

ВЛИЯНИЕ ДЛИНЫ ВОЛНЫ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ ПОРОГ ИНИЦИИРОВАНИЯ АЗИДОВ ТЯЖЕЛЫХ МЕТАЛЛОВ

В. М. Лисицын¹, В. П. Ципилев¹, Ж. Дамам², Д. Малис²

¹Томский политехнический университет, 634050 Томск, tsipilev@tpu.ru

²Комиссариат по альтернативным энергоисточникам и атомной энергии, 75015 Париж, Франция

Исследовано поведение азидов серебра и свинца (пластинчатые и нитевидные кристаллы, прессованные порошки) при инициировании взрывного разложения под действием импульса лазерного излучения. Измерены энергетические пороги инициирования при облучении на длинах волн 1064, 532, 354.7 и 266 нм, соответствующих четырем гармоникам лазерного излучения. Облучение проводилось в условиях, когда поверхность образцов была открытой либо прикрыта прозрачным диэлектриком (кварцевая пластина) с усилием прижатия до $5 \cdot 10^8$ Н/м². В области прозрачности матрицы азидов тяжелых металлов (первая и вторая гармоники излучения) прикрытие поверхности не оказывало большого влияния на энергетический порог инициирования, тогда как в области собственного поглощения (четвертая гармоника) обнаружена сильная зависимость порога инициирования от условий воздействия на поверхность (открыта/закрита). Результаты обсуждаются с позиции влияния прозрачной подложки на газодинамическую разгрузку теплового очага, который в области собственного поглощения формируется при поглощении лазерного излучения в тонком приповерхностном слое.

Ключевые слова: взрывчатые вещества, лазерное инициирование, энергетические пороги зажигания, механизмы инициирования.

ВВЕДЕНИЕ

Влияние длины волны лазерного излучения на энергетические пороги инициирования (ЭПИ) должно проявляться через основные оптические константы вещества, а именно через показатель поглощения $\mu(\lambda_0)$, показатель рассеяния $\beta(\lambda_0)$, показатель преломления $n_0(\lambda_0)$. Регулируя длину волны лазерного излучения, можно изменять эти константы в больших пределах и создавать различные режимы освещения объема взрывчатого вещества (ВВ). Так, при переходе от УФ-области к ИК-области спектра облучения значение μ для ВВ варьирует в диапазоне $10^5 \div 10^{-5}$ см⁻¹, глубина проникновения лазерного пучка в полубесконечный слой вещества ($1/\mu$) также меняется в широких пределах. Всё это может приводить к нагреванию поверхностного слоя, макро- или микрообласти объема, созданию электронно-дырочных пар или оптического пробоя и т. д.

G. Damamme, D. Malis.
Commissariat à l'énergie atomique, Paris, France.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 08-08-00153-а) и ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России 2009–2013 гг.» (госконтракт № П517).

ЭПИ азидов тяжелых металлов (АТМ) в области прозрачности азидной матрицы изучены достаточно подробно [1–3]. В частности, исследовано поведение модельного представителя АТМ — прессованного порошка азид свинца при облучении импульсом неодимового лазера ($\lambda_0 = 1060$ нм). Позднее [4] на этой длине волны определены ЭПИ других АТМ, включая кристаллы пластинчатой и нитевидной форм. Показано, что пороговая плотность энергии $H_{0.5}$ прессованных порошков порядка нескольких миллиджоулей на 1 см², а для пластинчатых и нитевидных кристаллов — порядка нескольких десятков этой величины. Таким образом, в области прозрачности матрицы ВВ можно говорить о низкороговом инициировании.

В [5] было исследовано поведение прессованного порошка азид свинца при облучении импульсом азотного лазера ($\lambda_0 = 337$ нм). При инициировании образца с открытой поверхностью пороговая плотность энергии составила несколько джоулей на 1 см², при покрытии поверхности образца кварцевой пластинкой ЭПИ понижался. То есть при переходе из области прозрачности в область собственного погло-

щения ЭПИ возрастал на несколько порядков величины. На первый взгляд такая ситуация представляется достаточно парадоксальной.

Подобная закономерность обнаружена в работах [6, 7] при облучении импульсом эксимерного лазера ($\lambda_0 = 308$ нм, длительность импульса $\tau_i = 20$ нс). ЭПИ таблетки толщиной 0.5 мм с открытой поверхностью составил 5.0 Дж/см², а в условиях закрытой поверхности с плотным прижатием кварцевой подложки снижался до 0.2 Дж/см². По результатам работы сделан вывод о сильном влиянии прозрачной подложки на газодинамическую разгрузку (разлет продуктов) очага нагрева, который в области собственного поглощения расположен в приповерхностном слое ВВ. На специфичное влияние условий на облучаемой поверхности указано в [8] при иницировании макрокристаллов AgN₃ излучением эксимерного лазера.

Следуя вышеизложенному, можно ожидать, что при давлениях прижатия пластины к образцу, соизмеримых с давлением в очаге разложения, газодинамическая разгрузка будет минимальной, что особенно важно на начальных этапах развития процесса, где скорость развития относительно невелика. В этих условиях ЭПИ должен стремиться к своему минимальному значению, т. е. чувствительность ВВ будет максимальной. Определение ЭПИ в оптимальных условиях развития взрывного разложения может дать дополнительную важную информацию о механизмах лазерного импульсного иницирования ВВ, в том числе АТМ. Особый интерес в этом плане представляет исследование поведения нитевидных и пластинчатых кристаллов АТМ в области прозрачности и области собственного поглощения, но в сопоставимых условиях эксперимента. Таким условиям удовлетворяет воздействие на гармониках излучения неодимового лазера. Данная работа посвящена нахождению ЭПИ образцов с открытой поверхностью и сильным прижатием прозрачной подложки (на уровне давлений порядка 0.5 ГПа) при облучении четырьмя гармониками Nd:YAG-лазера.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА И РЕЗУЛЬТАТЫ

В исследованиях использован лазерный стенд, который является модернизированным вариантом установки, описанной в [4]. Стенд обеспечивает проведение многопараметрических измерений процессов, сопровождающих

взрывное разложение. Общая функциональная схема измерений изображена на рис. 1.

