

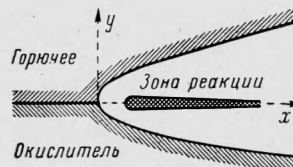
О ХАРАКТЕРНОЙ СКОРОСТИ ГОРЕНИЯ СМЕСЕВОГО ПОРОХА

В. Б. Либрович

(Москва)

Скорость горения смесового пороха, как известно, зависит от степени измельченности окислителя. При увеличении среднего размера частиц окислителя скорость горения уменьшается и затем стремится к некоторой постоянной величине, зависящей лишь от физико-химических свойств компонентов пороха. Этой характерной скоростью определяется распространение горения на границе между бесконечными массами горючего и окислителя. В работе показывается, как в этом наиболее простом случае скорость горения связывается с физико-химическими и кинетическими характеристиками реагирующих веществ¹.

§ 1. Рассмотрим стационарное распространение горения в случае, когда поверхность соприкосновения горючего и окислителя является плоскостью. При этом можно рассматривать процесс в любом сечении, перпендикулярном к плоскости соприкосновения компонент пороха. При горении в твердом веществе вырабатывается поверхность, на которой происходит газификация твердого вещества. Продукты газификации горючего диффундируют в зону химической реакции, где, встречаясь с продуктами газификации окислителя, высвобождают тепло. Тепло поступает к поверхности твердого вещества и в свою очередь поддерживает газификацию. На фиг. 1 дана схема расположения поверхности газификации и зоны реакции.



Фиг. 1

Горение газообразных продуктов разложения окислителя и горючего является диффузионным горением газов, теория которого в настоящее время разработана достаточно полно. Я. Б. Зельдовичем было показано [1], что, если предположить равенство коэффициентов диффузии и коэффициента температуропроводности и считать скорость химической реакции бесконечно большой, то горение газов будет происходить в бесконечно узкой зоне при температуре, равной температуре горения стехиометрической гомогенной смеси. Положение зоны горения определяется из условия, чтобы диффузия газов обеспечила в этом месте стехиометрическое соотношение между горючими компонентами. При этом распределения концентраций компонентов вне зоны горения подобны распределению температуры.

Примем предположения, сделанные Я. Б. Зельдовичем. Кроме того, предположим, что все физико-химические свойства окислителя и горючего являются одинаковыми и не зависящими от температуры. В этих предположениях профиль поверхности газификации будет симметричным, а зона реакции будет располагаться по оси симметрии.

Будем рассматривать процесс в системе координат, движущейся вместе с зоной горения. Ось x направим по оси симметрии в сторону, противоположную направлению движения зоны, а ось y — перпендикулярно к направлению движения, как показано на фиг. 1. Зону химической реак-

¹ При увеличении размера частиц окислителя на распространение горения существенно влияет также увеличение перемычек горючего между отдельными частицами окислителя. Устойчивое горение при больших размерах частиц поддерживается при упорядоченном распределении частиц в массе горючего.

ции будем считать простирающейся от $x = 0$ до $x = \infty$. Кроме того, в силу симметрии ограничимся рассмотрением области $y \geq 0$.

В зоне химической реакции при бесконечной скорости реакции концентрации горючих компонентов обращаются в нуль, а температура равняется температуре горения стехиометрической смеси T_b . На поверхности газификации относительная концентрация горючего компонента постоянная¹, а температура равна температуре фазового перехода, которую будем считать тоже постоянной и равной T_* .

Напишем уравнения теплопроводности для твердого вещества и для газа (в силу подобия можно не рассматривать уравнений диффузии)

$$\rho_s c_s V_s \frac{\partial T_s}{\partial x} = \lambda_s \left(\frac{\partial^2 T_s}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_s}{\partial y^2} \right), \quad \rho c V \frac{\partial T}{\partial x} = \lambda \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) \quad (1.1)$$

Здесь T — температура, λ — коэффициент теплопроводности, ρ — плотность, c — теплоемкость, V — скорость по оси x , индекс s относится к твердому веществу, величины без индекса характеризуют газ.

При написании второго уравнения было предположено, что при газификации твердого вещества сохраняется поток вещества по оси

$$\rho_s V_s = \rho V = j = \text{const} \quad (1.2)$$

Это означает, что пренебрегается прилипанием газа к твердой поверхности (газ считается идеальным). Из условия (1.2) также следует, что нет потока газа по оси y . (Это видно из уравнения неразрывности.) Принятое предположение является грубым предположением, так как теплопроводность и вязкость величины одного порядка в газе, но оно, однако, позволяет выявить характерные особенности явления.

