

Вычислим предел отношения $u^2/\alpha N = y$ при возрастании N :

$$N \rightarrow \infty, u \rightarrow \infty, p_+ \rightarrow u\tau_*, \quad (20)$$
$$\ln(1-y) + y\tau_*^{-1} = 0.$$

Уравнение (20) всегда имеет решения $y(\tau_*)$, определяющие асимптотику $u(N)$ при больших значениях аргумента:

$$u \approx \sqrt{\alpha Ny(\tau_*)}, \quad 0 < y(\tau_*) < 1.$$

При больших значениях u интегральная кривая $p(\tau)$ на участке $0 < \tau < \tau_*$ принимает наклон $dp/d\tau = u$, т. е. значение p_* , а вместе с ним и u определяются приближением [3], исключающим медленную реакцию при низких температурах.

Характер зависимости $u^2(N)$ для фиксированного τ_* представлен на рис. 7. При $N < N_*$ имеет место режим [2] ($u = u_k$), планово сменяющийся режимом [3]. Условной границей режимов можно полагать $N_{**} = 4/y(\tau_*)$. Способ оценки N_{**} поясняет рис. 7.

В случае значений τ_* , близких к единице, имеем $N_{**} = 2(\tau_*)(1 - \tau_*)^{-1} = 4N_*$, $u(N_{**}) \approx 1,25 u_3(N_{**})$. Выражение для u_3 принимает известный вид, справедливый при узкой зоне деакции,

$$\tau_* \rightarrow 1, \quad u_3^2 = 2\Phi_0(1 - \tau_*).$$

Результат рассмотрения можно суммировать заключением о том, что скорости распространения пламени близки к большему из значений u_k и u_3 . Это обстоятельство достаточно четко прослеживается и на рис. 2, 4, иллюстрирующих численные расчеты.

Авторы благодарят К. В. Прибыткову и Л. А. Жукову за помощь в численных расчетах.

Поступила в редакцию
15/XII 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Б. Зельдович. Распространение пламени по смеси, реагирующей при начальной температуре. Препринт, Черноголовка, 1978.
2. А. Н. Колмогоров, И. Г. Петровский, Н. С. Пискунов. Бюл. МГУ, сек. А, 1937, 16.
3. Я. Б. Зельдович, Д. А. Франк-Каменецкий. ХФХ, 1938, 12, 100.
4. А. П. Алдусин, А. Г. Мержанов, Б. И. Хайкин. Докл. АН СССР, 1972, 204, 1139.

НЕСТАЦИОНАРНАЯ ВОЛНА ГОРЕНИЯ ПРИ НЕЛИНЕЙНОЙ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ

B. A. Levin, A. S. Leibenzon

(Москва)

В настоящей работе изучаются одномерные движения совершенного газа с учетом нелинейной теплопроводности и экзотермических реакций. Такие задачи представляют интерес в связи с проблемами распространения тепловых волн в высокотемпературной плазме, в которой могут протекать экзотермические реакции. Ранее вопросы инициирования и распространения волн горения в высокотемпературной плазме изучались в ряде работ [1—6].

1. В первой части работы изучаются автомодельные решения задачи о распространении сферической тепловой волны по горючей сме-

си при условии, что начальная энергия нагретого газа значительно меньше энергии, выделившейся в результате экзотермической реакции. Будем считать, что плазма представляет собой совершенный газ. Модель совершенного газа с показателем адиабаты $\gamma = 5/3$ обычно используется при изучении гидродинамических процессов в высокотемпературной плазме [1, 5—7]. Среда рассматривается в однотемпературном приближении. Потери энергии за счет тормозного излучения в данном разделе работы не учитываются.

Основная система уравнений состоит из уравнений неразрывности, движения, баланса энергии и уравнения, описывающего скорость протекания экзотермической реакции. Последнее уравнение записывается в виде закона Аррениуса. Скорость реакции синтеза $D + T \rightarrow$ в широком диапазоне температур описывается приближенно законом аррениусового типа [8], при этом энергия активации зависит от температуры.

