

**ФЕДЕРАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР ПРОБЛЕМ ХИМИЧЕСКОЙ
ФИЗИКИ И МЕДИЦИНСКОЙ ХИМИИ
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК**

На правах рукописи

Шакула Михаил Юрьевич

**ВЛИЯНИЕ МИКРОСФЕР НА ДЕТОНАЦИОННЫЕ СВОЙСТВА
ВЗРЫВЧАТЫХ ВЕЩЕСТВ НА ОСНОВЕ НИТРОМЕТАНА**

1.3.17. Химическая физика, горение и взрыв,
физика экстремальных состояний вещества

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
кандидат физико-математических наук
Мочалова Валентина Михайловна

Черноголовка – 2026

СОДЕРЖАНИЕ

<u>Введение</u>	4
<u>ГЛАВА 1. ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ</u>	14
<u>1.1 Классическая теория детонации</u>	14
<u>1.2 Теория Зельдовича-Неймана-Дёринга</u>	18
<u>1.3 Теория горячих точек</u>	22
<u>1.4 Инициирование детонации</u>	25
<u>1.5 Критический диаметр</u>	29
<u>1.6 Сенсibilизация нитрометана и детонация гетерогенных смесей на его основе</u>	35
<u>ГЛАВА 2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА</u>	43
<u>2.1 Электроконтактный датчик</u>	44
<u>2.2 Сверхскоростной фоторегистратор</u>	46
<u>2.3 Сверхскоростная фотокамера</u>	49
<u>2.4 Лазерный доплеровский интерферометр VISAR</u>	51
<u>2.5 Прямое оптическое гетеродинирование</u>	54
<u>ГЛАВА 3. ДЕТОНАЦИОННЫЕ СВОЙСТВА СМЕСИ НИТРОМЕТАНА С ПОЛИМЕТИЛМЕТАКРИЛАТОМ</u>	58
<u>3.1 Постановка экспериментов и приготовление смесей</u>	58
<u>3.2 Структура детонационной волны в нитрометане</u>	60
<u>3.3 Влияние полиметилметакрилата на структуру зоны реакции и критический диаметр детонации</u>	64
<u>3.4 Пространственная структура детонационного фронта и волны срыва реакции</u>	71

<u>Выводы по главе 3</u>	78
<u>ГЛАВА 4. ДЕТОНАЦИОННЫЕ ПАРАМЕТРЫ И КРИТИЧЕСКИЙ ДИАМЕТР СМЕСИ ГЕЛЕОБРАЗНОГО НИТРОМЕТАНА С МИКРОСФЕРАМИ</u>	79
<u>4.1 Исследуемые смеси и подготовка зарядов</u>	79
<u>4.2 Профили массовой скорости и структура зоны реакции</u>	81
<u>4.3 Параметры детонации в точке Чепмена-Жуге</u>	87
<u>4.4 Критический диаметр и зависимость скорости детонации от диаметра заряда</u>	92
<u>4.5 Пористость смеси и критический диаметр</u>	95
<u>4.6 Объёмная доля микросфер и плотность упаковки</u>	99
<u>4.7 Параметры детонации при высоких концентрациях микросфер</u>	103
<u>Выводы по главе 4</u>	110
<u>ГЛАВА 5. УДАРНО-ВОЛНОВОЕ ИНИЦИИРОВАНИЕ ДЕТОНАЦИИ В НИТРОМЕТАНЕ И ЕГО СМЕСЯХ С МИКРОСФЕРАМИ</u>	112
<u>5.1 Схема эксперимента</u>	112
<u>5.2 Инициирование детонации в гомогенном нитрометане</u>	114
<u>5.3 Ударно-волновое инициирование детонации в гетерогенной смеси нитрометана с микросферами</u>	117
<u>Выводы по главе 5</u>	123
<u>ЗАКЛЮЧЕНИЕ</u>	124
<u>СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ</u>	126

Введение

Взрывчатые вещества (ВВ) занимают особое место среди энергетических материалов: запасённая в них химическая энергия высвобождается за микросекунды, а скорость распространения детонационной волны превышает скорость звука в исходном веществе. Благодаря высоким давлениям, реализующимся в условиях детонации, ВВ широко применяются в горном деле, строительстве, сейсморазведке и технике специального назначения, а условия их безопасного хранения и применения определяются тем, насколько предсказуемо вещество откликается на внешнее воздействие. Несмотря на то, что газодинамическая теория детонации сложилась ещё в середине XX века, вопросы о строении зоны химической реакции, об устойчивости детонационного фронта и о пределах распространения детонации остаются открытыми. Основная трудность здесь экспериментальная: характерные времена процесса составляют десятки и сотни наносекунд, а характерные размеры - единицы и десятки микрометров.

По характеру разложения взрывчатые вещества принято разделять на гомогенные и гетерогенные. В первых реакция развивается во всём объёме за фронтом ударной волны, во-вторых, она локализована в отдельных очагах - горячих точках, возникающих на неоднородностях структуры вещества. Проверка теоретических представлений и в том, и в другом случае требует объектов с воспроизводимым начальным состоянием и направленно изменяемыми свойствами, и этим требованиям отвечают жидкие взрывчатые вещества. Среди них наиболее изучен нитрометан. Он химически устойчив, доступен в высокой степени чистоты, оптически прозрачен и допускает прямую регистрацию профилей массовой скорости с наносекундным разрешением, а растворение в нём различных добавок позволяет изменять как кинетику разложения, так и структуру среды, сохраняя воспроизводимость состава. Благодаря этому нитрометан используется как модельное вещество при изучении устойчивости детонационного фронта, строения зоны химической реакции и механизмов инициирования детонации. Введение в

нитрометан полых стеклянных микросфер превращает его в гетерогенное взрывчатое вещество с неоднородностями заданного размера и концентрации, что и определило выбор объекта настоящей работы.

Актуальность

Гетерогенные взрывчатые вещества широко применяются на практике, однако механизм их детонации (формирование и роль горячих точек) остаётся недостаточно изученным из-за неконтролируемого разброса размеров и температуры этих точек в реальных составах. Смеси нитрометана с калиброванными стеклянными микросферами являются одним из методов решения этой проблемы. При схлопывании микросфер образуются горячие точки одинакового размера и температуры. Это делает систему уникальной модельной средой для экспериментального исследования кинетики гетерогенной детонации и прямого сопоставления с численными расчётами и компьютерным моделированием.

В опубликованных работах практически отсутствует информация о структуре детонационной волны для смеси нитрометана с микросферами, в то время как эти данные являются наиболее содержательными и необходимыми для построения макрокинетических зависимостей.

Цели и задачи

Целью работы являлось установить влияние полых стеклянных микросфер на структуру зоны химической реакции детонационной волны, критический диаметр и параметры детонации гелеобразного нитрометана во всём диапазоне концентраций микросфер вплоть до предельно достижимых, а также на характер ударно-волнового инициирования детонации.

Для достижения поставленной цели решались следующие задачи:

1. Разработать методику, позволяющую определять критический диаметр детонации и скорость детонации в одном эксперименте на основе совместного применения лазерного интерферометра VISAR и электроконтактных датчиков.

2. Методом покадровой регистрации свечения детонационного фронта исследовать характер возникновения и эволюцию волн срыва реакции, определяющих критический диаметр гомогенного гелеобразного нитрометана.

3. Определить влияние полиметилметакрилата как загустителя на структуру зоны реакции, устойчивость детонационного фронта и параметры детонации нитрометана, а также выбрать на этой основе состав смеси нитрометан/полиметилметакрилат с минимальным содержанием загустителя, обеспечивающим устойчивость смеси с микросферами к расслоению.

4. Провести регистрацию профилей массовой скорости и определить параметры детонации в смесях нитрометан/полиметилметакрилат/микросферы в зависимости от концентрации микросфер и диаметра заряда.

5. Установить характер зависимости критического диаметра смеси от пористости во всём диапазоне концентраций микросфер, включая область плотной упаковки.

6. Исследовать ударно-волновое инициирование детонации в гелеобразном нитрометане и в его смесях с микросферами и определить влияние концентрации микросфер на порог инициирования и на характер развития детонации.

Выбор объектов исследования

При выборе объекта исследования учитывались следующие факторы:

- высокая степень исследованности базового жидкого взрывчатого вещества
- химическая устойчивость смеси жидкого взрывчатого вещества и загустителя
- стабильность получаемой гетерогенной смеси в течение по крайней мере нескольких суток
- технологическая доступность компонентов в достаточном для проведения экспериментов количествах

Исходя из вышеописанных факторов в качестве компонентов объектов исследования был выбран нитрометан (НМ) (Nitromethane, 99%, pure, ACROS Organics™), в качестве загустителя взят полиметилметакрилат (ПММА) $(C_5O_2H_8)_n$, в роли «горячих точек» выбраны полые стеклянные микросферы, плотностью 0,140 г/см³, диаметром 70±20 мкм и толщиной стенки 1 мкм. Объектами исследования являлись: нитрометан, гелеобразный нитрометан с загустителем ПММА при концентрации ПММА от 0 до 4 вес.%, а также смесь гелеобразного нитрометана с микросферами при концентрации микросфер от 0 до 30 вес.%.

Методология и методы диссертационного исследования

В ходе работы применялись следующие методы исследования детонационных волн:

- регистрация профилей массовой скорости многоточечным лазерным интерферометром VISAR с наносекундным временным разрешением - для определения структуры зоны реакции, времени реакции, критического диаметра и параметров детонации в точке Чепмена – Жуге (ЧЖ);
- сверхскоростная фоторегистрация в режиме щелевой развёртки на установке СФР (сверхскоростной фоторегистратор) - для регистрации волн срыва реакции на краю заряда;
- покадровая съёмка свечения детонационного фронта электронно-оптической камерой НАНОГЕЙТ-22/16 с экспозицией 10 нс на кадр - для наблюдения пространственной структуры фронта и динамики волн срыва реакции;
- измерение скорости детонации электроконтактными датчикам.

Эксперименты проводились на цилиндрических зарядах исследуемой смеси, заключённых в оболочки различного внутреннего диаметра. Детонация инициировалась плосковолновым генератором; амплитуда инициирующей ударной волны задавалась ослабляющими экранами. Регистрация во всех случаях велась с торца заряда. При записи профилей массовой скорости на торце размещалось прозрачное окно с отражающей фольгой, через которое

велось зондирование лазерным излучением интерферометра. При фоторегистрации наблюдалось собственное свечение детонационного фронта - в режиме щелевой развёртки на установке СФР либо покадровой съёмки камерой НАНОГЕЙТ-22/16. Подробное описание экспериментальных сборок приведено в главах 3-5.

Научная новизна

Предложена и отработана методика, позволяющая в одном эксперименте определять критический диаметр детонации и скорость детонации по профилям массовой скорости. Признаком перехода через критический диаметр служит исчезновение химического пика и размытие фронта импульса сжатия.

Впервые прямой покадровой регистрацией свечения детонационного фронта установлено, что волны срыва реакции, определяющие критический диаметр гомогенного гелеобразного нитрометана, возникают на границе заряда с оболочкой не одновременно по всему периметру, а локально, в отдельных областях, попеременно сокращающихся и разрастающихся.

Определено влияние полиметилметакрилата как загустителя на структуру зоны реакции и устойчивость детонационного фронта нитрометана и показано, что его введение, не нарушая гомогенности вещества, приводит к потере устойчивости детонационного фронта и к росту критического диаметра.

Получены профили массовой скорости и определены параметры детонации и время реакции в смесях гелеобразного нитрометана с полыми стеклянными микросферами во всём диапазоне концентраций вплоть до предельно достижимых, включая область плотной упаковки микросфер, ранее не исследованную из-за образования неконтролируемых воздушных полостей при приготовлении смесей.

Впервые установлен немонотонный характер зависимости критического диаметра детонации от пористости смеси с двумя локальными минимумами и

предложено его объяснение, связывающее положение второго минимума с достижением плотной упаковки микросфер.

Впервые показано, что при высоких концентрациях микросфер характер развития детонации определяется условиями инициирования: в одной и той же смеси может быть реализована как детонация Чепмена - Жуге, так и стационарный низкоскоростной режим.

Теоретическая и практическая значимость работы

Полученные экспериментальные данные о структуре зоны реакции детонационных волн, критическом диаметре и параметрах детонации смесей нитрометана с полыми стеклянными микросферами дают количественную основу для построения макрокинетических соотношений, описывающих разложение гетерогенных взрывчатых веществ, и могут быть использованы для верификации численных моделей детонации составов с контролируемой структурой. Установленная связь между взаимным расположением включений и критическим диаметром применима к широкому классу гетерогенных составов, а не только к исследованной системе.

Практическая значимость работы определяется тем, что полые микросферы используются как сенсibiliзирующая добавка в промышленных взрывчатых составах. Полученные данные о пороге ударно-волнового инициирования, о критическом диаметре и о влиянии дополнительных воздушных полостей на детонационную способность смеси являются важным фактором при оценке безопасности обращения с такими составами и при управлении их чувствительностью.

Положения, выносимые на защиту

1. Методика одновременного определения критического диаметра детонации и скорости детонации, основанная на совместном применении лазерного интерферометра VISAR и электроконтактных датчиков, позволяющая регистрировать изменение структуры профиля массовой скорости в окрестности критического диаметра.

2. Локальный характер возникновения волн срыва реакции в гомогенном гелеобразном нитрометане, при котором очаги срыва появляются в отдельных областях границы заряда с оболочкой, попеременно сокращаясь и разрастаясь.

3. Потеря устойчивости детонационного фронта нитрометана при введении полиметилметакрилата, сопровождающаяся появлением осцилляций на профилях массовой скорости с формированием характерной ячеистой структуры фронта.

4. Соответствие структуры зоны реакции при детонации смесей нитрометан/ полиметилметакрилат/микросферы теории Зельдовича - Неймана - Дёринга во всём исследованном диапазоне концентраций микросфер.

5. Немонотонный характер зависимости критического диаметра детонации смеси от пористости с двумя локальными минимумами, разделёнными локальным максимумом, и связь этой зависимости с пространственным распределением микросфер.

6. Качественное изменение характера ударно-волнового инициирования при введении микросфер, проявляющееся в исчезновении периода индукции теплового взрыва, снижении порога инициирования и возможности реализации как режима детонации Чепмена – Жуге, так и низкоскоростного режима в зависимости от амплитуды инициирующей ударной волны.

Личный вклад автора

Личный вклад автора состоит в теоретическом анализе литературы по теме диссертации; выполнении экспериментальной части работы, не касающейся личного контакта со взрывчатыми веществами; обработке, анализе и интерпретации данных, полученных в ходе экспериментов; формулирование выводов; подготовке докладов на конференции и участии в оформлении статей.

Степень достоверности и апробация результатов

Достоверность результатов, полученных в работе, обеспечивается: стабильной воспроизводимостью экспериментальных данных, согласованностью и непротиворечивостью результатов, полученных с

помощью различных современных методов анализа, соответствием полученных результатов данным, имеющимся в научной литературе, использованием отработанных методик. Применявшиеся в работе экспериментальные методики и приборы, отличаются высоким уровнем разработки и позволили получить надежные количественные и качественные данные.

Основные результаты диссертации подвергались многократной независимой положительной экспертизе и опубликованы в ведущих рецензируемых изданиях, индексируемых в Scopus, Web of Science, относящихся к журналам K1 в классификации ВАК Минобрнауки РФ; неоднократно обсуждались на российских и международных конференциях, на семинарах ФИЦ ПХФ и МХ РАН и доступны для широкого круга специалистов.

Результаты диссертации опубликованы в 6 статьях в научных журналах и в 11 сборниках докладов российских и зарубежных конференций:

1. Mochalova, V., Utkin, A., Shakula, M., Lavrov, V., Savchenko, A. and Yakushev, V., 2021. Reaction zone structure and detonation parameters of nitromethane/polymethylmethacrylate and its mixture with microballoons. *Physics of Fluids*, 33(4), p.046108. doi: 10.1063/5.0048210.
2. Mochalova, V., Utkin, A., Shakula, M. and Lavrov, V., 2023. Effect of charge diameter on detonation parameters in the mixture of gelled nitromethane/microballoons. *Physics of Fluids*, 35(1), p.017117. doi: 10.1063/5.0135577.
3. Mochalova V, Utkin A, Shakula M, Lavrov V, Koldunov S, Zhidkov M. Detonation parameters of the mixture of gelled nitromethane/microballoons at high porosity // *Physics of Fluids*. – 2024. – Т. 36. – №. 2. doi: 10.1063/5.0192428.
4. В.М. Мочалова, А.В. Уткин, В.А. Сосиков, С.И. Торунов, Д.Ю. Рапота, А.В. Савченко, М.Ю. Шакула, В.В. Вилков, С.А. Колдунов. Неустойчивость течения на границе заряда при детонации смеси

нитрометан/полиметилметакрилат / Физика горения и взрыва. Т.61. №2. С.68-75 (2025). doi: 10.15372/FGV2023.9394.

5. Шакула М.Ю., Уткин А.В., Мочалова В.М., Лавров В.В., Савченко А.В., Вилков В.В. Ударно-волновое инициирование детонации в смеси гелеобразного нитрометана с микросферами // Химическая физика. - 2025. - Т. 44. - №8. - С. 87-96. doi: 10.31857/S0207401X25080098
6. Mochalova, V., Utkin, A., Shakula, M., Lavrov, V., Savchenko, A., Sosikov, V., Torunov, S., Rapota, D. and Koldunov, S., 2026. Combined effect of microballoons and diethylenetriamine on the detonation of nitromethane. Physics of Fluids, 38. doi: 10.1063/5.0351017.

Основные результаты диссертационной работы были представлены и обсуждены на Всероссийских и Международных конференциях: Всероссийская конференция «Физика взрыва: теория, эксперимент, приложения». 18-21 сентября 2023, Россия, Новосибирск; XVIII International Workshop on high energy and special material HEMs-2023. 2-3 Nov 2023, Pune, India; X International voevodsky conference. Physics and chemistry of elementary chemical processes. September 5–9, 2022, Novosibirsk, Russia; XVI Всероссийский симпозиум по горению и взрыву, Суздаль, 04–09 сентября 2022; XVII Всероссийский симпозиум по горению и взрыву, Суздаль, 16–20 сентября 2024; II всероссийская школа национального центра физики и математики для студентов, аспирантов, молодых ученых и специалистов по газодинамике, физике взрыва и экстремальным состояниям вещества, 25 – 28 марта 2025, Саров; 14th International Autumn Seminar on Propellants, Explosives and Pyrotechnics “Theory and practice of energetic materials”, Beijing, China, September 19-22, 2025; Лаврентьевские чтения по математике, механике и физике: Тезисы докладов X Всероссийской конференции. Новосибирск, 2025; XXXVII Симпозиум «Современная химическая физика», г. Туапсе, 15–25 сентября 2025 г.; XLI Fortov International Conference on Equations of State for Matter (ELBRUS 2026). Эльбрус, Россия, 1-6 марта 2026. Р. 72.; "Современная

химическая физика - на стыке физики, химии и биологии", г. Черноголовка, 15
- 18 июня 2026 г.

Структура диссертации

Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и списка литературы. Работа изложена на 137 страницах, содержит 57 рисунков и 7 таблиц. Список литературы включает 113 библиографических наименований.

ГЛАВА 1. ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ

1.1 Классическая теория детонации

Газодинамическая теория детонации (ГТД) была заложена работами Михельсона [1], Чепмена [2] и Жуге [3] на рубеже XIX–XX веков. Авторы не только сформулировали определения явлений, наблюдаемых в газах и газовых смесях, но и вывели законы, позволяющие эти явления описывать. В рамках данной теории, конечность значения ширины зоны химического превращения и искривлённость поверхности детонационного фронта не играют существенной роли. Детонационный фронт в ГТД рассматривается как поверхность разрыва между исходным веществом и продуктами реакции.

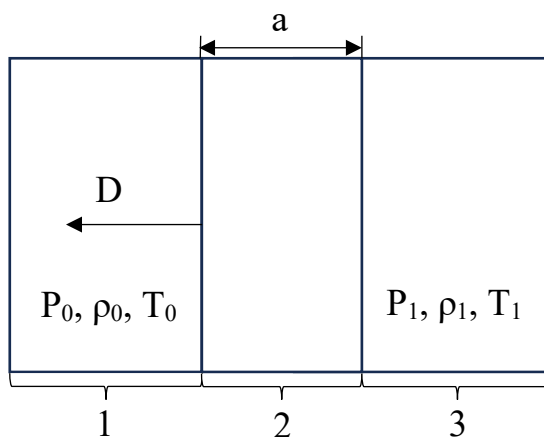


Рис. 1.1. Схема протекания процессов горения и детонации: 1-исходное вещество, 2-зона протекания химической реакции, 3-продукты реакции, a -ширина зоны реакции, D -нормальная скорость распространения фронта по веществу.

Детонационный фронт распространяется по веществу со скоростью, превышающей скорость звука в исходном веществе. Как любая закрытая система, процесс распространения детонационного фронта подчиняется законам сохранения массы, импульса и энергии. Сверхзвуковая природа детонационного фронта означает: он не способен посылать возмущения вперёд, в сторону ещё не прореагировавшего вещества. Исходное вещество остаётся невозмущённым вплоть до самого момента химического

превращения. Следовательно, в механическое движение вовлекаются только продукты реакции. Выразим законы сохранения:

$$\rho_0 D = \rho(D - u) = j; \quad (1.1)$$

$$\rho_0 Du = P - P_0; \quad (1.2)$$

$$E - E_0 = \frac{1}{2}(P + P_0)(V_0 - V). \quad (1.3)$$

Здесь (1.1) – закон сохранения массы, (1.2) – закон сохранения импульса, (1.3) – закон сохранения энергии. Для исходного состояния используются обозначения P_0, V_0, E_0, ρ_0 , для продуктов реакции P, V, E, ρ соответственно. Через D обозначена скорость детонационной волны, через u – массовая скорость продуктов, через j – поток массы через её поверхность. Удельные объёмы вводятся обычным образом: $V_0 = \frac{1}{\rho_0}, V = \frac{1}{\rho}$.

Замыкание системы достигается принятием уравнения состояния. Принимается, что продукты детонации находятся в состоянии локального термодинамического равновесия и хорошо описываются моделью идеального газа. Четвёртое уравнение записывается как:

$$E = E(P, V) = \frac{PV}{\gamma - 1} + Q; \quad E_0 = E_0(P_0, V_0) = \frac{P_0 V_0}{\gamma - 1} + Q_0; \quad (1.4)$$

где $\gamma = \frac{c_P}{c_V}$ – показатель адиабаты, а величина Q зависит от выбора начала отсчёта энергии и от химического состава газа. Удобный и принятый по умолчанию выбор $Q = 0$ приводит к тому, что Q_0 приобретает смысл изобарно-изохорной теплоты реакции

Совместное использование (1.3) и (1.4) позволяет выразить давление продуктов через их удельный объём:

$$P = \frac{2(\gamma - 1)Q_0 + P_0[(\gamma + 1)V_0 - (\gamma - 1)V]}{(\gamma + 1)V - (\gamma - 1)V_0}. \quad (1.5)$$

Уравнение (1.5) есть уравнение детонационной адиабаты (рис. 1.2). На плоскости (P, V) эта кривая имеет вертикальную асимптоту при $V = V_{пр} = \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} V_0$, где $V_{пр}$ – предельный удельный

объём, до которого вещество может быть сжато в детонационной волне. Перепишем уравнение сохранения импульса (1.2) так, чтобы выразить квадрат потока массы:

$$j^2 = \frac{P - P_0}{V_0 - V}. \quad (1.2')$$

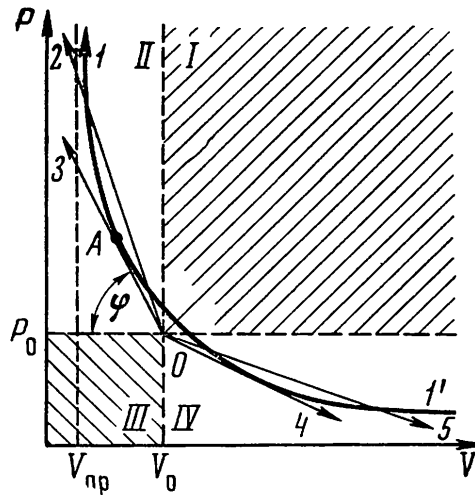


Рис. 1.2. Детонационная адиабата по классической теории ГТД: 1 (1') — детонационная адиабата; 2–5 — прямые Михельсона [4].

В координатах (P, V) выражение (1.2') задаёт пучок прямых, выходящих из точки (P_0, V_0) ; тангенс угла наклона такой прямой к оси абсцисс равен j^2 (рис. 1.2). Эти прямые принято называть прямыми Михельсона. Поскольку отрицательное значение j^2 соответствует мнимому потоку массы, физический смысл сохраняет лишь часть пучка — лучи с положительным углом наклона ($\tan \varphi > 0$). Это условие исключает из рассмотрения области I и III. Область IV отвечает процессам горения, тогда как собственно детонационным режимам отвечает область II.

Пусть дана скорость детонации D , тогда состояние продуктов детонации непосредственно за детонационным фронтом описывается точками пересечения детонационной адиабаты и соответствующей прямой Михельсона. В общем случае таких точек две: верхняя (с бóльшим давлением) отвечает пересечённой детонации,

нижняя (с меньшим давлением) — недосжатой. Минимальное значение D , при котором эти кривые касаются в единственной точке A , соответствует так называемой нормальной (стационарной) детонации. В этом режиме скорость продуктов относительно фронта в точности равна местной скорости звука [2,3]:

$$c^2 = (D - u)^2. \quad (1.6)$$

Покажем справедливость данного утверждения. Скорость звука по определению:

$$c^2 = -V^2 \left(\frac{\partial P}{\partial V} \right)_S; \quad (1.7)$$

Используя законы сохранения (1.1) и (1.2'), получаем для относительной скорости продуктов:

$$(D - u)^2 = -V^2 \frac{P - P_0}{V_0 - V} \quad (1.7')$$

Таким образом, условие (1.6) эквивалентно касанию прямой Михельсона и адиабаты в точке A . Продифференцировав (1.3) вдоль детонационной адиабаты, после несложных преобразований получим:

$$T \left(\frac{\partial S}{\partial P} \right)_V \left[\frac{dP}{dV} - \left(\frac{\partial P}{\partial V} \right)_S \right] = \frac{V_0 - V}{2} \left[\frac{dP}{dV} - \frac{P - P_0}{V_0 - V} \right], \quad (1.8)$$

где T — абсолютная температура; dP/dV — производная вдоль детонационной адиабаты. Из равенства (1.8) следует, что в точке Чепмена-Жуге (точка A на рис. 1.2) прямая Михельсона, детонационная адиабата и изэнтропа имеют общую касательную. Это означает выполнение условия $c^2 = (D - u)^2$, которое в теории детонации известно как правило отбора Чепмена-Жуге.

Рассмотрим отклонения от этого стационарного режима.

Пересжатая детонация ($c^2 > (D - u)^2$). В этом случае продукты реакции удаляются от фронта с дозвуковой скоростью (относительно фронта). Возникающая вслед за фронтом волна разрежения способна догнать детонационный фронт и погасить его. Следовательно, пересжатая детонационная волна не может быть стационарной.

Недосжатая детонация ($c^2 < (D - u)^2$). Здесь продукты детонации отстают от фронта со сверхзвуковой скоростью, и звуковая граница их оттока непрерывно удаляется от фронта. Такая волна также не является стационарной.

1.2 Теория Зельдовича-Неймана-Дёринга

Физическое обоснование правила Чепмена — Жуге было получено позднее в независимых работах Я.Б. Зельдовича [5], Дж. фон Неймана [6] и В. Дёринга [7]. Согласно построенной этими авторами теории (ЗНД), траектория изменения состояния вещества в плоскости (P , V) выглядит так, как показано на рис. 1.3, где: OAD — ударная адиабата исходного BB ; GBE — детонационная адиабата; OD и OD_1 — прямые Михельсона (волновые лучи). Ключевая идея ЗНД состоит в разделении ударно-волнового сжатия и химической реакции по времени. Поскольку прохождение ударной волны занимает несравнимо меньшее время, чем характерное время превращения, состав вещества в её узком фронте не успевает измениться. На рис. 1.3 это означает переход из состояния O в точку D , находящуюся на ударной адиабате.

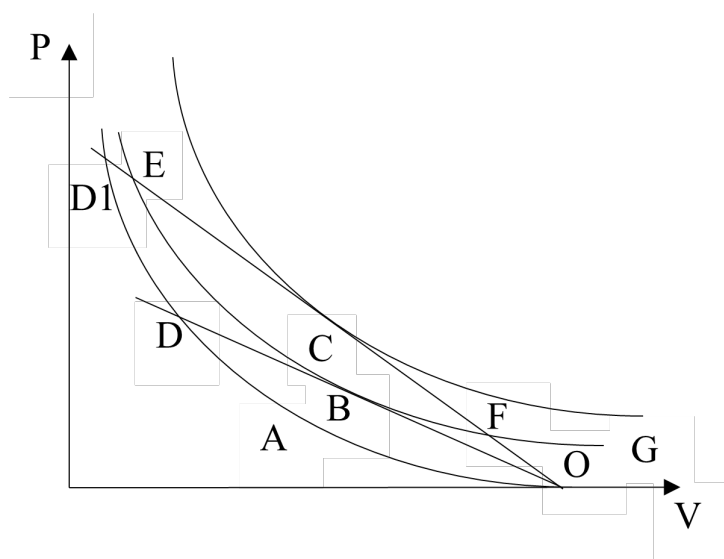


Рис. 1.3. Зависимость давления от удельного объёма. Ударная и детонационная адиабаты.

Химическая трансформация стартует и развивается внутри уже сжатой ударной волной среды. Выделение тепла, сопровождающее реакцию, повышает температуру и инициирует расширение продуктов. Последнее протекает настолько интенсивно, что давление за фронтом начинает снижаться. Вследствие описанного выше в пределах реакционной зоны формируется локальная область, характеризующаяся повышенным давлением; данную область принято именовать «химическим пиком» (или, в сокращённом варианте, «химпиком»). Переход из состояния, обозначенного точкой D, в состояние, соответствующее точке В, реализуется вдоль прямой Михельсона. Данный факт напрямую вытекает из условия стационарности потока в реакционной зоне. Минимальное значение скорости детонации в рассматриваемом случае определяют, используя условие касания волновым лучом детонационной адиабаты (точка В на рис. 1.3); в точке касания, кроме того, справедливо соотношение Чепмена–Жуге (1.6).

Разработанная Зельдовичем, Нейманом и Дёрингом модель предсказывает для детонационной волны зависимость давления от времени, вид которой приведён на рис. 1.4. Участок AG на этом графике принято называть «химическим пиком», поскольку именно на его протяжении реализуется преобладающая доля всех химических превращений. Многочисленные экспериментальные исследования неоднократно подтвердили подобную структуру детонационной волны, в связи с чем применимость классической теории к описанию стационарной детонации для подавляющего большинства взрывчатых веществ не вызывает каких-либо сомнений.

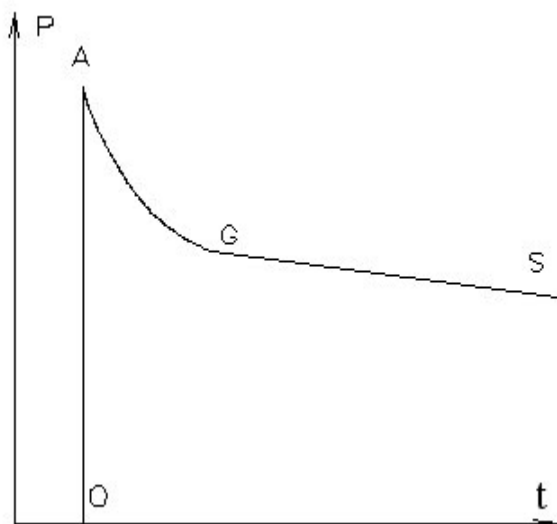


Рис. 1.4. Классическая структура детонационной волны.

Если скорость детонации оказывается выше нормальной, волновой луч пересекает детонационную адиабату уже не в одной, а в двух точках. В такой ситуации возможны два режима: пересжатый (точка E) и недосжатый (точка F). В пересжатом режиме скорость потока продуктов относительно фронта становится дозвуковой: $D < c + u$. Таким

образом, любые возмущения из зоны, где происходит разлёт продуктов, способны проникать в область реакции. Из этого следует: стационарно пересжатый режим может существовать лишь тогда, когда давление в продуктах взрыва поддерживается постоянным и соответствует точке C . В противоположном случае волна разгрузки способствует снижению параметров внутри реакционной зоны, что, в свою очередь, обуславливает падение скорости детонации и, в конечном счёте, обеспечивает выход на стационарный режим Чепмена–Жуге.

На практике пересжатый режим может наблюдаться в двух следующих ситуациях:

- когда инициирование заряда ВВ производится с помощью источника, чья детонационная скорость превышает детонационную скорость самого заряда;
- когда удар по взрывчатому веществу наносится инертным телом, движущимся со скоростью, которая обеспечивает такое ударное сжатие, что оно соответствует точке D_1 .

В описанных обстоятельствах нормальный режим, который характеризуется наклоном прямой AD , возникает лишь на некотором удалении

от точки инициирования. На начальной же стадии детонация протекает как неустановившийся процесс. Отсюда следует вывод: стационарная самоподдерживающаяся детонация не может существовать в пересжатой форме.

Классическая теория детонации также исключает возможность существования самоподдерживающейся недосжатой детонации. Зельдовичем было установлено следующее: если величина скорости тепловыделения является положительной ($dQ/dt > 0$, что соответствует экзотермической реакции), то непрерывный переход от состояния, расположенного на ударной адиабате исходного взрывчатого вещества, к состоянию на детонационной адиабате оказывается возможным исключительно на сильной ветви равновесной детонационной адиабаты (НС на рис. 1.3).

Однако имеется и альтернативный сценарий, который реализуется в случаях, когда к моменту окончания химической реакции знак скорости тепловыделения меняется на отрицательный ($dQ/dt < 0$, следовательно речь идёт об экзотермической реакции) В таком случае непрерывное изменение состояния от точки на ударной адиабате исходного ВВ до точки на детонационной адиабате возможно лишь на сильной ветви равновесной детонационной адиабаты (участок НС на рис. 1.3).

Существует, однако, и иной вариант развития событий. Он реализуется тогда, когда к моменту завершения химической реакции знак производной dQ/dt становится отрицательным ($dQ/dt < 0$, то есть реакция является эндотермической). При подобном сценарии эволюция состояния частицы приводит к тому, что изображающая точка смещается из положения Е в направлении точки F, которая лежит на пологой ветви равновесной детонационной адиабаты ВF. В такой ситуации скорость детонации определяется уже не наклоном прямой Михельсона к конечной адиабате продуктов, а наклоном к наивысшей из промежуточных детонационных адиабат, отвечающих тому составу, при котором произошла смена знака

скорости тепловыделения (точка С на рис. 1.2) При таком развитии процесса возникает самоподдерживающаяся недосжатая детонация.

Следовательно, теория детонации Зельдовича–Неймана–Дёринга дала возможность строго обосновать правило отбора Чепмена–Жуге. В качестве ключевого допущения рассматриваемой модели постулируется отсутствие химической реакции непосредственно во фронте ударной волны.

Указанное приближение является вполне оправданным для газообразных смесей: ширина ударного скачка составляет не более нескольких длин свободного пробега, тогда как протяжённость реакционной зоны превышает данную величину на 4–6 порядков [5]. Вместе с тем применительно к гетерогенным взрывчатым веществам (в частности, к прессованным составам) подобное допущение выглядит уже менее убедительным.

1.3 Теория горячих точек

Ф.П. Боуден и А.Д. Иоффе [8] впервые сформулировали гипотезу об очаговом (локальном) механизме инициирования взрыва, когда исследовали возбуждение взрыва в конденсированных взрывчатых веществах под действием механического удара. Выделяют следующие основные механизмы возникновения очагов при ударе:

- адиабатическое сжатие газовых включений;
- трение между частицами самого вещества и частицами примесей;
- вязкостный нагрев ВВ в условиях высокоскоростного деформирования.

Почему же возникает необходимость вводить понятие «горячих точек» при описании инициирования гетерогенных ВВ ударной волной? Потому что среднеобъёмная температура ВВ в инициирующих ударных волнах оказывается слишком низкой, чтобы обеспечить наблюдаемое на практике быстрое разложение. Разумеется, очаговый характер процесса не отрицает вклада гомогенного разогрева в объёмное разложение ВВ. Однако для большинства твёрдых ВВ в режиме инициирования гомогенный разогрев, по-видимому, не играет определяющей роли.

Опустим детальное рассмотрение механизмов, порождающих очаги разложения, и опишем общую схему ударно-волнового инициирования в неомогенных взрывчатых веществах [9–11]. Вследствие физической неоднородности среды определённая доля энергии, поступающей вместе с ударным сжатием, сосредоточивается в некоторых «горячих точках». Подобное обстоятельство, в свою очередь, запускает внутри них экзотермическую реакцию разложения. Образующаяся тепловая энергия распределяется по двум направлениям: часть её отводится в окружающее очаг вещество, тогда как оставшаяся часть сохраняется внутри самого очага, что способствует повышению его температуры и ускорению протекания реакции.

Дальнейшая эволюция процесса зависит от того, какой из двух конкурирующих факторов окажется сильнее: скорость тепловыделения от экзотермической реакции или скорость отвода тепла в окружающую холодную среду.

- Когда тепловыделение доминирует, температура очага и скорость реакции неуклонно растут — так наступает тепловое самовоспламенение.
- Когда же преобладает теплоотвод, реакция в очаге затухает и в конце концов прекращается.

Величина тепловых потерь находится в прямой пропорциональной зависимости от площади поверхности очага, тогда как количество аккумулируемой выделяющейся энергии определяется, в свою очередь, его объёмом и температурой. Из приведённого выше вытекает следующий принципиальный вывод: возникновение вспышки оказывается возможным исключительно в таких очагах, геометрические размеры которых (при фиксированном значении температуры) превышают некоторое пороговое критическое значение. Согласно работе [12], критическое соотношение между радиусом сферического очага r , его температурой T_1 и температурой окружающей основной массы ВВ T_0 имеет вид:

$$\frac{r_{\text{кр}}^2 Q E \nu}{\lambda R T_{\text{кр}}^2} \exp\left(-\frac{E}{RT_{\text{кр}}}\right) \cong 12,1 \left[\ln \frac{E}{RT_{\text{кр}}^2} (T_{\text{кр}} - T_0) \right]^{0,6} \quad (1.9)$$

где λ — коэффициент теплопроводности, Q — тепловой эффект реакции, E — энергия активации, $\nu = r^2 k_0$ — здесь r — начальный радиус очага, k_0 — предэкспонент, $T_{\text{кр}}$ — начальная температура очага, R — универсальная газовая постоянная. Для всех случаев, когда $T_1 > T_{\text{кр}}$ и $r > r_{\text{кр}}$, по прошествии периода индукции наступает взрыв. Общие соображения подсказывают: размеры «горячих точек», которые порождает ударная волна, должны примерно соответствовать размерам неоднородностей, имеющихся в исходном веществе. При этом обычно формируется спектр очагов — иными словами, распределение их по размерам. Теория очагового теплового взрыва [12] утверждает: чтобы очаг мог воспламенить окружающую его среду, его размеры обязаны превышать некоторое критическое значение.