Потребуем, чтобы решения уравнений (1.1) удовлетворяли следующим граничным условиям для $x > 0$:

$$y = \infty, T_s = T_0; \quad y = l(x), T_s = T_*, T = T_*; \quad y = 0, T = T_b \quad (1.3)$$

Здесь $y = l(x)$ — граница газификации твердого вещества. На поверхности газификации, кроме того, должно выполняться условие сохранения потока тепла

$$\begin{aligned} \lambda_s \frac{\partial T_s}{\partial x} \frac{dl}{dx} - \lambda_s \frac{\partial T_s}{\partial y} - j c_s (T_* - T_0) \frac{dl}{dx} + j q \frac{dl}{dx} = \\ = \lambda \frac{\partial T}{\partial x} \frac{dl}{dx} - \lambda \frac{\partial T}{\partial y} - j c (T_* - T_0) \frac{dl}{dx} \end{aligned} \quad (1.4)$$

Здесь q — теплота газификации твердого вещества.

§ 2. Движение зоны горения по твердому веществу подобно движению раскаленной поверхности, нагретой до постоянной температуры. Естественно ожидать поэтому, что температурный профиль, вырабатываемый при этом в твердом веществе, похож на тепловой пограничный слой. Предположим, что этот слой тонок. Тогда в уравнениях (1.1) можно пренебречь членами, описывающими продольный кондуктивный перенос тепла, подобно тому как это делается в уравнениях пограничного слоя. Соответствующее пренебрежение продольным кондуктивным переносом тепла следует сделать и в условии (1.4). Уравнения (1.1) и условие (1.4) примут вид

$$j \frac{\partial T_s}{\partial x} = \frac{\lambda_s}{c_s} \frac{\partial^2 T_s}{\partial y^2}, \quad j \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\lambda}{c} \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \quad (2.1)$$

$$\lambda_s \frac{\partial T_s}{\partial y} - \lambda \frac{\partial T}{\partial y} + j [(c_s - c)(T_* - T_0) - q] \frac{dl}{dx} = 0 \quad (2.2)$$

¹ В том, что концентрация на поверхности постоянна, можно убедиться, решив методом, описанным ниже, уравнение диффузии горючего компонента и определив концентрацию из условия непрерывности потока вещества на границе газификации.

Легко видеть, что уравнения (2.1) при учете условий (1.3) имеют автомодельное решение, зависящее от переменной y/\sqrt{x} . (В этом можно удостовериться, например, сделав замену переменных $y_1 = \tau y$ и $x_1 = \tau^2 x$ и убедившись, что при этом уравнение, граничные условия и условия на поверхности газификации сохраняют свой вид.) Для удобства в качестве независимой переменной выберем безразмерную комбинацию

$$\eta = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{c_j}{\lambda}} \frac{y}{\sqrt{x}} \quad (2.3)$$

Переходя к этой переменной, получим из (2.1) соответственно

$$\frac{\lambda_s}{\lambda} \frac{c}{c_s} \frac{d^2 T_s}{d\eta^2} + 2\eta \frac{dT_s}{d\eta} = 0, \quad \frac{d^2 T}{d\eta^2} + 2\eta \frac{dT}{d\eta} = 0 \quad (2.4)$$

Граничные условия преобразуются в

$$\eta = \infty, \quad T_s = T_0; \quad \eta = \eta_0, \quad T_s = T_*, \quad T = T_*; \quad \eta = 0, \quad T = T_b \quad (2.5)$$

Здесь η_0 характеризует поверхность газификации твердого вещества. Решения уравнения (2.4) имеют следующий вид:

$$T_s - T_0 = (T_* - T_0) \frac{1 - \Phi(\beta\eta)}{1 - \Phi(\beta\eta_0)} \quad \left(\beta = \sqrt{\frac{\lambda_s c_s}{\lambda c}} \right) \quad (2.6)$$

$$T_b - T = (T_b - T_*) \frac{\Phi(\eta)}{\Phi(\eta_0)} \quad \left(\Phi(z) \equiv \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z e^{-t^2} dt \right) \quad (2.7)$$

