

3. Франк-Каменецкий Д. А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М.: Наука, 1967.
4. Аладьев С. И., Охотин А. С., Усанов А. Г. Рост кристаллов из парогазовой среды.— В кн.: Материалы и процессы космической технологии. М.: Наука, 1980.

Поступила 26/VI 1984 г.

УДК 533.6.071.082.5

МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ДАВЛЕНИЯ С ПОМОЩЬЮ ИНДИКАТОРНЫХ ПОКРЫТИЙ

М. М. Ардашева, Л. Б. Невский, Г. Е. Первушин

(Москва)

Одной из важнейших задач экспериментальной аэродинамики является исследование распределения давления по поверхности модели. Эти исследования необходимы как для понимания картины обтекания модели потоком газа, так и для определения нагрузки на несущие конструкции и органы управления летательного аппарата, что в свою очередь необходимо для прочностных расчетов конструкции аппарата.

В настоящее время для решения этой задачи используются дренированные модели. Дренажные отверстия трубками соединяются с различными датчиками [1]. При исследовании моделей сложной формы часто требуется измерить давление в сотнях точек, в том числе на тонких подвижных крыльях и органах управления. Использование пневмокоммутаторов для этой цели не решает полностью задачи, так как остается необходимость изготовления дренированной модели и, кроме того, полученное распределение дискретно и не дает непрерывной картины.

Еще более сложной задачей является измерение распределения давления по поверхности вращающегося винта, лопатки турбины и компрессора. Высокая стоимость дренированных моделей и сложность эксперимента вынуждают ограничиваться только весовыми измерениями.

В связи с этим в последнее время рядом авторов предприняты попытки создать новые методы исследования давления. В [2] дренажные отверстия, выполненные в модели, соединены трубками со стенкой трубы, на которой выходные отверстия запаяны мембраной. Мембраны освещаются когерентным пучком света. При изменении давления мембраны прогибаются, что приводит к изменению вида интерферограмм. Однако и в этом случае необходимы дренажные трубки, которые ограничивают количество точек измерения. Кроме того, предложены методы с использованием чувствительных к давлению покрытий, которые могут дать непрерывную картину распределения.

К таким способам относится попытка использовать изменение селективного рассеяния света пленками жидких кристаллов от давления [3]. Низкая чувствительность известных пленок к давлению и высокая чувствительность их к температуре и тангенциальным нагрузкам (к сдвигу) привели авторов к выводу, что в диапазоне измерения давления $0-3 \cdot 10^5$ Па, необходимом в аэродинамических трубах, известные пленки применяться не могут.

Для исследования распределения давлений в высокоэнтропийных потоках предложено использовать зависимость температуры плавления некоторых термоиндикаторов от давления [4].

Однако до настоящего времени не удалось разработать термоиндикаторы со значительной зависимостью температуры плавления от давления. Основным препятствием является то обстоятельство, что с увеличением зависимости температуры плавления от давления возрастает скорость сублимации.

В данной работе рассматривается методика исследования распределения давления с использованием явления тушения люминесценции органических люминофоров триафлавина и бетааминоантрахинона молекулами кислорода [5].

Существует два подхода для объяснения процесса тушения яркости свечения возбужденных органических люминофоров молекулами кислорода. В основе одного из них лежит предположение о химической реакции между возбужденными молекулами люминофора и кислородом, в основе другого — предположение о резонансном обмене энергией.

При непрерывном освещении процесс тушения люминесценции может быть описан соотношением [6] $J(p) = J_0(1 - Kn_K^0)$, где J_0 — яркость свечения люминофора в отсутствие кислорода, $J(p)$ — при давлении p ; K — константа равновесия; n_K — концентрация молекул кислорода, растворенного в пленке индикатора; θ — порядок реакции по кислороду.

В случае бимолекулярного взаимодействия молекул кислорода с возбужденными молекулами люминофора $\theta = 1$. По закону Генри $n_k = ryp$, где r — растворимость кислорода в пленке индикатора; y — мольная доля кислорода в газе; p — давление потока газа в данной точке. При этом $J = J_0(1 - K(ryp)^\theta)$.

