

ВЛИЯНИЕ РЕЖИМА ГЕНЕРАЦИИ НА ОСОБЕННОСТИ РАЗМЕРНОГО ЭФФЕКТА ПРИ ЛАЗЕРНОМ ИНИЦИИРОВАНИИ ПРЕССОВАННОГО АЗИДА СВИНЦА

Е. И. Александров, В. П. Ципилев

(Томск)

Иницирование ВВ когерентным излучением в реальных условиях осуществляется при освещении вещества пучком конечной апертуры, поэтому для формирования четких представлений о процессе возбуждения взрыва необходимо понимание и учет природы возникающих размерных эффектов. С этой целью в [1] экспериментально изучена зависимость чувствительности прессованного азид свинца к воздействию моноимпульсного излучения неодимового лазера от диаметра однородно освещаемой площадки в пределах $2 \cdot 10^{-3}$ — $3 \cdot 10^{-1}$ см и показано, что ее характер определяется оптическими свойствами ВВ как диффузно рассеивающего объекта с плотной упаковкой рассеивателей. В плане дальнейшего развития работы [1], а именно для оценки влияния режима лазерной генерации на размерный эффект, предприняты описанные ниже исследования.

Схема эксперимента в общих чертах повторяла [1]. Излучение одномодового неодимового лазера, представлявшее хаотичный цуг импульсов с характерной длительностью отдельных пиков $\sim 10^{-6}$ с и скважностью между ними порядка нескольких микросекунд при общей длительности генерации около $6 \cdot 10^{-4}$ с, освещало расположенную в дальней зоне круглую диафрагму (рис. 1). Распределение интенсивности излучения в плоскости диафрагмы соответствовало гауссовому. Диафрагма вырезала центральную часть пучка по уровню $\geq 0,8$. Ее уменьшенное изображение проецировалось в геометрических условиях, идентичных [1], на поверхность ВВ. Аналогично [1] готовились для исследования и образцы азид свинца.

Проведенные исследования показали, что основные закономерности размерного эффекта, обнаруженные в [1], не зависят от режима лазерной генерации. В частности, с уменьшением размеров светового пятна требуемая для иницирования энергии W монотонно снижается, стремясь к определенному пределу ($W(r) \rightarrow 1,15 \pm 0,15$ мДж при $r \rightarrow 0$), а критическая плотность энергии H неограниченно возрастает. Более того, сопоставление размерных зависимостей для режимов свободной генерации, полученных в данной работе (рис. 2, 2, 6), и модулированной добротности

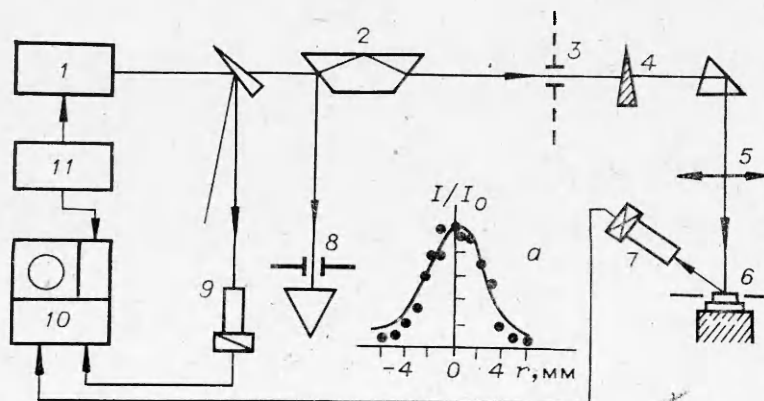


Рис. 1. Схема эксперимента.

1 — одномодовый неодимовый лазер; 2 — светоделительная призма; 3 — диафрагма; 4 — нейтральный светофильтр; 5 — объектив; 6 — ВВ; 7 — фотоумножитель ФЭУ-30; 8 — калориметр ИКТ-1М; 9 — фотоэлемент; 10 — осциллограф С-82; 11 — синхронизатор. а) распределение плотности энергии излучения в плоскости диафрагмы (3).