Между температурой очага и величиной его критического размера наблюдается обратная зависимость: чем более низкую температуру имеет очаг, тем более крупным он должен быть для того, чтобы обеспечить устойчивое воспламенение взрывчатого вещества. Интуитивно это представляется очевидным, а результаты оценок, выполненных для различных механизмов формирования горячих точек [13–15], подтверждают следующее: по мере увеличения амплитуды ударной волны температура очагов закономерно возрастает. Следовательно, за фронтом ударной волны, обладающей более высокой интенсивностью, возникает большее количество очагов, способных инициировать воспламенение окружающего ВВ.

На последующей стадии химическая реакция развивается в форме послойного горения, скорость которого зависит от давления следующим образом: $u_b = b_0 + b_1 p^d$, где показатель степени d находится в диапазоне 0,8–1,2 [16]. По мере разгорания очагов поверхность горения увеличивается, и объёмная скорость химической реакции возрастает. После объединения разгорающихся очагов наступает депрессивная стадия горения.

На этой стадии объёмная скорость процесса примерно пропорциональна массовой доле непрореагировавшего ВВ в степени $2/3$.

1.4 Инициирование детонации

В 1961 году Кэмпбелл с соавторами предложили экспериментальную схему детонации жидких ВВ (рис. 1.5. [17]), которая с незначительными изменениями актуальна до сих пор. Суть метода состоит в инициировании детонационного процесса во взрывчатом веществе посредством ударной волны, причём возникающее при этом свечение фронта детонационной волны фиксируется с помощью оптических приборов.

Для формирования плоской ударной волны использовалась последовательная подрывная цепочка, состоящая из капсюля-детонатора (1), усилительного заряда (2) и взрывной линзы (3). Именно взрывная линза выполняет функцию генератора плоской ударной волны. Настройка параметров ударной волны производилась следующими методами: варьированием геометрических размеров и компонентного состава таблетки из прессованного взрывчатого вещества (4), а также подбором толщины или материала пластин (5,6), которые служили основанием для сосуда, содержащего исследуемое ВВ либо иной образец (7).

С помощью фотоплёнок, размещённых в регистраторе (9), первым регистрируемым во времени событием был выход ударной волны из иницирующего заряда и её последующее проникновение в образец; указанные моменты фиксировались по свечению ударно-сжатого воздуха, которое возникало в зазорах (8). Несмотря на то, что в дальнейшем появились новые способы регистрации детонации, принципиальная схема эксперимента остаётся неизменной.

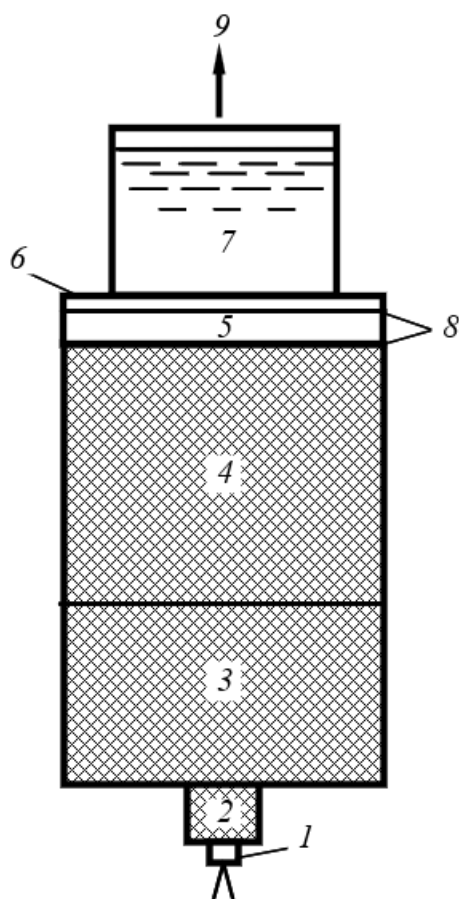


Рис. 1.5. Схема опыта по наблюдению зарождения детонации в условиях, близких к предельным [4].

- 1 — капсюль-детонатор;
- 2 — усилительный заряд;
- 3 — взрывная линза (формирует плоскую волну);
- 4 — таблетка из прессованного тротила диаметром 100 мм;
- 5, 6 — пластины из оргстекла (плексигласа);
- 7 — кювета с жидким взрывчатым веществом;
- 8 — воздушные зазоры (для регистрации свечения);
- 9 — направление оптической оси на фоторегистратор.

Для жидких взрывчатых веществ выделяют два типа механизмов протекания детонации: первый из них — гомогенный, второй — гетерогенный.

1. Гомогенный механизм

При воздействии ударной волны на гомогенное ВВ возникает относительный сдвиг, который приводит к активации и последующему разрыву химических связей. Принципиальным здесь обстоятельством выступает низкая чувствительность по сравнению с гетерогенными ВВ, вследствие чего формирование устойчивого детонационного фронта оказывается зависимым от того, насколько амплитуда инициирующей ударной волны является достаточной. Распад химических связей сопровождается интенсивным выделением тепла, что, в свою очередь, порождает детонационный фронт внутри ударно-сжатого слоя. Характер выделения энергии в гомогенном ВВ не обнаруживает зависимости от конфигурации заряда, а детонационный фронт, возникающий за ударной волной, традиционно рассматривают как гладкий [18].

2. Гетерогенный механизм (горячих точек)

В гетерогенных взрывчатых веществах ключевая роль принадлежит механизму «горячих точек». Если давление инициирующей ударной волны оказывается недостаточным, то происходит локальный нагрев вещества в некоторых микрizonaх — по границам зёрен, внутри пор и около микросфер. Подобный локальный разогрев запускает процесс термической деструкции, который затем вызывает быстрое экзотермическое превращение. В конечном счёте детонационный фронт формируется. Неравномерность процесса инициирования, обусловленная пространственной локализацией выделения энергии в разных участках ударно-сжатого слоя заряда, может заметно сказываться на структуре фронта [19,20].

Из изложенного следует, что исследование перехода ударной волны в детонационную неизбежно затрагивает два фундаментальных вопроса детонации конденсированных систем:

1. Какие механизмы лежат в основе зарождения и развития химических реакций во взрывчатых веществах, гарантирующие полноту тепловыделения за сверхкороткое время ударного нагружения?

2. Как упорядочиваются гидродинамические потоки, возникающие в нестационарных детонационных волнах?

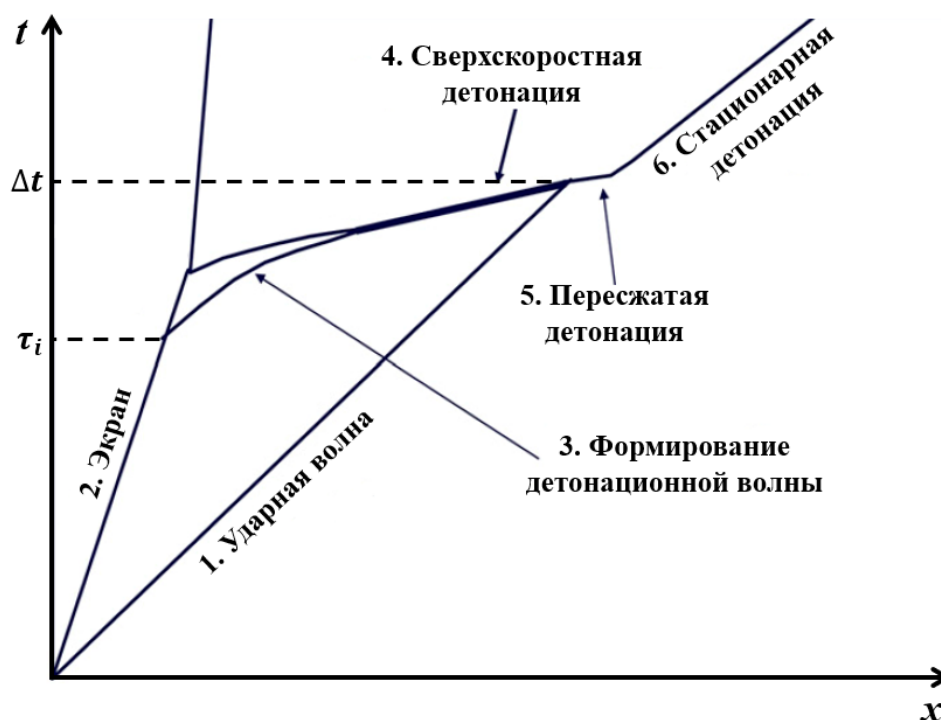


Рис. 1.6. Схема ударно-волнового инициирования жидких взрывчатых веществ [4,21]:

- 1 — инициирующая ударная волна;
- 2 — движение границы экран/ВВ;
- 3 — формирование детонационной волны;
- 4 — сверхскоростная детонация в ударно-сжатом ВВ;
- 5 — пересжатая детонация;
- 6 — стационарная детонация;
- τ_i — период индукции теплового взрыва;
- Δt — время перехода детонации в пересжатый режим.

В настоящее время наиболее детально исследован процесс инициирования в гомогенных ВВ. Для описания перехода ударной волны в детонацию в таких средах используется теория, принимающая во внимание их однородное строение. В рамках этого подхода инициирование детонации интерпретируется как тепловой взрыв в ударно-сжатом слое образца на

границе раздела экран/ВВ [22]. На рис. 1.6 приведена идеализированная схема соответствующих волновых течений.

Из инертного экрана во взрывчатое вещество входит ударная волна (1). Под её воздействием указанное вещество сжимается и разогревается. На протяжении индукционной фазы теплового взрыва τ_i (значение которой зависит от кинетических параметров реакции и температуры) ударно-сжатое ВВ остаётся химически инертным. Впервые благоприятные условия для реализации теплового взрыва складываются именно на границе, отделяющей инертный экран от ВВ (2).

Инициирование теплового взрыва приводит к формированию (3) сверхскоростной детонации (4). Эта детонационная волна движется сквозь ударно-сжатое ВВ со скоростью, заметно превышающей нормальную (Чепмена-Жуге) величину. В момент Δt сверхскоростная детонация догоняет фронт первичной ударной волны (1). Вследствие этого внутри исследуемого образца взрывчатого вещества возникает режим «пересжатой детонации» (5), который со временем переходит в стационарную детонацию (6) [22].

Наибольшая степень изученности процессов ударно-волнового инициирования достигнута для нитрометана, а также для его смесей с инертными разбавителями. На примере указанных систем было продемонстрировано, что приведённая выше схема вполне адекватно воспроизводит результаты экспериментальных наблюдений [4,17,21]. В то же время число работ, в которых оценивается применимость данной модели к другим взрывчатым веществам, остаётся весьма незначительным [22].

1.5 Критический диаметр

Классические теории детонации обычно предполагают одномерность течения. Однако реальные заряды имеют конечный поперечный размер, что порождает дополнительные эффекты. Самый существенный из них — существование критического диаметра: если диаметр заряда падает ниже

некоторого порога, самоподдерживающаяся детонация становится невозможной.

Впервые данное явление получило своё объяснение благодаря Ю.Б. Харитону [23], который исходил из того, что для полного завершения энерговыведения внутри детонационной волны необходимо некоторое конечное время. Согласно положению, выдвинутому Харитоновым, критический детонационный диаметр $d_{кр}$ соответствует условию, при котором длительность реакции сжатого вещества τ уравнивается продолжительностью его бокового расширения; величина последнего прямо пропорциональна отношению $d_{кр}/c$, где символ c обозначает скорость звука в продуктах взрыва. Для свободного заряда из данного условия выводится следующее выражение:

$$d_{кр} \sim c \tau. \quad (1.10)$$

Из соотношения (1.10) напрямую вытекает, что любой фактор, способствующий удлинению фазы бокового расширения (например, применение оболочки или добавление в ВВ тяжёлого инертного наполнителя), благоприятствует распространению детонации. Аналогичное воздействие оказывают и факторы, интенсифицирующие протекание химических превращений внутри детонационной волны.

В негомогенных взрывчатых веществах, где кинетика разложения в детонационном режиме контролируется механизмом так называемых «горячих точек», критический диаметр оказывается чувствительным к структурным характеристикам и плотности заряда. Экспериментальные данные достаточно наглядно подтверждают данную зависимость:

- Рис. 1.7 [24] иллюстрирует зависимость критического диаметра тротила от плотности заряда для двух различных фракционных составов: верхняя кривая в данном случае отвечает размеру зёрен в интервале 0,07–0,2 мм, в то время как нижняя кривая соответствует диапазону 0,01–0,05 мм.

- Рис. 1.8 [25] показывает, как изменяется критический диаметр в зависимости от размера зерна при фиксированном значении плотности ($1,0 \text{ г/см}^3$) для следующей номенклатуры взрывчатых веществ: ТЭН (I), гексоген (II), тетрил (III), пикриновая кислота (IV), а также тротил (V–VII).

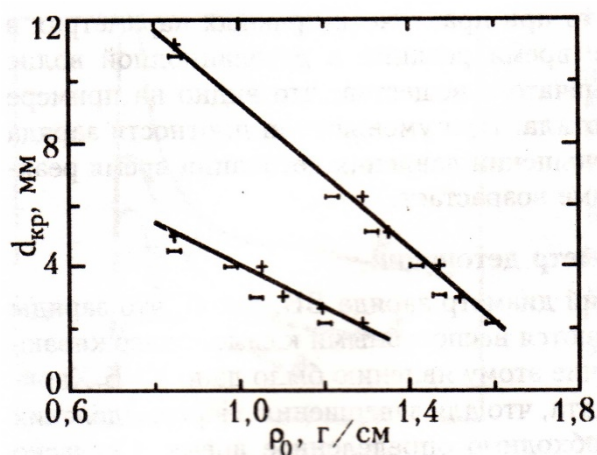


Рис. 1.7. Зависимость критического диаметра детонации тротила от плотности заряда [24]. Верхняя кривая — для размера зерна 0,07–0,2 мм; нижняя — 0,01–0,05 мм.

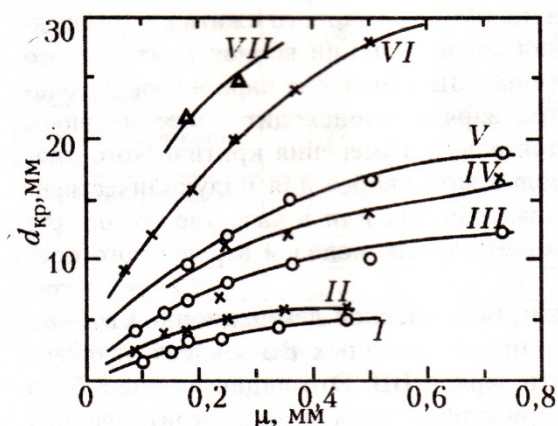


Рис. 1.8. Зависимость критического диаметра от размера зерна при плотности $1,0 \text{ г/см}^3$ [25]. I – ТЭН; II – гексоген; III – тетрил; IV – пикриновая кислота; V, VI и VII – тротил.

Рис. 1.9 [26] иллюстрирует влияние механических примесей на величину критического диаметра детонации нитрометана. Добавление даже небольшого количества тонкодисперсных частиц материала, обладающего высокой динамической жёсткостью (в частности, полидисперсного алюминия марки АСД-1 с частицами размером 5–10 мкм или корунда МП с частицами около 7 мкм), приводит к резкому уменьшению $d_{кр}$. Ускоряющее действие на протекание реакции оказывают дополнительные «горячие точки», возникновением которых и объясняется наблюдаемый эффект.

Помимо критического диаметра, в теории детонации используется также понятие предельного диаметра [27]. В общем случае варьирование поперечного размера заряда ВВ приводит к изменению основных параметров детонационной волны, а именно: скорости детонации, величины давления в точке Чепмена–Жуге, а также длительности реакции. Если величина диаметра существенно превышает критическое значение, её влиянием на протекание процесса обычно пренебрегают. Однако при приближении к $d_{кр}$, начиная с некоторой величины (называемой предельным диаметром), указанная зависимость становится всё более выраженной.

Следует специально подчеркнуть, что зависимость ширины реакционной зоны от диаметра, равно как и распределение гидродинамических характеристик потока по радиусу заряда, вносят определённую погрешность в величины τ и c , фигурирующие в формуле (1.10). В связи с этим критерий Харитона допустимо использовать только в качестве качественной оценки критического диаметра. На сегодняшний день разработано несколько подходов, позволяющих определять $d_{кр}$ с более высокой точностью; среди них особого внимания заслуживают работы [28–31].

Авторы перечисленных исследований базируются на анализе двумерного течения в детонационной волне при конечной величине диаметра заряда. Основные особенности такого течения представлены на рис. 1.10 [32]. В заряде ограниченного поперечного размера вследствие искривления детонационного фронта сжатие ВВ во всех точках фронта, за исключением осевой области, происходит в косой ударной волне. За этим фронтом возможно как дозвуковое, так и сверхзвуковое течение. В работе [4] было показано, что звуковой режим течения в самом начале реакционной зоны наблюдается на краю заряда. Звуковая поверхность, разделяющая реакционную зону и область сверхзвукового течения, берёт начало на линии пересечения ударного фронта с боковой поверхностью заряда. Следовательно, искривление фронта

порождает такие особенности, которые полностью отсутствуют в одномерной детонации.

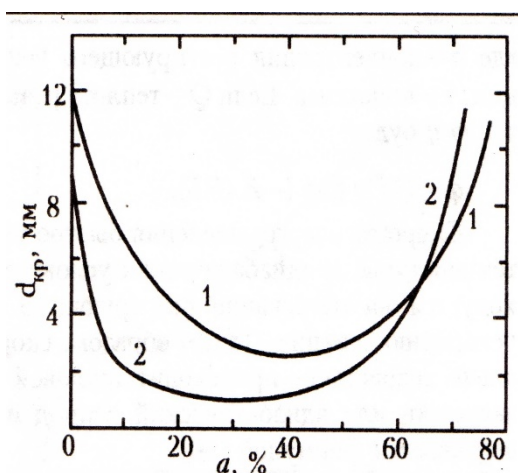


Рис. 1.9. Зависимость критического диаметра детонации нитрометана от содержания примеси в весовых процентах [26]. 1 – полидисперсный порошок алюминия АСД-1 с размером частиц 5-10 мкм; 2 – корунд МП с размером частиц 7 мкм.

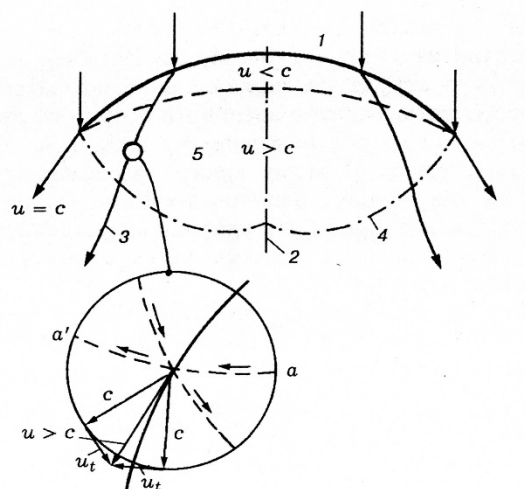


Рис. 1.10. Ключевые особенности двумерного течения: 1 — ударный фронт; 2 — ось заряда; 3 — линии тока; 4 — линии Маха (ограничивают зону влияния 5); $u < c$ — дозвуковая область; $u > c$ — сверхзвуковая область; u_t — тангенциальная составляющая скорости потока.

Выполненный анализ позволяет выделить два важных заключения:

- Реакционное превращение не завершается в дозвуковой области — оно продолжается также и в зоне сверхзвукового течения.
- Возмущения, зарождающиеся в сверхзвуковой области (ограниченной линиями Маха), обладают способностью проникать в дозвуковую область.

В публикациях [28,29] было показано, что кривизна линий тока за детонационным фронтом определяется двумя конкурирующими факторами:

- боковой волной расширения, под действием которой линии тока отклоняются от оси заряда;
- экзотермической реакцией, которая, напротив, искривляет линии тока в направлении к оси.

По мере уменьшения поперечного размера заряда интенсивность волны расширения возрастает, тогда как выделение энергии во взрывчатом веществе снижается. При падении диаметра ниже критической величины линии тока сразу после их преломления на ударном фронте начинают отклоняться в сторону от оси заряда. В соответствии с результатами упомянутых исследований, критический диаметр соответствует такому значению, при котором линии тока вблизи боковой поверхности сохраняют прямолинейную конфигурацию.

Полученное в работе [31] выражение для критического диаметра имеет следующий вид:

$$d_{\text{кр}} = \frac{4uc^2 \cos \varphi^*}{Q_{pV} \Gamma W}, \quad (1.11)$$

где:

- u — массовая скорость в точке Чепмена — Жуге;
- c — скорость звука;
- φ^* — угол наклона ударного фронта к поверхности заряда;
- Q_{pV} — изобарно-изохорный тепловой эффект реакции;
- Γ — коэффициент Грюнайзена;
- W — скорость химической реакции.

Выражение (1.11) кардинальным образом отличается от критерия Харитона. В частности, оно устанавливает связь критического диаметра с величиной начальной скорости реакции сразу за скачком уплотнения — параметром W . Именно этим обстоятельством обусловлена чувствительность $d_{\text{кр}}$ к структурным особенностям заряда (несмотря на то, что средняя скорость реакции τ^{-1} слабо зависит от структуры). Результаты

анализа, приведённые в [29], выявили удовлетворительное согласие формулы (1.11) с экспериментальными данными.

Описанные выше подходы базировались на допущении о неизменности скорости детонации и стационарности течения в реакционной зоне. Если эти условия нарушаются (например, в случае некоторых жидких ВВ с пульсирующим детонационным фронтом), то рассмотренные способы оценки критического диаметра становятся неприменимыми. Один из возможных вариантов решения данной задачи предложен в публикации [4].

1.6 Сенсibilизация нитрометана и детонация гетерогенных смесей на его основе

Современные методы регистрации с наносекундным временным и микронным пространственным разрешением позволяют детально изучать ударные и детонационные волны в нитрометане: структуру зоны химической реакции [33–35], процесс ударно-волнового инициирования и переход ударной волны в детонацию [36–39], а также действие различных сенсibilизирующих добавок. К настоящему времени сложилось представление о двух принципиально различных способах управления детонационной способностью НМ. Первый — химический: введение малых количеств веществ, изменяющих кинетику разложения на молекулярном уровне, таких как амины [40–47]. Второй — физический: введение механических включений, при схлопывании которых образуются локальные очаги ускоренного разложения — горячие точки, изменяющие макрокинетику реакции [26, 48–55]. Оба подхода приводят к существенному снижению критического диаметра и давления инициирования, однако механизмы их действия различны.

Малые добавки аминов к нитрометану существенно уменьшают его критический диаметр, давление инициирования и ширину зоны реакции и могут привести к исчезновению химпика [40, 43, 47, 56]. По данным [45], уже 0,025 мол. % амина сокращает критический диаметр вдвое, а 2 мол. % — в семь раз. Отличительной особенностью этого подхода является то, что эффект

достигается при концентрациях, практически не изменяющих термодинамических свойств раствора. Это позволяет выделить влияние чисто кинетического фактора — изменения скорости разложения — на устойчивость детонационных волн и картину течения в зоне реакции.

Единого объяснения наблюдаемого явления до сих пор не предложено. Согласно одной точке зрения, инициируемая добавкой реакция имеет цепной характер: молекула добавки либо образующаяся из неё активная частица даёт начало цепи превращений [44,47]. Согласно другой, амины как основания депротонируют молекулу НМ с образованием менее устойчивой аци-формы и аци-аниона, разлагающихся с заметно меньшей энергией активации; расчётный барьер для пути через аци-анион составляет около 33 ккал/моль против ~55 ккал/моль для прямого разрыва связи C–NO₂ [57–59]. Обсуждается также образование молекулярного комплекса НМ с амином [60] и решающая роль анион-радикала нитрометана, энергия диссоциации связи C–N в котором почти в пять раз ниже, чем в нейтральной молекуле [41]. Недавние работы показывают, что один и тот же амин может ускорять переход к детонации сразу по нескольким независимым каналам [46].

Среди исследованных аминов диэтилентриамин (ДЭТА) обладает одним из наиболее выраженных сенсibiliзирующих эффектов и охарактеризован количественно наиболее полно [42]. Методом лазерной интерферометрии установлено, что добавление 0,01–2 % ДЭТА качественно изменяет характер течения в зоне реакции: после начального скачка массовая скорость продолжает расти около 10 нс, достигает максимума и лишь затем падает [56]. Параметры детонации при этом возрастают, характерное время реакции сокращается примерно вдвое, а критический диаметр уменьшается на порядок [61]. Амин эффективен и как стабилизатор неустойчивых детонационных волн: в смесях нитрометана с «инертными» разбавителями — метанолом и ацетоном — добавление ДЭТА подавляет осцилляции течения [62].

Существенно, что описанные эффекты характерны именно для малых концентраций. Выше оптимума, составляющего около 10 вес.%, ДЭТА ведёт

себя как практически инертный разбавитель: при увеличении его доли до 45 % скорость детонации снижается с 6145 до 5201 м/с, а скорость метаемой пластины — с 1638 до 1192 м/с [63]. Разложение избыточного амина не вносит заметного вклада в энергию, доступную для метания на временах газодинамического разлёта.

Второй путь воздействия на детонационные свойства нитрометана — введение механических включений, существенно изменяющих ударно-волновую чувствительность, условия инициирования и критический диаметр. Макрокинетика таких составов определяется горячими точками [51,53,54].

Механизм образования горячих точек при схлопывании полый микросферы за фронтом ударной волны рассмотрен в [64]. Показано, что реакция инициируется в тонком слое взрывчатого вещества, окружающем микросферу, тогда как основная масса ВВ остаётся холодной. Задержка воспламенения определяется превышением давления над пороговым значением и убывает с ростом этого превышения по степенному закону, а дальнейшая эволюция очага происходит как распространение волны горения от его поверхности. Отсюда следует, что расстояние между соседними включениями является управляющим параметром, определяющим пределы распространения детонации. Систематический численный анализ схлопывания пор с выделением безразмерных параметров, режимов схлопывания и условий критичности очагов выполнен в [54].

Ранние работы показали, что добавление небольшого количества микросфер в нитрометан приводит к резкому уменьшению критического диаметра [26,55,65]. Впоследствии было изучено влияние размера, формы, материала и концентрации включений на скорость детонации и критический диаметр [48–50,50,52,66], а также на метательную способность гетерогенного НМ [63,67]. Установлено, в частности, что критический диаметр уменьшается в 3–4 раза при добавлении всего нескольких процентов микросфер, причём эффект усиливается с ростом концентрации и уменьшением диаметра частиц [51,68].

Наибольший интерес представляют смеси НМ с калиброванными микросферами: при схлопывании они дают горячие точки одинакового размера и температуры, что делает такую смесь модельным гетерогенным ВВ, удобным для анализа и численного моделирования. Показательна в этом отношении работа [50], в которой для смесей НМ/ПММА с микросферами трёх калиброванных размеров (43,2, 74,4 и 101,9 мкм) установлено, что критический диаметр определяется не только объёмной долей микросфер, но и расстоянием между ними. Данные для всех трёх фракций ложатся на единую зависимость, в которой критический диаметр обратно пропорционален удельной поверхности микросфер в единице объёма. Расстояние между центрами соседних включений вычислялось в приближении простой кубической решётки. Существенно, что в области доминирования горячих точек критический диаметр описывается чисто геометрически — через число и суммарную поверхность локализованных очагов, без привлечения зависимости скорости реакции от давления. Влияние концентрации неоднородностей, выраженной числом включений в единице объёма, на критический диаметр конденсированных ВВ рассмотрено также в [69].

Отдельно следует отметить ограничение, с которым столкнулись авторы [50]: при объёмной доле микросфер выше 40-45 % в процессе приготовления смеси образуются дополнительные воздушные полости, и соответствующие точки были исключены из анализа. Тем самым область высоких концентраций микросфер, отвечающая их плотной упаковке, до последнего времени оставалась экспериментально недоступной.

Наряду с полыми микросферами исследовались смеси нитрометана с металлическими частицами, выполняющими двойную роль: источника горячих точек на стадии инициирования и горючей добавки, реагирующей с продуктами детонации. Влияние алюминиевого порошка различной морфологии (чешуйчатого и гранулированного) на скорость детонации и критический диаметр изучено экспериментально и численно при содержании алюминия до 70 % [70]. Добавление алюминия снижает скорость детонации

независимо от типа порошка, причём для чешуйчатого порошка падение выражено сильнее вследствие большей удельной поверхности и меньшей плотности смеси. Существенно для настоящей работы, что критический диаметр при этом ведёт себя немонотонно, проходя через минимум при 20–40 % алюминия. Это указывает на роль металла как источника горячих точек на стадии инициирования и показывает, что немонотонная зависимость критического диаметра от содержания включений не является исключительным свойством смесей с микросферами.

Влияние наноразмерного алюминия и пирогенного диоксида кремния на дефлаграцию и переход к детонации нитрометана исследовано в [71]. Показано, что эффект зависит не только от химической активности частиц, но и от их дисперсности и удельной поверхности. Ячеистая структура детонации в нитрометане с частицами алюминия изучалась в [72], детонационные и фугасные характеристики смесей с алюминиево-магниевым сплавом — в [73]. Существенно и то, насколько материал включений отличается по плотности и сжимаемости от нитрометана. Численные расчёты показывают, что от этого зависит характер схлопывания включения, а тем самым температура и время жизни возникающих горячих точек, и в итоге — скорость перехода ударной волны в детонационную [74].

Нитрометан — маловязкая жидкость, поэтому для удержания микросфер во взвеси и предотвращения расслоения смеси требуется загущение. Для этой цели используют растворение в НМ гуаровой камеди [49,53] либо полиметилметакрилата (ПММА) [48,51]. Второй вариант предпочтителен для интерферометрических измерений, поскольку позволяет получить оптически однородный прозрачный гель, в котором полимер растворён полностью и не образует дисперсной фазы, способной самой по себе служить источником горячих точек.

Несмотря на широкое применение ПММА, сведения о его собственном влиянии на параметры детонации и структуру волн в системе НМ/ПММА в литературе практически отсутствуют: загуститель обычно рассматривается как

технологическая необходимость, а не как компонент, способный изменить характер течения. Между тем вопрос является принципиальным. Прежде чем выяснять, как микросферы влияют на структуру детонационных волн, необходимо установить, изменяет ли сам загуститель течение в зоне реакции, устойчивость фронта и параметры детонации нитрометана, и, если изменяет, каков его вклад в характеристики смеси с микросферами. Не определено и оптимальное содержание ПММА, при котором смесь сохраняет устойчивость к расслоению без заметной потери детонационных характеристик.

При добавлении микросфер к гелеобразному НМ взрывчатое вещество становится гетерогенным, что принципиально изменяет макрокинетику его разложения. Явления срыва и повторного инициирования детонации в смесях НМ/ПММА/микросферы, а также ударно-волновое инициирование таких составов исследовались в [51,68,75]: показано, что даже концентрации 1–2 вес.% заметно повышают ударно-волновую чувствительность НМ, причём эффект усиливается с ростом концентрации и уменьшением диаметра частиц. Двумерные детонационные волны в сенсibilизированном микросферами нитрометане рассмотрены в [48].

Качественно изменяется и характер зависимости скорости детонации от диаметра заряда. Согласно [50,52], при низких концентрациях микросфер зависимости «скорость детонации — обратный диаметр» вогнуты, что типично для гетерогенных ВВ, тогда как с ростом концентрации они выпрямляются и приближаются по виду к зависимостям для гомогенных составов.

Существенно, что в перечисленных работах, за малым исключением [76], в основном измерялась скорость детонации. Данные о структуре зоны реакции таких смесей — наличии и длительности химпика, амплитуде массовой скорости, времени реакции — то есть о величинах, наиболее содержательных для построения макрокинетических соотношений, в литературе практически отсутствуют. Отдельную трудность здесь составляет сама регистрация: наличие включений размером порядка 100 мкм делает фронт волны существенно неоднородным.

Не исследована и область высоких концентраций микросфер. Как отмечено выше, авторы [50] были вынуждены исключить из рассмотрения точки с объёмной долей включений более 40–45 % из-за образования дополнительных воздушных полостей. Между тем предельная объёмная доля, при которой монодисперсные сферы образуют неупорядоченную плотную упаковку, составляет около 0,64 [77,78], то есть качественное изменение взаимного расположения включений происходит именно в той области, которая осталась за пределами эксперимента.

К настоящему времени охарактеризованы оба механизма управления детонационной способностью нитрометана. Для аминов количественно описано кинетическое действие в гомогенных системах и установлены диапазоны концентраций, в которых амин выступает сенсibilизатором и в которых он переходит к роли инертного разбавителя. Для гетерогенных составов выяснено влияние размера, материала и концентрации включений на критический диаметр и скорость детонации, установлена определяющая роль удельной поверхности включений и показано, что горячие точки образуются на их поверхности. Вместе с тем ряд вопросов остаётся открытым.

Во-первых, данные о структуре зоны реакции в смесях нитрометана с полыми стеклянными микросферами, наиболее содержательные для построения макрокинетических соотношений, представлены в литературе крайне ограниченно.

Во-вторых, область высоких концентраций микросфер, отвечающая их плотной упаковке, экспериментально почти не исследована. Причина указана самими авторами [50]: при объёмной доле выше 40–45 % в смеси образуются неконтролируемые дополнительные воздушные полости, искажающие результат. Между тем именно в этой области, согласно [77,78], происходит качественное изменение взаимного расположения включений.

В-третьих, влияние самого загустителя на течение в зоне реакции и устойчивость детонационных волн практически не изучено, без чего невозможно корректно выделить вклад микросфер.

Изложенное определяет содержание настоящей работы: исследование структуры детонационных волн и определение параметров детонации в смесях НМ/ПММА и НМ/ПММА/микросферы в зависимости от концентрации ПММА и микросфер, включая область высоких концентраций в условиях, исключающих образование дополнительных воздушных полостей, а также выяснение характера влияния микросфер на ударно-волновое инициирование детонации. Экспериментальные данные о структуре зоны реакции позволяют получить информацию о начальной скорости реакции, характере её изменения и термодинамических параметрах в точке Чепмена-Жуге.

ГЛАВА 2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Для изучения детонационных явлений создано значительное число разнообразных подходов. На ранних этапах исследования взрывчатых веществ преобладал дискретный метод, который позволял определять волновые и массовые скорости при детонации. Суть дискретных методик заключается в получении информации о процессах внутри образца через определённые интервалы времени; при этом они зачастую обеспечивают высокое пространственное разрешение. Именно благодаря таким подходам была накоплена основная часть знаний о детонационных свойствах взрывчатых соединений. С развитием новых технических решений появилась возможность перехода к непрерывным методам, позволяющим непрерывно регистрировать температуру, давление и массовую скорость в процессе детонации. В отличие от дискретных, непрерывные методики позволяют регистрировать данные лишь в сильно локализованной пространственной области, однако получаемые с их помощью записи охватывают весь временной промежуток, соответствующий длительности эксперимента. Это даёт возможность с приемлемой степенью точности изучать как стационарные, так и переходные ударно-волновые процессы. Каждый метод обладает собственным уникальным набором характеристик, что позволяет извлекать информацию различного типа.

В настоящей работе мы применяли как дискретные, так и непрерывные методы исследования. К первым относятся электроконтактные датчики и сверхскоростная фотокамера «НАНОГЕЙТ-22/16». Ко вторым — сверхскоростной фоторегистратор и лазерный доплеровский измеритель скорости. Краткое описание перечисленных методик, а также схемы проведения экспериментов представлены во второй главе.

2.1 Электроконтактный датчик

Выбрав точку базы измерения и установив в ней электроконтактный датчик становится возможным зафиксировать момент прохождения ударной волны. Схема использованной сборки приведена на рис.2.1. В данном исследовании скорость детонации измеряется путём помещения и фиксации датчика(1) внутри ВВ, при прохождении волны детонации, контакт замыкается продуктами взрыва и даёт сигнал. Второй точкой являлась граница ВВ с окном. Момент выхода детонационной волны на границу (2) регистрировался интерферометром VISAR [79–82]. Подобная система обеспечивает достаточно хорошую точность измерения скорости детонации.

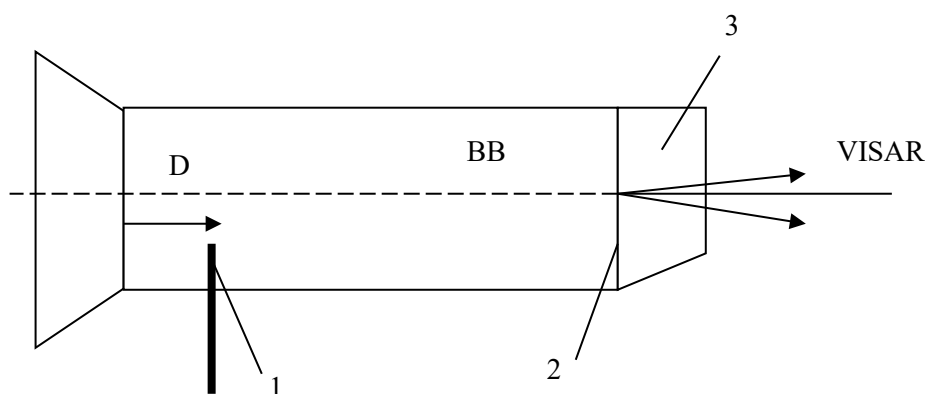


Рис. 2.1. Схема экспериментальной сборки.

Поправка на рассогласование каналов датчика и интерферометра меньше времени прохождения волны между точками на два порядка, однако учтена для большей точности.

На рис. 2.2 приведён пример измерения скорости детонации. Единственные необходимые данные датчика – первый момент замыкания, когда его достигает волна детонации. Вторая точка – первый момент движения зондируемой поверхности(а). Благодаря синхронизации двух приборов, возможно произвести расчёт скорости напрямую из получаемых при

эксперименте данных, а достаточно большое расстояние, проходимое равномерно движущейся взрывной волной, даёт высокую точность.