В качестве источника излучения использовался импульсный Nd:YAG-лазер, работающий на пяти гармониках. Лазер имел следующие параметры излучения:

- длительность импульса τ_i : 12 нс ($\lambda_0 = 1064$ нм), 8 нс ($\lambda_0 = 266$ нм);
- энергия импульса W_0 : 1500 мДж ($\lambda_0 = 1064$ нм), 700 мДж ($\lambda_0 = 532$ нм), 250 мДж ($\lambda_0 = 355$ нм), 170 мДж ($\lambda_0 = 266$ нм), 80 мДж ($\lambda_0 = 213$ нм);
- режим работы: от одиночного импульса до частоты 5 Гц;
- структура пучка: многомодовая с однородной центральной частью.

Излучение лазера 1 отщеплялось с помощью кварцевой призмы Дове 2 (коэффициент отражения для S-поляризации $\rho_s = 0.1$) или интерференционного зеркала 2' ($\rho_s = 0.5$) и направлялось интерференционным зеркалом 3 ($\rho_s = 0.99$) на формирующую диафрагму 4, вырезающую центральную часть пучка. Кварцевый объектив 5 (исправлен на сферические aberrации) строил уменьшенное изображение диафрагмы на поверхности образца АТМ 6 (увеличение проекционной схемы зависело от расстояния между диафрагмой 4 и объективом 5 и менялось от 1.0 до 0.1). Такая схема позволяла формировать на поверхности образца однородный пучок размером от 1 мм до 10 мкм на длине волны $\lambda_0 = 1064$ нм и до 3 мкм на длине $\lambda_0 = 266$ нм при относительном отверстии используемого объектива, равном 0.25. Достижимая фокусировка близка к дифракционному пределу, при этом обеспечивается высокий контраст освещенности на краях пучка.

Другим достоинством данной проекционной схемы являлось то, что с ее помощью наблюдалось свечение с передней поверхности образца и только из области воздействия лазерного пучка. Это свечение через объектив 5 и диафрагму 4, которая в этом случае служила пространственным фильтром, поступало через зеркало 3 и светоделительный кубик 7 на монохроматоры 8 и фотодетекторы 9(1). Это давало возможность наблюдать свечение из зоны лазерного воздействия на двух длинах волн одновременно. Измерения каналом I проводились в области длин волн 400 ÷ 800 нм и были направлены на исследование кинетики свечения взрывного разложения.

Канал наблюдения II представлял собой

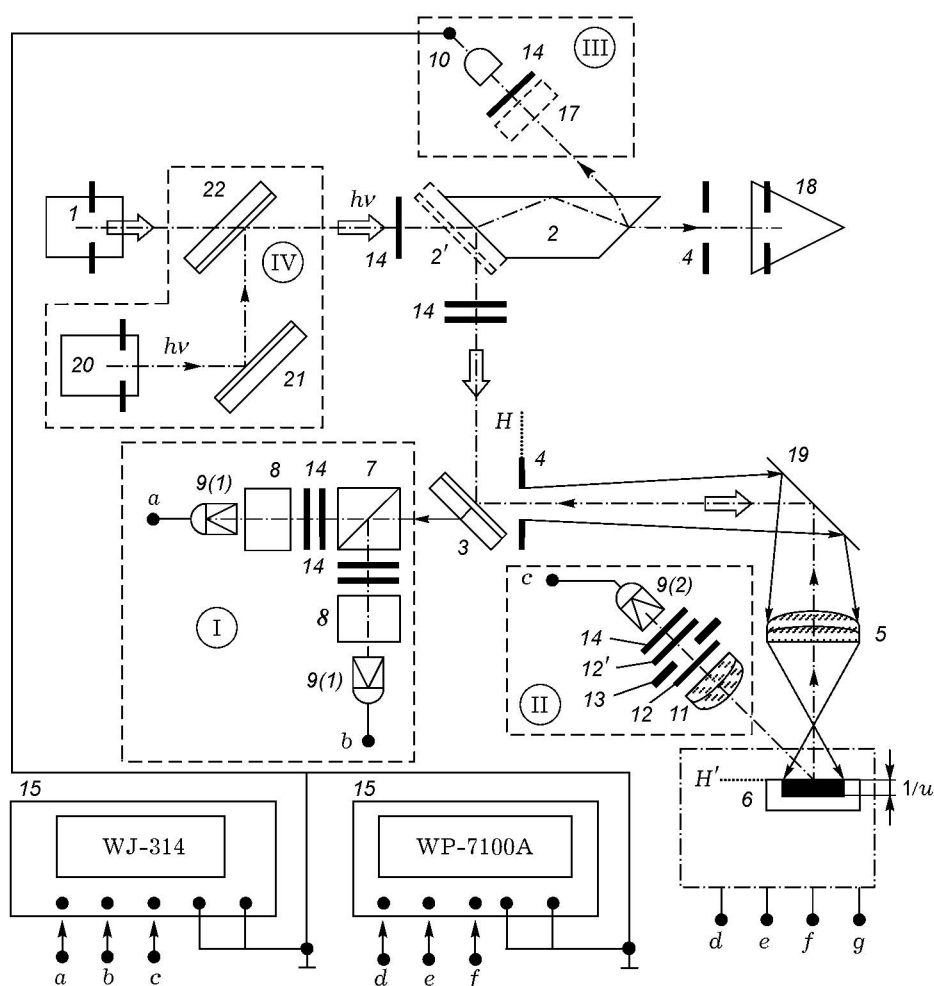


Рис. 1. Функциональная схема экспериментального стенда:

