

КИНЕТИКА ВЗРЫВНОГО РАЗЛОЖЕНИЯ АЗИДОВ ТЯЖЕЛЫХ МЕТАЛЛОВ ПРИ ЛАЗЕРНОМ ИМПУЛЬСНОМ ИНИЦИИРОВАНИИ

В.П. Ципилев

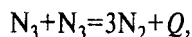
Томский политехнический университет
E-mail: tsipilev@list2.epd.tpu.edu.ru

Проведены экспериментальные исследования кинетики взрывного разложения азидов тяжелых металлов при лазерном импульсном возбуждении в широком диапазоне уровней лазерного воздействия (от пороговых до 100-кратного превышения энергетического порога зажигания) и в широком временном интервале наблюдений, охватывающем индукционный период, быстрое взрывное разложение и разлет продуктов детонации. Результаты исследования кинетики разложения соответствуют существующим представлениям о тепловой очаговой природе процесса лазерного инициирования азидов.

1. Состояние вопроса и постановка задачи

Принято считать, что одним из основных информационных параметров, указывающих на тот или иной механизм инициирования взрывчатых веществ (ВВ), является энергетический порог зажигания (ЭПЗ) [1–4]. В частности, по измерениям энергетических порогов зажигания в различных условиях лазерного импульсного воздействия на ВВ была разработана тепловая очаговая модель инициирования азидов тяжелых металлов (АТМ) [2], которая до сих пор считается общепринятой [3–9].

Согласно этой модели энергия лазерного импульса локализуется на оптических неоднородностях, неизбежно присутствующих в объеме прозрачного для длины волны лазерного излучения ВВ. В объеме неоднородности и в ее окрестности возникает температурный всплеск, приводящий к быстрому разложению, воспламенению и детонации ВВ. Основная реакция, обеспечивающая тепловое ускорение процесса, дается классическим выражением



где N_3 – радикалы, размножение которых связано с температурой ВВ аррениусовской зависимостью; $Q \approx 1,5 \cdot 10^3$ Дж/г для АТМ.

С позиций модели достаточно легко объясняется весь огромный накопленный экспериментальный материал, включая существование ЭПЗ [1–5], задержек зажигания (индукционный период) [1, 2, 5–7], резкое повышение пороговой плотности энергии при уменьшении размера облучаемого участка ВВ [2, 10] и при переходе из области прозрачности в область собственного поглощения [11], уменьшение пороговой плотности мощности с увеличением длительности воздействующего импульса [6, 7], а также существование четырех основных критериев лазерного зажигания ВВ [12].

Развитие модели лазерного инициирования АТМ сдерживается недостатком информации о кинетике взрывного разложения, особенно в период предшествующий взрыву. Впервые кинетика процессов быстрого разложения АТМ подробно изучалась в [14–17]. Проведенные в [14–17, 23] исследования показали большие возможности синхронных многопараметрических измерений с высоким временным разрешением для получения информации о первичных процессах. Вместе с тем, эти исследо-

вания выявили и методические трудности, связанные со спецификой процессов взрывного разложения взрывчатых веществ.

Эти обстоятельства побудили нас на проведение комплексных исследований по кинетике взрывного разложения азидов свинца и серебра. В частности, нами исследовалось движение передней (облучаемой) поверхности образца, свечение взрывного разложения и детонационного фронта, электропроводность и акустический отклик образца, а также свечение разлетающихся продуктов взрыва. Эксперименты проводились в атмосфере воздуха и в вакууме (~1 Па) при температуре 300 К на специально разработанном для этих целей лазерном стенде. В экспериментах разделялись процессы, протекающие в зоне облучения лазерным пучком и за пределами этой зоны в пространстве и времени. Важной задачей представлялись исследования параметров процесса взрывного разложения при пороговых уровнях лазерного воздействия и при воздействиях, многократно превышающих пороговые величины. Схема экспериментальной установки описана в статье автора [27] и кратко в [18].

2. Результаты экспериментальных исследований

Первая серия опытов с образцами АТМ, синтезированных по методике [1, 28], была посвящена измерениям ЭПЗ при облучении пучками диаметром d от 1 мм до 50 мкм. Пороги определялись по уровню 0,5 на вероятностной кривой инициирования. Необходимость тщательного измерения порогов вызвана тем, что процессы взрывного разложения при пороговых уровнях возбуждения дают, по нашему мнению, основную информацию о механизмах инициирования. Первый размер соответствовал "широкому" пучку [2, 22], для которого пороговые плотности энергии стремятся к минимальным значениям [2, 10]. Для исследуемых нами образцов они составили: $H_{05} = 15$ мДж/см² для прессованных таблеток азид свинца; 12 мДж/см² для прессованных таблеток азид серебра, 100 мДж/см² для макрокристаллов азид серебра и 30 мДж/см² для нитевидных кристаллов азид серебра. Для насыпных порошков азидов свинца и серебра эти значения составили соответственно 510 и 480 мДж/см². Для пучка размером 50 мкм (наименьший достигнутый в данной схеме размер, при котором чувствительность

каналов зонных ФЭУ позволяет надежно регистрировать свечение образца) ЭПЗ для прессованных порошков азидов свинца и серебра и макрокристаллов азидов серебра составили значения $H_{05} = 300, 150$ и 550 мДж/см² соответственно. Установлено, что ЭПЗ слабо зависит от условий окружающей среды (воздушная среда, вакуум) и очень сильно от размера пучка.

