ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ «НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ТОМСКИЙ ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ»

На правах рукописи

Разин Алексей Валериевич

ВРЕМЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВЗРЫВНОГО РАЗЛОЖЕНИЯ АЗИДОВ ТЯЖЕЛЫХ МЕТАЛЛОВ ПРИ ЛАЗЕРНОМ ИМПУЛЬСНОМ ИНИЦИИРОВАНИИ

01.04.17 – Химическая физика, горение и взрыв, физика экстремальных состояний вещества

Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук

> Научный руководитель к. ф.-м. н. А.Н. Яковлев

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕД	[ЕНИЕ4	1
1 ЛІ	ИТЕРАТУРНЫЙ ОБЗОР 10)
1.1	Оптическое инициирование азидов тяжелых металлов 10)
1.2	Микроочаговая модель лазерного инициирования 13	3
1.3	Цепные модели17	7
1.4	Деформационная модель 18	3
1.5	Выводы по главе 1 19)
2 TI	ЕХНИКА И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА 22	2
2.1	Экспериментальные подходы 22	2
2.2	Комплекс экспериментального оборудования 25	5
2.3	Препараты	7
06	бщие сведения об азидах тяжелых металлов	7
Па	рдготовка образцов	2
3 BJ	ІИЯНИЕ ДЛИНЫ ВОЛНЫ ИЗЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРА НА	
ЭНЕР	РГЕТИЧЕСКИЕ ПОРОГИ И ЗАДЕРЖКУ ИНИЦИИРОВАНИЯ 44	1
3.1	Инициирование углекислотным лазером 44	5
3.2	Инициирование 4 гармоникой Nd:YAG-лазера 52	1
3.3	Выводы по главе	3
4 И	ССЛЕДОВАНИЕ СКОРОСТИ РЕАКЦИИ ВЗРЫВНОГО	
РАЗЛ	ОЖЕНИЯ В НИТЕВИДНЫХ ОБРАЗЦАХ ВЗРЫВЧАТЫХ ВЕЩЕСТВ	5
	ГАЗЛИЧНЫА ВИДАА ИМПУЛВСНОГО ИНИЦИИГОВАНИА	י ד
4.1	Постановка задачи) -
4.2	Экспериментальная схема	/
4.3	Инициирование 4 гармоникой Nd: YAG-лазера	3
4.4	Инициирование углекислотным лазером78	3
4.5	Инициирование детонационным импульсом)
4.6.	Выводы по главе 4	3

5 И реак	ССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК РАЗЛЕТА ПРОДУКТОВ			
ОТКЛИКА				
5.1	Постановка задачи			
5.2	Описание ячейки для изучения разлета продуктов			
5.3	Исследование разлета продуктов в вакууме и атмосфере воздуха	90		
5.4	Выводы по главе			
ЗАКЛЮЧЕНИЕ				
ОБОЗНАЧЕНИЯ И СОКРАЩЕНИЯ				
СЛОВАРЬ ТЕРМИНОВ 104				
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ 105				
Прило	Приложение А 117			

введение

Актуальность работы

Азидами называются соединения, которые имеют в своем составе группу N₃. Азиды тяжелых металлов (АТМ) представляют собой инициирующие взрывчатые вещества (ВВ) [88]. Наибольшее применение из АТМ в системах свинца (PbN_6) . Высокая эффективность инициирования нашел азид инициирования, высокая плотность, низкая стоимость, хорошая стабильность, способность выдерживать высокие давления, и многолетний опыт использования этого ВВ, являются основными причинами его широкого применения до сих пор. Азид серебра (AgN₃) по некоторым параметрам является более перспективным, чем азид свинца инициирующим ВВ, однако большая стоимость производства и переоборудования промышленности, ограничивает его использование. При этом АТМ чувствительны не только к механическим и электрическим воздействиям, но и обладают весьма низкими порогами инициирования в оптической области излучений. Особенно низкие пороги инициирования наблюдаются в ближней инфракрасной (ИК) области, в которой кристаллы азидов свинца и серебра прозрачны [34]. Низкие пороги инициирования в рамках разных модельных представлений трактуются по-разному и единого мнения в современной научной среде по данному вопросу не имеется. Данное обстоятельство стимулирует изучение механизма лазерного инициирования АТМ уже несколько десятилетий.

Несмотря на огромное количество публикаций по тематике лазерного инициирования BB, в том числе, появившихся за последние 10 лет [48, 58, 67, 50], вопрос о том, какая модель инициирования физически верно описывает наблюдаемые явления в результате лазерного воздействия, остается открытым. Так в рамках микроочаговой тепловой модели инициирование происходит за счет локального разогрева микровключений, поглощающих лазерное излучение. В рамках электрон-дырочных модельных представлений развитие реакции разложения начинается с реакций цепного размножения радикальных пар. Обе модели позволяют оценить пороги инициирования при лазерном воздействии. Однако, для построения верной, с физической стороны, модели, недостаточно анализа информации только по порогам инициирования. Важную информацию несут экспериментальные данные по индукционным периодам и временам разложения в зоне воздействия в зависимости от различных параметров лазерного излучения. За счет выяснения этих зависимостей становится возможным отсекание неверных теоретических представлений об инициировании ВВ. Так, если развитие взрывных процессов при воздействии лазерным излучением происходит в результате электрон-дырочного размножения, то пороги инициирования и временные задержки инициирования должны определенным образом зависеть от длины волны облучения т. к. она на прямую определяет энергию квантов излучения. С этих позиций, детальное изучение разлета продуктов реакции и скоростей распространения реакции взрывного разложения по нитевидным образцам прессованных порошков и кристаллов азидов тяжелых металлов, в особенности на начальных участках развития реакции, также проливает свет на процессы зарождения и протекания реакции взрывного разложения в АТМ.

Целью работы является исследование механизмов лазерного инициирования взрывного разложения азидов серебра и свинца.

Для достижения цели в работе решаются следующие задачи:

1. Исследовать влияние длины волны инициирующего лазерного импульса на пороги и индукционные задержки;

2. Изучить влияние длины волны лазерного излучения на процесс взрывного разложения и скорость распространения фронта реакции разложения;

3. Определить скорость разлета продуктов в вакууме и на воздухе.

Научная новизна. Впервые показано, что энергетический порог инициирования азидов тяжелых металлов лазерным излучением с энергией квантов до 0,1 эВ и до 5 эВ в оптимальных условиях, близки к порогам инициирования при

5

воздействии излучением с энергией квантов 1 эВ. При этом как пороги, так и времена задержки взрыва описываются в рамках тепловой модели. Показано, что процессы распространения взрывной волны как в нитевидных кристаллах (НК), так и в прессованных порошках (ПП) АТМ не зависят от способа инициирования.

Основные научные положения, выносимые на защиту:

1. Основные временные характеристики взрывного разложения не зависят от способа возбуждения взрывного разложения, и хорошо описывается с позиций тепловой очаговой теории зажигания.

2. Свечение, возникающее по окончании индукционного периода, соответствует моменту разрушения и разлета вещества и является свечением продуктов разложения.

3. Инициирование ATM при облучении в области собственного поглощения и области прозрачности матрицы происходит в результате локализации энергии лазерного импульса с образованием высокотемпературных тепловых микроочагов. При этом очаги образуются:

- в приповерхностном слое ВВ при воздействии в УФ-области спектра (266 нм);

в окрестности поглощающих частиц с характерным размером ~ 10⁻⁵ см (область прозрачности 1,64 мкм);

- в окрестности поглощающих частиц с характерным размером 10⁻⁴ см (область прозрачности, 10,6 мкм).

Достоверность полученных результатов следует из:

- корректности ставившихся задач;
- использования апробированных методик проведения экспериментов по лазерному инициированию и приготовлению образцов [79];
- анализа экспериментальных данных в рамках классических представлений о тепловом взрыве;

6

 результатов сопоставления авторских данных и новейших данных, полученных другими авторами в рамках альтернативных представлений об исследуемых процессах.

Теоретическая и практическая значимость работы заключается в том, что экспериментально установлены новые пределы применимости тепловой микроочаговой модели. Результаты работы позволяют оценивать времена индукционного периода для азидов свинца и серебра при инициировании лазерным излучением в инфракрасной (ИК) и ультрафиолетовой (УФ) областях спектра. Что важно при проектировании исполнительных устройств с использованием детонаторов на базе ATM.

Личный вклад автора. В диссертации представлены результаты работы, выполненные лично автором, а также совместно с сотрудниками лаборатории Лазерной техники и лазерных технологий, кафедры Лазерной и световой техники ТПУ. Обсуждение методов решения поставленных задач проводилось с научным руководителем и соавторами, указанными в опубликованных работах

Апробация работы. Результаты исследований, обобщенных в настоящей работе, докладывались на трех конференциях:

 3rd International Congress on Radiation Physics and Chemistry of Condensed Matter, High Current Electronics and Modification of Materials with Particle Beams and Plasma Flows, г.Томск, Россия, 17 – 21 сентября 2012 г.;

Забабахинские научные чтения, г. Снежинск, Челябинская область,
 Россия, 02 – 06 июня 2014 г.;

 International Congress on Energy Fluxes and Radiation Effects, г. Томск, Россия, 21 – 26 сентября 2014г.

Публикации по теме работы. Всего результаты исследований изложены в 11 публикациях, из них 8 – журналы из списка ВАК («Известия вузов», «Journal of Physics» и др.)

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, 5 глав, заключения, списка литературы из 110 наименований. Работа изложена на 117 страницах, содержит 2 таблицы и 47 рисунков и 1 приложения.

Во введении обоснована актуальность работы, поставлена цель и задачи работы, описана научная новизна, сформулированы защищаемые положения, описан личный вклад автора.

В первой главе проведен литературный обзор экспериментальных, а также теоретических работ, рассматривающих лазерное инициирование взрывчатых веществ. Приведены три основные модели лазерного инициирования: микроочаговая, цепная и деформационная [10, 1, 38]. Основное внимание уделяется оценкам с позиций микроочаговой модели.

Во второй главе рассмотрены базовые методические подходы, используемые при проведении экспериментов, а также анализе полученных данных.

В третьей главе описывается влияние длины волны излучения лазера на энергетические пороги и времена задержек свечения. Ставится задача по установлению зависимостей этих параметров от природы инициирующего излучения, которая в разных моделях оказывает разную роль. Воздействие проводилось CO₂ излучением: 10,6 мкм – средний ИК диапазон, энергия квантов составляет 0,1 эВ и переход электронов в валентную зону затруднен, а также 4 гармоникой неодимового лазера: 266 нм – УФ диапазон, энергия квантов чуть менее 5 эВ, поэтому воздействие таким излучением моментально приводит к образованию электрон-дырочных пар.

В четвертой главе описаны результаты измерений скорости распространения реакции разложения в нитевидных образцах АТМ. Измеряется скорость распространения фронта в нитевидных кристаллах при различных способах возбуждения очага разложения, обеспечивающих максимальную (в УФ

8

области воздействий) и минимальную (в ИК области и передачей детонации) концентрацию электрон-дырочных пар.

Сравниваются основные характеристики процесса возникновения и развития волны разложения в нитевидных кристаллах, обладающих, относительно высокой скоростью диффузии и нитевидных прессованных порошках, где диффузия дырок затруднена.

Пятая глава посвящена исследованию разлета продуктов взрывного разложения на воздухе и в условиях вакуума. С этой целью над облучаемой поверхностью BB устанавливались три прозрачные преграды на различных от неё расстояниях. Все полученные результаты находят объяснение в рамках тепловой модели инициирования.

В заключении результаты исследований обобщены в виде выводов.

1 ЛИТЕРАТУРНЫЙ ОБЗОР

1.1Оптическое инициирование азидов тяжелых металлов

С середины 50-х годов начинаются систематические исследования по воздействию на ВВ излучением света. Эггертом и др. [90, 91] подробно изучалось действие оптического излучения на азиды серебра. Первые эксперименты проводились с использованием излучения газоразрядных ламп. Авторы [91,92] полагали, что механизм, лежащий в основе инициирования – тепловой разогрев вещества, вследствие поглощения излучения в приповерхностном слое.

Тем не менее, Ф. Боуден и А. Иоффе [34] не исключали, что механизм инициирования азида серебра может иметь как тепловую, так и фотохимическую природу. Так как даже в тепловой модели, по их представлениям, тепло возникает в результате релаксации возбужденных ионов азида. Следовательно, процесс инициирования, потенциально, может развиваться за счет протекания фотохимических явлений. Проходят они по следующей схеме:

$$N_3^- + h\nu \leftrightarrows N_3^0 + \acute{e}, \tag{1}$$

при этом после последующего слияния радикалов происходит выделение тепла:

$$2N_3^0 \to 3N_2^{\uparrow} + Q, \tag{2}$$

Использование в качестве источников оптического излучения газоразрядных ламп вспышки создавало ряд проблем, затрудняющих определение механизмов инициирования ВВ. Ввиду того, что излучение ламп вспышки не монохроматическое, возникают трудности с оценкой доли поглощенной энергии, т.к. показатели поглощения, отражения и рассеяния вещества могут сложным образом зависеть от длины волны. А спектр излучения ламп вспышки достаточно широк. Так же ввиду того, что излучение разной длины волны поглощается в приповерхностных слоях различной толщины, расчет толщины прогреваемого слоя становился не точным. Вышеописанные проблемы решились с изобретением лазеров, обеспечивающих направленное монохроматическое излучение. Применение модуляции добротности лазера обеспечило высокую плотность мощности импульса, а также временное разрешение десятки наносекунд, что позволило определять индукционные задержки инициирования.

Первые публикации по инициированию лазерным излучением азида свинца и тэна (пентаэриттетранитрат) появились в 1966 году А.А. Бриш, И.А. Галеев и др. [35]. В последующей работе [36] были проведены эксперименты по установлению зависимости задержки вспышки ВВ в зависимости от плотности лазерного излучения на азиде свинца (рис. 1.1).



Рисунок 1.1 Зависимость задержки инициирования азида свинца от плотности лазерного излучения. 1 – расчетная кривая (qt=const), 2 – экспериментальные значения [36].

Из рисунка 1.1 видно, что в широких пределах зависимость линейна, а, следовательно, для инициирования в этих пределах, требуется одинаковая величина энергии. При плотности мощности, когда задержки становятся выше 10⁻⁴ с величина необходимой энергии возрастает. В работе также приводятся возможные механизмы, приводящие к образованию «горячих» точек. Так, авторами полностью отсекаются световой удар, фотохимическое возбуждение, не

исключаются механизм, основанный на электрическом пробое. Однако в итоге делается вывод о том, что только тепловая теория инициирования объясняет все имеющиеся на тот момент времени факты. Полагается, что размер начального очага поглощения световой энергии составляет 10⁻² мм.

В середине 70-х годов Е.И. Александров и А.Г. Вознюк [14,15] выполнили ряд работ, был выявлен низкий порог инициирования для азидов тяжелых металлов при воздействии коротким (~20 нс) импульсом неодимового лазера, излучение которого плохо поглощается матрицей АТМ. Порог составил десятки мДж/см², и казалось, что тепловой механизм инициирования не работает, простейший пересчет поглощенной энергии на единицу объема дает разогрев на единицы градусов К. В своих работах Е.И. Александров и др. [16,20,25] отстаивали, что низкий порог инициирования порошков азидов тяжелых металлов лазерным излучением наносекундной длительности в области прозрачности, обусловлен концентрированием энергии излучения в поглощающих микроочагах. Также в работах был предложен механизм повышения освещенности в объеме вещества за счет светорассеяния. Особенно сильно светорассеяние в предлагаемых моделях оказывает влияние при лазерном воздействии на пороги инициирования прессованных порошков, что хорошо согласуется с экспериментальными данными.

Трудность создания моделей, описывающих протекающие в ВВ процессы обусловлена тем, что при воздействии импульсным лазерным излучением может реализовываться множество различных физических явлений, так или иначе приводящих к взрыву: приповерхностный разогрев, ударная волна, фотохимические процессы, оптический пробой. Более того, во время взрыва происходит разрушение образца, что в итоге скрывает первоначальные процессы и значительно затрудняет анализ протекающих процессов в начальный момент.

Несмотря на огромное количество публикаций по тематике лазерного инициирования BB, в том числе появившихся за последние 10 лет, комплексных изучений проводилось достаточно мало. Малое внимание уделяется исследованию параметров разлета продуктов, скорости реакции в веществе. Основные исследования сосредоточены на определении порогов инициирования при варьировании условий и с применением различных примесей и добавок. Однако одной этой информации оказывается не всегда достаточно. Определенные сложности в сопоставлении уже имеющихся данных доставляет то, что эксперименты проводятся в разных уникальных условиях, а повторить и проверить результаты на другой установке не всегда оказывается возможным. Весьма сложным и проблематичным моментом определения энергетических порогов инициирования является определение плотности мощности лазерного излучения, которым производится воздействие на образец. Распределение плотности мощности по сечению пучка всегда различно и неоднородно. Высокая когерентность лазерного излучения может создавать дополнительные нежелательные эффекты перераспределения энергии в пучке.

1.2 Микроочаговая модель лазерного инициирования

Научная группа под руководством Александрова Е.И. [12] одна из первых предложила микроочаговую модель инициирования применительно к АТМ при лазерном воздействии. Группой были опубликованы пионерные работы по лазерному инициированию [10-26]. Авторам впервые удалось с высокой точностью определить пороги инициирования АТМ при воздействии широким пучком, что дало основания для предложения конкретной модели и отсечению не рабочих гипотез. Авторы исходили из наличия конкуренции между процессами, которые могут приводить к инициированию, соответственно нижний порог инициирования должен быть обусловлен процессами, требующими минимум энергии для реализации. Предполагалось, что в прозрачном веществе практически всегда есть локальные неоднородности, при этом они могут обладать значительным поглощением, а, следовательно, и хорошо нагреваться, поглощая энергию лазерного излучения. Таким образом, подобная неоднородность может становиться

13

центром очага химического инициирования. При этом в АТМ в силу того, что разложение BB и при комнатной температуре идет постоянно, всегда присутствует продукт разложения – металл, в виде микрочастиц с типичными размерами менее 10⁻⁵ см. Для таких частиц по расчетам необходима плотность энергии порядка 10 мДж/см², что бы произошел разогрев частицы, при котором начинается необратимая лавинообразная реакция разложения BB вокруг частицы. При этом за время воздействия лазерного излучения 10⁻⁸ с процессы переноса тепла не вносят существенных отклонений в оценки. Таким образом, если в очаге становится достаточно энергии, он становится центром теплового разложения BB. В дальнейшем происходит закономерное взрывное разложение всего образца.

Были исследованы закономерности индукционных периодов по отношению к инициирующему импульсу, а также влияние подогрева на пороговые характеристики и, самое главное, проведен анализ различных точек зрения на механизмы инициирования взрыва ВВ при помощи лазерного излучения (ЛИ). Была предложена непротиворечивая модель, описывающая поведения прозрачных ВВ при воздействии на них ЛИ.

