

эффективности в зависимости от M для смесей с различным начальным давлением. Параметры телескопического резонатора: $l = 100$ см, $l_1 = 5$ см, $l_2 = 15$ см. Увеличение l дает возможность значительно повысить M , не слишком проигрывая в эффективности. Следует отметить, что использование резонаторов с большими значениями M возможно в смесях с невысокими давлениями, в которых удастся достигнуть больших значений показателя усиления на входе в резонатор.

На рис. 6 представлены зависимости мощности плоского (кривая 1) и телескопического (кривая 2) резонаторов от давления торможения исходной смеси для $l = 50$ см. Увеличение телескопического резонатора $M = 1,2$. Штриховой линией изображена максимально возможная мощность. Сравнение показывает, что обычный телескопический резонатор в некоторых случаях дает мощность, не слишком уступающую плоскому. Различия в мощности возрастают с увеличением плотности потока газа.

Приведенные расчеты показывают, что оптимальные параметры неустойчивого телескопического резонатора для эффективности, мощности, направленности излучения не совпадают. Для получения наибольшей эффективности и мощности следует использовать резонаторы с небольшими коэффициентами увеличения, а для получения излучения высокой направленности необходимы наибольшие M . Подбор условий работы лазера зависит от конкретных требований, которым должно удовлетворять лазерное излучение.

*Поступила в редакцию
12/III 1979*

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. А. Ананьев. Квантовая электроника, 1971, 6.
2. Ю. А. Ананьев, Л. В. Ковальчук и др. Квантовая электроника, 1974, 1, 5.
3. Ю. А. Ананьев, В. П. Трусов, В. Е. Шерстобитов. Квантовая электроника, 1976, 3, 8.
4. Г. В. Гембаржевский. Уч. зап. ЦАГИ, 1977, VIII, 5.
5. Г. В. Гембаржевский. Уч. зап. ЦАГИ, 1977, VIII, 6.
6. Г. И. Козлов, В. Н. Иванов, И. К. Селезнева. Препринт ИПМ АН СССР, № 99, М., 1977.
7. J. Inoue, S. Tsuchiya. J. Phys. Soc. of Japan, 1975, 39, 476.
8. А. С. Бирюков, Ю. А. Кулагин, Л. А. Шелепин. Препринт ФИАИ СССР, № 105, М., 1975.
9. А. Н. Варгин, В. В. Гогохия и др. Квантовая электроника, 1975, 2, 6.
10. А. С. Дьяков, А. К. Пискунов, Е. М. Черкасов. Квантовая электроника, 1975, 2, 7.

ДЕТОНАЦИЯ АЭРОЗОЛЕЙ ДИСПЕРСНОГО МАГНИЯ

*А. Б. Рыжик, В. С. Махин, В. Н. Китица
(Ленинград)*

Первые исследования детонации в системе газообразный окислитель — распыленное твердое горючее проведены с кислородными взвешями алюминиевого порошка [1] и угольной пыли [2]. Вопрос о возможности возбуждения детонационных режимов в аэровзвешах дисперсных металлов до настоящего времени остается дискуссионным в связи с наблюдаемыми фактами отсутствия гетерогенной детонации в воздушно-капельных системах малолетучей жидкости [3, 4]. Вместе с тем имеются указания на возникновение детонационного горения порошков алюминий-магниевого

сплава в кислороде с добавками азота [5]. В настоящей статье сообщаются основные параметры и исследуется структура детонационных волн в смесях магниевого порошка с воздухом.