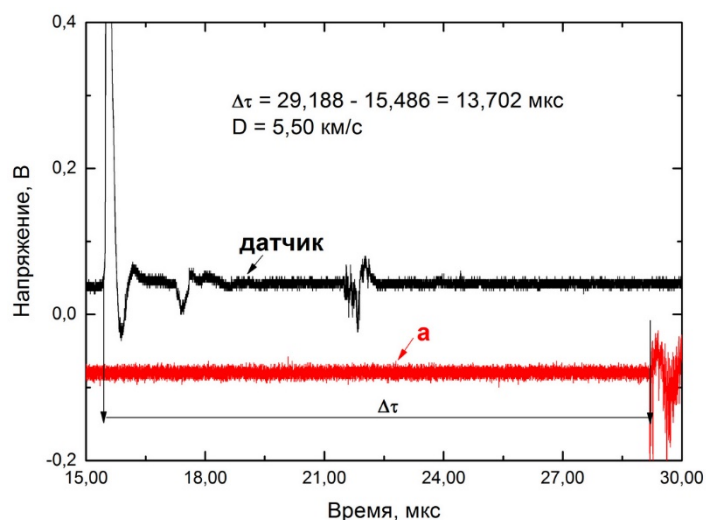


Рис. 2.2. Осциллограммы, получаемые с помощью датчика и интерферометра (а).

На рис. 2.3 приведена фотография сборки для эксперимента, когда необходимо уточнить скорость детонации для разных точек. В этом случае используется четыре датчика, подключённые к четырём резисторам для фиксации времени прохождения детонационной волны через каждую точку, плюс пятая точка отсчета на границе выхода детонационной волны.

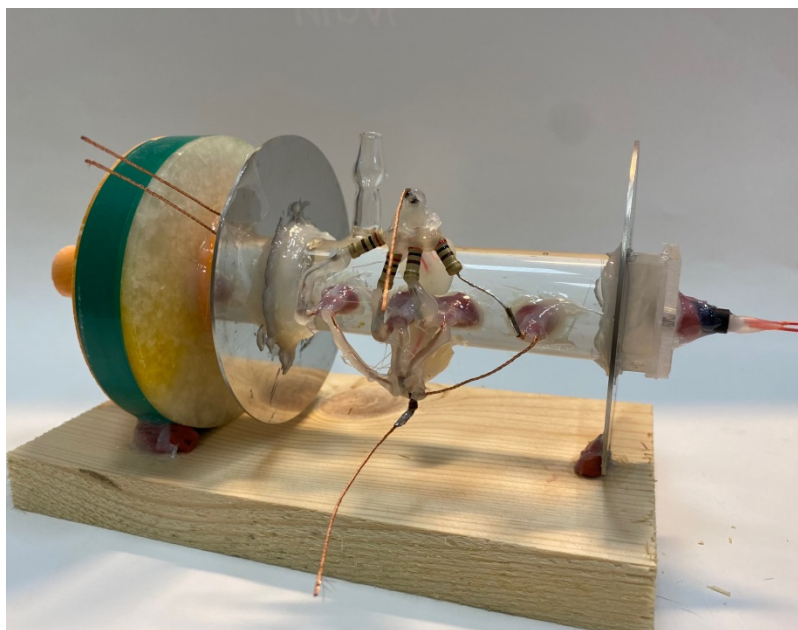


Рис. 2.3. Экспериментальная сборка для уточнения скорости детонации

2.2 Сверхскоростной фоторегистратор

Сверхскоростной фоторегистрирующий прибор СФР был разработан в Институте химической физики АН СССР в конце 1940-х – начале 1950-х годов [83]. Установка предназначена для регистрации быстропротекающих процессов, в частности – горения, взрыва, ударных волн и электрических разрядов [84]. Прибор основан на принципе зеркальной развёртки и может функционировать в двух основных режимах: фоторегистратора с непрерывной щелевой развёрткой и лупы времени (многокадровой высокоскоростной съёмки).

В режиме непрерывной развёртки [85] объектив формирует изображение исследуемого процесса в плоскости вертикальной регулируемой щели (ширина до 0,01 мм). Вырезанный щелью узкий световой пучок с помощью вращающегося зеркала проецируется на фотоплёнку, расположенную на цилиндрической фокальной поверхности. Благодаря вращению зеркала изображение щели движется вдоль плёнки, обеспечивая временную развёртку процесса.

Скорость движения изображения по плёнке определяется выражением:

$$v = 2\Omega l \left(1 + \frac{R}{l} \cos \varphi \right),$$

где Ω – угловая скорость вращения зеркала, l – радиус развёртки, R – расстояние от оси вращения до отражающей плоскости, φ – угол поворота зеркала. Неравномерность развёртки на рабочем угле не превышает $\pm 0,5\%$ и легко учитывается аналитически.

Предельное временное разрешение (минимальный различимый интервал времени) для данной схемы составляет:

$$\tau = \frac{l}{1480 d v},$$

где d – диаметр зеркала, v – линейная скорость записи. При скорости развёртки до 3000 м/с и соответствующем оптическом разрешении достижимо

разрешение во времени до 10^{-8} с. Важно отметить, что радиус развёртки не входит в окончательное выражение для предельного временного разрешения, поскольку увеличение радиуса одновременно повышает линейную скорость и снижает оптическое разрешение. Минимальный радиус развёртки выбирается из условия согласования с разрешающей способностью фотоматериала.

Для перехода в режим лупы времени в камере заменяется оптический блок. Вращающееся зеркало и многолинзовая вставка (двухрядная или четырёхрядная) обеспечивают последовательную проекцию неподвижных изображений объекта на фотоплёнку. Используется специальная диафрагма, формирующая световой прямоугольник, который перемещается вдоль линз, играя роль электрооптического затвора.

- Двухрядная вставка: частота съёмки до 500 000 кадров/с, размер кадра 10 мм, разрешение 30–35 линий/мм, число кадров до 60.
- Четырёхрядная вставка: частота съёмки до 2 000 000 кадров/с, размер кадра 5×5 мм, разрешение до 20 линий/мм, число кадров до 240.

Система синхронизации и измерения скорости

Установка снабжена электромагнитным датчиком с постоянным магнитом, укреплённым на оси главного зеркала. При вращении зеркала металлический штифт периодически замыкает магнитную цепь, индуцируя импульсы в катушке датчика. Эти импульсы после усиления и ограничения подаются на:

- схему инициирования исследуемого явления (высоковольтный импульс до 40 кВ);
- счётную схему электронно-лучевого тахоскопа.

Тахоскоп содержит камертонный генератор ($125 \pm 0,025$ Гц) и электронно-лучевую трубку. Сравнение частоты импульсов датчика с эталонной частотой позволяет определить скорость вращения зеркала с точностью до 0,02% и синхронизировать момент съёмки с заданным положением зеркала. Предусмотрена также возможность спаренной работы двух установок для стереосъёмки или синхронной регистрации разных стадий процесса.

Разработка начата в 1948 году в Институте химической физики АН СССР (ИХФ). В работе участвовали, помимо авторов описания (Г.Л. Шнирман, А.С. Дубовик, П.В. Кевлишвили), также А.И. Соколик, В.К. Боболев и А.С. Завриев. Действующий макет изготовлен в 1949 году, а с 1950 по 1952 годы выпускалась рабочая установка для лабораторий ИХФ и смежных организаций. В дальнейшем прибор был передан в серийное производство на заводе № 393 МОП СССР; в промышленном образце максимальная скорость регистрации была увеличена в 1,5 раза по сравнению с описываемым.

Вращающееся зеркало приводится в движение электромотором постоянного тока (до 60 000 об/мин) с питанием от сети через селеновый выпрямитель; регулировка скорости – ступенчатым трансформатором и автотрансформатором ЛАТР-1.

Установка СФР успешно применялась как самостоятельно, так и в комбинации с теневой установкой Теплера – Максудова для визуализации ударных волн и фазовых неоднородностей в прозрачных средах. Примеры полученных результатов приведены в работах Н.Н. Симонова и И.Я. Шляпинтоха (электрический взрыв), И.И. Тамма и Ю.Н. Рябинина (разлёт продуктов взрыва цилиндрического заряда), К.Е. Губкина (отражение ударных волн).

Таким образом, СФР представляет собой универсальный высокоскоростной фоторегистратор с зеркальной развёрткой, сочетающий высокое временное разрешение, возможность работы в двух режимах и развитые средства синхронизации, что делает его инструментом, соответствующим задачам физики быстропротекающих процессов до сих пор.

Принципиальная схема функционирования, а также внешний вид регистратора приведены на рис. 2.4.

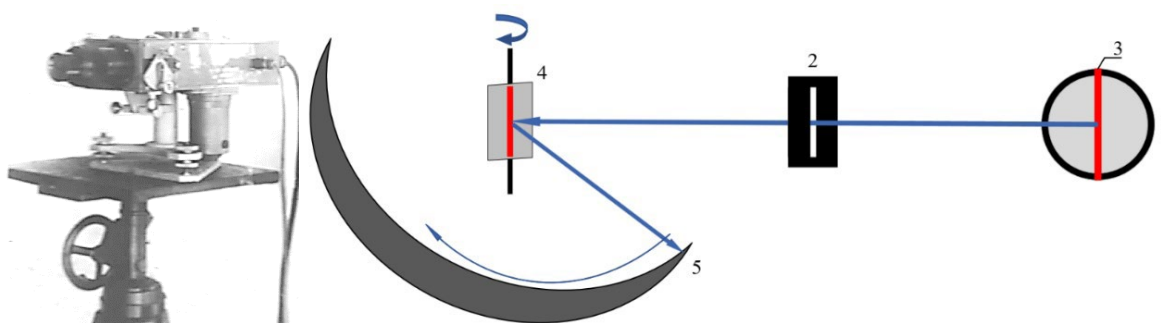


Рис. 2.4. Сверхскоростной фоторегистратор. Внешний вид и принципиальная схема работы.

1. щель
2. торец кюветы
3. область наблюдения
4. поворотное зеркало
5. фотоплёнка.

2.3 Сверхскоростная фотокамера

Одним из наиболее совершенных методов регистрации быстротекущих явлений на сегодняшний день признана сверхскоростная покадровая фотосъёмка. Сочетание высокой пространственной детализации и отличного временного разрешения достигается здесь за счёт применения современных ПЗС-матриц, электронно-оптических преобразователей (ЭОП) и специализированного ПО.

В рамках настоящего исследования использовалась отечественная модель — восьмиканальная сверхскоростная камера «НАНОГЕЙТ-22/16». Её ключевая особенность: за один эксперимент устройство фиксирует до шестнадцати кадров. Как это реализовано? Восемь ЭОП получают независимые импульсные сигналы; синхронно с их экранов считываются изображения с помощью ПЗС-матриц; далее оцифрованные кадры сохраняются в памяти компьютера. Первые восемь кадров образуют первую серию. После этого каждая матрица релаксирует в течение 2700 нс. И лишь по

завершении релаксации становятся возможными повторное срабатывание и регистрация второй серии из восьми кадров.

Важная деталь: релаксация каждой матрицы запускается сразу после того, как информация по волоконно-оптической линии связи (ВОЛС) передана на электронный носитель. При этом процесс восстановления протекает независимо для каждой матрицы.

Настройка камеры. Все временные и энергетические параметры каналов (ЭОП + ПЗС-матрица) задаются дистанционно через специализированное ПО. Задержки срабатывания и, следовательно, временные интервалы между кадрами вводятся вручную для всех 16 изображений. Корректировка повторной записи на период релаксации производится автоматически.

Что касается времени накопления ПЗС-матриц: в паспортных характеристиках данной модели указано 5 нс (минимальное значение). Однако на практике, из-за недостаточной яркости детонационного фронта, это время пришлось увеличить до 10 нс. Внешний вид камеры «НАНОГЕЙТ-22/16» показан на рис. 2.5. Технические характеристики устройства сведены в таблицу 2.1.



Рис. 2.5. Внешний вид электронно-оптической камеры НАНОГЕЙТ-22/16 (ЭОК НАНОГЕЙТ-22/16).

Таблица 2.1. Технические характеристики ЭОК НАНОГЕЙТ-22/16 [60]

Количество независимых электронно-оптических каналов	8
Количество кадров, регистрируемых при однократном запуске: ЭОК НАНОГЕЙТ-22/16 (Тэксп - от 5 нс до 20 мкс)	16
Спектральный диапазон чувствительности фотокатода ЭОП	400 – 850 нм
Рабочий диаметр фотокатодов	18 мм
Длительность стробирующего (затворного) импульса (устанавливается независимо для каждого канала)	5 – 20 нс
Временная нестабильность (джиттер) запуска ЭОК, не более	5 нс
Пространственное разрешение при всех значениях длительности строб-импульсов	44 пар лин/мм
Временной интервал между кадрами (каналами)	3 нс – 20 мкс, шаг 1 нс
Временная задержка срабатывания затвора (устанавливается с шагом 1 нс)	80 нс – 1000 мкс
Напряжение на микроканальных пластинах ЭОП (устанавливается с шагом 1 В)	400 – 910 В
Основные характеристики системы ввода изображения:	
Разрешение, пикселей	2048*2048
Разрядность АЦП	12
Формат файлов	TIFF
Количество ВОЛС для связи с компьютером	8
Управление с удаленного компьютера по ВОЛС	до 300 м
Габаритные размеры (без объектива)	575x265x295мм
Потребляемая мощность	60 Вт

2.4 Лазерный доплеровский интерферометр VISAR

Метод, используемый во многих экспериментах с ударными волнами, позволяющий измерить скорость движения вещества, основан на эффекте Доплера, когда при отражении от движущейся поверхности частота светового пучка изменяется. Для фиксации движения отражающей поверхности используются двухлучевые или многолучевые интерферометры. При характерных скоростях движения 20-2000м/с, длинна волны излучения меняется чрезвычайно слабо, порядка 10^{-3} - $10^{-2}\text{\AA}$. Лазерный пучок проходит через световоды, что обеспечивает удобную схему сборки и маленьких размер светового пятна на образце, что обеспечивает высокое пространственное разрешение в данном методе. В рамках приведённых в данной работе исследований волновые профили регистрировались лазерным интерферометром VISAR, схема которого приведена на рис.2.6.

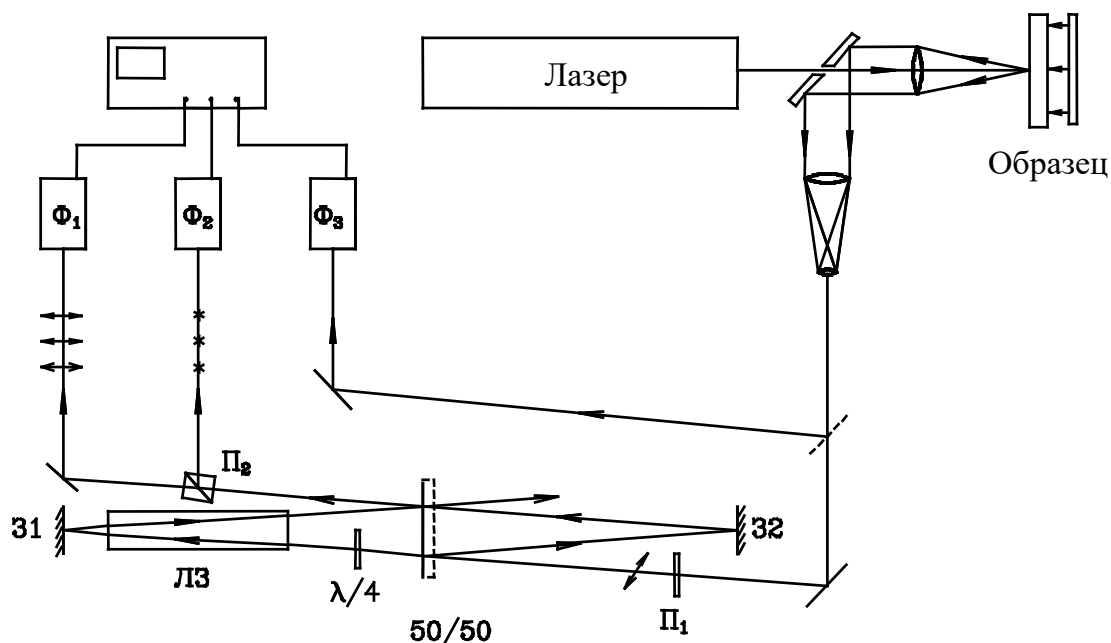


Рис. 2.6. Схема лазерного интерферометра VISAR.

Луч лазера начинает свой путь вне взрывной камеры, проходит через световод, затем отражается от исследуемой поверхности, и возвращается через другой световод. В наших исследованиях эта поверхность представляет собой алюминиевую фольгу толщиной от 7 до 400 мкм. На входе в интерферометр отражённый свет проходит через телескоп, сужаясь, а затем переходит непосредственно в интерферометр. Луч расщепляется светоделителем на два пучка одинаковой интенсивности, расходящиеся в два «плеча» интерферометра. Один дважды задерживается с помощью линии задержки и приобретает отставание по времени от второго пучка равное Δt (формула 2.1). Отразившись от 100% зеркал (31 и 32) лучи вновь возвращаются к светоделителю, где интерферируют.

$$\Delta t = \frac{2l}{c} \left(n - \frac{1}{n} \right) \quad (2.1)$$

где l – длина линии задержки, n – показатель преломления, c – скорость света в вакууме.

Данная схема представляет собой оптически симметричный интерферометр, поэтому пространственная когерентность отражённого пучка

не является необходимой. Качественный интерференционный контраст получается даже если зондируемая поверхность шероховата, и приходящий на светоделитель пучок имеет пятнистую поперечную структуру.

Значение монотонно изменяющейся скорости отражающей поверхности $U(t)$ определяется через фиксирование фотоприёмниками количества биений света $N(t)$:

$$U(t) = \frac{\lambda}{2\Delta t} \frac{N(t)}{(1+\delta)\left(1+\frac{\Delta v}{v_0}\right)} \quad (2.2)$$

$$\delta = \frac{n}{n^2-1} \lambda \frac{dn}{d\lambda} \quad (2.3)$$

где λ – длина волны зондирующего излучения, n – показатель преломления, δ – поправка на дисперсию света в блоке задержки, $\frac{\Delta v}{v_0}$ – частотная коррекция, которую необходимо учитывать при прохождении излучением прозрачных сред, меняющих свои оптические свойства при ударно-волновом сжатии.

Пучки света перед приёмом фотоэлектронными умножителями проходят систему, обеспечивающую поляризационное кодирование иначе невозможно было бы определить направление изменения скорости. Сначала весь отражённый пучок проходит через поляризатор (Π_1), затем в процессе прохождения интерферометра запаздывающий пучок проходит четвертьволновую пластинку ($\lambda/4$), и, наконец интерферировавшие пучки проходят поляризационный светоделитель (Π_2). Благодаря этой системе кодирования, а также возможности контроля интенсивности приходящего на интерферометр пучка, становится возможно определить массовую скорость зондируемой поверхности.

Регистрация трёх одновременных осциллограмм с последующей компьютерной обработкой позволяет достичь низкой погрешности при измерении массовой скорости. Погрешность значений для профилей массовой

скорости не превышает 5–10 м/с вне зависимости от абсолютной величины скорости. Итоговое временное разрешение составляет около 2 нс.

2.5 Прямое оптическое гетеродинирование

PDV - photonic doppler velocimetry компактная, недорогая и простая в эксплуатации система для высокоскоростной велосиметрии, основанной на гетеродинном методе. Оригинальными авторами [86] система была собрана из стандартных компонентов, используемых в телекоммуникационной отрасли: волоконный лазер с длиной волны 1550 нм и мощностью 2 Вт, одномодовые волокна, оптоволоконные циркуляторы и широкополосные цифровые осциллографы с полосой 8 ГГц и частотой дискретизации 20 Гвыб/с.

Гетеродинный принцип заключается в смешении на фотодетекторе исходного (не сдвинутого по частоте) лазерного излучения и сигнала, отражённого от движущейся поверхности и получившего доплеровский сдвиг. Частота биений прямо пропорциональна скорости объекта, что позволяет исключить неоднозначность интерференционных полос (fringe jump), присущую VISAR-системам. Максимальная измеряемая скорость ограничена полосой пропускания электроники и составляет около 5000 м/с.

Особое внимание в работе [86] уделено методам анализа данных. Наиболее эффективным признан метод скользящего преобразования Фурье (спектрограмма), который устойчив к шумам и позволяет выделять одновременно несколько дискретных скоростей, а также анализировать дисперсию скорости. Временное разрешение при этом составляет десятки наносекунд. Для более медленных процессов используется метод прямого измерения периодов биений.

Система продемонстрировала высокую надёжность при вариациях интенсивности отражённого сигнала более чем в 25 раз, успешно применялась более чем в 100 однократных экспериментах и позволяет регистрировать скорости в диапазоне от долей м/с до ~2000 м/с. Основные ограничения связаны с неспособностью различать направление движения (к датчику или от

него) и с невидимостью инфракрасного излучения (1550 нм) для невооружённого глаза.

В качестве примера схема трехфазного PDV приведена на рис. 2.7.

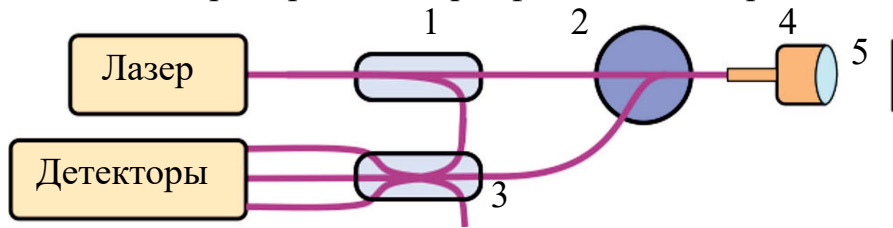


Рис. 2.7 Схема трехфазного PDV [87]

1 – разветвитель 1 на 2

2 – циркулятор

3 – разветвитель 3 на 3

4 – коллиматор

5 – объект исследования с отражающим покрытием.

В основе метода лежит явление гетеродинного смешения двух оптических сигналов: немодулированного (опорного) излучения лазера с частотой f_0 и доплеровски сдвинутого излучения, отражённого от движущейся поверхности с частотой $f_d(t)$. Регистрируемый фотодетектором сигнал пропорционален интенсивности суммарного поля, однако из-за конечного быстродействия детектора (полоса пропускания много ниже оптических частот) он усредняет высокочастотные осцилляции и откликается только на разностную (биения) частоту.

Формирование сигнала биений происходит следующим образом. Пусть напряжённости полей опорной и сигнальной волн равны:

$$E_0(t) = \sqrt{I_0} \cos(2\pi f_0 t + \phi_0), E_d(t) = \sqrt{I_d(t)} \cos(2\pi f_d t + \phi_d),$$

где I_0 – постоянная интенсивность опорного пучка, $I_d(t)$ – интенсивность сигнала, возвращаемого от движущейся поверхности (зависит от времени из-за изменения условий отражения). Суммарная интенсивность на детекторе:

$$I_{\text{total}}(t) \propto \langle (E_0 + E_d)^2 \rangle = I_0 + I_d(t) + 2\sqrt{I_0 I_d(t)} \cos(2\pi(f_d - f_0)t + \Delta\phi),$$

где угловые скобки означают усреднение по времени, превышающему период оптических колебаний, но меньшему характерного времени изменения f_d . Поскольку $f_d - f_0 \ll f_0$, детектор успевает отслеживать эту разность. В статье [86] приведено эквивалентное выражение:

$$I(t) = I_0 + I_d + \sqrt{I_0 I_d} \sin [f_b(t) + \phi], \quad (2.4)$$

где $f_b(t) = |f_d(t) - f_0|$ – частота биений, ϕ – относительная фаза. При нормальном падении лазерного пучка на движущуюся поверхность доплеровский сдвиг частоты равен:

$$f_d(t) = f_0 \left(1 + \frac{2v(t)}{c} \right),$$

где $v(t)$ – компонента скорости вдоль луча (положительна при движении к зонду), c – скорость света. Тогда

$$f_b(t) = f_d(t) - f_0 = 2 \frac{v(t)}{c} f_0. \quad (2.5)$$

В системе использован лазер с длиной волны $\lambda_0 = 1550$ нм, что соответствует $f_0 = c/\lambda_0 \approx 193,414$ ТГц. Таким образом, для скорости $v = 1000$ м/с получаем $f_b = 2 \cdot (1000/3 \times 10^8) \cdot 193,414 \times 10^{12} \approx 1,29$ ГГц. Поскольку за каждый период биений поверхность смещается на $\lambda_0/2$ (половину длины волны), мгновенная скорость может быть выражена через измеренный период $P(t) = 1/f_b(t)$:

$$v(t) = \frac{\lambda_0/2}{P(t)} = \frac{775 \text{ нм}}{P(t)}.$$

В практических единицах, если P измерять в наносекундах:

$$v \text{ (м/с)} = \frac{775}{P \text{ (нс)}}. \quad (2.6)$$

Это соотношение позволяет быстро оценивать скорость при визуальном просмотре осциллограмм. Для извлечения временной зависимости скорости из зашумлённых сигналов применяется скользящее оконное преобразование Фурье (спектрограмма). Исходный сигнал $I(t)$ разбивается на перекрывающиеся окна длительностью T_{win} (например, 51 нс, что

соответствует 1024 точкам при дискретизации 20 Гвыб/с). Для каждого окна вычисляется спектр мощности. Частотное разрешение составляет $\Delta f = 1/T_{\text{win}}$ (около 20 МГц), что в пересчёте на скорость даёт

$$\Delta v = \frac{c}{2f_0} \Delta f = \frac{\lambda_0}{2} \Delta f \approx 775 \text{ нм} \cdot 20 \text{ МГц} = 15,5 \text{ м/с}.$$

Пик в спектре локализуется с субдискретной точностью (параболическая интерполяция по трём точкам), что позволяет достичь погрешности менее 1% при условии, что в окне содержится не менее трёх-четырёх периодов биений. Так, при скорости 1000 м/с частота биений 1,29 ГГц и окно 51 нс включает около 65 периодов, что обеспечивает высокую точность.

ГЛАВА 3. ДЕТОНАЦИОННЫЕ СВОЙСТВА СМЕСИ НИТРОМЕТАНА С ПОЛИМЕТИЛМЕТАКРИЛАТОМ

Нитрометан (CH_3NO_2) - это жидкость с температурой плавления минус 28-30 °С [88–92], температурой кипения 100,8 - 101 °С [88–92], плотностью $\rho_0=1,12 - 1,14 \text{ г/см}^3$ [89–92], скоростью детонации 6,3 км/с [4], 6,35 км/с [90], 6,37 км/с [93]. Для НМ наблюдается зависимость скорости детонации от температуры: $dD/dT = -3,7 \text{ м/с}^\circ\text{С}$ [94]. Возможно, это является причиной расхождения данных по скорости между [4], [90] и [93], т.к. при указании значений скорости не сказано, при какой температуре проводились опыты. Энтальпия образования $\Delta H_f = -27 \text{ ккал/моль}$ [90], $\Delta H_f = -27,03 \text{ ккал/моль}$ [95], кислородный баланс -39%. НМ - вещество средней токсичности [90], смешивается с большинством органических растворителей.

Для удержания смеси НМ с микросферами в изотропном состоянии необходим загуститель. Обычно это достигается за счет растворения в НМ гуаровой камеди [49,53] или полиметилметакрилата (ПММА)[48,51]. В этом качестве был выбран ПММА. Поскольку известно, что добавка инертных веществ в ВВ приводит к снижению детонационных параметров и возникновению неоднородностей в детонационном фронте НМ, необходимо было исследовать как влияет ПММА при разной концентрации на детонацию НМ [96].

3.1 Постановка экспериментов и приготовление смесей

Схема экспериментов представлена на рис. 3.1. Исследуемое взрывчатое вещество помещалось в стеклянную или полипропиленовую оболочку (4), длина которой составляла 3–10 диаметров. Для инициирования детонации в исследуемом взрывчатом веществе использовалась система возбуждения плоских волн (1), состоящая из генератора плоских волн и прессованного заряда гексогена. Стальная пластина (6) толщиной 1 мм отделяла эту систему возбуждения от исследуемого жидкого взрывчатого вещества. Профили массовой скорости регистрировались многоканальным лазерным интерферометром VISAR (система интерферометра скорости для любого

отражателя) [81]. Для определения абсолютного значения массовой скорости одновременно использовались два интерферометра с константами скорости 280 м/с и 1280 м/с. Лазерный луч (532 нм) отражался от алюминиевой фольги (3) толщиной 7 мкм, которая располагалась между торцом заряда и оптическим окном (2). В данных испытаниях для этой цели использовалась вода. В результате экспериментов регистрируются профили скорости на границе раздела ВВ/вода. С помощью электроконтактных датчиков (5) в каждом эксперименте измерялась скорость детонации D. Электроконтактные датчики размещались внутри оболочки и представляли собой изолированные друг от друга штыри, которые замыкались продуктами взрыва при распространении детонационной волны. В качестве дополнительной временной метки использовался сигнал VISAR, фиксирующий момент достижения детонационной волной границы с окном. Точность измерения скорости детонации была не хуже $\pm 0,4\%$. Во избежание неопределенности в значении скорости детонации, для которой авторами [94] была найдена температурная зависимость, все эксперименты проводились в одинаковых условиях при температуре 295 К.

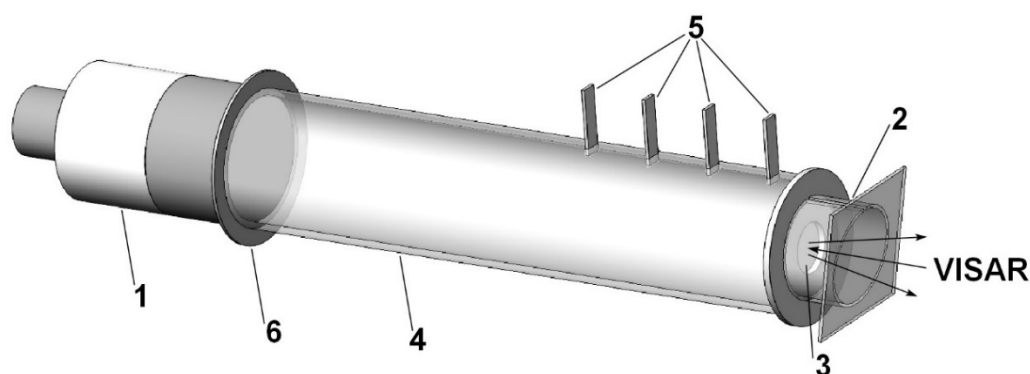


Рис. 3.1. Схема экспериментальной установки: 1 – генератор плоских волн и прессованный заряд гексогена, 2 – водяное окно, 3 – алюминиевая фольга, 4 – оболочка, 5 – электроконтактные датчики, 6 – стальная пластина.

3.2 Структура детонационной волны в нитрометане

Для исследования смесей НМ/ПММА, необходимо знать детонационные свойства нитрометана. В работах [33,56,61,62,97,98], посвященных исследованию НМ, были проведены эксперименты с нитрометаном плотностью $1,14 \text{ г/см}^3$. Его свойства и процесс очистки подробно описаны авторами [47,99]. Значения массовой скорости и давления в точке ЧЖ оказались равными $1,80 \pm 0,05 \text{ км/с}$ и $13,0 \pm 0,4 \text{ ГПа}$ соответственно, скорость детонации была равна $6,30 \text{ км/с}$, а время реакции находилось в диапазоне 50-100 нс. Этот нитрометан несколько отличается по плотности от того, который использовался в настоящей работе для приготовления смесей из-за его чистоты. Поэтому следует сначала исследовать свойства детонации и структуру волны в нитрометане плотностью $1,120 \text{ г/см}^3$ и посмотреть, есть ли различия в нитрометанах разной плотности.

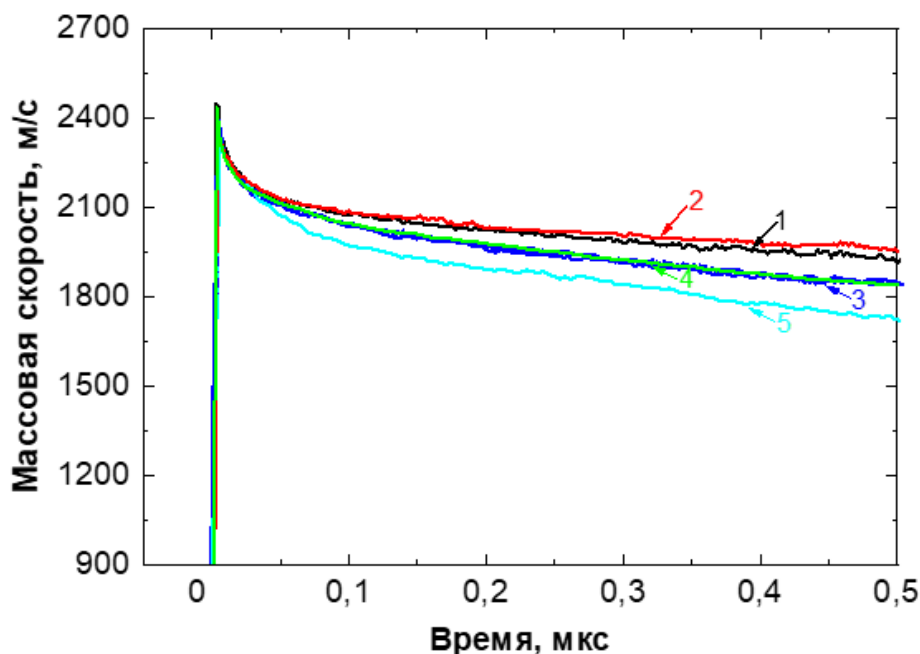


Рис. 3.2. Профили массовой скорости, измеренные на границе раздела НМ - вода при различных материалах, диаметрах и длинах оболочки: 1, 2 - полипропилен, $d=36,0 \text{ мм}$, $L=150 \text{ мм}$; 3 - стекло, $d=28,0 \text{ мм}$, $L=80 \div 100 \text{ мм}$; 4 - стекло, $d=28,0 \text{ мм}$, $L=280 \text{ мм}$; 5 - стекло, $d=14,3 \text{ мм}$, $L=100 \text{ мм}$.

На рис. 3.2 показаны профили массовой скорости, полученные на границе раздела НМ-вода для чистого НМ с использованием алюминиевой фольги, толщиной 7 мкм. Видно, что профили скорости соответствуют классической теории детонации: за скачком ударной волны массовая скорость уменьшается, и в зоне реакции формируется хемпик. Кривые 1 и 2 представляют собой экспериментальные результаты для нитрометана двух различных плотностей: 1 – 1,14 г/см³ и 2 – 1,12 г/см³. В данных испытаниях использовалась полипропиленовая оболочка с внутренним диаметром 36 мм и длиной 150 мм. Видно, что профили скорости хорошо согласуются, в то время как значения скорости детонации несколько различаются. Кривые 3–5 соответствуют НМ с плотностью 1,12 г/см³ в стеклянной оболочке.

Поскольку переход ударной волны в детонацию во взрывчатом веществе зависит от его свойств, инициирования и других условий, были проведены несколько тестов, чтобы найти значение длины заряда, чтобы убедиться, что была зарегистрирована стационарная детонация в данных экспериментах. Обычно для изучения стационарной детонации в не мощных взрывчатых веществах используют оболочки длиной около 10 диаметров заряда [100] НМ является довольно мощным взрывчатым веществом [4,101], его скорость детонации превышает скорость звука в стеклянной оболочке, а давление инициирования в данных экспериментах близко к давлению в точке ЧЖ. Чтобы выяснить, как эти факторы влияют на расстояние до детонации при установлении течения в зоне реакции, были зарегистрированы профили массовой скорости при их распространении через нитрометан. Длина заряда изменялась от 80 до 280 мм при фиксированном внутреннем диаметре 28 мм. Для изучения характера течения при малых длинах зарядов был проведен эксперимент, в котором профили массовой скорости регистрировались в трех поперечных сечениях, каждое из которых располагалось на расстоянии 10 мм от предыдущего. Так, кривые 3 представляют собой три профиля скорости: первый профиль соответствует расстоянию 80 мм от инициирующего заряда, второй – 90 мм и третий – 100 мм (рис. 3.2, кривые 3). Во всех трёх профилях

течение совпадает как в зоне реакции, так и в волне разгрузки. Более того, характер изменения скорости во времени при длине заряда 280 мм (кривая 4 на рис. 3.2) также совпадает с кривыми 3. Это также свидетельствует об устойчивой детонации на длине 80 мм, то есть на расстоянии менее трёх диаметров от инициирующего заряда.

Также в этих испытаниях для измерения скорости детонации НМ использовались четыре электроконтактных датчика. Первый датчик располагался на расстоянии одного диаметра от инициирующего заряда, каждый последующий – на расстоянии 10 мм от предыдущего. Было обнаружено, что значения скорости детонации, полученные с помощью этих четырех датчиков, совпадают в пределах погрешности измерений и равны 6,34 км/с. Это означает, что детонация в зоне реакции является стационарной, по крайней мере, на расстоянии одного диаметра. В большинстве данных экспериментов были использовали длины оболочки порядка 6–10 диаметров. При этом первый датчик (5, рис. 3.1) располагался на расстоянии не менее 2,5 диаметров от инициирующего заряда.

На профилях скорости для НМ переход от зоны реакции к волне разгрузки плавный, поэтому однозначно определить положение точки ЧЖ невозможно. В работе [98] было показано, как эта задача может быть решена для нескольких жидких взрывчатых веществ. Стоит попробовать изменить параметры эксперимента, например, диаметр заряда, его длину или условия инициирования. Если диаметр значительно больше критического, поток в зоне реакции остается постоянным, в то время как градиент скорости в волне разгрузки зависит от этих изменяющихся параметров. В той работе время реакции для НМ ($1,14 \text{ г/см}^3$) оказалось приблизительно равным 50 нс. В данной работе время реакции в нитрометане ($1,12 \text{ г/см}^3$) определялось с использованием оболочек различного диаметра, длины и материала (рис. 3.2, кривые 2–5). Параметры этих оболочек указаны в подписи к рисунку. Видно, что профили совпадают примерно в течение первых 50 нс, затем начинают расходиться так же, как и в случае нитрометана другой плотности ($1,14 \text{ г/см}^3$).

Полученное значение времени реакции в НМ (~50 нс) хорошо согласуется с данными авторов [102,103].