Основная система уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + v \frac{\partial \rho}{\partial r} + \rho \left(\frac{\partial v}{\partial r} + \frac{v}{r} v \right) &= 0, \\ \frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial r} + R \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{RT}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial r} &= 0, \\ \frac{R\rho}{\gamma-1} \left(\frac{\partial T}{\partial t} + v \frac{\partial T}{\partial r} \right) - RT \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} + v \frac{\partial \rho}{\partial r} \right) + & \\ + \rho \left[\frac{\partial}{\partial t} (\beta Q) + v \frac{\partial}{\partial r} (\beta Q) \right] + \frac{1}{r^v} \frac{\partial w}{\partial r} &= 0, \\ \frac{\partial \beta}{\partial t} + v \frac{\partial \beta}{\partial r} &= -k_1 \beta^\alpha \rho^z T^s \exp \left(-\frac{E}{RT} \right). \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь $w = r^v \kappa \cdot \partial T / \partial r$ — поток тепла за счет теплопроводности; T — температура среды; v — скорость; ρ — плотность; β — концентрация непрореагировавших молекул; r — пространственная координата; t — время; R — газовая постоянная; γ — показатель адиабаты; $v = 0, 1, 2$ соответственно в плоском, осесимметричном и сферическом случае; α — порядок реакции; z, s — некоторые постоянные; κ — коэффициент теплопроводности; E — энергия активации; k_1 — предэкспоненциальный множитель; Q — тепловой эффект реакции (тепловыделение).

Предположим, что параметры κ , Q , и E зависят от температуры и плотности следующим образом:

$$\kappa = \kappa_0 T^a \rho^b, \quad Q = Q_0 T^{a_1} \rho^{b_1}, \quad E = E_1 T^m.$$

Будем считать, что в начальный момент времени ($t = 0$) скорость движения вещества равна нулю, величина β равна единице, а плотность изменяется по закону

$$\rho(r) = d/r^w.$$

Рассмотрим задачу о распространении самоподдерживающейся волны горения. Будем считать, что количество энергии, необходимое для инициирования реакции, значительно меньше, чем количество энергии, выделившейся в результате экзотермической реакции. Таким образом, изучаемое решение не учитывает период инициирования реакции, а описывает развитую часть процесса. В случае конечных значений начальной энергии E_n задача перестает быть автомодельной.

С учетом сделанных выше предположений будем искать автомодельные решения системы (1). Как показывает анализ размерностей, такие решения существуют, если выполняются следующие три условия:

$$\omega z = 1, \quad \omega - 1 = b\omega, \quad b_1 = 0.$$

В этом случае единственной независимой безразмерной переменной будет величина

$$\tau = r/pBt.$$

Здесь $B = \chi_0 d^{b-1} / R \cdot (Q_0/R)^{a/(1-a_1)}$ — величина с размерностью скорости; p — некоторая безразмерная постоянная, смысл которой будет разъяснен позже.

Введем следующие обозначения

$$T_* = (Q_0/R)^{1/(1-a_1)}, \quad \rho_* = d/(pB)^{\omega}. \quad (2')$$

Если обозначить через $\bar{\rho}$, \bar{T} , \bar{v} безразмерные значения плотности, температуры и скорости, то с учетом (2') получим

$$\rho(r, t) = \rho_* t^{-\omega} \bar{\rho}(\tau), \quad T(r, t) = T_* T(\tau), \quad v(r, t) = B \bar{v}(\tau). \quad (2)$$

