

Список литературы

1. C.M.Tarver Next generation experiments and models for shock initiation and detonation of solid explosives. *Proc. of Int. Conf. Shock Compression of condensed matter*, 1999, p.873.
2. К.Ф. Гребенкин Физическая модель ударно-волнового инициирования детонации в прессованных мелкокристаллических взрывчатых веществах. Письма в ЖТФ. 1998. т. 24, N. 20, стр. 1.
3. J.C. Dallman, and J. Wackerle Temperature-dependent shock initiation of TATB-based high explosives. *Proceedings of the 9<sup>th</sup> Symposium (Int.) on Detonation*, pp. 130-137.
4. J.J. Dick, C.A. Forest, J.B. Ramsay, W.L. Seitz The Hugoniot and shock sensitivity of a plastic-bonded TATB explosive PBX 9502. *J. Appl. Phys.*, v.63(10), 1988, pp.4881-4888.
5. К.П.Станюкович. Неустановившиеся движения сплошной среды. Москва, "Наука", 1971.
6. А.И.Китайгородский. Молекулярные кристаллы, Москва, "Наука", 1971.
7. Miller P.J., Block S., Piermarini G.J. Effect of Pressure on the Vibration Spectra of Liquid Nitromethane. // *Journal of Physical Chemistry*. 1989, V. 93, pp. 462-466.
8. Т.Кларк. Компьютерная химия. Москва, "Мир", 1990.
9. Cady H.H., Larson A.C., *Acta Crystallogr.*, v.18, № 3, p.485, 1965.
10. В.Г.Щетинин. Расчет теплоемкости органических веществ в ударных и детонационных волнах. // *Химическая физика*, т.18, № 5, с.90-95.
11. S.Mayo, B.Olafson, W.Goddard DREIDING: A general force field for molecular simulation // *J. Phys. Chem.* 1990, 94, pp.8897-8909.
12. TINKER Software Tools for Molecular Design, 1997.
13. Олинджер Б., Кейди Г. Ударная сжимаемость тэна, ТАТБ, CO<sub>2</sub> и H<sub>2</sub>O при давлениях до 10 ГПа. // В сб. *Детонация и взрывчатые вещества*. М.: Мир, 1981, с.203-219.
14. T.Sewell Monte Carlo simulations of crystalline TATB. Los Alamos National Laboratory, LA-UR 95-4130, Los Alamos, New Mexico, USA.
15. P.C.Lysne, D.R.Hardesty Fundamental equation of state of liquid nitromethane to 100 kbar *J. Chem. Phys.*, v.59, 1973, pp.6512-6523.
16. V.Dobratz The Insensitive High Explosive TATB : Development and Characterization – 1888 to 1994 // LANL UC-741, 1995, p.33.
17. D.J.Pastine, R.R.Bernecker (P,V,E,T)-equation of state for 1,3,5-triamino-2,4,6-trinitrobenzene // *J. Appl. Phys.*, 1974, v.45, № 10, pp.4458-4468.
18. Е.И.Забабахин. Некоторые вопросы газодинамики взрыва. Снежинск, 1997.
19. А.В.Бушман, И.В.Ломоносов, Л.П.Фортков, К.В.Хищенко. Уравнения состояния полимерных материалов при высоких давлениях. *Хим. Физика*, т.13, № 1, 1994, с.64.
20. Е.В.Шорохов, Б.В.Литвинов. Ударная сжимаемость взрывных композиций на основе ТАТБ в диапазоне давлений от 0.1 до 40 ГПа. *Хим. Физика*, № 6, 1993, с.722.
21. Ю.А. Власов, В.Б. Косолапов, Л.В. Фомичева, И.П. Хабаров Влияние температуры, плотности и технологических факторов на ударно-волновую чувствительность пластифицированного ТАТБ. *Физика горения и взрыва*, 1998, т.34, №4, стр.110-112.
22. J.N. Fritz, J.E.Kennedy Air cushion effect in the short-pulse initiation of explosives. *Proc. of Int. Conf. Shock Compression of condensed matter*, 1997, p.393-396
23. J.W. Fobers, C.M. Tarver, P.A. Urtiew, F. Garcia The effects of confinement and temperature on shock sensitivity of solid explosives LLNL, Livermore, CA 94551.

**ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ НАНОСТРУКТУР ПРИ ДЕТОНАЦИИ ВВ  
С ПОМОЩЬЮ МАЛОУГЛОВОГО РАССЕЯНИЯ ПОЛИХРОМАТИЧЕСКОГО  
СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ**

В.М. Аульченко<sup>2</sup>, О.В. Евдоков<sup>3</sup>, И.Л. Жогин<sup>3</sup>, В.В. Жуланов<sup>2</sup>, П.И. Зубков<sup>1</sup>, Ю.М. Каменецкий<sup>3</sup>, Г.Н. Кулипанов<sup>2</sup>,  
Л.А. Лукьянчиков<sup>1</sup>, Н.З. Ляхов<sup>3</sup>, Л.А. Мерзиевский<sup>1</sup>, К.А. Тен<sup>1</sup>, В.М. Титов<sup>1</sup>, Б. П. Толочко<sup>3</sup>,  
М.Р. Шарафутдинов<sup>3</sup>, М.А. Шеромов<sup>2</sup>, Л.И. Шехтман<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт гидродинамики им. Лаврентьева СО РАН, Новосибирск, Россия.

<sup>2</sup>Институт ядерной физики им. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия.

<sup>3</sup>Институт химии твердого тела и механохимии СО РАН, Новосибирск, Россия.

Интенсивность малоуглового рентгеновского рассеяния (МУРР) составляет  $10^{-3} - 10^{-4}$  часть от начального (первичного) потока излучения. Именно поэтому, перспективно использование синхротронного излучения (СИ) от ускорителей заряженных частиц [1]. Использование специальных устройств для генерации СИ позволяет на несколько порядков поднять первичный поток излучения СИ по сравнению с импульсными рентгеновскими аппаратами.

Использование полихроматического СИ позволяет увеличить число фотонов в первичном пучке еще на 3 - 4 порядка, а, следовательно, кардинально сократить время регистрации рассеянного образцом излучения. Этот факт особенно актуален при исследовании детонационных процессов в динамике, то есть с наносекундным временным разрешением, поскольку использование монохроматического СИ не позволяет получить отчетливой картины интенсивности МУРР за столь малые времена, в силу недостатка интенсивности первичного пучка. Это обстоятельство накладывает специфические требования как на методику проведения экспериментов, так и на обработку полученных данных.

В работе рассмотрены возможности получения структурной информации по данным малоуглового рентгеновского рассеяния с использованием полихроматического спектра СИ. Предложена методика обработки профиля кривой малоуглового рентгеновского рассеяния, полученной на полихроматическом СИ, с целью получения функции полидисперсности для изотропных систем. Приведены первые результаты экспериментов по получению профиля кривой малоуглового рентгеновского рассеяния на флуктуациях плотности, образующихся в ходе детонационных процессов.

### Постановка экспериментов

В экспериментах использовались заряды сплава тротил-гексоген 50/50. Диаметр зарядов составлял 12,5 мм, длина 75-85 мм. Взаимное расположение заряда ВВ и детектора показано на рис.1. Сигнал МУРР регистрировался детектором DIMEX, который работал в режиме «кино» с периодом между кадрами 250 нс. Общее время регистрации составляло 8 мкс (32 кадра). Время экспозиции определялось периодом прохождения электронного сгустка в рабочей области вигглера и составляло ~ 1 нс.