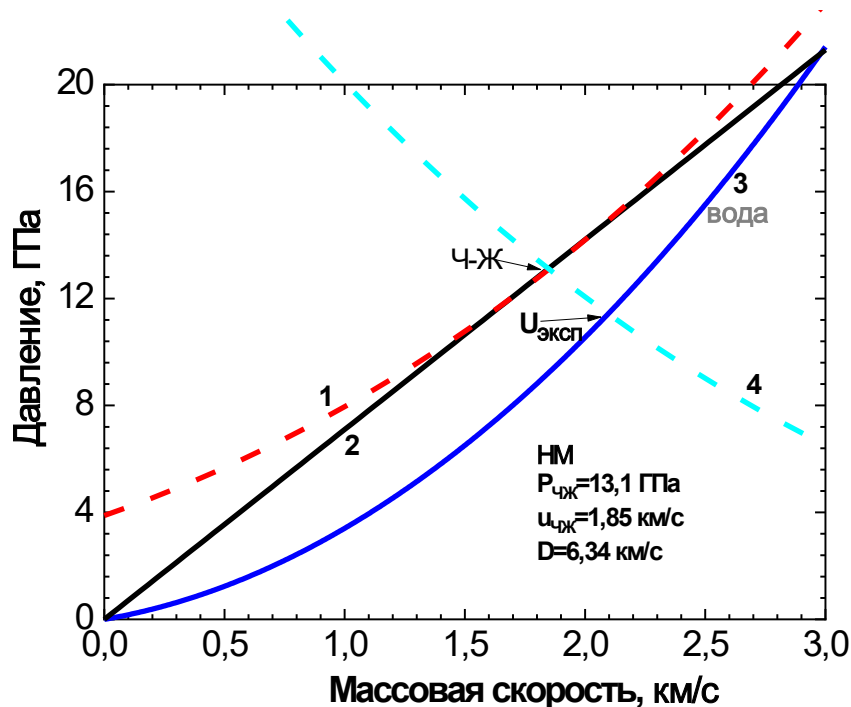


Рис. 3.3. Определение параметров ЧЖ для НМ плотностью $1,12 \text{ г/см}^3$, 1 – ударная адиабата продуктов детонации; 2 – прямая Михельсона для НМ; 3 – ударная адиабата воды; 4 – изэнтропа разгрузки продуктов детонации.

Зная время реакции и значение скорости детонации, из экспериментальных профилей массовой скорости, путем анализа взаимодействия ударных волн в плоскости давление P – массовая скорость u (рис. 3.3), можно определить параметры в точке ЧЖ для НМ. Измеренное в эксперименте значение массовой скорости в точке ЧЖ ($U_{\text{эксп}}$) на границе с водой определяется пересечением ударной адиабаты воды (3) и изэнтропы разгрузки продуктов детонации (4), которая близка к зеркальному отражению ударной адиабаты продуктов детонации (1). Значения параметров в точке ЧЖ в НМ можно найти по пересечению (4) и прямой Михельсона (2). Изэнтропа (4) может быть аппроксимирована политропой $pV^n = \text{const}$. Показатель политропы n для большинства конденсированных ВВ принимается равным 3 [4], но его варьирование в диапазоне 2,5–3,5 не приводит к высокой погрешности

определения точки ЧЖ, она находится в пределах экспериментальной погрешности. Поэтому, при анализе течения в P -и показатель политропы n был равен 3. Полученные значения массовой скорости и давления в точке ЧЖ равны $1,85 \pm 0,05$ км/с и $13,1 \pm 0,4$ ГПа соответственно. В пределах погрешности они совпадают со значениями для НМ плотностью $1,14$ г/см³ ($1,80 \pm 0,05$ км/с и $13,0 \pm 0,4$ ГПа), то есть различие плотности в указанных пределах не сказывается на параметрах детонации.

Результаты экспериментов с чистым НМ и его смесями с ПММА сведены в таблицу 3.1, где указаны: количество ПММА в смеси с НМ в весовых процентах; начальная плотность ВВ; внутренний диаметр стеклянной оболочки ; скорость детонации D ; массовая скорость $u_{\text{ЧЖ}}$ и давление $P_{\text{ЧЖ}}$ в точке ЧЖ. Плотность ρ_0 смесей рассчитывалась аддитивным методом и контролировалась пикнометром. Для каждого состава и диаметра заряда было проведено от 3 до 5 экспериментов, а значения D , $u_{\text{ЧЖ}}$ и $P_{\text{ЧЖ}}$, приведенные в таблице 3.1, являются усредненными.

3.3 Влияние полиметилметакрилата на структуру зоны реакции и критический диаметр детонации

Профили массовой скорости чистого НМ гладкие, без каких-либо осцилляций. Это означает, что детонационные волны в нём устойчивы к возмущениям, приводящим к образованию ячеистой структуры или размер неоднородностей меньше разрешающей способности экспериментального метода, то есть менее 1 мкм. Добавление ПММА несколько снижает параметры в зоне реакции. На рис. 3.4 показаны профили скорости для чистого НМ и гелеобразного НМ при концентрации ПММА от 2 до 4 вес.%, зарегистрированные на границе раздела взрывчатое вещество- вода с использованием алюминиевой фольги, толщиной 7 мкм. Во всех экспериментах использовалась стеклянная оболочка с внутренним диаметром 26 мм, толщиной стенки 1,5 мм и длиной 150 мм. При добавлении 2 вес. % ПММА к НМ параметры в химпике и точке ЧЖ практически такие же, как в

чистом НМ, но на профиле скорости наблюдаются небольшие колебания (рис. 3.4, красная кривая 2%), которые указывают на возникновение неустойчивости фронта детонации. При этом значение скорости детонации $D = 6,31$ км/с близко к значению для чистого НМ (см. таблица 3.1). При дальнейшем увеличении концентрации ПММА, параметры ЧЖ начинают медленно уменьшаться. Значение массовой скорости в химпике уменьшается на 70 м/с (3%) и 130 м/с (4%) по сравнению с НМ. Видно, что при содержании ПММА 4% значение скорости детонации существенно падает ($D = 6,20$ км/с), а размеры колебаний сравнимы с толщиной фольги. Используя экспериментальные профили, были определены значения массовой скорости u и давления P в точке ЧЖ в плоскости $P-u$, как описано выше для чистого нитрометана (см. рис. 3.3). Эти значения приведены в таблице 3.1.

Для изучения влияния диаметра заряда на детонационные характеристики взрывчатого вещества были проведены эксперименты с различными стеклянными оболочками. На рис. 3.5 показаны зависимости скорости детонации для НМ (заполненные звездочки), НМ/ПММА 97/3 (заполненные кружки) и НМ/ПММА 96/4 (заполненные треугольники) от диаметра стеклянной оболочки в диапазоне от 12 до 32 мм. Пустые звездочка, кружок и треугольник показывают срыв детонации. Видно, что скорость детонации в НМ постоянна и равна 6,34 км/с до диаметра оболочки 14,3 мм. При внутреннем диаметре 12,2 мм наблюдается срыв детонации и регистрируется ударная волна. Таким образом, критический диаметр НМ в стеклянной оболочке составляет приблизительно 13,5 мм, что хорошо согласуется с данными авторов, приведенными в [47,99]– $13,0 \pm 0,5$ мм. В гелеобразном НМ скорость детонации постоянна от 30 мм до ~20 мм. При 18 мм она падает на 100 м/с для смеси НМ/ПММА 97/3, а при использовании стеклянной оболочки диаметром 14,3 мм не детонирует. Так, для смеси НМ/ПММА 97/3 критический диаметр в стеклянной оболочке составляет примерно 16–17 мм. Увеличение концентрации ПММА до 4% приводит к увеличению критического диаметра гелеобразного НМ до ~19 мм (см. рис. 3.5).

Таблица 3.1. Параметры детонации смеси НМ/ПММА.

№	вес. % ПММА	плотность, г/см ³	диаметр стеклянной оболочки, мм	D, км/с	u, км/с	P, ГПа
1	0	1,120	31,8	6,34	1,85±0,05	13,1±0,4
2	0	1,120	29	6,34	1,85±0,05	13,1±0,4
3	0	1,120	28	6,34	1,85±0,05	13,1±0,4
4	0	1,120	26	6,34	1,85±0,05	13,1±0,4
5	0	1,120	24	6,34	1,85±0,05	13,1±0,4
6	0	1,120	18	6,34	1,85±0,05	13,1±0,4
7	0	1,120	14,3	6,34	1,85±0,05	13,1±0,4
8	0	1,120	12,2	4,60	-	-
9	2	1,121	26	6,31	1,85±0,05	13,1±0,4
10	3	1,122	29	6,30	1,84±0,05	13,0±0,4
11	3	1,122	28	6,30	1,84±0,05	13,0±0,4
12	3	1,122	26	6,30	1,84±0,05	13,0±0,4
13	3	1,122	24	6,30	1,84±0,05	13,0±0,4
14	3	1,122	18	6,20	1,84±0,05	12,8±0,4
15	3	1,122	14,3	3,25	-	-
16	4	1,123	30,6	6,26	1,84±0,05	12,9±0,4
17	4	1,123	26	6,20	1,82±0,05	12,6±0,4
18	4	1,123	24	6,20	1,82±0,05	12,6±0,4
19	4	1,123	19,6	6,18	1,82±0,05	12,6±0,4
20	4	1,123	17,9	4,30	-	-

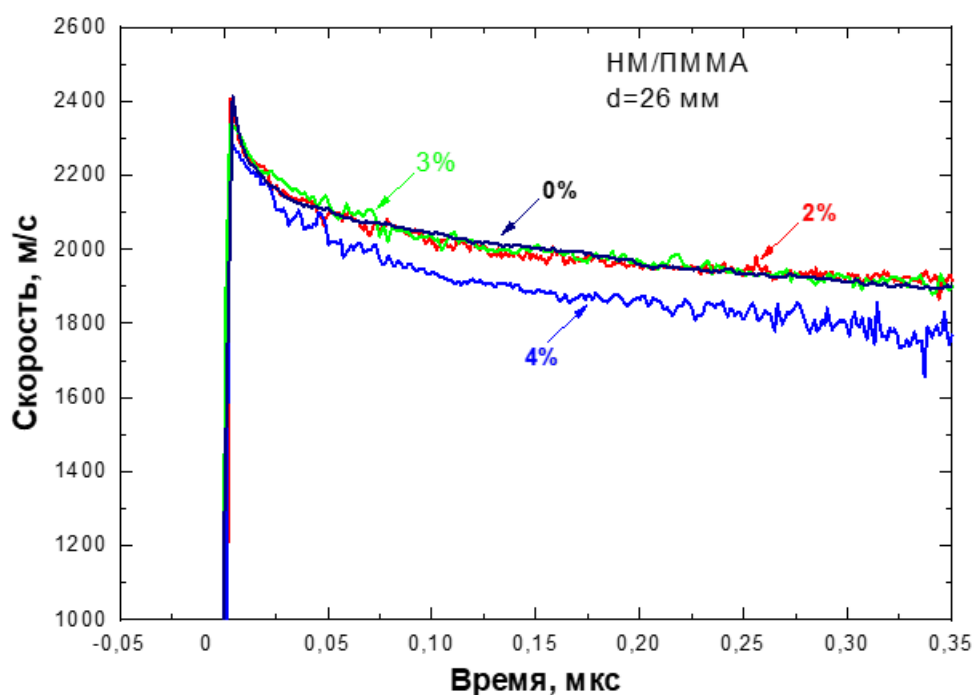


Рис. 3.4. Профили массовой скорости, измеренные на границе гелеобразный НМ – вода, при концентрациях ПММА 0% (черный профиль) и 2, 3, 4% (цветные профили). Диаметр стеклянной оболочки 26 мм.

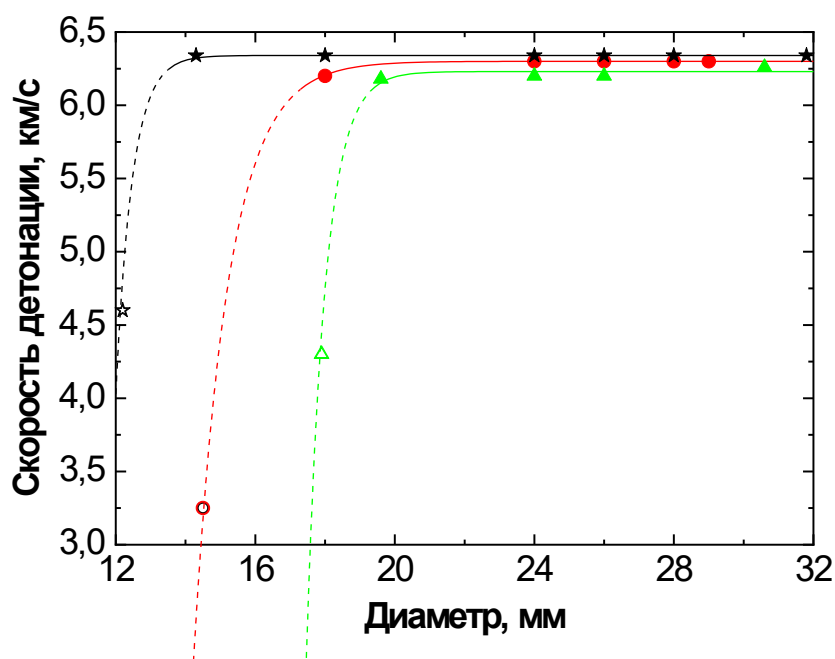


Рис. 3.5. Зависимость скорости детонации от диаметра стеклянной оболочки. Звёзды – НМ, круги – НМ/ПММА 97/3, треугольники – НМ/ПММА 96/4. Пустые звездочка, круг, треугольник – срыв реакции.

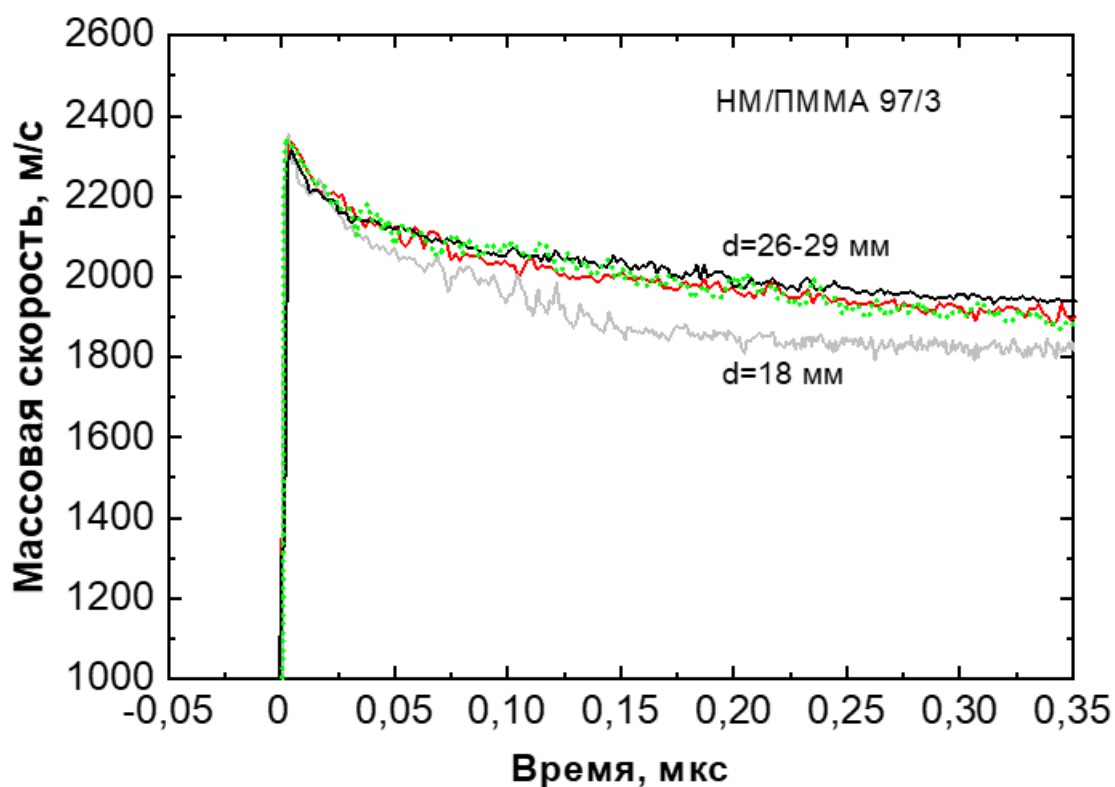


Рис. 3.6. Профили массовой скорости для смеси НМ/ПММА 97/3 при диаметре стеклянной оболочки от 18 до 29 мм. Профили: d=18 мм, L= 110 мм; чёрная сплошная кривая d=26 мм, L= 105 мм; красная кривая d=26 мм, L= 160 мм; зелёная точечная кривая d=26 мм, L= 260 мм; серая точечная кривая d=29 мм, L= 180 мм.

Профили массовой скорости для НМ/ПММА 97/3 для данного диапазона диаметров стеклянной оболочки представлены на рис. 3.6. Как видно из рисунка, профили скорости при диаметрах оболочки 26–29 мм совпадают как в зоне реакции, так и в волне разгрузки. При приближении к критическому диаметру скорость уменьшается (кривая при d=18 мм). Для этой смеси также были проведены эксперименты при различных длинах заряда при фиксированном диаметре, чтобы убедиться в регистрации стационарной детонации. Были взяты несколько оболочек с отношением длины к диаметру 4, 6, 8 и 10. На рис. 3.6 показаны профили скорости для смеси НМ/ПММА 97/3 с диаметром заряда 26 мм и длиной, изменяющейся более чем в два раза.

Видно, что течение как в зоне реакции, так и в волне разгрузки хорошо совпадает. Это означает, что детонация уже стационарна на длине 4 диаметров. Следует отметить, что небольшое увеличение диаметра оболочки не приводит к заметному изменению профиля скорости в центре заряда. На рис. 3.6 пунктирной линией показан профиль скорости при диаметре заряда 29 мм и его длине 180 мм. В этом случае наблюдается хорошее совпадение с кривыми для $d=26$ мм. Параметры ЧЖ для смеси НМ/ПММА для всех диаметров заряда приведены в таблице 3.1.

Также были исследованы свойства гелеобразного НМ для двух способов приготовления смеси. Первая часть испытаний была проведена с растворением кусков ПММА размером 1 см в нитрометане в течение приблизительно одного месяца на шадящей валковой мельнице, как это делали авторы [63,66]. Было подчеркнуто [63], что «использование больших кусков литого (не экструдированного) ПММА было необходимо для получения высоковязкого геля; использование порошка ПММА (например, полученного от поставщика химикатов) растворяется быстрее, но не приводит к такой высокой конечной вязкости». На рис. 3.4, 3.6 показаны профили скорости для гелеобразного НМ, приготовленного таким образом. Другая часть экспериментов была проведена с гелеобразным НМ, приготовленным путем растворения стружки в нитрометане. Стружка толщиной $\sim 0,2$ мм была приготовлена из одного блока ПММА. Затем эту стружку добавляли к НМ и осторожно перемалывали на валковой мельнице в течение приблизительно одной недели. В результате получили смесь той же вязкости, что и в первом случае. 2% МС также удерживались в загущенном НМ не менее 24 часов. На рис. 3.7 показано сравнение профилей скорости для гелеобразных НМ, полученных этими двумя методами. Диаметры использованных оболочек составляют 26,0 мм и 28,6 мм, длина – 180 мм. Чёрные кривые – профили для гелеобразного НМ, полученного из кусков ПММА, серые – из стружки. Видно, что профили массовой скорости для различных типов ПММА в среднем

одинаковы. Параметры в точке ЧЖ и химпике, а также значения скорости детонации также одинаковы.

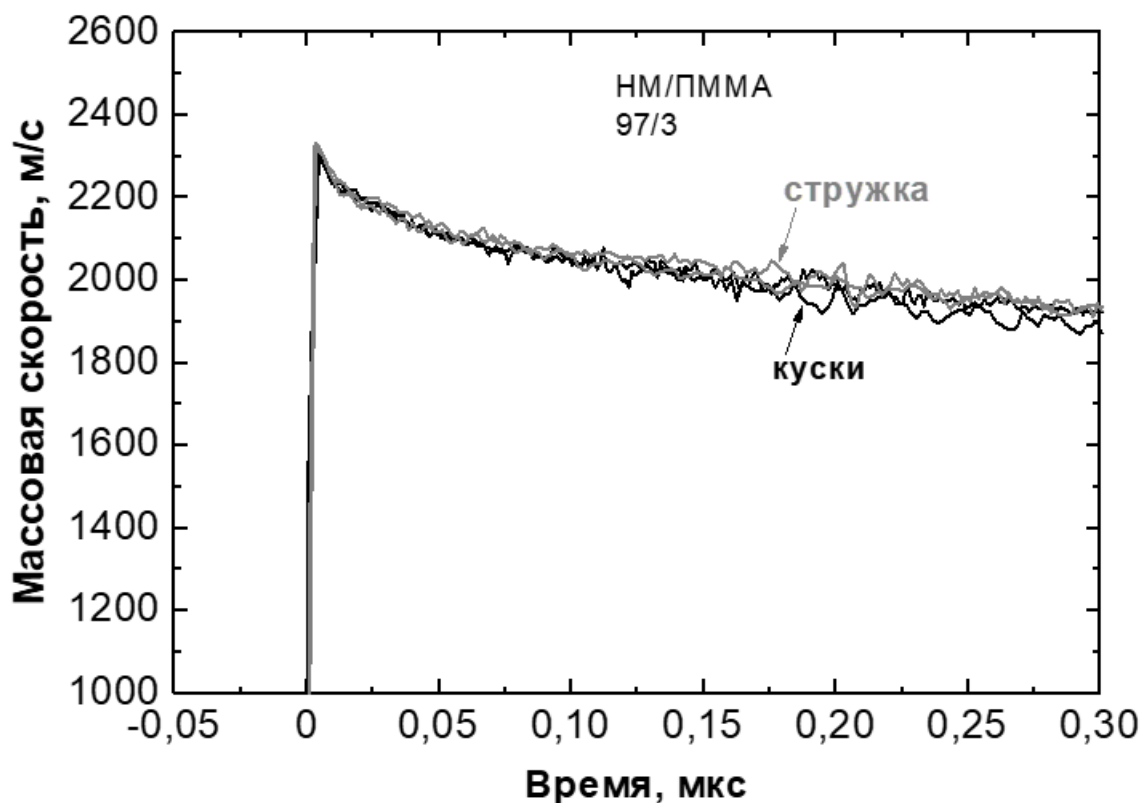


Рис. 3.7. Профили массовой скорости для НМ/ПММА 97/3 при диаметрах оболочки 26,0 и 28,6 мм: черные профили – смесь с содержанием кусков ПММА, серые – со стружкой ПММА.

То обстоятельство, что колебания не затухают по мере распространения по фольге, означает, что их размер сопоставим с толщиной фольги, то есть порядка 5-10 мкм. Таким образом, видно, что добавление к нитрометану ПММА приводит к изменению структуры зоны реакции, проявляющейся в виде неустойчивости детонационного фронта. Данный вид неустойчивости проявляется в одномерных детонационных волнах и не зависит от диаметра заряда. Изменяются также и другие параметры смеси. В частности, показано, что добавки ПММА снижают скорость детонации и давление в точке Чепмена-Жуге нитрометана. Например, при диаметре заряда 26 мм скорость детонации

уменьшается с 6,34 км/с для чистого НМ до 6,20 км/с для смеси НМ/ПММА 96/4.

В ходе экспериментов было установлено, что для того, чтобы смесь нитрометана с 2 вес.% микросфер (МС) была стабильной в течение не менее 24 часов, необходимо растворить 3-4% ПММА в НМ. Смесь НМ/ПММА 98/2 удерживает 2% МС лишь в течение двух часов, что недостаточно для проведения экспериментов. В большинстве исследований (например, [48,66]) 4% ПММА растворяют в НМ для удержания микросфер. Из этих экспериментальных результатов видно, что параметры в точке ЧЖ и химпике выше в смеси НМ/ПММА 97/3, чем в 96/4. Вероятно, использование 4% ПММА лучше для удержания более тяжелых микросфер в НМ или большого их количества. Однако для цели удержания 2-3% МС в НМ - 3% ПММА достаточно, чтобы смесь была стабильной в течение 24 часов.

3.4 Пространственная структура детонационного фронта и волны срыва реакции

Как уже отмечалось, критический диаметр детонации жидких взрывчатых веществ в нежесткой оболочке определяется волнами срыва реакции на границе с ней [4]. Чтобы понять, влияют ли добавки ПММА на природу критического диаметра гелеобразного НМ, была проведена регистрация характера свечения детонационного фронта высокоскоростной фотокамерой СФР[104]. Схема эксперимента представлена на рис. 3.8 и она отличается от представленной на рис. 3.1 отсутствием алюминиевой фольги и водяного окна. Наблюдение свечения фронта детонационной волны осуществлялось через поворотное зеркало (6), установленное над торцом оболочки под углом 45°. Регистрирование свечения детонационного фронта при его распространении по чистому и гелеобразному НМ производилось скоростным фоторегистратором, работающем в режиме щелевой развёртки.

Полученные фоторазвертки свечения фронта представлены на рис. 3.9: для чистого НМ (а) и смесей НМ/ПММА при вес.% 97/3 (б) и 96/4 (в). Эксперименты проводились в оболочке из ПММА, $L=105\text{мм}$, внутренним диаметром 36мм и внешним диаметром 41мм. В качестве экрана (рис. 3.8) (3) использовалась стальная пластина толщиной 1мм. Внизу каждой фоторазвертки указана временная шкала в мкс.

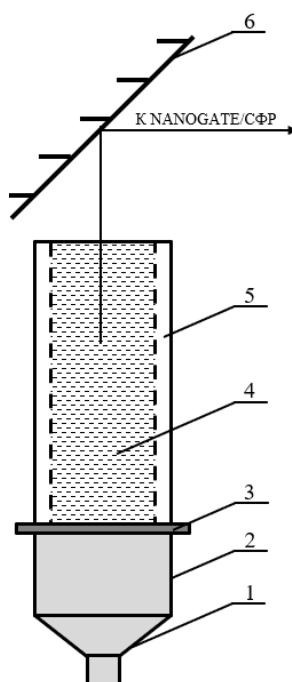
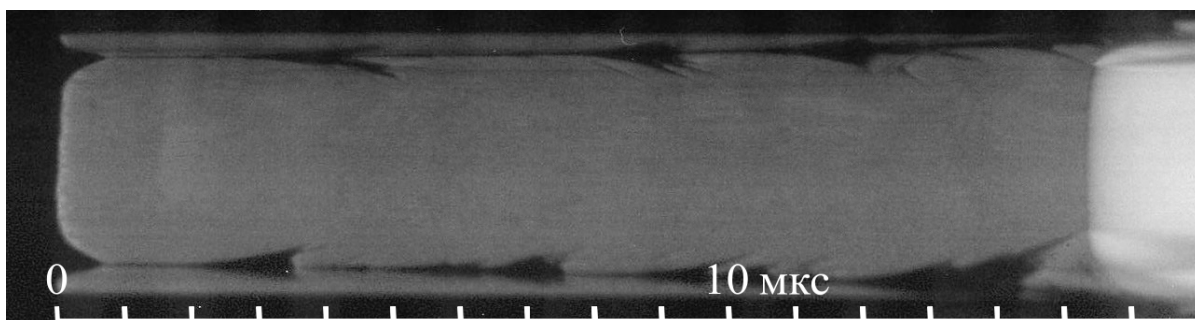
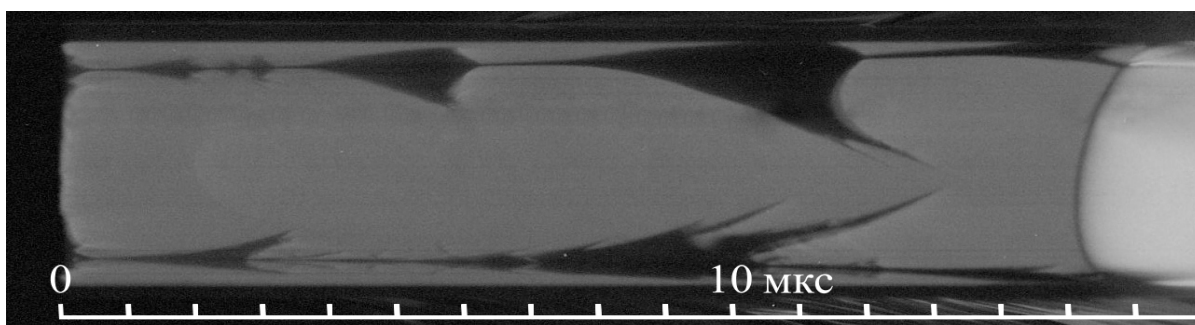


Рис. 3.8. Схема эксперимента по регистрации свечения детонационного фронта смеси. 1 – генератор плоской волны; 2 – таблетка ВВ; 3 – экран; 4 – исследуемая смесь; 5 – оболочка; 6 – зеркало.

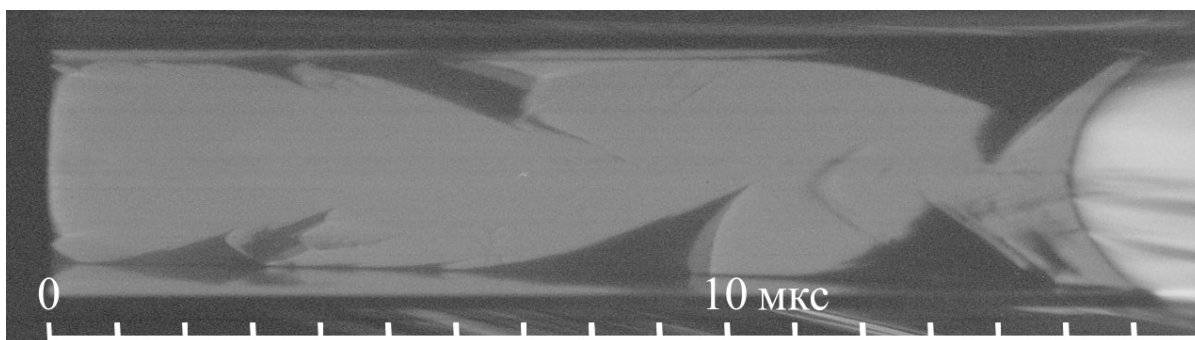
На всех трех фоторазвертках на границе заряда с оболочкой наблюдаются волны срыва реакции – периодические темные области. Волны срыва реакции возникают за счет боковых волн разрежения, приводящими к срыву реакции на краю заряда и распространению области нереагирующего вещества к центру заряда. В области отсутствия реакции вещество остается ударно-сжатым и через время, равное периоду адиабатической индукции, происходит тепловой взрыв, что приводит к восстановлению детонационного фронта по всему диаметру заряда.



Нитрометан (а)



НМ/ПММА 97/3 (б)



НМ/ПММА 96/4 (в)

Рис. 3.9. Фоторазвертки свечения детонационного фронта чистого и гелеобразного НМ. Снимки получены с помощью СФР в режиме целевой развертки.

При заданных условиях проведения эксперимента в чистом НМ волны срыва реакции незначительно распространяются к оси заряда. Максимальный размер неоднородностей, достигаемый на 14 мкс, составляет 6,4 мм. Скорости их распространения варьируются от 2 до 3,2 км/с. При растворении в нитрометане ПММА волны срыва реакции проникают значительно ближе к центру заряда. В смеси НМ/ПММА 97/3 размер области срыва реакции достигает 18 мм, и скорость ее увеличения составляет 3,4 км/с. При

увеличении концентрации ПММА до 4 вес.% скорость распространения волн срыва реакции к оси заряда увеличивается до 3,7 км/с. При этом они достигают центра, что свидетельствует о близости диаметра к критическому значению.

Таким образом, приведенные фоторазвертки наглядно демонстрируют изменение характера течения, обусловленного волнами срыва реакции, и свидетельствуют об увеличении критического диаметра с возрастанием концентрации ПММА.

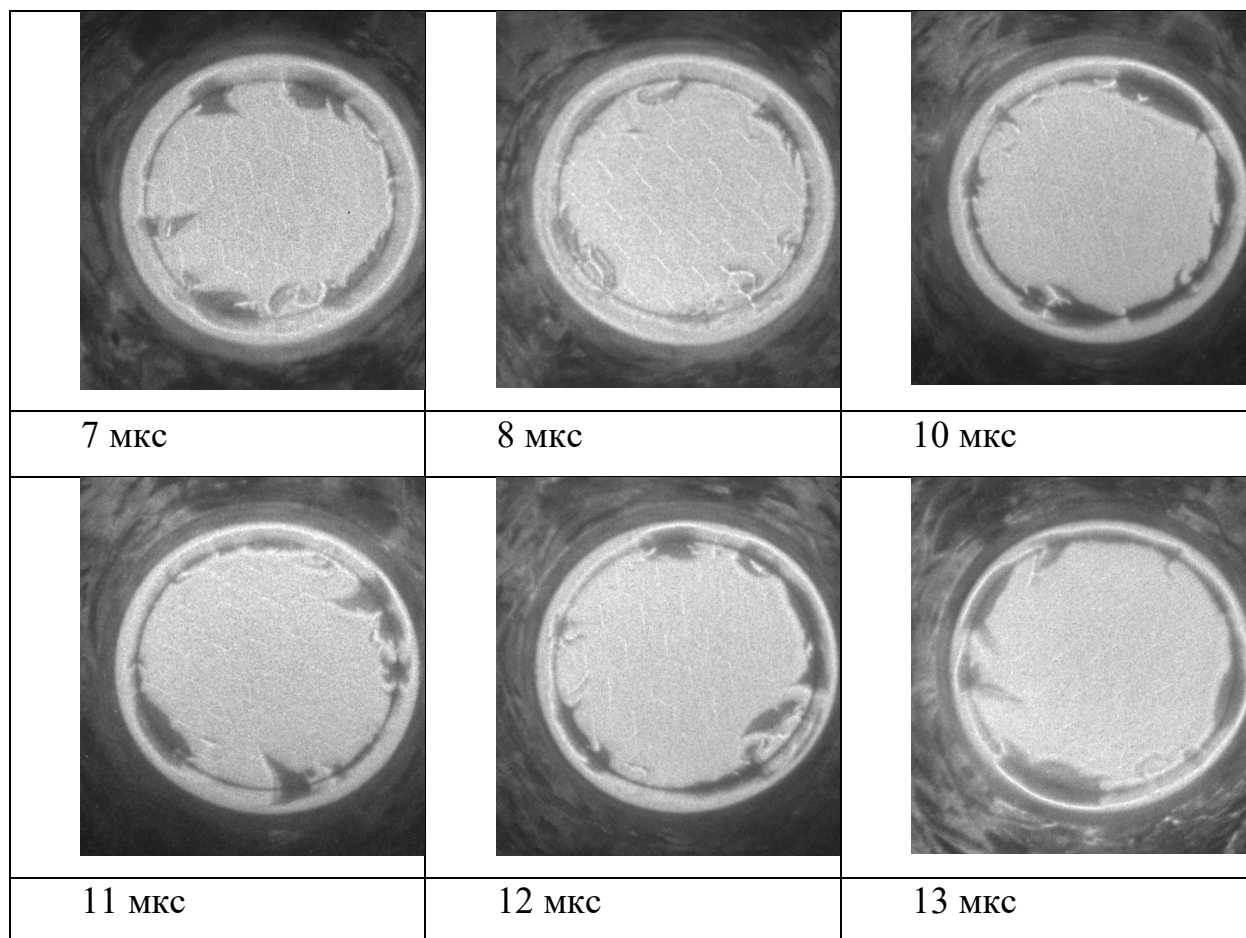


Рис. 3.10. Свечение детонационного фронта чистого НМ, полученное на камере Наногейт 22/16.

С помощью СФР можно наблюдать только свечение области фронта, вырезанное узкой щелью, через которую ведется регистрация, а не всю поверхность заряда. Для получения более наглядной картины пространственного возникновения и распространения волн срыва реакции были проведены эксперименты скоростной восьмиканальной шестнадцати

кадровой электронно-оптической камерой НАНОГЕЙТ-22/16 с выдержкой 10 нс на кадр. Камера позволяет получить 16 кадров с временным интервалом от наносекунд до микросекунд. Пространственное разрешение методики составляет примерно 100 мкм.

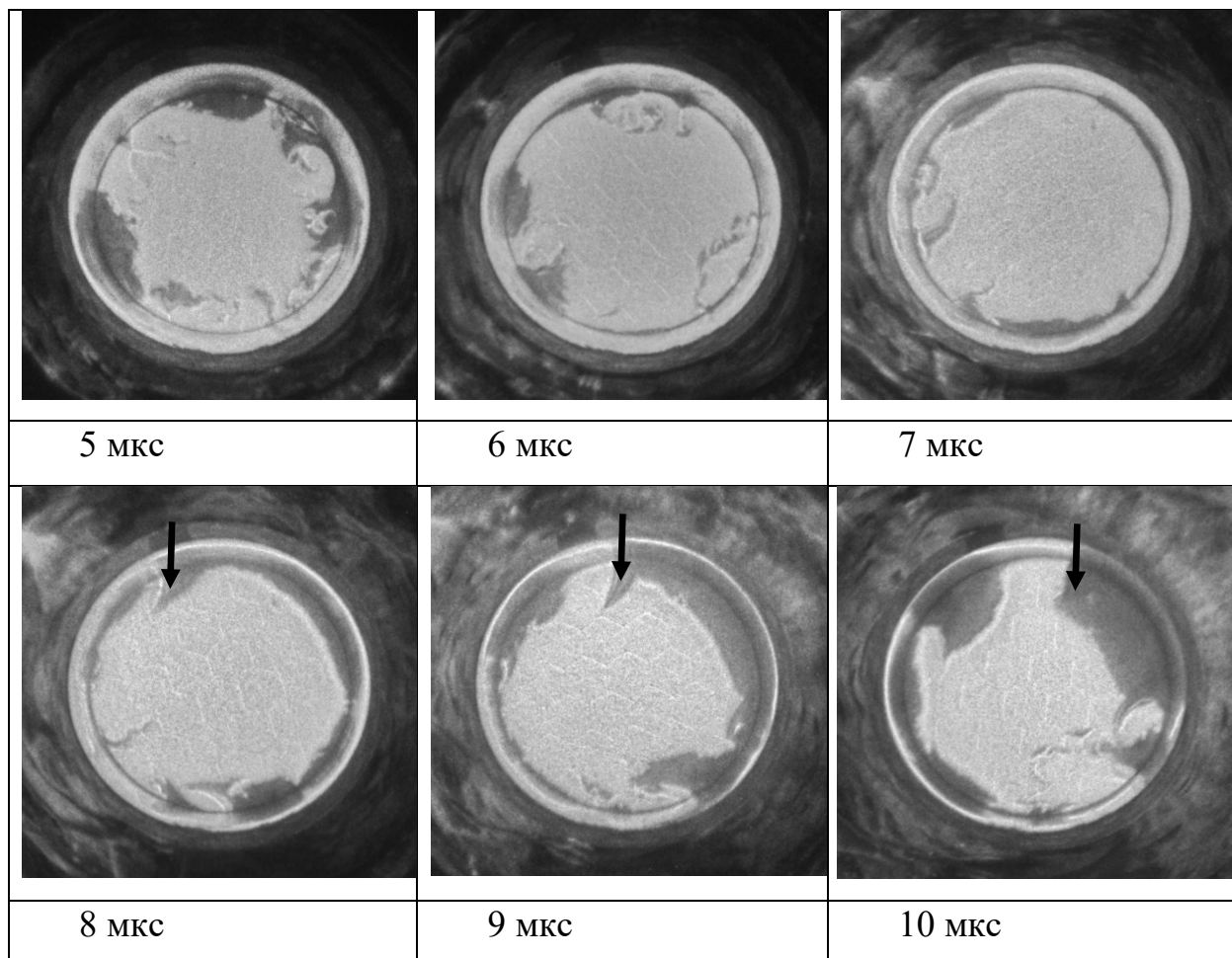


Рис. 3.11. Свечение детонационного фронта смеси НМ/ПММА 97/3, полученное на камере Наногейт 22/16.

