{6a} = 1,2$ мин.

По данным плотности локальных тепловых потоков определя-

$$\text{лись их среднееинтегральные значения как } q_{cp} = \frac{1}{lh} \int_0^l \int_0^h q_{x,y} dx dy.$$

По найденным значениям среднееинтегральных тепловых потоков путем интегрирования их по времени процесса определялось среднееинтегральное удельное количество теплоты, поглощенной конструкциями:

$$Q = \int_0^t q(t) dt.$$

Средний коэффициент теплоотдачи определялся как $\alpha = \frac{q_{(x,y)cp}}{(T - T_{wcp})}$. Скорость выгорания определялась по значению массы пожарной нагрузки в каждый момент времени развития пожара $P=f(t)$. По полученной зависимости определялась производная dp/dt , которая соответствует скорости выгорания пожарной нагрузки в момент времени t . Удельная скорость выгорания определялась по соотношению $M=dP/dt; 1/F_{гор}$, где $F_{гор}$ — площадь горения, равная в развитой стадии объемного пожара площади пола, на которой размещена пожарная нагрузка.

Экспериментальные исследования проведены в следующих диапазонах изменения основных параметров: объем помещения 60, 108 и 216 м³, площадь пола 20 и 36 м²; отношение площади проемов к площади пола 4,5—33 %. В качестве пожарной нагрузки использовались древесина разных пород с влажностью 15—18 %, органическое стекло и керосин. Диапазон изменения удельного количества пожарной нагрузки, состоящей из твердого горючего материала, составил 0,8—11,2 кг·м⁻². Здесь под удельной пожарной нагрузкой понимается отношение общего количества пожарной нагрузки к общей внутренней площади ограждающих строительных конструкций. Испытания с горючей нагрузкой из ГЖ проводились в диапазоне площади горения 2—8 м². Приведенный выше диапазон изменения основных параметров позволил смоделировать условия развития всех классов пожаров и проследить характер изменения основных термодинамических параметров пожара на всех его стадиях развития. Ниже приводятся основные результаты исследования теплообмена очага пожара со строительными конструкциями в соответствии с назначением настоящей главы.

3.3.2. Результаты экспериментального исследования теплообмена очага пожара с ограждающими конструкциями

На рис. 3.8—3.12 приведены типичные для исследуемого процесса распределения параметров по времени развития пожара, позволяющие определить общий характер процесса теплообмена.

На рис. 3.8—3.9 приведены результаты экспериментальных исследований одного из серий опытов на фрагменте ВНИИПО МВД СССР. В качестве пожарной нагрузки использовалась древесина различных пород в количестве 50 кг на 1 м² площади пола. Пожарная нагрузка в виде штабеля равномерно размещалась на площади пола. Отношение площади оконного проема и площади пола составляет 25 %. Оконные проемы перед началом эксперимента были застеклены и находились в закрытом состоянии. Такая ситуация

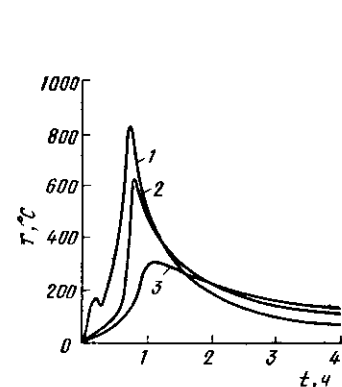


Рис. 3.8. Характерное изменение температур T по времени развития пожара t в помещении $5 \times 4 \times 3$ м³, $\Pi = 25$ %, $g = 50$ кг·м⁻²

1 — средняя объемная температура; 2 — температура обогреваемой поверхности стен на высоте $h=0,75$ м; 3 — температура стены на высоте $h=0,75$ м в сечении $\Delta=15 \cdot 10^{-3}$ м

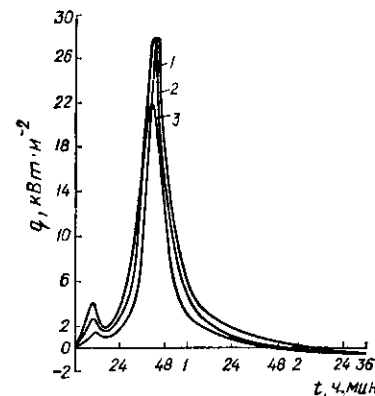


Рис. 3.9. Изменение плотности теплового потока (q) в конструкции стен для помещения $5 \times 4 \times 3$ м³, $\Pi = 25$ %, $g = 50$ кг·м⁻².

1 — плотность теплового потока на высоте $h=1,5$ м, 2 — плотность теплового потока на высоте $h=0,75$ м; 3 — плотность теплового потока на высоте $h=2,25$ м; t — время развития пожара

характерна для помещений жилых зданий. На рис. 3.8 приведены характерные зависимости изменения соответствующих температур в ходе развития пожара. На рис. 3.9 приведен характер изменения интенсивности плотности теплового потока на вертикальной строительной конструкции. Наличие максимума значения среднеобъемной температуры на 12 мин и плотности теплового потока 10—12 мин характерно для пожаров, происходящих со вскрытием остекления в оконных проемах. Вскрытие остекления приводит к интенсивному притоку холодного воздуха к очагу пожара, что в начальный момент понижает температуру в очаге и плотность теплового потока на конструкциях. В дальнейшем приток холодного воздуха (окислитель) интенсифицирует горение пожарной нагрузки, что приводит к увеличению температуры газовой среды. Турбулизирующее воздействие холодного воздуха приводит к постепенному выравниванию температуры газовой среды. Темп увеличения среднеобъемной температуры в закрытом помещении составил 13 °С в 1 мин. После вскрытия проемов темп увеличения среднеобъемной температуры изменился от 9 °С в мин до 50 °С в 1 мин. Это значение характерно для помещений жилых и административных помещений. Анализ ха-

рактера изменения температур и плотностей тепловых потоков позволяет выделить следующие основные тепловые режимы строительных конструкций в условиях воздействия на них пожара. Первый режим характеризуется тепловым воздействием очага пожара, приводящим к увеличению теплосодержания строительной конструкции и ее прогреву с различной интенсивностью. Этот режим охватывает начальную, развитую и затухающую стадии пожаров. Первый режим заканчивается при установлении равенства значений средних температур газовой среды и поверхности конструкции. Второй режим характеризуется дальнейшим прогревом строительной конструкции и одновременным охлаждением поверхности за счет отдачи тепла в газовую среду. Второй режим заканчивается при значении плотности теплового потока, равном нулю. Третий режим определяется изменением направления плотности теплового потока в теле строительной конструкции, что приводит к уменьшению ее теплосодержания до полного остывания. Для помещений, в которых пожар не привел к обрушению конструкций, средняя плотность теплового потока в третьем режиме составляет $0,5 \text{ кВт/м}^2$, и время (с) полного остывания вертикальных неметаллических конструкций стен и колонн составит $t_{oc} = 2Q$, где Q — количество теплоты, которое восприняла конструкция за первый и второй периоды теплового воздействия (кДж/м^2).

До вскрытия оконных проемов в начальной стадии пожара плотность теплового потока в верхней угловой зоне вертикальной конструкции превышает это значение для низа конструкции более чем в 2 раза. Это определяется воздействием на верхние области конструкций горячих газов, образующихся в результате взаимодействия струйного течения над источником пожара с горизонтальными конструкциями перекрытия. В развитой стадии пожара качественный характер распределения плотностей тепловых потоков изменяется. Плотности тепловых потоков выравниваются, за исключением верхних угловых зон, где плотность теплового потока меньше его среднего значения на 20 %. Это указывает на разрушение струйного течения и создание застойной области в верхней угловой зоне.

На рис. 3.10—3.11 приведены характерные распределения плотностей тепловых потоков на конструкции в условиях локальных пожаров, полученные на фрагменте здания $6 \times 6 \times 6 \text{ м}^3$.

На рис. 3.10 приведены результаты испытаний при горении пожарной нагрузки из древесины, расположенной на площади $3,3 \text{ м}^2$ с плотностью загрузки 50 кг·м^{-2} при закрытых оконных и дверном проемах. Кривые 3 на рис. 3.11 получены при аналогичном размещении и количестве пожарной нагрузки с открытыми оконными и дверными проемами. Характер изменения плотностей тепловых потоков на конструкции перекрытия и стен указывает на качест-

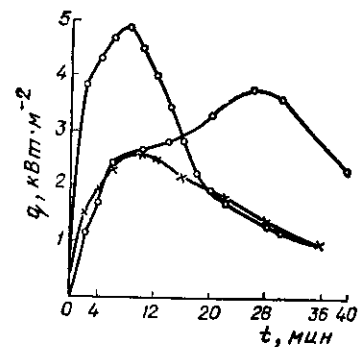


Рис. 3.10. Изменение плотностей суммарных тепловых потоков q в помещении $6 \times 6 \times 6 \text{ м}^3$, $F_t = 3,3 \text{ м}^2$, $g = 50 \text{ кг·м}^{-2}$, $\Pi = 0\%$, пожарная нагрузка — древесина

—●— плотность теплового потока в конструкцию перекрытия; —×— плотность теплового потока в конструкцию стен; —○— плотность теплового потока в конструкцию пола; t — время развития пожара

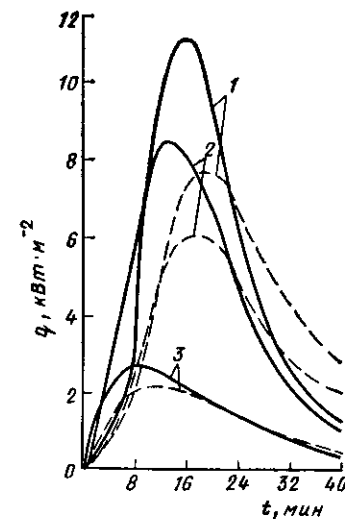


Рис. 3.11. Изменение плотности суммарного теплового потока q в помещении $6 \times 6 \times 6 \text{ м}^3$, $F_t = 3,3 \text{ м}^2$, $\Pi = 25\%$, пожарная нагрузка — древесина

— плотность теплового потока в конструкцию перекрытия; — — — — — плотность теплового потока в конструкцию стен; 1 — $g = 150 \text{ кг·м}^{-2}$; 2 — $g = 125 \text{ кг·м}^{-2}$; 3 — $g = 50 \text{ кг·м}^{-2}$; t — время развития пожара

венное и количественное их различие, что говорит о различных механизмах переноса тепла в начальной, развитой и в затухающей стадии пожара.

В затухающей стадии пожара плотность тепловых потоков быстро выравнивается и сохраняются их общие темпы уменьшения, что говорит об аналогичном механизме теплообмена. В начальной стадии пожара плотность теплового потока на конструкции пола несколько ниже, чем на конструкции стен. Однако общий темп его изменения одинаков. В развитой стадии пожара значения плотностей потоков на полу и стене практически совпадают. Дальнейшее увеличение плотности теплового потока на конструкцию пола связано с разрушением пожарной нагрузки и ее непосредственным воздействием на конструкцию пола. Поскольку температура k -фазы пожарной нагрузки на стадии затухания существенно больше тем-

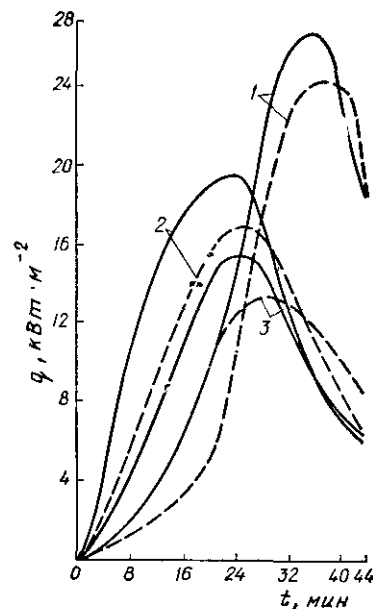


Рис. 3.12. Изменение плотности суммарных тепловых потоков q в помещении $6 \times 6 \times 6$ м³, $F_t = 23$ м², $\Pi = 25$ %

— плотность теплового потока в конструкцию перекрытия; — — — — — плотность теплового потока в конструкцию стен; 1 — $g = 100$ кг·м⁻²; 2 — $g = 75$ кг·м⁻²; 3 — $g = 50$ кг·м⁻²; t — время развития пожара

пературы газовой среды, то это приводит к увеличению плотностей теплового потока на конструкцию пола на затухающей стадии пожара.

Уменьшение плотности теплового потока на конструкцию перекрытия при открытых оконных и дверном проеме (рис. 3.11, кривая 3) по сравнению с условиями при закрытых проемах связано с воздействием воздушного потока, поступающего через проемы на конвективную колонну, образующуюся над очагом пожара.

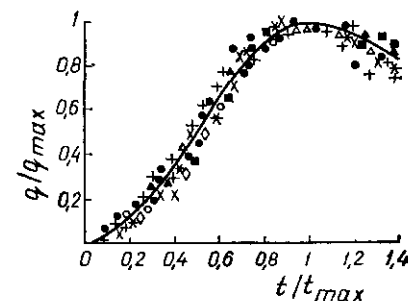
На рис. 3.11 отчетливо видна разница между характером изменения плотности теплового потока в перекрытии и стене, увеличение плотности загрузки, приводящее к интенсификации струйного течения и к увеличению разности между плотностями потоков в стене и перекрытии.

Так, отношение плотности теплового потока в перекрытие к плотностям теплового потока в стену изменяется от 1,2 до 1,45 при изменении плотности загрузки от 50 до 150 кг·м⁻². Отношение это для закрытых проемов составляет 1,88 при плотности загрузки 50 кг·м⁻². В затухающей стадии пожара темпы изменения плотностей тепловых потоков идентичны.

На рис. 3.12 приведены характерные зависимости плотностей тепловых потоков от времени развития пожара при площади на-

Рис. 3.13. Изменение средних плотностей суммарных тепловых потоков в строительные конструкции перекрытий и стен, пожарная нагрузка — древесина

● — удельная пожарная нагрузка $g_R = 0,8$ кг·м⁻²; + — $g_R = 1,6$ кг·м⁻²; × — $g_R = 2$ кг·м⁻²; * — $g_R = 2,4$ кг·м⁻²; ○ — $g_R = 3,2$ кг·м⁻²; ◊ — $g_R = 4,8$ кг·м⁻²; ■ — $g_R = 5,6$ кг·м⁻²; △ — $g_R = 8,4$ кг·м⁻²; ▲ — $g_R = 11,2$ кг·м⁻²; — — — — — кривая, построенная по (3.162); q — средняя плотность суммарных тепловых потоков в момент времени t ; q_{max} — максимальное значение средних плотностей тепловых потоков; t_{max} — время достижения максимальных значений плотностей тепловых потоков



грузки 23,1 м² и плотности загрузки пожарной нагрузки из древесины 50, 75, 100 кг·м⁻²; отношение площади проемов к площади пола составляло 25 %.

В соответствии с принятой ранее классификацией пожаров кривая 1 относится к ПРВ с удельной пожарной нагрузкой 11,2 кг·м⁻², кривая 2 — к объемному пожару с критической удельной пожарной нагрузкой для испытательного отсека размером $6 \times 6 \times 6$ м³ 8,36 кг·м⁻² и кривые 3 к ПРН с удельной пожарной нагрузкой 5,6 кг·м⁻². Характерной для условий объемных пожаров является большая разница в величинах плотностей тепловых потоков в перекрытие и стены в начальной стадии пожара, которая уменьшается в развитой стадии пожара. Отношение плотности тепловых потоков в перекрытия и плотности тепловых потоков в стены составляет для ПРВ 1,1 и для ПРН 1,15, что существенно меньше, чем для условий локальных пожаров, причем ПРН по своему качественному характеру процессов теплопередачи ближе к локальным пожарам, чем ПРВ. В затухающей стадии пожара характер изменения теплообмена на горизонтальных конструкциях перекрытия и вертикальных конструкциях идентичен, и по своим абсолютным значениям средние плотности тепловых потоков приближаются тем больше, чем больше величина пожарной нагрузки. Приведенные типичные характеристики изменений плотностей тепловых потоков указывают на различный механизм переноса тепла в горизонтальные и вертикальные конструкции в начальной стадии пожара и в развитой стадии до момента достижения их максимального зна-

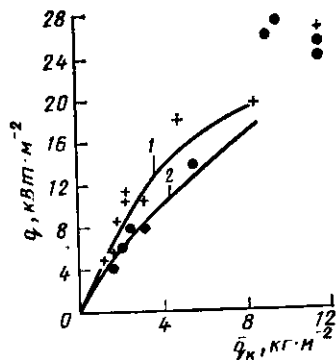


Рис. 3.14. Зависимость плотности максимального теплового потока в строительной конструкции $q_{\max}$ от удельной пожарной нагрузки g_k

+ — экспериментальные данные для конструкции перекрытия; ● — экспериментальные данные для конструкции стен; 1 — зависимость, построенная по (3.164); 2 — зависимость, построенная по (3.163)

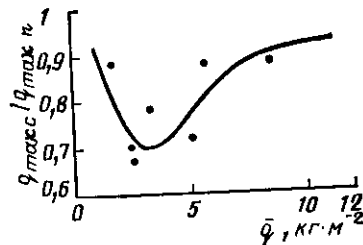


Рис. 3.15. Зависимость отношения максимальной плотности теплового потока в стене к максимальной плотности теплового потока в перекрытии

$\frac{q_{\max \text{ ст}}}{q_{\max \text{ пок}}}$ от удельной пожарной нагрузки g_k

● — экспериментальные данные; — — кривая, построенная по (3.165)

чения. В затухающей стадии пожара характер изменения плотностей тепловых потоков одинаков, и перенос тепла в этих стадиях пожара можно описать единой физической моделью. На рис. 3.13 приведены результаты экспериментальных исследований средних плотностей тепловых потоков в конструкции стен и перекрытий. Экспериментальные исследования, представленные на рис. 3.13, проведены в диапазоне изменения удельной горючей нагрузки из древесных отходов с влажностью 16—18 % от 0,8 до 11,2 кг·м⁻² и со строительными конструкциями, выполненными из огнеупорного, шамотного кирпича и бетона. Отношение площади проемов к площади пола изменялось от 4,5 до 33 % в помещениях 6×6×6, 6×6×3, 5×4×3 м³.

Приведенная на рис. 3.13 зависимость безразмерного среднего интегрального теплового потока в конструкции стен и потолка от безразмерного времени развития пожара описывается следующим уравнением:

$$\frac{q}{q_{\max}} = 37 \left(\frac{t}{t_{\max}} \right)^{3,6} e^{-3,6t/t_{\max}}, \quad (3.162)$$

где q — тепловой поток в момент времени t , кВт·м⁻²; $q_{\max}$ — максимальный тепловой поток за время развития пожара, кВт·м⁻²; t — время, мин; $t_{\max}$ — время достижения максимального теплового потока, мин.

На рис. 3.14 представлены зависимости максимальных тепловых потоков в конструкции стен и перекрытий от удельной пожарной нагрузки. В диапазоне изменения удельной пожарной нагрузки 0,8—8,4 кг·м⁻² представленные зависимости описываются следующими уравнениями:

для стен

$$q_{\max \text{ ст}} = 3,57 (g_k)^{0,75}, \quad (3.163)$$

для конструкций перекрытия

$$q_{\max \text{ пок}} = [0,26 g_k^{-0,75} - 3,3 \cdot 10^{-2} (g_k)^{4,25} e^{-1,6 g_k}]^{-1}. \quad (3.164)$$

На рис. 3.15 приведено отношение максимальных тепловых потоков в конструкции стен к максимальным тепловым потокам в конструкции потолка от удельной пожарной нагрузки.

Уравнения (3.163) и (3.164) позволяют получить выражение, описывающее отношение максимальных плотностей тепловых потоков в строительных конструкциях в виде

$$\frac{q_{\max \text{ ст}}}{q_{\max \text{ пок}}} = 0,93 - 0,12 g_k^5 e^{-1,6 g_k}. \quad (3.165)$$

Кривая, описывающая это отношение, имеет минимум при значении удельной горючей нагрузки 3—3,5 кг·м⁻². Данное значение удельной горючей нагрузки является граничным между локальными и объемными пожарами, регулирующимися горючей нагрузкой, при условии проведения экспериментов. При удельной горючей нагрузке меньше этой величины пожар в помещении будет носить локальный характер.

В этом случае теплообмен между конструкциями и очагом пожара в значительной степени будет определяться характеристиками свободной струи, образующейся при горении горючей нагрузки. В первую очередь образующаяся свободная струя интенсивно воздействует на конструкции перекрытия. С увеличением удельной горючей нагрузки растут характеристики свободной струи и увеличивается ее воздействие на конструкции, главным образом на конструкции перекрытия.

Лучистый тепловой поток в конструкции стен изменяется незначительно. Этот механизм теплового взаимодействия очага пожара с конструкциями, характерный для локальных пожаров, объясняет поведение зависимости, приведенной на рис. 3.15 при значениях $g_k < 3$ кг·м⁻².

При значениях $g_k > 3,5$ кг·м⁻² образующаяся струя горячих газов носит характер стесненной струи. Ее воздействие становится ощутимым и на конструкции стен. При увеличении удельной горючей нагрузки разница между характером воздействия горячих газов

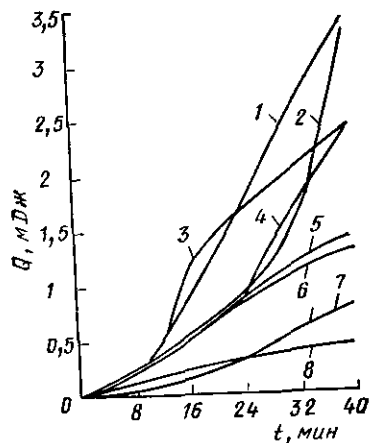


Рис. 3.16. Зависимость количества тепла, поглощенного конструкциями стен Q от времени развития пожара t в помещении $6 \times 6 \times 6 \text{ м}^3$, $P = 25 \%$

1 — $g_K = 8,4 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-2}$; 2 — $g_K = 11,2 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-2}$; 3 — $g_K = 4,8 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-2}$; 4 — $g_K = 5,6 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-2}$; 5 — $g_K = 2,4 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-2}$; 6 — $g_K = 2 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-2}$; 7 — $g_K = 1,6 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-2}$; 8 — $g_K = 0,8 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-2}$

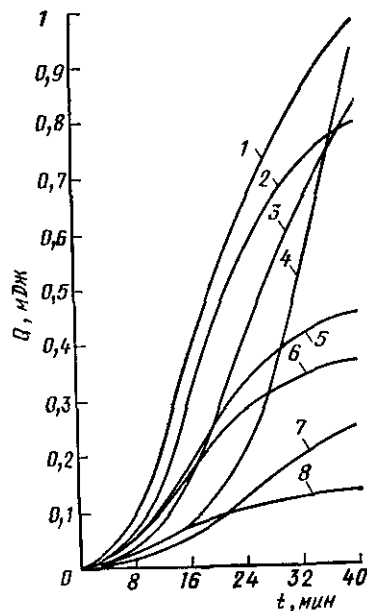


Рис. 3.17. Зависимость количества тепла, поглощенного конструкцией потолка Q от времени развития пожара t в помещении $6 \times 6 \times 6 \text{ м}^3$, $P = 25 \%$

1 — $g_K = 8,4 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-2}$; 2 — $g_K = 4,8 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-2}$; 3 — $g_K = 5,6 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-2}$; 4 — $g_K = 11,4 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-2}$; 5 — $g_K = 2,4 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-2}$; 6 — $g_K = 2 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-2}$; 7 — $g_K = 1,6 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-2}$; 8 — $g_K = 0,8 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-2}$

на конструкции стен и перекрытия уменьшается. При развитом объемном пожаре разница стремится к минимальному значению.

Время, в момент которого плотность удельного теплового потока в конструкции достигает своего максимального значения, определяется из следующих эмпирических соотношений:

для конструкции стен

$$t_{\max \text{ ст}} = 26 - 5,1 g_K^5 e^{-1,6 g_K}; \quad (3.166, a)$$

для конструкции потолка

$$t_{\max \text{ пот}} = 26 - 7,2 g_K^5 e^{-1,6 g_K}. \quad (3.166, b)$$

Зависимости (3.163)—(3.166) описывают соответствующие характеристики локальных и объемных пожаров, регулируемых горючей нагрузкой. Испытания, проведенные на данном фрагменте пожаров, регулируемых условиями газообмена, показали, что максимальные средние тепловые потоки в конструкции для этих типов пожаров могут достигать величины $30\text{—}35 \text{ кВт} \cdot \text{м}^{-2}$, а их локальные значения достигали $40\text{—}45 \text{ кВт} \cdot \text{м}^{-2}$.

На рис. 3.16—3.17 представлены зависимости количества тепла, поглощенного конструкциями стен и потолка за все время развития пожара, от удельной пожарной нагрузки. Удельное количество тепла, поглощенного конструкциями за время развития пожара, хорошо описывается следующими соотношениями:

$$Q_{\text{ст}} = 5,5 g_K^{0,75}; \quad (3.167)$$

$$Q_{\text{пот}} = 6,9 g_K^{0,75}, \quad (3.168)$$

где $Q_{\text{ст}}$, $Q_{\text{пот}}$ — количество теплоты, воспринятой конструкциями соответственно стен и потолка за время развития пожара, $\text{МДж} \cdot \text{м}^{-2}$; g_K — удельная пожарная нагрузка, $\text{кг} \cdot \text{м}^{-2}$.

За время развития пожара принимается момент времени, когда температура поверхности конструкций становится равной средне-объемной температуре в помещении.

Доля теплоты, воспринимаемой строительными конструкциями от выделенного количества при пожаре, зависит от условия развития пожара и, в первую очередь, от состояния проемов, их площади и количества пожарной нагрузки. С уменьшением количества пожарной нагрузки при одинаковых площадях проемов доля теплоты (от общего выделенного количества), поглощенной строительными конструкциями стен и перекрытия, увеличивается. Это связано с уменьшением интенсивности газообмена очага пожара с окружающей средой через проемы помещения. При отношении площади проемов к площади пола, составляющем 25% , доля теплоты, поглощенной конструкциями стен и перекрытия, составила для удельного количества пожарной нагрузки $2,5$, 5 и $10 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-2}$ соответственно 36 , 32 и 25% . При удельной пожарной нагрузке $2,5 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-2}$ доля теплоты, поглощенной конструкциями стен и перекрытий, изменялась от 36% (при отношении площади проемов к площади пола 25%) до 65% при закрытых проемах.

Отношение количества теплоты, поглощенной строительными конструкциями за время пожара, к теоретически возможному количеству теплоты, выделяемому при пожаре (при коэффициенте $\eta = 1$), для различных классов пожаров имеет следующие значения: локальные пожары — $45\text{—}25 \%$; объемные пожары (ПРН) — $25\text{—}18 \%$; пожары, регулируемые условиями газообмена (ПРВ), — среднее значение 16% .

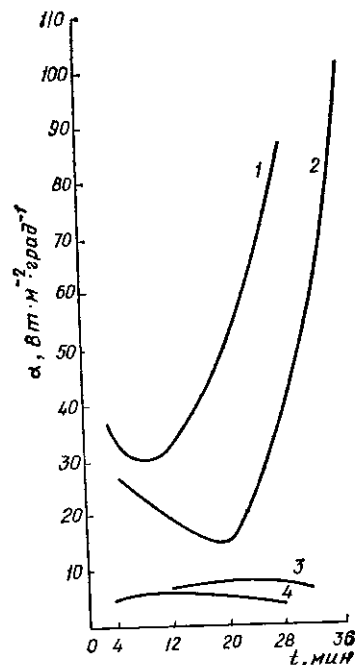


Рис. 3.18. Зависимость коэффициента теплообмена на поверхности конструкций стен α от времени развития пожара t
1, 2 — суммарный коэффициент теплообмена при удельной пожарной нагрузке соответственно 0,8 и 11,2 кг·м⁻²; 3, 4 — конвективный коэффициент теплообмена при удельной пожарной нагрузке соответственно 11,2 и 0,8 кг·м⁻²

Сравнение суммарного коэффициента теплоотдачи, определяемого как $\alpha = q / (T - T_w)$, и конвективного коэффициента теплоотдачи, подсчитанного по данным экспериментальных исследований и в соответствии с закономерностями естественной конвекции, позволило оценить ориентированное соотношение между лучистой и конвективной составляющей суммарного эффективного теплового потока. Для локальных пожаров доля конвективной составляющей коэффициента теплоотдачи изменяется от 10 % в развивающейся стадии пожара до 20 % в развитой стадии и 8 % в стадии затухания. Для объемных пожаров это отношение имеет значение соответственно

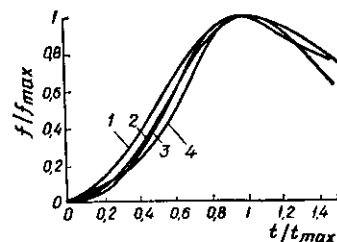


Рис. 3.19. Характер изменения теплотехнических параметров при пожаре в помещении

$$\begin{aligned} 1 - \frac{q}{q_{\max}} &= f\left(\frac{t}{t_{\max}}\right); \\ 2 - \frac{T_{wc} - T_0}{T_{\max c} - T_0} &= f\left(\frac{t}{t_{\max}}\right); \\ 3 - \frac{T - T_0}{T_{\max} - T_0} &= f\left(\frac{t}{t_{\max}}\right); \\ 4 - \frac{T_{wn} - T_0}{T_{\max n} - T_0} &= f\left(\frac{t}{t_{\max}}\right); \end{aligned}$$

q ; T_{wc} ; T_{wn} ; T — значения соответственно плотности теплового потока, температуры на поверхности стены, перекрытия (покрытия), среднеобъемной температуры в момент времени t ; $q_{\max}$, $T_{\max c}$, $T_{\max n}$, $T_{\max}$ — максимальные значения соответствующих параметров; $t_{\max}$ — время достижения максимальных значений соответствующих параметров

15, 45 и 10 %. Характер изменения коэффициента теплоотдачи приведен на рис. 3.18.

Анализ экспериментальных данных изменения средних плотностей тепловых потоков на конструкциях стен и перекрытий, средних значений температур соответствующих поверхностей и среднеобъемной температуры, выраженных в безразмерном виде $F/F_{\max} = f(t/t_{\max})$, показал, что они имеют одинаковый характер вида $f = ax^n e^{-ax}$ и отличаются между собой значениями величин постоянных a и n .

На рис. 3.19 приведен характер изменения соответствующих параметров от безразмерного времени. Результаты исследования температурного режима пожара более подробно рассмотрены в гл. 5.

Как видно из данных рис. 3.19, зависимости безразмерных плотностей тепловых потоков (кривая 1) и безразмерной среднеобъемной температуры (кривая 3) имеют хорошую качественную и количественную сходимость. Эти кривые можно описать одной зависимостью, которая будет характеризовать оба параметра с точностью до 10 % их значений в развитой стадии пожара. Это позволяет записать равенство $\frac{q_i(t)}{q_{\max}} \approx \frac{T(t) - T_0}{T_{\max} - T_0}$, что приводит к следующему выражению для определения средних плотностей тепловых потоков в строительные конструкции при пожаре:

$$q_i(t) = \frac{q_{\max i}}{T_{\max} - T_0} [T(t) - T_0]. \quad (3.169)$$

В выражении (3.169) комплекс $\frac{q_{\max i}}{T_{\max} - T_0}$ по виду записи аналогичен коэффициенту теплоотдачи и характеризует отношение средней максимальной плотности теплового потока в соответствующую конструкцию к максимальному прогреву газовой среды в очаге пожара. Если это отношение обозначить, как $\alpha^* =$

$= \frac{q_{\max i}}{T_{\max} - T_0}$, то среднюю плотность теплового потока можно представлять в традиционной форме:

$$q_i(t) = \alpha^* [T(t) - T_0], \quad (3.170)$$

где α^* — приведенный коэффициент теплоотдачи.

Приведенный коэффициент теплоотдачи α^* является функцией максимальных параметров пожара и целиком определяется начальными условиями развития пожара. В зависимости от типа возможного пожара он будет зависеть от вида и количества пожарной нагрузки и конструктивно-планировочных характеристик помещения и для данных помещений с фиксированной пожарной нагрузкой будет являться постоянной величиной, характеризующей пожарную

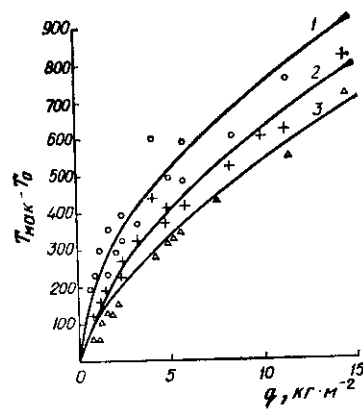


Рис. 3.20. Зависимость максимальных значений температур $T_{\max} - T_0$ от удельной пожарной нагрузки g_k

О — экспериментальные данные по среднеемной температуре; + — экспериментальные данные по температуре перекрытия; Δ — экспериментальные данные по температуре стен; 1 — кривая, построенная по (3.162); 2 — кривая, построенная по (3.163); 3 — кривая, построенная по (3.164)

опасность помещения. Связь приведенного коэффициента теплоотдачи с традиционно применяемым в теплотехнических расчетах выражается соотношением

$$\alpha^* = \alpha \left[\frac{T(t) - T_w(t)}{T(t) - T_0} \right]. \quad (3.171)$$

Использование соотношения (3.169) в экспериментальных исследованиях условий теплообмена очага пожара со строительными конструкциями упрощает процесс исследования, так как максимальные значения соответствующих параметров достигаются в условиях стационарного режима и исключаются известные трудности, связанные с нестационарными процессами при тепловых измерениях. Кроме того, использование соотношения (3.169) в различных математических моделях пожара (изложенные в гл. 5) существенно сокращает затраты машинного времени при проведении расчетов при условии, если целью расчетов является получение среднеемной температуры (внешние задачи).

Максимальные плотности тепловых потоков определяются соотношениями (3.163) и (3.164). Максимальные значения среднеемных температур, температур соответствующих поверхностей в зависимости от удельной пожарной нагрузки приведены на рис. 3.20.

Результаты экспериментальных исследований, приведенные на рис. 3.20, аппроксимируются следующими эмпирическими зависимостями:

для максимальных значений среднеемных температур

$$T_{\max} - T_0 = 224 g_k^{0,528}, \quad (3.172)$$

для поверхностей конструкции перекрытий

$$T_{w\max} - T_{w0} = 130 g_k^{0,64}; \quad (3.173)$$

для поверхностей стен

$$T_{w\max} - T_{w0} = 115 g_k^{0,64}. \quad (3.174)$$

Соотношения (3.163)—(3.164), (3.172)—(3.173) получены для ПРН и хорошо согласуются с экспериментальными данными для ПРВ при отношении площади проемов и площади пола 25 %.

Экспериментальные данные по исследованию максимальных значений среднеемных температур при ПРВ в диапазоне изменения отношения площади проемов и площади пола P 4,5—25 % и в диапазоне изменения удельной пожарной нагрузки 4—10 $\text{кг} \cdot \text{м}^{-2}$ с точностью 10 % описываются эмпирическим соотношением

$$T_{\max} - T_0 = 320 g_k^{0,528} (1,08 - 9 \cdot 10^{-3} P). \quad (3.175)$$

3.3.3. Сравнение экспериментальных и теоретических исследований теплообмена очага пожара с ограждающими конструкциями

Сравнение теоретических исследований с экспериментальными результатами проводилось по данным экспериментальных исследований тепловых режимов пожаров на полигонных крупномасштабных установках с целью проверки сходимости теоретических разработок к условиям, приближенным к реальным. Сравнения результатов исследования теплообмена очага пожара со строительными конструкциями различной ориентации, полученные двумя независимыми методами исследования, позволяют судить о их достоверности.

На рис. 3.21 приведено сравнение экспериментальных данных средних удельных тепловых потоков в конструкции стен с их расчетными значениями, определенными по соотношению (3.58) при значении $Bu=1,5$. Там же приведены результаты расчета по традиционной методике, используемой для расчетов фактических пределов огнестойкости. Представленные на рис. 3.21 экспериментальные результаты получены на фрагменте здания $6 \times 6 \times 6 \text{ м}^3$, в качестве пожарной нагрузки использовались древесные отходы средней влажности 18 % в количестве $50 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-2}$, площадь горения $1,2 \text{ м}^2$ при закрытых проемах. Как следует из приведенных на рис. 3.21 данных, использование традиционных методов расчета приводит к завышению результатов по максимальным значениям средних плотностей потоков на 47 % относительно экспериментальных данных. Разница в этих значениях экспериментальных данных и рассчитанных по (3.58) при значении $Bu=1,5$ составляет 4,7 %. Кон-

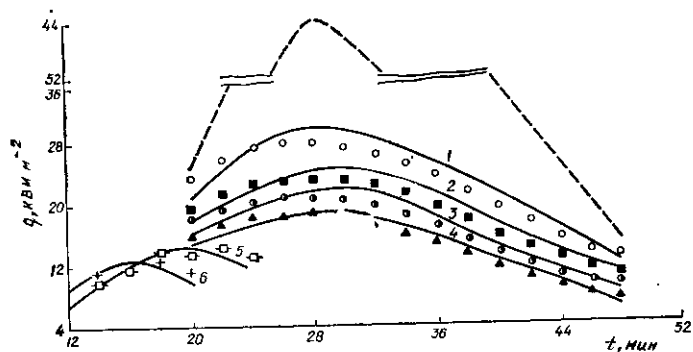


Рис. 3.21. Зависимость средних плотностей тепловых потоков в конструкции стен q от времени развития объемного пожара t — — — зависимость, полученная по соотношению, применяемому в теории огнестойкости строительных конструкций; — — — зависимости, полученные по (3.58) 1 — $g_K = 14,4 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-2}$; 2 — $g_K = 11,2 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-2}$; 3 — $g_K = 9,6 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-2}$; 4 — $g_K = 8,4 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-2}$; 5 — $g_K = 5,6 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-2}$; 6 — $g_K = 4,8 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-2}$; экспериментальные данные для: $\circ$ — $g_K = 14,4 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-2}$; $\blacksquare$ — $g_K = 11,2 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-2}$; $\odot$ — $g_K = 9,6 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-2}$; $\blacktriangle$ — $g_K = 8,4 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-2}$; $\blacksquare$ — $g_K = 5,6 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-2}$; $+$ — $g_K = 4,8 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-2}$

вективная составляющая эффективного теплового потока, определенная по критериальным зависимостям для естественной конвекции в условиях незадымленного помещения [2], составляет 24,5 % эффективного теплового потока и для условий $Bi = 1,5$ (задымленная среда) — 31,3 %. Существенное расхождение экспериментальных данных с расчетными, выполненными в соответствии с теорией огнестойкости, вызвано использованием в расчетах фактического предела огнестойкости модели оптически прозрачной газовой среды и соотношения, определяющего лучистый теплообмен между бесконечными плоскими параллельными телами. Для условий определения фактических пределов огнестойкости такая модель приемлема, но практически не дает удовлетворительных результатов для условий реальных пожаров, где газовая среда является оптически активной.

На рис. 3.22—3.24 приведены результаты сравнения температурного и теплового режимов пожара, полученные путем их моделирования на уровне интегральных характеристик с экспериментальными результатами исследования. При моделировании пожара на уровне его интегральных характеристик (интегральное моделирование), которое рассмотрено в гл. 5, использовались законы теплообмена, изложенные в настоящей главе. Теоретические и экспе-

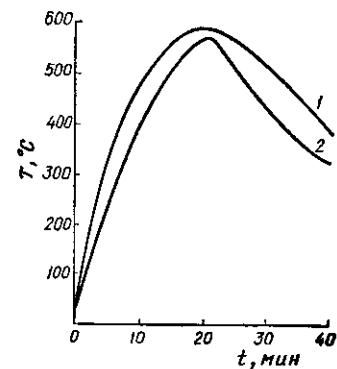


Рис. 3.22. Изменение среднеобъемной температуры в очаге пожара (помещение $6 \times 6 \times 6 \text{ м}^3$; $P = 10 \%$, пожарная нагрузка — древесина $36 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-2}$)

1 — кривая, полученная расчетным путем по методу, изложенному в гл. 5; 2 — кривая, полученная экстраполяцией экспериментальных данных; t — время развития пожара

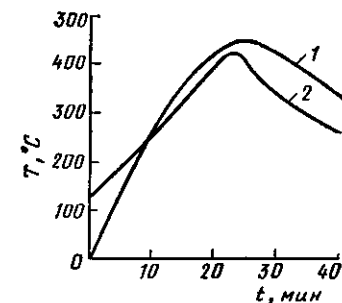


Рис. 3.23. Изменение средней температуры поверхности стен при пожаре в помещении $6 \times 6 \times 6 \text{ м}^3$, $P = 10 \%$, пожарная нагрузка $36 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-2}$

1 — кривая, полученная расчетным путем по методу, изложенному в гл. 5; 2 — кривая, полученная экстраполяцией экспериментальных данных; t — время развития пожара

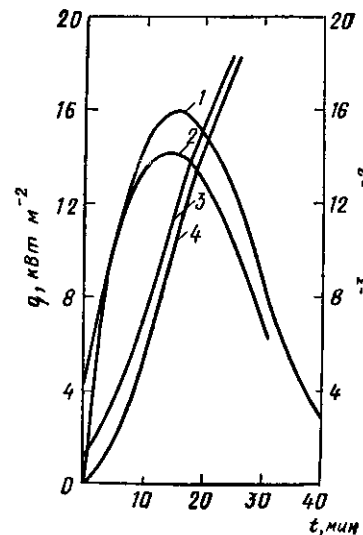


Рис. 3.24. Изменение плотности теплового потока (q) и количества тепла Q , воспринимаемого конструкцией, определенное с учетом (3.58); 2, 4 — кривые, характеризующие соответственно изменение плотности теплового потока и количества тепла, полученное экстраполяцией экспериментальных данных; t — время развития пожара

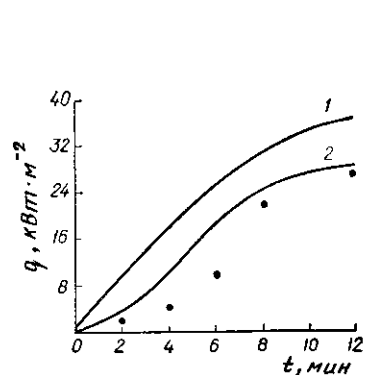


Рис. 3.25. Изменение плотности теплового потока на перекрытии q в критической точке при пожаре в помещении $6 \times 6 \times 6$ м³, $P=25\%$, $g=27,5$ кг·м⁻²

1 — кривая, построенная по (3.125), (3.126) при $Bi=1$; 2 — кривая, построенная по (3.125), (3.126) при $Bi=1,5$; ● — экспериментальные данные; t — время развития пожара

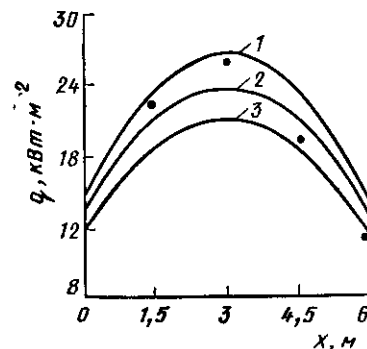


Рис. 3.26. Распределение плотности теплового потока q по длине перекрытия при пожаре в помещении $6 \times 6 \times 6$ м³, $P=25\%$, $g=27,5$ кг·м⁻² при $t=12$ мин

1 — кривая, полученная по (3.122) при $Bi=1,65$; 2 — кривая, полученная по (3.122) при $Bi=1,75$; 3 — кривая, полученная по (3.122) при $Bi=2$; ● — экспериментальные данные

риментальные результаты, приведенные на рис. 3.22—3.24, получены для помещения $6 \times 6 \times 6$ м³ с отношением площади проемов к площади пола 10 %. Удельная пожарная нагрузка состояла из древесных отходов влажностью 15—18 % в количестве 6 кг·м⁻², что составляет 36 кг пожарной нагрузки на 1 м² поверхности пола. Экспериментальные результаты представлены в виде кривых, полученных из соответствующих эмпирических зависимостей.

Сравнение результатов проведено на развитой и затухающей стадиях пожара, для чего из общего процесса развития пожара исключалась его начальная стадия, которая для рассматриваемого случая составила 11 мин. Разница во времени достижения максимальной среднеобъемной температуры составляет 8 %, время достижения максимальных значений температуры поверхностей совпадает, для плотностей тепловых потоков разница во времени составляет 14 %. Максимальные значения параметров, полученные методом интегрального моделирования, имеют разницу для среднеобъемной температуры 4 %, для температуры поверхности стен 6 %, для плотности тепловых потоков 14 %, для количества тепла, поглощенного конструкциями стен, 10 % от их экспериментальных значений.

На рис. 3.25 представлена зависимость суммарного теплового

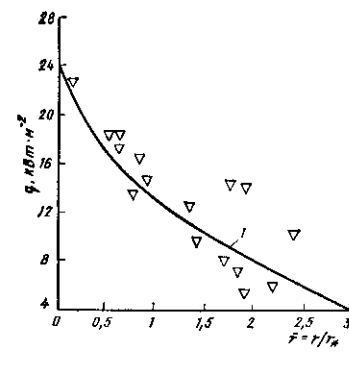


Рис. 3.27. Изменение плотности суммарного теплового потока q на конструкции перекрытия в помещении $6 \times 6 \times 6$ м³, $P=25\%$, $F_t=6,6$ м², $g=75$ кг·м⁻², $t=16$ мин; пожарная нагрузка — древесина

1 — кривая, построенная по соотношениям (3.122)–(3.161); ▽ — экспериментальные данные; $\bar{r}$ — приведенное расстояние

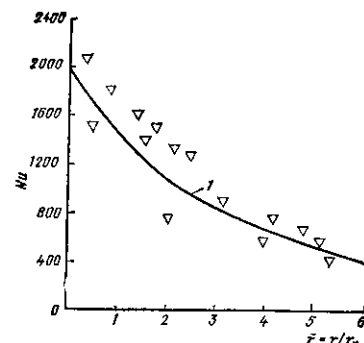


Рис. 3.28. Изменение безразмерного коэффициента теплообмена Nu на конструкции перекрытия в помещении $4 \times 6,55 \times 3$ м³, пожарная нагрузка — керосин, $F_t=2 \times 2$ м²

1 — кривая, построенная по соотношениям (3.122)–(3.147), (3.161); ▽ — экспериментальные данные; $\bar{r}$ — приведенное расстояние

потока в критической точке у перекрытия от времени развития пожара. В качестве пожарной нагрузки в помещении размером $6 \times 6 \times 6$ м³, с отношением площади проемов к площади пола 25 % использовались древесные отходы. Пожарная нагрузка размещалась в центре помещения на площади 6,6 м² в количестве 150 кг·м⁻², что соответствует 27,5 кг на 1 м² пола.

Кривая 1 получена из соотношений теории огнестойкости, кривая 2 — по уравнению (3.125), (3.126). Как видно из данных рис. 3.25, представленное в настоящем разделе аналитическое решение (3.125), (3.126) хорошо согласуется с экспериментальными данными на развитой стадии пожара. Для условий представленного эксперимента продолжительность начальной стадии пожара составила 10 мин. Разница экспериментальных данных и расчетных (по 3.125), (3.126) в развитой стадии пожара, когда параметры набегающей струи соответствуют параметрам в ядре, составляет 6 и 35 % с результатами, рассчитанными традиционным методом. В начальной стадии пожара эта разница достигает соответственно 88 и 160 %. Таким образом, представленное в настоящей главе аналитическое решение дает хорошие результаты для развитой стадии пожара и неудовлетворительные для начальной стадии, что следует из самой постановки рассмотренной задачи.

На рис. 3.26 приведены данные распределения плотностей сум-

марных тепловых потоков по длине перекрытия на 12 мин развития пожара. Безразмерный коэффициент ослабления газовой среды в пограничном слое принимался постоянным и равным значению в передней критической точке. Кривые 1, 2, 3 получены по соотношению (3.122), справедливому для области ускоренного течения. При значении $Bi=1,5$ расчетные и экспериментальные данные дают удовлетворительную сходимость в области $\bar{r} \approx 1$, что соответствует проекции на перекрытие площади пола, на которой расположена пожарная нагрузка. На рис. 3.26 также демонстрируется влияние оптической характеристики газовой среды на эффективную плотность теплового потока, что качественно совпадает и с условиями сложного теплообмена на вертикальной поверхности.

На рис. 3.27 приведены результаты экспериментального исследования теплообмена очага пожара с горизонтальной конструкцией перекрытия в помещении $6 \times 6 \times 6$ м³. На рисунке приведены данные для момента времени развития пожара 17 мин при горении древесины на площади 6,6 м² и при величине пожарной нагрузки 75 кг·м⁻². Температура на оси потока, набегающего на перекрытие, взята по результатам экспериментальных исследований. Скорость набегающего потока рассчитывалась по данным работы [4] исходя из интенсивностей тепловыделения, определяемого экспериментально по скорости выгорания. Основные параметры набегающего потока имели следующие величины: температура набегающего потока 663К, $Re_* = 3 \cdot 10^5$, степень черноты 0,72. Температура поверхности принята 483К и степень черноты 0,68. Представленное в настоящей главе аналитическое решение удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными в областях ускоренного и переходного течения.

На рис. 3.28 предоставлено сравнение разработанной теории с экспериментальными данными, полученными при сжигании жидкого топлива. В помещении размером $4 \times 6,55 \times 3$ м по центру пола размещался противень с керосином размером 2×2 м. На рис. 3.28 приведены данные, соответствующие моменту времени развития пожара 10 мин. Температура набегающего потока равнялась 1370К, $Re_* = 0,9 \cdot 10^5$, степень черноты факела 0,85, температура поверхности перекрытия 1123К и степень черноты 0,71. Сходимость результатов, полученных на основе экспериментальных исследований и на основе разработанной теории, удовлетворительная.

Для пожарной нагрузки, состоящей из древесины различных пород с эксплуатационной влажностью, на рис. 3.29 приведено значение критерия Bi и числа N_T в зависимости от значений средней объемной температуры в очаге пожара для развитых его стадий (объемные пожары). Результаты, приведенные на рис. 3.29, получены из решения уравнения сложного теплообмена при турбулент-

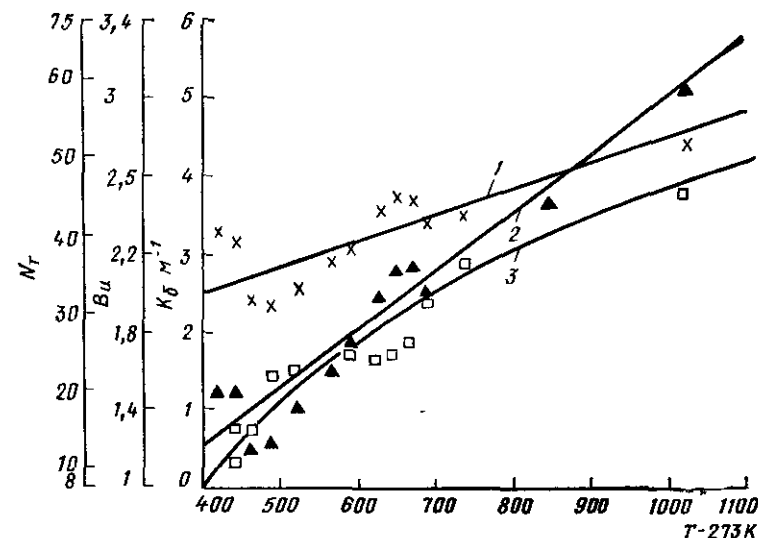


Рис. 3.29. Зависимость коэффициента поглощения k_δ , радиационно-кондуктивного числа N_T и числа Бугера Bi от средней температуры в очаге пожара T для вертикальной конструкции

1 — аппроксимация расчетных данных для k_δ ; 2 — аппроксимация расчетных данных для $Bi=1,8k_\delta\delta_f$; 3 — то же, для N_T ; X, Δ , $\square$ — расчетные значения соответственно для k_δ , Bi и N_T , полученные исследованием экспериментальных данных

ной естественной конвекции (3.58) с использованием результатов экспериментального исследования сложного теплообмена для вертикальных строительных конструкций (3.162), (3.163), (3.165).

Зависимости, приведенные на рис. 3.29, даны в виде функций Bi , $N_T = f(T)$, удобных при использовании для численных экспериментов. Как следует из определения параметра N_T , он зависит не только от значения температуры газовой среды, но и от перепада температур газовой среды и поверхности конструкций.

Значения перепада температур, которым соответствуют величины числа N_T , приведенные на рис. 3.29, могут быть определены с помощью эмпирических зависимостей T , $T_w = f(t, g_w)$, данных в разд. 3.3 настоящей главы по соответствующему значению средней объемной температуры T . Критерий Bi определен как $Bi = k_\delta\delta_f$, и для условий эксперимента, использованного для получения зависимостей рис. 3.29, где высота вертикальной строительной конструкции составляла 6 м, средняя толщина теплового пограничного слоя

для турбулентной естественной конвекции в соответствии с (3.53) равна:

$$\delta_{t_{cp}} = 1,75 \frac{(14,7 - x^{1,5})}{(6 - x)} \left[\frac{g \beta_t (T - T_w) Pr}{v^2} \right]^{-1/6} \times \left\{ \frac{Pr^{2/3}}{(1 + N_T)^3 [2,14 (1 + N_T) + Pr^{2/3}]} \right\}^{-1/6}. \quad (3.176)$$

В соотношении (3.176) x — координата на вертикальной поверхности, где начинается турбулентный пограничный слой, определяется из соотношения

$$x \approx 10^3 [0,1 v^2 / g \beta_t (T - T_w)]^{1/3}. \quad (3.177)$$

Применительно к интегральной модели развития пожара (подробно рассмотрена в гл. 5), когда пожар описывается соответствующими интегральными характеристиками, значение критерия Bu для горизонтальных строительных конструкций и различных режимов течения определяется из соотношения

$$Bu_t = Bu \frac{\delta_{t_i}}{\delta_{t_{cp}}}, \quad (3.178)$$

где Bu — критерий Бугера, определяется по данным рис. 3.29; $\delta_{t_{cp}}$ — определяется из уравнения (3.176); δ_{t_i} — толщина теплового пограничного слоя, определяемая из соответствующих уравнений, полученных в разд. 3.2 настоящей главы.

Радиационно-кондуктивное число, приведенное на рис. 3.29, определено в соответствии с выражением (3.52). Значение критерия N_T для соответствующих режимов течения у горизонтальной строительной конструкции определяется из соотношения

$$N_t = N_T \frac{\lambda_T}{\lambda_i}, \quad (3.179)$$

где N_T — радиационно-кондуктивное число, определенное на рис. 3.29; λ_T — турбулентный коэффициент теплопроводности, определенный по (3.62); λ_i — коэффициент теплопроводности жидкости для различных режимов течения.

В критической области течения, в ускоренной и переходной областях λ_i соответствует физическому значению теплопроводности газа при определяющей температуре. Для автомодельного течения $\lambda_i = \lambda_T$ определяются из соотношения (3.149). Коэффициент поглощения газовой среды в пограничном слое определяется из соотношения

$$k_d = Bu / \delta_{t_{cp}} \quad (3.180)$$

и является средней оптической характеристикой газовой среды в развитой стадии пожара.

Глава 4. ТЕПЛООБМЕН СТРОИТЕЛЬНЫХ КОНСТРУКЦИЙ В УСЛОВИЯХ НАЧАЛЬНОЙ СТАДИИ ПОЖАРА И ПРИ ЛОКАЛЬНЫХ ПОЖАРАХ

4.1. КОНВЕКТИВНЫЙ ТЕПЛООБМЕН НА ВЕРТИКАЛЬНЫХ СТРОИТЕЛЬНЫХ КОНСТРУКЦИЯХ ИЗ НЕГОРЮЧИХ МАТЕРИАЛОВ, ГОРЮЧИХ И ТРУДНОГОРЮЧИХ МАТЕРИАЛОВ ДО НАЧАЛА ИХ ТЕРМИЧЕСКОГО РАЗЛОЖЕНИЯ

В условиях локальных пожаров и в начальной стадии пожара газовая среда, расположенная между конвективной колонкой, образованной очагом пожара и вертикальными строительными конструкциями, состоит главным образом из окислителя (воздуха), который является прозрачным для тепловых лучистых потоков. Как показано в гл. 3, интегральные оптические характеристики газовой среды в начальной стадии пожара ($Bu < 1$) также позволяют считать ее оптически прозрачной. Это дает возможность рассматривать отдельно, используя закон аддитивности, конвективную и лучистую составляющие сложного теплообмена.

Газовая среда является оптически прозрачной, и степень ее черноты существенно меньше степени черноты поверхности вертикальных строительных конструкций. В связи с этим нагрев вертикальных конструкций происходит главным образом за счет лучистого теплового потока от факела пламени (конвективной колонки), а конвективный тепловой поток, образованный в результате температурного перепада между поверхностью конструкций и газовой средой, охлаждает конструкцию.

Для негорючих вертикальных строительных конструкций, а также для строительных конструкций, изготовленных из горючих или трудногорючих материалов и нагретых до температур меньших, чем температура их термического разложения, средний коэффициент теплоотдачи конвекцией с учетом ламинарного и турбулентного режимов определяется из соотношения [1]

$$\alpha_{cp} = \alpha_{л, cp} \frac{x_{кр}}{H} + \alpha_T \left(1 - \frac{x_{кр}}{H} \right) = \alpha_{л, cp} \left(\frac{Gr_{кр}}{Gr_H} \right)^{1/3} + \alpha_T \left[1 - \left(\frac{Gr_{кр}}{Gr_H} \right)^{1/3} \right]. \quad (4.1)$$

В уравнении (4.1) $\alpha_{л, cp}$ — средний коэффициент теплоотдачи в ламинарной области течения, определяемый из выражения

$$Nu_{cp} = 0,68 (Gr_{кр} Pr)^{1/4} \left(\frac{Pr}{0,952 + Pr} \right)^{1/4};$$

α_T — средний коэффициент теплоотдачи в турбулентной области течения, определяемый из выражения

$$Nu = 0,2 (Gr_H Pr)^{1/3} \left(\frac{Pr^{2/3}}{2,14 + Pr^{2/3}} \right)^{1/3};$$

$$x_{кр} = 10^3 (0,1 v^2 / g \beta_t \Delta T)^{1/3}$$

— критический определяющий размер, соответствующий координате, в которой происходит разрушение ламинарного пограничного слоя;

$$Gr_{кр} = \frac{g \beta_t (T - T_w) x_{кр}^3}{\nu^2}; \quad Gr_H = \frac{g \beta_t (T - T_w)_H^3}{\nu^2};$$

T — при использовании интегрального метода моделирования — среднеобъемная температура, а при применении зонального метода — средняя температура газовой среды в зоне.

Размеры помещений, в которых развивается пожар, несоизмеримо больше, чем толщина пограничного слоя, возникающего у вертикальной строительной конструкции в результате естественной конвекции, поэтому теплообмен на конструкциях рассматривается в условиях неограниченного пространства. Теплообмен в условиях естественной конвекции в неограниченном пространстве для тел различной геометрической формы, наиболее часто встречающихся при пожаре, рассмотрен в [1].

Определим границы применения соотношения (4.1) по времени развития пожара. Как указано выше, для строительных конструкций из негорючих материалов (бетон, кирпич и т. д.) соотношение (4.1) применимо во всем диапазоне НСП и в условиях локального пожара на всех стадиях его развития. Для строительных конструкций, выполненных из горючих или трудногорючих материалов (древесина, пластик и т. д.), соотношение (4.1) справедливо до начала термического разложения материала под воздействием лучистого теплового потока.

Для определения продолжительности нагрева поверхности конструкций до температуры термического разложения ее материала (T_{wn}) рассмотрим нестационарное уравнение Фурье:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}; \quad x > 0, \quad t \geq 0; \quad (4.2)$$

с начальным условием

$$T_{x,0} = T_0 \quad (4.3)$$

и граничными условиями $t > 0$:

$$\text{при } x = 0 \quad -\lambda \frac{\partial T_{(0,t)}}{\partial x} = q(t);$$

$$\text{при } x = \delta \quad T_{(\delta,t)} = T_0; \quad \frac{\partial T_{(\delta,t)}}{\partial x} = 0. \quad (4.4)$$

Решение, выполненное интегральным методом теплового баланса для температуры обогреваемой поверхности, имеет вид [2]:

$$T_{0,t} = T_0 + 1,23 \frac{\sqrt{a}}{\lambda} \left[q(t) \int_0^t q(t) dt \right]^{1/2}. \quad (4.5)$$

По данным [5], суммарный тепловой поток в ограждающие конструкции, выполненные из кирпича, связан со значением среднеобъемной температуры газа в помещении при горении твердых материалов соотношением

$$\frac{Q_w}{c_p T_0 G_0} \frac{G_0}{G_*} = 0,0105 \left(\frac{T}{T_0} - 1 \right) + 0,0118 \left(\frac{T}{T_0} - 1 \right)^2, \quad (4.6)$$

где параметры, зависящие от геометрических характеристик помещения, определяются $G_* = \rho_0 B_* (2gh)^{0,5} h$, кг·с⁻¹; $B_* = 4F/P$ (F — площадь пола, м²; P — периметр помещения в плане, м); $G_0 = \xi b h \rho_0 (2gh)^{0,5}$, кг·с⁻¹.

Представим изменение средней температуры газовой среды в НСГ (или ЛП) в виде линейной зависимости от времени пожара, что характерно для рассматриваемых условий и интересующих интервалов времени:

$$T = T_0 + \frac{T_n - T_0}{t_n} t, \quad (4.7)$$

где T_n — соответственно известное значение среднеобъемной температуры, при которой начинается термическое разложение, К; t_n — искомое время начала термического разложения, с.

Используя (4.7) и (4.6), получим выражение для плотности теплового потока в ограждающие конструкции

$$q(t) = k \left[\frac{0,0105}{T_0} \left(\frac{T_n - T_0}{t_n} \right) t + \frac{0,0118}{T_0^2} \left(\frac{T_n - T_0}{t_n} \right)^2 t^2 \right], \quad (4.8)$$

где $k = \frac{c_p T_0 G_*}{F_w}$; F_w — общая поверхность ограничивающих конструкций, м².

Подставив выражение (4.8) в (4.5) и проведя интегрирование функции (4.8), получим выражение для определения времени t_n , в течение которого для конструкций, выполненных из сгораемых или трудносгораемых материалов, справедливо соотношение (4.1):

$$t_n = \lambda^2 (T_{nw} - T_0)^2 \left\{ 1,5 a k^2 \left[0,0105 \left(\frac{T_n - T_0}{T_0} \right) + 0,0118 \left(\frac{T_n - T_0}{T_0} \right)^2 \right] \left[0,006 \left(\frac{T_n - T_0}{T_0} \right) + 0,04 \left(\frac{T_n - T_0}{T_0} \right)^2 \right] \right\}^{-1}. \quad (4.9)$$

Соотношение (4.9) может быть использовано при известных значениях температуры T_n . При плотности теплового потока, не зависящего от времени, соотношение (4.5) принимает вид [2]:

$$T_{(0,t)} = T_0 + 1,23q (\sqrt{at/\lambda}), \quad (4.10)$$

что позволяет определить время t_n как

$$t_n = \frac{(T_{nw} - T_0)^2 \lambda^2}{1,5q^2 a}. \quad (4.11)$$

Плотность теплового потока в начальной стадии пожара на вертикальных конструкциях $q = q_{nr} - q_n$.

По данным экспериментальных исследований, приведенным в гл. 3, максимальная плотность теплового потока для локальных пожаров изменилась от 2 до 8 кВт/м² при изменении плотности загрузки от 50 до 150 кг/м² при площади загрузки, составляющей 10 % площади пола. Окончание начальной стадии пожара, характеризующееся вскрытием оконных проемов при горении пожарной нагрузки из древесины, равномерно распределенной по поверхности пола с плотностью загрузки 50 кг/м², происходило при значении плотности теплового потока в стены 4—6 кВт·м⁻². Таким образом, для оценочных значений t_n по соотношению (4.11) в первом приближении можно брать плотность теплового потока $q = 3$ кВт·м⁻². Если при расчете t_n по (4.9), (4.11) значения этого времени получаются больше, чем продолжительность НСП, за время t_n принимается значение продолжительности НСП $t_{нсп}$, определяемое в соответствии с методами, изложенными в [7].

4.2. КОНВЕКТИВНЫЙ ТЕПЛОМАССОБМЕН ВЕРТИКАЛЬНЫХ СТРОИТЕЛЬНЫХ КОНСТРУКЦИЙ ИЗ ГОРЮЧИХ И ТРУДНОГОРЮЧИХ МАТЕРИАЛОВ ДО МОМЕНТА ИХ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ В УСЛОВИЯХ ЛАМИНАРНОЙ ЕСТЕСТВЕННОЙ КОНВЕКЦИИ

Для строительных конструкций, выполненных из сгораемых и трудносгораемых материалов, после начала их термического разложения ($t > t_n$) при определении закона теплообмена необходимо учитывать массообменные процессы, происходящие на поверхности (поток продуктов термического разложения), которые могут оказывать существенное влияние на процесс теплообмена.

Если представить продукты термического разложения в виде газа, имеющего термодинамические свойства и свойства переноса, отличные от параметров основного газа (воздуха), как это сделано для продуктов термического разложения и горения древесины, то

процесс тепломассообмена можно описать системой интегральных уравнений бинарного пограничного слоя.

Интегральные уравнения бинарного пограничного слоя для ламинарной свободной конвекции записываются следующим образом: уравнение количества движения

$$\rho_\infty \frac{d}{dx} \int_0^y u^2 dy = -\tau_w + \int_0^y g (\rho - \rho_\infty) dy; \quad (4.12)$$

уравнение энергии

$$c_p \rho_\infty \frac{d}{dx} \int_0^y u (T - T_\infty) dy = q_{wk} + \rho_w v_w c_p \times \\ \times (T_w - T_\infty) + (c_{p1} - c_{p2}) \int_0^y (j_2) \frac{dT}{dy} dy; \quad (4.13)$$

уравнение диффузии

$$\rho_\infty \frac{d}{dx} \int_0^y u (m_1 - m_{1\infty}) dy = j_{1w} + \rho_w v_w (m_{1w} - m_{1\infty}). \quad (4.14)$$

Уравнения (4.12)—(4.14) не учитывают сжимаемость и вязкую диссоциацию, свойства смеси приняты постоянными, за исключением изменения плотности от температуры и концентрации в членах с подъемной силой. Учет переменности свойств среды практически не влияет на выходные характеристики (тепловые и массовые потоки на поверхности) тепломассообменного пограничного слоя. Аналитическое решение системы уравнений (4.12)—(4.14) выполнено методом Г. Сквэйра, предполагающего интегрирование уравнений количества движения (4.12) и энергии (4.13) в одном верхнем пределе, равном толщине теплового пограничного слоя, с введением в уравнение движения дополнительной функции с размерностью скорости, являющейся функцией числа Рг. В членах с подъемной силой коэффициенты термического и теплового объемного расширения, являющиеся функциями температуры и концентрации

$$\beta_t = 1/T; \quad \beta_m = \frac{\frac{M_2}{M_1} - 1}{1 + \left(\frac{M_2}{M_1} - 1 \right) m_1}, \quad (4.15)$$

принимались постоянными.

Учет переменности коэффициентов β_t , β_m в решении уравнений (4.12)–(4.14), выполненном этим методом, дает следующие результаты.

Для нагретой поверхности ($T_w > T_\infty$) в случае, когда молекулярный вес продуктов пиролиза меньше молекулярного веса воздуха ($M_2 > M_1$):

$$Nu_x = C \left\{ \frac{3 \left[1 + A_T^{1/2} \operatorname{arctg} (-A_T^{-1/2}) \right] +}{\beta_t (T_w - T_\infty)} + \frac{3 \left[1 + A_m^{1/2} \operatorname{arctg} (-A_m^{-1/2}) \right] \frac{1}{\xi}}{\beta_t (T_w - T_\infty)} \right\}^{\frac{1}{4}}. \quad (4.16)$$

Если продукты термического разложения тяжелее воздуха,

$$Nu_x = C \left\{ \frac{3 \left[1 + A_T^{1/2} \operatorname{arctg} (-A_T^{-1/2}) \right] +}{\beta_t (T_w - T_\infty)} + 3 \left[1 + \frac{1}{2} (-A_m)^{1/2} \ln \left(\frac{-A_m^{1/2} - 1}{-A_m^{1/2} + 1} \right) \right] \frac{1}{\xi} \right\}^{\frac{1}{4}}. \quad (4.17)$$

Для случая, когда $T_w < T_\infty$ и продукты термического разложения легче воздуха,

$$Nu_x = C \left\{ \frac{3 \left[1 + \frac{1}{2} (-A_T)^{1/2} \ln \left(\frac{-A_T^{1/2} - 1}{-A_T^{1/2} + 1} \right) \right] +}{\beta_t (T_w - T_\infty)} + 3 \left[1 + A_m^{1/2} \operatorname{arctg} (-A_m^{-1/2}) \right] \frac{1}{\xi} \right\}^{\frac{1}{4}}, \quad (4.18)$$

и тяжелее воздуха

$$Nu_x = C \left\{ \frac{3 \left[1 + \frac{1}{2} (-A_T)^{1/2} \ln \left(\frac{-A_T^{1/2} - 1}{-A_T^{1/2} + 1} \right) \right] +}{\beta_t (T_w - T_\infty)} + 3 \left[1 + \frac{1}{2} (-A_m)^{1/2} \ln \left(\frac{-A_m^{1/2} - 1}{-A_m^{1/2} + 1} \right) \right] \frac{1}{\xi} \right\}^{\frac{1}{4}}. \quad (4.19)$$

В формулах (4.16)–(4.18):

$$A_T = \frac{T_\infty}{T_w - T_\infty}; \quad A_m = \frac{1 + km_{1\infty}}{k(m_{1w} - m_{1\infty})};$$

$$k = \frac{M_2}{M_1} - 1;$$

$$C = 0,508 (Gr_x Pr)^{\frac{1}{4}} \left[\frac{Pr}{\eta (0,952\eta + Pr)} \right]^{\frac{1}{4}} \{1 + Le^{-1} Du \times$$

$$\times [(m_{1w} - m_{1\infty}) \xi + Sc]\} = \frac{Nu_{x(c)}}{\left[1 + \frac{\beta_m}{\beta_t} \frac{m_{1w} - m_{1\infty}}{T_w - T_\infty} \frac{1}{\xi} \right]^{\frac{1}{4}}};$$

$Nu_{x(\beta)}$ — критерий Нуссельта, определенный в [11], при постоянных значениях β_t и β_m . Величины η , ξ и отношение Nu_x/Sh_x находятся по выражениям работы П. М. Брдлика.

Как показывает сравнение результатов расчета, выполненного по уравнениям (4.16)–(4.19) и П. М. Брдликом, для большинства практических случаев при умеренных перепадах температур учет переменности коэффициента термического расширения несущественно сказывается на коэффициенте теплоотдачи. Разница в решениях при перепаде температур до 300 °C не превышает 6 %, при перепаде температур в 1000 °C разница в решениях составляет 13 %. В конце начальной стадии пожара разница между температурой газовой среды и температурой поверхности вертикальных строительных конструкций составляет 100–200 °C и разница в решениях для периода термического разложения будет составлять 3 % и меньше.

С целью проверки влияния допущений, использованных в гл. 3 и принятых в [7], на значение выходных характеристик пограничного слоя ниже использован другой подход. Уравнения количества движения и энергии интегрируются при разных верхних пределах, а отношение теплового и диффузионного пограничного слоев принимается

$$= \frac{1}{3}$$

равным $Le^{-\frac{1}{3}}$. Кроме того, распределение скоростей, температуры и концентрации задано в ином виде, чем в [7]. Верхние пределы интегрирования y_1 , y_2 и y_3 зависят от соотношения пограничных слоев δ , δ_t , δ_m , что определяется величинами чисел Sc , Pr и Le .

Поверхность пиролиза считается полупроницаемой: проницаемой для продуктов пиролиза (компонент 1) и непроницаемой для окислителя (компонент 2).

В условиях полупроницаемости поперечная скорость v_w записывается

$$v_W = \frac{j_{1W}}{\rho_W (1 - m_{1W})}. \quad (4.20)$$

Локальная плотность теплового потока

$$q = -\lambda \frac{\partial T}{\partial y} + \left(\frac{a_T R M^2 T}{M_1 M_2} \right)_{11}. \quad (4.21)$$

Концентрационный поток продуктов пиролиза, **равный** скорости потери массы в начальной стадии пожара до момента воспламенения или на несгораемой части поверхности,

$$j_{1W} = \psi_t = -\rho_W D_{1,2} \left(\frac{\partial m_1}{\partial y} \right)_W. \quad (4.22)$$

Согласно теоретическому анализу, термодиффузией при естественной конвекции можно пренебречь в подавляющем большинстве прикладных задач.

Массовая относительная концентрация продуктов термического разложения $m_1 = \rho_1 / \rho_{cm}$ определяется:

$$m_1 = \frac{P_1 R}{P_{cm} R_1} = \frac{R_2 P_1}{R_1 P_{cm} - P_1 (1 - R_2)}, \quad (4.23)$$

где $R = m_1 (R_1 - R_2) + R_2$.

Изменение плотности по толщине пограничного слоя, возникающей за счет разности температур и концентраций,

$$\frac{\rho - \rho_\infty}{\rho_\infty} = -\beta_t (T - T_\infty) - \beta_m (m_1 - m_{1\infty}). \quad (4.24)$$

Уравнения (4.12)–(4.14) с учетом (4.20)–(4.22) и (4.24) имеют вид:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dx} \int_0^\delta u^2 dy &= g (T_\infty - T_W) \beta_t \int_0^{\delta_t} \Theta dy + \\ &+ g \beta_m \int_0^{\delta_m} \bar{m} dy - v \left(\frac{du}{dy} \right)_W; \end{aligned} \quad (4.25)$$

$$\begin{aligned} \frac{d}{dx} \int_0^{y_1} \Theta u dy &= -a \left(\frac{d\Theta}{dy} \right)_W - Du \bar{\rho} D_{12}^2 \left(\frac{d\bar{m}}{dy} \right)_W + \\ &+ \frac{D_{12}}{1 - m_{1W}} \bar{\rho} \left(\frac{d\bar{m}}{dy} \right)_W + \frac{c_{p1} - c_{p2}}{c_p} \bar{\rho} D_{12} \int_0^{y_1} \frac{d\bar{m}}{dy} \frac{d\Theta}{dy} dy; \end{aligned} \quad (4.26)$$

$$\frac{d}{dx} \int_0^{y_1} \bar{m} u dy = -\frac{1 - m_{1\infty}}{1 - m_{1W}} \bar{\rho} D_{12} \left(\frac{d\bar{m}}{dy} \right)_W, \quad (4.27)$$

$$\text{где } \Theta = \frac{T - T_\infty}{T_W - T_\infty}; \quad \bar{m} = m_1 - m_{1\infty}; \quad \bar{\rho} = \frac{\rho_W}{\rho_\infty}.$$

При вычислении интегралов в (4.25)–(4.27) использовались следующие распределения:

$$\begin{cases} u = a_1 + b_1 y + c_1 y^2 + d_1 y^3; \\ m = a_2 + b_2 y + c_2 y^2 + d_2 y^3; \\ T = a_3 + b_3 y + c_3 y^2 + d_3 y^3. \end{cases} \quad (4.28)$$

При нахождении распределения скорости принимались граничные условия:

$$\begin{aligned} \text{при } y = 0, \quad u = 0, \quad v_W \left(\frac{du}{dy} \right)_W &= [g \beta_t (T_\infty - T_W) + g \beta_m (m_{1\infty} - m_{1W})] + \\ &+ v \left(\frac{d^2 u}{dy^2} \right)_W; \end{aligned}$$

при $y \rightarrow \infty \quad u = 0$.

Это позволяет получить распределение скоростей по толщине пограничного слоя:

$$u = \frac{\psi}{D_{12}} \frac{\delta^2}{4Sc + Pe_g \frac{\delta}{\delta_m}} \frac{y}{\delta} \left(1 - \frac{y}{\delta} \right)^2; \quad (4.29)$$

$$\psi = \{g [\beta_t (T_W - T_\infty) + \beta_m (m_{1W} - m_{1\infty})]\}_{T_W > T_\infty}^{m_{1W} > m_{1\infty}};$$

$$\psi = \{g [\beta_t (T_\infty - T_W) + \beta_m (m_{1\infty} - m_{1W})]\}_{T_W < T_\infty}^{m_{1W} < m_{1\infty}},$$

где δ — толщина гидродинамического пограничного слоя

При нахождении распределения концентрации продуктов термического разложения принимались следующие граничные условия:

$$\text{при } y = 0 \quad m_1 = m_{1W}; \quad \frac{j_{1W}}{\rho_W (1 - m_{1W})} \left(\frac{dm_1}{dy} \right)_W = \rho D_{12} \left(\frac{d^2 m_1}{dy^2} \right)_W,$$

$$\text{при } y \rightarrow \infty \quad m_1 = m_{1\infty}, \quad \frac{dm_1}{dy} = 0.$$

С учетом принятых граничных условий распределение концентраций имеет вид

$$m_1 - m_{1\infty} = (m_{1W} - m_{1\infty}) \left[1 - \frac{6\bar{\rho}}{4\bar{\rho} + \text{Pe}_g} \frac{y}{\delta_m} - 3 \frac{\text{Pe}_g}{4\bar{\rho} + \text{Pe}_g} \times \right. \\ \left. \times \left(\frac{y}{\delta_m} \right)^3 + \frac{1}{2} \left(\frac{y}{\delta_m} \right)^3 + \frac{3}{2} \frac{\text{Pe}_g}{4\bar{\rho} + \text{Pe}_g} \left(\frac{y}{\delta_m} \right)^3 \right]. \quad (4.30)$$

Из (4.30)

$$\left(\frac{dm_1}{dy} \right)_W = (m_{1W} - m_{1\infty}) \left(- \frac{6\bar{\rho}}{4\bar{\rho} + \text{Pe}_g} \frac{1}{\delta_m} \right). \quad (4.31)$$

С учетом (4.20) и (4.22) после несложных преобразований можно получить выражение для диффузионного числа Пекле:

$$\text{Pe}_g = 2\bar{\rho} \left[1 - \left(1 - \frac{3}{2} \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{m_{1\infty} - m_{1W}}{1 - m_{1W}} \right)^{\frac{1}{2}} \right]. \quad (4.32)$$

Из (4.31) видно, что число Pe_g не зависит от x , если от координаты не зависит m_W . Связь скорости потери массы при термическом разложении с концентрацией продуктов термического разложения на поверхности конструкции с учетом (4.22) и (4.31) может быть выражена соотношением

$$\psi_t = \rho_W D_{12} (m_{1W} - m_{1\infty}) \frac{6\bar{\rho}}{4\bar{\rho} + \text{Pe}_g} \frac{1}{\delta_m}, \quad (4.33)$$

где число Pe_g определено в (4.32) и δ_m — толщина диффузионного пограничного слоя.

При определении распределения температур по толщине пограничного слоя использовались следующие граничные условия:

$$\text{при } y=0, \quad T = T_W, \quad v_W \left(\frac{dT}{dy} \right)_W + \frac{c_{p1} - c_{p2}}{c_p} \bar{\rho} \times \\ \times \left[-D_{12} \left(\frac{dm_1}{dy} \right)_W \left(\frac{dT}{dy} \right)_W \right] = a \left(\frac{d^2 T}{dy^2} \right)_W + \\ + \frac{a_T R M^2 T_W}{M_1 M_2 c_p} \bar{\rho} D_{12} \left(\frac{d^2 m_1}{dy^2} \right)_W;$$

$$\text{при } y \rightarrow \infty, \quad T = T_\infty, \quad \frac{dT}{dy} = 0.$$

Таким образом, распределение температур имеет вид:

$$\frac{T - T_\infty}{T_W - T_\infty} = \left(1 - 3 \frac{y^2}{\delta_t^2} + 2 \frac{y^3}{\delta_t^3} \right) - \frac{6}{\kappa} \frac{y}{\delta_t} \left(1 - \frac{y}{\delta_t} \right) -$$

$$- \frac{A}{\kappa} \frac{T_W}{T_W - T_\infty} \frac{y}{\delta_t} \left(1 - \frac{y}{\delta_t} \right)^2, \quad (4.34)$$

$$\text{где } \kappa = 4 + \text{Le}^{2/3} \text{Pe}_g \left[1 + \frac{c_{p1} - c_{p2}}{c_p} \bar{\rho} (m_{1W} - m_{1\infty}) \times \right. \\ \left. \times \frac{6\bar{\rho}}{(4\bar{\rho} + \text{Pe}_g) \text{Pe}_g} \right];$$

$$A = \frac{a_T R M^2 \bar{\rho}}{M_1 M_2 c_p} (m_{1W} - m_{1\infty}) \frac{6\text{Pe}_g}{(4\bar{\rho} + \text{Pe}_g)} \text{Le}^{-1/3} \left(\frac{\delta_t}{\delta_m} \right)^2;$$

δ_t — толщина теплового пограничного слоя.

Интегрирование уравнений (4.25)–(4.27) проводится с учетом найденных распределений (4.29)–(4.30), (4.34), что дает $\delta = c_u x^{\frac{1}{4}}$, $\delta_t = c_t x^{\frac{1}{4}}$, $\delta_m = c_m x^{\frac{1}{4}}$.

Параметрические постоянные c_u , c_t и c_m находятся из решения системы алгебраических уравнений. Поскольку полученные алгебраические уравнения — от седьмого до пятнадцатого порядка, это не позволяет аналитически определить параметрические постоянные.

Принятое допущение о том, что $\frac{\delta_t}{\delta_m} = \text{Le}^{-\frac{1}{3}}$, позволило получить аналитические решения для величин c_u , c_t и c_m . Подставив в выражение конвективного (без учета горения или химических реакций) теплового потока (4.21) выражение концентрационного потока продуктов пиролиза на стенке (4.22), получим

$$q_W = -\lambda \left(\frac{dT}{dy} \right)_W - \frac{a_T R M^2 T_W}{M_1 M_2} \rho_W D_{12} \left(\frac{dm_1}{dy} \right)_W, \quad (4.35)$$

где значения производных определяются из (4.34) и (4.30). Подставляя значения производных в (4.35) и заменяя δ_m на δ_t , $\text{Le}^{1/3}$, после несложных преобразований получим

$$\frac{\alpha}{\lambda} = \frac{6}{\delta_t \kappa} \left[1 + \frac{A T_W}{6 (T_W - T_\infty)} + Du \bar{\rho} l_1 (m_{1W} - m_{1\infty}) \text{Le}^{2/3} \kappa \right]. \quad (4.36)$$

Локальный коэффициент массообмена α_m (с учетом потока Стефана) находится из выражения для полного массового потока продуктов термического разложения:

$$W_{1W} = j_{1W} + \rho_W v_W m_{1W} = \rho_W \alpha_m (m_{1W} - m_{1\infty}). \quad (4.37)$$

Используя выражения (4.20), (4.22), (4.31) в (4.37), получим

$$\frac{\alpha_m}{D_{12}} = \frac{6l_t}{\delta_m(1 - m_{1W})}. \quad (4.38)$$

Из решения интегрального уравнения движения (4.25), которое является общим для любого соотношения пограничных слоев, находим выражение для гидродинамического δ , теплового δ_t и диффузионного пограничных слоев δ_m :

$$\frac{\delta}{x} = k_1 k_2; \quad (4.39) \quad \frac{\delta_t}{x} = \frac{1}{\sigma} k_1 k_2; \quad (4.40) \quad \frac{\delta_m}{x} = \frac{1}{\eta} k_1 k_2. \quad (4.41)$$

В выражениях (4.39)–(4.41):

$$k_1 = 3,2 \text{Gr}_{kx}^{-\frac{1}{4}} (4 + \text{Re}_{Wx})^{\frac{1}{4}}; \quad k_2 = \left\{ \frac{1}{\psi} \left[g\beta_t (T_\infty - T_W) \frac{1}{\sigma} \times \right. \right. \\ \left. \times \left(\frac{1}{2} - \frac{1}{12} H \right) + g\beta_m (m_{1\infty} - m_{1W}) \frac{1}{\eta} \left(\frac{9}{8} - 3l_1 - \right. \right. \\ \left. \left. - \frac{5}{8} l_2 \right) \right] (4 + \text{Re}_{Wx}) - 1 \left. \right\}^{\frac{1}{4}}.$$

$\sigma = \delta/\delta_t$, выражения для определения величины σ в зависимости от соотношения пограничных слоев приведены в табл. 4.1;

$$H = \frac{1}{\kappa} \left(6 + \frac{AT_W}{T_W - T_\infty} \right);$$

A, κ — определены в выражении (4.34); $\eta = \sigma \text{Le}^{-\frac{1}{3}}$;

$$l_1 = \frac{\bar{\rho}}{4\bar{\rho} + \text{Pe}_g}; \quad l_2 = \frac{\text{Pe}_g}{4\bar{\rho} + \text{Pe}_g}.$$

Подставляя (4.40) в (4.36) и (4.41) в (4.37), определим выражения для безразмерных коэффициентов тепло- и массообмена:

$$\text{Nu}_x = 1,87 \text{Gr}_{kx}^{\frac{1}{4}} (4 + \text{Re}_{Wx})^{-\frac{1}{4}} \frac{\sigma}{\kappa} \left[1 + \frac{AT_W}{6(T_W - T_\infty)} + \right. \\ \left. + \text{Du} \bar{\rho} l_1 (m_{1W} - m_{1\infty}) \text{Le}^{2/3} \kappa \right] k_2; \quad (4.42)$$

$$\text{Sh}_x = 1,87 \text{Gr}_{kx}^{\frac{1}{4}} (4 + \text{Re}_{Wx})^{-\frac{1}{4}} \frac{l_1 \eta}{1 - m_{1W}} k_2. \quad (4.43)$$

Связь между числом Шервуда и Нуссельта определяется следующим соотношением:

Таблица 4.1

Соотношение пограничных слоев $\delta, \delta_t, \delta_m$	Выражения для определения величин $\sigma = \delta/\delta_t$
$\delta_t > \delta > \delta_m$; $\text{Sc} > 1, \text{Pr} < 1$; $\text{Le} < 1$	$\sigma^3 (0,0177 HA_1 - 0,0715 A_1) + \sigma^2 [\text{Le}^{2/3} (0,6 - 2 l_1 + \frac{9}{20} l_2) + 0,0212 A_1 - 0,0098 HA_1] + \sigma [\text{Le} (3 l_1 - \frac{5}{6} + 0,7 l_2) - 0,001 A_1 + 0,0016 HA_1] - \text{Le}^{1/3} \times$ $\times \left(\frac{9}{28} - 1,2 l_1 - \frac{2}{7} l_2 \right) = 0;$
$\delta_t > \delta_m > \delta$; $\text{Sc} < 1, \text{Pr} < 1$; $\text{Le} < 1$	$\sigma^3 \left[\text{Le}^{-1} \left(\frac{1}{70} l_2 + \frac{1}{210} \right) - A_1 \left(\frac{2}{105} - \frac{H}{105} \right) \right] + \sigma^2 \left[\frac{1}{20} l_2 \times \right.$ $\times \text{Le}^{-\frac{2}{3}} + A_1 \left(\frac{H}{30} - \frac{1}{20} \right) \left. \right] + \sigma \left(\frac{HA_1}{30} - \frac{1}{5} l_1 \text{Le}^{-\frac{1}{3}} \right) - \left(\frac{1}{12} - \frac{A_1}{12} \right) = 0;$
$\delta_m > \delta_t > \delta$; $\text{Sc} < 1, \text{Pr} > 1$; $\text{Le} > 1$	$\sigma^3 \left[\text{Le}^{-1} \left(\frac{1}{70} l_2 + \frac{1}{210} \right) - B \left(\frac{2}{105} - \frac{H}{105} \right) \right] + \sigma^2 \left[\frac{1}{20} l_2 \times \right.$ $\times \text{Le}^{-\frac{2}{3}} + B \left(\frac{H}{30} - \frac{1}{20} \right) \left. \right] + \sigma \left[\frac{HB}{30} - \frac{1}{5} l_1 \text{Le}^{-\frac{1}{3}} \right] - \left(\frac{1}{12} - \frac{B}{12} \right) = 0;$
$\delta > \delta_t > \delta_m$; $\text{Sc} > 1, \text{Pr} > 1$; $\text{Le} < 1$	$\sigma^2 \left[\left(\frac{3}{20} - \frac{1}{5\kappa} - \frac{1}{30} \frac{A}{\kappa} \frac{T_W}{T_W - T_\infty} \right) - A_1^{-1} \left(\frac{3}{5} - \right. \right.$ $\left. - 2 l_1 - \frac{9}{20} l_2 \right) \left. \right] + \sigma \left[\left(-\frac{2}{15} + \frac{1}{5\kappa} + \frac{1}{30} \frac{A}{\kappa} \times \right. \right.$ $\times \frac{T_W}{T_W - T_\infty} \left. \right) - A_1^{-1} \left(3l_1 - \frac{5}{6} + 0,7 l_2 \right) \left. \right] +$ $\left[\left(\frac{1}{28} - \frac{2}{35\kappa} - \frac{1}{105} \frac{A}{\kappa} \frac{T_W}{T_W - T_\infty} \right) - \right.$ $\left. - A_1^{-1} \left(\frac{9}{28} - \frac{6}{5} l_1 - \frac{2}{7} l_2 \right) \right] = 0;$

Продолжение табл. 4.1

Соотношение пограничных слоев δ ; δ_t ; δ_m	Выражения для определения величин $\sigma = \delta/\delta_t$
$\delta > \delta_m > \delta_t$; $Pr > 1$; $Sc > 1$; $Le > 1$	$\sigma^2 \left[\left(\frac{3}{20} - \frac{1}{5\kappa} - \frac{1}{30} \frac{A}{\kappa} \frac{T_w}{T_w - T_\infty} \right) - B^{-1} \left(\frac{3}{5} - 2l_1 - \frac{9}{20} l_2 \right) \right] + \sigma \left[\left(-\frac{2}{15} + \frac{1}{5\kappa} + \frac{1}{30} \frac{A}{\kappa} \times \right. \right.$ $\left. \times \frac{T_w}{T_w - T_\infty} \right) - B^{-1} \left(3l_1 - \frac{5}{6} + 0,7 l_2 \right) \right] +$ $+ \left[\left(\frac{1}{28} - \frac{2}{35\kappa} - \frac{1}{105} \frac{A}{\kappa} \frac{T_w}{T_w - T_\infty} \right) - \right.$ $\left. - B^{-1} \left(\frac{9}{28} - \frac{6}{5} l_1 - \frac{2}{7} l_2 \right) \right] = 0;$
$\delta_m > \delta > \delta_t$; $Sc \leq 1$; $Pr > 1$; $Le \gg 1$	$\sigma^4 \left(\frac{1}{70} l_2 + \frac{1}{210} \right) Le^{-1} + \sigma^3 \left[a \left(\frac{1}{70} l_2 + \frac{1}{210} \right) Le^{-1} - \right.$ $\left. - \frac{1}{20} l_2 Le^{-\frac{2}{3}} \right] - \sigma^2 \left(\frac{2}{21} \bar{\psi} \bar{\rho} \frac{1-m_{1\infty}}{1-m_{1w}} l_1 Le^{-\frac{1}{3}} + \right.$ $+ \frac{a}{20} l_2 Le^{-\frac{2}{3}} + \frac{b}{15} l_1 Le^{-\frac{1}{3}} \Big) - \sigma \left(\frac{a}{5} l_1 Le^{-\frac{1}{3}} - \right.$ $\left. - \frac{b}{12} \right) + \frac{a}{12} = 0,$
где	$A_1 = \left\{ 6 \frac{1-m_{1\infty}}{1-m_{1w}} l_1 Le^{-\frac{1}{3}} \bar{\rho} \right\} / \left\{ Le^{-1} H + \right.$ $+ Le^{-\frac{1}{3}} \bar{\rho} (m_{1w} - m_{1\infty}) Gl_1 \left(Du + \frac{1}{1-m_{1w}} \right) -$ $- \frac{C_{p1} - C_{p2}}{C_p} \bar{\rho} \left\langle \frac{6 (T_\infty - T_w) (m_{1\infty} - m_{1w})}{4 \bar{\rho} + Pe_g} \times \right.$ $\times \left\{ H \left[\bar{\rho} \left(1 - Le^{\frac{1}{3}} \right)^2 + Pe_g \left(\frac{1}{6} - \frac{1}{3} Le^{\frac{1}{3}} + \right. \right. \right.$ $\left. \left. + \frac{3}{20} Le^{\frac{2}{3}} \right] \right\} + \bar{\rho} \left(3 Le^{\frac{1}{3}} - 2 Le^{\frac{2}{3}} \right) + Pe_g \left(\frac{1}{2} Le^{\frac{1}{3}} - \right.$ $\left. - 0,3 Le^{\frac{2}{3}} \right) \Bigg\rangle \Bigg\rangle;$

Продолжение табл. 4.1

Соотношение пограничных слоев δ ; δ_t ; δ_m	Выражения для определения величин $\sigma = \delta/\delta_t$
	$B = \left(6 \bar{\rho} \frac{1-m_{1\infty}}{1-m_{1w}} l_1 Le^{-\frac{1}{3}} \right) / \left[Le^{-1} H + \right.$ $+ 6 \bar{\rho} Le^{-\frac{1}{3}} (m_{1w} - m_{1\infty}) l_1 \left(Du + \frac{1}{1-m_{1w}} \right) -$ $- \frac{C_{p1} - C_{p2}}{C_p} \bar{\rho} Le^{-\frac{1}{3}} \left\{ \frac{6 (T_\infty - T_w) (m_{1\infty} - m_{1w})}{4 \bar{\rho} + Pe_g} \times \right.$ $\times \left[H Pe_g Le^{-\frac{1}{3}} \left(\frac{1}{15} Le^{-\frac{1}{3}} - \frac{1}{12} \right) + \bar{\rho} + Pe_g Le^{-\frac{1}{3}} \times \right.$ $\left. \times \left(\frac{1}{2} - 0,3 Le^{-\frac{1}{3}} \right) \right] \Bigg]$
	$a = 4g\beta_t (T_\infty - T_w) \left(\frac{1}{2} - \frac{1}{12} H \right) Sc + 4g\beta_m (m_{1\infty} -$ $- m_{1w}) Le^{\frac{1}{3}} \left(\frac{9}{8} - 3l_1 - \frac{5}{6} l_2 \right) Sc;$
	$b = g\beta_t (T_\infty - T_w) \left(\frac{1}{2} - \frac{1}{12} H \right) Pe_g Le^{-\frac{1}{3}} +$ $+ g\beta_m (m_{1\infty} - m_{1w}) \left(\frac{9}{8} - 3l_1 + \frac{5}{8} l_2 \right) Pe_g - \psi Sc.$

$$\frac{Sh_x}{Nu_x} = \frac{l_1 Le^{-1/3} \kappa}{(1 - m_{1w}) \left[1 + \frac{AT_w}{6(T_w - T_\infty)} + Du \bar{\rho} l_1 (m_{1w} - m_{1\infty}) Le^{2/3} \kappa \right]} \quad (4.44)$$

Средние значения чисел Sh и Nu получаются умножением их локальных значений на $1/3$.

На рис. 4.1 приведено сравнение данного решения с решениями других авторов. При массовом потоке газов, молекулярная масса которых меньше молекулярной массы воздуха (He , H_2), настоящее приближенное решение дает более близкие значения к численному

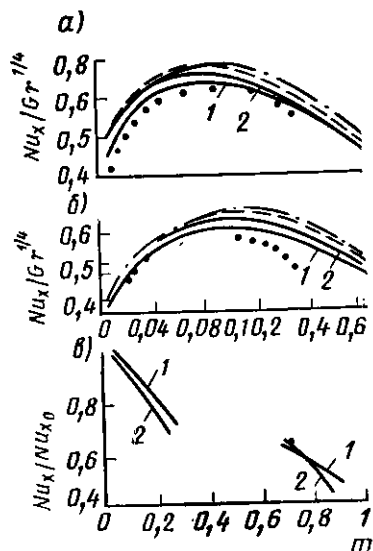


Рис. 4.1. Теплообмен при массовом потоке с поверхностей водорода (а), гелия (б), углекислого газа (в) в ламинарный пограничный слой воздуха $T_w/T_\infty = 1,1$; $T_\infty = 333$ K)

— — — численный расчет (переменные физические свойства); — — — численный расчет (постоянные физические параметры смеси); 1 — приближенное решение ($\delta \neq \delta_t$); 2 — приближенное решение для β_t ; $\beta_m = \text{const}(\delta - \delta_t)$; 3 — приближенное решение для β_t ; $\beta_m = \text{var}(\delta - \delta_t)$; для H_2 — воздух; He — воздух; $Sc/Pr = 0,35 \div 2,5$; для CO_2 — воздух; $Sc/Pr = 1,2 \div 1,89$; m_w — концентрация на поверхности активной компоненты; Nu_x — локальное число Нуссельта; Nu_{x0} — определенное без учета массового потока с поверхности

расчету, нежели решение П. М. Брдлика, однако расхождение между двумя приближенными решениями не превышает 5 %. Расхождение объясняется различными способами задания профилей температур, концентраций, скоростей и различием в допущениях о толщинах пограничных слоев. В случае массового потока с поверхности газа с молекулярной массой большей, чем молекулярная масса воздуха, результаты практически совпадают.

Таким образом, используемый метод решения уравнений пограничного слоя допускает определенную свободу при выборе законов распределения параметров, требуя от них качественного соответствия физическим процессам. Выбор соответствующих распределений должен быть связан с возможностью их интегрирования. Для получения количественных характеристик исследуемых процессов необходимо строгое соответствие граничных условий реальным процессам, что и определяет сходимость получаемых результатов по законам тепло- и массообмена с помощью настоящего метода с действительными их значениями.

Кривые для CO_2 , представленные на рис. 4.1, в, прерываются. Это происходит из-за того, что подъемные силы, вызванные градиентом концентраций продуктов термического разложения и градиентом температур, действуют в разные стороны при $\frac{T_w}{T_\infty} > 1$. При значении

$\frac{T_w}{T_\infty} < 1$ такой же эффект будет наблюдаться при массовом потоке с поверхности конструкции газа с молекулярным весом меньшим, чем молекулярный вес основного потока (воздуха).

В диапазоне изменения параметра ψ

$$|-0,2| < |\beta_m(m_{1w} - m_{1\infty}) + \beta_t(T_w - T_\infty)| < 0,008$$

система уравнений (4.25) — (4.27) не имеет решения, так как в пограничном слое имеет место неустойчивое движение с последующей инверсией пограничного слоя.

Явление инверсии ламинарного пограничного слоя связано с изменением направления конвективной скорости внутри пограничного слоя. Это явление может наступить при условии, если продукты термического разложения имеют удельную плотность больше, чем окружающая среда (воздух), при температуре поверхности, большей температуры среды, или при удельной плотности продуктов термического разложения меньшей, чем у воздуха, при температуре поверхности меньшей, чем температура среды.

В этих случаях у поверхности возникают подъемные силы, связанные с градиентами температуры и концентрации, направленные в разные стороны, что приводит к существенному качественному и количественному изменению процесса тепло- и массообмена.

Для изучения явлений, происходящих при инверсии пограничного слоя, были выполнены экспериментальные исследования, которые проводились при вдуве CO_2 в ламинарный пограничный слой воздуха нагретой вертикальной пористой поверхности. Данные о распределении температуры по толщине пограничного слоя определялись с помощью передвижной термопары.

Визуальное наблюдение за изучаемым процессом и определение голей концентраций проводилось с помощью интерферометра ИЗК-454.

Основные параметры при вдуве CO_2 в ламинарный пограничный слой изменялись в следующих пределах:

$$\frac{T_w}{T_\infty} = 1,045 - 1,235; \quad Gr_{Tx} = 4,9 \cdot 10^4 - 3,73 \cdot 10^5;$$

$$Gr_{mx} = 6,54 \cdot 10^4 - 1,47 \cdot 10^5; \quad v_w = 0,8 \cdot 10^{-4} - 0,92 \cdot 10^{-2} \text{ м} \cdot \text{с}^{-1};$$

$$Le_w = 0,78 - 1,099.$$

На рис. 4.2 приведены результаты исследования тепло- и массообмена при вдуве CO_2 в ламинарный пограничный слой. Параметр вдува оценивается через скорость вдува, которая для условий термического разложения равна скорости потери массы, деленной на плотность продуктов пиролиза при температуре поверхности.

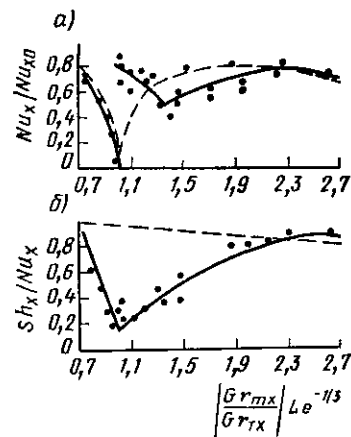


Рис. 4.2. Изменение безразмерных коэффициентов теплоотдачи a и массоотдачи b при инверсии ламинарного пограничного слоя

— — — аналитическое решение;
 ● — экспериментальные данные;
 — — — кривые, построенные по выведенным экспериментальным соотношениям (4.45)–(4.49); Nu_x — локальное число Нуссельта; Sh_x — локальное число Шервуда; Nu_{x0} — локальное число Нуссельта, определенное без учета массового потока с поверхности; Gr_{mx} — локальное концентрационное число Грасгофа; Gr_{tx} — локальное тепловое число Грасгофа; Le — число Льюиса

Визуальные наблюдения течения и сравнения безразмерных коэффициентов тепло- и массообмена, полученных расчетным и экспериментальным путем, позволили определить область инверсии пограничного слоя, которая зависит от величины параметра

$\gamma = \left| \frac{Gr_{mx}}{Gr_{tx}} \right| Le^{-\frac{1}{3}}$: $\gamma = 0,75$ — начало явления инверсии ламинарного пограничного слоя и $\gamma = 2,47$ — окончание явления инверсии. В диапазоне изменения параметра $0,75 < \gamma < 2,47$ теоретические решения, описанные выше, не отражают физического явления, характеризующегося неустойчивостью гидродинамических и тепломассообменных процессов. Проведенные экспериментальные исследования позволили описать характер происходящих процессов при инверсии ламинарного пограничного слоя.

При изменении интенсивности вдува в диапазоне изменения $0,75 < \gamma < 1,03$ в пограничном слое происходит интенсивное уменьшение скорости конвективных потоков (резко заторможенное движение). Максимум скорости уменьшается до нуля и отодвигается от поверхности.

Уменьшение скорости конвективного потока приводит к уменьшению тепло- и массообмена. При $\gamma \approx 1,03$ на поверхности строительной конструкции полностью разрушается пограничный слой (при наличии градиента температуры) и по своему характеру процесс тепло- и массообмена аналогичен неустойчивой вихревой области.

При дальнейшем увеличении параметра вдува в диапазоне $1,0 < \gamma < 2,47$ формируется пограничный слой с конвективной скоростью, направленной в сторону, противоположную первоначальному потоку.

За вновь образованным пограничным слоем расположена область с конвективным потоком, направленным в сторону конвективного потока первоначального пограничного слоя. Эта вторичная область уменьшается и отодвигается от поверхности по мере увеличения скорости вдува (увеличение m_w). Максимум скорости во вновь образованном пограничном слое увеличивается и приближается к поверхности. Формирование пограничного слоя заканчивается при значении $\gamma \approx 2,47$.

При дальнейшем увеличении скорости вдува $\gamma > 2,47$ максимум скорости продолжает расти и отодвигается от поверхности, вторичная зона конвективного движения исчезает. Описанный характер конвективного течения оказывает влияние на процесс тепло- и массообмена. В области устойчивых пограничных слоев $\gamma < 0,75$ и $\gamma > 2,47$ (до предельных вдувов) работают соотношения, полученные из аналитического решения П. М. Брдлика и настоящей главы.

В зоне резко заторможенного движения $0,75 < \gamma < 1,03$:

$$\frac{Nu_x}{Nu_{x0}} = 1,56 - 0,51\gamma - 0,71\gamma^2; \quad (4.45)$$

$$\frac{Sh_x}{Nu_x} = 3,4 - 3,2\gamma. \quad (4.46)$$

В зоне формирования повторного пограничного слоя $1,03 < \gamma < 2,47$; для $1,03 < \gamma \leq 1,35$:

$$\frac{Nu_x}{Nu_{x0}} = 1,12 + 0,13\gamma - 0,45\gamma^2; \quad (4.47)$$

для $1,35 < \gamma \leq 2,47$

$$Nu_x/Nu_{x0} = -0,73 + 1,27\gamma - 0,27\gamma^2; \quad (4.48)$$

для всей зоны

$$Sh_x/Nu_x = -0,88 + 1,29\gamma - 0,23\gamma^2. \quad (4.49)$$

В соотношениях (4.47)–(4.49) Nu_{x0} — безразмерный коэффициент теплоотдачи в условиях естественной конвекции, определяемый без учета явления вдува. За определяющую температуру и концентрацию принимаются их значения на поверхности.

4.3. ТЕПЛОМАСОБМЕН СТРОИТЕЛЬНЫХ КОНСТРУКЦИЙ ИЗ ГОРЮЧИХ И ТРУДНОГОРЮЧИХ МАТЕРИАЛОВ В УСЛОВИЯХ ТУРБУЛЕНТНОЙ ЕСТЕСТВЕННОЙ КОНВЕКЦИИ

4.3.1. Конвективный тепломассообмен строительных конструкций до момента их воспламенения

Интегральное уравнение движения для бинарного турбулентного пограничного слоя при естественной конвекции имеет вид

$$\frac{d}{dx} \int_0^y u^2 dy = -\frac{\tau_w}{\rho_\infty} + \int_0^y \frac{\rho - \rho_\infty}{\rho_\infty} g dy. \quad (4.50)$$

Изменение плотности по толщине пограничного слоя за счет градиента температуры и концентрации продуктов термического разложения описывается уравнением (4.24). Влияние массового потока продуктов пиролиза на касательное напряжение и тепловой поток на поверхности строительной конструкции учтем по [6]:

$$\frac{\tau_w}{\tau_{w0}} = \frac{q_w}{q_{w0}} = \left(1 - k\bar{\rho} \frac{v_w}{u_1 c_{fo}}\right)^2. \quad (4.51)$$

Для условий естественной конвекции значение коэффициента $K=0,125$.

Касательное напряжение на непроницаемой поверхности, согласно [11], $\tau_{w0}=0,253\rho_w u_1^2 \left(\frac{v}{u_1 \delta}\right)^{\frac{1}{2}}$, что с учетом значения коэффициента трения $c_{fo}=0,506 \left(\frac{v}{u_1 \delta}\right)^{\frac{1}{2}}$ позволяет записать касательное напряжение на проницаемой поверхности в виде

$$\tau_w = 0,253\rho_w u_1^2 \left(\frac{v}{u_1 \delta}\right)^{\frac{1}{2}} \left[1 - 1,975k\bar{\rho} v_w \left(\frac{vu_1}{\delta}\right)^{-\frac{1}{2}}\right]^2. \quad (4.52)$$

Поперечная скорость на поверхности пиролиза связана с концентрационным потоком продуктов пиролиза соотношением (4.20).

