

новения и роста вихревых зон. Возможно, что между явлениями волнообразования и вихреобразования существует обратная связь.

В рамках рассмотренной теории не удастся рассчитать амплитуду волн и установить критические режимы волнообразования. Решение этих вопросов, связанных с устойчивостью волнового течения, может быть получено при рассмотрении баланса энергии с учетом ее вязкой диссипации. Отметим также, что развитая выше точка зрения на процесс волнообразования не единственна [2—7].

Поступила в редакцию
2/VIII 1977,
после доработки — 31/X 1977

ЛИТЕРАТУРА

1. W. Allen, J. Mapes, W. Wilson. J. Appl. Phys., 1954, 25, 5.
2. G. Abrahamson. J. Appl. Mech., 1961, 28, 4.
3. E. Schmidtman, W. Koch, H. Schenk. Arch. Eisenhüttenwesen, 1965, 36, 9.
4. A. Bahrani, T. Black, B. Grossland. Proc. Roy. Soc., Ser. A, 1967, 296, 1445.
5. J. Hunt. Philos. Mag., 1968, 17, 148.
6. С. К. Годунов, А. А. Дерибас, Н. С. Козин. ПМТФ, 1971, 3.
7. С. К. Годунов, Н. Н. Сергеев-Альбов. ПМТФ, 1977, 4.
8. Ю. А. Гордополов, А. Н. Михайлов, А. Н. Дремин. ФГВ, 1977, 13, 2.
9. М. А. Лаврентьев, Б. В. Шабат. Проблемы гидродинамики и их математические модели. М., «Наука», 1973.
10. Р. В. Поль. Механика, акустика и учение о теплоте. М., «Наука», 1971.
11. Б. А. Шуляк. Физика волн на поверхности сыпучей среды и жидкости. М., «Наука», 1971.
12. А. А. Дерибас. Физика упрочнения и сварки взрывом. Новосибирск, «Наука», 1972.
13. А. А. Дерибас, В. И. Мали, М. В. Рубцов. Сборник докладов III Международного симпозиума по обработке металлов взрывом. Т. 1. Марианске Лазне, ЧССР, 1976.
14. Г. Корн, Т. Корн. Справочник по математике для научных работников и инженеров. М., «Наука», 1973.
15. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Механика сплошных сред. М., Гостехиздат, 1953.
16. G. Stokes. Trans. Cambridge Philos. Soc., 1947, 8.
17. А. А. Дерибас, В. М. Кудинов и др. ФГВ, 1968, 4, 1.
18. С. К. Годунов, А. А. Дерибас и др. ФГВ, 1971, 7, 1.
19. Ю. А. Гордополов, А. Н. Дремин, А. Н. Михайлов. ФГВ, 1976, 12, 4.

ИНИЦИИРОВАНИЕ АЗИДА СВИНЦА ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

Е. И. Александров, А. Г. Вознюк

(Томск)

Имеющиеся экспериментальные данные о чувствительности инициирующих ВВ к действию лазерного излучения [1—6] крайне отрывочны и явно недостаточны для интерпретации механизма инициирования взрыва. Более того, методические особенности работ, и в первую очередь связанные с использованием для возбуждения взрыва фокусированного излучения, затрудняют сопоставление результатов, полученных разными авторами.

В предлагаемой работе с целью выяснения характера физического процесса, лежащего в основе инициирования, исследована устойчивость

типичного инициирующего ВВ — азида свинца — в поле нефокусированного излучения неодимового ОКГ.

Методика эксперимента

Схема эксперимента представлена на рис. 1. С целью повышения точности измерений для инициирования использовалась часть излучения ОКГ 1, отщепленная тонкой стеклянной пластиной 4 за счет френелевского отражения. Плотность энергии на поверхности образца варьировалась перемещением отрицательной линзы 3 и оценивалась с помощью калориметра 6. Для соблюдения подобия геометрических условий на расстоянии $L_1=L_2$ вводилась диафрагма 5 с апертурой, равной диаметру образца 9.

Фотоумножитель 7, сигнал с которого поступал на запоминающий осциллограф С8-2, позволял фиксировать время задержки вспышки t относительно начала генерации ОКГ. Фильтры 2 и 8 служили для подавления подсветки ламп накачки и рассеянного лазерного излучения. Временные характеристики излучения контролировались коаксиальным элементом ФЭК-09, сигнал с которого подавался на пластины ЭЛТ осциллографа С8-2.

