

**О ГОРЕНИИ ПОРОХА
ПРИ НАЛИЧИИ СВЕТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ**

Э. В. Конев, С. С. Хлевной
(Новосибирск)

Одно из явлений, которое может иметь место при облучении горящих ВВ и порохов светом, связано с тем, что они имеют, как правило, различную прозрачность по отношению к различным длинам волн. Следовательно, скорость горения, если она зависит от прозрачности, при наличии светового потока должна быть функцией длины волны. Ниже приведены расчеты различных параметров горения в зависимости от плотности светового потока и прозрачности сгорающего вещества. Расчеты производились применительно к зоне химических реакций в к-фазе. При этом предполагалось, что световой поток поглощается в порохе по закону Беера — Ламберта и влияет на процесс горения чисто тепловым образом.

**К РАСЧЕТУ ПРОЦЕССА ГОРЕНИЯ
ПРИ НАЛИЧИИ СВЕТОВОГО ПОТОКА**

Решение уравнения теплопроводности при наличии лучистого потока

$$\lambda \frac{d^2 T}{dx^2} + c \rho u \frac{dT}{dx} + Q \rho A e^{-E/RT} + q_1 k e^{-kx} = 0 \quad (1)$$

в рамках математической теории Зельдовича — Семенова [1, 2] может быть приведено с учетом члена переноса тепла к виду

$$T = T_{\text{п}} - \frac{q_1 + q_2}{c \rho u} + \frac{\Phi_m}{c \rho u} \left(\frac{\lambda}{c \rho u} - x - \frac{\lambda}{c \rho u} e^{-\frac{c \rho u}{\lambda} x} \right) + \\ + \frac{q_1 + q_2}{c \rho u} e^{-\frac{c \rho u}{\lambda} x} - \frac{q_1}{c \rho u - \lambda k} (e^{-\frac{c \rho u}{\lambda} x} - e^{-kx}), \quad (2)$$

$$\frac{dT}{dx} = \frac{\Phi_m}{c \rho u} (e^{-\frac{c \rho u}{\lambda} x} - 1) - \frac{q_2}{\lambda} e^{-\frac{c \rho u}{\lambda} x} + \\ + \frac{q_1 k}{c \rho u - \lambda k} (e^{-\frac{c \rho u}{\lambda} x} - e^{-kx}) \quad (3)$$

в области $0 \leq x \leq \delta$, где скорость тепловыделения $\Phi(T)$ можно принять постоянной и равной Φ_m , и к виду

$$T = T_0 + \frac{q_1}{c \rho u - \lambda k} [e^{-kx} - e^{-\frac{c \rho u}{\lambda} (x-\delta) - \delta k}] - (T_\delta - T_0) \frac{c \rho u}{\lambda} e^{-\frac{c \rho u}{\lambda} (x-\delta)}, \quad (4)$$

$$\frac{d T}{dx} = \frac{q_1}{c \rho u - \lambda k} \left[\frac{c \rho u}{\lambda} e^{-\frac{c \rho u}{\lambda} (x-\delta) - \delta k} - k e^{-kx} \right] - (T_\delta - T_0) \frac{c \rho u}{\lambda} e^{-\frac{c \rho u}{\lambda} (x-\delta)} \quad (5)$$

в области $\delta \leq x \leq \infty$, где тепловыделением можно пренебречь.

Здесь и ниже приняты следующие обозначения: A — предэкспоненциальный множитель в выражении для скорости распада ВВ, 1/сек; c — удельная теплоемкость ВВ кал/г·град; δ — ширина зоны химических реакций, см; Δ — глубина разложения ВВ в к-фазе; E — энергия активации кал/моль; λ — коэффициент теплопроводности среды, кал/см · сек · град; Q — тепловой эффект распада, кал/г; T — температура, °К; T_0 — начальная температура ВВ; T_δ — температура на «холодной» границе зоны химических реакций; T_n — температура на «горячей» границе начальной зоны тепловыделения; q_1 — плотность поглощенного веществом лучистого потока, кал/см² · сек; k — коэффициент поглощения света в веществе, 1/см; ρ — плотность ВВ, г/см³; Φ_m — скорость тепловыделения при $T = T_n$, кал/см³ · сек; q_2 — тепловой поток в к-фазу, кал/см² · сек; x — координата, см. Начало координат совмещено с концом начальной зоны тепловыделения (с «горячей» границей) и перемещается вместе с ним.