При импульсном освещении молекулы люминофора возбуждаются только во время освещения. По окончании импульса концентрация возбужденных молекул и яркость свечения уменьшаются по двум причинам: за счет тушения возбужденных молекул молекулами кислорода и из-за излучательной дезактивации. Полагая, что уменьшение яркости обусловлено простой суперпозицией этих процессов, запишем

$$dn = -(n + vnn_k^\theta) d\tau, \quad n = n_n \exp(-(\nu\tau_0 n_k^\theta + 1)\tau/\tau_0),$$

где n — концентрация возбужденных молекул люминофора в пленке индикатора; v — скорость тушения возбужденных молекул кислородом; τ — время, $\tau = 0$ в конце импульса освещения; n_n — начальная концентрация возбужденных молекул к концу импульса освещения; τ_0 — постоянная излучательной дезактивации. Уменьшение яркости свечения пленок индикатора с увеличением концентрации указывает, что порядок реакции по люминофору равен 1. Как показано в [7], это явление связано с образованием димеров. Пренебрегая поглощением излучаемого света в тонкой пленке индикатора, можно считать, что яркость ее свечения пропорциональна количеству возбужденных молекул, приходящихся на единицу площади поверхности:

$$J = \frac{\omega n \delta}{\tau_0} = \frac{\omega n_n \delta}{\tau_0} \exp(-(\tau_0 \nu n_k^\theta + 1)\tau/\tau_0),$$

где J — яркость свечения; δ — толщина; ω — квантовый выход люминесценции. В более общем виде $J = J_0 \exp(-f(p)\tau/\tau_0)$, где J_0 — яркость свечения пленки в момент $\tau = 0$; $f(p)$ — функция, зависящая от закона тушения люминофора кислородом. При $v = \text{const}$, $\theta = 1$

$$(1) \quad f(p) = bp + 1, \quad b = \nu y \tau_0 r.$$

Чувствительность метода $dJ/dp = -\frac{J_0 \tau}{\tau_0} \left(f'(p) \exp\left(-f(p)\frac{\tau}{\tau_0}\right) \right)$ достигает максимума при $\tau_{\text{max}} = \tau_0/f(p) = \tau_0/(bp + 1)$.

В данной работе распределение давления по поверхности модели определялось методом фиксирования на фотопленку яркости свечения покрытия, которая изменяется в зависимости от давления. Для достижения необходимой чувствительности модель фотографировалась с задержкой по времени после освещения ее импульсом возбуждающего света. При этом плотность почернения на снимке являлась функцией яркости свечения индикатора и в конечном счете давления в соответствующей точке поверхности модели:

$$D = D_0 + \gamma \lg \left(c \int_{\tau_3}^{\tau_3 + \tau_B} J_0 \exp(-f(p)\tau/\tau_0) d\tau \right),$$

где D_0 — плотность вуали; γ — коэффициент контрастности; D — плотность почернения негатива в точке (x, z) ; τ_3 — время задержки, отсчитываемое от момента вспышки осветителя до открытия затвора фотоаппарата; τ_B — время экспозиции; c — константа. Для определения давления нужно сфотографировать модель при различных давлениях в рабочей части трубы. По плотностям почернения на снимках можно построить градуировочную кривую $D = \varphi(p)$, с использованием которой расшифровывается негатив, полученный при съемке модели при тех же условиях, но в потоке. Однако плотность почернения зависит от J_0 и тем самым от толщины пленки индикатора и освещенности каждой точки модели воз-

буждающим люминесценцию светом. Такой метод расшифровки трудоемок из-за необходимости построения градуировочной зависимости для каждой точки на поверхности модели.