Пренебрегая потоком массы за счет термодиффузии и используя аналогию Колборна между переносом энергии и диффузии, можно определить концентрационный поток продуктов пиролиза как

$$j_{1w} = \frac{q_w}{gc_p(T_w - T_\infty)} (m_{1w} - m_{1\infty}) Le^{\frac{2}{3}}, \quad (4.53)$$

где $Le^{\frac{2}{3}}$ учитывает отклонение аналогии при числах Льюиса, отличных от единицы. Тепловой поток q_{w0} на поверхности, переданный путем теплопроводности при отсутствии процесса пиролиза,

$$q_{w0} = 0,253g\rho_w c_p u_1 \left(\frac{v}{u_1 \delta}\right)^{\frac{1}{2}} (T_w - T_\infty) Pr^{-\frac{2}{3}}. \quad (4.54)$$

С учетом выражений (4.51) и (4.54) тепловой поток на поверхности, переданный путем теплопроводности, с учетом процесса ее термического разложения будет определяться из соотношения

$$q_w = 0,253g\rho_w c_p u_1 \left(\frac{v}{u_1 \delta}\right)^{\frac{1}{2}} (T_w - T_\infty) Pr^{-\frac{2}{3}} \times \left[1 - 1,975k\bar{\rho} v_w \left(\frac{vu_1}{\delta}\right)^{-\frac{1}{2}}\right]^2. \quad (4.55)$$

Подставив в (4.53) значение q_w из (4.55) и заменив толщину теплового пограничного слоя диффузионным, получим

$$j_{1w} = 0,253\rho_w u_1 \left(\frac{v}{u_1 \delta_m}\right)^{\frac{1}{2}} Sc^{-\frac{2}{3}} (m_{1w} - m_{1\infty}) \times \left[1 - 1,975k\bar{\rho} v_w \left(\frac{vu_1}{\delta_m}\right)^{-\frac{1}{2}}\right]^2. \quad (4.56)$$

Подставив найденное выражение (4.56) в (4.20), получим уравнение для поперечной скорости продуктов пиролиза на поверхности

$$v_w = \frac{\psi_0}{\rho_{1w}} = \varepsilon \left(\frac{vu_1}{\delta_m}\right)^{\frac{1}{2}}, \quad (4.57)$$

где $\varepsilon = \left(\frac{1 + Ak\bar{\rho}}{2Ak\bar{\rho}}\right) \left\{1 \pm \left[1 - \left(\frac{Ak\bar{\rho}}{1 + Ak\bar{\rho}}\right)^2\right]^{\frac{1}{2}}\right\}$;

$$A = Sc^{-\frac{2}{3}} \frac{(m_{1w} - m_{1\infty})}{1 - m_{1w}}.$$

Подставив выражения (4.24), (4.52) с учетом (4.57) в интегральное уравнение движения, перепишем его в следующем виде с соответствующими пределами интегрирования:

$$\frac{d}{dx} \int_0^\delta u^2 dy = -\beta_t g \int_0^\delta (T - T_\infty) dy - \beta_m g \int_0^{m_m} (m_{1w} - m_{1\infty}) \times \times dy - 0,253\bar{\rho} u_1^2 \left(\frac{v}{u_1 \delta}\right)^{\frac{1}{2}} \left[1 - 1,975k\bar{\rho} \left(\frac{\delta}{\delta_m}\right)^{\frac{1}{2}} \varepsilon\right]^2. \quad (4.58)$$

Уравнение энергии для бинарного турбулентного пограничного слоя на проницаемой поверхности имеет вид

$$\frac{d}{dx} \int_0^{\delta} u (T - T_{\infty}) dy = \frac{q_w}{\rho_{\infty} c_p} + \frac{a_T}{M_1 M_2 C_p} \frac{R M^2 T_w}{\rho_{\infty}} i_{1w} + \bar{\rho} v_w (T_w - T_{\infty}). \quad (4.59)$$

Подставив в уравнение (4.59) полученные значения q_w , i_{1w} , v_w из (4.55), (4.56), (4.57), получим уравнение энергии в следующем виде:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dx} \int_0^{\delta} u \Theta dy &= 0,253 \bar{\rho} u_1 \left(\frac{v}{u_1 \delta} \right)^{\frac{1}{2}} Pr^{-\frac{2}{3}} \times \\ &\times \left[1 - 1,975 k \bar{\rho} \left(\frac{\delta}{\delta_m} \right)^{\frac{1}{2}} \varepsilon \right]^2 + 0,253 D_0 \bar{\rho} u_1 \left(\frac{v}{u_1 \delta_m} \right)^{\frac{1}{2}} \times \\ &\times Sc^{-\frac{2}{3}} (m_{1w} - m_{1\infty}) [1 - 1,975 k \bar{\rho} \varepsilon]^2 + \left(\frac{v u_1}{\delta_m} \right)^{\frac{1}{2}} \varepsilon \bar{\rho}. \end{aligned} \quad (4.60)$$

Интегральное уравнение диффузии продуктов пиролиза с учетом (4.56) и (4.57) имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{d}{dx} \int_0^{\delta_m} u \bar{m} dy &= 0,253 \bar{\rho} u_1 \left(\frac{v}{u_1 \delta_m} \right)^{\frac{1}{2}} Sc^{-\frac{2}{3}} [1 - 1,975 k \bar{\rho} \varepsilon]^2 + \\ &+ \bar{\rho} \left(\frac{v u_1}{\delta_m} \right)^{\frac{1}{2}} \varepsilon. \end{aligned} \quad (4.61)$$

В уравнении (4.60) $\Theta = \frac{T - T_{\infty}}{T_w - T_{\infty}}$ и в (4.61) $\bar{m} = \frac{m_1 - m_{1\infty}}{m_{1w} - m_{1\infty}}$.

Для решения системы интегральных уравнений (4.58), (4.60) и (4.61) приняты распределения скорости, температуры и концентрации продуктов пиролиза по закону «одной седьмой»:

$$\begin{aligned} u &= u_1 \left(\frac{y}{\delta} \right)^{\frac{1}{7}} \left(1 - \frac{y}{\delta} \right); \quad \Theta = 1 - \left(\frac{y}{\delta} \right)^{\frac{1}{7}}; \\ \bar{m} &= 1 - \left(\frac{y}{\delta_m} \right)^{\frac{1}{7}}. \end{aligned} \quad (4.62)$$

Решением этой системы уравнений относительно безразмерного коэффициента теплообмена является

$$\begin{aligned} \frac{Nu_x}{Nu_{x0}} &= \bar{\rho}^{-\frac{1}{3}} \left[1 + \frac{\beta_m}{\beta_t} \frac{m_{1\infty} - m_{1w}}{T_{\infty} - T_w} \frac{1}{\xi} \right]^{\frac{1}{3}} \left[(1 - 1,975 \varepsilon \xi^{1/2})^2 + \right. \\ &+ Du \left(\frac{Pr}{Sc} \right)^{\frac{2}{3}} (m_{1w} - m_{1\infty}) \xi^{\frac{1}{2}} (1 - 1,975 \varepsilon)^2 \left. \right] \left\{ (1 - 1,975 \varepsilon \xi^{1/2})^2 + \right. \\ &+ \frac{2,14}{2,14 + Pr^{2/3}} \xi^{\frac{1}{2}} \left[\left(\frac{Pr}{Sc} \right)^{\frac{2}{3}} Du (m_{1w} - m_{1\infty}) (1 - 1,975 \varepsilon)^2 + \right. \\ &\left. \left. + 3,96 Pr^{\frac{2}{3}} \frac{\varepsilon}{k_p} \right] \right\}^{-\frac{1}{3}}, \end{aligned} \quad (4.63)$$

где $Nu_{x0} = 0,2 (Gr_{Tx} Pr)^{\frac{1}{3}} \left(\frac{Pr^{2/3}}{2,14 + Pr^{2/3}} \right)^{\frac{1}{3}}$ — локальное число

Нуссельта при турбулентной естественной конвекции без потока продуктов пиролиза.

Локальное число Шервуда для турбулентной естественной конвекции при наличии в пограничном слое потока продуктов пиролиза равно:

$$\begin{aligned} Sh_x &= \frac{W_{1w} x}{\rho_w (w_{1w} - m_{1\infty}) D_{1,2}} = 0,2 (Gr_{mx} Sc)^{\frac{1}{3}} \left(\frac{Pr^{2/3}}{2,14 + Pr^{2/3}} \right)^{\frac{1}{3}} \times \\ &\times \bar{\rho}^{-\frac{1}{3}} \left[1 + \frac{\beta_m}{\beta_t} \frac{m_{1\infty} - m_{1w}}{T_{\infty} - T_w} \frac{1}{\xi} \right]^{\frac{1}{3}} \xi^{\frac{1}{2}} (1 - 1,975 \varepsilon)^2 \times \\ &\times \frac{1}{1 - m_{1w}} \left\{ (1 + 1,975 \varepsilon \xi^{1/2})^2 + \frac{2,14}{2,14 + Pr^{2/3}} \xi^{1/2} \times \right. \\ &\left. \times \left[\left(\frac{Pr}{Sc} \right)^{\frac{2}{3}} Du (m_{1w} - m_{1\infty}) (1 - 1,975 \varepsilon)^2 + 3,96 Pr^{\frac{2}{3}} \frac{\varepsilon}{k_p} \right] \right\}^{-\frac{1}{3}}. \end{aligned} \quad (4.64)$$

Отношение безразмерного коэффициента массообмена к безразмерному коэффициенту теплообмена определяется из соотношения

$$\begin{aligned} \frac{Sh_x}{Nu_x} &= \\ &= \frac{\left(\frac{Sc}{Pr} \right)^{1/3} \xi^{1/2} (1 - 1,975 \varepsilon)^2}{(1 - m_{1w}) \left[(1 - 1,975 \varepsilon \xi^{1/2})^2 + Du \left(\frac{Pr}{Sc} \right)^{\frac{2}{3}} (m_{1w} - m_{1\infty}) \xi^{1/2} (1 - 1,975 \varepsilon)^2 \right]}. \end{aligned} \quad (4.65)$$

Отношение толщин пограничных слоев $\xi = \frac{\delta}{\delta_m}$, входящее в соотношения (4.63), (4.64) и (4.65), определяется в зависимости от того, больше или меньше единицы ξ .

Если толщина диффузионного пограничного слоя больше толщины теплового пограничного слоя, что возможно при условии $\overline{m} > 0$, то значение ξ в интервале от 0,1 до 1 определяется с точностью до 1 % из квадратного уравнения

$$\xi^2 A^2 + \xi \{2AB - [0,253 \text{Du Sc}^{-2/3} (m_{1W} - m_{1\infty}) \times (1 - 1,975\varepsilon)^2 + \varepsilon (1 - 0,5 \text{Pr}^{-2/3})^2] + B^2\} + B^2 = 0, \quad (4.66)$$

где

$$\text{где } A = 0,23 \text{Sc}^{-2/3} (1 - 1,975\varepsilon)^2 + 0,9 \frac{\varepsilon}{k_p} - 2,76 \text{Pr}^{-2/3} \varepsilon^2;$$

$$B = 0,0253 \text{Sc}^{-2/3} (1 - 1,975\varepsilon)^2 + 0,1 \frac{\varepsilon}{k_p} - 0,253 \text{Pr}^{-2/3}.$$

При значении $\xi < 0,1$ уравнение

$$\frac{0,0366 \xi^{1/2}}{0,1463 - 0,1097 \xi^{1/7}} = \xi \frac{2,76 \text{Pr}^{-2/3} \varepsilon^2}{0,253 \text{Sc}^{-2/3} (1 - 1,975 \varepsilon)^2 + \frac{\varepsilon}{k_p}} + \xi^{1/2} \times$$

$$\times \left[\frac{0,253 \text{Du Sc}^{-2/3} (m_{1W} - m_{1\infty}) (1 - 1,975 \varepsilon)^2 + \varepsilon (1 - 0,5 \text{Pr}^{-2/3})}{0,253 \text{Sc}^{-2/3} (1 - 1,975 \varepsilon)^2 + \frac{\varepsilon}{k_p}} \right] +$$

$$+ \frac{\text{Pr}^{-2/3}}{\text{Sc}^{-2/3} (1 - 1,975 \varepsilon)^2 + \frac{\varepsilon}{k_p}}$$

решается графически с использованием вспомогательного графика рис. 4.3.

При значении $\theta > \overline{m}$ толщина теплового пограничного слоя больше толщины диффузионного пограничного слоя и значение числа ξ в интервале его изменения от 1 до 2 с точностью до 1 % определяется из квадратного уравнения

$$\xi^2 C^2 - \xi \{0,506 \text{Pr}^{-2/3} C - [0,253 \text{Du Sc}^{-2/3} (m_{1W} - m_{1\infty}) \times (1 - 1,975\varepsilon)^2 + \varepsilon (1 - 0,5 \text{Pr}^{-2/3})^2] + 0,064 \text{Pr}^{-4/3}\} + 0,064 \text{Pr}^{-4/3} = 0, \quad (4.67)$$

$$\text{где } C = 0,253 \text{Sc}^{-2/3} (1 - 1,975\varepsilon)^2 + \frac{\varepsilon}{k_p} - 0,69 \text{Pr}^{-2/3} \varepsilon^2.$$

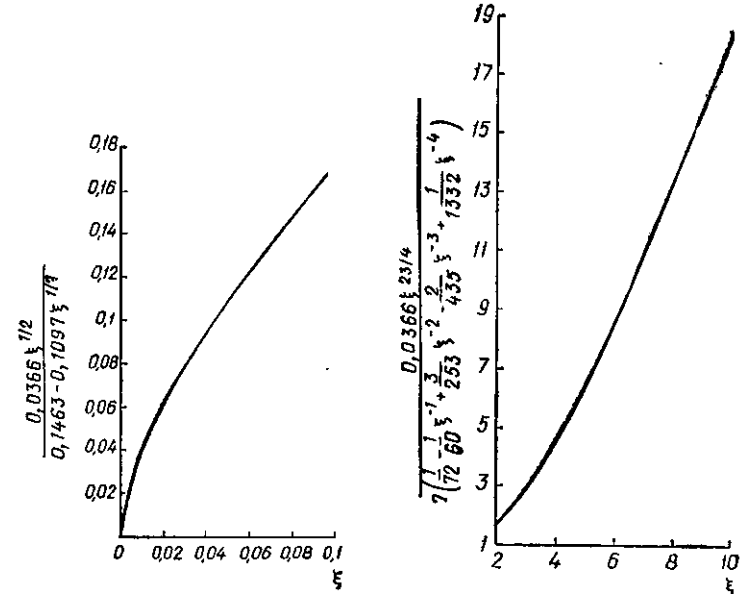


Рис. 4.3. Вспомогательный график для определения величины ξ в диапазоне ее изменения от 0 до 0,1

Рис. 4.4. Вспомогательный график для определения величины ξ в диапазоне ее изменения от 2 до 10

При значении $\xi > 2$ уравнение

$$\frac{0,0366 \xi^{23/14}}{7 \left(\frac{1}{72} - \frac{1}{60} \xi^{-1} + \frac{3}{253} \xi^{-2} - \frac{2}{435} \xi^{-3} + \frac{1}{1332} \xi^{-4} \right)} =$$

$$= [0,253 \text{Pr}^{-2/3} (1 - 1,975 \xi^{1/2} \varepsilon)^2 + 0,253 \text{Du Sc}^{-2/3} \xi^{1/2} \times$$

$$\times (m_{1W} - m_{1\infty}) (1 - 1,975 \varepsilon)^2 + \xi^{1/2} \frac{\varepsilon}{k_p}] \times$$

$$\times \left[0,253 \text{Sc}^{-2/3} (1 - 1,975 \varepsilon)^2 + \frac{\varepsilon}{k_p} \right]^{-1}$$

решается графически с помощью вспомогательного графика рис. 4.4, который построен до значений $\xi = 10$.

В случае бинарного турбулентного пограничного слоя аналитическое решение с учетом переменности термического и концентрационного коэффициентов объемного расширения имеет вид

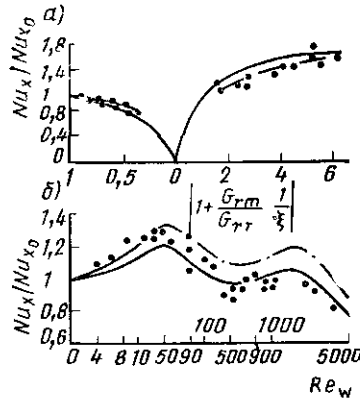


Рис. 4.5. Теплообмен при вдуве CO_2 а и He б в турбулентный пограничный слой

— — — — — аналитическое решение $\beta_m = \text{const}$; — — — — — решение с $\beta_m = \text{var}$; ● — экспериментальные данные; Re_w — число Рейнольдса, Nu_x — локальное число Нуссельта; Nu_{x0} — локальное число Нуссельта, определенное без учета массового потока с поверхности

$$\text{Nu}_x = 0,2 (\text{Gr}_{Tx} \text{Pr})^{1/3} \left(\frac{\text{Pr}^{2/3}}{2,14 + \text{Pr}^{2/3}} \right)^{1/3} \times \left[\frac{Z_t + Z_m \xi^{-1}}{0,125 \beta_t (T_w - T_\infty)} \right]^{1/3} [(1 - 1,975 \xi^{1/2})^2 + \text{Du} \text{Le}^{2/3} \times \times (m_{1w} - m_{1\infty}) \xi^{1/2} (1 - 1,975 \xi)^2] \left\{ (1 - 1,975 \xi^{1/2})^2 + \frac{2,14}{2,14 + \text{Pr}^{2/3}} \times \times \xi^{1/2} \left[\text{Le}^{2/3} \text{Du} (m_{1w} - m_{1\infty}) (1 - 1,975 \xi)^2 + 3,96 \text{Pr}^{2/3} \frac{\varepsilon}{k\rho} \right] \right\}^{-1/3}. \quad (4.68)$$

В соотношении (4.68):

$$Z_t = \int_0^1 \frac{7(x^6 - x^7)}{A_T - x} dx; \quad A_T = \frac{T_w}{T_w - T_\infty};$$

$$Z_m = \int_0^1 \frac{7(x^6 - x^7)}{A_m - x} dx; \quad A_m = \frac{1 + km_{1w}}{k(m_{1w} - m_{1\infty})};$$

$$k = \frac{M_2}{M_1} - 1.$$

Величина ε , отношение Sh_x/Nu_x определяются соответственно из соотношений (4.57), (4.65). Расчетные соотношения для определения величины ξ приведены выше.

Учет переменности коэффициента термического расширения увеличивает коэффициент теплоотдачи по сравнению с $\beta_t = \text{const}$. Раз-

ница в решениях, выполненных с учетом и без учета переменности β_t , составляет 10 % при перепаде температур 300 °C и 30 % при перепаде в 1000 °C. Для условий рассматриваемых задач разница в решениях не будет превышать 5 %.

Сравнение решения (4.68) с решением, выполненным при $\beta_m = \text{const}$ и с экспериментальными данными, приведено на рис. 4.5.

В диапазоне изменения $0,525 < \gamma < 2,04$ экспериментальные данные по изменению безразмерных коэффициентов тепло- и массообмена неудовлетворительно согласуются с результатами, полученными с помощью приведенного аналитического решения. В области изменения $0,525 < \gamma < 1,5$ результаты отличаются качественно. Причиной этого является явление инверсии в турбулентном пограничном слое. Отличие в явлениях инверсии ламинарного и турбулентного пограничных слоев состоит в том, что в ламинарном пограничном слое инверсией охватывается весь пограничный слой, при турбулентной конвекции явление инверсии начинается с вязкого подслоя. В связи с тем что толщина вязкого подслоя существенно меньше, чем толщина ламинарного пограничного слоя, явление инверсии в турбулентном пограничном слое начинается раньше при меньшем значении параметра γ .

Инверсия конвекции вязкого подслоя турбулентного пограничного слоя связана с изменением направления конвективной скорости в вязком подслое, увеличением его толщины, уменьшением турбулентности с постепенным перерождением турбулентного пограничного слоя в ламинарный.

Тепло- и массообмен в условиях инверсии турбулентного пограничного слоя изучался экспериментально. Процесс инверсии моделировался с помощью вдува CO_2 через пористую вертикальную поверхность.

Основные параметры изменялись в следующих пределах:

$$\frac{T_w}{T_\infty} = 1,08 - 1,245; \quad \text{Gr}_{Tx} = 8,36 \cdot 10^8 - 3,3 \cdot 10^{10};$$

$$|\text{Gr}_{mx}| = 1,82 \cdot 10^8 - 4,44 \cdot 10^{10}; \quad \text{Gr}_{kx} = -2,88 \cdot 10^{10} - 3,15 \cdot 10^{10};$$

$$v_w = 0,17 \cdot 10^{-3} - 0,4 \cdot 10^{-2} \text{ м} \cdot \text{с}^{-1};$$

$$\text{Re}_{wx} = 8,9 - 396; \quad \text{Le}_w = 0,81 - 1,2.$$

Физические параметры бинарной смеси определялись на основе потенциала Леннарда—Джонсона [4]. За определяющую температуру и концентрацию активной компоненты брались температура и концентрация на поверхности. Зависимость отношений $\text{Nu}_x/\text{Nu}_{x0}$ и Sh_x/Nu_x от параметра $\gamma = \left| \frac{\text{Gr}_{mx}}{\text{Gr}_{Tx}} \right| \text{Le}^{-1/3}$ приведена на рис. 4.6,

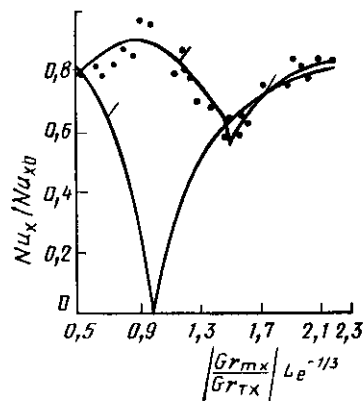


Рис. 4.6. Изменение отношения Nu_x/Nu_{x0} в зонах инверсии конвекции вязкого подслоя турбулентного пограничного слоя

1 — аналитическое решение (4.63); 2 — кривая, построенная по соотношению, приведенному в табл. 4.2 для II–IV зоны; 3 — то же, для V зоны; * — экспериментальные данные; Gr_{mx} — локальное концентрационное число Грасгофа; Gr_{Tx} — локальное тепловое число Грасгофа; Le — число Льюиса; Nu_x — локальное число Нуссельта; Nu_{x0} — локальное число Нуссельта, определенное без учета массового потока с поверхности

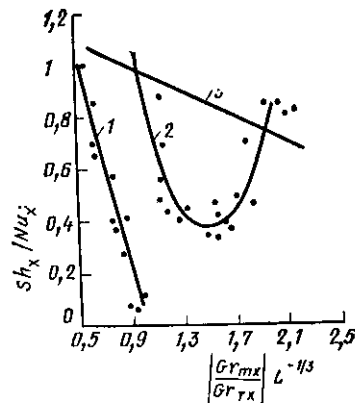


Рис. 4.7. Изменение отношения Sh_x/Nu_x в зонах инверсии конвекции вязкого подслоя турбулентного пограничного слоя (без учета потока Стефана)

1 — кривая, построенная по соотношению, приведенному в табл. 4.2 для II зоны; 2 — то же, для IV и V зоны; 3 — аналитическое решение (4.65); 4 — экспериментальные данные; Gr_{mx} — локальное концентрационное число Грасгофа; Gr_{Tx} — локальное тепловое число Грасгофа; Le — число Льюиса; Sh_x — локальное число Шервуда; Nu_x — локальное число Нуссельта

4.7. Величина безразмерного коэффициента массообмена Sh_x не учитывает поток Стефана и отражает изменение диффузионного потока активной компоненты (продуктов термического разложения).

Различаются шесть зон на поверхности вертикальной конструкции с различным характером изменения тепло- и массообмена. Безразмерные коэффициенты тепло- и массообмена в зонах I и VI (зоны до инверсии и после инверсии конвекции) с достаточной степенью точности определяются из приведенного аналитического решения. Как уже отмечалось, аналитическое решение не отражает характера происходящих процессов в области инверсии.

Приведенные экспериментальные исследования позволили описать процесс тепло- и массообмена в зоне инверсии и получить расчетные соотношения.

Инверсия вязкого подслоя начинается при значении параметра $\gamma = 0,525$. Аналитически найденная граница начала явления инверсии $\gamma = 0,5$.

При увеличении γ от 0,525 до 0,965 происходит интенсивное разрушение вязкого подслоя турбулентного пограничного слоя, что приводит к увеличению теплообмена и уменьшению диффузионного массообмена в связи с уменьшением градиента концентрации.

При значении $\gamma \approx 0,965$ вязкий подслей полностью разрушен и теплообмен принимает максимальное значение, однако по величине это значение меньше, чем значение Nu_{x0} , поскольку при вдуве газа в турбулентный пограничный слой воздуха турбулизация уменьшается тем сильнее, чем больше величина вдува.

Изменение величины Sh_x/Nu_x от минимального до максимального значения указывает на вихревой характер изменения профиля концентрации.

При значении $\gamma > 0,965$ происходит зарождение и развитие вязкого подслоя с конвективной скоростью, направленной вниз по поверхности

При значении $0,965 < \gamma < 1,54$ в большей степени на процесс тепло- и массообмена оказывает влияние рост вязкого подслоя, увеличивающего сопротивление тепло- и массообмену, нежели увеличение конвективной скорости в вязком подслое. В связи с этим в рассмотренном интервале изменения параметра γ безразмерные коэффициенты тепло- и массообмена уменьшаются.

При изменении γ от 1,54 до 2,04 увеличение конвективной скорости оказывает большое влияние на процесс тепло- и массообмена, чем увеличение вязкого подслоя.

Инверсия конвекции вязкого подслоя заканчивается при значении $\gamma = 2,04$. Аналитически найденная величина окончания процесса инверсии соответствует $\gamma = 2,2$.

При дальнейшем увеличении параметра γ течение в пограничном слое пористой поверхности ламинизируется. На наружной поверхности ламинарного пограничного слоя периодически возникают волнообразные возмущения, развивающиеся снизу вверх в сторону, противоположную направлению конвективной скорости пограничного слоя. С увеличением γ волнообразные возмущения уменьшаются. Зона, в которой находится искомая координата поверхности, а следовательно, и соотношения, по которым следует рассчитывать локальные безразмерные коэффициенты тепло- и массообмена, определяются из графика рис. 4.8.

Расчетные соотношения для определения безразмерных коэффициентов тепло- и массообмена в зависимости от зоны, в которой расположен рассматриваемый участок поверхности, приведены в табл. 4.2.

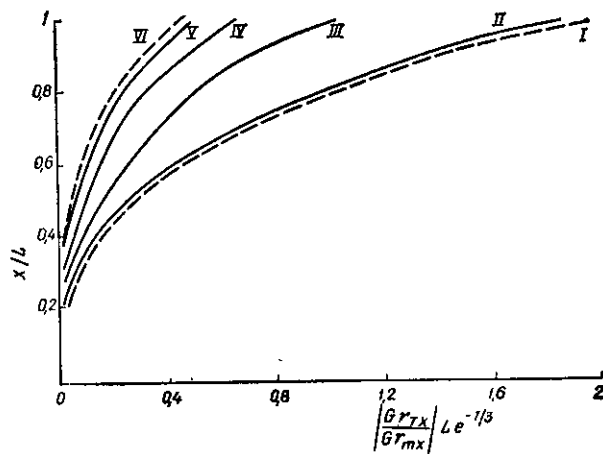


Рис. 4.8. Зависимость расположения зон по длине поверхности от изменения параметра $\left| \frac{Gr_{tx}}{Gr_{mx}} \right| Le^{-1/3}$

— границы зон, определенные по экспериментальным данным; --- то же, найденное из аналитического решения; I—VI — номера зон; x — локальная координата на поверхности вертикальной конструкции; L — высота конструкции; Gr_{mx} — локальное концентрационное число Грасгофа; Gr_{tx} — локальное тепловое число Грасгофа; Le — число Льюиса

Таблица 4.2. Расчетные соотношения для определения Nu_x и Sh_x

Критерий	Зона					
	I	II	III	IV	V	VI
	$0 < \gamma < 0,525$	$0,525 < \gamma < 0,965$	$\gamma \approx 0,965$	$0,965 < \gamma < 1,54$	$1,54 < \gamma < 2,04$	$\gamma > 2,04$
Nu_x	Аналитическое решение	$\frac{Nu_x}{Nu_{x0}} = 0,041 \gamma^3 - 0,89 \gamma^2 + 1,44 \gamma + 0,28$			$\frac{Nu_x}{Nu_{x0}} = -0,57 + 4,26 \gamma - 1,03 \gamma^2$	
Sh_x	То же	$Sh_x / Nu_x = 2,16 - 2,16 \gamma$	—	$Sh_x / Nu_x = 2,24 \gamma^2 - 6,7 \gamma + 5,35$		То же

Аналитическое решение справедливо в следующих диапазонах изменения параметра γ :

для определения Nu_x / Nu_{x0}

$$0 < \gamma < 0,525, \quad 1,54 < \gamma < \left| \frac{\beta_m}{\beta_t (T_w - T_\infty)} Le^{-1/3} \right|;$$

для определения Sh_x / Nu_x

$$0 < \gamma < 0,525, \quad 2,04 < \gamma < \left| \frac{\beta_m}{\beta_t (T_w - T_\infty)} Le^{-1/3} \right|.$$

Значение критерия Nu_{x0} определяется по соответствующим критериальным зависимостям для турбулентной естественной конвекции без учета процесса термического разложения [1].

4.3.2. Сложный теплообмен при горении на поверхности строительных конструкций

Тепломассообмен в условиях естественной конвекции при наличии горения в пограничном слое описывается системой интегральных уравнений, в которую входит интегральное уравнение движения (4.50).

Интегральное уравнение энергии для несжимаемой среды должно иметь источниковый член, определяющий тепловой эффект реакции горения. Предположим, что для НСП горение у поверхности, происходящее в результате ее воспламенения в пределах пограничного слоя, не связано гидродинамически с очагом пожара. Поэтому процесс горения в пограничном слое будем рассматривать для условий задачи естественной конвекции в неограниченном пространстве. В связи с тем что температура очага пожара в начальной стадии может быть меньше или равна температуре горящих газов в пограничном слое, а расстояние больше ширины излучающего пограничного слоя, излучением от очага пожара на поверхность можно пренебречь по сравнению с излучением газов пограничного слоя.

При изменении высоты строительных конструкций в интервале от 3 до 12 м в практическом диапазоне изменения критериев $Gr \times Pr = 10^{11} - 10^{13}$ толщина турбулентного пограничного слоя, определенная по соотношению, справедливому для турбулентной естественной конвекции,

$$\delta = 2,93 (Gr_x Pr)^{-1/6} \left(\frac{Pr^{2/3}}{2,14 + Pr^{2/3}} \right)^{-1/6} x,$$

будет изменяться от 0,11 до 0,22 м. При значении коэффициента поглощения 1—3, что соответствует его значению при горении органических твердых топлив при средней температуре 1000°C, значение критерия $Bi = 0,11 - 0,66$. Это позволило сделать допущение об оптически тонком пограничном слое, и при этих условиях лучистую составляющую теплового потока можно учесть от-

дельно, не вводя ее в интегральное уравнение энергии. Таким образом, интегральное уравнение энергии для несжимаемой жидкости будет иметь вид

$$\frac{d}{dx} \int_0^y u (T - T_\infty) dy = \frac{q_{wk}}{c_p \rho} + \frac{q_T}{c_p \rho}. \quad (4.69)$$

В уравнении энергии не учтены перенос энергии за счет изотермической диффузии, бародиффузионный перенос тепла, диффузионная теплопроводность как пренебрежимо малые по сравнению с конвективным переносом тепла и тепловым эффектом реакции горения. Как показано в [10], решения с косвенным учетом фактора проницаемости через величины u_1 и δ и с непосредственным учетом фактора проницаемости по соотношению (4.51) не дают существенного различия в случае, когда оба компонента бинарной смеси имеют близкие молекулярные массы (дымовые газы — воздух).

В рамках принятых допущений тепловой поток на ограждающей конструкции и турбулентное касательное напряжение описываются соотношениями (3.42) и (3.41).

Второй член в правой части уравнения (4.69) определяет тепловыделение от внутреннего источника тепла, т.е. тепловой поток, выделяемый в процессе горения продуктов термического разложения в пограничном слое. Рассматривая продукты термического разложения как газ, имеющий соответствующие термодинамические параметры, для первого порядка реакции определим значение q_T :

$$q_T = kQ_{O_2} \rho e^{-E/RT} \approx \eta Q_{O_2}^p l_{O_2W} e^{-E/RT} \frac{1}{1 - m_{1W}}. \quad (4.70)$$

Анализ функции $e^{-\frac{E}{RT}}$ показывает, что с увеличением температуры она асимптотически стремится к единице. Примем, что при $T > 1000$ К $e^{-\frac{E}{RT}} \approx 1$, тогда тепло, выделяемое в процессе горения продуктов термического разложения в пограничном слое,

$$q_T \approx \eta Q_{O_2}^p l_{O_2W} \frac{1}{1 - m_{O_2W}}.$$

Пренебрегая потоком массы за счет термодиффузии и используя аналогию Колборна между переносом энергии и диффузии (4.53), с учетом выражения для турбулентного теплового потока (3.42) уравнение (4.69) можно записать в виде

$$\frac{d}{dx} \int_0^y u (T - T_\infty) dy = 0,253 u_1 (T_w - T_\infty) \left(\frac{v}{u_1 \delta} \right)^{1/2} \text{Pr}^{-2/3} +$$

$$+ 0,253 u_1 \left(\frac{v}{u_1 \delta_m} \right)^{1/2} \text{Sc}^{-2/3} \frac{\eta Q_{O_2}^p}{c_p} \frac{(m_{O_2\infty} - m_{O_2W})}{(1 - m_{O_2W})}. \quad (4.71)$$

Интегральное уравнение диффузии кислорода в пограничном слое при наличии «стока» кислорода, идущего на горение, имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{d}{dx} \int_0^y u (m - m_\infty) dy &= \frac{i_{O_2W}}{\rho_\infty} + \bar{\rho} v_w (m_w - m_\infty) - \\ &- \mu Z_{O_2} \frac{i_{O_2W}}{\rho_\infty} \frac{1}{1 - m_w}. \end{aligned} \quad (4.72)$$

Используя выражение для нормальной скорости v_w (4.20), после несложных преобразований получим следующее уравнение диффузии кислорода

$$\frac{d}{dx} \int_0^y u (m - m_\infty) dy = \frac{i_{O_2W}}{\rho_\infty} \left(\frac{1 - m_\infty - \mu L_{O_2}}{1 - m_w} \right). \quad (4.73)$$

Теоретическое массовое количество кислорода, необходимое для сжигания 1 кг топлива: $Z_{O_2} = m V_B^0 \rho_{O_2}^0$,

где m — массовая доля кислорода в воздухе ($m \approx 0,23$); $\rho_{O_2}^0$ — плотность кислорода при нормальных условиях, кг м⁻³ ($\rho_{O_2}^0 = 1,43$ нм⁻³);

$$V_B^0 = 0,0889 (C^p + 0,375 S^p) + 0,265 H^p - 0,033 O^p,$$

V_B^0 — теоретический объем воздуха, необходимого для сжигания 1 кг топлива при коэффициенте избытка воздуха $\alpha = 1$, м³/кг.

Используя аналогию Колборна, уравнение (4.73) можно записать в виде

$$\begin{aligned} \frac{d}{dx} \int_0^y u (m - m_\infty) dy &= 0,253 u_1 (m_\infty - m_w) \times \\ &\times \left(\frac{v}{u_1 \delta_m} \right) \text{Sc}^{-2/3} \left(\frac{1 - m_\infty - \mu L_{O_2}}{1 - m_w} \right). \end{aligned} \quad (4.74)$$

Таким образом, при принятых допущениях процесс тепло- и массообмена на поверхности строительных конструкций при их горении описывается системой уравнений (4.50), (4.71), (4.74), решение которой будем искать, задавшись распределением скорости, температуры и концентрации в соответствии с (4.62).

Интегрирование уравнений (4.50), (4.71), (4.74) с учетом принятых распределений приводит к системе дифференциальных уравнений:

$$\begin{aligned} 0,0523 \frac{d}{dx} (u_1^2 \delta) &= 0,125 g \beta_t (T_\infty - T_w) \delta \times \\ &\times \left[1 + \frac{\beta_m (m_\infty - m_w)}{\beta_t (T_\infty - T_w)} \frac{\delta_m}{\delta} \right] - 0,253 u_1^2 \left(\frac{v}{u_1 \delta} \right)^{1/2}; \\ 0,0366 \frac{d}{dx} (u_1 \delta) &= 0,253 u_1 \left(\frac{v}{u_1 \delta} \right)^{1/2} \text{Pr}^{-2/3} + \\ &+ 0,253 u_1 \left(\frac{v}{u_1 \delta_m} \right)^{1/2} \text{Sc}^{-2/3} \frac{\eta Q_n^p}{c_p} \frac{(m_\infty - m_w)}{(T_\infty - T_w) (1 - m_w)}. \end{aligned}$$

Для уравнения диффузии в зависимости от соотношения теплового и диффузионного пограничного слоев имеем два уравнения. Для $\delta < \delta_m$

$$\begin{aligned} \frac{d}{dx} \left\{ (u_1 \delta) \left[0,146 - 0,11 \left(\frac{\delta}{\delta_m} \right)^{1/7} \right] \right\} &= 0,253 u_1 \left(\frac{v}{u_1 \delta_m} \right)^{1/2} \times \\ &\times \text{Sc}^{-2/3} \left(\frac{1 - m_\infty - \mu L_{O_2}}{1 - m_w} \right) \text{ и для } \delta \geq \delta_m \\ \frac{d}{dx} \left\{ (u_1 \delta_m) \left(\frac{\delta_m}{\delta} \right)^{1/7} \left[\frac{1}{72} - \frac{1}{60} \frac{m}{\delta} + \frac{3}{253} \left(\frac{\delta_m}{\delta} \right)^2 - \right. \right. \\ &\left. \left. - \frac{2}{435} \left(\frac{\delta_m}{\delta} \right)^3 + \frac{1}{1332} \left(\frac{\delta_m}{\delta} \right)^4 \right] \right\} = 0,253 u_1 \left(\frac{v}{u_1 \delta_m} \right)^{1/2} \times \\ &\times \text{Sc}^{-2/3} \left(\frac{1 - m_\infty - \mu L_{O_2}}{1 - m_w} \right). \end{aligned}$$

Положив, что величины u_1 , δ и δ_m меняются вдоль оси x по степенным законам $u_1 = c_u x^m$, $\delta = c_\delta x^n$, $\delta_m = c_m x^k$, получим следующую систему уравнений:

$$\begin{aligned} 0,0523 (2m + n) x^{2m+n-1} c_u^2 c_\delta &= \\ &= 0,125 g \beta_t (T_\infty - T_w) c_\delta x^n \left[1 + \frac{\beta_m (m_\infty - m_w)}{\beta_t (T_\infty - T_w)} \frac{c_m}{c_\delta} x^{k-n} \right] - 0,253 c_u^{3/2} c_\delta^{-1/2} x^{3/2m-1/2n} v^{1/2}; \\ 0,0366 (m + n) c_u c_\delta x^{m+n-1} &= 0,253 v^{1/2} \text{Pr}^{-2/3} c_u^{1/2} c_\delta^{-1/2} \times \end{aligned} \quad (4.75)$$

$$\begin{aligned} &\times x^{1/2m-1/2n} + 0,253 v^{1/2} \text{Sc}^{-2/3} \frac{\eta Q_n^p}{c_p} \times \\ &\times \frac{(m_\infty - m_w)}{(T_\infty - T_w) (1 - m_w)} c_u^{1/2} c_m^{-1/2} x^{1/2m-1/2k}; \end{aligned} \quad (4.76)$$

$$\begin{aligned} \text{при } \delta < \delta_m \quad 0,1463 (m + n) c_u c_\delta x^{m+n-1} &- 0,11 \left(m + \frac{8}{7} n - \right. \\ &\left. - \frac{1}{7} k \right) c_u c_\delta^{8/7} c_m^{-1/7} x^{m+8/7n-1/7k-1} = \\ &= 0,253 v^{1/2} \text{Sc}^{-2/3} \left(\frac{1 - m_\infty - \mu L_{O_2}}{1 - m_w} \right) c_u^{1/2} c_m^{-1/2} x^{1/2m-1/2k}; \\ \text{при } \delta > \delta_m \quad 7 c_u c_m^{8/7} c_\delta^{-1/7} &\left[\frac{1}{72} \left(m + \frac{8}{7} k - \frac{1}{7} n \right) \times \right. \\ &\times x^{m+8/7k-1/7n-1} - \frac{1}{60} \left(m + \frac{15}{7} k - \frac{8}{7} n \right) \left. \right] \times \\ &\times \frac{c_m}{c_\delta} x^{m+15/7k-8/7n-1} + \frac{3}{253} \left(m + \frac{22}{7} k - \frac{15}{7} n \right) \times \\ &\times \left(\frac{c_m}{c_\delta} \right)^2 x^{m+22/7k-15/7n-1} - \frac{2}{435} \left(m + \frac{29}{7} k - \frac{22}{7} n \right) \times \\ &\times \left(\frac{c_m}{c_\delta} \right)^3 x^{m+29/7k-22/7n-1} + \frac{1}{1332} \left(m + \frac{36}{7} k - \frac{29}{7} n \right) \times \\ &\times \left(\frac{c_m}{c_\delta} \right)^4 x^{m+36/7k-29/7n-1} = 0,253 v^{1/2} \text{Sc}^{-2/3} \times \\ &\times \left(\frac{1 - m_\infty - \mu Z_{O_2}}{1 - m_w} \right) c_u^{1/2} c_m^{-1/2} x^{1/2m-1/2k}. \end{aligned} \quad (4.78)$$

Так как уравнения (4.75)–(4.78) должны быть справедливы для любых значений x , то показатели степеней должны иметь одинаковые значения в каждом члене, что приводит к значениям $m=n=k=\frac{1}{2}$.

Система уравнений (4.75)–(4.78) сводится к уравнениям относительно параметрических постоянных c_u , c_δ , c_m :

$$\begin{aligned} 0,0785 c_u^2 &= 0,125 g \beta_t (T_\infty - T_w) \left[1 + \frac{\beta_m (m_\infty - m_w)}{\beta_t (T_\infty - T_w)} \frac{1}{\xi} \right] - \\ &- 0,253 \left(\frac{c_u}{c_\delta} \right)^{3/2} v^{1/2}; \end{aligned} \quad (4.79)$$

$$0,0366 c_u^2 = 0,253 v^{1/2} Pr^{-2/3} \left(\frac{c_u}{c_\delta} \right)^{3/2} + 0,253 v^{1/2} Sc^{3/2} \times$$

$$\times \frac{\eta Q_H^p}{c_p} \frac{(m_\infty - m_w)}{(T_\infty - T_w)(1 - m_w)} \left(\frac{c_u}{c_\delta} \right) \left(\frac{c_u}{c_m} \right)^{1/2}; \quad (4.80)$$

для $\delta \leq \delta_m$ $c_u^2(0,146 - 0,11\xi^{1/7}) = 0,253 v^{1/2} Sc^{-2/3} \times$

$$\times \left(\frac{1 - m_\infty - \mu Z_{O_2}}{1 - m_w} \right) \left(\frac{c_u}{c_\delta} \right) \left(\frac{c_u}{c_m} \right)^{1/2}; \quad (4.81)$$

для $\delta > \delta_m$ $7c_u^2 \xi^{-8/7} \left(\frac{1}{72} - \frac{1}{60} \xi^{-1} + \frac{3}{253} \xi^{-2} - \frac{2}{435} \xi^{-3} + \right.$

$$\left. + \frac{1}{1332} \xi^{-4} \right) = 0,253 v^{1/2} Sc^{-2/3} \left(\frac{1 - m_\infty - \mu Z_{O_2}}{1 - m_w} \right) \times$$

$$\times \left(\frac{c_u}{c_\delta} \right) \left(\frac{c_u}{c_m} \right)^{1/2}. \quad (4.82)$$

В уравнениях (4.79)–(4.82) $\xi = \frac{C_\delta}{C_m} = \frac{\delta}{\delta_m}$.

Определение отношения толщины пограничных слоев ξ . Для определения величины $\xi = \frac{\delta}{\delta_m}$, когда толщина диффузионного пограничного слоя больше толщины теплового пограничного слоя ($\delta < \delta_m$, $\xi < 1$), поделим уравнение (4.80) на (4.81), в результате чего получим:

$$\frac{0,0366 \xi^{1/2}}{0,146 - 0,11 \xi^{1/7}} = Le^{-2/3} \left(\frac{1 - m_w}{1 - m_\infty - \mu Z_{O_2}} \right) +$$

$$+ \frac{\eta Q_H^p (m_\infty - m_w)}{c_p (T_\infty - T_w) (1 - m_\infty - \mu Z_{O_2})} \xi^{1/2}. \quad (4.83)$$

В пределах изменения $0,1 \leq \xi < 1$ левую часть уравнения (4.83) с точностью до 1 % можно заменить линейной зависимостью $(0,1 + 0,9\xi)$, что позволяет определять значение ξ из выражения

$$(\xi^{1/2})^2 - 1,1 \frac{\eta Q_H^p (m_\infty - m_w)}{c_p (T_\infty - T_w) (1 - m_\infty - \mu Z_{O_2})} \xi^{1/2} +$$

$$+ \left[0,1 - 1,1 Le^{-2/3} \left(\frac{1 - m_\infty - \mu Z_{O_2}}{1 - m_w} \right)^{-1} \right] = 0.$$

При значении $\xi < 0,1$ уравнение (4.83) решается графически с использованием вспомогательного графика, приведенного на рис. 4.3.

Когда толщина диффузионного пограничного слоя меньше толщины теплового пограничного слоя ($\delta > \delta_m$, $\xi > 1$), выражение для определения ξ находится делением уравнения (4.80) на (4.82), что дает

$$\frac{0,0366 \xi^{23/14}}{7 \left(\frac{1}{72} - \frac{1}{60} \xi^{-1} + \frac{3}{253} \xi^{-2} - \frac{2}{435} \xi^{-3} + \frac{1}{1332} \xi^{-4} \right)} =$$

$$= Le^{-2/3} \left(\frac{1 - m_w}{1 - m_\infty - \mu Z_{O_2}} \right) + \frac{\eta Q_H^p (m_\infty - m_w)}{c_p (T_\infty - T_w) (1 - m_\infty - \mu Z_{O_2})} \xi^{1/2} \quad (4.84)$$

В пределах изменения ξ от 1 до 2 левая часть уравнения с точностью до 1 % равна ξ , что позволяет определять значение ξ из уравнения

$$(\xi^{1/2})^2 - \frac{\eta Q_H^p (m_\infty - m_w)}{c_p (T_\infty - T_w) (1 - m_\infty - \mu Z_{O_2})} \xi^{1/2} -$$

$$- Le^{-2/3} \left(\frac{1 - m_w}{1 - m_\infty - \mu Z_{O_2}} \right) = 0.$$

При значении $\xi > 2$ уравнение (4.84) решается графически, с использованием вспомогательного графика рис. 4.4.

Для определения значения $(C_u/C_\delta)^2$, входящего в выражение плотности теплового потока, решается совместно уравнение (4.79)

и (4.80), что дает следующие выражения для $(C_u/C_\delta)^2$:

$$\left(\frac{c_u}{c_\delta} \right)^{1/2} = \left\{ 0,125 g \beta_t (T_\infty - T_w) \left[1 + \frac{\beta_m (m_\infty - m_w)}{\beta_t (T_\infty - T_w)} \frac{1}{\xi} \right] \right\}^{1/3} \times$$

$$\times \left[0,543 v^{1/2} Pr^{-2/3} + 0,543 v^{1/2} Sc^{-2/3} \frac{\eta Q_H^p}{c_p} \times \right.$$

$$\times \left. \frac{(m_\infty - m_w)}{(T_\infty - T_w) (1 - m_w)} \xi^{1/2} + 0,253 v^{1/2} \right]^{-1/3}. \quad (4.85)$$

Подставив полученное соотношение (4.85) в выражение для плотности конвективного теплового потока (3.42), получаем уравнение для его определения, которое после несложных преобразований принимает следующий критериальный вид:

$$Nu_K = 0,2 (Gr_x Pr)^{1/3} \left[1 + \frac{\beta_m (m_\infty - m_w)}{\beta_t (T_\infty - T_w)} \frac{1}{\xi} \right]^{1/3} \times$$

$$\times \left[\frac{\text{Pr}^{2/3}}{2,14 (1 + k_T \xi^{1/2}) + \text{Pr}^{2/3}} \right]^{1/3}. \quad (4.86)$$

В уравнении (4.86) безразмерный параметр $k_T = \frac{\eta Q_n^p}{c_p} \times \frac{(m_\infty - m_w)}{(T_\infty - T_w)(1 - m_w)} \text{Sc}^{-2/3}$ характеризует влияние процесса горения в пограничном слое на теплообмен. Как следует из выражения (4.86), увеличение параметра K_T ведет к уменьшению конвективного теплового потока, что связано с уменьшением градиента температуры в пограничном слое, при наличии в нем процесса горения. Подставив в выражение (4.71) значение $\left(\frac{c_u}{c_m}\right)^{1/2} = \left(\frac{c_u}{c_\delta}\right)^{1/2} \xi^{1/2}$, с учетом найденного значения $(C_u/C_\delta)^{1/2}$ в соответствии с (4.85) и после ряда преобразований получим выражение для безразмерной плотности теплового потока от горения продуктов термического разложения в пограничном слое

$$\text{Nu}_T = 0,2 (\text{Gr}_x \text{Pr})^{1/3} k_T \xi^{1/2} \left[1 + \frac{\beta_m (m_\infty - m_w)}{\beta_t (T_\infty - T_w)} \frac{1}{\xi} \right]^{1/3} \times \left[\frac{\text{Pr}^{2/3}}{2,14 (1 + k_T \xi^{1/2}) + \text{Pr}^{2/3}} \right]^{1/3}. \quad (4.87)$$

Суммарный безразмерный коэффициент конвективной теплоотдачи в условиях горения в пограничном слое в соответствии с (4.86) и (4.87) определяется из критериального уравнения

$$\text{Nu} = \text{Nu}_K + \text{Nu}_T = 0,2 (\text{Gr}_x \text{Pr})^{1/3} \left[1 + \frac{\beta_m (m_\infty - m_w)}{\beta_t (T_\infty - T_w)} \frac{1}{\xi} \right]^{1/3} \times \left[\frac{\text{Pr}^{2/3}}{2,14 (1 + k_T \xi^{1/2}) + \text{Pr}^{2/3}} \right]^{1/3} (1 + k_T \xi^{1/2}). \quad (4.88)$$

Суммарный безразмерный коэффициент теплоотдачи будет определяться суммой безразмерного коэффициента конвективной теплоотдачи (4.88) и безразмерного коэффициента лучистого теплообмена. Поскольку толщина теплового пограничного слоя намного меньше высоты конструкции ($\delta_t \ll l$), для определения лучистой составляющей сложного теплообмена целесообразно использовать модель лучистого теплообмена между плоскопараллельными бесконечными пластинами:

$$\text{Nu}_R = \frac{\epsilon_{\text{пр}} c_0 \left[\left(\frac{T}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_w}{100} \right)^4 \right] x}{(T - T_w) \lambda}. \quad (4.89)$$

$$\text{Приведенная степень черноты системы } \epsilon_{\text{пр}} = \frac{1}{\frac{1}{\epsilon_r} + \frac{1}{\epsilon_w} - 1},$$

степень черноты ϵ_r определяется согласно закону Бугера—Ламберта:

$$\epsilon_r = 1 - e^{-kl}. \quad (4.90)$$

Приведенная длина l для плоскопараллельных поверхностей определяется $l = 0,8\delta$, где δ — расстояние между поверхностями, равное толщине теплового пограничного слоя. Решая совместно

соотношения (4.85) и (4.79) с учетом, что $\delta = c_u x \frac{1}{2}$, получим выражение для определения толщины теплового пограничного слоя при горении в нем продуктов термического разложения материала:

$$\delta = 2,93 (\text{Gr}_x \text{Pr})^{-1/6} \left[1 + \frac{\beta_m (m_\infty - m_w)}{\beta_t (T_\infty - T_w)} \frac{1}{\xi} \right]^{-1/6} \times \left[\frac{\text{Pr}^{2/3}}{2,14 (1 + k_T \xi^{1/2}) + \text{Pr}^{2/3}} \right]^{-1/6} x. \quad (4.91)$$

На рис. 4.9, 4.10 приведены результаты расчета процесса теплообмена при горении вертикальной строительной конструкции, выполненные по соотношениям (4.88) и (4.89) при $T = 900^\circ\text{C}$, $\xi = 1$, $m_w = 0$, $m_\infty = 0,23$, $\text{Pr} = 1$, $Le = 1$, $x = 3$ м, $k = 2 \text{ м}^{-1}$, $Q_n^p = 14 \text{ МДж} \cdot \text{кг}^{-1}$, $\mu = 0,75$, $\epsilon_w = 0,9$ для различных значений $\Delta T = T - T_w$. На рис. 4.11 в качестве примера представлена зависимость плотности суммарного теплового потока к горячей поверхности вертикальной строительной конструкции от оптической характеристики газовой среды пограничного слоя B_v и перепада температуры ΔT .

На установке «туннельная печь», описание которой приведено в гл. 6, проведены экспериментальные исследования по определению плотности теплового потока на поверхность вертикальной строительной конструкции при горении ее поверхности. В качестве горячей конструкции использовалась плоская поверхность из древесины высотой 2,5 м и шириной 0,2 м. При проведении экспериментальных исследований плотность теплового потока измерялась датчиком суммарного потока РОП и с помощью вспомогательной стенки, выполненной из красного кирпича толщиной 0,01 м. Датчики тепловых потоков размещались на поверхности деревянной доски на высоте 1,5 м от уровня пола. Дополнительно измерялась температура на поверхности деревянной конструкции, на поверхности датчика РОП

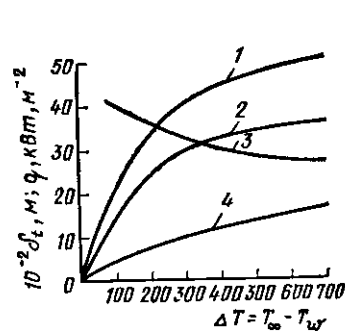


Рис. 4.9. Результаты расчета процесса теплообмена при горении вертикальной строительной конструкции для $T_{\infty} = 1173$ K

1 — плотность суммарного теплового потока q , определенная по (4.88) и (4.89); 2 — плотность радиационного теплового потока $q_{\text{пл}}$, определенная по (4.89); 3 — толщина теплового пограничного слоя δ_t (4.91); 4 — плотность суммарного конвективного теплового потока (4.88) q_k ; T_{∞} — температура газовой среды за пределами пограничного слоя; T_w — температура на поверхности конструкции

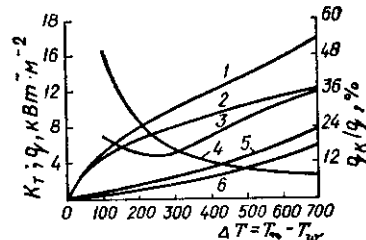


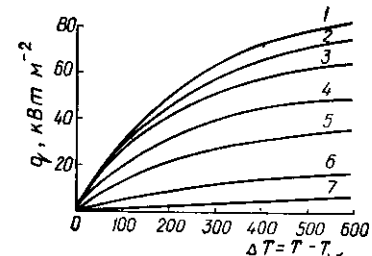
Рис. 4.10. Результаты расчета процесса теплообмена при горении вертикальной строительной конструкции для $T_{\infty} = 1173$ K

1 — плотность суммарного конвективного теплового потока (4.88) q_k ; 2 — плотность теплового потока, вызванного реакцией горения в пограничном слое q_T (4.87); 3 — отношение q_k/q ; 4 — значение числа K_T ; 5 — плотность конвективного теплового потока без учета горения в пограничном слое; 6 — плотность конвективного теплового потока с учетом реакции горения (4.86); T_{∞} — температура газовой среды за пределами пограничного слоя; T_w — температура на поверхности конструкции

и в пределах зоны горения у вертикальной поверхности по толщине пограничного слоя. Температура измерялась термопарами Х—А Ø 0,7 мм с записью их показателей на самопишущий потенциометр КСП-4. Концентрация кислорода на поверхности деревянной конструкции и в объеме «туннельной печи», за пределами теплового пограничного слоя, измерялась с помощью газоанализатора непрерывного действия ТП. Максимальное значение плотности теплового потока на горячей поверхности деревянной конструкции составило 32,4 кВт·м⁻² по показаниям датчика РОП и 27,7 кВт·м⁻² по данным датчика теплового потока, работающего по методу вспомогательной стенки. Указанная плотность теплового потока была достигнута при значении температуры поверхности $T_w = 623$ K, максимальной температуре в пограничном слое $T = 1143$ K. Концентрация кислорода составляла за пределами пограничного слоя $m_{\infty} = 0,23$ и на поверхности горячей конструкции $m_w = 0,01$. Значение плотности теплового потока, определенного по соотношениям (4.88) и (4.89) с учетом данных экспериментальных исследований и при значениях $\xi = 1$; $Pr = 1$; $Sc = 1$; $Le = 1$, что характерно для бинарной

Рис. 4.11. Результаты расчета процесса теплообмена при горении вертикальной строительной конструкции для $T_{\infty} = 1173$ K

Плотность суммарного теплового потока при W , равном 5 (1), 4 (2), 3 (3), 2 (4), 1 (5), 0 (6); плотность конвективного теплового потока без учета процесса горения в пограничном слое (7); T_{∞} — температура газовой среды за пределами пограничного слоя; T_w — температура на поверхности конструкции



смеси воздух—дымовые газы, составило 30,26 кВт·м⁻². Значение плотности теплового потока, полученное на основе приведенной выше теории, отличается на 6,6 % от его максимального экспериментального значения и на 9 % от минимального экспериментального значения. Как показали проведенные расчеты, доля лучистой составляющей от суммарной плотности теплового потока — 61 %, доля плотности теплового потока за счет горения в пограничном слое — 29 % и доля конвективной составляющей — 10 %.

4.4. РАДИАЦИОННЫЙ ТЕПЛООБМЕН МЕЖДУ ОЧАГОМ ПОЖАРА И СТРОИТЕЛЬНЫМИ КОНСТРУКЦИЯМИ

В главе 5 приведены расчетные соотношения для определения коэффициента взаимной облученности для системы факел — строительная конструкция, выведенные на основе метода суперпозиций [8]. Эти соотношения позволяют рассчитать среднее значение эффективного лучистого теплового потока в указанной системе, считая, что факел является плоской поверхностью с соответствующими оптическими характеристиками и характерными размерами. Использование этого метода расчета дает хорошие результаты при определении интегральных характеристик развития пожара. Однако для анализа теплового воздействия локального очага пожара на различные объекты, находящиеся в помещении, использование средних значений плотностей лучистых тепловых потоков может привести к недоучету опасности этого воздействия. В связи с конечными размерами элементов системы и существенной неоднородностью очага пожара (факела), его объемной структурой падающий лучистый тепловой поток на поверхности различной ориентации будет распределен неравномерно по координате с наличием максимума. Характер воздействия локального очага пожара на различные объекты будет

зависеть от максимальной величины плотности лучистого теплового потока.

В связи с этим при анализе лучистого теплообмена при локальном пожаре или в его начальной стадии следует учитывать неоднородность по температуре и оптическим свойствам излучающей газовой среды (факела пламени), а также характер переноса лучистой энергии в объеме излучающего объекта.

Рассмотрим излучение элементарного объема поглощающей и рассеивающей газовой среды, находящегося в области факела и имеющего координаты $dV(x_1; y_1; z_1)$, температуру T_x и характерный размер l . Количество энергии, излучаемой этим объемом на поверхность оболочки, его ограничивающей, определяется в соответствии с [3]:

$$dQ_R = \frac{2}{3} \sigma T_x^4 kl dF_1. \quad (4.92)$$

Выражение (4.92) справедливо для значений $kl < 1$, что указывает на зависимость процесса излучения от оптических свойств газа k и размеров излучающего объема l . Интегрирование выражения (4.92) по поверхности оболочки дает выражение для лучистой энергии объема dV :

$$dQ_R = 4k\sigma T_x^4 dV. \quad (4.93)$$

Если за пределами оболочки излучающего объема среда диатермична, то количество тепла, проходящего через произвольную сферическую поверхность радиусом A (рис. 4.12), в центре которой находится излучающий объем dV , будет равно количеству тепла, вышедшему из объема dV . Отношение интенсивностей тепловых потоков будет обратно пропорционально отношению площадей сферы. При прохождении лучистого теплового потока через ослабляющую среду с различными оптическими свойствами выражение для плотности падающего лучистого потока будет иметь вид:

$$dq_R = \frac{0,318k\sigma T_x^4 dV e^{-\sum_1^n k_i A_i}}{A^2} \cos \alpha, \quad (4.94)$$

где k_i и A_i — значения коэффициента ослабления и характерных размеров i -й среды; $A = \sum_1^n A_i$ — расстояние между объектами, участвующими в процессе лучистого теплообмена; α — угол между нормалью к поглощающей поверхности и прямой, соединяющей центры излучающей сферы и поверхности.

При расчете излучения в горизонтальном направлении $\cos \alpha = \frac{y_2 - y_1}{A}$, при расчете излучения в вертикальном направлении $\cos \alpha = \frac{x_2 - x_1}{A}$.

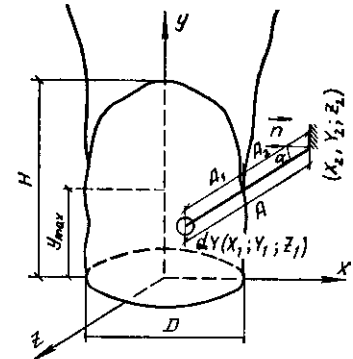


Рис. 4.12. Схема расчета лучистого теплообмена

Для диатермической среды, когда $k_i = 0$, значение $e^{-\sum_1^n k_i A_i} = 1$.

Излучение неизоотермичного газового объема при пожаре на произвольно ориентированную поверхность складывается из излучения всех его элементарных объемов, в общем случае имеющих различные температуры и оптические характеристики.

Выражение (4.94) позволяет по известным законам пространственного распределения температуры и коэффициентов ослабления в факеле пламени рассчитать плотность падающих лучистых тепловых потоков в поверхности различной ориентации.

Излучение от локального очага горения в произвольную точку пространства складывается из излучений всех элементарных его объемов:

$$q_R = \sum_{I=1}^{I=k_1} \sum_{J=1}^{J=k_2} \sum_{N=1}^{N=k_3} f(I, J, N) dq_R, \quad (4.95)$$

где $f(I, J, N)$ — функция, определяющая координаты элементарного объема; k_1, k_2, k_3 — числа разбиения объема пламени по высоте, ширине и в радиальном направлении, удовлетворяющие условию $kl < 1$.

Как показали численные эксперименты, хорошую сходимость дает метод разбиения, при котором реализуется значение $kl < 0,3$.

Если начало координат лежит в точке пересечения оси очага с плоскостью зеркала горения, то для круглого очага координаты элементарного объема dV будут определяться из соотношений:

$$\left. \begin{aligned} x_1 &= R_l \sin \varphi; \\ y_1 &= H - 0,5l(2J - 1); \\ z_1 &= R_l \cos \varphi, \end{aligned} \right\} \quad (4.96)$$

где $H = 4,5y_{max}$ — высота пламени [9]; $R_l = 0,5l(2I - 1)$ — расстояние от цент-

ра i -го объема до оси пламени: $\varphi = \frac{\pi}{K_i}(2N-1)$ — угол между направлением R_i и осью x ; $y_{\max}$ — координата точки на оси пламени, в которой температура максимальна.

Значения $y_{\max}$ в зависимости от диаметра очага D для ряда веществ приведены в табл. 4.3.

Таблица 4.3. Значения $y_{\max}$ в зависимости от характерного размера очага пожара D

Вещество	$y_{\max}$	Вещество	$y_{\max}$
Ацетон	$1,05D$	Машинное масло	$1,12D$
Керосин	$1,16D$	Древесина	$1,08D$
Бутиловый спирт	$0,87D$		

При принятой схеме разбиения значение элементарного объема вычисляется как $dV = l^3(1 - \frac{1}{2l})$ и общая длина пути луча $A = [(x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2 + (z_2 - z_1)^2]^{0,5}$ (рис. 4.12).

Для поверхностей тел, попавших в пламя, длина пути луча в ослабляющей среде A_1 равна длине пути луча. Для поверхностей строительных конструкций или других объектов, находящихся за пределами пламени, длина пути луча в ослабляющей среде, согласно рис. 4.12, определяется из выражения

$$A_1 = A \frac{0,5D - x_1}{x_2 - x_1}. \quad (4.97)$$

При расчете излучения в плоскости перекрытия, находящегося непосредственно над очагом,

$$A_1 = A \frac{H - y_1}{y_2 - y_1}. \quad (4.98)$$

Если горение пожарной нагрузки в условиях локального пожара сопровождается задымлением, то длина пути луча через задымленный участок определяется $A_2 = A - A_1$. Распределение температуры по оси факела определяется из соотношения

$$T_{y_0} = T_{\max} \left[0,3 + 2,35 \left(\frac{y}{y_{\max}} \right)^{1,12} e^{-1,21(y/y_{\max})} \right]. \quad (4.99)$$

Расчетные соотношения для определения значения $T_{\max}$ приведены в [9]. В табл. (4.4) приведены значения $T_{\max}$ для ряда материалов пожарной нагрузки при $D > 2,5$ м.

Таблица 4.4. Значения максимальной температуры $T_{\max}$

Материал	$T_{\max}, K$	Материал	$T_{\max}, K$
Ацетон	1420	Мазут	1330
Керосин	1360	Изопентал	1380
Бензин	1370	Изопрен	1340
Бутиловый спирт	1370	Пропанбутол	1340
Бензол	1380	Изопропилбензол	1350
Трансформаторное масло	1380	Древесина	1370
Машинное масло	1360	Торф	1380
		Антрацит	1570

Анализ экспериментальных данных работы [9] позволяет описать распределение температуры вдоль радиуса пламени при значениях $\bar{h} = y/y_{\max} \leq 2,3$ в виде полинома

$$\frac{T_{y_0} - T_{yx}}{T_{y_0} - T_f} = 2,5 \bar{r}_y - 5\bar{r}_y^3 + 5\bar{r}_y^4 - 1,5 \bar{r}_y^5, \quad (4.100)$$

где $\bar{r}_y = 2R_y/D$ — относительный радиус, T_f — температура на внешней вертикальной границе пламени, которая принимается для $\bar{h} \leq 2,3$ равной: $T_f = -0,82T_{\max}$ и для $\bar{h} > 2,3$ — $T_f = 0,4T_0$.

Уравнение (4.95) с учетом распределений (4.99) и (4.100) позволяет рассчитывать с помощью ЭВМ плотность падающего лучистого теплового потока от локального очага пожара в произвольную точку пространства при известной оптической характеристике передающей газовой среды. Приведенные ниже результаты численных экспериментов получены для коэффициентов ослабления при $T_{(x,y,z)} \geq 773$ К, определяемых по соотношению $k = 1,6 \cdot 10^{-3} T_{(x,y,z)} - 0,5$.

В интервале изменения температур $293 < T < 773$ принята линейная зависимость коэффициента поглощения от температуры, соответствующая соотношению

$$k = 1,54 \cdot 10^{-3} T_{(x,y,z)} - 0,45, \quad (4.101)$$

которое соответствует значениям коэффициента поглощения на концах интервала температур $k=0$ при $T_{(x,y,z)} = 293$ К и $k=0,74$ при $T_{(x,y,z)} = 773$ К.

Плотность лучистого теплового потока, поглощенного объемом произвольной ориентации относительно локального очага пожара, определяется из очевидного соотношения

$$q_{nR} = \epsilon_w (q_R - \sigma T_w^4), \quad (4.102)$$

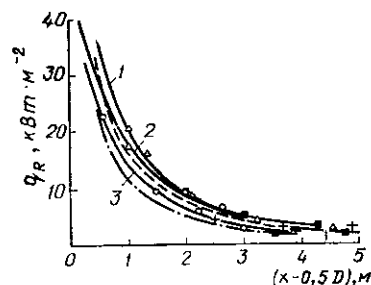


Рис. 4.13. Зависимость плотности падающего лучистого потока на вертикальную конструкцию от расстояния до фронта пламени на высоте $h = y_{\max}$ при $D \approx 1$ м

1 — кривая, построенная по соотношению (4.103) при $T_f = T_{\max}$; 2 — кривая, построенная по результатам численного эксперимента в соответствии с изложенной моделью; 3 — кривая, построенная по соотношению (4.103) при $T_f = 0.905T_{\max}$; — — — кривая, построенная при $\epsilon_f = 0.975$; — — — кривая, построенная при $\epsilon_f = 0.7$; $\circ, \Delta$ — экспериментальные данные соответственно для $D = 0.9$ и 1.2 м; $\blacksquare, +$ — экспериментальные данные автора для $D = 1$ и 1.1 м

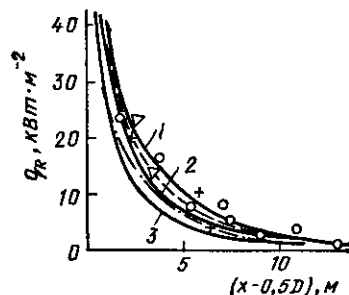


Рис. 4.14. Зависимость плотности падающего лучистого потока на вертикальную конструкцию от расстояния до фронта пламени $(x-0,5D)$ на высоте $h = y_{\max}$ при $D = 2.4$ м

1 — кривая, построенная по результатам численного эксперимента в соответствии с изложенной моделью; 2 — кривая, построенная по соотношению (4.103) при $T_f = T_{\max}$; 3 — кривая, построенная по соотношению (4.103) при $T_f = 0.905T_{\max}$; — — — кривая, построенная при $\epsilon_f = 0.975$; — — — кривая, построенная при $\epsilon_f = 0.7$; $\circ, \Delta$ — экспериментальные данные при $D = 2.4$ м; $\Delta, +$ — экспериментальные данные автора, соответственно для $D = 2.57$ и 2 м

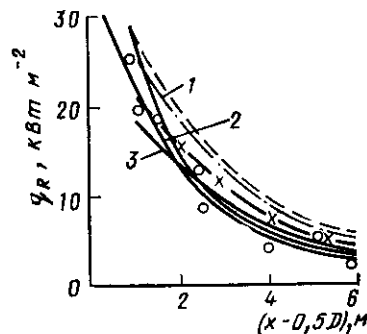


Рис. 4.15. Зависимость плотности падающего лучистого потока на вертикальную конструкцию от расстояния до фронта пламени на высоте $h = y_{\max}$ при $D = 3$ м

1 — кривая, построенная по соотношению (4.103) при $T_f = 0.905T_{\max}$; 2 — кривая, построенная по результатам численного эксперимента, в соответствии с изложенной моделью; 3 — кривая, построенная по данным работы П. И. Романенкова и др. при $\epsilon_f = 0.7$; $T_f = 0.905T_{\max}$; — — — то же, при $T_f = T_{\max}$; $\epsilon_f = 0.7$; — — — то же, при $\epsilon_f = 0.975$; $\times$ — $\times$ — то же, при $T_f = 0.905T_{\max}$; $\epsilon_f = 0.8$; $\circ$ — экспериментальные данные по (114) при $D = 3$ м

где q_R — плотность падающего лучистого теплового потока, определяемая по изложенному выше методу.

На рис. 4.13—4.15 представлены результаты численного эксперимента по определению плотности падающего лучистого теплового потока на вертикальные конструкции в соответствии с изложенной моделью и сравнение этих результатов с экспериментальными данными и результатами расчета по традиционному методу. Экспериментальные данные, приведенные на рис. 4.13—4.15, охватывают область локальных пожаров при горении керосина с определяющим размером очага пожара $D = 0.9, 1.2, 2.4, 3$ м и локальные пожары, моделируемые на фрагментах зданий, описание которых приведено в гл. 3, разд. 3.3.1, при горении керосина с характерным размером очага 1 и 2 м и при горении древесины с характерным размером 1.1 и 2.57 м. В работе П. И. Романенко и др. приведен метод расчета лучистого теплообмена между очагом пожара и тепловоспринимающей конструкцией, основанный на известных законах лучистого теплообмена между двумя твердыми серыми телами произвольной формы и ориентации в пространстве, находящимися в оптически прозрачной газовой среде. Средние по поверхности коэффициенты облученности определяются с помощью принципа суперпозиций и соотношений взаимности для угловых коэффициентов. Как следует из рис. 4.13—4.15, разработанная модель лучистого теплообмена хорошо согласуется с экспериментальными данными во всем приведенном диапазоне экспериментальных исследований. Результаты, полученные по методу, приведенному в учебнике П. И. Романенко и др., дают практически подобные результаты для очагов пожара 1 и 2.4 м при значениях $\epsilon = 0.975$ и $T = T_{\max}$, но располагаются ниже значений численного эксперимента. Это объясняется тем, что в численном эксперименте определялись значения максимальных падающих лучистых тепловых потоков на вертикальные конструкции на высоте $y_{\max} \approx 1.16D$, соответствующей координате по высоте пламени, где температура принимает максимальное значение. По методу, приведенному в учебнике, расчетная точка лежит на высоте, равной половине высоты пламени $y = 1.35D$, что выше координаты, соответствующей $y_{\max}$, и приводит к заниженному значению падающего лучистого потока относительно его максимального значения. При характерном размере очага пожара 3 м результаты, полученные по учебнику, лежат выше экспериментальных значений и результатов численного эксперимента. Значения падающих лучистых потоков, определенные по учебнику при $\epsilon = 0.975$ и $T = T_{\max}$, отличаются от значений, полученных по результатам численного эксперимента, на 70% при $(X-0.5D) = 1$ м и в 3 раза при $(X-0.5D) = 6$ м. Такое различие объясняется принятой моделью расчета в учебнике. В соответствии с этой моделью факел заменяется плоской поверхностью

с известной температурой поверхности и степенью черноты, причем температура принимается равной максимальной, что не учитывает процессы переизлучения в самом факеле.

Для малых размеров очагов эта модель работает хорошо, поскольку для них лучистый поток определяется наиболее нагретой областью пламени и проходит без изменения через факел. Для очагов больших размеров лучистый тепловой поток ослабляется, проходя через объем факела, что ведет к уменьшению расчетной температуры факела. На рис. 4.15 приведена зависимость падающего теплового потока, определенная по учебнику (кривая 3), но с исходными расчетными данными, полученными из анализа численного эксперимента. За расчетную температуру принято $T = 0,905T_{\max}$, и значение степени черноты согласно рис. 4.18 принято $\varepsilon_f = 0,7$, соответствующее среднему значению в диапазоне критерия $Bu = 5-10$. При величине $(X-0,5D) = 1$ м значения падающего лучистого потока, определенные по среднему с $\varepsilon_f = 0,7$ и $T = 0,905T_{\max}$, меньше значения, полученного по результатам численного эксперимента, на 17 % и при значении $(K-0,5D) = 6$ м выше на 44 %, что следует считать вполне удовлетворительным. Анализ приведенных данных позволяет сделать вывод о хорошем качественном и количественном совпадении рассмотренной модели радиационного теплообмена между локальным очагом пожара и вертикальными конструкциями с экспериментальными исследованиями. Модель хорошо работает как при горении жидких, так и при горении твердых веществ.

Степень воздействия локального очага пожара на вертикальные конструкции и различные объекты, приводящая к усилению пожарной опасности и нежелательным последствиям, связанным с потерей устойчивости конструкций, загоранием соседних с очагом предметов и т. д., главным образом зависит от максимальной величины плотности падающего лучистого потока.

Проведенные расчеты показали, что максимальная плотность падающего лучистого пожара в горизонтальном направлении реализуется на высоте, равной высоте факела, где его температура имеет максимальное значение $y_{\max}$ и его направление совпадает с нормалью к вертикальной поверхности, проходящей через ось очага.

Анализ численных экспериментов позволил выразить значение максимальной плотности падающих лучистых потоков от локального очага пожара в горизонтальном направлении в виде зависимости

$$q_R = A \sigma T_f^4 \left(\frac{x}{D} \right)^{-B}. \quad (4.103)$$

В соотношении (4.103) значение эффективной температуры пламени T_f характеризует совокупное излучение всех его элементов по направлениям излучения и определяется из соотношения

$$T_f = \left[\frac{\sum_{i=1}^{l=k_1} \sum_{j=1}^{J=k_2} \sum_{N=1}^{N=k_3} 4k_x \sigma T_x^4 dV}{\sum_{i=1}^{l=k_1} \sum_{j=1}^{J=k_2} \sum_{N=1}^{N=k_3} 4k_x \sigma dV} \right]^{1/4}, \quad (4.104)$$

где k_1, k_2, k_3 — число разбиений объема пламени по высоте, ширине и в радиальном направлении, соответствующее (4.95).

Расчеты по (4.104), выполненные на ЭВМ для различных видов сгораемых материалов и размеров очага пожара, показали, что эффективная температура пламени при значении числа $Bu \leq 6$ может быть принята равной максимальной температуре.

При больших значениях оптической толщины факела $Bu > 6$ эффективная температура определяется как

$$T_f = 0,905T_{\max}. \quad (4.105)$$

Уменьшение эффективной температуры пламени при значениях $Bu > 6$ связано с ослабляющей способностью объема факела. Коэффициент A и показатель степени B в уравнении (4.103) являются сложными функциями оптической характеристики очага пожара, числа Бугера, которое определяется из соотношения

$$Bu = kD, \quad (4.106)$$

где k — коэффициент ослабления газовой среды в объеме факела, m^{-1} , определяется по соотношению $k = 1,6 \cdot 10^{-3} T_{\max} - 0,5$; D — характерный размер факела для круглого очага равен диаметру; для очага произвольной формы $D \approx \sqrt{F_{\text{гор}}}$, где $F_{\text{гор}}$ — площадь очага пожара.

Зависимости коэффициента A и показателя степени B от числа Bu приведены на рис. 4.16.

Для значений $Bu \leq 1$, что соответствует оптически прозрачному пламени, значения $A-B$ можно описать линейными зависимостями: $A = 0,16Bu$ и $B = 3,5 - 0,16Bu$, что приводит к следующей зависимости для определения максимальной плотности падающего лучистого потока:

$$q_R = 0,16 Bu \sigma T_{\max}^4 \left(\frac{x}{D} \right)^{0,16Bu-3,5}. \quad (4.107)$$

При значениях $Bu > 14$ величины A и B не зависят от числа Bu и принимают постоянное значение: $A = 0,24$, $B = 1,65$; соотношение (4.103) с учетом величины эффективной температуры принимает вид

$$q_R = 0,24 \sigma T_{\max}^4 \left(\frac{x}{D} \right)^{-1,65}. \quad (4.108)$$

Величина $A(x/D)^{-B}$, входящая в уравнение (4.103), по своему физическому смыслу есть произведение степени черноты факела на

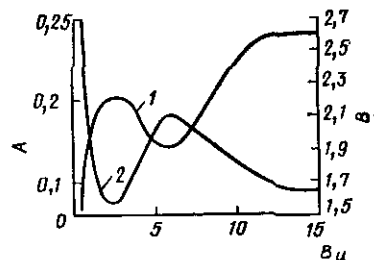


Рис. 4.16. Зависимость коэффициента A и показателя степени B от числа Бугера

1 — коэффициент A ; 2 — показатель степени B

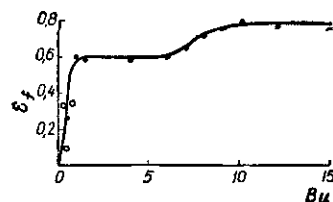


Рис. 4.17. Зависимость степени черноты факела пламени от числа Бугера

● — результаты численного эксперимента; — экстраполяционная кривая

коэффициент облученности факела и элементарной площадки, расположенной на высоте $y = y_{\max}$, нормаль к которой проходит через ось пламени. Если эту площадку разместить на расстоянии $X = 0,5D$ от оси пламени, т. е. на поверхность факела, то величина $A(x \cdot D)^{-B}$ будет соответствовать степени черноты факела. Характер изменения степени черноты факела пламени от величины числа Bu приведен на рис. 4.17.

По характеру изменения степени черноты факела пламени от оптической толщины его можно разделить на четыре вида. При изменении оптической толщины в интервале $0 < Bu \leq 1$ пламя является оптически прозрачным. Это — несветящееся пламя при горении газа и светящееся пламя при горении жидких и твердых топлив малых характерных размеров. Второй вид пламени находится в интервале изменения числа $1 < Bu \leq 6$, и степень его черноты не зависит от числа Bu . Это — ламинарное и слабо турбулентное светящееся пламя. Для первого и второго вида пламени в качестве эффективной температуры берется ее максимальное значение. Третий и четвертый виды пламени относятся к развитому турбулентному пламени с оптически плотной газовой средой, что приводит к уменьшению эффективной температуры по (4.105).

На практике бывает сложно оценить значение критерия Бугера для светящегося пламени и в связи с этим целесообразно оценить вид пламени в зависимости от его определяющего размера, который не представляет труда определить на практике.

Для определения среднего значения коэффициента поглощения в факеле пламени при различных режимах горения (для различных видов пожара) была создана экспериментальная установка. В качестве источника монохроматического света использовался лазерный

генератор ЛГ-72 с длиной волны генерируемого излучения $\lambda = 0,63$ мкм. Изменение интенсивности излучения лазерного генератора, проходящего через исследуемый объект, регистрировалось с помощью чувствительного элемента люксметра 10—16 с записью на вторичном приборе КСП-4 в стационарном режиме горения. Размеры и форма пламени определялись визуально с помощью масштабной линейки и по их фотографиям. Во время проведения эксперимента измерялась локальная температура факела $X-A$ термпарой диаметром 0,7 мм. Одновременно с помощью автоматического газоанализатора МН 5130 определялось процентное содержание кислорода в пламени в месте замера температуры. По данным о содержании кислорода и температуры в пламени определялись коэффициент избытка окислителя и состав продуктов сгорания по данным расчета состава продуктов горения топлива. Экспериментальные исследования проводились на этиловом спирте, керосине и древесине. Концентрация сажи и коэффициенты поглощения измерялись при горении на открытом воздухе и в экспериментальных установках размерами $0,8 \times 1,2 \times 0,6$ м³ и $1,2 \times 1,2 \times 1,2$ м³, где создавались различные режимы пожаров. В результате проведения экспериментальных исследований были получены следующие эмпирические соотношения для определения среднего коэффициента поглощения очага пожара в зависимости от вида пожара:

для пожаров, регулируемых нагрузкой (ПРН),

$$k = (0,9 - 1,1) T \cdot 10^{-3} - 0,5; \quad (4.109)$$

для пожаров с критическими параметрами горения

$$k = 1,6 \cdot 10^{-3} T - 0,5; \quad (4.110)$$

для пожаров, регулируемых вентиляцией (ПРВ),

$$k = (1,8 - 2,0) T \cdot 10^{-3}. \quad (4.111)$$

Локальные пожары по своему характеру горения относятся к пожарам, регулируемым нагрузкой. Среднее значение коэффициента поглощения газовой среды факела для локальных пожаров составляет $k \approx 2$ м⁻¹.

В соответствии с определенными значениями чисел Бугера, разделяющими пламя на виды, легко определить их характерные размеры (для светящегося пламени). Для пламени первого вида с интервалом изменения $0 < Bu \leq 1$ характерный размер $D \leq 0,5$ м; для второго вида $2,5 \geq D > 0,5$ м; для третьего вида $5 \text{ м} \geq D > 2,5$ м; для четвертого вида $D > 5$ м.

Соотношения вида (4.103) получены для случая, когда расстояние от вертикальных строительных конструкций до оси очага пожара равно или более $0,5D$, т. е. конструкции за факелом или на его границе. Очевидно, что в условиях локального пожара вертикальные

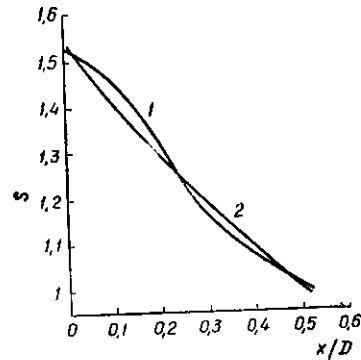


Рис. 4.18. Зависимость функции от приведенного расстояния

1 — кривая, построенная по результатам численного эксперимента;
2 — кривая, построенная по (4.113)

строительные конструкции могут оказаться в объеме очага на различном удалении от его оси. В этом случае для определения устойчивости такой конструкции ее прогрев необходимо также определять в области максимальных значений падающих лучистых потоков на высоте $y = y_{\max}$

Анализ изложенной модели лучистого теплообмена позволяет определить общий характер изменения падающих лучистых потоков в зависимости от расположения вертикальной конструкции. Наибольшее значение плотности падающего лучистого потока будет при расположении конструкции на оси факела. При удалении ее от оси плотность падающего потока будет уменьшаться и при значении $X = 0,5D$ будет равна.

$$q_R = A\sigma T_f^4 (0,5)^{-B}.$$

Величину плотности падающего лучистого потока в элемент конструкции, нормаль к которой направлена к оси пламени в области изменения расстояния $0 \leq X \leq 0,5D$, можно представить в виде

$$q_{R(x)} = S\left(\frac{x}{D}\right) A\sigma T_f^4 (0,5)^{-B}, \quad (4.112)$$

где $S(x/D)$ — функция, определяющая характер изменения плотности падающего потока в зависимости от расположения конструкции в факеле

На рис. 4.18 приведен вид данной функции, полученной численным экспериментом в соответствии с изложенной теорией, которую с точностью до 2 % можно представить в следующем виде.

$$S\left(\frac{x}{D}\right) = 1,55 \exp\left(-0,88 \frac{x}{D}\right). \quad (4.113)$$

Таким образом, значение плотности падающих лучистых потоков на элемент конструкции, расположенной в факеле пламени, может быть определено из (4.112) с учетом (4.113),

При значении $Bu > 14$, что соответствует определяющему размеру факела порядка 7 м, плотность падающего потока с учетом (4.108) и (4.113) будет определяться из соотношения

$$q_{R(x)} = 0,78\sigma T_{\max}^4 \exp\left(-0,88 \frac{x}{D}\right). \quad (4.114)$$

Очевидно, что поверхность вертикальной строительной конструкции, нормаль к которой обращена от оси пламени, не испытывает воздействия от лучистого потока, если эта конструкция расположена за зоной факела. В случае если эта конструкция расположена в зоне факела, то и поверхность с нормалью от оси пламени будет воспринимать лучистые тепловые потоки от факела. Определим плотность падающих лучистых потоков к такой поверхности как

$$q_{R(-x)} = F\left(\frac{x}{D}\right) q_{R(x)}, \quad (4.115)$$

где $F(x/D)$ — функция, определяющая различие в величинах плотностей падающих тепловых потоков в элемент конструкции с нормалью, обращенной к оси факела и от оси факела.

Вид функции $F(x/D)$, полученной в результате численного эксперимента, приведен на рис. 4.19, которую с точностью до 8 % можно представить в виде

$$F\left(\frac{x}{D}\right) = 2 - \exp\left(1,39 \frac{x}{D}\right). \quad (4.116)$$

С учетом полученного выражения (4.116) плотность максимального падающего теплового потока на элемент вертикальной конструкции с нормалью, направленной от оси факела, может быть определена из соотношения

$$q_{R(-x)} = 1,55 \exp\left(-0,88 \frac{x}{D}\right) A\sigma T_f^4 (0,5)^{-B} \left[2 - \exp\left(1,39 \frac{x}{D}\right)\right]. \quad (4.117)$$

Для факелов со значением числа $Bu > 14$ соотношение (4.117) принимает вид

$$q_{R(-x)} = 0,78\sigma T_{\max}^4 \exp\left(-0,88 \frac{x}{D}\right) \left[2 - \exp\left(1,39 \frac{x}{D}\right)\right]. \quad (4.118)$$

Плотность падающих тепловых потоков на элемент смежных граней строительных конструкций прямоугольного сечения можно определить как полусумму плотностей падающих потоков поверхностей граней, нормали к которым проходят через ось очага:

$$q_{R(x;-x)} = \frac{q_{R(x)} + q_{R(-x)}}{2}. \quad (4.119)$$

Используя полученные соотношения вида (4.103), получим соот-

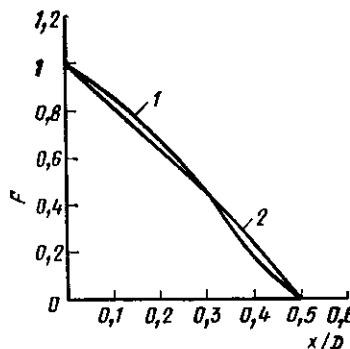


Рис. 4.19. Зависимость функции от приведенного расстояния

1 — кривая, построенная по (4.116);
2 — кривая, построенная по результатам численного эксперимента

ношения для определения противопожарных разрывов между различными объектами. Сформулируем условия пожарной безопасности для каких-либо двух объемов, одним из которых является очаг пожара:

$$\beta q_R < q_{R, \text{кр}}, \quad (4.120)$$

где β — коэффициент запаса; q_R — значение максимальной плотности падающего лучистого потока, кВт·м⁻²; $q_{R, \text{кр}}$ — критическая плотность падающего теплового потока, кВт·м⁻².

В отличие от метода, где в качестве исходных параметров используются значения плотностей эффективных лучистых потоков, в (4.120) используется значение плотностей падающих лучистых потоков. Это позволяет существенно упростить метод определения противопожарного разрыва, увеличивая его точность. Точность расчета главным образом может быть увеличена за счет экспериментального определения критической плотности падающего лучистого потока (4.120) вместо определения плотностей эффективного лучистого потока.

В общем виде уравнение, позволяющее определять расчетную величину противопожарного разрыва, может быть получено из соотношения (4.103), заменив в нем значение плотности падающего потока на его критическое значение.

$$q_{R, \text{кр}} = A \sigma T_f^4 \left(\frac{x}{D} \right)^{-B}. \quad (4.121)$$

Поскольку практические задачи решаются для очагов пожара достаточно больших размеров с определяющим размером, большим 7 м, воспользуемся соотношением (4.108), которое после несложных преобразований и заменой q_R на $q_{R, \text{кр}}$ можно привести к следующему виду:

$$\left(\frac{x}{D} \right)^{1,65} = 0,93 \frac{\left(\frac{T_{\text{max}}}{100} \right)^4}{q_{R, \text{кр}}}. \quad (4.122)$$

Для большинства материалов, составляющих пожарную нагрузку в зданиях, можно принять значения $T_{\text{max}} = 1373$ К. Для заданного значения температуры уравнение для определения противопожарного разрыва (4.122) упрощается:

$$\left(\frac{x}{D} \right)^{1,65} = \frac{33}{q_{R, \text{кр}}}. \quad (4.123)$$

В табл. 4.5 приведены значения расчетных безразмерных противопожарных разрывов в зависимости от величины критической плотности падающего лучистого потока, определенные по (4.123). Величину противопожарного разрыва следует принимать равной расчетной, умноженной на коэффициент запаса β .

Таблица 4.5. Значения расчетных величин противопожарных разрывов x/D в зависимости от величины критической плотности падающих лучистых потоков $q_{R, \text{кр}}$, кВт·м⁻²

$q_{R, \text{кр}}$	5	10	15	20	25	30
x/D	3,2	2,07	1,62	1,36	1,118	1,06
$q_{R, \text{п}}$	40	50	60	70	90	100
x/D	0,89	0,78	0,69	0,63	0,54	0,5

4.5. ТЕПЛООБМЕН ГОРИЗОНТАЛЬНЫХ СТРОИТЕЛЬНЫХ КОНСТРУКЦИЙ ПОКРЫТИЙ И ПЕРЕКРЫТИЙ

4.5.1. Экспериментальные исследования гидродинамического и теплового взаимодействия очага пожара с горизонтальными конструкциями

Математическая модель теплового воздействия очага пожара с горизонтальными конструкциями перекрытия в общем виде с учетом лучистого теплообмена приведена в гл. 3 разд. 3.2. Как следует из (3.131), для помещений объемом более $1 \cdot 10^4$ м³, где наиболее

актуальны вопросы устойчивости строительных конструкций в условиях локальных пожаров или их начальной стадии, для объемных пожаров $Re. > 10^5$. Поэтому при решении тепловой задачи в разд. 3.2 было принято распределение температуры по толщине пограничного слоя в соответствии с (3.109) и учтены особенности гидродинамического взаимодействия неизолированной газовой струи с нормально расположенной поверхностью.

В отличие от объемных пожаров при локальных пожарах конвективный и лучистый теплообмен является аддитивным, значение числа $Re.$ может быть меньше 10^5 , что должно отразиться на характере теплового и гидродинамического взаимодействия. В силу ряда объективных факторов, затрудняющих экспериментальные исследования данного процесса в натуре (высокие температуры, сильная загазованность и задымленность и др., создающие непосредственную опасность для экспериментатора), в основу исследований был положен модельный эксперимент с последующей проверкой полученных результатов на крупномасштабных экспериментах.

Испытательный объект представлял собой горизонтально расположенную металлическую поверхность $2,5 \times 1$ м, которая устанавливалась с помощью четырех ножен на высоту 2 м от уровня пола. Поверхность была подготовлена из окисленной листовой стали толщиной 1 мм. На рабочую поверхность, обращенную к очагу, наносился слой сажи из углерода, что позволяло принять ее степень черноты 0,98.

Для поддержания температуры поверхности на заданном уровне на ней монтировались тонкостенные медные резервуары $0,4 \times 0,3 \times 0,3$ м, по которым циркулировала охлаждающая вода.

Очаг пожара создавался при сжигании ацетона, бутилового спирта, керосина в круглых поддонах, изготовленных из листовой стали с диаметром 0,15—0,4 м. Поддоны устанавливались на подставку, которая позволяла менять расстояние от поддона до перекрытия. Экспериментальный стенд позволял проводить исследования в диапазонах определяющих параметров. $\bar{h} = 0,45 \div 6$, $Re. = 9 \cdot 10^2 \div 1,2 \cdot 10^5$.

Измерение температур на оси восходящего потока над очагом горения производилось пятью экранированными X—A термопарами с диаметром королька 0,2 мм. Первая термопара размещалась на расстоянии 5—10 мм от поверхности, остальные — равномерно по высоте течения. Температура поверхности измерялась девятью X—A термопарами с диаметром королька 0,2 мм. Спаян термопар фиксировались на поверхности с помощью медной фольги, которая к ней приклеивалась. Для электроизоляции термопар использовался стеклотрубок. Одна из термопар устанавливалась в центре поверхности, которая являлась критической точкой $r = 0$, а остальные — через

каждые 300 мм от оси поверхности. Термопары через медный компенсационный провод подключались к потенциометру ЭПП-09.

Измерение полей температур в пограничном слое под перекрытием производилось X—A термопарой с диаметром королька 0,1 мм, которая размещалась на координатном устройстве, имеющем автоматический и ручной привод.

Поле температур измерялось в сечениях через каждые 100 мм от оси потока (центра поверхности). Запись показаний передвижной термопары проводилась на потенциометре КСП-4.

Для измерения давления в пристенном пограничном слое вдоль поверхности были просверлены отверстия диаметром 3 мм и приварены стальные трубки, на которые надевались резиновые шланги, соединенные с дифманометром типа ДКО. В качестве вторичного прибора, регистрирующего показания дифманометра, использовался автоматический самопишущий прибор с дифференциально-трансформаторной схемой КСД-2. Трубки для отбора давления размещались следующим образом: первая — в центре, остальные четыре — на расстоянии 100 мм друг от друга по середине поверхности в одну сторону от центра.

Скорости газового потока, набегающего на исследуемую поверхность, и под перекрытием измерялись с помощью термоанемометра марки ЭТАМ-5-74.

Поскольку вольфрамовая нить, обычно используемая в насадках термоанемометра, не обладает достаточной коррозионной стойкостью, к продуктам горения, в качестве нити датчика была использована платиновая проволока диаметром 50 мкм. Величина оптимального базисного перегрева составила 1,05. Скоростная градуировка насадки проводилась на специальных стендах в ВЭИ имени Ленина и во ВНИИПО МВД СССР. Для защиты стержня насадка от излучения пламени его поверхность обматывалась асбестовым шнуром. Ножки насадка были изготовлены из нихрома Х15Н60, и их нагрев не вносил погрешности в показания датчика.

Насадок жестко крепился на координатнике с ручным приводом. Шаг вертикального перемещения датчика составлял 0,5 мм. Минимальное расстояние от нити датчика термоанемометра до поверхности составляло 0,2 мм. При каждом конкретном положении нити относительно исследуемой поверхности фиксировалось осредненное значение выходного сигнала. В области струйного пограничного слоя датчик перемещался в вертикальном направлении с шагом 3—5 мм.

При измерении пульсационных характеристик пограничного слоя показания термоанометра регистрировались на шлейфовом осциллографе Н115, подключенном через делительную схему. Измерения скорости в течениях под перекрытием проводились через каждые 50 мм, начиная от оси потока и до расстояния 1200 мм, где начина-

ли сказываться краевые эффекты. При введении датчика в пламя на его нити осаждаются частички сажи, поэтому после каждого опыта насадок необходимо очищать.

Суммарные тепловые потоки к поверхности конструкции измерялись с помощью датчиков ДПТ-204, созданных в Институте технической теплофизики АН УССР. Датчик с помощью клея на основе окиси циркония приклеивался к торцевой поверхности медного стаканчика, через который циркулировала вода. Температура воды поддерживалась постоянной, равной температуре, при которой тарировались датчики, и контролировалась термопарой, помещенной в распределитель. Тепловоспринимающая поверхность датчика заделывалась заподлицо с исследуемой поверхностью. Теплоизоляция датчика от поверхности обеспечивалась асбоцементной втулкой. Всего на поверхности размещалось пять датчиков суммарного теплового потока: один — в центре, остальные — по радиусу, на равном расстоянии друг от друга. Для различных опытов расстояние между датчиками менялось, данные о расположении датчиков приведены в [3]. Запись показаний датчиков осуществлялась на потенциометре КСП-4, подключение к потенциометру выполнено с помощью компенсационного провода марки МГШ.

Суммарный коэффициент теплоотдачи определялся как

$$\alpha = \frac{q}{T_0 - T_w}, \quad (4.124)$$

где q — плотность суммарного теплового потока, определяемого по показаниям датчика, Вт·м⁻²; T_0 — температура на оси потока за пределом пограничного слоя на расстоянии 5–10 мм под исследуемой поверхностью; T_w — температура поверхности.

Измерение плотности падающего лучистого потока на испытуемой поверхности проводилось с помощью охлаждаемых радиометров полусферического излучения [3].

Для предотвращения попадания продуктов горения в рабочую полость радиометра через нее продувался воздух с постоянным расходом 2,5 л/мин. Тарировка радиометров производилась на модели абсолютно черного тела. В качестве регистрирующего прибора использовался самопишущий потенциометр КСП, подключение к которому осуществлялось через медный компенсационный провод. Всего на поверхности располагалось 5 радиометров в центре и на том же расстоянии от центра, что и датчики суммарного теплового потока.

Во избежание влияния продувки воздуха через радиометр на показание суммарного датчика располагали датчики друг от друга на расстоянии 150 мм. Для центральных датчиков в установившемся режиме применялось поочередное включение.

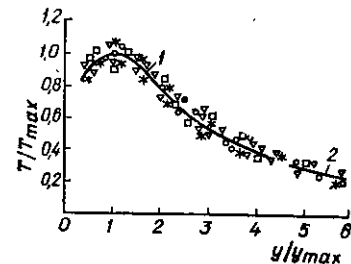


Рис. 4.20. Изменение температуры на оси факела

1 — кривая, построенная по [9]; 2 — кривая, построенная по [3]. Данные экспериментальных исследований при горении: * — древесины, ∇ — ацетона, $\square$ — керосина, $\circ$ — бутила; $T_{\max}$ — максимальное значение температуры на оси факела; $y_{\max}$ — координаты на оси факела, где $T = T_{\max}$

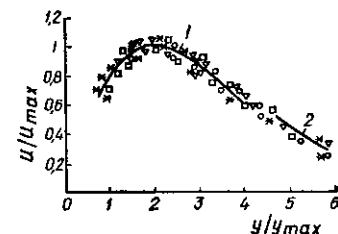


Рис. 4.21. Изменение скорости и на оси факела

1 — кривая, построенная по [9]; 2 — кривая, построенная по данным Ю. П. Воротинцева. Данные экспериментальных исследований при горении: * — древесины, ∇ — ацетона, $\square$ — керосина, $\circ$ — бутила; $u_{\max}$ — максимальное значение скорости на оси факела; $y_{\max}$ — координата на оси пламени, где $T = T_{\max}$

По данным измеренной величины плотности падающего лучистого теплового потока определялась плотность поглощенного лучистого потока по уравнению (4.102).

Плотность конвективного теплового потока определялась как

$$q_k = q - q_{nR}, \quad (4.125)$$

где q — измеренная плотность суммарного теплового потока, Вт·м⁻²; q_{nR} — плотность поглощенного лучистого потока, определяемая по (4.102), Вт·м⁻².

Коэффициент теплоотдачи конвекцией определялся из соотношения

$$\alpha_k = \frac{q_k}{T_0 - T_w}. \quad (4.126)$$

Полученные с помощью модели результаты по суммарному тепловому потоку сравнивались с результатами крупномасштабных испытаний на фрагментах, описание которых приведено в гл. 3, разд. 3.3.1. Испытания на фрагментах в режимах начальной стадии пожара и локальных пожаров производились при горении пожарной нагрузки из древесины и керосина с площадью горения от 1 до 4 м². Это позволило произвести испытания в диапазоне определяющих параметров $\bar{h} = 1,5 \div 6$ и $Re_x = 6 \cdot 10^4 \div 1,5 \cdot 10^5$. Оценка погрешности результатов испытаний приведена в [3] и не превышала 10 % для коэффициента теплоотдачи. Погрешность измерения скорости составила 4 %, а максимальная относительная погрешность измерения

температуры пламени не превышала 5 %. В проведенных экспериментах степень турбулентности на оси восходящего потока изменялась в пределах 6—12 %.

На рис. 4.20, 4.21 приведены результаты исследований температуры и скорости на оси пламени при наличии горизонтальной преграды и сравнение их с соответствующими методами расчетов по [3] и без учета преграды.

В работе [3] расчетные соотношения были получены в диапазоне изменения $\bar{y} = \frac{y}{y_{\max}}$ от 0,2 до 4; как показывают данные рис. 4.20, 4.21, эти зависимости можно экстраполировать до значений $\bar{y}=4,5$. При значительном удалении от светящейся зоны при $\bar{y}>4,5$ до значений $\bar{y}=6$ экспериментальные результаты хорошо согласуются с результатами Ю. П. Воротынцева.

Таким образом, экспериментальные исследования показали, что параметры восходящего потока над очагом горения при наличии на его пути плоского перекрытия с достаточной для инженерных расчетов степенью точности можно рассчитать:

при $0,2 \leq \bar{y} \leq 4,5$
температура по (4.99)

$$\frac{u}{u_{\max}} = 1,58 \bar{y}^{1,32} e^{-0,69\bar{y}}, \quad (4.127)$$

при $4,5 < \bar{y} \leq 6$

$$T - T_0 = 0,21 Q_0^{0,66} \bar{y}^{-2}, \quad (4.128)$$

$$u = 1,53 \cdot 10^{-4} Q_0^{1,11} \bar{y}^{-3,33}. \quad (4.129)$$

Значения максимальных температур $T_{\max}$ и высоты пламени $y_{\max}$, на которой эта температура реализуется, необходимые для расчетов по (4.99) и (4.127), определены [21]. Для инженерных расчетов эти значения для ряда материалов приведены в табл. 4.4, 4.3.

Максимальная скорость на оси пламени определяется из соотношения

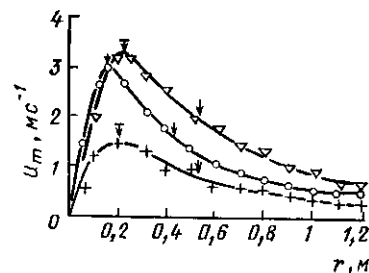
$$u_{\max} \approx 2,15 (Dg)^{0,5}. \quad (4.130)$$

Теплопроизводительность очага Q_0 , Вт, входящая в (4.128) и (4.129), определяется из (3.132), где площадь горения $F_{\text{гор}}$ может быть как постоянной при горении ЛВЖ и ГЖ, так и переменной при горении твердых горючих и трудногорючих материалов.

На рис. 4.22 в качестве примера приведены результаты экспериментальных исследований скоростей в течениях под перекрытием на внешней границе пристенного пограничного слоя u_m .

Рис. 4.22 Изменение скорости течения на внешней границе пристенного пограничного слоя u_m . Экспериментальные данные при горении ацетона

○ — $D=0,3$ м, $h=0,35$ м; ▽ — $D=0,3$ м; $h=0,5$ м; + — $D=0,15$ м; $h=0,75$ м
— — — — — аппроксимирующие кривые; ↓ — граница области ускоренного течения ($\bar{r}=1$); ↓ — граница области переходного течения ($\bar{r}=2,4$); r — расстояние от оси факела; h — расстояние от горизонтальной конструкции до зеркала горения



Характер изменения аппроксимирующих экспериментальных данных кривых позволяет выделить три области течения в пристенном пограничном слое. Границы их на рис. 4.22 обозначены стрелками, в которых кривые имеют точки перегиба. Анализ и обобщение экспериментальных данных целесообразно проводить в виде зависимостей

$$\bar{u}_m = \frac{u_m}{u_*} = f\left(\frac{r}{r_*} = \bar{r}\right),$$

где u_* — максимальное значение скорости на внешней границе пристенного пограничного слоя; r_* — расстояние от лобовой точки, где скорость u_m принимает максимальное значение $u_m = u_*$.

На рис. 4.23 и 4.24 приведены результаты экспериментальных исследований, позволяющие получить эмпирические зависимости для определения величины r_* (3.103) и u_* (3.104).

Как видно из рис. 4.24, значение u_*/u_0 изменялось от 0,97 до 0,78. По данным работы П. М. Брдлика, это отношение изменяется от 1 до 0,81 в начальном участке вынужденной струи и от 0,81 до 0,72 на основном участке. Это говорит о достаточно хорошей схожести общих закономерностей взаимодействия потока над очагом горения и вынужденной струи с нормально расположенной поверхностью, несмотря на существенные качественные различия в структуре этих потоков.

Область ускоренного течения расположена в пределах изменения безразмерного расстояния $0 \leq \bar{r} < 1$. Скорость меняется от $u_m = 0$ при $\bar{r} = 0$ и до $\bar{u}_m = 1$ при $\bar{r} = 1$. Результаты экспериментальных исследований скорости потока в ускоренной области течения приведены на рис. 4.25. Анализ экспериментальных данных показал, что описание закона изменения u_m в виде полинома со степенью выше, чем третья, не дает существенного увеличения точности. Представление

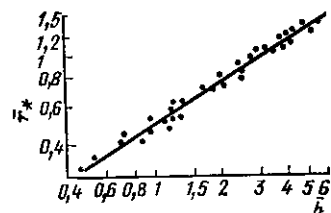


Рис. 4.23 Зависимость относительного расстояния $\bar{r}_x$ от относительной высоты расположения поверхности $\bar{h}$
● — экспериментальные данные; — кривая, построенная по (3.103)

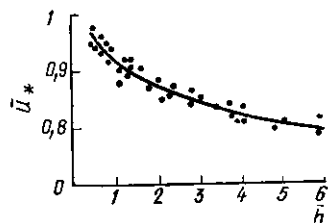


Рис. 4.24. Зависимость приведенной скорости $\bar{u}_*$ от относительной высоты $\bar{h}$
● — экспериментальные данные; — кривая, построенная по (3.104)

зависимости $\bar{u}_m = f(\bar{r})$ в виде полинома третьей степени позволило получить соотношение (3.70).

В непосредственной близости от лобовой точки ($r < 0,4$) безразмерная скорость линейно зависит от безразмерной координаты, что характерно при нормальном обтекании поверхности неограниченным потоком. Важным для области ускоренного течения является то, что в нем давление изменяется от давления полностью заторможенного потока в точке $\bar{r} = 0$ до некоторого минимального значения, вызывая ускоренное движение жидкости. Анализ экспериментальных данных показывает, что наибольший градиент давления имеет место в области ускоренного движения ($0 < \bar{r} < 1$), а на расстоянии $\bar{r} > 3$ давление в пограничном слое практически совпадает с атмосферным.