[1] (рис. 2, 1, 5) демонстрирует их полное подобие во всем изученном интервале размеров светового пятна. Экспериментальные точки на этих кривых отвечают вероятности взрыва $\omega(H) = 0,5$, а величины приведенных интервалов — соответственно значениям $\partial H/\partial \omega(H)$ и $\partial W/\partial \omega(H)$ при $\omega = 0,5$, характеризующим ширину зоны вероятного инициирования [2].

Для наглядности на рис. 2, 3 приведено их отношение

$$k(r) = W_1(r)/W_2(r) = \\ = H_1(r)/H_2(r) = \text{const},$$

где индекс 1 — относится к случаю свободной генерации, 2 — к режиму модулированной добротности.

Обнаруженная функциональная независимость размерного эффекта от режима генерации представляет особый интерес, поскольку свидетельствует о его единой природе в том и другом случае.

Вместе с тем отмечены характерные особенности инициирования импульсом свободной генерации. В частности, задержки вспышки (см. рис. 2, 4), отсчитываемые от начала генерации, даже вблизи порога возбуждения были всегда менее длительности цуга световых импульсов, и с уменьшением размеров облучаемого пятна в целом наблюдалась тенденция к их снижению (см. рис. 2, 3). Причем, несмотря на высокую стабильность критических световых потоков, задержка вспышки могла меняться в очень широких пределах. Иницирование отмечалось и в начале действия импульса, и в конце его при одной и той же общей энергии генерации, т. е. доза световой энергии, поступающей на поверхность ВВ до момента взрыва, и критические световые потоки не коррелируют между собой. Замечено также, что инициирование взрывчатого разложения следовало обычно за действием одного из наиболее интенсивных пиков генерации.

Связывая полученные факты с хаотическим характером пиковой структуры, можно сделать вывод, что инициирование азиды свинца лазерным излучением, соответствующим режиму свободной генерации, определяется действием отдельного пика. Стабильный же интегральный уровень возбуждения взрыва обусловлен временным усреднением.

Достаточно просто это явление интерпретируется в рамках модели [2, 3], объясняющей возникновение взрывной неустойчивости в азиде свинца в поле лазерного излучения как результате нагрева поглощающих микронеоднородностей размером $\approx 10^{-5}$ см. Релаксационная длина прогрева за время между действиями двух соседних пиков составляет около 10^{-4} см, т. е. объем прогреваемой зоны много больше объема включения, и оно успевает эффективно «сбрасывать» в матрицу до начала действия каждого последующего пика тепло, полученное от предыдущего пика.

Определенный интерес представляет также следующее обстоятельство. При диаметрах облучаемой площадки более $2 \cdot 10^{-2}$ см в случае отказа видимых изменений поверхности образцов не происходило. Но при диаметрах менее $2 \cdot 10^{-2}$ см наблюдалось (и чем меньше площадка, тем с большей вероятностью) зажигание поверхностного слоя с последующим погасанием. Область выгорания практически не превышала размеры светового пятна.

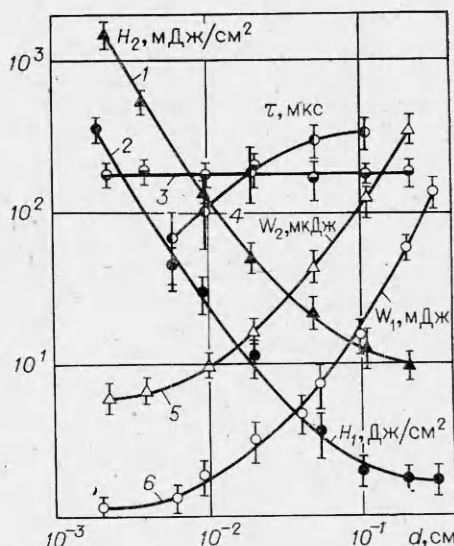


Рис. 2. Зависимости критических световых потоков от размера облучаемой зоны.