Длительность излучения неодимового ОКГ в режиме свободной генерации составляла $\approx 10^{-3}$ с, энергия 10 Дж. При модуляции добротности резонатора с помощью вращающейся призмы длительность моноимпульса излучения на полувысоте τ_0 составляла $\approx 3 \cdot 10^{-8}$ с, энергия 0,5 Дж. Пассивная модуляция с помощью красителя № 3955 позволяла сократить длительность моноимпульса до $1,5 \cdot 10^{-8}$ с.

Азид свинца в виде микрокристаллов размерами $\geq 10^{-3}$ см получали способом осаждения при сливании водных растворов 0,2 М нитрата свинца марки «ХЧ» и дважды перекристаллизованного азиды калия. После промывания на фильтре и сушки в вакуумном эксикаторе в течение 24 ч навески препарата по $5 \cdot 10^{-2}$ г прессовались в таблетки диаметром 6 мм под давлением $1,5 \cdot 10^9$ Н/м². Образцы обладали слабым металлическим блеском, свидетельствующим о присутствии в матрице металлической фазы. Коэффициент диффузного отражения таблеток R на длине волны генерации лазера ($\lambda_0=1,06$ мкм), измеренный с помощью приставки диффузного отражения ПДО-1 и спектрофотометра СФ-16, составлял $\approx 90\%$.

Экспериментальные результаты

В результате исследования инициирования $Pb(N_3)_2$ лазерным моноимпульсом с $\tau_0=3 \cdot 10^{-8}$ с установлено, что критическая плотность энергии $H_0=(3,8 \pm 0,4) \cdot 10^{-3}$ Дж/см², причем взрыв вблизи порога носил вероятностный характер (рис. 2, 1). Каких-либо изменений с образцами при отказе не происходило.

На рис. 3 приведена типичная осциллограмма задержки вспышки. В связи с отсутствием у азиды свинца стадии горения резкое ускорение процесса позволяет очень точно определить момент начала взрыва и сопоставить его с окончанием индукционного периода. Экспериментальная кривая $t(H)$, представленная на рис. 2, 2, показывает, что вблизи порога инициирования задержки с ростом H очень быстро снижаются и при трех, четырехкратном превышении H_0 становятся меньше длительности возбужденного импульса излучения.

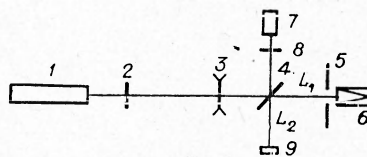


Рис. 1. Схема эксперимента.

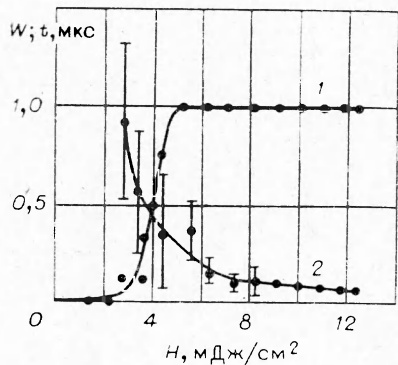


Рис. 2. Вероятность W и задержка взрыва t в зависимости от плотности энергии излучения ОКГ.

моноимпульсного излучения. Отмечено различие и в температурной зависимости устойчивости $Pb(N_3)_2$ при использовании излучения ОКГ в режимах свободной генерации и гигантского импульса. Если в первом случае с повышением температуры образца наблюдалось, хотя и слабое, повышение чувствительности до $0,6 \pm 0,15$ Дж/см² (при 150°C), то во втором влияние подобного нагрева на порог инициирования обнаружить не удалось.

Обсуждение результатов

В основе любого предположения о процессе возбуждения всегда лежит какой-либо конкретный вид взаимодействия излучения со средой. Очевидно, что при конкуренции различных типов взаимодействия, способных привести к инициированию взрыва, взрыв ВВ должен быть обусловлен тем процессом, который характеризуется минимальным световым потоком, необходимым для возбуждения. Следовательно, наиболее надежный критерий природы взрыва — порог инициирования. Ранее уже предполагалось несколько возможных объяснений возбуждения взрыва $Pb(N_3)_2$ импульсами некогерентного [6] и когерентного света [2]. Оценим исходя из предпосылок, развиваемых в [2, 6], световые потоки, необходимые для инициирования $Pb(N_3)_2$.