Для определения параметра η_0 используем условие (2.2). Подставляя в него уравнение границы газификации

$$y = l(x) = 2\eta_0 \sqrt{\frac{\lambda}{c_j}} \sqrt{x}$$

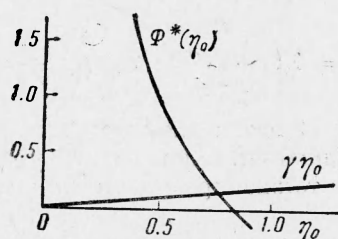
и выражения T и T_s , получим для η_0 трансцендентное уравнение

$$\Phi^*(\eta_0) = \gamma\eta_0 \quad (2.8)$$

$$\Phi^*(\eta_0) \equiv \frac{\Phi'(\eta_0)}{\Phi(\eta_0)} - \alpha\beta \frac{\Phi'(\beta\eta_0)}{1 - \Phi(\beta\eta_0)}$$

$$\Phi'(\eta_0) \equiv \frac{2}{\sqrt{\pi}} e^{-\eta_0^2}, \quad \alpha \equiv \frac{\lambda_s T_* - T_0}{\lambda T_b - T_*}$$

$$\gamma \equiv \frac{2[q - (c_s - c) T_* - T_0]}{c(T_b - T_*)}$$



Фиг. 2

Решение уравнения (2.8) удобнее всего проводить графически, откладывая на графике функции $\Phi^*(\eta_0)$ и $\gamma\eta_0$ в зависимости от η_0 и находя точку их пересечения. На фиг. 2 изображено решение для следующих значений параметров:

$$T_* - T_0 = 300^\circ \text{ К}, \quad c_s = 0.25 \frac{\text{кал}}{\text{г} \cdot \text{град}}, \quad \lambda_s = 2 \cdot 10^{-3} \frac{\text{кал}}{\text{см} \cdot \text{сек} \cdot \text{град}}$$

$$T_b - T_* = 1800^\circ \text{ К}, \quad c = 0.4 \frac{\text{кал}}{\text{г} \cdot \text{град}}, \quad \lambda = 5 \cdot 10^{-4} \frac{\text{кал}}{\text{см} \cdot \text{сек} \cdot \text{град}}$$

$$q = 50 \frac{\text{кал}}{\text{г}}, \quad \alpha = 0.63, \quad \beta = 0.668, \quad \gamma = 0.194$$

Решение дает

$$\eta_0 \approx 0.78$$

§ 3. Полученное в § 2 решение задачи о движении зоны горения, однако, не определяет скорость распространения этой зоны. В решение скорость распространения входит в качестве параметра j . С увеличением j , как легко видеть, граница газификации твердого вещества все ближе подходит к оси x — щель, образуемая в твердом веществе сужается; при уменьшении j , наоборот, происходит увеличение ширины щели.

Автомодельное решение является, кроме того, фактически асимптотическим решением уравнений (1.1), которое смыкается с точным решением уравнений вдали от носика щели на $x = \infty$. Вблизи от носика полученное автомодельное решение отклоняется от точного, так как уже нельзя считать в этой области толщину слоя малой по сравнению с расстоянием от носика щели и пренебрегать в уравнениях (1.1) членами, описывающими продольный перенос тепла. Несоответствие между автомодельным и точными решениями например, видно в том, что носик щели располагается согласно автомодельному решению в точке $x = 0$, тогда как в действительности этого не должно возникнуть из-за бесконечного градиента температуры и соответственно бесконечного потока тепла.

Найдем теперь приближенные решения уравнений (1.1) без пренебрежения продольным переносом тепла. Для этого воспользуемся методом интегральных соотношений. Выведем эти соотношения. Для этого проинтегрируем уравнение (1.1) по y от $y = l$ до $y = \infty$, а второе (1.1) по y от $y = 0$ до $y = l$ и воспользуемся правилами дифференцирования интегралов по параметру. Тогда получим, соответственно

$$jc_s \left[\frac{d}{dx} \int_l^{\infty} (T_s - T_0) dy + (T_* - T_0) \frac{dl}{dx} \right] = \quad (3.1)$$

$$= \lambda_s \left[\frac{d^2}{dx^2} \int_l^{\infty} (T_s - T_0) dy + (T_* - T_0) \frac{d^2 l}{dx^2} + \left(\frac{\partial T_s}{\partial x} \right)_* \frac{dl}{dx} + \left(\frac{\partial T_s}{\partial y} \right)_{\infty} - \left(\frac{\partial T_s}{\partial y} \right)_* \right]$$

$$jc \left[\frac{d}{dx} \int_0^l (T - T_0) dy - (T_* - T_0) \frac{dl}{dx} \right] = \quad (3.2)$$

$$= \lambda \left[\frac{d^2}{dx^2} \int_0^l (T - T_0) dy - (T_* - T_0) \frac{d^2 l}{dx^2} - \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_* \frac{dl}{dx} + \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)_* - \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)_0 \right]$$