Так как

$$(2) \quad D = D_0 + \gamma \lg(cJ_0\tau_0) - \gamma \lg f(p) + \gamma \frac{f(p)\tau_3}{\tau_0} \lg e + \\ + \gamma \lg(1 - \exp(-f(p)\tau_3/\tau_0)),$$

то $dD/d\tau_3 = \gamma f(p) \lg e/\tau_0$ не зависит от J_0 , а следовательно, от освещенности возбуждающим светом и от толщины пленки индикатора.

Расшифровка реализуется следующими способами. После освещения импульсом света модель в потоке фотографируют несколько раз с различными задержками и одинаковыми выдержками. Если с помощью микроденситометра вычесть из плотности почернения одного снимка плотность почернения другого снимка, то получим

$$(3) \quad D' - D'' = \gamma f(p)(\tau_3' - \tau_3'') \lg e/\tau_0,$$

при условии (1) $p = ((D' - D'')\tau_0/\gamma(\tau_3' - \tau_3'') \lg e - 1)/b$. При этом необходимо знать коэффициент контрастности негативов. Если повторить фотосъемку модели при освещении ее таким же импульсом света, при этом уменьшив светосилу объектива в $m = 1,5-3$ раза, или фотографировать через нейтральный светофильтр, затем на снимках найти точки с одинаковыми плотностями почернения (полученные при различных временах задержек), то для этих точек имеем

$$(4) \quad f(p) = \tau_0 \lg m / (\tau_3' - \tau_3'') \lg e.$$

При условии (1) $p = (\tau_0 \lg m / (\tau_3' - \tau_3'') \lg e - 1)/b$. В этом случае обязательно использовать линейный участок характеристической кривой почернения негатива, необходимо только, чтобы снимки были выполнены при одинаковых $\gamma \neq 0$. Однако этот метод громоздкий, так как требует анализа большого числа снимков.

Вычитая плотность почернения негатива, полученного фотографированием модели при одинаковом давлении по всей ее поверхности $p_{0п}$ (без потока), из плотности почернения соответствующих точек снимка модели в потоке при условии $f(p)\tau_3/\tau_0 \ll 1$ получим $f(p) = \alpha p_{0п} + \beta(D_{0п} - D)$, где α и β (постоянные для двух снимков) определяются по известным давлениям в двух точках, которые могут быть измерены при помощи дренажа. При условии (1)

$$(5) \quad p = \alpha_1 p_{0п} + \beta_1(D_{0п} - D).$$

Из уравнения (1) следует, что при $f(p) = bp + 1$ $\frac{dD}{dp} = -\gamma \frac{b\tau_3}{\tau_0} \lg e$, т.е. чувствительность увеличивается с увеличением времени задержки. Однако с увеличением времени задержки уменьшается экспозиция $\tau_3 + \tau_в$

$\int_{\tau_3} J d\tau$ вследствие уменьшения яркости свечения пленки индикатора

и при некоторых значениях γ начинает стремиться к нулю. При уменьшении τ_3 экспозиция увеличивается и при некоторых ее значениях γ тоже стремится к нулю. Поэтому необходимо выбирать значения экспозиции и, следовательно, τ_3 , соответствующие линейному участку зависимости

$$D = D_0 + \gamma \lg \left(c \int_{\tau_3}^{\tau_3 + \tau_в} J d\tau \right). \text{ Соотношения (3)–(5) справедливы, если}$$

установилось равновесие между концентрацией кислорода, адсорбированного в покрытии, и давлением потока газа для каждой точки поверхности модели. Время, отсчитываемое от момента ввода модели в поток

или от момента установления режима в трубе, за которое это равновесие устанавливается с заданной точностью, можно оценить из соотношения

$$\varepsilon = (p - p(\tau))/(p - p_H) = \exp(-\alpha_m \tau / r \delta),$$

где ε — заданная точность измерения; p — давление, измеренное при достижении полного равновесия; $p(\tau)$ — давление, измеренное в момент τ ; p_H — давление до ввода модели в поток; α_m — коэффициент массообмена. Так как необходимое время установления $\tau \geq -\delta r \ln \varepsilon / \alpha_m$ обратно пропорционально α_m , то наибольшая величина его будет при скорости потока, равной нулю. Необходимое время нахождения модели в потоке до момента освещения можно экспериментально определить под вакуумным колоколом лабораторного стенда.