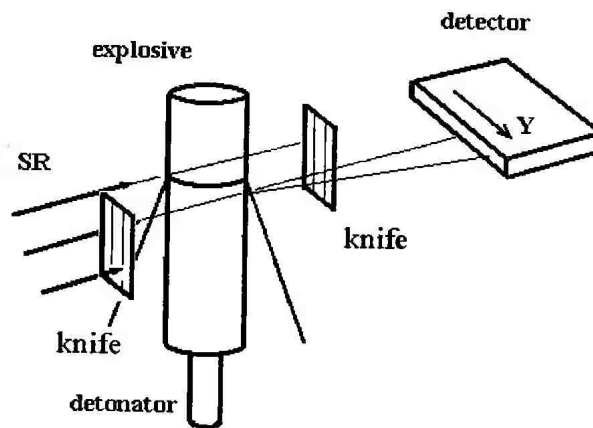


Рисунок 1. Схема постановки экспериментов

Перед экспериментом по центру заряда ВВ формировалось «пятно» СИ с размерами 0,5 x 0,5 мм. Затем с помощью ножа перед детектором закрывался прямой пучок СИ. Расстояние от заряда ВВ до детектора составляло 1030 мм. Размер приемной ячейки детектора DIMEX составляет 0,1 мм вдоль оси Y, 1 мм в высоту и 50 мм вдоль луча СИ. Диапазон угловой развертки кривой малоуглового рассеяния в данных экспериментах соответствует ~ 15 каналам детектора, т.е. 1,5 мм. Эта величина задает угловой диапазон при заданной геометрии съемки ~  $2,5 \cdot 10^{-3}$  рад. Запуск детектора DIMEX осуществлялся контактным датчиком, расположенным на расстоянии 30 мм до «пятна» СИ. На рис. 2 приведена зависимость профиля интенсивности малоуглового рассеяния на ВВ при прохождении детонационной волны от времени, нормированная на кривую изменения плотности. малоуглового рассеяния на ВВ при прохождении детонационной волны от времени, нормированная на кривую изменения плотности. Результирующая кривая получена по результатам десяти экспериментов, с учетом сдвига во времени посредством привязки начала роста кривой МУРР к моменту прохождения детонационного фронта через исследуемую область. Из рисунка 2 видно, что максимум интенсивности МУРР достигается через 2 мкс после прихода детонационного фронта. После этого на кривой наблюдается медленный спад, что хорошо согласуется с результатами предыдущих экспериментов[1].

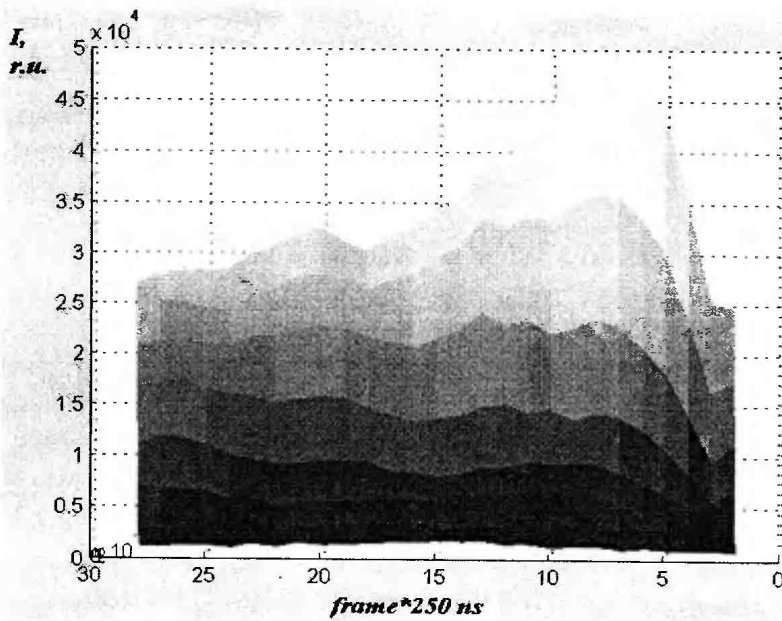


Рисунок 2. Проекция интенсивности МУРР на плоскость время-интенсивность

**Специфика использования полихроматического синхротронного излучения**

Связь между угловой зависимостью интенсивности рассеяния полихроматического излучения  $J(\theta)$  и угловой зависимостью интенсивности рассеяния монохроматического излучения объектом  $I(\theta, \lambda)$  описывается уравнением

$$J(\theta) = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \varphi(\lambda) I(\theta, \lambda) d\lambda, \tag{1}$$

где  $\varphi(\lambda)$  – спектр СИ с учетом поглощения, квантовой эффективности детектора и зависимости интенсивности рассеяния объектом от длины волны [2].