Следует отметить, что фундаментом современных представлений о чувствительности ВВ к внешним воздействиям является теория теплового взрыва [68], которая сводит процесс инициирования к задаче образования очагов Которые В своих окрестностях разогрева. стимулируют термическое разложение ВВ. При превышении теплоприхода в зону химической реакции над теплоотводом эти очаги трансформируются в развивающиеся очаги взрывчатого превращения. Поэтому при обсуждении возможных механизмов инициирования АТМ авторы [15] исходили из общих представлений о возбуждении взрыва ВВ при внешнем воздействии, полагая, что модели инициирования в схожих условиях отличаются различием в понимании механизма возникновения начального очага разложения. Именно эти механизмы и соответствуют начальным процессам инициирования взрыва.

Второе основное положение постулирует то, что при конкуренции различных процессов, которые теоретически могут привести к возбуждению взрыва, порог взрыва ВВ определяется процессом, характеризующимся минимальным световым потоком, который необходим для инициирования. Таким образом характерным критерием, на основе которого возможно обсуждение механизмов, является энергетический порог инициирования (ЭПИ). Данный подход позволяет исключить маловероятные механизмы инициирования. На его основе предлагается следующая модель.

В объеме прозрачного (для падающего излучения) ВВ всегда имеются локальные неоднородности, которые могут поглощать лазерное излучение. Они могут быть как сторонними примесями, так и продуктами частичного распада самого ВВ. При этом частицы обладают более высоким показателем поглощения, по сравнению с показателем поглощения самого ВВ. Так как длительность самого ЛИ достаточно мала (десятки наносекунд), то процессы, связанные с уходом тепла из очага и перераспределением энергии, ограничены. Следовательно, энергия ЛИ локализуется в объеме поглощающих неоднородностей. Это приводит к созданию тепловых очагов в их окрестности. Основная реакция, обеспечивающая тепловое развитие процесса, дается следующим выражением [34]:

 $N_3 + N_3 = 3N_2 + Q , (3)$

где N_3 – радикалы; Q = 1-2 кДж/г (≈ 10 эВ на акт).

Существование ЭПИ в рамках модельных представлений связывается с необходимостью создания определенного запаса тепла в очаге, который может обеспечить развитие очага с учетом «оттока» тепла за счет теплопроводности и испарения с разлетом вещества с поверхности образца. Индукционный период связывается с временем, необходимым для того, чтобы очаг горения перешел в детонационный. При этом кинетика процесса теплового разложения в очаге бесконечных размеров определяется по формуле [34]:

$$\frac{dT}{dt} = \frac{Q}{C}\frac{dn}{dt} = \frac{Q}{C}k_0(1-n)\exp\left(-\frac{E}{RT}\right),$$
(4)

где *n* - относительная концентрация прореагировавшего вещества (глубина превращения); k_0 – предэкспонент; E – энергия активации; Т - абсолютная температура очага; *R* – универсальная газовая постоянная; *t* - время.

Неоднородность, обладающая высоким показателем поглощения μ , может стать центром очага химического разложения. Такой неоднородностью могут служить частички сажи или металлов. Затем процесс развивается согласно общим представлениям о тепловом взрыве [72]. Резкое увеличение пороговой плотности энергии, наблюдаемое в экспериментах [20] с переходом от режима моноимпульсного облучения в наносекундной длительности к режиму цуга импульсов свободной генерации, объясняется влиянием релаксационных процессов, связанных с оттоком тепла, которые с увеличением времени воздействия увеличиваются. Слабая зависимость от температуры образца связывается с более высокой температурой в центре очага при воздействии ЛИ на пороге.

К достоинствам модельных представлений можно отнести то, что они, допускают количественную проверку и соответствуют:

классическим представлениям об очаговом характере инициирования при внешнем импульсном воздействии [34];

общепринятым представлениям о механизме взаимодействия лазерного излучения с прозрачными диэлектриками, приводящего к возникновению неустойчивости в их объеме.

1.3 Цепные модели

Цепная реакция по определению подразумевают цикличность реакции. При этом реакция должна быть каталитической, в которой катализаторами являются свободные атомы, радикалы или возбужденные частицы, являющиеся продуктами реакции [73,74]. По модельным представлениям электрон-дырочного распространения реакции, взаимодействие радикалов происходит, еще когда ВВ находится в твердой фазе. Гипотеза цепной модели была отброшена, как маловероятная еще в самом начале проведения экспериментов по лазерному инициированию. Связано это с тем, что энергетический порог возникновения фотохимических реакций, по оценкам, на порядок больше, чем ЭПИ получаемый в экспериментах. Расчеты показывают, что для того, чтобы создать количество радикалов N₃, которые при взаимодействии выделят количества тепла достаточное, для инициирования самоподдерживающейся реакции, необходима плотность энергии более 0,4 Дж/см² [15]. Такая плотность энергии, более чем на порядок превосходит реальную пороговую энергию инициирования. Соответственно фотохимические механизмы не могут определять пороговые значения энергии инициирования.

Однако в 90-х годах было обнаружено предвзрывное свечение [1], которое фотохимической (цепной) авторами модели стало трактоваться как люминесцентное свечение, имеющее нетепловой характер. Помимо этого, тепловой механизм разложения АТМ предполагает, что радикалы N₃ должны сталкиваться в жидкой или газовой фазе у поверхности. А экспериментальные данные по размерному эффекту противоречат тепловой модели. Так, в экспериментах наблюдается увеличение порога инициирования при увеличении отношения площади поверхности к объему образца [16]. Что, по мнению авторов, может свидетельствовать о протекании реакции не на поверхности, а в объеме образца [40]. Таким образом, возникли предпосылки для сомнения в верности тепловой микроочаговой модели инициирования. Которые стали отправной точкой для создания новых модельных представлений, в их поддержку было опубликовано множество работ [1-9,53-59,87]. Учитывая, что многие явления хорошо описывались цепной моделью, она получила вторую жизнь.

В рамках модели рассчитаны зависимости энергетических порогов инициирования от длительности импульса. Однако исследования по воздействию излучением разной длины волны электромагнитного излучения на образцы ставят ряд вопросов. В частности, пороги инициирования для УФ и ИК излучения получаются близкими, при этом энергия кванта в одном случае выше запрещенной зоны в материале, в другом же случае наоборот (ширина запрещенной зоны для АТМ порядка 3,5 эВ) намного ниже. Как следствие в рамках этой теории, в зависимости ОТ длины волны облучающей образец. должны меняться концентрации радикалов. В свою очередь концентрация радикалов определяет порог инициирования. В экспериментах же ЭПИ более сложным образом зависят от длины волны, а пороги инициирования в ИК и УФ областях в схожих условиях Так же существует усовершенствованная, оказываются сопоставимы [82]. мономолекулярная цепная модель. В ней процесс размножения дырок происходит за счет внутризонных переходов. Для согласования модели с экспериментальными данными вводится понятие обрыва цепи, возникающего при захвате дырок конкурирующими центрами.

Основным недостатком модели является отсутствие надежных экспериментальных данных. Модель разработана на основе экспериментально обнаруженных авторами [8] явлений «предвзрывной люминесценции» и «предвзрывной проводимости». Однако само наличие предвзывного свечения в том смысле, в котором оно подразумевалось в работах, оспаривалось позже [81].

1.4 Деформационная модель

Деформационная модель объясняет с другой стороны низкие пороги инициирования АТМ. Её сторонники полагают, что деформация кристаллической решетки серьезно влияет на реакционную способность азидов тяжелых металлов [38,39,63,64,38]. Что способствует твердофазным реакциям разложения. Производятся многочисленные расчеты, по которым давление, оказывая всестороннее сжатие, приводит к уменьшению расстояний между атомами. Происходит увеличение ширины верхней валентной зоны, а как следствие – уменьшение ширины запрещенной зоны. Механизм инициирования при этом рассматривается исходя из возможности образования цепочечных структур. Эти цепочечные структуры состоят из азидов с одной стороны и атомов серебра с другой. Благодаря им возможен электронный перенос. Обрыв, возникающий за счет любых нарушений симметрии, приводит к образованию кластеров – продуктов твердофазного разложения [39]. Авторы претендуют на возможность существования деформационного механизма инициирования АТМ. Однако данная модель должна рассматриваться в совокупности, с какой-либо из двух предыдущих моделей. По представлениям авторов, локальная деформация АТМ может приводить к изменению, в том числе поглощающих свойств материала в микромасштабах, что приводит к образованию поглощающих микроочагов.

В качестве возможной модели микроочагов реакции – горячих точек, рассматривается образование за счет надбарьерных туннельных переходов атомов азота в новое симметричное кристаллографическое положение метастабильной фазы динитрида нитрида серебра AgNN₂. По своим физическим свойствам это соединение резко отличается от исходного азида серебра. Наличие таких областей в матрице AgN₃ приведет к гигантским внутренним напряжениям, а при повышении их концентрации – механическому разрушению.

1.5 Выводы по главе 1

В настоящее время лазерное инициирование ВВ успешно применятся для определения порогов инициирования при световом воздействии в том числе для новых ВВ [42,57,62,67,81,86,100,101]. Лазерное инициирование позволяет изучать

19

предвзырвные и взрывные процессы, обеспечивая временное разделение процессов воздействия на вещество и ответную реакцию. Однако в связи с многообразием возможных процессов, сопутствующих взаимодействию лазерного излучения с конденсированными средами, нет экспериментальных работ, напрямую подтверждающих ту или иную модель инициирования АТМ. Тем не менее, экспериментальные данные могут отсечь неработающие модели. На ранних этапах исследований обсуждались различные модельные представления механизмов инициирования:

- преобразование энергии светового импульса в энергию ударной волны;
- протекание фотохимических процессов в освещаемом слое;
- оптический пробой в электромагнитном поле лазерного излучения;
- разогрев приповерхностного слоя.

Однако эти взгляды не получили последующего развития ввиду наличия множества несогласий с экспериментальными данными. Базовой моделью стала микроочаговая тепловая модель. На данный момент, тепловая микроочаговая модель представляется более проверенной моделью. Она берется в данном диссертационном исследовании за основную. При этом существование конкурирующих модельных представлений, лучше описывающих некоторые экспериментальные данные, ставит вопросы перед тепловой моделью.

Так, до сих пор не понятно, почему скорость в НК АТМ значительно ниже чем в ПП АТМ [1]. Не изучена чувствительность АТМ к низкоэнергетическому излучению CO₂-лазера при воздействии наносекундным импульсом. Имеется большое разногласие данных по скоростям разлета продуктов, как ПП так НК [43,75,27,50,59]. Все эти экспериментальные пробелы создают базу для сосуществования противоречивых теоретических моделей инициирования и взрывного разложения АТМ. Таким образом основной задачей работы является изучение временных параметров взрывного разложения и разлета продуктов реакции АТМ [45]. Результаты экспериментов, приводимые в данной работе, будут сопоставляться с теоретическими представлениями, возникающими в рамках тепловой модели. Целью работы является исследование механизмов лазерного инициирования взрывного разложения азидов свинца и серебра, которые необходимы для проверки и уточнения положений микроочаговой модели.

При выполнении работ ставились следующие задачи: изучить влияние длины волны в ИК и УФ диапазоне на пороги инициирования и времена задержек, изучить скорость разлета продуктов в вакууме и на воздухе, а также скорость распространения взрывного разложения при различных методах инициирования. Эксперименты направлены на установление связи между методом инициирования и самим процессом инициирования, развитием и распространением реакции в АТМ.

2 ТЕХНИКА И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

2.1 Экспериментальные подходы

При выполнении экспериментов использовался общий подход, учитывающий, как особенности классического инициирования, так и особенности лазерного возбуждения, применялся также общий подход к регистрации параметров взрывного разложения. Основные подходы описаны ниже.

• Определение порога инициирования

Известно, что взрыв имеет вероятностный характер [12]. Типичная форма вероятностной кривой для ВВ представлена на рис. 2.1.



Рисунок 2.1 Вероятностная кривая инициирования.

Понятие порог инициирования, может вводится достаточно произвольно, это связано с вероятностным характером взрыва. В соответствие с этим

за энергетический порог инициирования (ЭПИ) в данной работе принимается такое значение энергии/мощности или их плотности (H_{0.5}), которое отвечает точке перегиба кривой. Такая величина обеспечивает 50 % вероятность взрыва. Касательная к кривой в точке перегиба ограничивает «область вероятностного подрыва».

• Измерения с высоким временным разрешением

Измерение динамических характеристик взрывного разложения производилось с высоким временным разрешением (10 нс). К таким характеристикам относятся:

о задержка взрыва (индукционный период);

о длительность взрывного разложения образца;

- длительность фронтов нарастания и затухания свечений, соответствующих взрыву;
- о длительность разложения вещества в зоне воздействия лазерным излучением;
- скорость разложения образца по глубине и в радиальном направлении от области воздействия.

Эти характеристики измеряются при регистрации свечения взрыва.

 Проекционный способ формирования лазерного пучка на поверхности взрывчатого вещества

Проекционный способ заключается в построении на поверхности ВВ изображения диафрагмы, вырезающей часть лазерного пучка [20]. Этот способ позволяет точно регулировать плотность энергии, падающей на образец, также позволяет формировать на образце однородное пятно с резкими краями практически любого размера, ограниченного только волновыми свойствами излучения и относительным отверстием объектива. Возможно создание

прямоугольных пятен. Только этот способ позволяет достоверно измерять пороги инициирования и регистрировать свечение точно из области воздействия.

• Теневой метод регистрации скорости взрывного разложения

Для определения скорости распространения фронта использовался способ (с разрешением 100 мкм), представляющий собой модифицированный теневой метод с применением системы щелей (решетки). Апробация метода [75] показала его высокую информативность, превосходящую аналогичную для современных скоростных камер.

• Контроль формы и энергии лазерных импульсов

Во время проведения экспериментов проводится постоянный контроль энергии и формы каждого импульса лазерного излучения, воздействующего на образец. Данное требование обеспечивает учет экспериментов, в которых условия воздействия серьёзно отличаются от необходимых.

• Изменение энергии возбуждения

Ослабление энергии лазерного излучения при помощи светофильтров, а не при помощи изменения уровня накачки лазера. В режиме линейного поглощения светофильтров данное условие обеспечивает одинаковую форму лазерного импульса не зависимо от энергии воздействия.

• Синхронные измерения

Для процессов, имеющих вероятностный характер очень важное значение имеет синхронное измерение максимально большого количества параметров. Используемый для исследований лазерный комплекс [80] позволяет синхронно регистрировать до восьми различных характеристик взрывного разложения с точностью привязки ~10 нс.

Указанные измерения позволят определить реальное время начала взрыва и его развитие во времени [75].

• Явления, возникающие при отказе инициирования

Изучение явлений, возникающих при отказе BB (при околопороговых значениях энергии и при существенно меньших), их спектральных и временных характеристик. Возникающие явления при этих условиях могут быть связаны с механизмом инициирования.

2.2 Комплекс экспериментального оборудования

При выполнении экспериментальных работ использовался усовершенствованный стенд, описанный в [79]. В стенд был встроен CO₂-лазер, изготовленный в Институте сильноточной электроники СО РАН.

Главным лазером установки является LQ929-лазер (рис. 2.2) произведенный и специально усовершенствованный фирмой «Солар ЛС». В генераторе используется кольцевая схема резонатора. В резонатор входят зеркала 3, 4, 9, зеркало 10, поворотная призма 5, поляризатор 6, фазовая пластина 11, ячейка Поккельса 7, поляризатор 8, линза 39 и пластина 29. Часть лазерного излучения, отраженная от поляризатора 8, направляется обратно в резонатор при помощи возвратного зеркала 9. Поляризатор 6 вместе с фазовой пластиной 11 формирует выходное зеркало с регулируемым коэффициентом отражения. Поляризатор 6 обеспечивает выход вертикально поляризованного излучения из резонатора. Для улучшения стабильности выходного излучения, излучатель термостабилизирован.



Рисунок 2.2 Оптическая схема LQ929-лазера

1.1, 2.1 – стержень Nd:YAG; 1.2, 2.2 – лампа накачки; 1.3, 2.3 – отражатель; 1.4, 2.4 – УФ фильтр; 3, 4, 10, 12, 13, 18, 19 – поворотные зеркала;
5 – призма; 6, 8 – поляризаторы; 7 – ячейка Поккельса; 9 – возвратное зеркало; 11 – фазовая пластина; 14 – фазовращатель; 15 – диафрагма; 16, 17 – телескоп; 28 – технологическое зеркало; 29 – стеклянная пластина; 39 - компенсатор

Лазер имеет следующие параметры излучения:

длительность импульса на первой гармонике ($\lambda_0 = 1064$ нм, E=1 эВ) $\tau_{II} = 17$ нс, на четвертой гармонике ($\lambda_0 = 266$ нм, E=4,8 эВ) $\tau_{II} = 15$ нс;

энергия импульса W_{Π} $\lambda_0 = 1064$ нм $\rightarrow 1500$ мДж, $\lambda_0 = 266$ нм $\rightarrow 170$ мДж;

Режим работы варьируется от одиночного импульса до частотного *5 Гц*. Структура лазерного пучка многомодовая с однородной центральной частью.

СО₂-лазер собран в Лаборатории газовых лазеров ИСЭ СО РАН. В нем используется поперечное возбуждение электрическим разрядом (ТЕА-лазер). Схема лазера представлена на рис. 2.3 [65]. Схема предусматривает предварительную ионизацию основного разрядного промежутка, для создания

однородного разряда. Это обеспечивает последующее однородное распределение возбужденных молекул CO₂.



Рисунок 2.3 Схематическое представление СО₂-лазера.

СО₂-лазер излучает на длине волны 10,6 мкм (0,1 эВ) и может работать в режиме одиночного импульса, а также с частотой до 5 Гц. В лазере использовалась смесь СО₂: N₂: H₂ = 400:50:50, с общим давлением 0,5 атм., напряжение разряда 20 кВ. Накачка осуществлялась при помощи короткого поперечного разряда. Длительность лазерного импульса на полувысоте составляет 17 нс, максимальная энергия в импульсе до 100 мДж, излучение одномодовое.

Полная схема экспериментальной установки показана на рис. 2.4. Облучение поверхности образцов производилось при помощи проекционного способа, который позволял достигать следующих целей:

• получать высокую однородность засветки освещаемого участка BB;

• наблюдать динамику свечения образцов при взрывном разложении только из зоны лазерного воздействия;

• облучать локальный объем ВВ.

Эти цели обеспечиваются за счет уникальной оптической схемы, которая позволяет использовать минимальную каустику пучка, и работать с дифракционными пучками.