На Рис.3.10 представлено свечение детонационного фронта для чистого НМ, полученное камерой Наногейт 22/16. Схема эксперимента полностью аналогична описанной выше для СФР (Рис.3.8). Синхронизация запуска камеры осуществлялась с помощью контактного датчика, установленного на внешнюю сторону экрана. На рис. 3.8 указаны времена задержки от момента срабатывания датчика. Прежде всего следует отметить, что возникновение волн срыва реакции формируется не по всей границе с оболочкой, а в отдельных, часто изолированных друг от друга областях, характерный размер

которых можно оценить из полученных в эксперименте снимков. Например, для кадра, соответствующего задержке в 7 мкс, радиальный размер неоднородности составляет 4,6 мм, а угловой 12,9 мм. Однако характер эволюции областей прекращения реакции сложно проследить, так как за 1 мкс между кадрами происходят значительные изменения.

При добавлении к НМ 3 вес.% ПММА (Рис. 3.11) характерный размер областей срыва реакции значительно увеличивается, что особенно отчетливо наблюдается на последнем кадре. На приведенных кадрах видно, что с 5 по 7 мкс волны срыва реакции уменьшаются в размерах, а с 8 по 10 увеличиваются. В данной смеси также можно измерить скорости роста областей прекращения реакции. Они изменяются в интервале от 2,4 км/с до 2,8 км/с. Кроме того, регистрируется кажущееся «вращение» этих областей по часовой стрелке со скоростью 6,6 км/с (отмечено стрелками на рис. 3.11 с 8 по 10 мкс). Размер самой крупной неоднородности на кадре 10 мкс составляет $8,3 \times 22 \text{ мм}^2$.

Эффективным является метод стабилизации неустойчивого течения на границе заряда с оболочкой при добавлении различных мелких частиц, в частности, полых микросфер. При этом возникают горячие точки, что приводит к увеличению скорости химической реакции НМ. В результате уменьшается критический диаметр детонации, увеличивается ударно-волновая чувствительность, меняются детонационные параметры вещества. Аналогичная картина наблюдается и для гелеобразного НМ. На Рис. 3.12 приведен один из кадров, полученный камерой Наногейт 22/16, для смеси (НМ/ПММА) с 2 вес.% полых стеклянных МС со средним диаметром $70 \pm 20 \text{ мкм}$. Видно, что в отличие от Рис.3.10 и 3.11 граница с оболочкой является гладкой, и формирование волн срыва реакции не наблюдается.

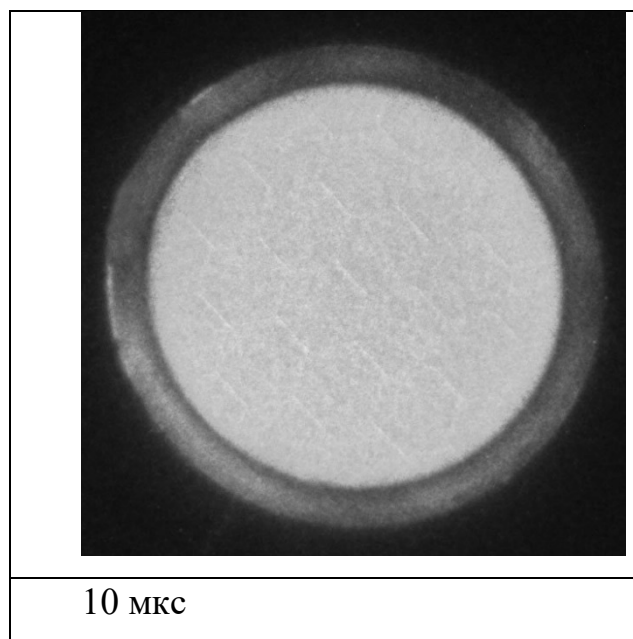


Рис. 3.12. Один из кадров, демонстрирующий свечение детонационного фронта смеси НМ/ПММА 97/3 +2 вес.% МС, полученное на камере Наногейт 22/16.

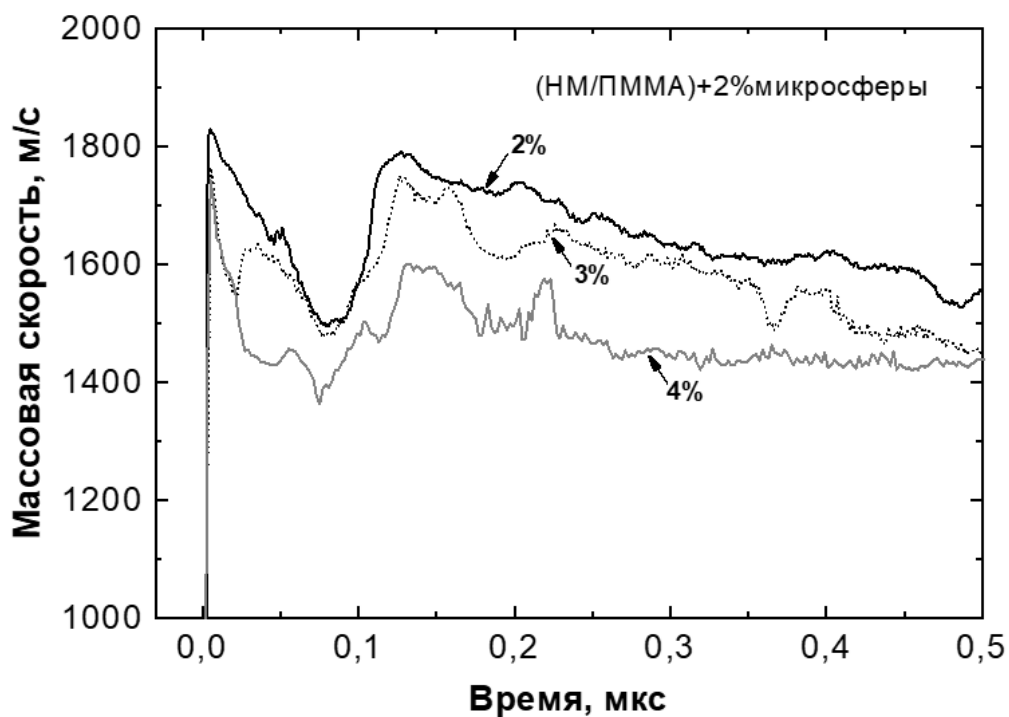


Рис. 3.13. Профили массовой скорости при разной концентрации ПММА и 2 вес.% микросфер.

На рис. 3.13 приведены профили массовой скорости для смеси НМ/ПММА/микросферы при разных концентрациях ПММА с добавлением 2 вес.% микросфер. Заметно уменьшение массовой скорости при увеличении концентрации ПММА.

Выводы по главе 3

- Результаты проведенных исследований показывают, что оптимальное содержание ПММА для однородности смеси в течение 24 часов и наименьшего снижения параметров детонации составляет 3%.
- Показано, что добавки ПММА к НМ влияют как на вязкость, так и на процесс детонации. Даже небольшое количество ПММА (2%) влияет на устойчивость фронта детонации, что можно наблюдать в виде осцилляций на профилях массовой скорости. Они обусловлены ячеистой структурой фронта детонации, чего не наблюдалось в чистом НМ. Такое же явление наблюдалось в других работах, при добавлении «инертных» разбавителей, таких как ацетон и метанол, что обусловлено снижением начальной скорости реакции.
- Следствием снижения скорости химической реакции является также увеличение критического диаметра смеси НМ/ПММА. При добавлении ПММА к НМ также снижаются параметры детонации, что особенно заметно при концентрации 4%.
- При добавлении ПММА к нитрометану полученная гелеобразная смесь остается гомогенной, и ее критические параметры определяются теми же закономерностями, что и в чистом НМ. В частности, критический диаметр определяется возникновением волн срыва реакции, которые образуются одновременно не по всей внутренней границе заряда с оболочкой, а лишь в отдельных областях. Данные области то уменьшаются, практически исчезая, то снова увеличиваются, доходя в случае гелеобразного НМ почти до центра заряда вследствие замедления кинетики химической реакции. Это приводит к увеличению критического диаметра детонации вещества.

ГЛАВА 4. ДЕТОНАЦИОННЫЕ ПАРАМЕТРЫ И КРИТИЧЕСКИЙ ДИАМЕТР СМЕСИ ГЕЛЕОБРАЗНОГО НИТРОМЕТАНА С МИКРОСФЕРАМИ

4.1 Исследуемые смеси и подготовка зарядов

В данной работе [105] исследуется нитрометан (CH_3NO_2) (нитрометан, 99%, чистый, ACROS Organics™) с начальной плотностью ρ_0 1,12 г/см³. Для формирования горячих точек в НМ используются полые стеклянные микросферы (C15, 3M Inc.) плотностью 0,14 г/см³. Их средний диаметр составляет около 70 ± 20 мкм, а толщина стенки – 1 мкм. Для их удержания в объеме взрывчатого вещества в НМ растворялась стружка полиметилметакрилата (ПММА) ($\text{C}_5\text{O}_2\text{H}_8$)_n плотностью 1,19 г/см³. В результате получается гелеобразный нитрометан, процесс приготовления которого подробно описан в главе 3 и в работе [96]. Было показано, что 3 вес.% ПММА достаточно для обеспечения стабильности смеси в течение не менее 24 часов. Поэтому в последующих экспериментах используется смесь НМ/ПММА 97/3 в качестве гелеобразного НМ во всех испытаниях.

Поверхностная структура смеси, содержащей 16 вес.% стеклянных микросфер (МС), показана на рис. 4.1. Исследование проводили методом сканирующей электронной микроскопии на микроскопе ЕМ-30 (СОХЕМ) с термоэмиссионным катодом. Средний размер частиц определяли с помощью программного обеспечения Digimizer по результатам не менее 200 измерений. Согласно данным СЭМ, образец представляет собой смесь полых стеклянных микросфер (рис. 1а) толщиной стенки ~ 1 мкм и связующего компонента (нитрометан/полиметилметакрилат), образующего перемычки между отдельными сферами (рис. 1b). Стеклянные микросферы занимают почти весь объём образца. Средний диаметр МС составляет 70 ± 20 мкм.

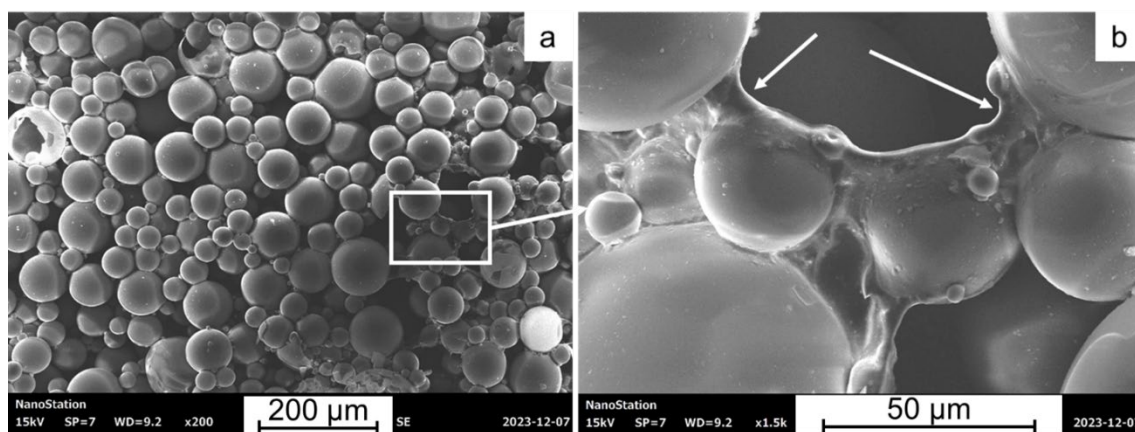


Рис. 4.1. Структура поверхности смеси гелеобразного НМ с МС.

Схема экспериментов представлена на рис. 4.2. Взрывчатая смесь помещалась в стеклянную оболочку, длина которой варьировалась от 10 до 30 диаметров. Для инициирования детонации в смеси использовался взрывной генератор плоской ударной волны (бустер). Для отражения лазерного луча (532 нм) использовалась толстая алюминиевая фольга толщиной 400 мкм из-за большого размера неоднородностей. Фольга располагалась между торцом заряда и водяным окном. Профили массовой скорости регистрировались многоканальным лазерным интерферометром VISAR [81]. Для определения абсолютного значения массовой скорости одновременно использовались два интерферометра с константами полос скорости 280 м/с и 1280 м/с. Скорость детонации D измерялась с помощью электроконтактного датчика, который размещался внутри оболочки и состоял из изолированных друг от друга штырей. Они замыкались продуктами взрыва при распространении детонационной волны. В качестве дополнительной временной метки использовался сигнал VISAR. Расстояние измерения скорости детонации D составляло не менее 40 мм. Точность измерения скорости детонации не хуже $\pm 0,4\%$.

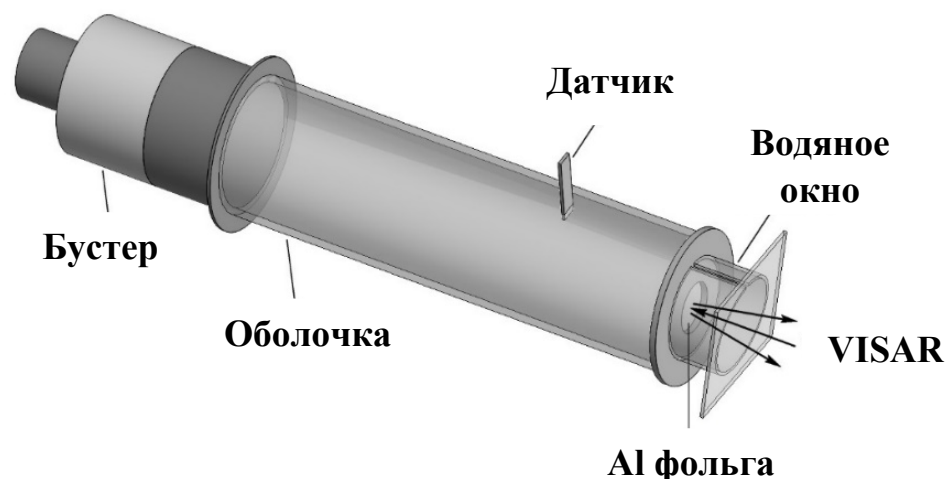


Рис. 4.2. Схема экспериментальной установки.

4.2 Профили массовой скорости и структура зоны реакции

Профили скорости, зарегистрированные на границе раздела взрывчатое вещество/вода для гелеобразного НМ с 0,5–30 вес.% МС в зарядах различного диаметра, представлены на рис. 4.3–4.8. Цифры обозначают внутренний диаметр стеклянной оболочки в мм. Профили скорости для смесей с различными концентрациями МС показывают, что добавление 0,5% МС (кривые 24,0 мм на рис. 4.3 и 14,0 мм на рис. 4.6) качественно не меняет структуру зоны реакции гелеобразного НМ (из работы [96]). Это соответствует теории Зельдовича-фон Неймана-Дёринга [6,7,106], предсказывающей образование химпика – после начального скачка ударной волны наблюдается падение скорости по всей зоне реакции. Резкое увеличение скорости через 100 нс после начального скачка ударной волны (эта особенность отмечена стрелкой на рис. 4.3) обусловлено циркуляцией волн сжатия и разрежения через фольгу толщиной 400 мкм и не связано со структурой детонационной волны. Нам приходится использовать Al фольгу с толщиной, превышающей диаметр МС. Подробный анализ влияния толщины алюминиевой фольги на регистрируемую структуру профилей скорости в жидких и прессованных взрывчатых веществах рассмотрен в работах [107,108]. Авторы работы [107] провели аналогичные эксперименты для жидкого взрывчатого вещества тетранитрометана, где они изменяли толщину

фольги от 7 до 400 мкм в тех же испытаниях. Было показано, что влияние ее толщины проявляется на профилях скорости только в первых волнах, циркулирующих через фольгу. Более того, регистрируемая амплитуда пика скорости уменьшается с увеличением толщины фольги, в то время как время реакции остается неизменным. Эти результаты также подтверждаются численным моделированием [108]. Гетерогенная структура фронта детонации определяется в основном диаметром МС, а не ячеистой структурой, как это имеет место в гомогенных взрывчатых веществах. По мере приближения к критическому диаметру параметры детонации смеси уменьшаются и химпик исчезает. Кривая 11,6 на рис. 4.7 для 0,5% МС соответствует затухающей детонации. В данном случае высокое значение массовой скорости обусловлено тем, что мы наблюдаем начальную стадию срыва детонации. Однако отсутствие химпика свидетельствует о близости этого диаметра к критическому. Кривые для диаметров 11,6 мм, 4,3 мм и 4,7 мм, представленные на рис. 4.7, соответствуют срыву детонации при концентрациях МС 0,5%, 5% и 13% соответственно.

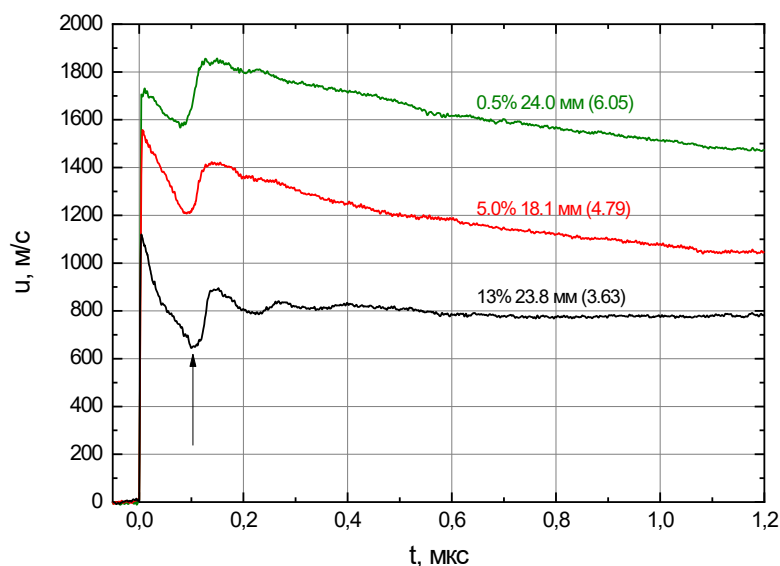


Рис. 4.3. Профили массовой скорости для смесей НМ/ПММА/МС при максимальном диаметре $d_{\max}$. Скорость детонации в км/с указана в скобках для каждой концентрации МС.

Увеличение концентрации МС также влияет на структуру ударного фронта. На рис. 4.3-4.4 и 4.6 при установлении стационарных детонационных волн отчетливо фиксируется скачок ударной волны, тогда как в зарядах с диаметром меньше критического размытие фронта импульса сжатия достигает нескольких десятков нс (рис. 4.5).

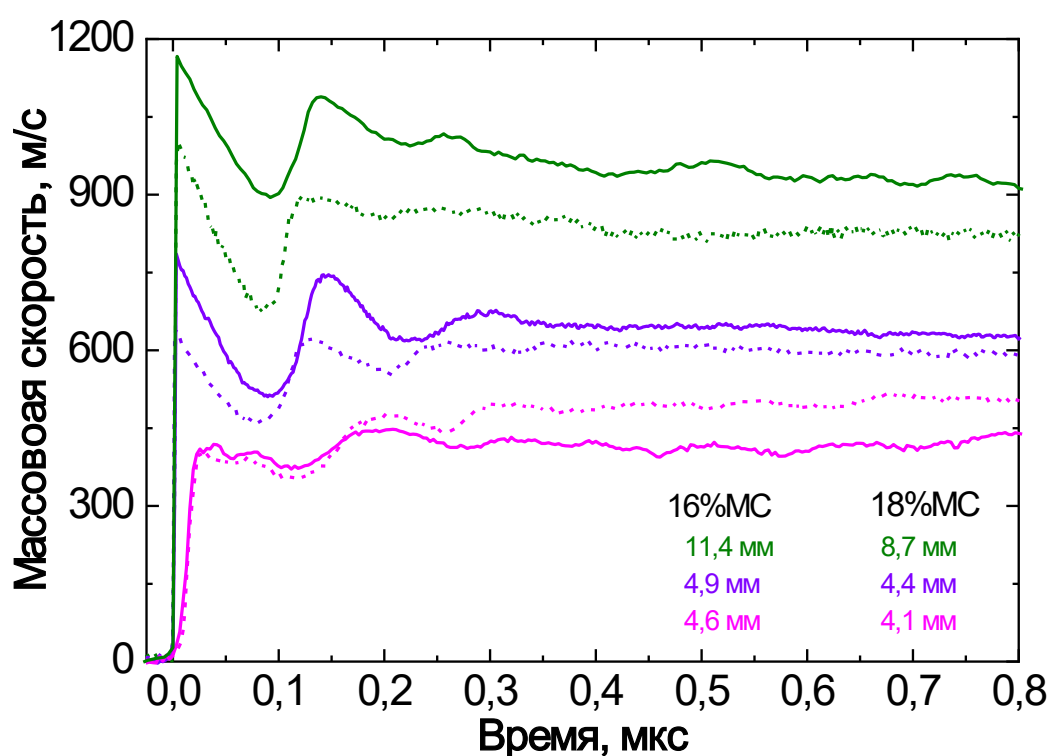


Рис. 4.4. Профили массовой скорости для смеси (НМ/ПММА)/МС (97/3)/16 (прерывистая кривая) и (97/3)/18 (сплошная кривая) при различных внутренних диаметрах стеклянной оболочки.

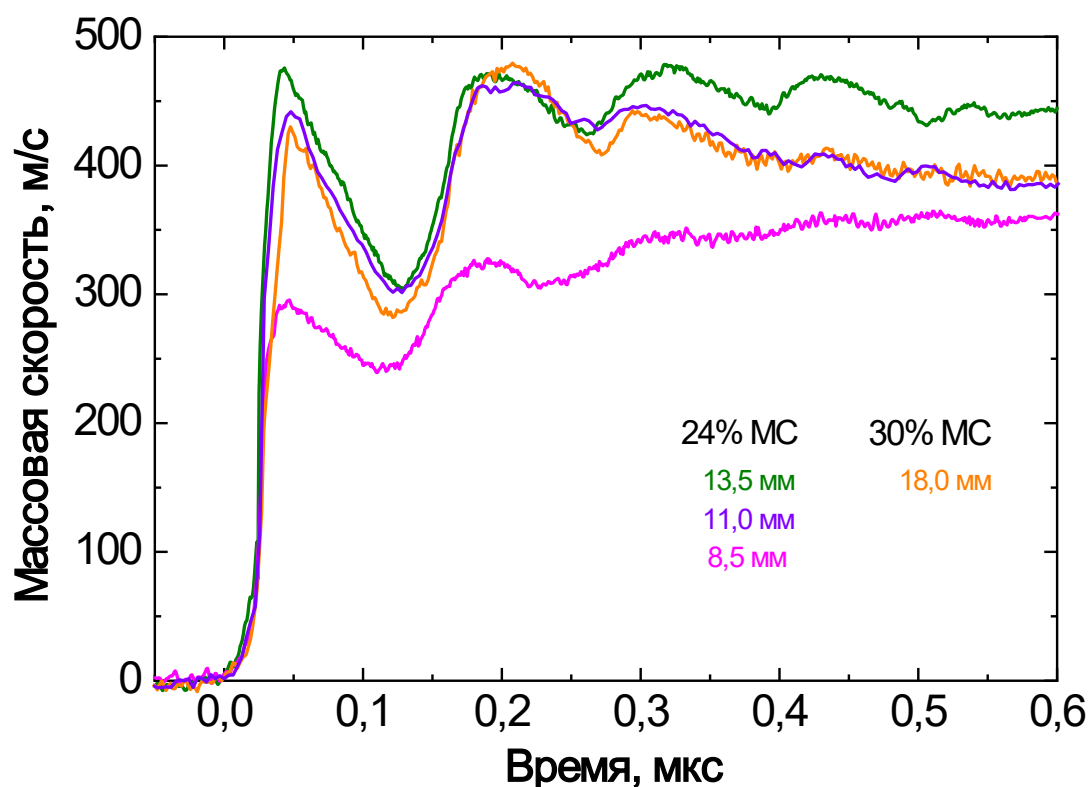


Рис. 4.5. Профили массовой скорости для смеси НМ/ПММА/МС при высокой пористости при разных диаметрах оболочки.

Одинаковый характер изменения скорости во времени наблюдается для концентраций МС в смеси – 0,5–13 вес.% (рис. 4.3–4.6) [105]. Из рис. 4.3–4.4 и 4.6 видно, что отношение амплитуды химпика к параметрам в точке ЧЖ возрастает с увеличением концентрации МС в нитрометане. Следует отметить, что на всех представленных профилях после начального ударного скачка наблюдается резкое падение скорости на время, превышающее 100 нс. Причём это время увеличивается с ростом концентрации МС. Можно предположить, что это связано с образованием химпика в зоне реакции. Однако это предположение плохо согласуется с тем фактом, что в чистом нитрометане ширина зоны реакции не превышает 50 нс [33,96,102,103]. Также, согласно существующим представлениям, добавление микросфер должно приводить к увеличению начальной скорости реакции и сокращению времени реакции. В

связи с этим наблюдаемое снижение скорости в течение столь длительного времени, вероятно, обусловлено не только химической реакцией, но и последующей динамикой схлопывания пор. Согласно исследованиям авторов [109], характерное время схлопывания стеклянной микросферы в вязких средах составляет около 100 нс при давлениях, реализованных в наших экспериментах. Из-за одновременного протекания двух сопоставимых по времени процессов – химической реакции НМ и схлопывания МС, истинное положение точки ЧЖ становится весьма неопределённым. Поэтому в данной работе при определении параметров детонации смеси предполагалось, что длительность пика скорости совпадает с характерным временем реакции, которое принималось равным примерно 200 нс. При превышении этого времени наблюдается уменьшение градиента скорости по сравнению со значением в зоне химпика (рис. 4.3).

Профили скорости для смесей гелеобразного НМ с 16–30 вес.% МС в стеклянных оболочках разного внутреннего диаметра показаны на рис. 4.4 и 4.5. На рис. 4.4 показаны экспериментальные результаты для смесей (НМ/ПММА)/МС (97/3)/16 (пунктирные кривые) и (97/3)/18 (сплошные кривые).

Рис. 4.4 иллюстрирует, что детонационные параметры смеси падают при уменьшении диаметра заряда, а ниже критического диаметра детонация затухает. В этом случае химпик исчезает. В смесях, содержащих 16% и 18% МС, профили, соответствующие затуханию детонации, были получены при диаметрах оболочки 4,6 мм и 4,1 мм соответственно. Стоит отметить, что профили скорости для концентрации 18% МС выше, чем для 16% МС. При меньших концентрациях микросфер такого эффекта не наблюдалось: амплитуда массовой скорости при одинаковом диаметре уменьшалась с увеличением пористости. То же самое касается и критического диаметра детонации: после минимума при 8 вес.% МС он плавно возрастает до 13 вес.% МС. Однако противоположная ситуация наблюдается в случае 16 и 18 вес.% МС. Возможные причины этого явления будут обсуждены позже.

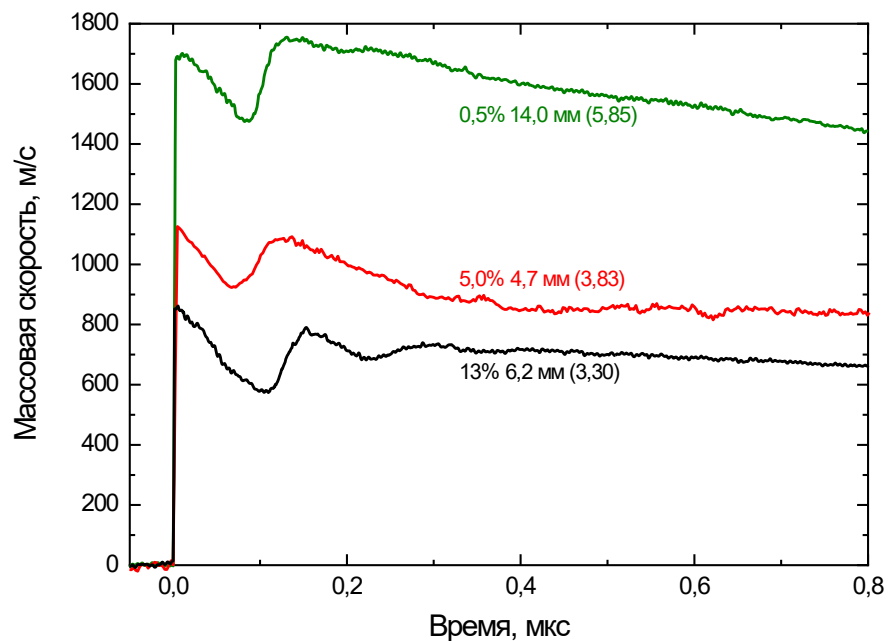


Рис. 4.6. Профили массовой скорости для смеси НМ/ПММА/МС при диаметрах, близких к критическому. Скорость детонации указана в скобках в км/с.

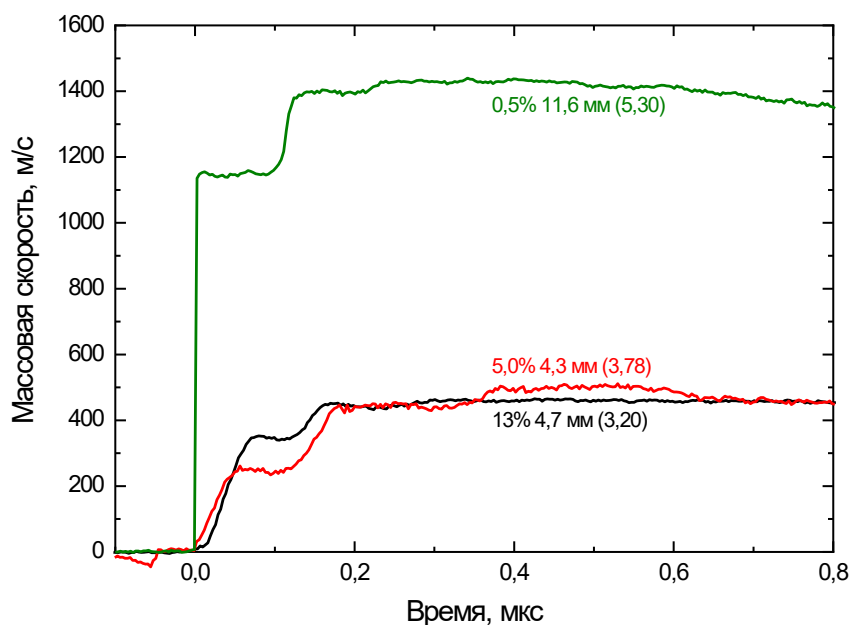


Рис. 4.7. Профили массовой скорости для смеси НМ/ПММА/МС при диаметрах оболочки меньше критического. Средняя скорость ударной волны указана в скобках в км/с.

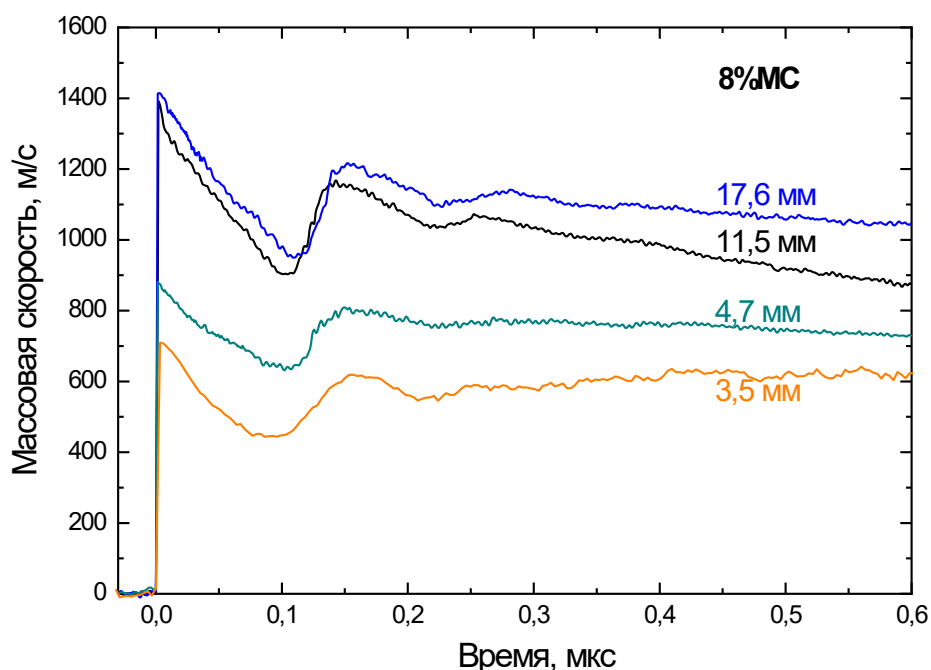


Рис. 4.8. Профили скорости для смеси (НМ/ПММА)/МС (97/3)/8 при разных внутренних диаметрах стеклянной оболочки.

На примере смеси НМ/ПММА/МС (97/3)/8 можно проследить, как изменяются профили скорости при стационарной детонации с уменьшением диаметра заряда (рис. 4.8). В отличие от чистого и гелеобразного НМ, являющихся гомогенными взрывчатыми веществами, амплитуда профилей скорости уменьшается в два раза при уменьшении диаметра с 17,6 мм до 3,5 мм.

4.3 Параметры детонации в точке Чепмена-Жуге

Полученные профили массовой скорости и измеренная скорость детонации позволяют найти зависимость параметров детонации взрывчатого вещества от концентрации МС. На рис. 4.9 показано определение параметров детонации смеси (НМ/ПММА)/МС (97/3)/0,5 в плоскости давление P – весовая скорость u . При известном времени реакции параметры ЧЖ определяются путем анализа ударно-волновых взаимодействий в плоскости давление P –

массовая скорость и [96]. Соответствующая диаграмма для смеси в стеклянной оболочке с внутренним диаметром 24 мм представлена на рис. 4.9. Ударная адиабата продуктов детонации аппроксимировалась политропой $P=P_{\text{ЧЖ}}(\rho/\rho_{\text{ЧЖ}})^n$, которая в переменных P -и имеет вид:

$$P = P_{\text{ЧЖ}} \left(1 + \frac{n-1}{2n} \left(\frac{u}{u_{\text{ЧЖ}}} - 1 \right) \right)^{\frac{2n}{n-1}}.$$

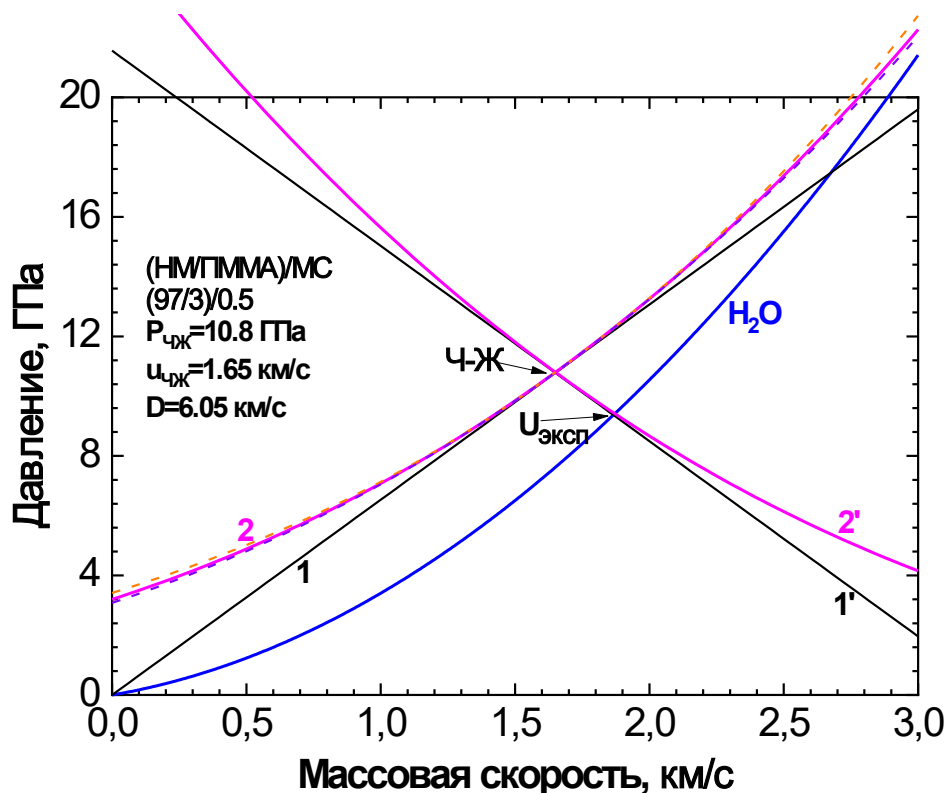


Рис. 4.9. Ударная волна в плоскости давление P - массовая скорость u . 1 – прямая Михельсона для смеси (НМ/ПММА)/МС (97/3)/0,5; 1' – зеркальное отражение прямой Михельсона; 2 – ударная адиабата продуктов детонации; 2' – изэнтропа разгрузки для продуктов детонации; H_2O – ударная адиабата воды.