Примечательно то, что при уровнях возбуждения меньших пороговой величины (отказ) не происходит каких-либо изменений оптических свойств образцов (потемнение, разрушение). При уровнях возбуждения, многократно превышающих ЭПЗ, не наблюдается никаких изменений оптических характеристик образцов (изменение коэффициента диффузного отражения) во время действия лазерного импульса вплоть до возникновения оптического макропробоя на уровне, превышающем чувствительность фотодетекторов. Порог оптического пробоя АТМ удалось установить для насыпных образцов. В условиях широкого пучка ($d = 1$ мм) он составил 250 и 350 мДж/см² для азидов свинца и серебра соответственно. В плотностях потока это составляет порядка 10^7 Вт/см². Для сравнения в тех же условиях опыта нами был измерен порог оптического пробоя химически чистых образцов насыпных и прессованных порошков окиси магния. Он составляет величину примерно 400 мДж/см² и по порядку величины совпадает с порогом оптического пробоя АТМ.

Вторая серия опытов заключалась в исследовании кинетики процесса разложения при околопороговых и надпороговых уровнях воздействующего импульса. В большинстве опытов использовался минимальный размер лазерного пучка. Это обеспечивало наблюдение с помощью зонных ФЭУ кинетики разложения, близкой к реальной. В некоторых случаях размер пучка был таким, что облучалась вся поверхность образца. Это способствовало более правильной интерпретации сигналов панорамных ФЭУ и токового импульса. Испытания производились при воздействиях, меньших пороговой величины (напомним, что за ЭПЗ принималась величина, соответствующая 50 %-ой вероятности на кривой частоты подрыва), пороговых воздействиях и превышающих порог до 100 крат. При этом обнаружены значительные изменения в ходе кинетических кривых. Так, для всех исследуемых образцов АТМ с увеличением энергии импульса уменьшается индукционный период, уменьшается длительность (в основном за счет сокращения переднего фронта) и увеличивается амплитуда вспышки, регистрируемая зонными ФЭУ.

Среднестатистическое (в сериях из 30...50 опытов) значение длительности индукционного периода (если отождествлять его с задержкой возникновения свечения) составило на пороге инициирования около 250 нс для прессованного азидов свинца и около 190 нс для прессованных порошков и макрокристаллов азидов серебра. При этом длительность

вспышки (на полувысоте) равнялась, соответственно, 200 и 400 нс.

Типичные осциллограммы кинетики процесса взрывного разложения, полученные при пороговых и надпороговых уровнях возбуждения, приведены на рис. 1 и 2. На рис. 1 *а* приведены осциллограммы вспышек взрывного разложения прессованных и насыпных порошков азидов свинца, синхронно зарегистрированных зонными ФЭУ в различных областях спектра. При анализе рис. 1 прежде всего бросается в глаза то, что зонные ФЭУ регистрируют один максимум свечения, который на различных длинах волн (в том числе в областях спектра 700...800 нм и 500...600 нм, где по [16] соответственно расположены максимумы свечения предвзрывной люминесценции и взрывного разложения) имеет полностью идентичную кинетику. Необходимо отметить, что с увеличением энергии лазерного импульса наряду с резким сокращением индукционного периода $\tau_{\text{инд}}$ и уменьшением длительности вспышки (кр. 2–6) наблюдается более резкое увеличение ее интенсивности так, что произведение интенсивности на длительность (светосумма) возрастает почти пропорционально плотности энергии возбуждения H . Так, при $H = 100$ мДж/см² длительность импульса уменьшается примерно в четыре раза, а интенсивность вспышки более чем на порядок увеличивается по сравнению с пороговой $H_{05} = 15$ мДж/см².

Отметим также, что при 6-кратном превышении ЭПЗ (кр. 5) задержка зажигания практически исчезает ($\tau_{\text{инд}} \rightarrow 0$), а при 60-кратном превышении передний фронт сигнала вспышки практически повторяет фронт лазерного импульса. По-видимому, в данном случае на вспышку взрывного разложения накладывается вспышка оптического пробоя, которую в случае прессованных образцов (в виду их низкого ЭПЗ) невозможно отделить во времени от вспышки взрывного разложения. Однако, это удастся сделать на насыпных образцах, где ЭПЗ составляет около 500 мДж/см² и превышает порог оптического пробоя. Типичная осциллограмма процесса инициирования насыпных порошков при пороговых уровнях лазерного воздействия представлена кривой 7, где первый максимум вспышки соответствует оптическому пробоя, а второй – собственно взрывному разложению. При отказе образца (H меньше 450 мДж/см²) наблюдается только вспышка оптического пробоя, амплитуда которой пропорциональна, а длительность не зависит от H .