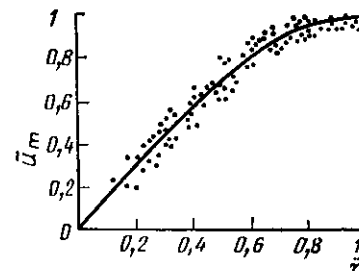
Экспериментальные данные по изменению статического давления в пограничном слое можно представить в виде соотношения

$$\frac{P - P_\infty}{\frac{\rho u_0^2}{2}} = \exp(-1, \bar{r}). \quad (4.131)$$

В связи с этим профиль скорости в области ускоренного течения при наличии изменяющего градиента давления можно представить в виде (3.67).

В области переходного течения ($1 < r \leq 2,4$) скорость на внешней границе пристенного пограничного слоя начинает падать, движение жидкости замедляется, а тенденция ее к перемешиванию увеличивается. На характер изменения скорости u_m сильное влияние оказывают закономерности, присущие свободным струям.

Рис. 4.25 Изменение приведенной скорости газового потока $\bar{u}_m$ в зоне ускоренного течения
● — экспериментальные данные; — кривая, построенная по (3.70); $\bar{r} = r/r_*$ — приведенное расстояние



В этой области экспериментальные данные $\bar{u}_m = f(\bar{r})$, приведенные на рис. 4.26, описываются зависимостью (3.82).

Результаты экспериментальных исследований показали, что верхняя граница переходного течения $\bar{r} = 2,4$ больше, чем полученная П. М. Брдликом, что указывает на большую устойчивость потока в пограничном слое при движении высокотемпературных неизотермичных газов по сравнению с низкотемпературными изотермичскими газами из-за вязкостных явлений.

В области основного течения $\bar{r} > 2,4$ изменение скорости на внешней границе пристенного пограничного слоя определяется законами свободной струи и не связано с градиентом давления вдоль потока. В связи с этим профиль скорости в области основного течения автомоделен. Распространение продуктов сгорания в этой области потока является совокупностью двух видов движения: в пристенном пограничном слое, где справедливы законы пограничного слоя; в струйном пограничном слое, где характерны законы свободных затопленных струй.

На рис. 4.27 приведены экспериментальные данные по изменению $\bar{u}_m = f(\bar{r})$ в области основного течения. В интервале изменения $2,4 < \bar{r} \leq 6$ эта зависимость описывается соотношением (3.96).

В области основного течения пограничный слой носит турбулентный характер, профили скоростей подобны и, как показали результаты экспериментальных исследований (рис. 4.28), их можно описать соотношением (3.94). Степенной закон $1/12$ является следствием воздействия на пристенный пограничный слой струйного пограничного слоя, толщина которого b равна разности толщин струй B и динамического пограничного слоя δ .

При анализе экспериментальных данных за толщину струи B принималось такое расстояние от поверхности, где значение скорости в струйном тении составляло величину $u = 0,05 u_m$. Полученная экспериментально зависимость безразмерной толщины струи

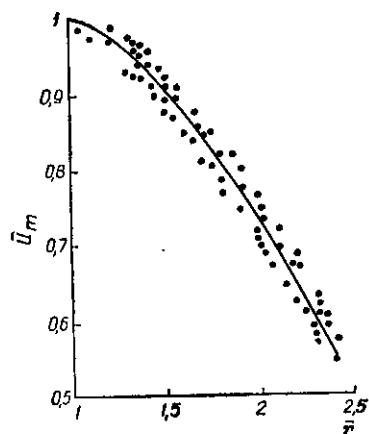


Рис. 4.26. Изменение приведенной скорости газового потока u_m в области переходного течения

● — экспериментальные данные; — кривая, построенная по (3.82); r — приведенное расстояние v

$\bar{B} = \frac{B}{u_{\max}}$ от параметров $\bar{r}$ и $\bar{h}$, приведенная на рис. 4.29, описывается соотношением (3.139). На рис. 4.30 приведен профиль скорости в струйном пограничном слое, который может быть описан профилем Шлихтинга [11], полученным для свободных затопленных струй (3.138).

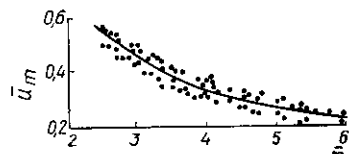


Рис. 4.27. Изменение приведенной скорости газового потока u_m в области основного сечения

● — экспериментальные данные; — кривая, построенная по (3.96); r — приведенное расстояние

Рис. 4.28. Распределение скорости по толщине пограничного слоя δ в области основного течения

1 — кривая, построенная по (3.94); 2 — кривая, построенная по закону «одной седьмой»; $u/u_m = (y/\delta_m)^{1/7}$; ● — экспериментальные данные

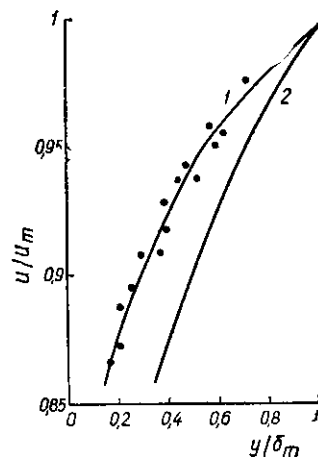
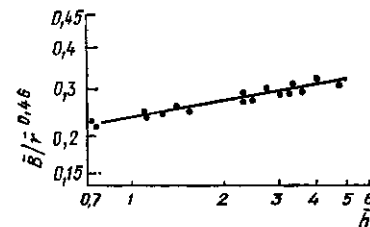


Рис. 4.29. Зависимость безразмерной толщины струи $\bar{B}$ от безразмерных расстояний $\bar{r}$ и высоты $\bar{h}$

— кривая, построенная по (3.139); ● — экспериментальные данные



На рис. 4.31 приведено сравнение полученных результатов по изменению скорости на внешней границе пристенного пограничного слоя с результатами других авторов.

Приведенное сравнение показывает, что полученные результаты находятся в хорошем соответствии с результатами численного и физического экспериментов, полученных при достаточно больших очагах горения и высотах перекрытия. Одновременно видно, что

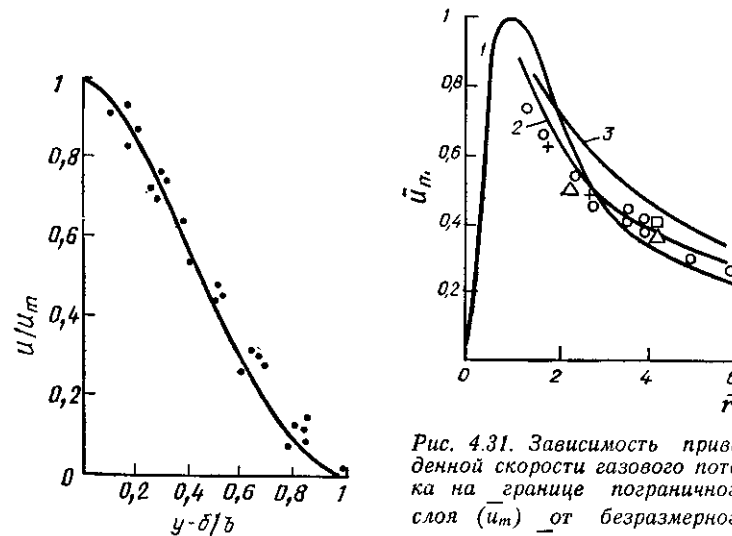


Рис. 4.31. Зависимость приведенной скорости газового потока на границе пограничного слоя (u_m) от безразмерного расстояния r

1 — кривая, построенная по (3.70), (3.82) и (3.96); 2 — кривая, построенная по данным R. L. Alperia; 3 — кривая, построенная по данным П. М. Брдлика, А. Т. Сичева; экспериментальные данные R. L. Alperia; ● — этанол $D=0,8$ м; $h=8,64$ м; △ — древесина $D=1,22$ м; $h=8$ м; ○ — этанол $D=0,3$ м; $h=2,4$ м; + — этанол $D=0,6$ м; $h=2,4$ м

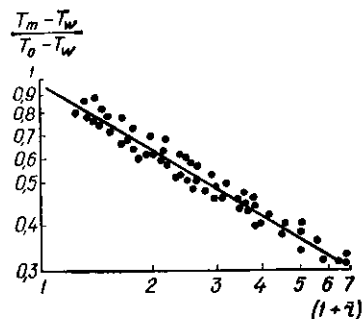


Рис. 4.32. Зависимость температуры газовой среды на внешней границе пограничного слоя T_m от расстояния до оси потока r

— кривая, построенная по (3.111); ● — экспериментальные данные; T_w — температура на поверхности конструкции; T_0 — температура на оси набегающего потока

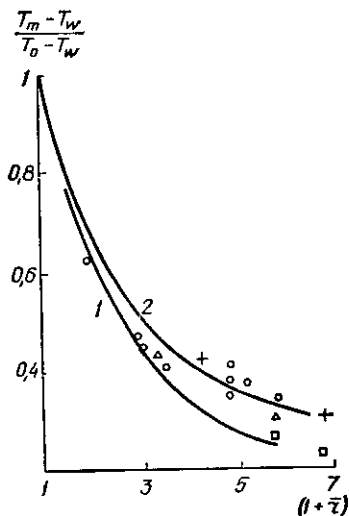


Рис. 4.33. Зависимость температуры T_m от расстояния r

1 — результаты численного эксперимента; 2 — кривая, построенная по (3.111); экспериментальные данные R. L. Alpert; то же, что на рис. 4.31

в исследуемом процессе движение замедляется интенсивнее, чем при натекании изотермичной воздушной струи на преграду, что объясняется более высокими температурами исследуемого процесса, приводящими к увеличению вязкостных сил.

На рис. 4.32 приведены результаты экспериментального исследования изменения температуры газовой среды на внешней границе пристенного пограничного слоя, которые в диапазоне изменения $0 < \bar{r} \leq 6$ описываются соотношением (3.111).

Сравнение результатов расчета по (3.111) с данными работы Alpert R.L., приведенными на рис. 4.33, показывает, что экспериментальные данные этой работы находятся в лучшем соответствии с результатами, полученными по (3.111), чем с результатами Alpert R.L., полученными численным экспериментом, где автор выбрал завышенное значение функции вовлечения.

На рис. 4.34 приведен экспериментальный профиль температур в пристенном пограничном слое для области ускоренного течения, который хорошо описывается полиномом

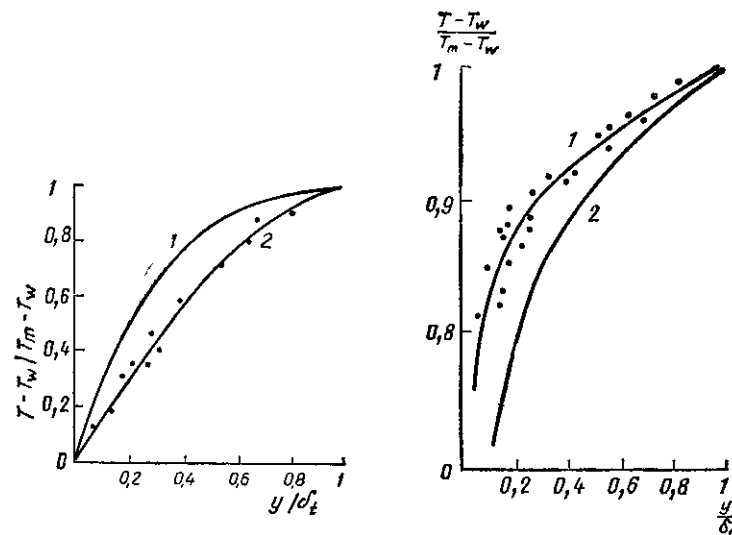


Рис. 4.34. Распределение температуры T по толщине пограничного слоя δ_t в области ускоренного течения

1 — кривая, построенная по (3.109); 2 — кривая, построенная по (4.132); ● — экспериментальные данные; δ_t — толщина теплового пограничного слоя

Рис. 4.35. Распределение температуры T по толщине пограничного слоя δ_t в области основного течения

1 — кривая, построенная по (3.196); 2 — кривая, построенная по закону «одной седьмой»; ● — экспериментальные данные

$$\frac{T - T_w}{T_m - T_w} = 1,5 \left(\frac{y}{\delta_t} \right) - 0,5 \left(\frac{y}{\delta_t} \right)^3. \quad (4.132)$$

Распределение (4.132) является менее заполненным, чем распределение, используемое П. М. Брдликом и принятое для модели развитой стадии пожара. Оно отражает влияние неізотермичности струи на профиль температуры.

Для области основного течения изменение температуры в пристенном пограничном слое, как показали экспериментальные исследования (рис. 4.35), более заполненные (как и профиль скорости), чем по закону «одной седьмой», и хорошо описываются соотношением (3.136), что объясняется влиянием струйного неізотермического пограничного слоя.

4.5.2. Конвективный теплообмен

В гл. 3, разд. 3.2 рассмотрен общий случай сложного теплообмена на горизонтальных конструкциях при пожаре и получены решения для конвективного, радиационного и сложного коэффициентов теплообмена с учетом их взаимного влияния друг на друга. Учитывая, что в условиях локального пожара или его начальной стадии процессы конвективного и лучистого теплообмена можно рассматривать как аддитивные, получим решение для конвективного теплообмена как частное из решения, приведенного в разд. 3.2. Используя выражение для безразмерных коэффициентов конвективного теплообмена и приняв значение параметра $N=0$, получим соответствующие выражения для конвективного теплообмена при локальном пожаре и в начальной его стадии. Кроме того, для области ускоренного течения используем полученное экспериментально распределение температур (4.132).

Внеся это изменение в решение для области ускоренного течения (3.122), получим выражение для безразмерного коэффициента конвективного теплообмена в рассматриваемом процессе:

$$Nu_{k*} = \frac{\alpha r_*}{\lambda} = 0,835 Re_*^{0,5} Pr^{1/3} \left(1 - \frac{\bar{r}^2}{3}\right)^{1,2} (1 + \bar{r})^{-0,62}. \quad (4.133)$$

В уравнении (4.133) значение r_* определяется из (3.103), величина $Re_* = u_* r_*/\nu$, где u_* определяется из (3.104). Используя выражение для толщины теплового пограничного слоя, выражение (4.133) можно переписать в более компактном виде

$$Nu_k = \frac{\alpha \delta_t}{\lambda} = 1,5 (1 + \bar{r})^{-0,62}, \quad (4.134)$$

где δ_t в соответствии с (3.116), (3.79) и при $N=0$ определяется из соотношения

$$\delta_t = \frac{1,84 r_*}{1,026 Re_*^{0,5} Pr^{1/3} \left(1 - \frac{\bar{r}^2}{3}\right)^{1,2}}. \quad (4.15)$$

Плотность конвективного теплового потока определяется из соотношения

$$q_k = \alpha (T_0 - T_W), \quad (4.136)$$

где T_0 — температура на оси потока (очага пожара) за пределами пограничного слоя, определяемая по (4.99) или (4.128) в зависимости от величины безразмерной высоты перекрытия $\bar{h} = H/y_{\max}$.

Значения $y_{\max}$ для ряда веществ приведены в табл. 4.3 или определяются по выражению [9].

В критической точке ($\bar{r}=0$) значение числа Нуссельта в соответствии с (4.133) и (4.134) определяется из соотношений:

$$Nu_{k*} = 0,835 Re_*^{0,5} Pr^{1/3}; \quad Nu_k = 1,5. \quad (4.136a)$$

Среднее значение числа Нуссельта в области ускоренного течения ($0 < \bar{r} \leq 1$) определяется из уравнений:

$$Nu_{k*cp} = 0,59 Re_*^{0,5} Pr^{1/3}; \quad (4.137)$$

$$Nu_{kcp} = 1,19.$$

В области основного течения ($2,4 < \bar{r} \leq 6$) значение числа Нуссельта определяется из (3.145):

$$Nu_{k*} = \frac{0,0109 Re_*^{0,85} Pr^{1/3} Pr_t^{-1} \xi^{-1/2} (1 + \bar{r})^{-0,62}}{\bar{r}^{0,85} \bar{\delta}^{2/13}},$$

где значение ξ в соответствии с (3.144) и при $N_T=0$ определяется из соотношения

$$\xi = 1,64 e^{b(\bar{r}-2,4)}. \quad (4.138)$$

Среднее значение числа Нуссельта в области основного течения в интервале значений безразмерной координаты $2,4 - \bar{r}$ в соответствии с (3.156) определяется как

$$Nu_{k*cp} = 0,0105 Re_*^{0,85} Pr^{1/3} Pr_t^{-1} \times$$

$$\times \frac{(a\bar{r} + 0,5b\bar{r}^2 + 0,32c\bar{r}^3) - (2,4a + 2,88b + 4,61c)}{\bar{r} - 2,4} \quad (4.139)$$

и для интервала течения $2,4 < \bar{r} \leq 6$

$$Nu_{k*ф} = 0,0105 Re_*^{0,85} Pr^{1/3} Pr_t^{-1} (a + 4,2b + 18,72c).$$

Критериальную зависимость для области переходного течения в интервале $1 \leq \bar{r} \leq 2,4$ получим в предположении о линейном характере изменения коэффициента теплообмена в этой области.

В этом случае локальное значение безразмерного коэффициента теплоотдачи в области переходного течения определится из соотношения (3.158)

$$Nu_{k*} = Nu_{\bar{r}=1} - 0,714 (Nu_{\bar{r}=2,4} - Nu_{\bar{r}=1}) +$$

$$+ 0,714 (Nu_{\bar{r}=2,4} - Nu_{\bar{r}=1}) \bar{r},$$

где $Nu_{\bar{r}=1}$ определяется из (4.133); при значении $\bar{r}=1$

$$Nu_{\bar{r}=1} = 0,835 Re_*^{0,5} Pr^{1/3},$$

и $Nu_{\bar{r}=2,4}$ определяется из (3.145); при значении $\bar{r}=2,4$ с учетом (3.93)

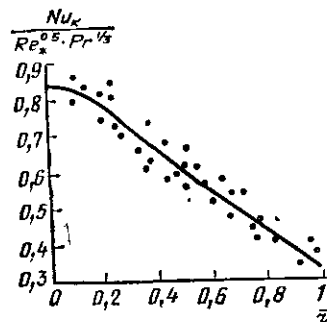


Рис. 4.36 Изменение локального коэффициента конвективной теплоотдачи Nu_k в зоне ускоренного течения

— кривая, построенная по (4.133);
● — экспериментальные данные

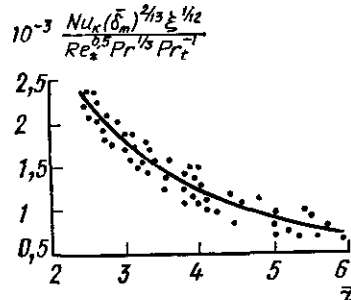


Рис. 4.37. Изменение локального коэффициента конвективной теплоотдачи Nu_k в зоне основного течения

— кривая, построенная по соотношениям (3.145) и (4.138);
● — экспериментальные данные

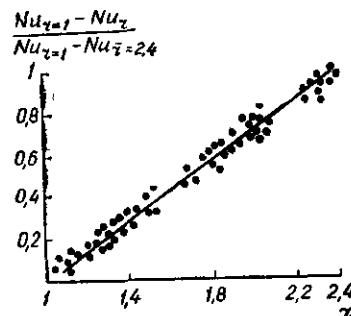


Рис. 4.38 Изменение локального коэффициента конвективной теплоотдачи Nu_k в зоне переходного течения

— кривая, построенная по (3.145), (3.158), (4.133), (4.138);
● — экспериментальные данные

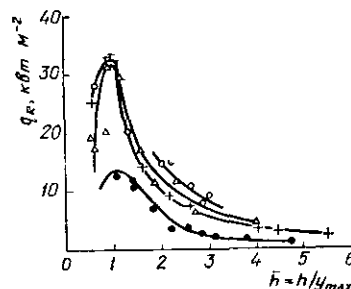


Рис. 4.39. Зависимость плотности падающих лучистых тепловых потоков q_R в любую точку перекрытия от его высоты h при горении бутливого спирта и ацетона

● — экспериментальные данные для $D=0,15$ м; + — экспериментальные данные для $D=0,2$ м; Δ — экспериментальные данные для $D=0,3$ м; ● — экспериментальные данные для $D=0,4$ м; — экстраполяция экспериментальных данных

$$Nu_{\tau=2,4} = 1,91 \cdot 10^{-3} Re_*^{0,85} Pr_t^{-1} \xi^{-1/2}$$

и значение ξ определяется из (4.138).

Среднее значение критерия Нуссельта в области переходного течения в интервале изменения $1 < \tau < 2,4$ определяется из (3.160) и среднее значение по всей области — из (3.161).

На рис. 4.36—4.38 приведено сравнение расчетных данных по локальным значениям числа Нуссельта с результатами экспериментальных исследований. Разница между расчетными значениями и экспериментальными данными не превышает 8 % для ускоренного и переходного режимов и 12 % для области основного течения.

4.5.3. Лучистый теплообмен

Восходящий поток над очагом горения имеет сложную структуру с оптическими характеристиками, различными в разных точках потока. В факеле пламени (в светящейся его области) величина коэффициента ослабления достигает своих максимальных значений главным образом из-за излучения сажиных частиц, нагретых до высоких температур, а сам поток недиатермичен. За светящейся зоной факела на значительном удалении от области горения концентрация излучающих газов и твердых частиц в продуктах сгорания вследствие перемешивания падает, градиенты температур и концентраций уменьшаются таким образом, что поток приближается к диатермичному. Характер изменения плотностей лучистых тепловых потоков в лобовую точку перекрытия в зависимости от высоты его размещения приведен на рис. 4.39. Характер изменения плотностей лучистых потоков качественно подобен для различных диаметров очага и имеет две характерные точки. При значении $\bar{h}=1$ перекрытие расположено в зоне факела с максимальной температурой и плотность падающего лучистого потока принимает максимальное значение. При значениях $\bar{h}>1$ и $\bar{h}<1$ перекрытие размещается в зонах факела с температурами, меньшими максимального значения, и соответственно уменьшаются плотности лучистых потоков. При значениях $\bar{h}>1$ кривая $q_R=f(\bar{h})$ имеет точку перегиба для всех диаметров очага в области $\bar{h}=2,3$, что связано с качественными изменениями в структуре потока. По экспериментальным данным [9], что подтвердилось и в экспериментах автора, значение $\bar{h}=2,3$ совпадает с зоной светящегося пламени, граница которой проходит по изотерме 600—550 °С.

В связи с этим для получения инженерных методов расчета падающих лучистых потоков в нормально расположенную горизонтальную поверхность целесообразно рассмотреть два характерных

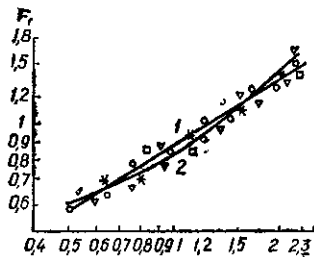


Рис. 4.40. Зависимость функции F_1 от приведенной высоты $\bar{h}$

1 — кривая, построенная по (4.140);
2 — кривая, построенная по результатам численных экспериментов;
▽ — ацетон, $D=0,15 \div 0,4$ м; ○ — бутил, изопропил, $D=0,15 \div 0,4$ м;
* — керосин, $D=1,4-2$ м; □ — древесина, $D=2,6 \div 4,5$ м

случая расположения горизонтальной конструкции относительно факела, отличающихся качественными характеристиками рассматриваемого процесса:

светящаяся зона факела пламени достигает перекрытия ($\bar{h} \leq 2,3$);
высота светящейся зоны ниже уровня плоскости перекрытия ($\bar{h} > 2,3$).

На рис. 4.40 приведены результаты численных экспериментов на основе модели, изложенной в разд. 4.4, и их сравнения с физическими экспериментами при расположении горизонтальной поверхности в светящейся зоне пламени.

Кривая 1, представленная на рис. 4.40, позволяет с погрешностью, не превышающей 4 %, обобщить экспериментальные данные в виде зависимости

$$F_1 = 0,88 (\bar{h})^{0,63}. \quad (4.140)$$

Функция F_1 представляет собой отношение падающих лучистых потоков, определенных экспериментально, q_R к теоретическому их значению, определяемому из соотношения

$$q_{RT} = \epsilon_\phi \sigma T_0^4, \quad (4.141)$$

где ϵ_ϕ — степень черноты факела, рассчитанная по излучению на центр основания цилиндра, т. е. в лобовую точку перекрытия; T_0 — температура набегающего на конструкцию потока, определяемого по (4.99).

Таким образом, величину плотности падающего лучистого потока в лобовую точку перекрытия при его размещении в светящейся зоне пламени ($\bar{h} \leq 2,3$) можно определить по выражению

$$q_R = \epsilon_\phi \sigma T_0^4 (0,88 \bar{h}^{0,63}). \quad (4.142)$$

В случае когда перекрытие расположено выше светящейся зоны факела ($\bar{h} > 2,3$), излучение от светящейся зоны факела проходит через слой продуктов сгорания, приближающихся по своим свойствам к диатермичной среде, значительно ослабляясь вследствие поглощения и рассеивания молекулами газов и конденсированной фазой.

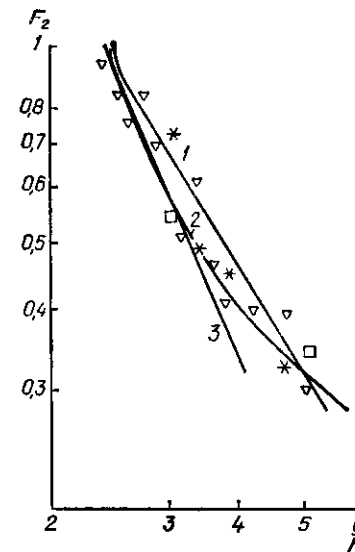


Рис. 4.41. Зависимость функции F_2 от приведенной высоты $\bar{h}$

1 — кривая, построенная по (4.143);
2 — кривая, построенная по данным численного эксперимента; ▽ — ацетон, бутил, изопропил, $D=0,15 \div 0,4$; * — керосин, $D=1$ м; □ — древесина, $D=1,1 \div 1,8$ м; 3 — кривая, построенная по [9]

На рис. 4.41 приведены результаты численных экспериментов и их сравнение с физическими экспериментами при расположении конструкции выше светящейся зоны факела.

Экспериментальные данные с точностью до 6 % аппроксимируются зависимостью

$$F_2 = \frac{q_R}{\epsilon_\phi \sigma T_f^4} = 3,9 (\bar{h})^{-1,65}. \quad (4.143)$$

Функция F_2 представляет собой отношение падающих лучистых потоков, определенных экспериментально q_R , к теоретическому их значению на высоте светящейся зоны пламени $\bar{h}=2,3$, $q_{RT} = \epsilon_\phi \sigma T_f^4$.

Значение температуры T_f определяется из (4.99) подстановкой в него $\bar{h}=2,3$:

$$T_f = 0,67 T_{\max}. \quad (4.144)$$

Плотность падающего лучистого потока в лобовую точку перекрытия в диапазоне изменения $2,3 < \bar{h} \leq 6$ определяется из соотношения

$$q_R = 0,786 \epsilon_\phi \sigma T_{\max}^4 \bar{h}^{-1,65}. \quad (4.145)$$

По мере удаления от лобовой точки плотность лучистого теплового потока в перекрытие уменьшается.

Интенсивность уменьшения плотности теплового потока по ко-

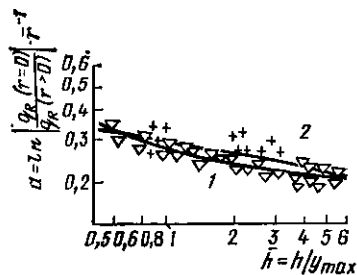


Рис. 4.42. Зависимость коэффициента α от приведенной высоты $\bar{h}$

1 — кривая, построенная по результатам численных экспериментов;
2 — кривая, построенная по (4.148);
+ — экспериментальные данные автора;
∇ — экспериментальные данные

ординате зависит от взаимного расположения очага пожара и конструкции и уменьшается с увеличением высоты перекрытия из-за уменьшения количественного различия в облученности разных элементов.

Для анализа изменения плотности падающих лучистых тепловых потоков на различных расстояниях от лобовой точки $\bar{r} > 0$ введем функцию F_3 :

$$F_3(r) = \frac{q_{R(\bar{r} > 0)}}{q_{R(\bar{r} = 0)}}, \quad (4.146)$$

которая равна отношению плотности падающих лучистых потоков в конструкцию на расстоянии $\bar{r}$ от лобовой точки к плотности падающих потоков в лобовую точку $q_{R(\bar{r} = 0)}$ при $r = 0$. Величина $q_{R(\bar{r} = 0)}$ определяется из соотношений (4.142) или (4.145) в зависимости от высоты расположения конструкции.

Анализ экспериментальных данных позволяет представить функцию $F_3(r)$ в виде

$$F_3(\bar{r}) = \exp(-a\bar{r}), \quad (4.147)$$

где коэффициент $a = f(\bar{h})$.

На рис. 4.42 приведена зависимость $a = f(\bar{h})$, построенная по результатам численных и физических экспериментов, которая с погрешностью, не превышающей 6 %, может быть аппроксимирована:

$$a = 0,28\bar{h}^{-0,2}, \quad (4.148)$$

что позволяет определять плотность падающих лучистых потоков в перекрытие на расстоянии $0 < \bar{r} \leq 6$ от лобовой точки по соотношению

$$q_{R(\bar{r} > 0)} = q_{R(\bar{r} = 0)} \exp(-0,28\bar{h}^{-0,2}\bar{r}). \quad (4.149)$$

Интегрируя уравнение (4.149) в соответствующих границах, по-

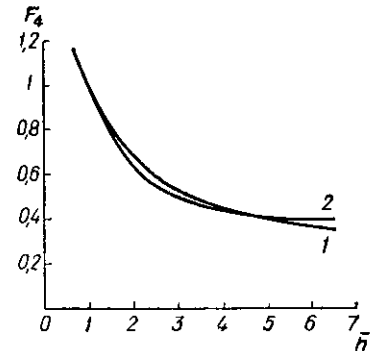


Рис. 4.43. Зависимость функции F_4 от приведенной высоты $\bar{h}$

1 — кривая, построенная по (4.153);
2 — кривая, построенная по результатам численного эксперимента

лучим выражение для определения средней плотности падающих лучистых потоков в пределах характерных зон течения:

область ускоренного течения ($0 < \bar{r} \leq 1$)

$$q_{Rcp} = q_{R(r=0)} \frac{1}{a} (1 - e^{-a}); \quad (4.150)$$

область переходного течения ($1 < \bar{r} \leq 2,4$)

$$q_{Rcp} = q_{R(r=0)} \frac{e^{-a}}{1,4a} (1 - e^{-1,4a}); \quad (4.151)$$

область основного течения ($\bar{r} > 2,4$)

$$q_{Rcp} = q_{R(r=0)} \frac{e^{-2,4a}}{a(\bar{r} - 2,4)} [1 - e^{-a(\bar{r} - 2,4)}]. \quad (4.152)$$

В выражениях (4.150)–(4.152) величина a определяется из (4.148). При расчете прогрева горизонтальных стержневых конструкций, попавших в зону факела, необходимо принимать во внимание несимметричное тепловое воздействие факела на эти конструкции. Очевидно, что нижняя поверхность стержневой конструкции может испытывать большее тепловое воздействие, чем верхняя.

Введем функцию F_4 , характеризующую отношение плотностей падающих лучистых тепловых потоков в верхнюю поверхность стержневой конструкции к плотностям потоков, падающих на нижнюю поверхность.

Зависимость функции F_4 от приведенной высоты $\bar{h}$, полученная по результатам численных экспериментов, приведена на рис. 4.43, которая с погрешностью, не превышающей 7,5 % для $h \geq y_{max}$, может быть описана функцией

$$F_4 = \bar{h}^{-0,57}, \quad (4.153)$$

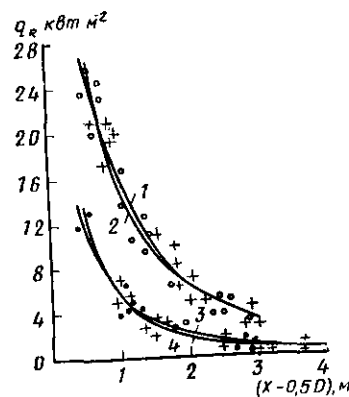


Рис. 4.44. Распределение плотности падающих лучистых тепловых потоков q_R в плоскости пола по расстоянию от фронта пламени $(x-0,5D)$

1 — результаты численного эксперимента для $D=2,2$ м; 2 — кривая, построенная по (4.103) для $D=2,2$ м; 3 — результаты численного эксперимента для $D=1$ м; 4 — кривая, построенная по (4.103) для $D=1$ м; экспериментальные данные: ● — керосин, $D=1$ и 2 м; + — древесина, $D=1,1$ и 2,57 м

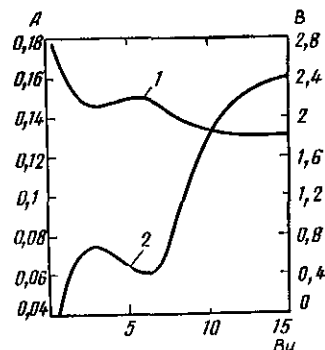


Рис. 4.45. Зависимость коэффициента A и показателя степени B , используемого в (4.103), от числа Bu для определения падающих лучистых потоков в плоскость пола

1 — показатель степени B ; 2 — коэффициент A

что позволяет определять величину плотности падающего лучистого потока в верхнюю поверхность стержневой конструкции как

$$q_{R(\text{верх})} = q_R \bar{h}^{-0,57}; \quad (4.154)$$

значение плотности падающих лучистых потоков определяется из (4.142) или (4.145) в зависимости от высоты расположения стержневой конструкции.

Рассмотрим процесс излучения локального очага пожара к поверхности пола. Этот процесс является определяющим для понимания характера распространения пожара по поверхности горючих и трудногорючих материалов. Процесс распространения огня по поверхности изложен в гл. 4, где рассмотрено влияние теплообмена на этот процесс.

При локальных пожарах и в начальной стадии пожара, когда значения среднеобъемных температур сравнительно невелики, решающим в процессе теплообмена между очагом пожара и поверхностью материала пожарной нагрузки является лучистый теплообмен между факелом и поверхностью.

На рис. 4.44 приведены результаты численных и физических экспериментов по определению плотностей падающих лучистых потоков на горизонтальную поверхность пола, на котором размещен очаг пожара. Численный эксперимент проведен в соответствии с моделью, описанной в разд. 4.4.

Обработка экспериментальных данных проведена в виде зависимости (4.103), что позволило получить инженерный метод расчета, обобщающий экспериментальные данные с погрешностью, не превышающей 8 %.

На рис. 4.45 приведены зависимости коэффициента A и показателя степени B , используемые в уравнении (4.103), от числа Bu . Значение определяющей температуры T_i и метод определения числа Bu аналогичны рассмотренному в процессе лучистого теплообмена с вертикальными поверхностями.

Анализ характера зависимостей $A=f(Bu)$ и $B=f(Bu)$ позволяет получить аналитические выражения для характерных величин Bu :

для $0 < Bu \leq 1$

$$q_R = 0,05 Bu \sigma T_{\max}^4 \left(\frac{x}{D} \right)^{0,4 Bu - 2,88}; \quad (4.155)$$

для $Bu > 14$

$$q_R = 0,11 \sigma T_{\max}^4 \left(\frac{x}{D} \right)^{-1,8}. \quad (4.156)$$

Используя данные рис. 4.45, уравнение (4.103), (4.155), или (4.156) и приняв $x=0,5D$, получим значения плотностей падающих лучистых потоков на горизонтальную поверхность у основания факела. Результаты расчета можно представить в виде следующих зависимостей:

для $0 < Bu \leq 1$

$$q_{R(x=0,5R)} = 60 Bu; \quad (4.157)$$

для $14 \geq Bu > 1$

$$q_{R(x=0,5D)} = 58,86 + 1,14 Bu. \quad (4.158)$$

При значении числа $Bu > 14$ величина плотности падающего лучистого потока на горизонтальную поверхность у основания факела не зависит от числа Bu и принимает значение $q_{R(x=0,5D)} = 75 \text{ кВт} \cdot \text{м}^{-2}$.

С целью проверки достоверности полученных результатов по сложному теплообмену в условиях локальных пожаров и в начальной стадии их сходимости с реальными условиями развития пожара проведено сравнение результатов с данными огневых испытаний на крупномасштабных полигонных установках.

Описание установок приведено в гл. 3, разд. 3.3.1.

В табл. 4.6 приведены характерные параметры полигонных испытаний, позволяющие судить о порядке величин этих параметров в условиях реальных пожаров.

Таблица 4.6. Характерные параметры полигонных огневых испытаний

Характерные параметры	Фрагмент 6,5×4×3 м ² , площадь очага при сжигании керосина, м ²		Фрагмент 6×6×6 м ² , площадь очага при сжигании древесины, м ²			
	1	4	1,2	3,3	6,6	19,8
t , мин	10	10	10	20	20	22
T_0 , К	725	1329	536	869	936	1101
T_W , К	627	1081	425	686	675	899
α_0 , мс ⁻²	6,52	8,9	1,83	7,41	8,4	8,7
y_{max} , м	1,2	2,5	1,06	2,2	2,8	4,8
$\bar{h}$	2,5	1,2	5,66	2,7	2,1	1,26
r_* , м	1,08	1,27	1,52	2,1	0,81	0,59
u_* , мс ⁻¹	5,55	7,1	1,46	6,3	7,29	7,85
Re_*	$0,99 \cdot 10^5$	$5,8 \cdot 10^4$	$6,3 \cdot 10^4$	$1,2 \cdot 10^5$	$8,7 \cdot 10^4$	$9 \cdot 10^4$
K , м ⁻¹	0,88	1,62	0,9	0,96	1	1,26
$\epsilon_{цр}$	0,49	0,55	0,6	0,66	0,68	0,77
F_1	—	0,99	—	—	1,32	1,2
F_2	0,87	—	0,26	0,75	—	—
a	0,233	0,27	0,2	0,22	0,24	0,27
T_f , К	861	—	876	913	—	—

Данные, приведенные в табл. 4.6, охватывают наиболее представительные возможные ситуации в диапазоне изменения величины $\bar{h}=1,2-5,66$. В качестве пожарной нагрузки в испытаниях применялись керосин и древесина как наиболее характерные из видов ГЖ и твердых горючих материалов. При огневом испытании с очагом из древесины моделировались условия локального и объемного пожаров.

Средняя продолжительность начальной стадии пожара в испытательном фрагменте 6×6×6 м составила 12 мин. Для параметров фрагмента $V=216$ м³ и $P=25$ % вероятность окончания начальной стадии пожара через общую вспышку мала. Поэтому в экспериментах время окончания начальной стадии определялось по моменту охвата всей поверхности пожарной нагрузки пламенем в результате его распространения по поверхности пожарной нагрузки. Для момента окончания НСП проведена обработка экспериментальных данных, результаты которой представлены в табл. 4.6 для площадей очага 6,6 и 19,8 м².

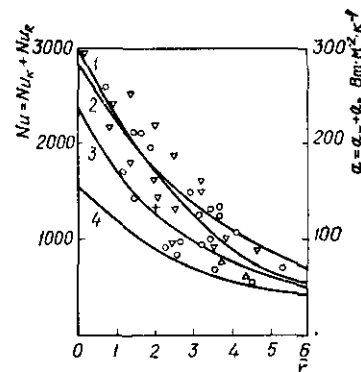


Рис. 4.46. Зависимость коэффициента теплообмена α и числа Nu от безразмерного расстояния ($\bar{r}$) при горении керосина в помещении 6,5×4×3 м

1 — кривая, $Nu=f(\bar{r})$, построенная на основе теоретического расчета для $F_p=4$ м²; 2 — то же, для $F_p=1$ м²; 3 — кривая $\alpha=f(\bar{r})$, построенная на основе теоретического расчета для $F_p=4$ м²; 4 — то же, для $F_p=1$ м²; ∇ — экспериментальные данные $Nu=f(\bar{r})$ для $F_p=1$ м²; $\bullet$ — то же, для $F_p=4$ м²

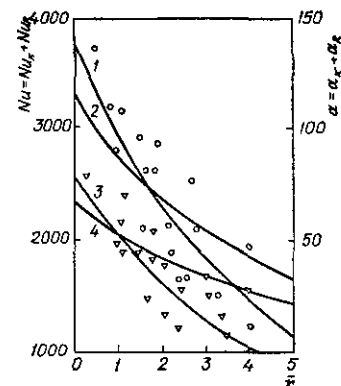


Рис. 4.47. Зависимость коэффициента теплообмена α и числа Nu от безразмерного расстояния при горении древесины в помещении 6×6×6 м при локальном пожаре

1 — кривая $Nu=f(\bar{r})$, построенная на основе теоретического расчета для $F_p=3,3$ м²; 2 — то же, $\alpha=f(\bar{r})$; 3 — то же, $Nu=f(\bar{r})$ для $F_p=1,2$ м²; 4 — то же, $\alpha=f(\bar{r})$; $\circ$ — экспериментальные данные $Nu=f(\bar{r})$ для $F_p=3,3$ м²; ∇ — то же, для $F_p=1,2$ м²

Для условий локальных пожаров (которые представлены в табл. 4.6 для керосина с площадями очага 1 и 4 м² и древесины 1,2 и 3,3 м²) результаты, приведенные в табл. 4.6, соответствуют условиям стационарного горения, соответствующим максимальным скоростям выгорания пожарной нагрузки.

На рис. 4.46—4.48 приведено сравнение результатов исследования сложного теплообмена при локальных пожарах и в НСП, полученных при проведении огневых испытаний, с данными расчета по изложенному в настоящей главе методу.

Суммарный коэффициент теплообмена определяется суммой конвективного и радиационного коэффициентов $\alpha=\alpha_k+\alpha_R$.

Радиационный коэффициент теплообмена определяется из выражения

$$\alpha_R = \frac{q_{pR}}{T - T_W},$$

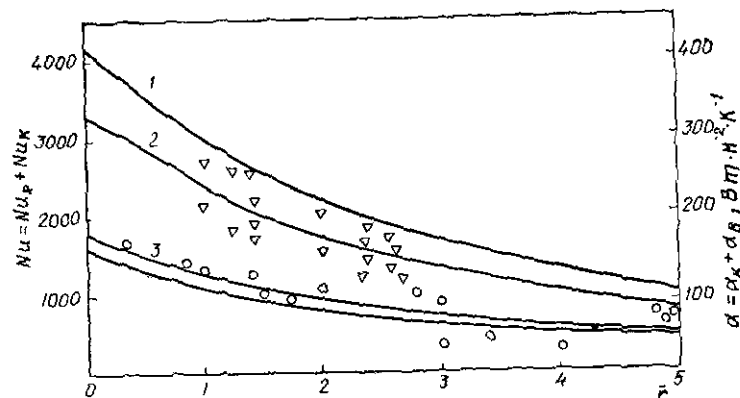


Рис. 448. Зависимость коэффициента теплообмена α и Nu от безразмерного расстояния при горении древесины в помещении $6 \times 6 \times 6$ м в НСП

1 — кривая $\alpha = f(\bar{r})$, построенная на основе теоретического расчета для $F_p = 19.8$ м²; 2 — то же, $Nu = f(\bar{r})$; 3 — то же, $Nu = f(\bar{r})$ для $F_p = 6.6$ м²; 4 — то же, $\alpha = f(\bar{r})$; ▽ — экспериментальные данные $Nu = f(\bar{r})$ для $F_p = 19.8$ м²; ○ — то же, для $F_p = 6.6$ м²

где $q_{пр}$ — плотность поглощенного лучистого потока, определяемая по (4.102); T — температура, равная температуре набегающего потока при $\bar{r} \leq 2.3$ и равная $0.7T_{max}$ при $\bar{r} > 2.3$.

Суммарное число Нуссельта определяется как сумма конвективного и радиационного чисел Нуссельта $Nu_* = Nu_{k*} + Nu_{r*} = \frac{\alpha r_*}{\lambda}$. Анализ изменения температуры над очагом показал, что координата точки, где температура имеет максимальное значение, отличается от определяемой по [9] не более чем на 4 %. При горении древесины $y_{max} = 1.08D$, а высота светящейся зоны факела составляет $L = 2.4y_{max}$.

Разница в значениях чисел Нуссельта, полученных по экспериментальным данным и теоретически, не превышает 6 % в области лобовой точки и 12 % в зоне основного течения.

Анализ экспериментальных и теоретических исследований по теплообмену в условиях локальных пожаров или НСП позволяет сделать вывод, что при $\bar{r} > 10$ плотность суммарного теплового потока имеет значения, составляющие менее 5 % плотности теплового потока в лобовой точке.

Это позволяет рассматривать процесс распространения продук-

тов горения под перекрытием при $\bar{r} > 10$ как адиабатический. Таким образом, при использовании зонального метода расчета температурного режима горизонтальную поверхность перекрытия следует разбивать на следующие характерные зоны:

- $0 < \bar{r} \leq 1$. . . зона ускоренного течения
- $1 < \bar{r} \leq 2.4$. . . зона переходного течения
- $2.4 < \bar{r} \leq 10$. . . зона основного течения
- $\bar{r} > 10$. . . зона адиабатического течения

4.6. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА ПРОГРЕВА СТРОИТЕЛЬНЫХ КОНСТРУКЦИЙ

Анализ теплового воздействия локального очага пожара производится на основе решения краевой задачи нестационарной теплопроводности твердых неоднородных кациллирно-пористых тел методом элементарных тепловых балансов, который был успешно использован для расчета огнестойкости строительных конструкций в условиях пожара, развивающегося по стандартной температурно-временной кривой, и для условий объемных пожаров, рассмотренных в гл. 5. Для условий локальных пожаров или их начальной стадии использовались законы сложного теплообмена, рассмотренные в настоящей главе.

Алгоритм расчета, использованный в проблеме огнестойкости, в силу специфики решаемых на его основе задач, не учитывает утечек тепла вдоль перекрытия, вызванных изменением интенсивности теплового воздействия очага вдоль радиуса. Как показали численные эксперименты, для конструкции из железобетона или огнезащитного металла учет утечки тепла вдоль конструкции приводит к снижению значений расчетных температур менее чем на 5 %, что не дает практического увеличения точности результатов, но значительно увеличивает машинное время.

Для конструкции из металла разница расчетных значений температур может превышать 5 %, и при анализе прогрева металлических конструкций учитывались возможные растечки тепла вдоль радиуса очага пожара. Поскольку толщина металлических строительных конструкций намного меньше их длины и учитывая большую теплопроводность металла, температура в поперечном сечении конструкции может быть принята постоянной в каждый момент времени.

Уравнение теплового баланса для элемента металлической конструкции, находящегося на оси пламени, будет иметь вид

$$q_1 \frac{\Delta x}{2} \Delta t + \frac{\lambda}{\Delta x} (T_1 - T_2) \delta_{пр} \Delta t = \rho \delta_{пр} \frac{\Delta x}{2} c_p (T_{1(t+\Delta t)} - T_{1t}), \quad (4.159)$$

где q_i — значение суммарной плотности теплового потока в элемент конструкции, находящейся на оси факела, Вт·м⁻²; T_1, T_2 — температура, соответствующая элементу конструкции, находящегося на оси очага и на расстоянии $\frac{\Delta x}{2}$ от оси; $\delta_{пр}$ — приведенная толщина металлической конструкции, определяется как $\delta_{пр} = F/P$, где F — площадь поперечного сечения конструкции; P — периметр сечения.

Уравнение теплового баланса для i -го элемента металлической конструкции имеет вид

$$q_i \Delta x \Delta t + \frac{\lambda}{\Delta x} (T_{i-1} - 2T_i + T_{i+1}) \delta_{пр} \Delta t = \rho \delta_{пр} \Delta x c_p (T_{i,t+\Delta t} - T_{i,t}), \quad (4.160)$$

где q_i — суммарная плотность теплового потока в i -тый элемент металлической конструкции, Вт·м⁻².

Используя выражение для теплопроводности и теплоемкости $\lambda = A + BT_i$ и $C_p = C + DT_i$ из уравнений теплового баланса (4.159) и (4.160), получим выражение для расчета температуры осевого и i -го сечений металлических конструкций:

$$T_{1,t+\Delta t} = T_{1,t} + \frac{q_1 \Delta t}{\delta_{пр} \rho (c + DT_1)} + \frac{2\Delta' (A + BT_1)(T_1 - T_2)}{(\Delta x)^2 \rho (C + DT_1)}; \quad (4.161)$$

$$T_{i,t+\Delta t} = T_{i,t} + \frac{q_i \Delta t}{\delta_{пр} \rho (C + DT_i)} + \frac{(A + BT_i) \Delta t}{(\Delta x)^2 \rho (C + DT_i)} (T_{i+1} - 2T_i + T_{i-1}). \quad (4.162)$$

Устойчивость метода расчета по формулам (4.161) и (4.162), использующего явную конечно-разностную схему, обеспечивается при шаге по времени, не превышающем величину

$$\Delta t_{max} = \frac{\rho \delta_{пр} (C + DT_{max})}{\alpha_{max} + \frac{2(A + BT_{max}) \delta_{пр}}{(\Delta x)^2}}, \quad (4.163)$$

При проведении практических расчетов для металлических конструкций величину шага по пространственной координате Δx можно выбирать равной 0,1—0,2 м, $i = 3D/\Delta x$. В качестве граничных условий в сечении конструкции, совпадающем с осью потока, принимается $\left. \frac{dT}{dx} \right|_{x=0} = 0$ в элементе $(i+1)$, $T_{i+1} = T_i$.

На рис. 4.49—4.51 приведены результаты численных экспериментов по прогреву строительных конструкций в условиях локальных пожаров. Эксперимент проведен при широком диапазоне определяющих параметров. Значение критической температуры изменялось в диапазоне от 400 до 800 °С и значениях $H/\sqrt{F_{п}}$ для

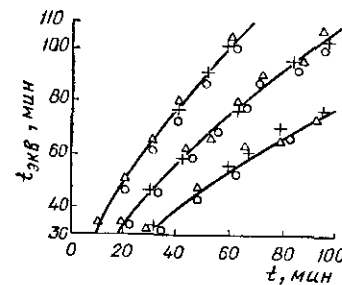


Рис. 4.49. Зависимость эквивалентной продолжительности пожара $t_{экв}$ от продолжительности пожара t для железобетонных и огнезащищенных металлических изгибаемых горизонтальных конструкций

— экстраполяция экспериментальных данных; $\circ$ — $T_{кр} = 400^\circ\text{C}$; $+$ — $T_{кр} = 500^\circ\text{C}$; Δ — $T_{кр} = 600^\circ\text{C}$

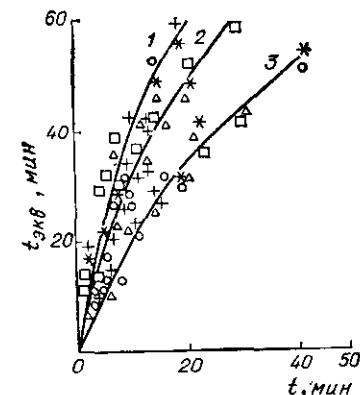
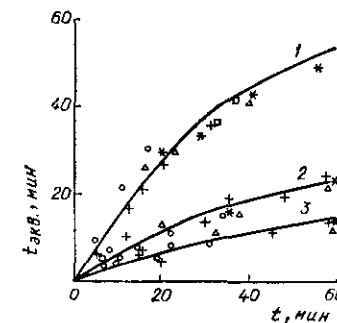


Рис. 4.50. Зависимость эквивалентной продолжительности пожара $t_{экв}$ от продолжительности пожара t для металлических изгибаемых (горизонтальных) конструкций

— экстраполяция экспериментальных данных; 1 — $H/\sqrt{F_{п}} = 1,2$; 2 — $H/\sqrt{F_{п}} = 1,6$; 3 — $H/\sqrt{F_{п}} = 2$; $\circ$ — $T_{кр} = 400^\circ\text{C}$; $+$ — $T_{кр} = 500^\circ\text{C}$; Δ — $T_{кр} = 600^\circ\text{C}$; $*$ — $T_{кр} = 700^\circ\text{C}$; $\square$ — $T_{кр} = 800^\circ\text{C}$

Рис. 4.51. Зависимость эквивалентной продолжительности пожара $t_{экв}$ от продолжительности пожара t для металлических сжатых (вертикальных) конструкций

— экстраполяция экспериментальных данных; 1 — $x/\sqrt{F_{п}} = 0,5$; 2 — $x/\sqrt{F_{п}} = 1$; 3 — $x/\sqrt{F_{п}} = 1,5$; $\circ$, $+$, $*$, Δ , $\square$ — то же, что на рис. 4.50



железобетонных и огнезащищенных металлических конструкций от 1,2 до 3,6, металлических горизонтальных конструкций от 1,2 до 6, для металлических вертикальных конструкций $x/\sqrt{F_{п}} = 0,5$ —2. Значение приведенной толщины $\delta_{пр}$ для металлических конструкций изменялось от $5 \cdot 10^{-3}$ до $50 \cdot 10^{-3}$ м.

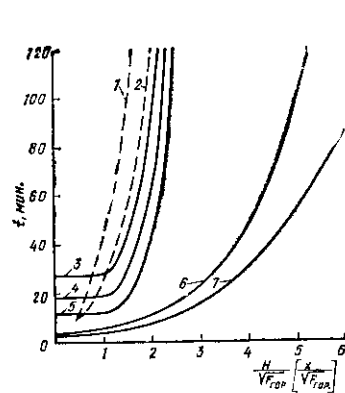


Рис. 4.52. Зависимость предельной продолжительности локального пожара t_n от параметра $H/\sqrt{F_n}$ для конструкций с различными пределами огнестойкости P

— — — — — изгибаемые горизонтальные конструкции; — — — — — сжатые вертикальные металлические конструкции; 1 — $P=0,33$ ч; 2 — $P=0,25$ ч; 3 — железобетонные и огнезащищенные металлические конструкции; $P=1$ ч; 4 — то же, $P=0,75$ ч; 5 — то же, $P=0,5$ ч; 6 — металлические конструкции, $P=0,33$ ч; 7 — то же, $P=0,25$ ч

Как следует из результатов машинных экспериментов, эквивалентная продолжительность пожара для изгибаемых строительных конструкций и металлических сжатых конструкций не зависит от значения критической температуры. Таким образом, для условий объемных и локальных пожаров величина эквивалентной продолжительности пожара является универсальной характеристикой теплового воздействия очага пожара на строительные конструкции для соответствующего помещения. Результаты численного эксперимента теплового воздействия локального очага пожара на строительные конструкции в обобщенном виде приведены в гл. 5, разд. 5.4.

На рис. 4.52 приведены результаты численного эксперимента, позволяющие определить предельную продолжительность локального пожара в зависимости от характеристик конструкций и очага пожара.

Под предельной продолжительностью локального пожара понимается время, в течение которого конструкция нагреется до крити-

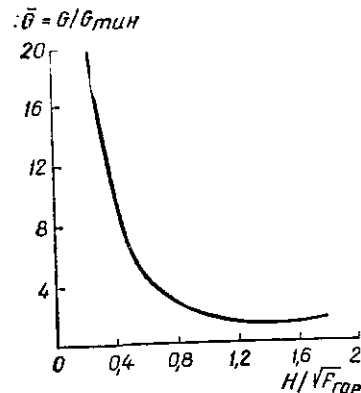


Рис. 4.53. Зависимость безразмерной предельной пожарной нагрузки G от параметра $H/\sqrt{F_n}$

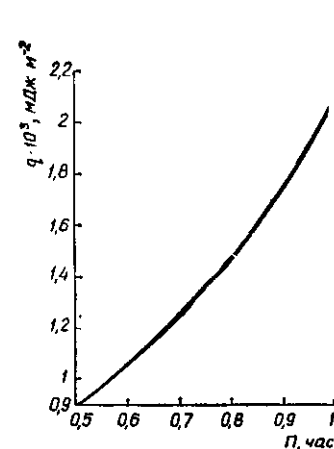


Рис. 4.54. Зависимость минимального предельного количества пожарной нагрузки q от предела огнестойкости железобетонных и огнезащищенных металлических конструкций P

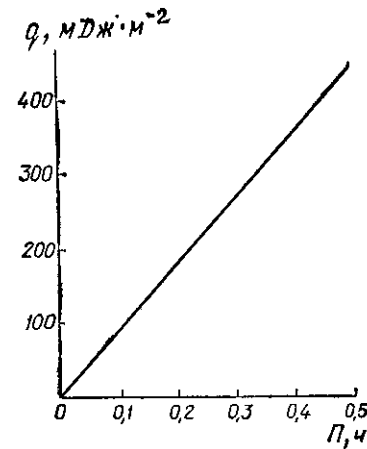


Рис. 4.55. Зависимость минимального предельного значения пожарной нагрузки q от предела огнестойкости изгибаемых металлических конструкций P

ческой температуры и, следовательно, может потерять свою устойчивость.

Как видно из данных рис. 4.52, минимальная предельная продолжительность пожара для металлических конструкций не превышает 5 мин, для конструкций с пределом огнестойкости 0,75 ч ~ 20 мин и для конструкций с пределом огнестойкости 1 ч ~ 30 мин.

Предельная продолжительность пожара в сильной степени зависит от геометрических размеров очага и его расположения относительно конструкций. Это позволяет изменить предельную продолжительность пожара не только за счет изменения свойств конструкции (замены конструкции), но и за счет инженерно-технических мероприятий, направленных как на ограничение и уменьшение площади разлива (площади очага пожара F_n), так и на ограничение и уменьшение аварийного вылива ЛВЖ и ГЖ или ограничения количества пожарной нагрузки из твердых горючих и трудногорючих материалов.

На рис. 4.53 приведена зависимость предельного количества пожарной нагрузки от параметра $H/\sqrt{F_n}$. Наиболее опасная ситуация относительно изгибаемых горизонтальных конструкций возникает в условиях локальных пожаров при значении параметра $H/\sqrt{F_n}=1,2$. В этом случае конструкция попадает в область пла-

мени, имеющую максимальное значение температуры. Значение параметра $H/\sqrt{F_n}=1,2$ соответствует величине площади горения $F_n=(0,83H)^2$, а предельное значение пожарной нагрузки, при наличии которой продолжительность локального пожара будет иметь предельное значение, будет минимальным.

Зависимость минимального значения предельного количества пожарной нагрузки для изгибаемых железобетонных и огнезащитных металлических конструкций приведена на рис. 4.54. Аналогичная зависимость для изгибаемых металлических конструкций представлена на рис. 4.55. Эти значения могут носить нормативный характер для зданий различной степени огнестойкости.

Глава 5. ОСНОВНЫЕ НАПРАВЛЕНИЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ ТЕПЛООВОГО И ТЕМПЕРАТУРНОГО РЕЖИМОВ ПОЖАРА В ПОМЕЩЕНИЯХ

5.1. ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА МЕТОДОВ И ОБЛАСТИ ИХ ПРИМЕНЕНИЯ

Моделирование пожара в помещениях основано на представлении пожара как физического явления передачи тепла и массы в соответствующих условиях его развития. Условия развития пожара характеризуются видом пожарной нагрузки и конструктивно-планировочными характеристиками здания (помещения). В зависимости от того, каким образом описывается изменение параметров состояния при пожаре в помещениях, различаются два основных принципа математического моделирования пожаров.

Моделирование на уровне усредненных характеристик или интегральное моделирование применяется при описании пожара среднеемкими параметрами состояния (важнейшими из которых являются плотность среды, давление, температура и концентрация компонентов газовой среды).

Уравнения развития пожара описывают изменение среднеемких параметров состояния во времени. Эти уравнения получены из основных законов физики — закона сохранения массы и первого закона термодинамики. Система дифференциальных уравнений, описывающая развитие пожара, состоит из:

уравнения материального баланса

$$\frac{d(\rho_m V)}{dt} = G_B + M_H - G_F; \quad (5.1)$$

уравнения кислородного баланса

$$\frac{d}{dt}(\rho_m x_1 V) = G_B x_{1B} - G_F n_1 x_1 - M_H \eta L_1; \quad (5.2)$$

уравнения баланса продуктов горения

$$\frac{d}{dt}(\rho_m x_2 V) = M_H L_2 + x_{2B} G_B - n_2 x_2 G_F; \quad (5.3)$$

уравнения баланса инертного газа

$$\frac{d}{dt}(\rho_m x_3 V) = x_{3B} G_B - x_3 n_3 G_F; \quad (5.4)$$

уравнения энергии

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \left(\frac{P_m V}{k-1} \right) &= M_H \eta Q_{F,i}^p + c_{p,i} T_\infty G_B + T_H M_H - m C_{pm} T G_F - \\ &- Q_W - Q_R; \end{aligned} \quad (5.5)$$

уравнения состояния

$$P_m = \rho_m R_m T; \quad (5.6)$$

уравнения теплопроводности

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho c_p T) = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right) + q_n; \quad (5.7)$$

начальных условий

$$P_m = P_{m0}; \quad \rho_m = \rho_{m0}; \quad T = T_0; \quad x_1 = x_{10}; \quad x_2 = x_{20}; \quad x_3 = x_{30}. \quad (5.8)$$

функциональных зависимостей

$$x_i, G_B, G_F, \alpha_i, M_H = f(t), \quad (5.9)$$

где P_m, ρ_m, T, R_m — среднеемкие давление, плотность, температура и средняя газовая постоянная; x_1, x_2, x_3 — среднеемкие концентрации кислорода, продукта сгорания, инертного газа; G_B — расход поступающего воздуха; G_F — расход уходящих газов; M_H — скорость выгорания материала; α_i — коэффициент теплопередачи на i -той поверхности; t — текущее время.

Совокупность уравнений (5.1)–(5.7) совместно с начальными условиями (5.8) и функциональными зависимостями параметров пожара (5.9) составляет замкнутую систему уравнений развития пожара на уровне его интегральных характеристик. Вывод уравнений (5.1)–(5.7) подробно рассмотрен в [1].

При развитии пожара в помещениях зданий различного назначения, имеющих свободный газообмен с окружающей средой через различные проемы, давление в помещении изменяется незначительно. По данным проведенной серии экспериментов, на фрагментах зданий $6 \times 6 \times 6$, $6 \times 6 \times 3$ м³ в диапазонах изменения отношения площади проемов к площади пола 4,5–25 % и пожарной нагрузки 50–175 кг·м⁻² максимальные значения локальных избыточных давлений

(локального разрежения) не превышали значений 40 Па. Значение среднеобъемного давления не превышало нескольких паскалей.

Для решения задач, связанных с исследованием опасных факторов пожара, когда среднее давление изменяется в небольших пределах, с достаточной степенью точности можно принять левую часть уравнения (5.5), равную нулю.

В ряде случаев при решении практических задач систему уравнений (5.1)–(5.9) можно упростить. В зависимости от конечных целей решаемых задач эти задачи можно подразделять на два вида, характеризующихся существенными отличительными признаками, связанными с характером учета теплообмена очага пожара с ограждающими строительными конструкциями.

Если задачей исследования является получение (прогнозирование) термодинамических характеристик очага пожара, то эти задачи называются внешними. При решении внешних задач допускается использование различных эмпирических зависимостей, описывающих теплообмен очага пожара со строительными конструкциями. Обычно внешняя задача решается при граничных условиях второго рода без анализа теплового воздействия очага на строительные конструкции. К разряду внешних задач относятся конструктивные расчеты температурного режима пожара в помещениях. Целью конструктивных расчетов является получение характера изменения среднеобъемной температуры в виде функции температура — время. Функциональная зависимость $T=f(t)$ является тепловой характеристикой помещения и используется затем для исследования теплового воздействия очага пожара со строительными конструкциями с целью определения эквивалентной продолжительности пожара и анализа устойчивости проверяемых конструкций в условиях пожара. При выполнении конструктивных расчетов также допускается использование граничных условий второго рода в системе газ — конструкция без расчета прогрева строительных конструкций. При этом следует иметь в виду, что характеристика теплового потока, приведенная в [7], имеет интегральные значения, являясь средними для вертикальных и горизонтальных конструкций. В реальных условиях развития пожара существует значительная неоднородность в плотности суммарных тепловых потоков в стены и перекрытия. Поэтому при выполнении конструктивных расчетов целесообразно разделять горизонтальные и вертикальные строительные конструкции, что позволяет получить при выполнении конструктивных расчетов дополнительные сведения о тепловом режиме пожара.

При решении внешних задач используется система уравнений (5.1)–(5.6) без уравнения теплопроводности, и при выполнении конструктивных расчетов по методу внешних задач достаточно использовать уравнения (5.1) и (5.5) для помещений, имеющих свободный

газообмен с окружающей средой, и уравнений (5.1), (5.2) и (5.5) для помещений со стесненным газообменом и герметичных помещений. В соответствии с проведенными экспериментальными исследованиями для ПРН в диапазонах изменения удельной горючей нагрузки из древесины от 0,8 до 11,2 кг·м⁻² (что соответствует изменению горючей нагрузки 5–65 кг·м⁻², исчисляемой на 1 м² пола) и отношений площади проемов к площади пола 4,5–33 % изменение плотности теплового потока в конструкции стен и потолка описывается эмпирическим соотношением (3.152)–(3.156):

$$q/q_{\max} = 37 \left(\frac{t}{t_{\max}} \right)^{3,6} e^{-3,6 (t/t_{\max})},$$

где $q_{\max}$ — максимальная плотность суммарного теплового потока для конструкций стен $q_{\max} = 3,57(g_K)^{0,75}$ и для конструкций перекрытия

$$q_{\max l} = [0,26(g_K)^{-0,75} - 3,3 \cdot 10^{-2}(g_K)^{4,25} e^{-1,6g_K}]^{-1};$$

$t_{\max}$ — время достижения максимальных плотностей суммарных тепловых потоков, для конструкций стен $t_{\max m} = 26 - 5,1(g_K)^{0,6} e^{-1,6g_K}$ и для конструкций перекрытий $t_{\max l} = 26 - 7,2(g_K)^{0,6} e^{-1,6g_K}$.

Следует иметь в виду, что приведенные выше эмпирические зависимости получены для строительных конструкций из кирпича и бетона и не могут быть использованы для металлических конструкций и для легких ограждающих конструкций, которые могут оказывать влияние на температурный режим пожара.

Результаты конструктивного расчета, полученные из решения внешней задачи, могут быть использованы для анализа теплового воздействия очага на строительные конструкции, удовлетворяющие условию сопряжения $B_g < B_{gK}$. Расчетные соотношения для определения числа B_g для конструкций и результаты численных экспериментов по определению граничных значений B_{gK} для конструкций из различных строительных материалов приведены в разд. 5.22.

Если целью исследований являются определение теплового воздействия очага пожара на строительные конструкции и оценка их устойчивости в условиях пожара, используются внутренние или сопряженные задачи [12]. При решении внутренних задач используется система уравнений (5.1), (5.5) и (5.7) для помещений с естественным газообменом с окружающей средой и с использованием дополнительно уравнений (5.2) и (5.6) для помещений с ухудшенным газообменом (герметичные помещения).

Определяющим для решения внутренних задач является правильный учет законов теплообмена очага пожара с конструкциями. Внутренние задачи разделяются в зависимости от конечных целей на конструктивные и проверочные расчеты. Как было указано выше, конструктивные расчеты используются для получения температурно-

временной характеристики помещения с целью их дальнейшего использования для различных задач. При использовании внутренней задачи в конструктивных расчетах в качестве ограждающих конструкций можно использовать любые, удовлетворяющие условию $B_g < B_{гк}$. При проведении поверочных расчетов или расчетов температурно-временных характеристик с конструкциями, у которых $B_g > B_{гк}$, в расчетах используются проверяемые конструкции с учетом их конструктивных и теплофизических особенностей.

Практически важные результаты моделирования пожаров на уровне усредненных характеристик можно дать в том случае, когда газовую среду с достаточной степенью достоверности можно считать однородной и, следовательно, отсутствуют значительные градиенты определяющих параметров, что дает основание описать их среднеобъемными характеристиками (т. е. среднеобъемные и локальные значения параметров мало отличаются между собой). Практически приведенные условия, ограничивающие применение интегрального метода моделирования, означают, что этот метод можно использовать, когда при пожаре в помещении существует хорошее перемешивание продуктов горения и поступающего воздуха, а горение происходит во всем объеме помещения. Такое состояние характерно для объемных пожаров в развивающейся, развитой и затахнувшей стадиях пожара, в условиях горения распределенной пожарной нагрузки.

Наиболее эффективно интегральный метод моделирования используется для прогнозирования поведения строительных конструкций в условиях пожара, поскольку прогрев конструкций в большинстве случаев наиболее интенсивен в развитой стадии пожара. Проведенные исследования локальных пожаров и начальной стадии пожара (НСП) позволили определить границы применения интегрального моделирования для решения практических задач пожарной профилактики и, в частности, для исследования устойчивости строительных конструкций в условиях пожара.

Если размещение пожарной нагрузки можно охарактеризовать как рассредоточенное и в таком количестве, что при свободном развивающемся пожаре происходит его переход от начальной стадии в развитую, то использование интегрального метода моделирования позволяет получить количественно важные для практики результаты.

Необходимыми и достаточными условиями для практического использования интегрального метода моделирования является выполнение вышеизложенных условий, которые могут быть сформулированы в виде следующих неравенств:

$$F_{п} > \pi (u_0 t_{исп})^2; \quad (5.10)$$

$$G > \pi \varphi_0 u_0^2 t_{исп}^3, \quad (5.11)$$

где G — общее количество пожарной нагрузки, кг, выраженное в «стандартной» древесине с $Q_{н}^p = 13,8$ МДж·кг⁻¹.

При условии невыполнения неравенства (5.10) пожар будет носить локальный характер, а при невыполнении условия (5.11) количества пожарной нагрузки будет недостаточно для перехода локального пожара в объемный, что в том и в другом случае приводит к существенным отличиям локальных значений термодинамических параметров пожара от их интегральных значений.

Весьма важными являются работы, связанные с расширением области практического применения интегрального метода моделирования. Как указано выше, использование этого сравнительно простого метода моделирования ограничивается в основном степенью достоверности описания газовой среды едиными усредненными параметрами.

Расширить область применения интегрального метода моделирования позволяют зональные методы.

Исследуемый объем разбивается на зоны, для которых можно использовать интегральные модели. Зоны выбираются таким образом, чтобы в пределах каждой из них газовую среду в очаге пожара можно было достаточно описать усредненными параметрами. Для каждой из зон составляют, в зависимости от характера решаемой задачи (внешняя или сопряженная задачи), систему уравнений (5.1) — (5.9).

В условиях локальных пожаров используется разбиение на зоны горизонтальными плоскостями, разделяя области, занимаемые продуктами горения и воздушной средой. При решении сопряженной задачи в условиях локальных пожаров (начальной стадии пожара) используются закономерности теплового взаимодействия струйного течения со строительными конструкциями. Строительные конструкции разбиваются на зоны, соответствующие характеру струйного течения (область ускоренного течения, переходная область, область автомодельного течения). Отдельно рассматривается критическая точка, которая определяет в количественном отношении устойчивость конструкций. Подробно условия теплового и гидродинамического взаимодействия очага локального пожара с горизонтальными конструкциями и результаты исследования прогрева конструкций в этих условиях рассмотрены в гл. 4.

В условиях развитой стадии пожара и при объемных пожарах, когда пожарная нагрузка занимает площадь $\pi (u_0 t_{исп})^2 < F_{п} < F$, объем разбивается на зоны вертикальными плоскостями: зона восходящего потока газовой струи, ограниченная площадью расположения пожарной нагрузки, и зоны, находящиеся за пределами расположения пожарной нагрузки. Количество зон определяется задачами исследования и размещения пожарной нагрузки в помещении. Обычно используется зональный метод для ПРН. Если площадь, на которой расположена пожарная нагрузка, равна или меньше площади

пола, свободной от пожарной нагрузки. При использовании зонального метода с разбиением объема помещения вертикальными поверхностями распределение температуры (среднеобъемной и поверхностной конструкций) по длине помещения находится в виде полинома i -той степени. Степень полинома зависит от числа зон n и определяется соотношением $i=n+1$. Коэффициенты полинома определяются из граничных условий и уравнений вида

$$\frac{1}{\Delta x_i} \int_{l_{i-1}}^{l_i} T(x) dx = T_i, \quad (5.12)$$

где T_i — средняя температура в объеме помещения, ограниченного вертикальными плоскостями с координатами l_{i-1} и l_i ; определяется из решения системы уравнений (5.1)–(5.9).

Наиболее точно и подробно развитие пожара описывается с помощью дифференциального моделирования. Основой этого метода являются фундаментальные законы сохранения количества движения, энергии и массы, записанные для элементарных объемов, на которые разбивается рассматриваемая область пространства.

Определяющая система дифференциальных уравнений, описывающая динамику пожара в помещении, имеет вид:

уравнение движения

$$\rho \frac{D\vec{u}}{Dt} = -\text{grad } P + \nabla (\mu \vec{u}) + \vec{\rho}g; \quad (5.13)$$

уравнение неразрывности

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div} (\rho \vec{u}) = 0; \quad (5.14)$$

уравнение сохранения энергии

$$\rho \frac{Dh}{Dt} = \nabla (\rho a \nabla h) + QW + \nabla q_R; \quad (5.15)$$

уравнение сохранения компонентов

$$\rho \frac{Dm_i}{Dt} = \nabla (\rho D_i \nabla m_i) + v_i W; \quad (5.16)$$

уравнение состояния

$$P = \rho RT; \quad (5.17)$$

уравнение теплопроводности

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \nabla^2 T. \quad (5.18)$$

Для замыкания системы уравнений (5.13)–(5.18) к ним необходимо добавить уравнения, описывающие процесс горения для определения теплового эффекта реакции Q , скорости химических ре-

акций W , состава продуктов горения m_i , дифференциально-интегральное уравнение лучистого переноса тепла и соответствующие условия однозначности.

В общем случае решение системы уравнения (5.13)–(5.18) сопряжено с рядом трудностей, главными из которых являются:

учет сжимаемости среды, что ведет к большим затратам машинного времени;

решение задачи для практических значений линейных размеров и промежутков времени ставит вопросы, связанные с явлением турбулентного переноса энергии и с необходимостью подключения дополнительных уравнений для замыкания усредненных уравнений процесса;

определение условий однозначности для реальных процессов сопряжено с большими научными трудностями.

Дифференциальное моделирование позволяет в принципе получать наиболее исчерпывающую информацию о величинах скоростей, температур, концентраций окислителя и продуктов горения, тепловых потоков в каждой точке пространства и времени. Однако чрезвычайная сложность его практической реализации, связанная с трудностями организации самого численного эксперимента, включающими в себя технические и научные проблемы, а также вопросами горения и турбулентности, не позволяет в настоящее время полностью использовать потенциальные возможности, заложенные в самом методе. Основной отличительной чертой дифференцированного метода моделирования является то, что он позволяет получать локальные значения термодинамических параметров пожара. Следовательно, основной областью практического его применения должны быть задачи, решаемые на основе данных о локальных значениях определяющих параметров в условиях, когда интегральные характеристики не позволяют получать необходимые данные. Основной областью практического использования дифференциального метода моделирования являются локальные пожары и начальная стадия пожаров. В зависимости от характера решаемых вопросов, как и при интегральном методе моделирования, различаются внешние и внутренние задачи. Внешние задачи в зависимости от характера описания исследуемого процесса делятся на два вида. Дифференциальная математическая модель с учетом процесса горения [11, 15] используется при условии, если возможно описать процесс горения математической моделью на уровне брутто-реакций, и может быть использована особенно успешно при описании критической для человека стадии пожара. Однако применение этой наиболее полной математической модели ограничено возможностью моделирования процессов горения в реальных условиях, характерных для пожаров

Дифференциальная модель без учета процесса горения позво-

ляет описать тепломассообменные процессы при пожаре с использованием экспериментальных данных [13, 16]. При этом методе моделирования источники членов в уравнениях (5.15) и (5.16) описываются не с помощью математических моделей горения, а с использованием экспериментальных данных. При моделировании источников членов используются как граничные условия II рода, так и граничные условия I рода.

Этот метод моделирования может быть наиболее полно использован при решении вопросов, связанных с применением средств автоматической пожарной сигнализации и пожарной защиты.

При исследовании тепловых пожарных извещателей может быть использована дифференциальная модель пожара без уравнения сохранения компонентов (5.16).

Для решения задач о тепловом воздействии очага пожара на конструкции и различные объекты, расположенные в исследуемом помещении, используется внутренняя задача [2—5].

Поскольку основной целью внутренней задачи является исследование теплового воздействия на различные конструкции, используется дифференциальная модель без уравнения сохранения компонентов. Источниковый член в уравнении (5.15) может быть описан либо с применением математической модели горения, либо с использованием экспериментальных данных. При описании лучистой составляющей теплового потока в уравнении (5.15) могут быть использованы различные модели, упрощающие процесс вычисления лучистого теплообмена, причем использование моделей оптически тонкого и оптически толстого слоев позволяет решать уравнение (5.15) без дополнительного уравнения лучистого теплообмена. Применение модели оптически тонкого или оптически толстого слоя зависит от величины критерия Bu в каждом элементарном объеме пространственной сетки. При значении $Bu = k(T)\Delta_i < 1$ применяется модель оптически тонкого пограничного слоя, при $Bu > 1$ — модель оптически толстого пограничного слоя. Обычно величина $k(T)$ для данного вида пожарной нагрузки определяется экспериментально, а величина Δ_i соответствует шагу по пространственной координате, реализуемому при численном эксперименте.

Важнейшим направлением исследования тепломассообмена при пожаре был и остается физический эксперимент. Физический эксперимент позволяет получать необходимую информацию об исследуемом процессе и проверять достоверность разрабатываемых моделей.

Лабораторные методы исследования предназначены для определения различных физических величин и теплофизических коэффициентов с использованием частичного метода подобия. Лабораторные исследования должны обладать хорошей степенью повторяемости, высокой точностью и достоверностью получаемых результатов. Ла-

бораторные исследования главным образом предназначены для получения и анализа основных закономерностей изменения параметров, определяющих характер развития пожара. Используя частичные методы моделирования, в лабораторных условиях определяются основные законы изменения тепловыделения при пожарах, теплообмена и газообмена очага, которые используются при проведении численных экспериментов с помощью соответствующих моделей и имеют самостоятельное научное значение.

Развитые методы математического моделирования пожара поставили новые задачи перед физическим экспериментом.

По характеру основных решаемых задач экспериментальные методы исследований разделяются на три группы.

Натурные испытания производятся на реальных объектах. Учитывая их большую трудоемкость и высокую стоимость, основной задачей при их выполнении должны быть проверка уже отработанных моделей и получение экспериментальных данных для дальнейшего развития моделирования.

Полигонные испытания проводятся на различных, специально оборудованных фрагментах, имеющих размеры, близкие к реальным. Эти испытания позволяют производить полное и частичное моделирование процессов тепломассообмена при пожарах. Они главным образом должны использоваться для отработки различных моделей, получения функциональных зависимостей для термогазодинамических параметров, в том числе и их вероятностных характеристик.

Лабораторные методы исследования проводятся на различных установках с целью изучения закономерностей изменения различных параметров с использованием методов частичного моделирования. Эти методы исследования должны обладать высокой степенью точности измерений и повторяемостью процессов исследования. Используя методы частичного подобия, сходимость которых должна быть проверена на лабораторных и полигонных испытаниях, на лабораторных установках получают значения различных величин (скорость выгорания, коэффициент недожога, коэффициент теплообмена и т. д.), которые используются для последующего численного эксперимента.

5.2. МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОЖАРОВ В ПОМЕЩЕНИИ НА УРОВНЕ ЕГО УСРЕДНЕННЫХ ПАРАМЕТРОВ

5.2.1. Общие принципы моделирования

Моделирование пожаров на уровне интегральных термодинамических параметров дает вполне удовлетворительные практические результаты на развитой стадии объемных пожаров, когда отличие

локальных и интегральных параметров минимальное. Особенно следует отметить использование интегрального метода исследования для решения вопросов, связанных с определением устойчивости строительных конструкций при пожаре и нормированием требуемых пределов огнестойкости.

Решение этих важных практических задач пожарной профилактики ставит перед исследователями ряд научных проблем.

Метод моделирования пожара, использующий систему уравнений (5.1)–(5.9), является задачей типа задачи Коши. Для таких задач важным является правильное определение необходимых функциональных зависимостей, что приводит к достоверности конечных результатов. Кроме того, постановка практической задачи о прогнозировании устойчивости конструкции и нормирование их требуемого предела огнестойкости требуют создания метода расчета, включающего в себя однозначные и научно обоснованные рекомендации по определению необходимых параметров (скорость тепловыделения, закон теплообмена, газообмена). Разработка таких методов расчета позволяет уже на стадии проектирования решать ряд задач противопожарной защиты зданий. Кроме этого, создание единого метода расчета дает возможность нормализовать методы расчета, что позволяет усовершенствовать сам процесс проектирования.

Расчет температурного режима при пожаре в помещении состоит из следующих основных этапов: анализ конструктивно-планировочных характеристик помещений и определение вида, количества и размещения пожарной нагрузки; определение вида возможного пожара; выбор определяющих характеристик пожара; выбор метода расчета и проведение расчета; определение эквивалентной продолжительности пожара; расчет вероятных характеристик пожара; решение практических задач пожарной профилактики. На рис. 5.1 приведена блок-схема расчета температурного режима пожара в помещениях различного назначения.

Расчет температурного режима пожара в помещении начинается с получения характеристики этого помещения и его пожарной нагрузки. Необходимые данные о помещении берутся из проектной документации для строящихся и проектируемых объектов и по данным натурного обследования для эксплуатируемых объектов. По данным обследования определяются конструктивно-планировочные характеристики помещения и характеристики строительных конструкций. Определяются следующие параметры: объем помещения, его высота и площадь, количество и размещение проемов, их площадь и высота, конструктивные характеристики строительных конструкций с указанием их функционального назначения и теплофизических характеристик материалов, из которых они изготовлены. В соответствии с функциональным назначением помещения определяются ко-

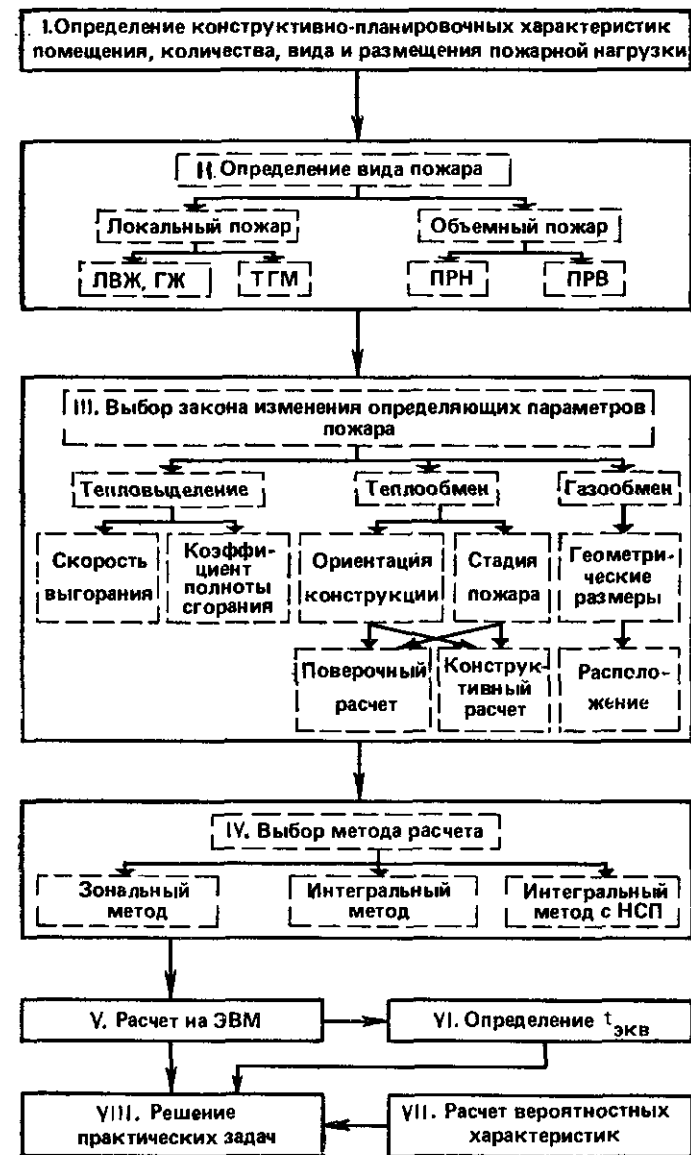


Рис. 5.1. Блок-схема расчета температурного режима пожара

личество пожарной нагрузки, ее вид и размещение. По данным обследования помещения определяется возможный вид пожара в нем.

Если пожарная нагрузка размещена в помещении на площади $F_n \leq \pi(u_0 t_{исп})^2$, то в этом помещении при любом количестве пожарной нагрузки будет развиваться локальный пожар. Если пожарная нагрузка размещена на площади $F_n > \pi(u_0 t_{исп})^2$ и в количестве $G \geq \pi \phi_0 u_0^2 t_{исп}^3$, то в таком помещении будет развиваться объемный пожар. Скорость выгорания ϕ_0 и скорость распространения огня по пожарной нагрузке u_0 определяются по справочным данным, экспериментально или по статистическим данным о развитии пожара. Продолжительность начальной стадии пожара $t_{исп}$ зависит от объема помещения, его высоты, характеристик проемов и их состояния (открыты или закрыты) в момент возникновения пожара, характеристик строительных конструкций, количества, расположения и вида пожарной нагрузки. Для нормативного метода расчета используется значение минимальной продолжительности начальной стадии пожара. Минимальная продолжительность начальной стадии пожара определяется из условия, что к моменту возникновения пожара проемы находятся в закрытом состоянии. Это позволяет исключить существенную неопределенность, связанную с определением состояния проемов к моменту возникновения пожара. Методы определения продолжительности начальной стадии пожара изложены в [6].

Вид объемного пожара зависит от объема помещения, отношения площади проемов к площади пола, вида и количества пожарной нагрузки. В [12] рассмотрен порядок определения возможного вида объемного пожара. В условиях объемного пожара считается, что все проемы находятся в открытом состоянии. Открытое состояние проемов в развитой стадии объемного пожара обусловлено тем, что среднее значение температуры вскрытия проемов составляет 500 °С, что меньше максимальных значений температур при пожарах, оказывающих опасное тепловое воздействие на строительные конструкции. Фактическое значение удельной пожарной нагрузки, приведенное к стандартной древесине, сравнивается с критическим значением. Если фактическое значение оказалось больше критического, то в помещении следует ожидать пожар, регулируемый вентиляцией (ПРВ). Если фактическое значение удельной пожарной нагрузки меньше критического — пожар регулируется нагрузкой (ПРН). На основании определенного вида пожара выбирается соответствующий ему закон изменения скорости выгорания (тепловыделения).

При горении древесины максимальная скорость выгорания пожарной нагрузки R_{max} для ПРВ в помещении с расположением проемов в одном уровне определяется из выражения

$$R_{max} = 91,75 F_0 h^{\frac{1}{2}}, \quad (5.19)$$

при расположении проемов в двух уровнях —

$$R_{max} = \left[38,5 \left(\frac{g_k}{g_k^*} \right)^2 + 53,2 \left(\frac{g_k}{g_k^*} \right) \right] F_0 h^{\frac{1}{2}}. \quad (5.20)$$

В соотношениях (5.19) и (5.20) максимальная скорость выгорания определяется в г·с⁻¹. Плотность пожарной нагрузки g_k^* соответствует такому ее количеству, что максимальная скорость выгорания при данной проемности определяется из выражения (5.19). Значение плотности пожарной нагрузки определяется как

$$g_k^* = 63 P^{0,73}.$$

Скорость выгорания в момент времени t определяется из соотношения, приведенного в [12]: $M_n = \eta_T(t_n) R_{max}$. (5.21)

Коэффициент интенсивности тепловыделения является функцией от времени t_n . Это время условно в литературе определяется как продолжительность пожара и характеризует интервал времени от начала развитой стадии пожара до момента его развития, когда скорость выгорания пожарной нагрузки начинает уменьшаться. Практически это время совпадает с началом затухающей стадии пожара. Время t_n определяется из соотношения

$$t_n = \frac{g_k F_w Q_n^P}{6285 F_0 h^{0,5}} \frac{R_{max,др}}{R_{max,i}}. \quad (5.22)$$

В уравнении (5.22) низшая теплота сгорания материала берется в МДж·кг⁻¹ и время t_n определяется в часах; $R_{max,др}$ и $R_{max,i}$ — соответственно максимальная скорость выгорания стандартной древесины и i -го материала пожарной нагрузки, определенная в сходственных условиях развития ПРВ. Зависимость коэффициента интенсивности тепловыделения от времени t_n в виде номограмм приведена в [12]. Ниже приведена зависимость $\eta_T = f(t_n)$ в виде кусочных функций, удобных для программирования.

Время пожара $t_n = 0,1$ ч:

$$\begin{aligned} \eta_T &= 0,173t \dots \dots \dots t \leq 5,78 \text{ мин} \\ \eta_T &= 0,5 + 0,164(8,82 - t) \dots \dots \dots 5,78 < t \leq 8,82 \text{ мин} \\ \eta_T &= 0,1 + 0,0136(29,4 - t) \dots \dots \dots 8,82 < t \leq 29,4 \text{ мин} \\ \eta_T &= 0,002428(70,58 - t) \dots \dots \dots 29,4 < t \leq 70,58 \text{ мин} \end{aligned}$$

Время пожара $t_n = 0,15$:

$$\begin{aligned} \eta_T &= 0,173t \dots \dots \dots t \leq 5,78 \text{ мин} \\ \eta_T &= 1 \dots \dots \dots 5,78 < t \leq 7,05 \text{ мин} \\ \eta_T &= 0,5 + 0,08488(12,94 - t) \dots \dots \dots 7,05 < t \leq 12,94 \text{ мин} \end{aligned}$$

$$\eta_T = 0,2 + 0,0319 (22,35 - t) \dots 12,94 < t \leq 22,35 \text{ мин}$$

$$\eta_T = 0,00405 (71,76 - t) \dots 22,35 < t \leq 71,76 \text{ мин}$$

Время пожара $t_n = 0,2$ ч:

$$\eta_T = 0,2t \dots t \leq 4,8 \text{ мин}$$

$$\eta_T = 1 \dots 4,8 < t \leq 9,24 \text{ мин}$$

$$\eta_T = 0,5 + 0,06 (15,4 - t) \dots 9,24 < t \leq 15,4 \text{ мин}$$

$$\eta_T = 0,2 + 0,024 (30 - t) \dots 15,4 < t \leq 30 \text{ мин}$$

$$\eta_T = 0,004 (7,38 - t) \dots 30 < t \leq 7,38 \text{ мин}$$

Время пожара $t_n = 0,3$ ч:

$$\eta_T = 0,173t \dots t \leq 5,78 \text{ мин}$$

$$\eta_T = 1 \dots 5,78 < t \leq 16,1 \text{ мин}$$

$$\eta_T = 0,5 + 0,0455 (27 - t) \dots 16,1 < t \leq 27 \text{ мин}$$

$$\eta_T = 0,2 + 0,02 (42 - t) \dots 27 < t \leq 42 \text{ мин}$$

$$\eta_T = 0,00416 (90 - t) \dots 42 < t \leq 90 \text{ мин}$$

Время пожара $t_n = 0,4$ ч:

$$\eta_T = 0,173t \dots t \leq 3,45 \text{ мин}$$

$$\eta_T = 0,6 + 0,053 (t - 3,45) \dots 3,45 < t \leq 7,8 \text{ мин}$$

$$\eta_T = 0,83 + 0,028 (t - 7,8) \dots 7,8 < t \leq 13,8 \text{ мин}$$

$$\eta_T = 1 \dots 13,8 < t \leq 20 \text{ мин}$$

$$\eta_T = 0,5 + 0,035 (34,1 - t) \dots 20 < t \leq 34,1 \text{ мин}$$

$$\eta_T = 0,2 + 0,0116 (60 - t) \dots 34,1 < t \leq 60 \text{ мин}$$

$$\eta_T = 0,004 (114 - t) \dots 60 < t \leq 114 \text{ мин}$$

Время пожара $t_n = 0,5$ ч:

$$\eta_T = 0,173t \dots t \leq 3,45 \text{ мин}$$

$$\eta_T = 0,6 + 0,053 (t - 3,45) \dots 3,45 < t \leq 7,8 \text{ мин}$$

$$\eta_T = 0,63 + 0,028 (t - 7,8) \dots 7,8 < t \leq 13,8 \text{ мин}$$

$$\eta_T = 1 \dots 13,8 < t \leq 2,7 \text{ мин}$$

$$\eta_T = 0,5 + 0,033 (42 - t) \dots 27 < t \leq 42 \text{ мин}$$

$$\eta_T = 0,2 + 0,01 (72 - t) \dots 42 < t \leq 72 \text{ мин}$$

$$\eta_T = 0,03 (138 - t) \dots 72 < t \leq 138 \text{ мин}$$

Время пожара $t_n = 0,6$ ч:

$$\eta_T = 0,173t \dots t \leq 3,45 \text{ мин}$$

$$\eta_T = 0,6 + 0,053 (t - 3,45) \dots 3,45 < t \leq 7,8 \text{ мин}$$

$$\eta_T = 0,83 + 0,028 (t - 7,8) \dots 7,8 < t \leq 13,8 \text{ мин}$$

$$\eta_T = 1 \dots 13,8 < t \leq 31,76 \text{ мин}$$

$$\eta_T = 0,5 + 0,0266 (50,58 - t) \dots 31,76 < t \leq 50,58 \text{ мин}$$

$$\eta_T = 0,2 + 0,0088 (84,7 - t) \dots 50,58 < t \leq 84,7 \text{ мин}$$

$$\eta_T = 0,00218 (176,4 - t) \dots 84,7 < t \leq 176,5 \text{ мин}$$

Время пожара $t_n = 0,75$ ч:

$$\eta_T = 0,173t \dots t \leq 3,45 \text{ мин}$$

$$\eta_T = 0,6 + 0,053 (t - 3,45) \dots 3,45 < t \leq 7,8 \text{ мин}$$

$$\eta_T = 0,83 + 0,028 (t - 7,8) \dots 7,8 < t \leq 13,8 \text{ мин}$$

$$\eta_T = 1 \dots 13,8 < t \leq 42 \text{ мин}$$

$$\eta_T = 0,5 + 0,024 (63 - t) \dots 42 < t \leq 63 \text{ мин}$$

$$\eta_T = 0,02 + 0,007 (102 - t) \dots 63 < t \leq 102 \text{ мин}$$

$$\eta_T = 0,002 (222 - t) \dots t > 102 \text{ мин}$$

Время пожара $t_n = 1$ ч:

$$\eta_T = 0,173t \dots t \leq 3,45 \text{ мин}$$

$$\eta_T = 0,6 + 0,053 (t - 3,45) \dots 3,45 < t \leq 7,8 \text{ мин}$$

$$\eta_T = 0,83 + 0,028 (t - 7,8) \dots 7,8 < t \leq 13,8 \text{ мин}$$

$$\eta_T = 1 \dots 13,8 < t \leq 49,8 \text{ мин}$$

$$\eta_T = 0,5 + 0,014 (85,2 - t) \dots 49,8 < t \leq 85,2 \text{ мин}$$

$$\eta_T = 0,2 + 0,0056 (138 - t) \dots 85,2 < t \leq 138 \text{ мин}$$

$$\eta_T = 0,0017 (251 - t) \dots 138 < t \leq 251 \text{ мин}$$

Время пожара $t_n = 1,2$ ч:

$$\eta_T = 0,173t \dots t \leq 3,45 \text{ мин}$$

$$\eta_T = 0,6 + 0,053 (t - 3,45) \dots 3,45 < t \leq 7,8 \text{ мин}$$

$$\eta_T = 0,83 + 0,028 (t - 7,8) \dots 7,8 < t \leq 13,8 \text{ мин}$$

$$\eta_T = 1 \dots 13,8 < t \leq 60 \text{ мин}$$

$$\eta_T = 0,5 + 0,0106 (107 - t) \dots 60 < t \leq 107 \text{ мин}$$

$$\eta_T = 0,2 + 0,00579 (158,8 - t) \dots 107 < t \leq 158,8 \text{ мин}$$

$$\eta_T = 0,0018 (270 - t) \dots 158,8 < t \leq 270 \text{ мин}$$

Тепловыделение при пожаре определяется из выражения

$$Q = \eta_T(t) Q_n^p R_{\max} \eta. \quad (5.23)$$

Коэффициент полноты сгорания η при ПРВ в объемной его стадии при горении пожарной нагрузки, состоящей из древесины, принимается от 0,62 до 0,88.

При ПРН скорость выгорания пожарной нагрузки, состоящей из твердых горючих и труднотвердых материалов, определяется из эмпирических выражений:

$$\frac{M}{M_{\max, i}} = 66 \left(\frac{t}{t_i^*} \right)^{3,6} e^{-4,5 \left(\frac{t}{t_i^*} \right)} \text{ при } \frac{t}{t_i^*} < 0,8;$$

$$M/M_{\max, i} = 1 \quad \text{при } 0,8 \leq t/t_i^* \leq 1,2;$$

$$\frac{M}{M_{\max, i}} = 34,5 \left(\frac{t}{t_i^*} \right)^{4,31} e^{-3,6 \left(\frac{t}{t_i^*} \right)} \text{ при } \frac{t}{t_i^*} > 1,2.$$

Максимальная скорость выгорания пожарной нагрузки при отношении площади горения $F_{\text{гор}}$ к площади пола F , меньшей 0,04 ($\bar{F} \leq 0,04$), определяется из соотношения

$$\frac{M_{\max, i} F_{\text{гор}}}{5,5 F_0 h^{0,5}} = (-19,8 \bar{F}^3 + 27,4 \bar{F}^2 - 9,23 \bar{F} + 2,29) \frac{g_{\text{к}}}{g_{\text{к.кр}}} \left(\frac{M_{\text{др}}}{M_i} \right). \quad (5.24)$$

Значения времени t^* и $\bar{t}_{\text{кр}}$ определяются из выражений:

$$\frac{t_1^*}{t_{\text{кр}}} = -2,3 \left(\frac{g_{\text{к}}}{g_{\text{к.кр}}} \right)^4 + 1,67 \left(\frac{g_{\text{к}}}{g_{\text{к.кр}}} \right)^3 + 2,78 \left(\frac{g_{\text{к}}}{g_{\text{к.кр}}} \right)^2 -$$

$$-2,3 \left(\frac{g_{\text{к}}}{g_{\text{к.кр}}} \right) + 1,16,$$

$$t_{\text{кр}} = \frac{g_{\text{к.кр}} F_{\text{гор}} Q_{\text{н}}^{\text{р}}}{6285 F_0 h^{0,5}} \frac{R_{\max, \text{др}}}{R_{\max, i}}.$$

В формулах (5.24) и (2.59) отношения максимальных скоростей при ПРН $M_{\text{др}}/M_i$ и при ПВ $R_{\max, \text{др}}/R_{\max, i}$ определяются экспериментально.

При относительной площади расположения пожарной нагрузки $0,04 < \bar{F} < 0,5$ максимальная скорость выгорания определяется из выражения

$$M_{\max, 2} = 1,07 M_{\max, 1} e^{-1,8 \bar{F}}, \quad (5.25)$$

где значение $M_{\max, 1}$ определяется из выражения (5.24).

Значение времени t^* определяется по выражению

$$t_2^* = t_1^* (1,07 e^{-1,8 \bar{F}})^{-1}, \quad (5.26)$$

где величина t_1^* определяется из (2.58).

При значении относительной площади расположения пожарной нагрузки $\bar{F} > 0,5$ максимальная скорость выгорания определяется из выражения

$$M_{\max, 3} = 0,43 M_{\max, 1}. \quad (5.27)$$

Значение времени t^* определяется из соотношения $t_3^* = 2,3 t_1^*$. Тепловыделение при ПРН находится как

$$Q = M_i \eta Q_{\text{н}}^{\text{р}}, \quad (5.28)$$

где коэффициент полноты сгорания изменяется в диапазоне $\eta = 0,57 \div 0,8$.

Выбор закона теплообмена очага пожара со строительными конструкциями в условиях объемного пожара зависит от ориентации строительных конструкций относительно очага и стадий объемного пожара. При определении огнестойкости конструкций выделяются две ориентации основных строительных конструкций: горизонтальные и вертикальные несущие и ненесущие конструкции. Ориентация строительных конструкций определяет характер теплового и гидродинамического взаимодействия их с очагом пожара. Характер теплообмена зависит от оптических характеристик газовой среды, определяющей процесс переноса лучистой энергии. Процесс сложного теплообмена в условиях оптически прозрачной и оптически плотной газовых сред в условиях пожара подробно рассмотрен в гл. 4 и 3. Основной областью применения моделирования на уровне усредненных параметров являются практические задачи, характерные для развитой стадии объемных пожаров. Основным процессом переноса тепла для объемных пожаров является сложный теплообмен в оптически плотных газовых средах. Эти процессы характерны для газовых сред с критерием $Bu > 1$, что соответствует определенным значениям температур в очаге пожара $T \geq T_{Bu=1}$. При значении $Bu < 1$, что соответствует значениям температур $T < T_{Bu=1}$, процесс сложного теплообмена является аддитивным относительно лучистой и конвективной составляющих. Поскольку расчет температурного режима пожара начинается с нормальных условий, когда $T < T_{Bu=1}$, то в начальные моменты времени основные законы для оптически плотных сред применять нельзя. В начальной стадии пожара, ограниченной временем $0 < t \leq t_{\text{исп}}$, принимается модель оптически прозрачного газа, и в развитой стадии пожара используется модель оптически плотного газа при значениях $T > T_{Bu=1}$. Между этими двумя режимами теплопередачи существует переходная область, связанная с конечными скоростями перехода режимов теплопередачи из одного в другой. По значению среднеобъемной температуры переходная область лежит в диапазоне значений температур $T_{\text{исп}} < T < T_{Bu=1}$. Используя линейную экстраполяцию изменения коэффициента теплообмена в переходной области горения, его можно определить как

$$\alpha_{\text{II}} = \alpha_1 + (\alpha_{\text{III}} - \alpha_1) \left(\frac{T - T_{\text{исп}}}{T_{Bu=1} - T_{\text{исп}}} \right), \quad (5.29)$$

где α_1 , α_{II} , α_{III} — коэффициенты теплообмена очага пожара с конструкциями различной ориентации соответственно в начальной стадии пожара, переходном режиме и развитых стадиях пожара, $Bu = \frac{g_{\text{к}}}{g_{\text{к.кр}}} \cdot K^{-1}$.

При использовании интегрального метода расчета температурного режима пожара без учета его начальной стадии со строительными конструкциями, вопрос об устойчивости которых решается на развитой стадии пожара (железобетонные конструкции, огнезащитные металлические конструкции и т.д.), коэффициенты теплоотдачи определяются из следующих соотношений.

Конструкции стен и пола:

$$\alpha_1 = k \left[\frac{g \beta_i (T_{нсп} - T_w) H^3}{v^2} \text{Pr} \right]^{1/3} \frac{\lambda}{H} + \frac{\epsilon_{пр} \sigma \left[\left(\frac{T_{нсп}}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_w}{100} \right)^4 \right]}{T_{нсп} - T_w}. \quad (5.30)$$

Для конструкций стен принимается $K=0,135$, для конструкций пола при $T_w > T_{нсп} - K = 0,176$ и при $T_w < T_{нсп} - K = 0,09$.

Значение коэффициента теплоотдачи α_{11} для конструкций стен определяется по соотношению

$$\alpha_{11} = 0,2 (Gr_x \text{Pr})^{1/3} \left[\frac{\text{Pr}^{2/3}}{2,14 (1 + N_T) + \text{Pr}^{2/3}} \right]^{1/3} (1 + N_T) \frac{\lambda}{H}, \quad (5.31)$$

где соответствующие числа подобия определяются при значении $T = T_{вн=1}$.

Коэффициент α_1 для конструкций потолка определяется из уравнения

$$\alpha_1 = 0,835 Re_*^{0,5} \text{Pr}^{1/3} \frac{\lambda}{r_*} + \frac{q_{пR}}{T_0 - T_w}. \quad (5.32)$$

Радиационная составляющая сложного теплового потока для перекрытия с безразмерной высотой $\bar{h} = \frac{h}{y_{\max}} \leq 2,3$ определяется из

уравнения $q_{пR} = \epsilon_w (0,88 \epsilon_{\phi} \sigma T_{0y}^4 \bar{h}^{0,63} - \sigma T_w^4)$, при значении $\bar{h} > 2,3$ $q_{пR} = \epsilon_w (0,786 \epsilon_{\phi} \sigma T_{\max}^4 \bar{h}^{-1,65})$. Коэффициент α_{11} для конструкций потолка определяется из уравнения

$$\alpha_{11} = 1,4 Re_*^{0,5} \text{Pr}^{1/3} \frac{\lambda}{r_*} + 13,3 \frac{\epsilon_w \sigma T_w^3}{\text{Bu}}. \quad (5.33)$$

Величины, входящие в соотношения (5.32) и (5.33), определяются по следующим уравнениям:

$$y_{\max} = 1,08 F_{гор}^{0,5} \frac{MF_{гор}}{R_{\max}}; \quad F_{гор} = \pi (u_0 t_{нсп})^2;$$

$$r_* = 0,51 y_{\max} \bar{h}^{0,03}; \quad Re_* = \frac{0,06 Q^{0,28} H^{0,55} F_{гор}^{0,23}}{v} \left(\frac{MF_{гор}}{R_{\max}} \right)^{0,37};$$

$$Q = \eta M Q_{н}^p; \quad T_{0y} = T_{\max} (0,3 + 2,35 \bar{h}^{1,12} e^{-1,21 \bar{h}}).$$

При вычислении тепловыделения Q низшая теплотворная способность материала пожарной нагрузки берется в Дж и скорость выгорания в $\text{кг} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, соответствующая начальной стадии пожара для использования в (5.32) и в развивающейся стадии пожара для (5.33).

При использовании интегрального метода с учетом начальной стадии пожара радиационный коэффициент теплоотдачи в конструкции стен, пола и части поверхности перекрытия, находящейся за пределами проекции очага пожара на ее поверхность, определяется из соотношения

$$\alpha_{1R} = \frac{\epsilon_{пр} c_0 \left[\left(\frac{T}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_w}{100} \right)^4 \right]}{T - T_w} \psi_{i(1,2)}, \quad (5.34)$$

где $T = 0,91 T_{\max}$.

(5.35)

Диффузионные средние по поверхности коэффициенты облученности факела пламени на строительные конструкции определяются из соотношения

$$\psi_{i(1,2)} = H_i / (LD), \quad (5.36)$$

где $i=1-4$; L — высота факела, м; D — приведенный диаметр очага пожара, м; H_i — взаимная излучающая поверхность i -той системы

Выражения, позволяющие определить взаимную излучающую поверхность для различных систем, приведенных на рис. 5.2, полученные с использованием метода суперпозиций [14], имеют следующий вид.