Точка $U_{\text{эксп}}$ взята из эксперимента и соответствует пересечению изэнтропы разгрузки продуктов детонации 2', которая близка к зеркальному отражению ударной адиабаты продуктов детонации 2 относительно точки ЧЖ, с ударной

адиабатой воды. Такое состояние достигается после нескольких циркуляций волны в алюминиевой фольге. Время реакции во взрывчатой смеси, составляющее, как отмечалось выше, ~ 200 нс, превышает время циркуляции в фольге (примерно 100 нс). И поэтому, как следует из работы [107], волновые взаимодействия в фольге не могут быть учтены при рассмотрении течения в плоскости P - u для определения параметров ЧЖ. Поскольку прямая Михельсона 1 касается ударной адиабаты продуктов детонации 2 в точке ЧЖ, а ударные адиабаты взрывчатого вещества и воды достаточно близки, в пределах экспериментальной погрешности точку ЧЖ можно определить, используя зеркальное отражение прямой Михельсона 1' (ЧЖ на рис. 4.9). По этой же причине величина показателя политропы n не оказывает заметного влияния на определение параметров ЧЖ. На рис. 4.9 при построении кривых 2 и 2' предполагалось, что $n = 3$. При изменении показателя политропы n от 2 до 4 изменение значения скорости не превышает точности измерений (штриховые кривые рядом с кривой 2 на рис. 4.9). Основная погрешность обусловлена неопределенностью положения точки $U_{\text{эксп}}$ на измеренных профилях скорости, поскольку время реакции точно не определено. Поэтому точность определения значений u и P составляет около 5%. Полученные таким образом значения давления и массовой скорости в точке ЧЖ, а также начальная плотность и измеренная скорость детонации представлены в таблице 4.1. Показано, что с ростом концентрации МС давление ЧЖ существенно уменьшается – с 13 ГПа для гелеобразного НМ до примерно 2 ГПа при 13% МС.

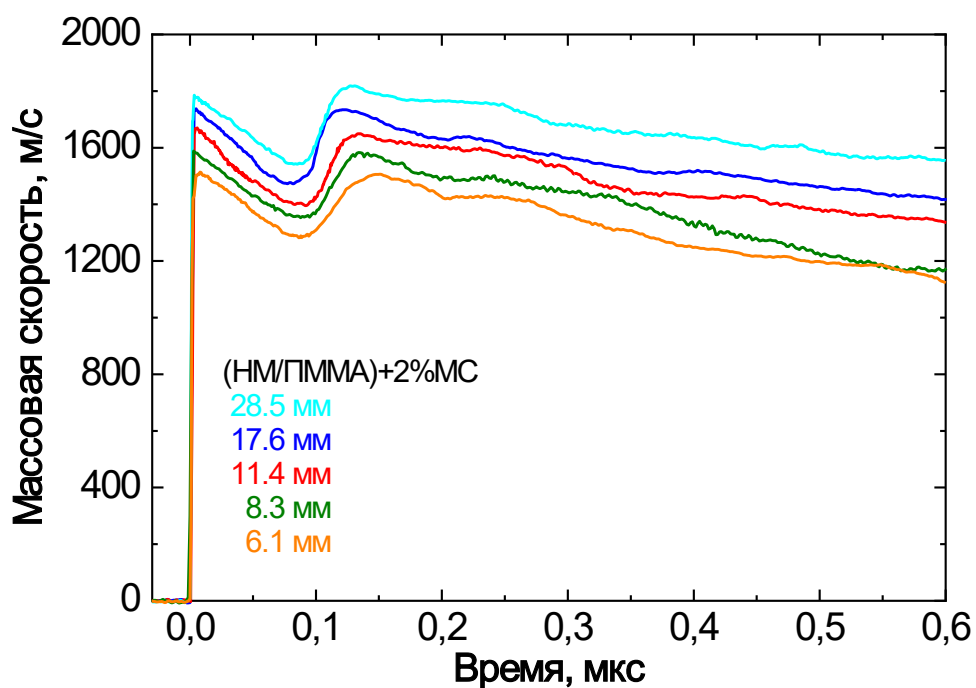


Рис. 4.10. Профили массовой скорости для смеси НМ/ПММА/МС (97/3)/2 при разных диаметрах оболочки.

Таблица 4.1. Параметры детонации в смеси НМ/ПММА/МС (97/3)/2 при разных диаметрах стеклянной оболочки.

№	d,	D,	u,	P,
	мм	км/с	км/с	ГПа
1	28,5	5,68	1,70	9,5
2	23,8	5,58	1,59	8,7
3	17,6	5,57	1,59	8,7
4	11,4	5,45	1,55	8,2
5	8,3	5,35	1,47	7,7
6	6,1	4,32	1,47	6,3

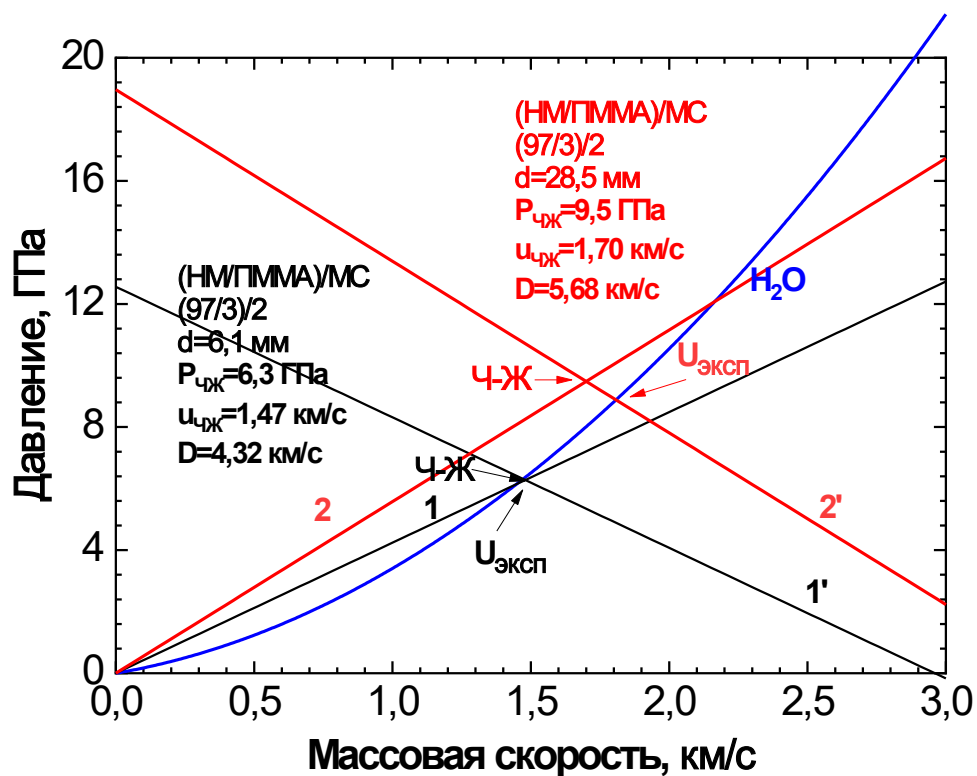


Рис. 4.11. Плоскость давление P - массовая скорость u . 1 – прямая Михельсона для смеси (НМ/ПММА)/МС (97/3)/2 при диаметре оболочки 6,1 мм; 1' – зеркальное отражение прямой Михельсона; 2 – прямая Михельсона для смеси (НМ/ПММА)/МС (97/3)/2 при диаметре оболочки 28,5 мм; 2' – зеркальное отражение прямой Михельсона; H_2O – ударная адиабата воды.

На рис. 4.10 приведены профили массовой скорости для смеси гелеобразного НМ с МС при концентрации МС 2% [110]. В таблице 4.1 приведены значения массовой скорости u и давление P , рассчитанные методом, приведённом на рис. 4.9. С уменьшением диаметра оболочки заметно уменьшение параметров в точке ЧЖ, при приближении к критическому диаметру массовая скорость падает на 14 %, а давление на 34%, в сравнении со значениями при D_{max} .

Точное положение точки Чепмена-Жуге для исследуемой смеси неизвестно, так как неизвестно точное время реакции, для расчётов использовалось значение времени реакции 200 нс, уменьшение или

увеличение этого времени добавляет погрешность в значения P и u около 5%. В таблице 4.2 приведены значения при расчёте P и u при значении времени реакции от 150 до 300 нс.

Таблица 4.2. Значение массовой скорости и давления в точке Чепмена-Жуге при различном значении времени реакции.

t реакции, нс	$u_{\text{ЧЖ}},$ км/с	$P_{\text{ЧЖ}},$ ГПа
150	1,676	9,40
200	1,647	9,17
250	1,622	9,04
300	1,551	8,67

4.4 Критический диаметр и зависимость скорости детонации от диаметра заряда

Критический диаметр детонации $d_{\text{кр}}$ является одним из стандартных критериев детонационной способности взрывчатых веществ. Это минимальный диаметр заряда, при котором взрывной процесс распространяется в нём при постоянных параметрах. Для определения этого диаметра использовались результаты регистрации профилей скорости в зарядах различного диаметра d . При диаметре оболочки меньше критического для смеси детонационная волна затухает, а профиль скорости резко отличается от профиля скорости при стационарной детонации.

Экспериментальные результаты для смеси гелеобразного нитрометана с содержанием МС от 0 до 30 вес.% представлены в таблице 4.3. Она включает состав смеси в весовых процентах; плотность ρ_0 , рассчитанную аддитивным методом, которая совпадает с измеренной до 20 вес.% МС; критический диаметр детонации $d_{\text{кр}}$; идеальная скорость детонации $D_{\text{ид}}$ (аппроксимированная скорость детонации при бесконечном диаметре заряда), массовую скорость u и давление P в точке ЧЖ, соответствующие максимальному диаметру заряда в проведенных экспериментах.

Таблица 4.3. Параметры смеси гелеобразного НМ с полыми МС.

№	МС, вес. %	ρ_0 (аддитивная), г/см ³	$d_{кр}$, мм	$D_{ид}$, км/с	u , км/с	P , ГПа
1	0,00	1,120	16,5±0,1	6,30±0,02	1,84±0,09	13,0±0,7
2	0,50	1,080	12,5±0,1	6,20±0,02	1,65±0,08	10,8±0,5
3	2,00	0,980	6,0±0,1	5,70±0,02	1,59±0,08	8,7±0,4
4	5,00	0,830	5,0±0,1	4,98±0,02	1,43±0,07	5,8±0,3
5	8,00	0,720	3,5±0,1	4,40±0,02	1,35±0,07	4,1±0,2
6	10,00	0,659	4,5±0,1	4,00±0,02	1,08±0,05	2,8±0,1
7	13,00	0,586	5,0±0,1	3,67±0,02	1,00±0,05	2,1±0,1
8	16,00	0,528	4,7±0,1	3,70±0,02	1,10±0,06	2,1±0,1
9	18,00	0,496	4,3±0,1	4,05±0,02	1,30±0,07	2,5±0,1
10	20,00	0,467	5,1±0,1	3,45±0,02	1,10±0,06	1,8±0,1
11	24,00	0,418	9,0±0,4	2,66±0,03	0,70±0,04	0,80±0,04
12	30,00	0,361	16,0±1,0	2,66±0,03	0,65±0,03	0,60±0,03

Как уже отмечалось, добавление МС приводит к уменьшению критического диаметра детонации смеси. Это демонстрирует рис. 4.12, на котором приведено сравнение зависимостей скорости детонации смеси от внутреннего диаметра стеклянной оболочки для гелеобразного НМ (заполненные кружки, из [96]) и его смесей с 0,5–13 вес.% МС. Пустые символы указывают на отсутствие детонации для исследованных смесей. Как видно из рис. 4.12, добавление 2 вес.% МС существенно уменьшает критический диаметр детонации с 16,5 мм до 6 мм. При этом изменяется и характер зависимости скорости детонации от диаметра заряда. Для гелеобразных НМ скорость детонации практически постоянна и лишь незначительно уменьшается при приближении к критическому диаметру, что характерно для гомогенных ВВ [4]. В гетерогенных ВВ наблюдается заметное снижение скорости детонации на «предельном» диаметре, который может значительно превышать критический [4]. Такой характер изменения скорости детонации получен в исследуемой смеси при добавлении МС. Например, в смеси с 2 вес.% МС снижение скорости детонации превышает 15% при уменьшении диаметра заряда от 8 мм до критического значения. Следует также отметить, что в экспериментах даже при больших диаметрах скорость

детонации не достигает постоянных значений и возрастает с увеличением диаметра. Поэтому для определения идеальной скорости детонации D смеси, реализующейся при бесконечном диаметре, полученные результаты анализировались как зависимость D от величины, обратной диаметру $1/d$. Экстраполяция $1/d$ к нулю даёт искомое значение D . Например, на рис. 4.13 представлены зависимости для нескольких концентраций МС (2, 8, 13 вес.%).

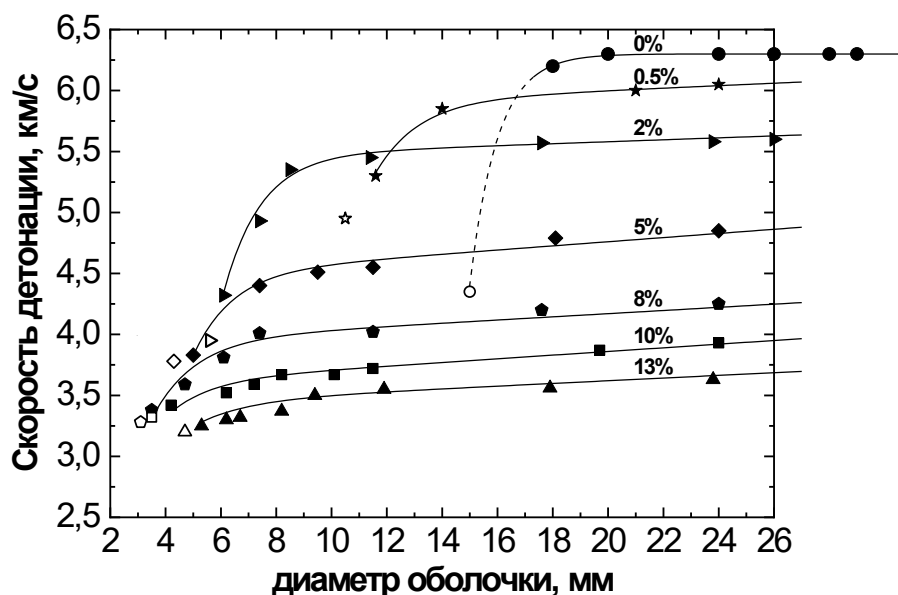


Рис. 4.12. Скорость детонации смеси в зависимости от диаметра оболочки для концентрации микросфер 0-13 вес.%. Пустые символы – срыв реакции.

Видно, что при больших диаметрах данные хорошо аппроксимируются линейной зависимостью, что позволяет определять D с хорошей точностью.

Одновременная регистрация профилей скорости смесей и измерение скорости детонации позволяет с высокой точностью определить значения критического диаметра ВВ. Например, для смеси НМ/ПММА/МС (97/3)/5 видно, что значения скорости детонации при 4,7 мм и 4,3 мм различаются незначительно. При этом из рис. 4.6 и 4.7 (кривые 5,0%) видно, что в первом случае смесь еще детонирует, а во втором зафиксирован срыв детонации. На рис. 4.14 представлена зависимость критического диаметра детонации смеси

от пористости ψ вместе с данными для аналогичной смеси из работы [50]. В этой работе также использовался ПММА для повышения вязкости НМ, но в количестве 4% по весу, а также МС С15 для формирования горячих точек. Пористость смесей НМ/ПММА/МС (ψ) определялась как отношение объёма воздуха, содержащегося в микросферах, к полному объёму смеси. Расчёт проводился при следующих значениях плотности: 1,12 г/см³ для НМ с 3% ПММА (1,13 г/см³ для НМ с 4% ПММА); 2,54 г/см³ для стекла и 0,14 г/см³ для МС.

4.5 Пористость смеси и критический диаметр

Расчёт пористости смеси проводился по аддитивной схеме исходя из её состава. Объём смеси складывается из объёмов загущённого нитрометана и микросфер, причём объём микросфер включает как объём стеклянных оболочек, так и объём заключённого в них газа. Пористость определялась как объёмная доля именно газа, поэтому объём оболочек из расчёта исключался. Доля газа в объёме микросфер составляет $(1 - \rho_{\text{МС}}/\rho_{\text{ст}}) = 0,945$, где $\rho_{\text{МС}} = 0,14$ г/см³ - насыпная плотность микросфер, $\rho_{\text{ст}} = 2,54$ г/см³ - плотность стекла. Соответственно, пористость смеси рассчитывалась по соотношению $\psi = m_{\text{МС}} (1/\rho_{\text{МС}} - 1/\rho_{\text{ст}}) / (m_{\text{гель}}/\rho_{\text{гель}} + m_{\text{МС}}/\rho_{\text{МС}})$, где $m_{\text{гель}}$ и $m_{\text{МС}}$ - массы загущённого нитрометана и микросфер, $\rho_{\text{гель}} = 1,12$ г/см³ - плотность загущённого нитрометана. Например, для смеси с 2 вес.% микросфер на 100 г состава объём геля равен 87,34 см³, объём микросфер 14,29 см³, полный объём смеси 101,63 см³, а объём заключённого в микросферах газа 13,49 см³, что даёт $\psi = 0,133$. Рассчитанные таким образом значения начальной плотности смесей совпадают с измеренными в пределах погрешности эксперимента вплоть до 20 вес.% МС, что подтверждает применимость аддитивной схемы в этом диапазоне. При более высоких концентрациях измеренная плотность оказывается ниже расчётной, что обсуждается ниже.

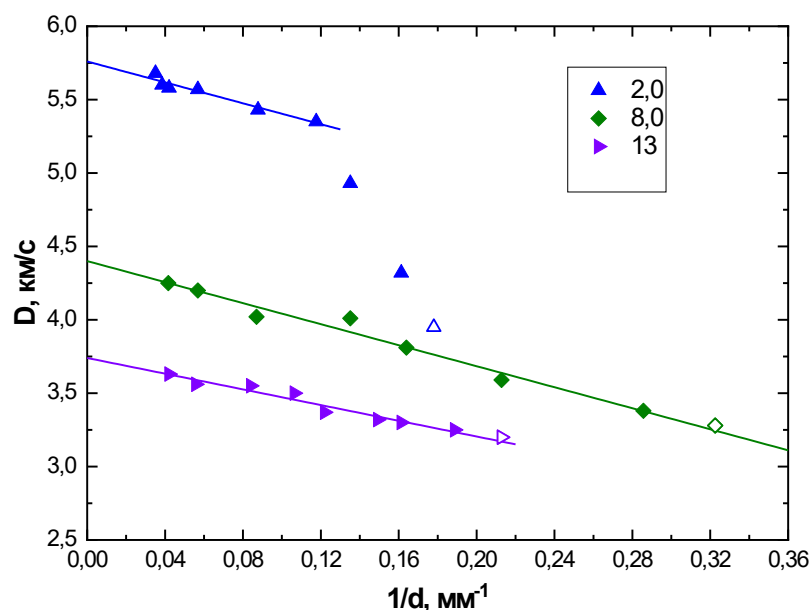


Рис. 4.13. Скорость детонации смеси в зависимости от обратного диаметра оболочки для концентрации МС 2, 8 и 13 вес.%. Пустые символы – срыв реакции.

Из рис. 4.14 (заполненные квадраты) видно, что наиболее существенное падение критического диаметра наблюдается при низких концентрациях МС – от 16,5 мм до 6 мм (для гелеобразного НМ и 2 вес.% МС). Дальнейшее увеличение содержания МС приводит к образованию плоского минимума, величина которого в стеклянной оболочке составляет 3,5 мм и достигается при 8 вес.% МС. При этом идеальная скорость детонации падает на 1,9 км/с по сравнению с гелеобразным НМ. С ростом концентрации МС до 13 вес.% критический диаметр детонации плавно увеличивается до 5 мм.

Рис. 4.14 также демонстрирует, что практически для всех значений пористости данные хорошо согласуются с результатами работы [50]. Исключением является лишь область малых ψ , в которой наблюдается сильное влияние материала оболочки на критический диаметр [33]. В отличие от данной работы, авторы работы [50] использовали не стеклянную, а пластиковую оболочку, что приводит к более высоким значениям критического диаметра заряда при низких концентрациях МС.

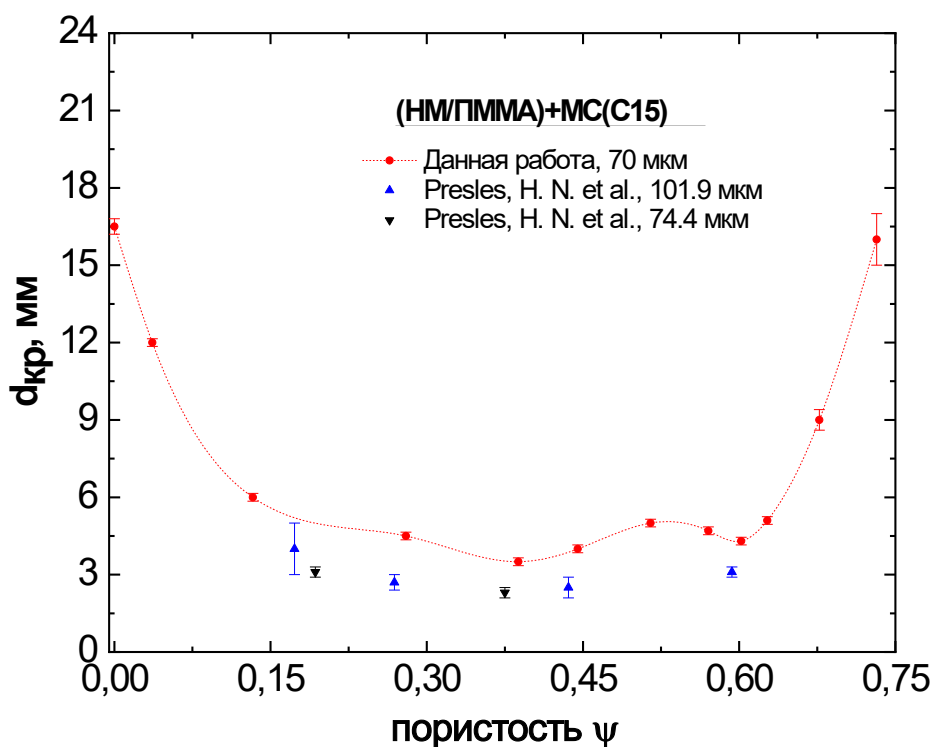


Рис. 4.14. Критический диаметр детонации смеси НМ/ПММА/МС в зависимости от пористости. Сплошные красные круги – данные для смеси с концентрацией ПММА 3 вес.% и диаметром МС 70 ± 20 мкм; прерывистая линия – аппроксимация; треугольники – данные из [50] для МС диаметром 101,9 мкм; перевернутые треугольники – данные из [50] для МС диаметром 74,4 мкм.

Следует отметить, что авторы [50] прямо указывают на образование воздушных полостей при приготовлении смесей с объёмной долей микросфер выше 40–45 % и по этой причине исключили точки, отвечающие $\phi > 0,44$, из анализа. Таким образом, область высоких концентраций микросфер, в которой в настоящей работе обнаружен второй локальный минимум критического диаметра, ранее оставалась экспериментально недоступной именно из-за неконтролируемой дополнительной пористости. Применённое в данной работе заполнение оболочки смесью под давлением позволило сохранить соответствие расчётной и измеренной плотности вплоть до 20 вес.% МС и тем

самым исследовать область плотной упаковки микросфер в отсутствие дополнительных полостей.

Увеличение концентрации выше 20 вес.% ($\psi = 0,627$) приводит к быстрому увеличению критического диаметра (рис. 4.14). При максимальной концентрации МС, соответствующей пористости 0,75, критический диаметр смеси становится сравним с гелеобразным НМ. Необходимо отметить, что поведение критического диаметра в области минимальных значений не монотонно: наблюдаются два локальных минимума при 8 вес.% ($\psi = 0,388$, $d_{кр} = 3,5$ мм) и 18 вес.% ($\psi = 0,602$, $d_{кр} = 4,3$ мм) и локальный максимум при 13 вес.% ($\psi = 0,515$, $d_{кр} = 5,0$ мм). В связи с неявным локальным минимумом при концентрации микросфер 18 вес.%, были проведены более 20 дополнительных экспериментов, в которых менялись длина заряда и условия инициирования. Во всех экспериментах минимум критического диаметра оставался неизменным при значении пористости 0,602 (18 вес.% МС).

Возможное прекращение роста и последующее уменьшение критического диаметра в области от 16 до 18 вес.% МС оказались неожиданными. Необычный характер изменения критического диаметра может быть обусловлен влиянием нескольких конкурирующих процессов. С одной стороны, увеличение концентрации МС приводит к росту числа горячих точек и, как следствие, к ускорению химической реакции. С другой стороны, повышение количества инертной добавки (стекла) снижает детонационное давление и температуру, тем самым уменьшая скорость реакции и общую энергию взрывчатого вещества. При низких концентрациях преобладает первый фактор, что приводит к резкому уменьшению критического диаметра. Однако при концентрациях выше 8 вес.% падение давления в смеси становится доминирующим, время химической реакции увеличивается, из-за чего критический диаметр начинает расти и формируется первый локальный минимум. При концентрации выше 13 вес.%, вероятно, происходит контакт МС друг с другом, что приводит к качественному изменению пространственного распределения горячих точек и распространению волны

реакции с их поверхности. Кроме того, появляется новый, более эффективный механизм возникновения горячих точек, связанный с образованием кумулятивных струй в точках контакта МС.

4.6 Объёмная доля микросфер и плотность упаковки

Для интерпретации немонотонного хода зависимости $d_{кр}(\psi)$ удобно перейти от массовой концентрации микросфер к их объёмной доле ϕ , поскольку именно она определяет взаимное расположение горячих точек в объёме заряда. Величина ϕ рассчитывалась аддитивно при тех же значениях плотности, что и пористость: 1,12 г/см³ для НМ с 3 вес.% ПММА, 0,14 г/см³ для микросфер и 2,54 г/см³ для стекла. Поскольку доля воздуха в объёме отдельной микросферы составляет $1 - 0,14/2,54 = 0,945$, введённая ранее пористость и объёмная доля связаны простым соотношением $\psi = 0,945 \cdot \phi$. Результаты расчёта приведены в таблице 4.4.

В приближении простой кубической решётки расстояние между центрами соседних микросфер составляет [50]:

$$l_p = d \left(\frac{\pi}{6\phi} \right)^{\frac{1}{3}}, \quad (4.1)$$

где d — средний диаметр микросфер. Соответственно средний зазор между их поверхностями равен $h = l_p - d$.

$$h = d \left[\left(\frac{\pi}{6\phi} \right)^{\frac{1}{3}} - 1 \right]. \quad (4.2)$$

При $d = 70$ мкм зазор убывает от ≈ 39 мкм при 2 вес.% МС до ≈ 15 мкм при 5 вес.%, ≈ 6 мкм при 8 вес.% и $\approx 2,5$ мкм при 10 вес.%, обращаясь в нуль при $\phi = \pi/6 = 0,524$, что отвечает 12,1 вес.% МС. Таким образом, контакт микросфер друг с другом возникает в интервале между 10 и 13 вес.%.

Сопоставление рассчитанных значений ϕ с характерными плотностями упаковки монодисперсных сфер позволяет выделить три режима.

Таблица 4.4. Объёмная доля микросфер ϕ и средний зазор между микросферами h в смеси НМ/ПММА/МС.

МС, вес.%	ϕ	h , мкм
0,5	0,039	97
2	0,140	39
5	0,296	15
8	0,410	5,9
10	0,471	2,5
13	0,545	контакт
16	0,604	контакт
18	0,637	контакт
20	0,667	контакт
24	0,716	контакт
30	0,774	контакт

Первый режим, $\phi < 0,4$ (менее 8 вес.% МС). Микросферы разделены слоями взрывчатого вещества, толщина которых на порядок и более превышает толщину стенки оболочки. Горячие точки формируются независимо друг от друга, и рост их числа с увеличением концентрации МС приводит к сокращению времени реакции и резкому падению критического диаметра - с 16,5 мм для гелеобразного НМ до 3,5 мм при 8 вес.% МС. Именно к границе этого режима зазор между сферами (≈ 6 мкм при 8 вес.%) становится сравним с толщиной стенки оболочки и с масштабом области прогрева вокруг схлопывающейся микросферы, то есть соседние очаги начинают взаимодействовать.

Второй режим, $0,4 < \phi < 0,60$ (8-16 вес.% МС). Выигрыш от дальнейшего увеличения числа очагов исчерпывается: их пространственная плотность уже такова, что области реагирования вокруг соседних очагов перекрываются, тогда как доля инертного стекла и пористость среды продолжают расти, снижая давление и температуру детонации. Преобладание второго фактора

приводит к увеличению времени реакции и формированию локального максимума критического диаметра $d_{кр} = 5,0$ мм при 13 вес.% МС ($\psi = 0,515$, $\phi = 0,545$). Стоит отметить, что положение этого максимума близко к значению $\phi = 0,524$, отвечающему простой кубической упаковке, то есть к концентрации, при которой микросферы приходят в контакт.

Третий режим, $\phi \approx 0,64$ (16-20 вес.% МС). Значение $\phi = 0,640$ соответствует случайной плотной упаковке монодисперсных сфер и достигается, согласно таблице 4.4, при 18,2 вес.% МС. Наблюдаемый второй локальный минимум критического диаметра ($d_{кр} = 4,3$ мм при 18 вес.%, $\psi = 0,602$) примерно совпадает с этим значением. Физически данное состояние выделено тем, что каждая микросфера находится в контакте с соседними, но всё пространство между ними по-прежнему заполнено взрывчатым веществом без дополнительных воздушных полостей; отсутствие последних подтверждается совпадением расчётной и измеренной плотности смеси вплоть до 20 вес.% МС. При этом реализуется максимально возможное число контактов между оболочками при сохранении сплошности матрицы ВВ. В точках контакта при схлопывании оболочек ударной волной формируются кумулятивные микроструи [64], представляющие собой более эффективный механизм образования горячих точек, чем схлопывание одиночной изолированной поры: очаг оказывается не сферическим, а вытянутым, с существенно большей поверхностью реагирования. Возникновение этого дополнительного механизма компенсирует продолжающееся снижение энергосодержания смеси, что и проявляется как повторное уменьшение критического диаметра и рост скорости детонации и массовой скорости при переходе от 13 к 18 вес.% МС.

Для реального распределения микросфер по размерам (70 ± 20 мкм) предел случайной упаковки повышается до 0,66–0,68, чему соответствует расчётный интервал 18–20 вес.% МС. Наблюдаемое положение второго минимума попадает в этот интервал.

Четвёртый режим - область $\phi > 0,667$ (начиная с 20 вес.% МС). Здесь объёмная доля микросфер превышает предел случайной плотной упаковки, а значение $\phi = 0,741$, отвечающее плотнейшей упаковке, формально требуется уже при 26,3 вес.% МС. Достижение таких концентраций без деформации или разрушения оболочек невозможно, вследствие чего в смеси неизбежно появляются дополнительные воздушные полости, не заполненные ВВ. Это подтверждается экспериментально: расчётная и измеренная плотности расходятся начиная с 24 вес.% МС. Воздушные полости не создают эффективных очагов, но уменьшают среднюю плотность и энергосодержание смеси, вследствие чего критический диаметр возрастает до 16 мм при 30 вес.% МС, то есть до значения, сопоставимого с критическим диаметром гелеобразного НМ.

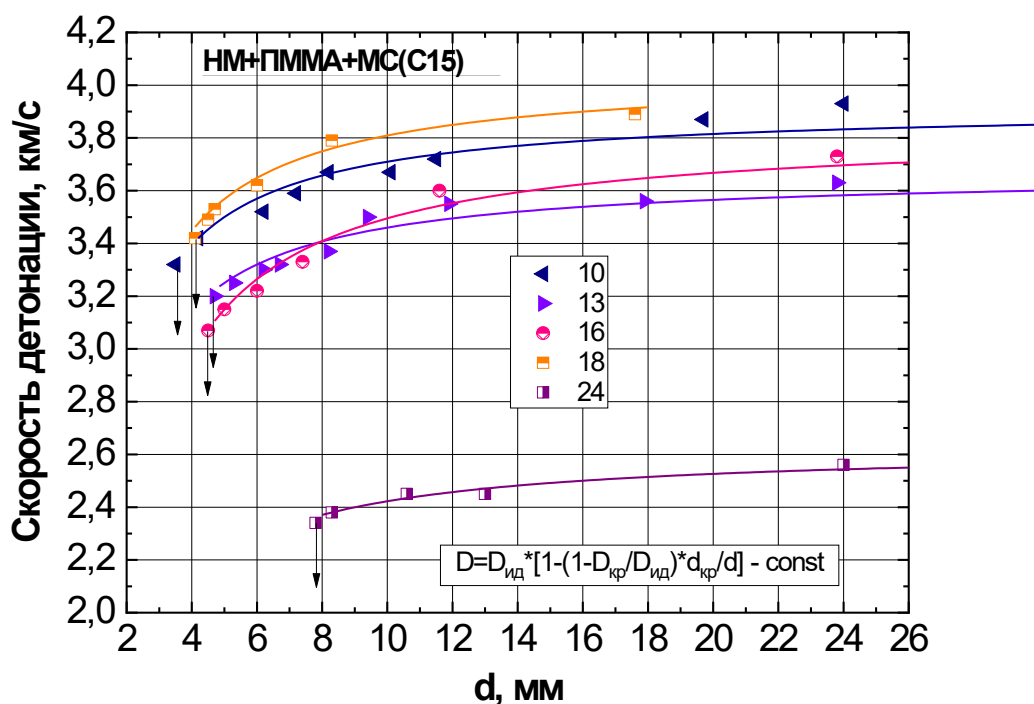


Рис. 4.15. Скорость детонации смеси гелеобразного НМ с МС как функция диаметра оболочки от 10 до 24 вес.% МС. Символы со стрелкой – срыв детонации.

Предложенная интерпретация допускает прямую экспериментальную проверку. Во-первых, положение второго минимума должно смещаться при изменении предельной плотности упаковки, то есть при использовании микросфер с более широким или бимодальным распределением по размерам, для которых случайная плотная упаковка достигается при больших значениях ϕ . Во-вторых, искусственное внесение дополнительных воздушных полостей должно переводить смесь с 18 вес.% МС в режим, характерный для существенно больших концентраций. Результаты соответствующего эксперимента приведены на рис. 4.17 и 4.19: при заполнении оболочки без приложения давления идеальная скорость детонации смеси с 18 вес.% МС снижается примерно на 1,1 км/с и попадает на аппроксимацию $D_{ид}(\rho)$, построенную по области малых пористостей, а профиль массовой скорости по амплитуде и по степени размытия ударного фронта становится ближе к профилю смеси с 30 вес.% МС, чем к профилю той же смеси без воздушных пустот. Это предсказание, таким образом, подтверждается.

4.7 Параметры детонации при высоких концентрациях микросфер

Стоит отметить, что особенность при 18 вес.% МС наблюдается не только на профилях массовой скорости и в критическом диаметре, но и в скорости детонации. На рис. 4.15 представлена зависимость скорости детонации смеси от внутреннего диаметра стеклянной оболочки при изменении концентрации МС от 16 до 24 вес.%. Для сравнения включены данные для содержания МС 10 и 13 вес.%. Символы со стрелками соответствуют срыву детонации в исследуемых смесях.

Для гомогенных взрывчатых веществ скорость детонации остается почти постоянной при изменении диаметра заряда и лишь незначительно уменьшается при приближении к критическому диаметру [4]. В исследуемых смесях наблюдается выраженная зависимость D от диаметра, что типично для гетерогенных взрывчатых веществ. Снижение скорости детонации особенно заметно по мере приближения к критическому диаметру. Для гетерогенных

взрывчатых веществ значение диаметра, при котором происходит заметное уменьшение скорости детонации, может значительно превышать критическое значение [52].

Такой характер изменения скорости детонации наблюдается и в исследуемой смеси. Например, при 18 вес.% МС снижение скорости детонации составляет почти 10% при уменьшении диаметра заряда с 8,3 мм до критического значения.

Зависимость для скорости детонации при концентрации МС 30 вес.% полностью соответствует кривой для 24 вес.%. Единственное различие заключается в том, что для 30 вес.% срыв детонации наблюдается при диаметре 15 мм.

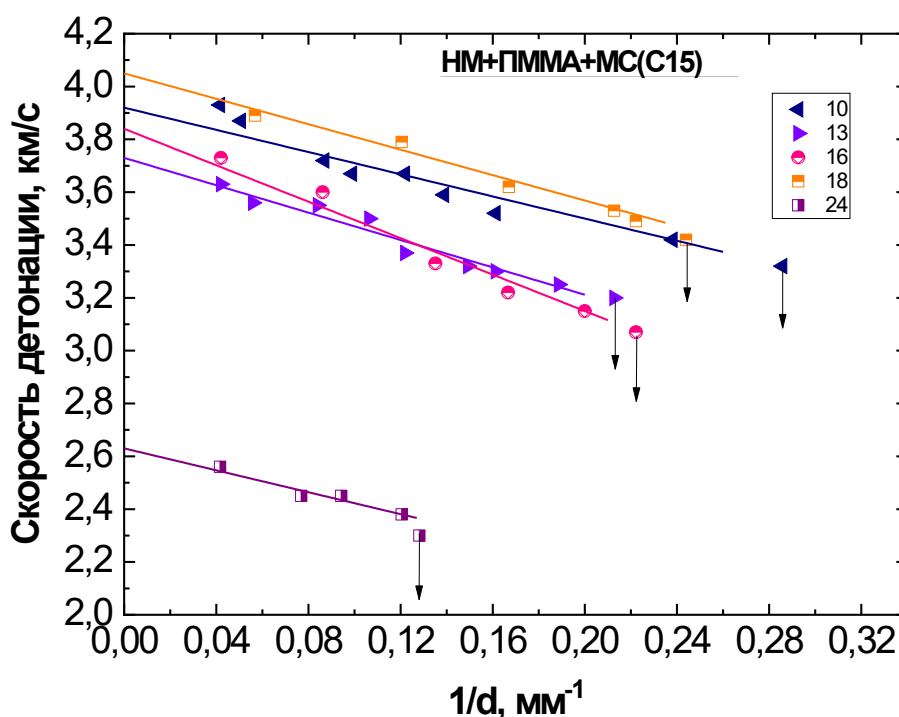


Рис. 4.16. Скорость детонации смеси гелеобразного НМ с МС как функция обратного диаметра оболочки от 10 до 24 вес.% МС. Символы со стрелкой – срыв детонации.