Подставляя выражения (2) в (1), получим систему обыкновенных дифференциальных уравнений, которую для сокращения записи приведем в случае $a_1 = 0$ (черту в дальнейшем опускаем, штрих обозначает дифференцирование по τ),

$$\begin{aligned} T'(\tau) &= \varphi(\tau), \\ \rho'(\tau) &= \rho \frac{(v - p\tau) \left(p\omega - \frac{vv}{\tau} \right) + \pi_3 \varphi}{(v - p\tau)^2 - \pi_3 T}, \\ v'(\tau) &= \pi_3 \frac{\varphi (p\tau - v) - T \left(p\omega - \frac{vv}{\tau} \right)}{(v - p\tau)^2 - \pi_3 T}, \\ \beta'(\tau) &= \frac{\pi_2 \beta^\alpha \rho^z T^s \exp(\pi_1 T^{m-1})}{p\tau - v}, \\ \varphi'(\tau) &= \frac{1}{T^a \rho} \left[\frac{\rho \varphi}{\gamma - 1} (v - p\tau) + T \omega p \rho - T \rho' (v - p\tau) + \right. \\ &\quad \left. + \rho \beta' (v - p\tau) \right] - \frac{b \varphi \rho'}{\rho} - \frac{v}{\tau} \varphi - \frac{a \varphi^2}{T}. \end{aligned} \quad (3)$$

В автомодельные уравнения входят три безразмерных параметра

$$\pi_1 = -\frac{E_1}{R} T_*^{m-1}, \quad \pi_2 = \dot{\kappa}_1 \rho_*^z T_*^s; \quad \pi_3 = \frac{RT_*}{B^2}.$$

Аналогично задаче о сильном взрыве (9) предположим, что фронт волны находится в точке $\tau = 1$. Этого можно добиться подбором параметра p . Соответствующие значения p находятся из условия выполнения интегрального закона сохранения энергии, который в размерном виде выглядит следующим образом:

$$\int_0^{\tau_\Phi} \rho \left(\frac{RT}{\gamma - 1} + \frac{v^2}{2} \right) r^v dr = \int_0^{\tau_\Phi} \rho Q (1 - \beta) r^v dr,$$

а в безразмерном виде

$$\int_0^1 \rho \left(\frac{T}{\gamma - 1} + \frac{v^2}{2\pi_3} \right) \tau^v d\tau = \int_0^1 \rho T^{a_1} (1 - \beta) r^v d\tau. \quad (4)$$

Должен выполняться также закон сохранения массы, который в безразмерном виде выглядит так:

$$\int_0^1 \rho \tau^v d\tau = \frac{1}{v - \omega + 1}.$$

Условие конечности массы в любой ограниченной области налагает ограничения на параметры v и ω :

$$\omega < v + 1.$$

Границные условия для системы (3) имеют вид

$$\text{при } \tau = 1 \quad T = v = 0, \rho = \beta = 1;$$

$$\text{при } \tau = 0 \quad v = 0, \tau^v T^a \rho^b \cdot \partial T / \partial r \rightarrow 0.$$

Как показал анализ, для значений параметров, соответствующих полностью ионизованной плазме и реакции синтеза $D + T$ с учетом того, что энергия α -частиц вновь поглощается плазмой, для значений параметра плотности d , по порядку не превосходящих 10, величина π_3 мала. Действительно, π_3 пропорционально Q^{1-2a} . Для $a = 5/2$, $a_1 = 0$ $\pi_3 \sim Q^{-4}$, и, следовательно, при больших значениях Q_0 , π_3 быстро убывает.

Случай $\pi_3 = 0$ соответствует процессам, в которых можно пренебречь движением вещества и рассматривать только задачу о распространении тепла по покоящейся среде. С учетом условия $\pi_3 = 0$ и граничных условий система уравнений (3) упрощается

$$\begin{aligned} T'(\tau) &= \varphi(\tau), \\ v(\tau) &= 0, \\ \rho(\tau) &= 1/\tau^\omega, \\ \beta'(\tau) &= \pi_2/\tau^2 \cdot \beta^\alpha T^s \exp(\pi_1 T^{m-1}), \\ \varphi'(\tau) &= -p/(\gamma - 1) \cdot T^{-\alpha} \varphi - p T^\alpha \beta' - (v - \omega b)/\tau \cdot \varphi - a \varphi^2/T. \end{aligned} \tag{5}$$