Взаимная излучающая поверхность системы факел — пол (рис. 5.2, а) определяется из соотношения

$$H_1 = \frac{1}{2} (H_{1'2'-12} + H_{1'3'-13} - H_{2'2} - H_{3'3}). \quad (5.37)$$

Взаимная излучающая поверхность системы факел — боковая поверхность (рис. 5.2, б) определяется как

$$H_{II(III)} = \frac{1}{2} (H_{1'2'3'4'-12}^{II(III)} + H_{3'2'-2}^{II(III)} + H_{1'4'-1}^{II(III)}) - \frac{1}{2} (H_{3'4'-12}^{II(III)} + H_{2'3'-2}^{II(III)} + H_{4'-1}^{II(III)}). \quad (5.38)$$

Индекс II(III) обозначает, что в замкнутой системе факел — строительные конструкции необходимо определять взаимную излучающую поверхность для двух боковых стен,

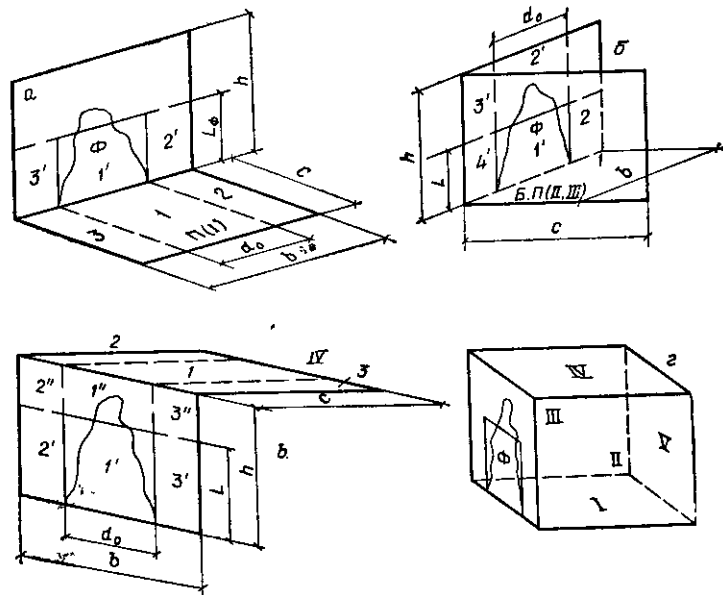


Рис. 5.2. Взаимные излучающие поверхности при пожаре в помещении

а — взаимная излучающая система факел-пол; б — взаимная излучающая система факел — боковая поверхность; в — взаимная излучающая система факел-потолок; г — общая взаимная излучающая система. $L_{\text{ф}}$ — высота факела; d_0 — диаметр факела; h — высота помещения; b — ширина помещения; c — расстояние от факела до фронтальной стены; ф — факел

Взаимная излучающая поверхность системы факел — потолок (рис. 5.2, в) определяется

$$H_{1V} = \frac{1}{2} (H_{2'1'2'-21} + H_{2''-2} + H_{1'3'1'3''-13} + H_{3''-3}) - \frac{1}{2} (H_{2'2''-2} + H_{1''2''-12} + H_{3''3'-3} + H_{1'3''-13}). \quad (5.39)$$

Диффузионный средний угловой коэффициент системы факел — фронтальная стена (рис. 5.2, г) определяется из соотношения

$$\Psi_{\text{ф-в}} = 1 - \sum_{i=1}^{IV} \Psi_i. \quad (5.40)$$

По известной скорости выгорания пожарной нагрузки при локальных пожарах и в НСП высота факела определяется из следующих соотношений [1]:

для диапазона изменения параметра $\Psi_i^2/D^5 = 2 \cdot 10^{-7} - 2 \cdot 10^{-9}$

$$\frac{L}{D} = 4,4 (\Psi_i^2 \cdot 10^6 / D^5)^{0,3}, \quad (5.41)$$

для $\Psi_i^2/D^5 = 4 \cdot 10^{-8} - 10^{-6}$

$$\frac{L}{D} = 4 (\Psi_i^2 \cdot 10^6 / D^5)^{0,33}. \quad (5.42)$$

В соотношениях (5.41) и (5.42) L и D измеряются в сантиметрах.

Приведенный диаметр очага пожара является функцией скорости распространения пожара в НСП (u_0) и времени его развития $t_i \leq t_{\text{всп}}$. При круговом развитии пожара $D = 2u_0 t_i$. На затухающей стадии пожара для конструкций потолка, пола и стен используется выражение (5.31). Для конструкций перекрытия при условии, когда $T_w > T$, и для конструкций пола при $T_w < T$ выражение (5.31) принимает вид

$$\alpha = 0,2 (Gr_H Gr_f)^{1/3} \left[\frac{Pr^{2/3}}{2,14 (1 + N_T) + Pr^{2/3}} \right]^{1/3} (0,7 + N_T) \frac{\lambda}{H}. \quad (5.43)$$

Для конструкций перекрытия при $T_w < T$ и конструкции пола при $T_w > T_f$

$$\alpha = 0,2 (Gr_H Gr_f)^{1/3} \left[\frac{Pr^{2/3}}{2,14 (1 + N_T) + Pr^{2/3}} \right]^{1/3} (1,3 + N_T) \frac{\lambda}{H}. \quad (5.44)$$

Выражения для коэффициента теплоотдачи (5.31), (5.43) и (5.44) применяются на затухающей стадии пожара в диапазоне изменения среднеобъемной температуры $T_{\text{вн}=1} < T < T_{\text{мах}}$. Обычно в этом диапазоне изменения значений среднеобъемной температуры решают практические вопросы устойчивости строительных конструкций, огнестойкость которых определяется температурой прогрева защитного слоя (изгибаемые железобетонные конструкции перекрытия, огнезащитные металлические конструкции). Для несущих железобетонных колонн и несущих стен, устойчивость которых должна определяться до полного их остывания, расчет температурного режима пожара ведется до значений $T = T_0$. В этом случае в диапазоне изменения $T_0 < T < T_{\text{вн}=1}$ расчет ведется по уравнению (5.29), где коэффициент теплоотдачи $\alpha_{\text{ст}}$ определяется по (5.31), (5.43) или (5.44) в зависимости от ориентации конструкции. Коэффициент α_f для конструкций стен, пола и перекрытия определяется по (5.30). Для конструкций стен $k = 0,135$, для перекрытия, если $T_w > T$, и пола, когда $T_w < T$, значение $K = 0,09$. Если для перекрытия $T_w < T$ и для пола $T_w \geq T$, $k = 0,176$.

Способ расчета количества тепла, воспринимаемого строительными конструкциями при пожаре, зависит от характера выполняемого расчета (проверочного или конструктивного). При проведении конструктивных расчетов количество тепла, воспринимаемого строительными конструкциями, может определяться из уравнения

$$Q_{Wi} = \int_0^{t+\Delta t} q_i(t) dt F_{Wi}, \quad (5.45)$$

где q_i — известная эмпирическая зависимость плотности теплового потока в i -тую строительную конструкцию.

При проведении конструктивного расчета (или проверочного, если отсутствуют зависимости плотности теплового потока от времени пожара) для определения количества тепла, воспринимаемого строительными конструкциями, необходимо в каждый момент времени знать температуру их обогреваемой поверхности. Поскольку температура этих поверхностей зависит не только от внешних условий теплообмена, но и от теплофизических свойств материала конструкций, ее определяют из решения уравнения теплопроводности (5.7) при граничных условиях III рода. Для условий пожара граничные условия несимметричны относительно рассматриваемой конструкции. Характер изменения коэффициента теплоотдачи на обогреваемых поверхностях приведен выше.

Коэффициент теплоотдачи от необогреваемой поверхности в окружающую среду вычисляется по формуле

$$\alpha = \frac{Nu \lambda(T)}{x} + \frac{\varepsilon_{пр} c_0 \left[\left(\frac{T_w}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_\infty}{100} \right)^4 \right] \Psi_{12}}{(T_w - T_\infty)}. \quad (5.46)$$

Массовый расход уходящих газов G_r и входящего воздуха G_v зависит от размеров, расположения и ориентации проемов. Массовый расход газов для одного проема в зависимости от положения нейтральной линии определяется из уравнений [1]:

для уходящих дымовых газов

$$G_r = \begin{cases} 0 & \text{для } y_H > H_B \\ \frac{2}{3} \xi b_{пр} [2g\rho_r (\rho_0 - \rho_r)]^{1/2} (H_B - y_B)^{3/2} & \text{для } H_H < y_H < H_B \\ \frac{2}{3} \xi b_{пр} [2g\rho_r (\rho_0 - \rho_r)]^{1/2} [(H_B - y_H)^{3/2} - (H_H - y_H)^{3/2}] & \text{для } y_H < H_H \end{cases} \quad (5.47)$$

для входящего воздуха

$$G_v = \begin{cases} \frac{2}{3} \xi b_{пр} [2g\rho_0 (\rho_0 - \rho_r)]^{1/2} [(y_H - H_H)^{3/2} - (y_H - H_B)^{3/2}] & \text{для } y_H > H_B \\ \frac{2}{3} \xi b_{пр} [2g\rho_0 (\rho_0 - \rho_r)]^{0,5} (y_H - H_H)^{3/2} & \text{для } H_B < y_H < H_H \\ 0 & \text{для } y_H \leq H_H \end{cases} \quad (5.48)$$

где ξ — средний коэффициент расхода проема; $\xi \approx 0,64$; $b_{пр}$ — ширина проема, м; ρ_r — плотность дымовых газов при температуре уходящих газов, $\text{кг}\cdot\text{м}^{-3}$; ρ_0 — плотность входящего воздуха при температуре входящего воздуха, $\text{кг}\cdot\text{м}^{-3}$; H_B — расстояние от пола до верхней кромки проема, м; H_H — расстояние от пола до нижней кромки проема, м; y_H — расстояние от пола до нейтральной линии, м.

Положение нейтральной линии определяется из уравнения

$$y_H = \frac{P_m - P_0}{g(\rho_0 - \rho_r)} = \frac{\Delta P}{g(\rho_0 - \rho_r)}. \quad (5.49)$$

Перепад давлений ΔP определяется из уравнения сохранения массы (5.1) методом последовательных приближений. Расчетные соотношения для определения количества выходящих продуктов сгорания и входящего воздуха в условиях естественного газообмена при расположении проемов в разных уровнях приведены в [1], вид их записи не зависит от типа пожара и изменяется в зависимости от стадий пожара.

При принудительной подаче воздуха в очаг пожара в уравнении сохранения массы член, учитывающий количество поступающего воздуха в очаг пожара, определяется с учетом принудительно подаваемого воздуха путем введения в расчетные соотношения для G_v слагаемого, равного количеству принудительно подаваемого воздуха G_v^* . Расчет температурного режима пожара с учетом принудительной подачи воздуха ведется при допущении, что количество принудительно поданного в очаг пожара воздуха аналогично дополнительно поступившему воздуху за счет естественного газообмена при соответственном увеличении площади проемов.

Увеличение площади проемов, обеспечивающее поступление воздуха в очаг пожара за счет естественного газообмена, аналогичное поступлению от принудительной подачи, определяется из следующего соотношения для расположения проемов в одном уровне:

$$F_0^* = b^* h = \frac{G_v^*}{0,363 \xi [2g\rho_0 (\rho_0 - \rho_r)]^{1/2} h^{1/2}}. \quad (5.50)$$

При расположении проемов в двух уровнях увеличение площади проемов определяется

$$F_0^* = \frac{G_b^* h}{0,253 \xi [2g\rho_0(\rho_0 - \rho_r)]^{1/2} (H_{н1} + h + H_{н2})^{3/2}}. \quad (5.51)$$

Увеличение площади проемов, обеспечивающее удаление продуктов сгорания за счет естественного газообмена, аналогичное количеству удаляемых продуктов сгорания принудительным методом G_r^* , при расположении проемов в одном уровне определяется

$$F_0^* = \frac{G_r^*}{0,128 \xi [2g\rho_r(\rho_0 - \rho_r)]^{1/2} h^{1/2}}. \quad (5.52)$$

При расположении проемов в двух уровнях увеличение площади проемов определяется

$$F_0^* = \frac{G_r^* h}{\frac{2}{3} \xi [2g\rho_r(\rho_0 - \rho_r)]^{1/2} \left[H_b - \frac{1}{2} (H_{н1} + h + H_{н2}) \right]^{3/2}}. \quad (5.53)$$

В соотношениях (5.50)–(5.53) $H_{н1}$ — высота нижней кромки проема; $H_{н2}$ — высота нижней кромки второго уровня проема; h — высота проема; H_b — высота верхней кромки второго яруса проема; ρ_r — плотность продуктов сгорания, берется по значению максимальной среднеобъемной температуры пожара.

Для ПРВ продолжительность пожара (и соответственно закон тепловыделения) для принудительной подачи воздуха или удаление продуктов горения определяется из соотношения

$$t_n = \frac{Q_n^p \rho_K F_W}{6285 \bar{F}_0 h^{1/2}} \frac{R_{\max \text{др}}}{R_{\max \text{т}}}. \quad (5.54)$$

где $\bar{F}_0 = F_0 + F_{0r}^*$ — приведенная площадь проемов, равная сумме площадей проемов F_0 и условных площадей F_{0r}^* , определяемых из соответствующих уравнений в зависимости от условий вентиляции.

Разность полных энтальпий выходящего и входящего через проемы газа определяется из выражения

$$Q_r = G_b c_{p\infty} T_\infty - m G_r c_{pr} T, \quad (5.55)$$

где коэффициент m характеризует отличие температуры уходящих газов от среднеобъемной температуры газов в очаге пожара.

В соответствии с данными экспериментальных исследований при расположении проема в двух уровнях $m=1,1$ при расположении

проемов в одном уровне $m=0,8$. Лучистый тепловой поток через проемы определяется из уравнения

$$Q_R = F_0 \varepsilon_r c_0 \left[\left(\frac{mT}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_\infty}{100} \right)^4 \right], \quad (5.56)$$

где степень черноты уходящих газов определяется по формуле $\varepsilon_r = 1 - e^{-Bv}$.

Оптическая характеристика уходящих из очага пожара газов определяется по составу этого газа и значению его температуры.

Выбор метода расчета температурного режима зависит от цели расчета и исходных характеристик пожарной нагрузки и помещения. Зональный метод расчета, использующий закономерности струйного течения, используется для определения теплового воздействия очага пожара на строительные конструкции при горении ЛВЖ, ГЖ и сосредоточенно размещенной пожарной нагрузки из твердых горючих и трудногорючих материалов. Использование этого метода расчета для данной задачи в условиях локальных пожаров и в начальной стадии пожара рассмотрено в гл. 4.

Зональный метод, использующий интегральные уравнения пожара (5.1)–(5.9) для характерных зон помещения, может применяться для залных помещений со сосредоточенной пожарной нагрузкой (локальные пожары) и при расположении пожарной нагрузки на площади $\pi(u_0 t_{\text{нсп}})^2 < F_n < 0,5F$. Целью таких расчетов может быть определение среднеобъемной температуры в очаге пожара и определение теплового воздействия очага пожара на строительные конструкции при условии, если эти конструкции не теряют своей устойчивости в начальной стадии пожара. Целесообразно использование этого метода для помещений типа тоннелей (коридоры, кабельные тоннели и т. д.), в том числе и при условии рассредоточенного расположения в них пожарной нагрузки из твердых материалов. Выбор этого метода расчета для тоннельных помещений определяется большой неравномерностью температур по длине помещения практически на всех стадиях пожара.

Интегральный метод расчета температурного режима используется в помещениях с рассредоточенно размещенной пожарной нагрузкой, состоящей из твердых материалов, когда продолжительность НСП намного меньше продолжительности объемного пожара. Это условие сохраняется в помещениях жилых, гостиничных, административно-хозяйственных зданий и им подобных с $V < 10^4$, м³.

Интегральный метод с учетом НСП главным образом используется для определения температурного режима в помещениях, где продолжительность НСП соизмерима с продолжительностью объемного пожара. Такое соотношение между продолжительностью НСП и объемного пожара характерно для залных помещений общественных зданий, цехов промышленных предприятий и т. д.

Расчет температурного режима пожара ведется с использованием ЭВМ методом последовательных приближений.

В результате выполненных расчетов определяются изменения во времени развития пожара среднеобъемной температуры T ; средней температуры обогреваемой поверхности перекрытия, стен и пола T_{wi} ; тепловой поток, выделяющийся при горении пожарной нагрузки Q_b ; тепловой поток, поглощаемый строительными конструкциями Q_{wi} ; тепловой поток, уходящий из очага пожара с продуктами горения Q_r , и тепловой поток, уходящий из очага пожара через проемы с излучением Q_R .

Эти данные являются исходными при решении ряда практических задач пожарной профилактики, и в первую очередь они определяют результаты исследования устойчивости строительных конструкций в условиях пожаров, отличных от стандартного.

Вопросы прогнозирования поведения строительных конструкций в условиях теплового воздействия на них пожаров, отличных от стандартных, тесно связаны с задачами научно обоснованного их нормирования. В связи с этим возникают вопросы моделирования воздействия очага пожара на различные строительные конструкции, позволяющие на научной основе осуществить переход от «реальных» пожаров к единому «стандартному» пожару, т. е. определение эквивалентной продолжительности пожара. Разработка такого перехода от «реальных» к стандартному пожару позволяет нормировать требуемые пределы огнестойкости строительных конструкций с учетом условий их эксплуатации. Методы определения эквивалентной продолжительности пожара для некоторых видов конструкций приведены в разд. 5.23. Расчетные методы прогнозирования развития пожара и его последствий в рассмотренной выше детерминированной постановке являются законченной научной задачей, позволяющей оценить динамику пожара и его воздействия на различные объекты на некотором наперед заданном уровне исходных параметров. Как правило, для разработки соответствующих профилактических мероприятий рассматривается ситуация, наиболее опасная из возможных, т. е. производится оценка по верхнему пределу.

На реальном объекте прогноз динамики пожара усложняется неопределенностью начальных условий, при которых возможно возникновение пожара, а следовательно, динамика пожара носит вероятностный характер. Очевидно, что результат детерминированного расчета на любом уровне исходных параметров в практике может быть реализован с определенной степенью вероятности. Поэтому для оценки нормативных мероприятий на уровне их технико-экономического обоснования расчет конкретных вариантов пожара должен быть дополнен оценкой вероятности, с которой следует ожидать на практике ту или иную ситуацию развития и последствия пожара.

Таким образом, возникает задача — исходя из известных вероятностных характеристик входных факторов и на основе разработанных детерминированных методов определить вероятностные характеристики выходных параметров пожара. Такая постановка задачи принципиально отличается от существующих вероятностных методов оценки пожара. В этих методах, основанных на статистических данных о пожаре, анализируются следственные явления и на этой основе разрабатываются соответствующие мероприятия. В предложенном методе вероятностного моделирования случайными величинами являются исходные параметры. Следственные явления прогнозируются на основе анализа физического процесса (причинного явления). Таким образом, такой метод вероятностного исследования пожара свободен от статистических данных, которые в ряде случаев могут быть не всегда достоверными, и, кроме этого, он позволяет прогнозировать эти данные.

В качестве реализации этого подхода был создан имитатор, позволяющий методом Монте-Карло восстанавливать вероятностные характеристики параметров пожара. Принципиальная блок-схема имитатора приведена на рис 5.3.

Ядро системы включает модуль временных траекторий теплофизических параметров пожара, полученных для детерминированных условий развития пожара. При вероятностном моделировании условия развития пожара определяются розыгрышем входных факторов. Соответствующие им траектории тепловых характеристик интерполируются по траекториям исходного модуля. Статистическая обработка данных после соответствующего числа розыгрышей позволяет определять вероятностные характеристики пожара. При составлении вероятностной модели учитывались факторы, наиболее существенно влияющие на ход развития пожара. При выделении этих факторов учитывались возможный статистический их разброс и функциональная связь между входным фактором и выходными параметрами.

Оценка возможных в реальных условиях случайных разбросов входных факторов, анализ модели на чувствительность выходных параметров от входных факторов и опыт численных экспериментов позволили остановиться на двух основных факторах: количество и вид пожарной нагрузки; величина проемов в помещениях и их состояние (до вскрытия и после вскрытия); характер вскрытия проемов.

Количество варьируемых факторов определяет объем численных расчетов на детерминированном уровне. Возможные комбинации разных значений трех варьируемых факторов дает значение таких расчетов, равное $3^3 \approx 30$. Результаты этих расчетов принимаются как базовый модуль.

В соответствии с характером физического процесса весь процесс развития пожара разбивается на 4 стадии;

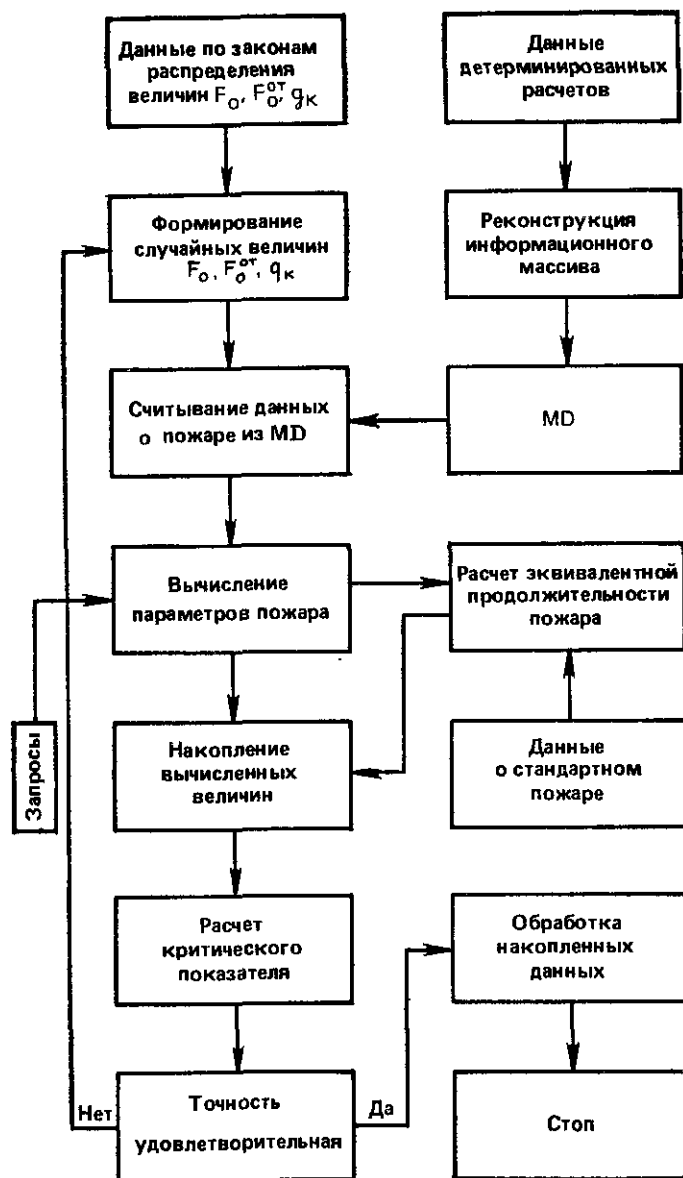


Рис. 5.3. Блок-схема имитатора вероятностных характеристик параметров пожара

начальная стадия пожара длится до вскрытия проемов;
развивающаяся стадия пожара длительностью от момента вскрытия процессов до момента наступления максимальной скорости выгорания;

развитая стадия пожара, соответствующая продолжительности времени, в течение которого скорость выгорания пожарной нагрузки имеет максимальное и постоянное значение;

затухающая стадия пожара, начинающаяся с момента уменьшения скорости выгорания пожарной нагрузки.

Соответствующие стадии разных пожаров из базового модуля сравниваются между собой и имеют физическую основу и допущения, свойственные различным классам пожара.

Наличие базового модуля позволяет восстанавливать выходные параметры необходимого объема для пожаров с промежуточными значениями входных факторов. Каждая стадия пожара восстанавливается отдельно.

Восстановление пожаров производится в несколько этапов. Стадии пожаров, восстановленные на данном этапе, используются в последующем наравне с базовым модулем. Восстановленные временные теплофизические параметры пожара служат исходными данными для вероятностного моделирования по алгоритму, приведенному в виде укрупненной блок-схемы на рис. 5.3. Блок-схема имитатора учитывала следующие положения:

пожар определяется начальной пожарной нагрузкой g_k , $\text{кг} \cdot \text{м}^{-2}$, величиной проемности F_0 , м^2 , начальной проемностью F_0^{OT} , м^2 ;

входные величины g_k , F_0 случайные и законы распределения их известны;

температура вскрытия проемов считается постоянной или известен закон распределения вскрытых проемов.

На основе рассчитанных данных, полученных на уровне детерминированного моделирования, определяются временные характеристики теплофизических величин пожара, где эти характеристики являются функциями g_k , F_0 , F_0^{OT} . При исследовании вероятностных характеристик пожара в помещениях жилых зданий, результаты которого приведены в разд. 5.3, было рассчитано 36 720 пожаров. Полученные результаты расчета записываются на магнитный диск МД.

Для определения эквивалентной продолжительности пожара на МД записываются данные о прогреве строительных конструкций в условиях стандартного пожара для изгибаемых железобетонных и металлических огнезащищенных конструкций. Для несущих железобетонных конструкций на МД записываются данные о потере их несущих способностей в условиях стандартного пожара.

Работа имитатора происходит следующим образом. Разыгрыва-

ются случайные значения входных параметров g_k , F_0 , F_0^{OT} , и из набора данных на МД считывается информация о пожарах с ближайшими к разыгранным значениям параметров. После этого происходит вычисление запрошенной величины (время пожара, эквивалентная продолжительность пожара и т. д.). Пожар прослеживается до тех пор, пока запрошенная величина не достигает требуемого значения. Полученное значение запоминается. Далее происходит проверка точности моделирования. Моделирование заканчивается после достижения заданной точности. Затем для выходных величин производится вычисление статистических характеристик (средние, дисперсия и др.), а также по заданному критерию согласия может подбираться закон распределения. Следует отметить, что имитатор реализован на языке программирования *RL/I* с использованием пакета стандартных подпрограмм *FORTRAN*; объем пакета, необходимой для записи набора данных о пожарах на МД, составляет 5 Мбайт.

Расчет температурного режима пожара на вероятностном уровне позволяет определять соответствующие характеристики пожара не только на уровне их математического ожидания, но и в вероятностном выражении. Это позволяет определить степень риска, выраженную произведением вероятностей события (например, вероятности эквивалентной продолжительности пожара) и вероятности возникновения пожара, которая может быть определена из статистических данных. Учет степени риска и соответствующие технико-экономические исследования позволяют выйти на нормирование противопожарных мероприятий на уровне их экономической целесообразности.

5.2.2 Область применения конструктивного метода расчета

Как было указано выше, конструктивные расчеты выполняются с целью определения температурно-временной характеристики пожара в помещении для последующего анализа его теплового воздействия на различные строительные конструкции. Эти расчеты могут выполняться с использованием эмпирических зависимостей для плотностей теплового потока или с использованием модельной конструкции, состоящей из монолитного материала с известными теплотехническими характеристиками. Толщина модельной конструкции должна быть больше глубины ее прогрева за все время своего развивающегося пожара, т. е. по характеру сопряжения, который определяется числом Бруна (Br) должно выполняться неравенство для всех конструкций $Br_i < Br_{кр}$.

Температурно-временная зависимость, полученная с помощью

конструктивного расчета с учетом изложенных условий, будет иметь один и тот же характер для любых конструктивных элементов, удовлетворяющих условию $Br_i < Br_{кр}$. Определенная температурно-временная зависимость будет являться пожароопасной характеристикой данного помещения и наряду с соответствующими законами теплообмена может быть использована для расчета прогрева строительных элементов различных конструкций. Это особенно важно при выборе конструкций, обладающих требуемым пределом огнестойкости. Для конструкций, имеющих значение числа Бруна для условий пожара $Br_i > Br_{кр}$, использовать температурно-временную зависимость, определенную по методу конструктивного расчета, нельзя. Для таких конструкций выполняется поверочный расчет.

Выражения для критерия Br определяются из граничных условий IV рода, которые записываются при условии диффузионного приближения для лучистой составляющей сложного теплообмена и отсутствия источника тепла на поверхности строительных конструкций (не горючие конструкции) в следующем виде:

$$\lambda_f^{\text{эф}} \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)_w = \lambda_s \left(\frac{\partial T_s}{\partial y} \right)_w, \quad (5.57)$$

где $\lambda_f^{\text{эф}} = \lambda_f + \frac{16\pi^2 \sigma T^3}{3K_8}$ — эффективный коэффициент теплопроводности газовой среды; λ_s — коэффициент теплопроводности материала конструкции.

В конечно-разностном виде преобразованное соотношение (5.57) имеет вид

$$\frac{\Delta T_s}{\Delta T} = \frac{\lambda_f^{\text{эф}}}{\lambda_s} \frac{b}{\delta_t}, \quad (5.58)$$

где b — толщина конструкции; δ_t — толщина теплового пограничного слоя.

Соотношение (5.58) справедливо для случая линейного распределения температуры по толщине конструкции. В случае нелинейного распределения относительный перепад температур определяется из соотношения [9]:

$$\Delta \theta = \frac{\Delta T_s}{\Delta T} = \varepsilon \frac{\lambda_f^{\text{эф}}}{\lambda_s} \frac{b}{l} \frac{l}{\delta_t}, \quad (5.59)$$

где ε — поправочный коэффициент, учитывающий отклонение профиля температуры от линейного закона; l — определяющий размер.

Для вертикальных строительных конструкций в развитой стадии пожара отношение высоты конструкций к толщине теплового пограничного слоя определяется из выражения (3.53):

$$\frac{l}{\delta_t} = 0,34 (Gr_e Pr)^{1/6} \left\{ \frac{Pr^{2/3}}{(1 + N_T)^3 [2,14 (1 + N_T) + Pr^{2/3}]} \right\}^{1/6} \times \\ \times (1 + N_T)^{-1/2}.$$

Используя выражение для эффективного числа Нуссельта (3.58), получим выражение для величины $\frac{l}{\delta_t}$ в следующем виде:

$$\frac{l}{\delta_t} = 0,76 \frac{Nu^{1/2}}{(1 + N_T)},$$

что приводит к следующему выражению для относительного перепада температур:

$$\Delta\theta = 0,76\varepsilon \frac{\lambda_f^{\text{эф}}}{\lambda_S} \frac{b}{l} \frac{Nu^{1/2}}{(1 + N_T)}. \quad (5.60)$$

Таким образом, относительный перепад температур является функцией безразмерного комплекса, который для вертикальных строительных конструкций в условиях объемных пожаров будет являться выражением числа Вг:

$$Вг_v = \frac{\lambda_f^{\text{эф}}}{\lambda_S} \frac{b}{l} \frac{Nu^{1/2}}{(1 + N_T)}. \quad (5.61)$$

Для горизонтальных строительных конструкций уравнение (5.58) перепишем в виде

$$\Delta\theta = \varepsilon \frac{\lambda_f^{\text{эф}}}{\lambda_S} \frac{b}{r_*} \frac{r_*}{\delta_t}, \quad (5.62)$$

где величина r_* является характерным размером для горизонтальной конструкции покрытия или перекрытия и определяется из соотношения (3.118) или (3.119).

Выражение для толщины теплового пограничного слоя δ_t , образовавшегося при взаимодействии очага пожара с горизонтальными конструкциями, было получено в гл. 3 с учетом соотношений (3.103), (3.104) и (3.79), а для критической точки $\bar{r}=0$ имеет вид

$$\frac{\delta_t}{r_*} = \frac{1,8(1 + N)}{Re_*^{0,5} Pr^{1/3}}. \quad (5.63)$$

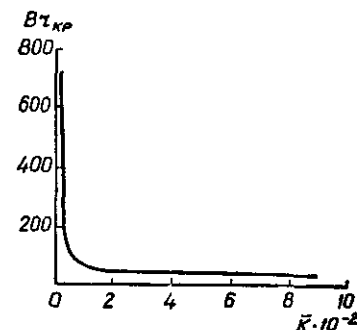
Подставив выражение (5.63) в (5.62), получим следующее выражение для относительного перепада температур:

$$\Delta\theta = 0,4\varepsilon \frac{\lambda_f^{\text{эф}}}{\lambda_S} \frac{b}{r_*} \frac{Nu_*}{(1 + N)}, \quad (5.64)$$

где безразмерное число Нуссельта определяется из выражения (3.112) при значении $\bar{r}=0$.

Таким образом, для горизонтальных конструкций перекрытий и покрытий в условиях развитой стадии объемного пожара число

Рис. 5.4. Зависимость критического числа Бюна $Вг_{кр}$ от коэффициента $\bar{k}$
— кривая, построенная с учетом (5.66), (5.67)



$Вг$ определяется из выражения

$$Вг_r = \frac{\lambda_f^{\text{эф}}}{\lambda_S} \frac{b}{r_*} \frac{Nu_*}{(1 + N)}. \quad (5.65)$$

Значения критических чисел $Вг_{кр}$ определялись с помощью численного эксперимента. Для заданного помещения с определенным количеством пожарной нагрузки производились расчеты температурного режима в соответствии с общими принципами, изложенными в настоящей главе.

Расчеты проводились для различных материалов строительных конструкций с разными их толщинами. Определялась толщина строительной конструкции, при которой эта конструкция перестает оказывать влияние на температурный режим пожара. Соответствующее этому значению число Бюна принималось равным критическому $Вг_{кр}$. Полученные с помощью численного эксперимента значения $Вг_{кр}$ представлены на рис. 5.4 в виде зависимости от безразмерного параметра $\bar{k} = \lambda_s/\lambda_f$.

В знаменателе этого параметра берется истинное значение коэффициента теплопроводности продуктов горения при соответствующих температурах, что упрощает его использование для практических целей.

Для основных видов бетонов, применяемых в строительстве, и значений температур газовой среды от 500 до 1200 °С безразмерный параметр $\bar{k}$ меняется в диапазоне от 2,4 до 11. В этом интервале изменения числа $\bar{k}$ критическое число Бюна можно представить линейной зависимостью

$$Вг_{кр} = 724 - 49,9\bar{k}. \quad (5.66)$$

Начиная со значения $\bar{k}=200$ с точностью до 5 %, число $Вг_{кр}$ можно принять постоянным и равным 25. Для основных металлов, применяемых в строительстве, таких, как сталь, алюминий и др.,

число $\bar{k}$ изменяется в интервале значений $776 \leq \bar{k} < 4900$. При значениях $11 \leq \bar{k} < 200$ зависимость числа Брюна $B_{кр}$ от $\bar{k}$ можно описать полиномом 2-го порядка

$$B_{кр} = 0,1\bar{k}^2 - 20,7\bar{k} + 391. \quad (5.67)$$

Значения числа $B_{г}$ для соответствующих строительных конструкций определяются из уравнений (5.61) или (5.65), где законы сложного теплообмена находятся из соответствующих критериальных уравнений. Однако для предварительной оценки числа $B_{г}$ они могут представить определенную сложность, поскольку при решении ряда практических задач могут быть неизвестны значения температур газовой среды и поверхности при пожаре. В связи с этим целесообразно получить эмпирические соотношения для определения $B_{г}$, которые основаны на экспериментальных данных и, несмотря на их относительную ограниченность, позволяют оценить значения этого критерия, который при необходимости может быть уточнен с помощью численного эксперимента или подсчитан по более точным уравнениям (5.61) или (5.65).

Выразив число Нуссельта через плотность теплового потока и перепад температур, уравнения для критерия Брюна можно представить в следующем виде:

для вертикальных строительных конструкций

$$B_{гв} = \frac{\lambda_f^{эф}}{\lambda_s} \frac{b}{l} \frac{(q_b l)^{1/2}}{[\lambda_f (T - T_w)]^{1/2} (1 + N_T)}; \quad (5.68)$$

для горизонтальных конструкций перекрытий

$$B_{гг} = \frac{\lambda_f^{эф}}{\lambda_s} \frac{q_g b}{\lambda_f (T - T_w) (1 + N)}. \quad (5.69)$$

Для пожаров, регулируемых нагрузкой, используя данные экспериментальных исследований, приведенные в гл. 3 и настоящей главе, разработан метод оценки критерия Брюна для конструкций различной ориентации. По изложенному ниже методу расчета значения числа $B_{г}$ в условиях пожара определяются в момент достижения максимальных тепловых потоков на соответствующих конструкциях.

Для определения числа $B_{г}$ вертикальных строительных конструкций используется соотношение (5.68), где необходимые параметры определяются из следующих эмпирических соотношений:

максимальная плотность теплового потока для конструкций стен из (3.153):

$$q_{wст} = 3,57g_k^{0,75};$$

значение среднеобъемной температуры в момент достижения максимальной плотности теплового потока на вертикальных конструкциях

$$\frac{T - T_0}{T_{max} - T_0} = 115 \left(\frac{t_q}{t_{max}} \right)^{4,75} e^{-4,75(t_q/t_{max})}, \quad (5.70)$$

где значение максимальной температуры в объеме помещения при пожаре определяется из (3.162) $T_{max} - T_0 = 224g_k^{0,528}$; время достижения максимального значения среднеобъемной температуры $t_{max} = 32 - 8,1g_k^{3,2} e^{-0,92g_k}$; время достижения максимального значения плотности теплового потока на поверхности стен (3.135) $t_q = 26 - 5,1g_k^{5,5} e^{-1,6g_k}$; значение средней температуры на поверхности вертикальных конструкций в момент достижения максимальной плотности теплового потока

$$\frac{T_{wст} - T_{w0}}{T_{wmax} - T_{w0}} = 234 \left(\frac{t_q}{t_{max}} \right)^{5,45} e^{-5,45(t_q/t_{max})}, \quad (5.71)$$

где максимальная средняя температура на поверхности стен определяется из (3.164) $T_{wmax} - T_{w0} = 115g_k^{0,64}$; время достижения максимального значения температуры на поверхности стен, мин, $t_{max} = 35 - 9,3g_k^{1,55} e^{-0,45g_k}$.

Для определения числа $B_{г}$ горизонтальных конструкций перекрытий используется формула (5.69), где необходимые параметры определяются из следующих эмпирических соотношений:

максимальная плотность теплового потока для конструкций перекрытий из (3.154) $q_{wп} = [0,26g_k^{-0,75} - 3,3 \cdot 10^{-2} g_k^{4,25} e^{-1,6g_k}]^{-1}$;

значение среднеобъемной температуры в момент достижения максимальной плотности теплового потока на конструкции перекрытия определяется из (5.70), где время достижения максимального значения плотности теплового потока на поверхности перекрытия определяется из (3.156) $t_q = 26 - 7,2g_k^{5,5} e^{-1,6g_k}$;

значение средней температуры на поверхности перекрытий в момент достижения максимальной плотности теплового потока

$$\frac{T_{wп} - T_{w0}}{T_{wmax} - T_{w0}} = 1050 \left(\frac{t_q}{t_{max}} \right)^{6,95} e^{-6,95(t_q/t_{max})}, \quad (5.72)$$

где максимальная средняя температура на поверхности перекрытия определяется из (3.163); $(T_{wmax} - T_{w0}) = 13g_k^{0,64}$; время достижения максимального значения температуры на поверхности перекрытия, мин, $t_{max} = 40 - 17,3g_k^{1,32} \times e^{-0,4g_k}$.

В соотношениях (5.68)–(5.71) величина пожарной нагрузки g_k определяется как отношение общего количества пожарной нагрузки, приведенной к «стандартной» древесине, кг, к общей площади

тепловоспринимающих поверхностей, м². Теплопроводность материала, из которого выполнена конструкция λ_s , определяется по средней температуре $T_{\text{ср}} = \frac{T_w + T_0}{2}$.

$$\text{Для многослойных конструкций } \lambda_s = \frac{b}{\sum_{i=1}^n \frac{b_i}{\lambda_i}},$$

где b — общая толщина конструкции, м; b_i , λ_i — толщина i -го слоя и его теплопроводность, соответственно м и Вт·м/К.

Значение радиационного кондуктивного числа N берется по данным рис. 3.29 по значению среднеемкой температуры, определяемой из соотношения (5.70). Значение эффективной теплопроводности газовой среды определяется из соотношения

$$\lambda_f^{\text{эф}} = \lambda_f N, \quad (5.73)$$

где теплопроводность газовой среды в очаге пожара определяется по средней температуре $T_{\text{ср}} = \frac{T + T_{wi}}{2}$, T , T_{wi} определяют по (5.70), (5.71) или (5.72).

Приведенные выше соотношения используются для оценки величины числа Вг при пожарах, регулируемых нагрузкой.

Для пожаров, регулируемых вентиляцией, величины, необходимые для расчета числа Вг, определяют из номограмм, приведенных в [12], в зависимости от продолжительности пожара

$$t_n = 2,2 \cdot 10^{-3} \frac{gF}{F_0 h^{1/2}} \frac{R_{\text{махдр.}}}{R_{\text{махт}}} \quad (5.74)$$

и удельного количества пожарной нагрузки g_k ,

где g — общее количество пожарной нагрузки, приведенное к стандартной древесине, кг, отнесенное к площади пола; F — площадь пола; F_0 — площадь проемов; h — высота проемов.

В [12] приведены данные по расчету температурного режима пожара в помещении в следующих диапазонах изменения параметров: $t_n = 0,12 - 1,22$ ч и $g = 30 - 60$ кг·м⁻².

При определении значения числа Вг в помещении с величинами t_n и g , выходящими за пределы, приведенные в [12], необходимо проводить расчет температурного режима. Как показали проведенные исследования, практически все строительные конструкции, применяемые в практике и выполненные из неметаллических материалов, в условиях пожара имеют значения $Вг < В_{гкр}$. Исключение составляют металлические незащищенные конструкции, металлические защищенные и легкие ограждающие конструкции, для которых необходима проверка на условия сопряжения при выполнении конструктивных расчетов.

5.2.3. Теоретические основы определения эквивалентной продолжительности пожара и допустимой пожарной нагрузки

В соответствии с ГОСТ 12.1.004—85 пожарная защита зданий и сооружений должна обеспечиваться, в частности, ограничением количества горючих веществ, их размещением и применением строительных конструкций с регламентированными (требуемыми нормами) пределами огнестойкости.

Определение требуемых пределов огнестойкости конструкций должно производиться исходя из необходимости обеспечения безопасности людей при пожаре, на основе сохранения основных функций конструктивных элементов зданий и с учетом технико-экономических и народнохозяйственных факторов.

Требуемый предел огнестойкости конструкций в зависимости от условий их применения может изменяться в широком диапазоне от минимального до максимального значения. За минимальный требуемый предел огнестойкости принимается значение огнестойкости конструкций, обеспечивающее безопасные условия эвакуации людей. За максимальный требуемый предел огнестойкости принимается его значение, обеспечивающее работоспособность конструкции в течение всего времени свободного развития пожара. Требуемая огнестойкость основных строительных конструкций в настоящее время регламентируется соответствующими нормативными документами и определяется в зависимости от степени огнестойкости зданий и сооружений.

Фактическая огнестойкость конструкций определяется экспериментально или расчетным путем в соответствии с температурно-временной кривой так называемого стандартного пожара.

Как показали многочисленные исследования, характер развития реальных пожаров может существенно отличаться от режима «стандартного пожара». Соответственно тепловое воздействие на конструкции в условиях реального и стандартного пожаров может отличаться не только по количественным, но и по качественным характеристикам, а следовательно, поведение конструкций в условиях реальных и стандартных пожаров бывает различным.

Фактический предел огнестойкости конструкций в связи с методом его определения является условной величиной и характеристикой конструкции, отражающей ее способность сопротивляться воздействию огня, при известных «стандартных» условиях его воздействия. Поскольку стандартный режим пожара может существенно отличаться от реальных, то фактический предел огнестойкости конструкции не может дать представления о реальном времени, в течение которого конструкция может потерять свою несущую способ-

ность (или преграждающую) в условиях реальных пожаров. Кроме этого, каждая строительная конструкция может быть использована в различных проектных решениях и, следовательно, на нее могут воздействовать различные режимы пожаров. Строительная конструкция, обладающая определенным фактическим пределом огнестойкости, будет вести себя по-разному в условиях пожара и значения времени потери ее несущей способности будут зависеть от условий ее эксплуатации.

В связи с этим для правильного нормирования требуемых пределов огнестойкости необходимо, учитывая характеристики реальных пожаров, определить пути обоснованного перехода от многообразия условий реальных пожаров к единому стандартному пожару. Реальный и стандартный пожары являются явлениями одного рода, описываются одними и теми же системами дифференциальных уравнений и имеют подобные граничные условия. В соответствии с III теорией подобия в подобных явлениях условия однозначности должны быть подобны, а одноименные критерии подобия, составленные из параметров и величин, входящих в условия однозначности (определяющие критерии), численно равны.

Основными определяющими критериями в условиях процесса сложного теплообмена очага пожара с конструкциями являются: критерий Грасгофа (Gr), критерий Рейнольдса (Re), числа Nu, критерий Бугера (Bu). В случае догорания топлива на конструкции или горения (плавления) конструкции необходимо учитывать безразмерный комплекс, включающий выделение тепловой энергии при фазовых превращениях.

Таким образом, для перехода от условий реального пожара к стандартному режиму нагрева конструкций необходимо равенство всех определяющих критериев. Кроме так называемой теплотехнической части вопроса необходимо учитывать схему работы конструкции и условия (или схему) ее разрушения, т. е. прочностную задачу. Совершенно очевидно, что условий равенства этих критериев можно добиться, только изменяя их значения при испытании по стандартному режиму. Достижение равенства определяющих критериев в условиях различных пожаров является сложнейшей научно-технической задачей, и ее решение следует считать нецелесообразным, поскольку в противном случае теряется смысл испытания конструкций на огнестойкость по стандартному режиму как испытания, по которому нормируют пределы огнестойкости. Многообразие температурных режимов реальных пожаров делает нецелесообразным проведение испытаний (определение пределов огнестойкости) в условиях этих режимов.

Невозможность предсказать условия, в которых будет эксплуатироваться та или иная конструкция, также свидетельствует о спра-

ведливости этого утверждения. Может иметь практический интерес переход на иной режим испытания для специальных конструкций, предназначенных для эксплуатации в специализированных зданиях и сооружениях, на которые не распространяются требования соответствующих глав СНиП. Для таких условий могут иметь смысл определение температурного режима пожара в помещении и определение предела огнестойкости специализированной конструкции при этом режиме.

Большинство строительных конструкций имеет широкую область применения, и для определения предела их огнестойкости используется стандартизированный метод испытаний. Это позволяет не только определять способность конструкций сопротивляться воздействию огня, но и сравнивать между собой различные конструкции. Таким образом, стандартный метод испытания строительных конструкций на огнестойкость позволяет производить сравнительную оценку и получать количественное значение предела огнестойкости. Поскольку при испытании конструкций на огнестойкость моделируется стандартная температурно-временная кривая, то полученный предел огнестойкости не будет соответствовать времени потери несущей способности (преграждающей способности) в условиях реальных пожаров. Для строительной конструкции, имеющей определенное значение предела огнестойкости, время до потери ее несущей (преграждающей) способности может иметь различное значение в зависимости от условий эксплуатации (температурного режима пожара). Таким образом, для правильной оценки поведения конструкций в условиях реальных пожаров, прогнозирования их устойчивости и решения нормативных вопросов необходима разработка научно обоснованного метода перехода от условий и результатов испытаний по стандартной температурно-временной кривой к условиям реальных пожаров. Под реальными пожарами в данном случае понимаются пожары, отличные от стандартного, имеющие затухающую стадию и полученные в соответствии с изложенным в настоящей главе методом.

Переход от стандартных пожаров к реальным является самостоятельной и важной научно-технической проблемой.

Ниже рассмотрим основные принципы приведения пожаров на основе разработанного метода их моделирования на уровне интегральных характеристик.

Поскольку вопрос перехода от реальных пожаров к стандартному вызван проблемой оценки поведения строительных конструкций, то приведение пожаров необходимо проводить через анализ воздействия этих пожаров на конструкцию. Продолжительность стандартного пожара будет эквивалентна продолжительности реального пожара, если последствия воздействия стандартного и реаль-

ного пожаров на соответствующую строительную конструкцию будут одинаковы. Таким образом, параметром, определяющим соответствие стандартного и реального пожаров, является эквивалентная продолжительность пожара $t_{\text{экв}}$, выражающая продолжительность стандартного пожара, воздействие которого на конструкцию аналогично воздействию на нее реального пожара.

Эквивалентная продолжительность пожара определяется по моменту потери несущей (огнепреграждающей) способности соответствующей конструкции.

Причем для металлических, огнезащищенных металлических, ряда железобетонных изгибаемых элементов с арматурой в растянутой зоне потеря несущей способности определяется по критическому значению температуры прогрева металлических конструкций или арматуры.

Для таких конструкций приведение реальных пожаров к стандартному режиму производится по моменту достижения в какой-либо конструкции критических температур, определяющих ее огнестойкость. В этом случае последствия такого воздействия на конструкцию реального и эквивалентного ему стандартного пожара будут одинаковыми. Следовательно, приведение реального пожара к стандартному нужно осуществлять через анализ воздействия пожара на конструкцию путем нахождения ее конструктивных параметров (защитный слой, общая толщина и др.), при которых максимальная температура их прогрева от полного воздействия реального пожара равна критической величине. Техника приведения заключается в следующем.

С помощью метода, изложенного в настоящей главе, рассчитываются температуры прогрева, например, трех защитных слоев толщиной δ_1 , δ_2 , δ_3 (рис. 5.5, а) в железобетонной плите при полном воздействии реального пожара. По точкам, соответствующим максимальным температурам прогрева слоев, строится кривая зависимости максимальных температур от толщины защитного слоя (рис. 5.5, б). По величине критической температуры $T_{\text{кр}}$ определяют максимальную толщину защитного слоя $\delta_{\text{кр}}$, при которой реальный пожар разрушает конструкцию. Далее по толщине этого защитного слоя расчетом находят предел огнестойкости конструкции, т. е. определяют длительность действия стандартного пожара, также разрушающего рассматриваемую конструкцию. Вычисленная длительность стандартного пожара будет эквивалентна длительности реального пожара.

При эксплуатации зданий и сооружений в тех случаях, когда обеспечение требуемого предела огнестойкости строительных конструкций нецелесообразно производить за счет применения конструкций с увеличенным пределом огнестойкости, обеспечение требуемых

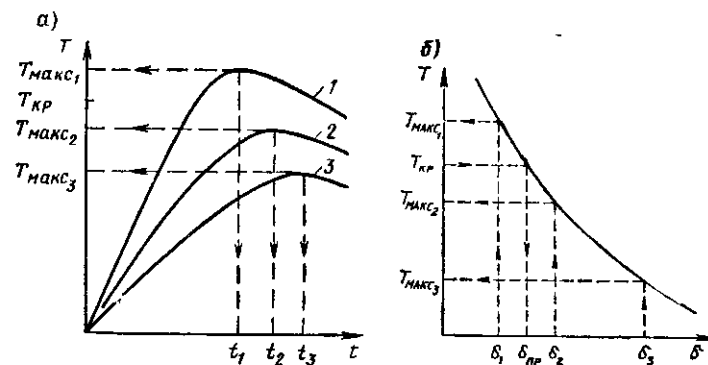


Рис. 5.5. Принцип определения максимальной температуры прогрева по толщине конструкций а) и критической толщины защитного слоя б) 1, 2, 3 — кривые прогрева защитных слоев соответственно толщиной δ_1 ; δ_2 ; δ_3 ; $T_{\text{макс}i}$ — максимальные температуры прогрева защитных слоев; $T_{\text{кр}}$ — критические температуры; t_i — время прогрева слоев до максимальных температур; — кривая прогрева защитных слоев толщиной δ_i $\delta_{\text{кр}}$ — критическая толщина защитного слоя

пределов в условиях возможного пожара можно производить за счет ограничения количества пожарной нагрузки.

Метод определения критической пожарной нагрузки является обратной задачей определения эквивалентной продолжительности пожара и состоит в следующем. Для пожароопасного помещения производится расчет температурного режима пожара и прогрева строительных конструкций при разных значениях удельных пожарных нагрузок.

На основании полученных данных по прогреву конструкций находятся зависимости, определяющие температуры конструкции от времени при различных удельных пожарных нагрузках в помещении. Вид этих зависимостей приведен на рис. 5.6, а. В соответствии с признаками, характеризующими предел огнестойкости строительной конструкции, определяющими могут быть температура на необогреваемой поверхности или температура прогрева арматуры, обеспечивающая сохранность несущей способности элемента, а также нераспространение огня и безопасность людей в местах коллективной защиты.

Критическая удельная горячая нагрузка определяется по кривой, характеризующей зависимость максимальной определяющей температуры строительной конструкции от величины пожарной нагрузки.

Эта зависимость находится с помощью данных, аналогичных

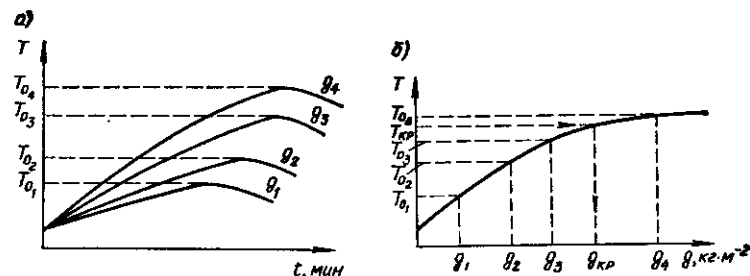


Рис. 5.6. Принцип определения критической пожарной нагрузки по значению критической температуры прогрева защитного слоя

a — кривые прогрева защитного слоя при различных величинах пожарной нагрузки g_i ; t — время развития пожара; g_i — значения пожарной нагрузки; T_{0i} — максимальные температуры прогрева защитного слоя; b — определения критического значения удельной пожарной нагрузки $g_{кр}$; $T_{кр}$ — критическое значение прогрева защитного слоя

предоставленным на рис. 5.6, a ; вид кривой приведен на рис. 5.6, b . Удельная пожарная нагрузка, определенная по данным, аналогичным рис. 5.6, b и соответствующая критической определяющей температуре конструкции для рассматриваемого помещения, является критической пожарной нагрузкой. Метод определения эквивалентной продолжительности пожара, изложенный выше, может быть использован только для конструкций, чей предел огнестойкости может быть определен по моменту достижения определенного сечения критической температуры. Для таких конструкций потеря их несущей способности определяется с помощью теплотехнических расчетов (при известных значениях критической температуры).

Если предел огнестойкости конструкций, работающих на сжатие, например, таких, как колонны, несущие стены, определяется достижением их несущей способности значений нормативной рабочей нагрузки, общая процедура расчета прогрева конструкций должна быть дополнена статистическим расчетом изменения прочности конструкций за время возможного пожара в помещении. Определение предела огнестойкости таких конструкций по температурной кривой стандартного пожара производится при условии непрерывного повышения температуры внешней среды и в сечении колонны. При реальном пожаре в его затухающей стадии температура внешней среды уменьшается. Вследствие инерционности передачи тепла некоторое время продолжается повышение температуры в отдельных элементах сечения конструкции, затем начинается ее охлаждение.

В период охлаждения продолжается понижение несущей способности железобетонных сжатых элементов конструкций. Поэтому

расчет несущей способности таких конструкций в условиях реальных пожаров должен включать в себя помимо тепловой и статической задачи в развивающейся и развитой стадиях пожара определение потери несущей способности в затухающей стадии пожара.

Порядок расчета несущей способности железобетонных конструкций при реальном пожаре представляет собой следующую процедуру.

Рассчитываются температурный режим пожара, прогрев сечения конструкции и ее несущая способность. Закон теплообмена выбирается в соответствии с ориентацией конструкции. Расчет ее несущей способности продолжается до тех пор, пока не достигнет максимума среднее значение температуры в сечении конструкций, которая вычисляется по формуле

$$T_{срmax} = \sum_{ij} T_{ij} / MN, \quad (5.75)$$

где T_{ij} — температура в узле ij ; M, N — количество шагов пространственной расчетной сетки сечения колонны в направлениях i, j .

Практически аналогичные результаты дает использование метода для определения несущей способности конструкции как суммы несущих способностей элементов сетки до момента достижения максимальной температуры последнего элемента. При этом несущая способность элементов, которые уже остывают, принимается равной их несущей способности, соответствующей максимальной температуре, достигнутой за время пожара.

Фиксируется максимальная температура каждого расчетного элемента сетки в сечении колонны за время пожара $T_{i,jmax}$. Расчет прогрева колонны продолжается до момента ее полного остывания до первоначального состояния.

Зная начальную несущую способность каждого элемента сетки сечения колонны и значения $T_{i,jmax}$, по зависимости потери несущей способности бетонных образцов от температуры их нагрева определяем потерю несущей способности каждого элемента сетки при полном его остывании. Затем рассчитывается несущая способность всей конструкции при полном остывании суммированием несущей способности каждого элемента. Путем линейной интерполяции определяется изменение несущей способности колонны от момента достижения максимальной средней температуры в ее сечении до полного остывания. Тем самым определяется изменение несущей способности колонны за период всего пожара до полного ее остывания.

Изложенный выше метод расчета потери несущей способности конструкции позволяет решать вопрос о нормировании требуемого предела огнестойкости с помощью перехода от реальных пожаров

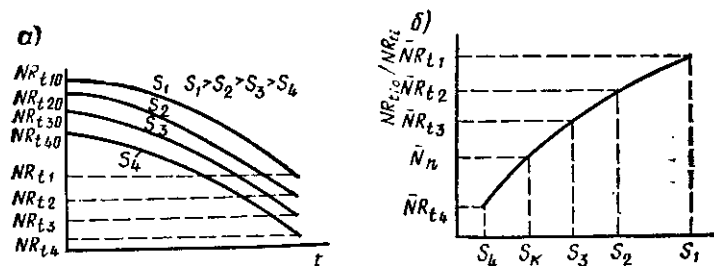


Рис. 5.7. Метод определения эквивалентной продолжительности пожара по потере несущей способности конструкции

S_K — критическое сечение конструкции; $\bar{N}_n = \frac{NR_{t0}}{N_n}$ — относительная нормативная нагрузка; N_n — нормативная нагрузка; S_i — сечения конструкций с заданным процентом армирования; NR_{t0} — начальное значение несущей способности; NR_{ti} — конечное значение несущей способности

к стандартным испытаниям. Принцип перехода от реальных пожаров к стандартному по потере несущей способности конструкции состоит в следующем. Для заданной пожарной нагрузки в помещении рассчитываются температурный режим возможного пожара, прогрев и изменение несущей способности конструкции с различными пределами огнестойкости (различное сечение и процент армирования). Строится зависимость отношения несущей способности конструкции при полном ее остывании к начальной ее величине, например от размеров сечения при заданном проценте армирования. В качестве иллюстрации на рис. 5.7, а приведен параметр изменения несущей способности колонн различного сечения от времени пожара. По полученной зависимости, зная относительное значение нормативной рабочей нагрузки $\bar{N}_n$, определяем соответствующую ей величину сечения колонны с заданным процентом армирования, как это схематично показано на рис. 5.7, б. По стандартному режиму пожара рассчитывается предел огнестойкости с полученной величиной сечения и заданным процессом армирования. Вычисленное значение предела огнестойкости будет соответствовать эквивалентному времени стандартного пожара для данного помещения и анализируемой строительной конструкции.

На основании вышесказанного метода решается задача по определению критической пожарной нагрузки в помещении. Порядок определения критической пожарной нагрузки в этом случае следующий. Рассчитывается изменение несущей способности, например железобетонной колонны заданного сечения и процента армирования, при различных значениях пожарной нагрузки. Строится зависимость

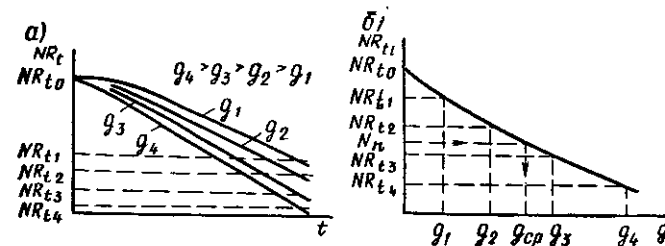


Рис. 5.8. Метод определения критической пожарной нагрузки по потере несущей способности строительных конструкций

NR_{t0} — начальное значение несущей способности; N_n — нормативная нагрузка; g_i — количество пожарной нагрузки; $g_{кр}$ — критическое значение пожарной нагрузки; NR_{ti} — конечное значение несущей способности

несущей способности колонны при полном ее остывании от пожарной нагрузки g , как это показано на рис. 5.8 а. По значению нормативной рабочей нагрузки N_n определяется соответствующее ей значение пожарной нагрузки, как показано на рис. 5.8, б. Полученная таким образом величина пожарной нагрузки является критической пожарной нагрузкой для данного помещения. Если в данном помещении $g < g_{кр}$, то проверяемые колонны будут удовлетворять максимальному требуемому пределу огнестойкости, в противном случае ($g > g_{кр}$) при пожаре в помещении колонны потеряют свою несущую способность.

5.3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ТЕМПЕРАТУРНОГО И ТЕПЛОВОГО РЕЖИМОВ ПОЖАРА В ПОМЕЩЕНИЯХ

Разработанные общие принципы математического моделирования пожаров на уровне усредненных термодинамических характеристик позволили использовать методы численного эксперимента для задач прогнозирования динамики пожаров в помещениях различного назначения. Вопросы сходимости результатов численных экспериментов с изучаемым физическим процессом рассмотрены в разд. 5.4. Методы численных экспериментов для данных задач имеют целый ряд преимуществ по сравнению с физическим экспериментом. Численные эксперименты, основанные на научно обоснованной математической модели, позволяют получать достоверные научные данные с меньшими затратами в кратчайшие сроки. Для решения целого ряда задач, связанных с разработкой мероприятий пожарной профилактики в помещениях большого объема, численный эксперимент

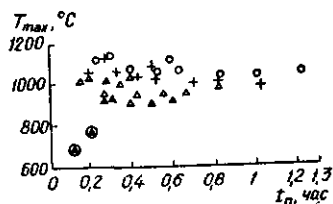


Рис. 5.9. Зависимости максимальной среднеобъемной температуры $T_{\max}$ от времени пожара t_n и пожарной нагрузки g

○ — $g=60 \text{ кг·м}^{-2}$; + — $g=50 \text{ кг·м}^{-2}$; $\triangle$ — $g=40 \text{ кг·м}^{-2}$; $\blacktriangle$ — $g=30 \text{ кг·м}^{-2}$; $\blacktriangle$ — значения для пожаров, регулируемых нагрузкой

является единственным способом получения достоверных научных данных и в полном их объеме. Для условий интегрального моделирования к таким задачам в первую очередь относятся вопросы, связанные с прогнозированием воздействия очага пожара на строительные конструкции. Практика проведения физических и численных экспериментов для помещений средних размеров (жилые и административно-хозяйственные помещения) позволяет сделать вывод о том, что применение численного эксперимента по сравнению с физическим на фрагментах в натуральную величину позволяет получить экономический эффект в размере 20—30 тыс. руб. на каждый объект.

Прогнозирование динамики развитой стадии пожара на уровне интегральных характеристик актуально в первую очередь для помещений небольших размеров, в которых продолжительность НСП много меньше продолжительности объемного пожара. К таким помещениям в первую очередь относятся помещения жилых, административно-хозяйственных зданий, помещения лечебных учреждений, гостиничных комплексов и им подобных. Для помещений больших объемов (зальные помещения общественных зданий, производственные цеха и т. д.), где существенным может оказаться НСП в вопросе о воздействии очага пожара на строительные конструкции, необходимо метод моделирования на уровне интегральных характеристик сочетать с методами, изложенными в гл. 4.

Ниже приводятся основные результаты численного моделирования теплового и температурного режимов пожара в помещениях с диапазоном изменения основных параметров $t_n=0,15\text{—}1,22$; $g=30\text{—}60 \text{ кг·м}^{-2}$; $P=8\text{—}33 \%$. Данные, приведенные ниже, необходимо учитывать при разработке различных лабораторных методов по определению пожароопасных характеристик материалов и конструкций. На рис. 5.9 приведены результаты численного эксперимента по определению максимального значения среднеобъемной температуры в помещении в указанном выше диапазоне изменения основных параметров.

При изменении времени пожара в диапазоне $0,15 \leq t_n \leq 1,22$ с средним доверительным интервалом 8 % для пожаров, регулируемых вентиляцией при свободном горении твердых органических топ-

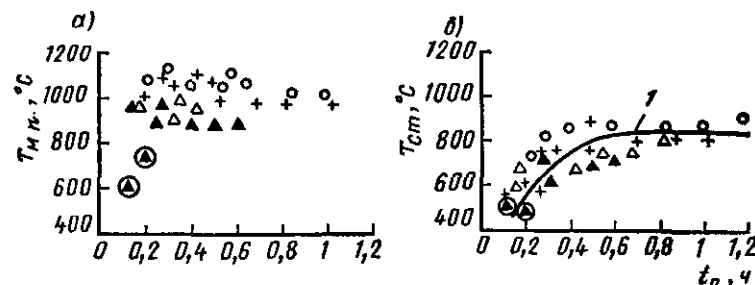


Рис. 5.10. Значение максимальной температуры поверхности перекрытия $T_{пв}$ (а) и поверхности стен $T_{ст}$ (б)

○ — $g=60 \text{ кг·м}^{-2}$; + — $g=50 \text{ кг·м}^{-2}$; $\triangle$ — $g=40 \text{ кг·м}^{-2}$; $\blacktriangle$ — $g=30 \text{ кг·м}^{-2}$; 1 — кривая, построенная с учетом зависимости (5.76); $\blacktriangle$ — значения для пожаров, регулируемых нагрузкой; g — пожарная нагрузка из «стандартной» древесины; t_n — время пожара

лив, максимальное значение среднеобъемной температуры равно 1000°C . На рис. 5.10 приведено значение средних максимальных температур поверхности перекрытия а и поверхности стен б. При среднем доверительном интервале 8,5 % максимальное значение температуры поверхностей перекрытия составляет 988°C . Максимальное значение температуры поверхности стен в диапазоне изменения $1,22 \geq t_n \geq 0,8$ составляет 850°C со средним доверительным интервалом 3,5 %. В диапазоне изменения $0,15 \leq t_n < 0,8$, с точностью до 10 %, среднее максимальное значение температуры поверхности стен определяется из соотношения

$$T_{WCT} = 250 + 1750t_n - 1250t_n^2. \quad (5.76)$$

На рис 5.11 приведена зависимость максимальной среднеобъемной температуры и температуры поверхности перекрытия от удельного количества пожарной нагрузки. В диапазоне приведенных численных экспериментов с точностью до 5 % максимальное значение среднеобъемной температуры определяется из выражения

$$T = 940e^{4,7 \cdot 10^{-3}(g-30)} \quad (5.77)$$

и максимальное значение температуры поверхностей перекрытия

$$T_{Wп} = 915e^{5 \cdot 10^{-3}(g-30)}. \quad (5.78)$$

Значение максимальной среднеобъемной температуры, определенное по соотношению (3.165) для $g_k=10 \text{ кг·м}^{-2}$ и $P=4,5 \%$ (что соответствует $t_n=0,62 \text{ ч}$), дает величину, превышающую на 3,7 % величину, определенную по (5.77). Для $g_k=6 \text{ кг·м}^{-2}$ и $P=4,5 \%$

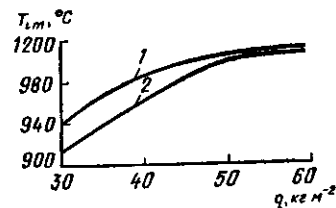


Рис. 5.11. Зависимость максимальных температур T_m от пожарной нагрузки g

1 — максимальная среднеобъемная температура, определенная по (5.27); 2 — максимальная температура поверхности перекрытия, определенная по (5.78)

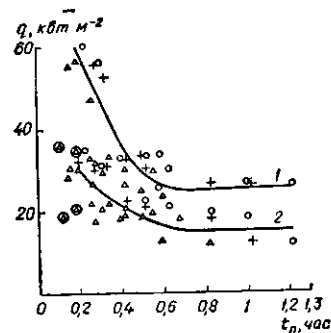


Рис. 5.12. Зависимость максимальной плотности теплового потока q от времени пожара t_n и пожарной нагрузки g

○ — $g=60$ кг·м⁻²; + — $g=50$ кг·м⁻²; △ — $g=40$ кг·м⁻²; ▲ — $g=30$ кг·м⁻²; 1 — кривая, построенная с учетом (5.79); 2 — кривая, построенная с учетом (5.80); ▲ — значения для пожаров, регулируемых нагрузкой (ПРН)

($t_n=0,37$) значение T_{max} на 9,7 % ниже полученного по (5.77). Разница в величинах максимальных температур, определенная по (3.165) и (5.77), лежит в диапазоне точности проведенных экспериментальных исследований и свидетельствует об удовлетворительном соответствии численного и физического эксперимента. Следует отметить, что значение отношения максимальной температуры поверхностей стсны к максимальному значению температуры поверхности перекрытия при ПРВ изменяется от 0,5 при $t_n=0,2$ до значения 0,85 при $t_n=0,8$, что указывает на более интенсивные процессы теплообмена в результате струйного течения при малых значениях продолжительности пожара. Для ПРН это отношение сохраняется постоянным и в соответствии с данными экспериментальных исследований (3.163) и (3.169) составляет 0,88. На рис. 5.12 приведены результаты численного эксперимента по расчету максимальных плотностей теплового потока в конструкции перекрытия и стен в зависимости от продолжительности пожара и количества пожарной нагрузки, приведенной к стандартной древесине. Данные для конструкций перекрытий приведены для области критической точки, определяющей характер теплового воздействия очага на горизонтальные конструкции перекрытия. В соответствии с данными, приведенными в гл. 3 [уравнения (3.112) и (3.113)], средние значения плотностей теплового потока в области ускоренного течения состав-

ляют 0,69 от плотности теплового потока в области критической точки.

В диапазоне изменения $1,22 \geq t_n \geq 0,8$ максимальное значение плотности теплового потока в критической точке с доверительным интервалом 12 % составляет $q_{max n}=25$ кВт·м⁻², а для конструкции стен $q_{max c}=15$ кВт·м⁻² с доверительным интервалом — 20 %.

В диапазоне изменения $0,8 > t_n > 0,15$ для конструкции перекрытия с доверительным интервалом 18 % максимальная плотность теплового потока в критической точке может быть определена из соотношения

$$q_{max n} = 94 - 197,3t_n + 139t_n^2. \quad (5.79)$$

Для конструкций стен в интервале $0,8 > t_n > 0,15$ с доверительным интервалом 14,5 % максимальная плотность теплового потока может быть определена из соотношения

$$q_{max c} = 43 - 75t_n + 50t_n^2. \quad (5.80)$$

Результаты численного эксперимента позволяют установить границы изменения максимальных плотностей тепловых потоков для ПРВ. При интенсивном пожаре при $t_n \rightarrow 0$ значения $q_{max n} \approx 94$ кВт·м⁻² и $q_{max c} \approx 43$ кВт·м⁻². Максимальное значение средней плотности тепловых потоков в области ускоренного течения для перекрытий составляет 65 кВт·м⁻². При медленно развивающемся пожаре без самотушения при $t_n > 0,8$ $q_{max n}=25$ кВт·м⁻² и $q_{max c}=15$ кВт·м⁻². Максимальное значение средней плотности тепловых потоков в области ускоренного течения для перекрытий составляет 17,3 кВт·м⁻². Сравнение численного эксперимента с данными экспериментальных исследований для ПРВ, приведенных на рис. 3.11 ($t_n=0,4$), дает удовлетворительные результаты. Для конструкции перекрытия и для средних максимальных значений плотностей теплового потока различие результатов численного и физического экспериментов составляет 4 % и для конструкций стен 10,5 %, что лежит в диапазоне доверительных интервалов. На рис. 5.13 приведены результаты численного эксперимента для максимальных значений плотностей теплового потока с уходящими продуктами сгорания. Для диапазона численного эксперимента с доверительным интервалом до 15 % экспериментальные данные можно представить в виде зависимости

$$q_{yx,max} = 965 - 620,9t_n + 229,2t_n^2 + 10(g - 30), \quad (5.81)$$

где g определяется по количеству пожарной нагрузки, приведенной к стандартной древесине, кг·м⁻².

На рис. 5.14 приведена номограмма, построенная по данным численного эксперимента и позволяющая с доверительной вероят-

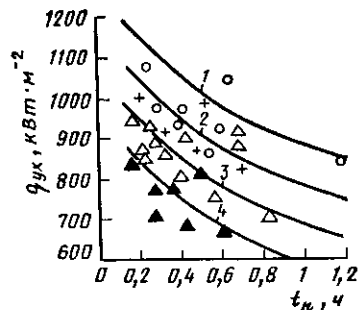


Рис. 5.13. Зависимость максимальной плотности теплового потока с уходящими дымовыми газами q_{yx} от времени пожара t_n и пожарной нагрузки g

○ — $g=60$ кг·м⁻²; + — $g=50$ кг·м⁻²;
△ — $g=40$ кг·м⁻²; ▲ — $g=30$ кг·м⁻²;
1, 2, 3, 4 — кривые, построенные с учетом выражения (5.81) соответственно для $g=30, 40, 50, 60$ кг·м⁻²

ностью 10 % определять значения максимальных плотностей теплового потока с радиацией через оконные проемы. На рис. 5.15 представлены данные по максимальным плотностям тепловых потоков, выделяемых при горении пожарной нагрузки из древесины.

Практический интерес представляют исследования теплофизических параметров развитых пожаров в помещениях, проведенные с учетом вероятностных характеристик входных факторов, влияющих существенно на ситуацию пожара. В качестве варьируемых факторов были взяты: пожарная нагрузка, размеры и состояние проемов на момент возникновения пожаров, температура вскрытия остекления проемов.

Расчеты проводились на имитаторе, реализованном в виде программной системы, по схеме, приведенной в разд. 5.21.

В имитаторе реализованы запросы, позволяющие получать следующие характеристики пожара в помещении:

максимальная среднеобъемная температура газовой среды в помещении и время ее достижения;

максимальная температура в заданной конструкции на заданной глубине и время ее достижения;

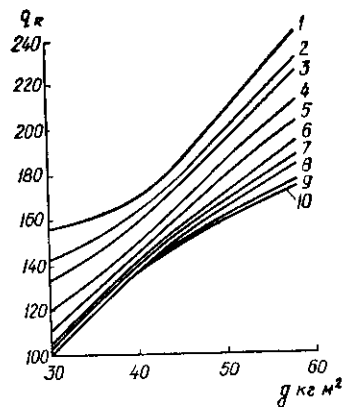
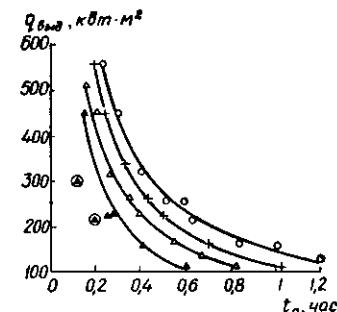


Рис. 5.14. Номограмма для определения максимальной плотности теплового потока с радиацией через проемы помещения q_R

1 — $t_{пк}=0,2$; 2 — $t_{пк}=0,25$; 3 — $t_{пк}=0,3$; 4 — $t_{пк}=0,4$; 5 — $t_{пк}=0,5$; 6 — $t_{пк}=0,6$; 7 — $t_{пк}=0,7$; 8 — $t_{пк}=0,8$; 9 — $t_{пк}=1$; 10 — $t_{пк}=1,2$; $t_{пк}$ — время пожара; g — пожарная нагрузка

Рис. 5.15. Зависимость максимальной плотности теплового потока $q_{выд}$, выделяемого при горении стандартной древесины

○ — $g=60$ кг·м⁻²; + — $g=50$ кг·м⁻²;
△ — $g=40$ кг·м⁻²; ▲ — $g=30$ кг·м⁻²;
— обобщающие кривые;
▲ — значение для пожаров, регулируемых нагрузкой (ПРН); $t_{пк}$ — время пожара



глубина прогрева на заданную температуру в заданной конструкции;

эквивалентная продолжительность пожара для заданной конструкции и принятого значения критической температуры;

среднеобъемная температура в заданный момент времени;

время достижения заданной среднеобъемной температуры.

Ниже в качестве примера приведены результаты вероятностного моделирования пожара в помещении в зданиях I—III степени огнестойкости. Основные характеристики помещения, для которого проводилось моделирование свободно развивающегося пожара, являются типичными для помещений жилых и административно-хозяйственных зданий: площадь 19,1 м², высота 2,6 м, толщина перекрытия 0,12 м, толщина наружной стены 0,3 м, толщина внутренней стены 0,16 м.

На внутренних поверхностях ограждающих конструкций нанесена штукатурка толщиной в 1 см. Материал перекрытия и стен — бетон. Функции плотности распределения вероятностей для входных варьируемых параметров принимались следующие.

Начальная проемность помещения складывается из трех величин:

A_1 — тип конструкции ($A_1=1$ — помещение с балконом, $A_1=2$ — помещение без балкона);

A_2 — положение входной двери ($A_2=1$ — дверь закрыта; $A_2=2$ — дверь открыта);

A_{31} — положение окна при $A_1=1$ ($A_{31}=1$ — все закрыто, $A_{31}=2$ — открыта форточка, $A_{31}=3$ — открыта дверь балкона, $A_{31}=4$ — открыты балкон и форточка, $A_{31}=5$ — все открыто);

A_{32} — положение окна при $A_1=2$ ($A_{32}=1$ — все закрыто, $A_{32}=2$ — открыта форточка, $A_{32}=3$ — открыто пол-окна, $A_{32}=4$ — открыто окно, $A_{32}=5$ — все открыто).

Вероятности для розыгрыша начальных значений проемности приняты равными;

$$\Phi_1(A1) = \begin{cases} 0,25 & \text{при } A1 = 2 \\ 0,75 & \text{при } A1 = 1 \end{cases}; \quad \Phi_2(A2) = \begin{cases} 0,6 & \text{при } A2 = 1 \\ 0,4 & \text{при } A2 = 2 \end{cases};$$

$$\Phi_3(A31) = \begin{cases} 0,5 & \text{при } A31 = 1 \\ 0,2 & \text{при } A31 = 2 \\ 0,27 & \text{при } A31 = 3 \\ 0,028 & \text{при } A31 = 4 \\ 0,002 & \text{при } A31 = 5 \end{cases}; \quad \Phi_4(A32) = \begin{cases} 0,75 & \text{при } A32 = 1 \\ 0,245 & \text{при } A32 = 2 \\ 0,004 & \text{при } A32 = 3 \\ 0,001 & \text{при } A32 = 4 \\ 0,0 & \text{при } A32 = 5 \end{cases}.$$

Функция плотности распределения вероятностей для температуры вскрытия проемов T_v получена на основе огневых испытаний и принята следующим образом:

$$\Phi_5(T_v) = \begin{cases} 0,5 & \text{при } T_v = 50^\circ\text{C} \\ 0,5 & \text{при } T_v = 650^\circ\text{C} \end{cases}.$$

Было принято, что плотность распределения вероятностей начальной пожарной нагрузки подчинена усеченному нормальному закону распределения с математическим ожиданием $M=59$ (кг/м²) и среднеквадратичным отклонением $\sigma=4$ (кг/м²):

$$\Phi_6(g) = \frac{1}{4\sqrt{2\pi}} e^{-1/2 \left(\frac{g-59}{4} \right)^2}.$$

В силу того, что потеря несущей способности строительных конструкций в помещении определяется в основном пожарами, в ходе которых происходит вскрытие проемов («сильный пожар»), почти все зависимости, представленные ниже, даны для «сильных» пожаров. Там, где это оговорено отдельно, представлены зависимости с учетом пожаров без вскрытия проемов («слабый» пожар).

Условная вероятность того, что какой-то параметр пожара T не превысит некоторого критического значения T^* в случае «сильного» пожара, определяется из соотношения

$$P(T \leq T^*) = B \int_0^{T^*} \Phi_1(T) dT, \quad (5.82)$$

где B — вероятность возникновения «сильного» пожара. Для рассматриваемых типов помещений $B=0,234$, $\Phi_1(T)$ — плотность распределения вероятностей параметра T только для «сильных» пожаров.

Если расчет ведется с учетом «слабого» пожара, то формула (5.82) преобразуется к виду

$$P(T \leq T^*) = \int_0^{T^*} \Phi_2(T) dT, \quad (5.83)$$

где $\Phi_2(T)$ — плотность распределения вероятностей «сильных» и «слабых» пожаров.

На рис. 5.16—5.17 приведены функциональные зависимости эквивалентной продолжительности пожара для перекрытия и средне-

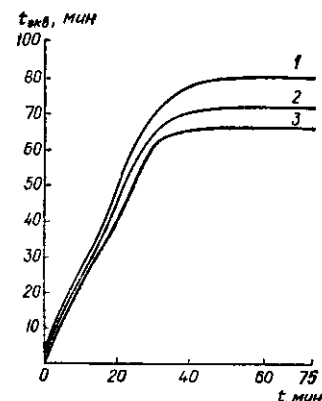


Рис. 5.16. Зависимость эквивалентной продолжительности пожара $t_{экв}$ от времени развития пожара t для различных уровней вероятностей P

1 — $P=0,99$; 2 — $P=0,9$; 3 — $P=0,1$

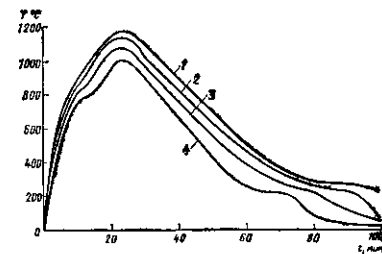


Рис. 5.17. Зависимость среднееобъемной температуры T от времени развития пожара t для различных уровней вероятности P

1 — $P=0,99$; 2 — $P=0,9$; 3 — $P=0,5$; 4 — $P=0,1$

объемной температуры от времени для разных уровней вероятности.

В соответствии с данными, приведенными на рис. 5.16, при свободно развивающемся пожаре, регулируемом вентиляцией (ПРВ) с продолжительностью пожара $t_n=0,75$ ч, эквивалентная продолжительность пожара для изгибаемых конструкций перекрытия составляет $t_{экв}=1,3$ ч при уровне вероятности $P=0,9$ и $t_{экв}=1,1$ ч при $P=0,1$.

При уменьшении продолжительности свободно развивающегося пожара закономерно уменьшается его эквивалентная продолжительность. Продолжительность свободно развивающегося пожара может регулироваться путем изменения количества пожарной нагрузки, конструктивными решениями и активным средством защиты, в том числе и с учетом оперативного тушения пожара. Таким образом, используя соответствующие профилактические и тактические мероприятия, можно активно влиять на величину эквивалентной продолжительности пожара. Для существующего порядка определения предела огнестойкости основных строительных конструкций в зависимости от степени огнестойкости зданий и сооружений данные рис. 5.16 позволяют получить следующие результаты.

Плиты, настилы и другие несущие конструкции междуэтажных и чердачных перекрытий не прогреются до значений критических

которое хорошо согласуется с (3.165). Численные эксперименты, как и характер соотношения (3.165), показывают слабую зависимость $T_{\max}$ от проемности и уменьшения этой зависимости при уменьшении проемности, которое при ПРВ приводит к увеличению продолжительности пожара t_n , и, как следует из данных численных экспериментов, при $t_n > 0,8$ значение $T_{\max} \approx 1000^\circ\text{C}$ с точностью до 8 %.

Таким образом, для ПРВ, как и для ПРН, значение максимальной среднеобъемной температуры главным образом зависит от количества пожарной нагрузки $T_{\max} = f(g_k)$.

Время достижения максимального значения среднеобъемной температуры для ПРВ определяется из (5.22):

$$t_{\max} = \frac{Q_{H1}^0 g_k F_W R_{\max \text{ ЛР}}}{6285 F_0 h^{0,5} R_{\max i}}.$$

Соотношение (5.84) позволяет сформулировать условия моделирования среднеобъемной температуры при соблюдении геометрического подобия для ПРН и ПРВ.

Согласно уравнению (5.84), значения

$$\left(\frac{T - T_0}{T_{\max} - T_0} \right)_M = \left(\frac{T - T_0}{T_{\max} - T_0} \right)_N, \text{ если} \\ \left(\frac{t}{t_{\max}} \right)_M = \left(\frac{t}{t_{\max}} \right)_N,$$

где индекс «м» относится к модели и индекс «н» — к натуре. Значение $T_M = T_N$ при условии равенства

$$(T_{\max})_M = (T_{\max})_N \text{ и } \left(\frac{t}{t_{\max}} \right)_M = \left(\frac{t}{t_{\max}} \right)_N.$$

Для объемных ПРН $T_{\max} = f(g_k)$ и $t_{\max} = f(g_k)$; следовательно, условием моделирования для среднеобъемной температуры при соблюдении геометрического подобия модели и объема и размещения пожарной нагрузки является

$$(g_k)_M = (g_k)_N. \quad (5.86)$$

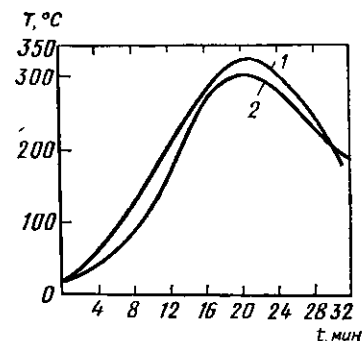
Общее количество пожарной нагрузки в модели связано с общим ее количеством в натурном объекте соотношением

$$G_M = l^2 G_N. \quad (5.87)$$

На рис. 5.19 приведены результаты моделирования среднеобъемной температуры при пожаре в помещении $6 \times 6 \times 6$ м, $\Pi = 25\%$ при наличии в нем пожарной нагрузки, состоящей из древесины в количестве $g_k = 2,4 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-2}$. Исследование процесса осуществлялось по модели геометрически подобного помещения с коэффициентом пропорциональности $l = l_M / l_N = 1/5$.

Рис. 5.19. Зависимость среднеобъемной температуры T от времени пожара при $g_k = 2,4 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-2}$

1 — изменение температуры в модельном помещении $1,2 \times 1,2 \times 1,2 \text{ м}^3$, $\Pi = 25\%$; 2 — изменение температуры в натурном объекте $6 \times 6 \times 6 \text{ м}^3$, $\Pi = 25\%$



Как видно из данных рис. 5.19, в начальной стадии пожара при $T < 250^\circ\text{C}$ разница в значениях среднеобъемных температур достигает 60 %. В развитой стадии пожара разница в значениях максимальных среднеобъемных температур составляет 6,5 %. Разница во времени до снижения максимальных значений температур составляет 5 %. Эти результаты говорят о хорошем соответствии модели для объемных ПРН. Для начальной стадии пожара условия (5.86) и (5.87) недостаточны для моделирования, так как не учитывают условий распространения пламени в НСП. Дополнительные условия для моделирования среднеобъемной температуры в НСП заключаются в идентичности условий теплообмена между очагом пожара и негорящей частью пожарной нагрузки. Подробно условия теплообмена в НСП рассмотрены в гл. 4.

Рассмотрим условия моделирования среднеобъемной температуры для объемных ПРВ.

Из равенства значений $(T_{\max})_M = (T_{\max})_N$ вытекают требования (5.86) и (5.87).

Из требования равенства $\left(\frac{t}{t_{\max}} \right)_M = \left(\frac{t}{t_{\max}} \right)_N$ вытекает второе требование к общему количеству пожарной нагрузки для ПРВ

$$G_M = l^{5/2} G_N, \quad (5.88)$$

которое противоречит требованию (5.87).

Сохранив требование по равенству значений максимальных температур (5.87), из условия равенства безразмерных времен определим сходные времена значений среднеобъемных температур в модели и натуре для ПРВ:

$$t_M = l^{-0,5} t_N. \quad (5.89)$$

На рис. 5.20 приведена зависимость безразмерной средней температуры поверхности перекрытия при объемных пожарах, которая

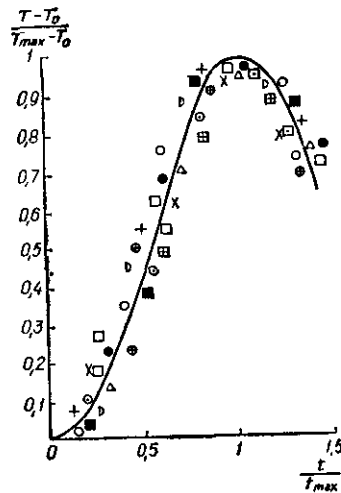


Рис. 5.20. Зависимость безразмерной температуры на поверхности потолка $\frac{T - T_0}{T_{\max} - T_0}$ от безразмерного времени $\frac{t}{t_{\max}}$

+ — $g_K = 0,8 \text{ кг·м}^{-2}$; ○ — $g_K = 1,2 \text{ кг·м}^{-2}$; ○ — $g_K = 1,6 \text{ кг·м}^{-2}$; □ — $g_K = 2 \text{ кг·м}^{-2}$; □ — $g_K = 2,4 \text{ кг·м}^{-2}$; △ — $g_K = 4 \text{ кг·м}^{-2}$; ○ — $g_K = 4,8 \text{ кг·м}^{-2}$; ⊕ — $g_K = 5,6 \text{ кг·м}^{-2}$; ⊕ — $g_K = 8,4 \text{ кг·м}^{-2}$; × — $g_K = 9,6 \text{ кг·м}^{-2}$; ■ — $g_K = 11,2 \text{ кг·м}^{-2}$; ● — $g_K = 14,4 \text{ кг·м}^{-2}$;
— кривая, построенная по (5.90); T , $T_{\max}$, T_0 — соответственно текущая, максимальная и начальная температура; $t_{\max}$ — время достижения максимальных температур

описывается уравнением

$$\frac{T_{Wn} - T_0}{T_{W\max} - T_0} = 1043 \left(\frac{t}{t_{\max}} \right)^{6,95} e^{-6,95(t/t_{\max})}. \quad (5.90)$$

Для ПРН значение максимальной температуры перекрытия определяется из соотношения (3.163) $T_{W\max} - T_0 = 130 g_k^{0,64}$ и время достижения максимального значения температуры перекрытия

$$t_{\max} = 40 - 17,3 g_k^{1,32} e^{-0,4 g_k}. \quad (5.91)$$

Для ПРВ при значении $0,15 < t_n < 0,8$ максимальное значение температуры перекрытия определяется из (5.78)

$$T_{W\max} = 915 e^{5 \cdot 10^{-3}(g-30)}$$

и при значении $1,22 > t_n > 0,8$ значение максимальной температуры перекрытия $T_{W\max} \approx 988^\circ\text{C}$.

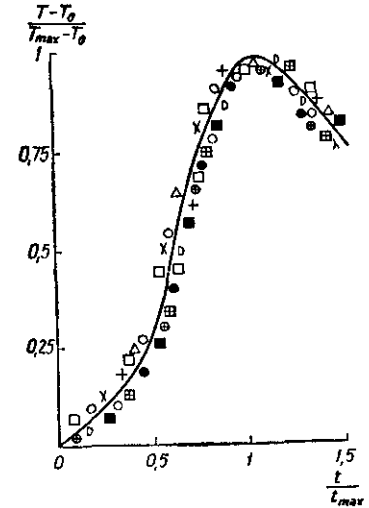
Время достижения максимального значения температуры перекрытия для конструкций, изготовленных из материала типа бетона или кирпича, с точностью до 10 % можно принять $t_{\max} = t_n$. Для конструкций, изготовленных из металла, ошибка этого равенства меньше 10 %.

Зависимость безразмерной средней температуры поверхности стены от безразмерного времени, приведенная на рис. 5.21, имеет вид

$$\frac{T_{Wc} - T_0}{T_{W\max} - T_0} = 223 \left(\frac{t}{t_{\max}} \right)^{5,45} e^{-5,45(t/t_{\max})}. \quad (5.92)$$

Рис. 5.21. Зависимость безразмерной температуры на поверхности стен $\frac{T - T_0}{T_{\max} - T_0}$ от безразмерного времени $\frac{t}{t_{\max}}$

+ — $g_K = 0,8 \text{ кг·м}^{-2}$; ○ — $g_K = 1,2 \text{ кг·м}^{-2}$; ○ — $g_K = 1,6 \text{ кг·м}^{-2}$; □ — $g_K = 2 \text{ кг·м}^{-2}$; □ — $g_K = 2,4 \text{ кг·м}^{-2}$; △ — $g_K = 4 \text{ кг·м}^{-2}$; ○ — $g_K = 4,8 \text{ кг·м}^{-2}$; ⊕ — $g_K = 5,6 \text{ кг·м}^{-2}$; ⊕ — $g_K = 8,4 \text{ кг·м}^{-2}$; × — $g_K = 9,6 \text{ кг·м}^{-2}$; ■ — $g_K = 11,2 \text{ кг·м}^{-2}$; ● — $g_K = 14,4 \text{ кг·м}^{-2}$;
— кривая, построенная по (5.92); T , $T_{\max}$, T_0 — соответственно текущая, максимальная и начальная температура; $t_{\max}$ — время достижения максимальных температур



Максимальное значение температуры поверхности стены, изготовленной из неметаллических материалов при ПРВ, определяется из соотношения (5.76):

$$T_{W\max} = 250 + 1750 t_n - 1250 t_n^2 \text{ для значений } 0,15 < t_n < 0,8.$$

При значениях $0,8 < t_n < 1,22$ максимальное значение температуры поверхности стен с точностью 3,5 % можно принять 850°C .

Время достижения максимального значения T поверхности стен из бетона или кирпича, с точностью до 10 %, можно определить из равенства $t_{\max} = 1,1 t_n$, для металлических конструкций $t_{\max} \approx t_n$.

Для ПРН значение максимальной температуры стен определяется по (3.164)

$$T_{W\max} - T_0 = 115 g_k^{0,64};$$

время достижения максимального значения температуры на поверхности стены

$$t_{\max} = 35 - 9,3 g_k^{1,55} e^{-0,445 g_k}. \quad (5.93)$$

Эмпирические соотношения (5.84) — (5.93) получены из анализа физических и численных экспериментов и не содержат в себе в явном виде теплотехнические свойства материала ограждающих конструкций. Следовательно, они справедливы для конструкций, которые использовались в экспериментах: железобетонных, конструкций из шамотного и огнеупорного кирпича.

Как показано в разд. 5.2.2, строительные конструкции, выполненные из таких материалов, имеют значение числа Бруна $Bg < Bg_{кр}$,

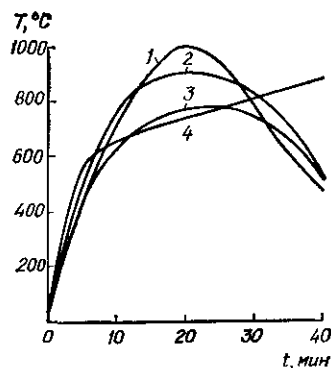


Рис. 5.22. Изменение средне-объемной температуры T при пожаре в помещении $6 \times 6 \times 3 \text{ м}^3$, $P=25\%$, пожарная нагрузка из древесины $g_k=13,3 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-2}$

1 — экспериментальные данные; 2 — данные, полученные расчетом по методу, изложенному в гл. 5; 3 — то же, с использованием закона теплообмена, применяемого в теории огнестойкости; 4 — стандартная кривая «температура — время»

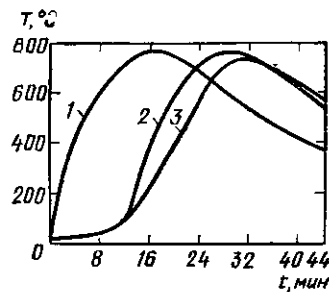


Рис. 5.23. Изменение средне-объемной температуры T при пожаре в помещении $6 \times 6 \times 6 \text{ м}^3$, $P=25\%$; пожарная нагрузка из древесины $g_k=11,2 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-2}$

1 — данные, полученные по расчетному методу, изложенному в гл. 5 без учета НСП; 2 — то же, с учетом НСП; 3 — экспериментальные данные; 4 — время развития пожара

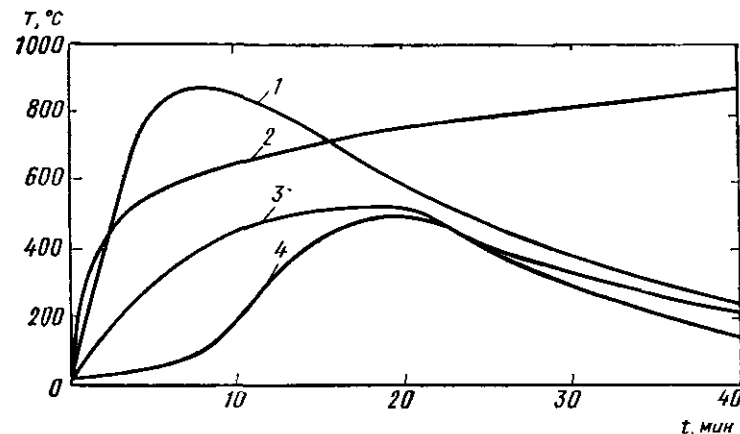


Рис. 5.24. Изменение среднеобъемной температуры T при пожаре в помещении $6 \times 6 \times 6 \text{ м}^3$, $P=25\%$, $g_k=0,7 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-2}$

1 — данные, полученные по расчетному методу, изложенному в гл. 5, как для ПРВ; 2 — стандартная кривая температура — время; 3 — данные, полученные по расчетному методу, как для ПРН; 4 — экспериментальные данные; t — время развития пожара

и, следовательно, процесс их теплообмена с очагом пожара главным образом определяется внешними процессами теплообмена и слабо зависит от теплофизических свойств материала (внешняя задача). Следовательно, соотношения (5.84)—(5.93) будут справедливы для конструкций, процесс теплообмена которых будет определяться главным образом внешними условиями (законом теплообмена), т.е. для конструкций, удовлетворяющих неравенству $Bg < Bg_{кр}$. Порядок определения числа Bg и значения $Bg_{кр}$ приведены в разд. 5.2.2.

На рис. 5.22 и 5.23 приведены результаты сравнения экспериментальных данных по исследованию среднеобъемных температур при пожаре в помещении с данными расчетов, выполненных по разработанной в настоящей главе методике.

Как следует из рис. 5.22, использование в математической модели закона теплообмена, применяемого в задачах огнестойкости, приводит к существенному снижению расчетных значений T по сравнению с экспериментальными данными.

Для условий развития пожара, приведенных на рис. 5.22, эта разница по максимальным значениям температур составляет 25 %. Использование закона теплообмена, разработанного в гл. 3, уменьшило эту разницу до 10 %.

На рис. 5.24 приведено сравнение расчетных и экспериментальных данных для локального пожара.

В случае когда в модели использован закон тепловыделения, характерный для ПРВ [12], расчетное значение максимальной температуры превысило соответствующее экспериментальное значение в 1,83 раза. Расчетное время достижения максимального значения температуры в 2,1 раза меньше, чем экспериментальное значение. Использование закона скорости выгорания для ПРН, разработанного в гл. 2 для условий рис. 5.24, снизило разницу расчетного и экспериментального значений T_{max} и t_{max} соответственно до 8 и 5 %.

Сходимость с реальными условиями разработанного метода математического моделирования пожаров проверялась на ряде натурных объектов, не приспособленных специально для такого рода исследований.

На рис. 5.25—5.28 приведены результаты огневого испытания фрагмента инвенторного жилого здания и результаты численного моделирования по разработанному методу. Фрагмент жилого дома представлял часть сборно-разборного здания и включал жилую комнату размером $6 \times 3,5 \times 2,75 \text{ м}$ и поэтажный коридор длиной 6 м. Поэтажный коридор связан с комнатой дверным проемом (П1) и с окружающей средой дверным проемом (П2), размер дверных проемов $2,0 \times 0,8 \text{ м}$. Жилая комната имела оконный проем размером

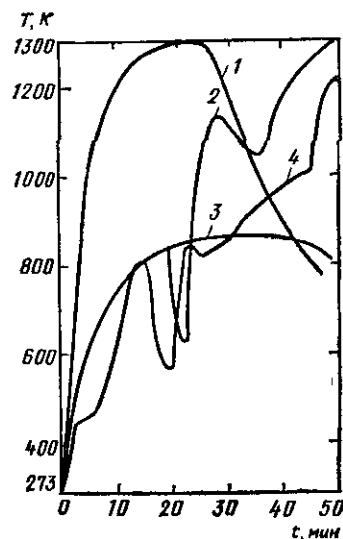


Рис. 5.25. Изменение средне-объемной температуры T при пожаре в фрагменте жилого здания $6 \times 3,5 \times 2,75 \text{ м}^3$, $g = 50 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-2}$

1 — результаты расчета при $P = 16\%$; 2 — то же, при переменном значении P ; 3 — то же, при $P = 7,6\%$; 4 — экстраполяция экспериментальных данных; t — время развития пожара

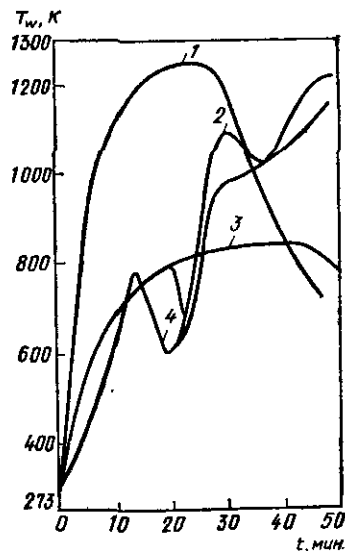


Рис. 5.26. Изменение температуры на поверхности междуэтажного перекрытия T_w

1 — результаты расчета при $P = 16\%$; 2 — то же, при переменном значении P ; 3 — то же, при $P = 7,6\%$; 4 — экстраполяция экспериментальных данных; t — время развития пожара

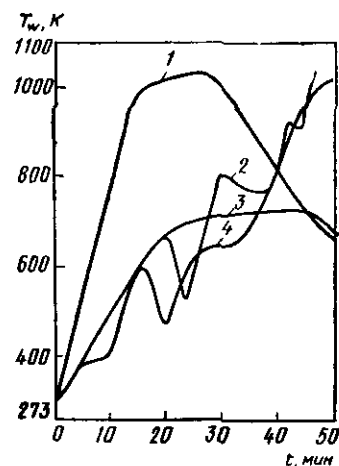


Рис. 5.27. Изменение температуры на поверхности межквартирной перегородки T_w

1 — результаты расчета при $P = 16\%$; 2 — то же, при переменном значении P ; 3 — то же, при $P = 7,6\%$; 4 — экстраполяция экспериментальных данных; t — время развития пожара

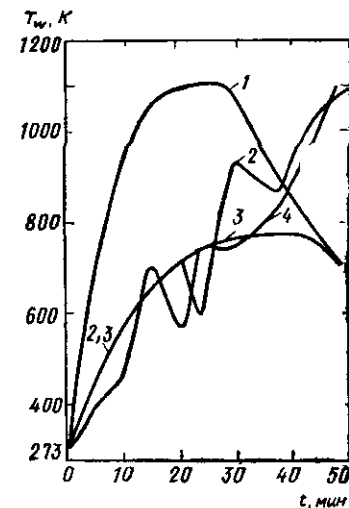


Рис. 5.28. Изменение температуры на поверхности вертикальных ограждающих конструкций T_w

1 — результаты расчета при $P = 16\%$; 2 — то же, при переменном значении P ; 3 — то же, при $P = 7,6\%$; 4 — экстраполяция экспериментальных данных; t — время развития пожара

$1,24 \times 1,4 \text{ м}$ с тройным остеклением. В качестве пожарной нагрузки, использовались: два стола, шкафы, установленные вдоль боковой стены помещения, деревянные бруски, уложенные в виде штабелей. Общий вес горючих материалов составлял 1050 кг (50 кг на 1 м^2 пола).

Для исследования температуры в объеме жилой комнаты было установлено 15 хромель-алюмелевых термопар, диаметр $1,2 \text{ мм}$. Показания термопар регистрировались на автоматических потенциометрах ЭПП-09 и КСП-4. Температура на поверхности стены и перекрытия измерялась в центральном сечении в 4 точках на стене и в 5 точках на перекрытии. Таким образом, экспериментальные данные, приведенные на рис. 5.25—5.28, представляют не интегральные значения соответствующих температур, а их среднеарифметическое из показаний соответствующих термопар.

В ходе проведения огневого испытания решались частные задачи, и по ходу развития пожара изменялся газообмен очага с окружающей средой с помощью проемов П2 и П3. Машинный эксперимент проводился для трех различных вариантов газообмена. Кривая 1 соответствует самому жесткому режиму, когда пожар начинается при открытых дверном и оконном проемах П-16%. Кривая 3 отражает режим при открытом дверном проеме без вскрытия остекления П-7,6%. Кривая 2 моделирует развитие процесса при ступенчатом вскрытии оконного проема и приблизительно соответствует работе проема при огневых испытаниях. Работа проема П2 в численном эксперименте не моделировалась. Результаты, приведенные на рис. 5.25—5.28, позволяют сделать вывод об удовлетворительном совпадении результатов численного и физического экспериментов. Разница между максимальными значениями среднеобъемной температуры, температуры поверхности перекрытия, межквартирной перегородки и поверхности ограждающих вертикальных конструкций, полученными расчетом и экспериментально, составляет соответственно 11, 12, 4 и 11%.

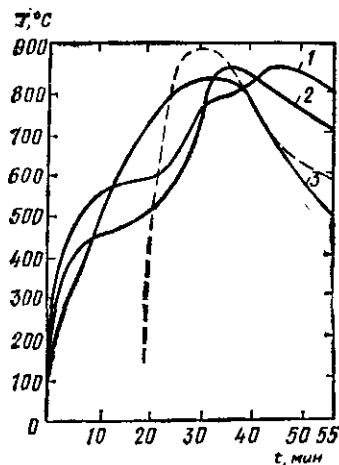


Рис. 5.29. Изменение средне-объемной температуры T при пожаре от времени в жилой комнате $5 \times 4 \times 2,3$ м³, $P = 27$ %

1, 2, 3 — экстраполяция экспериментальных данных соответственно для опытов № 1, 2, 3; — — — результаты численного моделирования; t — время развития пожара

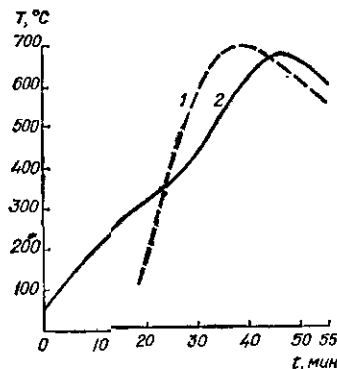


Рис. 5.30. Средние значения температур на поверхности стены T_w от времени t

1 — результаты численного моделирования, 2 — экстраполяция экспериментальных данных

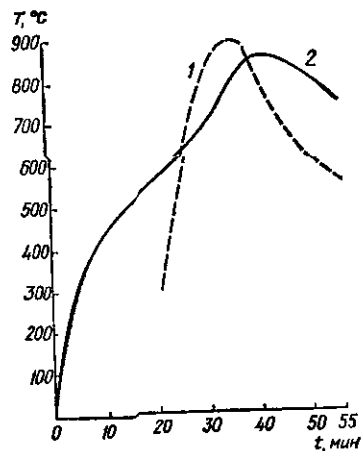


Рис. 5.31. Средние значения температуры по поверхности потолка T от времени t

1 — результаты численного моделирования; 2 — экстраполяция экспериментальных данных

Времена достижения максимальных значений температур практически совпадают.

На рис. 5.29—5.31 приведены результаты исследования температурного режима пожара в помещении жилого дома Иркутска. Ог-

невые испытания проводились на 6—10-этажном блоке здания в 10-этажной части. В плане 10-этажная часть здания имеет размер 84—12,6 м. На расстоянии 60 м друг от друга в здании расположены две светлые лестничные клетки. Огневые испытания проводились с целью изучения процесса задымления здания при пожаре. Очаг пожара создавался в однокомнатной квартире $5 \times 4 \times 2,3$ м на 1-м и 4-м этажах. Отношение площади проемов к площади пола составляло 27 %. Огневые испытания начинались при закрытых оконных проемах.

Первый опыт проводился с очагом пожара на 1-м этаже с верхним подпором воздуха в одну из лестничных клеток. Опыт № 2 проводился с очагом на 4-м этаже при работе системы подпора воздуха в обе лестничные клетки и удалении продуктов горения из внутренней лестничной клетки. Опыт № 3 проводился с очагом пожара на 4-м этаже при работе систем подпора воздуха в поэтажном коридоре и удалении продуктов горения из внутренней лестничной клетки.

Во всех опытах в качестве пожарной нагрузки использовались бруски из древесины размером $5 \times 5 \times 80$ см, влажностью не более 10 %, в количестве 37,5 кг по 1 м² площади пола.

В опытах № 1 и 2 пожарная нагрузка укладывалась в восемь штабелей, которые равномерно размещались по периметру помещения.

В опыте № 3 из деревянных брусков выкладывалась стенка и часть пожарной нагрузки размещалась в штабелях. Ограждающие конструкции помещений были защищены мокрой штукатуркой толщиной 10—15 мм по металлической сетке. Для измерения средне-объемной температуры внутри каждого помещения устанавливалось 27 термодатчиков типа ХА диаметром 1,2 мм. Термодатчики размещались равномерно на трех уровнях (0,38, 1,14, 1,9 м над уровнем пола).

Измерение температур поверхностей строительных конструкций проводилось с помощью термодатчиков ХА диаметром 1,2 мм, размещенных по центральным осевым сечениям конструкций.