Здесь величины, отмеченные звездочками, относятся к границе газификации. Сложим эти уравнения и используем условие на границе (1.4), а также предположим, что $(\partial T_s / \partial y)_{\infty} = 0$. Получим

$$j \frac{d}{dx} \left[c_s \int_l^{\infty} (T_s - T_0) dy + c \int_0^l (T - T_0) dy \right] + j(c_s - c)(T_* - T_0) \frac{dl}{dx} =$$

$$= \frac{d}{dx^3} \left[\lambda_s \int_l^{\infty} (T_s - T_0) dy + \lambda \int_0^l (T - T_0) dy \right] + (\lambda_s - \lambda)(T_* - T_0) \frac{d^2 l}{dx^2} -$$

$$- j[q - (c_s - c)(T_* - T_0)] \frac{dl}{dx} - \lambda \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)_0 \quad (3.3)$$

Следует ожидать, что на больших расстояниях от носика щели решение будет асимптотически приближаться к решению, полученному в пренебрежении продольным кондуктивным переносом тепла. Будем поэтому искать решение (3.3) в виде (2.6) и (2.7), где под η будем подразумевать переменную

$$\eta = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{cj}{\lambda}} \frac{y}{\sqrt{x + \delta(x)}}$$

Функция $\delta(x)$, входящая в η , характеризует отклонение решения от автомодельного. Естественно потребовать, чтобы $\delta(x) = o(x)$ при $x \rightarrow \infty$. Подставляя (2.6) и (2.7) в (3.3), получим нелинейное дифференциальное уравнение для зависимости $W = \sqrt{x + \delta(x)}$ от x

$$\begin{aligned} & \left[\lambda_s \int_{\eta_0}^{\infty} (T_s - T_0) d\eta + \lambda \int_0^{\eta_0} (T - T_0) d\eta + (\lambda_s - \lambda) (T_* - T_0) \eta_0 \right] \frac{d^2 W}{dx^2} - \\ & - j \left[c_s \int_{\eta_0}^{\infty} (T_s - T_0) d\eta + c \int_0^{\eta_0} (T - T_0) d\eta + (c_s - c) (T_* - T_0) \eta_0 + \right. \\ & \left. + [q - (c_s - c) (T_* - T_0)] \eta_0 \right] \frac{dW}{dx} + \frac{jc}{4} (T_b - T_*) \frac{\Phi'(0)}{\Phi(\eta_0)} \frac{1}{W} = 0 \quad (3.4) \end{aligned}$$

В этом уравнении коэффициенты легко могут быть рассчитаны по известному виду функций T и T_s . Проиллюстрируем этот расчет на примере вычисления интеграла

$$\begin{aligned} \lambda_s \int_{\eta_0}^{\infty} (T_s - T_0) d\eta &= \frac{\lambda_s (T_* - T_0)}{1 - \Phi(\beta\eta_0)} \lim_{\zeta \rightarrow \infty} \int_{\eta_0}^{\zeta} [1 - \Phi(\beta\eta)] d\eta = \\ &= \frac{\lambda_s (T_* - T_0)}{1 - \Phi(\beta\eta_0)} \lim_{\zeta \rightarrow \infty} \left\{ \zeta [1 - \Phi(\beta\zeta)] - \eta_0 [1 - \Phi(\beta\eta_0)] - \right. \\ & \left. - \frac{1}{2\beta} [\Phi'(\beta\zeta) - \Phi'(\beta\eta_0)] \right\} = \lambda_s (T_* - T_0) \left[\frac{\Phi'(\beta\eta_0)}{2\beta [1 - \Phi(\beta\eta_0)]} - \eta_0 \right] \quad (3.5) \end{aligned}$$

так как

$$\lim_{\zeta \rightarrow \infty} \zeta [1 - \Phi(\beta\zeta)] = 0, \quad \lim_{\zeta \rightarrow \infty} \Phi'(\beta\zeta) = 0$$

