

УДК 534.222.2

РЕАЛИЗАЦИЯ ВОЗМОЖНОСТЕЙ СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ИССЛЕДОВАНИЯХ ДЕТОНАЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ

© 2013 г. Э. Р. Прууэл, К. А. Тен, Б. П. Толочко, Л. А. Мержиевский, Л. А. Лукьянчиков,
В. М. Аульченко, В. В. Жуланов, Л. И. Шехтман, академик В. М. Титов

Поступило 17.09.2012 г.

DOI: 10.7868/S086956521301012X

Современная теория детонации базируется на газодинамической модели, развитой Я.Б. Зельдовичем, Дж. Фон Нейманом (J. von Neumann) и Э. Дёрингом (W. Doring). В дополнение к ней к настоящему времени экспериментально изучены и смоделированы размеры зоны реакции и пик Неймана, построены феноменологические кинетики детонационного превращения, предприняты попытки описания зоны реакции методами молекулярной динамики, получены данные об адиабатах разгрузки и построены многочисленные уравнения состояния продуктов детонации, учтена реальная кривизна фронта детонации и ряд других свойств процесса. Вместе с тем появляются новые факты, не укладывающиеся в рамки сложившихся представлений и требующие экспериментального изучения и последующего объяснения. К интенсивно исследуемым проблемам можно отнести особенности тонкой структуры зоны реакции, форму поверхности Чепмена–Жуге, кинетику конденсации углерода при детонационном переходе, возможность перехода без химического пика, ряд других задач. Их решение осложняется отсутствием адекватных экспериментальных методик, так как существующие зачастую являются возмущающими или не дающими достаточного для однозначной интерпретации пространственного и временного разрешения. Частичный ответ на некоторые из этих вопросов удается получить с помощью разработанной и реализованной авторами методики с использовани-

ем мягкой рентгеновской компоненты синхротронного излучения (СИ).

Синхротронное излучение широко используется в физике высоких плотностей энергий. Детальный анализ перспектив его применения в качестве инструмента для исследований в этой области был проведен в [1]. В настоящее время реализована значительная доля прогнозированных методик. Опубликован ряд обзоров и монографий, посвященных рассмотрению возможностей и результатов применения СИ в различных областях науки. Обобщенное описание методов анализа физических и химических процессов в реальном времени дано, например, в [2]. В [3] впервые предложено использовать СИ как вариант рентгенографических методов для изучения детонационных и ударно-волновых процессов. По сравнению с аналогичными традиционными методами, в которых излучение генерируется с помощью рентгеновских трубок, СИ обладает рядом преимуществ: высокая интенсивность потока фотонов $\sim 10^6$ мм⁻² за одну экспозицию, малая угловая расходимость, высокая стабильность и периодичность вспышек излучения (время экспозиции ~ 1 нс, период повторения до 125 нс). На созданном стенде формируется зондирующий пучок СИ шириной 20 мм и толщиной 0.1 мм.

Уникальные свойства СИ позволяют разработать невозмущающие внутренние методы исследования параметров детонирующего заряда взрывчатого вещества (ВВ) в области, прилегающей к фронту детонации, включая при определенных условиях и сам фронт. После прохождения исследуемого объекта можно выделить три основных компоненты проникающего за объект излучения: проходящую и отклоняющиеся на малые и достаточно большие углы. Проходящий луч имеет наибольшую интенсивность и несет информацию об изменении плотности вещества. Лучи, отклоняемые на малый угол, несут информацию о флуктуации плотности в зоне регистрации. Их интенсивность уже на несколько порядков ниже. И, наконец, третий тип лучей — дифрагированное

*Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева
Сибирского отделения Российской Академии наук,
Новосибирск*

*Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера
Сибирского отделения Российской Академии наук,
Новосибирск*

*Институт химии твердого тела и механохимии
Сибирского отделения Российской Академии наук,
Новосибирск*

Новосибирский государственный университет

излучение – имеет еще более низкую интенсивность и несет информацию о параметрах периодических структур в веществе. В реализованных методах использовались первые две компоненты.

