

Рис. 3. Флуктуации потенциала. Октоген



Рис. 4. Флуктуации потенциала. Прессованный тротил

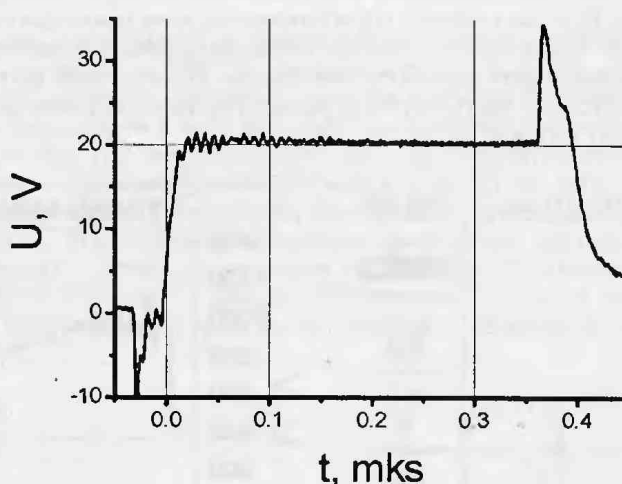


Рис. 5. Регистрация взаимосвязи волн поляризации и проводимости. Насыщенный тротил

2. Zubkov P.I., Ivanov P.I., Kartashov A.M., Luk'yanchikov L.A., Ovchar V.K., Ten K.A. // Megagauss-9 / Eds. Selemir V.D., PLYashkevich L.N. Sarov, VNIIEF, 2004. P. 839.

ВОССТАНОВЛЕНИЕ ДИНАМИКИ РАЗМЕРОВ НАНОЧАСТИЦ ПО ДАННЫМ РЕНТГЕНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Тен К.А.^{*1}, Титов В.М.¹, Толочко Б.П.², Кулипанов Г.Н.³, Жогин И.Л.², Лукьянчиков Л.А.¹, Рыков А.И.²

¹ИГиЛ СО РАН, ²ИХТТМ СО РАН, ³ИЯФ СО РАН, Новосибирск

*ten@hydro.nsc.ru

Эксперименты по мало-угловой дифракции синхротронного излучения являются наиболее информативными экспериментами применительно к исследованию процесса конденсации углерода (в том числе и ультра-дисперсных алмазов) при детонации ВВ. Возможность регистрации распределения мало-углового рентгеновского рассеяния (МУРР) синхротронного излучения «*in situ*» может позволить определять динамику роста наночастиц углерода. Необходимым условием для этого является правильный анализ регистрируемых данных МУРР.

Ключевым моментом анализа данных малоугловой дифракции является предположение об изотропной форме наночастиц, необходимое для определения параметров распределения частиц по размеру. Такое предположение может быть сделано исходя из рассмотрения снимков ансамблей частиц в сохраненных продуктах детонации, получаемых с помощью скалирующей электронной микроскопии [5]. Также следует добавить, что изотропность формы частиц поддерживается существенно неизменной в ходе формирования частиц при продвижении за фронтом детонации.

$$I(s) = A \int_0^{\infty} i_0(s, R) D_N(R) m^2(R) dR \quad (1)$$

Здесь $I(s)$ – интенсивность малоуглового рассеяния от точечного монохроматического источника, $i_0(s, R) = V^2(R) \Phi^2(sR)$ – формфактор шаровидных частиц радиуса R и объемом $V(R) = 4\pi/3 R^3$, $D_N(R)$ – распределение неоднородностей по размеру, A – амплитудный множитель интенсивности рассеяния, пропорциональный полному числу

наночастиц (N). Для монодисперсного в каждом элементарном цилиндрическом слое dR ансамбля $D_N(R) = \delta(R - R_0)$ алмазных частиц постоянной плотности $\rho_{ch}(R) = \rho_A$, одинаковой формы и радиуса $R = R_0$, разбавленных в матрице плотности $\rho(R)$, из соотношения (1), используя формфактор шара [1]

$$i_0(s, R_0) = V^2 \left(3 \frac{\sin(sR_0) - sR_0 \cos(sR_0)}{(sR_0)^3} \right)^2 \quad (2)$$

при детонации цилиндрического заряда можно сразу получить, что

$$I(s) = \int_0^\infty N(r) i_0(s, R_0(r)) (\rho_A - \rho(r))^2 2\pi r dr \quad (3)$$

Интерполированное распределение плотности разлетающихся продуктов детонации $\rho(r, t)$ было использовано из [4], концентрация частиц $N(r, t)$ считалась пропорциональной плотности.