1 — Nd:YAG-лазер LQ-929 фирмы «SOLAR LS»; 2 — кварцевая призма Дове; 2' — сменное интерференционное зеркало для различных гармоник излучения с отражением 50 %; 3 — сменное интерференционное зеркало для различных гармоник с отражением 99.9 %; 4 — формирующая размер пучка на образце сменная диафрагма (металлическая); 5 — кварцевый проекционный объектив; 6 — образец АТМ; 7 — светоделительный стеклянный кубик; 8 — монохроматор малогабаритный МУМ; 9 — фотодетектор (фотомодуль H5773-04 фирмы «Hamamatsu»); 10 — фотоэлемент коаксиальный ФК-19; 11 — объектив кварцевый проекционный; 12 — полосовой светофильтр; 12' — полосовой фильтр УФС-2; 13 — полевая диафрагма; 14 — нейтральные светофильтры; 15 — цифровые осциллографы WJ-314 (100 МГц) и WP-7100A (1 ГГц) фирмы «LeCroy»; 16 — измерительные сменные ячейки; 17 — люминофор (при работе на 3, 4 и 5-й гармониках); 18 — измеритель энергии калориметрический с открытым входом; 19 — металлическое поворотное зеркало; 20 — юстировочный полупроводниковый лазер; 21 — поворотное зеркало; 22 — дихроичное зеркало (сменное) для совмещения лазерного пучка с «пилотным» лучом; a, b, c, d, e — выходы фотодетекторов, f — выход акустического датчика; I — зонный канал регистрации, II — канал панорамного наблюдения, III — канал запуска развертки осциллографа, IV — канал совмещения; H, H' — сопряженные плоскости

проекционную схему, состоящую из кварцевого объектива 11, полевой диафрагмы 13 и фотодетектора 9(2). Фильтр 12, в качестве которого использовался или полосовой светофильтр, или интерференционное зеркало, отражающее одну из гармоник, служил для блокировки лазерного излучения, отраженного от образца. Полосовой

фильтр вырезал из спектра свечения область $300 \div 400$ нм. С помощью этой схемы наблюдалось свечение из зоны воздействия и за ее пределами. Увеличение оптической схемы менялось в пределах $5.0 \div 0.5$. Это позволяло вести панорамный обзор области пространства размером $1 \div 10$ мм. Панорамный канал на-

строен на максимальную чувствительность и в основном предназначен для регистрации порогов возникновения люминесценции, оптического пробоя и других предвзрывных явлений, а также для наблюдения свечения продуктов взрывного разложения при их разлете.

Запуск осциллографов проводился по каналу III. Часть лазерного пучка отражалась от выходной грани призмы Дове и поступала на фотодетектор 10, в качестве которого использовался вакуумный фотодиод с временным разрешением 0.1 нс. Лазерный импульс отображался на одном из каналов развертки и служил в качестве реперного.

Ослабление световых пучков всех каналов проводилось с помощью нейтральных светофильтров 14. Для выравнивания временных задержек каналов сигналы на фотодетекторы поступали через оптоволоконные жгуты (кабели), а на входы осциллографов — через электрические кабели различной длины. Временное разрешение фотодетекторов ≈ 1 нс, акустического датчика ≈ 5 нс. Временная привязка каналов сигналов всех датчиков, включая датчики измерительных ячеек 16, сведена к центру тяжести лазерного импульса и была не хуже 10 нс.

Конструкция ячейки (рис. 2) позволяла проводить измерения в двух режимах лазерного воздействия. В первом режиме облучаемая поверхность образца была открыта, во втором — закрыта прозрачным диэлектриком и прижата к поверхности с усилием ($5 \cdot 10^8$ Н/м²), достаточным для удержания продуктов разложения на начальном этапе развития процесса. Это исключало газодинамическую разгрузку с поверхности образца, что важно при инициировании в области собственного поглощения, где толщина реагирующего слоя соизмерима с длиной волны излучения и составляет доли микрометра. Образец 6 располагался на стеклянной подложке 23 толщиной 5 мм, покрытой тонкой майларовой пленкой 24, пропускающей световой поток только после ее разрушения при взрыве образца. Образец с подложкой устанавливался на входном окне (металлический электрод толщиной 3 мм) акустического датчика 25 на акустический контакт (слой легкого масла). Сборка прижималась к кварцевой пластине 26 толщиной 16 мм, укрепленной на верхней опоре 27 гидравлического пресса, изготовленной из оргстекла. Излучение с передней поверхности образца регистрировалось канала-

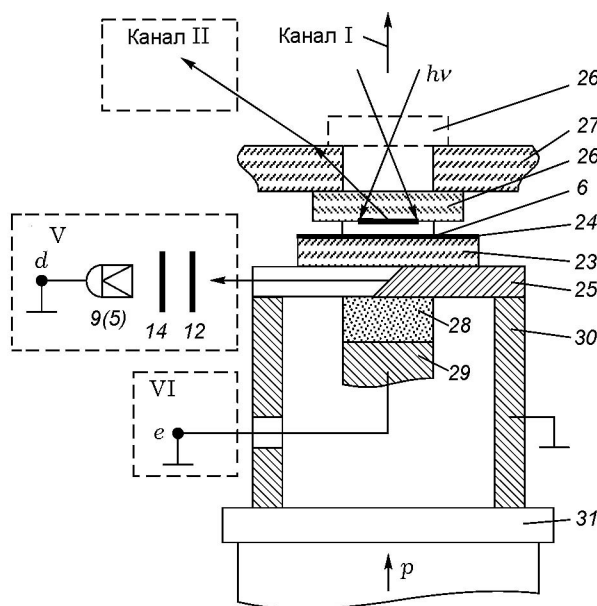


Рис. 2. Схема ячейки для измерений ЭПИ и кинетических характеристик взрывного разложения:

6 — образец; 9(5) — фотомодуль Н5773-04; 23 — стеклянная подложка; 24 — майларовая пленка; 25 — входное окно акустического датчика с зеркальным срезом; 26 — кварцевая пластина; 27 — опора пресса; 28 — пьезоэлемент (ЦТС-19); 29 — электрод-демпфер (латунь); 30 — корпус датчика; 31 — поршень гидравлического пресса; I — зонный канал регистрации, II — канал панорамного наблюдения, V — канал наблюдения с тыльной стороны, VI — канал регистрации акустического отклика

ми I и II (см. рис. 2).

При выходе волны разложения на тыльную сторону образца и разрушении (испарении) пленки 24 появлялся импульс свечения, который после отражения от зеркального среза в электроде 25 попадал в канал регистрации V. В условиях поверхностного инициирования (иницирование прессованных порошков или кристаллов в области собственного поглощения) такая конструкция позволяла получать информацию о скорости распространения волны разложения в глубь образца.