Рисунок 2.4 Схема экспериментальной установки

Описание элементов схемы на рисунке 2.4. 1 - измеритель энергии (ИМО-2Н или Gentec); 2 – фотоэлемент коаксиальный ФК-19; 3 – кварцевая призма Дове; 4 - лазерный комплекс неодимовый (λ= 1 064, 266 нм) с возможностью совмещения выходных окон разных гармоник с общей оптической осью системы; 5, 5' апертурные диафрагмы (идентичные); 6 - ФЭУ зонный; 6' - ФЭУ панорамный; 6'' - ФЭУ просвечивающий; 7 – кварцевый объектив панорамный; 7' - объектив для просвечивающего сигнала; 8 - зеркало металлическое; 9 - зеркало диэлектрическое сменное для разных длин волн; 10 – кварцевый объектив строящий изображение; 11 - плоскость изображения диафрагмы; 13 – наносекундный СО₂-лазер; 14 – осциллограф Tektronix DPO 3034 300 МГц, частота дискретизации 2,5 Гц (а - сигнал зонного ФЭУ, b - сигнал нижнего ФЭУ, с - сигнал панорамного ФЭУ, d - сигнал лазерный с ФЭКа, 0 - сигнал запускающий); 15, 16, 17, 18, 19 – светофильтры; 20 – германиевый датчик сигнала, с наносекундным разрешением; 21 – убираемое поворотное зеркало, используемое для отражения излучения CO₂-лазер; 22 – пластина ZnSe

Излучение лазера 4 делилось на 3 пучка при помощи кварцевой призмы Дове 3. Френелевское отражение с передней грани призмы Дове направлялось на образец, это излучение называется силовым. Для силовой части излучения коэффициент отражения от грани призмы составлял $\rho_s = 0,1$. Излучение направлялось на светофильтры 15, при помощи которых производилось изменение энергии лазерного излучения. Далее, за светофильтрами находилась диафрагма 5 которая обрезала лазерный пучок по уровню >0,9.

Далее сменным интерференционным зеркалом 9 ($\rho_s = 0,99$) излучение направлялось на металлическое зеркало 8 ($\rho_s = 0,7$). Затем излучение попадало на кварцевый объектив 10. Использовался объектив, исправленный на сферические аберрации. При помощи него строилось изображение диафрагмы 5 на поверхности образца АТМ в плоскости изображения 11. Такая схема позволяет формировать на поверхности образца однородный пучок размерами от 1 мм до 0,01 мм на $\lambda_0 = 1064$ нм. При этом обеспечивается хороший контраст освещенности на краях пучка.

В случае экспериментов по воздействию излучением CO₂-лазера, схема несколько менялась, в схему устанавливалось зеркало 21, которое вводило излучение CO₂-лазера в проекционную схему облучения. До этого зеркала,

излучение лазера падало на плоскопараллельную пластинку из ZnSe стоящую под углом к излучению, таким образом, около 30% энергии отщеплялось на германиевый датчик 20. Сигнал с этого датчика регистрировался осциллографом, по которому определялась форма лазерного импульса во времени. Прошедшее излучение сквозь пластинку 22 попадало на светофильтры 19, а после них излучение падало на зеркало 21.

Достоинством проекционной схемы является то, что с ее помощью можно наблюдать свечение с облучаемой поверхности образца. При этом фиксация происходит только из области возбуждения. Через объектив 10 и пространственнофильтрующую диафрагму 5', проходило излучение, возникающее на поверхности, далее через зеркало 9, которое прозрачно для фиксируемого излучения, и полосовые светофильтры 18 оно поступало на фотодетектор 6 – зонный ФЭУ. Полосовой фильтр позволял смотреть динамику свечения в необходимом спектральном диапазоне.

Второй канал наблюдения представлял схему, состоящую из кварцевого объектива 7, диафрагмы полевой и фоторегистратора 6'. Светофильтр 16, предназначен для блокировки отраженного и рассеянного от образца ЛИ. В качестве него использовался полосовой светофильтр и интерференционное зеркало, отражающее только излучение, соответствующее длине волны излучения лазера. Полосовой фильтр выделял из всего спектра свечения достаточно узкую область 300 - 400 нм. Описанная схема позволяет наблюдать свечение, как за пределами зоны воздействия, так и непосредственно из зоны облучения. Увеличение оптической схемы могло меняться в пределах (5.0 - 0.5). Это позволяло вести панорамный обзор области пространства размером до 10 мм вокруг образца. Панорамный канал настроен на максимальную чувствительность и в основном предназначен для регистрации свечения продуктов взрывного разложения в момент их разлета.

Третий канал регистрации находился под образцом. И включал в себя ФЭУ 6", фокусирующую линзу 7' и светофильтры 17. В экспериментах могло фиксироваться как просто свечение с тыльной стороны образца, что позволяло определять момент выхода излучения на обратную сторону таблетки, а, следовательно, и скорость распространения взрыва вдоль образца. Так же могло регистрироваться свечение с тыльной стороны через решетку, что позволяло определять поперечную скорость распространения взрыва по образцу. Подробно устройство решетки описано в Главе 4.

Запуск осциллографа проводился либо при помощи запускающего импульса формируемого электрической схемой лазера, либо при помощи оптического сигнала излучения регистрируемого при помощи фотоэлемента 2, в случае работы на 1 и 4 гармонике. В этом случае 12% энергии лазерного излучения отражается от выходной грани призмы Дове и попадает на фотодетектор 2. В качестве фотодетектора использовался вакуумный фотодиод (ФЭК) с временным разрешением 0,1 нс. В случае работы на 4 гармонике, ФЭК 2 фиксировал сигнал люминесценции с полупрозрачной бумаги установленной на вход фотоэлемента. Для CO₂-лазера регистрация импульса проводилась при помощи датчика 20 на основе Ge элемента, который имел временное разрешение 1 нс. Одновременно ЛИ изображался на одном из каналов развертки.

Для установления одинаковых временных задержек, сигналы с детектора на осциллограф поступали через оптоволоконные кабели откалиброванной длины, а на входы осциллографов – через коаксиальные электрические кабели также специально заданной длины. Временная привязка каналов сигналов всех датчиков, сводилась к максимуму лазерного импульса и была не более 5 нс.

Для каждого лазерного импульса проводилась параллельная регистрация энергии излучения. Так, основная часть пучка, проходила призму Дове (80% энергии пучка) и поступала на измеритель энергии ИКТ-1Н.

31

Диафрагма – 5 (рис. 2.4), вырезающая центральную часть гауссова пучка лазера – 4 и 13 по уровню >0,9 (рис. 2.5), и поверхность образца – 11 находятся в сопряженных плоскостях по отношению к объективу – 10, в качестве которого использовался кварцевый объектив, исправленный на сферические аберрации и относительным отверстием a = 0,25.

$$V = \frac{f}{Z_n},\tag{5}$$

где *Z_n* – расстояние от диафрагмы 5 до передней фокальной точки объектива 10.



Рисунок 2.5 Обрезание лазерного пучка диафрагмой.

Таким способом на поверхности ВВ строилось достаточно резкое уменьшенное изображение диафрагмы 5. В случае использования CO₂-лазера применялась такая же схема с использованием линзы из BaF₂.

ФЭУ 6, 6', 6'' были собраны на базе фотомодуля H5773-04 фирмы Hamamatsu. Полоса пропускания которого составляет от 200 до 850 нм (рис. 2.6).



Рисунок 2.6 Чувствительность фотомодулей H5773-04 Hamamatsu.

Из рисунка видно, что используемые ФЭУ не чувствительно к излучению 1ой гармоники неодимового лазера (1060 нм), а также к излучению CO₂лазера (10 600 нм). При необходимости использовались полосовые светофильтры OC-14 – для наблюдения только в длинноволновой области и C3C-7 для наблюдения в коротковолновой. Коэффициент пропускания для светофильтров дан на рисунке 2.7.





Лазерное излучение первой гармоники Nd:YAG-лазера ослаблялось на участке до формирующей диафрагмы при помощи нейтральных светофильтров 15 серии HC. На 4 гармонике ослабление осуществлялось при помощи светофильтров БС. Ослабление излучения CO₂-лазера производилось при помощи полимерных пленок разной толщины. Контроль формы импульса во времени для излучения CO₂-лазера производился при помощи германиевого датчика с наносекундным временным разрешением. Таким образом, экспериментальная установка позволяет воздействовать на образец пучком заданного размера, в пределах от 0,1 до 3 мм, длиной волны 10 600, 1064, 226 нм, проводить контроль формы импульса во времени и энергии в пучке во время каждого импульса. На рис. 2.8 показана типичная осциллограмма лазерного излучения для первой гармоники неодимового лазера. Видно, что на полувысоте длительность составляет 20 нс. Импульс однороден, не имеет посторонних выбросов энергии длительностью более 0,1 нс.



Рисунок 2.8 Форма лазерного пучка во времени

Пространственный контроль поперечной формы пучка проводился при помощи фотобумаги, на которой фиксировались отпечатки лазерных импульсов в зоне до диафрагмы. Отпечатки для пучка СО₂-лазера получались на термочувствительной бумаге.

Отпечаток однороден (рис. 2.9 а) и имеет округлую форму, колебания интенсивности внутри пучка составляют не более 20%. Неоднородность

рассчитывалась по необработанной фотографии, при работе фотопленки в зоне линейной зависимости потемнения от интенсивности с использованием формулы определения контрастности

$$K = \frac{J_{max} - J_{min}}{J_{max} + J_{min}},\tag{6}$$

где K – контрастность, J_{max} , J_{min} максимальная и минимальная яркость соответственно.



а)
 Б)
 Рисунок 2.9 Фотографии отпечатков, а) широкий пучок до диафрагмы, б)
 пучок, получаемый в плоскости изображения.

В плоскости изображения (рисунок 2.9 б) однородность пучка улучшается, ввиду диафрагмирования и уменьшения изображения. Размер пятна соответствует заданному проекционной схемой размеру в 1 мм, граница пучка контрастная.
2.3 Препараты

Общие сведения об азидах тяжелых металлов

Исследуемыми образцами являются α-, β-азиды свинца и азиды серебра. Азиды тяжелых металлов представляют собой соли азотистоводородной кислоты. Азотистоводородная кислота в свою очередь является соединением, в котором 97,5% – азот. Ранее считалось, что молекула имеет цикличную структуру:

$$H = N \begin{cases} N \\ || \\ N, \end{cases}$$

В настоящее время считается, что азидная группа имеет линейное строение и в азидах существует в стабильной форме [88]:

Азид свинца представляет собой соединение $Pb(N_3)_2$ (рис. 2.10). На вид азид свинца представляет собой белые или желтоватые кристаллы. Азид свинца может находиться в 4 аллотропных модификациях: α , β , γ и δ (в ранней литературе, различали только первые две модификации из них). В данной работе исследовались кристаллы α - и β -форм.



Рисунок 2.10 Структура молекул АТМ, слева азид синца, справа азид серебра

Азид свинца α-формы представляет собой ромбические кристаллы с плотностью: 4,68 – 4,716 г/см³ [99] выпадают в осадок при синтезе. Получается обычно в виде белого мелкодисперсного порошка. α-форма является самой стабильной из всех четырех состояний.

Кристаллы β-азида свинца образуются в форме длинных игл (Рис. 2.11). Моноклинная β-форма имеет плотность 4,87-4,93 г/см³ [99] и является стабильной. Раньше считалось, что азид свинца в β-форме чрезвычайно чувствителен к механическим воздействиям и кристаллы могут самопроизвольно взорваться из-за внутреннего напряжения внутри них [93]. Однако позже было показано, что возможно получение стабильных кристаллов β-формы [98].



Рисунок 2.11 Кристаллы азида свинца, α- и β-формы, слева и справа соответственно

Температура вспышки 330° С, что ниже температуры плавления, скорость детонации 4500 – 5400 м/с. Критический диаметр детонации для азда свинца очень мал и составляет величину около 10 – 20 мкм, для запрессованных в стеклянный каппиляр образцов.

Азид свинца обладает фотопроводимостью. Является фоточувствительным соединением, его кристаллы желтеют, а позже становятся серыми в лучах дневного света. Продуктами фотораспада являются свинец и азот. Разложение, сопровождается равномерным изменением цвета только в поверхностном слое и не

распространяется по всей толщине кристалла. Разложение поверхностного слоя заметно не сказывается на взрывчатых свойствах [95, 96]. Азид свинца может воспламениться от света высокой интенсивности (аргоновая лампа) [104]. Тепловая устойчивость сухого азида свинца в отсутствии влаги довольно хорошая, деградация после 12 месяцев при 60°С едва уловима. Металлический свинец, образующийся в процессе термического разложения азида свинца, может реагировать с кислородом воздуха и образовывать оксиды свинца. Протекающие реакции [98]:

$$Pb(N_3)_2 + 2H_2O \to Pb(OH)_2 + 2HN_3$$
 (7)

$$Pb(N_3)_2 \xrightarrow{n\nu} Pb + 3N_2 \tag{8}$$

$$Pb + HN_3 + 2H_2O \to Pb(OH)_2 + N_2 + NH_3$$
 (9)

$$Pb(OH)_2 + Pb(N_3)_2 \to PbO.Pb(N_3)_2 + H_2O$$
 (10)

Азид свинца легко детонирует в тонких слоях с высокой детонационной скоростью. Экспериментальные данные разных авторов, по зависимости скорости детонации от плотности прессованного образца, приведены на рис. 2.12 [98]. Эмпирическое описание этих данных выглядит следующим образом [70]:

$$D(\rho) = 5100 + 560(\rho - 4) \text{ M/c}, \tag{11}$$

где р – плотность азида свинца

her.



Рисунок 2.12 Зависимость скорости детонации от плотности прессованных образцов азида свинца [98]

Зависимость скорости детонации от толщины показана на рис. 2.13. Скорость распространения детонации в образцах диаметром 10-200 мкм была измерена Юнгом [96]. Он обнаружил участок ускорения реакции разложения после инициирования до достижения устойчивой скорости распространения детонации. Скорость устойчивый детонации находится в диапазоне 2,670-3440 м/с. Азид свинца относится к группе первичных взрывчатых веществ с коротким преддетонационным участком. Дефлаграционного участка практически не наблюдается. Этим объясняется его высокая эффективность инициирования. Примеси очень сильно влияют на эффективность инициирования. Основные физические свойства азида свинца указаны в **Приложение А**.

40



Рисунок 2.13 Скорость детонации азида свинца от его толщины [95]

Азид серебра AgN_3 по химической устойчивости превосходит азид свинца. Температура плавления 300°С, при быстром нагревании детонирует. Как и азид свинца высокочувствителен к ультрафиолетовому излучению и разлагается по поверхности.

Азид серебра представляет собой белое кристаллическое соединение. Он образует ромбические кристаллы с кристаллической плотностью 4,81 г/см³ или 5.1 г/см³. Теплота образования азида серебра - 311 кДж/моль. Азид серебра практически нерастворим в воде (0,765 мг/100 г в 25 С) и обычных органических растворителях. В отличие от азида свинца не вступает в реакцию с водой в присутствии углекислого газа [91]

Азид серебра светочувствителен, сначала он становится фиолетовым, затем чернеет, как результат образования коллоидного серебра при воздействии света (и высвобождения азота). Фотолиз происходит только на поверхности кристалла и материал не теряет свои взрывчатые свойства. Фотораспад происходит быстрее, чем в случае с азидом свинца и довольно быстро, когда азид серебра облучают

ультрафиолетовым светом, в случае достаточно интенсивного облучения может произойти инициирование. Критическое поглощение света для инициирования кристаллов азида серебра соответствует общей энергии – 0,19 мДж/мм². Предложен механизм разложения:

$$2AgN_3 \to 2Ag + 3N_2 + 621 \, \mathrm{кДж} \tag{12}$$

Азид серебра имеет очень малый критический диаметр. Зависимость скорости распространения детонации от плотности выглядит следующим образом:

$$D(\rho) = 4400 + 770(\rho - 2) \text{ M/c}$$
(13)

Азиды свинца и серебра обладают схожими оптическими свойствами обладают хорошей прозрачностью в видимой области и ближнем ИК-диапазоне, пропускание излучения уменьшается для более коротковолнового излучения, начиная с 3 эВ поглощение становится существенным [34].

Прессованные порошки АТМ являются диффузно-рассеивающими средами (ДРС) для излучения слабо поглощающегося матрицей. Отличительной особенностью светового режима в ДРС является отсутствие прямой связи между показателем μ и глубиной проникновения света, которая в данном случае определяется соотношением μ и показателя рассеяния β . Соотношение μ и β определяют коэффициент диффузного отражения вещества ρ_{∂} и максимальную освещенность в его объеме. Второй важной особенностью является сильная зависимость освещенности и ее распределения по глубине рассеивающего слоя от размера светового пучка на его поверхности. Эти особенности способствуют реализации разнообразных режимов освещения и могут влиять на величину ЭПИ при любых возможных механизмах начальных стадий протекания процесса инициирования (нагрев микро-неоднородности, оптический пробой, нагрев макрообъема ВВ, фотохимическое разложение).

Подготовка образцов

Азиды свинца и серебра получались способом осаждения из водных растворов. Исходными реактивами являлись азид калия, полученный

нейтрализацией гидроокиси калия азотистоводородной кислотой, и нитрат соответствующего металла. Реакция проводилась путем сливания 0,2 молярных растворов. Продукты реакции проходили фильтрацию бидистиллированной водой и просушку в вакуумном эксикаторе при комнатной температуре в течение 24 часов.

Образцы из мелкодисперсных АТМ получали процессом запрессовки, позволяющей получать образцы в форме правильных параллелепипедов длиной 20 мм, шириной 0,5 мм и произвольной высоты от 0,1 до 0,5 мм (рис. 2.14).



Рисунок 2.14 Образец прессованного азида свинца 20×0,5×0,1 мм.

Давление запрессовки в экспериментах, описанных в данной работе составляло 50 кH/см². Плотность образца при этом сотавляет 4,1 г/см³. Полученные запрессовкой образцы, подвергались дефектовке на микроскопе, они могли

делиться на меньшие части, концы образцов обрезались бритвой под прямым углом.

Нитевидные макрокристаллы синтезировали на кафедре химии твердого тела Кемеровского государственного университета, по методике [46]. Образцы представляли собой иглы длиной до 15 – 25 мм, толщина до 0,5 мм, высота ~ 0,1 мм. Для экспериментов выбирались наименее дефектные кристаллы. На рис. 2.15 приведены фотографии нитевидных монокристаллов азида серебра, пространственного распределения по образцу частичек серебра, хорошо видны макро-дефекты технологического происхождения, по фотографиям проводилась дефектовка образцов.



a)









c)

d)

Рисунок 2.15 Фотографии нитевидных кристаллов азида серебра.