Рассмотрим поведение решений системы уравнений (3) вблизи фронта волны ($\tau = 1$). В этой области тепловыделение за счет экзотермических реакций мало. В предположении, что температура и скорость движения вещества малы, удается получить асимптотическое решение, которое в дальнейшем используется в качестве шага в численных расчетах:

$$\begin{aligned} T(\tau) &= [pa/(\gamma - 1) \cdot (1 - \tau)]^{1/a}, \\ \rho(\tau) &= \pi_3/p^2 \cdot T + \omega(1 - \tau) - 1, \\ v(\tau) &= \pi_3/p \cdot T. \end{aligned}$$

Численные расчеты проводились как для полной системы уравнений (3), так и для системы уравнений (5).

Численное решение строилось для случая полностью ионизованной плазмы с учетом электронной теплопроводности и реакции $D + T$. В расчетах использовались следующие постоянные [8]:

$$m = 2/3, a = 5/2, b = 0, a_1 = 0, z = 1, s = -2/3, \alpha = 2, v = 2, \omega = 1.$$

Значения размерных величин приводятся в системе СГС, температура — в градусах Кельвина.

Рассматривались сферически-симметричные решения при условии, что начальная плотность среды изменяется по закону $\rho = d/r$. Приведенные значения постоянных удовлетворяют условиям автомодельности.

Расчеты, проведенные для $d = 10$ и $Q_0 = 10^{18}$, показали, что решение существует в виде волны, ограниченной передним и задним тепловым фронтом, т. е. существует значение $\tau_1 < 1$, такое, что температура при $0 < \tau < \tau_1$ равна нулю, а концентрация $\beta(\tau) = \beta(\tau_1)$. Причем для этих значений d и Q_0 расчеты как в случае учета движения вещества, так и без него дают одинаковые профили температуры и концентрации. Отметим также, что $v(\tau) = 0$ при $\tau < \tau_1$, а $\rho(\tau) = c/\tau$.

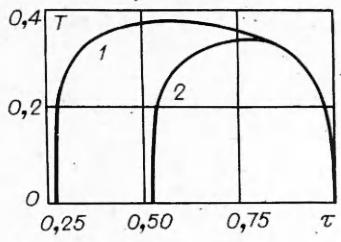


Рис. 1. Зависимость безразмерной температуры от автомодельной переменной τ для $Q_0 = 10^{17}$ в случае учета движения вещества (2) и без него (1).

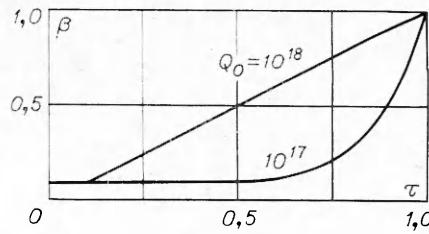


Рис. 2. Зависимость концентрации от τ для различных значений Q_0 .

Поясним последнее выражение. При условии $T(\tau) = 0$, $v(\tau) = 0$ второе уравнение системы (3) записывается так:

$$\rho' = -\rho\omega/\tau.$$

Решение этого уравнения:

$$\rho = c/\tau^\omega$$

при $\omega = 1$, $\rho = c/\tau$. Величина c находится из условия непрерывности плотности в точке $\tau = \tau_1$. Обычно $c \leq 1$. Отметим, что $\tau = \tau_1$ является точкой слабого разрыва. Для проверки правильности решения использовался закон сохранения массы.

Величина $Q_0 = 10^{18}$ соответствует случаю, когда одна треть энергии α -частиц вновь поглощается плазмой. Если рассмотреть меньшие значения Q_0 , например 10^{17} , то в этом случае гидродинамика играет более существенную роль. На рис. 1 приведены интегральные кривые для указанных значений Q_0 при $d = 10$. Абсолютные значения температуры в этом случае будут ниже, чем при $Q_0 = 10^{18}$, так как значения масштабного множителя T_* отличаются на порядок. Зависимость концентрации β от τ приведена на рис. 2. Увеличение скорости реакции при уменьшении Q_0 связано с немонотонной зависимостью скорости реакции от температуры, характерной для таких процессов.