Соотношения (2) — (5) позволяют найти связь между различными параметрами горения, используя условие равенства температур и производных при $x=\delta$ [2]. Из равенства температур при этом вытекает, что

$$T_n - T_\delta = \frac{q_1 + q_2}{c \rho u} (1 - e^{-\frac{c \rho u}{\lambda} \delta}) - \frac{\Phi_m}{c \rho u} \left(\frac{\lambda}{c \rho u} - \delta - \frac{\lambda}{c \rho u} e^{-\frac{c \rho u}{\lambda} \delta} \right) + \frac{q_1}{c \rho u - \lambda k} (e^{-\frac{c \rho u}{\lambda} \delta} - e^{-k \delta}), \quad (6)$$

а из равенства производных, что

$$T_\delta - T_0 = \frac{\Phi_m \lambda}{(c \rho u)^2} (1 - e^{-\frac{c \rho u}{\lambda} \delta}) + \frac{q_2}{c \rho u} e^{-\frac{c \rho u}{\lambda} \delta} + \frac{q_1}{c \rho u} e^{-k \delta} - \frac{q_1 k \lambda (e^{-\frac{c \rho u}{\lambda} \delta} - e^{-k \delta})}{c \rho u (c \rho u - \lambda k)}. \quad (7)$$

Соотношения (6) и (7) можно привести к более простому и удобному для расчетов виду. Исключая из них T_δ , придем к выражению

$$T_n - T_0 = \frac{\Phi_m \delta + q_1 + q_2}{c \rho u}, \quad (8)$$

которое является первым интегралом уравнения теплопроводности. С другой стороны, можно разложить в уравнении (6) $e^{-\frac{c \rho u}{\lambda} \delta}$ в ряд, поскольку обычно $\frac{c \rho u}{\lambda} \gg \delta$. В этом случае после некоторых преобразований получим второе приближенное соотношение

$$\lambda (T_n - T_\delta) = \frac{\Phi_m \delta^2}{2} + (q_1 + q_2) \delta - \frac{q_1 (1 - e^{-k \delta})}{k}. \quad (9)$$

К уравнениям (8), (9) можно добавить еще записанный в приближениях Зельдовича закон сохранения массы ВВ (умножен на тепловой эффект Q)

$$\Phi_m \delta = Q \Delta \rho u, \quad (10)$$

выражение для скорости тепловыделения

$$\Phi_m = Q A \rho e^{-E/RT_n}, \quad (11)$$

а также соотношение

$$T_n - T_\delta = \frac{RT_n^2}{E + RT_n}. \quad (12)$$

Соотношение (12) вытекает из условия уменьшения скорости реакции при $x=\delta$ в e раз по сравнению со скоростью реакций при $x=0$ (условие Я. Б. Зельдовича и Д. А. Франк-Каменецкого [3]).

Система уравнений (8) — (12) дает возможность рассчитать скорость горения ВВ (u), ширину зоны химических реакций в κ -фазе (δ), максимальную мощность тепловыделения (Φ_m) и перепад температур между началом и концом начальной зоны химических реакций при наличии лучистого потока q_1 , если известны теплофизические свойства ВВ, а также параметры A , E , Q , T_n , T_0 , q_2 , k .

В предельном случае при $k = \infty$ получим, что

$$u = \frac{\sqrt{2\lambda (T_n - T_\delta) \Phi_m + (q_1 + q_2)^2}}{c \rho (T_n - T_0)}, \quad (13)$$

$$\delta = \frac{\sqrt{2\lambda (T_n - T_\delta) \Phi_m + (q_1 + q_2)^2} - (q_1 + q_2)}{\Phi_m}, \quad (14)$$

$$\Delta = \frac{c \rho u (T_n - T_0) - q_1 - q_2}{Q \rho u}. \quad (15)$$

Влияние светового потока в этом случае аналогично влиянию теплового. В другом предельном случае при $k \rightarrow 0$ ($k \ll \frac{1}{\delta}$) наряду с соотношениями (11), (12), (15) имеем следующие выражения:

$$u = \frac{\sqrt{2\lambda (T_n - T_\delta) \Phi_m + q_2^2 + q_1}}{c \rho (T_n - T_0)}, \quad (16)$$

$$\delta = \frac{\sqrt{2\lambda(T_n - T_\delta)\Phi_m + q_2^2} - q_2}{\Phi_m}. \quad (17)$$