Для получения структурной информации об объекте необходимо разрешить уравнение (1) относительно  $I(\theta, \lambda)$ , что в общем случае сопряжено с большими трудностями. Задача существенно упрощается, если вид функции  $I(\theta, \lambda)$  известен или ее можно достаточно адекватно смоделировать.

В случае рассеяния на изотропных системах

$$I(s) = 4\pi \int_0^D P(r) \frac{\sin sr}{sr} r^2 dr, \tag{2}$$

где  $s = 4\pi \sin \theta / \lambda$ ,  $2\theta$  - угол рассеяния, а  $P(r)$  – функция Паттерсона – усредненная по всем ориентациям самосвертка рассеивающей плотности. Таким образом, для малоугловых исследований ( $\sin \theta \sim \theta$ )

$$I(\theta, \lambda) = 4\pi \int_0^D P(r) \frac{\sin 4\pi r \theta / \lambda}{4\pi r \theta / \lambda} r^2 dr. \tag{3}$$

В случае разряженной системы однородных сферических частиц можно аналитически вычислить интеграл (3)

$$I(\theta, \lambda) = \frac{2\lambda^3}{(4\pi\theta)^3} \left( \sin \frac{4\pi\theta D}{\lambda} - \frac{4\pi\theta D}{\lambda} \cos \frac{4\pi\theta D}{\lambda} \right)^2 \tag{4}$$

Этим выражением можно воспользоваться для вычисления функции распределения по размерам (полидисперсности)  $D_N(R)$  [3], которая связана с интенсивностью МУРР выражением

$$I(s) = \int_0^\infty i_0(sR) D_N(R) m^2(R) dR. \tag{5}$$

В выражении (5) можно представить  $i_0(\theta R)$ , как

$$i_0(\theta R) = \int_{-\infty}^\infty \frac{2\lambda^3}{(4\pi\theta)^3} \left( \sin \frac{4\pi\theta R}{\lambda} - \frac{4\pi\theta R}{\lambda} \cos \frac{4\pi\theta R}{\lambda} \right)^2 \varphi(\lambda) d\lambda \tag{6}$$

Далее, задавая  $D_N(R)$  как параметрической зависимостью от нескольких параметров, и минимизируя выражение

$$\sum_i \left| I(\theta_i) - \int_0^{\infty} i_0(\theta_i R) D_N(R) m^2(R) dR \right|, \quad (7)$$

по параметрам  $D_N(R)$ , где  $\theta_i$  – набор экспериментальных точек, а  $I(\theta_i)$  – измеренные значения интенсивности рассеяния в данных точках, находим функцию распределения по размерам.

На рис.3 представлена ненормированная функция полидисперсности (числа частиц на единицу объема)  $D_N(R)$ , вычисленная в результате аппроксимации распределением Максвелла

$$D_N(R) = (R/R_0)^n \exp[-(R/R_0)^2] K(n)/R_0,$$

которое описывается двумя параметрами  $R_0$  и  $n$  ( $K(n) = 2/[(n-1)/2]!$ ).

На каждом этапе расчетов выполнялась проверка адекватности моделирования функции распределения по размерам посредством решения обратной задачи – нахождения профиля интенсивности МУРР из вычисленной  $D_N(R)$ , и сравнение ее с оригиналом.