На рис. 3 приведены зависимости температуры от τ для различных значений параметра Q_0 при $d = 10$. Профили скорости приведены на рис. 4. Скорость движения тепловой волны в случае $d = 10$, $Q_0 = 10^{18}$ равна 10^{10} см/с. При уменьшении Q_0 скорость падает.

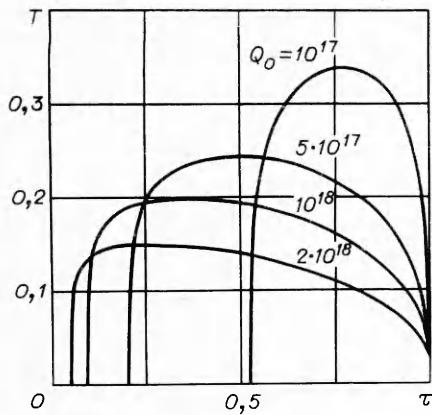


Рис. 3. Зависимость безразмерной температуры от τ для различных значений Q_0 .

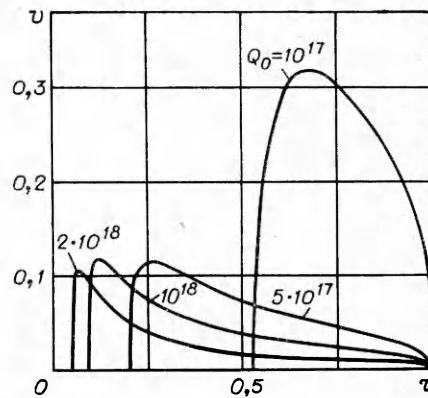


Рис. 4. Зависимость безразмерной скорости (масштаб $Q_0^{1/2}$) от τ для различных значений Q_0 .

Немонотонный характер полученного решения связан со сферической симметрией задачи и со специальным профилем плотности. Существенную роль играет также немонотонная зависимость скорости реакции от температуры. Решения с образованием покоящегося ядра ранее изучены при рассмотрении сферических бесконечно тонких детонационных волн [9]. Отметим, что в данной автомодельной постановке можно рассмотреть задачу о поршне, движущемся с постоянной скоростью, с заданным на нем тепловым режимом [10].

2. Во второй части работы изучается распространение тепловых волн по горючей смеси в общем случае. Основное ограничение, налагаемое условиями автомодельности, связано со специальной зависимостью начального распределения плотности от пространственной координаты. Во всех расчетах, проведенных в первой части работы, $\rho = d/r$. В данном разделе значение показателя ω должно удовлетворять только условию конечности массы. В постановке задачи учитываются также потери за счет излучения в виде стока тепла, пропорционального температуре и плотности. В данной постановке учитывается конечное значение начальной энергии. В этом случае можно изучать процесс инициирования реакции и выход решения на стационарный режим. Основная система уравнений для данного процесса рассматривается в лагранжевых массовых координатах. В качестве независимых переменных выбираются время t и величина m , где

$$m = \sigma_v \int_0^r \rho r^v dr, \quad \sigma_v = 2\pi v + (v-1)(v-2).$$

При этом пространственная координата r есть искомая функция.

Система уравнений, описывающая указанный процесс, имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho^2 \sigma_v \cdot \frac{\partial(r^v v)}{\partial m} &= 0, \\ \frac{\partial r}{\partial t} &= v, \\ \frac{\partial v}{\partial t} &= -\sigma_v r^v \cdot \frac{\partial}{\partial m} (\rho RT), \\ \frac{\rho R}{\gamma-1} \frac{\partial T}{\partial t} - RT \frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho \frac{\partial(\beta Q)}{\partial t} + \sigma_v \rho \frac{\partial w}{\partial m} + A \rho^2 T^{1/2} &= 0, \\ \frac{\partial \beta}{\partial t} &= -k_1 \beta \rho^2 T^2 \exp(-E/RT). \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь $w = -r^{2v} \sigma_v \rho \kappa \cdot \partial T / \partial m$. Зависимость Q , κ и E от ρ и T такая же, как и в первой части работы. Выражение $A \rho^2 T^{1/2}$ связано с потерями энергии за счет тормозного излучения. Остальные обозначения те же, что и в первой части.

