

7. Е. Н. Александров, В. А. Веретенников, А. Н. Дремин и др. ФГВ, 1968, 4, 3, 400.
8. А. В. Орретман. Pit and Quarry, 1982, 74, 10.
9. К. К. Андреев. Термическое разложение и горение ВВ. М.: Наука, 1966.
10. А. Н. Афанасенков, В. М. Богомолов, И. М. Воскобойников.— В кн.: Взрывное дело. Вып. 68/25. М.: Недра, 1970.
11. Ю. Б. Харитон.— В кн.: Вопросы теории ВВ. М.—Л.: Изд-во АН СССР, 1947.

УДК 535.2+662.2

ВЛИЯНИЕ МОДОВОЙ СТРУКТУРЫ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА УСТОЙЧИВОСТЬ АЗИДА СВИНЦА

Е. И. Александров, В. П. Ципилев

(Томск)

Фундаментом современных представлений о чувствительности ВВ к различного рода внешним воздействиям является теория теплового взрыва [1], сводящая этот вопрос к задаче образования очагов разогрева, стимулирующих в своих окрестностях термическое разложение вещества и способных при превышении теплоприхода в зоне химической реакции над теплоотводом трансформироваться в развивающийся очаг взрывчатого превращения [2].

В частности, следуя [3], в случае воздействия на типичное инициирующее ВВ — азид свинца — моноимпульсного лазерного излучения с длиной волны λ , лежащей в области прозрачности азидной матрицы, минимальные световые потоки, необходимые для создания локальной тепловой неустойчивости в объеме вещества, определяются разогревом поглощающих микронеоднородностей с характерным размером $\leq 10^{-5}$ см в результате прямой утилизации световой энергии. При этом в качестве основного аргумента в пользу такой модели выдвинуто соответствие экспериментального и расчетного значений порога инициирования. Однако неизбежное введение в расчеты упрощающих предположений не только снижает доказательную силу оценок, но и ставит вопрос об экспериментальном подтверждении принципиальной возможности развития процесса взрыва из очага разогрева столь малых ($\leq 10^{-5}$ см) размеров, в том числе при описанных в [3] условиях опыта. Учитывая это обстоятельство, и предпринята предлагаемая работа. Ее идея заключается в следующем.

Рассмотрим прессованный образец азид свинца, освещаемый монохроматичной волной. С оптической точки зрения образец представляет диффузно рассеивающий объект с плотной упаковкой рассеивателей, в объеме которого световой режим определяется случайной суперпозицией множества многократно рассеянных световых лучей, причем освещение любого элементарного объема можно считать всесторонним [4]. Лучи света, интерферируя между собой, образуют сложную нерегулярную структуру светового поля с характерным размером микронеоднородностей $l_0 \sim \lambda/2\pi n_0$ (где λ/n_0 — длина волны излучения в среде), в пределах которых излучение можно считать когерентным. В случае, если инициирование является результатом образования микроочагов разогрева за счет утилизации световой энергии непосредственно в флуктуационных выбросах, т. е. в элементарных объемах $\sim l_0^3$, в которых происходит ее локализация, а какого-либо рода физические процессы, влекущие за собой усреднение по объему $\gg l_0^3$, отсутствуют, на закономерности инициирования может оказать влияние статистика флуктуаций. Если же процесс образования начального очага разогрева зависит от облученности соседних участков ВВ, расположенных на расстояниях, превышающих l_0 , то взрыв должен определяться только макроскопическими

параметрами поля, и всякая статистическая информация о микроструктуре светового поля полностью затухает.

Но отсюда в свою очередь следует, что наблюдение любого экспериментального различия при возбуждении взрыва лазерным излучением с различной статистической структурой в объеме ВВ, достаточно как для доказательства очагового характера процесса, так и верхней оценки размеров возникающих очагов разогрева.

Имея в виду поставленную задачу, рассмотрим прессованный азид свинца, поверхность которого освещена прямоугольным импульсом одноимодового лазерного излучения интенсивностью I_0 . Флуктуации I_0 не учитываем.

Пусть $\omega_0(\vec{E})$ выражает плотность вероятности наблюдения в некотором выбранном элементарном объеме $\sim l^3$, т. е. объеме порядка объема флуктуаций светового поля, величины электрического вектора \vec{E} . При этом вероятность образования критического очага есть

$$W_0 = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \int_{E_{кр}}^{\infty} \omega_0(\vec{E}) d\vec{E}, \quad (1)$$

где $E_{кр}$ — критическая амплитуда электромагнитного вектора светового поля, достижение которой сопровождается в заданных условиях образованием микроочага разогрева в выбранном элементарном объеме, способного развиваться в микроочаг интенсивного взрывчатого разложения.