Для подобных смесей скорость детонации не достигает постоянного значения даже при больших диаметрах трубы, а продолжает расти с

увеличением диаметра. Чтобы найти идеальную скорость детонации $D_{ид}$ соответствующую бесконечному диаметру, экспериментальные данные были нанесены на график зависимости скорости детонации от обратной величины диаметра стеклянной оболочки (Рис. 4.16). Искомое значение идеальной скорости детонации можно определить путем экстраполяции обратного диаметра к нулю. Эти значения для всех изученных смесей приведены в Таблице 4.1.

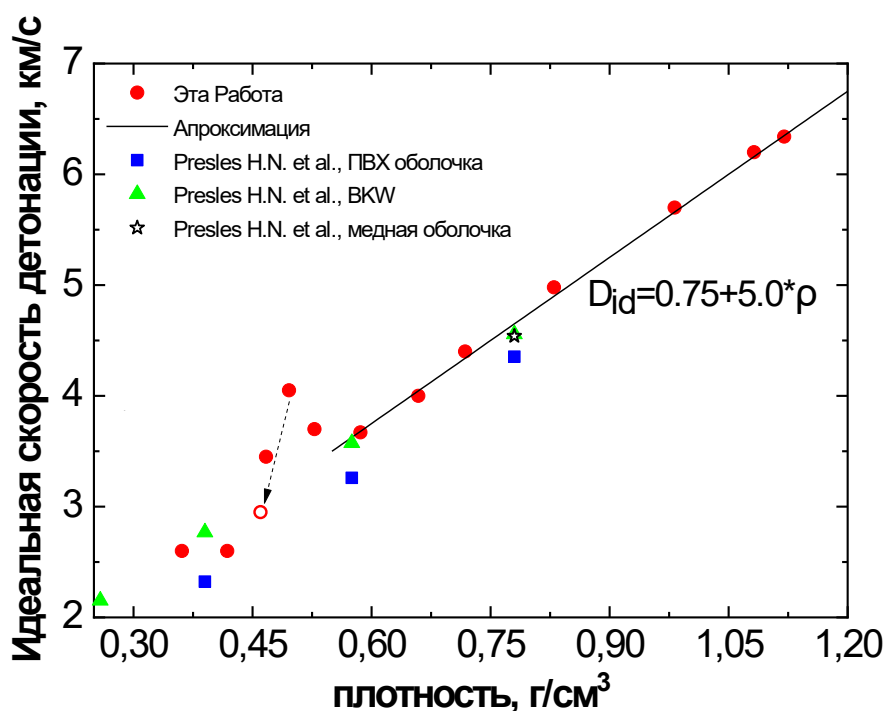


Рис. 4.17. Идеальная скорость детонации как функция плотности смеси. Сплошные красные круги — данные для (НМ/ПММА)/МС при концентрации ПММА 3 вес.% и диаметре МС 70 ± 20 мкм; синие сплошные квадраты — данные из [52] для размера микросфер 5-170 мкм в оболочке ПВХ; звезда — данные из [52] для размера микросфер 5-170 мкм в латунной оболочке; зелёные сплошные треугольники — расчётные данные [52] для такой же смеси.

Как видно, измерение только зависимости скорости детонации от диаметра не позволяет определить критический диаметр. На рис. 4.15 и 4.16 показано,

что скорости распространения, соответствующие как стационарной, так и затухающей детонации, лежат на одной зависимости. В то же время, одновременная регистрация D и профилей массовой скорости дает высокоточные значения для критического диаметра смеси.

Сравнивая значения скорости детонации при концентрации МС 18% для диаметров заряда 4,4 мм и 4,1 мм (рис. 4.15 и 4.16), можно видеть, что эти значения очень близки. Однако, анализируя профили массовой скорости (рис. 4.4), мы можем сделать вывод, что в первом случае смесь всё ещё детонирует, а во втором детонация затухает. Этот вывод был подтверждён экспериментом, в котором детонационная волна распространялась с постоянной скоростью вдоль заряда длиной 40d. Аналогичная ситуация наблюдается и для всех других смесей с различным содержанием МС.

Из экспериментальных результатов по зависимости скорости детонации от обратного диаметра оболочки (рис.4.16) для каждой концентрации МС было определено значение идеальной скорости детонации (при бесконечном диаметре). Данные по идеальной скорости детонации в зависимости от плотности взрывчатого вещества представлены на рис.4.17 (закрашенные кружки). Для сравнения на рис.4.17 также приведены экспериментальные данные из работы [52] для содержания МС 10, 20 и 30 вес.% (закрашенные квадраты). Смесь размещалась в ПВХ-оболочке, размер МС составлял около 5-170 мкм. Звездочка соответствует той же смеси при 10 вес.% МС в латунной оболочке. Закрашенные треугольники — результаты расчёта по методу ВКВ [52] для 10-40 вес.% МС. Зависимость давления в точке ЧЖ от плотности для тех же смесей приведена на рис.4.18.

Как видно из рис.4.17 и 4.18, данные, полученные из расчёта по методу ВКВ, лежат выше экспериментальных из работы [52]. Однако они всё же находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными. Наши результаты также хорошо согласуются с результатами работы [52] по идеальной скорости детонации и давлению в точке ЧЖ. Авторы изучали смеси с весовыми концентрациями МС, кратными 10, и получили по 3-4 точки для

каждой зависимости. В результате они наблюдали лишь общую тенденцию — снижение идеальной скорости детонации и давления в точке ЧЖ с ростом пористости, но не обнаружили особенности в районе 18 вес.% МС.

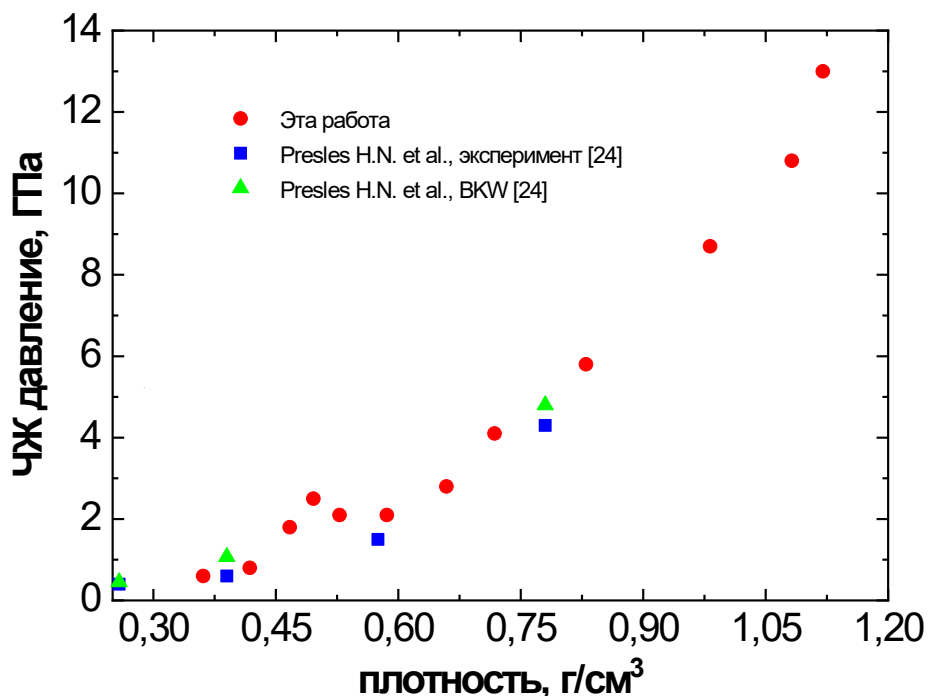


Рис. 4.18. Давление в точке ЧЖ как функция от плотности смеси. Сплошные красные круги — данные для смеси НМ/ПММА/МС при концентрации ПММА 3 вес.% и размером микросфер 70 ± 20 мкм; сплошные квадраты — экспериментальные данные из [52] для размера МС 5-170 мкм; треугольники — расчёт ВКВ [52] для той же смеси.

Авторы работы [52] отмечают, что плотность смесей оказывается ниже ожидаемой по аддитивному методу, когда концентрация МС превышает 15 вес.%. Также отмечено, что в этом случае «в смеси недостаточно НМ, чтобы заполнить промежутки между МС, что приводит к образованию дополнительных пустот». В этом случае при одинаковом содержании МС смесь становится более пористой, и, следовательно, её плотность оказывается ниже предсказанной теоретической без учёта дополнительных пустот. В нашем случае оболочка заполнялась смесью под давлением с помощью

поршня, плотно входящего в оболочку. Отсутствие воздушных пузырей контролировалось в каждом эксперименте. В результате расчётная плотность соответствовала полученной в экспериментах вплоть до 20 вес.% МС. При 24 вес.% МС и выше в смесях присутствовали дополнительные пустоты, и расчётная плотность не соответствовала экспериментальной, которая была ниже.

Для того чтобы понять поведение смеси при концентрации МС 18 вес.% в случае, когда она не заполняется под давлением и в ней появляются дополнительные поры, были проведены дополнительные эксперименты. В этом случае плотность смеси снижалась по сравнению с расчётной. Значение идеальной скорости детонации для такой смеси показано на рис. 4.17 пустым кружком. Стрелка указывает, куда смещается значение скорости детонации для смеси с 18 вес.% МС, когда она не размещается в оболочке под давлением и в ней появляются дополнительные пустоты. В этом случае скорость детонации снижается примерно на $\sim 1,1$ км/с. И тогда пустой кружок хорошо совпадает с аппроксимацией зависимости $D_{ид}(\rho)$ в области меньшей пористости (менее 13 вес.% МС): $D_{ид}=0,75+5,0*\rho$.

Кроме того, это снижение плотности из-за дополнительных пустот приводит к изменению всех детонационных параметров смеси. Профиль массовой скорости для такой смеси в стеклянной оболочке с внутренним диаметром 18 мм показан на рис. 4.19 (с дополнительными порами). Для сравнения на рис. 4.19 демонстрируются профили для смеси НМ/ПММА/МС (97/3)/18 без дополнительных пустот и для НМ/ПММА/МС (97/3)/30 с тем же диаметром оболочки (18 мм). Видно, что амплитуда профиля массовой скорости для 18% МС с дополнительными порами ближе к таковой для 30% МС, чем для 18% МС без дополнительных пустот. Более того, вместо резкого скачка ударного фронта наблюдается его размытие, что характерно для высокопористых сред. В этом отношении профиль для 18% МС с дополнительными порами также ближе к профилю для 30% МС.

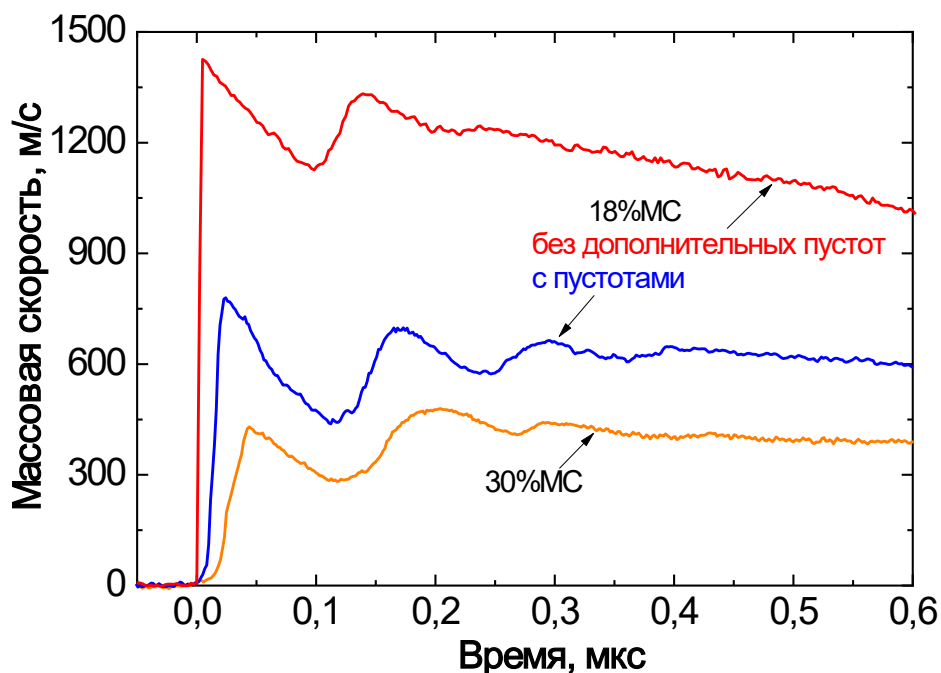


Рис. 4.19. Профили массовой скорости для смеси НМ/ПММА/МС (97/3)/18 (с и без воздушных пузырьков) и (97/3)/30 при одинаковом диаметре стеклянной оболочки.

Показано, что изменение детонационных параметров в диапазоне 8-30 вес.% МС не является монотонным. Формирование локальных минимумов и максимума вызвано изменением структуры смеси из-за различной упаковки МС. Как отмечается в работе [64], расстояние между МС существенно влияет на критический диаметр детонации.

Предполагая кубическую решётчатую упаковку МС в смеси, при 13 вес.% каждая микросфера будет находиться в контакте с соседней, и каждая микросфера будет покрыта слоем НМ. Как показал эксперимент, вплоть до 20 вес.% МС плотность упаковки продолжает возрастать, о чём свидетельствует отсутствие воздушных пузырей в пространстве между МС. Это приводит к конкуренции нескольких процессов: с одной стороны, при добавлении МС количество НМ уменьшается, и энергия взрывчатого вещества падает. С другой стороны, создаются оптимальные условия для формирования

эффективных горячих точек и наиболее быстрого и полного превращения смеси в зоне реакции детонационной волны.

При 18 вес.% МС достигаются оптимальные условия для распространения детонации при плотной упаковке микросфер, когда они находятся в тесном контакте, но всё пространство между ними заполнено взрывчатым веществом без дополнительных воздушных пузырей. В результате в наших экспериментах наблюдается второй минимум критического диаметра и рост параметров.

Стоит отметить, что такое точное определение критического диаметра детонации в столь узком диапазоне концентраций МС и обнаружение второго локального минимума стали возможными благодаря малому шагу между концентрациями МС и одновременной регистрации значений скорости детонации и профилей массовой скорости. Подобные эффекты и полученный в данной работе комплекс экспериментальных данных представляют хорошую возможность для дополнительной проверки газодинамических расчётов для композитных взрывчатых веществ со сложной физической структурой.

Проведённые исследования показали, что, помимо особенностей при 16-18 вес.% МС, детонационные параметры гелеобразного НМ существенно снижаются по мере увеличения пористости до 75%. Скорость детонации падает на 3,7 км/с, а давление в точке ЧЖ уменьшается с 13 ГПа для гелеобразного НМ до примерно 0,6 ГПа для 30 вес.% МС.

Выводы по главе 4

- Структура зоны реакции соответствует теории Зельдовича-Неймана-Дёринга, предсказывающей образование химпика, при концентрации от 0 до 30 вес.% МС. Однако наблюдаемое время реакции в несколько раз выше, чем в чистом НМ. Что вероятно связано не только с химической реакцией НМ, но более долгим процессом схлопывания микросфер.

- В отличие от гомогенных ВВ параметры детонации гетерогенной смеси НМ/ПММА/МС существенно зависят от диаметра оболочки. При уменьшении диаметра от 26 мм до критического, скорость детонации падает на порядка 1 км/с, так же падает и давление, и массовая скорость в точке ЧЖ. Такое изменение в параметрах детонации в зависимости от диаметра оболочки – характеристика гетерогенных ВВ.

- Исследования показали, что наибольшее падение критического диаметра с 16,5 мм до 6 мм наблюдается при добавке 2 вес.% микросфер. При 30 вес.% микросфер критический диаметр заряда резко возрастает и близок к такому значению в чистом НМ, а давление в точке ЧЖ падает до 0,6 ГПа. Так же скорость детонации при концентрации МС 30 вес.% падает с 6,3 км/с в чистом НМ до 2,66 км/с. Общая форма зависимости критического диаметра от пористости U-образная.

- Зависимость критического диаметра от пористости не монотонна и помимо общей U – формы зависимости, имеет два локальных минимума при 8 вес.% ($\psi = 0,388$, $d_{кр} = 3,5$ мм) и 18 вес.% ($\psi = 0,602$, $d_{кр} = 4,3$ мм) и локальный максимум при 13 вес.% ($\psi = 0,515$, $d_{кр} = 5,0$ мм)

- При высоких концентрациях МС, начиная от 18 вес.%, возможно образование дополнительных пустот в смеси, что приводит к уменьшению скорости детонации, массовой скорости, давлению в точке ЧЖ и увеличению критического диаметра. Для отсутствия дополнительных воздушных пор необходимо заполнять оболочку смесью под давлением.

ГЛАВА 5. УДАРНО-ВОЛНОВОЕ ИНИЦИИРОВАНИЕ ДЕТОНАЦИИ В НИТРОМЕТАНЕ И ЕГО СМЕСЯХ С МИКРОСФЕРАМИ

В данной главе исследуется влияние концентрации горячих точек на ударно-волновое инициирование и развитие детонации в гетерогенных взрывчатых веществах [111]. Объектом исследования служат смеси гелеобразного нитрометана с полыми стеклянными микросферами со средним диаметром 70 ± 20 мкм при содержании микросфер 0, 5 и 8 вес.%. Свойства исходных составов и методика их приготовления описаны в главах 3 и 4.

5.1 Схема эксперимента

Схема экспериментов по ударно-волновому инициированию детонации приведена на рис. 5.1. Иницирующая ударная волна формировалась при соударении алюминиевого ударника (1) толщиной 2–10 мм, разогнанного продуктами взрыва до скорости от 1,13 до 2,5 км/с, с экраном (2) из алюминия или меди. Из экрана в исследуемый образец (3) входит ударная волна, давление в которой остаётся постоянным в течение 1,7–2,5 мкс в зависимости от толщины ударника. Амплитуда иницирующей волны задавалась скоростью ударника и материалом экрана: при одном и том же ударнике замена медного экрана на алюминиевый повышает её примерно в 1,5 раза.

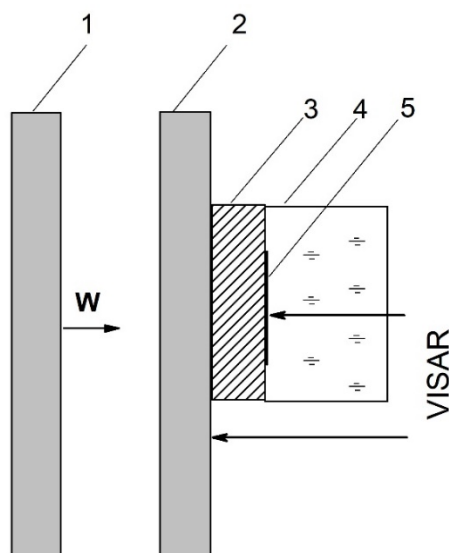


Рис. 5.1. Схема экспериментов по ударно-волновому инициированию детонации.

Профили массовой скорости регистрировались многоточечным лазерным интерферометром VISAR. В каждом опыте одновременно записывались скорость на границе экрана с образцом, отвечающая входящему импульсу, и скорость на границе образца с водяным окном (4). Одновременная регистрация двух сигналов позволяет согласовывать между собой профили, полученные в разных экспериментах. Зондирующее излучение отражалось от алюминиевой фольги (5), расположенной между торцом образца и окном. Изменяя толщину образца от опыта к опыту, прослеживали эволюцию инициирующего импульса по мере его распространения.

Толщина отражающей фольги выбиралась в зависимости от структуры заряда. При исследовании чистого нитрометана использовалась фольга толщиной 7 мкм. Для смесей с микросферами такая фольга непригодна: фронт ударной волны в них не является гладким, масштаб его неоднородности определяется размером микросфер и составляет около 100 мкм. Эти неоднородности тонкой фольгой не сглаживаются, и при выходе ударной волны на границу с водой интенсивность отражённого излучения практически сразу падает до нуля. Предварительные эксперименты показали, что воспроизводимые результаты получаются при толщине фольги 400 мкм, которая и применялась во всех опытах со смесями. Использование толстой фольги приводит к появлению на волновых профилях дополнительной особенности: примерно через 100 нс после ударного скачка регистрируется второй скачок скорости, обусловленный распространением волн сжатия и разрежения в самой фольге. Эта особенность не отражает течения в исследуемом веществе и при интерпретации профилей не учитывается.

Условия проведения экспериментов приведены в таблице 5.1.

Таблица 5.1. Условия экспериментов по ударно-волновому инициированию детонации.

Состав	Ударник Al, мм	Скорость ударника, км/с	Экран	Амплитуда волны в образце, ГПа	Фольга, мкм
НМ	10	2,5	Al, 4 мм	10,3	7
НМ/ПММА/МС, 5 вес.% МС	7	1,13	Cu, 5,5 мм	1,1	400
НМ/ПММА/МС, 8 вес.% МС	7	1,13	Cu, 5,5 мм	1,1	400
НМ/ПММА/МС, 8 вес.% МС	7	1,13	Al, 4 мм	1,7	400

5.2 Инициирование детонации в гомогенном нитрометане

В гомогенных ВВ, в том числе в нитрометане, химическая реакция протекает в объеме и имеет тепловую природу. Расчеты показывают, что при амплитуде инициирующей ударной волны порядка 10 ГПа возможен разогрев НМ до температуры вспышки. Соответствующая идеализированная схема волновых течений, возникающих в исследуемом жидком ВВ под действием инициирующей ударной волны [4,112], показана на рис. 5.2. Из инертного экрана в ВВ входит ударная волна (1), под действием которой происходит сжатие и разогрев вещества. Ударно-сжатое ВВ не реагирует в течение времени, равного периоду индукции теплового взрыва τ_i , которое зависит от кинетики и температуры. Впервые условия теплового взрыва реализуются на границе с инертным экраном (2). Тепловой взрыв приводит к формированию сверхскоростной детонации (3), которая распространяется по ударно-сжатому ВВ со скоростью, значительно превышающей нормальную скорость детонации. В момент времени Δt сверхскоростная детонация догоняет фронт ударной волны (1), в исследуемом ВВ реализуется режим пересжатой детонации (4), который переходит в стационарную детонацию (5).

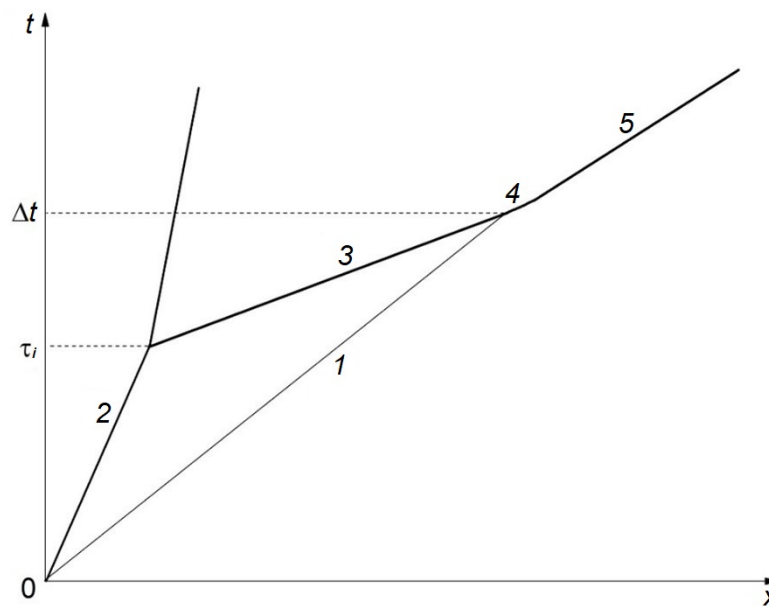


Рис. 5.2. Схема ударно-волнового инициирования жидких ВВ. 1 – инициирующая ударная волна; 2 – движение границы экран/ВВ; 3 – сверхскоростная детонация в ударно-сжатом ВВ; 4 – пересжатая детонация; 5 – нормальная детонация; τ_i – период индукции; Δt – момент времени, когда сверхскоростная детонация догоняет фронт ударной волны (1).

Режим ударно-волнового инициирования, представленный на рис. 5.2, достаточно хорошо описывает развитие детонации в нитрометане. В качестве примера на рис. 5.3 приведены измеренные нами профили массовой скорости в нитрометане, полученные при ударно-волновом инициировании детонации, на различном расстоянии от экрана. Схема экспериментов показана на рис. 5.1. Цифрами на рис. 5.3 обозначено расстояние от экрана в мм. Скорость и толщина алюминиевого ударника составляли 2,5 км/с и 10 мм соответственно. Профиль при 0 мкс соответствует входящей в нитрометан инициирующей ударной волне. Поскольку ударные адиабаты нитрометана и воды близки, то с точностью до 10 м/с амплитуда этой волны практически совпадает с инициирующей ударной волной, входящей в нитрометан. На расстоянии 1 мм регистрируется двухволновая конфигурация. Первая волна является инициирующей ударной волной, а вторая, пришедшая в данное сечение через 0,34 мкс, – сверхскоростной. Аналогичная ситуация наблюдается и на

расстоянии 3 мм, но при этом время между фронтами сверхскоростной детонации и инициирующей ударной волны сокращается. На расстоянии 6 мм сверхскоростная детонация догнала ударную волну, и формируется пересжатая детонация, переходящая по мере распространения в детонацию Чепмена-Жуге. Подобный характер эволюции волновых профилей, полностью соответствующий классической модели инициирования детонации в гомогенных ВВ, наблюдался также авторами [38,40].

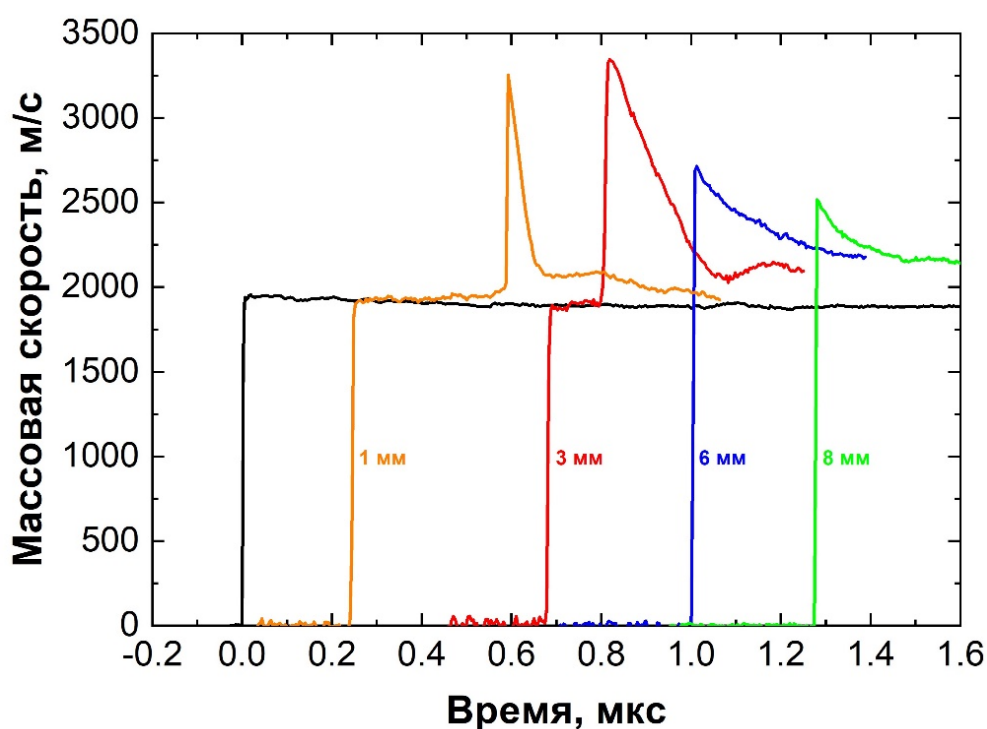


Рис. 5.3. Профили скорости на границе с водой для нитрометана.

Анализ характера эволюции профилей массовой скорости, приведенных на рис. 5.3, позволяет оценить характерные значения параметров химической кинетики. Так, например, при данных условиях ударно-волнового воздействия период индукции теплового взрыва τ_i равен примерно 0,3 мкс. Определяя зависимость периода индукции от интенсивности инициирующей ударной волны, а, следовательно, и от температуры ударного сжатия, на основании теории адиабатического теплового взрыва находятся кинетические константы.

5.3 Ударно-волновое инициирование детонации в гетерогенной смеси нитрометана с микросферами

Большинство практически важных взрывчатых веществ не являются гомогенными и содержат разнообразные дефекты – поры, трещины, включения, границы зерен и дефекты кристаллической структуры. Физическая неоднородность приводит к неравномерному распределению энергии при деформации взрывчатых веществ ударной волной. Поэтому, как уже отмечалось, ударное сжатие гетерогенных ВВ сопровождается образованием горячих точек. Без детализации механизма возникновения очагов разложения общая схема ударно-волнового инициирования в гетерогенных взрывчатых веществах представляется в следующем виде. В горячих точках инициируется экзотермическая реакция разложения. Выделяющееся тепло частично отводится в окружающее относительно холодное ВВ, а частично остается в очаге, увеличивает его температуру и тем самым ускоряет процесс разложения. Если преобладает тепловыделение, то возникает интенсивный рост температуры очага и скорости реакции – происходит тепловое самовоспламенение. В противном случае реакция в очаге прекращается.

Наиболее эффективным подходом для разработки теоретических моделей химической кинетики разложения ВВ в условиях детонации является исследование модельных взрывчатых веществ с контролируемым спектром очагов. В данной работе это реализовано посредством добавления в гелеобразный нитрометан стеклянных микросфер, концентрация которых и распределение по размерам контролируются с высокой точностью и могут меняться в широком диапазоне. Горячие точки формируются в результате взаимодействия ударных волн с микросферами, и численные методы механики сплошной среды позволяют с высокой достоверностью описать динамику их возникновения и эволюции.

На рис. 5.4 приведены измеренные профили массовой скорости в гелеобразном нитрометане с 5 вес.% микросфер, полученные при ударно-

волновом инициировании детонации на различном расстоянии от экрана. Цифрами на рис. 5.4 обозначено расстояние от экрана в мм. Схема экспериментов аналогична той, которая использовалась при исследовании инициирования детонации в чистом нитрометане (рис. 5.3). Отличия обусловлены внутренней структурой зарядов и высокой чувствительностью смеси к ударно-волновому воздействию.

Второе отличие от чистого НМ в постановке экспериментов по исследованию инициирования детонации в смеси НМ/микросферы связано с высокой чувствительностью этого ВВ к ударно-волновому воздействию. Для инициирования детонации в чистом нитрометане амплитуда ударной волны должна быть около 8 ГПа, тогда как при инициировании смеси НМ/микросферы амплитуда не превышает 2 ГПа. Наличие очагов качественным образом изменяет динамику ударно-волнового инициирования детонации гетерогенного ВВ. В данном случае отсутствует отчетливо выраженный период индукции, и реакция начинается непосредственно за фронтом ударной волны.

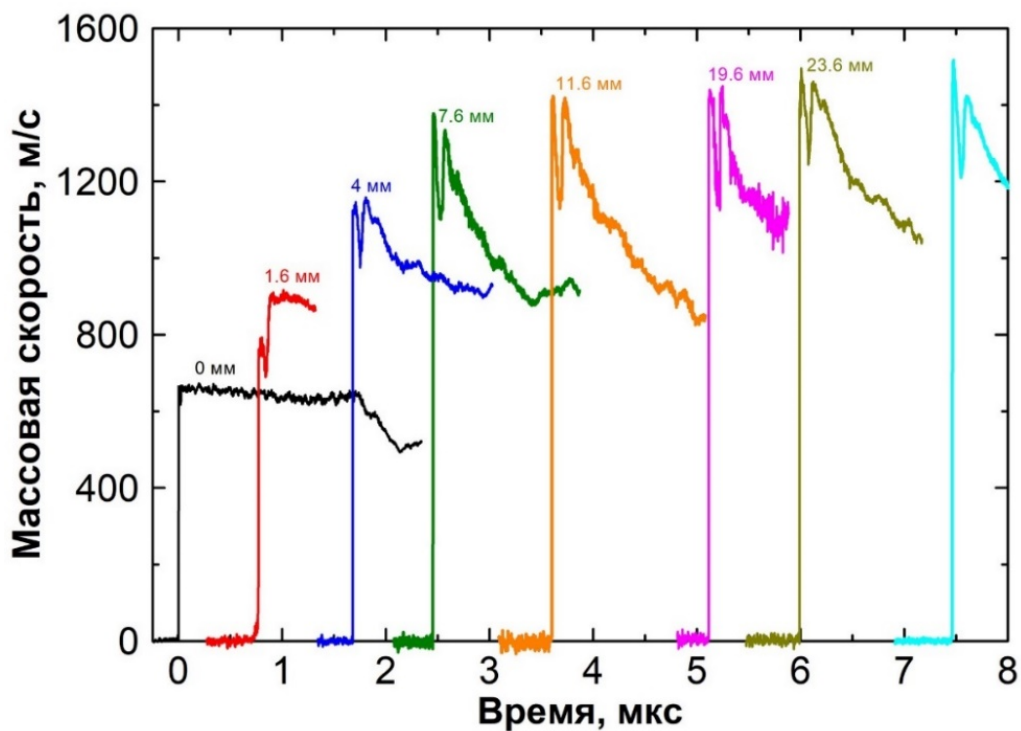


Рис. 5.4. Профили скорости на границе с водой для смеси нитрометана с 5 вес% микросфер.

На расстоянии 1,6 мм (рис. 5.4) формируется волновой профиль с пиком скорости после ударного скачка и далее его структура остается качественно неизменной. При этом амплитуда массовой скорости монотонно возрастает с увеличением расстояния примерно до 10 мм. Скорость детонации также монотонно увеличивается и на расстоянии ~ 10 мм достигает величины 4,85 км/с, соответствующей детонации Чепмена-Жуге для этой смеси [113]. Эволюция волнового профиля в координатах t - x приведена на рис. 5.5, на котором черными точками обозначены экспериментальные данные, а прямая красная линия соответствует скорости распространения стационарной детонационной волны с параметрами: $\rho_0 = 0,830$ г/см³, $D = 4,85 \pm 0,02$ км/с, $P_{чж} = 5,8 \pm 0,1$ ГПа, $u_{чж} = 1,43 \pm 0,02$ км/с.

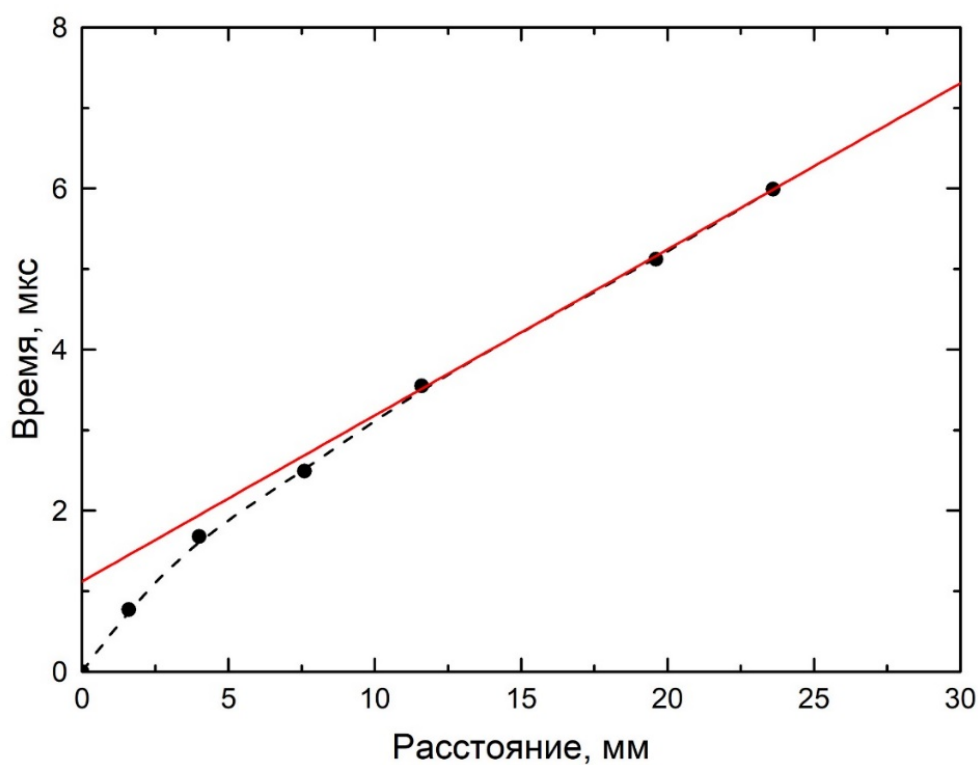


Рис. 5.5. Эволюция волнового профиля в координатах t - x для смеси нитрометана с 5 вес.% микросфер.

Увеличение концентрации микросфер до 8 вес.% приводит к ряду особенностей процесса ударно-волнового инициирования детонации в смеси

НМ/микрофсеры. На рис. 5.6 показана эволюция волновых профилей для данного состава при тех же условиях инициирования, что и для состава с 5 вес.% микрофсер (рис. 5.4). Прежде всего следует отметить существенное различие профилей скорости на расстоянии 1,6 мм от экрана: при 5 вес.% микрофсер за ударным скачком формируется пик скорости, тогда как при 8% скорость за скачком продолжает возрастать. Такой характер взрывчатого превращения, с ростом скорости за скачком и непрерывное усиление ударной волны вплоть до выхода на детонационный режим, наиболее типичен для гетерогенных ВВ [80]. Наиболее вероятно, данный этап развития детонации при 5 вес.% микрофсер происходит на расстоянии менее 1,6 мм. Вторая особенность состоит в том, что на рис. 5.4 амплитуда скорости увеличивается на расстоянии около 10 мм, тогда как на рис. 5.6 начиная с 4,3 мм она остается практически постоянной, что соответствует увеличению ударно-волновой чувствительности смеси с увеличением концентрации микрофсер. Следовало бы ожидать, что при этом должно сокращаться и расстояние, на котором за скачком формируется пик скорости, тогда как в экспериментах наблюдается обратное явление.