Рассмотрим краевые условия для задачи о распространении тепловой волны по окружающему холодному веществу. На фронте волны при $r = r_\Phi$

$$T = v = 0, \quad \beta = 1, \quad \rho = d/(r_\Phi)^{\omega}.$$

В центре симметрии ($r = 0$)

$$v(0, t) = 0, \quad w(0, t) = 0.$$

В начальный момент при $t = 0$

$$v = 0, \quad \rho = d/r^\omega, \quad \beta = 1.$$

Распределение температуры в начальный момент времени задавалось двумя способами. Можно считать, что при $t = 0$

$$T = \begin{cases} T_1 & \text{при } 0 \leq r \leq r_1, \\ 0 & \text{при } r > r_1. \end{cases}$$

Можно поступить иначе и считать, что в начальный момент времени

в среде произошло мгновенное выделение энергии в точке $r = 0$. До некоторого момента времени $t = t_1$ решение описывается известным автомодельным решением [11], которое можно обобщить на случай переменной начальной плотности. При $t > t_1$ решение строится численно. Такая процедура построения решения предложена в [1].

Зависимость искомых функций от пространственной координаты в произвольный момент времени t_0 должна удовлетворять интегральным законам сохранения массы.

$$\int_0^{r_\Phi} \rho(r, t_0) r^v dr = \int_0^{r_\Phi} dr^{v-\omega} dr \quad (7)$$

и энергии

$$\begin{aligned} \sigma_v \int_0^{r_\Phi} \rho \left(\frac{RT}{\gamma - 1} + \frac{v^2}{2} \right) r^v dr = E_N + \sigma_v \int_0^{r_\Phi} \rho Q (1 - \beta) r^v dr - \\ - \sigma_v \int_0^{t_0} \left(\int_0^{r_\Phi} A \rho^2 T^{1/2} r^v dr \right) dt. \end{aligned} \quad (8)$$

Здесь E_N — начальная энергия нагретого газа. Выражения (7) и (8) используются для контроля точности вычислений.

Запишем систему уравнений (6) в безразмерном виде. Пусть r_* и t_* — масштабы длины и времени, тогда

$$\begin{aligned} r = r_* \bar{r}, \quad t = t_* \bar{t}, \quad v = \frac{r_*}{t_*} \bar{v}, \quad T = \left(\frac{Q_0}{R} \right)^{\frac{1}{1-a_1}} \bar{T} = T_* \bar{T}, \\ \rho = \frac{d}{r_*^\omega} \bar{\rho}, \quad m = \rho_* r_*^{v+1} \bar{m}. \end{aligned}$$

Здесь $T_* = (Q_0/R)^{1/(1-a_1)}$; $\rho_* = d/r_*^\omega$. С учетом этих выражений система уравнений (6) записывается следующим образом (черты опускаем):

$$\begin{aligned} \partial \rho / \partial t + \rho^2 \sigma_v \cdot \partial (r^v v) / \partial m = 0, \\ \partial r / \partial t = v, \\ \partial v / \partial t = -\pi_1 r^v (T \cdot \partial \rho / \partial m + \rho \cdot \partial T / \partial m), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{\gamma - 1} \frac{\partial T}{\partial t} - \frac{T}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \beta}{\partial t} + \pi_2 \frac{\partial}{\partial m} \left(-r^{2v} T^a \rho^{b+1} \frac{\partial T}{\partial m} \right) + \pi_3 \rho T^{1/2} = 0, \\ \partial \beta / \partial t = -\pi_4 \rho^2 T^s \beta^\alpha \exp(\pi_5 T^{m-1}). \end{aligned}$$

