

убытием числа молей в ходе химической реакции, и все процессы в камере происходят при постоянном давлении.

Явление обеднения исходной смеси подтверждено экспериментально. В устройстве для отбора исходной смеси для анализа на хроматографе электромагнитный клапан устанавливали в конце камеры на расстоянии 2,4 м от поджигающих электродов. Открывание и закрывание клапана фиксировали шлейфовым осциллографом, в открытом состоянии он находился $\sim 0,25$ с. Исходную смесь отбирали в заданное время. Исследование проводили при начальном давлении в камере $0,64 \cdot 10^4$ Па со смесями, содержащими $\sim 10\%$ водорода, при распространении пламени снизу вверх. В серии из 10 опытов показания хроматографа таковы: содержание водорода в исходной смеси составляет $9,6\%$ до начала процесса горения в камере и $7,9\%$ при нахождении фронта пламени в конце камеры на расстоянии примерно 0,23 м перед открывшимся клапаном.

Экспериментальные исследования подтверждают наличие явления обеднения исходной смеси перед фронтом пламени, распространяющегося по камере конечных размеров.

Поступила в редакцию 24/1 1984

ЛИТЕРАТУРА

1. H. F. Coward, F. Brinsley. J. Chem. Soc., 1914, 105, 1859.
2. F. Goldmann. Z. Phys. Chem., 1929, B5, 305.
3. Л. К. Парфенов. ФГВ, 1978, 14, 4, 9.

ВОСПЛАМЕНЕНИЕ АЛЮМИНИЙСОДЕРЖАЩИХ КОНДЕНСИРОВАННЫХ СИСТЕМ ЛАЗЕРНЫМ МОНОИМПУЛЬСНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

*В. Б. Иоффе, А. В. Долголаптев, В. Е. Александров, А. П. Образцов
(Люберцы)*

Использование импульсного лазерного излучения в качестве инструмента воздействия открывает новые возможности для исследования быстропотекающих процессов во взрывчатых веществах. Практически ни один из традиционных способов воздействия (удар, трение, ударная волна и т. д.) не позволяет в столь широком диапазоне регулировать энергию при постоянстве времени энерговода и размеров зоны воздействия, что значительно упрощает анализ экспериментальных результатов.

Наибольший интерес представляет выявление факторов, определяющих порог восприимчивости ВВ к лазерному излучению, и установление количественных связей между параметрами источника и свойствами системы, воспринимающей воздействие. Теоретическое решение этой задачи, связанное с описанием нестационарных процессов, пока затруднительно, а имеющийся экспериментальный материал крайне разнороден и не поддается однозначной количественной интерпретации в силу того, что большинство исследователей не принимают во внимание влияние на результат масштабных факторов — диаметров пятна облучения d_n и образца d_o .

Форма и длительность лазерного импульса также в значительной мере определяют возможность корректного подхода к анализу экспериментальных результатов. К примеру, в режиме свободной генерации, когда воздействие осуществляется хаотичным цугом из нескольких десятков импульсов, инициирование, как правило, вызывается самым интенсивным из них [1], общая длительность воздействия τ_n при этом значительно превышает время задержки воспламенения τ_z . Поэтому наиболее корректными и удобными для анализа представляются результаты, полученные при воздействии на ВВ моноимпульсного излучения, когда $\tau_n \ll \tau_z$.

Исходя из этого, в экспериментах использовали лазер на стекле с неодимом ($\lambda = 1,06$ мкм) в режиме модуляции добротности при длительности импульса на половинной мощности $\tau_{\text{л}} \approx 15$ нс. В каждом опыте определяли энергию импульса E и диаметр облучаемого пятна на поверхности образца $d_{\text{п}}$, откуда рассчитывали плотность энергии в пятне и устанавливали зависимость ее критического значения q , обычно принимаемого за критерий воспламенения, от величины $d_{\text{п}}$ для образцов различного диаметра. Длина образцов при этом составляла $l \geq 10d_0$. Облучаемая поверхность была экранирована оптическим стеклом с толщиной 1 мм, затрудняющим газодинамическую разгрузку зоны повышенного давления.