3 ВЛИЯНИЕ ДЛИНЫ ВОЛНЫ ИЗЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРА НА ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ПОРОГИ И ЗАДЕРЖКУ ИНИЦИИРОВАНИЯ

3.1 Инициирование углекислотным лазером

Временные характеристики взрывного разложения. Исследования проводились на установке рис. 2.4. В основных экспериментах фиксировалось свечение из зоны воздействия, а также свечение со всего образца. В нескольких экспериментах использовался датчик давления, который фиксировал момент начала механического разлета образца, т.к. этот момент совпадает с моментом начала свечения, в последующих экспериментах фиксировалось только свечение. Использовалась вышеописанная процедура определения ЭПИ, для чего на каждом уровне энергии (плотности энергии) облучения проводилось более 10 испытаний.

При инициировании прессованных порошков и кристаллов излучением CO₂ лазера, происходит взрывное разложение с хлопком и свечением. Временные характеристики взрывного разложения, в частности индукционный период инициирования, время свечения зависят от диаметра пучка, которым проводилось облучение, а также от степени превышения над пороговым значением энергии. Так, при малых размерах пучка 0,15 мм, даже при энергиях несколько превышающих пороговые значения, наблюдался значительный индукционный период (рис. 3.1), на пороге он составляет 400 нс, при этом свечение из зоны на полувысоте составляет 100 нс.

При многократном превышении плотности энергии ЛИ над пороговым значением, инициирование азида свинца происходит без индукционного периода. Однако, при энергиях чуть ниже пороговых, фиксировался продолжительный индукционный период, в некоторых случаях доходивший до 600 нс.



Рисунок 3.1 Сигнал свечения взрывного разложения азида свинца из зоны облучения CO₂-лазером. Диаметр лазерного пучка 0,15 мм, плотность энергии 2 Дж/см².

Определение поглощения образцов. Низкие пороги инициирования при помощи CO₂-лазера, изначально сложно объяснить с точки зрения любой модели. Излучение CO₂-лазера находится в среднем ИК диапазоне – 10,6 мкм, при этом переход электронов вещества в валентную зону затруднен. Многофотонная ионизация исключена ввиду малой энергии кванта излучения CO₂-лазера – 0,1 эВ. Для того, чтобы была возможна многофотонная ионизация такими квантами, необходимо, одновременное поглощение одним центром более 10 квантов, что при плотностях мощности до 1 Дж/см² крайне маловероятно. Таким образом, механизм инициирования в данном случае не может являться электрон-дырочным. Если положить, что поглощение энергии ЛИ происходит в объеме ATM, то разогрев

окажется незначительным. Возникшая проблема решается, если предположить, что энергия ЛИ локализуется в микрообъемах внутри образца. Таким образом для того, чтобы могла произойти локализация излучения CO₂-лазера, необходима, что бы АТМ были прозрачны на длине волны 10,6 мкм. Действительно, кристаллическая структура АТМ и ширина запрещенной зоны схожи с некоторыми щелочногалоидными кристаллами и полупроводниками. Ввиду этого стоит предположить слабое поглощение излучения в среднем ИК диапазоне образцами азида свинца и серебра. Информация о пропускании АТМ излучения с длиной волны 10 600 нм отсутствует. Для определения показателя поглощения излучения CO₂-лазера использовался непрерывный лазер.

На рисунке 3.2 показана схема измерения пропускания лазерного излучения образцами АТМ. Измерялось пропускание образца кристалла азида серебра. Диаметр облучаемой зоны (5 мм) превосходил диаметр входного отверстия (3 мм), за которым находился испытуемый образец, чем достигалась однородная засветка образца. Использовался непрерывный СО₂-лазер, в качестве датчика излучения использовался измеритель мощности ИМО-2Н.



Рисунок 3.2 Схема измерения пропускания излучения через образец

На основании экспериментальных данных определено, что пропускание образцом толщиной 150 мкм составляет 35 %, по оценкам показатель поглощения составляет величину ~ 10 см⁻¹. Таким образом, азид серебра является достаточно прозрачным для среднего ИК излучения, и ожидать влияния газодинамической разгрузки с поверхности образцов не следует. Пропускание на кристаллах азида свинца не проверялось ввиду отсутствия макрокристаллов достаточных размеров. Однако таблетки прессованных порошков, как азидов свинца, так и серебра равных размеров, пропускают примерно одинаковую долю энергии CO₂ излучения, можно сделать вывод о схожем поглощении в среднем ИК диапазоне. Таким образом воздействие излучения CO₂-лазера на АТМ нельзя рассматривать как тепловое воздействие исключительно на поверхность или объем образца.

Размерный эффект. В ходе выполнения работы было выявлено, что прессованные образцы как азида свинца, так и азида серебра обладают достаточно высокими ЭПИ (около 1 Дж/см²) при диаметре пучка менее 0,1 мм, однако при увеличении размера пучка порог стремительно падает (рис. 3.3), возникает типичная для прозрачных рассевающих сред зависимость пороговой плотности энергии от диаметра инициирующего пучка.

Диаметр таблеток составлял 6 мм, толщина 0,2 мм. Порог инициирования азида свинца при диаметре пучка 1 мм составил 17 мДж/см², при диаметре пучка до 6 мм порог инициирования уменьшался до 10 мДж/см², а при уменьшении пучка до 0,1 мм порог возрастал до 2000 мДж/см².

Для прессованных таблеток азида серебра пороги инициирования при воздействии пучками различного диаметра оказались несколько большими, чем пороги инициирования азидов свинца. Так при инициировании пучком с диаметром 1 мм порог составил 50 мДж/см², а при пучке диаметром 0,2 мм – 100 мДж/см²



Рисунок 3.3 Зависимость порога инициирования азида свинца от диаметра лазерного пучка, R^2 – коэффициент достоверности аппроксимации

Зависимость пороговой плотности энергии лазерного излучения для инициирования BB от диаметра пучка лазерного излучения, хорошо известна. Данный эффект наблюдается при инициировании излучением, которое прозрачно для матрицы образца и связывается с влиянием диффузного рассеяния излучения в объеме образца [11]. Прессованный образец азида диффузно рассеивающий объект. Лучи ЛИ образуют в объеме образца сложную структуру светового поля – называемая спекл-структурой [26].

$$l_0 \approx \lambda / 2\pi N_0 \tag{14}$$

где l_0 – характерный размер неоднородности, λ – длина волны излучения, N_0 – коэффициент преломления среды.

Для длины волны 10,6 мкм, характерный размер этой структуры в объеме азидов тяжелых металлов составляет $l_0 \sim 10.6/8 = 1.3$ мкм $\sim 10^{-5}$ см. В работах [18,19]

были изучены размерные закономерности процессов светорассеяния при помощи алгоритмов Монте-Карло. Было показано, что освещенность в объеме BB уменьшается с уменьшением размера пучка. Это приводит к повышению пороговой плотности энергии. Также, выяснено, что в условиях облучения бесконечно широким пучком (d > 3 мм) происходит увеличение освещенности на поверхности поглощающих частиц в F_0 раз:

$$F_0 = 13N_0^3/(N+1)^2, \qquad (15)$$

где N₀ – показатель преломления BB, N – показатель преломления окружающей среды.

Эффектами увеличения освещенности обуславливается низкие пороги инициирования. Температура разогрева определяется по формуле:

$$T = H_{0.5} \mu F$$
, (16)
где $\mu \sim l - 10 \text{ см}^{-l}$, $F - \kappa o_{2} \phi \phi$ ициент увеличения средней освещенности.

При облучении лазерным пучком диаметром 1 мм прессованных таблеток азида свинца, пороги составили 20 мДж/см², для азидов серебра 50 мДж/см². При таких значениях порогов, температура разогрева матрицы с учетом *коэффициент увеличения средней освещенности* не более 10, не превышает 10°С, что не может привести к зажиганию АТМ. Таким образом существование размерного эффекта и низкого порога инициирования указывает на то, что взрывное разложение АТМ, при воздействии излучением СО₂-лазера, происходит в результате локализации энергии ЛИ и образования микроочагов с характерным размером 10⁻⁴ см.

При этом предложенные в работе [55,59] положения о том, что размерный эффект может объясняться генерацией электрон-дырочных пар и безызлучательной передачей энергии на большие расстояния, в данном случае не проходят. Размерный эффект при инициировании CO₂-лазером, как видно из рисунка 11 наблюдается вплоть до диаметра пучка 6 мм, а длительность лазерного импульса составляет порядка 20 нс. Таким образом, скорость передачи энергии

должна составлять порядка 3·10⁶ м/с, что не согласуется с подвижностью электрондырочных пар.

Полученные экспериментальные результаты хорошо согласуются с гипотезой о том, что механизм инициирования АТМ излучением CO₂ лазера, как и на 1 гармонике неодимового лазера связан с разогревом микровключений схожих размеров ~10⁻⁴ см.

3.2 Инициирование 4 гармоникой Nd: YAG-лазера

В [17] обнаружено, что при возбуждении импульсом эксимерного лазера прессованных таблеток АТМ закрытие поверхности кварцевой пластиной резко снижает ЭПИ. По результатам работы сделан вывод о сильном влиянии прозрачной подложки на газодинамическую разгрузку очага нагрева, который в области собственного поглощения расположен в приповерхностном слое взрывчатого вещества. На ингибирующее влияние поверхности указано в [13] при инициировании макрокристаллов AgN₃ излучением эксимерного лазера.

Следуя вышеизложенному можно ожидать, что при давлениях прижатия пластины к образцу, соизмеримых с давлением в очаге разложения, ЭПИ будет стремиться к своему минимальному значению, то есть чувствительность ВВ будет максимальна. Определение ЭПИ в оптимальных условиях развития взрывного разложения может дать дополнительную важную информацию о механизмах лазерного импульсного инициирования ВВ, в том числе АТМ. Особый интерес в этом плане представляет исследование поведения нитевидных и пластинчатых кристаллов АТМ. Нахождению ЭПИ с открытой поверхности и в условиях прижатия прозрачной подложки на уровне давлений порядка *5000 кгс/см²* (0,5 ГПа) посвящена данная работа.

Интерференционное зеркало имело коэффициент отражения для Sполяризации на $\lambda_0 = 266 \ \text{нм} \ \rho_S = 0,99$. Коэффициент деления силового и измерительного каналов составлял k = 0,61. В панорамном канале использовались светофильтры УФС-2, СЗС-22, НС-6 и НС-9. В силовом канале использовались ослабители УФС-1, УФС-2, УФС-5, БС-12 и нейтральные светофильтры НС-6, НС-7, НС-8.

В первой серии опытов между образцом и кварцевой пластиной устанавливался зазор (рис. 3.4) шириной L = 1 - 10 мм. В данном случае пластина не влияла на газодинамическую разгрузку очага, а выполняла роль преграды на пути разлетающихся продуктов при ударе о которую появлялся импульс свечения. Временное положение этого импульса давало информацию о скорости разлета и моменте начала разлета продуктов взрывного разложения. Анализ скорости разлета продуктов приводится в *Главе 5*.



Рисунок 3.4 Установка образцов в ячейку. Слева – открытый образец; справа – прикрытый образец

 При отказе образцов наблюдалось сильное потемнение поверхности в области лазерного воздействия. Потемнение начиналось с уровней облучения, больших 20 мДж/см². При меньших уровнях воздействия наблюдался низкий сигнал свечения с поверхности образца, характерный для свечения люминесценции, при больших – характерный для оптического пробоя.

Примечательно, что в случае превышения энергии облучения более 20 мДж/см² вспышка свечения сопровождалась «хлопком» и возникновением светящегося факела над поверхностью образца. Оптический пробой макрокристаллов начинался при уровнях воздействия больших 0,3 Дж/см².



На рисунке 3.5 приведена осциллограмма свечения при отказе образца.

Рисунок 3.5 Сигналы, наблюдаемые при отказе образца $H_{05} = 400 \text{ мДж/см}^2$

На зонном канале наблюдается вспышка свечения, совпадающая с временным положением лазерного импульса. Затем это свечение переходит во вспышку, временное положение которой несколько сдвинуто (максимум сдвинут на 15 – 20 нс по ЛИ). Это свечение интерпретируется нами, как свечение оптического пробоя. На канале панорамного обзора (канал 2) наблюдается только свечение люминесценции, совпадающее по форме во времени с лазерным импульсом.

С увеличением уровня воздействия амплитуда сигнала предвзрывного свечения резко нарастает и при пороговых значениях превышает сигнал свечения взрывного разложения на порядок величины. Это обстоятельство затрудняло точное определение времени задержки инициирования. В среднем это время (индукционный период) составило 300 – 400 нс, что превосходит длительность индукционного периода при инициировании в области прозрачности азидной матрицы $\lambda_0 = 1064$ нм.

Типичная осциллограмма динамики взрывного разложения приведена на рисунке 3.6.

Характерной особенностью динамической картины процесса разложения является появление двух дополнительных импульсов свечения, первый из которых интерпретирован нами, как свечение при ударе о преграду эрозионного факела, а второй – как свечение при ударе разлетающихся продуктов взрывного разложения. На осциллограмме им соответствуют второй и четвертый пики свечения.



Рисунок 3.6 Осциллограмма свечения взрывного разложения макрокристалла AgN₃ с открытой поверхности

Скорость разлета абляционного слоя составила около 10 км/с, а скорость разлета продуктов – около 3 км/с. При переносе ячейки в вакуумную камеру (10⁻⁴ атм.) ЭПИ и время задержки менялись несущественно, однако скорости разлета абляционного слоя и продуктов взрыва увеличивались до 20 км/с и 5 км/с соответственно (рис. 3.7).

55



Рисунок 3.7 Осциллограмма свечения взрывного разложения и разлета продуктов прессованного порошка АТМ для образца в условиях вакуума

Во второй серии опытов образец сверху прижимался прозрачной кварцевой пластиной под давлением *5000 кгс/см²*. ЭПИ для исследованных образцов составили:

10±5 мДж/см² – для пластинок AgN₃;

 10 ± 2 мДж/см² – для прессованных порошков AgN₃ и PbN₆

Видно, что давление прижатия увеличивает чувствительность в среднем на два порядка величины и приводит к ЭПИ меньшим, чем в области прозрачности азидной матрицы, где инициирование принято считать низкопороговым. Прижатие образца сильно изменяет динамику процесса взрывного разложения. Отсутствует первый пик свечения на зонном ФЭУ, индукционный период уменьшается до

 $50 - 100 \, hc$ (рис. 3.8), появление сигнала датчика давления (с вычетом акустической задержки, измеренной нами в отдельных опытах и равной 1380 hc, а также вычетом времени прохода импульса через образец, рис. 3.8) практически совпадает с началом взрывного свечения (отставание ~ $10 - 20 \, hc$)

Анализ осциллограмм показывает, что скорость фронта волны разложения увеличивается с толщиной образца и составляет для толщин 100 - 200 мкм около $700\pm100 \text{ м/c}$ для таблеток азида свинца и $275\pm30 \text{ м/c}$ для таблеток и пластинчатых кристаллов азида серебра и. При толщине образца 350 - 400 мкм она составляет значения $770\pm30 \text{ м/c}$ и около 2000 м/c для AgN₃ и PbN₆ соответственно.

Закономерности взрывного разложения прессованных порошков азида серебра и свинца близки к закономерностям для пластинчатых кристаллов. Статистический разброс ЭПИ в порошках наименьший, что, по-видимому, связано с усреднением характеристик (в том числе и оптических) отдельных микрокристаллов. В этом смысле порошки являются наиболее однородными и стабильными объектами.



3 - сигнал ФЭУ из-под образца; <math>4 - ЛИ

Рисунок 3.8 Осциллограмма взрывного свечения, в условиях прижатия образца прозрачной пластиной давлением *P*=5000 кгс/см².

3.3 Выводы по главе

В [17] высказана мысль о том, что высокие пороги инициирования в УФобласти спектра, т.е. в области собственного поглощения азидной матрицы связаны с малой глубиной проникновения излучения, созданием высокотемпературного очага в тонком приповерхностном слое с быстрой его разгрузкой через открытую поверхность. Действительно, измеренные нами пороги указывают на подобное развитие процесса. Так при пороговом воздействии с плотностью энергии $1 \ Дж/cm^2$ и характерном для АТМ показателе поглощения $10^5 \ cm^{-1}$ на длине волны $\lambda_0 = 266 \ нm$ объемная поглощенная плотность энергии лазерного импульса составит ~10⁵ Дж/см³, что превышает тепловой эффект реакции разложения АТМ на порядок величины. Перегретый плазменный слой разлетается со скоростью $v_P \ge 10^6 \text{ см/c}$, а время разлета $\tau_P \sim \frac{1}{\mu \cdot v_P}$ составляет $\le 10^{-11} \text{ c}$, то есть значительно меньше длительности лазерного импульса ($\tau_H \approx 10^{-8} \text{ c}$).

Таким образом, за время действия лазерного импульса происходит полная газодинамическая разгрузка очага. Согласно [17] при этом может возникнуть импульс отдачи, способный сформировать ударную, а затем детонационную волну. Однако, временные характеристики процесса, полученные в диссертации, не подтверждают эту гипотезу. Наоборот, большие времена индукционного периода $(300 - 400 \ hc)$ свидетельствуют о том, что к началу взрывного разложения первоначальный очаг удален от поверхности на несколько мм и не может оказывать влияние на развитие взрыва. Вероятнее всего предположить, что после абляции поверхностного слоя процесс развивается по тепловому механизму, о чем свидетельствует относительно медленное его развитие (время нарастания фронта взрывного разложения составляет ~1 мкс).

Прижатие кварцевой пластины при достаточно большом усилии препятствует газодинамической разгрузке очага, сводя ее к теплопроводностной, эффективность которой $\tau_{p} \sim \frac{1}{\mu^{2} \cdot \alpha} \approx 10^{-7}$ с, т.е. на 4 порядка ниже, чем газодинамической. Соответственно также на два порядка уменьшается пороговая плотность энергии, необходимая для развития очага. При этом объемная плотность поглощенной энергии становится уже на порядок меньше теплового эффекта реакции и составляет около $10^{3} Д ж/c M^{3}$.

Таким образом, сформированный очаг может развиться в очаг горения по чисто тепловому механизму. Эти выводы подтверждаются малыми задержками инициирования и малой скоростью распространения фронта волны разложения на начальных этапах развития процесса. В случае воздействия излучением CO_2 лазера механизм инициирования связан с разогревом микровключений размеров ~ 10^{-4} см. Разогрев включений несколько ниже чем при инициировании 1 гармоникой неодимового лазера, однако ввиду большего размера частиц, запас тепла в них оказывается выше, что в конечном счете приводит к инициированию всего объема.

На рисунке 3.9 показанны точки соответсвующие порогам инициирования при воздейсвтии лазерным излучением разной длины волны (10,6 мкм – 0,1 эВ, 1,06 мкм – 1,2 эВ, 266 нм – 4,7 эВ).



Рисунок 3.9 Зависимость порога инициирования от длины волны.