Экспериментальная установка и результаты измерений

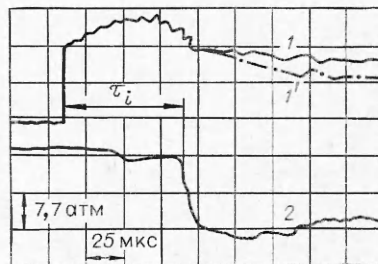
Экспериментальная часть работы выполнена на установке, состоящей из вертикальной стальной трубы длиной 5,2 м с внутренним диаметром 40 мм и дозатора со смесительной камерой [6] для заполнения трубы гетерогенной смесью. Иницирование осуществлялось сверху подрывом электродетонатора. Непосредственно перед подрывом верхняя часть трубы отсекалась электромагнитным клапаном, и, таким образом, взрывной процесс распространялся от закрытого конца трубы к открытому. Форма частиц была близкой к сферической, их размер не более 40 мкм, среднемаховый диаметр составлял $d_m = 17$ мкм. Измерения концентрации твердой фазы проводились пробоотборником [7] и методом прямой отсечки быстродействующими электромагнитными задвижками. Скорость падения пыли (~ 1 м/с) определялась на прозрачной модели трубы кино съемкой камерой СКС-1М или с помощью ФЭУ [7] как скорость движения фронта пылевого потока. Скорость детонации измерялась пьезометрическим методом с регистрацией на запоминающем осциллографе С8-11, причем для записи профиля давления использовался датчик с акустическим волноводом [8]. Пьезодатчики размещались по всей длине трубы с шагом 0,25 м, а в измерительной секции (самом нижнем отрезке трубы длиной 0,9 м) — с диаметрально расположенными ФЭУ с шагом 0,1 м. Задержка воспламенения τ_i (лабораторное значение) определялась по осциллограммам давления и свечения, фиксируемым соответственно пьезодатчиком и ФЭУ, расположенными в одном сечении измерительной секции.

Типичная осциллограмма (см. рисунок) отражает структуру детонационной волны, обусловленную скоростной, тепловой и химической инерциями частиц [9]. За лидирующим ударным фронтом следует область релаксационного повышения давления, которое затем снижается при воспламенении. Для подтверждения того, что в условиях эксперимента действительно возбуждается стационарная детонационная волна, перед измерительной секцией дополнительно помещалась легко разрушаемая тонкостенная стеклянная трубка с диаметром 40 мм и длиной 30 см. В случае детонационных режимов наличие стеклянной трубки практически не оказывало влияния на результаты и приводило только к деформации профиля давления в волне разрежения, т. е. уже в глубине зоны горения (за плоскостью Чепмена — Жуге); до этой зоны профиль давления является стационарным (см. рисунок).

Обращает на себя внимание то обстоятельство, что детонация возбуждалась лишь в ограниченной области концентрации горючего $0,6 < N < 0,8$ г/л, причем скорость ее практически не зависела от концентрации и составляла $D = 1250$ м/с. Длина преддетонационного участка, т. е. расстояние от электродетонатора до сечения, в котором скорость волны, возрастая, впервые приобретает установившееся значение, была ~ 4 м; в дальнейшем в пределах точности измерения (1,5–2,0%) скорость оставалась постоянной.

Сигналы с датчика давления (1, 1') и ФЭУ (2) при детонации смеси магниевого порошка с воздухом.

1 — неразрушаемая труба; 1' — труба с разрушаемой секцией.



Особенности релаксирующей среды и режима воспламенения за ударным фронтом

Для анализа экспериментальных результатов, как обычно в газодинамической модели взвеси [10—12], будем рассматривать газ, в котором однородно распределены твердые частицы, объемом которых можно пренебречь. По смеси движется одномерная плоская ударная волна, за фронтом которой происходит увлечение частиц движущимся газом, их прогрев и, спустя некоторое время (период индукции), воспламенение. Обоснование применимости одномерной модели Зельдовича — Деринга — Неймана для реальной трехмерной структуры детонационной волны в гладких трубах дается в [13, 14].

Полагаем, что параметры газа непосредственно за фронтом сохраняются такими же, как и в отсутствие частиц (замороженное течение), и в случае постоянного показателя адиабаты γ зависят только от числа Маха волны $M_1 = D/a_1$:

$$u_2 - 2a_1(M_1 - 1/M_1)/(\gamma + 1); \quad (1)$$

$$p_2/p_1 = [2\gamma M_1^2 - (\gamma - 1)]/(\gamma + 1); \quad (2)$$

$$T_2/T_1 = [\gamma M_1^2 - (\gamma - 1)/2] [(\gamma - 1)M_1^2/2 + 1]/[(\gamma + 1)M_1^2/2]; \quad (3)$$

$$\rho_2/\rho_1 = (\gamma + 1)M_1^2/[(\gamma - 1)M_1^2 + 2], \quad (4)$$

где a , p , T , u , ρ — скорость звука, давление, температура, скорость и плотность газа; индексы 1, 2 здесь и в дальнейшем отмечают состояние соответственно перед фронтом волны и за фронтом.

Уравнение движения частицы запишем в виде [10]

$$dw/dt = 0,75c_D\rho_2(u_2 - w)^2/(\rho_s d), \quad (5)$$

где w , d — скорость и диаметр частицы; t — время; c_D — коэффициент сопротивления сферы; индекс s везде относится к частице. При режиме обтекания в диапазоне $10 < Re_s < 10^3$ [11] $c_D = 12Re_s^{-0,5}$, ($Re_s = \rho_2 d(u_2 - w)/\mu_2$ — число Рейнольдса для потока газа, движущегося относительно частицы; μ_2 — динамическая вязкость газа).