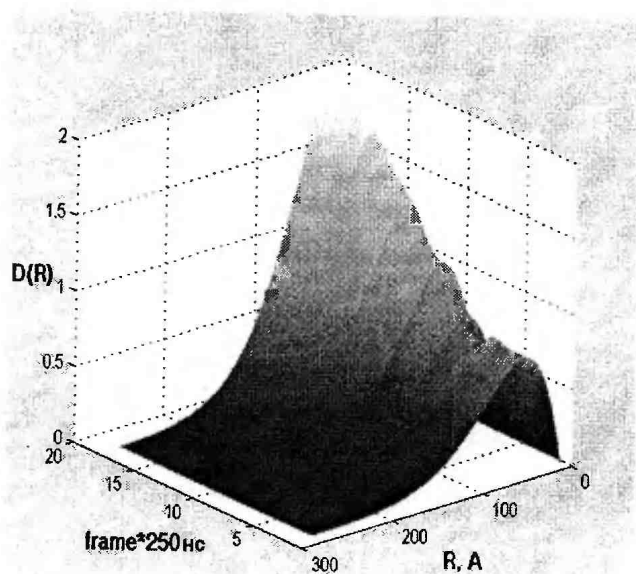


Рисунок 3. Функция распределения по размерам

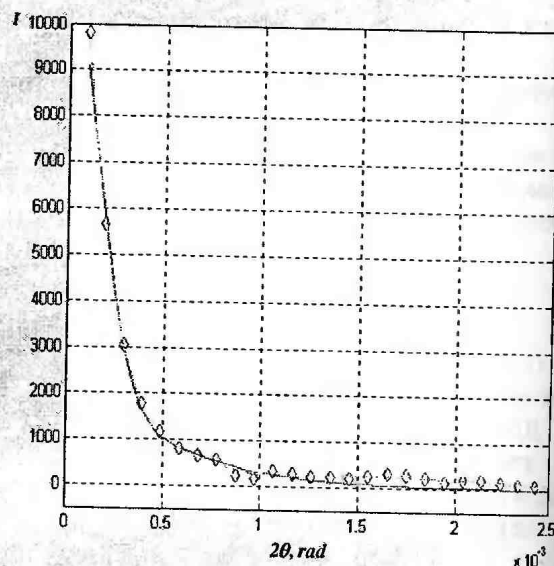


Рисунок 4. Сравнение расчетного профиля МУРР с экспериментальным

Пример результатов проверки приведен на рис. 4. Экспериментальные точки представлены на рисунке ромбиками, расчетная кривая – сплошной линией, а пунктиром изображена аппроксимация экспериментальных данных полиномом по методу наименьших квадратов.

Полученные экспериментальные данные свидетельствуют о том, что за фронтом детонационной волны продолжается рост размеров рассеивающих центров (до ~ 15 - 20 нм). Такими центрами могут быть слипшиеся частицы УДА и других наноструктур углерода.

### Список литературы

1. А.Н.Алешаев, О.Е.Евдоков, П.И.Зубков., Г.Н.Кулипанов, Л.А.Лукьянчиков, Н.З.Ляхов, С.И.Мишнев, К.А.Тен, В.М.Титов, Б.П.Толочко, М.Г.Федотов, М.Р.Шарафутдинов, М.А.Шеромов. Применение синхротронного излучения для исследования детонационных и ударно-волновых процессов. Препринт Института ядерной физики СО РАН. Новосибирск, 2000. 52 стр.
2. Д.И.Свергун, А.А.Фейгин Рентгеновское и нейтронное малоугловое рассеяние. М. 1987, С 322.

Лаборатория физики взрыва

230к

**ВЕЩЕСТВА, МАТЕРИАЛЫ И КОНСТРУКЦИИ  
ПРИ ИНТЕНСИВНЫХ ДИНАМИЧЕСКИХ ВОЗДЕЙСТВИЯХ**

**ТРУДЫ МЕЖДУНАРОДНОЙ КОНФЕРЕНЦИИ  
V ХАРИТОНОВСКИЕ  
ТЕМАТИЧЕСКИЕ НАУЧНЫЕ ЧТЕНИЯ**

**САРОВ**

**17-21 марта 2003г.**

**под редакцией  
доктора технических наук  
А.Л.Михайлова**

**САРОВ•ВНИИЭФ**

**2003 г.**