Сигнал акустического датчика с электрода-демпфера 29 поступал в канал регистрации VI. Настройка и синхронизация каналов проводились следующим образом. Образец 6 из схемы удалялся, после чего пленка 24 прижималась к пластине 26. Пленка облучалась при плотностях лазерного излучения $\approx 5 \div 10$ Дж/см², что приводило к ее мгно-

венному (за время действия излучения) взрывному испарению, возникновению интенсивного широкополосного свечения и ударно-волновому сжатию. Таким образом, взрыв пленки являлся идеальным методическим приемом для настройки схемы. По данной методике определена акустическая задержка датчика, составившая 1680 нс.

Исследования в данной постановке реализованы следующим образом. Нитевидные (сечением 0.4×0.1 мм) или пластинчатые ($2.5 \times 2.5 \times 0.1$ мм) кристаллы азида серебра устанавливались на стеклянную подложку 23 и прижимались к пластине 26 с усилием 0.5 ГПа. При иницировании с открытой поверхности образца пластина 26 переносилась на верхнюю плоскость опоры 27 (положение показано пунктиром), на ее место помещались кольцо высотой, равной толщине пластины, и дополнительное кольцо высотой, равной толщине образца. При этом при сжатии сборки образец устанавливался в исходное положение, т. е. в сопряженную с диафрагмой 4 плоскость, а пластина 26 выполняла дополнительную функцию защиты объектива от повреждения продуктами взрыва. Этот прием позволял поддерживать одинаковые условия облучения как закрытых, так и открытых образцов. Прессованные порошки азидов серебра и свинца изготавливались в виде таблеток диаметром 3 мм и толщиной 0.2 мм (давление прессования 0.8 ГПа, плотность 4.0 г/см^3). В некоторых случаях между таблеткой и подложкой размещалась майларовая или алюминиевая пленка (толщина 10 мкм), что позволяло регистрировать выход волны взрывного разложения на ее тыльную поверхность.

При переходе от одной гармоники к другой проводилась замена зеркала 3, а при работе на третьей и четвертой гармониках устанавливались зеркала 2'. На каждой из гармоник измерялся коэффициент деления пучка с учетом потерь на всех элементах проекционной схемы. Во всех опытах диаметр лазерного пучка на поверхности образцов поддерживался равным 1 мм. Для построения вероятностной кривой иницирования (кривой частоты) в каждой серии проводилось не менее $25 \div 30$ испытаний. В соответствии с методикой, изложенной в [1, 9], в качестве порога иницирования принималось значение энергии $W_{0.5}$ или плотности энергии $H_{0.5}$, соответствующее точке 50%-й вероятности, а вместо доверительного

интервала принималась область вероятностного подрыва ΔH , ограниченная касательной к кривой в этой точке. Результаты измерений ЭПИ приведены в таблице. Видно, что в области прозрачности (первая и вторая гармоники) покрытие поверхности образца слабо влияет на ЭПИ, тогда как на третьей и четвертой гармониках это различие достигает двух порядков и более.

При проведении опытов выявлены следующие особенности в поведении АТМ.

На основной гармонике излучения ($\lambda_0 = 1064$ нм) при отказе взрыва образцов их оптические характеристики не менялись. При иницировании как во время лазерного воздействия, так и во время индукционного периода не наблюдалось никакого свечения образцов, кроме свечения взрывного разложения. Индукционный период на пороге иницирования составлял в среднем $100 \div 200$ нс для различных типов образцов. Такое поведение согласуется с полученными ранее результатами [4] при воздействии излучением в одномодовом режиме генерации ($\lambda_0 = 1060$ нм).

На второй гармонике излучения ($\lambda_0 = 532$ нм) при отказе взрыва наблюдался сигнал свечения, порог возникновения которого составлял менее 1 мДж/см^2 . Временное положение импульса свечения, длительность и форма совпадали с импульсом лазерного излучения. При уровнях воздействия, соответствующих ЭПИ ($\approx 10 \text{ мДж/см}^2$), свечение достаточно интенсивно и создает сложности в определении индукционного периода, поскольку спектр его простирается и на область $700 \div 800$ нм, где регистрируется сигнал взрывного свечения. Это в большей степени относится к измерениям в прессованных порошках, поскольку в пластинчатых и нитевидных кристаллах свечение менее интенсивно. Подобное свечение обнаружено нами и в случае инертных сред (белая бумага, оксид магния, молочное стекло и пр.). Природа его не ясна, требует изучения, и прежде всего — исследования спектрального состава. Такие исследования нами планируются.

Во время действия импульса третьей гармоники ($\lambda_0 = 354.7$ нм) на пластинчатые кристаллы азида серебра при плотностях энергии $H \geq 10 \text{ мДж/см}^2$ наблюдалось заметное свечение. Возможно, оно обусловлено люминесценцией образца. При $H \geq 35 \text{ мДж/см}^2$ при отказах взрывного реагирования образцов наблюдалось потемнение зоны облучения, что

Экспериментальные и расчетные (по тепловой модели инициирования) значения $H_{0.5}$ при различных длинах волн воздействующего лазерного излучения

Образец	Пороговая плотность энергии $H_{0.5}$, мДж/см ² (эксперимент)							
	$\lambda_0 = 1064$ нм		$\lambda_0 = 532$ нм		$\lambda_0 = 354.7$ нм		$\lambda_0 = 266$ нм	
	открыта	закрыта	открыта	закрыта	открыта	закрыта	открыта	закрыта
ПК AgN ₃	52.0 ± 4.0	20.0 ± 3.0	16 ± 5.0	9.5 ± 3.0	40 ± 20	15 ± 5.0	1 600 ± 350	10 ± 5.0
НК AgN ₃	24.0 ± 5.0	9.0 ± 2.0	6.0 ± 2.0	4.5 ± 1.5	600 ± 150.0	30 ± 3.0	1 000 ± 300	20 ± 8.0
ПП AgN ₃	8.0 ± 1.4	6.0 ± 1.0	4.0 ± 1.0	3.5 ± 1.0	16 ± 1.8	11 ± 1.5	350 ± 100	10 ± 2.0
ПП Pb(N ₃) ₂	12.0 ± 1.2	11.0 ± 1.2	7.0 ± 1.0	4.0 ± 0.8	10 ± 0.8	6.5 ± 1.0	700 ± 200	10 ± 2.0
Пороговая средняя объемная плотность поглощенной энергии $\langle\omega_{0.5}\rangle$, мДж/см ³ (оценка по (1))								
ПК AgN ₃	—	≈0.2	—	≈0.09	—	≈1500	—	≈1000
Пороговая удельная объемная плотность энергии в тепловом очаге $\omega_{0.5}$, Дж/см ³ (численный расчет [14, 15] без учета вклада тепла от химической реакции)								
ПП PbN ₆	—	2 900	—	2 900	—	2 500	—	2 700
Пороговая плотность энергии $H_{0.5}$, мДж/см ² (численный расчет [4, 14, 15] без учета газодинамической разгрузки)								
ПП PbN ₆	80	80	80	80	19	27	19	27
Критическая температура очага $T_{0.5}$ в максимуме нагрева, К (численный расчет [4, 14, 15] без учета газодинамической разгрузки)								
ПП PbN ₆	2 100	2 100	2 100	2 100	1 050	1 300	1 050	1 300