Будем считать, что температура образующихся при действии световых импульсов очагов разогрева, способных привести к взрывным

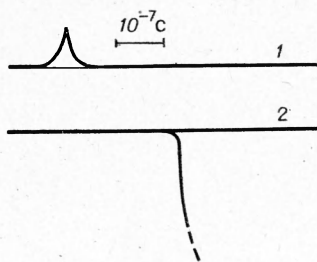


Рис. 3. Типичные осциллограммы импульса ОКГ (1) и задержки вспышки (2).

При старении препаратов наблюдалось снижение чувствительности. Для сохранных в течение 1 года образцов критическая плотность энергии H_0 оказалась равной $(7,8 \pm 0,8) \cdot 10^{-3}$ Дж/см² (рис. 4, 1). Небольшое уменьшение порога возбуждения взрыва зафиксировано при сокращении длительности моноимпульса до $1,5 \cdot 10^{-8}$ с (рис. 4, 2).

Очень сильное влияние на устойчивость азид свинца оказывал режим лазерного воздействия. Иницирование взрыва цугом импульсов, соответствующих режиму свободной генерации ОКГ, происходило при плотности энергии $0,8 \pm 0,1$ Дж/см², т. е. более чем на два порядка превосходящей критическую плотность энергии для

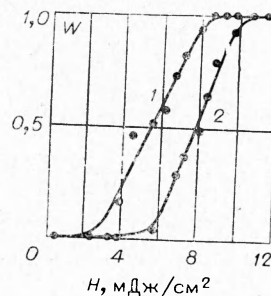


Рис. 4. Вероятность взрыва W в зависимости от плотности энергии лазерного моноимпульса для состаренного азид свинца.

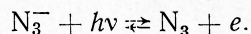
$$1) \tau_0 = 3 \cdot 10^{-8} \text{ с}; \quad 2) \tau_0 = 1,5 \cdot 10^{-8} \text{ с}.$$

превращениям в ВВ, должна быть не ниже температуры вспышки данного инициирующего ВВ. Все величины, характеризующие свойства вещества (плотность ρ , теплоемкость c , теплопроводность λ , коэффициент поглощения μ , модуль объемного сжатия K , коэффициент термического расширения α), а также энергию активации разложения E_0 , предэкспонент Z_0 и теплоту реакции Q в ходе процесса считаем постоянными. Значения этих величин взяты из [6—8]: $c=0,09$ кал/(г·град), $\rho=4,1$ г/см³, $\lambda=4,2 \cdot 10^{-4}$ кал/(см·с·град), $E_0=3,63 \cdot 10^4$ кал/моль, $Z_0=10^{13}$ с⁻¹, $Q=397$ кал/г, $K=4,1 \cdot 10^5$ кг/см², $T_0=340^\circ\text{C}$ (с задержкой в 1 с). Значения $\alpha \leq 10^{-5}$ град⁻¹ и $\mu \geq 10$ см⁻¹ выбраны заведомо большими (α — на основании анализа справочных данных по тепловому расширению твердых тел, μ — в соответствии с высоким диффузным отражением препаратов и анализом работ [9, 10]). Учтем также, что освещенность внутри объема ВВ выше, чем в прямом пучке и складывается из освещенностей, создаваемых нерассеянной частью прямого пучка и диффузно рассеянным излучением. Согласно [11], в результате многократного рассеяния света относительное увеличение освещенности F в объеме диффузно рассеивающего объекта может достигать трех. Непосредственно на поверхности образца, очевидно, $F=(1+R)$, где R — коэффициент диффузного отражения.

Инициирование в результате непосредственного разогрева приповерхностного слоя [6]. Нетрудно видеть, что для разогрева приповерхностного слоя до температуры вспышки необходим световой импульс с плотностью энергии, превышающей

$$H_{01} > (T_0 - T_n) c \rho / F \mu \approx 4 \text{ Дж/см}^2. \quad (1)$$

Фотохимическое инициирование взрыва [6]. По этой модели поглощение фотона азидом приводит к образованию радикала N_3^-



При взаимодействии радикалов ($2N_3 \rightarrow 3N_2 + 232$ ккал/моль) выделяется большое количество тепла, которое и определяет развитие взрыва. Взрыв произойдет, если тепла окажется достаточно, чтобы инициировать самоподдерживающуюся реакцию. Следовательно, требуемая плотность энергии в возбуждающем импульсе должна быть

$$H_{02} > (T_0 - T_n) c \rho / F \mu (1 + q \eta / N h \nu) \gg 0,4 \text{ Дж/см}^2, \quad (2)$$

где N — число Авогадро; $h\nu$ — энергия фотона; $\eta \ll 1$ — квантовый выход фотохимической реакции.