Влияние светового потока в этом случае должно быть такое же, как при подъеме начальной температуры на величину

$$\Delta T_0 = \frac{q_1}{c\rho u}. \quad (18)$$

Первый из перечисленных предельных случаев может иметь место при горении перхлората аммония ($k \geq 5000 \text{ 1/cm}$ [4]), а второй — при горении баллиститных порохов (у пороха Н $k \approx 20 \div 60 \text{ 1/cm} \ll \frac{1}{\delta} \approx 500 \text{ 1/cm}$ [5]).

ВЛИЯНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ПОСТОЯННОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ НА «ГОРЯЧЕЙ» ГРАНИЦЕ

Потери тепла на испарение должны приводить у некоторых (труднолетучих) ВВ к появлению в конденсированной фазе отдельной зоны химических реакций, ограниченной сверху температурой кипения ВВ. Эта зона может оказаться ведущей, если распад ВВ в ней происходит с выделением тепла и скорость распада достаточно высока. Такой случай имеет место, по-видимому, при горении нитроглицеринового пороха. Как показали измерения [6], температура на горячей границе начальной зоны тепловыделения у пороха Н не зависит при 1 atm от начальной температуры и равна $\sim 275^\circ\text{C}$ (548°K), а сама зона тепловыделения, по-видимому, контролирует процесс горения при $T_0 < +40 \div 70^\circ\text{C}$. Это обстоятельство и используется ниже при расчетах влияния светового излучения на параметры горения пороха Н.

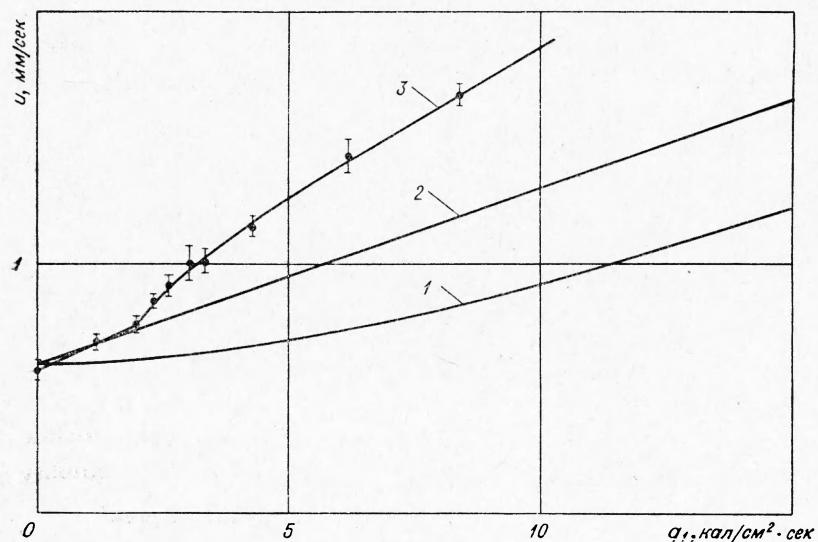


Рис. 1. Зависимость скорости горения пороха от плотности светового потока.

1 — $k \rightarrow \infty$; 2 — $k \rightarrow 0$; 3 — экспериментальная кривая.

На рис. 1 представлены данные по зависимости скорости горения пороха Н от плотности светового потока, рассчитанные с помощью соотношений (13)–(17). При расчетах принималось, что $\lambda = 5,6 \cdot 10^{-4}$ кал/см · град · сек, $c = 0,35$ кал/г · град, $\rho = 1,6$ г/см³, $A = 4 \cdot 10^{13}$ 1/сек, $Q = 350$ кал/г, $E = 32$ ккал/моль, $T_n = 548^\circ$ К, $T_0 = 293^\circ$ К, $q_2 = 0$.

Зависимость различных параметров горения пороха Н (скорости горения, ширины зоны химических реакций, глубины распада в к-фазе) от плотности светового потока представлена также в табл. 1.