Примечание. ПК — пластинчатые кристаллы, НК — нитевидные кристаллы, ПП — прессованные порошки.

свидетельствует о частичном разложении ВВ. По этой причине для корректного определения ЭПИ повторное испытание образца на облученном участке исключалось. Глубины областей разложения разных образцов сильно различались и зависели от их микро- и макродефектности (микротрещины, спайки и пр.). Было замечено, что чем больше глубина области потемнения образца, тем он более чувствителен. По-видимому, это стало причиной большого (до 50 %) статистического разброса ЭПИ для пластинчатых кристаллов (данные в таблице). Поведение нитевидных кристаллов азидов серебра с открытой поверхности в целом повторяло поведение пластинчатых. Сигнал люминесценции надежно регистрировался при $H \geq 10$ мДж/см², потемнение приповерхностного слоя — при $H \geq 30$ мДж/см². Отличие заключалось в том, что потемнение облученного участка происходило в тонком приповерхностном слое, толщину которого измерить не удалось. Примечательно, что ЭПИ нитевидных кристаллов ($H_{0.5} = 600$ мДж/см²) значительно выше, чем ЭПИ пластинок ($H_{0.5} =$

40 мДж/см²). Поведение прессованных порошков азидов серебра и свинца близко к поведению пластинчатых кристаллов. Однако потемнение порошков при отказах взрыва образцов не обнаружено в силу низких значений ЭПИ. Несмотря на разный уровень ЭПИ в случае пластинчатых, нитевидных кристаллов и прессованных порошков, основные характеристики свечения взрывного разложения (амплитуда, длительность импульса свечения, задержка вспышки и акустического импульса) различаются мало. В условиях статического давления прижатия (закрытая поверхность) различия в ЭПИ и характеристиках взрывного разложения существенно уменьшаются.

При воздействии излучением четвертой гармоники ($\lambda_0 = 266$ нм) инициирование с открытой поверхности является высокопороговым ($H_{0.5} = 350 \div 1600$ мДж/см², $\tau_{ign} = 50 \div 200$ нс) для всех исследованных типов АТМ. При отказе взрыва образцов наблюдалось сильное потемнение поверхности в области воздействия лазерного пучка, указывающее на частичное или полное разложение

в зоне облучения. Потемнение начиналось с уровней облучения, больших 20 мДж/см^2 . При меньших уровнях регистрировался сигнал свечения, характерный для люминесценции, при больших — характерный для оптического пробоя. Примечательно, что в последнем случае вспышка свечения сопровождалась «хлопком»

и возникновением факела над поверхностью образца. Порог оптического пробоя на пластинчатых и нитевидных кристаллах составлял $\approx 300 \text{ мДж/см}^2$, на прессованных порошках — $\approx 50 \text{ мДж/см}^2$. Поведение всех образцов в условиях закрытой поверхности было примерно одинаковым, а иницирование можно отнести к низкороговому.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Для удобства анализа результаты измерений ЭПИ азидов серебра представлены на рис. 3 в виде диаграмм, по оси абсцисс отложена энергия фотона (кванта), вверху рисунка указано положение, соответствующее длинам волн гармоник. В точке, соответствующей энергии кванта 3.5 эВ , поставлен указатель N . Поскольку считается, что энергетическая ширина запрещенной зоны AgN_3 также равна 3.5 эВ , то указатель N условно разделяет область прозрачности и область собственно поглощения. Кроме того, для сопоставления на рис. 4 приведены результаты иницирования прессованных порошков $\text{Pb}(\text{N}_3)_2$, обычно используемых в качестве модельных объектов АТМ.

Установление границы раздела облегчает анализ результатов. Прежде всего, обращает на себя внимание резкое падение чувствительности как кристаллов, так и прессованных порошков при переходе из области прозрачности в область собственного поглощения при иници-