Кратковременность изучаемых процессов потребовала создания соответствующих методов измерения. Важнейшим элементом измерительной системы является разработанный специально для динамических экспериментов линейный детектор рентгеновского излучения DIMEX [4], позволяющий фиксировать распределение плотности потока рентгеновского излучения за время меньшее, чем интервал между импульсами, и имеющий 512 каналов при ширине каждого 0.1 мм. Электронная схема детектора обеспечивает запоминание информации на 32 момента времени.

ИЗМЕРЕНИЕ ПЛОТНОСТИ ВО ФРОНТЕ ДЕТОНАЦИОННОЙ ВОЛНЫ

Эти измерения не дают принципиально новой информации и рассматриваются авторами как способ тестирования методики с возможным в дальнейшем (с увеличением разрешающих возможностей) использованием для изучением тонкой структуры зоны детонационного перехода. Для измерения плотности во фронте детонационной волны заряд ВВ располагался так, чтобы плоскость сформированного пучка СИ проходила через ось исследуемого заряда. Ширина пучка СИ 20 мм, толщина 0.1 мм. Фронт детонации, двигаясь с постоянной скоростью, находится в зоне регистрации несколько микросекунд. Интервал между импульсами составлял 250 или 500 нс, что позволяло сделать 3–5 снимков распределения прошедшего излучения детектором, располагавшимся параллельно оси заряда на расстоянии ~1 м. Детально постановка экспериментов этого типа описана в [5]. По степени ослабления прошедшего через образец излучения определялась масса вещества на луче

$$m = \int \rho dL;$$

L – путь, пройденный лучом в заряде; ρ – текущая плотность в точках луча. При этом использо-

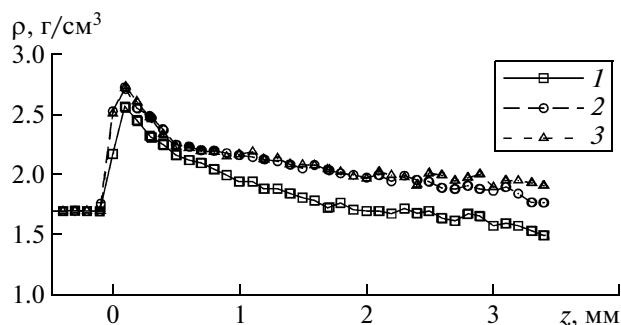


Рис. 1. Распределение плотности вдоль оси заряда для ТГ 50/50. $d = 7$ (1), 10 (2), 12.5 мм (3).

валась проводимая отдельно калибровка детектора, основанная на просвечивании однородных пластин из исследуемого ВВ [5]. При обработке записанного сигнала и его переводе в зависимость $\rho(z)$ (распределение плотности вдоль оси заряда) проводили корректировку полученных данных, при которой учитывались размазывание сигнала по каналам детектора и кривизна реального фронта детонационной волны [5].

Результаты полученного таким путем распределения плотности вдоль оси зарядов из сплава тротила с гексогеном (ТГ) в пропорции 50/50 разных диаметров показаны на рис. 1. Приведенные данные позволяют определять параметры состояния в пике Неймана и плоскости Чепмена–Жуге, в последнем случае – как состояние в точке пересечения участков полученных кривых, соответствующих автомодельным волнам разгрузки. Сравнение показало хорошее согласие наших результатов с данными других авторов. Кроме ТГ были проведены измерения для тротила, гексогена, ТАТЬ, ПСТ и эмульсионного ВВ на основе аммиачной селитры. Полная сводка параметров на фронте детонации исследованных ВВ приведена в табл. 1. Здесь $\rho_0, \rho_N, \rho_{cj}$ – начальная плотность ВВ, плотность в максимуме пика Неймана и в плоскости Чепмена–Жуге соответственно, τ и Δ – длительность и ширина пика Неймана, γ – вычисленный показатель политропы продуктов в плос-