Таблица 1
Параметры горения при различных световых потоках

q_1 , кал/см ² .сек	$\kappa \rightarrow 0$			$\kappa \rightarrow \infty$			
	u , мм/сек	Δ	δ, μ	q_1 , кал/см ² .сек	u , мм/сек	Δ	δ, μ
0	0,60	0,255	23,4	0	0,60	0,255	23,4
1,0	0,67	0,228	23,4	1,0	0,61	0,226	20,9
3,0	0,81	0,189	23,4	3,0	0,64	0,171	16,6
5,0	0,95	0,161	23,4	5,0	0,70	0,127	13,5
7,0	1,09	0,141	23,4	7,0	0,78	0,094	11,2
10,0	1,30	0,118	23,4	10,0	0,92	0,062	8,7
12,0	1,44	0,106	23,4	12,0	1,03	0,048	7,5
15,0	1,65	0,093	23,4	15,0	1,21	0,044	6,3
18,0	1,86	0,082	23,4	18,0	1,40	0,025	5,3
20,0	2,00	0,077	23,4	20,0	1,52	0,021	4,8

Как видно из таблицы, при увеличении светового потока ширина зоны химических реакций δ убывает у непрозрачного пороха и постоянна в рамках, принятых для расчета приближений у прозрачного, в то же время глубина распада вещества в к-фазе Δ убывает в обоих случаях.

Для сравнения на рис. 1 приведена экспериментальная зависимость скорости горения пороха Н от плотности светового потока, взятая из работы [7] с учетом того, что при горении на воздухе из факела пламени в порох поступает дополнительный световой поток, равный $1,0 \div 1,4$ кал/см² · сек. Различие между экспериментальной и расчетной (у пороха Н $k \ll \frac{1}{\delta}$) зависимостями находится в пределах точности измерений при малых световых потоках и становится существенным при больших. Последнее можно объяснить тем, что в порохе с некоторого момента, наряду со световым начиняет поступать также тепловой поток из последующих зон горения. Представляет интерес оценить величину этого потока в зависимости от плотности светового потока или соответствующей начальной температуры (поскольку при $k \ll \frac{1}{\delta}$ влияние светового потока должно быть равнозначно влиянию начальной температуры). Такие оценки нетрудно сделать с помощью соотношения (16) (табл. 2).

Таблица 2
Величина теплового потока в к-фазу

q_1 , кал/см ² .сек	$T_0, ^\circ$ С	u , мм/сек	q_2 , кал/см ² .сек
0	20,0	0,57	~0,*
1,0	47,0	0,67	~0,*
2,0	67,0	0,76	~0,*
2,2	68,5	0,81	~3,7
3,0	75,0	0,97	~6,6
5,0	91,0	1,25	~9,5
7,0	103,0	1,50	~11,6
10,0	116,0	1,86	~14,2

* Находятся в пределах погрешности.

светового потока должно быть

Как следует из таблицы, при световых потоках, меньших $\sim 2 \text{ кал}/\text{см}^2 \cdot \text{сек}$ (или при $T_0 < +70^\circ\text{C}$), тепловой поток в конденсированную фазу должен быть мал по величине и слабо изменяться при изменении плотности светового потока. В то же время при световых потоках, больших $\sim 2 \text{ кал}/\text{см}^2 \cdot \text{сек}$ (или при $T_0 > +70^\circ\text{C}$), т. е. в той области, где слабая зависимость скорости горения от T_0 сменяется сильной [7], величина q_2 должна быстро возрастать с увеличением плотности светового потока (или начальной температуры).

Таблица 3
Параметры горения в зависимости от прозрачности

$k, 1/\text{см}$	$u, \text{мм}/\text{сек}$	δ, μ	Δ
~ 0	1,30	23,4	0,118
31,0	1,28	22,5	0,115
61,7	1,26	21,8	0,113
97,8	1,24	21,0	0,111
189,0	1,20	19,4	0,106
352,0	1,15	17,5	0,100
635,7	1,10	11,6	0,093
∞	0,92	8,7	0,062

Такое изменение q_2 может быть следствием перехода ведущей зоны горения из к-фазы при малых световых потоках (или $T_0 < 70^\circ\text{C}$) в какую-либо из последующих зон горения при больших.

Представляет интерес рассчитать также зависимость скорости горения пороха от прозрачности при заданном световом потоке q_1 (рис. 2). Экспериментально ее можно получить, изменения длину волны. Для расчетов использовались соотношения (8)–(12). После задания u с помощью соотношения (8) вычисля-

лось δ , затем методом последовательных приближений из выражения (9) находилось соответствующее k (табл. 3).