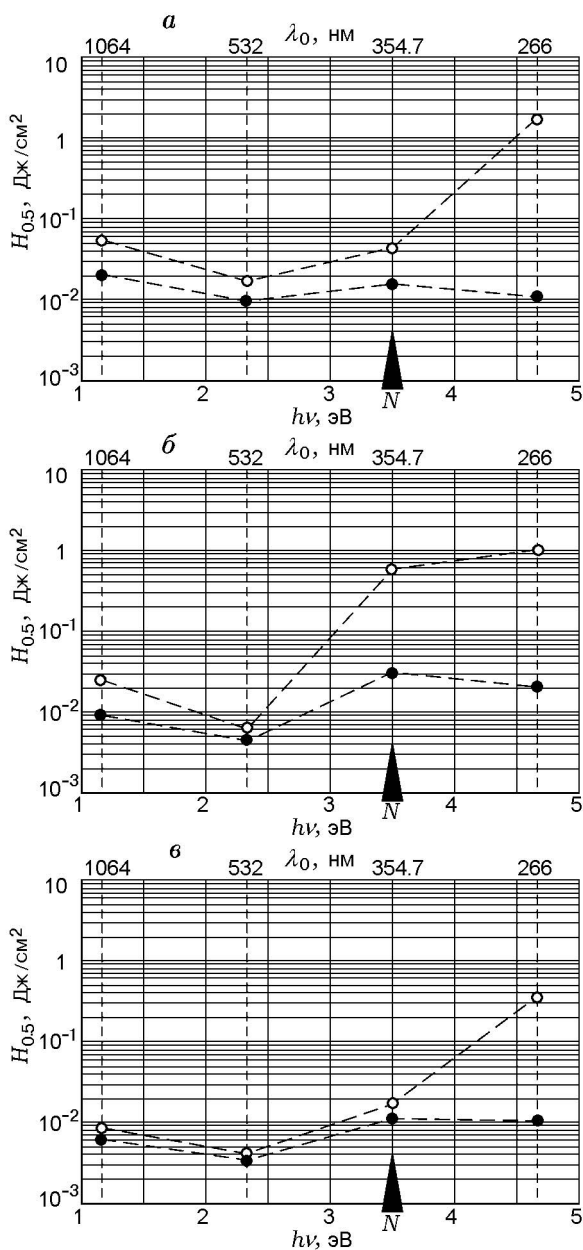


Рис. 3. Энергетические пороги иницирования макрокристаллов AgN_3 (*a*), нитевидных кристаллов AgN_3 (*б*) и прессованных порошков AgN_3 (*в*) при различных длинах волн воздействующего лазерного излучения:

○ — открытые образцы, ● — закрытые образцы

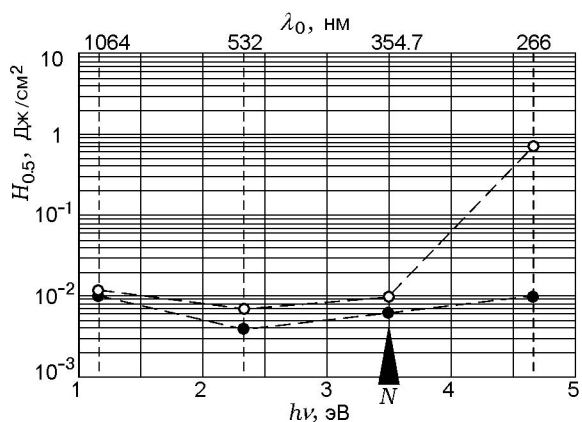


Рис. 4. Энергетический порог иницирования прессованных порошков $\text{Pb}(\text{N}_3)_2$ при различных длинах волн воздействующего лазерного излучения:

○ — открытые образцы, ● — закрытые образцы

цировании с открытой поверхности образца. По параметру $H_{0,5}$ различия в ЭПИ достигают двух порядков величины. Отметим, что согласно [6, 7, 9] сравнение чувствительности ВВ по величине $H_{0,5}$ не всегда оправданно. В [9] предложено использовать при анализе природы лазерного инициирования более информативный параметр — среднюю пороговую объемную плотность энергии $\langle\omega_{0,5}\rangle$ (Дж/см³), которая характеризует минимальную величину поглощенной в единице объема вещества энергии, приводящей к зажиганию или взрывному разложению ВВ. При известном показателе поглощения μ величину $\langle\omega_{0,5}\rangle$ можно оценить из выражения

$$\langle\omega_{0,5}\rangle = H_{0,5}\mu F, \quad (1)$$

где F — коэффициент, связывающий освещенность в падающем на поверхность пучке с освещенностью точки пространства в объеме образца. Используя значения μ для пластинчатых кристаллов и прессованных порошков, приведенные в [6], и приняв значения $F \approx 0.9$ и 10 соответственно [10], для области прозрачности получаем $\langle\omega_{0,5}\rangle \approx 10^{-3}$ и 1 Дж/см³. В области собственного поглощения вещества ($\mu \approx 10^5$ см⁻¹, $F \approx 0.9$) значения $\langle\omega_{0,5}\rangle$ для пластинчатых и прессованных образцов примерно одинаковы и составляют $\approx 10^5$ Дж/см³. Таким образом, при переходе в область собственного поглощения для реализации инициирования необходимо утилизировать в единице объема энергию, большую на 5–8 порядков. И это требует логического объяснения, поскольку такие огромные различия нельзя отнести к погрешностям эксперимента. Наиболее приемлемой для описания данного эффекта является модель, предложенная в [6, 7] по результатам инициирования прессованных порошков излучением эксимерного лазера (337 нм). Так, в [6, 7] высказано предположение о том, что высокие пороги инициирования в области собственного поглощения связаны с малой глубиной проникновения излучения в вещество, с созданием высокотемпературного очага в тонком приповерхностном слое и быстрой его разгрузкой через открытую поверхность.

Действительно, измеренные нами пороги и оценки по (1) указывают на подобное развитие процесса. Так, при пороговом воздействии с плотностью энергии 1 000 мДж/см² и характерном для АТМ показателе поглощения $\mu \approx 10^5$ см⁻¹ на длине волны 266 нм объем-

ная поглощенная плотность энергии лазерного излучения составит $\approx 10^5$ Дж/см³, что превышает тепловой эффект реакции взрывного разложения АТМ ($\approx 5 \cdot 10^3$ Дж/см³) более чем на порядок. Перегретый плазменный слой разлетается со скоростью, которая к моменту окончания индукционного периода по измерениям [4, 11] равна $v \approx 10^5 \div 10^6$ см/с, а время разгрузки $\tau_r \sim 1/(\mu v)$ порядка $10^{-10} \div 10^{-11}$ с. Таким образом, несмотря на приближенность оценок, можно утверждать, что к концу действия лазерного излучения ($\tau_i = 10^{-8}$ с), а также во время индукционного периода возможна существенная газодинамическая разгрузка очага. Очевидно, что развитие теплового очага в очаг взрывного разложения требует в данной ситуации высоких уровней лазерного энергоклада. Очевидно также, что состояние поверхности (открыта — закрыта) может существенно влиять на развитие очага. В случае открытой поверхности с уменьшением длины волны показатель μ растет, уменьшается толщина реакционного слоя h ($\sim 1/\mu$), в котором очаг развивается, растет вероятность газодинамической разгрузки через свободную поверхность, увеличивается ЭПИ.