Таблица 1

ВВ	$\rho_0, \text{г/см}^3$	$D, \text{км/с}$	$\rho_N, \text{г/см}^3$	$\rho_{cj}, \text{г/см}^3$	$\tau, \text{мкс}$	$\Delta, \text{мм}$	$\Delta_1, \text{мм}$	γ	K
ТГ	1.7	7.5	2.64	2.16	0.065 ± 0.013	0.5 ± 0.1	0.1–0.8	3	1.81
ТНТ	1.65	6.9	2.61	2.09	0.1 ± 0.014	0.7 ± 0.1	0.63–2.2	3.3	2.09
RDХ	1.8	8.6	2.6	2.26	0.048 ± 0.012	0.4 ± 0.1	0.36–0.6	3.1	1.54
ТАТЬ	1.8	7.5	2.68	2.32	0.13 ± 0.013	1.1 ± 0.1	2.5–4.6		
ПСТ	1.9	7.4	2.65	2.22	0.15 ± 0.014	1.2 ± 0.1			
ЭВВ	1.07	4	1.81	1.37	0.75 ± 0.14	3.5 ± 0.5	~3	3.1	2.36
БТФ	1.79	8.4		2.5				2.52	

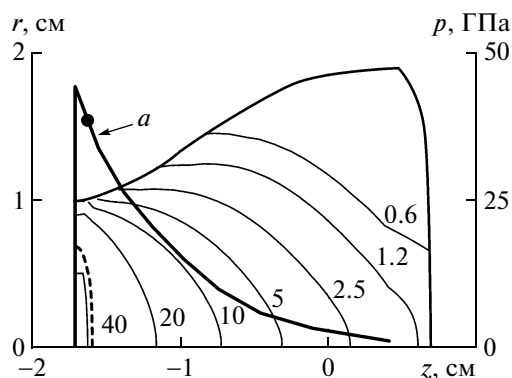


Рис. 2. Пространственное распределение давления в продуктах детонации заряда БТФ. Сплошные кривые – изобары, штриховая – звуковая поверхность, кривая *a* – распределение давления на оси заряда, точка на которой соответствует точке Чепмена–Жуге.

кости Чепмена–Жуге. В столбце Δ_1 приведены обобщенные экспериментальные данные о размерах зоны химического превращения, полученные различными методами, достаточно полная сводка которых представлена в [6–8]. Параметр K , введенный в [8], характеризует отношение давлений в пике Неймана и плоскости Чепмена–Жуге. В нашем случае он вычислялся по отношению $\frac{p_N}{p_{cj}}$ и показателю политропы γ .

Следует указать на систематическое расхождение полученных значений K , а в ряде случаев и Δ с данными [8], обобщающими результаты более ранних работ этой группы исследователей и ряда работ других авторов. Это связано с тем, что наши исследования проводились с зарядами существенно меньших размеров (диаметр, длина), чем использованные в других работах. В проанализированных в [8] исследованиях отмечается, что при уменьшении диаметра заряда давление детонации и ширина зоны реакции падает, а величина превышения пика Неймана над давлением Чепмена–Жуге растет. Известно также, что давление детонации нарастает как с ростом диаметра заряда, так и по мере распространения детонационной волны. Таким образом, отмеченные расхождения не противоречат известным данным, что можно считать косвенным подтверждением адекватности реализованной методики.