Как следует из рис. 2 и табл. 3, скорость горения должна уменьшаться с увеличением коэффициента ослабления света в веществе, причем это уменьшение обусловлено сужением зоны химических реакций из-за поглощения света в более тонком слое. Следует отметить, что значения скорости горения при различных k , рассчитанные с помощью более сложного соотношения (6) вместо (9), оказались лишь на 1–2% больше приведенных в табл. 3.

Пользуясь соотношениями (13), (16), можно оценить максимальное изменение скорости горения пороха за счет изменения прозрачности при заданной плотности светового потока и $q_2=0$. Действительно, после почлененного деления из них вытекает, что

$$\alpha = \frac{u(0)}{u(\infty)} = \frac{\sqrt{2\lambda(T_n - T_\delta)\Phi_m} + q_1}{\sqrt{2\lambda(T_n - T_\delta)\Phi_m} + q_1^2}. \quad (19)$$

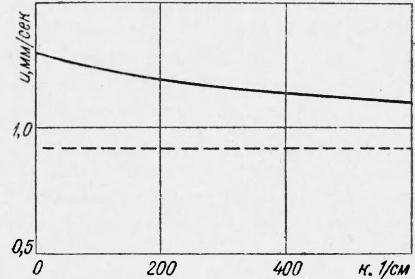


Рис. 2. Зависимость скорости горения пороха от прозрачности.
 $q_1 = 10 \text{ кал}/\text{см}^2 \cdot \text{сек}$.

Это отношение равно единице как при $q_1=0$, так и при $q_1=\infty$ и заключено в пределах $1 \leq \alpha \leq \sqrt{2}$. Оно максимально при $q_1 = \sqrt{2\lambda(T_n - T_\delta)\Phi_m}$ и становится меньше при других значениях q_1 .

В частности, у пороха Н при давлении 1 атм и в приведенных выше физико-химических константах отношение α должно быть максимально при $q_1=8,6 \text{ кал}/\text{см}^2 \cdot \text{сек}$.

Таким образом, относительное изменение скорости горения пороха за счет изменения прозрачности может достигать при постоянной температуре на «горячей» границе начальной зоны тепловыделения нескольких десятков процентов уже при сравнительно небольших световых потоках.

ВЛИЯНИЕ СВЕТОВОГО ПОТОКА ПРИ ПЕРЕМЕННОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ НА «ГОРЯЧЕЙ» ГРАНИЦЕ

Некоторые взрывчатые вещества (инициирующие ВВ, пироксилиновый порох и др.) могут разлагаться с достаточными для поддержания процесса горения скоростями при температурах, меньших температуры кипения ВВ. Соответственно температура в конце начальной зоны тепловыделения у них должна быть переменной величиной, зависящей от начальной температуры и плотности светового потока. Следует отметить, однако, что отсутствие в настоящее время надежных

Таблица 4

Параметры горения нелетучего ВВ

$k \rightarrow 0$					$k \rightarrow \infty$				
q_1	u	δ	Δ	T_p	q_1	u	δ	Δ	T_p
0	0,44	30,1	0,28	573	0	0,44	30,1	0,22	573
0,68	0,61	23,5	0,27	583	0,63	0,57	21,9	0,27	583
1,82	0,81	18,8	0,26	593	1,59	0,71	16,4	0,26	593
3,67	1,09	15,1	0,25	603	3,03	0,90	12,4	0,25	603
6,53	1,46	12,1	0,24	613	5,06	1,13	9,4	0,24	613
10,84	1,94	9,8	0,23	623	7,92	1,41	7,2	0,23	623
17,14	2,55	8,0	0,22	633	11,85	1,76	5,6	0,22	633
29,6	3,35	6,6	0,21	643	17,2	2,19	4,3	0,21	643

экспериментальных данных о кинетических константах распада и переменных T_p и q_2 значительно затрудняет расчеты параметров горения нелетучих ВВ и их изменений при различных условиях горения. Приведенные ниже расчеты носят поэтому ориентировочный характер и произведены для условного ВВ с типичными для баллиститных порохов значениями физико-химических констант: $\lambda = 5,6 \cdot 10^{-4}$ кал/см · сек · град, $\rho = 1,6$ г/см³, $c = 0,35$ кал/град, $T_0 = 293^\circ\text{K}$, $E = 34$ ккал/моль, $A = 4 \cdot 10^{13}$ 1/сек, $Q = 350$ кал/г. Принималось также, что $T_p = 573 + 0,5 \frac{q_1}{cru}$

(по данным работы [8], у пироксилинового пороха в вакууме $\Delta T_p = 0,4 \Delta T_0$) и что тепловой поток в начальную зону горения $q_2 = 0$. Расчеты производились с помощью соотношений (8) — (17).