Для пленок люминесцентных индикаторов, изготовленных на основе триафлавина или бетааминоантрахинона, введенных в матрицу, состоящую из силохрома, крахмала, сахара, поливинилпирролидона, толщина слоя не превышала 40 мкм. При этом время установления концентрации кислорода в пленке с точностью 2% составляло не более 2 мин.

Кроме того, уравнения (3)–(5) справедливы, если ошибка измерения Δp , обусловленная перетеканием кислорода по пленке индикатора, достаточно мала. По аналогии с [8] эту ошибку можно оценить, используя соотношение

$$\Delta p = \frac{\delta d}{\alpha_m} (d^2 n_K / dx^2 + \partial^2 n_K / \partial z^2),$$

где d — коэффициент диффузии. Для вычисления ошибки измерения по этому соотношению необходимы значения $\partial^2 n_K / \partial x^2$ и $\partial^2 n_K / \partial z^2$, которые до эксперимента не известны, поэтому это соотношение можно использовать только после проведения эксперимента. Причем достаточно оценить величину ошибки только в местах с наибольшим градиентом концентрации (в местах наибольших градиентов плотностей почернения) и тем самым проверить, не было ли допущено значимой ошибки измерения.

В лабораторных условиях проверялась зависимость яркости свечения люминесцентных индикаторных покрытий от температуры при давлениях воздуха $p = 10^3 - 10^5$ Па. Установлено, что при нагревании пленки люминофора от 20 до 30°С яркость свечения не зависит от температуры. С повышением температуры увеличивается скорость реакции кислорода с возбужденными молекулами люминофора. Но при этом уменьшается растворимость кислорода в пленке. По-видимому, происходит взаимная компенсация этих процессов, и яркость свечения остается постоянной в некотором диапазоне температур.

Эксперименты с люминесцентными индикаторными покрытиями на моделях проводились в гиперзвуковой аэродинамической трубе. Принципиальная схема осветителя и схема экспериментальной установки представлены на фиг. 1. Фотографирование модели в процессе эксперимента проводилось через 0,3; 0,5; 0,8; 1,2 с после вспышки осветительных ламп.

На фиг. 2, а приведен снимок сферы, обтекаемой потоком воздуха при $M_\infty = 3$, на фиг. 2, б — распределение давления по поверхности сферы, полученное с помощью индикаторного покрытия и вычисленное по формуле (5). Теоретическое распределение давления на сфере показано сплошной линией [9].

Опорные давления для определения параметров α_1 и β_1 взяты в точках $\varphi = 42$ и 86° . Средняя квадратичная погрешность измерения составила 12%.

На фиг. 3, а приведен результат фотометрирования негативов, полученных фотографированием плоской поверхности полуконуса в потоке и без потока. Ординаты $D - D_{0п}$ — разности плотностей почернения этих негативов по линии, соответствующей сечению $x/l = 0,51$. На фиг. 3, б представлены распределения коэффициента давления $\bar{p} = [p(x, z) - p_\infty] / \rho g$ по этому сечению, полученные с помощью дренажных измерений [10]

(сплошная линия) и с помощью индикаторных покрытий; здесь $p(x, z)$ — давление в исследуемой точке; p_∞ — давление в набегающем потоке газа; g — скоростной напор. Следует отметить, что через точку 1 (см. фиг. 3, а) проходит слабый пик давления, который не обнаружен дренажными измерениями.

Эти эксперименты проведены при разных M_∞ , но при одинаковом параметре, равном $(\kappa - 1/\kappa(\kappa + 1))\sqrt{\mu_0 T_\infty M_\infty / \mu_\infty T_0} / \sqrt{Re}$, что обеспечивало идентичную картину распределения давления [11].