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПЛОТНОСТИ ПРОДУКТОВ ДЕТОНАЦИИ

Данные исследования позволили впервые получить полную экспериментальную информацию о характеристиках поля течения продуктов детонации (плотность, скорость, давление) при детонации цилиндрических зарядов и выделить зву-

ковую поверхность. В экспериментах данного цикла детонирующий заряд зондировался в плоскости, перпендикулярной оси (детали постановки описаны в [9]). Это позволяет получить информацию о динамике распределения массы на луче в фиксированном сечении исследуемого детонационного течения. Осесимметричность течения продуктов детонации позволяет восстановить распределение плотности вдоль радиуса в наблюдаемом сечении заряда на основе информации, полученной при просвечивании только с одного ракурса. В предположении стационарности течения восстанавливается полное распределение плотности продуктов детонации (строится функция $\rho(r, z)$, где r, z – радиальная и осевая координаты). При этом возникает необходимость решать некорректные обратные задачи динамической томографии. В данном случае не удается применять классические методы, основанные на инверсии Абеля [10]. Причиной является негладкость получаемых в эксперименте данных и проблемы их регуляризации.

Нами был разработан оригинальный метод восстановления газодинамических параметров детонационного течения по данным рентгенографического эксперимента. Метод привязан к конкретной задаче, но позволяет не только значительно улучшить точность восстановления плотности [9], но и определить остальные газодинамические характеристики – распределения массовой скорости и давления [11]. В основе метода восстановления полей газодинамических характеристик детонационного течения лежит численное решение газодинамической задачи в постановке, соответствующей эксперименту. Предполагается, что продукты детонации описываются политропическим уравнением состояния

$$p(\rho) = p_0 \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{\gamma(\rho)},$$

где p_0, ρ_0, γ – подлежащие определению параметры. Отыскание подлежащих определению параметров осуществлялось на основе минимизации функционала среднеквадратичных отклонений расчетных и экспериментально полученных рентгеновских “теней” исследуемого течения в выделенных узлах расчетной области. Зависимость $\gamma(\rho)$ аппроксимировалась кубическим сплайном. Для решения возникающей задачи многомерной минимизации использовался симплекс метод, описанный и реализованный в [12]. В результате восстанавливается полная картина течения, т.е. распределение всех газодинамических величин $\rho(r, z, t), p(r, z, t), \mathbf{u}(r, z, t)$ (\mathbf{u} – вектор скорости).

Полученные результаты для заряда БТФ (бензотрифуроксан) диаметром 20 мм показаны на рис. 2 и 3. На рис. 2 приведены изобары давления, звуковая поверхность (штриховая линия) и распределение давления на оси заряда (кривая *a*

с выделенной звуковой точкой). Поле скоростей стрелками, длина которых соответствует модулю вектора, показано на рис. 3. Формально можно считать, что область восстановленных характеристик течения включает и зону химического превращения, хотя реально процесс в этой зоне не изоэнтропичен, а состояние не является термодинамически равновесным. На зависимостях распределения параметров вдоль оси наблюдается область резкого падения величин, которую приближенно можно отождествить с зоной химического превращения, оканчивающейся точкой Чепмена–Жуге, где $|\mathbf{u}| = c$ (c – скорость звука).

Анализ методики показывает, что пространственная и временная точность восстановления характеристик течения составляет ~ 0.2 мм и ~ 0.2 мкс соответственно, а значений рассчитанных газодинамических характеристик – не хуже 10% на масштабе времени 0.5 мкс. В области энерговыделения на масштабе времени 0.2 мкс полученные значения являются оценочными. Полученные данные позволяют рассчитать адиабату разгрузки, показатель политропы которой оказался близок к классическому значению $\gamma = 3$.