Предельный размер частиц, еще способных воспламеняться за счет конвективного теплообмена с ударно-нагретым газом, может быть установлен при совместном решении двух уравнений для периода индукции τ , описывающих условие прогрева частиц и время нахождения их в индукционной зоне. Одно уравнение получается в предположении, что вплоть до воспламенения частица греется инертно и воспламеняется после плавления магния [15], когда скорость его окисления возрастает скачком

$$\tau = \frac{\rho_s d^2}{6\lambda_2 \langle Nu_2 \rangle} \left(c_s \ln \frac{T_2 - T_1}{T_2 - T_{пл}} + \frac{L}{T_2 - T_{пл}} \right), \quad (6)$$

где $\langle Nu_2 \rangle = \frac{1}{\tau} \int_0^\tau Nu_2(t) dt$ — среднее по времени число Нуссельта;

λ_2 — коэффициент теплопроводности воздуха; c_s , L , $T_{пл}$ — теплоемкость, теплота и температура плавления магния. Число Нуссельта определяется по формуле Ранца — Маршалла $Nu_2 = 2 + 0,6Pr_2^{0,33}Re_s^{0,5}$ (Pr_2 — число Прандтля для газа).

Другое уравнение устанавливает связь между системами координат (лабораторной и с покоящимся фронтом волны) и включает непосредственно измеренное значение τ_i

$$\delta_i = D\tau_i = (D - \langle w \rangle)\tau. \quad (7)$$

Здесь δ_i — ширина индукционной зоны; $\langle w \rangle = \frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} w(t) dt$ — средняя по времени скорость частицы.

Решение системы (5)–(7) проведено на ЭВМ «Минск-32». При этом использовались следующие опытные данные: $\delta_i = 9,7$ см, $\tau_i = 76$ мкс. Вследствие зависимости γ от T в выражениях (1)–(4) для реальных газов параметры воздуха за скачком брались из [16]: $u_2 = 975$ м/с, $T_2 = 1000$ К, $\rho_2 = 5,37 \cdot 10^{-3}$ г/см³; значения физических констант: $\rho_s = 1,74$ г/см³, $\mu_2 = 4,25 \cdot 10^{-4}$ г/(см·с), $\lambda_2 = 2,21 \cdot 10^{-4}$ кал/(см·с·град), $T_{пл} = 924$ К, $L = 90$ кал/г, $c_s = 0,27$ кал/(г·град).

В результате вычислений установлено, что предельный диаметр частицы составляет 8 мкм и, следовательно, в реальной полидисперсной взвеси непосредственно за фронтом ударной волны (в индукционной зоне) может воспламениться ~20% общей массы горючего. Его оставшаяся часть поджигается уже в глубине зоны горения горящими мелкими частицами, роль которых при воспламенении общеизвестна. Внутри индукционной зоны поджигающее действие воспламенившихся частиц, по-видимому, имеет меньшее значение, так как их концентрация здесь недостаточна велика.

Что касается скоростей фаз, то к моменту воспламенения равновесие устанавливается для большинства частиц и лишь для самых крупных из них различие скоростей оказывается еще существенным. Так, для частиц с $d = d_m$ отношение скоростей $k = w/u_2 = 0,95$, а для $d = 40$ мкм $k = 0,56$. Даже предельный переход от замороженного течения к равновесному, т. е. к нереальному случаю, когда равновесие устанавливается сразу же за ударным фронтом и параметры газа могут быть вычислены обычными методами на основании равновесных значений показателя адиабаты γ^* , числа Маха волны $M_1^* = D/a^*$ и скорости звука $a^* = a\sqrt{\gamma^*/[\gamma(1+\eta)]}$ (здесь $\eta = N/\rho$), не приводит к существенным изменениям полученных результатов. Это связано с тем, что релаксационное повышение температуры газа до некоторой степени компенсируется его последующим охлаждением вследствие прогрева частиц [17], а влияние их размера на индукционный период более сильно, чем на длительность нахождения в индукционной зоне. Так, при $\gamma^* = 1,2$ (см. ниже) $\gamma = 1,4$ и $\eta^* = \eta_1 = 0,59$ предельный по воспламенению диаметр частиц увеличивается всего до 10 мкм.