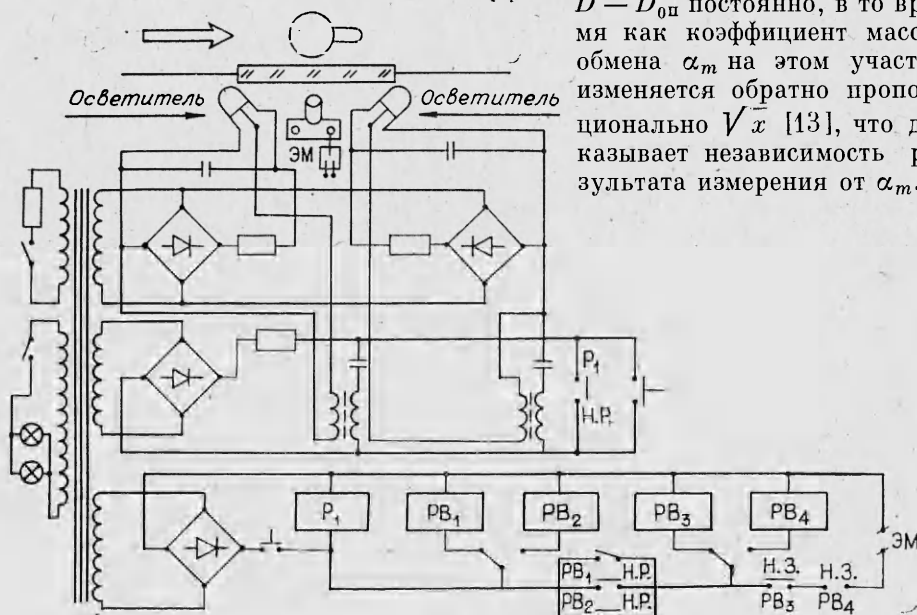
При исследовании течения газа у плоской поверхности треугольного крыла методом лазерного ножа [12] обнаружен вихрь, который, по-видимому, и вызывает повышение давления вблизи кромки.

Аналогичное явление, вероятно, наблюдается и вблизи кромки плоской поверхности полуконуса.

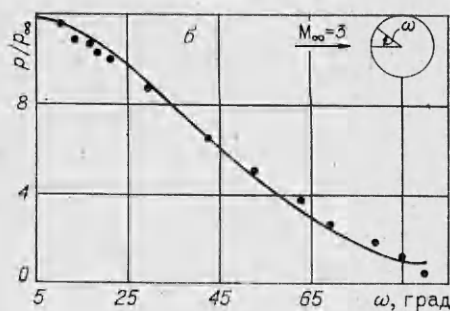
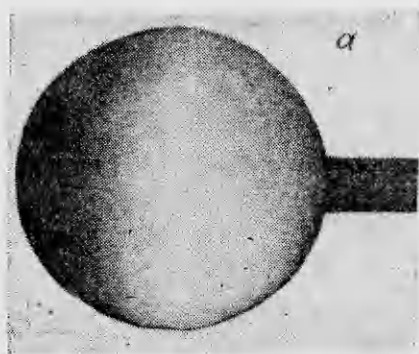
Для экспериментальной проверки независимости результатов измерения давления от изменения массообмена между покрытием и потоком газа был проведен эксперимент на пластине с надстройкой, установленной под нулевым углом атаки в потоке с $M_\infty = 3$.

На фиг. 4, а приведен результат фотометрирования снимков пластины в потоке и без потока (линия $D - D_{0п}$). Линия фотометрирования на пластине указана штрихами (фиг. 4, б). От передней кромки до точки 1, за которой начинает сказываться возмущающее действие надстройки,

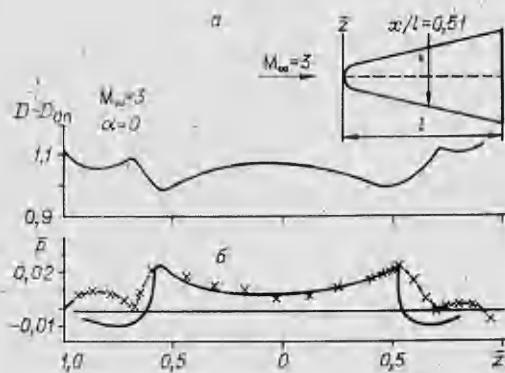
$D - D_{0п}$ постоянно, в то время как коэффициент массообмена α_m на этом участке изменяется обратно пропорционально \sqrt{x} [13], что доказывает независимость результата измерения от α_m .