Зависимости различных параметров горения ВВ от плотности светового потока в предельных случаях абсолютно прозрачного ($k \rightarrow 0$) и совершенно непрозрачного ВВ ($k \rightarrow \infty$) приведены в табл. 4. Результаты расчета скорости горения от плотности светового потока показаны также на рис. 3.

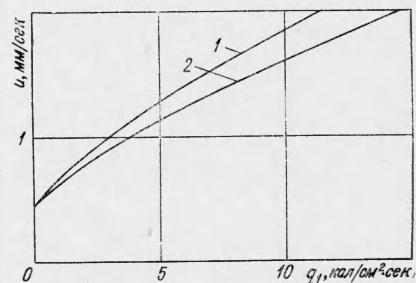


Рис. 3. Зависимость скорости горения нелетучего ВВ от плотности светового потока.

1 — $k \rightarrow 0$; 2 — $k \rightarrow \infty$.

Как видим, закономерности влияния светового излучения на процесс горения у ВВ с переменной T_n отличаются от аналогичных закономерностей у ВВ с постоянной температурой конца зоны тепловыделения. Это относится и к зависимости скорости горения от прозрачности, результаты расчета которой при $q_1=10 \text{ кал}/\text{см}^2 \cdot \text{сек}$ на основе соотношений (8)–(12) представлены в табл. 5.

Таблица 5
Параметры горения в зависимости
от прозрачности

$k, \text{см}$	$u, \text{мм/сек}$	δ, μ	Δ	$T_n, ^\circ\text{К}$
0	1,85	10,2	0,2317	621,3
40,0	1,84	10,1	0,2314	621,5
177,4	1,82	9,7	0,2310	622,1
353,3	1,80	9,3	0,2304	622,6
578,7	1,78	9,0	0,2299	623,2
849,0	1,76	8,6	0,2292	623,7
1203,9	1,74	8,3	0,2287	624,8
∞	1,60	6,2	0,2244	628,7

Следует отметить, что представляемые в табл. 4 данные позволяют понять, почему в рассматриваемом случае ΔT_n оказалось равным $0,5 \frac{q_1}{c \rho u}$ или после перевода на изменение начальной температуры (что справедливо при $k \rightarrow 0$) — $0,5 \Delta T_0$. Для этого удобно воспользоваться первым интегралом уравнения теплопроводности (8), преобразованным с помощью соотношения (10) к виду

$$T_n = T_0 + \frac{Q \Delta}{c} + \frac{q_1 + q_2}{c \rho u}. \quad (20)$$

Из него следует, что ΔT_n может быть равно ΔT_0 или $\frac{q_1 + q_2}{c \rho u}$ только при $\Delta = \text{const}$. Если же глубина распада в к-фазе Δ , точнее величина $\frac{Q \Delta}{c}$ убывает с ростом T_n (как это следует для рассматриваемого здесь случая из табл. 4), то ΔT_n должно быть меньше ΔT_0 или $\frac{q_1 + q_2}{c \rho u}$ и, наоборот, если Δ возрастает с ростом T_n , то ΔT_n должно быть больше ΔT_0 или $\frac{q_1 + q_2}{c \rho u}$.

Из соотношения (20) видно также, что большей скорости горения у прозрачного пороха должно соответствовать при той же плотности светового потока меньшее значение T_n . Такой вывод не противоречит также результатам расчета, приведенным в табл. 5. В то же время именно это обстоятельство, по-видимому, является причиной меньшего влияния прозрачности на скорость горения ВВ при переменной T_n по сравнению со случаем, когда T_n постоянно (ср. данные табл. 3 и 5).