Кроме этого, при вычислении теоретического МУРР необходимо учесть реальные условия проведения экспериментов: конечное значение ширины и высоты щели, освещающей в образце "толстую", неоднородную по толщине область, белый спектр синхротронного источника, конкретную, определенную в независимых экспериментах, эффективность и пространственное разрешение Хе-СО₂-газового детектора, и с учётом поглощения в образце, имеющем состав ТГ50/50.

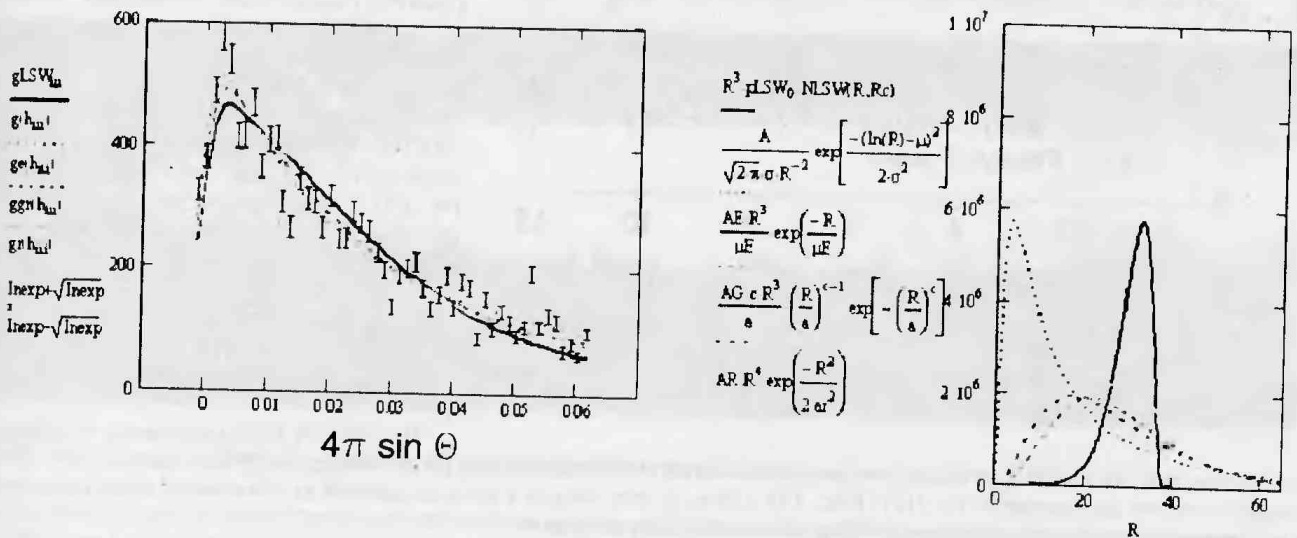


Рис. 1. Слева: экспериментальные данные МУРР для RDX+8%УДА, и теоретическая интенсивность для пяти статистических распределений. Справа: найденные распределения $D_N(R)$ на луче СИ

В качестве искоемых распределений $D_N(R)$, определенных на положительной полуоси ($0 < R < \infty$) в данной работе исследовались одномодальные, описывающиеся либо двумя параметрами положения и формы, либо одним только параметром положения-формы [2,3].

В качестве двухпараметрических распределений были выбраны распределения Вейбула-Гисденко ($N_G(R)$) и логарифмически нормальное $f(R)$

$$N_G(R) = \frac{c}{a} \left(\frac{R}{a} \right)^{c-1} \exp(-R/a^c), \quad f(R) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma R} \exp\left(-\frac{(\ln R - \mu)^2}{2\sigma^2}\right)$$

Среди однопараметрических тестировались показательное распределение, распределение Рэлея ($N_R(R)$) и распределение Лифшица-Слёзова-Вагнера (NLSW).

$$N_R(R) = \frac{R}{a^2} \exp\left(-R/2a^2\right), \quad \text{NLSW} = \frac{4}{9} R^2 \left(\frac{3}{3+R} \right)^{\frac{7}{3}} \left(\frac{1.5}{1.5-R} \right)^{\frac{11}{3}} \exp\left(\frac{-R}{1.5-R}\right)$$