Удвоим интенсивность излучения, падающего на образец. Пусть вначале это достигается путем усиления вдвое мощности падающей моды, т. е. увеличения в $\sqrt{2}$ раз амплитуды волны. Вероятность образования критического очага разогрева будет $W_1 = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \int_{E_{кр}}^{\infty} \omega_1(\vec{E}) d\vec{E}$, где

$\omega_1(\vec{E})$ — плотность вероятности, соответствующая новым условиям освещения. Учитывая, что изменились лишь амплитудные характеристики светового поля, можно записать

$$W_1 = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \int_{E_{кр}}^{\infty} \omega_1(\vec{E}) d\vec{E} = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \int_{E_{кр}/\sqrt{2}}^{\infty} \omega_0(\vec{E}) d\vec{E}. \quad (2)$$

Удвоим теперь первоначальную интенсивность путем дополнительного освещения образца независимой модой равной интенсивности. Плотность вероятности для каждой из них в отдельности в заданном объеме по-прежнему есть $\omega_0(\vec{E})$. Отсюда вероятность того, что в данной точке будет достигнута критическая напряженность светового поля

$$W_2 = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \int_{E_{кр}}^{\infty} d\vec{E} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \int_0^{\infty} \omega_0(\vec{E}_1) \omega_0(\vec{E} - \vec{E}_1) d\vec{E}_1. \quad (3)$$

Аналогично можно рассмотреть воздействие любого другого числа мод и показать, что W_n не тождественно W_1 , несмотря на то, что все остальные характеристики светового потока могут быть одинаковы, и это обстоятельство представляет определенную возможность экспериментальной проверки интересующих нас положений.

Исследования проводились с неодимовым ОКГ, состоящим из одночастотного задающего генератора, предусилительного и двух усилительных каскадов. Резонатор задающего генератора длиной 0,7 м плоскопараллельный, глухое зеркало интерференционное, выходное — стопа из двух стеклянных пластин. Активный элемент типа ЭНЦБ диаметром $d = 10 \times 130$ мм, изготовленный из стекла ГЛС-1, накачивался двумя лампами ИФП-2000. Отражатель диффузный. Для селекции продольных типов колебаний использовался соосный с основным дополнительный

резонатор, образованный двумя плоскопараллельными пластинами, охватывающими активный элемент. Пассивный модулятор помещался перед выходным зеркалом.

Предусилительный каскад с активным элементом ЭНЦБ и осветителем, выполненным аналогично осветителю задающего генератора, служил в основном для корректировки смещения хода лучей геллиево-неонового юстировочного лазера типа ЛГ-36, вызванного дисперсией в активном элементе. Два каскада усиления собраны на элементах типа ЭНЦ $< 85^\circ$ $d = 15 \times 270$ мм (стекло ГЛС-1) и лампах ИФП-5000. Расстояние между каскадами выбиралось так, чтобы исключить влияние дифракционных явлений на торцах активных элементов. Поверхность всех оптических элементов, расположенных вне резонатора, скашивалась под углами, достаточными для исключения интерференционных эффектов.

Переход от многомодового режима генерации к одномодовому осуществляется введением в резонатор задающего ОКГ диэлектрической диафрагмы с $d \leq 3$ мм. Временные параметры излучения подгонялись путем варьирования начального пропускания кюветы с раствором красителя.

Временные параметры излучения ОКГ контролировались фотоэлементом ФЭК-19КМ, поперечная модовая структура — по отпечатку на фотобумаге, продольная — осциллографически. Длительность импульса излучения на полувысоте составляла $3 \cdot 10^{-8}$ с. Распределение плотности энергии излучения в дальней зоне для одномодового режима, снятое методом сканирующей диафрагмы, практически не отличалось от Гауссова.

Схема эксперимента приведена на рис. 1. Излучение лазера 1 вводилось в световод 3 длиной 1 м. На выходе световода излучение, имевшее расходимость $\geq 10^\circ$, собиралось конденсатором 4 на объектив 7, который строил уменьшенное в 6 раз изображение диафрагмы 5 с апертурой 12,5 мм непосредственно на поверхности испытуемого образца 11. Падающая на образец энергия оценивалась с помощью калориметра ИКТ-4М по излучению, прошедшему светоделительную поверхность 8. Фотоумножитель ФЭУ-30 регистрировал задержку вспышки.