Как показали результаты экспериментов, по мере увеличения $d_{\text{п}}$ величина критической плотности энергии лазерного излучения q уменьшается, приближаясь к своему асимптотическому значению. При увеличении диаметра пятна свыше $2d_{\text{кр}}$ для индивидуальных систем и свыше $3,5d_{\text{кр}}$ для смесевых систем влияние $d_{\text{п}}$ на q становится пренебрежимо мало¹. Аналогичным образом проявляется влияние d_0 на величину q , которым также можно пренебречь при значениях $d_0 \geq 3d_{\text{кр}}$ для индивидуальных систем и $d_0 \geq 6d_{\text{кр}}$ для смесевых систем. По аналогии с идеальной скоростью детонации назовем асимптотическое значение критической плотности энергии лазерного излучения (свободное от влияния диаметра облучаемого пятна и диаметра образца) идеальной критической плотностью энергии воспламенения и обозначим ее q_0 .

В настоящей работе приводятся результаты сравнительного анализа экспериментально полученных значений q_0 для различных взрывчатых систем.

Рассмотрим возможную схему возбуждения быстропротекающей химической реакции в ВВ лазерным излучением. Поскольку собственно ВВ прозрачно для излучения, общепринято считать, что поглощение энергии импульса носит локальный характер и реализуется на микро неоднородностях, характерный размер которых, согласно [2], составляет $r_0 \approx \approx 10^{-5}$ см. Возможность образования очага и его начальные параметры (температура и давление) определяются в первую очередь интенсивностью воздействия, т. е. величиной q_0 . Однако возникший очаг может выгореть, не воспламенив окружающую его химически активную среду. Очевидно, что для возбуждения высокоскоростного процесса в ВВ необходимо не только создать систему очагов воспламенения, но и обеспечить такие условия распространения горения из них, чтобы в зоне, охваченной воздействием, скорость энерговыделения превышала скорость отвода тепла. Исходя из этого, попытаемся сформировать расчетный критерий Φ воспламеняемости ВВ лазерным излучением и связать его с экспериментально установленными критическими параметрами воздействия q_0 .

Можно предположить, что на воспламеняемость ВВ должны влиять физико-химические свойства и характеристики начального состояния монокристалла ВВ (Φ_1), а также физические (Φ_2) и оптические (Φ_3) свойства облучаемой поликристаллической среды:

$$\Phi = \Phi_1 \cdot \Phi_2 \cdot \Phi_3.$$

При этом допускаем, что концентрация микро неоднородностей, являющихся центрами поглощения энергии излучения, близка для различных ВВ и ее влиянием можно пренебречь.

В качестве параметра Φ_1 можно использовать выражение, предложенное в [3] для оценки воспламеняемости ВВ и характеризующее запас тепла (отнесенный к единице поверхности) в прогретом слое волны горения с учетом зависимости от начальной температуры T_0 и давления p (без учета теплоприхода от химических реакций):

$$\Phi_1 = \frac{\lambda}{\alpha_{\text{л}}} (T_{\text{п}} - T_0) \approx \frac{\hat{q}_{\text{л}}}{E_{\text{л}}} (T_{\text{крит}} - T_0),$$

¹ $d_{\text{кр}}$ — критический диаметр детонации.

где λ , ρ , u_m , u — теплопроводность, плотность, массовая и линейная скорость горения кристалла ВВ; $u_{\pi} = u_m/\rho \approx Vr/\rho$; V — постоянный коэффициент в законе горения, принятого в простейшей форме $u_m \approx Vr$; p — давление; T_{π} — температура поверхности конденсированной фазы (для летучих ВВ, какими являются большинство вторичных ВВ) при малых временах задержки обычно принимается равной температуре кипения $T_{\text{кип}}$; T_0 — начальная температура слоя (далее принято 293 К). Параметр Φ_2 , характеризующий влияние размера кристаллов и пористости среды, получен из анализа экспериментальных данных и имеет вид

$$\Phi_2 = \frac{A}{m} \left(\frac{r_{\text{к}}}{r_0} \right)^{2/3}$$

A — коэффициент пропорциональности; m — пористость среды; $r_{\text{к}}$ — размер кристаллов.