В условиях, когда поверхность закрыта с давлением прижатия, сопоставимым с давлением в очаге на стадии его развития, газодинамическая разгрузка практически исключается, ЭПИ резко снижаются. Характеристическое время разгрузки очага $\tau_r \sim 1/(\mu^2 \alpha) = 10^{-7}$ с (α — коэффициент температуропроводности) значительно превышает длительность лазерного импульса, поэтому в первом приближении процесс нагрева можно считать адиабатическим. В этом случае чем короче длина волны и больше показатель поглощения μ , тем больше начальное теплосодержание очага и меньше ЭПИ. Эти закономерности характерны для всех материалов вне зависимости от способа их приготовления.

Однако и в этом случае в области собственного поглощения $\langle\omega_{0,5}\rangle \approx 10^3$ Дж/см³, что по сравнению с областью прозрачности выше на три (для прессованных порошков) и шесть (для пластинчатых кристаллов) порядков величины. И это при том, что квантовый выход в области собственного поглощения может превышать квантовый выход в области прозрачности на несколько порядков. Очевидно, что в рамках фотохимической и тепловой макроочаговой моделей такой результат объяс-

нить достаточно сложно. В обоих случаях следовало ожидать резкого повышения чувствительности в области собственного поглощения по параметру $H_{0.5}$ за счет больших значений показателя μ , однако в эксперименте этого не наблюдалось.

Рассмотрим данную ситуацию с позиций микроочаговой модели лазерного инициирования [1–4, 12]. В [6, 9] показано, что для корректного сопоставления чувствительности ВВ в различных условиях воздействия необходимо учитывать локализацию энергии лазерного излучения в объеме микроочагов и сравнивать очаги по их удельному теплосодержанию $\omega_{0.5}^{sp}$ (Дж/см³).

Согласно этой модели при облучении в области прозрачности энергия лазерного излучения кумулируется в микрообъемах кристаллов (порошков). В области кумуляции энергии возникают микроочаги, реакции внутри которых приводят к дополнительному выделению энергии, повышению давления и температуры внутри очагов. Процесс может нарастать лавинообразно, если скорость выделения энергии внутри микроочага превышает скорость отвода (потерь) энергии. Характерный размер таких микроочагов, как показано в [3, 9], составляет $\approx 10^{-5}$ см. Вероятность появления микроочага определяется процессами, обеспечивающими кумуляцию энергии при ее выделении в образце [1]. С другой стороны, вероятность появления микроочага определяется наличием или поглощающих включений [1], или некоторых дефектных (ослабленных) мест в объеме образца, которые являются центрами кумуляции энергии и центрами, на которых зарождаются микроочаги [13]. Распределение таких центров по объему образца носит статистический характер. Поведение АТМ при инициировании образцов как с открытой, так и с закрытой поверхностью хорошо объясняется с этих позиций. Реакционно-способные очаги могут находиться на достаточно большом расстоянии от поверхности, их разгрузка происходит в окружающую матрицу и носит в основном теплопроводный характер. В этом случае состояние поверхности (открыта — закрыта) слабо влияет на процесс развития таких очагов, а следовательно, и на развитие взрывного процесса. Поэтому при возбуждении импульсами излучения первой и второй гармоник всегда реализуется низкопороговое инициирование.

При этом объемную плотность энергии в

очаге $\omega_{0.5}^{sp}$ в адиабатических условиях нагрева (удельное теплосодержание к концу лазерного излучения) можно оценить (в случае нагрева поглощающих металлических частиц радиусом R_0) в приближении сферического очага по выражению $\omega_{0.5}^{sp} \approx 3H_{0.5}F/(4R_0)$, где R_0 — радиус очага. При $R_0 \approx 10^{-5}$ см имеем $\omega_{0.5}^{sp} \approx 10^4$ Дж/см³, т. е. удельный запас тепла в сферическом очаге может быть значительно выше теплосодержания приповерхностного слоя $\langle \omega_{0.5} \rangle$ при инициировании в области собственного поглощения образца с закрытой поверхностью (очаг плоской конфигурации). Следует оговориться, что оценки $\omega_{0.5}^{sp}$ сделаны без учета теплоотвода из объема очага за время действия лазерного излучения и отражают ситуацию качественно. Более точные оценки требуют решения задачи зажигания с учетом конфигурации очага, теплопроводности ВВ и наличия прозрачной подложки. Такая задача решена в [14, 15], где в рамках тепловой очаговой модели проведен численный расчет критических значений $H_{0.5}$, $\omega_{0.5}^{sp}$ и $T_{0.5}^{sp}$ в условиях, максимально отвечающих условиям экспериментов, проведенных в данной работе. В таблице представлены результаты расчета, из которых видно, что для всех четырех гармоник значения $\omega_{0.5}^{sp}$ примерно одинаковы и составляют $2900 \div 2500$ Дж/см³. Некоторые различия, в том числе и по начальной температуре очага $T_{0.5}^{sp}$, связаны с различной формой очагов (наноразмерная сфера, наноразмерный слой), различной структурой очагов (металл, ВВ) и активностью начальных очагов (пассивный, активный). Таким образом, сопоставление экспериментальных результатов с расчетами указывает на то, что процесс взрывного разложения во всей исследуемой области спектра протекает примерно в одинаковых тепловых условиях. Это дает возможность интерпретировать полученные результаты с точки зрения тепловой микроочаговой природы лазерного инициирования АТМ.

Следует отметить, что в целом экспериментальные значения $H_{0.5}$ значительно меньше расчетных. Возможной причиной расхождения является многомодовая структура излучения используемого лазера, дающая всегда заниженный результат величины $H_{0.5}$ по сравнению с результатом, полученным нами с применением одномодового излучения [4]. Этот эффект зависит от степени неоднородности излучения по сечению пучка, которая растет с уве-

личением номера гармоники из-за нелинейности механизма преобразования. Кроме того, на третьей и четвертой гармониках расхождение расчета с экспериментом может быть связано с достаточно произвольным выбором μ в расчетной модели.