Принимая во внимание изложенное выше и оставаясь в рамках предложенной в [1] модели размерного эффекта, проанализируем данную ситуацию, несколько необычную для крайне неустойчивого по отношению к развитию детонации азида свинца и указывающую на существование участка горения.

Пусть на поверхность азид свинца воздействует серия световых импульсов, амплитуда каждого из которых несколько недостаточна для стимулирования взрывчатого разложения (отказ вблизи порога иницирования). Поскольку выгорание в моноимпульсном режиме не наблюдается [1], следует заключить, что оно является результатом интегрального действия световых пичков. Для цуга импульсов общей длительностью $6 \cdot 10^{-4}$ с релаксационная длина прогрева l в азиде свинца будет составлять около 10^{-3} см, т. е. при малых размерах светового пятна r на поверхности азид существуют области объемом по крайней мере порядка l^3 , нагреваемые за время действия излучения до температур порядка температуры вспышки ВВ T_0 .

Опишем количество освещения в объеме среды на оси пучка некоторой функцией $D(r, x) = H(r)F(r, x)$, где зависимость $F(r, x)$ характеризует его спад с глубиной x , тем более быстрый, чем меньше r . Опираясь на представления [3] и оценивая повышение средней температуры выделенного микрообъема l^3 на поверхности ВВ, запишем:

$$\Delta T_1 = cH(r)F(r, 0),$$

где c — некоторый множитель. Аналогичный объем в плоскости $x_{кр}$ в заданных условиях повысит свою температуру на величину порядка

$$\Delta T_2 = cH(r)F(r, x_{кр}) = \text{const.}$$

При $r \rightarrow \infty$

$$\Delta T_2 = cH(\infty)F(\infty, x_{кр}) \approx cH(\infty)F(\infty, 0).$$

Положим, воспользовавшись приближением мутной среды [4], $F(r, 0) = \text{const}$ и учитывая, что первые следы выгорания отмечались при $r = 10^{-2}$ см, найдем

$$\Delta T_2 \leq \frac{(T_0 - T_n) H(\infty)}{H(r = 10^{-2} \text{ см})} \approx 25^\circ\text{C}, \quad (1)$$

где T_n — начальная температура.

Очевидно, что $x_{кр}$ должно быть сравнимо с критическим диаметром детонации, который у азид свинца составляет всего десятки микрон [5]. Поэтому, сопоставляя $x_{кр}$ и ожидаемую глубину проникновения света в ВВ при $r \rightarrow \infty$, знак $<$ в выражении (1) следует опустить.

Полученная оценка согласуется с принятым выше предположением, что иницирование определяется отдельным пичком, и действием цуга импульсов как целого можно пренебречь, если не рассматривать возможного выгорания поверхностного слоя ВВ при малых размерах светового пятна, поскольку влияние начальной температуры азид свинца в пределах до 150°C на его устойчивость к действию лазерного излучения невелико [2].

Попутно отметим, что отсутствие визуальных следов выгорания при иницировании азид свинца моноимпульсным излучением, по-видимому, связано с крайне малыми размерами области разогрева ($\approx 10^{-5}$ см), недостаточными для наблюдения образующихся при этом каверн.

Поступила в редакцию 16/II 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. Е. И. Александров, В. П. Ципилев. ФГВ, 1981, 17, 5, 77.
2. Е. И. Александров, А. Г. Вознюк. ФГВ, 1978, 14, 4, 86.
3. Е. И. Александров, В. П. Ципилев. ФГВ, 1982, 18, 2, 100.
4. А. П. Иванов. Оптика рассеивающих сред. Минск: Наука и техника, 1969.
5. Ф. Боуден, А. Иоффе. Быстрые реакции в твердых веществах. М.: ИЛ, 1962.