Видно, что энергии инициирования в оптимальных условиях практически одинаковы и равны 11±3 мДж/см². При этом схожие индукционные периоды соответсвуют схожему развитию реакции разложения в момент инициирования. Температуры очагов при этом оказываются близкими друг порядка.

На рисунке 3.10 схематично показаны очаги возникающие при воздействии $\lambda_1 = 266$ нм, $\lambda_2 = 1,06$ мкм, $\lambda_3 = 10,6$ мкм.



61

Рисунок 3.10 Тепловые очаги, возникающие в объеме образцов при различном воздействии

По тепловой теории Франк-Камецкого взрыв может произойти в том случае, если скорость выделения тепла при химической реакции будет превышать скорость теплоотвода в окружающую среду. Данное условие определяется параметром Франк-Камецкого, который для реализации инициирования взрывной реакции должен быть больше определенной, для каждой геометрии, величины $\delta > \delta_{\kappa p}$. Сам параметр имеет следующий вид [34]:

$$\delta = \frac{Q}{\lambda} \cdot \frac{E}{RT_0^2} r^2 nAexp(-\frac{E}{RT_0}), \qquad (17)$$

где, Q – теплота реакции на моль, λ – коэффициент теплопроводности, r – определяющий геометрический размер очага, n – число молекул в единице объёма, E – энергия активации, T₀ – начальная температура, R – универсальная газовая постоянная равная 8,3 Дж/моль·°К.

Анализ результатов показывает (таблица 1), что при всех способах инициирования (энергия кванта изменяется от 0,1 до 4,7 эВ) температура реакционноспособных очагов приблизительно одинакова. Это обстоятельство указывает на тепловую микроочаговую природу лазерного инициирования АТМ во всех областях спектра лазерного воздействия.

λ, нм	Н,	Формула для оценок	R ₀ ,	μ,	Т, ⁰К
	мДж/с		ММ	см-1	
	M ²				
		$T = \frac{H\mu F}{1}$			
66	0	$c\rho(\mu\sqrt{\alpha\tau}+1)$	0-5	10 ⁵	000
064		$T = \frac{3HF}{4c\rho R_0} \left(\frac{R_0}{(R_0 + \sqrt{\alpha\tau})}\right)^3 k(\lambda, n, R_0)$	0-5	0-2	400
0 600	0	$T = \frac{3HF}{4c\rho R_0} k(\lambda, n, R_0)$	0-4	10	200
μ – показатель поглощения, k(λ , n, r) – отношение реального сечения					
частицы к эффективному сечению поглощения (для рассматриваемых					
случаев k≈0.7)					

Таблица 1 Оценка разогрева очагов при различном инициировании.

Таким образом, инициирование, как в ИК области, так и в УФ, хорошо объясняется в рамках классической тепловой теории взрыва. В случае облучения пучком СО₂ лазера, инициирование происходит из горячих точек, в которых возникает локализации оптической энергии. Размеры этих неоднородностей по порядку величины соответствуют размеру ~ 10⁻⁴ см. В случае инициирования 4 гармоникой причиной развития взрывной реакции является разогрев тонкого приповерхностного слоя, характерная толщина которого также составляет единицы микрон. Т.е. энергия локализуется в одном очаге микронной толщины. Ввиду этого большую роль на пороги инициирования оказывает унос вещества с поверхности, а при инициировании в закрытой схеме, уход тепла происходит направлении образца и в прикрывающую пластину только В за счет теплопроводности, что приводит к уменьшению времени задержки по сравнению с теми случаями, когда микроочаги находятся в объеме и теплоотвод идет во все стороны. А пороги инициирования для CO₂-лазера и 4 гармоники оказываются близкими к порогам инициирования 1 гармоникой неодимового лазера и для азида свинца находятся в пределах 10±3 мДж/см². Что легко описывается только в рамках тепловой модели инициирования, когда происходит локализация именно тепловой энергии.

Интересным представляется анализ задержек инициирования (индукционных периодов) в зависимости от степени превышения энергии воздействия над пороговой. На рисунке 3.11 показаны зависимости индукционного периода от энергии облучения образцов PbN₆.



Рисунок 3.11. Зависимость индукционного периода от перегрузки.

Из графика видно, что точки, полученные для CO₂-лазера, находятся чуть выше экспериментальной кривой полученной для 1 гармоники. Точки, полученные для 4 гармоники, напротив, находятся ниже кривой. Данное обстоятельство объясняется небольшим отличием геометрических характеристик начальных очагов, а также отличием температур в очаге возникающих под действием лазерного импульса. При воздействии излучением с энергией близкой к пороговой, расчетные времена индукционного периода всегда больше экспериментально полученных. Объясняется это тем, что на уровне ЭПЗ величина индукционного периода при расчете стремится к бесконечности по определению. В эксперименте же при воздействии пороговой энергией либо происходит инициирование, либо отказ и величина индукционного периода, в случае инициирования, всегда конечна. В общем, расчетная кривая по тепловой модели инициирования согласуется с полученными экспериментальными данными.

4 ИССЛЕДОВАНИЕ СКОРОСТИ РЕАКЦИИ ВЗРЫВНОГО РАЗЛОЖЕНИЯ В НИТЕВИДНЫХ ОБРАЗЦАХ ВЗРЫВЧАТЫХ ВЕЩЕСТВ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ВИДАХ ИМПУЛЬСНОГО ИНИЦИИРОВАНИЯ

4.1 Постановка задачи

Впервые измерения скорости распространения фронта волны разложения в нитевидных кристаллах AgN₃ были проведены в КемГУ под руководством Э.Д. Алукера [1]. С помощью скоростной съемки установлено, что средняя скорость фронта свечения (соответственно, разложения) составляет 1500±300 м/с. Такая скорость является дозвуковой для кристаллов АТМ. Таким образом, скорость распространения реакции оказалась значительно ниже скорости детонации в прессованных образцах ≈5 км/с при плотности 4 г/см² [34]. При этом для прессованных образцов наблюдается закономерность: с увеличением плотности запрессовки скорость детонации растет. И ввиду этого в кристаллах скорость детонации ожидается выше, чем в прессованных порошках. Однако из-за низкокалорийности ATM, вблизи давления прессования соответствующего монокристаллу теоретически могут наблюдаться эффекты перепрессовки, которые приводят к уменьшению скорости детонации [66]. Тем не менее режим, наблюдаемый в кристаллах АТМ не является полноценно детонационным, скорость реакции 1500 м/с в большей степени соответствует значениям низкоскоростных взрывных превращений других ВВ описанных в [32], а также скорости детонации в газовых средах. Для инициирующих ВВ низкоскоростные режимы взрывного превращения слабо изучены, в АТМ подобные режимы наблюдались только на тонких пленках и комплексные исследования не проводилось. Ввиду малого критического диаметра детонации АТМ (порядка 10 мкм) по отношению к размерам исследуемых в работах образцов, резкое отличие скорости разложения в кристалле от скорости распространения детонации в

порошке ставит вопросы перед исследователями. Полученный результат авторы цепной модели пытались объяснить с позиций цепной электрон-дырочной модели инициирования при этом наблюдаемое свечение интерпретируется как предвзрывное свечение диффузионного фронта дырок [1]. Поскольку такая гипотеза вызывает сомнения, для выявления механизма распространения фронта было принято решение – провести серию экспериментов, а именно:

Измерить скорость распространения фронта в нитевидных кристаллах при различных способах возбуждения очага разложения, обеспечивающих максимальную (в УФ области воздействий) и минимальную (в ИК области и передачей детонации) концентрацию электрон-дырочных пар.

Сравнить основные характеристики процесса возникновения и развития волны разложения в нитевидных кристаллах, обладающих, относительно высокой скоростью диффузии и нитевидных прессованных порошках, где диффузия дырок затруднена.

Помимо этого, ставится задача по изучению начального участка развития разложения на пороге инициирования и при превышении пороговых значений. Предполагается, что детонации в АТМ должен предшествовать участок горения, однако этот участок ввиду малых размеров экспериментально не фиксировался. Переход горения во взрыв всегда представлял особый интерес [28,32,34]. При этом для АТМ производится лишь косвенная оценка индукционного периода [20], как времени в течение которого идут низкоскоростные процессы горения, по окончании которых либо процесс развивается в детонацию, либо происходит отказ. Наличие же участка, на котором АТМ «горит» подсказывает сама логика, известны и хорошо изучены процессы термического разложения [28], нормальной детонации посвящен ряд работ в частности [34], однако промежуточный момент перехода медленного разложения в детонацию в АТМ оказывается трудно наблюдаемым. Тем не менее в литературе встречаются попытки заявить о преддетонационном участке в АТМ [41].

4.2 Экспериментальная схема

Оптический способ регистрации фронта детонационной волны используется уже более полувека [34]. Теневой метод регистрации скорости разложения АТМ используется уже около десятилетия [75,59,59]. Метод зарекомендовал себя как надежный источник информации по скорости фронта разложения малых образцов, с хорошим пространственным и временным разрешением не уступающими скоростной съемке.

Проведение эксперимента по фиксированию скорости детонации или взрывного разложения в образцах АТМ потребовало разработки специальной схемы регистрации. Схема должна позволять регистрировать скорость реакции на НК и ПП длиной до 20 мм. Иметь высокое пространственное разрешение – не хуже 1 мм, временное разрешение – не хуже 10 нс. При этом схема должна быть чувствительна как к свечению от кристалла, так и от прессованного порошка которые как известно, обладают различающимися параметрами взрыва.

Основой регистрационной схемы являлась решетка – набор чередующихся прозрачных и не прозрачных промежутков, через которую при помощи оптической схемы производилось наблюдение свечения с образца [75, 103, 105]. Нитевидный кристалл или прессованный порошок АТМ размещался на стеклянной подложке толщиной $1 \, \text{мм}$, под которой вдоль оси кристалла устанавливалась решетка (рис. 4.1). Решетка представляла собой металлическую фольгу толщиной 0,2 мм с выгравированными при помощи лазера сквозными отверстиями шириной $\Delta l = 0,1 \, \text{мм}$ с периодом $l = 1 \, \text{мм}$. В радиальном направлении размер щелей соответствовал поперечному размеру кристалла и составлял $0,5 \, \text{мм}$, длина решетки составляла 25 мм. Решетка прижималась к стеклянной пластине 10 мм, которая лежала на плоской поверхности плоско-выпуклого объектива.

Пространственное разрешение решетки, определялось не за счет, того, что решетка была наборной из плоских пластин (как в описанной в [75] схеме), а оптической схемой регистрации сигнала. Анализ оптической схемы показывает, что максимальный угол, под которым свечение от образца все еще попадает в волокно, определяется соотношением d/F.



При прохождении волны взрывного разложения над щелями на их выходе появлялись импульсы свечения, которые регистрировались фотодетектором, входным окном которого являлся многомодовый оптоволоконный кабель, он в свою очередь устанавливался в фокусе объектива. Апертура кабеля согласована с апертурой фотокатода и составляла *5 мм*. При этом перед входом волокна стояла

прямоугольная диафрагма, размер которой согласовывались с размером щели, таким образом достигалось увеличение разрешения системы, отсекая фоновую засветку. На выходе канала регистрации в момент прохождения реакции разложения по образцу с возникновением свечения на фронте, появлялась последовательность импульсов, временной интервал между которыми содержал информацию о средней скорости на отрезках *l*.

В радиальном направлении область свечения разлетающихся продуктов ограничивалась углом зрения щели в этой плоскости и углом зрения жгута, которые примерно одинаковы и составляли $\sim 10^{-2}$ *рад*, а область видимости составляла ~ 0.7 *мм*. При ширине кристалла 0,5 мм видимый разлетный участок в одном направлении составлял ~ 0.1 *мм*. С учетом того, что скорость разлета продуктов превышает скорость распространения волны разложения, допускалось, что влияние свечения радиально разлетающихся продуктов на временное разрешение схемы не существенно.

На основе анализа схема оптимизировалась. Фокусное расстояние объектива f' и его относительное отверстие a, выбирались из соотношений

$$\begin{cases} d_{\Pi} = \Delta \varphi \times f' < d_{C} \\ a < \varphi_{\kappa pum} \end{cases}$$
(18)

где $\varphi_{\kappa pum}$ — критический угол ввода луча в оптоволоконный жгут, определяемый числовой апертурой и равный ~0,5 рад.

Невыполнение неравенства приводило к уменьшению амплитуды импульсов с периферийных участков образца, к такому же эффекту приводило наличие сферических аберраций объектива. С учетом этого фокусное расстояние объектива взято равным f' = 100 мм, a = 0.25. Объектив исправлен на сферические аберрации. Максимальная длина образца L_{max} , который можно исследовать с помощью данной методики, определяется относительным отверстием и составляет величину

$$L_{\max} = a \times f' \tag{6}$$

Для данной ячейки *L_{max}* составило 25 *мм*. Схема обеспечивала достаточно точное определение скорости на всем протяжении образца. При увеличении относительного отверстия объектива максимальная длина кристалла увеличивается до значения 50 *мм*, ограниченного числовой апертурой пучка.

Форма лазерного пучка задавалась прямоугольной (рис. 4.2). Это делалось для того, чтобы начальный фронт разложения был максимально плоским. В этом случае можно наиболее точно оценивать скорость реакции на начальном участке. При этом момент возникновения первой вспышки соответствует свечению начального очага.



Рисунок 4.2 Положение образца на решетке, вид сверху

Перед выполнением основной экспериментальной части по определению скорости распространения реакции разложения образцов, выполнялся ряд экспериментов, направленных на корректное проведение экспериментов и трактовку их результатов.

Во-первых, производилась синхронизация каналов из зоны и с решетки. Для этого изображение лазерного пучка строилось на образце непосредственно над первой щелью, в качестве образца ставился нитевидный кристалл азида свинца. При этом достигалось совпадение сигналов свечения как сверху (из зоны), так и снизу (с решетки) при инициировании образца не хуже 1 нс. Данное условие позволяет фиксировать первый импульс вспышки из зоны независимо, при этом чувствительность зонного ФЭУ специально настраивалась на низкий сигнал из зоны воздействия.

Во-вторых, производилась проверка: свечение чего фиксируется при помощи щелевого метода диагностики – летящих продуктов или фронта разложения. Известным недостатком щелевого метода является то, что образец находится не в подвешенном состоянии, а на поверхности стеклянной пластины. При этом если летящие в вакууме или воздухе продукты достаточно плохо светят, то при соударении с поверхностью возникает яркая вспышка. Вероятно, что интенсивность вспышки возникающей в результате удара продуктов разложения о подложку может оказаться выше интенсивности свечения непосредственно фронта разложения. Для выяснения природы свечения, ставился следующий эксперимент: брался нитевидный кристалл азида серебра такой длины, что бы конец таблетки попадал на конец непрозрачного периода решетки. За непрозрачным промежутком находился прозрачный промежуток, ширина которого превосходила ширину обычной прозрачной щели (0,1 мм). Таким образом, с последней щели может фиксироваться свечение, длительность этого свечения должна превышать длительность свечения остальных импульсов, что будет свидетельствовать о верном определении последнего импульса, который наблюдается уже не с поверхности образца рис. 4.3.

В случае, когда фиксируется свечение фронта разложения, интенсивность свечения должна резко упасть, сам импульс растянуться во времени и иметь не ярко выраженный максимум.

Однако уменьшения амплитуды сигнала последнего импульса не произошло. Произошло наоборот уширение свечения, что свидетельствует о том, что зона свечения оказывается шире, чем 0,1 мм. Данный экспериментальный факт говорит о том, что фиксируется свечение продуктов разложения, а не детонационного фронта. Несмотря на это скорость, получаемая из расчета по времени между максимумами свечения, соответствует реальной скорости детонации или разложения в образце.



Рисунок 4.3 Эксперимент по определению природы свечения; 1 – образец; 2 – прозрачная подложка; 3 – стеклянная подложка с решеткой; 4 – фокусирующая линза.

Осциллограмма свечения показана на рисунке 4.4. Поставленные эксперименты с «нормальной» последней щелью показали, что свечение продуктов также фиксируется и на щели шириной 0,1 мм. Амплитуда сигнала чуть ниже чем средняя амплитуда импульсов, однако, находится в пределах общего разброса амплитуд.

Так же ставился еще один проверочный эксперимент – образец подвешивался за концы на медных проволочках, решетка находилась в 7 мм от образца, а оптическая система решетки настраивалась на изображение образца. На расстоянии 5 мм от места инициирования, поперек образца ставилась еще одна проволочка толщиной 0,2 мм. При инициировании образца, с решетки не фиксировалось излучение, однако в момент подхода фронта разложения к преграде в виде проволоки возникал импульс свечения. Таким образом, доказывается, что схема регистрирует свечение не просто свободно разлетающиеся продуктов разложения, а свечение продуктов, ударяющихся о преграду.


Рисунок 4.4 Осциллограмма свечения

Вышеизложенные представления ограничивают возможности интерпретации параметров пиков свечения. Ни по ширине пиков, ни по скорости их нарастания, невозможно оценить ширину фронта разложения [61]. Это касается как ПП, таки и НК АТМ.

4.3Инициирование 4 гармоникой Nd:YAG-лазера

На первом этапе исследовались нитевидные кристаллы длиной от 10 до 20 мм, толщиной от 0,1 мм и шириной от 0,1 до 0,4 мм. При этом часть образцов имела одинаковую ширину, а часть образцов выращивалась в форме конуса (рис. 4.5, а и б соответственно).



Рисунок 4.5 Форма исследуемых нитевидных кристаллов азида серебра а – прямоугольная; б – коническая.

Инициирование проводилось при около-пороговых уровнях воздействия, которые составляли ~30 мДж/см², и при уровнях, превышающих пороговые более чем в 5 раз. Каждая серия состояла не менее, чем 10 испытаний, причем образцы конической формы инициировались как со стороны основания (широкая часть), так и со стороны вершины (узкая часть). Регистрация свечения велась по трем каналам, сигналы с которых поступали на осциллограф.

Скорость распространения волны разложения определялась из анализа осциллограмм динамики свечения. Типичная осциллограмма для высоких (~150 мДж/см²) уровней воздействия приведена на рис. 4.6. Видно, что на начальном участке скорость реакции незначительно ниже, чем в последующие моменты, также ниже и амплитуда сигналов.



Рисунок 4.6. Типичная осциллограмма волны разложения

На рис. 4.7 приведены графики зависимости скорости распространения фронта свечения вдоль длины образца, которые вычислялись по измерениям временных интервалов τ с помощью курсоров, устанавливаемых по максимумам пучков.

$$v_{n\delta} = l \times \tau^{-1}, \tag{19}$$

где *l* – шаг решетки. Это давало значение средней скорости на каждом интервале.

Мгновенная скорость оценивалась по выражению

$$v_{cp} = \Delta l \times \Delta \tau^{-1}, \tag{20}$$

где Δl – поле зрения решетки, $\Delta \tau$ – длительность импульса на полувысоте.