Представляют интерес особенности инициирования третьей гармоникой неодимового лазера. При облучении образца с открытой поверхностью наблюдается большой разброс значений ЭПИ образцов различного происхождения. В этой области длина волны излучения приходится на край полосы собственного поглощения. Вид спектра поглощения в данной области определяется наличием и составом дефектности материалов. Известно, что исследования в длинноволновой области края собственного поглощения используются для идентификации дефектности оптических материалов. Мы полагаем, что разброс значений ЭПИ образцов различного происхождения связан с различием поглощения излучения третьей гармоники в этих образцах. Подтверждением такого заключения является наблюдаемый при отказах взрыва факт потемнения («выгорания») образца в области воздействия, обусловленного частичным разложением АТМ, не завершившимся взрывом. Приняв, что глубина потемнения прямо связана с глубиной проникновения света в ВВ, т. е. с размером начального очага разложения, можно утверждать следующее. Для различных образцов начальный размер тепловых очагов может сильно отличаться, что приводит к большим различиям в газодинамической разгрузке из области разложения. По этой причине энергетический порог инициирования третьей гармоникой излучения образца с открытой поверхностью характеризуется большим разбросом значений (большим интервалом вероятностного подрыва).

ВЫВОДЫ

- Экспериментально установлено, что при переходе из области прозрачности (первая и вторая гармоники YAG:Nd-лазера) в область собственного поглощения (четвертая гармоника) пороги инициирования образцов АТМ с открытой поверхностью резко возрастают. Показано, что возможной причиной этого является сильное различие в характере разгрузок из зоны возбуждения (от теплопроводностной в первом случае до газодинамической во втором).

- Обнаружено, что при иницировании третьей гармоникой лазерного излучения поведение АТМ неоднозначно: наблюдалось как низкопороговое, так и высокопороговое иницирование. Предполагаемая причина такого поведения в том, что длина волны излучения третьей гармоники расположена вблизи края собственного поглощения АТМ, положение которого может смещаться для разных образцов. Подтверждением этому служат как сильно различающиеся экспериментальные значения ЭПИ, так и их большой статистический разброс для образцов различной структуры и дефектности.

- Закрытие облучаемой поверхности прозрачным диэлектриком с усилием прижатия, соизмеримым с давлением взрывного разложения, приводит к резкому снижению газодинамической разгрузки и, как следствие, к реализации низкопорогового режима иницирования во всем исследуемом интервале длин волн.

- Результаты исследований могут быть интерпретированы в рамках тепловой микроочаговой модели зажигания ВВ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Александров Е. И., Вознюк А. Г. Иницирование азидов свинца лазерным излучением // Физика горения и взрыва. — 1978. — Т. 14, № 4. — С. 86–91.
2. Александров Е. И., Ципилев В. П. Размерный эффект при иницировании прессованного азидов свинца лазерным моноимпульсным излучением // Физика горения и взрыва. — 1981. — Т. 17, № 5. — С. 77–81.
3. Александров Е. И., Ципилев В. П. Исследование влияния длительности возбуждающего импульса на чувствительность азидов свинца к действию лазерного излучения // Физика горения и взрыва. — 1984. — Т. 20, № 6. — С. 104–109.
4. Корепанов В. И., Лисицын В. М., Олешко В. И., Ципилев В. П. К вопросу о кинетике и механизме взрывного разложения азидов тяжелых металлов // Физика горения и взрыва. — 2006. — Т. 42, № 1. — С. 106–119.
5. Александров Е. И. Исследование иницирования АТМ УФ-лазерным излучением // Квант. электроника. Приложение. — 1977. — Т. 8. — С. 32.
6. Lisitsyn V. M., Oleshko V. I., Tsipilev V. P., Yakovlev A. N. About power thresholds, criteria, kinetics and mechanisms of ignition of explosives by laser pulses and pulsed electron beams // Изв. вузов. Физика. — 2006. — № 10. Приложение. — С. 200–203.

7. Александров Е. И., Зыков И. Ю., Морозова Е. Ю., Олешко В. И., Лосев В. Ф., Панченко Ю. Н., Ципилев В. П., Яковлев А. Н. Исследование взрывного разложения азидов тяжелых металлов при воздействии излучением эксимерного лазера и лазера на углекислом газе // *Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики: сб. материалов конф.* — Томск: Том. гос. ун-т, 2008. — С. 37–38.
8. Кригер В. Г., Каленский А. В., Колбасов С. В., Коньков В. В., Плюснин В. Ф. Импульсная люминесценция азидов серебра, инициированного эксимерным лазером // *Тез. докл. 9-й Междунар. конф. по радиационной физике и химии неорганических материалов.* — Томск: Изд-во ТПУ, 1996. — С. 222–223.
9. Лисицын В. М., Олешко В. И., Ципилев В. П., Яковлев А. Н. К вопросу о предвзрывных явлениях, порогах и критериях инициирования азидов тяжелых металлов внешним импульсом // *Материалы III всерос. конф. «Энергетические конденсированные системы».* — Черноголовка, 2006. — С. 77–79.
10. Александров Е. И., Ципилев В. П. Особенности светового режима в объеме полубесконечного слоя ДРС при освещении направленным пучком конечной апертуры // *Изв. вузов. Физика.* — 1988. — Т. 31, № 10. — С. 23–29.
11. Ципилев В. П., Лисицын В. М., Дамам Ж., Малис Д. Инициирование азидов тяжелых металлов лазерным импульсом в УФ-области спектра // *Изв. вузов. Физика.* — 2009. — Т. 52, № 8/2. — С. 320–323.
12. Александров Е. И., Ципилев В. П. Влияние модовой структуры лазерного излучения на устойчивость азидов свинца // *Физика горения и взрыва.* — 1983. — Т. 19, № 4. — С. 143–146.
13. Лисицын В. М., Журавлев Ю. Н., Олешко В. И., Федоров Д. Г., Ципилев В. П. Начальные процессы взрывного разложения азидов тяжелых металлов // *Хим. физика.* — 2006. — Т. 25, № 2. — С. 59–64.
14. Александров Е. И., Сидонский О. Б., Ципилев В. П. Влияние выгорания в окрестности поглощающих включений на процесс лазерного зажигания конденсированной среды // *Физика горения и взрыва.* — 1991. — Т. 27, № 3. — С. 7–12.
15. Ципилев В. П., Морозова Е. Ю. Зажигание конденсированного вещества лазерным импульсом в области длин волн собственного поглощения // *Изв. вузов. Физика.* — 2009. — № 8/2. — С. 324–326.

*Поступила в редакцию 19/V 2010 г.,
в окончательном варианте — 15/II 2011 г.*