Ударный импульс, регистрируемый датчиком давления, следует за вспышкой свечения. Его положение (на рисунках пунктирными линиями показан только передний фронт) по отношению к началу вспышки неоднозначно, зависит от H и имеет большой статистический разброс. При пороговых уровнях воздействия он появляется всегда на переднем фронте вспышки, а при увеличении H появляется к ее окончанию. Скорость выхода ударного импульса на тыльную поверхность образцов опре-

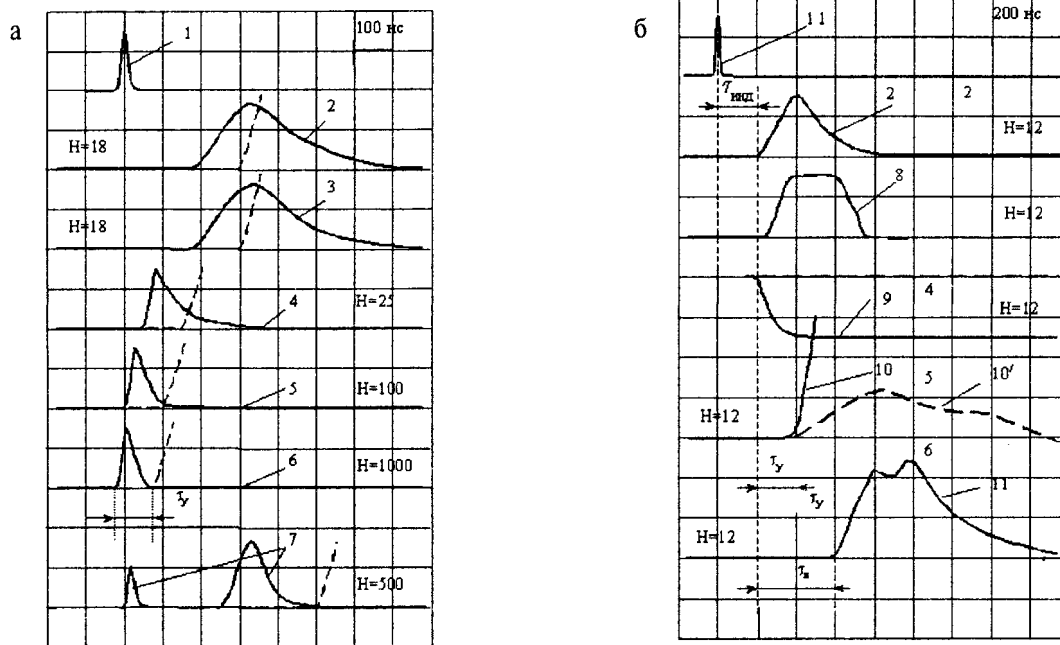


Рис. 1. Типичные совмещенные осциллограммы кинетики взрывного разложения порошков АТМ.

а – взрывное свечение прессованных (кр. 2–6) и насыпных (кр. 7) порошков азидов свинца, наблюдаемое из зоны облучения при различных уровнях лазерного воздействия. H : 1) лазерный импульс; 2), 3) сигналы зонных ФЭУ при околороговых уровнях на длинах волн 500 и 750 нм соответственно; Плотности энергии H указаны на кривых цифрами и составляют 18 мДж/см² (кр. 2 и 3); 25 (4); 100 (5); 1000 (6). Пунктиром показан момент появления ударной волны сжатия на поверхности подложки при толщине образцов 100 мкм (2–6) и порядка 1250 мкм (7). Амплитуда сигналов нормирована с весовым коэффициентом $K = 1$ (2, 3); 0,5 (4); 0,1 (5); 0,015 (6); 1 и 0,12 (кр. 7 для первого и второго пиков на пороге инициирования). б – кинетика разложения прессованных порошков азидов серебра толщиной 200 мкм при околороговых уровнях воздействия: 1) лазерный импульс; 2) вспышки свечения, регистрируемые зонными ФЭУ, 8) токовый импульс, 9) сигнал движения передней поверхности таблетки, 10) передний фронт импульса давления, 10' то же с ослаблением сигнала в 50 раз; 11) световая вспышка при выходе волны разложения на тыльную поверхность образца. Образцы расположены на стеклянной подложке в атмосфере воздуха. Размер лазерного пучка $d = 600$ мкм