Здесь уместно еще раз напомнить, что сверхзвуковой поток за лидирующим фронтом полагается одномерным. В действительности же при гетерогенной детонации за передним фронтом возможно образование вторичных волн сжатия [2, 4, 18]. Кроме того, в данном случае нет никаких оснований исключать спиновый режим детонации, обычно возникающий вблизи пределов ее распространения [13]. В результате этих эффектов происходит локальное повышение температуры в индукционной зоне и соответственно сокращение задержки воспламенения, приводящее к увеличению предельного размера частиц.

Поскольку сделанное выше предположение о конвективном механизме теплообмена между фазами оказывается не совсем очевидным в свете получившей широкое признание радиационной теории распространения плоского фронта пламени в аэродисперсных системах при обычных (порядка метров в секунду) скоростях [19], оценим роль лучистой составляющей теплового потока при воспламенении частицы за скачком уплотнения. Наиболее благоприятные условия нагрева только излучением создаются непосредственно перед фронтом горения. В этом случае тепловой режим частицы описывается уравнением

$$\frac{1}{6} \pi d^3 c_s \rho_s \frac{dT_s}{dt} = \frac{\varepsilon \sigma T_{s3}^4 [1 - \exp(-\delta_b/l)]}{nl} \quad (8)$$

или для реального значения ширины зоны горения $\delta_b \gg 1$ см

$$\frac{1}{6} \pi d^3 c_s \rho_s \frac{dT_s}{dt} \approx \frac{\varepsilon \sigma T_{s3}^4}{nl}, \quad (9)$$

где ε — степень черноты излучения; σ — постоянная Стефана — Больцмана; $l = 2/\pi n d^2$ — длина пробега луча в дисперсной поглощающей системе; n — число частиц в единице объема; индекс 3 везде относится к состоянию в плоскости Чепмена — Жуге.

Вследствие испарения и диссоциации газообразной окиси магния температура горячей частицы не может превысить температуру кипения окиси $T_{кип}$ [20, 21], поэтому для расчета $T_{s3} = T_{кип3}$ можно воспользоваться уравнением Клапейрона — Клаузиуса. В случае независимости теплоты газообразования h от температуры интеграл этого уравнения имеет вид

$$\ln(p_1/p_3) = -h/R \cdot (1/T_{кип1} - 1/T_{кип3}).$$

Приняв $p_1 = 1$ атм, $p_3 = 14$ атм, $T_{кип1} = 3350$ К, $h = 118\,333$ кал/моль, $R = 1,986$ кал/(моль · град), получим $T_{s3} = 3930$ К.

Численное исследование (9) показало, что при $\varepsilon = 0,4$, $d_m = 17$ мкм, $\sigma = 1,36 \cdot 10^{-12}$ кал/(см² · с · град⁴), $n = 1,56 \cdot 10^5$ см⁻³ магниевая частица с $d = 8$ мкм нагревается до температуры плавления металла за 890 мкс, но не воспламеняется, так как, согласно принятому выше условию, период индукции должен включать в себя также время, необходимое для плавления; кроме того, основную часть времени частица находится вдали от фронта горения. В предположении же конвективного нагрева воспламенение наступает через 280 мкс. Соответствующие величины для частицы размером¹ 1 мкм составляют 110 и 6 мкс. При не слишком больших значениях δ_b , как следует из (8), вклад радиационной составляющей теплового потока должен быть еще меньше. Следовательно, влияние лучистой энергии на предвзрывной разогрев частиц при гетерогенной детонации носит лишь поправочный характер.

Таким образом, с точки зрения времени воспламенения возникновение детонации в смеси воздух — твердое горючее возможно только в случае определенной степени дисперсности порошка. Однако, как будет показано ниже, это условие является необходимым, но недостаточным, поскольку количество тепла, идущего на поддержание детонационной волны, определяется временем горения частиц.

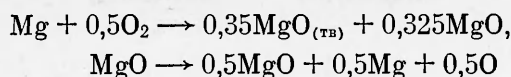
Зона тепловыделения и энергетические потери при гетерогенной детонации

При распространении пламени в металлических аэрозолях зона реакции не узка по сравнению с зоной прогрева (индукции), и поэтому можно ожидать, что при детонации таких аэрозолей в отличие от газовой детонации лишь часть тепла реакции ΔQ так же, как и в некоторых газочапельных системах [22], идет на поддержание волны, в то время как оставшаяся часть $Q - \Delta Q$ выделяется уже при сгорании в волне разрежения. Соотношение между этими частями может быть установлено с позиций теории детонации с потерями.