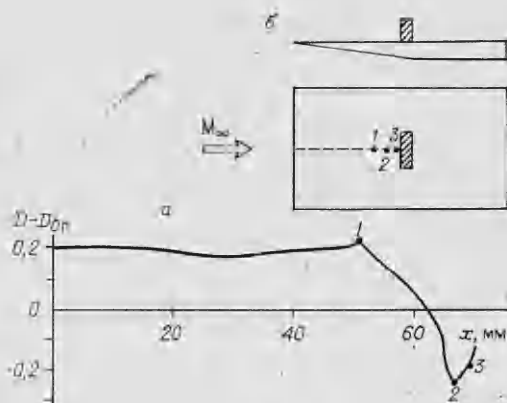
Фиг. 1



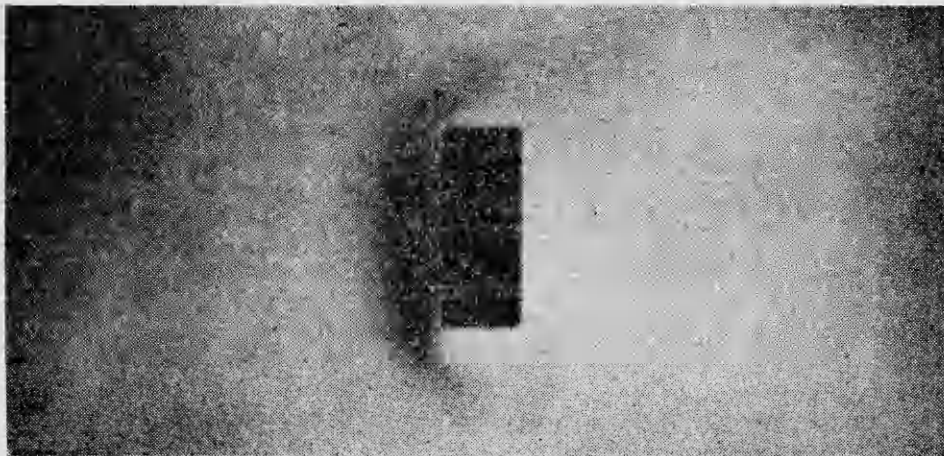
Фиг. 2



Ф и г. 3



Ф и г. 4



Ф и г. 5

На фиг. 5 представлена фотография картины тушения свечения индикаторного покрытия на поверхности пластины с надстройкой при $M_\infty = 3$. Четко видна картина изменения плотности почернения при набегании потока на надстройку, соответствующая областям повышенного и пониженного давления.

Разработанные люминесцентные индикаторные покрытия чувствительны к давлению воздуха в диапазоне $10^3 - 10^5$ Па. Величина чувствительности зависит от диапазона давления, например для диапазона $3 \cdot 10^3 - 10^4$ Па составляет 600 Па^{-1} .

ЛИТЕРАТУРА

1. Петунии А. Н. Методы техники измерения параметров газового потока. М.: Машиностроение, 1972.
2. Солоухин Р. И., Якоби Ю. А., Маргулис Д. И. Визуализация полей давления газовых потоков методом голографической интерферометрии. — ПМТФ, 1975, № 3.
3. Pollman P., Stegemeyer H. Pressure dependence of the helical structure of cholesteric mesophases. — Chem. Phys. Lett., 1973, v. 20, N 1.
4. Майкапар Г. И., Халезов Д. В. Способ определения давления на поверхности модели при аэродинамических испытаниях. — БИ, 1972, № 20.
5. Фоке М. В. Прикладная электролюминесценция. М.: Сов. радио, 1970.
6. Захаров И. А., Гришаева Т. И., Алесковский В. Б. О характере изменения времени жизни при тушении кислородом послесвечения адсорбатов. — Оптика и спектроскопия, 1974, т. 36, вып. 5.