Характер изменения значений среднеобъемных температур не имеет существенных различий для трех опытов и соответствует обычной сходимости крупномасштабных натурных испытаний. Среднее значение максимальной среднеобъемной температуры для этих опытов составляет 870 °С. Значение максимальной среднеобъемной температуры, определенной по (5.77), составляет 974 °С, что отличается на 12 % от экспериментального ее значения. Экспериментально определенные максимальные значения температур поверхностей стен и перекрытия составляют соответственно 675 и 850 °С. Значения этих температур, определенные расчетом по (5.76) и (5.78), составляют 663 и 950 °С, что отличается от экспериментально найденных соответственно на 2 и 12 %.

На рис. 5.29—5.31 пунктиром приведены значения соответствующих температур, полученные расчетным путем, по разработанному методу. За начало объемного пожара принято время полного вскрытия оконного проема, которое составляло в среднем 18 мин. При расчете не учитывалось влияние на очаг пожара системы подпора воздуха и удаления продуктов горения. Сравнение приведенных результатов говорит о удовлетворительном совпадении расчетных и экспериментальных значений для условий объемного пожара.

Объектом огневого испытания в г. Талдоме был фрагмент алюминиевого полносборного здания, имеющего размер $4,3 \times 8,6 \times 3$ м. Полезная площадь здания составляла $38,6 \text{ м}^2$, строительный объем 140 м^3 . Цокольная часть здания была выполнена по аналогии со зданиями, сооруженными на вечноммерзлых грунтах с продуваемым под зданием пространством. Объект испытаний сборный, со стальным каркасом и навесными ограждающими конструкциями. Ограждающие конструкции изготовлены из трехслойных алюминиевых панелей со средним слоем уплотнителя из полужестких минераловатных плит. Пол выполнен из железобетонных плит, на которые уложены по мастике ПВХ плитки. Внутренний объем здания разделен перегородкой на два помещения $16,5$ и $20,5 \text{ м}^2$. Перегородка выполнена из трехслойных стальных панелей со средним слоем утеплителя из полужестких минераловатных плит ПП-80. По поверхности перегородки и по внутренним поверхностям стен наклеен облицовочный материал инкруст. В каждом из помещений имелось по 2 оконных проема $0,8 \times 0,8$ м с тройным остеклением. В помещении $20,5 \text{ м}^2$ имелись дополнительно два вентиляционных проема по $0,6 \times 0,6$ м. Оба помещения связаны между собой дверным проемом $2 \times 0,9$ м. Выход наружу осуществлялся из большой комнаты через тамбур с двумя дверными проемами.

В качестве пожарной нагрузки использовались древесина и предметы мебели влажностью 10—15 %. Очагом пожара являлось помещение $16,5 \text{ м}^2$, в котором пожарная нагрузка составляла $50 \text{ кг на } 1 \text{ м}^2$ пола. В смежном помещении количество пожарной нагрузки составляло $20 \text{ кг на } 1 \text{ м}^2$ пола. При проведении испытаний оконные проемы и двери перед опытом были в закрытом состоянии.

Для исследования температурного режима пожара в помещениях в каждой из комнат было установлено по 27 ХА термопар диаметром $1,2 \text{ мм}$ на уровнях $0,75$; $1,5$; $2,25 \text{ м}$ от уровня пола. Для регистрации температур использовался передвижной информационно-вычислительный комплекс (ПВК) с погрешностью измерений $\pm 0,27 \%$, разработанный во ВНИИПО МВД СССР.

При выполнении расчета предполагалось, что пожар возникает в помещении $16,5 \text{ м}^2$ и на 17-й минуте происходит деформация двери в проеме, соединяющем два смежных помещения.

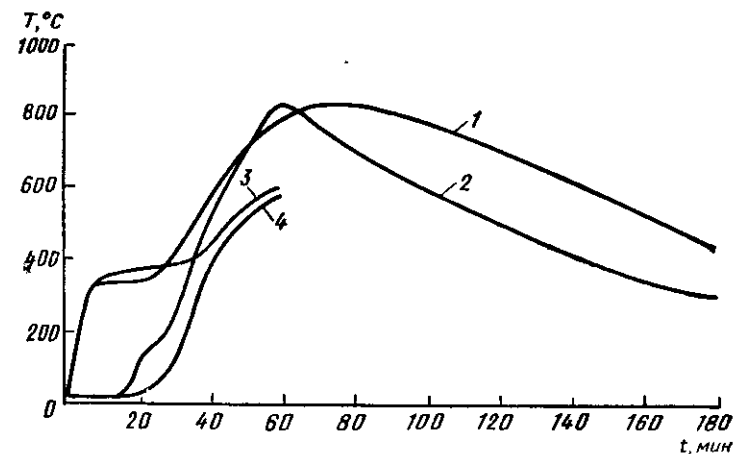


Рис. 5.32. Температурный режим пожара в помещении фрагмента алюминиевого полносборного дома

1 — изменение среднеобъемной температуры T в очаге пожара по данным расчета, 2 — то же, в смежном помещении; 3 — изменение среднеобъемной температуры в очаге пожара по данным экспериментальных исследований; 4 — то же, в смежном помещении; t — время развития пожара

На 17-й минуте дверной проем открывается, горячие газы и пламя проникают в соседнее помещение и в нем возникает пожар.

На рис. 5.32 приведены результаты расчета и их сравнение с экспериментальными данными.

Из сравнения расчетных и экспериментальных данных следует, что существует удовлетворительное соответствие между расчетными и опытными данными. Расхождение в абсолютных значениях величин среднеобъемных температур, особенно при увеличении времени пожара, объясняется следующими причинами. Во время проведения огневых испытаний из-за неплотностей в стыках экспериментального фрагмента существовал дополнительный газообмен, который из-за его неопределенности невозможно было учесть при проведении расчета. В процессе эксперимента разрушались ограждающие конструкции, через 60 мин после начала опыта обрушилось перекрытие и испытания прекратились. При расчете предполагалось, что строительные конструкции сохраняют свою целостность в течение всего пожара.

В Национальном бюро стандартов США было проведено 16 огневых испытаний в современных жилых комнатах различных размеров с типовой пожарной нагрузкой [17].

В результате сделаны следующие основные выводы.

Скорость развития и интенсивность пожара за первые 20 мин могут быть значительно выше, чем по стандартной кривой. Затем

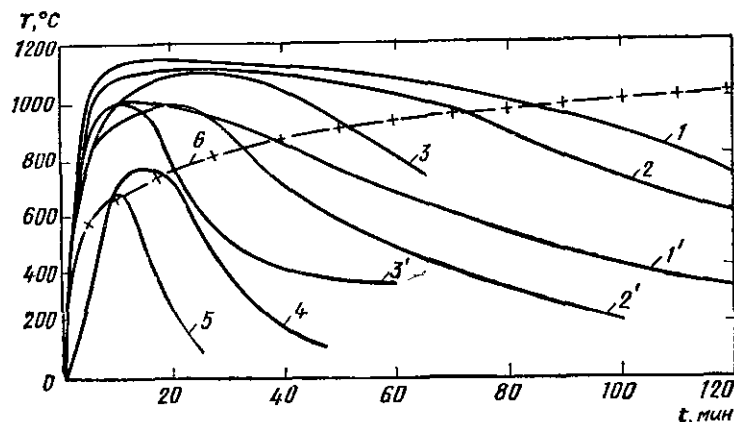


Рис. 5.33. Изменение среднеобъемной температуры T в помещениях жилых зданий

1, 1' — соответственно максимальные и минимальные значения среднеобъемной температуры в помещениях $F=36 \text{ м}^2$, $g=30-60 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-2}$ (ПРВ); 2, 2' — то же, для $F=19 \text{ м}^2$; 3, 3' — то же, для $F=12 \text{ м}^2$; 4 — то же, для $F=19 \text{ м}^2$ (ПРН), 5 — то же, для $F=12 \text{ м}^2$ (ПРН); 6 — стандартная кривая температура-время; t — время развития пожара

температура газа начинает снижаться и через 1 ч достигает приблизительно 350°C .

Вспышки в закрытых жилых комнатах не происходит даже при нормальной принудительной вентиляции. Интенсивность пожара внутри жилой комнаты определяется вентиляцией. Скорость горения вне жилых комнат значительно возрастает за счет применения горючих облицовочных и отделочных материалов. Это является основной причиной распространения пожара за пределы жилой комнаты. Размеры жилой комнаты мало влияют на интенсивность пожара, но длительность пожара возрастает с увеличением объема помещения при той же пожарной нагрузке.

Эти выводы, полученные на основе экспериментальных исследований, полностью совпадают с результатами математического моделирования температурного режима в помещениях жилых зданий [12], часть из которых приведена на рис. 5.33.

Выводы об «общей вспышке» в закрытых помещениях жилых комнат также совпадают с результатами численного эксперимента. Вероятность вспышки в помещениях с объемами, характерными для жилых комнат, равна нулю при $F_0 \sqrt{h} \rightarrow 0$. При увеличении фактора проемности вероятность наступления вспышки для таких помещений увеличивается.

Выводы о том, что максимальное значение среднеобъемной температуры при ПРВ не зависит от проемности (5.70), подтверждаются экспериментальными данными.

В работе [17] проведена серия экспериментов в комнате $3,3 \times 3,3 \times 2,4 \text{ м}$ с пожарной нагрузкой из стандартной мебели в количестве 23 кг на 1 м^2 пола. Отношение площади проемов к площади пола составляло $14,5\%$.

Максимальное значение среднеобъемной температуры в серии из четырех опытов $T=1012, 1019, 991, 1022^\circ\text{C}$. Это хорошо согласуется с выводом, полученным на основе численного эксперимента о том, что среднее значение максимальной среднеобъемной температуры при ПРВ 1000°C .

Таким образом, приведенные результаты свидетельствуют о хорошей сходимости разработанного метода математического моделирования температурного режима пожара в помещении с реальными процессами развития пожара.

5.3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА ЭКВИВАЛЕНТНОЙ ПРОДОЛЖИТЕЛЬНОСТИ ПОЖАРА

На рис. 5.34 и 5.35 приведены результаты расчета прогрева горизонтальных и вертикальных металлических строительных конструкций при горении ЛВЖ или ГЖ в условиях локальных пожаров. Номограммы обобщают результаты численных экспериментов в виде $t_{\text{экв}} = f(t, H/\sqrt{F_n})$. Параметр $H/\sqrt{F_n}$ является обобщающим геометрическим параметром для условий теплообмена при локальных пожарах или НСП. При определении эквивалентной продолжительности пожара и построении номограмм рис. 5.34 и 5.35 за параметр, определяющий потерю устойчивости конструкции, принято значение критической температуры. Время реального пожара определяется из соотношения

$$t = G/\psi_0 F_n. \quad (5.94)$$

Данные, приведенные на рис. 5.34, 5.35, позволяют решать целый ряд профилактических вопросов, связанных с определением времени потери устойчивости конструкций в условиях реальных пожаров по известному значению предела ее огнестойкости, определением предельной площади аварийного разлива и предельного значения пожарной нагрузки и др. Конкретные величины определенных параметров зависят от предела огнестойкости конструкций, высоты помещения для горизонтальных конструкций и расстояния до оси очага пожара вертикальных конструкций, величины площади аварийного разлива и продолжительности пожара. В качестве примера определим соответствующие параметры для средней продолжительности сво-

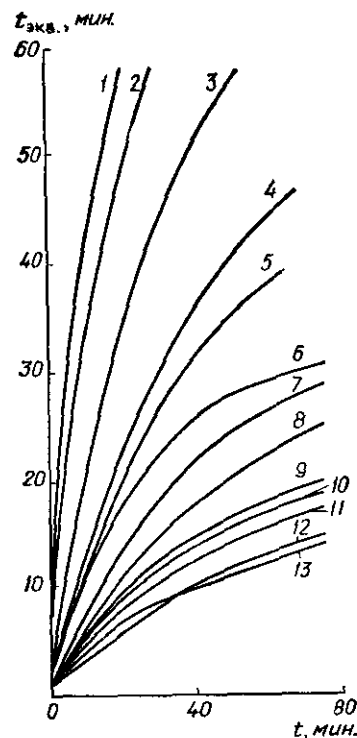


Рис. 5.34. Зависимость эквивалентной продолжительности пожара $t_{экв}$ от времени пожара t для горизонтальных незащищенных металлических конструкций

1 — $H/\sqrt{F_{п}} = 1,2$; 2 — $H/\sqrt{F_{п}} = 1,6$;
3 — $H/\sqrt{F_{п}} = 2$; 4 — $H/\sqrt{F_{п}} = 2,4$; 5 —
 $H/\sqrt{F_{п}} = 2,8$; 6 — $H/\sqrt{F_{п}} = 3,2$; 7 —
 $H/\sqrt{F_{п}} = 3,6$; 8 — $H/\sqrt{F_{п}} = 4$; 9 —
 $H/\sqrt{F_{п}} = 4,4$; 10 — $H/\sqrt{F_{п}} = 4,8$;
11 — $H/\sqrt{F_{п}} = 5,2$; 12 — $H/\sqrt{F_{п}} = 5,6$; 13 — $H/\sqrt{F_{п}} = 6$

бодного горения в производственных зданиях, где главным образом применяются металлические конструкции. Оценим поведение конструкций с пределом огнестойкости 0,25 ч.

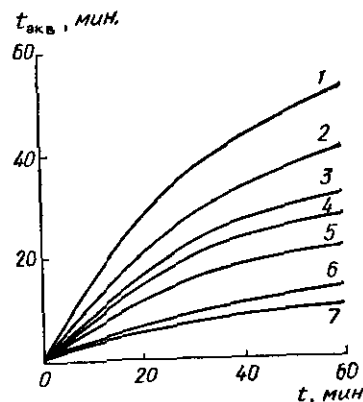


Рис. 5.35. Зависимость эквивалентной продолжительности пожара $t_{экв}$ от времени пожара t для вертикальных незащищенных металлических конструкций

1 — $H/\sqrt{F_{п}} = 0,5$; 2 — $H/\sqrt{F_{п}} = 0,6$;
3 — $H/\sqrt{F_{п}} = 0,7$; 4 — $H/\sqrt{F_{п}} = 0,8$;
5 — $H/\sqrt{F_{п}} = 1$; 6 — $H/\sqrt{F_{п}} = 1,5$;
7 — $H/\sqrt{F_{п}} = 2$

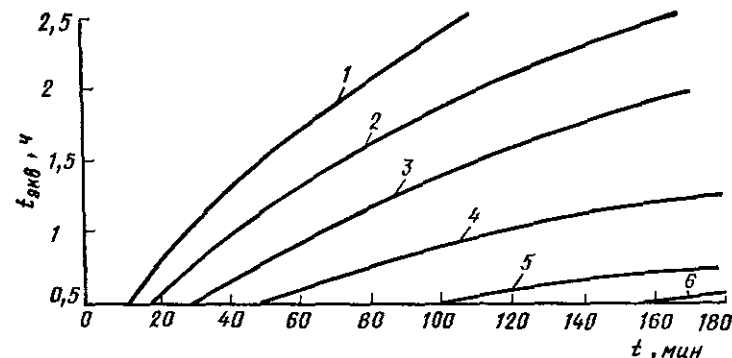


Рис. 5.36. Зависимость эквивалентной продолжительности пожара $t_{экв}$ от времени пожара t для железобетонных и огнезащищенных металлических конструкций перекрытия

1 — $H/\sqrt{F_{п}} = 1,2$; 2 — $H/\sqrt{F_{п}} = 1,5$; 3 — $H/\sqrt{F_{п}} = 1,8$; 4 — $H/\sqrt{F_{п}} = 2,2$; 5 —
6 — $H/\sqrt{F_{п}} = 2,4$; 6 — $H/\sqrt{F_{п}} = 3,6$

По данным [8] НСП может продолжаться 5—30 мин. Из исследования 200 крупных пожаров в производственных зданиях в [10] сделан вывод, что наибольшее их число произошло при времени свободного горения 45 мин. Продолжительность НСП 45 мин соответствует диапазону изменения объемов помещения от $1 \cdot 10^4$ до $4 \cdot 10^4$ м³ для различных значений пожарной нагрузки и высоты помещения. При объеме помещения $V = 2,5 \cdot 10^4$ м³ продолжительность НСП может изменяться от 28 до 55 мин. Таким образом, значение продолжительности НСП 45 мин можно принять как среднее для помещений $V = 1 \cdot 10^4$ — $4 \cdot 10^4$.

Согласно данным рис. 5.34, для металлических горизонтальных конструкций с пределом огнестойкости 0,25 и при продолжительности пожара 45 мин предельное значение параметра $H/\sqrt{F_{п}} = 4,8$ м, для вертикальных конструкций $H(x)/\sqrt{F_{п}} = 1,2$.

Таким образом, предельное значение площади пожара (площади разлива) для данных условий $F_{п} = (H/4,8)^2$, а предельное расстояние вертикальной конструкции от оси очага будет составлять $H(x) = (H/1,2)^2$. Эти данные являются средними и могут меняться в зависимости от условий развития пожара.

На рис. 5.36 приведена номограмма для определения эквивалентной продолжительности пожара в условиях локальных пожаров для изгибаемых плоских железобетонных и огнезащищенных металлических конструкций. Для условий рассмотренного выше примера предельное значение площади пожара для перекрытия с пределом

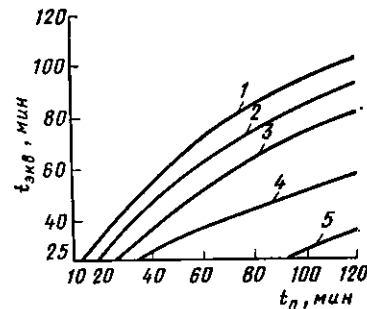


Рис. 5.37. Зависимость эквивалентной продолжительности пожара $t_{\text{экв}}$ от времени пожара $t_{\text{п}}$ для железобетонных и огнезащищенных металлических конструкций перекрытия в условиях локальных пожаров (или в НСП) при горении твердых горючих и трудногорючих материалов
 1 — $H/\sqrt{F_{\text{п}}} = 1,2$; 2 — $H/\sqrt{F_{\text{п}}} = 1,5$;
 3 — $H/\sqrt{F_{\text{п}}} = 1,8$; 4 — $H/\sqrt{F_{\text{п}}} = 2,2$;
 5 — $H/\sqrt{F_{\text{п}}} = 2,4$

огнестойкости 1 ч будет составлять $F_{\text{п}} = (H/1,6)^2$ и для конструкций с пределом огнестойкости 0,75 ч — $F_{\text{п}} = (H/1,8)^2$. По найденным значениям площадей пожара определяется предельное значение пожарной нагрузки по соотношению

$$G = t_{\text{ф}0} F_{\text{п}}. \quad (5.95)$$

Номограммы, приведенные на рис. 5.34—5.36, позволяют решать ряд других вопросов: по известному значению количества пожарной нагрузки и заданной площади пожара определять наступление предела устойчивости конструкции; по заданному количеству пожарной нагрузки и времени пожара определять допустимые площади пожара и т. д.

На рис. 5.37 приведена номограмма, позволяющая определять зависимость эквивалентной продолжительности пожара для изгибаемых железобетонных и огнезащищенных металлических конструкций при горении твердых горючих и трудногорючих материалов в НСП.

Площадь пожара принимается $F_{\text{п}} = \pi(u_0 t_{\text{п}} C_1)^2$.

Для условий локальных пожаров, когда площадь размещения пожарной нагрузки из твердых материалов $F_{\text{п}} \leq \pi(u_0 t_{\text{НСП}})^2$, время пожара определяется из (5.94).

Для изгибаемых плоских строительных конструкций перекрытия с пределом огнестойкости 1 ч предельная продолжительность НСП согласно (5.37) составляет 45 мин, что соответствует развитию пожара в помещении $V \geq 1 \cdot 10^4 \text{ м}^3$. Для конструкций с пределом огнестойкости 0,75 ч предельная продолжительность НСП $t_{\text{НСП}} = 30 \text{ мин}$.

Известно, что такая продолжительность НСП возможна в помещениях $V \geq 0,4 \cdot 10^4 \text{ м}^3$. Таким образом, при использовании железобетонных и огнезащищенных металлических плит перекрытия с пределом огнестойкости 1 ч потеря их устойчивости возможна в НСП для помещений $V \geq 1 \cdot 10^4 \text{ м}^3$ и для конструкций с пределом огнестойкости 0,75 для помещений $V \geq 0,4 \cdot 10^4 \text{ м}^3$. В помещениях с меньшими объемами потеря устойчивости этих конструкций может произойти после окончания НСП в развитой стадии пожара.

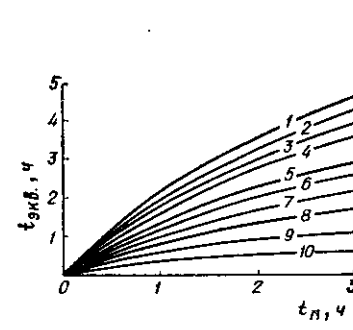


Рис. 5.38. Зависимость эквивалентной продолжительности пожара $t_{\text{экв}}$ для железобетонных плит перекрытия от времени пожара для ПРВ $t_{\text{п}}$

1 — $\bar{P} = 0,3$; 2 — $\bar{P} = 0,27$; 3 — $\bar{P} = 0,24$;
 4 — $\bar{P} = 0,21$; 5 — $\bar{P} = 0,18$; 6 — $\bar{P} = 0,15$;
 7 — $\bar{P} = 0,12$; 8 — $\bar{P} = 0,09$;
 9 — $\bar{P} = 0,06$; 10 — $\bar{P} = 0,03$

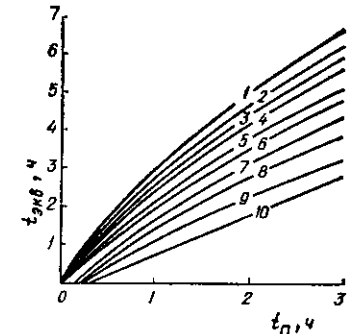


Рис. 5.39. Зависимость эквивалентной продолжительности пожара $t_{\text{экв}}$ для центрально сжатых железобетонных колонн от времени пожара для ПРВ

1 — $\bar{P} = 0,3$; 2 — $\bar{P} = 0,27$; 3 — $\bar{P} = 0,24$;
 4 — $\bar{P} = 0,21$; 5 — $\bar{P} = 0,18$; 6 — $\bar{P} = 0,15$;
 7 — $\bar{P} = 0,12$; 8 — $\bar{P} = 0,09$;
 9 — $\bar{P} = 0,06$; 10 — $\bar{P} = 0,03$

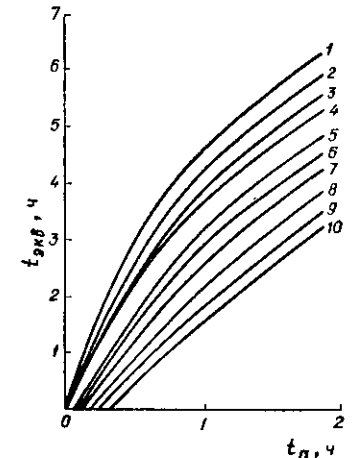


Рис. 5.40. Зависимость эквивалентной продолжительности пожара $t_{\text{экв}}$ для несущих железобетонных стен от времени пожара $t_{\text{п}}$ для ПРВ

1 — $\bar{P} = 0,3$; 2 — $\bar{P} = 0,27$; 3 — $\bar{P} = 0,24$;
 4 — $\bar{P} = 0,21$; 5 — $\bar{P} = 0,18$; 6 — $\bar{P} = 0,15$;
 7 — $\bar{P} = 0,12$; 8 — $\bar{P} = 0,09$;
 9 — $\bar{P} = 0,06$; 10 — $\bar{P} = 0,03$

Результаты расчетов эквивалентной продолжительности пожара для условий объемных пожаров представлены в виде номограмм для конструкций железобетонных плит перекрытия на рис. 5.38, для железобетонных центрально сжатых колонн — на рис. 5.39 и для несущих железобетонных стен — на рис. 5.40.

В качестве обобщающего критерия, определяющего характер газообмена и геометрические параметры очага пожара, использован безразмерный параметр проемности $\bar{P}$, определяемый из соотношения

$$\bar{P} = \frac{F_0 \sqrt{h}}{V^{2/3}}, \quad (5.96)$$

представляющий собой отношение площади проемов к площади пола кубического помещения по объему, равному объему помещения, и отношение высоты проема к высоте кубического помещения в степени 0,5.

Продолжительность пожара определяется по соотношению (5.22).

Глава 6. РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПЛАМЕНИ ПО ПОВЕРХНОСТИ (ГОРЮЧЕСТЬ) СТРОИТЕЛЬНЫХ КОНСТРУКЦИЙ В УСЛОВИЯХ ПОЖАРА

6.1. ОБЩИЕ ПРИНЦИПЫ ПРОГНОЗИРОВАНИЯ ПОЖАРНОЙ ОПАСНОСТИ (ГОРЮЧЕСТИ) МАТЕРИАЛОВ И КОНСТРУКЦИЙ

Эффективность прогнозирования пожарной опасности (горючести) материалов и конструкций является основой для разработки профилактических мероприятий, снижающих их пожарную опасность. Причем под горючестью далее будем понимать способность объекта исследования распространять пламя по своей поверхности под воздействием очага пожара.

Для успешной разработки и принятия решения по снижению пожарной опасности любого объекта необходимы четыре основных условия. Необходимо иметь четкое представление об объекте исследования и на этом фоне принимать отдельные (частные) решения; надо знать цель исследования и критерии, оценивающие результаты; необходимо учитывать ограничения, характерные для изучаемого процесса.

В данном случае можно достаточно четко сформулировать три последних условия.

Целью исследований является снижение пожарной опасности (горючести) материалов и конструкций, причем результаты должны оцениваться экономической и социальной их эффективностью. Ограничением применения тех или иных профилактических мероприятий является уровень технологического развития соответствующей отрасли народного хозяйства.

На фоне определенности этих трех основных условий особую роль играет уровень знания объекта исследования, которым явля-

ется материал или конструкция в условиях их «эксплуатации». Под условиями «эксплуатации» в данном случае следует понимать характер развития пожара и его воздействия на объекты исследования.

Таким образом, прогнозирование пожарной опасности (горючести) материалов или конструкций включает в себя следующие основные научные проблемы:

- прогнозирование развития пожара и его воздействия на объект; испытания объектов исследования по методикам, позволяющим оценивать пожарную опасность параметрами, моделируемыми при прогнозировании пожара;

- разработка методов перехода от условий испытаний к условиям модельных пожаров;

- разработка рекомендаций по применению исследованного объекта в конкретных условиях эксплуатации и мероприятий по снижению горючести.

Методы прогнозирования устойчивости для некоторых типов конструкций по изложенной схеме приведены в гл. 5. Там же рассмотрен вопрос о прогнозировании развития пожара в помещении как теоретической основы дальнейших разработок по прогнозированию горючести материалов и конструкций

Проведенные численные исследования динамики пожара в помещениях по изложенному в гл. 5 методу позволяют получать в качестве выходных характеристик большой спектр теплотехнических параметров, в том числе: среднеобъемную температуру, среднюю температуру поверхностей строительных конструкций, плотности тепловых потоков на строительных конструкциях, характер прогрева строительных конструкций, количество тепла, воспринимаемого конструкциями. Это позволяет при разработке методов испытания материалов и конструкций использовать в равной мере граничные условия I, II или III рода. Наиболее простым с точки зрения инструментального обеспечения являются методы, использующие граничные условия III рода, поскольку с технической точки зрения измерение значений температуры газовой среды является наиболее простым и надежным. Однако использование соответствующих законов теплообмена в граничных условиях III рода ставит ограничения на размеры экспериментальных установок. Условия моделирования процессов сложного теплообмена для локальных пожаров или в начальной стадии пожара изложены в гл. 5 и в развитой стадии пожара в гл. 3. Особенно важным с точки зрения пожарной опасности материалов, применяемых в качестве облицовок или отделок в конструкциях, является начальная стадия пожара, когда эти материалы могут оказывать отрицательное воздействие на условия эвакуации людей и служить путем распространения пламени. Для начальной стадии пожара основными требованиями, ограничивающими геометрические

размеры установок, являются следующие: обеспечение турбулентного горения (это требование является основным для объемных пожаров), что не позволяет изготавливать установки высотой менее 1 м; обеспечение автомодельности конвективного процесса теплообмена на вертикальных конструкциях, что ограничивает их высоту не менее чем 1 м; зависимость оптических характеристик очага от его геометрических размеров, что ограничивает диаметр очага величиной не менее 5 м. Учитывая принцип геометрического подобия, что, безусловно, позволяет дополнительно получать наглядные результаты и приведенные порядки геометрических размеров, можно сделать вывод о том, что граничные условия III рода для моделирования процессов можно использовать только на крупномасштабных полигонных установках. Проведенные испытания на таких установках позволяют получать достоверные результаты с целью прогнозирования горючести. Однако испытания на такого рода установках очень трудоемки и сравнительно дороги и по этой причине не могут быть рекомендованы для проведения массовых испытаний или испытаний для получения предварительных, оценочных результатов. Учитывая специфику полигонных испытаний, целесообразно их развивать как арбитражные методы оценки пожарной опасности или методы испытаний для принятия решений для нестандартных ситуаций.

Методы, предназначенные для классификации объектов по их пожарной опасности, целесообразно развивать на базе лабораторных испытаний, в преимущества которых входят быстрота, точность, хорошая повторяемость и относительно небольшая стоимость.

Проведение таких исследований и разработку методик необходимо проводить, используя граничные условия I или II рода, причем предпочтение, безусловно, следует отдать граничным условиям II рода, так как в этом случае не представляет труда ввести в определяющий параметр временной фактор процесса в виде $Q = \int_0^t q(t) dt$,

что вызывает большие сложности при использовании граничных условий I рода. Следует иметь в виду определенные технические и научные сложности при измерении как температуры поверхности, так и плотностей тепловых потоков, особенно для плавящихся материалов. Учитывая сказанное выше, предпочтение следует отдать методикам, использующим модифицированные граничные условия II рода, где в качестве определяющего критерия при испытаниях используют плотность падающего лучистого потока вместо плотности эффективного лучистого потока, учитывая определяющую роль лучистой составляющей теплового потока, особенно в начальной стадии пожара.

Использование в качестве определяющих параметров значение плотности тепловых потоков или значение среднееобъемной температуры позволяет их моделировать и таким образом прогнозировать

пожарную опасность (горючесть) материалов или конструкций в условиях их эксплуатации.

Пожарная опасность материалов или конструкции в условиях их эксплуатации является функцией как их состояния, так и процесса. В связи с этим уменьшение пожарной опасности материалов или конструкций может достигаться двумя основными путями, влияющими на характеристики состояния объекта и развития процесса. Первое из направлений связано с созданием материалов с пониженными пожароопасными характеристиками, второе — с обеспечением профилактических мероприятий, снижающих пожарную опасность материалов в условиях их эксплуатации, т.е. в условиях теплового воздействия возможного очага пожара.

Разрабатывая рекомендации по снижению пожарной опасности материалов, следует иметь в виду следующие определяющие требования: материалы не должны ухудшать условия эвакуации людей при возможном пожаре и не должны быть причиной быстрого распространения пожара.

Относительно отделочных и облицовочных материалов, которые являются одним из основных путей распространения пожара, эти требования можно сформулировать следующим образом.

В соответствии с первым требованием эти материалы не должны быть источником возникновения пожара (т.е. не должны воспламеняться и распространять пламя по своей поверхности при температурах, обеспечивающих безопасную эвакуацию людей $T_{бз}$). При возникновении пожара в смежных с путями эвакуации помещений или на путях эвакуации облицовочные и отделочные материалы не должны быть причиной увеличения ОФП за допустимые пределы при температурах $T_{бл}$.

Материалы, способные к распространению пламени по поверхности при температурах, превышающих $T_{бз}$, могут служить причиной распространения пожара, хотя они и будут удовлетворять первому требованию.

В соответствии со вторым требованием, вопрос о применении таких материалов должен решаться совместно с разработкой профилактических мероприятий, предотвращающих распространение пожара из очага в смежные помещения.

Эти мероприятия должны разрабатываться на основе анализа динамики пожара и его воздействия на изучаемые объекты.

6.2. РАСПРОСТРАНЕНИЕ ОГНЯ ПО ПОВЕРХНОСТИ КОНСТРУКЦИЙ

6.2.1. Распространение огня по поверхности термически толстого материала

Рассмотрим процесс распространения огня по поверхности термически толстого материала. При решении поставленной задачи применяется метод исследования, основанный на замене неподвижных координат на подвижные, имеющие скорость, равную скорости распространения огня. Исследуем поставленную задачу при следующих основных допущениях:

теплофизические свойства материала приняты постоянными, независимыми от температуры в исследуемом диапазоне ее изменения;

тепловой поток от пламени загоревшегося материала постоянен на участке $l = a/u$ перед фронтом пламени;

потери тепла с поверхности материала характеризуются эффективным коэффициентом теплоотдачи, учитывающим конвекцию и излучение;

перенос тепла в массиве твердого горючего происходит по двум координатам (X и Y);

критерием положения фронта пламени является температура воспламенения материала.

Схема рассматриваемой модели представлена на рис. 6.1.

Перенос тепла в массиве твердого горючего в условиях указанных допущений описывается дифференциальным уравнением теплопроводности

$$-\frac{\partial T}{\partial t} = a \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right). \quad (6.1)$$

С вводом новой переменной $\xi = x - ut$ уравнение (6.1) сводится к следующему дифференциальному уравнению в координатах (y , ξ) при условии, что скорость распространения огня по поверхности не изменяется во времени

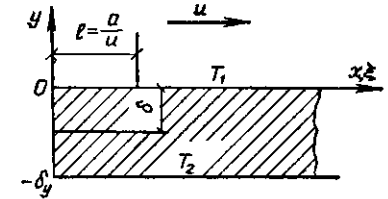
$$-\frac{u}{a} \frac{\partial T}{\partial \xi} = \frac{\partial^2 T}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2}. \quad (6.2)$$

Рассмотрим уравнение (6.2) при следующих граничных условиях:

$$\begin{aligned} \xi = 0, \quad y = 0: T = T_B; \quad -\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=0} &= q_{\text{эф}}, \\ \xi = 0, \quad y = -\delta: T = T_2; \quad -\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=-\delta} &= q_B, \\ \xi = l, \quad y = 0: T = T_1. \end{aligned} \quad (6.3)$$

Рис. 6.1. Схема рассматриваемой математической модели

$l = \frac{a}{u}$ — длина зоны прогрева (реакционная зона); δ — глубина прогрева; T_1 — температура обогреваемой поверхности, T_2 — температура массива твердого топлива за зоной прогрева δ ; a — коэффициент температуропроводности; u — скорость распространения огня



Предположим, что изменение температуры в массиве материала описывается полиномом 2-го порядка:

$$T(\xi, y) = a(y) + b(y)\xi + c(y)\xi^2. \quad (6.4)$$

Используя граничные условия (6.3) и условия, справедливые для термически толстого материала $-\lambda \frac{dT}{dy} \Big|_{y=-\delta} = 0$, после несложных преобразований получаем уравнение, описывающее распределение температуры в массиве материала:

$$\begin{aligned} T(\xi, y) = T_B + 2 \frac{T_B - T_2}{\delta} y + \frac{T_B - T_2}{\delta^2} y^2 - \frac{2T_B}{l} \xi - \\ - 4 \frac{T_B - T_2}{\delta l} y \xi - 2 \frac{T_B - T_2}{\delta^2 l} y^2 \xi + \frac{q_{\text{эф}}(\xi)}{\lambda} \xi + \frac{2T_1(\xi)}{l} \xi + \\ + \frac{T_B}{l^2} \xi^2 + 2 \frac{T_B - T_2}{\delta l^2} y \xi^2 + \frac{T_B - T_2}{\delta^2 l^2} y^2 \xi^2 - \frac{q_{\text{эф}}(\xi)}{\lambda l} \xi^2 - \frac{T_1(\xi)}{l^2} \xi^2. \end{aligned} \quad (6.5)$$

Определив необходимые производные из уравнения (6.5) для координаты $\xi = 0$ и $y = 0$ и подставив их в (6.2), получим следующее уравнение:

$$-\frac{u}{a} \left(\frac{q_{\text{эф}}}{\lambda} - \frac{2T_B}{l} + \frac{2T_1}{l} \right) = \frac{2T_B}{l^2} - \frac{2q_{\text{эф}}}{\lambda l} - \frac{2T_1}{l^2} + \frac{2(T_B - T_2)}{\delta^2}. \quad (6.6)$$

В соответствии с принятым допущением о том, что $l = a/u$ уравнение (6.6), решенное относительно скорости распространения огня u , имеет следующий вид:

$$u = \frac{2a\lambda(T_B - T_2)}{q_{\text{эф}}\delta^2}. \quad (6.7)$$

Для определения количества тепла $q_{\text{эф}}$ между средой и поверхностью материала рассмотрим уравнение теплового баланса в окрестности зоны горения

$$q_{\text{эф}} = q_{\text{выд}} - \lambda \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=0} - \lambda \frac{\partial T}{\partial \xi} \Big|_{\xi=0}. \quad (6.8)$$

В уравнении (6.8) количество тепла, выделяемое при горении, определяем по формуле

$$q_{\text{выд}} = \eta M Q_n^p, \quad (6.9)$$

где η — коэффициент недожога; M — массовая скорость выгорания; Q_n^p — низшая теплота сгорания.

Количество тепла, уходящего в массив материала по направлениям y и ξ , определяем из уравнения $q = -\lambda \frac{dT}{dn} \Big|_{n=0}$, причем значения производных $\frac{dT}{dy} \Big|_{y=0, \xi=0}$ и $\frac{dT}{d\xi} \Big|_{\xi=0, y=0}$ определяются из уравнения (6.5)

$$q_{y=0} = -2 \frac{\lambda}{\delta} (T_B - T_2); \quad (6.10)$$

$$q_{\xi=0} = -2 \frac{\lambda u}{a} (T_B - T_1). \quad (6.11)$$

С учетом (6.9, 6.10, 6.11) уравнение (6.7) можно записать как:

$$u = \left\{ \left[\eta M Q_n^p \delta^2 - 2\lambda \delta (T_B - T_2) + q_{\text{эф}} \delta^2 \right] + \sqrt{\left[\eta M Q_n^p \delta^2 - 2\lambda \delta (T_B - T_2) + q_{\text{эф}} \delta^2 \right]^2 - \lambda^2 \delta^3 (T_B - T_1) (T_B - T_2)} \right\} \times \left[\frac{4\lambda \delta^2 (T_B - T_1)}{a} \right]^{-1} \quad (6.12)$$

или в безразмерном виде

$$\text{Pe} = \frac{1}{4} k_1 - \frac{1}{2} + \frac{1}{4} k_2 \pm \left[\left(\frac{1}{4} k_1 - \frac{1}{2} + \frac{1}{4} k_2 \right)^2 - \frac{1}{16} \right]^{1/2}, \quad (6.13)$$

где $\text{Pe} = \frac{u\delta}{a}$ — число Пекле;

$$k_1 = \frac{\eta M Q_n^p}{\frac{\lambda}{\delta} (T_B - T_1)}; \quad k_2 = \frac{q_{\text{эф}}}{\frac{\lambda}{\delta} (T_B - T_1)};$$

$$T_1 \approx T_2.$$

Поскольку при распространении огня по поверхности материала выражение $\left[\left(\frac{1}{4} k_1 - \frac{1}{2} + \frac{1}{4} k_2 \right)^2 - \frac{1}{16} \right]^{1/2}$ намного больше 1 и значение числа $\text{Pe} > 0$, выражение (6.13) можно упростить и записать

$$\text{Pe} = \frac{1}{2} k_1 - 1 + \frac{1}{2} k_2. \quad (6.14)$$

Из уравнения (6.14) видно, что скорость распространения огня зависит от двух критериев — k_1 и k_2 . Критерий k_1 представляет собой отношение количества тепла, выделенного материалом при горении, к теплу, которое необходимо подвести к материалу для его воспламенения.

По физическому смыслу критерий k_1 похож на показатель горючести. Но показатель горючести, определяемый по известной методике [5], является функцией состояния материала при фиксированном процессе горения. Критерий k_1 в формуле (6.14) является функцией состояния процесса. В сильной степени от процесса горения зависят массовая скорость выгорания материала M и коэффициент недожога μ .

Если зафиксировать тепловое воздействие очага пожара на материал ($q_{\text{эф}} = \text{const}$), как это делается в стандартных методах испытаний по определению коэффициента горючести k с точностью до по-

стоянной величины, то $k = \frac{1}{2} \frac{\eta M Q_n^p}{\frac{\lambda}{\delta} (T_B - T_1)} + \text{const}$.

Второй критерий k_2 является также функцией как состояния, так и процесса.

Зависимость k_2 от процесса определяется главным образом значением эффективного теплового потока между окружающей средой и поверхностью, входящего в выражение для k_2 . Значение плотности эффективного теплового потока $q_{\text{эф}}$ зависит от среднеобъемной температуры, температуры поверхности, ориентации образца и от характеристики пламени, образующегося при горении.

Уравнение (6.14) позволяет сформулировать условие, при котором распространения огня по поверхности не будет, т.е. значение числа $\text{Pe} = 0$:

$$\frac{1}{2} (k_1 + k_2) \leq 1. \quad (6.15)$$

Значение параметра $\frac{1}{2} (k_1 + k_2) = 1$, разделяющее конструкции на распространяющие и не распространяющие огонь по своей поверхности, совпадает с принятой классификацией материалов при определении индекса распространения пламени [5].

Полученная зависимость (6.14) позволяет ответить на вопрос о переходе от лабораторных испытаний к натурным. Чтобы безразмерная скорость распространения огня, полученная в лабораторных условиях (на модели) Pe_m , была равна безразмерной скорости распространения горения в натурных условиях Pe_n в соответствии с теорией подобия, необходимо, чтобы определяющие критерии, по-

лученные по данным лабораторных испытаний и в условиях натурального опыта, были равны между собой:

$$\left[\frac{\eta M Q_n^p + q_{\text{эф}}}{\frac{\lambda}{\delta} (T_B - T_1)} \right]_M = \left[\frac{\eta M Q_n^p + q_{\text{эф}}}{\frac{\lambda}{\delta} (T_B - T_1)} \right]_H. \quad (6.16)$$

При соблюдении равенства (6.16) можно записать $Re_M = Re_H$, что позволяет скорость распространения горения в натуральных условиях определить как

$$u_H = u_M \left(\frac{a_H}{a_M} \right) \left(\frac{\delta_M}{\delta_H} \right). \quad (6.17)$$

Глубину прогрева материала к моменту возникновения огня δ , которая является необходимой величиной при расчете скорости распространения огня, определим из решения нестационарного одномерного дифференциального уравнения теплопроводности при допущении о постоянстве теплофизических свойств материала

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \frac{\partial^2 T}{\partial y^2}. \quad (6.18)$$

Рассмотрим уравнение (6.18) при следующих условиях однозначности:

$$\begin{aligned} t = 0: T &= T_{1,0}; \\ y = 0: T &= T_1(t); \\ y = -\delta: T &= T_2; \quad \delta = f(t); \quad -\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=-\delta} = 0. \end{aligned} \quad (6.19)$$

Зависимость $T = T_1(t)$ принята линейной и определяется по следующему выражению:

$$T_1 = T_{1,0} + \frac{T_B - T_{1,0}}{t_B} t. \quad (6.20)$$

Предполагаем, что изменение температуры в массиве материала описывается полиномом 2-го порядка

$$T = a + by + cy^2. \quad (6.21)$$

С учетом граничных условий (6.19) после несложных преобразований получаем уравнение распределения температуры в массиве материала:

$$\begin{aligned} T = T_{1,0} + \frac{\Delta T}{t_B} t + \frac{2T_{1,0}}{\delta} y + \frac{2y}{\delta} \frac{\Delta T}{t_B} t - \frac{2T_2}{\delta} y + \\ + \frac{y^2}{\delta^2} T_{1,0} + \frac{y^2}{\delta^2} \frac{\Delta T}{t_B} t - \frac{T_2}{\delta^2} y^2; \quad \Delta T = T_B - T_1. \end{aligned} \quad (6.22)$$

Проинтегрируем уравнение (6.18) по толщине прогрева δ :

$$\frac{1}{\delta} \int_0^{-\delta} T dy = -a \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=0} + a \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=-\delta}. \quad (6.23)$$

С учетом граничных условий (6.19) при $\frac{dT}{dy} \Big|_{y=0}$ уравнение (6.23) можно записать

$$\frac{1}{\delta} \int_0^{-\delta} T dy = -a \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=0}. \quad (6.24)$$

Для решения уравнения (6.24) необходимо определить величины $\int_0^{-\delta} T dy$ и $\frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=0}$ по найденному значению распределения температуры T из (6.22). После несложных преобразований получаем дифференциальное уравнение, которое необходимо решить относительно $\delta = f(t)$:

$$\frac{d\delta}{dt} \left(T_2 + \frac{1}{3} \frac{\Delta T}{t_B} t \right) = \frac{2a}{\delta} \frac{\Delta T}{t_B} t - \frac{1}{3} \delta \frac{\Delta T}{t_B}. \quad (6.25)$$

Для аналитического решения уравнения (6.25) предположим, что δ — линейная функция от времени прогрева и имеет следующий вид:

$$\delta = a + bt. \quad (6.26)$$

Коэффициенты уравнения (6.26) определим из следующих условий однозначности:

$$\begin{aligned} \text{при} \quad t = 0 \quad \delta &= 0; \\ t = t_B \quad \delta &= \delta_B. \end{aligned} \quad (6.27)$$

С учетом (6.27) получаем зависимость $\delta = f(t)$:

$$\delta = \frac{\delta_B}{t_B} t. \quad (6.28)$$

Подставив зависимость (6.28) в дифференциальное уравнение (6.25), получим выражение для определения глубины прогрева материала с большим термическим сопротивлением

$$\delta_B = \left[\frac{2a (T_B - T_1)}{T_2} t_B \right]^{1/2}. \quad (6.29)$$

Для определения скорости распространения огня по (6.14) вычисляется значение эффективного теплового потока по следующему соотношению:

$$q_{\text{эф}} = \pm q_K + \sum_{i=1}^n q_{Li}, \quad (6.30)$$

где q_K — конвективный тепловой поток; q_L — лучистый тепловой поток.

Значения q_k и q_λ определяются по соответствующим зависимостям, приведенным в гл. 4, в соответствии с ориентацией поверхности, характеристиками факела пламени, возникающего при горении поверхности, и значениями среднеобъемной температуры и температуры поверхности. При распространении огня по горизонтальной поверхности в начальной стадии пожара определяющим в плотности эффективного теплового потока будет плотность лучистого теплового потока от пламени горящего материала в зону горения на расстоянии $X=0,5D$ от центра факела, что соответствует координате на поверхности ($y=0, \xi=0$) (рис. 61). Подробно лучистый теплообмен между очагом пожара и произвольно ориентированной поверхностью рассмотрен в гл. 4. В соответствии с данными, приведенными в гл. 4, и принимая температуру поверхности у фронта пламени ($y=0, \xi=0$) равной температуре воспламенения, значение эффективной плотности теплового потока можно представить в зависимости от размера факела как:

$$\text{для } 0 < \text{Bu} \leq 1 \quad q_{\text{эф}} = \varepsilon_W (60\text{Bu} - \delta_0 T_b^4 \cdot 10^{-3}) - q_k; \quad (6.31)$$

$$\text{для } 14 \geq \text{Bu} > 1 \quad q_{\text{эф}} = \varepsilon_W (58,86 + 1,14\text{Bu}) - \sigma_0 T_b^4 \cdot 10^{-3} - q_k; \quad (6.32)$$

$$\text{для } \text{Bu} > 14 \quad q_{\text{эф}} = \varepsilon_W (75 - \sigma_0 T_b^4 \cdot 10^{-3}) - q_k. \quad (6.33)$$

Плотность конвективного теплового потока в выражении (6.31), выраженная в кВт·м⁻², определяется как

$$q_k = \frac{0,7(\text{Gr} \cdot \text{Ra})^{1/4} k \lambda}{\text{Bu}} (T_b - T_0) \quad (6.34)$$

и в выражениях (6.32), (6.33)

$$q_k = \frac{0,176 (\text{Ra})^{1/3} k \lambda}{\text{Bu}} (T_b - T_0). \quad (6.35)$$

В уравнениях (6.34) и (6.35) определяющим размером является диаметр очага пожара. Плотность конвективной составляющей теплового потока не превышает 5 % суммарной (эффективной) плотности теплового потока, и в инженерных расчетах ее можно принимать равной 0. Значение коэффициента поглощения k определяется по соотношению $k=1,6 T_{\text{max}} \cdot 10^{-3} - 0,5$ и величина числа $\text{Bu}=kD$, где D — диаметр очага.

При распространении огня по вертикальной поверхности сверху вниз также определяющим в условиях НСП является процесс лу-

чистого переноса тепла от очага к поверхности в области фронта пламени. Качественно процессы передачи тепла излучением от факела к поверхности при горизонтальном распространении огня и при вертикальном в направлении сверху вниз не отличаются.

В обоих случаях процесс лучистого теплообмена можно представить как процесс переноса лучистой энергии между двумя взаимно перпендикулярными поверхностями, имеющими общую сторону. В количественном отношении разница в плотностях эффективных лучистых потоков для одного и того же материала будет зависеть от величины средних коэффициентов взаимной облученности. Для двух взаимно перпендикулярных поверхностей, имеющих общую сторону длиной W , высоту излучающей поверхности l_2 и ширину поглощающей — l_1 , коэффициенты взаимной облученности зависят от величин l_2/W и l_1/W [6]. При распространении огня по горизонтальной поверхности значение l_2/W имеет порядок единицы и больше значения $l_1/W \ll 1$. При распространении огня по вертикальной поверхности сверху вниз высота излучающей поверхности имеет порядок толщины теплового пограничного слоя $l_2 \approx \delta$, и значение $l_2/W \ll 1$, как и значение $l_1/W \ll 1$. Таким образом, отношение плотности эффективного лучистого теплового потока при горизонтальном распространении огня q_λ к плотности потока при вертикальном распространении в направлении сверху вниз q_λ будет пропорционально отношению соответствующих коэффициентов взаимной облученности $\frac{q_\lambda}{q_\lambda} \approx \frac{\Psi_b}{\Psi_\Gamma} = 0,64$.

Учитывая, что значения критериев k_1 и k_2 , входящих в соотношение (6.14), имеют один порядок, скорость распространения огня по вертикальной поверхности сверху вниз будет меньше скорости распространения огня по горизонтальной поверхности в среднем на 20 %, а плотность эффективного лучистого потока в вертикальные конструкции $q_b=0,64 q_\Gamma$, где q_Γ определяется из соотношений (6.31) — (6.33) при значении $q_k=0$.

Рассмотрим порядок отношения скорости распространения огня по конденсированной фазе вертикальной поверхности в направлении снизу вверх и скорости распространения огня по горизонтальной поверхности. Для определения плотности теплового потока, поступающего в конденсированную фазу, воспользуемся результатами исследования процесса теплообмена при наличии горения в пограничном слое, приведенного в гл. 4 разд. 4.3.2. Как показали исследования, приведенные в гл. 4, доля плотностей теплового потока за счет процесса горения и конвективной составляющей может достигать до 40 % плотности суммарного теплового потока, следовательно, их необходимо учитывать совместно с лучистой составляющей суммарного теплового потока. Используя выражение (4.88) и (4.89), плот-

ность эффективного теплового потока можно записать как

$$q_{эф} = 0,2 (Gr_l Pr)^{1/3} \left[1 + \frac{\beta_m (m_\infty - m_w)}{\beta_l (T_{max} - T_b)} \frac{1}{\xi} \right]^{1/3} \times \\ \times \left[\frac{Pr^{2/3}}{2,14 (1 + k_T) \xi^{1/2} + Pr^{2/3}} \right]^{1/3} (1 + k_T \xi^{1/2}) \frac{\lambda}{l} (T_{max} - T_b) + \\ + \varepsilon_{пр} \sigma \left[\left(\frac{T_{max}}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_b}{100} \right)^4 \right], \quad (6.36)$$

где $k_T = \frac{\eta Q_n^p (m_\infty - m_w)}{C_p (T_{max} - T_b) (1 - m_w)} Sc^{-2/3}$ — степень черноты газа,

входящая в $\varepsilon_{пр}$, определяется по (4.90) с учетом

$$\delta = 2,93 (Gr_l Pr)^{-1/6} \left[1 + \frac{\beta_m (m_\infty - m_w)}{\beta_l (T_{max} - T_b)} \frac{1}{\xi} \right]^{-1/6} \times \\ \times \left[\frac{Pr^{2/3}}{2,14 (1 + k_T \xi^{1/2}) + Pr^{2/3}} \right]^{-1/6} \chi.$$

Анализ значений максимальных плотностей лучистых тепловых потоков от очага пожара в нормальном к оси очага направлении q_n^* на расстоянии $0,5 D$ от оси пламени и плотностей тепловых потоков к основанию пламени q_r на расстоянии $0,5 D$ от оси показывает, что $\frac{q_n^*}{q_r} \approx 1,4$. Учитывая соотношения между плотностями лу-

чистых тепловых потоков и влияние конвективных составляющих, скорость распространения огня по конденсированной фазе вертикальной конструкции снизу вверх в среднем на 40 % больше, чем эта скорость по горизонтальной поверхности. Однако следует иметь в виду, что при распространении огня по вертикальным поверхностям снизу вверх пожарную опасность создает процесс распространения огня в конденсированной фазе материала, а также распространения продуктов горения (огня) в газовой фазе. Процесс распространения огня в газовой фазе происходит со скоростями порядка ($m \cdot s^{-1}$), что может быть больше скоростей распространения огня по конденсированной фазе на два и более порядка. Более подробно пожарная опасность распространения огня по газовой фазе «пробежка пламени» рассмотрена в настоящей главе в разд. 6.4.4.

В практике термически толстые материалы чаще всего могут использоваться в качестве отделки в общественных зданиях и, в частности, в спортивных сооружениях зального типа, где они используются в качестве технологического материала (покрытия беговых дорожек, игровых полей и т.д.).

С целью сопоставления полученных теоретических зависимостей с экспериментальными данными произведен расчет скорости распространения огня для полимерного резинового покрытия «Спортан», применяемого в конструкциях полов спортивных сооружений.

Поскольку «Спортан» является типичным полимерным резиновым покрытием из серии аналогичных, применяемых в спортивных сооружениях, приведенные ниже данные могут иметь более общий характер.

В качестве исходных для расчета принимались следующие величины:

коэффициент теплопроводности	0,22 Вт·м ⁻¹ ·К ⁻¹
низшая теплота сгорания	33500 кДж·кг ⁻¹
коэффициент температуропроводности	$0,1 \cdot 10^{-6}$ м ² ·с ⁻¹
температура воспламенения	350 °С
глубина прогрева покрытия	0,01 м
высота факела пламени	0,2 м
ширина факела пламени	1 м
степень черноты системы	0,9
коэффициент взаимной облученности	0,5
температура факела пламени	90) °С
толщина покрытия «Спортан»	0,02 м

Расчет произведен при температурах поверхности 50, 100, 200 и 300 °С к моменту начала распространения огня и при различных скоростях тепловыделения.

Экспериментальная установка, методика проведения эксперимента и обработки экспериментальных данных приведены в разд. 6.3.2. Результаты расчета скорости распространения огня по поверхности покрытия типа «Спортан» приведены на рис. 6.2—6.4.

Из рис. 6.2 видно, что с ростом температуры поверхности увеличивается и скорость распространения огня u . Большое влияние на величину u оказывает скорость тепловыделения $q_{выд}$. При одной и той же температуре поверхности с ростом $q_{выд}$ увеличивается и u . Экспериментальные данные, полученные при полигонных испытаниях покрытия «Спортан», достаточно хорошо согласуются с кривыми изменения u , определенными расчетом по формуле (6.14), если при проведении расчета учитывать зависимость $q_{выд}$ от условий горения.

Установка, на которой проводились полигонные испытания, не позволяет измерить скорость тепловыделения при горении испытуемого материала. Поэтому при выполнении расчетов не было возможности использовать экспериментальные данные по зависимости $q_{выд}$ от температуры поверхности материала T . Этим объясняется, что расчеты были проведены для ряда возможных значений $q_{выд}$.

Из рис. 6.3 видно, что u в большей степени зависит от температуры воспламенения T_b . При одной и той же температуре поверхности с ростом T_b материала u резко уменьшается.

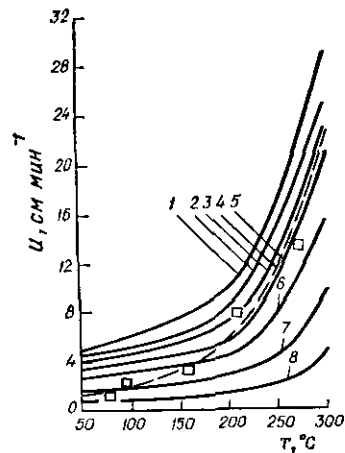


Рис. 6.2. Изменение скорости распространения огня по поверхности материала и в зависимости от температуры поверхности T_1 и выделенного тепла $q_{\text{выд}}$

1 — зависимость, полученная расчетным путем по соотношению (6.14) при $q_{\text{выд}} = 1040 \text{ кВт} \cdot \text{м}^{-2}$; 2 — то же, при $q_{\text{выд}} = 800 \text{ кВт} \cdot \text{м}^{-2}$; 3 — то же, при $q_{\text{выд}} = 750 \text{ кВт} \cdot \text{м}^{-2}$; 4 — экстраполяция экспериментальных данных; 5 — зависимость, полученная расчетным путем по соотношению (6.14) при $q_{\text{выд}} = 700 \text{ кВт} \cdot \text{м}^{-2}$; 6 — то же, при $q_{\text{выд}} = 520 \text{ кВт} \cdot \text{м}^{-2}$; 7 — то же, при $q_{\text{выд}} = 260 \text{ кВт} \cdot \text{м}^{-2}$; 8 — то же при $q_{\text{выд}} = 130 \text{ кВт} \cdot \text{м}^{-2}$; □ — экспериментальные данные

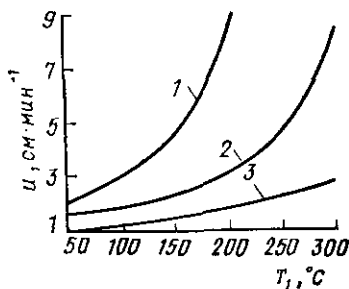


Рис. 6.3. Изменение скорости распространения огня по поверхности и в зависимости от температуры воспламенения материала $T_{\text{в}}$ и температуры поверхности $T_{\text{н}}$ при $q_{\text{выд}} = 260 \text{ кВт} \cdot \text{м}^{-2}$

1 — зависимость, полученная по (6.14) при вертикальной ориентации материала и распространении огня вверх; 2 — то же, при горизонтальной ориентации материала и распространении огня по поверхности; 3 — то же, при вертикальной ориентации материала и распространении огня вниз

Рис. 6.4. Изменение скорости распространения огня по твердой фазе термически толстого материала типа «Спортан»

1 — зависимость, полученная по (6.14) при $T_{\text{в}} = 250^\circ\text{C}$; 2 — то же, при $T_{\text{в}} = 350^\circ\text{C}$; 3 — то же, при $T_{\text{в}} = 450^\circ\text{C}$

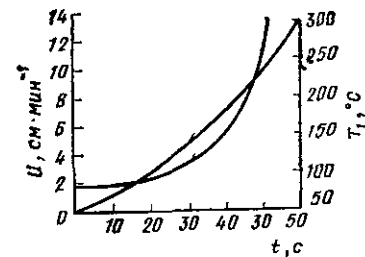
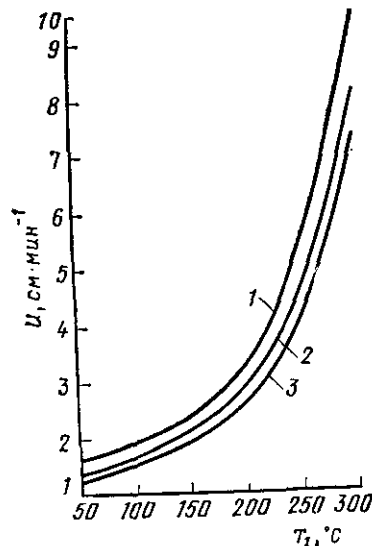


Рис. 6.5. Изменение температуры поверхности T_1 термически толстого материала типа «Спортан» и скорости распространения огня и по твердой (конденсированной) фазе вертикально ориентируемого материала при распространении горения вверх

1 — изменение температуры обогреваемой поверхности материала; 2 — измерение скорости распространения огня по твердой фазе термически толстого материала в зависимости от времени горения с момента возникновения устойчивого распространения огня по газовой фазе

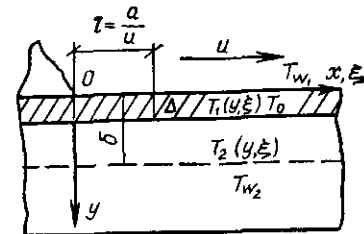


Рис. 6.6. Схема рассматриваемого процесса

$l = \frac{a}{u}$ — длина зоны прогрева (реакционная зона); T_{W1} — температура обогреваемой поверхности облицовочного материала; T_{Δ} — температура в месте соединения облицовочного материала и материала основания; T_{W2} — температура непрогретой части основания; $T_{1,y,\xi}$ — текущая температура облицовочного материала; $T_{2,y,\xi}$ — текущая температура основания; Δ — толщина облицовочного материала; δ — глубина прогрева конструкции

На рис. 6.4 приведена зависимость скорости распространения огня по поверхности твердой фазы термически толстого материала с учетом его ориентации.

Для случая распространения огня снизу по вертикальной поверхности материала при наличии устойчивого распространения огня по газовой фазе решающим является темп нагрева поверхности до температуры воспламенения по сравнению со скоростью распространения огня по конденсированной фазе.

Для материала с большим термическим сопротивлением время нагрева поверхности до искомой температуры можно определить, используя закономерность нагрева плоской поверхности при граничных условиях третьего рода. За определяющий размер в этом случае берется глубина прогрева δ , определяемая по соотношению (6.29).

Коэффициент теплообмена, необходимый для определения числа Био в зависимости от ориентации конструкции, определяется как

$$\alpha_{\text{ср}} = \alpha_1 + \alpha_2/2,$$

где $\alpha_1 = q_{\text{эф}} / (T_{\text{max}} - T_0)$ — коэффициент теплоотдачи, определяемый по начальной температуре поверхности; $\alpha_2 = q_{\text{эф}} / (T_{\text{max}} - T_{\text{в}})$ — коэффициент теплоотдачи, определяемый по конечной температуре поверхности $T_{\text{в}}$.

На рис. 6.5 представлено изменение температуры поверхности и скорости распространения огня по конденсированной фазе в зависимости от времени. Время $t=0$ соответствует времени возникновения устойчивого распространения огня по газовой фазе.

6.2.2. Распространение пламени по поверхности термически тонкого материала

Рассмотрим процесс распространения пламени по поверхности термически тонкого материала, под которым будем понимать материал толщиной Δ , меньшей, чем возможная глубина его прогрева. Иными словами, у термически тонкого материала при нагреве изменится температура как обогреваемой, так и необогреваемой поверхности. На практике термически тонкие материалы, к которым относятся большинство облицовочных и отделочных материалов, наносятся на сравнительно массивное основание главным образом из негорючих материалов или ДСП и ДВП.

При решении рассматриваемой задачи используем метод, предусматривающий замену координат и подробно описанный в расчете 6.2.1. Там же приведены основные допущения, используемые при решении аналогичной задачи для термически толстого материала и являющиеся общими для рассматриваемой задачи.

Схема принятой модели приведена на рис. 6.6. Дифференциальное уравнение, описывающее данный процесс в координатах y, ξ , имеет вид (6.2).

Предположим, что распределение температуры в массиве облицовочного материала описывается уравнением

$$T(y, \xi) = a(y) + b(y)\xi + c(y)\xi^2. \quad (6.37)$$

В сечении $o-y$ распределение температуры в массиве облицовочного материала будет иметь следующий вид:

$$T(0, y) = a_1 + b_1 y + c_1 y^2. \quad (6.38)$$

Коэффициенты a_1, b_1, c_1 определим, используя следующие граничные условия:

$$\xi = 0 \quad y = 0; \quad T = T_B;$$

$$\text{при } \xi = 0 \quad y = \Delta; \quad T = T_{0\Delta}, \quad -\lambda_1 \frac{dT_1}{dy} \Big|_{y=\Delta} = -\lambda_2 \frac{dT_2}{dy} \Big|_{y=\Delta}. \quad (6.39)$$

После несложных преобразований определяем значения коэффициентов:

$$a_1 = T_B; \quad b_1 = \bar{\lambda} \frac{dT_2}{dy} \Big|_{y=\Delta} + 2 \frac{(T_{0\Delta} - T_B) - \bar{\lambda} \frac{dT_2}{dy} \Big|_{y=\Delta} \Delta}{\Delta};$$

$$c_1 = \frac{1}{\Delta^2} \left[(T_{0\Delta} - T_B) - \bar{\lambda} \frac{dT_2}{dy} \Big|_{y=\Delta} \Delta \right]; \quad \bar{\lambda} = \frac{\lambda_2}{\lambda_1}. \quad (6.40)$$

Подставив найденные значения коэффициентов в уравнение (6.38), получим выражение, определяющее распределение температуры в сечении $o-y$, которое, как нетрудно убедиться из (6.37), будет соответствовать значению коэффициента $a(y)$:

$$a(y) = T_B + \left[\bar{\lambda} \frac{dT_2}{dy} \Big|_{y=\Delta} + 2 \frac{(T_{0\Delta} - T_B) - \bar{\lambda} \frac{dT_2}{dy} \Big|_{y=\Delta} \Delta}{\Delta} \right] y - \frac{1}{\Delta^2} \left[(T_{0\Delta} - T_B) - \bar{\lambda} \frac{dT_2}{dy} \Big|_{y=\Delta} \Delta \right] y^2. \quad (6.41)$$

Значения коэффициентов $b(y)$ и $c(y)$ определим, используя следующие граничные условия:

$$\text{при } \xi = l \quad T = T_1; \quad -\lambda_1 \frac{dT_1}{d\xi} \Big|_{\xi=l} = 0. \quad (6.42)$$

Подставив граничные условия (6.42) в уравнение (6.37), определим выражение для $b(y)$ и $c(y)$:

$$b(y) = -2[a(y) - T_1]/l; \quad c(y) = (a(y) - T_1)/l^2. \quad (6.43)$$

Распределение температуры в массиве облицовочного материала можно определить из соотношения

$$T_1(\xi, y) = a(y) - \frac{2[a(y) - T_1]}{l} \xi + \frac{a(y) - T_1}{l^2} \xi^2, \quad (6.44)$$

где коэффициент $a(y)$ определяется из (6.41).

Используя аналогичный подход, определим выражение для распределения температуры в массиве основы.

Предположим, что распределение температуры в массиве основы ($\Delta \leq y \leq \delta$) подчиняется следующему закону:

$$T_2(\xi, y) = a^*(y) + b^*(y)\xi + c^*(y)\xi^2. \quad (6.45)$$

Значения коэффициентов $a^*(y), b^*(y), c^*(y)$ будем искать при следующих граничных условиях:

$$\left. \begin{aligned} \text{при } y = \Delta \quad T(\xi, y) &= T(\xi, \Delta); \quad \lambda_1 \frac{dT_1}{dy} \Big|_{y=\Delta} = \lambda_2 \frac{dT_2}{dy} \Big|_{y=\Delta}; \\ \text{при } y = \Delta \quad \xi &= 0; \quad T(\xi, y) = T(0, \Delta); \\ \text{при } y = \delta \quad T(\xi, y) &= T_2; \quad -\lambda_2 \frac{dT_2}{dy} \Big|_{y=\delta} = 0. \end{aligned} \right\} \quad (6.46)$$

Значение $T(\xi, \Delta)$ определим, используя найденное выражение для $T(\xi, y)$ (6.44):

$$T(\xi, \Delta) = T_{0\Delta} + \frac{2}{l} (T_1 - T_{0\Delta}) \xi + \frac{1}{l^2} (T_{\text{в}} - T_1) \xi^2. \quad (6.47)$$

Температуру $T(0, y)$ представим в виде полинома

$$T(0, y) = a_1^* + b_1^* y + c_1^* y^2. \quad (6.48)$$

Значение коэффициентов a_1^* , b_1^* , c_1^* определим, используя граничные условия (6.46):

$$\left. \begin{aligned} a_1^* &= T_2 (T_{0\Delta} - T_2) \left(\frac{\delta}{\delta - \Delta} \right)^2; \\ b_1^* &= -\frac{2(T_{0\Delta} - T_2)}{(\delta - \Delta)^2} \delta; \quad c_1^* = \frac{T_{0\Delta} - T_2}{(\delta - \Delta)^2}. \end{aligned} \right\} \quad (6.49)$$

С учетом (6.49) выражение (6.48) можно переписать в виде

$$T(0, y) = T_2 + (T_{0\Delta} - T_2) \left(\frac{\delta - y}{\delta - \Delta} \right)^2 \text{ для } y = \Delta + \delta. \quad (6.50)$$

В соответствии с (6.45) легко показать, что

$$T_{0,y} = a^*(y). \quad (6.51)$$

Коэффициенты $b^*(y)$ и $c^*(y)$ определим, используя следующие граничные условия:

$$\text{при } \xi = l \quad T_{l,y} = T_2; \quad \frac{dT_2(\xi y)}{d\xi} \Big|_{\xi=l} = 0. \quad (6.52)$$

Используя уравнение (6.48) и граничные условия (6.52), найдем коэффициенты $b^*(y)$ и $c^*(y)$ как

$$b^*(y) = -\frac{2[a^*(y) - T_2]}{l}; \quad c^*(y) = \frac{a^*(y) - T_2}{l^2}, \quad (6.53)$$

где $a^*(y)$ определяется из 6.51.

Подставив найденные значения коэффициентов $a^*(y)$, $b^*(y)$ и $c^*(y)$ в соотношение (6.45), получим выражение, описывающее распределение температуры в массиве материала основы для $y = \Delta + \delta$:

$$\begin{aligned} T_2(\xi, y) &= T_2 + (T_{0\Delta} - T_2) \left(\frac{\delta - y}{\delta - \Delta} \right)^2 - \frac{2}{l} \xi (T_{0\Delta} - T_2) \times \\ &\times \left(\frac{\delta - y}{\delta - \Delta} \right)^2 + \frac{\xi^2}{l^2} (T_{0\Delta} - T_2) \left(\frac{\delta - y}{\delta - \Delta} \right)^2. \end{aligned} \quad (6.54)$$

Из выражения (6.54) определим

$$\frac{dT_2}{dy} \Big|_{y=\Delta} = -\frac{2(T_{0\Delta} - T_2)}{(\delta - \Delta)} \left(1 - \frac{\xi}{l} \right)^2, \quad (6.55)$$

откуда определяем выражение для $T_{0\Delta}$:

$$T_{0\Delta} = T_2 - \frac{\frac{dT_2}{dy} \Big|_{y=\Delta} (\delta - \Delta)}{2 \left(1 - \frac{\xi}{l} \right)^2}.$$

Используя найденное значение для $T_{0\Delta}$, запишем распределение температуры в массиве облицовочного материала в следующем виде:

$$\begin{aligned} T_1(\xi y) &= T_{\text{в}} + \\ &+ \left[-\frac{q}{\lambda_1} + 2 \frac{\left(T_2 - \frac{\frac{q}{\lambda_2} h}{2 \left(1 - \frac{\xi}{l} \right)^2} - T_{\text{в}} \right) + \frac{q}{\lambda_1} \Delta}{\Delta} \right] y - \\ &- \frac{1}{\Delta^2} \left[T_2 - T_{\text{в}} + \frac{\frac{q}{\lambda_2} h}{2 \left(1 - \frac{\xi}{l} \right)^2} + \frac{q}{\lambda_1} \Delta \right] y^2 - \frac{2\xi}{l} \left\{ T_{\text{в}} - T_1 + \right. \\ &+ \left[-\frac{q}{\lambda_1} + 2 \frac{\left(T_2 - T_{\text{в}} - \frac{\frac{q}{\lambda_2} h}{2 \left(1 - \frac{\xi}{l} \right)^2} \right) + \frac{q}{\lambda_1} \Delta}{\Delta} \right] y - \\ &- \frac{1}{\Delta^2} \left[T_2 - T_{\text{в}} + \frac{\frac{q}{\lambda_2} h}{2 \left(1 - \frac{\xi}{l} \right)^2} + \frac{q}{\lambda_1} \Delta \right] y^2 \left. \right\} + \frac{\xi^2}{l^2} \left\{ T_{\text{в}} - T_1 + \right. \\ &+ \left[-\frac{q}{\lambda_1} + 2 \frac{\left(T_2 - T_{\text{в}} - \frac{\frac{q}{\lambda_2} h}{2 \left(1 - \frac{\xi}{l} \right)^2} \right) + \frac{q}{\lambda_1} \Delta}{\Delta} \right] y - \\ &- \frac{1}{\Delta^2} \left[T_2 - T_{\text{в}} + \frac{\frac{q}{\lambda_2} h}{2 \left(1 - \frac{\xi}{l} \right)^2} + \frac{q}{\lambda_1} \Delta \right] y^2 \left. \right\}; \\ &h = \delta - \Delta \end{aligned}$$

и определим производные, необходимые для решения (6.2) в точке $y=0$; $\xi=0$:

$$\begin{aligned}\frac{dT}{d\xi} \Big|_{\xi=0, y=0} &= -\frac{2}{l} (T_B - T_1); \\ \frac{d^2 T}{d\xi^2} \Big|_{\xi=0, y=0} &= \frac{2}{l^2} (T_B - T_1); \\ \frac{d^2 T}{dy^2} \Big|_{\xi=0, y=0} &= -\frac{2}{\Delta^2} \left[T_2 - T_B + q \left(\frac{h}{2\lambda_2} + \frac{\Delta}{\lambda_1} \right) \right].\end{aligned}$$

Подставим найденные значения производных в уравнение (6.2) и найдем решение этого уравнения для точек $\xi=0$ и $y=0$:

$$(T_2 - T_B) + q \left(\frac{h}{2\lambda_2} + \frac{\Delta}{\lambda_1} \right) = 0. \quad (6.56)$$

Значение плотности теплового потока, поступающего в массив материала основы, определим из уравнения теплового баланса в окрестности зоны горения в массиве облицовочного материала в его реакционной зоне

$$q = \Sigma q_{\text{эф}} - \frac{Q}{t}, \quad (6.57)$$

где $q_{\text{эф}}$ — плотность теплового потока на поверхности материала; Q — увеличения теплосодержания единицы объема облицовочного материала за время прохождения пламени расстояния l м со скоростью u .

$$\frac{Q}{t} = c_p \rho (T_B - T_1) u. \quad (6.58)$$

Подставив соотношения (6.57) и (6.58) в уравнение (6.56) и решив его относительно скорости u , получим следующее соотношение:

$$u = \frac{\Sigma q_{\text{эф}}}{c_p \rho (T_B - T_1)} - \frac{T_B - T_2}{T_B - T_1} \frac{1}{c_p \rho \left(\frac{h}{2\lambda_2} + \frac{\Delta}{\lambda_1} \right)} \quad (6.59)$$

или в безразмерном виде

$$Pe = \frac{\Sigma q_{\text{эф}}}{\frac{\lambda_1}{\Delta} (T_B - T_1)} - \frac{T_B - T_2}{T_B - T_1} \frac{1}{\frac{1}{2} \frac{R_0}{R_M} + 1}. \quad (6.60)$$

В уравнении (6.60) $Pe = u\Delta/\alpha_1$ — критерий Пекле (Δ — толщина облицовочного материала; α_1 — коэффициент температуропроводности материала облицовки); $R_0 = h/\lambda_2$ — термическое сопротивление материала основы; $R_M = \Delta/\lambda_1$ — термическое сопротивление материала облицовки.

Глубина прогрева основы определяется из (6.29) по следующему соотношению:

$$h = \left[\frac{2a (T_B - T_2)}{T_2} t \right]^{\frac{1}{2}} - \Delta. \quad (6.61)$$

В уравнении (6.61) $t = t_1 + t_2$ — время прогрева конструкции, где t_1 — время прогрева конструкции до ее воспламенения и t_2 — время прогрева конструкции при распространении по ее поверхности пламени на расстоянии l со скоростью u , $t_2 = a_1/u^2$.

Коэффициент температуропроводности конструкции определяет из соотношения

$$\alpha = \frac{\delta^2}{(R_M + R_0)(\rho_1 \Delta c_{p1} + \rho_2 h c_{p2})}. \quad (6.62)$$

Уравнение (6.60) решается методом последовательных приближений.

При отсутствии основы и значения Δ большей, чем глубина прогрева отделочного материала, второй член уравнения (6.60) равен 1 и соотношение (6.60) переходит в выражение для определения скорости распространения пламени по термически толстым материалам (6.14). При отсутствии основы для термически тонкого материала в выражении (6.60) $R_0 = \alpha^{-1}$, где α — коэффициент теплоотдачи от необогреваемой поверхности термически тонкого материала.

Анализ уравнения (6.60) позволяет сделать вывод, что использование в качестве основы металлических конструкций не приводит к снижению пожарной опасности облицовочных материалов. В этом случае второй член правой части уравнения (6.60) стремится к 1, так как $R_0 \ll R_M$ и значение $\frac{T_B - T_2}{T_B - T_1} \rightarrow 1$.

Поведение облицовочного материала в случае применения в качестве основы массивных металлических конструкций подобно поведению их как термически толстых материалов с глубиной прогрева, равной их толщине.

В общем случае термическое сопротивление основания из металла определяется двумя величинами (при условии, если металлическое основание прогревается на всю глубину): термическим сопротивлением металлической основы R_0 и термическим сопротивлением теплового пограничного слоя R_τ у свободной металлической поверхности. При массивных металлических конструкциях с толщиной $\delta > 10^{-2} \delta_\tau$ (где δ_τ — толщина теплового пограничного слоя) $R_0 \gg R_\tau$ и действие металлической основы аналогично описанному выше. При уменьшении толщины металлической основы до значений порядка $10^{-3} \delta_\tau$ термические сопротивления соизмеримы и при $\delta < 10^{-3} \delta_\tau$ — $R_0 \ll R_\tau$.

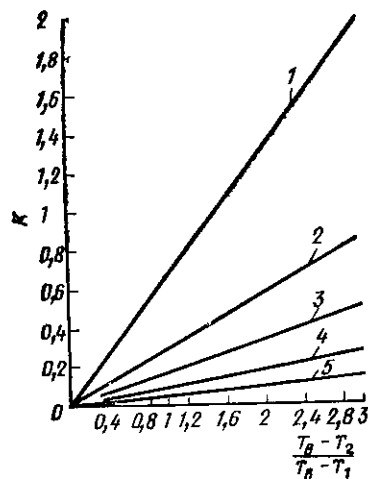


Рис. 6.7. Зависимость коэффициента k от относительной температуры

$$\left(\frac{T_B - T_2}{T_B - T_1} \right)$$

$$1 - \frac{R_0}{R_M} = 1; 2 - 5; 3 - 10; 4 -$$

20; 5 — 40; T_B — температура воспламенения материала; T_1 — температура на обогреваемой поверхности материала; T_2 — температура на прогретой части основания; R_0 — термическое сопротивление материала основания, R_M — термическое сопротивление материала

При значениях $R_0 \ll R_M$ эффект металлической основы будет противоположен описанному выше. Скорость распространения пламени в этом случае может несколько уменьшиться, а термическое сопротивление теплового пограничного слоя будет действовать так же, как в основе из бетона с толщиной прогрева порядка 0,18 м. Эффект уменьшения скорости распространения пламени при тонкой металлической основе возможен при толщине ее порядка 0,1 мм или порядка 1 мм при нанесении конструкции на бетонное основание.

Очевидно, что наибольший эффект уменьшения пожарной опасности достигается при наименьшем значении R_0/R_M .

На рис. 6.7 приведена номограмма, иллюстрирующая зависимость коэффициента $k = \frac{T_B - T_2}{T_B - T_1} \frac{1}{\frac{1}{2} \frac{R_0}{R_M} + 1}$ от определяющих параметров.

Если принять значение $Pe=0$, что соответствует значению $u=0$, и при этих условиях решить соотношение (6.60) относительно термического сопротивления облицовочного материала R_M , то в результате этого решения получим значение термического сопротивления $R_{M.пр}$, при значении которого распространение пламени по поверхности происходить не будет:

$$R_{M.пр} = \frac{T_B - T_2}{\Sigma q_{эф}} - \frac{1}{2} R_0. \quad (6.63)$$

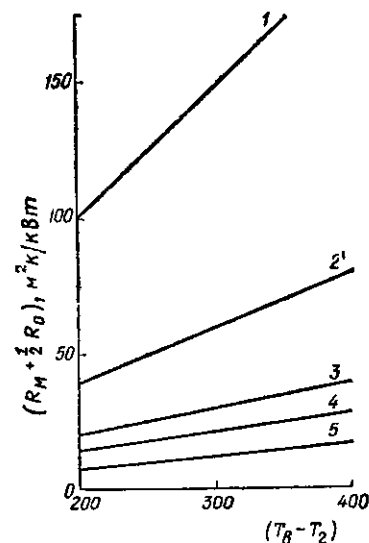


Рис. 6.8. Зависимость суммарного термического сопротивления $R_M + \frac{1}{2} R_0$ от перепада температур $T_B - T_2$ и плотности эффективности теплового потока $\Sigma q_{эф}$

1 — $q_{эф} = 2$ кВт·м⁻²; 2 — $q_{эф} = 5$ кВт·м⁻²; 3 — $q_{эф} = 10$ кВт·м⁻²; 4 — $q_{эф} = 14$ кВт·м⁻²; 5 — $q_{эф} = 25$ кВт·м⁻²

Таким образом, если значение $R_M \leq R_{M.пр}$, распространения пламени по поверхности облицовочного материала происходить не будет; при $R_M > R_{M.пр}$ пламя по поверхности будет распространяться со скоростью, определяемой соотношением (6.60). На рис. 6.8 приведена зависимость $(R_{M.пр} + \frac{1}{2} R_0)$ от значений $(T_B - T_2)$ и $\Sigma q_{эф}$.

Проверку полученных закономерностей проведем, используя результаты испытаний на радиационной панели полимерного покрытия ФАЭД-8Ф35. Зависимость индекса распространения пламени [5] от толщины слоя покрытия приведена на рис. 6.9. Согласно полученной экспериментально зависимости $l=0$ при толщине полимерного покрытия $\Delta=0,5$ мм и $l=1$ при $\Delta=5,2$ мм. В соответствии с [5] конструкция, состоящая из полимерного покрытия ФАЭД-8Ф35 тол-

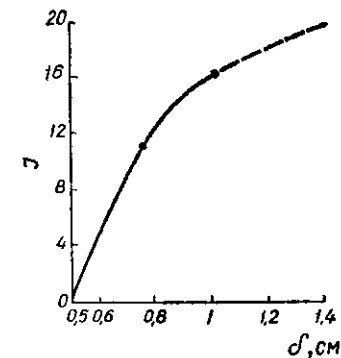


Рис. 6.9. Зависимость индекса распространения пламени l от толщины полимерного покрытия ФАЭД-8Ф35, δ

— экспериментальные данные; — экстраполяция экспериментальных данных

щиной $\Delta \leq 5,2$ мм, нанесенного на негорючее неметаллическое основание, будет относиться к нераспространяющей пламя. Используя соотношение (6.63), определим толщину напольного покрытия, при которой настоящая конструкция будет относиться к нераспространяющей пламя, т. е. $Re = 0$.

Поскольку теплофизические характеристики данного покрытия неизвестны, ориентировочно примем значение коэффициента теплопроводности покрытия как у прессованной резины

$$\lambda_m = 0,156 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-1} \text{К}^{-1}, \lambda_0 = 0,087 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-1} \text{К}^{-1}.$$

Коэффициент температуропроводности конструкции, определенной по (6.62), $a = 0,62 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2 \cdot \text{с}^{-1}$. Примем температуру воспламенения $T_b = 623 \text{ К}$, что дает значение $T_b - T_2 = 330 \text{ К}$. Степень черноты поверхности покрытия $\epsilon_w = 0,95$.

В соответствии с данными испытаний воспламенение в зоне действия запальной горелки происходит через 85 с. Глубина прогрева конструкции к моменту воспламенения

$$\delta = \left[\frac{2 \cdot 0,62 \cdot 10^{-7} \cdot 330 \cdot 85}{293} \right]^{\frac{1}{2}} = 3,48 \cdot 10^{-3} \text{ м}.$$

Для удобства определения значения термического сопротивления $(R_m + \frac{1}{2} R_0)$ построим зависимость $(R_m + \frac{1}{2} R_0) = f(q_{\text{эф}})$ при значении $T_b - T_2 = 330 \text{ К}$, используя данные номограммы рис. 6.8. В зоне действия запальной горелки значение эффективного теплового потока $q_{\text{эф}} = 13,3 \text{ кВт/м}^2$.

По данным рис. 6.8 определяем значение критического термического сопротивления конструкции, которое составляет $24 \text{ м}^2 \cdot \text{К} \cdot \text{кВт}^{-1}$.

По формуле (6.63) определяем значение толщины полимерного покрытия, при котором (или меньше которого) пламя по поверхности распространяться не будет.

$$\frac{\Delta}{0,156} 10^3 + \frac{1}{2} \left(\frac{3,48 \cdot 10^{-3} - \Delta}{0,087} \right) 10^3 = 24,$$

откуда $\Delta = 5,4$ мм, что достаточно хорошо согласуется с данными экспериментальных исследований.

При испытаниях полимерного покрытия ФАЭД-8Ф35 $\Delta = 0,75$ см пламя распространилось на расстояние 150 мм за время $t = 400$ с. В соответствии с данными о распределении подающего теплового потока по длине образца при испытании его на электрической радиационной панели эффективный тепловой поток на расстоянии $l = 150$ мм составит $q_{\text{эф}} = 6,65 \text{ кВт} \cdot \text{м}^{-2}$. Используя описанный выше порядок вычислений, определим, что глубина прогрева конструкции

составит $7,5 \cdot 10^{-3}$ м и критическое значение толщины полимерного покрытия $\Delta = 0,71$ см. Таким образом, разработанная теория термически тонкой конструкции дает вполне удовлетворительное совпадение с экспериментальными данными. Метод расчета существенно может повысить значимость испытаний облицовочных материалов на установке «радиационная панель» при условии проведения соответствующих работ по исследованию теплофизических свойств отделочных материалов.

6.3. ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ГАЗОВОЙ СРЕДЫ В КОРИДОРЕ ЭТАЖА ПОЖАРА

6.3.1. Анализ экспериментальных данных о температурном режиме на этаже пожара

Как следует из результатов моделирования процесса распространения пламени по поверхности, характер этого процесса зависит как от пожароопасных характеристик применяемых материалов, так и от температурного режима пожара в помещениях, где эти материалы эксплуатируются.

Разработка методических основ оценки горючести материалов, позволяющих прогнозировать их пожарную опасность в условиях эксплуатации, требует достоверных данных о динамике температурного режима пожара в помещениях, где эти материалы используются. Во ВНИИПО МВД СССР были проведены серии экспериментов на фрагменте высотного здания [1], которые послужили основой для построения математической модели, описывающей изменение средних температур по длине коридора при пожаре в помещении.

Для построения математической модели ($T_{\text{ср}} = f(l)$) использовалась автоматизированная система обработки статистических данных (АСОСД), реализованная на базе БЭСМ-4М.

При построении математической модели, описывающей изменение средней по сечению температуры по длине поэтажного коридора с помощью АСОСД, были исследованы следующие виды зависимостей:

$$\begin{aligned} y &= a_0 + a_1 x; \\ y &= a_0 + a_1 x + a_2 x^2; \\ y &= a_0 + a_1 x + a_2 x^2 + a_3 x^3; \\ \lg y &= a_0 + a_1 x; \\ \lg y &= a_0 + a_1 x + a_2 x^2; \\ \lg y &= a_0 + a_1 x + a_2 x^2 + a_3 x^3. \end{aligned}$$

Данные дисперсионного анализа приведенных выше зависимостей позволили выбрать вид зависимости, наилучшим образом опи-

сывающий изменение $T_{срl}$ от длины поэтажного коридора в диапазоне $0 < \frac{l}{H} \leq 4$:

$$\lg \left(\frac{T_{срl}}{T_{срo}} \right) = 9,7 \cdot 10^{-3} - 0,8\bar{l} + 0,4\bar{l}^2. \quad (6.64)$$

Верхний доверительный предел описывается соотношением

$$\lg \left(\frac{T_{срl}}{T_{срo}} \right) = 6,13 \cdot 10^{-2} - 0,55\bar{l} + 0,64\bar{l}^2, \quad (6.65)$$

нижний доверительный предел

$$\lg \left(\frac{T_{срl}}{T_{срo}} \right) = -4,19 \cdot 10^{-2} - 1,04\bar{l} + 0,17\bar{l}^2. \quad (6.66)$$

В соотношениях (6.64)–(6.66): $T_{срl}$ — среднее значение температуры газовой среды в сечении на расстоянии l от дверного проема; $T_{срo}$ — то же, в сечении дверного проема; $\bar{l}$ — безразмерное расстояние от дверного проема до исследуемого сечения в уравнениях (6.64)–(6.66), $\bar{l} = \frac{l}{H}$. Уравнения регрессии получены при значении вероятности $P=0,95$, остаточная дисперсия составила $2,42 \cdot 10^{-3}$.

Регрессионные зависимости (6.64) — (6.66) приведены на рис. 6.10. Они явились основой для моделирования температурного режима пожара на установке «туннельная печь», описание которой приведено в разд. 6.4.

На рис. 6.10 приведены экспериментальные данные по исследованию температуры газовой среды в испытательном объеме установки «туннельная печь», полученные при холостых испытаниях. Как видно из рис. 6.10, экспериментальные данные хорошо согласуются с полученными зависимостями, что дает полное основание переносить результаты испытаний на установке «туннельная печь» в реальные условия. За значение $T_{срo}$ в опытах на установке «туннельная печь» принято значение средней температуры в 1 контрольном сечении. Соотношения (6.64)–(6.66) получены путем обработки экспериментальных данных трех опытов с естественным газообменом в коридоре длиной 13 м. Результаты исследования температурного режима при пожаре в коридорах большей длины рассмотрены в разд. 6.32.

На рис. 6.10 приведен характер изменения температуры поверхности потолка и пола от длины коридора позволяет сделать вывод, что влияние лучистого теплового потока от очага пожара в большей степени сказывается на конструкции пола. Это объясняется главным образом существенной разницей характеров конвек-

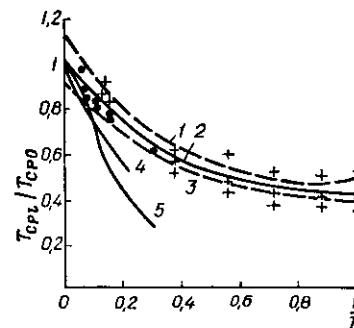


Рис. 6.10. Изменение средних по сечению температур $T_{срl}$ по длине коридора

1 — изменение средней по сечению температуры газовой среды (верхний доверительный предел); 2 — то же (статистика); 3 — то же (нижний доверительный предел); 4 — температура поверхности потолка; 5 — температура поверхности пола; — экспериментальные значения средних по сечению значений температур газовой среды на установке «туннельная печь»; + — то же, на фрагменте высотного здания; $T_{срo}$ — среднее значение в сечении дверного проема (1-е контрольное сечение)

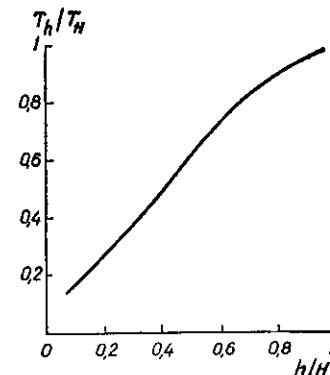


Рис. 6.11. Зависимость средней температуры в сечении дверного проема T_h от высоты сечения h

T_H — температура на высоте H ; H — высота дверного проема

тивных потоков и оптических характеристик дымовых газов и воздуха. Определяющее влияние лучистого теплового потока от очага пожара на конструкции пола сказывается на расстоянии порядка $0,6H$, при расстоянии порядка H от очага пожара это влияние незначительное.

В этом случае за H принимается высота излучающей поверхности очага пожара, которая может быть принята равной высоте дверного проема. Это обстоятельство необходимо учитывать при создании математических моделей температурного режима пожара в начальной его стадии.

На рис. 6.11 приведена зависимость средней температуры в сечении дверного проема (в 1 контрольном сечении) от высоты сечения, которая описывается следующей зависимостью:

$$\frac{T_h}{T_H} = 0,094 + 0,69 \left(\frac{h}{H} \right) + 1,32 \left(\frac{h}{H} \right)^2 - 1,104 \left(\frac{h}{H} \right)^3, \quad (6.67)$$

где T_h — средняя температура в сечении на высоте h от уровня пола, °C; $T_H = 0,6T$ — средняя температура в сечении дверного проема (1 контрольного

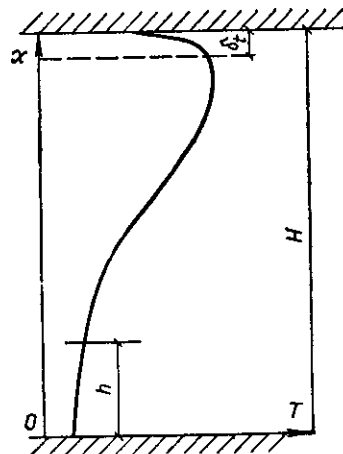


Рис. 6.12. Характер изменения температуры T по высоте помещения в начальной стадии пожара

δ_t — толщина пограничного слоя;
 H — высота помещения; h — контрольное сечение

сечения); h — высота сечения от уровня пола, для которой определяется T_h м; H — общая высота сечения; T — средисобъемная температура в очаге пожара.

Как показывают многочисленные экспериментальные исследования, характер движения газовых потоков в очаге пожара в период начальной его стадии хорошо описывается закономерностями струйного течения. Для путей эвакуации эта закономерность сохраняется и за пределами начальной стадии пожара в достаточно больших диапазонах длин.

На рис. 6.12 приведен общий характер распределения температуры по высоте помещения при наличии в нем струйного течения горячих газов от очага пожара. Толщина теплового пограничного слоя $\delta_t \ll H$, поэтому с достаточной степенью точности для определения средней температуры по высоте H зададимся распределением температуры по высоте в виде полинома третьей степени без учета уменьшения температуры в пограничном слое

$$T_x = a + bx + cx^2 + dx^3. \quad (6.68)$$

Значения коэффициентов полинома (6.68) будем искать, используя следующие граничные условия:

при $x=0$ $T_x = T_{wn}$ — температура поверхности конструкции пола;

$$-\lambda \frac{dT}{dx} \Big|_{x=0} = q_{kw};$$

при $x=H$ — высота помещения; $T_x = T_m$ — значение максимальной температуры в искомом сечении струйного течения; $\frac{dT}{dx} \Big|_{x=H} = 0$

С учетом приведенных граничных условий коэффициенты полинома (6.68) определяются из соотношений:

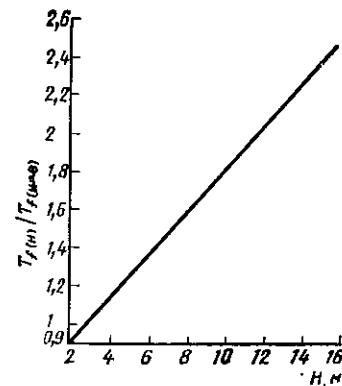


Рис. 6.13. Зависимость отношения температур $\frac{T(H)}{T(H=3м)}$ от высоты помещения H

$$a = T_{wn}; \quad b = -\frac{q_{kw}}{\lambda}; \quad c = \frac{2q_{kw}}{\lambda H} + \frac{3(T_m + T_{wn})}{H^2};$$

$$d = -\left[\frac{2(T_m - T_{wn})}{H^3} + \frac{q_{kw}}{\lambda H^2} \right]. \quad (6.69)$$

Полином (6.68) совместно с (6.69) описывает распределение температуры по высоте в НСП в помещении очага пожара, за пределами этого очага и в поэтажном коридоре.

Значение T_m определяется в зависимости от расстояния сечения от очага пожара по законам струйного течения (3.111): $(T_m - T_w) = (T_0 - T_w)(1 + \bar{r})^{-0.62}$. Для помещений очага пожара значение температуры набегавшего потока T_0 определяется по (4.99) при значении безразмерной высоты перекрытия $0.2 < \bar{H} \leq 4.5$ и по (4.128) при $4.5 < \bar{H} \leq 6$. Для поэтажного коридора значение температуры T_0 принимается равной температуре горячих газов, выходящих из очага пожара $T_0 = 0.8T$, где T — средисобъемное значение температуры в очаге. Безразмерное расстояние $\bar{r}$ для поэтажного коридора определяется как отношение расстояния от дверного проема очага пожара до сечения к высоте поэтажного коридора $\bar{r} = l/H$.

Для относительно малых времен, характерных для задач, связанных с эвакуацией людей, когда значение $q_{kw} \approx 0$ и $T_{wn} \approx T_{оп}$ на расстоянии от очага, большем высоты этого очага и для поэтажного коридора, для расстояний, больших высоты дверного проема, распределения температуры по высоте можно определить из соотношения

$$T_x = T_{оп} + \frac{3(T_m - T_{оп})}{H^2} x^2 - \frac{2(T_m - T_{оп})}{H^3} x^3. \quad (6.70)$$

Используя представление об автомодельности профилей температуры с помощью зависимостей (6.70), было определено отношение значений T при разных высотах помещения к значению $T_{H=3\text{ м}}$ при высоте помещения $H=3\text{ м}$. При этом принималось, что значение средней температуры в сечении помещения высотой $H=3\text{ м}$ реализуется на высоте $0,5H=1,5\text{ м}$. Зависимость $\left(\frac{T_H}{T_{H=3\text{ м}}}\right) = f\left(\frac{H}{3}\right)$, при которой на высоте 1,5 м от уровня пола реализуется значение температуры, равной предельной температуре безопасной эвакуации людей из помещения, приведена на рис. 6.13.

6.3.2. Результаты расчета полей температур на этаже пожара

Для анализа полей термодинамических параметров в поэтажном коридоре, смежном с очагом пожара, использован метод дифференциального математического моделирования, позволяющий в отличие от метода, изложенного в гл. 5, разд. 5.2, получать данные о локальных значениях температур, концентраций и скоростей газовых потоков. В данном случае целью исследования является изучение температурного режима в поэтажном коридоре и влияние на него очага пожара в смежном помещении.

Для изучения процесса развития температурного режима в смежном с очагом пожара помещении до возникновения в нем самостоятельного очага рассмотрим тепловую задачу.

Основные уравнения рассматриваемого процесса в поэтажном коридоре в двухмерном приближении могут быть описаны следующей системой дифференциальных уравнений:

уравнение движения по горизонтальной координате

$$\rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) = \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial y} \right) - \frac{\partial p}{\partial x}; \quad (6.71)$$

уравнение движения по вертикальной координате

$$\rho \left(\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} \right) = \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu \frac{\partial v}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial v}{\partial y} \right) + \frac{\partial p}{\partial y} - g\rho; \quad (6.72)$$

уравнение сохранения массы (уравнение неразрывности)

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho v}{\partial y} = 0; \quad (6.73)$$

уравнение сохранения энергии для оптически прозрачной газовой среды

$$\rho \left(\frac{\partial h}{\partial t} + u \frac{\partial h}{\partial x} + v \frac{\partial h}{\partial y} \right) = \frac{\partial}{\partial x} \left(\rho a \frac{\partial h}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\rho a \frac{\partial h}{\partial y} \right); \quad (6.74)$$

уравнение состояния

$$P = \rho RTG. \quad (6.75)$$

Определяющая система уравнений рассматриваемого процесса в безразмерном виде в переменных «функция тока — вихрь» может быть представлена в следующем виде:

уравнение переноса для вихря $\bar{\omega}$

$$\frac{\partial \bar{\omega}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u} \bar{\omega}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v} \bar{\omega}}{\partial y} = \frac{1}{\text{Re}} \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\bar{v}_{\text{эф.х}} \frac{\partial \bar{\omega}}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\bar{v}_{\text{эф.у}} \frac{\partial \bar{\omega}}{\partial y} \right) \right] - \frac{\text{Gr}}{\text{Re}^2} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x}; \quad (6.76)$$

уравнение для функции тока $\bar{\psi}$

$$\frac{\partial^2 \bar{\psi}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{\psi}}{\partial y^2} = -\bar{\omega}; \quad (6.77)$$

уравнение для температуры (энергии)

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u} \bar{\theta}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v} \bar{\theta}}{\partial y} = \frac{1}{\text{Re Pr}} \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\bar{a}_{\text{эф.х}} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\bar{a}_{\text{эф.у}} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y} \right) \right]. \quad (6.78)$$

Скорость $\bar{u}$ и $\bar{v}$, функция тока $\bar{\psi}$ и вихрь $\bar{\omega}$ связаны между собой соотношениями:

$$\bar{\omega} = -\frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial x}; \quad \bar{u} = \frac{\partial \bar{\psi}}{\partial y}; \quad \bar{v} = -\frac{\partial \bar{\psi}}{\partial x}. \quad (6.79)$$

Коэффициенты турбулентного переноса связаны между собой постоянным турбулентным числом Прандтля:

$$\bar{v}_{\text{эф.х}} = \text{Pr}_t \bar{a}_{\text{эф.х}}; \quad \bar{v}_{\text{эф.у}} = \text{Pr}_t \bar{a}_{\text{эф.у}}. \quad (6.80)$$

Для замыкания системы турбулентного теплообмена использована гипотеза вихревой вязкости типа гипотезы Тейлора:

$$\bar{v}_{\text{эф.}x} = \text{Re } \bar{\gamma} \bar{l}^3 \frac{\partial \bar{\omega}}{\partial x}; \quad \bar{v}_{\text{эф.}y} = \text{Re } \bar{\gamma} \bar{l}^3 \frac{\partial \bar{\omega}}{\partial y}. \quad (6.81)$$

В основе определения длины пути перемешивания как внутри помещения, так и в проемах лежат принципы ее непрерывности и линейного изменения вблизи твердой поверхности (конструкции) $\bar{l} = 0,4n$ и постоянства внутри области $\bar{l}_{\text{max}} = 0,07$.

Константа турбулентности $\bar{\gamma}$ принималась равной $\bar{\gamma} = 0,1$.

Система уравнений (6.76) — (6.81) решалась со следующими начальными условиями:

$$\text{при } t = 0 \quad u = v = 0, \quad \omega = 0, \quad \psi = 0, \quad \theta = 1. \quad (6.82)$$

На стенке, где моделировался выход продуктов горения из очага пожара, задавались граничные условия 1-го рода

$$\text{при } t > 0 \quad T_w = T_r. \quad (6.83)$$

На остальных твердых границах рассматривались условия адiabатичности или изотермичности для разных типов строительных конструкций

$$\text{при } t > 0; \quad \theta_w = 1 \text{ или } \frac{\partial \theta_w}{\partial n} = 0. \quad (6.84)$$

Особое значение имеют граничные условия в проемах, так как они в большей степени влияют на процесс газообмена очага с окружающей средой.

Для проемов в сечении, где продукты горения выходят из помещения и энтальпия газов в сечении проема определяется соответствующими значениями в выходящем газе

$$\text{при } t > 0, \quad u > 0, \quad \frac{\partial T}{\partial n} = 0. \quad (6.85)$$

В плоскости проема, где в помещение входит воздух

$$\text{при } t > 0, \quad u < 0, \quad T = T_0. \quad (6.86)$$

Для вертикальной составляющей скорости в сечении проема использовалась гипотеза о плоскопараллельном горизонтальном движении газов в сечении проема, что дает граничное условие для этого сечения

$$v = 0. \quad (6.87)$$

Реализация граничных условий, основанных на предположении о равенстве вертикальных составляющих скорости внутри и вне помещения вблизи плоскости проема ($dv/dx=0$), не всегда дает сходимые результаты.

В безразмерном виде граничные условия в проеме приведены ниже.

Для проемов на «выходе» из помещения условия (6.85) и (6.86) преобразуется к виду:

на выходе $\bar{u} > 0$

$$\partial \bar{\theta} / (\partial \bar{n}) = 0; \quad (6.88)$$

на входе $\bar{u} < 0$

$$\bar{\theta} = 1. \quad (6.89)$$

Условие плоскопараллельности течения (6.87) для функции тока имеет вид

$$\partial \bar{\psi} / \partial \bar{n} = 0. \quad (6.90)$$

Граничные условия для вихря в проеме определяются с учетом (6.87).

на выходе из помещения при $\bar{u} > 0$

$$\partial \bar{\omega} / (\partial \bar{x}) = 0; \quad (6.91)$$

на входе в помещение при $\bar{u} < 0$

$$\bar{\omega} = 0. \quad (6.92)$$

В определяющих уравнениях безразмерные параметры выражаются через размерные следующим образом:

$$\bar{t} = t(v_1/H); \quad \bar{x}(\bar{y}) = x(y)/H;$$

$$\bar{u}(\bar{v}) = u(v)/V_1; \quad \bar{\theta} = T/T_0;$$

$$\bar{v}_{\text{эф.}x}(\bar{v}_{\text{эф.}y}) = v_{\text{эф.}x}(v_{\text{эф.}y})/v_0;$$

$$\bar{a}_{\text{эф.}x}(\bar{a}_{\text{эф.}y}) = a_{\text{эф.}x}(a_{\text{эф.}y})/a_0;$$

$$\bar{\omega} = (H/V_1) \omega; \quad \bar{\psi} = \psi/(V_1 H); \quad \bar{n} = n/H; \quad \bar{l} = l/H,$$

где H — высота помещения, v_0, a_0 — соответственно кинематическая вязкость и температуропроводность воздуха в начальный момент времени $t=0$; T_0 — температура воздуха в начальный момент времени; $V_1 = \sqrt{gH}$ — скорость обезразмеривания.

В математическую модель рассматриваемой задачи входят следующие безразмерные комплексы:

$\text{Re} = V_1 H / v_0$ — число Рейнольдса; $\text{Pr} = v_0 / a_0$ — число Прандтля;

$\text{Gr} = g \beta_1 H^3 (T - T_0) / v_0^2$ — число Грасгофа.

Система уравнений (6.76) — (6.81) с начальными и граничными условиями (6.82) — (6.92) решалась путем реализации на ЭВМ ее конечно-разностного аналога.

Для решения конечно-разностного аналога уравнений вихря и энергии применялась консервативная конечно-разностная схема второго порядка точности по пространственной переменной и первого порядка по временной переменной. Диффузионные члены ап-

проксимированы на II временном шаге центральными разностями второго порядка точности; для конвективных членов использовалась односторонняя аппроксимация, учитывающая направление потока. Разностное соотношение для решения нестационарных уравнений (6.76) и (6.78) реализовалось по явной двухслойной схеме на пятиточечном шаблоне типа «крест». Свободный член для уравнения завихренности (6.76) аппроксимирован центрально-разностным соотношением второго порядка точности. Аналогично центральными разностями аппроксимируются соотношения для турбулентной вязкости (6.81).

Уравнение Пуассона (6.77) решалось методом итераций с применением верхней релаксации.

Для аппроксимаций граничных условий использованы конечно-разностные соотношения первого и второго порядка точности.

Моделирование поставленной задачи может осуществляться как с помощью прямого решения нестационарной системы уравнений, так и методом установления.

Расчет полного нестационарного процесса требует больших затрат времени на ЭВМ. Допуская возможность существования квазистационарного режима протекания, такой процесс экономичнее реализовать с помощью ряда N стационарных решений с последующей интерполяцией полученных результатов. Расчет i -го ($1 \leq i \leq N$) стационарного режима осуществлялся заданием постоянной температуры $T_0 + i\Delta T$ на стенке, которая моделирует выброс горячих газов из соответствующего смежного помещения.