делялась по измеренным значениям задержки τ_y и толщины образца h . Значения этой скорости слабо зависели от h и изменялись от опыта к опыту в пределах 600...2800 м/с. На уровнях ЭПЗ средние значения скорости (по результатам 170 опытов) составили около 1470 м/с для азидов свинца и примерно 1000 м/с для азидов серебра. При больших превышениях над порогом эти значения равны 1820 и 2050 м/с соответственно. Для сравнения мы измерили скорость фронта звуковой волны в прессованных образцах азидов свинца и серебра в серии отдельных опытов по методике [20], в которой для генерации волн сжатия наносекундной длительности использовалось воздействие пучка лазера на инертную мишень. Значения скорости звука составили приблизительно 1800 м/с для исследуемых прессованных образцов. Примечательно, что в ряде случаев скорость фронта волны сжатия при взрывном разложении была меньше скорости звука даже при 10-кратном превышении ЭПЗ. Это обстоятельство указывает на то, что импульс давления в образце возникает несколько позднее появления сигнала вспышки. Эта задержка, по нашим оценкам, составляет от 20 до 60 нс и превышает ошибки эксперимента. В то же время начало движения передней поверхности образца, сигнализирующее о возник-

новении давления в реакционной зоне, такой задержки не имеет (см. кр. 2, 9, 10).

Обращает на себя внимание тот факт, что сигналы зонных и панорамных ФЭУ имеют принципиально качественные различия. Первые, как уже указывалось, имеют один максимум, относительно короткую длительность и практически идентичную кинетику на длинах волн 750 и 550 нм соответственно (см. кр. 2 и 3, рис. 1, а). Сигналы панорамных ФЭУ имеют, как минимум, три составляющих (см. кр. 7 и 8 рис. 2), одна из которых по временному положению и длительности соответствует сигналам зонных ФЭУ (сравним кр. 2 с первым максимумом на кр. 7 и 8), вторая появляется к моменту возникновения вспышки на тыльной поверхности таблетки, а третья – к окончанию сигнала зонных ФЭУ и имеет относительно большую длительность. В условиях вакуума третий максимум сигнала панорамного ФЭУ становится слабозаметным (кр. 8). При установке прозрачного экрана на некотором расстоянии L от передней поверхности образца появляется четвертый интенсивный максимум (кр. 7), который еле различим в сигнале зонного ФЭУ.

Примечательно также то, что сигнал акустического датчика (кр. 10, рис. 1) при пороговых воздействиях опережает момент появления вспышки на