При расчетах будем полагать, что плоскость Чепмена — Жуге совпадает с фронтом воспламенения. Отметим, однако, что в действительности это не так, и она должна быть смещена в глубь зоны горения, поскольку повышение температуры газа, сопровождающееся расширением среды, запаздывает по отношению к резкому подъему температуры частицы при ее воспламенении [23]. Будем считать, что при детонации модель паро-

¹ В действительности воспламенение в индукционной зоне столь мелких частиц едва ли возможно вследствие их неизбежной агрегации.

фазного горения магния [20, 21] остается в силе. Тогда для $p_3 = 14$ атм. в соответствии с приведенными в [20] уравнениями



величина удельного (на единицу массы кислорода) теплового эффекта составит $Q = 3550$ кал/г.

Согласно [18, 24], относительное изменение скорости детонации, обусловленное теплоотдачей взвеси к стенкам трубы и трением о стенки, определяется соотношением, удовлетворяющим аналогии Рейнольдса между переносом количества движения и энтальпии

$$\frac{D_0 - D}{D_0} = 1 - \left[1 + \frac{2\bar{\psi}_i \bar{\gamma}_3^2 u_2^2 \delta_i}{1 + \langle \eta_2 \rangle D (D - u_2) r} \right]^{-0,5}, \quad (10)$$

где $\bar{\psi}_i$ — коэффициент трения; r — радиус трубы; чертой сверху обозначены параметры, относящиеся к смеси газа и частиц; $\langle \eta_2 \rangle = \frac{1}{\delta_i} \int_0^{\delta_i} \eta_1 \cdot \frac{\rho_1}{\rho_2} \cdot \langle k_2 \rangle (\delta) d\delta$ — среднее по δ_i значение η_2 при среднемассовой величине $\langle k_2 \rangle$ [10].

Скорость распространения детонационной волны без тепловых и механических потерь, но с учетом неполного тепловыделения в плоскости Чемпена — Жуге дается обычным условием

$$D_0 = \sqrt{2 - 0,23\Delta Q (\bar{\gamma}_3^2 - 1) / (\eta_{2,3} + 1)}, \quad (11)$$

где 0,23 — относительная массовая концентрация кислорода в воздухе; $\eta_{2,3} = \eta_1 \cdot \rho_1 / \rho_2 \cdot \langle k_{2,3} \rangle$ — значение η на границе зон 2—3.

Условный показатель адиабаты смеси наиболее просто рассчитывается в равновесном случае:

$$\bar{\gamma}_3 = \gamma_3^* = \gamma_3 (1 + \eta_3 c_s / c_{p3}) / (1 + \gamma_3 \eta_3 c_s / c_{p3}),$$

что, исходя из проведенных выше оценок, можно разумно предположить для зоны горения. Кроме того, если положить $c_s / c_{p3} \approx 1$, $\eta_3 \approx 0,5$ и $\gamma_3 = 1,27$ (при $T_3 = 3500$ К), получим $\bar{\gamma}_3 \approx 1,2$. Это значение $\bar{\gamma}_3$ для двухфазной детонации вполне реально и хорошо согласуется с результатами [24].

В случае турбулентного пограничного слоя коэффициент трения может быть определен по формуле Шлихтинга

$$\bar{\psi}_i = 0,074 \bar{\text{Re}}_i^{-0,2},$$

где $\bar{\text{Re}}_i = \rho_2 (1 + \langle \eta_2 \rangle) u_2 \delta_i / \mu_2$ — число Рейнольдса, подсчитанное по длине индукционной зоны.

Численные оценки потерь, проведенные с помощью (10) и (11) с уже использовавшимися значениями параметров и $\langle \eta_2 \rangle = 0,42$ ($\langle k_2 \rangle = 0,71$), $\eta_2 = 0,48$ показывают, что относительное изменение скорости детонации составляет 0,033 и 0,060 соответственно для замороженных и равновесных параметров газа. Поэтому в реальном случае среднее значение 0,046 может считаться хорошим приближением. С учетом этого $D = 1310$ м/с, а необходимая величина тепловыделения $\Delta Q = 3000$ кал/г действительно составляет лишь часть теплового эффекта реакции. На возможность расхождения между расчетными и экспериментальными значениями скорости детонации вследствие малости скоростей реакций, протекающих на поверхности частиц, указывается также в [1].