Оценка мгновенной скорости давала примерно тот же результат, но в силу неоднородной структуры импульсов, характерной для нитевидных кристаллов, была не очень надежной.



Рисунок 4.7 Графики скорости разложения, наблюдаемые по оси нитевидного кристалла и прессованного порошка

Анализ достаточно большого количества полученных осциллограмм показывает, что скорость распространения по кристаллу от точки к точке неодинакова и меняется в широких пределах (от 1 до 2,5 км/с). Это изменение не монотонно, а хаотично и слабо зависит от уровня воздействия, формы и облучения образца. Средняя скорость продвижения около 1,7 км/с, что хорошо совпадает с результатом скоростной съемки [1].

Для выявления причины низкой скорости разложения был проведен второй этап измерений. Образцы представляли собой прессованный порошок (ПП) AgN₃

такой же геометрии и размеров, что и нитевидные кристаллы. Давление прессования (соответственно и плотность образцов) изменялись в пределах $3 \times 10^7 - 5 \times 10^8 \ H/m^2$. Образцы формировались в специально разработанной для этих целей пресс-форме.



Рисунок 4.8 Типичная осциллограмма волны разложения

Анализ и обработка результатов показали, что скорость распространения волны разложения по средне-прессованному ($p \approx 1500 \ \kappa cc/cm^2$) порошку нитевидной формы достигает 5 км/с, что соответствует стандартной скорости детонации. В слабо ($p \approx 500 \ \kappa cc/cm^2$) и сильно ($p > 3000 \ \kappa cc/cm^2$) прессованных образцах скорость $v_{cp} \approx 4,3 \ \kappa m/c$. При этом в слабоспрессованных образцах большая скорость устанавливается сразу после появления вспышки взрывного свечения. В сильно-прессованных образцах начальная скорость низка (около *1 км/с* на первом миллиметровом отрезке пути), затем на втором отрезке она резко возрастает. Это говорит о существовании разгонного участка. Объяснение этому, следует искать в динамике процесса взрывного разложения в зоне воздействия ЛИ.

Так, при инициировании образцов малой плотности пороги велики (несколько сотен мДж/см²), поэтому инициированию взрыва предшествует оптический пробой в приповерхностном слое, за которым следует вспышка свечения. На зонной развертке (рис. 4.8) эти явления соответствуют первому и второму пикам свечения. В данном режиме процесс разложения развивается из макроочага с большим запасом энергии. Напротив, в сильно-прессованных образцах, где ЭПИ составляет десятки мДж/см² оптического пробоя не происходит. Процесс развития и распространения взрыва идет из микроочагов достаточно малых размеров и для формирования стационарного фронта разложения требуется большее время и больший разгонный участок по длине образца.

Итак, скорость в НК значительно (в *3 – 3,5 раза*) ниже, чем в ПП. Другим отличием в распространении волны разложения в НК является то, что скорость неоднородна и меняется от участка к участку скачкообразно. В ПП колебания скорости значительно меньше и составляют *10 – 15 %* от среднего значения.

4.4 Инициирование углекислотным лазером

Инициирование на длине волны 10,6 мкм, также проводилось при околопороговых уровнях воздействия, которые составляли ~25 *мДж/см*², и при уровнях превышающих пороговые более чем в 5 раз. Каждая серия состояла не менее, чем из 10 испытаний. Регистрация свечения велась по трем каналам, сигналы с которых поступали на осциллограф. Скорость распространения волны разложения определялась из анализа осциллограмм динамики свечения. Типичные осциллограммы не имеют отличий от приведенных осциллограмм для инициирования 4 гармоникой неодимового лазера.

Из зоны воздействия при инициировании с превышением, начиная с 40 мДж/см², наблюдается свечение в момент облучения (рис. 4.9).



Рисунок 4.9 Осциллограмма свечения из зоны воздействия

Предполагается, что это свечение связанно с мгновенным нагревом и релаксацией температуры на поглощающих включениях. Импульс имеет смещение вправо относительно лазерного излучения.

В результате анализа скоростей, полученных в множестве проведенных экспериментов, выяснилось, что скорости реакции ни на начальном участке инициирования и тем более, далее по образцу не отличаются от скоростей, полученных для образцов, инициируемых в УФ области спектра.

Итак, скорость в НК значительно (в *3 – 3.5 раза*) ниже, чем в ПП. Другим отличием в распространении волны разложения в НК является то, что скорость неоднородна и меняется от участка к участку скачкообразно. В ПП колебания

скорости значительно меньше и составляют *10 – 15%* от среднего значения. На рис. 4.10 показаны типичные графики зависимости усредненной на 1 мм скорости реакции от расстояния.



Рисунок 4.10 Значение скоростей распространения свечения по образцам

4.5 Инициирование детонационным импульсом

В работе было исследовано влияние не лазерного инициирования на скорость распространения взрывного разложения. В качестве инициирующего импульса применялась детонационная волна, созданная образцом прессованной нитевидной таблетки азида свинца. Инициируемый образец ставился встык к инициирующему. Полагается, что механизм передачи детонации должен исключать возможность развития электрон-дырочного механизма распространения реакции в НК и ПП.

Типичная осциллограмма возникающего свечения при инициировании НК азида серебра детонационной волной представлена на рисунке 4.11.



Рисунок 4.11 Инициирование разложения кристалла азида серебра детонационной волной

Как видно из осциллограммы инициирование кристалла происходит, без каких-либо видимых индукционных периодов. Первые 10 максимумов – распространение по прессованному порошку AgN₃ после инициирования 4 гармоникой Nd:YAG-лазером; последние 9 максимумов – распространение по кристаллу AgN₃ после инициирования прессованным порошком. Реакция разложения с самого начала идет с определенной для кристаллов скоростью разложения.

При передаче детонации прессованной нитевидной таблетке азида серебра (рис. 4.12) наблюдаемая картина значительно отличается. Детонация развивается достаточно продолжительное время – порядка нескольких мкс. Что соответствует, скорости реакции ≈ 500 м/с, однако, через 1 мм скорость детонации выходит на стационарный уровень – 4,5 км/с. Таким образом, при инициировании ПП детонационной волной, имеется общий для инициирования АТМ на пороге лазером

«разгонный промежуток», на котором детонация переходит на стационарный режим.



Рисунок 4.12 Инициирование разложения ПП азида серебра детонационной волной

Стрелками на рисунках 28 и 29 показаны места стыковки кристаллов. Видно, что в момент передачи детонации в обоих случаях возникает вспышка свечения (ступенька) на панорамном ФЭУ. При этом на ФЭУ, регистрирующем сигнал с решетки, сигнал незначительно падает, а промежуток времени между импульсами соответствует среднему промежутку времени в ПП до момента стыковки. Как описывалось ранее, этот импульс обусловлен распространением продуктов разложения, ударяющихся о подложку. Однако далее в НК и ПП реакция распространения разложения идет по-разному. В НК практически сразу скорость на первом миллиметре устанавливается (ввиду большого разброса скоростей в НК, об установлении скорости можно говорить лишь условно), в ПП скорость распространения сначала уменьшается, и реакция распространяется очень медленно со скоростью характерной при инициировании лазерным излучением на пороге на 1-ом миллиметре – 500 м/с.

На рисунке 4.13 показаны фотографии оргстеклянных пластин толщиной 1 мм находившихся под нитевидными образцами. Слева на фотографии пластина, на которой находилась пара ПП-НК. По отпечатку видно, что детонация в ПП значительно мощнее и оставляет серьезные повреждения оргстекла, разложение кристалла, в свою очередь, оставляет лишь след на поверхности пластины.



Рисунок 4.13 Отпечатки взрывного разложения на оргстекле; распространение взрывной волны на рисунке снизу-вверх

Справа на фотографии – пластина, на которой находилась пара ПП-ПП, видно, что между образцами имеется зона, в которой разрушение оргстекла незначительно. Этот участок и соответствует детонации с малой скоростью. Так как средняя скорость на участке 1 мм составляет порядка 500 м/с, с высокой уверенностью, можно сказать, что на этом участке реализуется режим горения АТМ с переходом в детонацию.

4.6. Выводы по главе 4

При обсуждении полученных результатов главным вопросом становится очень сильное различие в средних скоростях распространения фронта разложения

в НК и ПП. Если исходить из цепных моделей [6] и считать, что скорость фронта определяется и лимитируется скоростью продвижения размножающихся дырок, следует ожидать, что в порошках эта скорость должна резко уменьшаться в силу огромного количества пор, трещин и других дефектов. Поскольку наш эксперимент дает противоположный результат, то можно считать попытки объяснения механизма распространения в рамках цепных моделей несостоятельным.

С точки зрения тепловой модели развития и распространения волны разложения эта ситуация вполне объяснима. Скорость фронта лимитируется скоростью химической реакции на фронте сжатия, которая выше в раздробленном веществе. При движении взрывного разложения по НК необходимо дробление вещества на фронте детонации, на что уходит часть энергии и что замедляет процесс распространения. При движении по ПП ситуация другая. Здесь вещество находится в раздробленном состоянии (в указанном выше смысле), скорость разложения высока, а скорость фронта (детонации) может достигать максимальных величин для АТМ.

Вторым вопросом, требующим объяснения, является вопрос резких колебаний (флуктуаций) скорости фронта в НК в разных сечениях по оси и достаточно стабильной скорости в ПП. Возможным объяснением этому может служить то, что НК более структурно локально неоднороден (дефекты решетки, примеси, макро-дефекты), чем мелкодисперсный прессованный порошок, в котором дефектность усредняется.

При обсуждении результатов необходимо исходить из того, что наиболее важными вопросами являются отсутствие в наших опытах выхода скорости фронта на режим развитой детонации ($v_{marc} = 5000 \text{ m/c}$) и вопрос механизма инициирования быстрого разложения в зоне облучения.

В первом вопросе неясность заключается в следующем. Можно предположить, что низкая скорость распространения связана с газодинамической разгрузкой из очага химического распада, однако наши измерения в условиях

84

прижатия поверхности к диэлектрику противоречат этому заключению. В то же время наблюдаемый участок разгона дает возможность предположить, что в образцах достаточно большой толщины (h > 1 мм) возможен выход на режим детонации с большой скоростью.

Неясным является то, что скорость разложения в прессованных таблетках меньше, чем в пластинках на начальных этапах развития процесса. Объяснить эти результаты необходимым дроблением вещества в пластинках, как это было нами сделано при анализе разложения в нитевидных образцах, не представляется возможным.

Возникают неясности и в детализации механизма инициирования взрывного разложения на $\lambda_0 = 266 \ \text{нм}$. Резкое снижение порога (почти на 2 порядка величины для пластинок AgN₃) при прижатии образца к кварцевой пластине исключают цепной (электронно-дырочный) механизм. И это несмотря на то, что энергия кванта (4.75 эВ) превосходит ширину запрещенной зоны AgN₃ (3.5 эВ). В рамках тепловой очаговой модели эти результаты объясняются тем, что в условиях прижатия резко уменьшается разгрузка очага и реализуется режим теплового зажигания. Однако в объемная условиях открытой поверхности плотность энергии достигает ~10⁵ Дж/см³, а давления (в первом приближении) могут достигать значений больших 10¹⁰ Па. Эти давления достаточны для инициирования AgN₃ по ударноволновому механизму [9]. Однако существование большого индукционного периода противоречит такой модели. По-видимому, и в этом случае зажигание происходит по механизму разогрева слоя AgN₃ без превращения начальной ударной волны в детонационную. Об этом свидетельствуют и низкие начальные скорости фронта импульса, и временное положение импульса давления.

Типичные осциллограммы импульсов свечения на входе решетки с периодом 1 мм приведены на рисунках 23, 25. Полученные осциллограммы одинаково характерны для всех способов возбуждения. На рисунках 24, 26 приведены значения скоростей распространения фронта взрывного разложения, полученные при обработке осциллограмм. Выявлено, что графики распределения скорости по длине образца для кристаллов и прессованных порошков различны, но типичны для всех способов возбуждения.

Выявлено, что средняя скорость распространения фронта свечения по образцам кристаллов не зависит от метода инициирования и составляет 1,6±0,5 км/с, при этом скорость по длине кристалла колеблется в широких пределах от 1 до 3 км/с. В прессованных порошках же скорость реакции взрывного разложения оказывается более стабильной, а величина составляет 4,6±0,3 км/с, что близко к стационарной развитой скорости детонации. С точки зрения тепловой модели развития и распространения волны разложения эта ситуация вполне объяснима. Скорость фронта лимитируется скоростью химической реакции на фронте сжатия, которая выше в диспергированном веществе. При движении взрывного разложения по НК необходимо дробление вещества на фронте детонации, на что уходит часть энергии и что замедляет процесс распространения. При движении по ПП ситуация другая. Здесь вещество уже находится в раздробленном состоянии (в указанном выше смысле), скорость разложения высока, а скорость фронта может достигать максимальных величин для АТМ.

В ходе исследований обнаружен важный для физики горения и взрыва факт. В прессованных образцах азидов свинца и серебра детонационный режим возникает не сразу после возбуждения взрывного разложения, а через некоторое время и на достаточно большом расстоянии от очага разложения. Режиму детонации предшествует режим быстрого горения со скоростью 1 км/с, затем режим детонации с малой скоростью около 2 км/с.

5 ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК РАЗЛЕТА ПРОДУКТОВ РЕАКЦИИ ВЗРЫВНОГО РАЗЛОЖЕНИЯ И АККУСТИЧЕСКОГО ОТКЛИКА

5.1 Постановка задачи

В настоящее время имеется множество противоречивых данных по скорости разлета продуктов разложения АТМ. Так, группой исследователей под руководством Э.Д. Алукера было экспериментально установлено [27], что на расстояниях менее 1,5 мм продукты разложения азида серебра летят, ускоряясь с нулевой начальной скоростью. С точки зрения авторов это подтверждает их предположение о том, что основная реакция разложения АТМ идет не в объеме образца, а в разлетающихся продуктах. Авторами не обсуждается причина начальной нулевой скорости движения образцов. В целом результаты выглядят сомнительно, поскольку эксперимент был проведен в атмосфере воздуха. В других экспериментах получено замедление скорости разлета в воздухе [54]. Имеются также экспериментальные данные по разлету в вакууме, там скорость разлета практически не меняется [75]. Такие значительные разногласия в результатах экспериментов не позволяют сформулировать единых начальных взглядов на протекающие процессы. Основная причина в различии экспериментальных данных, с точки зрения автора диссертации, заключается в неверном проведении ряда экспериментов, обусловленных неточным фиксированием начального момента разлета продуктов. При этом в различных экспериментах фиксирование фиксировалось различными прилета продуктов способами: при помощи электрических помощи зондов, при удара о преграды, при помощи импульсов. Так просвечивающих или иначе. в независимости ОТ экспериментальной схемы очень важной является привязка импульсов не только к

первому импульсу свечения или напряжения, но и к сигналу давления, возникающего, в результате разлета продуктов.

5.2 Описание ячейки для изучения разлета продуктов

В экспериментах использовалась изготовленная специально ячейка. Конструкция ячейки приведена на рис. 5.1. Ячейка устанавливалась в экспериментальную схему рисунок 2.4. Для регистрации времени разлета продуктов реакции применялась регистрация импульсов свечения, возникающих в момент удара продуктов о преграду. В качестве преград использовались стеклянные пластинки, толщиной 0,1 мм. В данной конструкции образец располагался или на подложке 1 (рис. 5.1), или закреплялся так, что облучаемый участок находился в свободном пространстве. В последнем случае исключалось влияние подложки на динамику процесса разложения, в том числе и на скорости разлета продуктов.



Рисунок 5.1 Ячейка для изучения разлета продуктов, 1— подложка с образцом, 2— подставка с первой преградой, 3— подставка со второй преградой, 4— третья преграда

Все части экспериментальной ячейки изготавливались из оргстекла. Внешний вид приведен на рисунке 5.2. Все поверхности шлифовались на плоскопараллельной пластине, толщина подставок составляла: для первой преграды – $5\pm0,05$ мм, для второй – $8\pm0,05$ мм, для третьей $11\pm0,05$ мм. Высота подставки для образца могла варьироваться в пределах от 0 до 5 мм, что позволяло менять момент подлета продуктов разложения к преградам, а соответственно ставить на графике дополнительные точки по скорости разлета на различных расстояниях.



Рисунок 5.2 Внешний вид ячейки

Все преграды были прозрачны для ЛИ, а при соударении разлетающихся продуктов с преградами возникали свечения, природа которых описана в [75]. Эти сигналы регистрировались зонным и панорамным ФЭУ. Помимо этого, происходила фиксация момента вспышки самого образца, этот сигнал был реперным для расчета времен ударов продуктов о преграды. Конструкция ячейки позволяла устанавливать одновременно три преграды и фиксировать три момента соударения. Расстояния l_1 , l_2 и l_3 от поверхности образца до поверхности преград задавались с точностью. Т.к. амплитуды сигналов от преград на разном расстоянии

в прочих равных условиях сильно отличаются, то для устранения этого нежелательного эффекта производилось выравнивание амплитуд сигналов от каждой преграды. Это достигалось подбором площади соударения экспериментальным путем. Помимо этого, производилась дополнительная настройка проекционной схемы.

Вся вышеописанная сборка могла устанавливаться непосредственно в схему, таким образом производилась фиксация скорости разлета в воздухе, либо же она устанавливалась в вакуумную камеру, обеспечивающую давление остаточных газов ~ 10^{-3} *Тор*, что позволяло исследовать процесс разлета в атмосфере воздуха и в вакууме. Схема, путем набора l_1 , l_2 и l_3 , позволяла определять скорость в любой точке пространства по оси разлета, в том числе с высокой точностью определять момент начала разлета.

К недостаткам схемы необходимо отнести следующее. Поскольку продукты разложения АТМ могут быть не однородны по своему составу (электроны, ионы азота, ионы металла и, возможно, частички раздробленного кристалла) и их скорости движения могут сильно различаться, то не совсем ясно, скорость каких компонентов измеряется методом соударений. Таким образом, с помощью схемы регистрации разлета предпринималась попытка выявить основные характеристики разлета продуктов. Особый интерес представлял момент и начальная скорость разлета. Сопоставление момента появления вспышки свечения взрывного разложения и момента разлета продуктов давало важную информацию о механизме лазерного инициирования АТМ.

5.3 Исследование разлета продуктов в вакууме и атмосфере воздуха

Прежде чем проводить основные эксперименты проводился ряд проверочных экспериментов. Так, момент начала свечения не обязательно должен соответствовать моменту начала разлета продуктов в нашей экспериментальной

схеме. Поэтому это обстоятельство требует дополнительной экспериментальной проверки.