Связь полученных полей температур и скоростей с реальным временем процесса устанавливается по данной средней температуре горячих газов $T_r = T_0 + i\Delta T$, выходящих из проема смежного помещения в коридор. Эта температура связана со среднеобъемной температурой в смежном помещении (в очаге пожара) зависимостью

$$T_r = 0,8T + 273. \quad (6.93)$$

Изменение среднеобъемной температуры в очаге пожара и ее связь с реальным масштабом времени определяются в соответствии с методами, изложенными в гл. 5 для объемных пожаров в различных их стадиях.

Для сравнения математической модели с экспериментом использованы данные ВНИИПО, полученные на фрагменте высотного здания при исследовании распространения продуктов горения в коридоре в условиях естественной вентиляции. Общая длина пути эвакуации (коридора) 13 м, высота его 3 м. Описание фрагмента приведено в работе [1].

Для апробации расчетной модели использованы экспериментальные данные опыта с величиной пожарной нагрузки из древесины

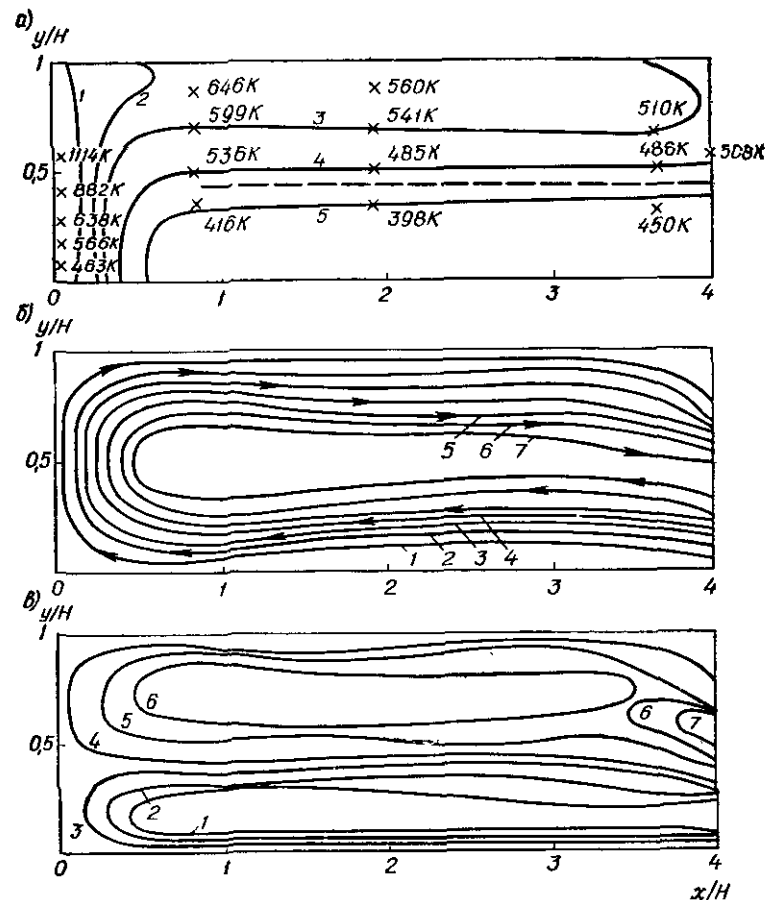


Рис. 6.14. Изолинии температур T (а), функции тока ψ (б) и скорости u (в) (сечение $13,0 \times 3,0$ м), $T_r = 1000$ К (адиабатические)

а) 1 — $T=870$ К; 2 — $T=750$ К; 3 — $T=629$ К; 4 — $T=508$ К; 5 — $T=383$ К;
б) 1 — $\psi=-0,005$; 2 — $\psi=-0,011$; 3 — $\psi=-0,16$; 4 — $\psi=-0,021$; 5 — $\psi=-0,029$;
в) 1 — $\psi=-0,037$; 2 — $\psi=-0,045$; 3 — $\psi=-0,139$; 4 — $\psi=-0,091$; 5 — $\psi=-0,043$;
6 — $\psi=-0,0001$; 7 — $\psi=0,061$; 8 — $\psi=0,118$; 9 — $\psi=0,174$; x — экспериментальные значения температур

50 кг/м² в смежном помещении в момент времени $\bar{t}=0,7$ ($\bar{t} = 3000$ с), когда средняя температура выбрасываемых в коридор горячих газов по данным экспериментальных исследований составляла около 1000 К.

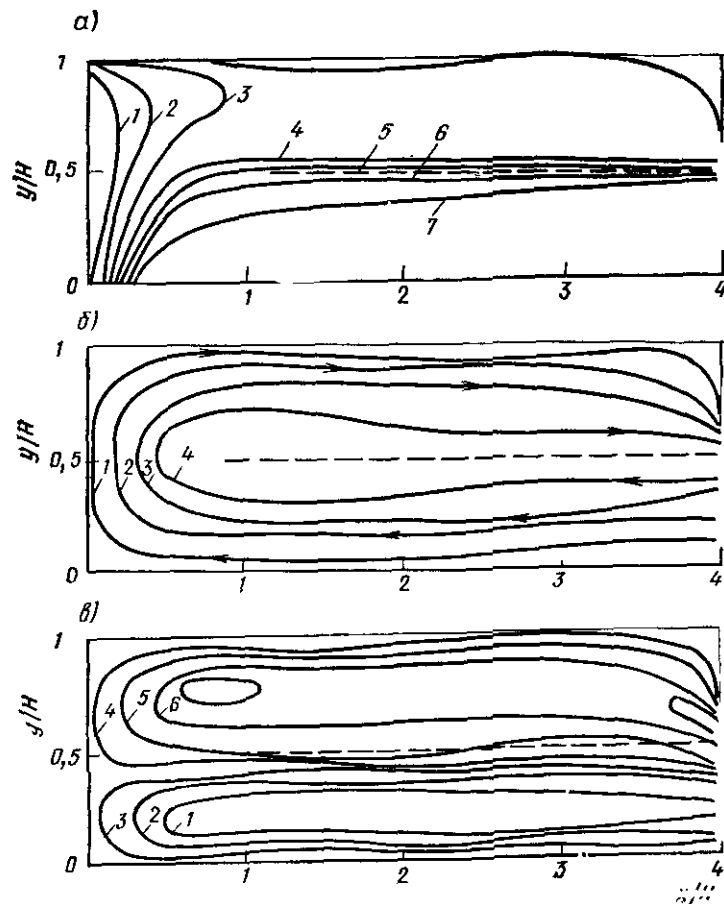


Рис. 6.15. Изолинии температур T (а), функции тока ψ (б), скорости u (в) (сечение $13,2 \times 3$ м, изотермические условия)

$T_g = 500$ К; а — 1 — $T = 465$ К; 2 — $T = 417$ К; 3 — $T = 376$ К; 4 — $T = 335$ К; 5 — $T = 324$ К; 6 — $T = 313$ К; 7 — $T = 303$ К; б — 1 — $\psi = -0.0037$; 2 — $\psi = -0.011$; 3 — $\psi = -0.02$; 4 — $\psi = 0.032$; в — 1 — $u = -0.067$; 2 — $u = -0.057$; 3 — $u = -0.027$; 4 — $u = 0.0028$; 5 — $u = 0.044$; 6 — $u = 0.086$; 7 — $u = 0.13$

Сопоставление численного и физического экспериментов представлено на рис. 6.14.

Относительное среднеквадратическое отклонение для поля температуры $\sigma = 0,04$.

Характерные экспериментальные и теоретические скорости по-

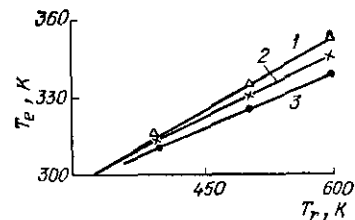


Рис. 6.16. Зависимость температуры газов T_g в сечении эвакуационного выхода на высоте 1,5 м от температуры горячих газов T_r

— экстраполяция результатов численных экспериментов 1 — $l = 13,2$ м; 2 — $l = 26,4$ м; 3 — $l = 39,6$ м; Δ , +, $\bullet$ — данные численных экспериментов соответственно для $l = 13,2$; 26,4; 39,6 м

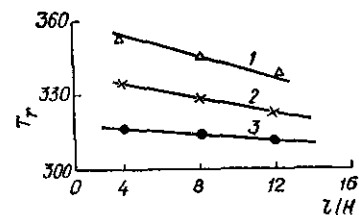


Рис. 6.17. Зависимость температуры газов T_g на высоте 1,5 м от длины коридора l

— экстраполяция результатов численного эксперимента

1 — $T_g = 600$ К; 2 — $T_g = 500$ К; 3 — $T_g = 400$ К; Δ , $\times$, $\bullet$ — данные численных экспериментов соответственно для $T_g = 600$, 500, 400 К; H — высота коридора

токов в эвакуационном проеме коридора также находятся в соответствии. Относительные ошибки не превышают значений

$$100\% \frac{(1,2 - 0,96)}{1,2} = 20\% \text{ на выходе из коридора и } 100\% \times \frac{0,91 - 0,8}{0,8} = 14\% \text{ на его входе.}$$

Удовлетворительное согласие теоретических и экспериментальных результатов в развитой стадии пожара получено при использовании математической модели с адиабатическими граничными условиями на ограждающих конструкциях.

В условиях начальной стадии пожара в помещениях с ограждающими конструкциями из неметаллических материалов лучшими граничными условиями являются изотермические условия.

Для относительно низких температур горячих газов, выбрасываемых в коридор ($T_g = 400$ К), условия эвакуации по температуре на выходе из коридора выполняются. В этом случае имеется слабая возвратная зона, максимальные значения горизонтальных скоростей для выходящего и входящего потоков почти в 3 раза ниже значений скоростей потоков, которые достигались при температуре горячих газов 1000 К.

На рис. 6.15 приведены данные численного эксперимента, соответствующие моменту окончания НСП в помещении очага пожара. Температура горячих газов, поступающих в коридор, равнялась $T_g = 500$ К. Как видно из данных рис. 6.15, при этих условиях значение температуры на высоте $H/2$ от уровня пола в плоскости

эвакуационного выхода из коридора близко к предельному значению, которое соответствует 343 К.

По разработанной математической модели были проведены численные эксперименты по определению температурного режима при пожаре с диапазоном изменения длины коридора от 13,2 до 39,6 м, что соответствовало изменению отношений длины коридора к высоте от 4 до 12. На рис. 6.16 приведены данные численного эксперимента, позволяющие определять значение температуры в сечении коридора на расстоянии l от очага пожара в плоскости на высоте 1,5 м от уровня пола в зависимости от температуры выходных газов. На рис. 6.17 приведены результаты численных экспериментов, характеризующие изменения температуры по длине коридора этажа пожара на высоте 1,5 м от уровня пола в зависимости от температуры газов, поступающих в коридор из очага пожара.

Как видно из данных рис. 6.17, изменение температуры по длине коридора хорошо подчиняется линейному закону. Темп падения температуры на высоте 1,5 м от уровня пола зависит от первоначального значения температур горячих газов. Так, для значений $T_r = 600$ К темп падения температуры составляет $0,9 \text{ К} \cdot \text{м}^{-1}$, для $T_r = 500 \text{ К} - 0,7 \text{ К} \cdot \text{м}^{-1}$ и для $T_r = 400 \text{ К} - 0,3 \text{ К} \cdot \text{м}^{-1}$. Линейный характер изменения температуры на расстояниях от очага пожара, больших 13 м, хорошо согласуется с данными экспериментальных исследований, приведенными на рис. 6.10. Поскольку на рис. 6.10 приведены данные изменения средних температур, несколько больших температур, которые реализуются на высоте 1,5 м, то и темп изменения температуры имеет большие значения, чем определенный по данным рис. 6.17. Темп падения температуры у безразмерного сечения $l/H = 4$ по данным рис. 6.10 составляет для $T_{ср,l} = 600 \text{ К} - 2,8 \text{ К} \cdot \text{м}^{-1}$ и для $T_{ср,l} = 400 \text{ К} - 1 \text{ К} \cdot \text{м}^{-1}$. Увеличение темпа падения температур с увеличением их значения связано с интенсификацией процесса теплообмена. Как следует из данных рис. 6.17, остывание газовой среды до исходных значений температур не зависит от величины температуры горячих газов и происходит на расстоянии $l/H \geq 28$. Это позволяет описать изменение средней по сечению температуры в коридоре в интервале $4 \leq l/H \leq 28$ в виде линейной зависимости

$$\frac{T_{ср,l}}{T_{ср,0}} = 0,486 - 17 \cdot 10^{-3} l/H. \quad (6.94)$$

Таким образом, проведенные исследования позволили описать характер изменения средних по сечению температур газовой фазы на этаже пожара зависимостями (6.64) и (6.94). Полученные общие закономерности изменения температуры по длине коридора позволили обосновать геометрические размеры экспериментальной

установки для исследования процесса распространения огня по элементам строительных конструкций (в том числе облицовочным и отделочным материалам) с использованием в качестве моделирования процессов теплообмена граничных условий III рода. Наиболее интенсивное изменение средней температуры по длине коридора происходит в диапазоне изменения значения $0 < l/H \leq 3,5$, при дальнейшем увеличении длины коридора темп изменения температуры падает. Кривая, описывающая изменение средней температуры по длине коридора, имеет точку перегиба при $l/H = 3,5$, что говорит об изменении качества процесса. Следовательно, для достоверной оценки пожарной опасности облицовочных и отделочных материалов, конструкций, разработки методом прогнозирования их пожарной опасности необходимо создавать испытательный участок, геометрически подобный натуре, и длиной не менее величины $l/H = 3,5$.

Используя гипотезу о подобии полей температур и концентраций, полученные результаты позволяют прогнозировать изменение концентрации продуктов горения и кислорода по длине поэтажного коридора в зависимости от их концентрации в очаге пожара. Концентрация продуктов горения будет определяться из соотношения

$$\frac{C_p}{C_{ps}} \approx \frac{T - T_0}{T_s - T_0}. \quad (6.95)$$

Концентрация кислорода определяется из выражения

$$\frac{C_{k0} - C_k}{C_{k0} - C_{ks}} \approx \frac{T - T_0}{T_s - T_0}. \quad (6.96)$$

В соотношениях (6.95) и (6.96) параметры с индексом «0» соответствуют их исходным значениям, параметры с индексом «s» — значениям в зоне горения. Если из экспериментов или каких-либо других источников имеются данные по соответствующим концентрациям на выходе газов из очага пожара в коридор, тогда можно их подставить в соотношения (6.95), (6.96) вместо параметров зоны горения C_p , C_{ks} . Следует отметить удовлетворительное согласование среднеобъемных значений относительных массовых концентраций продуктов горения $C_{p,ср}^{\text{теор}}$, вычисленных по соотношению (6.95), с данными, полученными для фрагмента ВНИИПО в момент времени, равный 49 мин. Относительное отклонение составляет

$$\frac{C_{p,ср}^{\text{теор}} - C_{p,ср}^{\text{эксп}}}{C_{p,ср}^{\text{эксп}}} = \frac{0,25 - 0,21}{0,21} = 0,19.$$

Расчетные значения концентраций кислорода и продуктов горения на путях эвакуации различной длины на высоте 1,5 м в дверном проеме на выходе из коридора приведены в табл. 6.1. Значения

Таблица 6.1. Оценка опасных факторов пожара на выходе из эвакуационных путей различной длины при температуре горячих газов, выходящих в коридор, $T_g=500$ К

Длина коридора, м	Температура T , К	Относительная концентрация продуктов горения	Минимальная концентрация кислорода
13,2	335	0,043	0,222
26,4	329	0,036	0,224
39,6	324	0,031	0,025

продуктов горения даны в долях от их массовой концентрации в горячих газах при температуре $T_g=1273$ К. Для массовой концентрации кислорода приведены минимальные значения, вычисленные из условия полного расхода кислорода в зоне горения ($C_{k_0}=0$).

В табл. 6.1 приведены расчетные значения ОФП в момент окончания НСП в очаге пожара, соответствующие изменению продуктов горения, выходящих из очага пожара без учета возможного наличия горючих и трудногорючих материалов на путях эвакуации.

6.4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ОГНЯ ПЛАМЕНИ ПО ПОВЕРХНОСТИ ОБЛИЦОВОЧНЫХ И ОТДЕЛОЧНЫХ МАТЕРИАЛОВ

6.4.1. Экспериментальная установка, методика проведения экспериментальных исследований

Экспериментальная установка, приведенная на рис. 6.18, представляет собой фрагмент коридора сечением $8,75 \times 2$ м и высотой 2,5 м. Отношение длины коридора к его высоте составляет 3,5, что соответствует изложенному в разд. 6.3.2 требованию. Установка состоит из огневого отсека А размером $1,3 \times 2$ м, в котором создается очаг пожара, и испытательного отсека Б размером $7,45 \times 2$ м. Пол установки бетонный, стены из огнеупорного кирпича, потолок из железобетонных плит, защищенных слоем огнеупорного бетона по металлической сетке. Продукты горения удаляются за счет естественной вентиляции через вытяжную трубу В сечением $2 \times 0,7$ м². В конце установки со стороны испытательного отсека расположена противопожарная дверь с оконным проемом 9 для наблюдения и фотографирования процесса горения испытываемого материала. Внизу по периметру установки расположены равномерно распределенные отверстия 10 размером $0,1 \times 0,3$ м для естественного притока воздуха в испытательный отсек. Технологический проем 8

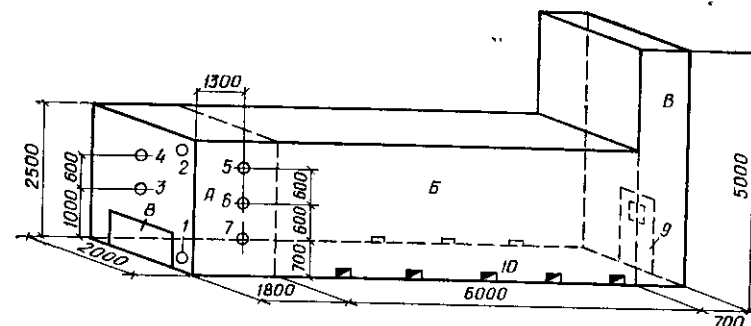


Рис. 6.18. Схема полигонной установки «туннельная печь»

А — огневой отсек; Б — испытательный отсек; В — вытяжная труба; 1, 2 — нижняя и верхняя угловые форсунки; 3—7 — объемные форсунки; 8 — технологический проем; 9 — противопожарная дверь со смотровым окном; 10 — отверстия для притока воздуха; О — места установки форсунок

предназначен для осмотра огневого отсека и профилактического ремонта установки.

Температурный режим в огневом отсеке создается с помощью семи форсунок, работающих на жидком топливе. Две форсунки (верхняя 2 и нижняя 1 угловые форсунки) предназначены для имитации воздействия локального источника зажигания на испытуемый объект и пять форсунок 3—7 (объемные форсунки) для создания необходимого температурного режима в огневом отсеке. При проведении испытаний по инструкции [3] температурный режим в огневом отсеке создается в соответствии со стандартом СЭВ 1000—78 «Противопожарные нормы строительного проектирования. Испытания строительных конструкций на огнестойкость». Установка оборудована системой автоматического регулирования температурного режима в огневом отсеке, схема системы регулирования приведена на рис. 6.19.

Количество форсунок и их размещение подобраны таким образом, чтобы изменение средних по сечению температур в испытательном отсеке соответствовало распределению, приведенному на рис. 6.10.

Средние по сечениям и локальные значения температур измеряются в пяти контрольных сечениях. Количество точек измерения и их размещение подобраны таким образом, что среднее значение температуры измерялось с ошибкой, не превышающей 5 %. В контрольных сечениях на испытуемых материалах монтируются термопары в количестве и местах согласно рис. 6.20. Расположение контрольных сечений выбрано таким образом, чтобы средние значения

335

$$u_i = l_i / (t_{i+1} - t_i), \quad (6.97)$$

где u_i — средняя скорость распространения пламени по поверхности на i -том контрольном участке, м·с⁻¹; l_i — длина i -го контрольного участка, м; t_{i+1} — время прохождения пламени $(i+1)$ контрольного сечения, с; t_i — время прохождения пламени i -того контрольного сечения, с.

Время прохождения пламенем контрольного сечения определялось по точке перегиба луча на осциллограмме по формуле

$$t_i = l_{i0} / u_0, \quad (6.98)$$

где l_{i0} — длина осциллограммной ленты от начала опыта до появления перегиба луча на осциллограммной ленте от соответствующего сигнала фотодиода, установленного в i -том сечении, м; u_0 — скорость движения осциллограммной ленты, м·с⁻¹.

Определение СРП по конденсированной фазе с помощью показаний термопар производилось по времени достижения температуры воспламенения на поверхности материала в контрольных сечениях. Средняя скорость распространения пламени на i -том участке определялась из соотношения (6.97), где t_{i+1} — время достижения температуры воспламенения на поверхности материала в $(i+1)$ -том сечении и t_i — то же, в i -том сечении.

Соответствующее время определялось из соотношения (6.98), где u_0 — скорость движения диаграммной ленты потенциометра, регистрирующего показания термопары; l_{i0} — соответствующая длина диаграммной ленты.

СРП визуально определялась по времени появления пламени на соответствующих контрольных сечениях по соотношению (6.97). Время прохождения пламени контрольных сечений определялось с помощью секундомера.

По результатам испытаний определялась СРП как среднее арифметическое результатов измерения по трем методам при испытании покрытий полов. При испытании покрытий стен и потолков СРП по газовой фазе определялась как среднее из двух измерений: с помощью фотоэлектрической системы и визуального. К дальнейшему анализу принимались результаты измерений СРП, если величины СРП, определенные по различным методам, не отличаются друг от друга более чем на 5 %.

Измерение температуры газовой среды в испытательном отсеке, огневой камере и на поверхности испытываемых материалов производится с помощью хромель-алюмелевых термопар Ø 0,7—1,2 мм с регистрацией их сигнала на потенциометрах типа КСП-4.

Схема установки термопар приведена на рис. 6.20. Средняя температура газовой среды на i -том участке определялась из соотношения

$$T_{cp} = (T_{cpi} + T_{cpi+1}) / 2. \quad (6.99)$$

Средняя температура газовой среды в сечении i ($i+1$) в момент прохождения его фронта пламени определяется из соотношения

$$T_{cpi(i+1)} = \sum_{k=1}^{11} T_k / 11, \quad (6.100)$$

где T_k — локальная температура в точках контрольных сечений.

Испытываемый материал крепится к полу, потолку или стенам испытательного отсека установки в соответствии со способом его крепления в реальных условиях эксплуатации, предусмотренным технологией строительных работ. Размеры образцов, подготавливаемых к испытаниям, приведены на рис. 6.20. Для каждого типа конструкций проводятся два испытания. Результаты испытаний определяются как среднее из двух испытаний, если их значения не отличаются друг от друга более чем на 15 %. В противном случае испытания повторялись.

При разработке методики проведения испытаний учитывались возможные ситуации теплового воздействия очага пожара в реальных условиях на конструкции: локальное воздействие очага пожара; воздействие на конструкции лучистого теплового потока от очага пожара при отсутствии его контакта с поверхностью конструкции, совместное действие лучистого теплового потока и локального очага пожара.

Испытания материалов для покрытий полов и облицовки потолков.

В а р и а н т 1. Определяется способность материала к воспламенению и распространению пламени под воздействием локального источника зажигания с температурой 1000 °С и площадью факела пламени не более 0,15 м² (факел пламени локального источника зажигания не должен выходить за I контрольное сечение). Длительность опыта — время выхода установки на стационарный режим (определяется по показаниям термопар). Считается, что установка вышла на стационарный режим, если показания всех термопар во времени не изменяются более чем на 5 % своего среднего значения. Локальный источник зажигания при испытании напольного покрытия создается нижней угловой форсункой 1, при испытании облицовки потолка — верхней 2 (см. рис. 6.18). Если в опытах по варианту 1 материал не распространял пламя за зону действия локального источника зажигания, то его испытывают по варианту 2.

В а р и а н т 2. Определяется способность материала к воспламенению и распространению пламени при совместном воздействии контактного пламени локального источника зажигания и радиационного теплового потока от пламени пяти форсунок 3—7, обеспечивающих режим пожара в объеме огневой отсека, в соответствии со стандартом СЭВ 1000-76. Опыт считается законченным, если

пламя распространилось на всю длину образца. Если пламя не распространилось на всю длину образца, опыт считается законченным после выхода установки на стационарный режим при значении средней температуры в I контрольном сечении 600 °С, что соответствует средней температуре в очаге пожара 1000 °С.

В а р и а н т 3. Определяется способность материала к самовоспламенению и распространению пламени при воздействии радиационного теплового потока от пламени пяти форсунок, обеспечивающих режим «стандартного» пожара в объеме огневого отсека (локальный источник зажигания не работает). Длительность опыта — время выхода установки на стационарный режим при значении средней температуры в I контрольном сечении 600 °С (при воспламенении материала до полного прекращения горения образцов). Если материал при испытаниях по 1-му варианту распространяет пламя до или за IV контрольное сечение, то, согласно приведенной в таблице 6.3 классификации, он относится к 4-му классу. Если пламя распространилось до V контрольного сечения, материал относится к 5-му классу. Испытания материалов 4—5-го классов по 2-му и 3-му варианту не проводятся. Отнесение материалов к 1—3-му классу производится после проведения испытаний по 2 и 3-му варианту, по значению критической температуры.

Испытания материалов для облицовки стен (перегородок). Монтаж облицовочных материалов в испытательном отсеке производится на всю его высоту (2,5 м). Длина облицовочной поверхности со стороны расположения угловых форсунок составляет 5,3 м, с противоположной стороны — 2,2 м в соответствии с рис. 6.20 (а, г).

Облицовка стены длиной $l=5,3$ м предназначена для исследования процесса распространения пламени по поверхности при воздействии контактного источника воспламенения в различных тепловых режимах пожара. Облицовка стены длиной $l=2,2$ м предназначена для исследования воздействия на облицовочный материал только лучистого теплового потока.

В а р и а н т 1. Определяется способность облицовочного материала ($l=5,3$ м) к воспламенению и распространению пламени по поверхности от воздействия контактного пламени локального источника зажигания с температурой 1000 °С и площадью факела пламени 0,15 м² и под действием лучистого теплового потока для облицовочного материала $l=2,2$ м. Факел пламени нижней торцевой форсунки с помощью металлического насадка направляется на стену испытательного отсека с длиной облицовки $l=5,3$ м. Факел не должен заходить за первое контрольное сечение.

Испытания продолжают до выхода установки в стационарный режим или до прекращения горения облицовочного материала,

если он способен распространять пламя по своей поверхности при воздействии на него локального источника зажигания.

Если при испытании по варианту 1 пламя не доходит до IV контрольного сечения для облицовки $l=5,3$ м и не происходит ее воспламенения от воздействия лучистого теплового потока (облицовка $l=2,2$ м), эти материалы подвергаются дальнейшему испытанию по варианту 2.

В а р и а н т 2. По данному варианту испытаний определяется способность облицовочных материалов к распространению пламени по поверхности при совместном воздействии контактного пламени локального источника зажигания и лучистого теплового потока от пламени пяти форсунок, обеспечивающих режим «стандартного» пожара в огневом отсеке (облицовка $l=5,3$ м). Одновременно определяется способность к воспламенению облицовочного материала в конструкции стен от воздействия лучистого теплового потока (облицовка $l=2,2$ м).

Испытания по варианту 2 начинаются после выхода установки в стационарный режим при испытании по варианту 1 с облицовочными материалами, не отнесенными к 4-му и 5-му классу. Время испытаний — до полного выгорания облицовочного материала или прекращения его горения при выходе установки в стационарный режим при значении средней температуры в I контрольном сечении 600 °С.

Если при испытаниях по 1-му варианту материал распространяет пламя до IV контрольного сечения или за его пределы, то он относится к 4-му классу. Если материал распространяет пламя до V контрольного сечения, то он относится к 5-му классу. Материалы 4—5-го класса по 2-му варианту не испытываются. Отнесение материалов к 1-му и 3-му классу производится после проведения испытаний по 2-му варианту по значению критической температуры.

По результатам испытаний определяются: критическое значение средней температуры газовой среды $T_{кр}$, при которой по поверхности облицовочных и отделочных материалов начинается распространение пламени, зависимость скорости распространения пламени от средней температуры газовой среды или значение средней скорости распространения пламени.

При наличии явления «пробежки пламени» по поверхности облицовочных и отделочных материалов определяется среднее значение температуры газовой среды, при которой началась «пробежка пламени» и ее продолжительность.

Результаты испытаний заносятся в протокол, форма которого приведена в [3]. В протокол заносятся характерные особенности проведения материала (отслаивание, вспучивание, оплавление, выделение газов, потеря видимости и т. д.).

6.4.2. Результаты экспериментальных исследований

Испытания, проводимые по описанной в разд. 6.4.1 методике, позволяют определять характер поведения облицовочных материалов и покрытий полов для различных условий развития пожара. Испытания обладают большой степенью наглядности и достоверности. Испытания на установке «туннельная печь» позволяют получать большой спектр исходных данных, характеризующих степень пожарной опасности испытуемых материалов (характер распространения пламени, скорость распространения пламени, характер механических повреждений под тепловым воздействием очага, характер задымления и т. д.). Созданная установка и разработанная методика проведения исследований позволяют фиксировать все эти параметры в динамике теплового воздействия очага пожара. В результате экспериментальных исследований определяется зависимость скорости распространения пламени от значения температуры газовой среды в помещении, где применяются эти материалы.

Примеры таких зависимостей, полученных при проведении полигонных испытаний, показаны на рис. 6.21, 6.22. Результаты проведенных испытаний приведены в [4]. Пересечение функций $u = f(T)$ с осью средних температур позволяет определить значение критической средней температуры $T_{кр}$, которая является параметром, характеризующим горючесть (способность распространять пламя по поверхности) облицовочных и отделочных материалов. Очевидно, что при $T \leq T_{кр}$ облицовочные и отделочные материалы не будут распространять пламя по своей поверхности и при $T > T_{кр}$ будут распространять пламя со скоростью, определяемой функцией $u = f(T)$. Аналогичное значение температуры можно определить и относительно других ОФП, что позволит получить универсальное значение $T_{кр}$, определяющее границу появления превалирующего ОФП в его критическом значении. Однако следует отметить, что подавляющее большинство используемых в настоящее время облицовочных и отделочных материалов выделяет наибольшее количество токсичных продуктов и обладает наибольшей дымообразующей способностью в режиме горения. В связи с этим определение критического значения температуры по возможности распространения пламени (горючесть) во многом предопределяет анализ и по другим ОФП.

Средняя температура газовой среды является одной из выходных характеристик, определяемых при расчете температурного режима пожара в помещении, и зависит от конструктивно-планировочных характеристик помещения и условий его эксплуатации. Таким образом, определяя изменение средней температуры при пожаре

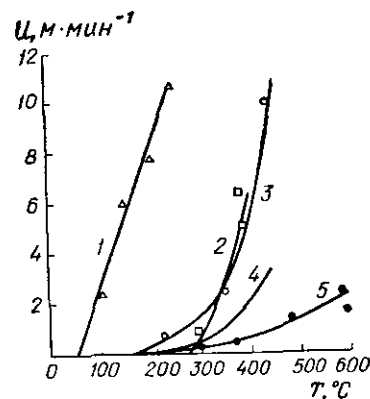


Рис. 6.21. Зависимость скорости распространения пламени и от средней температуры для покрытий полов T

●, +, □, ○, △ — экспериментальные данные; 1 — флокированный ковёр (Ашхабадский завод бытовой химии — опытный образец); 2 — динолеум ПВХ промазной, тип АТ, ТУ 480-1-17-79; 3 — трикотажное ковровое изделие (арт. 9615 ТУ 17 РСФСР 61-45-54-76); 4 — флокированный ковёр (Ашхабадский з. д. бытовой химии), ТУ 6-15-1142-78; 5 — декоративные напольные покрытия (ВДНХ СССР ТУ 6-05-1403-71)

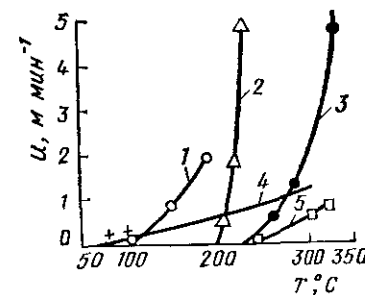


Рис. 6.22. Зависимость скорости распространения пламени и по конденсированной фазе от средней температуры для конструкций стен с облицовочными материалами T

●, +, ○, □, △ — экспериментальные данные; 1 — бумажно-слоистый декоративный пластик (ГОСТ 9590-76); 2 — то же, ТУ 400-1-18-79; 3 — «Винистен» на асбосиликатных плитах с клеем АДМ К; 4 — рейка малоусадочная декоративная ВПО «Полимерстройматериалы»; 5 — вакуумформовочные элементы из пластифицированного ПВХ НПО «Полимерстройматериалы»

в помещении расчетным путем и зная характер поведения облицовочного или отделочного материала в зависимости от величины температуры газовой среды, можно предсказать пожарную опасность того или иного материала в условиях его эксплуатации.

Результаты экспериментальных исследований характера распространения пламени по поверхности облицовочных и отделочных материалов позволили выделить отдельно покрытие полов и облицовку, отделку стен и потолков.

В ряде случаев определяющим в распространении пламени по поверхности покрытий стен и потолков является его распространение по газовой фазе, в том числе и явление «пробежки пламени», причем причиной явления «пробежки пламени» может быть как свойство самого материала выделять при различных режимах теплового воздействия горючие газообразные продукты термического разложения, так и технические условия его монтажа (характеристики клея, плотность монтажа и т. д.). Таким образом явление «про-

бежки пламени» может являться в известной мере случайным явлением, а его наличие существенно осложняет процесс моделирования, особенно в том случае, когда причиной «пробежки пламени» могут быть конструктивные особенности.

Отсутствие у конструкций полов явления «пробежки пламени» (за исключением покрытий из горючих лаков и красок) позволило результаты испытаний на установке «туннельная печь» привести в соответствие с широко известным методом «радиационная панель».

Метод «радиационной панели» не позволяет получать зависимости $u=f(T)$ и оценить характер поведения материала в условиях, приближенных к эксплуатации. Но у этого метода есть важные преимущества — он относительно прост, установка имеет малые размеры и проста в управлении. Время испытаний образцов намного меньше, чем на установке «туннельная печь». После проведения большой серии испытаний на различных конструкциях полов удалось установить функциональную зависимость выходного параметра, используемого при обработке результатов испытаний на «радиационной панели», — индекса распространения пламени I [5] и критического значения температуры газовой среды $T_{кр}$.

При вероятности $P=0,85$ зависимость $I=f(T_{кр})$ описывается соотношением

$$\lg(T_{кр}) = 2,72 - 1,13 \cdot 10^{-2} I + 4,36 \cdot 10^{-5} I^2, \quad (6.101)$$

при соответственно верхнем и нижнем доверительных пределах:

$$\lg(T_{кр}) = 2,75 - 1,01 \cdot 10^{-2} I + 5,29 \cdot 10^{-5} I^2; \quad (6.102)$$

$$\lg(T_{кр}) = 2,7 - 1,25 \cdot 10^{-2} I + 3,49 \cdot 10^{-5} I^2 \quad (6.103)$$

и остаточной дисперсией $0,8 \cdot 10^{-3}$. Обработка экспериментальных данных осуществлена в диапазоне изменения $I=5 \div 136$. Испытания проводились на установке «радиационная панель» Ленинградского филиала ВНИИПО МВД СССР.

Вид зависимостей (6.101)—(6.103) приведен на рис. 6.23.

Выбранная в качестве определяющего параметра температура газовой среды при условии известного закона теплообмена является функцией как пожароопасных характеристик материала, так и конструктивных особенностей его эксплуатации. Это становится очевидно из анализа уравнений (6.14), (6.60) и позволяет с помощью конструктивных мероприятий изменять горючесть облицовочных и отделочных материалов. Влияние толщины облицовочных материалов на их способность распространять огонь по поверхности рассматривалось в разд. 6.2.2.

Ниже приведены результаты испытаний материалов, применяемых в качестве облицовок стен с целью проверки различных конструктивных решений, приводящих к снижению пожарной опасности этих материалов. Так, пластик бумажно-слоистый декоративный

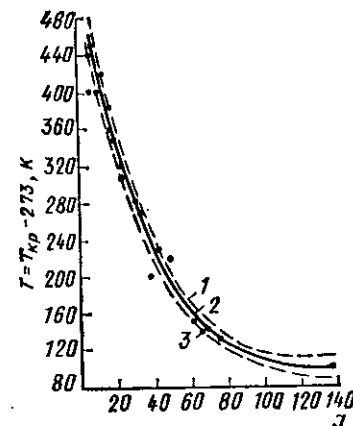


Рис. 6.23. Зависимость критической температуры $T_{кр}$ от индекса распространения пламени I для покрытий полов

— экспериментальные данные; 1 — верхний доверительный предел (6.012); 2 — математическое ожидание (6.101); 3 — нижний доверительный предел (6.103)

при испытаниях с полной высотой облицовки показал следующие результаты.

Под действием локального источника зажигания (ЛИЗ) произошло воспламенение и распространение пламени по поверхности на расстояние 0,8 м. При значении $T \geq 150^\circ\text{C}$ произошло воспламенение облицовочного материала от действия лучистого теплового потока (ЛТП). Значение критической температуры $T_{кр} = 80^\circ\text{C}$.

При испытании данного бумажно-слоистого пластика с высотой облицовки, равной $2/3H$, были получены следующие результаты. Воспламенение от действия ЛТП произошло при температуре 232°C , при действии ЛИЗ распространение пламени за зону его действия не произошло. Критическая температура несколько повысилась и стала равной 90°C .

При устройстве противопожарного разрыва шириной 1 м произошло распространение пламени до V контрольного сечения, при противопожарном разрыве 2 м распространения пламени за зону противопожарного разрыва не произошло. При этом температура в очаге составила 660°C и в I контрольном сечении 332°C . Таким образом для данного бумажно-слоистого пластика оказалось эффективным устройство противопожарного разрыва шириной не менее 2 м.

При облицовке стен пластиком бумажно-слоистым декоративным (ТУ 400-1-18-79) на высоту $3/4H$ повысилось значение критической температуры со 160 до 220°C и изменился характер зависимости $u=f(T)$. Скорость распространения пламени стала меньше по сравнению с облицовкой на всю высоту при одинаковых значениях средних температур.

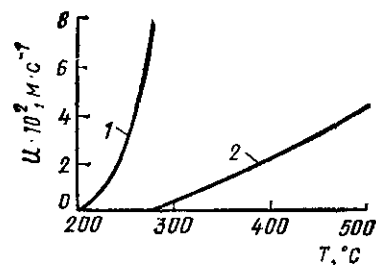


Рис. 6.24. Зависимость скорости распространения пламени u по пластику ТУ 400-1-18-79 от среднеобъемной температуры T при различной высоте облицовки

1 — $u = f(T)$ при облицовке на высоту $H=2,5$ м; 2 — $u = f(T)$ при облицовке на высоту $2/3 H$

Зависимости скорости распространения пламени от средней температуры для данного типа пластика при его облицовке на высоту H и $2/3 H$ приведены на рис. 6.24.

При устройстве противопожарного разрыва шириной 1 м распространения пламени не произошло, при этом значение средней температуры в очаге составило 750°C и в I контрольном сечении — 415°C .

Облицовка поверхности стен отделочным стеновым материалом «Винистен» на высоту $2/3 H$ повысила значение критической температуры до 250°C по сравнению со 190°C при облицовке на всю высоту. При устройстве противопожарного разрыва шириной 1 м распространения пламени за противопожарный разрыв не произошло. При этом значение средней температуры в I контрольном сечении составило 400°C .

С целью демонстрации возможности по комплексной оценке пожарной опасности облицовочных и отделочных материалов были проведены замеры концентрации СО хроматографическим методом.

Метод основан на хроматографическом разделении компонентов на колонке, заполненной активированным углем марки АГ-3, которая разделяет H_2 , СО, CH_4 .

Детектирование СО в анализируемой смеси осуществлялось комбинированным детектором по теплопроводности и теплоте сгорания.

Минимально определяемая концентрация СО составляла 0,001 %. Относительная ошибка $\pm 1\%$. Продукты разложения испытанных на установке «туннельная печь» материалов отбирались в газовые пинетки ($V=100$ мл) способом сухой прокачки. В течение опыта отбирались две пробы: в момент достижения $T \approx 70^\circ\text{C}$ (проба I) и в момент достижения фронта пламени контрольного сечения, в котором производится отбор проб (проба II). Отбор проб осуществлялся во II контрольном сечении по оси испытательного

Таблица 6.2. Содержание СО в объемных долях

№ п.п.	Испытуемый материал	Концентрация СО	
		проба I	проба II
1	Линолеум на пластификаторе ТФФ, ТУ 400-1/411-26-81, завод «Стройпластмасс»	—	0,012
2	Линолеум на пластификаторе ДФНБФФ, ТУ 400-1/411-27-82	—	0,001
3	Пластик марки А	—	0,001

отсека на расстоянии 125 см от уровня пола, что исключало влияние на продукты термического разложения испытуемых материалов продуктов горения жидкого топлива, используемого при испытаниях.

Результаты проведенных испытаний приведены в табл. 6.2.

Таким образом, определение концентраций токсичных продуктов сгорания позволяет получить дополнительные сведения о пожарной опасности материалов. Например, линолеумы на пластификаторе ТФФ и пластификаторе ДФНБФФ имеют практически одинаковые критические температуры (350 и 310°C), но с точки зрения токсичности следует отдать предпочтение второму типу линолеума.

Проведенные экспериментальные исследования позволили сделать вывод о том, что по степени пожарной опасности в условиях эксплуатации облицовочные и отделочные материалы можно разделить на пять классов, причем использование в качестве критерия значения критической температуры позволяет применить эту классификацию не только для оценки способности этих материалов распространять огонь по поверхности, но и для комплексной оценки их пожарной опасности. В этом случае значение критической температуры определяется по ведущему (определяющему) ОФП. В табл. 6.3 приведена классификация облицовочных и отделочных материалов по их пожарной опасности. В случае классификации их по распространению пламени в качестве ОФП используется их способность распространять пламя по поверхности в соответствующих интервалах температур.

Приведенная выше классификация конструкций с применением облицовочных или отделочных материалов позволяет обосновать область их применения и разрабатывать рекомендации по применению этих материалов с учетом их эксплуатации и характера теплового воздействия при возможном пожаре в помещениях, где эти материалы применяются. Основным при составлении рекомендаций является обеспечение пожарной безопасности облицовочных и отде-

Таблица 6.3. Классификация облицовочных и отделочных материалов, применяемых в конструкциях полов, стен и потолков по их пожарной опасности

Класс пожарной опасности	Характеристика класса
I	Материалы, применение которых не приводит к ОФП, превышающим их предельное значение независимо от вида и мощности применяемых при испытаниях источников зажигания
II	Материалы, применение которых приводит к превышению предельных значений ОФП при температуре выше температуры, определяющей переход локального пожара в объемный, $T_{кр} > T_{нсл}$
III	Материалы, применение которых приводит к превышению предельного значения ОФП при температуре ниже $T_{нсл}$, но выше, чем температура безопасной эвакуации людей при пожаре $T_{б.э} < T_{кр} < T_{нсл}$
IV	Материалы, применение которых приводит к превышению предельных значений ОФП при температуре выше нормальной температуры (T_n — температура газовой среды в помещениях в условиях нормальной эксплуатации): $T_n < T_{кр} \leq T_{б.э}$
V	Материалы, применение которых приводит к превышению предельных значений ОФП при нормальной температуре, $T_{кр} \leq T_n$

лочных материалов в условиях их эксплуатации. Применительно к исследуемому параметру пожарной опасности (распространение пламени по поверхности) конструкции должны удовлетворять двум основным требованиям. Они не должны быть источником возникновения пожара и не должны самостоятельно распространять пламя по своей поверхности при температурах, обеспечивающих безопасную эвакуацию людей. Этим требованиям не удовлетворяют конструкции 4-го и 5-го класса. Эти требования являются необходимыми, но недостаточными. Вторым важным требованием является недопустимость, чтобы облицовочные и отделочные материалы были путем (причиной) распространения пожара по зданию или сооружению. Это требует применения таких конструкций, особенно на путях эвакуаций, которые не распространяли бы огонь по своей поверхности за все время свободного развития пожара в очаге или за допустимые пределы. В качестве допустимого предела, в частности, может быть расстояние между дверными проемами в коридоре.

В соответствии с этим требованием без ограничений (по данному параметру) можно применять только конструкции 1-го класса. Конструкции 2-го и 3-го класса можно допустить к применению

с учетом удовлетворения их второго основного требования.

Как следует из приведенных в настоящей главе теоретических и экспериментальных исследований, характер распространения пламени по поверхности для данного вида материала зависит как от конструктивных особенностей его использования, так и от характера развития пожара (характера изменения температуры в помещении).

Подбирая соответствующие конструктивные решения или изменяя характер развития возможного пожара, для ряда материалов 2-го и 3-го класса можно добиться удовлетворения второго условия — $l_{пр} < l_g$, где $l_{пр}$ — предельное распространение пламени по поверхности, l_g — допустимое распространение пламени по поверхности.

6.5. УМЕНЬШЕНИЕ ПРЕДЕЛЬНОГО РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПЛАМЕНИ (ГОРЮЧЕСТИ) МАТЕРИАЛОВ В УСЛОВИЯХ ИХ ЭКСПЛУАТАЦИИ

6.5.1. Определение предельного распространения пламени по поверхности в условиях пожара

Расстояние, на которое возможно распространение пламени по поверхности строительных конструкций, является важной характеристикой, определяющей возможность распространения (развития) пожара по помещению или из помещения очага пожара в смежное помещение. Расстояние распространения пламени (как и скорость распространения) зависит от горючести материала, конструктивных особенностей и условий развития температурного режима в помещении, где этот материал применяется. Это становится очевидным из анализа уравнений (6.60) и (6.14).

Описанная в разд. 6.4 методика определения способности облицовочных и отделочных материалов к распространению пламени по поверхности, позволяет определять зависимость скорости распространения пламени от условий теплового воздействия очага пожара на строительные конструкции.

Проведенные экспериментальные исследования на установке, имеющей реальные размеры стандартных путей эвакуации, позволяют говорить о подобии закона теплообмена на установке и в реальных условиях и выразить характер теплового воздействия на поверхности через значение температуры газовой среды в объеме помещения. Методика экспериментальных исследований позволяет определить значение температуры газовой среды, при которой распространение пламени по поверхности прекращается, $T_{кр}$, т. е. скорость распространения пламени $u=0$. Проведенные экспериментальные и теоретические исследования изменения температуры газовой

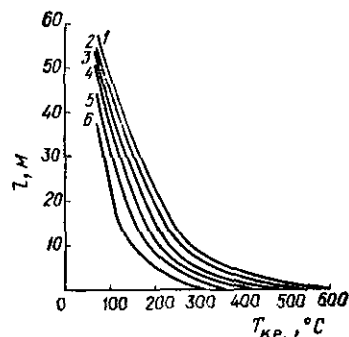


Рис. 6.25. Зависимость предельного распространения пламени от значения критической температуры $T_{кр}$ и температуры в очаге пожара T

1 — $T=1000$ °C; 2 — $T=900$ °C; 3 — $T=800$ °C; 4 — $T=700$ °C; 5 — $T=600$ °C; 6 — $T=500$ °C

среды по длине коридора с высотой 2,5—3,3 м позволили описать это изменение в виде зависимостей (6.64) и (6.94), связывающих температуру в очаге пожара с температурой в поэтажном коридоре. Эти зависимости позволяют определять распределение по длине коридора средних по сечению значений температур газовой среды в зависимости от характера развития пожара в очаге в любой момент времени развития пожара. Расстояние от плоскости дверного проема, связывающего поэтажный коридор с очагом пожара до стены, где средняя температура становится равной $T_{кр}$, будет определять расстояние, на которое распространится пламя. Это расстояние, определенное для максимальных значений среднеемных температур в очаге, будет соответствовать предельному распространению пламени. На рис. 6.25 приведена зависимость расстояния, на которое распространяется пламя по поверхности в зависимости от значений $T_{кр}$ и среднеемной температуры в очаге пожара T . Если при анализе развития пожара используется интегральный метод моделирования, проведенный в гл. 5, то значение температуры T или расстояние l можно связать с временем развития пожара t , тем самым получив данные о динамике распространения пламени. Если при определении значения температуры T взять ее максимальное значение, то значение l , определенное по рис. 6.25, будет соответствовать предельному распространению пламени.

Порядок определения предельного распространения пламени состоит в следующем.

Определяется вид возможного пожара в очаге.

Для пожаров, регулируемых вентиляцией (ПРВ) при изменении времени пожара в диапазоне $0,15 \leq t_a \leq 1,22$ и при горении пожарной нагрузки, состоящей из твердых органических топлив, максимальное значение среднеемной температуры в очаге принимается 1000 °C. Время определяется из соотношения (5.22). Для пожа-

ров, регулируемых нагрузкой (ПРН), значение максимальных среднеемных температур определяется из соотношения (3.162). В соответствии с найденным максимальным значением среднеемной температуры при свободно развивающемся пожаре и величиной $T_{кр}$ определяется значение предельного распространения пламени по данным рис. 6.25. При учете активных средств тушения пожара за максимальное значение среднеемной температуры в очаге принимается ее максимальное значение до момента локализации пожара.

Расстояние, на которое возможно распространение пламени по поверхности, зависит от значения критической температуры и температуры газовой среды в объеме помещения, где используется облицовочный материал. Уменьшение температуры газовой среды в зоне размещения материала приводит к уменьшению предела распространения. Изменять значение температуры газовой фазы в зоне размещения можно за счет изменения динамики пожара в очаге (см. разд. 6.5.2) или за счет монтажа облицовочного материала в зонах пониженных температур, принимая во внимание характер их изменения в коридорах (рис. 6.11).

Распространения пламени по поверхности облицовочных материалов не будет происходить, если эти материалы смонтированы на высоте, где значение средней температуры T_a не превышает значения критической температуры. Значение высоты облицовки, при которой не произойдет распространения пламени по поверхности, можно определить, используя зависимость (6.67) или данные рис. 6.11, где вместо величины T_a берется значение $T_{кр}$, тогда величина h будет соответствовать искомой высоте. Увеличение высоты облицовки приведет к распространению пламени по поверхности с расстоянием распространения тем большим, чем больше высота облицовки, и равным предельному распространению при высоте облицовки $h_{об} = H$. Таким образом, изменяя высоту монтажа облицовочного материала для различных условий возможного пожара, в очаге можно добиться конструктивным путем различных пределов распространения пламени. На рис. 6.26—6.30 приведена зависимость предельного распространения пламени по поверхности облицовочных материалов с различными значениями $T_{кр}$ от возможных значений максимальных среднеемных температур в очаге пожара и высоте облицовки.

Порядок определения предельного распространения пламени по поверхности в зависимости от высоты облицовки состоит в следующем.

Из анализа проектной документации или результатов натурного обследования в соответствии с методикой, изложенной выше, определяется вид возможного пожара в помещениях, примыкающих

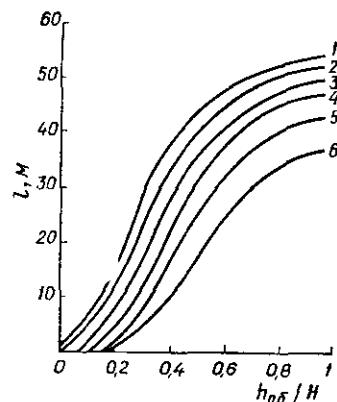


Рис. 6.26. Зависимость предельного распространения пламени по поверхности облицовочного материала с $T_{кр}=70^{\circ}\text{C}$ от высоты его облицовки

1 — $T=1000^{\circ}\text{C}$; 2 — $T=900^{\circ}\text{C}$; 3 — $T=800^{\circ}\text{C}$; 4 — $T=700^{\circ}\text{C}$; 5 — $T=600^{\circ}\text{C}$; 6 — $T=500^{\circ}\text{C}$; H — высота помещения; T — среднееобъемная температура в очаге пожара

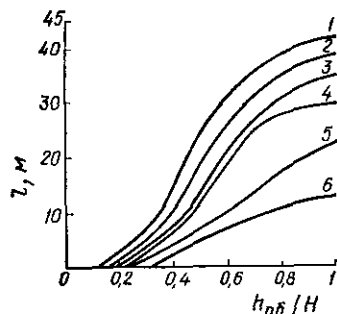


Рис. 6.27. Зависимость предельного распространения пламени по поверхности облицовочного материала с $T_{кр}=120^{\circ}\text{C}$ от высоты его облицовки

1 — $T=1000^{\circ}\text{C}$; 2 — $T=900^{\circ}\text{C}$; 3 — $T=800^{\circ}\text{C}$; 4 — $T=700^{\circ}\text{C}$; 5 — $T=600^{\circ}\text{C}$; 6 — $T=500^{\circ}\text{C}$; H — высота помещения; T — среднееобъемная температура в очаге пожара

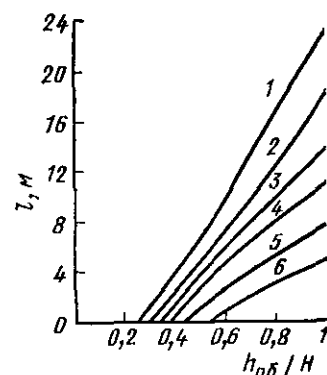


Рис. 6.28. Зависимость предельного распространения пламени по поверхности облицовочного материала с $T_{кр}=200^{\circ}\text{C}$ от высоты облицовки

1 — $T=1000^{\circ}\text{C}$; 2 — $T=900^{\circ}\text{C}$; 3 — $T=800^{\circ}\text{C}$; 4 — $T=700^{\circ}\text{C}$; 5 — $T=600^{\circ}\text{C}$; 6 — $T=500^{\circ}\text{C}$; H — высота помещения; T — среднееобъемная температура в очаге пожара

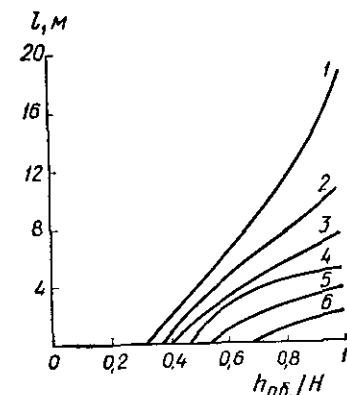
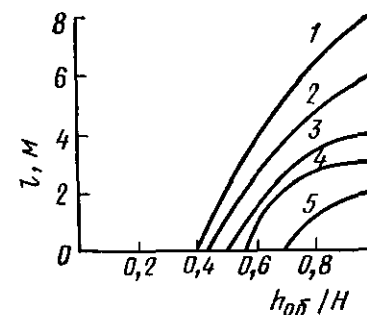


Рис. 6.29. Зависимость предельного распространения пламени по поверхности облицовочного материала с $T_{кр}=250^{\circ}\text{C}$ от высоты его облицовки (значения температур те же, что и на рис. 6.28)

Рис. 6.30. Зависимость предельного распространения пламени по поверхности облицовочного материала с $T_{кр}=300^{\circ}\text{C}$ от высоты его облицовки

1 — $T=1000^{\circ}\text{C}$; 2 — $T=900^{\circ}\text{C}$; 3 — $T=800^{\circ}\text{C}$; 4 — $T=700^{\circ}\text{C}$; 5 — $T=600^{\circ}\text{C}$



к путям эвакуации, где используется в качестве облицовки анализируемый материал. В зависимости от вида возможного пожара в помещениях определяются значения максимальной среднееобъемной температуры в очаге: для ПРВ из соотношения (5.77), для ПРН — из (3.162). В случае если определяющие параметры для ПРВ (продолжительность пожара t_n и количество пожарной нагрузки g) в анализируемом помещении выходят за пределы значений проведенного в гл. 5 численного эксперимента, необходимо проводить расчет температурного режима по методу, изложенному в гл. 5.

Среднее значение температуры в сечении дверного проема из очага пожара в коридор определяется как $T_n=0,6T$. задается значение высоты облицовки $h_{об}$, по данным рис. 6.11 или соотношения (6.67) для значения безразмерной высоты облицовки h/H , где принимается $h=h_{об}$, определяются отношение средней температуры в сечении на высоте $h_{об}$ к средней температуре в сечении на полной его высоте $T_{h_{об}}/T_n=a$ и значение средней температуры в сечении на высоте $h_{об}$, $T_{h_{об}}=aT_n$. Определяется значение $T_{кр}/T_{h_{об}}$ и по данным соотношений (6.64) или (6.94) рассчитывается величина предельного распространения пламени. Изменяя высоту облицовки и применяя облицовку с различными значениями $T_{кр}$ для соответствующего температурного режима пожара в очаге, можно добиться значения предельного распространения пламени, не превышающего допустимые значения. В ряде случаев аналогичного эффекта можно добиться и изменяя температурный режим пожара в очаге за счет соответствующего ограничения количества пожарной нагрузки в помещении.

6.5.2. Уменьшение горючести облицовочных и отдельных материалов за счет ограничения пожарной нагрузки

Большое практическое значение имеет использование горючих и трудногорючих материалов в качестве отделки, необходимой для соблюдения правильной технологии эксплуатации объектов. Это главным образом относится к спортивным сооружениям, где в их зальных помещениях применяются в качестве отделочных материалов синтетические покрытия беговых дорожек, игровых полей и т. д.

Применение таких материалов в зальных помещениях спортивных сооружений (и им подобных) необходимо для их правильной эксплуатации и ставит перед специалистами, занимающимися пожарной профилактикой, дополнительные задачи, связанные с обеспечением пожарной безопасности таких конструкций.

Одним из способов уменьшения пожарной опасности горючих и трудногорючих отделочных (облицовочных) материалов является ограничение пожарной нагрузки в помещениях, где используются материалы (конструкции), способные при определенных условиях распространять огонь по своей поверхности. Метод основан на определении допустимого количества пожарной нагрузки, при горении которой максимальное значение средисобъемной температуры в помещении не будет превышать его критического значения.

Допустимое количество пожарной нагрузки определяется как сумма постоянной и временной пожарных нагрузок. В постоянную пожарную нагрузку включаются горючие и трудногорючие детали технологического оборудования (системы вентиляции, электрооборудования и т. д.), а также часть конструкций пола (способных при определенных условиях распространять огонь по своей поверхности), на которой расположена временная пожарная нагрузка.

Во временную пожарную нагрузку включаются обращающиеся в процессе эксплуатации помещений в соответствии с их назначением горючие и трудногорючие вещества, материалы и технологические изделия (стулья, столы, спортивные снаряды и оборудование и т. д.) в количествах, максимально необходимых для обеспечения процесса эксплуатации помещения в период наивысшего их скопления. Значение $T_{кр}$ определяется по показателю пожарной опасности — первому, достигнутому предельного значения. В частности, по возможности распространять пламя по поверхности (горючести) критическое значение определяется значением температуры, при которой конструкция способна распространять пламя по поверхности за зону действия очага пожара.

Изменение температурного режима возможного пожара в поме-

щениях, различных по конструктивно-планировочным решениям, и при разных значениях пожарной нагрузки определялось расчетным путем по изложенному в гл. 5 методу «интегрального» моделирования. Численные эксперименты проводились в следующих интервалах изменения основных исходных параметров:

объем помещений $V=1 \cdot 10^4$ — $30 \cdot 10^4$ м³;

высота помещения $H=3$ — 25 м;

отношение суммарной площади проемов к площади пола $\Pi=0 \div 0,4$.

Результаты анализа численных экспериментов приведены в инструкции [3].

Порядок определения допустимого количества пожарной нагрузки в помещениях для известного значения $T_{кр}$ конструкции состоит в следующем.

По анализу проектного решения или натурных исследований определяются необходимые для расчета конструктивно-планировочные характеристики исследуемого помещения: средняя высота помещения H , объем помещения V , величина проемности Π .

В соответствии с найденными значениями V и Π определяется величина удельной критической плотности пожарной нагрузки $g_{к.кр}$ [2]. По данным рис. 6.31 определяется значение максимальной средисобъемной температуры в помещении с объемом V , проемностью Π и высотой $H=10$ м при количестве удельной пожарной нагрузки, равной $g_{к.кр}$ ($T_{м.10}$). По графику, приведенному на рис. 6.32, определяется отношение максимальных температур в помещении высотой H к помещению с $H=10$ при $V=1 \cdot 10^4$. По данным рис. 6.33 определяется поправка к температуре ΔT , учитывающая отличие объема помещения V от значения $1 \cdot 10^4$ м³. Максимальное значение температуры при пожаре в помещении с параметрами V , Π и H определяется по соотношению

$$T_m = T_{м.10} \left[\left(\frac{T_m}{T_{м.10}} \right)_{V=10^4} \pm \Delta T \right]. \quad (6.104)$$

С использованием данных рис. 6.34 определяется расчетное допустимое удельное значение пожарной нагрузки с $Q_H^p = 13\,827$ кДж·кг⁻¹ по соотношению

$$g_k = g_{к.кр} \left(\frac{T_{кр}}{T_m} \right). \quad (6.105)$$

Если определенное значение $T_m < T_{кр}$, значение расчетной допустимой удельной пожарной нагрузки берется равной ее критическому значению $g_k = g_{к.кр}$. Расчетное значение допустимого количества пожарной нагрузки из материалов с $Q_H^p \neq 13\,827 \cdot 10^3$ кДж·кг⁻¹ определяется из выражения

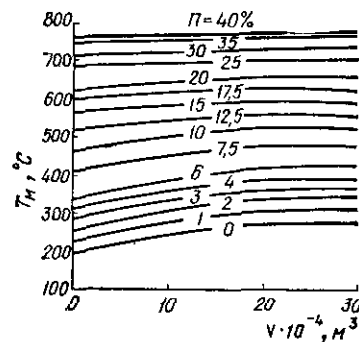


Рис. 6.31. Номограмма для определения значения максимальной среднеобъемной температуры T_m при пожаре в помещениях $H=10$ м

V — объем помещения; H — высота помещения

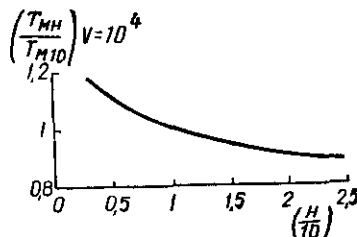


Рис. 6.32. Зависимость $\left(\frac{T_{mn}}{T_{m10}}\right)_{V=10^4} = f\left(\frac{H}{10}\right)$ для определения максимальной среднеобъемной температуры при пожаре в помещениях высотой H и $V=10^4$ м³

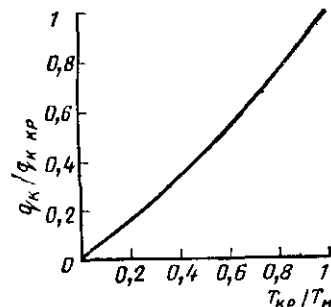


Рис. 6.33. Номограмма для определения ΔT

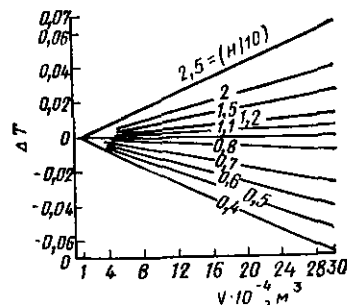


Рис. 6.34. Зависимость $\left(\frac{g_k}{g_{кр}}\right) = f\left(\frac{T_{кр}}{T_m}\right)$ для определения допустимой удельной пожарной нагрузки с $Q_n^p = 13827$ кДж·кг⁻¹

$$g_{ки} = \frac{g_n \cdot 13,82 \cdot 10^3}{Q_{ni}^p} \quad (6.106)$$

Допустимое количество пожарной нагрузки определяется как

$$g_{к.д} = 0,8 g_{ки} \quad (6.107)$$

При наличии в помещении K видов пожарной нагрузки допустимое их значение определяется из выражения

$$\sum_{i=1}^K g_{ки} Q_{ni}^p \leq 11,1 g_{к.д} \cdot 10^3 \quad (6.108)$$

В этом случае допускаются любые количественные сочетания из K материалов. Необходимым и достаточным условием является соблюдение условий соотношения (6.108).

В табл. 6.4 приведены результаты расчета допустимого количества пожарной нагрузки для ряда типичных залов помещений спортивных сооружений с использованием в качестве покрытий полов искусственного газона футбольного поля типа «Полиграс» и синтетического покрытия «Спортан».

Критическим значением среднеобъемной температуры в помещении является температура $T_{кр1}$, при которой по поверхности покрытий полов начинается распространение огня, или (при наличии в помещениях устройств, предотвращающих нагрев покрытия пола при возникновении пожара) температура $T_{кр2}$, при которой возможно самовоспламенение покрытия, или скорость распространения огня по поверхности имеет максимальное значение (если покрытие не способно к самовоспламенению).

При расчетах в качестве критической температуры для напольного покрытия «Полиграс» является температура $T_{кр1} = 120$ °С, для «Спортана» — $T_{кр2} = 480$ °С.

Таблица 6.4. Основные характеристики спортивных залов и допустимое количество пожарной нагрузки, эквивалентное древесине с $Q_n^p = 1,38 \cdot 10^3$ кДж·кг⁻¹

Наименование	Размеры $a \times b \times H$, м	Объем $V \cdot 10^{-4}$, м ³	Проемность Π , %	Характеристика напольного покрытия	Допустимое количество пожарной нагрузки, кг	Допустимое количество удельной нагрузки g , кг·м ⁻²
Манеж легкоатлетический	130×42×9	4,39	14,6	«Спортан»	59 600	10,8
Манеж футбольный	110×70×15	11,55	19	«Полиграс»	21 500	2,8
Зал игровой универсальный	42×24×10	1	31	«Спортан»	13 900	13,9
Крытый стадион	65×35×15	3,41	9,2	»	25 000	11
Манеж легкоатлетический	112×80×25	22,4	7,4	«Полиграс»	20 700	2,3
Манеж легкоатлетический	130×36×8	3,74	10,9	«Спортан»	46 000	9,83

Значения критических температур взяты по результатам проведенных испытаний в соответствии с методикой, описанной в разд. 6.4.1.

В случае применения напольного покрытия «Спортан» в качестве критической температуры принята температура его возможного самовоспламенения. Это покрытие допускается эксплуатировать при допустимой пожарной нагрузке в количествах, приведенных в табл. 6.4, при наличии устройств систем первичного пожаротушения, предотвращающих нагрев покрытия при возникновении пожара.

6.5.3. Оценка пожарной опасности явления «пробежки пламени» и определение величины противопожарного разрыва

В практике часто встречается распространение пламени по газовой фазе без последующего загорания основы. Такой вид распространения пламени по облицовочным и отделочным материалам характеризуется большой скоростью распространения пламени (несколько метров в секунду) и относительно непродолжительным временем. Обычно время пробежки измеряется несколькими секундами и в большинстве случаев встречается при использовании лакокрасочных материалов, полимерных пленочных покрытий и т. п. Оценка опасности «пробежки пламени» имеет большое практическое значение, поскольку от этого в большинстве случаев зависит возможность применения лакокрасочных изделий и некоторых облицовочных материалов. Так как лакокрасочные материалы применяются на путях эвакуации, то пожарную опасность «пробежки пламени» будем оценивать по двум направлениям: пожарная опасность с точки зрения эвакуации людей и с точки зрения возможности распространения пожара по лакокрасочным и облицовочным материалам.

Для обеспечения безопасной эвакуации людей «пробежка пламени» любой продолжительности недопустима, поскольку даже в силу малой продолжительности она может быть неопасна по тепловому воздействию, но будет опасна как источник возникновения паники.

С точки зрения обеспечения безопасной эвакуации людей, конструкции на путях эвакуации не должны распространять пламя по своей поверхности (в том числе и не должно быть «пробежки пламени» любой продолжительности) при температурах, равных и меньших температуры, при которой обеспечивается безопасная эвакуация людей при пожаре.

Гораздо сложнее оценка влияния «пробежки пламени» на характер распространения пожара по помещению и зданию. Очевидно, «пробежка пламени» не всякой продолжительности повлечет за собой быстрое развитие пожара.

Рассмотрим в этом аспекте опасность «пробежки пламени» по горючим облицовочным материалам. Как уже отмечалось, «пробежка пламени» — это распространение пламени по горючим продуктам пиролиза облицовочного материала. «Пробежка пламени» происходит со скоростями, намного большими, чем распространение пламени по конденсированной фазе. В достаточно короткий промежуток времени вся поверхность облицовочного материала или его большая часть будет закрыта горящими газами.

Степень опасности этого состояния облицовочного материала будет зависеть от того, успеет поверхность конденсированной фазы нагреться до температуры воспламенения за время «пробежки пламени» или нет. Если конденсированная фаза облицовочного материала успеет воспламениться от воздействия горящих газов, то опасность «пробежки пламени» будет очевидна. Возможность воспламенения конденсированной фазы зависит от времени «пробежки пламени», начальной температуры поверхности, свойств облицовочного материала и температуры горящих газов, нагревающих эту поверхность.

Определим допустимое время «пробежки пламени», используя следующие соображения. Как правило, облицовочные материалы используются на массивных негорючих основаниях, толщина которых намного больше толщины самой облицовки. К моменту начала «пробежки пламени» и до момента его окончания основа, на которой смонтирована облицовка, не прогревается на всю глубину.

Предположим, что распределение температуры по толщине конструкции подчиняется следующему закону:

$$T = a + by + cy^2, \quad (6.109)$$

где y — координата, нормальная к поверхности.

Определим коэффициенты полинома (6.109), используя следующие граничные условия:

$$\left. \begin{aligned} \text{при } y = 0 \quad & -\lambda_M \frac{dT}{dy} \Big|_{y=0} = q_w; \\ \text{при } y = \delta, \text{ где } \delta = f(t); \quad & T = T_0, \quad -\lambda_{M0} \frac{dT}{dy} \Big|_{y=\delta} = 0. \end{aligned} \right\} \quad (6.110)$$

После ряда преобразований определяем значения коэффициентов:

$$a = T_0 + \frac{q_w \delta}{2\lambda_M}; \quad b = -\frac{q_w}{\lambda_M}; \quad c = \frac{q_w}{2\lambda_M \delta}, \quad (6.111)$$

что приводит к следующему выражению для определения профиля температуры в массиве конструкции:

$$T = T_{w0} + \frac{q_w \delta}{2\lambda_M} - \frac{q_w}{\lambda_M} y + \frac{q_w}{2\lambda_M \delta} y^2. \quad (6.112)$$

Изменение температуры на поверхности облицовочного материала определяется из (6.112) при $y=0$

$$T_w = T_{w0} + \frac{q_w \delta}{2\lambda_M}. \quad (6.113)$$

В выражении (6.113) T_{w0} — температура поверхности облицовочного материала в момент возникновения «пробежки пламени», $t=0$; δ — толщина прогрева конструкции, является функцией продолжительности «пробежки пламени» и зависит от условий развития пожара и, в частности, от времени возникновения «пробежки пламени»:

$$\delta = \delta_0 + \delta_t, \quad (6.114)$$

где δ_0 — глубина прогрева конструкции в момент возникновения пробежки пламени, м; δ_t — прогрев конструкции за время пробежки пламени, м.

Глубину прогрева конструкции к моменту возникновения «пробежки пламени» определим из (6.29)

$$\delta_0 = \left[\frac{2a_{k0}(T_{w0} - T_0)}{T_0} t_{\Pi} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (6.115)$$

где T_{w0} — температура поверхности облицовки, при которой возникла «пробежка пламени», К; T_0 — начальная температура поверхности, равная температуре обогреваемой поверхности, К; t_{Π} — время прогрева конструкции до возникновения «пробежки пламени», с; a_{k0} — коэффициент температуропроводности конструкции, $\text{м}^2 \cdot \text{с}^{-1}$.

Коэффициент температуропроводности конструкции определим из следующего выражения:

$$a_{k0} = \frac{\delta_0^2}{\left(\frac{\delta_M}{\lambda_M} + \frac{\delta_0 - \delta_M}{\lambda_{oc}} \right) [\rho_M \delta_M c_{pM} + \rho_{oc} (\delta - \delta_M) c_{poc}]}, \quad (6.116)$$

где индекс «м» относится к материалу, «ос» — к основе.

Глубина прогрева конструкции за время «пробежки пламени» определится из выражения

$$\delta_t = \left[\frac{2a_k(T_B - T_{w0})}{T_{w0}} t \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (6.117)$$

В общем случае значение коэффициента температуропроводности определяется из соотношения

$$a_k = \frac{\delta^2}{\left(\frac{\delta_M}{\lambda_M} + \frac{\delta - \delta_M}{\lambda_{oc}} \right) [\rho_M \delta_M c_{pM} + \rho_{oc} (\delta - \delta_M) c_{poc}]}. \quad (6.118)$$

Поскольку «пробежка пламени» происходит непродолжительный промежуток времени, можно принять, что $a_{k0} \approx a_k$.

Общая глубина прогрева конструкции определится из соотношения

$$\delta = \left[\frac{2a_{k0}(T_{w0} - T_0)}{T_0} t_{\Pi} \right]^{\frac{1}{2}} + \left[\frac{2a_k(T_B - T_{w0})}{T_{w0}} t \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (6.119)$$

Подставив соотношение (6.119) в (6.113), после несложных преобразований получим продолжительность «пробежки пламени», которая может привести к загоранию конденсированной фазы на поверхности облицовочного материала

$$t_b = \frac{\left\{ (T_B - T_{w0}) - \frac{q_{w0}}{2\lambda_M} \left[\frac{2a_{k0}(T_{w0} - T_0)}{T_0} t_{\Pi} \right]^{\frac{1}{2}} \right\}^2 4\lambda_M T_{w0}}{2q_{w0}^2 a_{k0}(T_B - T_{w0})}. \quad (6.120)$$

Таким образом, если продолжительность «пробежки пламени» будет меньше времени t_b , определяемой из (6.120), то это не приведет к воспламенению конденсированной фазы. При условии, что $t > t_b$, «пробежка пламени» перейдет в горение конденсированной фазы, что существенно повлияет на процесс развития пожара.

Из уравнения (6.120) легко получить предельное значение плотности теплового потока, при величине которого на поверхности конструкции разницы во времени возникновения «пробежки пламени» и загорания конденсированной фазы будет стремиться к нулю ($t_b \rightarrow 0$):

$$q_w^{пр} = \frac{2(T_B - T_{w0})\lambda_M}{\left[\frac{2a_{k0}(T_{w0} - T_0)}{T_0} t_{\Pi} \right]^{\frac{1}{2}}}. \quad (6.121)$$

Как видно из (6.120) и (6.121), уменьшение плотности теплового потока при его значениях $q_w < q_w^{пр}$ приводит к увеличению значения t_b , т. е. к увеличению допустимого времени «пробежки пламени». Уменьшения эффективной плотности теплового потока на поверхности отделочных и облицовочных материалов в условиях пожара при их применении на путях эвакуации можно достичь за счет снижения температуры горячих газов, воздействующих на эти поверхности.

В ряде случаев применение горючих облицовочных и отделочных материалов может быть обосновано по рассматриваемому параметру пожарной опасности при устройстве противопожарных разрывов в конструкциях с применением горючих облицовочных материалов на негорючем основании.

Необходимую ширину противопожарных разрывов можно определить, используя соотношение (6.120).

Ширина противопожарных разрывов должна выбираться такой, чтобы расчетная продолжительность «пробежки пламени» t_b была

больше, чем время горения соседней секции конструкции с облицовочным материалом. Очевидно, что применение ширины противопожарного разрыва приводит к уменьшению плотности теплового потока, воздействующего на негорящую секцию облицовочного материала и к увеличению допустимой продолжительности «пробежки пламени».

Таким образом, устройство противопожарных разрывов необходимой ширины может явиться одним из способов применения труднотеплосгорающих облицовочных материалов, обеспечивающих нераспространение пожара в смежные помещения.

Порядок определения необходимой ширины противопожарного разрыва рассмотрим на следующем примере. В коридоре предполагается использовать облицовочный материал толщиной $2 \cdot 10^{-3}$ м, $\rho_m = 1180 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$; $\lambda_m = 0,2 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$; $c_{pm} = 0,88 \text{ кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$; $T_b = 350^\circ \text{C}$. В результате проведенных испытаний было определено, что при $T = 275^\circ \text{C}$ происходит «пробежка пламени» в течение 5 с, которая переходит в горение конденсированной фазы в течение 35 с. Общее время горения составило 40 с. Определим ширину противопожарного разрыва, обеспечивающего нераспространение пожара. Облицовочный материал монтируется на стене, выполненной из бетона $\rho_{oc} = 2300 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}$; $\lambda_{oc} = 1,28 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$; $c_{poc} = 1,13 \text{ кДж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{К}$. Возможный очаг пожара в комнате $F = 36 \text{ м}^2$, $\Pi = 33\%$, $g = 40 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-2}$.

Используя разработанные в гл. 5 методы расчета температурно-режима пожара в помещениях, определяем изменение среднеемной температуры и средней температуры поверхности стен в помещении. Изменение искомых параметров приведено на рис. 6.35. Используя полученное из экспериментов соотношение [1] $T_n = 0,6T$, определяем, что при значении в коридоре $T_n = 275^\circ \text{C}$ среднеемная температура в очаге пожара $T = T_n \frac{1}{0,6} = 458^\circ \text{C}$. Из данных рис. 6.35 находим, что такое значение среднеемной температуры в помещении наступит через 2,5 мин (без учета начальной стадии пожара). Используя соотношения (6.115) и (6.116), определяем глубину прогрева конструкции

$$\delta_0 = \left\{ 2 \left[\frac{\delta_0^2}{\left(\frac{2 \cdot 10^{-3}}{0,2} + \frac{\delta_0 - 2 \cdot 10^{-3}}{1,28} \right) [1180 \cdot 2 \cdot 10^{-3} \cdot 0,88 \cdot 10^3 + 2300 (\delta_0 - 2 \cdot 10^{-3})] 1,13 \cdot 10^3} \right] (348 - 293) 2,5 \cdot 60 \frac{1}{293} \right\}^{\frac{1}{2}}.$$

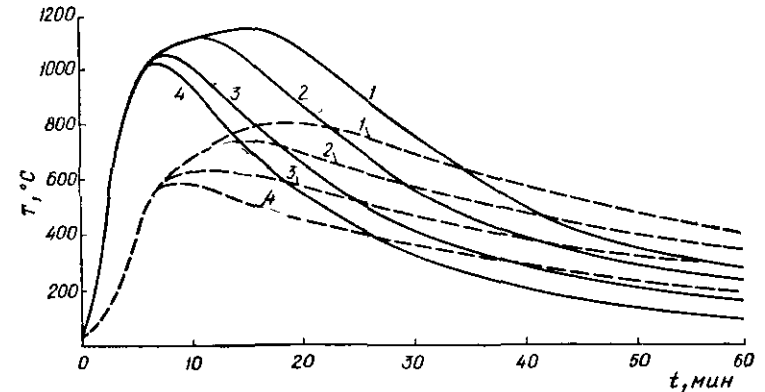


Рис. 6.35. Изменение температуры при пожаре в помещении $S = 36 \text{ м}^2$, $H = 2,5 \text{ м}$, $\Pi = 33\%$

— — — среднеемная температура; — — — средняя температура стен;
1 — $g = 60 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-2}$; 2 — $g = 50 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-2}$; 3 — $g = 40 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-2}$; 4 — $g = 30 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-2}$

Решение приведенного уравнения дает значение $\delta_0 = 7 \cdot 10^{-3} \text{ м}$. Определяется значение коэффициента температуропроводности по соотношению (6.116)

$$\alpha_k = \frac{(7 \cdot 10^{-3})^2}{\left(\frac{2 \cdot 10^{-3}}{0,2} + \frac{7 \cdot 10^{-3} - 2 \cdot 10^{-3}}{1,28} \right) [1180 \cdot 2 \cdot 10^{-3} + 2300 \times (7 \cdot 10^{-3} - 2 \cdot 10^{-3})] 1,13 \cdot 10^3} = 0,23 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2 \cdot \text{с}^{-1}.$$

На рис. 6.36 приведены зависимости глубины прогрева и значения коэффициента температуропроводности прогретого участка от времени прогрева для рассматриваемых условий. Очевидно, что значение времени прогрева для рассматриваемой характеристики помещения будет зависеть от пожароопасных характеристик облицовочного материала (в частности, температуры его воспламенения).

Определим эффективный тепловой поток от горячих газов к поверхности облицовки при следующих условиях теплообмена. Степень черноты поверхности облицовочного материала и горячих газов примем соответственно $\epsilon_w = 0,6$ и $\epsilon_r = 0,45$. Расчет плотности теплового потока производится согласно методам, изложенным в гл. 4.

Результаты расчета эффективного теплового потока представлены на рис. 6.37. Проведенные исследования по определению распределения температуры горячих газов в коридоре позволяют определить зависимость температуры горячих газов от длины негорючей

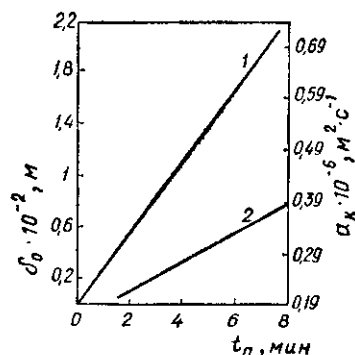


Рис. 6.36. Изменение глубины прогрева δ_0 и коэффициента температуропроводности α_k от времени прогрева

1 — глубина прогрева; 2 — коэффициент температуропроводности; t_n — время прогрева

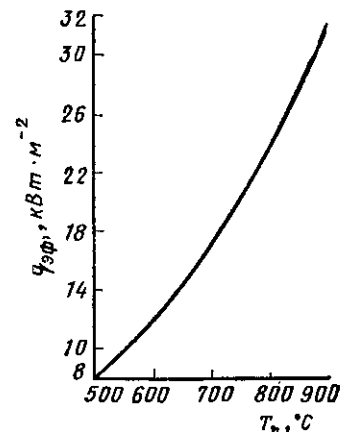


Рис. 6.37. Зависимость плотности эффективного теплового потока $q_{эф}$ от температуры горячих газов T_g

части конструкции, которую они омывают. Такая зависимость проведена на рис. 6.10, где указано падение температуры горячих газов по длине коридора, что связано с передачей тепла от горячих газов к холодным и негорючим конструкциям.

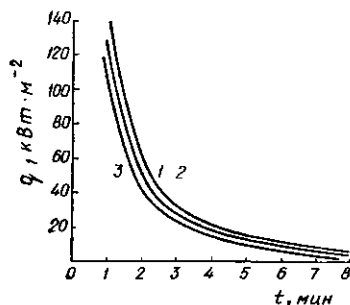


Рис. 6.38. Предельная плотность теплового потока q для облицовочного материала с различной температурой воспламенения T_B

1 — $T_B = 400^\circ\text{C}$; 2 — $T_B = 350^\circ\text{C}$; 3 — $T_B = 300^\circ\text{C}$; t — время прогрева

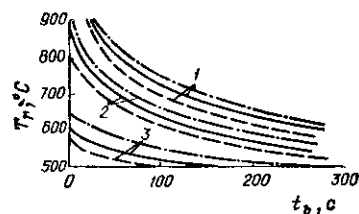


Рис. 6.39. Номограмма для определения времени «пробежки» пламени — t_B

— — — — — $T_B = 400^\circ\text{C}$; — — — — — $T_B = 350^\circ\text{C}$; — — — — — $T_B = 300^\circ\text{C}$; 1 — время прогрева $t = 1$ мин; 2 — время прогрева $t = 2,5$ мин; 3 — время прогрева $t = 5$ мин; T_g — температура горячих газов

Совместный анализ рис. 6.37 и 6.10 позволяет определить изменение эффективного теплового потока по длине поэтажного коридора.

На рис. 6.38 приведено расчетное значение предельной плотности теплового потока, определенное по соотношению (6.121) для облицовочных материалов с различным значением температуры их воспламенения в зависимости от времени прогрева для условий рассматриваемого пожара.

При значении плотности эффективного теплового потока меньшем, чем предельное его значение, на поверхности облицовочного материала может возникнуть «пробежка пламени», которая перейдет в горение конденсированной фазы только при продолжительности «пробежки пламени», равной t_b или большей. Значение t_b определяется из (6.120). Если продолжительность «пробежки пламени» меньше, чем определенное значение t_b , то загорания конденсированной фазы от воздействия горячих газов, образующихся при «пробежке пламени», не произойдет. На рис. 6.39 приведена номограмма, позволяющая определить значение продолжительности «пробежки пламени» t_b , приводящей к загоранию конденсированной фазы в зависимости от времени нагрева конструкции при воздействии очага пожара в помещении и температуры горячих газов, возникших от «пробежки пламени» (или локального загорания облицовочного материала).

Изложенный метод определения предельной продолжительности «пробежки пламени» позволяет решать вопрос об оптимальных размерах противопожарных разрывов при использовании труднгорючих облицовочных материалов. Противопожарные разрывы, которые в ряде случаев целесообразно предусматривать при использовании облицовочных материалов, служат своеобразным стоком тепла и уменьшают температуру горячих газов, возникающих при загорании облицовочных материалов.

Изменяя ширину противопожарных разрывов, можно добиться различных предельных значений продолжительности «пробежки пламени». Зная значение среднеобъемной температуры, при которой загорается облицовка, и время ее горения, при известном законе распределения температуры горячих газов по длине помещения можно определить необходимую ширину противопожарного разрыва, предотвращающего распространение огня по облицовочным материалам.

На рис. 6.40 представлена номограмма для определения ширины противопожарного разрыва для рассматриваемого условия развития пожара.

Как следует из приведенной номограммы, для облицовочного материала, воспламенение которого происходит при среднеобъемной

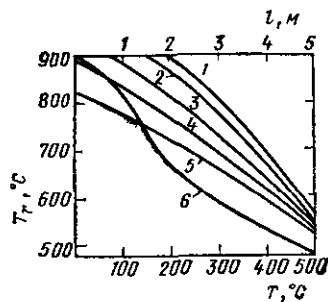


Рис. 6.40. Номограмма для определения ширины противопожарного разрыва l для облицовочного материала с $T_{\text{в}} = 350^\circ\text{C}$

1 — продолжительность горения облицовочного материала $t=5$ с; 2 — продолжительность горения облицовочного материала $t=10$ с; 3 — продолжительность горения облицовочного материала $t=20$ с; 4 — продолжительность горения облицовочного материала $t=40$ с; 5 — продолжительность горения облицовочного материала $t=60$ с; 6 — зависимость температуры горячих газов от ширины противопожарного разрыва в коридоре; T — среднееобъемная температура; $T_{\text{г}}$ — температура горячих газов

температуре $T=275^\circ\text{C}$ и горение в течение 40 с, противопожарный разрыв необходим шириной не менее 1,75 м.

При возникновении «пробежки пламени» от лакокрасочных, пленочных и тому подобных материалов, нанесенных на негорючее основание, допустимое время «пробежки пламени» можно определить исходя из условия возможного загорания оборудования или материалов, на которые пламя будет оказывать тепловое воздействие, причем допустимое время «пробежки пламени» должно быть меньше, чем расчетное время:

$$t_b = Q/q, \quad (6.122)$$

где Q — количество теплоты, необходимой для воспламенения материала, $\text{кДж}\cdot\text{м}^{-2}$; q — плотность теплового потока, воздействующего на материал, $\text{кВт}\cdot\text{м}^{-2}$.

Используя данные о минимальной интенсивности облучения для материалов с различной температурой воспламенения и методы расчета плотности подающих лучистых потоков, разработанные в гл. 4, можно получить значение предельного времени «пробежки пламени» в зависимости от места расположения материала.

При известной скорости выгорания лакокрасочных покрытий, нанесенных на строительные конструкции, можно определить допустимое количество этих покрытий на 1 м^2 строительных конструкций

$$G = Mt_b, \quad (6.123)$$

где G — допустимое количество лакокрасочных покрытий на 1 м^2 строительных конструкций, $\text{кг}\cdot\text{м}^{-2}$; M — скорость выгорания, $\text{кг}\cdot\text{м}^{-2}\cdot\text{с}^{-1}$; t_b — предельное время «пробежки пламени», с.

Таким образом, предложенный метод расчета параметров, характеризующих «пробежку пламени» по горючим лакокрасочным и пленочным облицовочным материалам, позволяет дифференцированно нормировать их применение с учетом конструктивно-планировочных решений зданий и помещений.

Глава 7. РАСЧЕТ ТЕРМОГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ПРИ РАЗВИТИИ ПОЖАРА В ПОМЕЩЕНИЯХ С ПРОЕМАМИ

7.1. ГАЗООБМЕН ПОМЕЩЕНИЯ С АТМОСФЕРОЙ ЧЕРЕЗ ДВА ПРОЕМА ПРИ ПОЖАРЕ

Выше был рассмотрен и исследован газообмен помещений, имеющих один прямоугольный проем или два далеко разнесенных по вертикали проема.

Здесь анализируется газообмен помещения через два произвольно расположенных проема.

Рассмотрим помещение с двумя проемами прямоугольной формы (рис. 7.1). Ширина проемов b ; высота верхнего и нижнего проемов соответственно $\Delta y_2 = y_{2\text{в}} - y_{1\text{в}}$ и $\Delta y_1 = y_{2\text{н}} - y_{1\text{н}}$ (где $y_{1\text{в}}$, $y_{2\text{в}}$ — координаты верхнего проема, $y_{1\text{н}}$, $y_{2\text{н}}$ — координаты нижнего проема). Плотности функций, регулирующие расходы уходящего из помещения газа и поступающего воздуха, определяются следующими выражениями:

$$\frac{dG_{\text{г}}}{bdy} = \xi_{\text{г}} \sqrt{2\rho_{\text{м}} [\rho_{\text{м}} - \rho_{\text{а}} + gh(\rho_{\text{м}} - \rho_{\text{а}})(1 - \bar{y})]} \quad (7.1)$$

$$\frac{dG_{\text{в}}}{bdy} = \xi_{\text{в}} \sqrt{2\rho_{\text{а}} [\rho_{\text{а}} - \rho_{\text{м}} + gh(\rho_{\text{а}} - \rho_{\text{м}})(1 - \bar{y})]} \quad (7.2)$$

где $G_{\text{г}}$ — расход уходящих газов; $G_{\text{в}}$ — расход воздуха; $\rho_{\text{м}}$, $\rho_{\text{м}}$ — среднееобъемные плотность и давление среды внутри помещения; $\rho_{\text{а}}$, $\rho_{\text{а}}$ — плотность и давление атмосферы; $\bar{y} = y/h$; $2h$ — высота помещения.

Если ввести обозначения

$$\pi = \frac{\rho_{\text{м}} - \rho_{\text{а}}}{\rho_{\text{а}}}; \quad \beta = \frac{\rho_{\text{м}}}{\rho_{\text{а}}}; \quad \bar{y}_* = 1 - \frac{\pi K_4}{1 - \beta}; \quad K_4 = \frac{\rho_{\text{а}}}{\rho_{\text{а}} gh};$$

$$G_0 = \rho_{\text{а}} bh \sqrt{2gh}; \quad \gamma_{\text{г}} = \bar{G}_{\text{г}}/\bar{G}_0; \quad \gamma_{\text{в}} = \bar{G}_{\text{в}}/\bar{G}_0,$$

то выражения (7.1), (7.2) преобразуются к следующему виду:

$$\frac{d\gamma_{\text{г}}}{d\bar{y}} = \xi_{\text{г}} \sqrt{\beta(1 - \beta)} (\bar{y} - \bar{y}_*)^{1/2}; \quad \bar{y} > \bar{y}_*; \quad (7.3)$$

$$\frac{d\gamma_{\text{в}}}{d\bar{y}} = \xi_{\text{в}} \sqrt{1 - \beta} (\bar{y}_* - \bar{y})^{1/2}; \quad \bar{y} < \bar{y}_*. \quad (7.4)$$

Полный расход уходящих газов определяется путем интегрирования (7.3)

$$\gamma_{\text{г}} = \xi_{\text{г}} \sqrt{\beta(1 - \beta)} \int_{\bar{y}_*}^{\bar{y}} \varphi_{\text{г}} d\bar{y},$$

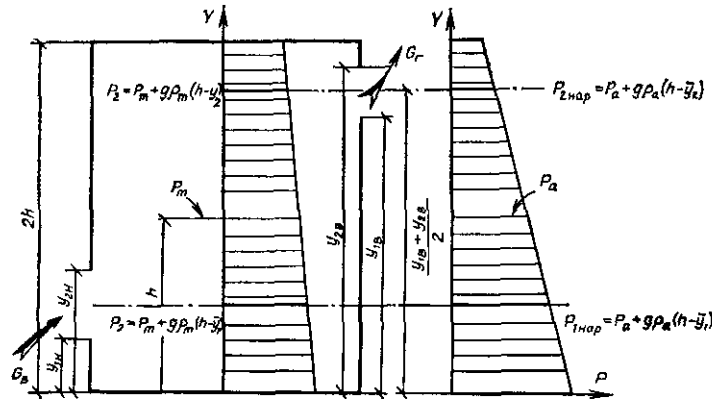


Рис. 7.1. Схема помещения, имеющего два проема

при этом функция φ_r определена следующим образом:

$$\varphi_r = \begin{cases} (\bar{y} - \bar{y}_*)^{1/2}, & \bar{y} \in (\bar{y}_{1H}, \bar{y}_{2H}) \cup (\bar{y}_{1B}, \bar{y}_{2B}); \\ 0, & \bar{y} \in (\bar{y}_{1H}, \bar{y}_{2H}) \cup (\bar{y}_{1B}, \bar{y}_{2B}). \end{cases}$$

где

$$\bar{y}_{1H} = y_{1H}/h; \quad \bar{y}_{2H} = y_{2H}/h; \\ \bar{y}_{1B} = y_{1B}/h; \quad \bar{y}_{2B} = y_{2B}/h.$$

Аналогичным образом вычисляется полный расход воздуха

$$\gamma_B = \xi_B \sqrt{1 - \beta} \int_{-\infty}^{\bar{y}_*} \varphi_B d\bar{y},$$

где

$$\varphi_B = \begin{cases} (\bar{y}_* - \bar{y})^{1/2}, & \bar{y} \in (\bar{y}_{1H}, \bar{y}_{2H}) \cup (\bar{y}_{1B}, \bar{y}_{2B}); \\ 0, & \bar{y} \in (\bar{y}_{1H}, \bar{y}_{2H}) \cup (\bar{y}_{1B}, \bar{y}_{2B}). \end{cases}$$

Небаланс расходов газа и воздуха можно определить из следующего соотношения:

$$\gamma_r - \gamma_B = \int_{-\infty}^{\infty} \varphi d\bar{y}, \quad \varphi = \begin{cases} \varphi_r, & \bar{y} > \bar{y}_*; \\ \varphi_B, & \bar{y} < \bar{y}_*. \end{cases}$$

где

$$\bar{\gamma}_r = \frac{\gamma_r}{\xi_B \sqrt{\beta(1 - \beta)}}; \quad \bar{\gamma}_B = \frac{\gamma_B}{\xi_B \sqrt{1 - \beta}}.$$

Исследуем различные режимы газообмена, рассматривая возможные варианты расположения плоскости равных давлений:

а) пусть $\bar{y}_* \leq \bar{y}_{1H}$,

тогда:

$$\bar{\gamma}_B = 0; \quad \bar{\gamma}_r - \bar{\gamma}_B = \bar{\gamma}_r; \\ \frac{3}{2} \bar{\gamma}_r = (\bar{y}_{2B} - \bar{y}_*)^{3/2} - (\bar{y}_{1B} - \bar{y}_*)^{3/2} + (\bar{y}_{2H} - \bar{y}_*)^{3/2} - (\bar{y}_{1H} - \bar{y}_*)^{3/2}; \quad (7.5)$$

б) пусть $\bar{y}_{1H} \leq \bar{y}_* \leq \bar{y}_{2H}$,

тогда:

$$\frac{3}{2} \bar{\gamma}_B = (\bar{y}_* - \bar{y}_{1H})^{3/2}; \\ \frac{3}{2} \bar{\gamma}_r = (\bar{y}_{2B} - \bar{y}_*)^{3/2} - (\bar{y}_{1B} - \bar{y}_*)^{3/2} + (\bar{y}_{2H} - \bar{y}_*)^{3/2} - (\bar{y}_{1H} - \bar{y}_*)^{3/2}; \\ \frac{3}{2} (\bar{\gamma}_r - \bar{\gamma}_B) = |\bar{y}_{2B} - \bar{y}_*|^{3/2} - |\bar{y}_{1B} - \bar{y}_*|^{3/2} + |\bar{y}_{2H} - \bar{y}_*|^{3/2} - |\bar{y}_{1H} - \bar{y}_*|^{3/2}; \quad (7.6)$$

в) пусть $\bar{y}_{2H} \leq \bar{y}_* \leq \bar{y}_{1B}$,

тогда:

$$\frac{3}{2} \bar{\gamma}_B = (\bar{y}_* - \bar{y}_{1H})^{3/2} - (\bar{y}_* - \bar{y}_{2H})^{3/2}; \\ \frac{3}{2} \bar{\gamma}_r = (\bar{y}_{2B} - \bar{y}_*)^{3/2} - (\bar{y}_{1B} - \bar{y}_*)^{3/2}; \\ \frac{3}{2} (\bar{\gamma}_r - \bar{\gamma}_B) = |\bar{y}_{2B} - \bar{y}_*|^{3/2} - |\bar{y}_{1B} - \bar{y}_*|^{3/2} + |\bar{y}_{2H} - \bar{y}_*|^{3/2} - |\bar{y}_{1H} - \bar{y}_*|^{3/2}; \quad (7.7)$$

г) пусть $\bar{y}_{1B} \leq \bar{y}_* \leq \bar{y}_{2B}$,

тогда:

$$\frac{3}{2} \bar{\gamma}_B = (\bar{y}_* - \bar{y}_{1H})^{3/2} - (\bar{y}_* - \bar{y}_{2H})^{3/2} + (\bar{y}_* - \bar{y}_{1B})^{3/2}; \\ \frac{3}{2} \bar{\gamma}_r = (\bar{y}_{2B} - \bar{y}_*)^{3/2}; \\ \frac{3}{2} (\bar{\gamma}_r - \bar{\gamma}_B) = |\bar{y}_{2B} - \bar{y}_*|^{3/2} - |\bar{y}_{1B} - \bar{y}_*|^{3/2} + |\bar{y}_{2H} - \bar{y}_*|^{3/2} - |\bar{y}_{1H} - \bar{y}_*|^{3/2}; \quad (7.8)$$

д) пусть $\bar{y}_{2B} \leq \bar{y}_*$,

тогда:

$$\begin{aligned} \frac{3}{2} \bar{\gamma}_B = -\frac{3}{2} (\bar{\gamma}_T - \bar{\gamma}_B) &= (\bar{y}_* - \bar{y}_{1B})^{3/2} - (\bar{y}_* - \bar{y}_{2B})^{3/2} + \\ &+ (\bar{y}_* - \bar{y}_{1B})^{3/2} - (\bar{y}_* - \bar{y}_{2B})^{3/2}, \quad (7.9) \\ \bar{\gamma}_T &= 0. \end{aligned}$$

Заметим, что для всех пяти режимов газообмена справедлива следующая аналитическая запись:

$$\begin{aligned} \frac{3}{2} (\bar{\gamma}_T - \bar{\gamma}_B) &= (\bar{y}_{2B} - \bar{y}_*)^{3/2} - (\bar{y}_{1B} - \bar{y}_*)^{3/2} + \\ &+ (\bar{y}_{2B} - \bar{y}_*)^{3/2} - (\bar{y}_{1B} - \bar{y}_*)^{3/2}, \quad (7.10) \end{aligned}$$

которая позволяет единообразно определять величину $\bar{y}_*$ для любых режимов развития пожара. Аналогичным образом, используя функцию Хевисайда

$$\theta(x) = \begin{cases} 1, & x > 0; \\ 0, & x \leq 0, \end{cases}$$

можно единообразно представить функции $\bar{\gamma}_T$ и $\bar{\gamma}_B$:

$$\begin{aligned} \frac{3}{2} \bar{\gamma}_T &= (\bar{y}_{2B} - \bar{y}_*)^{3/2} \theta(\bar{y}_{2B} - \bar{y}_*) - (\bar{y}_{1B} - \bar{y}_*)^{3/2} \theta(\bar{y}_{1B} - \bar{y}_*) + \\ &+ (\bar{y}_{2B} - \bar{y}_*)^{3/2} \theta(\bar{y}_{2B} - \bar{y}_*) - (\bar{y}_{1B} - \bar{y}_*)^{3/2} \theta(\bar{y}_{1B} - \bar{y}_*), \quad (7.11) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{3}{2} \bar{\gamma}_B &= (\bar{y}_* - \bar{y}_{1B})^{3/2} \theta(\bar{y}_* - \bar{y}_{1B}) - (\bar{y}_* - \bar{y}_{2B})^{3/2} \theta(\bar{y}_* - \bar{y}_{2B}) + \\ &+ (\bar{y}_* - \bar{y}_{1B})^{3/2} \theta(\bar{y}_* - \bar{y}_{1B}) - (\bar{y}_* - \bar{y}_{2B})^{3/2} \theta(\bar{y}_* - \bar{y}_{2B}). \quad (7.12) \end{aligned}$$

Упростим уравнения (7.5)–(7.12). Для этого введем следующие обозначения.

$$\begin{aligned} \alpha_B &= \frac{\bar{\Delta y}_B}{\bar{\Delta y}_H}; \quad \alpha_H = \frac{\bar{\Delta y}_H}{\bar{\Delta y}_H}; \quad \bar{\Delta y}_H = \frac{\bar{y}_{2B} + \bar{y}_{1B}}{2} - \frac{\bar{y}_{2H} + \bar{y}_{1H}}{2}; \\ \bar{y}_* &= \frac{\bar{y}_{2B} + \bar{y}_{1B} + \bar{y}_{2H} + \bar{y}_{1H}}{4} - \frac{\bar{\Delta y}_H}{2} x. \quad (7.13) \end{aligned}$$

Тогда функции $\bar{\gamma}_T$ и $\bar{\gamma}_B$ для различных случаев примут следующий вид:

$$\begin{aligned} \text{а) } \bar{y}_* < \bar{y}_{1H}, \quad 1 + \alpha_H < x, \quad \bar{\gamma}_B = 0, \\ \frac{3\sqrt{2}\bar{\gamma}_T}{\bar{\Delta y}_H^{3/2}} &= (x + 1 + \alpha_B)^{3/2} - (x + 1 - \alpha_B)^{3/2} + \end{aligned}$$

$$+ (x - 1 + \alpha_H)^{3/2} - (x - 1 - \alpha_H)^{3/2} = \alpha_B^{3/2} f\left(\frac{x+1}{\alpha_B}\right) + \alpha_H^{3/2} f\left(\frac{x-1}{\alpha_H}\right); \quad (7.14)$$

$$\text{б) } \bar{y}_{1H} < \bar{y}_* < \bar{y}_{2H}, \quad 1 - \alpha_H < x < 1 + \alpha_H,$$

$$\frac{3\sqrt{2}\bar{\gamma}_B}{\bar{\Delta y}_H^{3/2}} = (1 + \alpha_H - x)^{3/2}, \quad (7.15)$$

$$\frac{3\sqrt{2}\bar{\gamma}_T}{\bar{\Delta y}_H^{3/2}} = (x + 1 + \alpha_B)^{3/2} - (x + 1 - \alpha_B)^{3/2} +$$

$$+ (x - 1 + \alpha_H)^{3/2} - \alpha_B^{3/2} f\left(\frac{x+1}{\alpha_B}\right) + (x - 1 + \alpha_H)^{3/2};$$

$$\text{в) } \bar{y}_{2H} < \bar{y}_* < \bar{y}_{1B}, \quad -1 + \alpha_B < x < 1 - \alpha_H,$$

$$\frac{3\sqrt{2}\bar{\gamma}_B}{\bar{\Delta y}_H^{3/2}} = (1 + \alpha_H - x)^{3/2} - (1 - \alpha_H - x)^{3/2} = \alpha_H^{3/2} f\left(\frac{1-x}{\alpha_H}\right);$$

$$\frac{3\sqrt{2}\bar{\gamma}_T}{\bar{\Delta y}_H^{3/2}} = (x + 1 + \alpha_B)^{3/2} - (x + 1 - \alpha_B)^{3/2} = \alpha_B^{3/2} f\left(\frac{x+1}{\alpha_B}\right); \quad (7.16)$$

$$\text{г) } \bar{y}_{1B} < \bar{y}_* < \bar{y}_{2B}, \quad -1 - \alpha_B < x < -1 + \alpha_B,$$

$$\frac{3\sqrt{2}\bar{\gamma}_B}{\bar{\Delta y}_H^{3/2}} = (1 + \alpha_H - x)^{3/2} - (1 - \alpha_H - x)^{3/2} +$$

$$+ (\alpha_B - 1 - x)^{3/2} - \alpha_H^{3/2} f\left(\frac{1-x}{\alpha_H}\right) + (\alpha_B - 1 - x)^{3/2}, \quad (7.17)$$

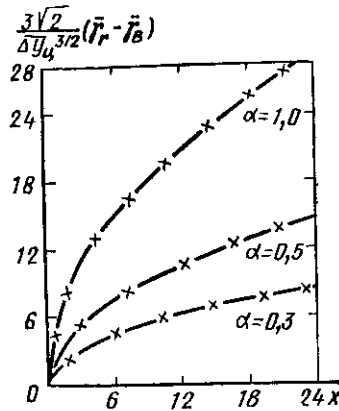
$$\frac{3\sqrt{2}\bar{\gamma}_T}{\bar{\Delta y}_H^{3/2}} = (x + 1 + \alpha_B)^{3/2};$$

$$\text{д) } \bar{y}_* > \bar{y}_{2B}, \quad x < -1 - \alpha_B,$$

$$\bar{\gamma}_T = 0, \quad \frac{3\sqrt{2}\bar{\gamma}_B}{\bar{\Delta y}_H^{3/2}} = (1 + \alpha_H - x)^{3/2} - (1 - \alpha_H - x)^{3/2} +$$

$$+ (\alpha_B - 1 - x)^{3/2} - (-1 - \alpha_B - x)^{3/2} = \alpha_H^{3/2} f\left(\frac{1-x}{\alpha_H}\right) + \alpha_B^{3/2} f\left(\frac{-1-x}{\alpha_B}\right), \quad (7.18)$$

$$\text{где } f(z) = (z+1)^{3/2} - (z-1)^{3/2}, \quad z \geq 1. \quad (7.19)$$



← Рис. 7.2. Функция небаланса поступающих и уходящих газов

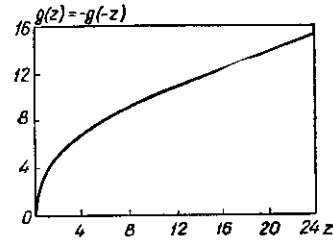


Рис. 7.3. Стандартная функция для определения координаты ПРД

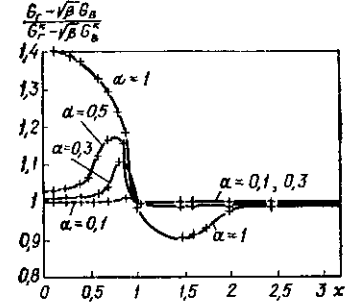


Рис. 7.4. Сравнение модифицированных функций небаланса для помещений с произвольно расположенными и далеко разнесенными проемами

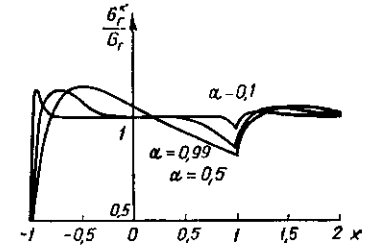


Рис. 7.5. Сравнение функций газообмена помещений с произвольно расположенными и далеко разнесенными проемами

Выражения (7.13)–(7.19) в отличие от аналогичных (7.5)–(7.10) содержат не четыре параметра $\bar{y}_{2B}$, $\bar{y}_{1B}$, $\bar{y}_{2H}$, $\bar{y}_{1H}$, а только два, а именно α_B , α_H .