Из приведенных данных вытекает сильное влияние размеров зоны (времени) горения на скорость гетерогенной детонации, так как тепло

для поддержания детонационной волны заимствуется только из части этой зоны, и, кроме того, с увеличением δ_b одновременно растут тепловые и механические потери. Поскольку время горения $\tau_b \sim d^2$, с этих позиций также следует ожидать зависимости скорости детонации от размеров частиц и в конечном счете возникновения пределов. Распространение стационарной детонационной волны в системе воздух — распыленное твердое горючее, таким образом, оказывается возможным только при определенной длительности процессов воспламенения и горения частиц.

Авторы благодарят В. В. Ильина за помощь в проведении экспериментов.

Поступила в редакцию
2/III 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Страусс. РТК, 1968, 6, 9, 159.
2. M. A. Nettleton, R. Stirling. Combust. Flame, 1973, 21, 3, 307.
3. E. K. Dabora, K. W. Ragland, J. A. Nicholls. 12-th Symposium (Intern.) on Combust. Pittsburg, Combust. Institute, 1969, p. 49.
4. Б. Е. Гельфанд.— В сб.: Химическая физика процессов горения и взрыва. Детонация. Черноголовка, ОИХФ АН СССР, 1977.
5. Д. А. Власов, В. Д. Кравцов, Б. С. Лимонов. 12-я Всесоюзная конференция по вопросам испарения, горения и газовой динамики дисперсных систем. Одесса, 1976.
6. W. A. Strauss, R. Edse. Trans. Inst. Soc. Amer., 1964, 3, 4, 243.
7. Ю. А. Юрманов, А. Б. Рыжик и др.— В сб.: Горение и взрыв. М., Наука, 1977.
8. В. Н. Логинов. Электрические измерения механических величин. М., Энергия, 1976.
9. Р. И. Нигматулин, П. Б. Вайнштейн и др.— В сб.: Химическая физика процессов горения и взрыва. Детонация. Черноголовка, ОИХФ АН СССР, 1977.
10. Л. Е. Стернин. Основы газодинамики двухфазных течений в соплах. М., Машиностроение, 1974.
11. Г. А. Салтанов. Сверхзвуковые двухфазные течения. Минск, Вышэйшая школа, 1972.
12. Ф. Марбл.— В сб.: Механика. Т. 30, № 6. М., Мир, 1971.
13. Я. В. Зельдович, А. С. Компанеев. Теория детонации. М., ГИТТЛ, 1955.
14. А. А. Борисов, Б. Е. Гельфанд и др. ФГВ, 1975, 11, 6, 909.
15. Г. К. Ежовский, Е. С. Озеров. ФГВ, 1977, 13, 6, 845.
16. А. С. Предводителев и др. Таблицы газодинамических и термодинамических величин потока воздуха за прямым скачком уплотнения. М., Изд-во ВЦ АН СССР, 1962.
17. В. М. Кудинов и др.— В сб.: Химическая физика процессов горения и взрыва. Детонация. Черноголовка. ОИХФ АН СССР, 1977.
18. K. W. Ragland, E. K. Dabora, J. A. Nicholls. Phys. Fluids, 1968, 11, 11, 2377.
19. О. М. Тодес и др.— В сб.: Горение и взрыв. М., Наука, 1972.
20. Т. Бржустовский, И. Глассмен.— В сб.: Гетерогенное горение. М., Мир, 1967.
21. П. Ф. Похил и др. Горение металлов в активных средах. М., Наука, 1972.
22. А. А. Борисов, Б. Е. Гельфанд и др.— В сб.: Химическая физика процессов горения и взрыва. Детонация, Черноголовка, ОИХФ АН СССР, 1977.
23. Э. Н. Руманов, Б. И. Хайкин. Докл. АН СССР, 1971, 201, 1, 144.
24. С. А. Вуйтицкий.— В сб.: Физика аэродисперсных систем. Вып. 5. Киев, 1971.

О РАЗГОНЕ ТОНКИХ ПЛАСТИН ПРОДУКТАМИ ВЗРЫВА ПРИ РАЗЛИЧНЫХ СПОСОБАХ ИНИЦИИРОВАНИЯ ВВ

А. Г. Иванов, Г. Я. Карпенко
(Москва)

Известно, что эффективное использование взрывчатых веществ для метания твердых тел существенно зависит от места инициирования взрыва. Некоторую информацию о такой зависимости можно получить