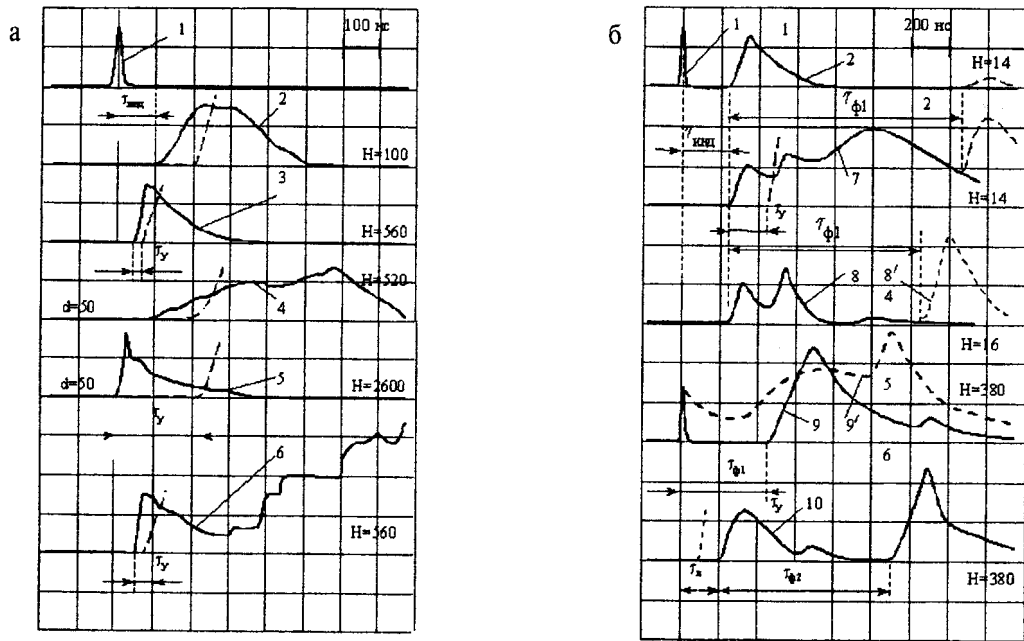


Рис. 2. Кинетика свечения при взрывном разложении макрокристаллов азида серебра толщиной 500 мкм (а) и порошков азид свинца толщиной 240 мкм (б), наблюдаемая из зоны лазерного воздействия (кр. 2–5) и при панорамном обзоре (кр. 6–10). Плотности потоков H в мДж/см² обозначены на рисунке цифрами. Размеры лазерного пучка на поверхности ВВ $d = 600$ мкм (кроме обозначенных). 1) лазерный импульс; 2) сигнал зонного ФЭУ при пороговом воздействии; 3) то же при 5-кратном превышении ЭПЗ; 4) сигнал из зоны при малых d ; 5) то же при 5-кратном превышении ЭПЗ; 6) то же, что и 3) при панорамном обзоре образца; 7), 8) сигналы панорамных ФЭУ в присутствии экрана ($L = 2,5$ мм) при установке образца на подложке в атмосфере воздуха и в вакууме соответственно; 9') и 9) то же, что 7) и 8) при 25-кратном превышении ЭПЗ и установке образца на проволочке ($L_1 = 2,3$ мм); 10) то же, что и 9) при обзоре тыльной поверхности таблетки ($L_2 = 3$ мм). Пунктирные кривые без номеров указывают положение ударного фронта

обратной стороне мишени, сигнализирующий о выходе волны разложения (детонационного фронта) на тыльную поверхность образца (кр. 11), а импульс тока через образец и вспышка из зоны воздействия (кр. 2 и 8) заканчиваются к этому моменту. Необходимо отметить, что все перечисленные процессы происходят задолго до появления третьего максимума сигналов панорамного ФЭУ.

Анализ такой ситуации наводит на мысль о том, что панорамные ФЭУ регистрируют некоторые побочные процессы, не относящиеся непосредственно к механизму быстрого разложения. Предположительно возникновение второго и третьего максимумов может быть связано с ударом разлетающихся продуктов разложения по поверхности стеклянной подложки, на которой располагается образец, или ударным столкновением разлетающихся продуктов с воздушной средой. Сравнение кривых 7 и 8 рис. 2 свидетельствует в пользу этого предположения, поскольку с удалением воздушной среды третий максимум почти исчезает. Об этом же сигнализирует и появление четвертого максимума (7', 8') на сигналах панорамных ФЭУ при установке прозрачного экрана перед поверхностью ВВ. Обратим на это обстоятельство особое внимание, поскольку, как правило, в экспериментах традиционно используется именно такая установка ФЭУ.

Для полного выяснения этих вопросов были проведены исследования с целью устранения влияния конструктивных элементов сборки на кинетику взрывного процесса.

Образец располагался в вакуумной камере на расстоянии L_1 и L_2 от ее верхнего и нижнего экранов с помощью натянутой тонкой металлической проволоочки (диаметр 50 мкм), к которой он прикреплялся путем приклеивания. Один зонный и два панорамных ФЭУ отслеживали процессы на передней и тыльной поверхностях образцов и в их окрестности. Опыты проводились в атмосфере воздуха и в условиях форвакуума (давление порядка 1 Па).

Типичные осциллограммы кинетики процесса в этих условиях при больших превышениях над ЭПЗ представлены кривыми 9, 9' и 10 (рис. 2). Отметим, что сигналы зонных ФЭУ практически не изменяются при переходе от условий вакуума к атмосферным. Это свидетельствует о схожести кинетики процессов разложения в том и другом случаях. В то же время сигналы панорамных ФЭУ претерпевают значительные качественные изменения. Так, в атмосфере воздуха (кр. 9) сигнал панорамного ФЭУ, ведущего обзор передней поверхности мишени, имеет три выраженных максимума, первый из которых совпадает с сигналом зонного ФЭУ и, по-видимому, отображает кинетику взрывного разложения. Второй максимум начинает формироваться по окончании взрывного разложения и может быть, как говорилось ранее, связан с процессом разлета продуктов взрыва в воздухе и формирования ударного фронта. Его положение зависит от энергии возбуждения и перехода от одного образца к другому, в ча-

стности, максимум сдвигается влево с увеличением отношения H/H_{05} и переходом от азидов серебра к азиду свинца. Положение третьего максимума связано с расстоянием, на которое удален образец от переднего экрана, а его существование — с соударением продуктов детонации с поверхностью экрана.

В условиях вакуума наблюдаются два ярко выраженных максимума свечения (кр. 9), между которыми существует провал интенсивности. Временное положение второго и третьего (слабо выраженного) максимума определяется расстоянием между образцом и преградами, а задержка их возникновения по отношению к началу вспышки пропорциональна этим расстояниям. Сигнал панорамного ФЭУ, наблюдающего за тыльной стороной образца (случай прессованного порошка), имеет те же закономерности (кр. 10). Таким образом, в данной постановке эксперимента сигналы панорамных ФЭУ имеют три максимума, первый из которых соответствует появлению вспышки взрывного разложения на передней или тыльной поверхности мишени (кр. 9 и 10 соответственно), второй соответствует вспышке при соударении плазменного факела с передней преградой и характеризуется временем его пролета от передней поверхности образца до передней преграды $\tau_{\phi 1}$, а третий — временем $\tau_{\phi 2}$ между моментом вспышки при выходе волны взрывного разложения на тыльную поверхность и моментом соударения тыльного факела с тыльной преградой.