Выражение для параметра, определяющего оптические свойства среды, можно записать в виде

$$\Phi_3 = 1/(1 - K),$$

где K — коэффициент отражения облучаемой среды.

Таким образом, запишем окончательный вид критерия воспламеняемости ВВ лазерным излучением

$$\Phi = A \frac{\rho \lambda (T_{\text{кип}} - T_0)}{B p m (1 - K)} \left(\frac{r_{\text{к}}}{r_0} \right)^{2/3}.$$

При расчете величины Φ сделаны следующие допущения:

- 1) считалось, что $T_{\text{кип}}$ не зависит от давления;
- 2) поскольку коэффициенты диффузного отражения для анализируемых индивидуальных ВВ близка ($K \approx 0,85$), их влияние не учитывалось;
- 3) величину p в первом приближении можно связать с напряжением, требующимся для разрушения кристалла ВВ, внутри которого находится очаг воспламенения. Считая, что для кристаллов различных ВВ эти напряжения близки, влиянием p также пренебрегалось. При расчете Φ значения теплопроводности и температуры кипения взяты из работ [4—6], коэффициента B — из [3], для азида свинца и гремучей ртути вместо $T_{\text{кип}}$ использовали значения температуры вспышки из [7].

На рис. 1 в относительных единицах приведена корреляционная связь идеальной критической плотности энергии лазерного моноимпульсового излучения \bar{q}_0 и критерия воспламеняемости ВВ Φ . Видно, что значения \bar{q}_0 и Φ удовлетворительно согласуются, что свидетельствует в пользу сделанного предположения об определяющей роли процессов горения при возбуждении высокоскоростной химической реакции в ВВ, а также о возможности использования полученного критерия для априорной оценки воспламеняемости ВВ лазерным излучением.

Анализируя критерий воспламеняемости Φ , следует отметить, что влияние таких параметров, как ρ , λ и $T_{\text{кип}}$, несущественно, так как их величины слабо отличаются для различных ВВ. В наибольшей степени проявляется влияние коэффициента B , характеризующего изменение массовой скорости горения ВВ с давлением. Так, для инициирующих ВВ его величина на 2 и более порядков выше, чем для типичных вторичных ВВ. Перечисленные параметры обусловлены химической природой монокристалла и являются так же, как размер очага, неизменными для конкретного ВВ, поэтому управление воспламеняемостью может осуществляться регулированием пористости, размера кристаллов и начальной температуры ВВ в облучаемой зоне. В то же время известно, что весьма эффективным способом повышения воспламеняемости ВВ лазерным излучением может быть введение в состав ВВ небольших количеств некоторых мелкодисперсных добавок, сильно поглощающих излучение, например, алюминия [8]. Очевидно, это связано с увеличением концентрации очагов разложения и их размера. Однако рост размера очага будет огра-

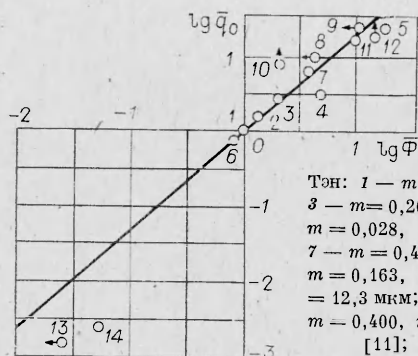


Рис. 1. Сопоставление экспериментальных значений идеальной критической плотности энергии лазерного излучения \bar{q}_0 с критерием воспламеняемости ВВ Φ .