Соотношение (7.10) преобразуется к следующему виду:

$$\frac{3\sqrt{2}}{\Delta y_{\Pi}^{3/2}} (\bar{y}_H - \bar{y}_B) = \alpha_H^{3/2} g\left(\frac{x+1}{\alpha_B}\right) + \alpha_B^{3/2} g\left(\frac{x-1}{\alpha_H}\right), \quad (7.20)$$

$$\text{где } g(z) = |z+1|^{3/2} - |z-1|^{3/2}. \quad (7.21)$$

(эта функция является нечетной функцией по z).

Графики функций (7.20), (7.21) представлены на рис. 7.2, 7.3 для значений параметров

$$\alpha_H = \alpha_B = 0,3; 0,5; 1,0.$$

Аналогично предыдущему представим функции $\bar{y}_H$ и $\bar{y}_B$ (см. 7.11, 7.12) единым образом для всех пяти режимов газообмена:

$$\begin{aligned} \frac{3\sqrt{2}}{\Delta y_{\Pi}^{3/2}} \bar{y}_H &= (x+1+\alpha_B)^{3/2} \theta(x+1+\alpha_B) - (x+1-\alpha_B)^{3/2} \theta(x+1-\alpha_B) + \\ &+ (x-1+\alpha_H)^{3/2} \theta(x-1+\alpha_H) - (x-1-\alpha_H)^{3/2} \theta(x-1-\alpha_H); \\ \frac{3\sqrt{2}}{\Delta y_{\Pi}^{3/2}} \bar{y}_B &= (1+\alpha_H-x)^{3/2} \theta(1+\alpha_H-x) - (1-\alpha_H-x)^{3/2} \theta(1-\alpha_H-x) + \\ &+ (\alpha_B-1-x)^{3/2} \theta(\alpha_B-1-x) - (-1-\alpha_B-x)^{3/2} \theta(-1-\alpha_B-x). \end{aligned}$$

Интересно отметить случай, когда

$$\Delta y_H = \Delta y_B \ll \Delta y_{\Pi},$$

$$\text{т. е. } \alpha = \alpha_H = \alpha_B \rightarrow 0.$$

В этом случае с помощью теории бесконечно малых в пределе $\alpha \rightarrow 0$ получим функции $\bar{y}_H^k$ и $\bar{y}_B^k$ для помещения с двумя разнесенными проемами, которые полностью совпадают с формулами, приведенными в работе [1], а именно:

$$\frac{\sqrt{2}}{\sqrt{\Delta y_{\Pi}}} \bar{y}_H^k = \lim_{\alpha \rightarrow 0} \frac{3\sqrt{2}}{\Delta y_{\Pi}^{3/2}} \bar{y}_H = \sqrt{x+1} \theta(x+1) + \sqrt{x-1} \theta(x-1);$$

$$\frac{\sqrt{2}}{\sqrt{\Delta y_{\Pi}}} \bar{y}_B^k = \lim_{\alpha \rightarrow 0} \frac{3\sqrt{2}}{\Delta y_{\Pi}^{3/2}} \bar{y}_B = \sqrt{1-x} \theta(1-x) + \sqrt{-1-x} \theta(-1-x);$$

$$\begin{aligned} \frac{2}{\sqrt{\Delta y_{\Pi}}} (\bar{y}_H^k - \bar{y}_B^k) &= \sqrt{x+1} \theta(x+1) + \sqrt{x-1} \theta(x-1) - \\ &- \sqrt{1-x} \theta(1-x) - \sqrt{-1-x} \theta(-1-x) \end{aligned}$$

или

$$\frac{2}{\sqrt{\Delta y_{\Pi}}} (\bar{y}_H^k - \bar{y}_B^k) = |x+1|^{1/2} \text{sign}(x+1) + |x-1|^{1/2} \text{sign}(x-1),$$

где

$$\text{sign } z = \begin{cases} 1, & z > 0; \\ 0, & z = 0; \\ -1, & z < 0; \end{cases}$$

$$\bar{y}_* = \frac{\bar{y}_2 + \bar{y}_1}{2} - \frac{\Delta \bar{y}_D}{2} x;$$

$$\bar{y}_2 = \frac{\bar{y}_{2B} + \bar{y}_{1B}}{2}; \quad \bar{y}_1 = \frac{\bar{y}_{2H} + \bar{y}_{1H}}{2}.$$

На рис. 7.4, 7.5 представлены результаты численного сравнения функции газообмена в размерном виде, приведенные в настоящей работе, — G_r , G_B и в работе [2] — G_r^* , G_B^* при условии, что $\alpha = 0,05; 0,1; 0,3; 0,5; 1,0; 1,5$; $\xi_r = \xi_B = 1$, т.е. графики следующих функций:

$$\frac{G_r - \sqrt{\beta} G_B}{G_r^* - \sqrt{\beta} G_B^*} = \frac{1}{3\alpha} \frac{|x+1+\alpha|^{3/2} - |x+1-\alpha|^{3/2} + |x-1-\alpha|^{3/2} - |x-1+\alpha|^{3/2}}{|x+1|^{1/2} \operatorname{sign}(x+1) + |x-1|^{1/2} \operatorname{sign}(x-1)};$$

$$(7.22)$$

$$\frac{G_r}{G_r^*} = \frac{1}{3\alpha} \times$$

$$\times \left\{ \frac{(x+1+\alpha)^{3/2} \theta(x+1+\alpha) - (x+1-\alpha)^{3/2} \theta(x+1-\alpha)}{\sqrt{x+1} \theta(x+1) + \sqrt{x-1} \theta(x-1)} + \right.$$

$$\left. + \frac{(x-1+\alpha)^{3/2} \theta(x-1+\alpha) - (x-1-\alpha)^{3/2} \theta(x-1-\alpha)}{\sqrt{x+1} \theta(x+1) + \sqrt{x-1} \theta(x-1)} \right\};$$

$$(7.23)$$

$$\frac{G_B}{G_B^*} = \frac{1}{3\alpha} \times$$

$$\times \left\{ \frac{(1+\alpha-x)^{3/2} \theta(1+\alpha-x) - (1-\alpha-x)^{3/2} \theta(1-\alpha-x)}{\sqrt{1-x} \theta(1-x) + \sqrt{-1-x} \theta(-1-x)} + \right.$$

$$\left. + \frac{(\alpha-1-x)^{3/2} \theta(\alpha-1-x) - (-1-\alpha-x)^{3/2} \theta(-1-\alpha-x)}{\sqrt{1-x} \theta(1-x) + \sqrt{-1-x} \theta(-1-x)} \right\}.$$

$$(7.24)$$

Функция, представленная равенством (7.22), является четной, а функции, определенные равенствами (7.23) и (7.24), связаны следующим соотношением:

$$\frac{G_r(x)}{G_r^*(x)} = \frac{G_B(-x)}{G_B^*(-x)}.$$

$$(7.25)$$

Из графиков рис. 7.4, 7.5 следует, что при $\alpha \ll 0,1$ с достаточной степенью точности можно использовать при инженерных расчетах более простые формулы, полученные для случая далеко разнесенных проемов.

7.2. ГАЗООБМЕН ПОМЕЩЕНИЯ ЧЕРЕЗ КРУГЛЫЙ ПРОЕМ

Рассмотрим помещение с одним круглым проемом (рис. 7.6), который имеет границу в виде

$$\bar{x}^2 + (\bar{y} - \bar{c})^2 = \bar{R}^2 \quad (7.26)$$

с центром в точке $\{0, \bar{c}\}$ и радиусом $\bar{R}$, где $\bar{x}$ и $\bar{y}$ — безразмерные оси координат на плоскости, причем $\bar{x} = x/h$, $\bar{y} = y/h$ — половина высоты помещения.

Уравнение (7.25) можно преобразовать к следующему виду:

$$\bar{x} = \begin{cases} f_2(\bar{y}) = \sqrt{\bar{R}^2 - (\bar{y} - \bar{c})^2}; \\ f_1(\bar{y}) = -\sqrt{\bar{R}^2 - (\bar{y} - \bar{c})^2}. \end{cases}$$

В этом случае функции газообмена G_r , G_B представим в виде двойных интегралов.

$$\left. \begin{aligned} G_r &= \xi_r G_0 \sqrt{\beta(1-\beta)} \iint_{F_c \cap \{\bar{y} > \bar{y}_*\}} \sqrt{\bar{y} - \bar{y}_*} d\bar{x} d\bar{y}; \\ G_B &= \xi_B G_0 \sqrt{1-\beta} \iint_{F_c \cap \{\bar{y} < \bar{y}_*\}} \sqrt{\bar{y}_* - \bar{y}} d\bar{x} d\bar{y}; \end{aligned} \right\} \quad (7.27)$$

где F_c — область, ограниченная окружностью (7.26), области $F_c \cap \{\bar{y} > \bar{y}_*\}$ и $F_c \cap \{\bar{y} < \bar{y}_*\}$ изображены на рис. 7.6, 7.7; $\bar{y}_*$ — безразмерная координата

ПРД; $G_0 = \rho_a h^3 \sqrt{2gh}$;

$c = \bar{c}/h$; $\bar{R} = R/h$. Придерживаясь ранее введенных обозначений, преобразуем последние интегралы в повторные:

$$\bar{\gamma}_r = \int_{F_c \cap \{\bar{y} > \bar{y}_*\}} \sqrt{\bar{y} - \bar{y}_*} d\bar{y} \int_{f_1(\bar{y})}^{f_2(\bar{y})} d\bar{x};$$

$$\bar{\gamma}_B = \int_{F_c \cap \{\bar{y} < \bar{y}_*\}} \sqrt{\bar{y}_* - \bar{y}} d\bar{y} \int_{f_1(\bar{y})}^{f_2(\bar{y})} d\bar{x}.$$

В результате вычислений внутренних интегралов в последних выражениях получим следующие результаты:

$$\bar{\gamma}_r = 2 \int_{F_c \cap \{\bar{y} > \bar{y}_*\}} \sqrt{\bar{y} - \bar{y}_*} \sqrt{\bar{R}^2 - (\bar{y} - \bar{c})^2} d\bar{y}; \quad (7.28)$$

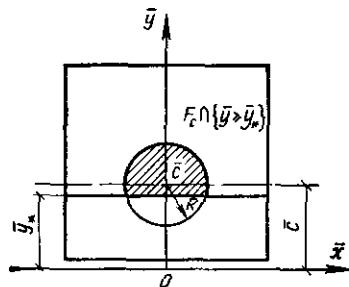


Рис. 7.6. Схема помещения с одним круглым проемом и изображение области $F_c \cap \{y \geq y_*\}$ (заштрихованная поверхность)

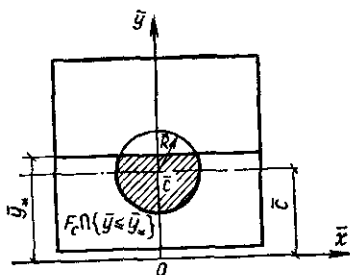


Рис. 7.7. Схема помещения с одним круглым проемом и изображение области $F_c \cap \{y \leq y_*\}$ (заштрихованная поверхность)

$$\bar{y}_B = 2 \int_{F_c \cap \{y_* \geq y\}} \sqrt{y_* - y} \sqrt{R^2 - (y - \bar{c})^2} dy. \quad (7.29)$$

Для дальнейших исследований введем следующие обозначения:

$$\bar{y}_* = \bar{c} - \bar{R}z; \quad \bar{y} = \bar{c} + \bar{R}t.$$

С помощью этих выражений интегралы (7.28), (7.29) преобразуются к следующим видам:

$$\left. \begin{aligned} \bar{y}_R &= 2\bar{R}^{5/2} \int_{F_R} \sqrt{t+z} \sqrt{1-t^2} dt; \\ \bar{y}_B &= 2\bar{R}^{5/2} \int_{F_B} \sqrt{t-z} \sqrt{1-t^2} dt, \end{aligned} \right\} \quad (7.30)$$

где под областями изменения переменная z , F_R и F_B понимаются следующие:

$$F_R = \begin{cases} \emptyset, & z \leq -1 \\ -z, & |z| \leq 1; \\ -1, & z \geq 1 \end{cases} \quad F_B = \begin{cases} \emptyset, & z \geq 1 \\ z, & |z| \leq 1. \\ -1, & z \leq -1 \end{cases} \quad (7.31)$$

Причем, если $F_R, F_B = \emptyset$ — пустое множество, то $\bar{y}_R$ и $\bar{y}_B = 0$. Условные графики этих областей приведены на рис. 7.8.

Отсюда устанавливаем основное свойство функций $\bar{y}_R, \bar{y}_B$:

$$\bar{y}_R(z) = \bar{y}_B(-z). \quad (7.32)$$

Рассмотрим различные режимы газообмена, следя за положением ПРД.

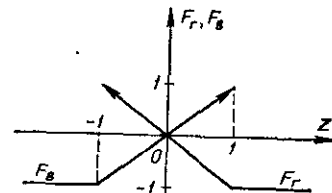


Рис. 7.8. Условные графики областей F_R и F_B

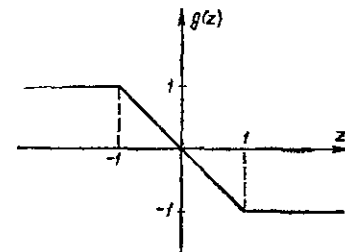


Рис. 7.9. Графическое изображение функции $g(z)$

$$\left. \begin{aligned} 1^\circ. \quad & \bar{y}_* \leq \bar{c} - \bar{R}; \quad z \geq 1; \\ & \bar{y}_R = 2\bar{R}^{5/2} \int_{-1}^1 \sqrt{t+z} \sqrt{1-t^2} dt; \\ & \bar{y}_B = 0; \end{aligned} \right\} \quad (7.33)$$

$$\left. \begin{aligned} 2^\circ. \quad & \bar{c} - \bar{R} \leq \bar{y}_* \leq \bar{c} + \bar{R}; \quad |z| \leq 1; \\ & \bar{y}_R = 2\bar{R}^{5/2} \int_{-z}^1 \sqrt{t+z} \sqrt{1-t^2} dt; \\ & \bar{y}_B = 2\bar{R}^{5/2} \int_z^1 \sqrt{t-z} \sqrt{1-t^2} dt; \end{aligned} \right\} \quad (7.34)$$

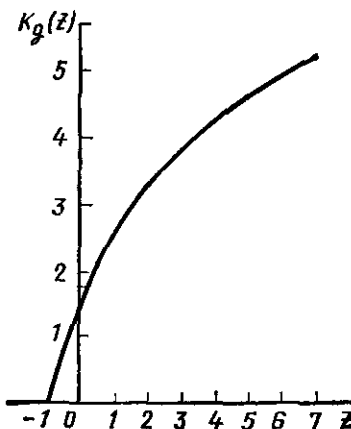


Рис. 7.10. График функции Кошмарова $K_g(z)$

$$\left. \begin{aligned} 3^\circ. \bar{y}_* &\geq \bar{c} + \bar{R}; \quad z \leq -1; \\ \bar{y}_\Gamma &= 0; \\ \bar{y}_B &= 2\bar{R}^{5/2} \int_{-1}^1 \sqrt{t-z} \sqrt{1-t^2} dt. \end{aligned} \right\} \quad (7.35)$$

В единообразной форме для всех режимов пожара функции $\bar{y}_\Gamma$ и $\bar{y}_B$ можно представить в следующем виде:

$$\bar{y}_\Gamma = 2\bar{R}^{5/2} \int_{g(z)}^1 \sqrt{t+z} \sqrt{1-t^2} dt; \quad (7.36)$$

$$\bar{y}_B = 2\bar{R}^{5/2} \int_{-g(z)}^1 \sqrt{t-z} \sqrt{1-t^2} dt, \quad (7.37)$$

$$\text{где } g(z) = \frac{1}{2} (|z-1| - |z+1|). \quad (7.38)$$

График этой функции приведен на рис. 7.9

Введем так называемую новую специальную трансцендентную функцию Кошмарова*

$$K_g(z) = \int_{g(z)}^1 \sqrt{t+z} \sqrt{1-t^2} dt, \quad -\infty < z < \infty. \quad (7.39)$$

Тогда имеем:

$$\left. \begin{aligned} \bar{y}_\Gamma &= 2\bar{R}^{5/2} K_g(z); \\ \bar{y}_B &= 2\bar{R}^{5/2} K_g(-z). \end{aligned} \right\} \quad (7.40)$$

Спецфункция Кошмарова не зависит от физических и геометрических параметров газообмена. Эта функция может быть затабулирована, ее график приведен на рис. 7.10.

Исследуем функцию Кошмарова при $|z| \leq 1$. Для этого сделав замену переменного

$$t = \cos \varphi, \quad -z = \cos \theta, \quad |z| \leq 1,$$

получим

$$K_g(-\cos \theta) = \int_0^\theta \sqrt{\cos \varphi - \cos \theta} \sin^2 \varphi d\varphi, \quad 0 < \theta < \pi.$$

Рассмотрим табличный интеграл (см. [4])

* Ю. А. Кошмаров впервые предложил ввести и затабулировать новую функцию, описывающую газообмены через круглые проемы.

$$\int_0^u (\cos x - \cos u)^{v-1/2} \cos ax dx = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \sin^v u \Gamma(v+1/2) P_{a-1/2}^{-v}(\cos u); \quad (7.41)$$

$$\operatorname{Re} v > -1/2; \quad a > 0; \quad 0 < u \leq \pi,$$

где $\Gamma(x)$ — гамма-функция (см. [4]), P_v^μ — присоединенная функция Лежандра (см. [4])

В нашем случае $v=1, a=2$:

$$\begin{aligned} K_g(-\cos \theta) &= \frac{1}{2} \int_0^\theta \sqrt{\cos \varphi - \cos \theta} d\varphi - \\ &- \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \sin \theta \Gamma\left(\frac{3}{2}\right) P_{3/2}^{-1}(\cos \theta). \end{aligned}$$

Так как

$$\Gamma(3/2) = \frac{1}{2} \Gamma(1/2) = \sqrt{\pi}/2,$$

то

$$\begin{aligned} K_g(-\cos \theta) &= \frac{1}{2} \int_0^\theta \sqrt{\cos \varphi - \cos \theta} d\varphi - \\ &- \frac{\pi}{4\sqrt{2}} \sin \theta P_{3/2}^{-1}(\cos \theta). \end{aligned} \quad (7.42)$$

Далее рассмотрим интегральное представление для функции Лежандра

$$P_v(\cos \theta) = \frac{2}{\pi} \int_0^\theta \frac{\cos(v+1/2)\varphi d\varphi}{\sqrt{2(\cos \varphi - \cos \theta)}}. \quad (7.43)$$

Так как справедливо соотношение

$$\begin{aligned} \int_0^\theta \sqrt{\cos \varphi - \cos \theta} d\varphi &= \int_0^\theta \frac{\cos \varphi - \cos \theta}{\sqrt{\cos \varphi - \cos \theta}} d\varphi = \\ &= \frac{\pi}{2} \left\{ \frac{2}{\pi} \int_0^\theta \frac{\cos \varphi d\varphi}{\sqrt{2(\cos \varphi - \cos \theta)}} - \right. \end{aligned}$$

$$-\frac{2}{\pi} \cos \theta \int_0^{\theta} \frac{d\varphi}{\sqrt{2(\cos \varphi - \cos \theta)}} \Bigg\},$$

то, используя (7.43) при рассмотрении (7.42), получим:

$$K_g(-\cos \theta) = \frac{\pi}{2\sqrt{2}} P_{1/2}(\cos \theta) - \frac{\pi \cos \theta}{2\sqrt{2}} P_{-1/2}(\cos \theta) - \\ - \frac{\pi}{4\sqrt{2}} \sin \theta P_{3/2}^{-1}(\cos \theta).$$

Рассмотрим функциональное соотношение для присоединенных функций Лежандра (см. [4]) в следующем виде.

$$P_{\nu-1}^{\mu}(x) - x P_{\nu}^{\mu}(x) = (\nu - \mu + 1) \sqrt{1-x^2} P_{\nu}^{\mu-1}(x).$$

Полагаем $\mu=0$, $\nu=3/2$, $x=\cos \theta$; в последнем равенстве

$$P_{1/2}(\cos \theta) - \cos \theta P_{3/2}(\cos \theta) = (5/2) \sin \theta P_{3/2}^{-1}(\cos \theta).$$

Функция Кошмарова при $|z| \leq 1$ представима в виде комбинации функций Лежандра

$$K_g(-\cos \theta) = \frac{\pi \sqrt{2}}{5} P_{1/2}(\cos \theta) - \frac{\pi \cos \theta}{2\sqrt{2}} P_{-1/2}(\cos \theta) + \\ + \frac{\pi}{10\sqrt{2}} \cos \theta P_{3/2}(\cos \theta). \quad (7.44)$$

Воспользуемся рекуррентным соотношением (см. [4])

$$(2\nu+1)zP_{\nu}(z) = (\nu+1)P_{\nu+1}(z) + \nu P_{\nu-1}(z); \quad (7.45)$$

при $1/2 = \nu$

$$2\cos \theta P_{1/2}(\cos \theta) = (3/2) P_{3/2}(\cos \theta) + (1/2) P_{-1/2}(\cos \theta)$$

и с помощью его преобразуем (7.44)

$$K_g(-\cos \theta) = \frac{\pi \sqrt{2}}{5} P_{1/2}(\cos \theta) + \frac{\pi \sqrt{2}}{15} \cos^2 \theta P_{1/2}(\cos \theta) - \\ - \frac{\pi \cos \theta}{2\sqrt{2}} P_{-1/2}(\cos \theta) - \frac{\pi \cos \theta}{30\sqrt{2}} P_{-1/2}(\cos \theta),$$

или

$$K_g(-\cos \theta) = \frac{\pi \sqrt{2}}{15} (3 + \cos^2 \theta) P_{1/2}(\cos \theta) - \frac{8\pi \cos \theta}{15\sqrt{2}} P_{-1/2}(\cos \theta),$$

или

$$K_g(z) = \frac{\pi \sqrt{2}}{15} (3 + z^2) P_{1/2}(-z) + \frac{8\pi z}{15\sqrt{2}} P_{-1/2}(z), \quad |z| \leq 1. \quad (7.46)$$

Заметим, что функция Кошмарова, представленная соотношением (7.46), при $z=1$ не имеет особенности, хотя функции Лежандра $P_{1/2}(z)$, $P_{-1/2}(z)$ имеют особенность в этой точке. Поэтому вычислим частное значение $K_g(z)$ при $z=1$ непосредственно из интегрального представления (7.39)

$$K_g(z)|_{z=1} = K_g(1) = \int_{-1}^1 \sqrt{t+1} \sqrt{1-t^2} dt. \quad (7.47)$$

Если $t = \cos \varphi$, то (7.47) преобразуется к виду

$$K_g(1) = \int_0^{\pi} \sqrt{2} \cos(\varphi/2) \sin^2 \varphi d\varphi = 2\sqrt{2} \int_0^{\pi/2} \cos \alpha \sin^2 2\alpha d\alpha = \\ = 8\sqrt{2} \int_0^{\pi/2} (\cos^3 \alpha - \cos^5 \alpha) d\alpha.$$

Так как (см. [4], 3.621.1)

$$\int_0^{\pi/2} \cos^{\mu-1} x dx = 2^{\mu-2} B\left(\frac{\mu}{2}, \frac{\mu}{2}\right),$$

где $B(x, y)$ — бета-функция (эйлеров интеграл 1-го рода, см. [4]). Для бета-функции справедливо функциональное соотношение (см. [4])

$$B(x, y) = \Gamma(x) \Gamma(y) / \Gamma(x+y). \quad (7.48)$$

В нашем случае имеем

$$B\left(\frac{\mu}{2}, \frac{\mu}{2}\right) = \Gamma^2\left(\frac{\mu}{2}\right) / \Gamma(\mu),$$

поэтому

$$K_g(1) = 8\sqrt{2} \left\{ 4 \frac{\Gamma^2(2)}{\Gamma(4)} - 16 \frac{\Gamma^2(3)}{\Gamma(6)} \right\}.$$

Для гамма-функции справедлива формула

$$\Gamma(n+1) = n\Gamma(n), \quad n — \text{целое число.}$$

Отсюда следует, что

$$K_g(1) = \frac{16\sqrt{2}}{15} \approx 1,5084944. \quad (7.49)$$

Кроме того, имеем:

$$K_g(-1) = 0.$$

Так как справедливо равенство (см. [4]), то

$$P_v(1) = 1.$$

Вычислим частное значение $K_g(z)$ при $z=0$. Для этого используем формулу (см. [4])

$$P_v(0) = -\frac{\sin v\pi}{2\pi\sqrt{\pi}} \Gamma\left(\frac{v+1}{2}\right) \Gamma\left(-\frac{v}{2}\right)$$

при рассмотрении

$$K_g(0) = \frac{\pi\sqrt{2}}{5} P_{1/2}(0) = -\frac{\Gamma(3/4)\Gamma(-1/4)}{\sqrt{\pi}} \frac{\sqrt{2}}{5}.$$

Для гамма-функции справедливы общее функциональное соотношение (см. [4])

$$\Gamma(x+1) = x\Gamma(x)$$

и формула удвоения

$$\Gamma(2x) = 2^{2x-1} \frac{\Gamma(x)\Gamma(x+1/2)}{\sqrt{\pi}}.$$

Отсюда следует, что

$$K_g(0) = \frac{4\Gamma^2(3/4)}{5\sqrt{2\pi}}, \quad (7.50)$$

где $\Gamma(3/4) = 1,2254167024$.

Таким образом, получили

$$K_g(0) \approx 0,47925.$$

Легко показать, что функция $K_g(z)$ при $|z| \leq 1$ является монотонно возрастающей, так как

$$\frac{dK_g(z)}{dz} = \frac{1}{2} \int_{-z}^1 \frac{\sqrt{1-t^2}}{\sqrt{t+z}} dt > 0, \quad |z| < 1,$$

и выпуклой вверх, так как

$$\frac{d^2 K_g(z)}{dz^2} < 0, \quad |z| < 1.$$

Функции Лежандра являются частным случаем гипергеометрической функции (см. [3])

$$P_v^\mu(x) = \frac{1}{\Gamma(1-\mu)} \left(\frac{1+x}{1-x}\right)^{\mu/2} F\left(-v, v+1, 1-\mu; \frac{1-x}{2}\right), \quad |x| \leq 1$$

или

$$P_{1/2}(x) = F\left(-\frac{1}{2}, \frac{3}{2}, 1, \frac{1-x}{2}\right) = F\left(\frac{3}{2}, -\frac{1}{2}, 1, \frac{1-x}{2}\right);$$

$$P_{-1/2}(x) = F\left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, 1, \frac{1-x}{2}\right) = F\left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, 1, \frac{1-x}{2}\right).$$

Эти функции имеют особенность в окрестности точки $x=-1$. Приведем главные члены функций $P_{1/2}(x)$, $P_{-1/2}(x)$ при $x \rightarrow -1$:

$$P_{1/2}(x) \approx \frac{1}{\pi} \left\{ \ln \frac{1+x}{2} + \gamma + 2\psi(3/2) \right\};$$

$$P_{-1/2}(x) \approx \frac{1}{\pi} \left\{ \ln \frac{1+x}{2} + \gamma + 2\psi(1/2) \right\},$$

где $\gamma = -\psi(1) = 0,577215$ — постоянная Эйлера; $\psi(x)$ — пси-функция (см. [4]).

Так как имеют место (см. [4]) равенства:

$$\psi(1/2) = -\gamma - 2 \ln 2, \quad \psi(3/2) = \psi(1/2) + 2,$$

то

$$P_{1/2}(x) \approx \frac{1}{\pi} \{ \ln(1+x) - \gamma - 5 \ln 2 + 4 \};$$

$$P_{-1/2}(x) \approx -\frac{1}{\pi} \{ \ln(1+x) - \gamma - 5 \ln 2 \}.$$

Используя последние соотношения при рассмотрении функции Кошмарова (7.46), легко показать, что $K_g(x)$ не имеет особенностей в окрестности точки $x=+1$ и $K_g(1) = \frac{16}{15} \sqrt{2}$.

Последнее было установлено непосредственным вычислением интеграла (7.47).

Заметим, что функция Лежандра $P_{-1/2}(x)$ является полным эллиптическим интегралом (см. [4]), так как

$$K(k) = \frac{\pi}{2} F\left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, 1, k^2\right) = \frac{\pi}{2} \left\{ 1 + \sum_{n=1}^{\infty} \left[\frac{(2n-1)!!^2}{2^n n!} \right] k^{2n} \right\}$$

или

$$P_{-1/2}(x) = \frac{2}{\pi} K\left(\sqrt{\frac{1-x}{2}}\right), \quad k^2 = (1-x)/2.$$

Отсюда следует, что

$$P_{-1/2}(x) = 1 + \sum_{n=1}^{\infty} \left[\frac{(2n-1)!!}{2^n n!} \right]^2 \frac{(1-x)^n}{2^n}, \quad |1-x| < 2.$$

Если $x=0$, то (см. [4], 8.129)

$$P_{-1/2}(0) = 1 + \sum_{n=1}^{\infty} \left[\frac{(2n-1)!!}{2^n n!} \right]^2 \frac{1}{2^n} = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \Gamma^2\left(\frac{1}{4}\right).$$

Представим функцию Кошмарова $K_g(z)$ при $|z| < 1$ в виде степенного ряда. Для этого воспользуемся разложением в ряд функции Лежандра (см. [3], § 3.5)

$$P_v(z) = \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \frac{\Gamma(v+n+1)}{\Gamma(v-n+1)} \frac{(1-z)^n}{2^n (n!)^2}.$$

Отсюда следует, что:

$$P_{1/2}(-z) = \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \frac{\Gamma\left(n + \frac{3}{2}\right)}{\Gamma\left(\frac{3}{2} - n\right)} \frac{(1+z)^n}{2^n (n!)^2};$$

$$P_{-1/2}(-z) = \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \frac{\Gamma\left(\frac{1}{2} + n\right)}{\Gamma\left(\frac{1}{2} - n\right)} \frac{(1+z)^n}{2^n (n!)^2}.$$

Преобразуем последние выражения. Для этого рассмотрим соотношения

$$\frac{\Gamma(1/2+n)}{\Gamma(1/2-n)} = \Gamma^2(n+1/2) \frac{\cos \pi n}{n} = \frac{(-1)^n}{\pi} \Gamma^2(n+1/2)$$

(см. [4], 8.334,2) или ([4], 8.339,2)

$$\frac{\Gamma(1/2+n)}{\Gamma(1/2-n)} = (-1)^n \left[\frac{(2n-1)!!}{2^n} \right]^2.$$

Аналогично предыдущему имеем

$$\frac{\Gamma(3/2+n)}{\Gamma(3/2-n)} = \frac{(1/2+n)\Gamma(1/2+n)}{(1/2-n)\Gamma(1/2-n)} = \frac{2n+1}{2n-1} (-1)^{n+1} \left[\frac{(2n-1)!!}{2^n} \right]^2.$$

Таким образом, имеем

$$K_g(z) = \frac{\pi \sqrt{2}}{15} \sum_{n=0}^{\infty} \left[\frac{(2n-1)!!}{2^n n!} \right]^2 \left\{ 4z - (3+z^2) \frac{2n+1}{2n-1} \right\} \times$$

$$\times \frac{(1+z)^n}{2^n}, \quad |z| < 1. \quad (7.51)$$

Вычислим значение $K_g(0)$ исходя из ряда (7.51), т.е. из выражения

$$K_g(0) = \frac{\pi \sqrt{2}}{5} \left\{ 1 - \sum_{n=0}^{\infty} \left[\frac{(2n-1)!!}{2^n n!} \right]^2 \frac{2n+1}{2n-1} \frac{1}{2^n} \right\}.$$

Представим

$$\frac{2n+1}{2n-1} = 1 + \frac{2}{2n-1}$$

и учитывая, что (см. [4])

$$\frac{2}{\pi} K\left(\frac{1}{\sqrt{2}}\right) = \sum_{n=0}^{\infty} \left[\frac{(2n-1)!!}{2^n n!} \right]^2 \frac{1}{2^n};$$

$$\frac{2}{\pi} E\left(\frac{1}{\sqrt{2}}\right) = 1 - \sum_{n=1}^{\infty} \left[\frac{(2n-1)!!}{2^n n!} \right]^2 \frac{1}{(2n-1)2^n},$$

получим

$$K_g(0) = \frac{2\sqrt{2}}{5} \left\{ 2E\left(\frac{1}{\sqrt{2}}\right) - K\left(\frac{1}{\sqrt{2}}\right) \right\}, \quad (7.52)$$

где

$$K\left(\frac{1}{\sqrt{2}}\right) = \int_0^{\pi/2} \frac{d\alpha}{\sqrt{1-0,5\sin^2\alpha}},$$

$$E\left(\frac{1}{\sqrt{2}}\right) = \int_0^{\pi/2} \sqrt{1-0,5\sin^2\alpha} d\alpha$$

являются полными эллиптическими интегралами [4] при $k=1/\sqrt{2}$. Согласно работе [4], имеем

$$\int_0^{\pi/2} (1-0,5\sin^2\alpha)^{n-1/2} d\alpha = \frac{n!}{2^{n+2}\sqrt{\pi}} \sum_{r=0}^n \frac{2^{3r}\Gamma^2\left(\frac{2r+1}{4}\right)}{(2r)!(n-r)!}.$$

Если $n=0$, то

$$K\left(\frac{1}{\sqrt{2}}\right) = \frac{1}{4\sqrt{\pi}} \Gamma^2\left(\frac{1}{4}\right).$$

Если $n=1$, то

$$E\left(\frac{1}{\sqrt{2}}\right) = \frac{1}{8\sqrt{\pi}} \left\{ \Gamma^2\left(\frac{1}{4}\right) + 4\Gamma^2\left(\frac{3}{4}\right) \right\}.$$

Учитывая два последних равенства при рассмотрении выражения (7.52), устанавливаем результат (7.50).

Аналогичным образом установим связь между функцией Кошмарова и полными эллиптическими интегралами при $|z| < 1$:

$$K_g(z) = \frac{2\sqrt{2}}{15} \left\{ 2(3+z^2) E\left(\sqrt{\frac{1+z}{2}}\right) - (z-1)(z-3) K\left(\sqrt{\frac{1+z}{2}}\right) \right\}, \quad (7.53)$$

где

$$K(k) = \int_0^{\pi/2} \frac{d\alpha}{\sqrt{1-k^2 \sin^2 \alpha}}; \quad E(k) = \int_0^{\pi/2} \sqrt{1-k^2 \sin^2 \alpha} d\alpha. \quad (7.54)$$

Согласно работе [5], полные эллиптические интегралы первого и второго рода (7.54) прекрасно вычисляются с помощью следующих приближенных формул:

$$E(k) = (1 + a_1 \bar{k} + a_2 \bar{k}^2) + (b_1 \bar{k} + b_2 \bar{k}^2) \ln(1/\bar{k}) + \varepsilon(\bar{k});$$

$$|\varepsilon(\bar{k})| < 4 \cdot 10^{-5},$$

$$\text{где } \bar{k} = 1 - k^2; \quad 0 \leq k < 1;$$

$$a_1 = 0,4630151; \quad b_1 = 0,2452727;$$

$$a_2 = 0,1077812; \quad b_2 = 0,0412496,$$

$$K(k) = c_0 + c_1 \bar{k} + c_2 \bar{k}^2 + (d_0 + d_1 \bar{k} + d_2 \bar{k}^2) \ln(1/\bar{k}) + \varepsilon(\bar{k}),$$

$$\text{где } c_0 = 1,3862944; \quad c_1 = 0,1119723; \quad d_0 = 0,5;$$

$$d_1 = 0,1213478; \quad c_2 = 0,0725296; \quad d_2 = 0,0288729.$$

В той же работе [5] приведены формулы для приближенного вычисления K и E с точностью до 10^{-8} .

Следует отметить, что представление (7.53) для функции Кошмарова $K_g(z)$ является аналитическим продолжением ряда (7.51) и при $z=1$ дает правильный результат (7.49). На самом деле имеем:

$$K_g(1) = \frac{16}{15} \sqrt{2} E(1); \quad E(1) = \int_0^{\pi/2} \cos \varphi d\varphi = 1,$$

хотя

$$K\left(\sqrt{\frac{1+z}{2}}\right) \approx \ln \frac{4\sqrt{2}}{\sqrt{1-z}} \rightarrow \infty \text{ при } z \rightarrow 1;$$

$$(z-1)K\left(\sqrt{\frac{1+z}{2}}\right) \approx (z-1) \ln \frac{4\sqrt{2}}{\sqrt{1-z}} \rightarrow 0 \text{ при } z \rightarrow 1.$$

Исследуем функцию Кошмарова при $z \gg 1$. Рассмотрим функцию

$$K_g(z) = \int_{-1}^1 \sqrt{t+z} \sqrt{1-t^2} dt; \quad z > 1, \quad (7.55)$$

так как $K_g(z) = 0$ при $z < -1$.

Введем замену параметра

$$x = z(z^2 - 1)^{-1/2} \geq 1,$$

причем $x(1+0) = \infty$, $x(\infty) = 1$.

В этом случае, если положить $t = \cos \varphi$, функция Кошмарова преобразуется к виду

$$K_g(z) = (z^2 - 1)^{-1/4} \int_0^{\pi} (z + \sqrt{z^2 - 1} \cos \varphi)^{1/2} \sin^3 \varphi d\varphi.$$

Для дальнейших исследований используем интегральные представления для функций Лежандра при $z > 1$ (см. [4]):

$$\int_0^{\pi} (x + \sqrt{x^2 - 1} \cos \varphi)^q d\varphi = \pi P_q(x);$$

$$\int_0^{\pi} (x + \sqrt{x^2 - 1} \cos \varphi)^q \cos n\varphi d\varphi = \frac{\pi}{(q+1), \dots, (q+n)} P_q^n(x).$$

Отсюда следует, что

$$K_g(z) = (z^2 - 1)^{-1/4} \frac{\pi}{2} \left\{ P_{1/2}(x) - \frac{8}{15} P_{1/2}^2(x) \right\}$$

или

$$K_g(z) = \frac{\pi}{2} (z^2 - 1)^{1/4} \left\{ P_{1/2}\left(\frac{z}{\sqrt{z^2 - 1}}\right) - \frac{8}{15} P_{1/2}^2\left(\frac{z}{\sqrt{z^2 - 1}}\right) \right\}.$$

Если положить $z = \operatorname{ch} u$, $u > 0$, то имеем

$$K_g(\operatorname{ch} u) = \frac{\pi}{2} \sqrt{\operatorname{sh} u} \left\{ P_{1/2}(\operatorname{ch} u) - \frac{8}{15} P_{1/2}^2(\operatorname{ch} u) \right\}.$$

Иное представление можно получить, если воспользоваться значением следующего интеграла:

$$\int_0^\pi (x + \sqrt{x^2 - 1} \cos \varphi)^\mu \sin^{2\nu-1} \varphi d\varphi = 2^\nu \sqrt{\frac{\pi}{2}} (x^2 - 1)^{1/4 - \nu/2} \times \\ \times \Gamma(\nu) P_{\mu + \nu - 1/2}^{1/2 - \nu}(x)$$

(см. [4], 3.664,4).

Положим в последнем соотношении $\mu = 1/2$, $\nu = 3/2$

$$K_g(x) = (x^2 - 1)^{-1/4} 2^{3/2} \sqrt{\frac{\pi}{2}} (x^2 - 1)^{-1/2} \Gamma(3/2) P_{3/2}^{-1}(x)$$

или

$$K_g(x) = \pi (x^2 - 1)^{-3/4} P_{3/2}^{-1}(x), \quad (7.56)$$

где $P_{3/2}^{-1}(z)$ — присоединенная функция Лежандра, однозначная и регулярная при $z > 1$, причем

$$P_{3/2}^{-1}(x) = (x^2 - 1)^{-1/2} \int_1^x P_{3/2}(\xi) d\xi.$$

Преобразуем последнее выражение, воспользовавшись функциональным соотношением (см. [4]) при $\mu = 0$, $\nu = 3/2$:

$$P_{\nu+1}^\mu(z) - P_{\nu-1}^\mu(z) = (2\nu + 1) \sqrt{z^2 - 1} P_\nu^{\mu-1};$$

$$P_{5/2}(z) - P_{1/2}(z) = 4(z^2 - 1)^{1/2} P_{3/2}^{-1}(z),$$

в результате имеем

$$K_g(z) = \frac{\pi}{4} (x^2 - 1)^{-5/4} \{P_{5/2}(x) - P_{1/2}(x)\}, \quad x > 1.$$

Если воспользоваться свойством (7.45), то

$$K_g(z) = \frac{2}{5} \pi (x^2 - 1)^{-5/4} \{x P_{3/2}(x) - P_{1/2}(x)\}, \quad x > 1.$$

И если еще раз воспользоваться (7.45), то

$$K_g(z) = \frac{2}{15} \pi (x^2 - 1)^{-5/4} \{(4x^2 - 1) P_{1/2}(x) - x P_{-1/2}(x)\},$$

или

$$K_g(z) = \frac{2\pi}{15} (z^2 - 1)^{3/4} \left\{ \frac{3z^2 + 1}{\sqrt{z^2 - 1}} P_{1/2}\left(\frac{z}{\sqrt{z^2 - 1}}\right) - \right. \\ \left. - z P_{-1/2}\left(\frac{z}{\sqrt{z^2 - 1}}\right) \right\}.$$

Представим $K_g(z)$ в виде степенного ряда. Для этого преобразуем выражение (7.55) к виду

$$K_g(z) = \sqrt{z} \int_{-1}^1 \sqrt{1 + (t/z)} \sqrt{1 - t^2} dt, \quad z > 1,$$

или

$$K_g(z) = \sqrt{z} \int_0^\pi \sqrt{1 + (\cos \varphi/z)} \sqrt{1 - t^2} dt, \quad z > 1.$$

Представим

$$\sqrt{1 + \frac{\cos \varphi}{z}} = 1 + \frac{1}{2} \frac{\cos \varphi}{z} + \dots + \frac{(2n-3)!!}{2^n n!} \frac{\cos^n \varphi}{z^n} (-1)^n + \dots,$$

или

$$\sqrt{1 + \frac{\cos \varphi}{z}} = 1 + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(2n-3)!!}{2^n n!} (-1)^n \frac{\cos^n \varphi}{z^n},$$

где $(-1)!! = 1$. В этом случае имеем:

$$K_g(z) = \sqrt{z} \int_0^\pi \sin^2 \varphi d\varphi + \frac{1}{2\sqrt{z}} \int_0^\pi \cos \varphi \sin^2 \varphi d\varphi +$$

$$+ \sum_{n=2}^{\infty} (-1)^n \frac{(2n-3)!!}{2^n n! z^{n-1/2}} \int_0^\pi \cos^n \varphi \sin^2 \varphi d\varphi;$$

$$\int_0^\pi \cos^n \varphi d\varphi = \begin{cases} \frac{\pi}{2^{(n-1)/2}} \binom{n}{n/2}, & n = 2k \\ \frac{n!}{(n!)^2}, & n = 2k + 1 \end{cases} [1 + (-1)^n],$$

т.е. $n = 2k$;

$$\int_0^\pi \cos^n \varphi d\varphi = \frac{\pi}{2^{n+1}} \binom{n}{n/2} = \frac{\pi}{2^{n+1}} \frac{n(n-1)\dots[(n/2)+1]}{(n/2)!},$$

(см. [4]).

Аналогично предыдущему имеем

$$\int_0^\pi \cos^n \varphi \cos 2\varphi d\varphi = \frac{\pi}{2^{n+1}} \binom{n}{(n/2)-1} = \frac{\pi}{2^{n+1}} \times$$

$$\times \frac{n(n-1)\dots[(n/2+2)]}{[(n/2-1)]!}, \quad n=2k,$$

или

$$\begin{aligned} \int_0^\pi \cos^n \varphi \sin^2 \varphi d\varphi &= \frac{\pi}{2^{n+2}} \left\{ \binom{n}{n/2} - \binom{n}{n/2-1} \right\} = \\ &= \frac{\pi}{2^{2(k+1)}} \left\{ \binom{2k}{k} - \binom{2k}{k-1} \right\} = \frac{\pi}{2^{2(k+1)}} \left\{ \frac{2k(2k-1)(2k-2)\dots(k+1)}{k!} - \right. \\ &\quad \left. - \frac{2k(2k-1)\dots(k+2)}{(k-1)!} \right\} = \frac{\pi}{2^{2(k+1)}} \left\{ \frac{(2k)!}{(k!)^2} - \right. \\ &\quad \left. - \frac{(2k)!}{(k-1)!(k+1)!} \right\} = \frac{\pi}{2^{2(k+1)}} \frac{(2k)!}{(k!)^2} \left\{ 1 - \frac{k-1}{k+1} \right\} = \\ &= \frac{\pi}{2^{2k+1}} \frac{(2k)!}{(k!)^2} \frac{2}{k+1}. \end{aligned}$$

Итак, имеем

$$\int_0^\pi \cos^{2k} \varphi \sin^2 \varphi d\varphi = \frac{\pi}{2^{2k+1}} \frac{(2k)!}{(k!)^2} \frac{1}{k+1}.$$

Функция Кошмарова имеет следующий вид:

$$K_g(z) = \pi \sqrt{z} + \frac{\pi \sqrt{z}}{2} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(4k-3)!!}{(k!)^2 (k+1)! 2^{4k}} z^{-2k},$$

или

$$K_g(z) = \pi \sqrt{z} \left\{ 1 + \frac{1}{2} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(4k-3)!!}{k! (k+1)! (4z)^{2k}} \right\}. \quad (7.57)$$

Исследуем выражение (7.56) при $x \rightarrow \infty$ или, что то же самое, при $z \rightarrow 1$. Согласно работе [3], главный член функции $P_{3/2}^{-1}(x)$ в окрестности точки $x = \infty$ имеет следующий вид:

$$P_{3/2}^{-1}(x) \approx \frac{16\sqrt{2}}{15\pi} x^{3/2}, \quad x = \frac{z}{\sqrt{z^2-1}}.$$

Соответственно этому функция Кошмарова в окрестности точки $z=1+0$ ведет себя как

$$K_g(z) \approx \frac{16}{15} \sqrt{2} \left\{ \frac{x^2}{x^2-1} \right\}^{3/4}.$$

Отсюда следует, что

$$K_g(1+0) = \frac{16}{15} \sqrt{2} \lim_{x \rightarrow \infty} \left\{ \frac{x^2}{x^2-1} \right\}^{3/4} = \frac{16}{15} \sqrt{2}.$$

Этот результат совпадает с (7.49); так как

$$K_g(1-0) = K_g(1+0) = \frac{16}{15} \sqrt{2},$$

то можно утверждать, что функция Кошмарова является непрерывной в точке $z=1$.

Представим функцию $K_g(z)$ в виде степенного ряда по степеням $1/z$ при $z \gg 1$. Для этого используем формулу преобразования гипергеометрической функции (см. [3], § 3.2)

$$P_{3/2}^{-1}(x) = \frac{1}{2} x^{1/2} (x^2-1)^{1/2} F\left(-\frac{1}{4}, \frac{1}{4}, 2, 1-\frac{1}{x^2}\right)$$

или

$$P_{3/2}^{-1}(z) = \frac{1}{2} \sqrt{z} (z^2-1)^{-3/4} F\left(-\frac{1}{4}, \frac{1}{4}, 2, \frac{1}{z^2}\right).$$

Представим $K_g(z)$ в виде гипергеометрического ряда при $z > 1$, используя равенство (7.56)

$$K_g(z) = \frac{\pi}{2} \sqrt{z} F\left(-\frac{1}{4}, \frac{1}{4}, 2, \frac{1}{z^2}\right)$$

или

$$K_g(z) = \frac{\pi \sqrt{z}}{2} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\left(-\frac{1}{4}\right)_n \left(\frac{1}{4}\right)_n}{n! (n+1)!} z^{-2n},$$

где

$$(a)_n = \frac{\Gamma(n+a)}{\Gamma(a)}.$$

Преобразуем последний ряд. Для этого имеем:

$$\left(\frac{1}{4}\right)_n = \frac{1}{4} \cdot \frac{9}{4} \dots \left(n - \frac{3}{4}\right); \quad \left(-\frac{1}{4}\right)_n = \left(-\frac{1}{4}\right) \frac{3}{4} \dots \left(n - \frac{5}{4}\right);$$

$$K_g(z) = \frac{\pi \sqrt{z}}{2} \left\{ 1 - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(4n-3)!!}{n! (n+1)!} \frac{1}{(4z)^{2n}} \right\}.$$

Этот результат совпадает с (7.57). Отсюда следует, что

$$K_g(z) = \frac{\pi \sqrt{z}}{2} + O\left(\frac{1}{16z^2}\right). \quad (7.58)$$

Ряд (7.57) быстро сходится при любых значениях $z \gg 1$.

Таким образом, в этом разделе была исследована функция Кошмарова при $z \gg 1$. Построен ряд этой функции и определены частные значения для $K_g(z)$ различными способами. Установлена аналитическая связь между этой функцией и высшими трансцендентными функциями.

Сравним функции расходов через прямоугольный и круглый проемы при $z \gg 0$.

Согласно результатам, полученным в гл. 1, расход газа через прямоугольный проем имеет следующий вид:

$$G_r^n = G_0^n \gamma_r^n = G_0^n \frac{2}{3} \xi_r^n \left(\frac{\Delta y}{2} \right)^{3/2} \sqrt{\beta(1-\beta)} \bar{\gamma}_r^n,$$

где (§ 7.1)

$$\begin{aligned} G_0^n &= \rho_a b h \sqrt{2gh}; \\ \bar{y}_* &= \frac{\bar{y}_1 + \bar{y}_2}{2} - \frac{\bar{y}_2 - \bar{y}_1}{2} z; \\ \gamma_r^n &= (z+1)^{3/2} \theta(z+1) - (z-1)^{3/2} \theta(z-1). \end{aligned}$$

Через круглый проем (7.36)

$$G_r^K = G_0^K \gamma_r^K G_0^n \left(\frac{\Delta y}{2} \right)^{3/2} \Delta y \xi_r^K \sqrt{\beta(1-\beta)} K_g(z), \quad \Delta y = 2\bar{R},$$

$$\text{где } G_0^K = \rho_a h^2 \sqrt{2gh}, \quad g(z) = \frac{1}{2} (|z-1| - |z+1|);$$

$$K_g(z) = \int_{g(z)}^1 \sqrt{1+t} \sqrt{1-t^2} dt.$$

Вычислим отношение величин G_r^n и G_r^K :

$$\frac{G_r^K}{G_r^n} = \frac{3}{2} \frac{\xi_r^K}{\xi_r^n} \frac{h}{b} \frac{\Delta y}{\gamma_r^n(z)} K_g(z), \quad b = \Delta y = 2\bar{R},$$

или

$$\frac{G_r^K}{G_r^n} = \frac{3}{2} \frac{\Delta y}{b} \frac{\xi_r^K}{\xi_r^n} \frac{K_g(z)}{\gamma_r^n(z)} = \frac{3}{2} \frac{\xi_r^K}{\xi_r^n} \frac{K_g(z)}{\gamma_r^n(z)}.$$

Для начала считаем, что круглый проем имеет диаметр Δy , а прямоугольный — квадрат со стороной $\Delta y = b$.

Пусть коэффициенты сопротивления

$$\xi_r^K = \xi_r^n.$$

При этих предположениях сравним функции расхода в контрольных точках $z=0, 1, \infty$.

Имеем (7.49) при $z=1$

$$\frac{G_r^K}{G_r^n} \Big|_{z=1} = \frac{3}{2} \frac{K_g(1)}{\bar{\gamma}_r^n(1)} = \frac{3}{2} \frac{16\sqrt{2}}{30\sqrt{2}},$$

т. е.

$$\frac{G_r^K}{G_r^n} \Big|_{z=1} = 0,8. \quad (7.59)$$

Соотношение площадей проемов в рассматриваемом случае

$$\frac{F_r^K}{F_r^n} = \frac{\pi}{4} \approx 0,785. \quad (7.60)$$

Аналогичным образом получаем:

$$\frac{G_r^K}{G_r^n} \Big|_{z=0} = \frac{3}{2} \frac{4\Gamma^2\left(\frac{3}{4}\right)}{5\sqrt{2\pi}} \approx 0,72; \quad \frac{G_r^K}{G_r^n} \Big|_{z=\infty} = \frac{3}{2} \frac{K_g(\infty)}{\bar{\gamma}_r^n(\infty)}. \quad (7.61)$$

Рассматривая равенство для $\bar{\gamma}_r^n(z)$, легко установить, что при $z \rightarrow \infty$

$$\bar{\gamma}_r^n(z) = 3\sqrt{z} + O(z^{-3/2}).$$

Учитывая поведение $K_g(z)$ на бесконечности (7.58), получим

$$\frac{G_r^K}{G_r^n} \Big|_{z=\infty} = \frac{\pi}{4} = \frac{F_r^K}{F_r^n} \approx 0,785. \quad (7.62)$$

Анализ равенств (7.59) — (7.62) показывает, что отношения расходов через квадратный и круглый проемы достаточно точно равны отношению площадей проемов, а именно

$$\frac{G_r^K}{G_r^n} = (0,92 \dots 1,02) \frac{F_r^K}{F_r^n} \frac{\xi_r^K}{\xi_r^n}, \quad z \gg 0. \quad (7.63)$$

Рассмотрим более общий случай. Прямоугольный проем имеет высоту Δy и ширину b . Круглый проем имеет радиус R . Без ограничения общности считаем, что центры вышеупомянутых проемов совпадают:

$$\frac{G_r^K}{G_r^n} = \frac{2h\bar{R}^{5/2} \xi_r^K K_g(z)}{b \left(\frac{\Delta y}{2} \right)^{3/2} \frac{2}{3} \xi_r^n \bar{\gamma}_r^n(z)}, \quad \bar{R} = R/h,$$

или

$$\frac{G_r^k}{G_r^n} = \frac{6\sqrt{2}\sqrt{R}}{\pi\sqrt{\Delta y}} \frac{F_r^k \xi_r^k K_g(z)}{F_r^n \xi_r^n \bar{\gamma}_r^n(z)}.$$

И если учесть, что

$$\frac{3\sqrt{2}}{\pi} \frac{K_g(z)}{\bar{\gamma}_r^n(z)} = \begin{cases} \frac{24}{5\pi\sqrt{\pi}} \Gamma^2\left(\frac{3}{4}\right) \approx 1,295 = 0,92\sqrt{2}; & z=0; \\ \frac{16}{5\pi} \sqrt{2} \approx 1,44 \approx 1,02\sqrt{2}; & z=1; \\ \sqrt{2} \approx 1,41; & z=\infty. \end{cases}$$

Отсюда следует, что поправочные коэффициенты остаются неизменными и для общего случая, т. е.

$$\frac{G_r^k}{G_r^n} = (0,92 \dots 1,02) \sqrt{\frac{2R}{\Delta y}} \frac{F_r^k \xi_r^k}{F_r^n \xi_r^n}, \quad z \geq 0. \quad (7.64)$$

Таким образом установлено соотношение для пересчета расходов газов через круглый проем на расходы газов через прямоугольный проем. Эта информация содержится в равенстве (7.64).

В случае $-1 \leq z < 0$ формула пересчета (7.64) абсолютно неприменима. Покажем это на примере рассмотрения окрестности точки $z = -1$. В этом случае главный член функции $K_g(z)$ имеет вид (7.51), (7.53):

$$K_g(z) = \frac{\pi}{4\sqrt{2}} (1+z)^2 + O[(1+z)^3];$$

$$\bar{\gamma}_r^n = (1+z)^{3/2}.$$

Отсюда следует, что

$$\frac{K_g(z)}{\bar{\gamma}_r^n(z)} = \frac{\pi}{4\sqrt{2}} \sqrt{1+z} + O[(1+z)^{3/2}],$$

т. е.

$$\left. \frac{K_g(z)}{\bar{\gamma}_r^n(z)} \right|_{z \rightarrow -1} \rightarrow 0,$$

и значит, что поправочный коэффициент стремится к нулю.

7.3. ПОМЕЩЕНИЕ С ДВУМЯ КРУГЛЫМИ ПРОЕМАМИ

Рассмотрим помещение с двумя круглыми проемами с центрами в точках $\{O, \bar{c}_1\}$ и $\{O, \bar{c}_2\}$ на оси $\bar{x}$ и $\bar{y} = \bar{c}_i$, $i=1,2$ (рис. 7.11). Пусть радиусы этих проемов есть $\bar{R}_1$ и $\bar{R}_2$ и $\bar{c}_2 > \bar{c}_1$. Тогда уравнения границ проемов можно представить в виде:

$$\bar{x}^2 + (\bar{y} - \bar{c}_1)^2 = \bar{R}_1^2; \quad \bar{x}^2 + (\bar{y} - \bar{c}_2)^2 = \bar{R}_2^2$$

или

$$\bar{x} = \begin{cases} f_{2H}(\bar{y}) = \sqrt{\bar{R}_1^2 - (\bar{y} - \bar{c}_1)^2}; \\ f_{1H}(\bar{y}) = -\sqrt{\bar{R}_1^2 - (\bar{y} - \bar{c}_1)^2}; \end{cases}$$

$$\bar{x} = \begin{cases} f_{2B}(\bar{y}) = \sqrt{\bar{R}_2^2 - (\bar{y} - \bar{c}_2)^2}; \\ f_{1B}(\bar{y}) = -\sqrt{\bar{R}_2^2 - (\bar{y} - \bar{c}_2)^2}. \end{cases}$$

В этом случае двойной интеграл, представляющий собой функции $\bar{\gamma}_r$, $\bar{\gamma}_B$, можно записать в виде повторных:

$$\bar{\gamma}_r = \int_{F_{c_1} \cup F_{c_2} \cap \{\bar{y} > \bar{y}_*\}} \sqrt{\bar{y} - \bar{y}_*} d\bar{y} \left\{ \int_{f_{1H}(\bar{y})}^{f_{2H}(\bar{y})} d\bar{x} + \int_{f_{1B}(\bar{y})}^{f_{2B}(\bar{y})} d\bar{x} \right\};$$

$$\bar{\gamma}_B = \int_{F_{c_1} \cup F_{c_2} \cap \{\bar{y} < \bar{y}_*\}} \sqrt{\bar{y}_* - \bar{y}} d\bar{y} \left\{ \int_{f_{1H}(\bar{y})}^{f_{2H}(\bar{y})} d\bar{x} + \int_{f_{1B}(\bar{y})}^{f_{2B}(\bar{y})} d\bar{x} \right\},$$

где $F_{c_1} \cup F_{c_2}$ область, заключенная внутри проемов. Области $F_{c_1} \cup F_{c_2} \cap \{\bar{y} \geq \bar{y}_*\}$ и $F_{c_1} \cup F_{c_2} \cap \{\bar{y} \leq \bar{y}_*\}$ изображены на рис. 7.11 и 7.12. В результате вычисления внутренних интегралов функции, описывающие расходы уходящих газов $\bar{\gamma}_r$ и поступающего в помещение воздуха $\bar{\gamma}_B$, преобразуются таким образом:

$$\bar{\gamma}_r = 2 \int_{F_{c_1} \cup F_{c_2} \cap \{\bar{y} > \bar{y}_*\}} \sqrt{\bar{y} - \bar{y}_*} \left\{ \sqrt{\bar{R}_1^2 - (\bar{y} - \bar{c}_1)^2} + \sqrt{\bar{R}_2^2 - (\bar{y} - \bar{c}_2)^2} \right\} d\bar{y};$$

$$\bar{\gamma}_B = 2 \int_{F_{c_1} \cup F_{c_2} \cap \{\bar{y} < \bar{y}_*\}} \sqrt{\bar{y}_* - \bar{y}} \left\{ \sqrt{\bar{R}_1^2 - (\bar{y} - \bar{c}_1)^2} + \sqrt{\bar{R}_2^2 - (\bar{y} - \bar{c}_2)^2} \right\} d\bar{y}.$$

Введем новые переменные по формулам:

$$\bar{y}_* = \bar{c}_1 - \bar{R}_1 z = \bar{c}_2 - \bar{R}_2 \xi;$$

(7.65)

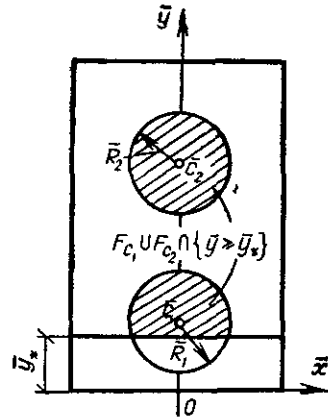


Рис. 7.11. Схема помещения с двумя круглыми проемами и изображение области $F_{c_1} \cup F_{c_2} \cap \{y > y_*\}$ (заштрихованная поверхность)

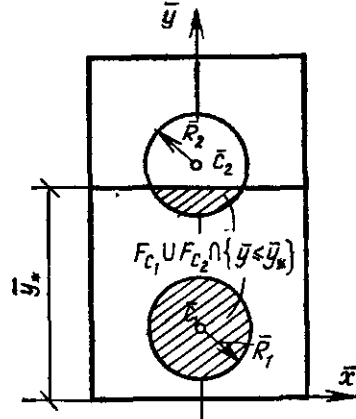


Рис. 7.12. Схема помещения с двумя круглыми проемами и изображение области $F_{c_1} \cap F_{c_2} \{y < y_*\}$ (заштрихованная поверхность)

$$\bar{y} = c_1 + \bar{R}_1 t = \bar{c}_2 + \bar{R}_2 \theta,$$

в терминах которых выражения для $\bar{y}_\Gamma$ и $\bar{y}_B$ принимают следующий вид:

$$\bar{y}_\Gamma = 2\bar{R}_1^{5/2} \int_{F_\Gamma(z)}^1 \sqrt{t+z} \sqrt{1-t^2} dt + 2\bar{R}_2^{5/2} \int_{F_\Gamma(\xi)}^1 \sqrt{\theta+\xi} \sqrt{1-\theta^2} d\theta; \quad (7.66)$$

$$\bar{y}_B = 2\bar{R}_1^{5/2} \int_{F_B(z)}^1 \sqrt{t-z} \sqrt{1-t^2} dt + 2\bar{R}_2^{5/2} \int_{F_B(\xi)}^1 \sqrt{\theta-\xi} \sqrt{1-\theta^2} d\theta, \quad (7.67)$$

где области изменения z и ξ $F_\Gamma(z)$; $F_\Gamma(\xi)$; $F_B(z)$ и $F_B(\xi)$ определены в § 7.2 (7.31). Выражения (7.66), (7.67) выписаны с учетом положения ПРД. Сравнивая эти формулы с интегральным представлением функции Кошмарова (7.30), устанавливаем следующие результаты:

$$\begin{aligned} \bar{y}_\Gamma &= 2\bar{R}_1^{5/2} K_g(z) + 2\bar{R}_2^{5/2} K_g(\xi); \\ \bar{y}_B &= 2\bar{R}_1^{5/2} K_g(-z) + 2\bar{R}_2^{5/2} K_g(-\xi). \end{aligned}$$

Заметим, что свойства функции $K_g(z)$ полностью выявлены в § 7.2.

С помощью соотношения (7.65) выразим величину ξ через z :

$$\xi = \frac{\bar{c}_2 - \bar{c}_1}{\bar{R}_2} + \frac{\bar{R}_1}{\bar{R}_2} z.$$

С учетом последнего равенства получаем окончательное представление для функций газообмена $\bar{y}_\Gamma$ и $\bar{y}_B$ в следующем виде.

$$\bar{y}_B = 2\bar{R}_1^{5/2} K_g(z) + 2\bar{R}_2^{5/2} K_g\left(\frac{\bar{c}_2 - \bar{c}_1}{\bar{R}_2} + \frac{\bar{R}_1}{\bar{R}_2} z\right); \quad (7.68)$$

$$\bar{y}_B = 2\bar{R}_1^{5/2} K_g(-z) + 2\bar{R}_2^{5/2} K_g\left(-\frac{\bar{c}_2 - \bar{c}_1}{\bar{R}_2} - \frac{\bar{R}_1}{\bar{R}_2} z\right). \quad (7.69)$$

Заметим, что представления функций $\bar{y}_\Gamma$ и $\bar{y}_B$ в виде соотношений (7.68), (7.69) описывают все возможные режимы газообмена помещения через два круглых проема без ограничений с помощью только одной функции Кошмарова. Установим различные режимы газообмена для случая $\bar{c}_2 - \bar{c}_1 \geq \bar{R}_1 + \bar{R}_2$, следя за положением ПРД и учитывая это в формулах (7.68) и (7.69):

$$1^\circ. \bar{y}_* \leq \bar{c}_1 - \bar{R}_1, \quad z \geq 1,$$

$$\begin{aligned} \bar{y}_B &= 2 \int_{-1}^1 \left\{ \bar{R}_1^{5/2} \sqrt{t+z} + \bar{R}_2^{5/2} \sqrt{t + \frac{\bar{c}_2 - \bar{c}_1 + \bar{R}_1 z}{\bar{R}_2}} \right\} \times \\ &\quad \times \sqrt{1-t^2} dt, \end{aligned} \quad (7.70)$$

$$\bar{y}_B = 0;$$

$$2^\circ. \bar{c}_1 - \bar{R}_1 < \bar{y}_* < \bar{c}_1 + \bar{R}_1; \quad |z| < 1; \quad \bar{c}_2 - \bar{c}_1 + \bar{R}_1 z \geq \bar{R}_2;$$

$$\begin{aligned} \bar{y}_B &= 2\bar{R}_1^{5/2} \int_{-z}^1 \sqrt{t+z} \sqrt{1-t^2} dt + \\ &+ 2\bar{R}_2^{5/2} \int_{-1}^1 \sqrt{t + \frac{\bar{c}_2 - \bar{c}_1 + \bar{R}_1 z}{\bar{R}_2}} \sqrt{1-t^2} dt; \end{aligned} \quad (7.71)$$

$$\bar{y}_B = 2\bar{R}_1^{5/2} \int_z^1 \sqrt{t-z} \sqrt{1-t^2} dt; \quad (7.72)$$

$$3^\circ. \bar{c}_1 + \bar{R}_1 < \bar{y}_* < \bar{c}_2 - \bar{R}_2, \quad -\frac{\bar{c}_2 - \bar{c}_1 - \bar{R}_2}{\bar{R}_1} < z < -1,$$

$$\bar{y}_B = 2\bar{R}_2^{5/2} \int_{-1}^1 \sqrt{t + \frac{\bar{c}_2 - \bar{c}_1 + \bar{R}_1 z}{\bar{R}_2}} \sqrt{1-t^2} dt; \quad (7.73)$$

$$\bar{y}_B = 2\bar{R}_1^{5/2} \int_{-1}^1 \sqrt{t-z} \sqrt{1-t^2} dt; \quad (7.74)$$

$$4^\circ. \bar{c}_2 - \bar{R}_2 \leq \bar{y}_* \leq \bar{c}_2 + \bar{R}_2; \quad -\frac{(\bar{c}_2 - \bar{c}_1 + \bar{R}_2)}{\bar{R}_1} \leq z \leq -\frac{(\bar{c}_2 - \bar{c}_1 - \bar{R}_2)}{\bar{R}_1};$$

$$\bar{y}_B = 2\bar{R}_2^{5/2} \int_{-z}^1 \sqrt{t + \frac{\bar{c}_2 - \bar{c}_1 + \bar{R}_1 z}{\bar{R}_2}} \sqrt{1-t^2} dt; \quad (7.75)$$

$$\bar{y}_B = 2\bar{R}_1^{5/2} \int_{-1}^1 \sqrt{t-z} \sqrt{1-t^2} dt + 2\bar{R}_2^{5/2} \int_{-z}^1 \sqrt{t - \frac{\bar{c}_2 - \bar{c}_1 + \bar{R}_1 z}{\bar{R}_2}} \sqrt{1-t^2} dt; \quad (7.76)$$

$$5^\circ. \bar{c}_2 + \bar{R}_2 \leq \bar{y}_*; \quad z \leq -\frac{\bar{c}_2 - \bar{c}_1 + \bar{R}_2}{\bar{R}_1}; \quad \bar{y}_\Gamma = 0;$$

$$\bar{y}_B = 2\bar{R}_1^{5/2} \int_{-1}^1 \sqrt{t-z} \sqrt{1-t^2} dt + 2\bar{R}_2^{5/2} \int_{-1}^1 \sqrt{t - \frac{\bar{c}_2 - \bar{c}_1 + \bar{R}_1 z}{\bar{R}_2}} \sqrt{1-t^2} dt. \quad (7.77)$$

7.4. ПОМЕЩЕНИЯ С ПРОИЗВОЛЬНЫМ ЧИСЛОМ ПРОЕМОВ

Рассмотрим сначала помещение с n -числом прямоугольных проемов одинаковой ширины b , причем нижний край i проема имеет y_{iH} — координату по высоте y и y_{iB} — координату верхнего края того же проема. Величина $2h$ — высота некоторого характерного

помещения. Анализируя выражения (7.11), (7.12), приходим к выводу, что все режимы газообмена такого помещения можно описать следующими выражениями:

$$\frac{3}{2} \bar{y}_\Gamma = \sum_{i=1}^n \{(\bar{y}_{iB} - \bar{y}_*)^{3/2} \theta(\bar{y}_{iB} - \bar{y}_*) - (\bar{y}_{iH} - \bar{y}_*)^{3/2} \theta(\bar{y}_{iH} - \bar{y}_*)\}; \quad (7.78)$$

$$\frac{3}{2} \bar{y}_B = \sum_{i=1}^n \{(\bar{y}_* - \bar{y}_{iH})^{3/2} \theta(\bar{y}_* - \bar{y}_{iH}) - (\bar{y}_* - \bar{y}_{iB})^{3/2} \theta(\bar{y}_* - \bar{y}_{iB})\}. \quad (7.79)$$

Здесь применены обозначения, введенные в предыдущих параграфах.

Аналогичным образом рассмотрим помещение с n -числом прямоугольных проемов с различной шириной b_i . Введем обозначения:

$$\xi_{cp} b_{cp} = \left\{ \prod_{i=1}^n b_i \xi_i \right\}^{1/n}; \quad B_i = b_i \xi_i / b_{cp} \xi_{cp};$$

$$G_0 = \rho_a b_{cp} h \sqrt{2gh},$$

с помощью которых функции газообмена $\bar{y}_\Gamma$ и $\bar{y}_B$ для всех режимов газообмена можно представить в виде следующих соотношений:

$$\frac{3}{2} \bar{y}_\Gamma = \sum_{i=1}^n B_i \{(\bar{y}_{iB} - \bar{y}_*)^{3/2} \theta(\bar{y}_{iB} - \bar{y}_*) - (\bar{y}_{iH} - \bar{y}_*)^{3/2} \theta(\bar{y}_{iH} - \bar{y}_*)\}, \quad (7.80)$$

$$\frac{3}{2} \bar{y}_B = \sum_{i=1}^n B_i \{(\bar{y}_* - \bar{y}_{iH})^{3/2} \theta(\bar{y}_* - \bar{y}_{iH}) - (\bar{y}_* - \bar{y}_{iB})^{3/2} \theta(\bar{y}_* - \bar{y}_{iB})\}. \quad (7.81)$$

Опираясь на результаты исследований и введенные обозначения в (7.2), (7.3), рассмотрим помещение с n -числом круглых проемов с центрами в точках $\{O, c_i\}$ и радиусами $\bar{R}_i$, $i=1, 2, \dots$. Режимы газообмена такого помещения будут описываться следующими функциями:

$$\bar{y}_\Gamma = 2 \sum_{i=1}^n \bar{R}_i^{5/2} K_g \left(\frac{\bar{c}_i - \bar{c}_1}{\bar{R}_i} + \frac{\bar{R}_1}{\bar{R}_i} z \right); \quad (7.82)$$

$$\bar{y}_B = 2 \sum_{i=1}^n \bar{R}_i^{5/2} K_g \left(-\frac{\bar{c}_i - \bar{c}_1}{\bar{R}_i} - \frac{\bar{R}_1}{\bar{R}_i} z \right), \quad (7.83)$$

где $c_1 > c_i$, $i=2, \dots, n$; $K_g(z)$, как и в § 7.2, есть функция Кошмара; $\xi = \xi_i$; $i=1, 2, \dots, n$.

7.5. СВОЙСТВА СИСТЕМЫ УРАВНЕНИЙ ПОЖАРА В ПОМЕЩЕНИИ

Аналитическое решение системы дифференциальных уравнений, описывающих пожар, может быть получено лишь для некоторых частных случаев [7]. В общем случае система решается численными методами с использованием ЭВМ. В работе [6] приводится пример расчета для помещения кубической формы с геометрическими параметрами: $2h=10$ м, $V=1000$ м³, $F_1=F_2=F_0=4$ м², $y_1=0$, $y_2=2h$. В данной модельной задаче предполагались известными:

$$\begin{aligned} \bar{Q}_w &= K_2 \left[0,5 \frac{1+\pi}{\beta} + 0,5 \left(\frac{1+\pi}{\beta} \right)^2 - 1 \right]; \\ m_1 &= 0,956 + 0,0433\theta; \\ \bar{\psi} &= 0,03 (1 - e^{-0,3\tau}) / (1 + e^{0,03\tau}). \end{aligned}$$

На рис. 7.13 представлены результаты расчетов. Для интегрирования системы уравнений пожара с заданными начальными условиями использовалась стандартная процедура Рунге—Кутты. Автоматический выбор шага интегрирования привел к крайне малым значениям (порядка 10^{-8}), что само по себе говорит о плохой устойчивости алгоритма для данной системы. Таким образом при решении задачи развития пожара в помещении сталкиваемся с явлением жесткости системы дифференциальных уравнений. Поясним это явление на примере. Дана линейная система второго порядка:

$$\begin{cases} \frac{dx_1}{dt} = 998x_1 + 1938x_2; \\ \frac{dx_2}{dt} = -999x_1 - 1999x_2, \end{cases} \quad (7.84)$$

решение которой при начальных условиях $x_1(0)=x_2(0)=1$ имеет вид:

$$\begin{cases} x_1 = 4e^{-t} - 3e^{-1000t}; \\ x_2 = -2e^{-t} + 3e^{-1000t}. \end{cases} \quad (7.85)$$

Компоненты вектора решения можно условно разделить на «быстрые» и «медленные». Из (7.85) следует, что после очень не-

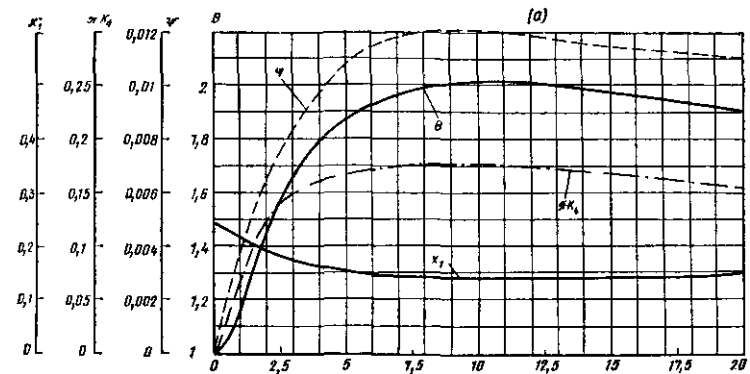


Рис. 7.13. Зависимость среднеобъемной температуры θ , концентрации x_1 и избыточного давления πK_4 от времени при $K_1=75,9$, $K_2=0,163$, $K_3=0,175$

большого промежутка времени решение весьма близко к вектору «медленных» компонент:

$$\begin{cases} \tilde{x}_1 = 4e^{-t}; \\ \tilde{x}_2 = -2e^{-t}. \end{cases} \quad (7.86)$$

Первый участок с быстрым изменением решения отражает стремление интегральных кривых к (7.85) и называется пограничным слоем.

Предположим, что для численного интегрирования системы (7.84) используется метод Эйлера с $h=0,01$.

При $x_1(0)=x_2(0)=1$ получаем:

$$\begin{aligned} x_1^{(1)} &= 1 + 0,01 (998 + 1998) = 30,96; \\ x_2^{(1)} &= 1 + 0,01 (-999 - 1999) = -28,98. \end{aligned}$$

Очевидно, что эти значения далеко не соответствуют точному решению $x_1(0,01)=3,96$, $x_2(0,01)=-1,98$, но и для меньших значений h достаточно быстро наступает момент «разболтки» счета.

Обыкновенные дифференциальные уравнения, моделирующие различные физические процессы с описанным выше явлением жесткости, названы жесткими [9]. Даже при весьма малом начальном шаге интегрирования h при выходе из пограничного слоя он не может быть увеличен, хотя производные становятся существенно меньше, что и подтвердило решение модельной задачи развития пожара.

Проведенный анализ явления жесткости должен быть дополнен более точными характеристиками, т.е. необходимо выяснить соотношение между производными внутри и вне пограничного слоя. Систему дифференциальных уравнений (7.84) запишем в векторной форме:

$$\frac{dx}{dt} = f(t, x); \quad x|_{t=t_0} = x_0. \quad (7.87)$$

Следуя [9], отметим, что линеаризация правой части (7.87) в окрестности начальной точки x_0

$$f(t, x) = f(t, x_0) + \frac{\partial f}{\partial x}(x - x_0) + \dots \quad (7.88)$$

позволяет решить вопрос о жесткости системы путем исследования матрицы Якоби:

$$A = \begin{vmatrix} \frac{\partial f_1}{\partial x_1} & \frac{\partial f_1}{\partial x_2} \\ \frac{\partial f_2}{\partial x_1} & \frac{\partial f_2}{\partial x_2} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 998 & 1998 \\ -999 & -1999 \end{vmatrix}.$$

Большая разница в собственных числах матрицы $\lambda_2/\lambda_1 = -1000/-1 = 1000 \gg 1$, как правило, уже позволяет говорить о жесткости системы (7.87). Более тонкие исследования [9] позволили получить необходимые требования на собственные числа в жесткой системе дифференциальных уравнений:

$$\begin{cases} |\lambda_i| e^{\operatorname{Re} \lambda_i \tau_{\text{п.с}}} \leq \frac{L}{N}, & \operatorname{Re} \lambda_i < 0, \\ |\lambda_i| \leq \frac{L}{N}, & \operatorname{Re} \lambda_i \geq 0, \end{cases} \quad (7.89)$$

где $L = \max_i |\lambda_i|$, $N \gg 1$, $\tau_{\text{п.с}} \ll T(\tau_{\text{п.с}} - \text{величина пограничного слоя; } T - \text{отрезок интегрирования})$.

Рассмотрение поведения решения жесткой системы вне пограничного слоя показывает, что частные решения быстро убывают в пределах пограничного слоя, если $|\lambda_i| \gg 1$;

$$e^{\operatorname{Re} \lambda_i \tau_{\text{п.с}}} \ll 1. \quad (7.90)$$

Если выбрать вектор u_i таким образом, что

$$e^{(At)T} u_i = e^{\operatorname{Re} \lambda_i t} \cos(\operatorname{Im} \lambda_i t) u_i,$$

и записать решение (7.87)

$$x(t) = e^{At} x(0),$$

то получим для скалярного произведения

$$(u_i, x) = (u_i, e^{At} x_0) = e^{\operatorname{Re} \lambda_i t} \cos(\operatorname{Im} \lambda_i t) (u_i, x_0).$$

Учитывая неравенство (7.90), вне пограничного слоя имеем почти точное равенство: $(u_i, x_0) = 0$.

Таким образом, для жесткой системы дифференциальных уравнений вне пограничного слоя между компонентами вектора $x(t)$ устанавливаются почти точные алгебраические связи. Их число отвечает количеству быстроубывающих частных решений. Поэтому выражая часть компонентов вектора $x(t)$ через остальные вне пограничного слоя, решение жесткой системы может быть описано решением меньшей размерности, уже не являющейся жесткой.

Для усеченной системы дифференциальных уравнений пожара!

$$\frac{d\beta}{d\tau} = \gamma_B + \bar{\psi} - \gamma_T;$$

$$\frac{1}{1,404} \frac{d\pi}{d\tau} = K_1 \bar{\psi} + \gamma_B - m_1 \gamma_B + K_2 \bar{\psi} - K_2 (0,5\theta + 0,5\theta^2 - 1) \quad (7.91)$$

при начальных условиях $\beta|_{\tau=0}=1$, $\pi|_{\tau=0}=0$ правая часть уравнений является функцией β и π :

1-й режим: $1 - \beta \leq \pi K_4$;

$$\gamma_B = 0; \quad \gamma_T = \sqrt{\beta(1 - \beta + \pi K_4)} + \sqrt{\beta(\pi K_4 - 1 + \beta)}; \quad (7.92)$$

2-й режим:

$$-(1 - \beta) \leq \pi K_4 < (1 - \beta);$$

$$\gamma_B = \sqrt{1 - \beta - \pi K_4}; \quad \gamma_T = \sqrt{\beta(\pi K_4 + 1 - \beta)};$$

3-й режим:

$$\pi K_4 < -(1 - \beta);$$

$$\gamma_B = \sqrt{1 - \beta - \pi K_4} + \sqrt{-(1 - \beta) - \pi K_4}; \quad \gamma_T = 0.$$

Отдельно вычисляем производные для матрицы Якоби:

$$\begin{aligned} \frac{\partial f_1}{\partial \beta} &= \frac{\partial \gamma_B}{\partial \beta} - \frac{\partial \gamma_T}{\partial \beta}; \quad \frac{\partial f_1}{\partial \pi} = \frac{\partial \gamma_B}{\partial \pi} - \frac{\partial \gamma_T}{\partial \pi}; \\ \frac{\partial f_2}{\partial \beta} &= 1,404 \left[\frac{\partial \gamma_B}{\partial \beta} - \bar{m}_1 \theta \frac{\partial \gamma_T}{\partial \beta} - \bar{m}_1 \gamma_B \frac{\theta}{\beta} + \right. \\ &\quad \left. + K_2 \theta \left(\frac{1}{2\beta} + \frac{\theta}{\beta} \right) \right]; \end{aligned} \quad (7.93)$$

$$\frac{\partial f_2}{\partial \pi} = 1,404 \left[\frac{\partial \gamma_B}{\partial \pi} - \bar{m}_1 \theta \frac{\partial \gamma_T}{\partial \pi} - \bar{m}_1 \frac{1}{\beta} \gamma_T - \frac{K_2}{\beta} \left(\frac{1}{2} + \theta \right) \right].$$

Конкретный вид матрицы Якоби будет зависеть от режима пожара (7.92).

При $\tau \rightarrow 0$ для однопроежного прямоугольного помещения для функции γ_r получено явное выражение. Определитель матрицы Якоби равен:

$$\det A = \frac{1}{2\beta} \left\{ \frac{\partial}{\partial \beta} (\gamma_r^2) + \theta \frac{\partial}{\partial \pi} (\gamma_r^2) \right\} + \frac{1}{\beta} \left\{ \frac{\partial \gamma_r}{\partial \beta} + \theta \frac{\partial \gamma_r}{\partial \pi} \right\} \frac{\partial \bar{Q}_w}{\partial \theta}.$$

Собственные числа матрицы A получаем в результате решения уравнения $|A - \lambda E| = 0$:

$$\lambda_1 = \frac{1}{\beta} \left(\gamma_r + \frac{\partial \bar{Q}_w}{\partial \theta} \right); \quad \lambda_2 = - \left(\frac{\partial \gamma_r}{\partial \beta} + \theta \frac{\partial \gamma_r}{\partial \pi} \right). \quad (7.94)$$

Исследуем выражение (7.94). Для этого заметим, что

$$\begin{aligned} \frac{\partial \gamma_r}{\partial \beta} &= \frac{1}{2\beta} \gamma_r + \frac{\partial \gamma_r}{\partial \bar{y}_*} \frac{\partial \bar{y}_*}{\partial \beta} + \frac{\partial \gamma_r}{\partial \theta^{-1}} \frac{\partial \theta^{-1}}{\partial \beta}; \\ \frac{\partial \gamma_r}{\partial \pi} &= \frac{\partial \gamma_r}{\partial \bar{y}_*} \frac{\partial \bar{y}_*}{\partial \pi} + \frac{\partial \gamma_r}{\partial \theta^{-1}} \frac{\partial \theta^{-1}}{\partial \pi}. \end{aligned}$$

Кроме того, имеем:

$$\frac{\partial \theta^{-1}}{\partial \beta} = \frac{1}{\beta \theta}; \quad \frac{\partial \theta^{-1}}{\partial \pi} = - \frac{1}{\beta^2 \theta^2}.$$

Отсюда следует

$$\lambda_2 = - \left\{ \frac{1}{2\beta} \gamma_r + \frac{\partial \gamma_r}{\partial \bar{y}_*} \left(\frac{\partial \bar{y}_*}{\partial \beta} + \theta \frac{\partial \bar{y}_*}{\partial \pi} \right) \right\}.$$

Вычислим производные $\frac{\partial \bar{y}_*}{\partial \beta}$ и $\frac{\partial \bar{y}_*}{\partial \pi}$ (см. 7.10):

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{y}_*}{\partial \beta} &= - \frac{\lambda_a}{\beta \left(1 - \frac{1}{\theta} \right)} + \frac{\text{cth}(1/\lambda_a \theta) + \bar{y}_* - 1}{\beta \theta \left(1 - \frac{1}{\theta} \right)}; \\ \frac{\partial \bar{y}_*}{\partial \pi} &= - \frac{\text{cth}(1/\lambda_a \theta) + \bar{y}_* - 1}{\beta \theta^2 \left(1 - \frac{1}{\theta} \right)} \end{aligned}$$

или

$$\frac{\partial \bar{y}_*}{\partial \beta} + \theta \frac{\partial \bar{y}_*}{\partial \pi} = - \frac{\lambda_a}{\beta \left(1 - \frac{1}{\theta} \right)}.$$

Таким образом установлен следующий результат:

$$\lambda_2 = - \frac{1}{2\beta} \gamma_{Ga} + \frac{\lambda_a}{\beta \left(1 - \frac{1}{\theta} \right)} \frac{\partial \gamma_{Ga}}{\partial \bar{y}_*};$$

$$\det A = \lambda_1 \lambda_2 = \frac{1}{\beta^2} \left(\gamma_{Ga} + \frac{\partial q_w}{\partial \theta} \right) \left(\frac{1}{2} \gamma_{Ga} - \frac{\lambda_a}{\left(1 - \frac{1}{\theta} \right)} \frac{\partial \gamma_{Ga}}{\partial \bar{y}_*} \right).$$

Вычислим $\frac{\partial \gamma_{Ga}}{\partial \bar{y}_*}$:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Phi_{Ga}}{\partial \bar{y}_*} &= - \frac{\partial \Phi_{Ga}}{\partial \bar{y}}; \\ \gamma_{Ga} &= \xi_r \sqrt{\frac{\beta}{\text{sh}(1/\lambda_a)}} \exp \left(\frac{1 - \bar{y}_*}{2\lambda_a} \right) \Phi_{Ga} \end{aligned}$$

или

$$\begin{aligned} \frac{\partial \gamma_{Ga}}{\partial \bar{y}_*} &= - \frac{1}{2\lambda_a} \gamma_{Ga} - \xi_r \sqrt{\frac{\beta}{\text{sh}(1/\lambda_a)}} \exp \left(\frac{1 - \bar{y}_*}{2\lambda_a} \right) \times \\ &\times \left\{ \sqrt{\exp \left(- \frac{1}{\theta} \frac{\bar{y}_2 - \bar{y}_*}{\lambda_a} \right) - \exp \left(- \frac{\bar{y}_2 - \bar{y}_*}{\lambda_a} \right)} - \right. \\ &\left. - \sqrt{\exp \left(- \frac{1}{\theta} \frac{\bar{y}_1 - \bar{y}_*}{\lambda_a} \right) - \exp \left(- \frac{\bar{y}_1 - \bar{y}_*}{\lambda_a} \right)} \right\}. \end{aligned}$$

Из результатов гл. 1 может быть установлена следующая асимптотика при $\theta \rightarrow 1$:

$$\gamma_{Ga} = O \left(\sqrt{1 - \frac{1}{\theta}} \right),$$

аналогичным образом устанавливается оценка

$$\frac{\partial \gamma_{Ga}}{\partial \bar{y}_*} = O \left(\sqrt{1 - \frac{1}{\theta}} \right) \text{ при } \theta \rightarrow 1.$$

Из последних результатов следует, что при произвольном τ $\det A$ ограничен и собственные числа λ_1 и λ_2 также ограничены, а при $\tau = 0$ $\det A$ и собственное число λ_2 не ограничены, т.е. при $\theta \rightarrow 1$ имеем:

$$\lambda_2 = O \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{1}{\theta}}} \right), \quad \det A = O \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{1}{\theta}}} \right).$$

Для примера решим задачу (7.91), (7.92) с постоянными $K_1 = 75.9$, $K_2 = 0.326$, $K_4 = 1.7 \cdot 10^4$, $K_3 = 1.75$ и $\psi = 0.05[1 - \exp(-10\tau)]$ («быстрый» пожар); одновременно будем вычислять собственные числа матрицы Якоби λ_1 и λ_2 . Результаты вычислений по простейшей схеме Эйлера с шагом $h = 0.1 \cdot 10^{-4}$ приведены в табл. 1.

Таблица 7.1. Решение (7.91) с шагом $h = 0.1 \cdot 10^{-4}$

Режим	τ	β	$\pi \cdot 10^4$	γ_B	γ_P	λ_1	$\lambda_2 \cdot 10^{-4}$
1	$0.11 \cdot 10^{-3}$	1	-0,033	0	0,481	-1,36	-7,07
1	$0.101 \cdot 10^{-2}$	1	-0,0279	0	0,513	-1,41	-6,63
1	0,1	0,871	0,717	0	2,06	-2,08	-2,34
1	0,2	0,644	0,891	0	1,99	-3,97	-2,48
1	0,3	0,496	0,648	0	1,44	-4,48	-3,68
1	0,4	0,384	0,433	0	0,934	-4,9	-7,74
2	0,5	0,317	0,381	0,187	0,65	-14,7	-8,4
2	0,6	0,296	0,296	0,449	0,597	-14	-4,86
2	0,7	0,29	0,267	0,506	0,581	-13,9	-4,63

Наличие большого отношения $\lambda_2/\lambda_1 \gg 1$ как раз указывает на жесткость системы (7.91). Для линейной системы уравнений с постоянной матрицей коэффициентов в работе [9] получено, что h должно быть меньше $\frac{2}{|\lambda_{\max}|}$. Действительно, в нашем случае уже при $h = 0.1 \cdot 10^{-3}$ наблюдается «разболтка» счета. Известны ряд методов и программ [10, 11], допускающих увеличение шага интегрирования. Основная идея заключается в применении неявных разностных схем, что позволяет обеспечить условие их устойчивости. Остановимся на алгоритме, предлагаемом для решения задачи Коши (7.87) в векторной форме. Введем новую неизвестную функцию [11]

$$z(t) = \exp(-tA) x(t), \quad (7.95)$$

где A — пока неопределенная матрица.

Тогда (7.87) превращается в

$$z' = \exp(-tA) \{f[t, \exp(tA) z(t)] - A \exp(tA) z(t)\}, \quad (7.96)$$

$$z(t_0) = \exp(-t_0 A) x_0.$$

Переписывая (7.95) в виде $z' = g(t, z)$, получим матрицу Якоби:

$$\frac{\partial g}{\partial z} = \exp(-tA) \left\{ \frac{\partial f}{\partial x} - A \right\} \exp(tA),$$

Следовательно, собственные значения $\frac{\partial g}{\partial z}$ равняются собствен-

ным значениям матрицы $\frac{\partial f}{\partial x} - A$.

Если они малы, решение задачи сводится к интегрированию нежесткой системы (7.96). В качестве матрицы A в (7.95) естественно брать $\frac{\partial f}{\partial x}$, т.е. матрицу Якоби.

Определенную трудность вызывает вычисление матричной экспоненты по ее определению $\exp(tA) = E + \frac{(tA)}{1!} + \frac{(tA)^2}{2!} + \dots$ (E — единичная матрица), поэтому используем разложение матричной экспоненты в цепную дробь [11]:

$$\begin{aligned} F_1 &= E; \quad F_3 = 2E - tA; \quad G_1 = E; \quad G_3 = 2E + tA; \\ \left\{ \begin{aligned} F_{2i+1} &= 2(2i-1)F_{2i-1} + t^2 A^2 F_{2i-3}; \\ G_{2i+1} &= 2(2i-1)G_{2i-1} + t^2 A^2 G_{2i-3}. \end{aligned} \right\} i = 2, 3, \dots \\ \exp(tA) &\approx F_{2m+1}^{-1}(tA) G_{2m+1}(tA), \quad m = 0, 1, 2, \dots \end{aligned}$$

Для примера покажем вычисление значения e :

$$\begin{aligned} F_1 &= 1; \quad F_3 = 2 - t; \quad F_5 = 6F_3 + t^2 F_1 = 6(2 - t) + t^2; \\ F_7 &= 10F_5 + t^2 F_3 = 60(2 - t) + 10t^2 + t^2(2 - t); \\ G_1 &= 1; \quad G_3 = 2 + t; \quad G_5 = 6G_3 + t^2 G_1 = 6(2 + t) + t^2; \\ G_7 &= 10G_5 + t^2 G_3 = 60(2 + t) + 10t^2 + t^2(2 + t). \end{aligned}$$

При $t = 1$ $F_7 = 71$, $G_7 = 193$ и $t \approx 193/71 = 2.7183$.

Интегрировать систему (7.87) предлагается следующим образом. Сначала «разогнать» решение от $\tau = 0$ до некоторого τ_1 с малым шагом L , а потом воспользоваться заменой (7.95) и интегрировать систему (7.96) с шагом $h_1 > h$. Для простейшей схемы Эйлера получим:

$$x_{n+1} = \exp(h_1 A) \{x_n + h_1 [f(t, x) - Ax_n]\}.$$

Количество затрачиваемых операций можно еще уменьшить, если матрицу Якоби и соответственно матричную экспоненту вычислить только один раз по окончании «разгона». Этот метод можно применить, так как собственные числа λ_1 и λ_2 (см. табл. 7.1) слабо зависят от времени t .

В табл. 7.2—7.4 приведены расчетные данные при условиях: $K_1 = 75.9$, $K_2 = 0.326$, $K_3 = 1.75$, $K_4 = 1.7 \cdot 10^4$, $\psi = 0.02(1 - \exp(-10\tau))$.

Таким образом, при увеличении шага интегрирования в 100 раз значения β практически не изменились при определенном изменении γ_B и γ_P .

В работе [9] разработаны так называемые системные методы интегрирования жестких систем дифференциальных уравнений. Для

Т а б л и ц а 7.2 Решение (7.91) с шагом $h=0,1 \cdot 10^{-4}$

τ	β	$\pi \cdot 10^4$	γ_B	γ_T
0,1	0,946	0,128	0	0,9
0,2	0,847	0,202	0	1,05
0,3	0,748	0,209	0	0,952
0,4	0,662	0,211	0	0,798
0,5	0,594	0,236	0,0704	0,693
0,6	0,544	0,227	0,263	0,677
0,7	0,513	0,201	0,383	0,651

Т а б л и ц а 7.3. Решение (7.91) с шагом $h=0,1 \cdot 10^{-4}$ до $\tau=0,1$ и далее по (7.96) с шагом $h_1=0,1 \cdot 10^{-3}$

τ	β	$\pi \cdot 10^4$	γ_B	γ_T
0,1	0,946	0,128	0	0,9
0,2	0,847	0,174	0	0,963
0,3	0,744	0,154	0	0,692
0,4	0,652	0,137	0,338	0,615
0,5	0,582	0,122	0,459	0,603
0,6	0,533	0,111	0,527	0,591
0,7	0,502	0,104	0,567	0,582

Т а б л и ц а 7.4. Решение (7.91) с шагом $h=0,1 \cdot 10^{-4}$ до $\tau=0,1$ и далее по (7.96) с шагом $h_1=0,1 \cdot 10^{-2}$

τ	β	$\pi \cdot 10^4$	γ_B	γ_T
0,1	0,946	0,128	0	0,9
0,2	0,847	0,173	0	0,962
0,3	0,744	0,152	0	0,674
0,4	0,652	0,133	0,347	0,612
0,5	0,582	0,119	0,464	0,601
0,6	0,533	0,109	0,531	0,59
0,7	0,501	0,102	0,57	0,581

вычисления матричной экспоненты используется рекуррентное матричное соотношение

$$\varphi_{k+1} = \varphi_k^2,$$

где $\varphi_k = \exp(2^k Ah)$, $k = 0, 1, \dots, N$,

а φ_0 вычисляется для столь малой величины h , что обеспечивается удовлетворительная точность представления $\exp(Ah)$ разложением с малым числом членов.

Полунеявный метод решения жестких систем дифференциальных уравнений, предложенный Мишельсеном [11], программно реализован в работе [6]. Для нелинейной системы дифференциальных уравнений вектор решения представляется в виде

$$y_{k+1} = y_k + R_1 K_1 + R_2 K_2 + R_3 K_3,$$

где $K_1 = h [E - h\alpha A(y_k)]^{-1} f(y_k)$;

$$K_2 = h [E - h\alpha A(y_k)]^{-1} f(y_k + b_{31} K_1);$$

$$K_3 = [E - h\alpha A(y_k)]^{-1} (b_{31} K_1 + b_{32} K_2);$$

$$\alpha = 0,435867; \quad b_2 = 0,75;$$

$$b_{31} = -\frac{1}{6\alpha} (8\alpha^2 - 2\alpha + 1);$$

$$b_{32} = \frac{2}{9\alpha} (6\alpha^2 - 6\alpha + 1);$$

$$R_1 = 11/27 - b_{31}; \quad R_2 = 16/27 - b_{32};$$

$$R_3 = 1;$$

$A(y_k)$ — матрица Якоби; E — единичная матрица.

Как следует из приведенных выражений, вычислительная схема достаточно проста. Видимо, ее можно еще более упростить, если матрицу $A(y_k)$ вычислять не на каждом шаге.

Как показали проведенные расчеты модельных пожаров и обработка данных натурных экспериментов, актуальным является вопрос приближенного описания решения системы уравнений развития пожара. Если известен первый интеграл системы, то из него можно выразить одну из составляющих вектора решения через остальные компоненты. Таким образом получается система дифференциальных уравнений порядка на единицу меньше, чем исходная система. Характерной особенностью жестких систем является установление вне пограничного слоя между компонентами вектора, решения почти точных алгебраических связей. При исследовании системы уравнений пожара удалось установить такие алгебраические связи. Ниже рассматриваются алгоритмы решения задачи развития пожара в различных помещениях с учетом указанных особенностей системы дифференциальных уравнений.

7.6. АЛГОРИТМ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ О РАЗВИТИИ ПОЖАРА В ПОМЕЩЕНИИ С ОДНИМ ПРОЕМОМ

Алгоритм пожара в помещении с двумя разнесенными проемами описан в [12]. В этом параграфе исследуется развитие пожара в помещении с одним произвольно расположенным проемом (см. рис. 1.3 гл. 1).

На уровне усредненных термодинамических параметров пожар в помещении описывается совокупностью уравнений материального баланса, энергии, кислородного баланса, баланса продуктов горения, баланса инертного газа и усредненного уравнения состояния. Эти уравнения сформулированы в гл. 1 для пожаров, характеризующихся незначительным изменением энергии газа внутри помещения. В безразмерном виде они записываются следующим образом:

$$\frac{d\beta}{d\tau} = \gamma_B + \bar{\psi} - \gamma_T; \quad (7.97)$$

$$\bar{\psi}d - q_W = \frac{\bar{m}_1}{\rho} \gamma_T - \gamma_B; \quad (7.98)$$

$$\beta \frac{dx_1}{d\tau} = (0,23 - x_1) \gamma_B - (L_1 + x_1) \bar{\psi}; \quad (7.99)$$

$$\beta \frac{dx_2}{d\tau} = (L_2 - x_2) \bar{\psi} - x_2 \gamma_B; \quad (7.100)$$

$$\beta \frac{dx_3}{d\tau} = (0,77 - x_3) \gamma_B - x_3 \bar{\psi}; \quad (7.101)$$

$$\text{где } d = \eta K_1 + K_3; \quad q_W = \frac{Q_W}{c_{pB} T_a G_0}. \quad (7.102)$$

Обозначения соответствуют принятым в гл. 1.

Через проем осуществляется газообмен помещения с окружающей средой. Для рассматриваемого помещения он описывается следующими функциями (гл. 1):

1) при $\bar{y}_1 \geq \bar{y}_*$

$$\gamma_B = 0; \quad \gamma_T = \frac{2}{3} \xi_r \sqrt{\beta(1-\beta)} \{(\bar{y}_2 - \bar{y}_*)^{3/2} - (\bar{y}_1 - \bar{y}_*)^{3/2}\}; \quad (7.103)$$

2) при $\bar{y}_1 < \bar{y}_* < \bar{y}_2$

$$\gamma_B = \frac{2}{3} \xi_B \sqrt{1-\beta} (\bar{y}_* - \bar{y}_1)^{3/2}; \quad \gamma_T = \frac{2}{3} \xi_r \sqrt{\beta(1-\beta)} (\bar{y}_2 - \bar{y}_*)^{3/2}; \quad (7.104)$$

3) при $\bar{y}_* > \bar{y}_2$

$$\gamma_T = 0 \text{ и } \gamma_B = \frac{2}{3} \xi_B \sqrt{1-\beta} \{(\bar{y}_* - \bar{y}_1)^{3/2} - (\bar{y}_* - \bar{y}_2)^{3/2}\}. \quad (7.105)$$

Как отмечалось в гл. 1, разработка алгоритма развития пожара в каждом конкретном случае требует предварительного аналитического исследования задачи. Ниже выполнен такой анализ применительно к пожарам в помещениях с одним произвольно расположенным проемом, аналогичный приведенному в [12] для пожаров в помещениях с двумя разнесенными проемами.

Рассмотрим первый случай. Уравнение (7.97) с помощью зависимости (7.98) преобразуется к виду

$$\frac{d\beta}{d\tau} = \left(1 - \frac{\beta d}{m_1}\right) \bar{\psi} + \frac{\beta}{m_1} q_W, \quad \beta \Big|_{\tau=\tau_1} = \beta_1. \quad (7.106)$$

Из уравнения (7.98) следует

$$(\gamma_B = 0), \quad \gamma_T = \frac{\bar{\psi} \beta d}{m_1} - \frac{\beta}{m_1} q_W. \quad (7.107)$$

Функция q_W , как предполагалось в работе [11], зависит только от величины β :

$$q_W = \frac{K_2}{2\beta^2} (1-\beta)(1+2\beta). \quad (7.108)$$

Если функция q_W определяется в результате натурных испытаний, т. е. $q_W = q_W(\tau)$, то уравнение (7.106) интегрируется и его решением является функция (при $m_1 = 1$)

$$\beta = \left\{ \beta_1 + \int_{\tau_1}^{\tau} \Psi(\tau) \exp(\Psi d - Q) d\tau \right\} e^{-(\Psi d - Q)}, \quad (7.109)$$

где $\Psi(\tau) = \int_{\tau_1}^{\tau} \bar{\psi}(\tau) d\tau$ — масса выгоревшего вещества, $Q(\tau) = \int_{\tau_1}^{\tau} q_W(\tau) d\tau$ — количество тепловой энергии, поглощенной ограждающими конструкциями.

Координата ПРД (плоскость равных давлений) $\bar{y}_*$ может быть определена из равенства (7.103), представляющего собой иррациональное алгебраическое уравнение, поскольку функция γ_T вычисляется по формуле (7.107) независимо от $\bar{y}_*$. Равенство (7.103) можно преобразовать к виду:

$$\bar{y}_* = \frac{\bar{y}_2 + \bar{y}_1}{2} - \frac{\Delta \bar{y}}{2} x; \quad x \geq 1; \quad \Delta \bar{y} = \bar{y}_2 - \bar{y}_1; \quad (7.110)$$

$$\Phi(x) = \frac{3 \sqrt{2} \gamma_T}{\Delta \bar{y} \sqrt{\beta(1-\beta)}} = (x+1)^{3/2} - (x-1)^{3/2}. \quad (7.111)$$

Таким образом, график стандартной функции (7.111), не зависящий от параметров помещения и пожара, позволяет определить величину x по известным γ_T и β . Последние вычисляются независимо

по условиям (7.106), (7.107). Величина x однозначно определяет ПРД $\bar{y}_*$ при $\bar{y}_1 > \bar{y}_*$ по формуле (7.110). Далее везде для простоты кладем $\xi_r = \xi_b = 1$.

Режим развития пожара для первого случая определяется неравенствами:

$$\bar{y}_1 \geq \bar{y}_*;$$

$$\pi K_4 > (1 - \bar{y}_1)(1 - \beta).$$

Последние эквивалентны неравенству

$$\gamma_r \geq \frac{2}{3} \Delta \bar{y} \sqrt{\Delta \bar{y} \beta (1 - \beta)} \quad (7.112)$$

или с учетом уравнения баланса энергии (7.98) — неравенству

$$\bar{\psi} \geq \frac{2}{3} \frac{\bar{m}_1 \Delta \bar{y}}{\sqrt{\beta} d} \sqrt{\Delta \bar{y} (1 - \beta)} + \frac{q_w}{d}. \quad (7.113)$$

Критериальная оценка по уравнению (7.113) позволяет при расчетах на ЭВМ сразу определить режим развития пожара по известной функции $\bar{\psi}$ и вычисленной на первом шаге функции β .

Во втором случае уравнение (7.97) с помощью зависимости (7.98) преобразуется к виду

$$\frac{d\beta}{d\tau} = \left(1 - \frac{\beta d}{m_1}\right) \bar{\psi} + \frac{\beta}{m_1} q_w + \left(1 - \frac{\beta}{m_1}\right) \gamma_b \quad (7.114)$$

при начальном условии

$$\beta|_{\tau=\tau_*} = \beta_2.$$

В результате анализа функций газообмена γ_r и γ_b , определяемых по формуле (7.104), устанавливается аналитическая взаимосвязь между ними:

$$\gamma_r^{2/3} + \beta^{1/3} \gamma_b^{2/3} = \sqrt[3]{\frac{4}{9} \Delta \bar{y}^3 \sqrt{\beta (1 - \beta)}}. \quad (7.115)$$

Соотношение для ПРД $\bar{y}_*$ и функции π примет вид:

$$\bar{y}_* = \bar{y}_1 + \sqrt[3]{\frac{4}{9} \frac{\gamma_b^{2/3}}{\sqrt{1 - \beta}}}; \quad (7.116)$$

$$\pi K_4 = (1 - \bar{y}_1)(1 - \beta) - \left[\frac{2}{3} (1 - \beta) \gamma_b\right]^{2/3}. \quad (7.117)$$

Для определения функций γ_b и γ_r необходимо рассмотреть систему алгебраических уравнений (7.98), (7.115). Так как уравнение (7.116) является иррациональным, эта система преобразуется к ал-

гебраическому уравнению 6-й степени, корни которого не выражаются через радикалы. Однако при интегрировании уравнения (7.114) необходимо знать значение γ_b на каждом шаге, что, в свою очередь, требует решения дополнительного уравнения на каждом шаге интегрирования. Поэтому упростим системы (7.98), (7.115), сведя их к более простому тригонометрическому уравнению. Уравнение (7.115) преобразуется к уравнению астроида:

$$\bar{x}^{2/3} + \bar{y}^{2/3} = 1; \quad 0 \leq \bar{x} \leq 1; \quad 0 \leq \bar{y} \leq 1, \quad (7.118)$$

где

$$\bar{x} = \frac{3\beta(\bar{\psi}d - q_w + \gamma_b)}{2\bar{m}_1 \Delta \bar{y} \sqrt{\Delta \bar{y} \beta (1 - \beta)}}; \quad \bar{y} = \frac{3\gamma_b}{2\Delta \bar{y} \sqrt{\Delta \bar{y} (1 - \beta)}}. \quad (7.119)$$

Запишем уравнение астроида (7.118) в параметрическом виде:

$$\bar{x} = \sin^3 \theta; \quad \bar{y} = -\cos^3 \theta; \quad \pi/2 \leq \theta \leq \pi.$$

С учетом последних обозначений энергетическое равенство (7.98) запишем в виде

$$\sin^3 \theta = a - b \cos^3 \theta, \quad (7.120)$$

$$\text{где } a = \frac{3(\bar{\psi}d - q_w)\beta}{2\bar{m}_1 \Delta \bar{y} \sqrt{\Delta \bar{y} \beta (1 - \beta)}}; \quad b = \sqrt{\beta}/m_1.$$

Таким образом, на каждом шаге интегрирования вычислим величины a и b , определяющие решение уравнения (7.120), а значит и функцию γ_b :

$$\gamma_b = -\frac{2}{3} \Delta \bar{y} \sqrt{\Delta \bar{y} (1 - \beta)} \cos^3 \theta,$$

которая, в свою очередь, определяет решение уравнения (7.114). Предлагаемый алгоритм решения задачи развития пожара во втором случае сокращает машинное время на два порядка в расчете на один пожар. Этот режим развития пожара определяется неравенством $\bar{y}_1 \leq \bar{y}_* \leq \bar{y}_2$ или

$$(1 - \beta)(1 - \bar{y}_2) < \pi K_4 < (1 - \beta)(1 - \bar{y}_1).$$

Последние эквивалентны неравенствам:

$$0 \leq \gamma_r \leq \frac{2}{3} \Delta \bar{y} \sqrt{\Delta \bar{y} \beta (1 - \beta)};$$

$$0 \leq \gamma_b \leq \frac{2}{3} \Delta \bar{y} \sqrt{\Delta \bar{y} (1 - \beta)}$$

или с учетом уравнения (7.98)

$$q_w - \frac{2}{3} \Delta \bar{y}^{3/2} \sqrt{1-\beta} \leq \bar{\psi} d \leq q_w + \frac{2}{3} \Delta \bar{y}^{3/2} \frac{m_1}{\sqrt{\beta}} \sqrt{1-\beta}. \quad (7.121)$$

Критериальная оценка по уравнению (7.121) позволяет при расчетах на ЭВМ определить переход пожара из одного режима в другой.