Обнаружено, что практически во всех опытах момент выхода волны взрывного разложения на тыльную сторону прессованных образцов АТМ независимо от их толщины h отстает от момента появления ударного импульса акустического датчика (см. кр. 10 и 11, рис. 1). Это побудило определить среднюю скорость фронта волны разложения. Она находилась по задержке выхода фронта волны τ_g по отношению к моменту начала движения поверхности.

Как и в случае ударного фронта скорость фронта разложения зависела от уровня лазерного воздействия и сильно различалась для азидов свинца и серебра. Для азидов свинца она изменялась в пределах 400...2400 м/с, для азидов серебра — в пределах 300...1400 м/с. Среднестатистическое значение при околопороговых уровнях лазерного воздействия составило 902 и 552 м/с соответственно, а при 20-кратном превышении ЭПЗ эти значения оказались равными 1801 и 877 м/с. Этот результат можно считать неожиданным, поскольку рассчитанные скорости значительно меньше скоростей детонационного фронта в сильнопрессованных порошках АТМ (для азидов свинца скорость детонации равна 5100 м/с [25]). По видимому, в прессованных образцах АТМ при коротком лазерном воздействии не реализуются необходимые условия [21] для ускорения процесса разложения и превращения его в детонационный.

Скорость разлета продуктов взрывного разложения имела статистический разброс вблизи ЭПЗ. С увеличением плотности энергии лазерного воздей-

ствия и значительным превышением порога инициирования, скорость увеличивалась монотонно, а статистический разброс уменьшался. Наибольшая скорость наблюдалась при инициировании прессованных порошков азидов серебра, среднестатистическое значение которой в вакууме на пороге зажигания составило порядка 2300 м/с. При 25-кратном превышении ЭПЗ скорость достигала 8000 м/с, а при H более 2 Дж/см² — 10000 м/с. На образцах азидов свинца эти значения были примерно вдвое меньше. Скорость разлета с тыльной стороны мишени была примерно в 1,5 раза меньше, чем с передней. В атмосфере воздуха значения средней скорости во всех случаях были меньше, чем в условиях вакуума (см. кр. 7 и 8, рис. 2). В отдельных случаях и только при испытаниях образцов азидов свинца в режиме перегрузок наблюдались одинаковые скорости разлета с обеих сторон мишени. В этих же случаях наблюдались скорости фронта разложения и ударного фронта, превышающие звуковую. Можно предположить, что здесь имел место режим, близкий к детонационному. Движение продуктов разложения было достаточно направленным и преимущественно по нормали к поверхности образца. Телесный угол разлета, измеренный по отпечатку на поверхности экрана (при соударении появляется пленка металла), составил около одного стерadiana.

Иницирование взрывного разложения макрокристаллов АТМ имеет те же закономерности, что и прессованных порошков (см. рис. 2 а). Отличительной особенностью зажигания является то, что индукционный период полностью не исчезает даже при 6-кратном превышении ЭПЗ (кр. 3). При малых размерах лазерного пучка d на пороге зажигания наблюдается достаточно медленное развитие процесса при относительно небольших задержках $\tau_{инд}$, а с увеличением энергии импульса до 2,6 Дж/см² задержка исчезает с одновременным появлением небольшого пика, который можно идентифицировать как вспышку оптического пробоя (см. кр. 4 и 5). Кроме того, в сигналах панорамных ФЭУ дополнительно к максимумам, характеризующим процессы разлета и столкновения продуктов взрыва, возникают флуктуационные мелкомасштабные всплески интенсивности свечения (см. кр. 6).

3. Основные выводы

При пороговых уровнях лазерного воздействия всегда имеет место индукционный период по окончании которого в области воздействия пучка возникает быстрое взрывное разложение ВВ, сопровождающееся коротким импульсом свечения, которое имеет тепловую природу. Одновременно начинается расширение и разлет вещества

С увеличением энергии воздействия индукционный период и длительность вспышки уменьшаются, а интенсивность вспышки растет с опережением (светосумма увеличивается). Увеличивается скорость разлета продуктов и скорость фронта волны разложения.

За пределами области лазерного воздействия по окончании реакции взрывного разложения наблюдается разлет продуктов разрушения, реализуются процессы их соударения с молекулами воздуха (образование УВ) и конструктивными элементами экспериментальных сборок. Перечисленные процессы сопровождаются интенсивным излучением со сложной временной структурой.