ТЭН: 1 — $m = 0,435$, $r_K = 2,2$ мкм, 2 — $m = 0,322$, $r_K \approx 2$ мкм [9], 3 — $m = 0,209$, $r_K \approx 2$ мкм [9], 4 — $m = 0,096$, $r_K \approx 2$ мкм [9], 5 — $m = 0,028$, $r_K \approx 2$ мкм [9]; гексоген: 6 — $m = 0,450$, $r_K = 1,8$ мкм, 7 — $m = 0,450$, $r_K = 23,2$ мкм, 8 — $m = 0,350$, $r_K < 40$ мкм [10], 9 — $m = 0,163$, $r_K < 40$ мкм [10]; 10 — октоген, $m = 0,465$, $r_K = 12,3$ мкм; 11 — тетрил, $m = 0,422$, $r_K \approx 30$ мкм; 12 — тротил, $m = 0,400$, $r_K \approx 30$ мкм; 13 — азид свинца, $m = 0,235$, $r_K \approx 5$ мкм [11]; 14 — гремучая ртуть, $m = 0,2$, $r_K \approx 5$ мкм [11].

вчен эффективным размером частицы добавки, который обусловлен полнотой ее прогрева и испарения за время действия импульса.

Отличительная особенность механизма энерговода в этом случае — образование газовой фазы вещества добавки, взаимодействие которой со взрывчатым веществом приводит к его воспламенению.

Необходимо отметить, что процесс разложения ВВ может быть интенсифицирован за счет дополнительного энергоприхода от химической реакции продуктов разложения ВВ с газовой фазой добавок, имеющих высокой тепловой эффект окисления. Это подтверждает анализ фоторегистрограмм процесса воспламенения тэна при плотностях энергии импульса, близких к критическим. Из рис. 2 следует, что в смеси с алюминием (1% по массе) процесс в начальной стадии протекает со значительно более высокими скоростями, чем в тэне, не содержащем добавки. На длину переходного участка и величину стационарной скорости детонации введение такого количества алюминия практически не влияет.

На основе полученных представлений могут быть объяснены результаты экспериментов по исследованию влияния содержания мелкодисперсного алюминия (средний размер частиц 2,2 мкм) на воспламеняемость лазерным излучением различных индивидуальных ВВ и аммиачной селитры (рис. 3). Характер зависимости $\bar{q}_0(a)$ полностью идентичен для различных систем. При введении в состав 1—3% алюминия наблюдается резкое уменьшение величины \bar{q}_0 . Дальнейшее увеличение содержания алюминия (в исследованном диапазоне) практически не влияет на воспламеняемость. Можно полагать, что такой ход зависимости $\bar{q}_0(a)$ связан с аналогичным изменением параметра Φ_3 в интегральном виде характеризующего оптическую поглощающую способности системы, в свою очередь зависящую от концентрации, размера частиц и оптических свойств вещества добавки. Интересен также тот факт, что чем хуже

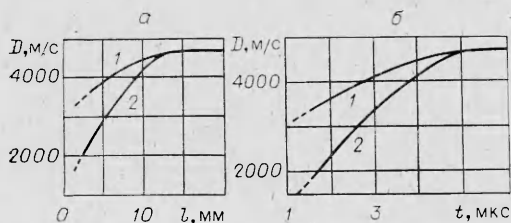
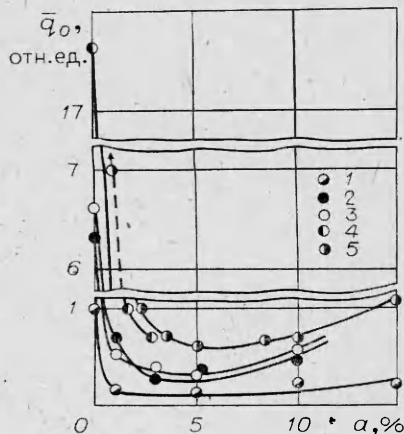


Рис. 2. Изменение скорости развития процесса воспламенения D по длине образца (а) во времени (б) в тэне (2) и его смеси с алюминием (1) при $m = 0,435$.