Рассмотрим третий случай. Уравнение (7.97) с помощью зависимости (7.98) преобразуется к виду

$$\frac{d\beta}{d\tau} = (1-d) \bar{\psi} + q_w, \quad \beta|_{\tau=\tau_0} = \beta_3. \quad (7.122)$$

Функции газообмена γ_b и γ_r благодаря энергетическому равенству (7.98) можно переписать иначе:

$$\gamma_r = 0; \quad \gamma_b = -\bar{\psi} d + q_w.$$

Если $q_w = q_w(\tau)$, то уравнение (7.122) интегрируется и его решением является функция

$$\beta = \beta_3 + (1-d) \bar{\psi} - Q.$$

Координата ПРД $\bar{y}_*$ может быть определена из равенства (7.105) как решение иррационального алгебраического уравнения, аналогичного зависимости (7.111):

$$\varphi(x) = \frac{3\sqrt{2} \gamma_b}{\Delta \bar{y} \sqrt{\Delta \bar{y} (1-\beta)}} = (x+1)^{3/2} - (x-1)^{3/2}, \quad x \geq 1.$$

В этом случае график стандартной функции также позволяет определить величину x по известным γ_b и β . Величина x определяет ПРД $\bar{y}_*$ при $\bar{y}_2 < \bar{y}_*$:

$$\bar{y}_* = \frac{\bar{y}_2 + \bar{y}_1}{2} + \frac{\Delta \bar{y}}{2} x, \quad x \geq 1.$$

Режим пожара в третьем случае определяется неравенствами:

$$\bar{y}_2 \leq \bar{y}_*;$$

$$\pi K_4 \leq (1-\bar{y}_2)(1-\beta).$$

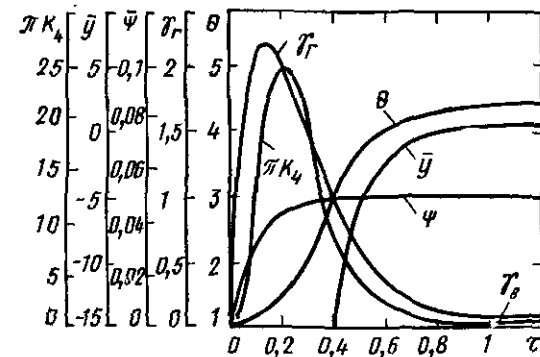
Последние эквивалентны неравенству

$$\gamma_b \geq \frac{2}{3} \Delta \bar{y} \sqrt{\Delta \bar{y} (1-\beta)},$$

или, с учетом баланса энергии (7.98), — неравенству

$$\bar{\psi} d \leq q_w - \frac{2}{3} \Delta \bar{y} \sqrt{\Delta \bar{y} (1-\beta)}. \quad (7.123)$$

а)



б)

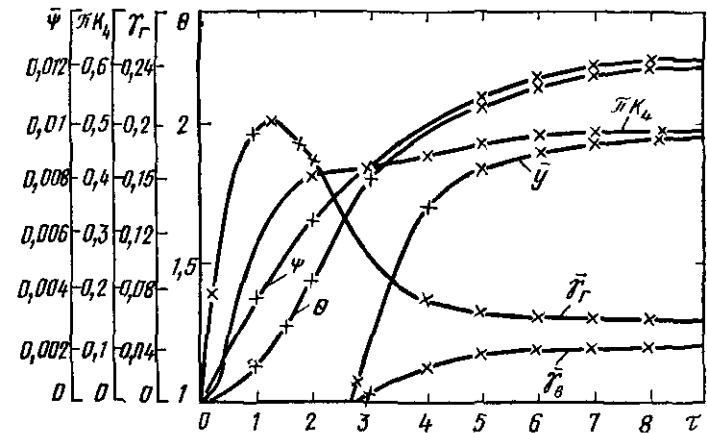


Рис. 7.14. Зависимость температуры θ , избыточного давления πK_4 , координаты плоскости равных давлений $\bar{y}_*$, расходов газа γ_r и воздуха γ_b , скорости выгорания ψ от времени τ

Критериальная оценка по уравнению (7.123) позволяет при вычислениях на ЭВМ определить переход пожара из одного режима в другой. Координата ПРД $\bar{y}_*$ может быть определена на всех трех этапах развития пожара из следующего уравнения:

$$g(x) = \frac{3\sqrt{2}(\gamma_r - \sqrt{\beta} \gamma_b)}{\Delta \bar{y} \sqrt{\Delta \bar{y} \beta (1-\beta)}} = |x+1|^{3/2} - |x-1|^{3/2};$$

$$\bar{y}_* = \frac{\bar{y}_2 + \bar{y}_1}{2} - \frac{\Delta \bar{y}}{2} x, \quad -\infty < x < \infty.$$

График функции $g(\bar{x})$ приведен на рис. 7.3. Предполагалось, что скорость выгорания $\bar{\psi}$ не лимитируется поступлением воздуха и зависит лишь от времени. В расчетах использовались следующие зависимости:

$$\bar{\psi} = 0,03 (1 - e^{-0,3\tau}) / (1 + e^{0,03\tau});$$

$$\bar{\psi} = 0,05 (1 - e^{-10\tau}).$$

На рис. 7.14 приведены результаты расчетов пожаров по алгоритму, разработанному на основе приближенного аналога уравнения энергии (7.98). Эти результаты представлены кривыми. Крестиками нанесены решения точной системы уравнений пожара, приведенной в гл. 1. Расхождение данных, получаемых двумя способами, не превысило 0,1 %. Машинное время, затрачиваемое на расчет одного пожара в случае использования приведенного выше алгоритма, на два порядка меньше.

7.7. АНАЛИЗ РАЗВИТИЯ ПОЖАРА В ПОМЕЩЕНИИ С ДВУМЯ ПРОИЗВОЛЬНЫМ ОБРАЗОМ РАСПОЛОЖЕННЫМИ ПРОЕМАМИ

В данном параграфе развитие пожара в помещении с двумя произвольным образом расположенными проемами исследуется методом, упомянутым выше. При этом используются обозначения, приведенные в гл. 1.

Итак, пожар в помещении описывается на уровне усредненных термодинамических параметров совокупностью уравнений материального баланса, энергии, кислородного баланса, баланса продуктов горения, баланса инертного газа и усредненного уравнения состояния. Эти уравнения, выведенные в работах [12, 14] для определенного класса пожаров, который характеризуется незначительным изменением внутренней энергии среды помещения, в безразмерном виде записываются следующим образом:

$$\frac{d\beta}{d\tau} = \gamma_B + \bar{\psi} - \gamma_i; \quad \beta|_{\tau=\tau_i} = \beta_i; \quad i = 1, 2, \dots; \quad (7.124)$$

$$\bar{\psi} d - q_w = \frac{\bar{m}_1}{\beta} \gamma_i - \gamma_B; \quad (7.125)$$

$$\beta \frac{d\beta_1}{d\tau} = (x_{1i} - x_1) \gamma_B - (L_1 + x_1) \bar{\psi}; \quad x_1|_{\tau=\tau_i} = x_{1i}, \quad (7.126)$$

$$\beta \frac{dx_2}{d\tau} = (L_2 - x_2) \bar{\psi} - x_2 \gamma_B; \quad x_2|_{\tau=0} = 0; \quad (7.127)$$

$$\beta \frac{dx_3}{d\tau} = (x_{3i} - x_3) \gamma_B - x_3 \bar{\psi}; \quad x_3|_{\tau=\tau_i} = x_{3i}, \quad (7.128)$$

причем для простоты изложения положено $n_1 = n_2 = n_3 = \eta = \xi_a = \xi_r = 1$.

Через проемы осуществляется газообмен помещения с окружающей средой (см. рис. 7.1). Этот газообмен для рассматриваемого класса помещений описывается следующими функциями (§ 7.1):

$$\begin{aligned} \frac{3}{2} \bar{\gamma}_r &= \frac{\gamma_r}{2 \sqrt{\beta(1-\beta)}} = (\bar{y}_{2B} - \bar{y}_*)^{3/2} \theta_x(\bar{y}_{2B} - \bar{y}_*) - \\ &- (\bar{y}_{1B} - \bar{y}_*)^{3/2} \theta_x(\bar{y}_{1B} - \bar{y}_*) + (\bar{y}_{2H} - \bar{y}_*)^{3/2} \theta_x(\bar{y}_{2H} - \bar{y}_*) - \\ &- (\bar{y}_{1H} - \bar{y}_*)^{3/2} \theta_x(\bar{y}_{1H} - \bar{y}_*); \end{aligned} \quad (7.129)$$

$$\begin{aligned} \frac{3}{2} \bar{\gamma}_B &= \frac{3\gamma_B}{2 \sqrt{1-\beta}} = (\bar{y}_* - \bar{y}_{1H})^{3/2} \theta_x(\bar{y}_* - \bar{y}_{1H}) - \\ &- (\bar{y}_* - \bar{y}_{2H})^{3/2} \theta_x(\bar{y}_* - \bar{y}_{2H}) + (\bar{y}_* - \bar{y}_{1B})^{3/2} \theta_x(\bar{y}_* - \bar{y}_{1B}) - \\ &- (\bar{y}_* - \bar{y}_{2B})^{3/2} \theta_x(\bar{y}_* - \bar{y}_{2B}), \end{aligned} \quad (7.130)$$

где $\theta_x(z)$ является функцией Хевисайда:

$$\theta_x(z) = \begin{cases} 1, & z > 0 \\ 0, & z \leq 0. \end{cases}$$

Как отмечалось в § 7.1, аналитические представления функций $\bar{\gamma}_r$ и $\bar{\gamma}_B$ в виде выражений (7.129), (7.130) являются единообразными и справедливыми для всех пяти режимов газообмена, имеющих место для помещений с двумя произвольно расположенными проемами, а значит и для всех пяти режимов развития пожара этого класса помещений.

Легко установить, что функция $\bar{\gamma}_r$, представленная равенством (7.129), является монотонно убывающей при любых значениях $\bar{y}_* \in (-\infty, \bar{y}_{2B})$. Для этого достаточно показать, что

$$\frac{d\bar{\gamma}_r}{d\bar{y}_*} < 0,$$

$$\bar{y}_* \in (-\infty, \bar{y}_{2B}).$$

Справедливость последнего неравенства устанавливается непосредственным дифференцированием выражения (7.129). Отсюда следует, что функция $\bar{\gamma}_r = \bar{\gamma}_r(\bar{y}_*)$ достигает своих максимального и минимального значений на концах произвольно выбранного отрезка

$[\bar{y}_{*1}, \bar{y}_{*2}]$, т. е. при $\bar{y}_* \in [\bar{y}_{*1}, \bar{y}_{*2}]$ имеют место:

$$\max_{\bar{y}_*} \bar{\gamma}_r = \bar{\gamma}_r(\bar{y}_{*1}); \quad \min_{\bar{y}_*} \bar{\gamma}_r = \bar{\gamma}_r(\bar{y}_{*2}). \quad (7.131)$$

Аналогичным образом устанавливается, что функция $\bar{\gamma}_b$, представленная равенством (7.130), является монотонно возрастающей при любых значениях $\bar{y}_* \in [\bar{y}_{1n}, \infty)$, т. е.

$$\frac{d\bar{\gamma}_b}{d\bar{y}_*} > 0, \quad \bar{y}_* \in [\bar{y}_{1n}, \infty),$$

а значит при $\bar{y}_* \in [\bar{y}_{*1}, \bar{y}_{*2}]$ справедливы следующие соотношения:

$$\max_{\bar{y}_*} \bar{\gamma}_b = \bar{\gamma}_b(\bar{y}_{*2}); \quad \min_{\bar{y}_*} \bar{\gamma}_b = \bar{\gamma}_b(\bar{y}_{*1}). \quad (7.132)$$

Соотношения (7.131), (7.132) будут использованы в дальнейшем для установления критерияльных оценок, определяющих любой режим развития пожара рассматриваемого класса на основе сравнения величин $\bar{\psi}$, β и геометрических параметров помещения.

Как отмечалось в [14], разработка алгоритма развития пожара в каждом конкретном случае требует предварительного аналитического исследования поставленной задачи. Ниже приведен анализ применительно к пожарам в помещениях с двумя произвольным образом расположенными проемами, аналогичными тем, которые приведены в работах [12, 14] для пожаров в помещениях с двумя далеко разнесенными проемами и одним произвольно расположенным.

Для этого сначала рассмотрим баланс энергии (7.125). Преобразуем его к следующему виду:

$$\frac{\bar{\psi}d - q_w}{\sqrt{1 - \beta}} = l\bar{\gamma}_r - \bar{\gamma}_b; \quad l = \frac{\bar{m}_1}{\sqrt{\beta}}, \quad (7.133)$$

считая, что функция q_w , как и предполагалось в работах [12, 14], зависит только от величины β , т. е. $q_w = q_w(\beta)$.

Из равенства (7.133) вытекают следующие оценки:

$$\min_{\bar{y}_*} l\bar{\gamma}_r - \max_{\bar{y}_*} \bar{\gamma}_b \leq \frac{(\bar{\psi}d - q_w)}{\sqrt{1 - \beta}} \leq \max_{\bar{y}_*} l\bar{\gamma}_r - \min_{\bar{y}_*} \bar{\gamma}_b,$$

или

$$l \min_{\bar{y}_*} \bar{\gamma}_r - \max_{\bar{y}_*} \bar{\gamma}_b \leq \frac{\bar{\psi}d - q_w}{\sqrt{1 - \beta}} \leq l \max_{\bar{y}_*} \bar{\gamma}_r - \min_{\bar{y}_*} \bar{\gamma}_b. \quad (7.134)$$

Как и в § 7.1, введем следующие обозначения:

$$\alpha_b = \frac{\Delta \bar{y}_b}{\Delta \bar{y}_n}; \quad \alpha_n = \frac{\Delta \bar{y}_n}{\Delta \bar{y}_n}; \quad \Delta \bar{y}_n = \frac{\bar{y}_{2b} + \bar{y}_{1b}}{2} - \frac{\bar{y}_{2n} + \bar{y}_{1n}}{2};$$

$$\Delta \bar{y}_b = \bar{y}_{2b} - \bar{y}_{1b}; \quad \Delta \bar{y}_n = \bar{y}_{2n} - \bar{y}_{1n};$$

$$\bar{y}_* = \frac{\bar{y}_{2b} + \bar{y}_{1b} + \bar{y}_{2n} + \bar{y}_{1n}}{4} - \frac{\Delta \bar{y}_n}{2} x.$$

Рассмотрим различные режимы развития пожара:

$$a) \quad \bar{y}_* \leq \bar{y}_{1n}; \quad 1 + \alpha_n \leq x.$$

В этом случае уравнение (7.124) с помощью уравнения (7.125) преобразуется к следующему виду:

$$\frac{d\beta}{d\tau} \left(1 - \frac{\beta d}{\bar{m}_1} \right) \bar{\psi} + \frac{\beta}{\bar{m}_1} q_w; \quad \beta \Big|_{\tau=\tau_1} = \beta_1. \quad (7.135)$$

Из (7.125) следует, что

$$\gamma_b = 0; \quad \gamma_r = \frac{\psi \beta d}{\bar{m}_1} - \frac{\beta}{\bar{m}_1} q_w. \quad (7.136)$$

Координата ПРД $\bar{y}_*$ может быть определена из равенства (7.125), (7.129) как решение иррационального алгебраического уравнения (7.14):

$$\frac{3 \sqrt{2} \bar{\gamma}_r}{\Delta \bar{y}_n^{3/2}} = (x + 1 + \alpha_b)^{3/2} - (x + 1 - \alpha_b)^{3/2} + (x - 1 + \alpha_n)^{3/2} -$$

$$- (x - 1 - \alpha_n)^{3/2} + (x - 1 + \alpha_n)^{3/2},$$

поскольку функция $\bar{\gamma}_r$ вычисляется в результате решения уравнения (7.135) независимо от вычисления $\bar{y}_*$ или, что то же самое, от x . Рассматриваемый режим пожара определяется неравенством $\bar{y}_{1n} \geq \bar{y}_*$.

Из выражений (7.131), (7.132) следует, что если $\bar{y}_* \in (-\infty, \bar{y}_{1n}]$, то

$$\left. \begin{aligned} \min_{\bar{y}_*} \gamma_b &= \max_{\bar{y}_*} \bar{\gamma}_b = 0; \\ \min_{\bar{y}_*} \bar{\gamma}_r &= \frac{2}{3} \Delta \bar{y}_n^{3/2} (R_1 + \alpha_n^{3/2}), \end{aligned} \right\} \quad (7.137)$$

$$\text{где } R_1 = \left(1 + \frac{\alpha_n + \alpha_b}{2} \right)^{3/2} - \left(1 + \frac{\alpha_n - \alpha_b}{2} \right)^{3/2};$$

$$R_1|_{\alpha_n = \alpha_b} = (1 + \alpha)^{3/2} - 1. \quad (7.138)$$

Воспользуемся соотношениями (7.137), (7.138) при рассмотрении неравенства (7.134) при $\bar{y}_* \in (-\infty, \bar{y}_{1n}]$; в результате устанавли-

ливаем критериальную оценку

$$\bar{\psi}d \geq B l (\alpha_n^{3/2} + R_1) + q_W, \quad (7.139)$$

где $B = \frac{2}{3} \Delta \bar{y}_u \sqrt{\Delta \bar{y}_u (1 - \beta)}$;

б) далее рассмотрим случай, когда $\bar{y}_{1B} \leq \bar{y}_* \leq \bar{y}_{2B}$.

В этом случае уравнение (7.124) с помощью уравнения (7.125) преобразуется к следующему виду:

$$\frac{d\beta}{d\tau} = \left(1 - \frac{\beta d}{m_1}\right) \bar{\psi} + \frac{\beta}{m_1} q_W + \left(1 - \frac{\beta}{m_1}\right) \gamma_B. \quad (7.140)$$

при начальном условии $\beta|_{\tau=\tau_2} = \beta_2$; $\bar{y}_*|_{\tau=\tau_2} = \bar{y}_{1B}$.

Функции γ_B , γ_r и координата ПРД $\bar{y}_*$ могут быть определены из следующей системы трех уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{3 \sqrt{2} \gamma_B}{\Delta \bar{y}_u^{3/2} \sqrt{1 - \beta}} &= (1 + \alpha_n - x)^{3/2}; \\ \frac{3 \sqrt{2} \gamma_r}{\Delta \bar{y}_u^{3/2} \sqrt{\beta(1 - \beta)}} &= (x + 1 + \alpha_B)^{3/2} - (x + 1 - \alpha_B)^{3/2} + \\ &+ (x - 1 + \alpha_n)^{3/2}; \\ \bar{\psi}d - q_W &= \frac{\bar{m}_1}{\beta} \gamma_r - \gamma_B. \end{aligned}$$

Рассматриваемый режим пожара определяется неравенством $\bar{y}_{1B} \leq \bar{y}_* \leq \bar{y}_{2B}$.

Но, если $\bar{y}_* \in [\bar{y}_{1B}, \bar{y}_{2B}]$, то (7.129), (7.130) имеют:

$$\min_{\bar{y}_*} \gamma_B = 0; \quad \max_{\bar{y}_*} \gamma_B = \alpha_n^{3/2} B; \quad (7.141)$$

$$\min_{\bar{y}_*} \gamma_r = R_2 B; \quad \max_{\bar{y}_*} \gamma_r = (R_1 + \alpha_n^{3/2}) B, \quad (7.142)$$

$$\text{где } R_2 = \left(1 + \frac{\alpha_B - \alpha_n}{2}\right)^{3/2} - \left(1 - \frac{\alpha_B + \alpha_n}{2}\right)^{3/2}, \quad (7.143)$$

причем

$$R_2|_{\alpha=\alpha_n=\alpha_B} = 1 - (1 - \alpha)^{3/2}. \quad (7.144)$$

Используя соотношения (7.141)...(7.144) при рассмотрении неравенств (7.134), устанавливаем следующую критериальную оценку:

$$B(lR_2 - \alpha^{3/2}) + q_W \leq \bar{\psi}d \leq B(lR_1 + \alpha_n^{3/2}) + q_W. \quad (7.145)$$

определяющую рассматриваемый режим пожара через значения функций β и $\bar{\psi}$.

Отметим, что координату ПРД $\bar{y}_*$ можно определять из равенства:

$$\bar{y}_* = \bar{y}_{1B} + \sqrt[3]{\frac{9}{4} \frac{\gamma_B^{2/3}}{\sqrt{1 - \beta}}};$$

$$\text{в) } \bar{y}_{2B} \leq \bar{y}_* \leq \bar{y}_{1B}.$$

В этом случае ищется решение уравнения (7.140) при начальном условии

$$\beta|_{\tau=\tau_2} = \beta_2; \quad \bar{y}_*|_{\tau=\tau_2} = \bar{y}_{2B}.$$

Функции γ_B , γ_r и координата ПРД $\bar{y}_*$ могут быть определены из следующей системы трех алгебраических иррациональных уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{3 \sqrt{2} \gamma_B}{\Delta \bar{y}_u^{3/2} \sqrt{1 - \beta}} &= (1 + \alpha_n - x)^{3/2} - (1 - \alpha_n - x)^{3/2}; \\ \frac{3 \sqrt{2} \gamma_r}{\Delta \bar{y}_u^{3/2} \sqrt{\beta(1 - \beta)}} &= (x + 1 + \alpha_B)^{3/2} - (x + 1 - \alpha_B)^{3/2}; \\ \bar{\psi}d - q_W &= \frac{\bar{m}_1}{\beta} \gamma_r - \gamma_B. \end{aligned}$$

Рассматриваемый режим пожара определяется неравенством $\bar{y}_{2B} \leq \bar{y}_* \leq \bar{y}_{1B}$.

В этом случае $\bar{y}_* \in [\bar{y}_{2B}, \bar{y}_{1B}]$, а значит равенства (7.131), (7.132) позволяют установить следующие результаты:

$$\left. \begin{aligned} \min_{\bar{y}_*} \bar{\gamma}_B &= \alpha_n^{3/2} B; & \max_{\bar{y}_*} \bar{\gamma}_B &= R_3 B; \\ \min_{\bar{y}_*} \bar{\gamma}_r &= \alpha_B^{3/2} B; & \max_{\bar{y}_*} \bar{\gamma}_r &= R_2 B, \end{aligned} \right\} \quad (7.146)$$

$$\text{где } R_3 = \left(1 - \frac{\alpha_B - \alpha_n}{2}\right)^{3/2} - \left(1 - \frac{\alpha_B + \alpha_n}{2}\right)^{3/2},$$

$$\text{причем } R_3|_{\alpha=\alpha_n=\alpha_B} = R_2|_{\alpha=\alpha_n=\alpha_B}.$$

Используя соотношения (7.146) при рассмотрении неравенств (7.134) для данного режима развития пожара, получаем следующую критериальную оценку:

$$B(l\alpha_n^{3/2} - R_3) + q_W \leq \bar{\psi}d \leq B(lR_2 - \alpha_n^{3/2}) + q_W; \quad (7.147)$$

$$г) \bar{y}_{1в} \leq \bar{y}_* \leq \bar{y}_{2в}.$$

В этом случае ищется решение уравнения (7.140) при начальном условии

$$\beta|_{\tau=\tau_4} = \beta_4, \quad \bar{y}_*|_{\tau=\tau_4} = \bar{y}_{1в}.$$

Функции γ_B , γ_T и координата ПРД y_* могут быть определены исследуемой системы трех алгебраических иррациональных уравнений:

$$\frac{3\sqrt{2}\gamma_B}{\Delta\bar{y}_{1в}^{3/2}\sqrt{1-\beta}} = (1 + \alpha_H - x)^{3/2} - (1 - \alpha_H - x)^{3/2} + (\alpha_B - 1 - x)^{3/2};$$

$$\frac{3\sqrt{2}\gamma_T}{\Delta\bar{y}_{1в}^{3/2}\sqrt{(1-\beta)\beta}} = (x + 1 + \alpha_B)^{3/2};$$

$$\bar{\psi}d - q_W = \frac{\bar{m}_1}{\beta} \gamma_T - \gamma_B.$$

Учитывая, что при рассматриваемом режиме пожара $\bar{y}_* \in [\bar{y}_{1в}, \bar{y}_{2в}]$, получим из равенства (7.131), (7.132) выражения:

$$\min_{\bar{y}_*} \gamma_B = R_3 B; \quad \min_{\bar{y}_*} \gamma_T = 0;$$

$$\max_{\bar{y}_*} \gamma_T = \alpha_B^{3/2} B; \quad \max_{\bar{y}_*} \gamma_B = (\alpha_B^{3/2} + R_1 - R_2 + R_3) B.$$

Неравенства (7.134) с учетом вышеприведенных результатов позволяют установить следующую критериальную оценку:

$$-(\alpha_B^{3/2} + R_1 - R_2 + R_3) B + q_W \leq \bar{\psi}d \leq (\alpha_B^{3/2} - R_3) B + q_W; \quad (7.148)$$

д) наконец, рассмотрим случай $\bar{y}_* \geq \bar{y}_{2в}$.

В этом случае уравнение (7.124) с помощью уравнения (7.125) преобразуется к следующему виду:

$$\frac{d\beta}{d\tau} = (1 - d) \bar{\psi} + q_W; \quad \beta_{\tau=\tau_5} = \beta_5. \quad (7.149)$$

Из (7.125), (7.130) следует, что

$$\gamma_T = 0, \quad \gamma_B = q_W - \bar{\psi}d. \quad (7.150)$$

Координата ПРД $\bar{y}_*$ может быть определена из равенств (7.130, 7.150) как решение иррационального алгебраического уравнения § 7.1:

$$\frac{3\sqrt{2}\gamma_B}{\Delta\bar{y}_{1в}^{3/2}\sqrt{1-\beta}} = (1 + \alpha_H - x)^{3/2} - (1 - \alpha_H - x)^{3/2} + (\alpha_B - 1 - x)^{3/2} - (-1 - \alpha_B - x)^{3/2},$$

поскольку функция γ_B вычисляется в результате решения уравнения (7.150) независимо от вычисления $\bar{y}_*$ или, что то же самое, от x .

Для случая, когда $\bar{y}_* \in [\bar{y}_{2в}, \infty)$, выражения (7.131), (7.132) принимают следующий вид:

$$\begin{aligned} \max_{\bar{y}_*} \gamma_T &= \min_{\bar{y}_*} \gamma_T = 0; \\ \min_{\bar{y}_*} \gamma_B &= (\alpha_B^{3/2} + R_1 - R_2 + R_3) B. \end{aligned}$$

В этом случае неравенства (7.134) позволяют установить следующую критериальную оценку:

$$\bar{\psi}d \leq q_W - (\alpha_B^{3/2} + R_1 - R_2 + R_3) B. \quad (7.151)$$

С помощью критериальных оценок (7.139), (7.145), (7.147), (7.148), (7.151) при вычислениях на ЭВМ можно определить переходы пожара из одного режима в другой, следя за соотношениями между функциями β и $\bar{\psi}$.

Следует отметить, что давление среды внутри помещения может быть определено на всех пяти этапах развития пожара из одного выражения

$$pK_4 = (1 - \beta) (1 - \bar{y}_*).$$

В частном случае, когда $\alpha = \alpha_H = \alpha_B$, вышеупомянутые критериальные оценки примут вид.

$$а) \bar{y}_* \leq \bar{y}_{1в},$$

$$\bar{\psi}d \geq (\alpha^{3/2} + R_1) B + q_W;$$

$$б) \bar{y}_{1в} \leq \bar{y}_* \leq \bar{y}_{2в},$$

$$(R_2 - \alpha^{3/2}) B + q_W \leq \bar{\psi}d \leq (R_1 + \alpha^{3/2}) B + q_W;$$

$$в) \bar{y}_{2в} \leq \bar{y}_* \leq \bar{y}_{1в},$$

$$(R_2 - \alpha^{3/2}) B + q_W \leq \bar{\psi}d \leq (R_2 - \alpha^{3/2}) B + q_W;$$

$$г) \bar{y}_{1в} \leq \bar{y}_* \leq \bar{y}_{2в},$$

$$-(\alpha^{3/2} + R_1) B + q_W \leq \bar{\psi}d \leq (\alpha^{3/2} - R_2) B + q_W;$$

$$д) \bar{y}_* \geq \bar{y}_{2в}, \quad \bar{\psi}d \leq q_W - (\alpha^{3/2} + R_1) B,$$

$$\text{где } B = \frac{2}{3} \Delta\bar{y}_{1в} \sqrt{\Delta\bar{y}_{1в} (1 - \beta)}.$$

В рассматриваемом частном случае справедливы соотношения

$$R_1 \geq R_2 = R_3, \quad \alpha = \alpha_H = \alpha_B.$$

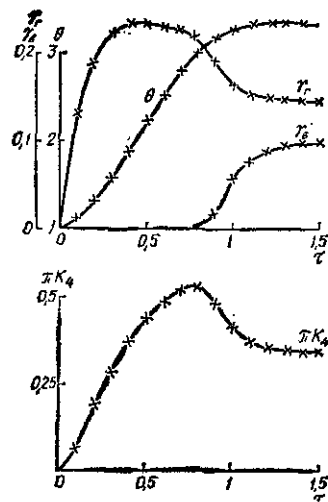


Рис. 7.15. Результаты расчета развития пожара при условиях: $K_1=52,9$; $K_2=0,326$; $K_3=1,263$; $\bar{\psi}=-0,05(1-e^{-10\tau})$; $\bar{y}_{1H}=0,2$; $\bar{y}_{2H}=0,5$; $\bar{y}_{1B}=1,5$; $\bar{y}_{2B}=1,8$

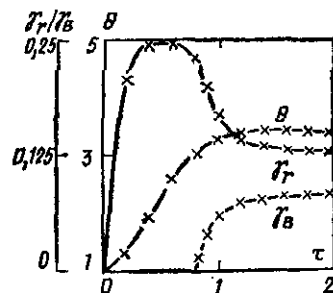


Рис. 7.17. Результаты расчета развития пожара при условиях: $K_1=52,9$; $K_2=0,326$; $K_3=1,263$; $\bar{\psi}=-0,05(1-e^{-10\tau})$; $\bar{y}_{1H}=0,2$; $\bar{y}_{1B}=0,3$; $\bar{y}_{1B}=1,4$; $\bar{y}_{2B}=1,8$

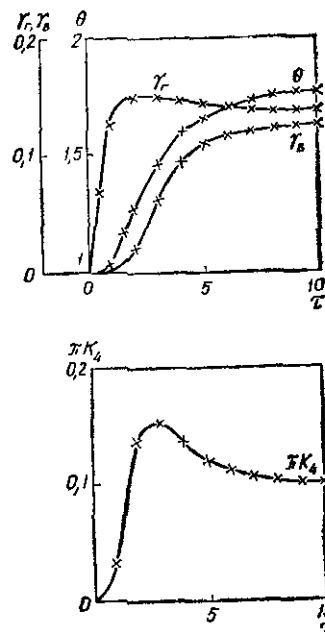
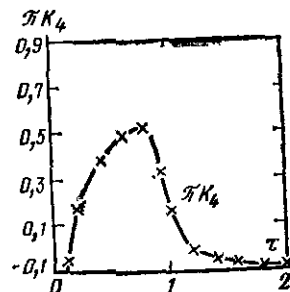


Рис. 7.16. Результаты расчета развития пожара при условиях: $K_1=52,9$; $K_2=0,326$; $K_3=1,263$; $\bar{\psi}=-0,03(1-e^{-0,3\tau})/(1+e^{-0,03\tau})$; $\bar{y}_{1H}=0,2$; $\bar{y}_{2H}=0,5$; $\bar{y}_{1B}=1,5$; $\bar{y}_{2B}=1,8$



В случае, когда $\alpha_n=0$, $\bar{y}_{1H}=\bar{y}_{2H}$ — однопроемное помещение,

$$R_1=R_2=\left(1+\frac{\alpha_B}{2}\right)^{3/2}-\left(1-\frac{\alpha_B}{2}\right)^{3/2}=f\left(\frac{\alpha_B}{2}\right), \quad R_3=0,$$

критериальные оценки тождественно совпадают с аналогичными, приведенными в § 7.6 для развития пожара в однопроемном помещении.

Как и в работе [13], предполагалось, что скорость выгорания $\bar{\psi}$ не лимитируется поступлением воздуха и зависит лишь от времени. В расчетах использовались следующие зависимости:

$$\bar{\psi}=0,03(1-e^{-0,3\tau})/(1+e^{-0,03\tau});$$

$$\psi=0,05(1-e^{-10\tau});$$

$$q_W=0,5K_2(1-\beta)(1+2\beta)/\beta^2;$$

$$\alpha_B=\alpha_H=0,3; \quad \Delta y_H=1; \quad \bar{y}_*=3-0,5x;$$

$$\alpha_B=0,4; \quad \alpha_H=0,1; \quad \Delta y_H=1; \quad \bar{y}_*=3-0,5x.$$

На рис. 7.15—7.17 представлены результаты расчетов пожаров с использованием алгоритма, разработанного на основе приближенного аналога уравнения энергии (7.125). На этих же графиках крестиками нанесены решения точной системы уравнений развития пожара. Расхождение получаемых двумя способами данных нигде не превысило 0,1 %.

7.8. АЛГОРИТМ РЕШЕНИЯ

ЗАДАЧИ РАЗВИТИЯ ПОЖАРА В ПОМЕЩЕНИИ С ДВУМЯ ПРОЕМАМИ

В работах [12—15] была поставлена задача и разработан в основном алгоритм развития пожара в помещении с одним и двумя далеко разнесенными проемами. Большое значение имеет экспериментальное подтверждение теоретической модели [15, 16].

Система уравнений, описывающих развитие пожара в помещении, имеет вид:

$$\frac{d\beta}{d\tau}=\gamma_B+\bar{\psi}-\gamma_T; \quad (7.152)$$

$$\beta \frac{dx_1}{d\tau}=(0,23-x_1)\gamma_B+(1-n_1)x_1\gamma_T-(x_1+\eta L_1)\bar{\psi}; \quad (7.153)$$

$$\beta \frac{dx_2}{d\tau}=(\eta L_2-x_2)\bar{\psi}-x_2\gamma_B-(n_2-1)x_2\gamma_T; \quad (7.154)$$

$$\beta \frac{dx_3}{d\tau}=(\eta L_3-x_3)\bar{\psi}-(x_3-x_{3B})\gamma_B-(n_3-1)x_3\gamma_T; \quad (7.155)$$

$$\frac{1}{1,404} \frac{d\pi}{d\tau} = (\eta K_1 + K_3) \bar{\psi} + \gamma_B - m \frac{c_{pr}}{c_{pv}} \gamma_r \theta - q_W;$$

$$\theta = \frac{\pi + 1}{\beta}. \quad (7.156)$$

При малом изменении полной внутренней энергии использовалось равенство (см. § 7.7):

$$\eta \bar{\psi} (K_1 + K_3) - q_W + \gamma_B - m \frac{c_{pr}}{c_{pv}} \frac{1}{\beta} \gamma_r = 0. \quad (7.157)$$

Такие величины, как скорость выгорания $\bar{\psi}$ и относительная температура поверхностей ограждения θ_W , известны из опыта. Для этих функций времени τ по программе MUMAR строится интерполяционный кубический сплайн. Подпрограммы MATR, TRIDAG и ZNSPL используются для составления уравнений для первых производных сплайна, обращения матрицы и вычисления значений сплайна в текущей точке.

Ряд величин, входящих в исходную систему, вычисляется по эмпирическим зависимостям:

$$\begin{aligned} \eta &= 0,63 + 0,2x_{1m} + 1500x_{1m}^6; \\ n_1 &= 1,44 - 0,1012/x_{1m}; \\ n_2 &= 1,36; \quad n_3 = n_2; \\ \bar{Q}_W &= K_2 (\theta - \theta_W) \exp [0,674 (\theta - 1)]; \\ m &= 1 + 0,08 [1 - \exp (-50 (\theta - 1))] (1 - 0,2\theta); \\ \frac{c_{pr}}{c_{pv}} &= 1 + 0,04259 \left(\frac{m}{\beta} - 1 \right). \end{aligned} \quad (7.158)$$

Для численного интегрирования дифференциальных уравнений используем представление решения в виде сплайна [17]. Пусть дано дифференциальное уравнение первого порядка с начальным условием (задача Коши):

$$y' = f(x, y); \quad a \leq x \leq b; \quad y(a) = y_0. \quad (7.159)$$

На отрезке $[a, b]$ построим сплайн $S(x)$:

$$S(x) = y_i [3(1-t)^2 - 2(1-t)^3] + y_{i+1} [3t^2 + 2t^3] +$$

$$+ h_i m_i [(1-t)^2 - (1-t)^3] - h_i m_{i+1} [t^2 - t^3],$$

$$\text{где } h_i = x_{i+1} - x_i, \quad t = \frac{x - x_i}{h_i},$$

m_i, m_{i+1} — значения производных в узловых точках; y_i, y_{i+1} — искомые значения функции

Из начальных условий известно y_0 . Для определения остальных параметров потребуем, чтобы в точке $x=a$ совпадали первая и вто-

рая производная функции y и сплайна S , значит

$$y'(a) = m_0 = f(a, y_0).$$

После дифференцирования (6.123) и подстановки $x=a$ получается

$$y''(a) = \frac{\partial f(a, y_0)}{\partial x} + \frac{\partial f(a, y_0)}{\partial y} y'(a),$$

но соответствующее дифференцирование $S(x)$ дает

$$S''(a) = -\frac{6}{h_0^2} y_0 + \frac{6}{h_0^2} y_1 - \frac{4}{h_0} m_0 - \frac{2}{h_0} m_1.$$

Для определения последнего параметра сплайна на h_0 требуется выполнение уравнения (7.159) для сплайна в точке x_1 :

$$m_1 = f(x_1, y_1).$$

Итак, для вычисления y_0, y_1, m_0, m_1 получена система уравнений:

$$\begin{aligned} y_0 &= y(a); \\ m_0 &= f(a, y_0); \\ m_1 &= f(a + h_0, y_1); \\ m_1 + 2m_0 &= \frac{3}{h_0} (y_1 - y_0) - \frac{h_0}{2} [f_x(a, y_0) + f_y(a, y_0) m_0]. \end{aligned}$$

На следующем этапе необходимо, считая параметры y_1 и m_1 уже известными, определить y_2 и m_2 на отрезке $[x_1, x_2]$:

$$m_2 = f(x_2, y_2) \quad (7.160)$$

и добавить условие непрерывности второй производной при переходе через точку x_1 :

$$\alpha_1 m_0 + 2m_1 + (1 - \alpha_1) m_2 = 3 \left[\frac{y_2 - y_1}{h_1} (1 - \alpha_1) + \right.$$

$$\left. + \frac{y_1 - y_0}{h_0} \alpha_1 \right], \quad (7.161)$$

$$\text{где } \alpha_1 = \frac{h_1}{h_1 + h_0}.$$

Таким образом, уравнения (7.160) и (7.161) позволяют по циклу получить все искомые значения y_i на отрезке $[a, b]$.

Для первого уравнения исходной системы применим рассмотренный алгоритм. Из начальных условий при $\tau=0$

$$\begin{cases} \beta_0 = 1; \\ \beta'_0 = 0. \end{cases}$$

Далее принимаем $\tau = h_0$ и

$$\begin{cases} \bar{\beta}'_1 = \bar{\psi}_1 - \eta (K_1 + K_3) \bar{\psi}_1; \\ \bar{\beta}'_1 = \frac{3}{h_0} (\beta_1 - 1) - \frac{h_0}{2} \psi'_0, \end{cases}$$

отсюда

$$\begin{aligned} \beta_1 &= \frac{h_0}{3} \left[\bar{\psi}_1 + \frac{3}{h_0} + \frac{h_0}{2} \bar{\psi}'_0 - \eta (K_1 + K_3) \bar{\psi}_1 \right] = \\ &= 1 + \frac{h_0^2}{6} \psi'_0 + \frac{h_0}{3} \beta'_1. \end{aligned}$$

Теперь перейдем к построению циаического процесса по формулам (7.160), (7.161):

$$\psi = h_0 + h_1;$$

$$\beta'_2 = \gamma_B + \bar{\psi}_2 - \gamma_r;$$

$$\beta'_2 = \frac{1}{1 - \alpha_1} \left\{ 3 \left[\frac{\beta_2 - \beta_1}{h_1} (1 - \alpha_1) + \frac{\beta_1 - \beta_0}{h_0} \alpha_1 \right] - \alpha_1 \beta'_0 - 2\beta'_1 \right\}. \quad (7.162)$$

В уравнение (7.157) неявным образом входит значение координаты ПРД $\bar{y}_*$ § 7.7:

1) при $\bar{y}_* \leq \bar{y}_{1H}$

$$\begin{aligned} \frac{3}{2} \bar{\gamma}_B = 0; \quad \frac{3}{2} \bar{\gamma}_r &= (\bar{y}_{2B} - \bar{y}_*)^{3/2} - (\bar{y}_{1B} - \bar{y}_*)^{3/2} + (\bar{y}_{2H} - \bar{y}_*)^{3/2} - \\ &- (\bar{y}_{1H} - \bar{y}_*)^{3/2}; \end{aligned}$$

2) при $\bar{y}_{1H} < \bar{y}_* \leq \bar{y}_{2H}$

$$\begin{aligned} \frac{3}{2} \bar{\gamma}_B &= (\bar{y}_* - \bar{y}_{1H})^{3/2}; \quad \frac{3}{2} \bar{\gamma}_r = (\bar{y}_{2B} - \bar{y}_*)^{3/2} - (\bar{y}_{1B} - \bar{y}_*)^{3/2} + \\ &+ (\bar{y}_{2H} - \bar{y}_*)^{3/2}; \end{aligned}$$

3) при $\bar{y}_{2H} < \bar{y}_* \leq \bar{y}_{1B}$

$$\begin{aligned} \frac{3}{2} \bar{\gamma}_B &= (\bar{y}_* - \bar{y}_{1H})^{3/2} - (\bar{y}_* - \bar{y}_{2H})^{3/2}; \\ \frac{3}{2} \bar{\gamma}_r &= (\bar{y}_{2B} - \bar{y}_*)^{3/2} - (\bar{y}_{1B} - \bar{y}_*)^{3/2}; \end{aligned}$$

4) при $\bar{y}_{1B} < \bar{y}_* \leq \bar{y}_{2B}$

$$\frac{3}{2} \bar{\gamma}_B = (\bar{y}_* - \bar{y}_{1H})^{3/2} - (\bar{y}_* - \bar{y}_{2H})^{3/2} + (\bar{y}_* - \bar{y}_{1B})^{3/2};$$

$$\frac{3}{2} \bar{\gamma}_r = (\bar{y}_{2B} - \bar{y}_*)^{3/2};$$

5) при $\bar{y}_{2B} < \bar{y}_*$

$$\begin{aligned} \frac{3}{2} \bar{\gamma}_B &= (\bar{y}_* - \bar{y}_{1H})^{3/2} - (\bar{y}_* - \bar{y}_{2H})^{3/2} + (\bar{y}_* - \bar{y}_{1B})^{3/2} - \\ &- (\bar{y}_* - \bar{y}_{2B})^{3/2}; \quad \frac{3}{2} \bar{\gamma}_r = 0. \end{aligned}$$

$$\gamma_B = \xi_B \sqrt{1 - \beta} \bar{\gamma}_B; \quad \gamma_r = \xi_r \sqrt{\beta (1 - \beta)} \bar{\gamma}_r. \quad (7.163)$$

Решение уравнения (7.157) по подпрограмме ZEROIN [18] с учетом (7.158) и (7.163) при $\tau = h_0$ дает в подпрограмме BALANS $\bar{y}_*$, γ_B , γ_r .

Теперь система (7.162) позволяет вычислить β_2 :

$$\begin{aligned} \beta_2 &= \frac{h_1}{3(1 - \alpha_1)} \left\{ \beta'_2 (1 - \alpha_1) + \frac{3}{h_1} \beta_1 (1 - \alpha_1) + \right. \\ &\left. + \alpha_1 \beta'_0 + 2\beta'_1 - \frac{3\alpha_1}{h_1} (\beta_1 - \beta_0) \right\}. \end{aligned}$$

Для следующего момента времени $\tau = h_0 + h_1 + h_2$ полагается

$$\begin{cases} \beta_0 = \beta_1 & \beta_1 = \beta_2, \\ \beta'_0 = \beta'_1 & \beta'_1 = \beta'_2, \end{cases}$$

а β'_2 и β_2 находятся из (7.162), (7.163), причем уравнение (7.157) решается при $t = h_0 + h_1$. Таким образом, циклический процесс для численного интегрирования дифференциального уравнения (7.152) построен [19].

7.9. ТУШЕНИЕ ПОЖАРОВ ИНЕРТНЫМИ ГАЗАМИ

Настоящий параграф посвящен построению математической модели развития пожара в помещении с проемами при наличии эффекта тушения инертными газами. В качестве огнегасительных средств при этом способе пожаротушения будут рассмотрены двуокись углерода, азот, аргон, дымовые и отработанные газы и т. д. Огнегасительное действие названных составов заключается в разбавлении воздуха и в снижении в нем содержания кислорода до концентрации, при которой прекращается горение. Заметим сразу, что предельное содержание кислорода при разбавлении среды в помещении во время пожара двуокисью углерода несколько выше, чем при разбавлении азотом. Это объясняется более высоким значением теплоемкости двуокиси углерода. Отсюда также следует, что огнегасительный эффект при разбавлении инертными газами обуславлива-

ется потерями тепла на нагревание инертных разбавителей и снижением теплового эффекта реакции. Однако применение в конкретных условиях объемного способа тушения пожара инертными газами зависит от возможности разбавления среды внутри помещения до требуемой концентрации кислорода, свойств горючей системы и эффектов поражения людей в защищаемом помещении [20].

Одним из важнейших вопросов при применении объемного тушения инертными газами является оценка максимального объема, для которого еще возможно и целесообразно применение этого метода. Это обусловлено тем, что при слишком большом объеме не удастся обеспечить подачу требуемого количества газа за допустимый отрезок времени $\tau_r = 1, 1,5; 2$ мин [20], а также потому, что для защиты больших объемов требуется столь большое количество баллонов со сжатыми газами, что их стоимость, расходы на хранение, обслуживание и т. п. могут превысить стоимость защищаемого объекта.

По нормам, действующим в СССР [20], углекислотными установками защищают объемы максимум в 10^3 м³. По нормам США, двуокисью углерода допускается защищать помещения объемом $1,5 \cdot 10^3$ м³. По рекомендациям ВНИИПО и ВПМТ ППА, допускается защита помещений объемом до $6 \cdot 10^3$ м³.

Двуокись углерода не может быть применена для тушения щелочных металлов и веществ, обладающих широкой областью воспламенения (водород, ацетилен). Последние горят в атмосфере CO_2 [20]. Для тушения этих металлов применяют азот или аргон. Кроме того, необходимо учитывать токсические свойства двуокиси углерода. Согласно [20], внезапное воздействие CO_2 в количестве 6–10 % может вызвать смертельный исход, при медленном повышении содержания CO_2 до 20 об. % наступает быстрая смерть.

Для большинства веществ огнегасительная концентрация двуокиси углерода составляет от 20 до 30 об. %. По действующим в СССР нормам огнегасительная концентрация двуокиси углерода при тушении объемным методом составляет 30 %, или 0,594 кг на 1 м³ помещения.

ВНИИПО и Всесоюзный проектно-монтажный трест противопожарной автоматики (ВПМТППА) предложили дифференцировать норму подачи двуокиси углерода на пожаротушение в зависимости от характера защищаемого объема и свойств горючих материалов следующим образом (с учетом поправок на утечку через неплотности в ограждающих конструкциях): для помещений, не относящихся к особо пожароопасным объектам, — 0,637 кг/м³, для особо пожароопасных помещений — 0,768 кг/м³ [20]. Интенсивность подачи двуокиси углерода должна быть такой, чтобы указанные удельные расходы достигались в течение не более 1 мин. Для помещений по-

вышенной герметичности продолжительность подачи двуокиси углерода должна составлять 2 мин для особо пожароопасных и 1,5 мин для обычных объектов.

В данной работе математическое моделирование развития пожара и огнегасительного действия на него инертных газов будет опираться на вышеизложенные замечания. Кроме того, будем иметь в виду, что все описанные огнегасительные составы оказывают сравнительно пассивное действие на пламя, не влияя на кинетику и химизм реакции в пламени.

Пожар в одном помещении описывается на уровне усредненных термодинамических параметров совокупностью уравнений материального баланса, энергии, кислородного баланса, баланса продуктов горения, инертного газа и усредненного уравнения состояния. Эти уравнения были сформулированы в гл. 1.

За основу математического моделирования развития пожара и огнегасительного действия на него инертных газов возьмем систему уравнений, сформулированную в гл. 1. С помощью метода, предложенного в работе [21], эта система с учетом подачи огнегасительных средств в помещение преобразуется к следующей:

$$V \frac{d\rho_m}{d\tau} = G_B + \psi - G_r + G_{T2} + G_{T3}; \quad (7.164)$$

$$V \frac{d}{d\tau} \left(\frac{p_m}{k-1} \right) = \eta Q_p^p \psi + c_{pB} T_B G_B + q_p \psi - m c_{pm} T_m G_r - \\ - Q_W + c_{pT2} T_{T2} G_{T2} + c_{pT3} T_{T3} G_{T3}; \quad (7.165)$$

$$V \rho_m \frac{dx_1}{d\tau} = (x_{1B} - x_1) G_B + (1 - n_1) x_1 G_r - \psi (x_1 + \eta L_1) x_1 (G_{T2} + G_{T3}); \quad (7.166)$$

$$V \rho_m \frac{dx_2}{d\tau} = (x_{2B} - x_2) G_2 - (n_2 - 1) x_2 G_r + \psi (L_2 - x_2) + \\ + (n_{T2} - 1) x_2 G_{T2} - x_2 G_{T3}. \quad (7.167)$$

$$V \rho_m \frac{dx_3}{d\tau} = (x_{3B} - x_3) G_B - (n_3 - 1) x_3 G_r - x_3 \psi - \\ - x_3 G_{T2} + (n_{T3} - 1) x_3 G_{T3}; \quad (7.168)$$

$$P_m = \rho_m R_m T_m, \quad (7.169)$$

где G_{T2} — расход огнегасительного средства, подаваемого установкой пожаротушения в помещение, причем сорт этого огнегасительного средства совпадает с сортом одного из продуктов сгорания сгораемого материала, например CO_2 ; G_{T3} — расход огнегасительного средства, подаваемого установкой пожаротушения в помещение, сорт этого огнегасительного средства не совпадает ни с одним сортом продуктов сгорания; T_{T2} , T_{T3} — температуры огнегасительных средств в баллонах; c_{pT2} , c_{pT3} — удельные теплоемкости этих средств в баллонах; n_{T2} , n_{T3} — коэффициенты, учитывающие эффект «напластывания» при медленном (ламинарном) режиме подачи газа; заметим, что при быстрой подаче огнегасительного средства (турбулентном режиме) будет смешение и разбавление воздуха $n_{T2} \approx n_{T3} \approx 1$.

Функции расходов огнегасительных средств G_{Ti} ($i=2, 3$) определим следующим образом:

$$G_{Ti} = g_{Ti}(\rho_{Ti}, p_{Ti}) \theta_x(\tau - \tau_{\Pi}) \theta_x(\tau_{\Pi} + \tau_T - \tau), \quad (7.170)$$

где ρ_{Ti} , p_{Ti} — плотность и давление газа в баллонах; $\theta_x(x)$ — функция Хевисайда, которая равна $\theta_x(x) = \begin{cases} 1, & x > 0; \\ 0, & x \leq 0; \end{cases}$
 τ_{Π} — момент времени, при котором срабатывают извещательные пожарные датчики с учетом инерции включения пожароустановок тушения; τ_T — время тушения.

Величина τ_{Π} определяется из решения системы уравнений (гл. 1) при условии справедливости следующего соотношения:

$$T_m|_{\tau=\tau_{\Pi}} = T_{\text{мизв}} \approx 60^\circ\text{C} = 333 \text{ K}.$$

Функции g_{Ti} ($i=2, 3$) по отношению к системе уравнений (7.164)—(7.169) являются постоянными величинами. Это будет показано далее. Эти величины определяются с помощью решения системы (7.164)—(7.169) при условии справедливости соотношения

$$x_1|_{\tau=\tau_{\Pi}+\tau_T} = x_{1\text{пред}}(T_m),$$

где $x_{1\text{пред}}(T_m)$ — предельное содержание кислорода, при котором прекращается горение.

Время тушения τ_T — наперед заданная величина в следующих пределах [20]: $\tau_T = 1-2$ мин.

Согласно работам [22, 23], предельное содержание кислорода $x_{1\text{пред}}(T_m)$ при произвольной среднеемобильной температуре T_m независимо от природы горючего материала с достаточной степенью точности можно вычислить по формуле

$$x_{1\text{пред}}(T_m) = x_{1\text{пред}}(T_a) \left(\frac{T_{\text{воспл}} - T_m}{T_{\text{воспл}} - T_a} \right)^b,$$

где $b \approx 0,3864$; $T_{\text{воспл}}$ — температура воспламенения

Явный аналитический вид функции g_{Ti} (7.170) можно установить из теории истечения идеального газа сквозь сопло из резервуара очень большой вместимости. Процесс истечения двухатомного газа из насадков с термодинамической точки зрения можно считать адиабатическим, и для дозвукового режима истечения имеем:

$$\frac{g_{Ti}}{g_{Ti\text{max}}} = \sqrt{\frac{2}{k_i - 1} \left(\frac{k_i + 1}{2} \right)^{\frac{k_i + 1}{k_i - 1}} \left(\frac{p_m}{p_{Ti}} \right)^{\frac{2}{k_i}} \left[1 - \left(\frac{p_m}{p_{Ti}} \right)^{\frac{k_i - 1}{k_i}} \right]}; \quad (7.171)$$

$$\frac{p_m}{p_{Ti}} > 0,528,$$

а для

$$\frac{p_m}{p_{Ti}} \leq 0,528$$

$$g_{Ti} = g_{Ti\text{max}} = \xi_{Ti} F_{Ti} \left(\frac{2}{k_i + 1} \right)^{\frac{k_i + 1}{2(k_i - 1)}} \sqrt{k_i p_{Ti} \rho_{Ti}}, \quad (7.172)$$

где ξ_{Ti} — коэффициент расхода насадка установки пожаротушения; F_{Ti} — площадь выходного отверстия насадка.

Рассматривая совместно выражения для g_{Ti} (7.171), (7.172), получим

$$g_{Ti} = \xi_{Ti} F_{Ti} \rho_{Ti} \sqrt{k_i \frac{R}{\mu_{Ti}} T_{Ti}} \times \begin{cases} \left(\frac{p_m}{p_{Ti}} \right)^{\frac{1}{k_i}} \sqrt{\frac{2}{k_i - 1} \left[1 - \left(\frac{p_m}{p_{Ti}} \right)^{\frac{k_i - 1}{k_i}} \right]} \frac{p_m}{p_{Ti}} > 0,528, \\ \left(\frac{2}{k_i + 1} \right)^{\frac{k_i + 1}{2(k_i - 1)}} \frac{p_m}{p_{Ti}} \leq 0,528, \end{cases}$$

где R/μ_{Ti} — газовая постоянная огнетушащего средства.

Если воспользоваться уравнением состояния идеального газа для огнегасительного средства в баллоне и учесть, что $p_m \approx p_a$ для помещений с проемами, то получим

$$g_{Ti} = \xi_{Ti} F_{Ti} \frac{p_{Ti}}{\sqrt{T_{Ti}}} \times \begin{cases} 0,145 \left(\frac{p_a}{p_{Ti}} \right)^{0,75} \sqrt{1 - \left(\frac{p_a}{p_{Ti}} \right)^{0,248}}, \text{ CO}_2 \\ 0,152 \left(\frac{p_a}{p_{Ti}} \right)^{0,71} \sqrt{1 - \left(\frac{p_a}{p_{Ti}} \right)^{0,286}}, \text{ N}_2 \end{cases} \frac{p_a}{p_{Ti}} > 0,528, \\ \left. \begin{matrix} 0,04944, \text{ CO}_2 \\ 0,04692, \text{ N}_2 \end{matrix} \right\} \frac{p_a}{p_{Ti}} < 0,528.$$

Подставим систему уравнений (7.164)—(7.168) в безразмерном виде. Для этого введем следующие обозначения:

$$\beta = \frac{p_m}{p_a}; \quad \pi = \frac{p_m - p_a}{p_a}; \quad \beta_{Ti} = \frac{p_{Ti}}{p_a}; \quad \pi_{Ti} = \frac{p_{Ti}}{p_a}; \\ \theta = \frac{T_m}{T_a}; \quad \theta_{Ti} = \frac{T_{Ti}}{T_a}; \quad \gamma_v = \frac{G_v}{G_0}; \quad \gamma_r = \frac{G_r}{G_0}; \quad \gamma_{Ti} = \frac{G_{Ti}}{G_0};$$

$$\bar{R} = \frac{R_m}{R_a} \approx 1; \quad m_1 = \frac{mC_{pm}}{C_{pB}}; \quad t = \frac{\tau G_0}{\rho_a V}; \quad m_{Ti} = \frac{C_{pTi}}{C_{pB}};$$

$$K_1 = \frac{Q_n^p}{C_{pB} T_a}; \quad q_W = \frac{Q_W}{C_{pB} T_a G_0}; \quad K_3 = \frac{q_n}{C_{pB} T_B}; \quad \bar{\Psi} = \frac{\Psi}{G_0};$$

$$d = \eta K_1 + K_3; \quad G_0 = \rho_a b h \sqrt{2gh}; \quad K_4 = \rho_a / g \rho_a h,$$

где h — половина высоты рассматриваемого помещения; b — ширина прямоугольных проемов; $g=9,81$ м/с².

В терминах этих обозначений система (7.164)–(7.168) принимает следующий вид [24]:

$$\frac{d\beta}{dt} = \gamma_B + \bar{\Psi} - \gamma_T + \sum_i \gamma_{Ti}; \quad \beta|_{t=0} = 1;$$

$$0,286 \frac{d}{dt} \left(\frac{\pi}{k-1} \right) = \bar{\Psi} d + \gamma_B - m_1 \theta \gamma_T - q_W +$$

$$+ \sum_i m_{Ti} \theta_{Ti} \gamma_{Ti}; \quad \pi|_{t=0} = 0;$$

$$\beta \frac{dx_1}{dt} = (x_{1B} - x_1) \gamma_B + (1 - n_1) x_1 \gamma_T - \bar{\Psi} (x_1 + \eta L_1); \quad x_1|_{t=0} = x_{1B};$$

$$\beta \frac{dx_2}{dt} = (x_{2B} - x_2) \gamma_B - (n_2 - 1) \gamma_T x_2 + \bar{\Psi} (L_2 - x_2) +$$

$$+ (n_{T2} - 1) x_2 \gamma_{T2} - x_2 \gamma_{T3}; \quad x_2|_{t=0} = x_{2B};$$

$$\beta \frac{dx_3}{dt} = (x_{3B} - x_3) \gamma_B - (n_3 - 1) \gamma_T x_3 - \bar{\Psi} x_3 -$$

$$- x_3 \gamma_{T2} + (n_{T3} - 1) x_3 \gamma_{T3}; \quad x_3|_{t=0} = x_{3B}; \quad \pi + 1 = \bar{R} \beta \theta,$$

где функции γ_B и γ_T для двухпроемного помещения имеют следующий вид, 7.1:

$$\gamma_B = \frac{2}{3} \xi_B \sqrt{1-\beta} \{ (\bar{y}_{2B} - \bar{y})^{3/2} \theta_x (\bar{y}_{2B} - \bar{y}) - (\bar{y}_{1B} - \bar{y})^{3/2} \theta_x (\bar{y}_{1B} - \bar{y}) +$$

$$+ (\bar{y}_{2H} - \bar{y})^{3/2} \theta_x (\bar{y}_{2H} - \bar{y}) - (\bar{y}_{1H} - \bar{y})^{3/2} \theta_x (\bar{y}_{1H} - \bar{y}) \};$$

$$\gamma_T = \frac{2}{3} \xi_T \sqrt{\beta(1-\beta)} \{ (\bar{y} - \bar{y}_{1H})^{3/2} \theta_x (\bar{y} - \bar{y}_{1H}) - (\bar{y} - \bar{y}_{2H})^{3/2} \theta_x (\bar{y} - \bar{y}_{2H}) +$$

$$+ (\bar{y} - \bar{y}_{1B})^{3/2} \theta_x (\bar{y} - \bar{y}_{1B}) - (\bar{y} - \bar{y}_{2B})^{3/2} \theta_x (\bar{y} - \bar{y}_{2B}) \},$$

где ξ_B, ξ_T — коэффициенты расходов воздуха и уходящих газов; $\bar{y}_{1B}, \bar{y}_{2B}, \bar{y}_{1H}, \bar{y}_{2H}$ — координаты верхних и нижних краев проемов $\bar{y}_{iH} = y_{iH}/h$; $\bar{y}_{iB} = y_{iB}/h$; $i=1,2$; $\theta_x(\bar{y})$ — функция Хевисайда; $\bar{y}-1 = \frac{\pi K_1}{1-\beta}$ — координата плоскости равных давлений для помещения и окружающей атмосферы.

Функция γ_{Ti} имеет вид:

$$\gamma_{Ti} = G_{Ti} \theta_x(t - t_n) \theta_x(t_n + t_T - t);$$

$$G_{Ti} = \xi_{Ti} \frac{F_{Ti}}{bh} \left(\frac{2}{k_i + 1} \right)^{\frac{k_i+1}{2(k_i-1)}} \sqrt{K_4 \beta_{Ti} \pi_{Ti}}, \quad \text{где } t_n = \frac{\tau_n G_0}{\rho_a V};$$

$$t_T = \frac{\tau_T G_0}{\rho_a V}$$

$$\text{и } \theta|_{t=t_n} = \theta_{изв} = \frac{T_{мизв}}{T_a};$$

$$x_1|_{t=t_n+t_T} = x_{1пред} = x_{1пред}^0 \left(\frac{\theta_{воспл} - \theta}{\theta_{воспл} - 1} \right)^b, \quad \left. \begin{aligned} x_{1пред}^0 &= x_{1пред}(T_a); \quad \theta_{воспл} = T_{воспл}/T_a. \end{aligned} \right\} \quad (7.173)$$

Таким образом, задача тушения пожара инертными газами заключается в определении постоянных величин G_{Ti} ($i=2, 3$), при значении которых за любое наперед заданное время t_T концентрация кислорода уменьшается до величины $x_{1пред}$ (7.173).

7.10. УТОЧНЕННЫЕ ФУНКЦИИ ГАЗООБМЕНА ДЛЯ ОДНО- И ДВУХПРОЕМНЫХ ПОМЕЩЕНИЙ

Рассмотрим схему распределения давления по высоте помещения на основе барометрической формулы, придерживаясь обозначений, введенных в гл. 1:

$$p_y = p_1 \exp(-gy/R_m T_m),$$

где p_y — давление на высоте y ; p_1 — давление на уровне пола.

Это выражение преобразуется к следующему безразмерному виду:

$$p_y/p_1 = \exp(-\bar{y}/\lambda), \quad (7.174)$$

где $\bar{y} = y/h$; $2h$ — высота рассматриваемого помещения; $r = R_m/R_a$; $\theta = T_m/T_a$; $K_i = \rho_a/g \rho_a h$; $\lambda = r K_i \theta$.

Значение среднеобъемного давления в помещении определяется путем интегрирования (7.174) по $\bar{y}$ от 0 до 2:

$$p_m = p_1 \frac{\lambda}{2} (1 - e^{-2/\lambda}). \quad (7.175)$$

Из сопоставления формул (7.174) и (7.175) следует, что давление на уровне y внутри помещения можно записать в форме:

$$p_y = \frac{2 p_m \exp(-\bar{y}/\lambda)}{\lambda [1 - \exp(-2/\lambda)]}. \quad (7.176)$$

Если $\lambda \gg 1$, то, используя теорию бесконечно малых [4], можно установить следующий результат при $1/\lambda \rightarrow 0$:

$$p_y = p_m + \frac{p_m}{\lambda} (1 - \bar{y}) + o\left(\frac{1}{\lambda^2}\right).$$

С учетом уравнения состояния и определений величин λ , K_4 , $r = 1$ получим, что

$$p_y = p_m + \rho_m g h (1 - \bar{y}).$$

Последняя формула тождественно совпадает с аналогичной, приведенной в § 1.4.

Давление вне помещения на уровне y будет определяться из выражения

$$p_{ya} = \frac{2\rho_a \exp(-\bar{y}/\lambda_a)}{\lambda_a [1 - \exp(-2/\lambda_a)]}, \quad (7.177)$$

где $\lambda_a = K_4$, а при $\lambda \rightarrow \lambda_a$ имеем $r\theta \rightarrow 1$.

Положение плоскости равных давлений (ПРД) в каждый момент времени определяется, как и в § 1.4, из условия равенства наружного и внутреннего давлений, т.е. из равенства $p_y = p_{ya}$. Используя формулы (7.176), (7.177), после несложных преобразований получим выражения для координаты ПРД в следующем виде:

$$\bar{y}_* = \frac{\lambda_a \lambda}{\lambda - \lambda_a} \ln \left\{ \frac{\lambda [1 - \exp(-2/\lambda)]}{\lambda_a (1 + \pi) [1 - \exp(-2/\lambda_a)]} \right\}, \quad (7.178)$$

где $\pi = (\rho_m - \rho_a)/\rho_a$.

Чтобы исследовать формулу (7.178), преобразуем ее к виду

$$\bar{y}_* = 1 + \frac{\lambda_a \lambda}{\lambda - \lambda_a} \ln \left[\frac{\lambda \operatorname{sh}(1/\lambda)}{(\pi + 1) \lambda_a \operatorname{sh}(1/\lambda_a)} \right]. \quad (7.179)$$

Заметим, что величина $\bar{y}_*$ является функцией двух переменных λ и π и определена на всей плоскости $\{\lambda, \pi\}$, за исключением точки $\lambda = \lambda_a$, $\pi = 0$. Доопределим функцию $\bar{y}_*$ в этой точке на основе уравнений материального и энергетического балансов (7.152), (7.156). Точка $\lambda = \lambda_a$, $\pi = 0$ соответствует значению $\tau = 0$. Отсюда следует, что

$$\bar{y}_*(\lambda_a, 0) = \lim_{\substack{\lambda \rightarrow \lambda_a \\ \pi \rightarrow 0}} \bar{y}_*(\lambda, \pi) = \lim_{\tau \rightarrow 0} \bar{y}_*(\tau).$$

Вычислим эти пределы с помощью правила Лопиталя [4]

$$\bar{y}_*(0) = 1 + \lim_{\tau \rightarrow 0} \frac{\frac{1}{\lambda} \frac{d\lambda}{d\tau} - \frac{1}{(1+\pi)} \frac{d\pi}{d\tau} + \operatorname{ch}(1/\lambda) \left(-\frac{1}{\lambda^2} \right) \frac{d\lambda}{d\tau}}{1/\lambda^2 d\lambda/d\tau} =$$

$$\begin{aligned} &= 1 + \lim_{\tau \rightarrow 0} \left[\lambda - \operatorname{cth}(1/\lambda) - \frac{\lambda^2}{1 + \pi} \frac{\pi'}{\lambda'} \right] = \\ &= 1 + \lambda_a - \operatorname{cth}(1/\lambda_a) - \lambda_a^2 \lim_{\tau \rightarrow 0} (\pi'/\lambda'). \end{aligned} \quad (7.180)$$

Для дальнейшего раскрытия неопределенности используем уравнение состояния среды в помещении, которое в наших обозначениях имеет вид

$$\pi + 1 = r\theta = \beta\lambda/\lambda_a.$$

Продифференцируем по τ правую и левую части последнего выражения

$$\pi' = \frac{\lambda}{\lambda_a} \beta' + \frac{\beta}{\lambda_a} \lambda'.$$

Из уравнений (7.152), (7.156) определим величины:

$$\beta'(0) = \bar{\psi}(0); \quad \bar{\psi}(0) \neq 0;$$

$$\pi'(0) = 1,404 \bar{\psi}(0) d; \quad d = \eta K_1 + K_3.$$

Подставляя вычисленные величины $\beta'(0)$ и $\pi'(0)$ в равенство (7.180), устанавливаем следующую асимптотику для $\bar{y}_*$:

$$\bar{y}_*(0) = 1 + \lambda_a - \operatorname{cth}(1/\lambda_a) - \frac{\lambda_a d}{d - (1/1,404)}. \quad (7.181)$$

Так как обычно в условиях пожара $\lambda_a \gg 1$, $d \gg 1/1,404$, то последнее выражение с большой степенью точности можно упростить

$$\bar{y}_*(0) \approx -\lambda_a = -K_4. \quad (7.182)$$

Если аналогичные исследования провести с функцией ПРД

$$\bar{y}_* = 1 - [\pi K_y / (1 - \beta)],$$

введенной в гл. 1, то получим

$$\dot{\bar{y}}_*(0) = 1 + K_4 d. \quad (7.183)$$

Этот результат противоречит условию $\bar{y}_*(0) < \bar{y}_1$, так как $K_4 d \gg 1$, $\bar{y}_1 < 2$. Значит, асимптотика (7.183) не соответствует физической картине развития пожара на начальной стадии.

Таким образом, при доказанной справедливости асимптотики (7.182) необходимо пользоваться точным определением координаты ПРД (7.179) при численном решении уравнений пожара.

Функции газообмена γ_i и γ_b , входящие в уравнения пожара, можно установить на основе более точных выражений для давления внутри помещения p_y (7.176) и атмосферы p_{ya} (7.177). Для этого определим разность давлений внутри и вне помещения на уровне $\bar{y}$ в следующем виде:

$$\Delta p = p_y - p_{ya} = \frac{p_a \exp[(1 - \bar{y}_*)/\lambda_a]}{\lambda_a \operatorname{sh}(1/\lambda_a)} \left\{ e^{-\frac{\bar{y} - \bar{y}_*}{\lambda}} - e^{-\frac{\bar{y} - \bar{y}_*}{\lambda_a}} \right\}. \quad (7.184)$$

Согласно результатам, установленным в гл. 1, плотности функций, регулирующие расходы уходящего из помещения газа и поступающего воздуха, в безразмерном виде определяются следующими выражениями:

$$\frac{d\gamma_r}{d\bar{y}} = \xi_r \frac{\sqrt{2\rho_m |\Delta p|}}{\rho_a \sqrt{2gh}}; \quad \frac{d\gamma_b}{d\bar{y}} = \xi_b \frac{\sqrt{2\rho_a |\Delta p|}}{\rho_a \sqrt{2gh}}. \quad (7.185)$$

Сначала установим полные расходы уходящих газов и воздуха для однопроемного помещения методом, изложенным в п. 7.1. Проинтегрируем выражения (7.185) по $\bar{y}$. Следя из возможными вариантами расположения ПРД, получим:

а) если $\bar{y}_* \leq \bar{y}_1$, то

$$\gamma_r = 0; \quad \gamma_b = \xi_b \sqrt{\frac{\beta}{\operatorname{sh}(1/\lambda_a)}} e^{\frac{1 - \bar{y}_*}{2\lambda_a}} \int_{\bar{y}_1}^{\bar{y}_2} \Phi_b d\bar{y}; \quad (7.186)$$

б) если $\bar{y}_1 < \bar{y}_* < \bar{y}_2$, то $\bar{y}_*$:

$$\gamma_b = \xi_b \sqrt{\frac{1}{\operatorname{sh}(1/\lambda_a)}} e^{\frac{1 - \bar{y}_*}{2\lambda_a}} \int_{\bar{y}_1}^{\bar{y}_2} \Phi_b d\bar{y}; \quad (7.187)$$

$$\gamma_r = \xi_r \sqrt{\frac{\beta}{\operatorname{sh}(1/\lambda_a)}} e^{\frac{1 - \bar{y}_*}{2\lambda_a}} \int_{\bar{y}_*}^{\bar{y}_2} \Phi_r d\bar{y}; \quad (7.188)$$

в) если $\bar{y}_* \geq \bar{y}_2$, то

$$\gamma_r = 0; \quad \gamma_b = \xi_b \sqrt{\frac{1}{\operatorname{sh}(1/\lambda_a)}} e^{\frac{1 - \bar{y}_*}{2\lambda_a}} \int_{\bar{y}_1}^{\bar{y}_2} \Phi_b d\bar{y}; \quad (7.189)$$

где функции определены следующим образом:

$$\Phi_r = \sqrt{\frac{\lambda_a}{e^{\frac{\lambda_a}{\lambda}} \frac{\bar{y} - \bar{y}_*}{\lambda_a} - e^{-\frac{\bar{y} - \bar{y}_*}{\lambda_a}}}}; \quad (7.190)$$

$$\Phi_b = \sqrt{\frac{\bar{y} - \bar{y}_*}{e^{\frac{\bar{y} - \bar{y}_*}{\lambda_a}} - e^{-\frac{\bar{y} - \bar{y}_*}{\lambda}}}}. \quad (7.191)$$

Рассмотрим отдельно вышеприведенные интегралы, входящие в выражения (7.186) .. (7.191). Для этого введем следующие обозначения:

$$\Phi_{ra} = \int_{\bar{y}_1}^{\bar{y}_2} \Phi_r d\bar{y}; \quad \Phi_{ba} = \int_{\bar{y}_1}^{\bar{y}_2} \Phi_b d\bar{y}; \quad (7.192)$$

$$\Phi_{rb} = \int_{\bar{y}_*}^{\bar{y}_2} \Phi_r d\bar{y}; \quad \Phi_{bb} = \int_{\bar{y}_1}^{\bar{y}_2} \Phi_b d\bar{y}. \quad (7.193)$$

Установим связь этих интегралов со специальными функциями. Для этого введем переменную

$$z = \exp \left[- \left(1 - \frac{\lambda_a}{\lambda} \right) \frac{\bar{y}_1 - \bar{y}_*}{\lambda_a} \right].$$

После преобразований получим

$$\Phi_{ra} = \frac{\lambda \lambda_a}{\lambda - \lambda_a} \left\{ B_{z_1} \left[\frac{\lambda_a}{2(\lambda - \lambda_a)}, \frac{3}{2} \right] - B_{z_2} \left[\frac{\lambda_a}{2(\lambda - \lambda_a)}, \frac{3}{2} \right] \right\}, \quad (7.194)$$

где $B_x(p, q)$ — неполная бета-функция [3]:

$$\left. \begin{aligned} z_1 &= \exp \left[- \left(1 - \frac{\lambda_a}{\lambda} \right) \frac{\bar{y}_1 - \bar{y}_*}{\lambda_a} \right]; \\ z_2 &= \exp \left[- \left(1 - \frac{\lambda_a}{\lambda} \right) \frac{\bar{y}_2 - \bar{y}_*}{\lambda_a} \right]; \end{aligned} \right\} \quad (7.195)$$

$$B_x(p, q) = \int_0^x t^{p-1} (1-t)^{q-1} dt = (x^p/p) {}_2F_1(p, 1-q, p+1; x); \quad (7.196)$$

${}_2F_1$ — гипергеометрическая функция [3].

Аналогичным образом устанавливается связь Φ_{rb} с бета-функциями в виде

$$\Phi_{rb} = \frac{\lambda \lambda_a}{\lambda - \lambda_a} \left\{ B \left[\frac{\lambda_a}{2(\lambda - \lambda_a)}, \frac{3}{2} \right] - B_{z_2} \left[\frac{\lambda_a}{2(\lambda - \lambda_a)}, \frac{3}{2} \right] \right\}, \quad (7.197)$$

$$\text{где } B(x, y) = \int_0^1 t^{x-1} (1-t)^{y-1} dt \quad (7.198)$$

является полной бета-функцией [3].

Функции Φ_{bb} , $\Phi_{b\delta}$ имеют такую же структуру:

$$\Phi_{bb} = \frac{\lambda \lambda_a}{\lambda - \lambda_a} \left\{ B_{z_3} \left[\frac{\lambda}{2(\lambda_a - \lambda)}, \frac{3}{2} \right] - B_{z_4} \left[\frac{\lambda}{2(\lambda_a - \lambda)}, \frac{3}{2} \right] \right\}; \quad (7.199)$$

$$\Phi_{b\delta} = \frac{\lambda \lambda_a}{\lambda - \lambda_a} \left\{ B \left[\frac{\lambda}{2(\lambda_a - \lambda)}, \frac{3}{2} \right] - B_{z_4} \left[\frac{\lambda}{2(\lambda_a - \lambda)}, \frac{3}{2} \right] \right\}, \quad (7.200)$$

где $z_2 z_3 = z_1 z_4 = 1$.

Более тщательное исследование функций Φ_{ra} , $\Phi_{r\delta}$, Φ_{bb} , $\Phi_{b\delta}$ позволяет представить их в виде быстро сходящихся рядов:

$$\Phi_{r\delta} = \frac{2\lambda_a \lambda}{3(\lambda - \lambda_a)} (1 - z_2)^{3/2} \left\{ 1 + \sum_{k=1}^{\infty} A_k (1 - z_2)^k \right\}; \quad (7.202)$$

$$\Phi_{b\delta} = \frac{2\lambda_a \lambda}{3(\lambda - \lambda_a)} (1 - z_4)^{3/2} \left\{ 1 + \sum_{k=1}^{\infty} A_k (1 - z_4)^k \right\}; \quad (7.203)$$

$$\Phi_{ra} = \frac{2\lambda_a \lambda}{3(\lambda - \lambda_a)} \left\{ (1 - z_2)^{3/2} \left[1 + \sum_{k=1}^{\infty} A_k (1 - z_2)^k \right] - (1 - z_1)^{3/2} \left[1 + \sum_{k=1}^{\infty} A_k (1 - z_1)^k \right] \right\}; \quad (7.204)$$

$$\Phi_{bd} = \frac{2\lambda_a \lambda}{3(\lambda - \lambda_a)} \left\{ (1 - z_4)^{3/2} \left[1 + \sum_{k=1}^{\infty} A_k (1 - z_4)^k \right] - (1 - z_3)^{3/2} \left[1 + \sum_{k=1}^{\infty} A_k (1 - z_3)^k \right] \right\}, \quad (7.205)$$

$$\text{где } A_k = \frac{(3 + 2k) [(2k + 1)!!]^2}{(1 + 2k) 4^k k! \prod_{i=1}^k \left[i - \frac{\lambda_a}{2(\lambda - \lambda_a)} \right]}. \quad (7.206)$$

Асимптотиками при $\lambda_a \gg 1$, $(\bar{y}_* - \bar{y}_1)/\lambda_a \ll 1$, $(\bar{y}_2 - \bar{y}_*)/\lambda_a \ll 1$ выражений (7.186)...(7.189) являются функции (7.103)...(7.105). Это утверждение устанавливается благодаря рядам (7.202)...(7.205). Однако, как было показано на начальной стадии развития пожара, может реализоваться случай, когда $\bar{y}_* \sim -\lambda_a$ (7.182), а это значит, что пользоваться асимптотиками функций газообмена (7.103)...(7.105) по меньшей мере некорректно.

Аналогичным методом установим полные расходы уходящих газов и воздуха для двухпроемного помещения, придерживаясь обозначений, введенных в § 7.1:

а) пусть $\bar{y}_* \leq \bar{y}_{1в}$, тогда:

$$\gamma_b = 0; \quad \gamma_r = \xi_r \sqrt{\frac{\beta}{\text{sh}(1/\lambda_a)}} e^{\frac{1 - \bar{y}_*}{2\lambda_a}} \Phi_{ra}; \quad (7.207)$$

б) пусть $\bar{y}_{1в} < \bar{y}_* < \bar{y}_{2в}$, тогда:

$$\gamma_b = \xi_b \sqrt{\frac{1}{\text{sh}(1/\lambda_a)}} e^{\frac{1 - \bar{y}_*}{2\lambda_a}} \Phi_{b\delta}; \quad (7.208)$$

$$\gamma_r = \xi_r \sqrt{\frac{\beta}{\text{sh}(1/\lambda_a)}} e^{\frac{1 - \bar{y}_*}{2\lambda_a}} \Phi_{r\delta}; \quad (7.209)$$

в) пусть $\bar{y}_{2в} < \bar{y}_* < \bar{y}_{1в}$, тогда:

$$\gamma_b = \xi_b \sqrt{\frac{1}{\text{sh}(1/\lambda_a)}} e^{\frac{1 - \bar{y}_*}{2\lambda_a}} \Phi_{bb}; \quad (7.210)$$

$$\gamma_r = \xi_r \sqrt{\frac{\beta}{\text{sh}(1/\lambda_a)}} e^{\frac{1 - \bar{y}_*}{2\lambda_a}} \Phi_{rb}; \quad (7.211)$$

г) пусть $\bar{y}_{1в} < \bar{y}_* < \bar{y}_{2в}$, тогда:

$$\gamma_b = \xi_b \sqrt{\frac{1}{\text{sh}(1/\lambda_a)}} e^{\frac{1 - \bar{y}_*}{2\lambda_a}} \Phi_{b\delta}; \quad (7.212)$$

$$\gamma_r = \xi_r \sqrt{\frac{\beta}{\text{sh}(1/\lambda_a)}} e^{\frac{1 - \bar{y}_*}{2\lambda_a}} \Phi_{r\delta}; \quad (7.213)$$

д) пусть $\bar{y}_* \geq \bar{y}_{2в}$, тогда:

$$\gamma_b = \xi_b \sqrt{\frac{1}{\text{sh}(1/\lambda_a)}} e^{\frac{1 - \bar{y}_*}{2\lambda_a}} \Phi_{b\delta}; \quad \gamma_r = 0. \quad (7.214)$$

Дословно повторяя предыдущие выкладки, устанавливаем связь функций Φ_{ij} со специальными функциями:

$$\Phi_{ra} = \frac{\lambda_a \lambda}{\lambda - \lambda_a} \left\{ B_{1-z_{2в}} \left[\frac{3}{2}, \frac{\lambda_a}{2(\lambda - \lambda_a)} \right] - B_{1-z_{1в}} \left[\frac{3}{2}, \frac{\lambda_a}{2(\lambda - \lambda_a)} \right] + B_{1-z_{2в}} \left[\frac{3}{2}, \frac{\lambda_a}{2(\lambda - \lambda_a)} \right] - \right.$$

$$-B_{1-z_{1B}} \left[\frac{3}{2}, \frac{\lambda_a}{2(\lambda - \lambda_a)} \right]; \quad (7.215)$$

$$\Phi_{b\bar{b}} = \frac{\lambda_a \lambda}{\lambda - \lambda_a} B_{1-z_{1H}}^{-1} \left[\frac{3}{2}, \frac{\lambda_a}{2(\lambda - \lambda_a)} \right]; \quad (7.216)$$

$$\Phi_{r\bar{b}} = \frac{\lambda_a \lambda}{\lambda - \lambda_a} \left\{ B_{1-z_{2H}} \left[\frac{3}{2}, \frac{\lambda_a}{2(\lambda - \lambda_a)} \right] + \right. \\ \left. + B_{1-z_{2B}} \left[\frac{3}{2}, \frac{\lambda_a}{2(\lambda - \lambda_a)} \right] - B_{1-z_{1B}} \left[\frac{3}{2}, \frac{\lambda_a}{2(\lambda - \lambda_a)} \right] \right\}; \quad (7.217)$$

$$\Phi_{bb} = \frac{\lambda \lambda_a}{\lambda - \lambda_a} \left\{ B_{1-z_{1H}}^{-1} \left[\frac{3}{2}, \frac{\lambda_a}{2(\lambda - \lambda_a)} \right] - \right. \\ \left. - B_{1-z_{2H}}^{-1} \left[\frac{3}{2}, \frac{\lambda_a}{2(\lambda - \lambda_a)} \right] \right\}; \quad (7.218)$$

$$\Phi_{rb} = \frac{\lambda \lambda_a}{\lambda - \lambda_a} \left\{ B_{1-z_{2B}} \left[\frac{3}{2}, \frac{\lambda_a}{2(\lambda - \lambda_a)} \right] - B_{1-z_{1B}} \left[\frac{3}{2}, \frac{\lambda_a}{2(\lambda - \lambda_a)} \right] \right\}; \quad (7.219)$$

$$\Phi_{b\bar{a}} = \frac{\lambda \lambda_a}{\lambda - \lambda_a} \left\{ B_{1-z_{1B}}^{-1} \left[\frac{3}{2}, \frac{\lambda_a}{2(\lambda - \lambda_a)} \right] + B_{1-z_{1H}}^{-1} \left[\frac{3}{2}, \frac{\lambda_a}{2(\lambda - \lambda_a)} \right] - \right. \\ \left. - B_{1-z_{2H}}^{-1} \left[\frac{3}{2}, \frac{\lambda_a}{2(\lambda - \lambda_a)} \right] \right\}; \quad (7.220)$$

$$\Phi_{r\bar{a}} = \frac{\lambda \lambda_a}{\lambda - \lambda_a} B_{1-z_{2B}} \left[\frac{3}{2}, \frac{\lambda_a}{2(\lambda - \lambda_a)} \right]; \quad (7.221)$$

$$\Phi_{b\bar{a}} = \frac{\lambda \lambda_a}{\lambda - \lambda_a} \left\{ B_{1-z_{1H}}^{-1} \left[\frac{3}{2}, \frac{\lambda_a}{2(\lambda - \lambda_a)} \right] - \right. \\ \left. - B_{1-z_{2H}}^{-1} \left[\frac{3}{2}, \frac{\lambda_a}{2(\lambda - \lambda_a)} \right] + B_{1-z_{1B}}^{-1} \left[\frac{3}{2}, \frac{\lambda_a}{2(\lambda - \lambda_a)} \right] - \right. \\ \left. - B_{1-z_{2B}}^{-1} \left[\frac{3}{2}, \frac{\lambda_a}{2(\lambda - \lambda_a)} \right] \right\}; \quad (7.222)$$

$$\left. \begin{aligned} \text{где } z_{1H} &= \exp \left[-\frac{(\lambda - \lambda_a)(\bar{y}_{1H} - \bar{y}_*)}{\lambda \lambda_a} \right]; \\ z_{2H} &= \exp \left[-\frac{(\lambda - \lambda_a)(\bar{y}_{2H} - \bar{y}_*)}{\lambda \lambda_a} \right]; \\ z_{1B} &= \exp \left[-\frac{(\lambda - \lambda_a)(\bar{y}_{1B} - \bar{y}_*)}{\lambda \lambda_a} \right]; \\ z_{2B} &= \exp \left[-\frac{(\lambda - \lambda_a)(\bar{y}_{2B} - \bar{y}_*)}{\lambda \lambda_a} \right]. \end{aligned} \right\} \quad (7.223)$$

Далее, учитывая справедливость свойства симметрии неполной бэта-функции [3], $B_x(p, q) = B(p, q) - B_{1-x}(q, p)$ и соотношения (7.202)...(7.205), можно получить разложения функции газообмена γ_b, γ_r в виде быстро сходящихся рядов. Асимптотики этих функций совпадают с результатами, приведенными в § 7.1 при условии $\bar{y}_*/\lambda_a \ll 1$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

К главе 2

1. Методика испытаний котельных установок. — М. — Л.: Энергия, 1964 — 284 с.
2. Дульнев Г. Н., Кузмин В. А., Пилипенко Н. В., Тихонов С. В. Особенности измерения нестационарных тепловых потоков тепломерами, реализующими метод вспомогательной стенки//ИФЖ. — 1977. — Т. XXXII. — С. 772—778.
3. Кошмаров Ю. А., Астапенко В. М., Шевляков А. Н., Агапов В. С. Газообмен при пожаре в помещении с двумя проемами//Огнестойкость строительных конструкций: Сб. науч. тр./ВНИИПО МВД СССР. — М., 1981. — С. 22—32.

К главе 3

1. Алексашенко А. А., Кошмаров Ю. А., Молчадский И. С. Тепло-массоперенос при пожаре. — М.: Стройиздат, 1982. — 173 с.
2. Кутателадзе С. С., Леонтьев А. И. Теплообмен и трение в турбулентном слое. — М.: Энергоатомиздат, 1985. — 320 с.
3. Оцисик М. Н. Сложный теплообмен: Пер. с англ. — М.: Мир, 1976. — 616 с.
4. Решетар Ян. Исследование граничных условий для расчета огнестойких строительных и технологических конструкций, омываемых пламенем при пожаре: Дис. ... канд. техн. наук. — М.: ВИПТШ МВД СССР, 1980. — 220 с.
5. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. — М.: Наука, 1974. — 711 с.
6. Юдаев Б. Н. Теплопередача. — М.: Высшая школа, 1981. — С. 87—92.

К главе 4

1. Алексашенко А. А., Кошмаров Ю. А., Молчадский И. С. Тепло-массоперенос при пожаре. — М.: Стройиздат, 1982. — 173 с.
2. Беляев И. М., Рядно А. А. Методы нестандартной теплопроводности. — М.: Высшая школа, 1978. — 328 с.
3. Гомозов А. В. Исследование граничных условий теплообмена для расчета огнестойкости плоских горизонтальных строительных конструкций в условиях пожара: Дис. ... канд. техн. наук/ВИПТШ МВД СССР. — М., 1983. — С. 257.
4. Гришфельдер Д., Куртис И., Берд Р. Молекулярная теория газов и жидкостей. — Иностранная литература, 1961. — 820 с.
5. Зернов С. И. Разработка расчетных методов прогнозирования параметров пожаров в помещениях зданий с естественной вентиляцией: Дис. ... канд. техн. наук/ВИПТШ МВД СССР. — М., 1984. — 212 с.
6. Кутателадзе С. С., Леонтьев А. И. Теплообмен и трение в турбулентном пограничном слое. — М.: Энергия, 1972. — С. 342.
7. Молчадский И. С., Зернов С. И. Определение продолжительности начальной стадии пожара//Пожарная профилактика: Сб. науч. тр./ВНИИПО МВД СССР. — М., 1981. — С. 26—45.
8. Оцисик М. Н. Сложный теплообмен: Пер. с англ. — М.: Мир, 1976. — 616 с.

9. Решетар Ян. Исследование граничных условий для расчета огнестойкости строительных и технологических конструкций, омываемых пламенем при пожаре. Дис. ... канд. техн. наук/ВИПТШ МВД СССР. — М., 1980. — 220 с.
10. Сычев А. Т. Результаты исследования затопленной турбулентной струи, набегавшей перпендикулярно на плоскости гладкого пожара//ИФЖ. — 1984. — Т. VII, № 3. — С. 46—53.
11. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. — М.: Наука, 1974. — 711 с.

К главе 5

1. Алексашенко А. А., Кошмаров Ю. А., Молчадский И. С. Тепло-массоперенос при пожаре. — М.: Стройиздат, 1982. — 173 с.
2. Атабеков И. У., Молчадский И. С. Численное решение сопряженной задачи теплообмена в замкнутом объеме//Вопросы вычислительной и прикладной математики. — 1982. — Вып. 67. — С. 85—93.
3. Атабеков И. У., Молчадский И. С., Хасанов И. Р. Сопряженная задача сложного теплообмена при пожарах в судовом помещении//Противопожарная защита судов. — Севастополь, 1983. — С. 21—25.
4. Атабеков И. У., Молчадский И. С. Сложный теплообмен в закрытом помещении//Вопросы вычислительной и прикладной математики. — 1984. — Вып. 73. — С. 75—82.
5. Атабеков И. У., Молчадский И. С., Исаев Г. С. Численное моделирование начального развития горения в здании//Вопросы вычислительной и прикладной математики. — 1985. — Вып. 78. — С. 51—59.
6. ГОСТ 12.1.004—85. ССБТ. Пожарная безопасность. Общие требования.
7. Зернов С. И. Разработка расчетных методов прогнозирования параметров пожара в помещениях зданий с естественной вентиляцией: Дис. ... канд. техн. наук/ВИПТШ МВД СССР. — М., 1984. — 212 с.
8. Ильин Н. А. Техническая экспертиза зданий, поврежденных пожаром. — М.: Стройиздат, 1983. — 200 с.
9. Лыков А. В. Тепло-массообмен. Справочник. — М.: Энергия, 1978. — 480 с.
10. Михайлов Д. Н., Федоров В. В. Развитие пожаров в производственных зданиях//Развитие пожара в помещении и его математическое моделирование: Тр. совм. сов.-америк. семинара. — М., 1982. — С. 113—118.
11. Молчадский И. С., Рыжов А. М. Исследование полей скоростей, температур и концентраций при пожарах в помещениях методом математического моделирования//Развитие пожара в помещении и его математическое моделирование: Тр. совм. сов.-америк. семинара. — М., 1982. — С. 25—33.
12. Молчадский И. С., Гутов В. И., Кошмаров Ю. А., Зотов С. В., Гомозов А. В. Руководство по расчету температурного режима пожара в помещениях жилых зданий/ВНИИПО МВД СССР. — М., 1983. — 49 с.
13. Молчадский И. С., Рыжов А. М., Кошмаров Ю. А. Расчет полей скоростей, температур и концентраций продуктов горения в коридорах при пожарах в смежных с ними помещениях: Методические указания ВНИИПО МВД СССР. — М., 1984. — 21 с.

14. Оцисик М. Н. Сложный теплообмен: Пер. с англ. — М.: Мир, 1976. — 616 с.
15. Рыжов А. М., Молчадский И. С. Дифференциальный метод математического моделирования пожаров в помещении//Пожарная профилактика/ВНИИПО МВД СССР. — М., 1983. — С. 62—69.
16. Рыжов А. М., Молчадский И. С., Попов П. И. Моделирование движения газовых потоков в коридорах при пожарах в смежных с ними помещениях//Безопасность людей при пожарах/ВНИИПО МВД СССР. — 1984. — С. 4—13.
17. Fang J. B. Repetability of Zarge—Scale room Fire test. — The Technology. — V. 17. — № 1. — 1981. — P. 5—16.

К главе 6

1. Валиев Г. Н., Ерофеев А. Н., Есин В. М. Температурные режимы в помещениях на этаже, где происходит пожар//Огнестойкость строительных конструкций/ВНИИПО МВД СССР. — М., 1981. — С. 50—57.
2. Инструкция по определению допустимого количества пожарной нагрузки в помещениях общественных зданий/ВНИИПО МВД СССР. — М., 1981. — 27 с.
3. Определение способности к распространению пламени по поверхности облицовочных и отделочных материалов для полов, стен и потолков: (Инструкция)/ВНИИПО МВД СССР. — М., 1985. — 18 с.
4. Молчадский И. С., Корчагин Н. Г., Зверев В. В. Каталог облицовочных и отделочных материалов для полов, стен и потолков (Распространение пламени по поверхности)/ВНИИПО МВД СССР. — М., 1985. — 50 с.
5. Монахов В. Т. Методы исследования пожарной опасности веществ. — М.: Химия, 1979. — 424 с.
6. Оцисик М. Н. Сложный теплообмен: Пер. с англ. — М.: Мир, 1976. — 616 с.

К главе 7

1. Кошмаров Ю. А., Башкирцев М. П., Светашов И. Т., Сидорук В. И. Пожарная профилактика систем отопления и вентиляции/ВИПТШ МВД СССР. — М., 1981. — С. 158—203.
2. Кошмаров Ю. А., Астапенко В. М., Шевляков А. Н., Агапов В. С. Газообмен при пожаре в помещении с двумя проемами//Огнестойкость строительных конструкций: Сб. научн. тр./ВНИИПО МВД СССР. — М., 1981. — С. 22—31.
3. Бейтмен Г. и Эрдейн А. Высшие трансцендентные функции: Пер. с англ. — Т. 1. СМБ. — М.: Наука, 1965. — 296 с.
4. Градштейн И. С., Рыжик И. И. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. ФМ. — М., 1963. — 1100 с.
5. Справочник по специальным функциям/Под ред. М. Абрамовица и И. Стегана: Пер. с англ. — М.: Наука, 1969. — 832 с.
6. Кошмаров Ю. А. Развитие пожара в помещении//Огнестойкость строительных конструкций. Сб. научн. тр.: Вып. 5/ВНИИПО МВД СССР. — М., 1977. — С. 31—45.
7. Алексашенко А. А., Кошмаров Ю. А., Молчадский И. С. Тепло-массоперенос при пожаре. — М.: Стройиздат, 1982. — С. 5—38.
8. Curtiss C. F., Hirschfelder J. O. Integration of stiff equations, Proc. Nat. Acad. Sci. USA. — 1952. — P. 38.

9. Ракитин Ю. В., Устинов С. М., Черноуцкий И. Г. Численные методы решения жестких систем. — М.: Наука, 1979. — 324 с.
10. Банчев В. Ц. ОИЯИ, Р-9678. — Дубна, 1976. — 160 с.
11. Michelsen M. AIChE Jounp. 22. — № 3. — 1976. — С. 21—27.
12. Кошмаров Ю. А., Астапенко В. М., Шевляков А. Н. Анализ и разработка алгоритма развития пожара в помещении с проемами//Пожарная профилактика/Сб. научн. тр./ВНИИПО МВД СССР. — М., 1981. — С. 46—62.
13. Кошмаров Ю. А., Астапенко В. М., Шевляков А. Н., Зернов С. И. Развитие пожара в помещении с одним проемом//Огнестойкость строительных конструкций Сб. научн. тр./ВНИИПО МВД СССР. — М., 1981. — С. 32—41.
14. Астапенко В. М., Кошмаров Ю. А., Шевляков А. Н. Анализ и разработка алгоритма пожара в помещении с проемами// Развитие пожара в помещении и его математическое моделирование: Сб. научн. тр./Госстрой СССР, ЦНИИСК им. Кучеренко. — М., 1982. — С. 17—24.
15. Кошмаров Ю. А., Астапенко В. М., Шевляков В. Н., Зернов С. И. Экспертное исследование процессов развития пожаров с применением методов математического моделирования//Тезисы докладов и сообщений Всесоюзной научно-практической конференции «Проблемы информационного и математического обеспечения экспертных исследований в целях решения задач судебной экспертизы/Министерство юстиции СССР, ВНИИСЭ. — М., 1983. — С. 66.
16. Кошмаров Ю. А., Астапенко В. М., Шевляков А. Н., Зернов С. И. Экспериментальное исследование процесса развития пожара в помещении//Пожарная профилактика. Сб. научн. тр./ВНИИПО МВД СССР. — М., 1983. — С. 5—54.
17. Завьялов Ю. С., Квасов Б. И., Мирошников В. Л. Методы сплайн-функций. — М.: Наука, 1980. — С. 250.
18. Форсайт Дж., Малькольм М., Моулер К. Машинные методы математических вычислений: Пер. с англ. — М.: Мир, 1980.
19. Астапенко В. М., Кошмаров Ю. А., Козлов Ю. И., Шевляков А. Н., Зернов С. И. Расчет термогазодинамических параметров при пожаре в помещении с естественной вентиляцией: Гос. ФАП/ВИПТШ МВД СССР. — М., 1985. — 65 с.
20. Абдурагимов И. М., Андросов А. С., Исаева Л. К., Крылов Е. В. Процессы горения/ВИПТШ МВД СССР. — М., 1984. — 268 с.
21. Астапенко В. М., Кошмаров Ю. А., Шевляков А. Н., Гуско И. Д. Развитие пожара в двух смежных помещениях, герметически изолированных от окружающей среды//Тепло- и массообмен в технологических процессах производств и при пожарах Сб. научн. тр./ВИПТШ МВД СССР. — М., 1983. — С. 71—83.
22. Funt J. M., Magill J. H. Estimation of the fire behavior of polymers, J. Fire and Flamabil, 1975. 6, p. 28—32.
23. Belewocz E. M. Some notes on the oxygen index and inflammability limits. 4th Int. Symposium on combustion processes — Czesochowa, September 1975. P. 117.
24. Астапенко В. М., Козлов В. А., Кошмаров Ю. А., Шевляков А. Н. Математическая модель развития пожара в помещении с учетом подачи огнетушащих средств//Проблемы охраны труда: Тезисы V научной конференции/Рубежное. — РФ. — ВМСИ. — 1986. — С. 378.

Предисловие	
Глава 1. Термодинамический анализ пожара, протекающего в помещении	
1.1. Исходные положения	
1.2. Среднеобъемные параметры состояния газовой среды в помещении	
1.3. Уравнения баланса пожара	
1.4. Газообмен помещения с окружающей средой	
Глава 2. Экспериментальное исследование пожара в помещении	
2.1. Методика экспериментального исследования	
2.2. Результаты экспериментов	
2.3. Сравнение теории с опытом	
Глава 3. Теплообмен в развитой стадии пожара (объемные пожары)	
3.1. Сложный теплообмен на вертикальных строительных конструкциях при пожаре	
3.1.1. Интегральные уравнения пограничного слоя	
3.1.2. Сложный теплообмен на вертикальных строительных конструкциях при ламинарной естественной конвекции	
3.1.3. Сложный теплообмен на вертикальных строительных конструкциях при турбулентной естественной конвекции	
3.2. Сложный теплообмен на горизонтальных конструкциях покрытий и перекрытий	
3.2.1. Гидродинамическое взаимодействие очага пожара с горизонтальными конструкциями	
3.2.2. Тепловое взаимодействие очага пожара с горизонтальными конструкциями в области ускорения течения	
3.2.3. Тепловое взаимодействие очага пожара с горизонтальными конструкциями в области автомодельного течения	
3.3. Экспериментальное исследование теплообмена очага пожара с ограждающими конструкциями	
3.3.1. Описание экспериментальных установок. Методика проведения экспериментов и обработка экспериментальных данных	
3.3.2. Результаты экспериментального исследования теплообмена очага пожара с ограждающими конструкциями	
3.3.3. Сравнение экспериментальных и теоретических исследований теплообмена очага пожара с ограждающими конструкциями	
Глава 4. Теплообмен строительных конструкций в условиях начальной стадии пожара и при локальных пожарах	
4.1. Конвективный теплообмен на вертикальных строительных конструкциях из негорючих материалов, горючих и трудногорючих материалов до начала их термического разложения	
4.2. Конвективный тепломассообмен вертикальных строительных конструкций из горючих и трудногорючих материа-	

лов до монтажа их воспламенения в условиях ламинарной естественной конвекции	136
33. Тепломассообмен строительных конструкций из горючих и трудногорючих материалов в условиях турбулентной естественной конвекции	152
3.1. Конвективный тепломассообмен строительных конструкций до момента их воспламенения	152
3.2. Сложный теплообмен при горении на поверхности строительных конструкций	163
4. Радиационный теплообмен между очагом пожара и строительными конструкциями	173
5. Теплообмен горизонтальных строительных конструкций покрытий и перекрытий	187
5.1. Экспериментальные исследования гидродинамического и теплового взаимодействия очага пожара с горизонтальными конструкциями	187
5.2. Конвективный теплообмен	200
5.3. Лучистый теплообмен	203
5.6. Результаты расчета прогрева строительных конструкций	213
Глава 5. Основные направления моделирования теплового и температурного режимов пожара в помещениях	218
1. Общая характеристика методов и области их применения	218
2. Моделирование пожара в помещении на уровне его усредненных параметров	227
2.1. Общие принципы моделирования	227
2.2. Область применения конструктивного метода расчета	248
2.3. Теоретические основы определения эквивалентной продолжительности пожара и допустимой пожарной нагрузки	255
3. Результаты численного моделирования температурного и теплового режимов пожара в помещениях	263
4. Результаты экспериментальных исследований температурного режима пожара в помещении и сравнение его с результатами численного моделирования	272
5. Результаты расчета эквивалентной продолжительности пожара	287
Глава 6. Распространение пламени по поверхности (горючесть) строительных конструкций в условиях пожара	292
1. Общие принципы прогнозирования пожарной опасности (горючести) материалов и конструкций	292
2. Распространение огня по поверхности конструкций	296
2.1. Распространение огня по поверхности термически толстого материала	296
2.2. Распространение пламени по поверхности термически тонкого материала	308
3. Исследование температуры газовой среды в коридоре этажа пожара	317
3.1. Анализ экспериментальных данных о температурном режиме на этаже пожара	317
3.2. Результаты расчета полей температур на этаже пожара	322
3.4. Экспериментальные исследования распространения огня	

пламени по поверхности облицовочных и отделочных материалов	332
6.4.1. Экспериментальная установка, методика проведения экспериментальных исследований	332
6.4.2. Результаты экспериментальных исследований	340
6.5. Уменьшение предельного распространения пламени (горючести) материалов в условиях их эксплуатации	347
6.5.1. Определение предельного распространения пламени по поверхности в условиях пожара	347
6.5.2. Уменьшение горючести облицовочных и отделочных материалов за счет ограничения пожарной нагрузки	352
6.5.3. Оценка пожарной опасности явления «пробежки пламени» и определение величины противопожарного разрыва	356
Глава 7. Расчет термогазодинамических параметров при развитии пожара в помещениях с проемами	365
7.1. Газообмен помещения с атмосферой через два проема при пожаре	365
7.2. Газообмен помещения через круглый проем	373
7.3. Помещение с двумя круглыми проемами	393
7.4. Помещение с произвольным числом проемов	396
7.5. Свойства системы уравнений пожара в помещении	398
7.6. Алгоритм решения задачи о развитии пожара в помещении с одним проемом	407
7.7. Анализ развития пожара в помещении с двумя произвольным образом расположенными проемами	414
7.8. Алгоритм решения задачи развития пожара в помещении с двумя проемами	423
7.9. Тушение пожаров инертными газами	427
7.10. Уточненные функции газообмена для одно- и двухпро- емных помещений	433
Список литературы	442

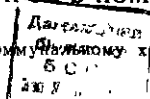
Производственное издание

Астапенко Владимир Маркович, Кошмаров Юрий Антонович
Молчадский Игорь Семенович, Шевляков Анатолий Николаевич

ТЕРМОГАЗОДИНАМИКА ПОЖАРОВ В ПОМЕЩЕНИЯХ

Редакция литературы по жилищно-коммунальному хозяйству
Зав редакцией Т. А. Горькова
Редактор В. А. Гитов
Мл редактор Г. А. Морозова
Технический редактор Н. Н. Удалова
Корректор Г. Г. Морозовская

ИБ № 4133



242376

Сдано в набор 05.03.87. Подписано в печать 07.01.88. Т-06302 Формат 84×108/32. Бум. книжно-журнальная Гарнитура «Литературная». Печать вы- сокая Усл печ л 23,52 Усл. кр отт. 23,73, Уч изд л 24,62. Тираж 14 000 экз Изд. № AVI-1475 Заказ 810 Цена 1 р 40 к

Стройиздат, 101442, Москва, Каляевская 23а

Владимирская типография Союзполиграфпрома при Государственном комитете СССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли 600000, г. Владимир, Октябрьский проспект, д. 7