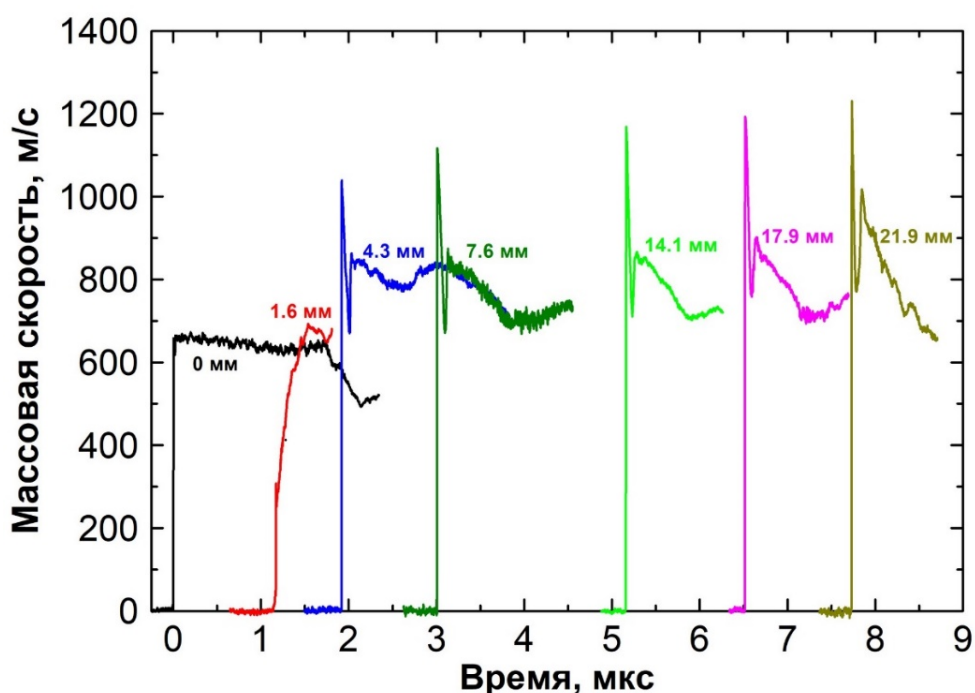


Рис. 5.6. Профили скорости на границе с водой для смеси нитрометана с 8 вес.% микрофсер.

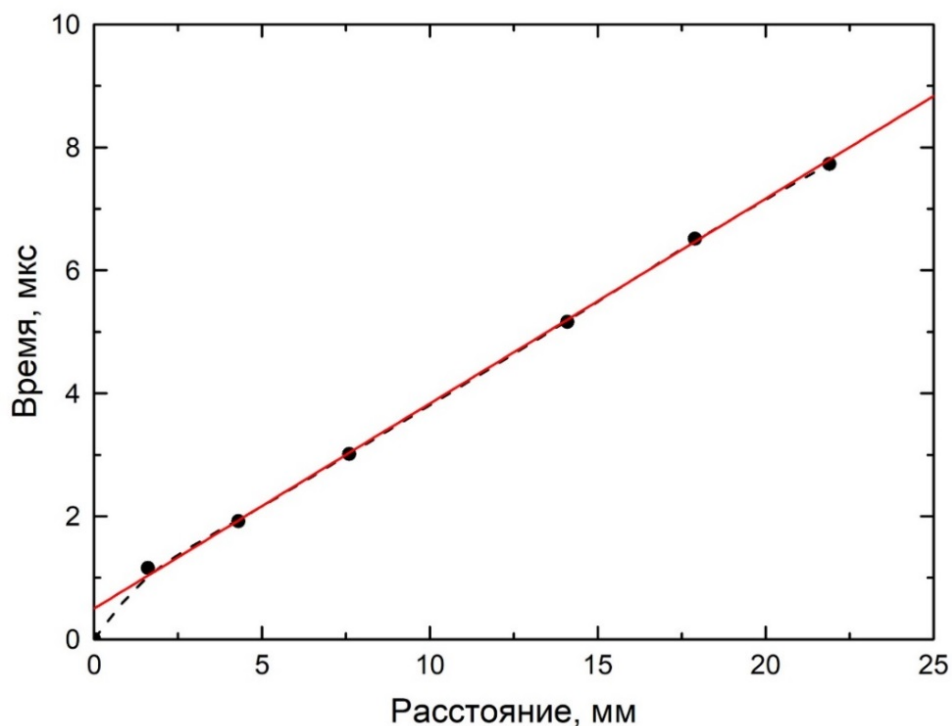


Рис. 5.7. Эволюция волнового профиля в координатах t - x для смеси нитрометана с 8 вес.% микросфер.

На рис. 5.7 показана эволюция волнового профиля в координатах t - x для смеси, содержащей 8 вес.% микросфер. Черными точками обозначены экспериментальные данные, но, в отличие от аналогичного рис. 5.5 для смеси с 5 вес.% микросфер, в данном случае аппроксимированная прямая не соответствует скорости распространения стационарной детонационной волны Чепмена-Жуге, и она показывает, что после 4,3 мм детонация распространяется с постоянной скоростью, равной 3,0 км/с. Данный результат является неожиданным, поскольку параметры Чепмена-Жуге, измеренные в стеклянной трубке с внутренним диаметром 24 мм, значительно выше и равны: $\rho_0 = 0,718 \text{ г/см}^3$, $D = 4,25 \pm 0,02 \text{ км/с}$, $P_{\text{ЧЖ}} = 4,1 \pm 0,1 \text{ ГПа}$, $u_{\text{ЧЖ}} = 1,35 \pm 0,02 \text{ км/с}$ [113]. Подобный результат может быть обусловлен несколькими факторами. Возможно, даже на расстоянии более 20 мм стационарный детонационный режим Чепмена-Жуге не установился. Косвенным свидетельством этого является рост амплитуды массовой скорости в процессе эволюции волновых профилей, наблюдаемый на рис. 5.6. Однако это увеличение не превышает

10% при изменении толщины образца от 7,6 до 21,9 мм, что сопоставимо с точностью воспроизводимости экспериментальных профилей скорости. Более убедительным является предположение о реализации в исследуемой смеси низкоскоростного режима детонации с параметрами ниже параметров Чепмена-Жуге. Постоянство скорости детонации на расстоянии более 4,3 мм (рис. 5.7) согласуется с этим предположением.

Низкоскоростная детонация, как явление, хорошо известна, и к настоящему времени накоплен обширный материал по условиям её инициирования, устойчивости, скоростям распространения. При определенных условиях она наблюдается во многих взрывчатых веществах, включая жидкие и твёрдые ВВ, пиротехнические смеси и пороха. Причем возможность реализации этого режима зависит не только от структуры исследуемого состава и его начальной плотности, но и от условий инициирования. Можно ожидать, что при увеличении амплитуды инициирующей ударной волны в составе НМ/микросферы 92/8 будет реализована детонация Чепмена-Жуге. Для проверки этого предположения проведены эксперименты с этой смесью в той же постановке, что и в опытах с реализацией низкоскоростного режима (рис. 5.6), но амплитуда инициирующей ударной волны была увеличена примерно в 1,5 раза, с 1,1 до 1,7 ГПа.

Результаты экспериментов приведены на рис. 5.8. Качественный вид волновых профилей и амплитудные значения массовой скорости на рис. 5.6, 5.8 практически совпадают при одинаковых расстояниях от экрана, но скорости детонации заметно отличаются. В сечении 7,6 мм на рис. 5.8 скорость детонации достигает значения 4,2 км/с, что практически совпадает с режимом Чепмена-Жуге.

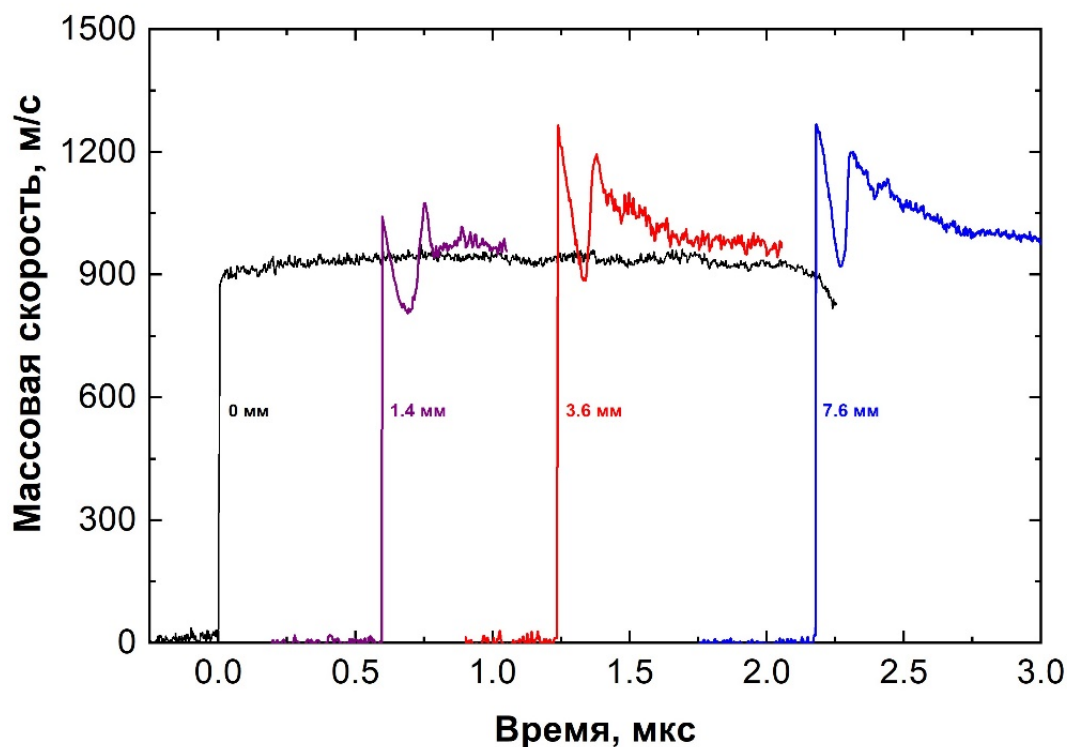


Рис. 5.8. Профили массовой скорости на границе с водой для смеси нитрометана с 8 вес% микросфер при высоком давлении инициирования.

Выводы по главе 5

- Показано соответствие ударно-волнового инициирования нитрометана классической схеме инициирования жидких гомогенных ВВ
- Определена эволюция волновых профилей при ударно-волновом инициировании детонации в смесях нитрометана с микросферами, которые являются гетерогенными ВВ с контролируемой структурой зарядов.
- Показано, что при 8 вес.% микросфер можно, варьируя условия инициирования, получить как стационарную детонацию Чепмена-Жуге, так и низкоскоростную детонацию.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Работа посвящена исследованию развития детонации в жидких взрывчатых веществах на основе нитрометана, в частности смеси нитрометана с полыми стеклянными микросферами. Цель и задачи предусматривали проведение серии исследований: вначале определялись параметры детонации смесей нитрометана с загустителем, затем изучались стационарный детонационный режим и инициирование детонации гетерогенной смеси нитрометана с микросферами. Благодаря высокоточному оптическому оборудованию получены надежные данные о структуре и параметрах детонационных волн исследуемых смесей.

Основные результаты:

1. Установлена оптимальная доля загустителя ПММА, при которой, с одной стороны, детонационные параметры нитрометана падают незначительно, а с другой полые стеклянные микросферы удерживаются в смеси в течение суток.
2. Разработана методика точного определения критического диаметра детонации с помощью лазерного интерферометра при одновременном измерении скорости детонации в смеси гелеобразного нитрометана с микросферами, что позволило в рамках одного эксперимента получать оба параметра.
3. Проведено сопоставление результатов, полученных тремя оптическими методами регистрации - лазерной интерферометрией, сверхскоростной фоторегистратией в режиме щелевой развёртки и сверхскоростной фотокамерой в покадровом режиме. Получены кадры свечения фронта детонационной волны для чистого нитрометана и для его смесей с ПММА и микросферами, а также профили массовой скорости для этих смесей. Исследован механизм формирования и распространения волн срыва реакции на границе заряда в смесях НМ/ПММА. Показана взаимодополняемость и согласованность всех трёх методов.

4. Установлено соответствие структуры зоны реакции детонационной волны теории ЗНД для смесей на основе нитрометана во всём исследованном диапазоне концентраций микросфер 0–30 вес.%. При этом наблюдается увеличение времени реакции по сравнению с чистым (гомогенным) нитрометаном.
5. Показана существенная зависимость параметров детонации от диаметра оболочки заряда для смеси НМ/ПММА/микросферы при любой концентрации микросфер, что характерно для гетерогенных ВВ.
6. Экспериментально определены критический диаметр и параметры детонации в гомогенных и гетерогенных смесях на основе нитрометана в диапазоне концентраций микросфер 0-30 вес.%. Обнаружена немонотонность зависимости критического диаметра от концентрации микросфер с двумя локальными минимумами и локальным максимумом. Положение второго минимума связано с достижением плотной упаковки микросфер.
7. Получены данные об ударно-волновом инициировании гетерогенной смеси НМ/ПММА/микросферы. Выявлено значительное увеличение чувствительности по сравнению с чистым нитрометаном, что характерно для гетерогенных ВВ.
8. Установлено влияние концентрации микросфер на характер развития детонации при инициировании. Показано, что при концентрации 8 вес.% варьированием условий инициирования возможно получить как стационарную, так и низкоскоростную детонацию.

В итоге можно заключить, что полученные результаты хорошо согласуются с теоретическим описанием поведения гетерогенных жидких ВВ, за исключением некоторых особенностей. Вместе с тем ряд наблюдаемых явлений требует дополнительных исследований, например, увеличение времени реакции при росте концентрации микросфер, а также механизм образования горячих точек при контакте микросфер в области плотной упаковки. В качестве дальнейшего развития темы диссертационной работы

предусмотрено исследование совместного действия микросфер и химических сенсibilизаторов, начатое на примере диэтилентриамина, а также использование полимерных и металлических микросфер или частиц. Такое исследование позволит уточнить причины возникновения вышеописанных явлений, а также дополнить существующие теории.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] В.А. Михельсон, О нормальной скорости воспламенения гремучих газовых смесей, Учёные Записки Императорского Московского Университета. Отд. Физ.-Мат. Наук (1893) 1–92.
- [2] D.L. Chapman, VI. On the rate of explosion in gases, The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science 47 (1899) 90–104.
- [3] E. Jouguet, On the propagation of chemical reactions in gases, J. de Mathematiques Pures et Appliquees 1 (1905) 2.
- [4] А.Н. Дремин, С.Д. Савров, В.С. Трофимов, К.К. Шведов, Детонационные волны в конденсированных средах, (1970).
- [5] Я.Б. Зельдович, К теории распространения детонации в газообразных системах, Журнал Экспериментальной и Теоретической Физики 10 (1940) 542–568.
- [6] J. Von Neumann, Theory of detonation waves. Office of Scientific Research and Development, National Defense Research Committee Div. B. Technical Report 549 (1942).
- [7] W. Döring, Über den detonationsvorgang in gasen, Annalen Der Physik 435 (1943) 421–436.
- [8] F.P. Bowden, F.D. Yoffe, Initiation and Growth of explosion in Liquids and Solids, Cambridge, 1952.
- [9] J.R. Campbell, W.C. Davis, J.B. Ramsay, J.R. Travis, Phys. of Fluids, V. 4 (1961) P.511.
- [10] В.С. Соловьев, В сб.: Химическая физика процессов горения и взрыва. Детонация., in: Черноголовка, 1977: р. С. 12.

- [11] P. Howe, R. Frey, B. Taylor, V. Boyle, In: Sixth Simpos. (International) on Detonation, (1976) P. 11.
- [12] А.Г. Мержанов, В.В. Барзыкин, В.Т. Гонтковская, ДАН СССР Т. 148 (1963) С. 380.
- [13] Б.А. Хасаинов, А.А. Борисов, Б.С. Ермолаев, А.И. Коротков, В Сб.: Детонация (1981) С.19.
- [14] Б.А. Хасаинов, А.А. Борисов, Б.С. Ермолаев, А.И. Коротков, В Сб.: Химическая Физика Процессов Горения и Взрыва. Детонация (1980) С.52.
- [15] А.В. Аттетков, Л.Н. Власова, В.В. Селиванов, В.С. Соловьев, ПМТФ №6 (1984) С.119.
- [16] К.К. Андреев, Термическое разложение и горение взрывчатых веществ, М.: Наука, 1966.
- [17] A.W. Campbell, W.C. Davis, J.R. Travis, Shock Initiation of Detonation in Liquid Explosives, Phys. Fluids 4 (1961) 498.
<https://doi.org/10.1063/1.1706353>.
- [18] Я.Б. Зельдович, А.С. Компанеец, Теория детонации, 1955.
http://elib.biblioatom.ru/text/zeldovich_teoriya-detonatsii_1955/go,0/
(accessed March 22, 2020).
- [19] А.Ф. Беляев, Горение, детонация и работа взрыва конденсированных систем, Наука, 1968.
- [20] Ф.П. Боуден, А.Д. Иоффе, Возбуждение и развитие взрыва в твердых и жидких веществах: Пер. с англ, Иностранной литературы, 1955.
- [21] N. Bourne, Materials in mechanical extremes: fundamentals and applications, Cambridge University Press, 2013.
- [22] Д.Ю. Рапота, А.В. Уткин, В.М. Мочалова, С.И. Торунов, В.А. Сосиков, Особенности ударно-волнового инициирования детонации в жидких взрывчатых веществах, Физика Горения и Взрыва (2023).
<https://doi.org/10.15372/FGV2022.9270>.
- [23] Харитон Ю.Б., Вопросы теории ВВ, Академия Наук СССР, Москва, 1947.

- [24] В.К. Боболев, О предельных диаметрах зарядов химически однородных взрывчатых веществ, (1947).
<https://elib.gstu.by/bitstream/handle/220612/34466/789-792.pdf?sequence=1>
 (accessed November 20, 2025).
- [25] А.Я. Апин, Л.Н. Стесик, Физика взрыва, in: М.: Изд-Во АН СССР, 1955: р. 87.
- [26] Р.Х. Курбангалина, Зависимость критического диаметра жидких взрывчатых веществ от содержания порошков, Прикладная Механика и Техническая Физика 10 (1969) 133–136.
- [27] С.Г. Андреев, А.В. Бабкин, Ф.А. Баум, Н.А. Имховик, И.Ф. Кобылкин, В.И. Колпаков, С.В. Ладов, В.А. Одинцов, Л.П. Орленко, В.Н. Охитин, Физика взрыва, Общество с ограниченной ответственностью Издательская фирма" Физико ..., 2004.
<https://elibrary.ru/item.asp?id=26062899> (accessed September 20, 2024).
- [28] Михайлюк К.М., Трофимов В.С., Физика горения и взрыва, 13 (1977).
- [29] Кобылкин И. Ф., Соловьев В. С., Бойко М. М., Природа критического диаметра стационарной детонации в конденсированных ВВ, Труды МВТУ (1982) 13–22.
- [30] Кобылкин И. Ф., Соловьев В. С., Бойко М. М., Физика горения и взрыва, 19 (1983).
- [31] И.Ф. Кобылкин, В.В. Селиванов, В.С. Соловьев, Н.Н. Сысоев, Ударные и детонационные волны. Методы исследования, (2004).
<https://elibrary.ru/item.asp?id=21261246> (accessed November 20, 2025).
- [32] А. Дрёмин, Открытия в исследовании детонации молекулярных конденсированных взрывчатых веществ в XX веке, Физика Горения и Взрыва 36 (2000) 31–44.
- [33] A.V. Utkin, V.M. Mochalova, V.A. Garanin, Structure of detonation waves in nitromethane and a nitromethane/methanol mixture, Combust., Explos. Shock Waves (Engl. Transl.) 48 (2012) 350–355.
<https://doi.org/10.1134/S0010508212030136>.

- [34] R. Engelke, S.A. Sheffield, H.L. Stacy, Chemical-reaction-zone lengths in condensed-phase explosives, *Physics of Fluids* 16 (2004) 4143–4149.
- [35] V. Bouyer, S.A. Sheffield, D.M. Dattelbaum, R.L. Gustavsen, D.B. Stahl, M. Doucet, L. Decaris, Experimental measurements of the chemical reaction zone of detonating liquid explosives, in: *AIP Conference Proceedings*, American Institute of Physics, 2009: pp. 177–180.
- [36] C.S. Yoo, N.C. Holmes, Shock initiation of nitromethane, in: *AIP Conference Proceedings*, American Institute of Physics, 1994: pp. 1567–1570.
- [37] B. Leal-Crouzet, G. Baudin, H.N. Presles, Shock initiation of detonation in nitromethane, *Combustion and Flame* 122 (2000) 463–473.
- [38] V. Bouyer, I. Darbord, P. Hervé, G. Baudin, C. Le Gallic, F. Clément, G. Chavent, Shock-to-detonation transition of nitromethane: Time-resolved emission spectroscopy measurements, *Combustion and Flame* 144 (2006) 139–150. <https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2005.07.004>.
- [39] J.-B. Maillet, E. Bourasseau, N. Desbiens, G. Vallverdu, G. Stoltz, Mesoscopic simulations of shock-to-detonation transition in reactive liquid high explosive, *EPL (Europhysics Letters)* 96 (2011) 68007.
- [40] S.F. Sheffield, D.M. Dattelbaum, R. Engelke, R.A. Alcon, B. Crouzet, D.L. Robbins, D.B. Stahl, R.L. Gustavsen, Homogeneous shock initiation process in neat and chemically sensitized nitromethane, in: *13-Th International Detonation Symposium-2006*, Norfolk Virginia, USA, 2006: pp. 401–407.
- [41] Y.A. Gruzdkov, Y.M. Gupta, Mechanism of amine sensitization in shocked nitromethane, *The Journal of Physical Chemistry A* 102 (1998) 2322–2331.
- [42] J.J. Lee, J. Jiang, K.H. Choong, J.H.S. Lee, Effect of Diethylenetriamine and Triethylamine sensitization on the critical diameter of Nitromethane, in: *AIP Conference Proceedings*, American Institute of Physics, 2000: pp. 797–800.
- [43] R. Engelke, S.A. Sheffield, H.L. Stacy, J.P. Quintana, Reduction of detonating liquid nitromethane’s chemical reaction-zone length by chemical sensitization, *Physics of Fluids* 17 (2005) 096102.

- [44] Б.Н. Кондриков, Г.Д. Козак, В.М. Райкова, А.В. Старшинов, О детонации нитрометана, in: Доклады Академии Наук СССР, 1977: pp. 402–405. <https://elibrary.ru/item.asp?id=29210952> (accessed July 6, 2026).
- [45] R. Engelke, Effect of a chemical inhomogeneity on steady-state detonation velocity, *The Physics of Fluids* 23 (1980) 875–880.
- [46] E.J. Nissen, M. Bhowmick, D.D. Dlott, Ethylenediamine Catalyzes Nitromethane Shock-to-Detonation in Two Distinct Ways, *J. Phys. Chem. B* 125 (2021) 8185–8192. <https://doi.org/10.1021/acs.jpcc.1c04427>.
- [47] B.N. Kondrikov, G.D. Kozak, V.M. Raikova, A.V. Starshinov, Homogeneous Catalysis at Detonation of Nitromethane, *Detonation, Akad. Sci. USSR, Chernogolovka* 73 (1977).
- [48] E. Bouton, B.A. Khasainov, H.N. Presles, P. Vidal, B.S. Ermolaev, Sensitization of two-dimensional detonations in nitromethane by glass microballoons, *Shock Waves* 9 (1999) 141–147.
- [49] R. Engelke, Effect of a physical inhomogeneity on steady-state detonation velocity, *The Physics of Fluids* 22 (1979) 1623–1630.
- [50] H.N. Presles, P. Vidal, J.C. Gois, B.A. Khasainov, B.S. Ermolaev, Influence of glass microballoons size on the detonation of nitromethane based mixtures, *Shock Waves* 4 (1995) 325–329.
- [51] J.C. Gois, J. Campos, I. Plaksin, R. Mendes, Failure and re-initiation detonation phenomena in NM/PMMA-GMB mixtures, in: *AIP Conference Proceedings*, American Institute of Physics, 1998: pp. 691–694.
- [52] H.N. Presles, J. Campos, O. Heuze, P. Bauer, Effects of microballoons concentration on the detonation characteristics of nitromethane-PMMA mixtures, in: *9th International Symposium on Detonation*, 1989: pp. 925–928.
- [53] D.M. Dattelbaum, S.A. Sheffield, D.B. Stahl, A.M. Dattelbaum, Influence of hot spot features on the shock initiation of heterogeneous nitromethane, in: *AIP Conference Proceedings*, American Institute of Physics, 2009: pp. 263–266.
- [54] N.K. Rai, H.S. Udaykumar, Void collapse generated meso-scale energy localization in shocked energetic materials: Non-dimensional parameters,

- regimes, and criticality of hotspots, *Physics of Fluids* 31 (2019) 016103.
<https://doi.org/10.1063/1.5067270>.
- [55] Б.Н. Кондриков, Г.Д. Козак, В.Б. Обломский, А.В. Савкин, Детонационные превращения в аэрированной жидкости. *Физика горения и взрыва*, (1987) 83–91.
- [56] A.V. Utkin, V.M. Mochalova, A.A. Logvinenko, Effect of diethylenetriamine on the structure of detonation waves in nitromethane, *Combust., Explos. Shock Waves* (Engl. Transl.) 49 (2013) 478–483.
<https://doi.org/10.1134/S0010508213040114>.
- [57] R. Engelke, W.L. Earl, C.M. Rohlffing, Microscopic evidence that the nitromethane aci ion is a rate controlling species in the detonation of liquid nitromethane, *The Journal of Chemical Physics* 84 (1986) 142–146.
- [58] R. Engelke, D. Schiferl, C.B. Storm, W.L. Earl, Production of the nitromethane aci ion by static high pressure, *The Journal of Physical Chemistry* 92 (1988) 6815–6819.
- [59] P. POLITZER, J.M. SEMINARIO, Density functional study of amine sensitization of nitromethane, *Molecular Physics* 89 (1996) 1511–1520.
- [60] C.P. Constantinou, J.M. Winey, Y.M. Gupta, UV/visible absorption spectra of shocked nitromethane and nitromethane-amine mixtures up to a pressure of 14 Gpa, *The Journal of Physical Chemistry* 98 (1994) 7767–7776.
- [61] V.M. Mochalova, A.V. Utkin, S.M. Lapin, Effect of small additions of diethylenetriamine on the width of the reaction zone in detonation waves in nitromethane, *Combust., Explos. Shock Waves* (Engl. Transl.) 52 (2016) 329–334. <https://doi.org/10.1134/S0010508216030126>.
- [62] V.M. Mochalova, A.V. Utkin, Stabilization of unstable detonation waves in mixtures of nitromethane with inert diluents, *Combust., Explos. Shock Waves* (Engl. Transl.) 52 (2016) 241–247.
<https://doi.org/10.1134/S0010508216020155>.

- [63] J. Loiseau, W. Georges, D.L. Frost, A.J. Higgins, The propulsive capability of explosives heavily loaded with inert materials, *Shock Waves* 28 (2018) 709–741.
- [64] B.A. Khasainov, B.S. Ermolaev, H.N. Presles, Effect of glass microballoons on shock wave sensitivity and detonation critical diameter of condensed explosives, in: *Tenth International Symposium on Detonation*, Office of Naval Research, ONR, 1993: pp. 33395–12.
- [65] J.J. Lee, D.L. Frost, J.H.S. Lee, A. Dremin, Propagation of nitromethane detonations in porous media, *Shock Waves* 5 (1995) 115–119.
- [66] A. Higgins, J. Loiseau, X.C. Mi, Detonation velocity/diameter relation in gelled explosive with inert inclusions, in: *AIP Conference Proceedings*, AIP Publishing LLC, 2018: p. 100019.
- [67] J. Loiseau, W. Georges, D.L. Frost, A.J. Higgins, Scaling of the propulsive capability of aluminized gelled nitromethane, in: *AIP Conference Proceedings*, AIP Publishing LLC, 2018: p. 150026.
- [68] J.C. Gois, J. Campos, R. Mendes, Shock initiation of nitromethane-PMMA mixtures with glass microballoons, in: *10th International Symposium on Detonation*, 1993: pp. 758–765.
- [69] R. Engelke, Effect of the number density of heterogeneities on the critical diameter of condensed explosives, *The Physics of Fluids* 26 (1983) 2420–2424.
- [70] A. Maranda, J. Paszula, P. Kubik, Investigation of the influence of additives on the detonation parameters of nitromethane. 1. Ammonium nitrate (V), *Materiały Wysokoenergetyczne* 16 (2024).
<https://yadda.icm.edu.pl/baztech/element/bwmeta1.element.baztech-9ff9f735-63a0-419e-bd1d-127c43ff5fe5> (accessed February 11, 2026).
- [71] J.L. Sabourin, R.A. Yetter, B.W. Asay, J.M. Lloyd, V.E. Sanders, G.A. Risha, S.F. Son, Effect of nano-aluminum and fumed silica particles on deflagration and detonation of nitromethane, *Propellants, Explosives, Pyrotechnics: An International Journal Dealing with Scientific and Technological Aspects of Energetic Materials* 34 (2009) 385–393.

- [72] Y. Kato, C. Brochet, Cellular structure of detonation in nitromethane containing aluminium particles, in: 6th Symposium (International) on Detonation, Coronado, CA, 1976.
- [73] W.A. Trzciński, J. Paszula, S. Grys, Detonation and blast wave characteristics of nitromethane mixed with particles of an aluminium–magnesium alloy, *Propellants, Explosives, Pyrotechnics* 35 (2010) 85–92.
- [74] Z. Wang, K. Xue, X. Mi, Effect of shock impedance of mesoscale inclusions on the shock-to-detonation transition in liquid nitromethane, *Physics of Fluids* 36 (2024). <https://pubs.aip.org/aip/pof/article/36/2/023336/3266801> (accessed June 22, 2026).
- [75] J.C. Gois, J. Campos, R. Mendes, On extinction detonation behavior of NM-PMMA-GMB mixtures, in: *Proceedings of the Conference of the American Physical Society on Shock Compression of Condensed Matter*, Seattle, Washington, Part, 1995: pp. 827–830.
- [76] D.M. Dattelbaum, S.A. Sheffield, D.B. Stahl, A.M. Dattelbaum, Trott, W., R. Engelke, Influence of hot spot features on the initiation characteristics of heterogeneous nitromethane, in: *Proceedings of the 14th International Detonation Symposium*, Coeur D’Alene, ID, Coeur D’Alene, ID, 2010: pp. 611–621.
- [77] S. Torquato, T.M. Truskett, P.G. Debenedetti, Is Random Close Packing of Spheres Well Defined?, *Phys. Rev. Lett.* 84 (2000) 2064–2067. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.84.2064>.
- [78] T. Aste, M. Saadatfar, A. Sakellariou, T.J. Senden, Investigating the geometrical structure of disordered sphere packings, *Physica A: Statistical Mechanics and Its Applications* 339 (2004) 16–23.
- [79] В.М. Мочалова, А.В. Уткин, А.В. Ананьин, Структура детонационных волн в пресованном 2, 2, 2-тринитроэтил-4, 4, 4-тринитробутирате, *Химическая Физика* 26 (2007) 8–12.
- [80] Г.И. Канель, С.В. Разоренов, А.В. Уткин, В.Е. Фортов, Ударно-волновые явления в конденсированных средах, М.: Янус-К 408 (1996) 11.

- [81] L.M. Barker, R.E. Hollenbach, Laser interferometer for measuring high velocities of any reflecting surface, *Journal of Applied Physics* 43 (1972) 4669–4675.
- [82] J.R. Asay, L.M. Barker, Interferometric measurement of shock-induced internal particle velocity and spatial variations of particle velocity, *J. Appl. Phys.* (Melville, NY, U. S.) 45 (1974) 2540–2546. <https://doi.org/10.1063/1.1663627>.
- [83] Физика взрыва. Сб. № 3. — 1955 / Просмотр издания // Электронная библиотека /// История Росатома, Электронная библиотека /// История Росатома (n.d.). https://elib.biblioatom.ru/text/fizika-vzryva_3_1955/ (accessed June 4, 2026).
- [84] Г.Л. Шнирман, Аппаратурные наблюдения, (2003).
- [85] Описание сверхскоростной фоторегистрирующей установки СФР, (1959).
- [86] O.T. Strand, D.R. Goosman, C. Martinez, T.L. Whitworth, W.W. Kuhlow, Compact system for high-speed velocimetry using heterodyne techniques, *Review of Scientific Instruments* 77 (2006). <https://pubs.aip.org/aip/rsi/article/77/8/083108/1017763> (accessed June 4, 2026).
- [87] Т.В. Казиева, И.Ю. Тищенко, В.Н. Решетов, К.Л. Губский, В.А. Пирог, Метод обработки сигналов трехфазного PDV, устраняющий влияние ускорения на точность определения скорости, *Письма в Журнал Технической Физики* 47 (2021) 24–27.
- [88] Е.Ю. Орлова, Химия и технология бризантных взрывчатых веществ, Л.: Химия, 1973.
- [89] Л.И. Хмельницкий, Справочник по взрывчатым веществам (учебное пособие), Военная артиллерийская инженерная академия им. Дзержинского, 1961.
- [90] В.М. Dobratz, Properties of Chemical Explosives and Explosive Simulants, in: *LLNL Explosives Handbook*, 1972.
- [91] Г.А. Гареев, Л.Г. Свирская, Химия нитрометана, (1995).
- [92] С.Л. Иоффе, Общая органическая химия. Пер. с англ. Т. 3. -М., 1982.

- [93] Л.Т. Еременко, Д.А. Нестеренко, Г.В. Струков, В.А. Гаранин, О связи между относительным импульсом взрыва и химическим составом взрывчатого вещества, *Химическая Физика Процессов Горения и Взрыва. Детонация. Сб. Статей*. Черноголовка: ОИХФ АН СССР (1977) 76.
- [94] A.W. Campbell, M.E. Malin, T.E. Holland, Temperature effects in the liquid explosive, nitromethane, *Journal of Applied Physics* 27 (1956) 963–963.
- [95] Д. Сталл, Э. Вестрам, Г. Зинке, В.А. Левицкий, В.М. Сахаров, Я.И. Герасимов, *Химическая термодинамика органических соединений*, мир, 1971.
- [96] V. Mochalova, A. Utkin, M. Shakula, V. Lavrov, A. Savchenko, V. Yakushev, Reaction zone structure and detonation parameters of nitromethane/polymethylmethacrylate and its mixture with microballoons, *Physics of Fluids* 33 (2021) 046108. <https://doi.org/10.1063/5.0048210>.
- [97] V.M. Mochalova, A.V. Utkin, V.A. Garanin, Investigation of detonation wave in tetranitromethane, nitromethane, and their solutions with methanol, *Journal of Energetic Materials* 28 (2010) 231–240. <https://doi.org/10.1080/07370652.2010.491075>.
- [98] A.V. Utkin, V.M. Mochalova, S.I. Torunov, Determination of detonation parameters of liquid high explosives, *Russ. J. Phys. Chem. B* 5 (2011) 513–518. <https://doi.org/10.1134/S1990793111030262>.
- [99] V.M. Raikova, B.N. Kondrikov, G.D. Kozak, Experimental investigation of detonation of nitric acid solutions, *Combustion, Explosion and Shock Waves* 34 (1998) 77–84.
- [100] V.V. Lavrov, A.N. Zubareva, P.V. Komissarov, Dependence of Detonability of Emulsion Explosive Based on Ammonium Nitrate on Porosity, *Russian Journal of Physical Chemistry B* 13 (2019) 603–609.
- [101] W. Fickett, *Introduction to detonation theory*, Univ of California Press, 1985.
- [102] B. Štimac, H.Y.S. Chan, M. Kunzel, M. Suceška, Numerical Modelling of Detonation Reaction Zone of Nitromethane by EXPLO5 Code and Wood and

- Kirkwood Theory, Cent. Eur. J. Energ. Mater. 17 (2020) 239–261.
<https://doi.org/10.22211/cejem/124193>.
- [103] S.A. Sheffield, R.P. Engelke, R.R. Alcon, R.L. Gustavsen, D.L. Robbins, D.B. Stahl, H.L. Stacy, M. Whitehead, Particle velocity measurements of the reaction zone in nitromethane, in: Proceedings of the 12th International Detonation Symposium, San Diego, California, USA, San Diego, California, USA, 2002: pp. 159–166.
- [104] В.М. Мочалова, А.В. Уткин, В.А. Сосиков, С.И. Торунов, Д.Ю. Рапота, А.В. Савченко, М.Ю. Шакула, В.В. Вилков, С.А. Колдунов, Неустойчивость течения на границе заряда при детонации смеси нитрометан/полиметилметакрилат, Физика Горения и Взрыва 61 (2025) 68–75.
- [105] V. Mochalova, A. Utkin, M. Shakula, V. Lavrov, S. Koldunov, M. Zhidkov, Detonation parameters of the mixture of gelled nitromethane/microballoons at high porosity, Physics of Fluids 36 (2024).
<https://pubs.aip.org/aip/pof/article/36/2/026112/3265415> (accessed September 17, 2026).
- [106] Y.B. Zel'dovich, K voprosu ob energeticheskom is-pol'zovanii detonatsionnogo goreniya [On the issue of energy development fission of detonation combustion], Journal of Technical Physics 10 (1940) 14–53.
- [107] V.M. Mochalova, A.V. Utkin, V.A. Garanin, S.I. Torunov, Structure of detonation waves in tetranitromethane and its mixtures with methanol, Combust Explos Shock Waves 45 (2009) 320–325. <https://doi.org/10.1007/s10573-009-0042-4>.
- [108] A.V. Utkin, G.I. Kanel, V.E. Fortov, Empirical macrokinetics of the decomposition of a desensitized hexogen in shock and detonation waves, Combustion, Explosion and Shock Waves 25 (1989) 625–632.
- [109] S.M. Karakhanov, A.V. Plastinin, D.S. Bordzilovskii, S.A. Bordzilovskii, Time of hot-spot formation in shock compression of microballoons in a

- condensed medium, *Combustion, Explosion, and Shock Waves* 52 (2016) 350–357.
- [110] V. Mochalova, A. Utkin, M. Shakula, V. Lavrov, A. Savchenko, V. Sosikov, S. Torunov, D. Rapota, S. Koldunov, Combined effect of microballoons and diethylenetriamine on the detonation of nitromethane., *Physics of Fluids* 38 (2026). <https://doi.org/10.1063/5.0351017>.
- [111] M.Y. Shakula, A.V. Utkin, V.M. Mochalova, V.V. Lavrov, A.V. Savchenko, V.V. Vilkov, Shock initiation of detonation in a mixture of gelled nitromethane with microballoons, *Himičeskaâ Fizika* 44 (2025) 87–96.
- [112] R.F. Chaiken, Comments on hypervelocity wave phenomena in condensed explosives, *The Journal of Chemical Physics* 33 (1960) 760–761.
- [113] V. Mochalova, A. Utkin, M. Shakula, V. Lavrov, Effect of charge diameter on detonation parameters in the mixture of gelled nitromethane/microballoons, *Physics of Fluids* 35 (2023).