Рис. 3. Зависимость идеальной критической плотности энергии лазерного излучения \bar{q}_0 от массовой доли содержания алюминия a в модельных смесях насыпной плотности с тэном (1), гексогеном (2), октогеном (3), тетрилом (4) и аммиачной селитрой (5).



воспламеняется система (без добавки), тем выше относительный эффект от введения добавки в ее состав. Столь заметное снижение влияния собственных свойств системы на воспламеняемость смесей, содержащих добавку алюминия, по-видимому, связано с чрезвычайно высокой эффективностью газодинамического и химического взаимодействия газофазного алюминия с активной средой, механизм которого сложен и его раскрытие требует дальнейших исследований.

*Поступила в редакцию 2/IV 1984,
после доработки — 18/VII 1984*

ЛИТЕРАТУРА

1. Е. И. Александров, В. П. Ципилев. ФГВ, 1982, 18, 6, 60.
2. Е. И. Александров, А. Г. Вознюк. ФГВ, 1978, 14, 4, 86.
3. К. К. Андреев. Термическое разложение и горение взрывчатых веществ. М.: Наука, 1966.
4. Ф. Боуден, А. Иоффе. Быстрые реакции в твердых веществах. М.: ИЛ, 1962.
5. А. Ф. Беляев. Горение, детонация и работа взрыва конденсированных систем. М.: Наука, 1968.
6. А. Ф. Баум, Л. П. Орленко, К. П. Станюкович и др. Физика взрыва. М.: Наука, 1975.
7. Г. Т. Афанасьев, В. К. Боболев. Иницирование твердых ВВ ударом. М.: Наука, 1968.
8. В. Е. Александров, А. В. Долголаптев, В. Б. Иоффе и др. ФГВ, 1983, 19, 4, 7.
9. L. C. Jang, V. J. Menichelli. 6-th Symp. (Intern.) on Detonation. V. 2. California, 1976.
10. L. C. Jang, V. J. Menichelli. Appl. Phys. Let., 1971, 19, 11, 473.
11. Y. Mizushima, J. Nishiyama. J. Ind. Explos. Soc., 1974, 35, 4, 169.

О ПРЕДЕЛЕ ИСКРОВОГО ВОСПЛАМЕНЕНИЯ ТУРБУЛИЗОВАННЫХ ГОРЮЧИХ СМЕСЕЙ

*Е. С. Северин
(Москва)*

Искровое воспламенение турбулизованных горючих смесей — актуальная задача как для развития теории, так и для технических приложений, в частности для взрывобезопасности. С теоретической точки зрения задача представляется очень трудной, что связано со сложностью теоретического описания турбулентности. Поэтому широкое распространение получили работы по экспериментальному изучению пределов искрового зажигания турбулизованных смесей [1—3]. В данной работе собраны экспериментальные данные по пределам искрового воспламенения однородных горючих турбулизованных смесей, полученные в сферической камере сгорания с турбулизаторами [4—6]. Цель данной работы — выяснение эмпирической зависимости между свойствами горючих смесей и параметрами турбулентности на пределе искрового воспламенения. Под пределом искрового воспламенения турбулизованной горючей смеси понимается такое минимальное значение пульсационной скорости, когда после искрового зажигания в замкнутой камере сгорания давление не повышается, а образующийся после искры очаг пламени размывается турбулентными пульсациями по объему камеры и затухает без заметного выгорания горючей смеси [4].

В [4] дано описание метода измерения турбулентной скорости выгорания с помощью камеры сгорания с турбулизаторами. Метод основан на предположении о том, что каждому мгновенному значению давления в камере соответствует определенный объем продуктов, которые собраны в центре и отделены сферической поверхностью (сферой выгорания) от несгоревшей смеси. За скорость выгорания W принималась скорость роста радиуса сферы выгорания $\frac{dr_B}{dt}$, деленная на адиабатическую сте-