КОНДЕНСАЦИЯ УГЛЕРОДА В ПРОДУКТАХ ДЕТОНАЦИИ

Исследование позволило впервые определить размеры зоны, в которой происходит конденсация углеродных частиц при детонации ВВ с избыточным содержанием углерода и описать динамику роста размеров частиц. Идеализированное модельное представление об окончании суммарно экзотермического перехода исходного ВВ в конечные продукты детонации в плоскости Чепмена–Жуге подвергается обоснованной критике при анализе реальных детонационных процессов и построении более адекватных моделей развития детонации. Одним из обсуждаемых элементов кинетики детонационных переходов является вопрос о роли конденсации углерода при детонации ВВ с отрицательным кислородным балансом и возможности продолжения процесса конденсации за плоскостью Чепмена–Жуге. В [13] и ряде других работ показано, что предположение о конденсации углерода и за этой плоскостью позволяет точнее описать экспериментальные данные. Для исследования процесса конденсации углерода был использован эффект отклонения зондирующего луча СИ на малые углы, вызываемый флуктуациями плотности изучаемого объекта, – малоугловое рентгеновское рассеяние. При постановке экспериментов данного цикла коллимированный пучок СИ, как и в предыдущем случае, направлялся поперек заряда ВВ, а детектор располагался параллельно оси заряда. Угловой диапазон измерений малоуглового рентгеновского рассеяния составлял $\sim 4 \cdot 10^{-4}$ – 10^{-2} рад (2–100 каналов

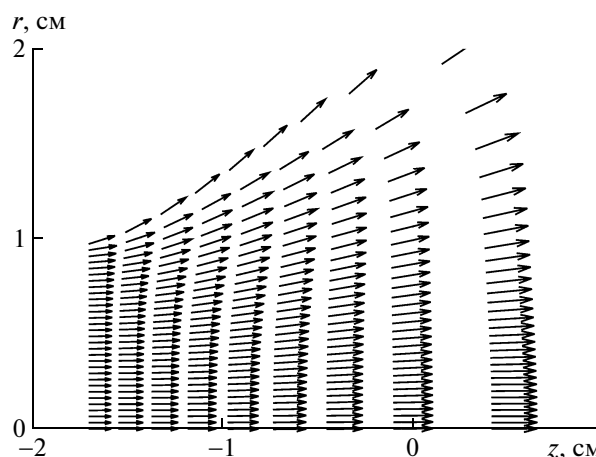


Рис. 3. Поле скоростей разлетающихся продуктов детонации заряда БТФ. Длина стрелок соответствует величине модуля скорости.

детектора). Такой диапазон измерений позволяет регистрировать малоугловое рентгеновское рассеяние от частиц размером от ~ 2.0 до ~ 75 нм. Каждый импульс СИ фиксирует распределение рассеяния в зависимости от угла. Импульсы следуют через 0.5 мкс, что позволяет получать “дифракционное кино” из 32 кадров с длительностью каждого кадра в 1 нс.

Исследовалась детонация зарядов диаметром 20 и длиной 30–32 мм из прессованного тротила, гексогена, смесей ТГ50/50, БТФ и смесей на основе ТАТБ (триаминотринитробензол). Иницирование проводилось через промежуточный заряд на основе пластифицированного ТЭН. Результаты интерпретировали по общепринятым методикам [14]. Детальный анализ результатов исследований позволяет сделать вывод о том, что процесс конденсации свободного углерода длится ~ 1 – 2 мкс, что заметно превышает длительность химической реакции, оцениваемой различными методами. При этом оказывается затруднительным однозначно выделить динамику формирования частиц в алмазоподобной фазе. Обработка полученных данных в соответствии с [14] позволяет оценить динамику размеров конденсирующихся углеродных наночастиц (рис. 4). Из приведенных графиков следует, что на фронте детонации фиксируются наночастицы размером $d \sim 2$ нм. Далее размер частиц растет и через время $t = 2$ – 3 мкс достигает размеров $d \approx 2.5$ – 3.0 нм у ТАТБ, ~ 5 – 6 нм у ТГ50/50 и 60 – 70 нм у БТФ. График на рис. 4 показывает диапазон возможностей методики. Определенные в динамических экспериментах конечные размеры практически совпадают с величинами, полученными при исследовании сохраненных продуктов взрыва [15].