7. Теренин А. И. Фотоника молекул красителей и родственных органических соединений. Л.: Наука, 1967.
8. Майкапар Г. И. О методике измерения теплового потока к моделям в аэродинамических трубах.— Тр. ЦАГИ, 1968, № 1606.
9. Любимов А. И., Русанов В. В. Течения около тупых тел. М.: Наука, 1970.
10. Боровой В. Я., Колочинский Ю. Ю., Харченко В. П. Распределение давления на полуконусе при числе $M = 5$.— Учен. зап. ЦАГИ, 1977, т. 8, № 6.
11. Ардашева М. М., Боровой В. Я. и др. Влияние чисел Маха и Рейнольдса на теплообмен на подветренной поверхности полуконуса при гиперзвуковых скоростях.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1976, № 5.
12. Майкапар Г. И. Отрывные течения у подветренной стороны треугольного крыла и тела вращения в сверхзвуковом потоке.— Учен. зап. ЦАГИ, 1982, т. 13, № 4.
13. Лыков А. В. Теплообмен. М.: Энергия, 1972.

Поступила 1/VI 1984 г.

УДК 532.517.4

КОНВЕКТИВНАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ТЕПЛОВЫХ ВОЛН ВБЛИЗИ ГРАНИЦ

С. В. Добкин, Э. Е. Сон

(Москва)

1. Введение. В средах с нелинейной теплопроводностью возможно существование тепловых волн с резким фронтом [1]. Если теплопроводность среды $\chi \sim T^n$ (T — температура), то градиент температуры вблизи фронта тепловой волны $dT/dx \sim |x_{\text{ф}} - x|^{1/n-1}$. Температура во фронте тепловой волны уменьшается, а плотность газовой среды соответственно увеличивается. Если тепловая волна распространяется вверх в поле тяжести, направленном вниз, то возможно возникновение конвективной неустойчивости. Влияние сил тяжести на гидродинамическую неустойчивость фронта пламени исследовано в [2]. Аналогичные эффекты возникают также в случаях, когда ускорение обусловлено другими причинами, например падением на фронт пламени ударной или акустической волны, что является одной из причин вибрационного горения [3]. Ускорение оказывает влияние на устойчивость пламени также при распространении его с переменной скоростью [2]. Влияние ускорения фронта на рэлей-тейлоровскую неустойчивость границы между продуктами детонации и газом при сферическом взрыве обсуждалось в [4]. Механизм неустойчивости был связан с замедлением фронта ударной волны и выходом через фронт продуктов детонации, имеющих большую плотность по сравнению с окружающим газом.

Конвективная неустойчивость тепловой волны возникает при положительном ускорении фронта, так как в этом случае сила инерции в системе координат, связанной с фронтом, направлена в сторону газа с меньшей плотностью. В неограниченных средах такой неустойчивости не возникает. Например, при распространении тепловой волны от мгновенного плоского источника для зависимости $\chi \sim T^n$ ускорение фронта отрицательно [1]:

$$g = \frac{d^2 x_{\text{ф}}}{dt^2} \sim -\frac{n+1}{n+2} t^{-\frac{n+3}{n+2}}.$$

Для полуограниченного пространства с постоянной температурой T_0 на границе $g \sim T_0^{n/2}/4t^{3/2}$ [1], а при постоянном тепловом потоке на границе $g \sim -2(n+1)/(n+2)^2 t^{-\frac{n+3}{n+2}}$.

Конвективная неустойчивость тепловой волны в полуограниченном пространстве возможна на начальной стадии до образования автомодельного режима. Рассмотрим, например, случай, когда холодный газ в начальный момент времени теплоизолирован от горячей стенки. После уда-