Для этого, в экспериментальную схему встраивался датчик давления с разрешением. наносекундным временным Он представлял собой плоскопараллельную пластину из пьезоэлектрика с напылёнными на торцы электродами. Калибровка временной привязки импульса давления проводилась по лазерному импульсу. Для этого на датчик давления фокусировался лазерный наносекундный импульс, к максимуму которого привязывалось начало импульса датчика давления. Затем производилось измерение задержек с образцом АТМ. Образец кристалла азида серебра клался на поверхность алюминиевой фольги толщиной 0,1 мм. На рис. 5.3 показана осциллограмма, на которой видно, что импульс давления 2 появляется на 10 нс позднее импульсов свечения с зонного и панорамного ФЭУ.

Таким образом, момент возникновения свечения точно соответствует моменту возникновения сигнала датчика давления, а, следовательно, и моменту разлета образца.

Образцы АТМ инициировались как в атмосфере воздуха, так и в вакууме $(p_{ocm} = 10 \ \Pi a)$. Установка одновременно трех преград была вызвана необходимостью установления в первую очередь характера разлета продуктов. Преграды устанавливались как на малых дистанциях (<1 мм), так и на больших $(1 - 10 \ mm)$.

В серии предварительных экспериментов на нитевидных кристаллах азида серебра было установлено, что разлет продуктов идет преимущественно по оптической оси проекционной схемы в угле ~0 рад и практически не идет перпендикулярно ей. Т.е. скорость разлета продуктов в различных направлениях может значительно отличаться. Поэтому особо уделяется внимание тому, что наблюдение скорости реакции идет в том же направлении, в котором происходит

облучение образцов. При этом образец кладется на подложку или подвешивается широкой стороной в сторону лазерного пучка.



Рисунок 5.3 Осциллограмма свечения и датчика давления при инициировании.

Плотность энергии лазерного пучка на образце в 3 – 4 раза превышала пороговую для каждого типа образцов. Таким образом индукционные периоды составляли небольшие значения порядка 10 – 50 нс. Превышение плотности энергии в 10 раз над порогом не влияло на динамику разлета продуктов.

Типичная осциллограмма, полученная в серии экспериментов для образцов в вакууме приведена на рис. 5.4.

Необходимо отметить, что временные характеристики свечения взрывного разложения для кристаллических и прессованных образцов отличаются. Измерения

скоростей разлета проводились по положению фронтов сигналов и по положению их максимумов.

Измерения, проведенные для распространения продуктов в воздухе, однозначно свидетельствуют о замедленном характере движения продуктов на всем участке от поверхности образца до последней преграды. Такой характер очевиден и связан с интенсивным взаимодействием разлетающихся продуктов с молекулами газов в воздухе. Это также говорит о том, что в первом приближении массы молекул разлетающихся продуктов сопоставимы с массами молекул азота и кислорода (основные составляющие воздухе). Таким образом, наиболее вероятно, что разлетающиеся продукты – продукты химической реакции в АТМ, а не осколки разрушенного образца.



Рисунок 5.4 Разлет продуктов взрывного разложения для ATM 1 – ЛИ; 2 – сигнал панорамного ФЭУ; 3 – сигнал зонного ФЭУ

Результаты, полученные при измерении скорости в эксперименте, когда образец был помещен в вакуум, отличаются от результатов на воздухе. При

измерении скорости по фронту имеем пропорциональную зависимость времени появления сигнала удара от положения преграды (постоянная скорость). Положение максимумов по-прежнему говорит о замедленном характере движения.

Результаты получают объяснение, если принять, что разлетающиеся продукты не формируют ударного фронта, а процесс их распространения – расширение плазмы в условиях близких к адиабатическим. В таком случае средняя скорость движения продуктов должна убывать (температура плазмы падает). Здесь следует понимать среднюю скорость не только как наиболее вероятную скорость движения частиц в плазме, но и как скорость, присущую наибольшей доле частиц. Это отражает зависимость положения максимума от положения координаты и то, что с удалением преграды сигналы становятся все более расплывчатыми – средняя скорость становится присуща все большему количеству молекул. Фронт сигнала ударов образован взаимодействием наиболее быстрых продуктов с преградами. Поскольку они летят впереди, то не испытывают значительного взаимодействия с остальными молекулами и распространяются с постоянной скоростью. Следует отметить, что, рассматривая такую модель, мы пренебрежем взаимодействием между заряженными частицами, считая их долю незначительной.

График зависимости времени удара продуктов разложения о преграды от их положения над поверхностью образца приведен на рис. 5.5. На рисунке изображено семейство прямых для эксперимента в вакууме со скоростью v=5,5±0,25 км/с полученных при фиксировании значений скорости по фронту свечения. На графиках момент *dt* является моментом начала разлета продуктов, который связан с моментом появления излучения с поверхности образца. При этом все прямые при различных экспериментальных расстояниях и скоростях разлета сходятся в одну нулевую точку. Что говорит о верности проведения экспериментов и действительном определении момента разлета продуктов. В эксперименте он составил ~20 нс после окончания воздействия лазерного пучка. Это практически

совпадает с положением максимума вспышки взрывного свечения из зоны лазерного воздействия.



Рисунок 5.5 График зависимости времени удара продуктов о преграду в вакууме. Прямая 1 – по фронту сигнала, кривая 2 – по центру тяжести.

Время начала разлета продуктов (20 *нс*) принято нами как характерное время химической реакции, протекающей в первоначальном объеме ВВ. Это исключает наблюдение каких-либо предвзрывных явлений в значении, принятом в [27] уже через 20 *нс* после облучения образцов, что противоречит представлениям

этих авторов о механизме взрывного разложения АТМ при лазерном импульсном инициировании.

Скорость разлета продуктов в вакууме, определенная по фронтам свечения близка к скорости детонации в прессованных порошках АТМ.

В ходе проведения экспериментов на воздухе получены кривые на рис. 5.6 с начальной скоростью определенной по фронтам свечения составляющую v_{нач.}=3,9±0,25 км/с.



Рисунок 5.6 График зависимости времени удара продуктов о преграду в воздухе. Кривая 1 – по фронту сигнала, кривая 2 – по центру тяжести.

Отметим, что измерение скорости по фронту сигналов и по их минимуму, и в вакууме, и на воздухе, говорит о замедленном характере движения разлетающихся продуктов. При этом скорости разлета, как в воздухе, так и в вакууме измеренные по центрам тяжести в рамках погрешности измерений одинаковы. Таким образом, можно сказать, что для центра масс разлетающихся продуктов не имеет значение в какой среде (вакуум или атмосферное давление воздуха) происходит разлет продуктов.

Свечение продуктов. Несмотря на то, что продукты АТМ (как кристаллов, так и прессованных порошков) летят примерно с одинаковой скоростью, фотографии свечения продуктов реакции в воздухе серьезно отличаются (рис. 5.7).



Взрывное свечение Взрывное свечение нитевидного прессованного AgN₃ кристалла AgN₃ Рисунок 5.7 Свечение продуктов азида серебра

По фотографиям свечения продуктов видно, что температура и состав разлетающихся продуктов различен.

5.4 Выводы по главе

Получены следующие результаты:

• начало разлета продуктов с точностью до 10 нс совпадает с появлением импульса свечения взрывного разложения, что указывает на тепловую природу свечения и отсутствие обсуждаемого в литературе явления «предвзырвной люминесценции», на основании которого строятся цепные модели лазерного инициирования;

• начальная скорость разлета продуктов и характер её поведения различны для кристаллов и порошков, что указывает на различную структуру продуктов. Это подтверждает предположение о дроблении нитевидных кристаллов и частичном разлете раздробленных частичек в процессе взрывного разложения и формирования детонационного фронта.

Таким образом, все полученные результаты могут получить объяснение в рамках тепловой модели инициирования.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

К основным результатам и выводам работы относится следующее:

1. Поставлены задачи, разработаны методики и аппаратура для проведения экспериментальных исследований динамических характеристик взрывного разложения АТМ.

2. Экспериментально определены энергетические пороги инициирования кристаллов и порошков АТМ на длинах волн 266 нм, 1064 нм и 10 600 нм, в одних и тех же условиях эксперимента. Показано, что вне зависимости от энергии кванта (от 4,66 эВ до 0,17 эВ) инициирование является низкопороговым и оно возможно только в результате локализации энергии ЛИ с образованием высокотемпературных микроочагов в объеме образцов.

3. Сделаны оценки средней температуры очагов при пороговых уровнях воздействия. Показано, что во всем исследуемом спектральном диапазоне воздействий температура очагов примерно одинакова, т. е. процесс взрывного разложения происходит примерно в одинаковых условиях. Используя параметр Фрак-Каменецкого проведена оценка реакционной способности тепловых микроочагов. Результат оценки положительный.

4. Получены данные по длительности индукционного периода при пороговых уровнях лазерного воздействия и уровнях, превышающих пороговые. Результаты исследования подтверждают вывод п. 3.

5. Измерены скорости распространения фронта волны взрывного разложения в нитевидных кристаллах и нитевидных прессованных порошках АТМ. При возбуждении на длинах волн 266, 1064 и 10 600 нм, а также при возбуждении передачей детонации через воздушную прослойку. Показано, что при всех способах возбуждения поведение АТМ одинаково, а именно:

99

• В нитевидных кристаллах формируется нестационарный режим распространения детонации с малой скоростью (около 1,5 км/с) с разбросом значений от точки к точке по длине кристалла до 100%;

• В нитевидных прессованных порошках формируется стационарный режим распространения детонации со скоростью 4,5 км/с и разбросом не более 10%.

Показано, что наблюдаемые различия не имеют объяснения с позиций цепной электрон-дырочной модели, но достаточно просто объясняются с позиций тепловой модели.

6. Впервые обнаружено существование преддетонационного участка при инициировании АТМ. Этот важный результат дал положительный ответ на поставленный перед исследователями еще в 50-е годы вопрос о существовании такого участка, и на который до сих пор не было ответа.

7. Измерены скорости разлета продуктов взрывного разложения кристаллов и порошков АТМ в различные моменты времени в вакууме и атмосфере воздуха. Анализ результатов указывает на тепловой характер вспышки свечения взрывного разложения и дискриминирует наличие обсуждаемых в литературе в течение последних 20 лет «предвзрывных явлений».

8. В целом все полученные результаты описываются в рамках тепловой микроочаговой модели импульсного лазерного инициирования ATM И соответствуют классическим преставлениям общей теории детонации и детонации BB. Получены новые данные для обоснования И совершенствования существующих модельных представлений о тепловой микроочаговой природе лазерного инициирования.

9. Полученные результаты позволяют прогнозировать поведение ATM (пороги инициирования и индукционные периоды) в более широких диапазонах лазерного воздействия.

В заключение, хочу выразить благодарность сотрудникам кафедры ЛИСТ. Благодарю своего научного руководителя Яковлева Алексея Николаевича, за оказанную поддержку. Неоценимую помощь оказал Ципилев Владимир Папилович, помогая в постановке задач, проведении экспериментов и написании диссертации. Спасибо Скрипину А.С., Овчинникову В.А., Ахметшину Р.Г., а также Морозовой Елене Юрьевне.

ОБОЗНАЧЕНИЯ И СОКРАЩЕНИЯ

ATM	азиды тяжелых металлов
BB	взрывчатое вещество
ДРС	диффузно рассеивающая среда
ИК	инфракрасный
ЛИ	лазерный импульс
НК	нитевидный кристалл
ПП	прессованный порошок
ЭПЗ	энергетический порог зажигания
УΦ	ультрафиолетовый
ФЭУ	фотоэлектронный умножитель
ФЭК	фотоэлемент коаксиальный
с [Дж/г·К]	теплоемкость вещества
$d_{\Pi}\left[c \scriptscriptstyle \mathcal{M} ight]$	диаметр лазерного пучка
Е [Дж/моль]	энергия активации химической реакции
F	коэффициент увеличения освещенности,
	выражается как отношение потока
	излучения на поверхности к потоку
	внутри образца
Н [Дж/см ²]	пороговая плотность энергии
Q [Дж/моль]	тепловой эффект реакции
$k(R_0)$	относительное сечение поглощения

n_0	показатель преломления
R [Дж/моль·К]	универсальная газовая постоянная
<i>R</i> ₀ [<i>см</i>]	размер (радиус) включения
T_0	начальная температура

$\alpha \left[c M^2 / c \right]$	температуропроводность
μ [см ⁻¹]	показатель поглощения
ρ [г/см ³]	плотность вещества
λ ₀ [нм]	длина волны лазерного излучения
λ [Дж/см·К·с]	теплопроводность вещества

СЛОВАРЬ ТЕРМИНОВ

Зона воздействия: геометрическая область на поверхности образца, подвергающаяся лазерному воздействию;

зонный ФЭУ: фотоэлектронный умножитель, обзор, которого ограничивается свечением из зоны воздействия;

индукционный период (время задержки): время от начала лазерного воздействия до начала взрывного разложения, определялось по возникновению свечения образца, сопровождающегося возникновением сигнала с датчика давления;

инициирование: возбуждение химической или цепной реакции разложения ВВ;

панорамный ФЭУ: фотоэлектронный умножитель в обзор, которого входит свечение со всего образца, обычно больше зоны воздействия;

проекционная схема инициирования: схема лазерного инициирования, в которой поверхность образца и диафрагма находятся в сопряжении относительно строящей изображение линзы. А диафрагма в свою очередь освещается лазерным излучением;

энергетический порог инициирования: значение энергии/мощности или их плотности ($H_{0.5}$), отвечающие точке перегиба кривой вероятности взрыва (50 % вероятность).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Адуев Б.П., Алукер Э.Д., Белокуров Г.М., Захаров Ю.А., Кречетов А.Г. Исследование механизма взрывного разложения азида серебра методами спектроскопии с высоким временным разрешением // Известия ВУЗов. Физика. – 1996. – т. 39, № 11. – С. 162-175.

2. Адуев Б.П., Алукер Э.Д., Кречетов А.Г., Митрофанов А.Ю. Распространение цепной реакции взрывного разложения в кристаллах азида серебра // ФИЗИКА ГОРЕНИЯ И ВЗРЫВА. – 2003. Т.39, №6. С. 104-106.

3. Адуев Б.П., Алукер Э.Д., Белокуров Г.М., Кречетов А.Г. Кинетика развития взрывного разложения азида серебра при инициировании лазерным импульсом // Химическая физика. – 1997. Т. 16, №8. С. 119-125.

4. Адуев Б.П. Быстропротекающие процессы в щелочно-галлоидных кристааллах и азидах тяжелых металлов при импульсном возбуждении // Автореферат дис. докт. физ.-мат. наук. – Кемерово, 1999. – 43 с.

5. Адуев Б.П., Алукер Э.Д., Кречетов А.Г. Дивакансионная модель инициирования азидов тяжелых метал // ФИЗИКА ГОРЕНИЯ И ВЗРЫВА. – 2004. – Т. 40, № 2. – С. 94-99.

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.

 Адуев Б.П., Алукер Э.Д., Белокуров Г.М. и др. Предвзрывные явления в азидах тяжелых металлов // ФИЗИКА ГОРЕНИЯ И ВЗРЫВА. – 2000. – Т. 36, № 5. – С. 78-89. 8. Адуев Б.П., Алукер Э.Д., Белокуров Г.М., Кречетов А.Г. Кинетика развития взрывного разложения азида серебра при инициировании лазерным импульсом // Химическая физика. – 1997. Т. 16, №8. С. 119-125.

Адуев Б.П., Алукер Э. Д., Белокуров Г. М., Кречетов А. Г., Митрофанов
 А. Ю. Кинетика ранних стадий предвзрывной проводимости азида серебра //
 ФИЗИКА ГОРЕНИЯ И ВЗРЫВА. – 2002. – Т. 38, № 3. – С. 141-144.

10. Александров Е.И., Вознюк А.Г. Инициирование азида свинца лазерным излучением // ФИЗИКА ГОРЕНИЯ И ВЗРЫВА. – 1978. Т.14, №4. С. 86-91.

11. Александров Е.И., Ципилев В.П. Размерный эффект при инициировании прессованного азида свинца лазерным моноимпульсным излучением // ФИЗИКА ГОРЕНИЯ И ВЗРЫВА. – 1981. №5 С.77-81

12. Александров Е.И., Вознюк А.Г. Инициирование азида свинца лазерным излучением // ФИЗИКА ГОРЕНИЯ И ВЗРЫВА. – 1978. - Т. 14, № 4. - С. 86-91.

13. Александров Е.И. Исследование инициирования АТМ УФ-лазерным излучением // Квантовая электроника. Приложение. – 1977. – Т. 8. – С. 32.

14. Александров Е.И. Об инициировании азида свинца гигантским лазерным импульсом // Квантовая электроника. Приложение. – 1976. – Т. 5. – С. 40.

15. Александров Е.И., Вознюк А.Г. Инициирование ATM лазерным излучением // Квантовая электроника. Приложение. – 1977. – Т. 7. – С. 63.

16. Александров Е.И., Вознюк А.Г. Инициирование азида свинца лазерным излучением // ФИЗИКА ГОРЕНИЯ И ВЗРЫВА. - 1978. - Т. 14, № 4. - С. 86-91.

17. Александров Е.И. и др. // Доклады VI Всероссийской научной конференции «Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики», Томск, 2008. С. 37-38

18. Александров Е.И., Ципилев В.П. О предельной освещенности в объеме ДРС при облучении поверхности направленным потоком // III Всесоюзное совещание по распространению лазерного излучения в дисперсной среде.: Тез. докл. - Обнинск, 1985. – Ч. 1. – С. 204-207.

19. Александров Е.И., Ципилев В.П. Особенности светового режима в объеме полубесконечного слоя ДРС при освещении направленным пучком конечной апертуры // Известия ВУЗов. Сер. физич. – 1988. – Т. 31, № 10. – С. 23-29.

20. Александров Е.И., Ципилев В.П. Исследование влияния длительности возбуждающего импульса на чувствительность азида свинца к действию лазерного излучения // ФИЗИКА ГОРЕНИЯ И ВЗРЫВА. – 1984. - Т. 20, № 6. - С. 104- 109.

21. 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.

22. Александров Е.И., Ципилев В.П. Размерный эффект при инициировании прессованного азида свинца лазерным моноимпульсным излучением // ФИЗИКА ГОРЕНИЯ И ВЗРЫВА. – 1981. – Т. 17, № 5. – С. 77-81.

23. Александров Е.И., Ципилев В.П. Влияние давления прессования на чувствительность азида свинца к действию лазерного излучения // ФИЗИКА ГОРЕНИЯ И ВЗРЫВА. – 1982. – Т. 18, № 2. – С. 100-103.

24. Александров Е.И. Об инициировании азида свинца гигантским лазерным импульсом // Квантовая электроника. Приложение. – 1976. – Т. 5. – С. 40.

25. Александров Е.И., Вознюк А.Г. Влияние статистики поглощающих неоднородностей на лазерное инициирование взрывчатого разложения // ФИЗИКА ГОРЕНИЯ И ВЗРЫВА. – 1988. – Т. 24, № 6. – С. 111.