Здесь

$$\pi_1 = RT_* \sigma_v / (v_*)^2 = RT_* \sigma_v / (r_*/t_*)^2;$$

$$\pi_2 = \frac{\rho_*^{b-1} t_* T_*^a \chi_0 (\sigma_v)^2}{R r_*^2};$$

$$\pi_3 = \frac{A \rho t_*}{R T_*^{1/2}};$$

$$\pi_4 = k_1 t_* \rho_*^2 T_*^s;$$

$$\pi_5 = -E_1 T^{m-1}.$$

Рассмотрим эту задачу со значениями параметров, соответствующими автомодельному режиму ($\omega = 1$). Оценим, в каких случаях решение должно выходить на автомодельный режим. В первой части работы предполагалось, что начальной энергией нагретого газа можно

пренебречь по сравнению с энергией, выделившейся в результате экзотермической реакции. Это означает, что

$$E_N \ll \sigma_v \int_0^{r_\Phi} \rho Q (1 - \beta) r^v dr.$$

Оценим значения координаты фронта волны, для которых можно пользоваться автомодельным решением. Из выражения (10) получим

$$r_\Phi \gg \left(\frac{E_N}{\sigma_v Q_0 d \int_0^1 \rho (1 - \beta) \tau^v d\tau} \right)^{\frac{1}{v+1}},$$

где $\tau = r/r_\Phi$. Аналогичные оценки в теории детонационных волн сделаны в работе [12].

Расчеты, проведенные для значений параметров, соответствующих автомодельному решению, показывают, что для моментов времени, при которых выполняется условие (10), решение общей задачи выходит на режим, близкий к автомодельному. Различие между решениями заметно вблизи центра симметрии. Это связано с тем, что в автомодельных расчетах начальная энергия считается пренебрежимо малой, а в общем случае она отлична от нуля. Это различие практически не влияет на значения интегралов, входящих в закон сохранения энергии, что связано с наличием множителя r^v . Поэтому в сферическом случае разница в значениях температуры вблизи центра симметрии практически не влияет на величину интеграла. Скорость распространения тепловой волны также совпадает с полученной в автомодельном расчете.

Как показывают оценки, для значений параметров, соответствующих полностью ионизованной плазме, движение вещества оказывает слабое влияние на процесс распространения тепла. Действительно, в случае $d = 100$, $Q = 10^{18}$, $\omega = 0$, $r_* = 1$, $t_* = 10^{-10}$ параметр π_1 , определяющий влияние движения среды, равен 10^{-2} , а параметр π_2 , определяющий процесс переноса тепла, равен $10,7$. При увеличении значений d влияние гидродинамики становится более заметным.

Для более точной оценки влияния движения вещества расчеты проводились в общем случае и при условии $\pi_1 = 0$, что соответствует неподвижной среде. Как показали расчеты, распределения температуры в случае значений параметров, указанных выше, мало отличаются друг от друга. Однако при определении значений критической энергии, необходимой для возбуждения в среде самоподдерживающейся волны горения, величины, полученные в случае $\pi_1 = 0$, были ниже, чем значения критической энергии, полученные в общем случае. Это явление можно объяснить следующим образом. В уравнение баланса энергии (третье уравнение в системе (1)) в случае учета движения вещества входит член, пропорциональный $v \cdot \partial T / \partial r$. Несмотря на то, что значения скорости малы, в области больших градиентов температуры этот член может вносить заметный вклад.

В качестве критической энергии E_{kp} подбираются такие значения начальной внутренней энергии нагретого вещества E_N , при которых происходит повышение температуры среды, а при $E_N < E_{kp}$ температура падает.