Инициирование путем преобразования поглощенной световой энергии слоем ВВ в энергию ударной волны, являющуюся критерием инициирующей способности лазерного излучения в различных условиях [2]. В условиях описанного эксперимента ударные волны могут сформироваться только за счет термоупругих напряжений при очень быстром нагреве поглощающего слоя. Максимально достижимые термоупругие напряжения при мгновенном нагреве вещества не превышают $\sigma = -3\Delta T K \alpha$. С другой стороны, по данным копровых испытаний [12] для азид свинца $\sigma_{кр} = 2,6 \cdot 10^3$ кг/см². Таким образом,

$$H_{03} > 0,33 \sigma_{кр} c \rho / F \mu K \alpha \approx 2,6 \text{ Дж/см}^2. \quad (3)$$

При сравнении экспериментальных результатов по инициированию азид свинца лазерным моноимпульсом с полученными оценками ста-

новится ясно, что пороговые плотности энергии явно недостаточны для реализации любой из рассмотренных моделей механизма инициирования (и в первую очередь — в силу прозрачности азида и слабой эффективности взаимодействия его со светом).

В этой связи можно отметить, что из-за малой длительности импульса возбуждения процессы переноса и перераспределения поглощаемой в веществе энергии во время действия излучения крайне затруднены. Поэтому если в веществе имеется локальная неоднородность, обладающая более высоким значением μ , то эффективно поглощая световую энергию и разогреваясь, такая неоднородность может стать центром очага химического разложения [13]. Следовательно, она может стать центром очага инициирования взрыва, если теплоприход от включившегося химического источника тепла превысит теплоотвод из зоны реакции. Однако значение μ для этих неоднородностей должно быть, согласно (1), исключительно велико ($\mu \geq 10^5 \text{ см}^{-1}$), что характерно для металлов и частиц типа сажи.

В азидной матрице в силу термодинамической неустойчивости соединения всегда присутствует продукт разложения — металл — в виде микрочастиц с типичными размерами $\leq 10^{-5} \text{ см}$, концентрация которых в общем случае сложным образом зависит от множества факторов, в том числе и от предыстории образца [6, 14]. Условие локальности разогрева может считаться выполненным при концентрации микровключений $n_0 \ll (\rho c / \lambda \tau_0)^{3/2} \approx 10^{14} \text{ см}^{-3}$.

Оценим пороговую плотность энергии в случае инициирования $\text{Pb}(\text{N}_3)_2$ включением, разогреваемым в поле лазерного излучения. Допустим, что в безграничной прозрачной среде, способной к экзотермическим превращениям в конденсированной фазе, находится инертная частица радиуса r , поглощающая часть (k) падающей на нее в начальный момент времени энергии светового импульса пренебрежимо малой длительности. Без учета фазовых переходов средняя температура включения после поглощения им световой энергии

$$\bar{T} = T_{\text{н}} + 3Hk/4c_1\rho_1r, \quad (4)$$

где c_1 и ρ_1 — удельные теплоемкость и плотность включения.

Применим в качестве критического условия инициирования параметр Франк-Каменецкого δ_0 , найденный в [15] путем аппроксимации численного решения задачи о зажигании ВВ накаленной сферой

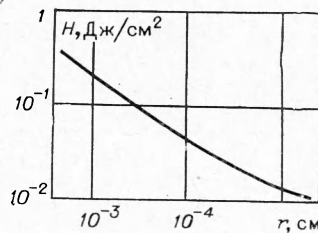
$$\delta_0 = 0,16 [b^2 + 1,5(b + 0,1b^3)] \cdot (\Theta + 2,25)^4 \cdot (1 + \beta\Theta)^2 \cdot \left[1 + \frac{(\Theta - 3)^2 b}{\Theta \cdot K_\lambda^{2/3} (1 + 3b^{2/3})} \right]^2, \quad (5)$$