26. Александров Е.И., Ципилев В.П. Влияние модовой структуры лазерного излучения на чувствительность азида свинца // ФИЗИКА ГОРЕНИЯ И ВЗРЫВА. – 1983. Т. 19, № 4. – С. 143-146.

27. Алукер Э.Д., Кречетов А.Г., Митрофанов А.Ю., Пашпекин А.С. Разлет продуктов взрыва азида серебра // Химическая физика. – 2007. Т. 26. № 11. С. 44-46. 28. Андреев К.К. Кондриков Б.Н. О горении смесей азида свинца и жидких нитроэфиров // ДАН СССР. – 1961. – Т. 137, № 1. – С. 130-133.

Андреев К.К., Беляев А.Ф. Термическое разложение и горение BB. –
 М.: Оборонгиз, 1960. – 395 с.

30. Багал Л.И. Химия и технология инициирующих взрывчатых веществ.
 – М.: Машиностроение, 1975. – 465 с.

31. Барановский А.М. К вопросу о механизме зажигания азидов свинца лазерным моноимпульсом // Химическая физика. – 1991. – Т. 10, № 12. – С. 1715-1720.

32. Беляев А.Ф., Боболев В.К. и др. Переход горения конденсированных систем во взрыв // «Наука» – Москва – 1973. С. 143.

33. Боровикова А.П., Каленский А.В., Зыков И.Ю. Пространственно временные характеристики волны горения в азиде серебра // Аспирант. 2014. № 3.
 С. 37-42.

34. Боуден Ф., Иоффе А. Быстрые реакции в твердых веществах //
 Издательство иностранной литературы – Москва – 1962.

35. Бриш А.А., Галеев И.А., Зайцев Б.Н., Сбитнев Е.А., Татаринцев Л.В. Возбуждение детонации конденсированных ВВ излучением оптического квантового генератора // ФИЗИКА ГОРЕНИЯ И ВЗРЫВА. – 1966. – Т.2 №3. – С. 132-133.

36. Бриш А.А., Галеев И.А., Сбитнев Е.А. и др. О механизме инициирования конденсированных ВВ излучением ОКГ // ФИЗИКА ГОРЕНИЯ И ВЗРЫВА. – 1969. – Т.5. №4. – С. 475-480.

37. Данилов Ю.Н., Илюшин М.А., Целинский И.В.. Промышленные взрывчатые вещества Часть I. Инициирующие взрывчатые вещества. Текст лекций. СПб: СПбГТИ(ТУ), 2001, 112 с.
38. Журавлев Ю.Н., Лисицын В.М. Изучение реакционной способности азида серебра по данным зонных расчетов в рамках теории функционала плотности // Химическая физика – 2014, Т. 33, №3, С. 3 – 12.

39. Журавлев Юрий Николаевич, Лисицын Виктор Михайлович, Федоров Игорь Александрович Влияние деформаций на электронное строение азида серебра // Известия ТПУ. – 2009. №2.

40. Захаров Ю.А., Алукер Э.Д., Адуев Б.П., Белокуров Г.М., Кречетов А.Г.. Предвзрывные явления в азидах тяжелых металлов // М.: Центр экономических исследований «Химмаш», 2002

41. Зыков И.Ю., Разин А.В., Морозова Е.Ю., Скрипин А.С., Ципилев В.П. К вопросу о преддетонационном участке взрывного разложения азидов тяжелых металлов // Известия ВУЗов. Физика. – 2013. Т. 56. № 7-2. С. 65-70.

42. Каленский А.В., Ананьева М.В., Гришаева Е.А., Звеков А.А., Кригер В.Г. Условия реализации режимов цепного и теплового взрывов энергетических материалов // Вестник КемГУ. – 2014. № 1-1 (57). С. 201-206.

43. Каленский А.В., Ципилев В.П., Боровикова А.П., Звеков А.А. Закономерности разлета продуктов взрыва монокристаллов азида серебра // Фундаментальные проблемы современного материаловедения. – 2008. Т. 5. № 1. С. 11-15.

44. Каталог цветного стекла // Машиностроение, Москва, 1967, 62 с.

45. Иванов Ф.И. Кинетические особенности разложения нитевидных кристаллов азида свинца и серебра при фото и электрополевом воздействиях // Вестник КемГУ. – 2013. 3-2 (55) С. 119-126

46. Иванов Ф.И., Зуев Л.Б., Лукин М.А., Мальцев В.Д. О выращивании нитевидных кристаллов азидов серебра и свинца // Кристаллография. – 1988. – Т. 28, № 1. – С. 194 – 195.

47. Каленский А.В., Звеков А.А., Ананьева М.В., Кригер В.Г., Ципилев В.П., Разин А.В. Пространственно-временные характеристики волны

распространения детонации в азиде серебра // Физика горения и взрыва. – 2015 – т. 51 - № 3 – С. 76 – 81

48. Квасов А.А. Исследование физико-химических характеристик конденсированных систем на основе фуразанотетразиндиоксида и особенностей их лазерного инициирования // Горение твердого топлива. Сборник докладов VII Всероссийской конференцию с международным участием. Новосибирск, 10-13 ноября 2009 г. Новосибирск: Издательство Института теплофизики СО РАН, 2009. Часть 3, с. 168-174.

49. Князева А.Г., Зарко В.Е. Нагрев кристаллизованной смеси энергетических материалов коротким импульсом лазерного излучения // Известия вузов. Физика. – 2013, Т. 56, № 7/2, С. 8-14.

50. 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.

51. Корепанов В.И., Лисицын В.М., Олешко В.И., Ципилев В.П. // ФИЗИКА ГОРЕНИЯ И ВЗРЫВА. – 2006. Т.42, №1. С.106-119.

52. Корепанов В.И., Лисицын В.М., Олешко В.И., Ципилев В.П. Импульсная катодолюминесценция азидов тяжелых металлов // Письма в Журнал технической физики. – 2002. – Т. 28, вып. 24. – С. 48-53.

53. Кригер В.Г. и др. // Сборник тезисов докладов 9-й международной конференции РФХ-9, Томск, 1996, С. 222-223.

54. Кригер В.Г., Каленский А.В., Ципилев В.П., Ананьева М.В., Боровикова А.П. Зависимость пороговой плотности энергии инициирования разложения азида серебра от размеров кристалла и диаметра зоны облучения // Известия высших учебных заведений. Материалы электронной техники. 2008. № 4. С. 49-53.

55. Кригер В.Г., Каленский А.В. Размерный эффект при инициировании разложения азидов тяжелых металлов импульсным излучением // Химическая физика. – 1996. – Т. 15, № 3. – С. 40-47.

56. Кригер В.Г. Кинетика и механизмы реакции твердофазного разложения азидов тяжелых металлов // Автореферат диссертации доктора физ.-мат. наук. – Кемерово, 2002. – 39 с.

57. Кригер В.Г., Каленский А.В. Инициирование азидов тяжелых металлов импульсным излучением // Химическая физика. – 1995. – Т. 14, № 4. – С. 152-160.

58. Кригер В.Г., Каленский А.В., Звеков А.А., Боровикова А.П., Гришаева Е.А. Определение ширины фронта волны реакции взрывного разложения азида серебра // ФИЗИКА ГОРЕНИЯ И ВЗРЫВА. – 2012. №4. С. 129-136.

59. Кригер В.Г., Каленский А.В., Ципилев В.П., Ананьева М.В., Боровикова А.П. Зависимость пороговой плотности энергии инициирования взрывного разложения азида серебра от размеров кристалла и диаметра зоны облучения // Известия ВУЗов. Материалы электронной техники. – 2008. № 4. С. 49-53.

60. Кригер В.Г., Каленский А.В., Ципилев В.П., Боровикова А.П., Звеков А.А. Закономерности зарождения, развития и распространения реакции взрывного разложения азидов тяжелых металлов // Фундаментальные проблемы современного материаловедения. – 2007. Т. 4. № 2. С. 109-113.

61. Кригер В.Г., Каленский А.В., Звеков А.А., Боровикова А.П., Гришаева Е.А. Определение ширины фронта волны реакции взрывного разложения азида серебра // ФИЗИКА ГОРЕНИЯ И ВЗРЫВА. – 2012. Т. 48. № 4. С. 129-136.

62. Лисицын В.М., Ципилев В.П., Дамамм Ж., Малис Д Влияние длины волны лазерного излучения на энергетический порог инициирования азидов тяжелых металлов // ФИЗИКА ГОРЕНИЯ И ВЗРЫВА. – 2011. Т. 47, №5. С. 106 – 115.

63. Лисицын В.М., Журавлев Ю.Н. Первопринцпное исследование полиморфных превращений в азиде серебра // Известия ВУЗов. Физика. – 2012. Т.
55. № 6-2. С. 112-121.

64. Лисицын В.М., Журавлев Ю.Н. СТРУКТУРНЫЕ ФАЗЫ АЗИДА СЕРЕБРА // Известия ТПУ. – 2010. Т. 317. № 2. С. 138-143.

65. Лосев В.Ф. Лазерные технологии и оборудование: учебное пособие / В.Ф. Лосев, В.П. Ципилев. – Томск: Издательство Томского политехнического университета, 2008. – 148 с.

66. Лоскутова Л.А., Егоров А.П., Козлов А.С. Определение скорости быстропротекающих процессов: Методические указания. СПбГИ(ТУ): СПб, 2002-17 с

67. Медведев В.В. Взрывное разложение слабопрессованных порошков азида свинца в широком диапазоне длительностей воздействия лазерного импульса // ФИЗИКА ГОРЕНИЯ И ВЗРЫВА. – 2008. Т.44, № 5. С. 98-100.

68. Мержанов А.Г. О критических условиях теплового взрыва очага разогрева. - Черноголовка, 1968. (Репринт / ИХФ АН СССР).

69. Морозова, Е. Ю. Моделирование процесса лазерного зажигания конденсированных взрывчатых веществ: 01.04.07 - Физика конденсированного состояния: автореферат диссертации физико-математических наук / Е. Ю. Морозова, ТПУ – Томск, 2010. – 22 с.

Орленко Л.П. Физика взрыва и удара: Учебное пособие для вузов. – М.:
 ФИЗМАТЛИТ, 2006. – 304 с.

71. Разин А.В., Ахметшин Р.Г., Ципилев В.П. Распространение фронта взрывного разложения в нитевидных образцах АТМ при лазерном импульсном инициировании в различных областях спектра // Известия вузов. Физика. – 2014 – Т. 57 – № 12/3 – С. 181 – 185

 Семенов Н.Н. Тепловая теория горения и взрывов // Успехи физических наук. – 1940 т. 23, вып. 3. 73. Семенов Н.Н. Цепные реакции // Успехи физических наук. – 1930. т. 10, вып. 2.

74. Семенов Н.Н. Развитие теории цепных реакций и теплового воспламенения // М.: Знание. – 1969.- 95

75. Скрипин А.С., Ципилев В.П. Кинетические характеристики процесса взрывного разложения азидов тяжелых металлов при лазерном импульсном возбуждении // Известия вузов. Физика. – 2009. №8/2. – С. 316 – 319.

76. *Таржанов, В.И*. Предвзрывные явления при быстром инициировании бризантных взрывчатых веществ (обзор) / *Таржанов В.И*. // Физика горения и взрыва –2003, –Т. 39, № 6, С. 3 – 11.

77. Под редакцией *Таржанова, В.И*. Быстрое инициирование ВВ. Особые режимы детонации / *Таржанов В.И.* // Сборник научных статей. Изд. РФЯЦ – ВНИИТФ. Снежинск. 1998.

78. Ципилев В. П., Морозова Е. Ю., Скрипин А. С. Лазерное инициирование порошков тэна в условиях объемного сжатия // Известия ТПУ. – 2010. №4.

79. Ципилев В.П. Стенд для исследования кинетики взрывного разложения конденсированных сред при воздействии импульсов лазерного излучения // Известия ТПУ. – 2003. №4. С.99-103.

80. Ципилев В.П., Лисицын В.М. и др., // ФИЗИКА ГОРЕНИЯ И ВЗРЫВА.
 – 2011, № 5

81. Ципилев В.П. Кинетика взрывного разложения азидов тяжелых металлов при лазерном импульсном инициировании // Известия ТПУ. – 2003. – Т.

82. Ципилев, В. П., Лисицын, В. М., Корепанов, В. И., Олешко, В. И., Яковлев, А. Н. К вопросу о механизмах зажигания азидов тяжелых металлов лазерным моноимпульсным излучением // Известия ТПУ . 2003. №6.

83. Ципилев В.П., Корепанов В.И., Лисицын В.М., Олешко В.И., Яковлев А.Н. Механизмы лазерного импульсного инициирования азидов тяжелых металлов // 12th International Conference on Radiation Physics and Chemistri of inorganic Materials. Tomsk, Russia. 2003. P. 504-511.

84. Ципилев В.П. Закономерности взрывного разложения азидов тяжелых металлов // 12th International Conference on Radiation Physics and Chemistri of inorganic Materials. Tomsk, Russia. 2003. P. 498-504.

85. Франк-Каменецкий Д.А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике // М.: Издательство АН СССР. – 1967. – 491 с.

86. Чернай А.В. О механизме зажигания инициирующих взрывчатых веществ лазерным моноимпульсом // Физика и техника высоких давлений. – 1997.
– Т. 7, № 4. – С. 60-68.

87. Ханефт А.В. Энергетически разветвленный цепной механизм низкопорогового инициирования азида свинца лазерным импульсом // Химическая физика. – 1998. – Т. 17, № 4. – С. 100-108.

88. Шарнин Г.П. Химия энергоёмких соединений. Кн. 2. N–, О–нитросоединения, фуроксаны, фуразаны, азиды, диазосоединения: учебное пособие / Г.П. Шарнин [и др.]; Мин-во образ. и науки России, Казан. нац. исслед. технол. ун-т. – Казань: КНИТУ, 2011. – 376 с

89. Akhmetshin R., Razin A., Ovchinnikov V., Skripin A., Tsipilev V., Oleshko V., Zarko V., Yakovlev A. Effect of laser radiation wavelength on explosives initiation thresholds // J. Phys.: Conf. Ser., vol. 552, i. 1, 01 2015 (2014)

90. Berchtold J., Eggert J., Naturwiss., 40, 55 (1953)

91. Berchtold, J., Eggert, J.: Über die Zündfähigkeit von Sprengstoffen dur Stahlung hoherIntensität. Naturwissenschaften 40, 55–56 (1953)

92. Courtney-Pratt, J.S., Rogers, G.T.: Initiation of explosion by light and by flying fragments. Nature 175, 632–633 (1955)

93. Davis, T.L.: The Chemistry of Powder and Explosives. Wiley, New York (1943)

94. Eggert J., Physik. Blätter, 12, 549 (1954)

95. Fair, H.D., Walker, R.F.E.: Energetic Materials. Physics and Chemistry of Inorganic Azides. Plenum, New York (1977)

96. Jung, P.C.: Initiation and Detonation in Lead Azide and Silver Azide at Sub-millimeter Geometrics. Texas Technical University, Lubbock (2006)

97. Hagan J.T., Chaudhri M.M. Low energi laser initiation of single crus. of β - lead azide // J. Mat. Sci. – 1981. – V. 16, N 9. – P. 2457-2466.

98. Matyas R., Pachman J. Primary Explosives, Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2013

99. Miles, F.D.: The formation and characteristic of crystals of lead azide and of some other initiating explosives. J. Chem. Soc. 2532–2542 (1931)

100. Oleshko V., Zarko V, Lysyk V., Tsipilev V., Kalmykov P., Surodin. Initiation of the FTDO based mixes by a pulse of accelerated electrons // 44th International Annual Conference of the Fraunhofer ICT, June 25 – 28, 2013. Karlsruhe, Germany. P. 8-1-8-12.(12 pages)

101. Oleshko V., Tsipilev V., Lysyk V., Razin A., Zarko V., Kalmykov P. Explosive Decomposition of FTDO Initiated by Laser Radiation Pulse and Pulse of Accelerated Electrons // Известия вузов. Физика. - 2012 - Т. 55 - №. 11/3. - С. 153-156

102. Phung P.V. Initiation of explosives by high-energy electrons // J. Chem. Phys. - 1970. - V. 53, N 7. - P. 2906-2913.

103. Razin A.V., Tsipilev V.P., Morozova E.Yu. Initiation of detonation of heavy metal azides by CO2 laser // Известия высших учебных заведений. Физика. 2012. Т. 55. № 11-3. С. 176-177.

104. Roth, J.: Initiation of lead azide by high-intensity light. J. Chem. Phys. 41, 1929–1936 (1964)

105. Tsipilev V., Razin A., Lisitsyn V., Damamm Z., Malis D. On the question of predetonation stage of explosive decomposition of heavy metal azides –// Известия вузов. Физика. - 2012 - Т. 55 - №. 11/3. - С. 235-238

106. Urbanski Tadeusz. Chemistry and technology of explosives. – London: Pergamon, 1964. – 517 p.

107. Vyas S., Kubicki J., Luk C., Zhang Y., Gritsan N.P., Hadad C.M., Platz M.S. An Ultrafast Time-Resolved IR and UV–Vis Spectroscopic and Computational Study of the Photochemistry of Acyl Azides // J. Phys. Org. Chem. 25, 693-703 (2012)

108. Weir C.E., Blok S., Piermarini G.J. Kompressibiliti of inorganic azides // J. Chem. Phys. – 1970. – V. 53, N 11. – P. 4265-4269.

109. Weir C.E., Blok S., Piermarini G.J. Kompressibiliti of inorganic azides // J. Chem. Phys. – 1970. – V. 53, N 11. – P. 4265-4269.

110. Yang L.C., Menichelly V.J. and Ernest J.E. Laser initiation of explos. Devices // Defense Magasine. – 1974. – V. 58, P. 344.

Приложение А

Таблица 2. Физико-химические свойства азида свинца

Параметр	Значение	Литература
Теплота разложения – Q	1662,2 Дж/г	[34, 30, 24]
Теплоемкость – с	0,377 Дж/г·гр	[102, 106]
Плотность – р		
Сильно прессованных таблеток	4,1 г/см ³	[34, 102, 106]
Кристаллов	4,7 г/см ³	
Энергия активации – Е	152 кДж/моль	[102, 108]
E/R	1827 °K	
Теплопроводность – λ	1,76·10 ⁻³ Дж/с·см·°К	[102, 106]
Температуропроводность – $\alpha = \frac{\lambda}{c\rho}$	1,137·10 ⁻³ см ² /с	_
Предэкспонент – k ₀	10^{13} c^{-1}	[102,106,110]
Показатель поглощения		
монокристалла – µ		[34, 15, 97]
266 нм	10 ⁵ см ⁻¹	
1064 нм	$10^{-3} - 10^{-2}$ см ⁻¹	
10600 нм	10 cm ⁻¹	