Проводя дальнейшее вычисление коэффициентов и используя затем условие (2.8), получим

$$\frac{d^2 W}{dx^2} - a \frac{dW}{dx} + \frac{a}{2W} = 0 \quad (3.6)$$

где

$$a \equiv \frac{jc}{\lambda} \frac{\Phi'(0) / \Phi(\eta_0)}{\alpha \Phi'(\beta\eta_0) / \beta [1 - \Phi(\beta\eta_0)] + [\Phi'(0) - \Phi'(\eta_0)] / \Phi(\eta_0)} \quad (3.7)$$

Для приведения уравнения к безразмерному виду сделаем замену:

$$U = 2 \sqrt{a} W, \quad \xi = ax \quad (3.8)$$

Уравнение перейдет в

$$\frac{d^2 U}{d\xi^2} - \frac{dU}{d\xi} + \frac{2}{U} = 0 \quad (3.9)$$

Решение уравнения (3.9) имеет вид (уравнение (3.9) легко сводится к уравнению, решенному Леко [2])

$$U = C_1 \Phi'(p) e^\xi, \quad C_2 - e^{-\xi} = C_1 \Phi(p) \quad (3.10)$$

Здесь p — параметр, C_1 и C_2 — константы интегрирования.

Из вида решения из условия, что функция U при $\xi \rightarrow \infty$ ведет себя как $\sqrt{\xi}$, вытекает, что $p \rightarrow \infty$ при $\xi \rightarrow \infty$ и $C_1 = C_2$ (причем $C_1 > 0$). Используя это, перепишем (3.10) в виде

$$U = \frac{\Phi'(p)}{1 - \Phi(p)}, \quad \xi + C_0 = -\ln [1 - \Phi(p)] \quad (C_0 \equiv \ln C_1) \quad (3.11)$$

Для определения константы C_0 найдем предельный вид кривой $U(\xi)$ при $\xi \rightarrow \infty$

$$\lim_{\xi \rightarrow \infty} \frac{U^2}{\xi + C_0} = \lim_{p \rightarrow \infty} \frac{4p^2}{p^2 + \ln p - \ln 2/\sqrt{\pi}} = 4$$

Здесь было использовано асимптотическое представление

$$\int_p^{\infty} e^{-t^2} dt \approx \frac{e^{-p^2}}{2p} \quad \text{при } p \rightarrow \infty$$

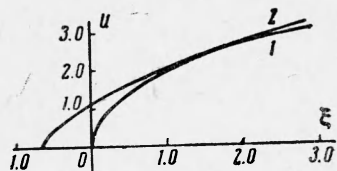
Таким образом, предельный вид уравнения кривой будет такой:

$$U = 2\sqrt{\xi + C_0}$$

и, следовательно, $C_0 = 0$.

Окончательный вид решения следующий: (3.12)

$$U = \frac{\Phi'(p)}{1 - \Phi(p)}, \quad \xi = -\ln[1 - \Phi(p)]$$



Фиг. 3

Кривая (3.12) построена на фиг. 3 (кривая 1), где для сравнения нанесена также кривая $U = 2\sqrt{\xi}$ (кривая 2). Из фигуры видно, что вблизи от носика щели поверхность газификации существенно изменяет свою форму при учете продольного переноса тепла, а вдали от него приближается к автомодельной. Носик щели теперь располагается на некотором расстоянии от $x = 0$.

Газификация вещества слева от $x = 0$ происходит за счет тепла, поступающего из области, лежащей справа от $x = 0$.

§ 4. До сих пор предполагалось, что зона химической реакции может простирается по оси x вплоть до носика щели и со стороны химической кинетики не ставилось никаких ограничивающих условий. Однако в действительности химическая реакция горения прекращается на некотором расстоянии от носика щели из-за срыва диффузионного пламени. Срыв пламени происходит из-за того, что вблизи носика щели увеличивается диффузия холодного вещества в зону химической реакции и соответственно отвод из нее тепла. Скорость химической реакции уже не успевает перерабатывать диффундирующее вещество, температура в пламени понижается из-за охлаждения зоны реакции холодным веществом и пламя гаснет. Для случая плоского пламени Я. Б. Зельдович [1] установил, что существует определенный критический поток вещества M , определяемый химической кинетикой, который еще может перерабатывать химическая реакция в диффузионном пламени

$$M^2 = \zeta \rho D \left(\frac{RT_b}{E} \right)^3 k \exp \left(- \frac{E}{RT_b} \right) \quad (4.1)$$

Здесь E — энергия активации, k — предэкспоненциальный множитель в уравнении химической реакции, D — коэффициент диффузии, ζ — безразмерный множитель.