Экспериментально установлено, что во время индукционного периода до момента начала разлета вещества не обнаруживается свечения или высокой проводимости образца. Это справедливо при любых уровнях лазерного возбуждения вплоть до уровней, когда реализуется оптический микропробой в объеме или на поверхности образца (плотность энергии около 250...400 мДж/см², плотность потока порядка $(1...2) \cdot 10^7$ Вт/см² для порошков АТМ). В этом случае перед тепловой вспышкой появляется короткая вспышка свечения, характерная для оптического пробоя твердых диэлектриков.

В целом кинетика процесса взрывного разложения АТМ слабо зависит от типа и структуры ВВ и определяется в основном уровнем лазерного воздействия. При уровнях воздействия, превышающих по-

роговые в 10...100 крат кинетика разложения АТМ по основным внешним параметрам (длительность и задержка вспышки, скорость разлета продуктов, начало движения поверхности образца, токовый импульс и проводимость) приближается к кинетике процесса лазерного "взрывного" разрушения металлических мишеней.

Измерения скоростей разлета плазменного факела с облучаемой и тыльной стороны образцов, скорости фронта волны разложения и ударного фронта позволяют сделать заключение о том, что в прессованных порошках АТМ реализуется режим послынного горения со скоростями (400...800 м/с для азидов серебра и 500...1500 м/с для азидов свинца), значительно меньшими скорости звука и примерно на порядок меньшими скорости фронта развинутой детонационной волны (5100 м/с для азидов свинца) и скорости разлета плазменного факела (до 10000 м/с для азидов серебра).

Работа выполнена при финансовой поддержке совместной программы Министерства образования и Министерства обороны.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

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. Карабанов В.Ю., Боболев В.К. Зажигание инициирующих взрывчатых веществ импульсом лазерного излучения // Доклады АН СССР. — 1981. — Т. 256. — № 5. — С. 1152–1155.
4. Hagan J.T., Chaudhri M.M. Low energy laser initiation of single crystals of β -lead azide // Journal of Materials Science. — 1981. — № 16. — Р. 2457–2466.
5. Александров Е.И., Ципилев В.П. Влияние давления прессования на чувствительность азидов свинца к действию лазерного излучения // Физика горения и взрыва. — 1982. — Т. 18. — № 2. — С. 100–103.
6. 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.
7. Александров Е.И., 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.
8. Барановский А.М. К вопросу о механизме зажигания азидов свинца лазерным моноимпульсом // Хим. физика. — 1991. — Т. 10. — № 12. — С. 1715–1720.
9. Черная А.В., Соболев В.В., Ильющин М.А. К вопросу о механизме зажигания взрывчатых составов лазерным моноимпульсом // Хим. физика. — 1996. — Т. 15. — № 3. — С. 134–139.
10. Коньков В.В., Кригер В.Г., Лисицын В.М., Ципилев В.П. Размерный эффект при лазерном иницировании кристаллов азидов серебра // Физико-химические процессы в неорганических материалах: Тез. докл. 8-й Междунар. конф. — Кемерово, 2001. — С. 62–64.
11. Кригер В.Г., Каленский А.В., Колбасов С.В., Коньков В.В., Плюснин В.Ф. Критическая плотность энергии иницирования азидов серебра эксимерным лазером // Тез. докл. 9-й Междунар. конф. по радиационной физике и химии неорганических материалов. — Томск, 1996. — С. 226–227.
12. Ципилев В.П. Закономерности и особенности лазерного зажигания конденсированных реагирующих сред // Физико-химические процессы в неорганических материалах: Тез. докл. 8-й Междунар. конф. — Кемерово, 2001. — С. 111–112.
13. Кригер В.Г., Каленский А.В. Иницирование азидов тяжелых металлов импульсным излучением // Хим. физика. — 1995. — Т. 14. — № 4. — С. 152–160.
14. Адуев Б.П., Алукер Э.Д., Белокуров Г.М., Кречетов А.Г. Кинетика развития взрывного разложения азидов серебра при иницировании лазерным импульсом. // Хим. физика. — 1997. — Т. 16. — № 8. — С. 119–125.
15. Адуев Б.П., Алукер Э.Д., Белокуров Г.М., Захаров Ю.А., Кречетов А.Г. Взрывное разложение азидов тяжелых металлов // Журнал экспериментальной и теоретической физики. — 1999. — Т. 116. — № 5 (11). — С. 1676–1693.
16. Адуев Б.П., Алукер Э.Д., Белокуров Г.М. и др. Предвзрывные явления в азидов тяжелых металлов // Физика горения и взрыва. — 2000. — Т. 36. — № 5. — С. 78–89.