С помощью соотношений (13) и (16) можно оценить максимальное изменение скорости горения ВВ за счет изменения прозрачности при фиксированном q_1 . Избавляясь в них от иррациональности, а также используя выражения (10), (12) и соотношение $T_n = T_{n_0} + \frac{aq_1}{c \rho u}$, можно привести их при $q_2=0$ к виду (a — коэффициент пропорциональности)

$$\left\{ \frac{\frac{c \rho u (0)}{T_{n_0}} \left[T_{n_0} + \frac{a-1}{c \rho u (0)} \cdot q_1 - T_0 \right]}{T_{n_0} + \frac{aq_1}{c \rho u (0)}} \right\}^2 := 2\lambda \frac{R}{E} Q A \varphi e^{-\frac{E}{RT_n (0)}}. \quad (21)$$

при $k \rightarrow 0$ и

$$\frac{\left\{ c \rho u (\infty) \left[T_{n_0} + \frac{aq_1}{c \rho u (\infty)} - T_0 \right] \right\}^2 - q_1^2}{\left[T_{n_0} + \frac{aq_1}{c \rho u (\infty)} \right]^2} = 2\lambda \frac{R}{E} Q A \varphi e^{-\frac{E}{RT_n (\infty)}} \quad (22)$$

при $k \rightarrow \infty$. T_{n_0} здесь температура конца зоны тепловыделения при $q_1=0$. Преобразуя далее экспоненту по Д. А. Франк-Каменецкому [9] и деля соотношения (21) и (22) почленно друг на друга, получим после логарифмирования частного и последующего разложения логарифма в ряд вблизи единицы, что

$$\alpha = \frac{u(0)}{u(\infty)} \approx 1 + \frac{2R T_{n_0}^2}{a(T_{n_0} - T_0) \left(E + 2RT_{n_0} + \frac{2c\rho u(0) RT_{n_0}^2}{aq_1} - \frac{2R T_{n_0}^2}{T_{n_0} - T_0} \right)}. \quad (23)$$

Таким образом, отношение α при переменной T_n должно монотонно возрастать с увеличением q_1 , находясь в пределах

$$1 \leq \alpha < 1 + \frac{2R T_{n_0}^2}{a E (T_{n_0} - T_0)}. \quad (24)$$

Расчеты на основе соотношений (23), (24) показывают, что изменение скорости горения у нелетучих ВВ за счет изменения прозрачности также может быть довольно значительным (для приведенных здесь значений параметров до 25%), но только при достаточно больших световых потоках.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотренная выше качественная картина влияния светового излучения на процесс горения ВВ должна остаться справедливой и в тех случаях, когда кинетические закономерности будут другими или когда ведущей зоной горения будет не зона химических реакций в к-фазе, а какая-либо другая. Это следует из того обстоятельства, что влияние светового излучения на процесс горения, если оно является тепловым, во всех этих случаях должно описываться одним и тем же слагаемым в уравнении теплопроводности. Отсюда вытекает, в частности, возможность использования светового излучения для изучения механизма горения ВВ. Если, например, одна из зон горения прозрачна в некотором интервале длин волн (газовая фаза), а другая в этом интервале значительно изменяет свою прозрачность (к-фаза), то путем облучения ВВ достаточно мощными световыми потоками с различной длиной волны можно установить, какая из зон является ведущей. Наличие зависимости скорости горения от длины волны будет говорить о том, что такой зоной является сильно изменяющая свою прозрачность зона химических реакций, а отсутствие зависимости — что ведущей является слабо изменяющая свою прозрачность зона.

Поступила в редакцию
31/V 1966

ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 1942, 12, 498.
2. Н. Н. Семенов. Успехи физических наук, 1940, 24, 4, 433.
3. Я. Б. Зельдович, Д. А. Франк-Каменецкий. ЖФХ, 1938, 12, 1.
4. M. W. Evans, R. B. Beyer, L. McCullery. J. Chem. Phys., 1964, 40, 9, 2431.
5. П. Ф. Похил, М. М. Белов. Сб. «Физика взрыва». М., Изд-во АН СССР. 1956, № 5.
6. В. В. Александров, Э. В. Конев, В. Ф. Михеев, С. С. Хлевной. ФГВ, 1966, 1.
7. Э. В. Конев. Научно-технические проблемы горения и взрыва, 1965, 2.
8. А. Д. Марголин, О. И. Нефедова, П. Ф. Похил. ПМТФ, 1964, 3.
9. Д. А. Франк-Каменецкий. ЖФХ, 1939, 13, 6.