Численные расчеты в общем случае проведены для постоянной плотности, т. е. для $\omega = 0$. Расчеты проведены как в случае учета движения вещества, так и без него. Здесь определяются значения критической энергии, изучается влияние тормозного излучения, рассматривается процесс выхода решения на автомодельный режим. Изучается также процесс выхода решения на стационарный режим в неавто-

модельном случае, а также динамика развития процесса распространения волны горения.

Приведем результаты некоторых расчетов. Значение критической энергии E_{kp} в случае $\omega = 0$, $v = 2$, $Q = 10^{18}$, $d = 100$, полученное в расчетах с учетом движения вещества, равно $6 \cdot 10^8$ эрг. При $\pi_1 = 0$ $E_n \approx 10^9$. Динамика процесса распространения волны горения для тех же значений параметров представлена на рис. 5, величина начальной энергии равна $6 \cdot 10^{11}$ эрг.

Влияние тормозного излучения оказывается для моментов времени $t \sim \tau_{iz}$, где $\tau_{iz} \approx T^{1/2} \cdot R/A \cdot \rho$ [1]. Для значений времени, близких к τ_{iz} , профиль температуры становится немонотонным. Скорость движения фронта тепловой волны в стационарном режиме для $Q = 10^{18}$, $\omega = 0$, $v = 2$ равна 10^{10} см/с. Эта величина практически не зависит от d .

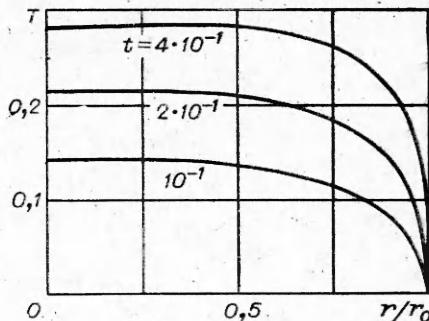


Рис. 5. Зависимость безразмерной температуры от величины r/r_0 в неавтомодельном случае.

Поступила в редакцию
10/XI 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. M. S. Chu. Phys. Fluids, 1972, **15**, 3.
2. S. G. Alikhanov, I. K. Konkashbaev. Nucl. Fus., 1971, **11**, 2.
3. А. Ф. Настоящий, Л. П. Шевченко. Атомная энергия, 1972, **32**, 6.
4. Н. В. Змитренко, С. П. Курдюмов и др. Письма в ЖЭТФ, 1977, **26**, 9.
5. S. Y. Gus'kov, O. N. Krokhin, V. B. Rozanov. Nucl. Fus., 1976, **19**, 6.
6. G. S. Fraley, E. T. Linneburg a. o. Phys. Fluids, 1977, **17**, 2.
7. K. A. Buseckner, S. Jorga. Rev. Mod. Phys., 1974, **46**, 2.
8. Л. А. Арцимович. Управляемые термоядерные реакции. М., Физматгиз, 1963.
9. Л. И. Седов. Методы подобия и размерности в механике. М., «Наука», 1972.
10. А. С. Лейбенсон. Изв. АН СССР, МЖГ, 1979, 1.
11. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., «Наука», 1966.
12. В. А. Левин. Изв. АН СССР, МЖГ, 1967, 1.

ОСОБЕННОСТИ ГОРЕНИЯ ТОПЛИВ ПРИ НАЛИЧИИ УЗКИХ ЗАЗОРОВ

Л. К. Гусаченко, Л. Н. Ревягин, А. В. Филиппов

(Томск)

В некоторых работах по низкочастотной неустойчивости горения в камере с истечением учитывается зависимость теплового эффекта от давления. Последняя определяется из эксперимента и может быть весьма существенной. В то же время известно, что для топлив с газообразными продуктами сгорания термодинамический расчет практически не дает такой зависимости. Противоречие устраняется, если учесть наличие у многих составов в газовой фазе довольно протяженной зоны догорания.

1. При некоторых условиях размер зоны догорания становится сравнимым с размером камеры сгорания и может даже превысить его, что и приводит к неполноте энерговыделения в камере. Например, из приведенного в [1] распределения температуры при $p = 30$ атм сле-