Выбор данной схемы проведения эксперимента продиктован необходимостью тщательного перемешивания многомодового излучения до поступления на образец с целью исключения возможных размерных эффектов в результате образования пятен когерентности большого (согласно [5] $> 10^{-3}$ см) и, самое главное, неконтролируемого размера на поверхности образца. При данной схеме характерный размер этих пятен составлял менее 10^{-3} см. Контрольные измерения пороговой плотности энергии инициирования одномодовым излучением, образовавшим на поверхности азида указанную пятнистую структуру в результате смешения

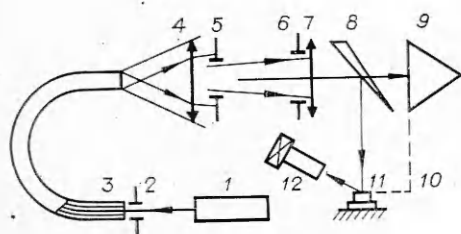


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки.

1 — одночастотный ОКГ; 2, 5, 6 — диафрагмы; 3 — световод; 4 — конденсатор; 7 — объектив; 8 — расщепитель луча; 9 — измеритель энергии; 10 — плоскость изображения; 11 — образец.

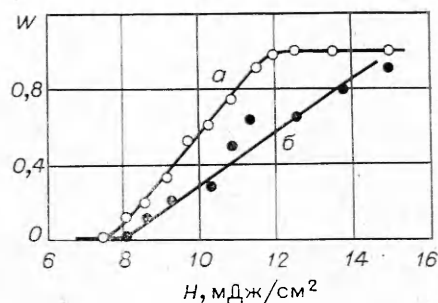


Рис. 2. Зависимость вероятности инициирования ВВ от плотности энергии возбуждения для одномодового (а) и многомодового (б) режимов воздействия.

ния с помощью описанной схемы, и плоской монохроматической волной совпали, подтвердив отсутствие влияния размерных эффектов.

Результаты эксперимента в виде зависимостей вероятности иницирования от плотности энергии возбуждения представлены на рис. 2. Их различие для одномодового (рис. 2, а) и многомодового (рис. 2, б) режимов однозначно указывает на то, что иницирование в исследованном случае является результатом утилизации световой энергии в «горячих» точках с характерными размерами, не превышающими 10^{-5} см.

Качественный характер полученных зависимостей достаточно легко может быть интерпретирован следующим образом. Более высокая вероятность иницирования азид свинца одномодовым излучением по сравнению с многомодовым обусловлена повышенной контрастностью флуктуаций интенсивности света в объеме ВВ при одномодовом освещении, а меньший наклон вероятностной кривой для многомодового излучения — увеличением дисперсии из-за участия в процессе большого числа мод с независимой статистикой флуктуаций.

ЛИТЕРАТУРА

1. Д. А. Франк-Каменецкий. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М.: Изд-во АН СССР, 1947.
2. Ф. А. Баум и др. Физика взрыва. М.: Наука, 1975.
3. Е. И. Александров, А. Г. Вознюк. ФГВ, 1978, 14, 4, 86.
4. Г. В. Розенберг. УФН, 1977, 121, 1, 97.
5. Е. И. Александров, В. П. Ципилев. ФГВ, 1981, 17, 5, 77.

УДК 534.222

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ КАТУШЕК ГЕЛЬМГОЛЬЦА В ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ МЕТОДЕ

*А. А. Воробьев, А. Н. Дремин, Л. И. Саввин, В. С. Трофимов
(Черноголовка)*

Электромагнитный метод дает возможность измерять массовые скорости вещества за фронтом ударных и детонационных волн. При исследовании кинетики релаксационных процессов в ударно-сжатых реагирующих, в том числе и взрывчатых средах, данные метода обеспечивают наибольшую точность расчета величин, характеризующих движение [1]. Поэтому электромагнитный метод был выбран за основу для исследования иницирования детонации ударными волнами. Массовая скорость вещества определяется по ЭДС, наведенной в датчике, движущемся в магнитном поле. Применявшиеся установки различались, в основе, по способам создания магнитного поля [2—6].

Цель работы — разработка импульсного электромагнита, удобного для использования в лабораторных условиях и создающего однородное магнитное поле $B \geq 0,03$ Т (300 Гс).

Для импульсных электромагнитов обычно применяют катушки Гельмгольца [4—6]. Катушка Гельмгольца состоит из двух катушек, расположенных соосно, по которым течет ток в одном направлении. В центральной области между катушками создается однородное поле. Обычно в литературе приводится расчет магнитного поля в случае, когда расстояние между катушками равно их радиусу, а катушки бесконечно тонкие [7]. Проведем оценку величины магнитного поля и границ области однородности в общем случае. Для целей динамического эксперимента достаточна точность расчетов $\sim 1\%$.

Теория

Рассмотрим две соосные одинаковые катушки с прямоугольным сечением обмотки шириной $2a$ и толщиной 2ϵ (рис. 1). Начало координат поместим в центре между катушками. Обозначим через R_1 , θ_1 , z_1 , r_1