17. Захаров Ю.А., Адуев Б.П., Алукер Э.Д. и др. Предвзрывные явления в азиды тяжелых металлов. — М.: ЦЭИ "Химмаш", 2002. — 114 с.
18. Ципилев В.П., Лисицын В.М., Корепанов В.И., Олешко В.И. Кинетика взрывного разложения азидов тяжелых металлов при лазерном импульсном инициировании // Радиационно-термические эффекты и процессы в неорганических материалах: Труды 3-й Междунар. конф. — Томск, 2002. — С. 245–247.
19. Корепанов А.В., Лисицын В.М., Олешко В.И., Ципилев В.П. Исследование пространственно-временной структуры плазмы, образующейся при взрывном разложении AgN_3 // Радиационно-термические эффекты и процессы в неорганических материалах: Труды 3-й Междунар. конф. — Томск, 2002. — С. 130–132.
20. Александров Е.И., Каракуцев А.В., Ципилев В.П. Метод создания наносекундных импульсов сжатия в твердом теле для возбуждения химических реакций // Деп. в ВИНТИ. 1979. № 247-79 Деп.
21. Баум Ф.А., Орленко Л.П., Шехтер Б.И., Станюкович К.П. Физика взрыва. — М.: Наука, 1975. — 242 с.
22. Александров Е.И., Ципилев В.П. Особенности светового режима в объеме полубесконечного слоя ДРС при освещении направленным пучком конечной апертуры // Известия вузов. Физика. — 1988. — № 10. — С. 23–29.
23. Адуев Б.П., Алукер Э.Д., Белокуров Г.М. и др. Кинетика ранних стадий предвзрывной проводимости азиды серебра // Физика горения и взрыва. — 2002. — Т. 38. — № 3. — С. 141–144.
24. Александров Е.И., Ципилев В.П. Влияние модовой структуры лазерного излучения на устойчивость азиды свинца // Физика горения и взрыва. — 1983. — Т. 19. — № 4. — С. 143–146.
25. Андреев К.К., Беляев А.Ф. Теория взрывчатых веществ. — М.: Оборонгиз, 1960. — 595 с.
26. Ханефт А.В. Энергетически разветвленный цепной механизм низкого порога инициирования азиды свинца лазерным излучением // Хим. физика. — 1998. — Т. 17. — № 4. — С. 100–108.
27. Ципилев В.П. Стенд для исследования кинетики взрывного разложения конденсированных сред при воздействии импульсов лазерного излучения // Известия Томского политехнического университета. — 2003. — Т. 306. — № 4. — С. 99–103.
28. Куракин С.И., Диамант Г.М., Пугачев В.М. Морфология кристаллов азиды серебра, выращенных из гидроксид аммония // Известия АН СССР. Неорг. материалы. — 1990. — Т. 26. — № 11. — С. 2301–2304.

УДК 525.36.22, 681.7.068.32

РАЗРАБОТКА ЭКРАНОВ ДЛЯ УПРАВЛЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТЬЮ РАССЕЯННОГО ОТ НИХ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В.Н. Цимбал, И.А. Тихомиров, В.Ф. Мышкин, А.Н. Моторин, В.А. Борисов, А.М. Вдовин, Д.Г. Чернов

Томский политехнический университет
E-mail: chair23@phtd.tpu.edu.ru

Приводятся результаты экспериментальных исследований по разработке методов и устройств для формирования заданных параметров рассеянного оптического излучения.

Соблюдение правил техники безопасности в помещениях, где ведутся работы с лазерными источниками, требует использования стен, для которых коэффициент рассеяния имеет минимальное значение. Для подавления направленного лазерного излучения нами разработаны и испытаны несколько типов светопоглощающих экранов. Например экран, содержащий металлические прямоугольные ячейки в форме усеченных пирамид. Использование рабочих граней, имеющих наклон к плоскости экрана, позволяет увести основную долю мощности падающего оптического излучения к светопоглощающему участку [1]. Ячейки, для их плотной упаковки, могут быть выполнены трех-, четырех- или шестигранными. На рис. 1 приведена схема поперечного сечения ячеек одного из вариантов такого экрана.

На боковые грани усеченных пирамид может быть нанесено любое лакокрасочное покрытие, в том числе и светлое. Обязательным условием для

боковой поверхности является зеркально-диффузный характер рассеяния падающего излучения. Использование усеченной фигуры обусловлено тем, что угол между направлением падения оптического излучения и основанием этой пирамиды изменяется по закону: $2n\alpha + \beta$, где n — число отражений луча от боковых граней, α — угол наклона боковой гра-

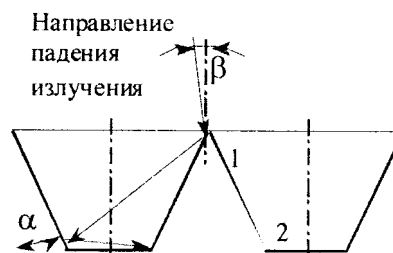


Рис. 1. Поперечное сечение ячеек светопоглощающего экрана; участок с: 1) декоративным, 2) поглощающим покрытием