Таким образом, реализация методик, основанных на использовании СИ в качестве зондирую-

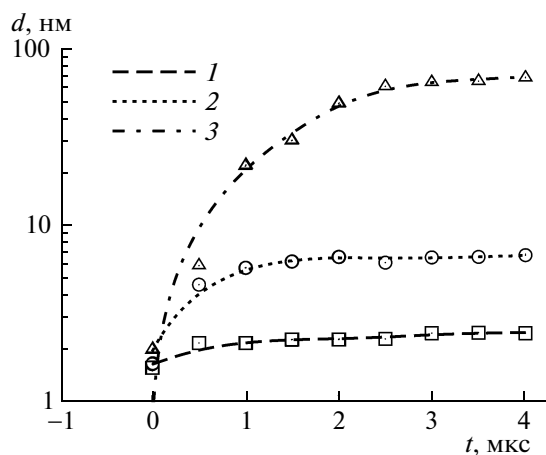


Рис. 4. Динамика роста размеров углеродных наночастиц: 1 – ТАТБ, 2 – ТГ50/50, 3 – БТФ.

щего луча, предоставила новые возможности в исследовании детонационных процессов в конденсированных ВВ. В случае стационарной детонации удалось измерить распределение плотности во фронте детонационной волны и в разлетающихся продуктах. Полученные экспериментальные данные позволили восстановить полные поля распределений всех газодинамических характеристик процесса детонации по пространству и времени. Это открывает новые возможности для верификации существующих и построения новых уравнений состояния ВВ и продуктов детонации, а также кинетик детонационного превращения. В последнем случае принципиальными являются результаты, полученные с использованием эффекта малоуглового рассеяния.

Работа выполнена при использовании оборудования ЦКП СЦСТИ и финансовой поддержке Минобрнауки России, грантов РФФИ 12–01–00177–а, 11–03–00874–а и Интеграционного проекта СО РАН № 65.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кулипанов Г.И., Скринский А.Н. // УФН. 1977. Т. 122. В. 3. С. 369–418.
2. Фетисов Г.В. Синхротронное излучение. Методы исследования структуры веществ. М.: Физматлит, 2007. 672 с.
3. Алешаев А.Н., Зубков П.И., Кулипанов Г.Н. и др. // ФГВ. 2001. Т. 37. № 5. С. 104–113.
4. Аульченко В.М., Евдоков О.В., Жогин И.Л. и др. // Приборы и техника эксперимента. 2010. № 3. С. 20–35.
5. Тен К.А., Евдоков О.В., Жогин И.Л. и др. // Физика горения и взрыва. 2007. Т. 43. № 2. С. 91–99.
6. Лобойко Б.Г., Любятинский С.Н. // ФГВ. 2000. Т. 36. № 6. С. 45–64.
7. Дремин А.Н., Савров С.Д., Трофимов В.С., Шведов К.К. Детонационные волны в конденсированных средах. М.: Наука, 1970. 172 с.
8. Федоров А.В., Михайлов А.Л., Антонюк Л.К. и др. // ФГВ. 2012. № 3. С. 62–68.
9. Прууэл Э.Р., Мерзиевский Л.А., Тен К.А. и др. // ФГВ. 2007. № 3. С. 121–131.
10. Пикалов В. В., Преображенский Н. Г. Реконструктивная томография в газодинамике и физике плазмы. М.: Наука, 1987. 232 с.
11. Ten K.A., Prueel E.R., Merzhievsky L.A., et al. // Nucl. Instrum. and Methods Phys. Res. A. 2009. V. 603. P. 160–163.
12. Gnu Science Library documentation. www.gnu.org/software/gsl
13. Tarver C.M., Kury J.W., Breithaupt R.D. // J. Appl. Phys. 1997. V. 82. № 8. P. 3771–3782.
14. Свергун Д.И., Фейгин Л.А. Рентгеновское и нейтронное малоугловое рассеяние. М.: Наука, 1986. 280 с.
15. Титов В.М., Анисичкин В.Ф., Мальков И.Ю. // ФГВ. 1989. Т. 35. № 3. С. 117–126.