Так как потухание диффузионного пламени происходит из-за конечной скорости химической реакции, то, естественно, при срыве происходит уширение фронта пламени и падение его температуры. Однако, как показал Я. Б. Зельдович [1], уширение пламени при потухании незначительно (по порядку равно толщине зоны реакции в ламинарном пламени), а понижение температуры не выходит за пределы характеристического интервала температуры RT_b^2/E . Поэтому будем считать, что вплоть до потухания пламени зона реакции остается бесконечно тонкой, а температура пламени равной T_b .

Потребуем теперь, чтобы потухание пламени происходило именно в точке $x = 0$. Для этого приравняем поток тепла в этой точке критическому

$$-\lambda \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)_0 = QM \quad (4.2)$$

Здесь Q — тепловой эффект химической реакции горения продуктов разложения окислителя и горючего.

Условие (4.2) приближенно, так как оно предполагает, что потухание пламени обязано лишь поперечному оттоку тепла, тогда как в действительности от места срыва пламени тепло отводится как в поперечном, так и в продольном направлениях. Однако учет продольного отвода тепла составляет значительные трудности, так как в этом случае требуется знание критических условий потухания для пламени, не обладающего плоской симметрией.

Вычисляя тепловой поток по известному виду решения, получим соотношение для нахождения скорости распространения зоны горения

$$-\lambda \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)_0 = \frac{ic}{U_0} (T_b - T_*) [\Phi'(0)/\Phi(\eta_0)]^{\frac{3}{2}} \left[\frac{\alpha}{\beta} \frac{\Phi'(\beta\eta_0)}{1 - \Phi(\beta\eta_0)} + \frac{\Phi'(0) - \Phi'(\eta_0)}{\Phi(\eta_0)} \right]^{-\frac{1}{2}}$$

где

$$U_0 = \Phi'(0) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} = U_0(0) \quad (4.3)$$

Таким образом

$$j = g \frac{QM}{c(T_b - T_*)} \quad (4.4)$$

Здесь

$$g = \frac{2}{\sqrt{\pi}} [\Phi'(0)/\Phi(\eta_0)]^{-\frac{3}{2}} \left[\frac{\alpha}{\beta} \frac{\Phi'(\beta\eta_0)}{1 - \Phi(\beta\eta_0)} + \frac{\Phi'(0) - \Phi'(\eta_0)}{\Phi(\eta_0)} \right]^{\frac{1}{2}}$$

Для значений параметров, приведенных в § 2, имеем

$$g = 0.955$$

При горении неразбавленных горючих газов при атмосферном давлении критический поток вещества составляет по порядку величины $5 \cdot 10^{-2}$ г/см²·сек. Если принять такую же величину M для горения продуктов разложения горючего и окислителя, то для скорости горения получаем оценку 0.03 см/сек.

Пользуясь полученным решением можно найти размер частиц окислителя, начиная с которого скорость горения перестает зависеть от дисперсности окислителя. Этот размер, очевидно, равен половине ширины щели в точке потухания пламени

$$\Delta = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{\eta_0}{\Phi(\eta_0)} \frac{\lambda(T_b - T_*)}{QM} \quad (4.5)$$

Для $M \sim 5 \cdot 10^{-2}$ г/см²·сек получаем $\Delta \sim 0.026$ см.

Результаты теории находятся в качественном согласии с имеющимися экспериментальными данными о горении на границе твердых горючего и окислителя [3]. Так, эксперименты показывают, что для большинства систем скорость горения пропорциональна давлению, что соответствует второму порядку химической реакции. Кроме того, хорошо известен факт, что скорость распространения горения определяется условиями горения в носике щели. Скорость горения, например, меняется если для склейки окислителя с горючим применять различные виды клея.

В заключение благодарю Я. Б. Зельдовича, Г. И. Баренблатта и О. И. Лейпунского за руководство и А. Г. Истратова за помощь в работе.

Поступила 18 I 1962

ЛИТЕРАТУРА

1. З е л ь д о в и ч Я. Б. К теории горения неперемешанных газов. ЖТФ, 1949, вып 10, стр. 1199—1210.
2. К а м к е Э. М. Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям. М., Физматгиз, 1961.
3. Б а х м а н Н. Н. Предельные случаи горения смесевых систем. ДАН СССР, 1959, т. 129, № 5.