где $b = c\rho/c_1\rho_1$; $\beta = R\bar{T}/E_0$; $K_\lambda = \lambda_1/\lambda$; $\Theta = E_0/R\bar{T}^2(\bar{T} - T_{\text{н}})$; λ_1 — теплопроводность частицы. Исключая r , несложно показать, что связь между плотностью энергии, необходимой для зажигания, температурой включения и термокинетическими константами имеет вид

$$H = \frac{0,53 \sqrt{b^2 + 1,5(b + 0,1b^3)} \cdot (\Theta + 2,25)^2 \cdot (1 + 0,5\beta\Theta) \cdot (\bar{T} - T_{\text{н}}) c\rho}{h \left[\frac{\Theta r_0}{\lambda} \cdot \frac{E_0}{R\bar{T}^2} \cdot \exp(-E_0/R\bar{T}^2) \right]^{1/2}} \times \left[1 + \frac{(\Theta - 3)^2 b}{10K_\lambda^{2/3} (1 + b^{2/3})} \right]. \quad (6)$$

Размеры включений в реальной среде имеют широкий спектр, поэтому порог инициирования должен определяться той частицей, для которой H минимальна. На рис. 5 представлена рассчитанная по [4, 6] зависи-

Рис. 5. Зависимость критической плотности энергии иницирования H от размера включения (расчет).



мость $H(r)$ для зажигания азида свинца свинцовыми включениями ($\rho_1=11,4$ г/см³, $c_1=0,03$ кал/(г·град), $\lambda_1=0,083$ кал/(см·с·град), $k \approx 1$) с учетом диффузного характера рассеяния света образцом.

С уменьшением размера включения, необходимые для иницирования плотности энергии излучения, быстро снижаются и при $r \approx 10^{-5}$ см пороговые световые потоки уже оказываются достаточными для реализации процесса. Соответствие экспериментальных и расчетных значений порога иницирования, а также анализ ранее рассматривавшихся моделей показывают, что предположение о роли поглощающих включений в возбуждении взрыва азида лазерным моноимпульсом, по-видимому, качественно верно.

Принимая это предположение за основу, нетрудно объяснить слабую температурную зависимость порога иницирования и очень малые времена задержки вспышки высокой эффективной температурой разогрева микровключений. Находит свое объяснение и сильная зависимость $t(H)$ ($\bar{T} \sim H$), и резкое повышение порога иницирования при переходе к режиму свободной генерации (увеличение времени воздействия благоприятствует оттоку тепла из центров разогрева).

Таким образом, результаты данной работы показывают, что крайне низкие пороги иницирования азид свинца лазерным излучением, исключительно малые времена задержки вспышки и слабое влияние начальной температуры на устойчивость исследованных препаратов могут быть обусловлены присутствием в матрице сильно поглощающих неоднородностей размерами порядка 10^{-5} см. Разогреваясь в поле лазерного излучения, эти неоднородности способны образовать высокотемпературные очаги химического разложения, дальнейшее развитие которых в данных условиях определяет процесс взрыва.

Поступила в редакцию
27/VI 1977,
после доработки — 5/XII 1977

ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Бриш, И. А. Галеев и др. ФГВ, 1966, 2, 3, 132.
2. А. А. Бриш, И. А. Галеев и др. ФГВ, 1969, 5, 4, 475.
3. D'ast. Utilis éléments pyrotechn. et explosifs systemes spate. Paris, 1969, 171.
4. Y. Mizushima, J. Nishiyama. J. of the Nat. Chem. Lab. for Ind. Tokë korë сусэнсё хо коку, 1975, 70, 7, 255.
5. Y. Mizushima, J. Nishiyama. J. of the Ind. Explos. Soc., 1974, 35, 4, 169.
6. Ф. Боуден, А. Иоффе. Быстрые реакции в твердых веществах. М., ИЛ., 1962.
7. С. Е. Weir, S. Block, G. J. Piermarini. J. Chem. Phys., 1970, 53, 11, 4265.
8. P. V. Phung. J. Chem. Phys., 1970, 53, 7, 2906.
9. А. П. Иванов. Оптика рассеивающих сред. Минск, «Наука и техника», 1969.
10. N. D. Fair, A. C. Forsyth. J. Phys. Chem. Solids., 1969, 30, 2559.
11. G. C. Farnell. J. Phot. Sci., 1959, 7, 83.
12. Г. Т. Афанасьев, В. К. Боболев. Иницирование твердых ВВ ударом. М., «Наука», 1968.
13. О. Ф. Куликов, О. В. Брагин и др. Докл. АН СССР, 1969, 187, 5, 1060.
14. Д. Янг. Кинетика разложения твердых веществ. М., «Мир», 1969.
15. У. К. Гольдшлегер, Н. В. Прибыткова, В. В. Барзыкин. ФГВ, 1973, 9, 1, 119.