Для расчета теоретических дифракционных кривых интенсивности, по каждому кадру отдельно вычислялся набор функций $J(s, R)$

$$J(s) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} W_w(u) W_l(t) W_\lambda(\lambda) I\left(\frac{\sqrt{(s-u)^2 + t^2}}{\lambda}\right) d\lambda dt du$$

В этой формуле $W_\lambda(\lambda)$ - спектральное распределение интенсивности, определяющееся энергией электронов в пучке ускорителя (2 ГэВ) и полем виллера (2 Т). Вид функций $W_w(u)$ и $W_l(t)$ отражает результат сведения 6-кратного интегрирования (по длине и высоте источника, образца и детектора) к 2-кратному. В нашем частном случае, когда расстояние между источником и образцом (~ 20 м) намного превышает расстояние между образцом и детектором (~ 1 м), u и t становятся переменными по высоте и длине щели (по образцу), а функции окол $W_w(u)$ и $W_l(t)$ становятся прямоугольными. Для расчета $W_\lambda(\lambda, u)$ вычислялись произведения трёх факторов:

$$W_\lambda(u) = \varphi(\lambda) \varepsilon(\lambda) e^{-\mu M(\lambda) M(t)} \quad (4)$$

где $\varphi(\lambda)$ – спектр синхротронного излучения, $\varepsilon(\lambda)$ – зависимость эффективности детектора от длины волны, $\mu(\lambda) \cong \alpha\lambda^3$ – массовый коэффициент поглощения, зависящий от плотности (начальное значение $\rho_0 = 1.65 \text{ г/см}^3$ для образца ТГ 50%-50%) и состава, $M(t)$ – зависимость массы на пучке от координаты t вдоль щели. Для каждого кадра вычислялась своя функция $M(t)$ интегрированием по координате вдоль пучка пространственного распределения плотности, известного для каждого кадра из отдельных экспериментов по томографии в широком пучке [4].

Функция $I(s)$ в выражении (3) представляет собой интенсивность малоуглового рассеяния монохроматического излучения для точечных источника, образца и детектора (1). Поскольку в формуле (1) от модуля дифракционного вектора зависит только формфактор $i_0(s)$, удобно рассчитать вначале точные теоретические интенсивности для набора монодисперсных ансамблей частиц, путем вычисления сверток формфактора шара $i_0(s)$ с четырьмя функциями окон, включая спектральное, детекторное, и два геометрических, а далее, заменяя последний интеграл по R суммой можно быстро рассчитывать различные варианты нелинейной регрессии, используя ряд пробных распределений частиц по размеру. Программно такая процедура разбивается на две части.

В первой подпрограмме вводятся функции белого спектра синхротронного источника $\varphi(\lambda)$, спектральная функция детектора $\varepsilon(\lambda)$ и покадровое распределение плотности $\rho_0(r)$. Точным интегрированием вычисляется для каждого кадра i матрица значений M_{ijk} теоретической интенсивности малоуглового рассеяния для набора значений модуля вектора рассеяния s_j и размера частиц R_k и сохраняется на диске.

Во второй подпрограмме матрица M_{ijk}

используется для построения функций теоретических интенсивностей для ряда монодисперсных ансамблей. Построение теоретической интенсивности $J(s)$ (Рис. 15) для каждого кадра в виде линейной комбинации «монодисперсных» функций проводится таким образом чтобы минимизировать сумму

$$S_i(A_i, p_i) = \sum_{j=1}^N (A_i J(s_j) - J_{\text{эксп}}(s_j))^2 \quad (5)$$

где $J_{\text{эксп}}$ – экспериментальная дифракционная интенсивность МУРР, измеренная в n точках, A_i – нормировочный параметр, p_i – вектор (скаляр) параметров, в двухпараметрических (однопараметрических) распределениях, описывающих положение максимума и форму распределения. Число коэффициентов в такой линейной комбинации (расчеты для 20 и 40 коэффициентов дали совпадающие в пределах ошибки результаты) равно числу интервалов, на который разбивается интеграл по R . Все эти коэффициенты связаны между собой и определяются параметрами A_i и p_i в зависимости от вида функции $D_N(R)$. Для пяти описанных выше функций $D_N(R)$ рассчитываются соответствующие дифракционные интенсивности $J(s)$.

Таким образом, результатом обработки данных МУРР по каждому кадру является набор параметров p_i , отвечающих эффективному размеру частиц, так и величин их неопределенностей (ошибок определения).

На рис. 1 приведены экспериментальные $I(\theta_i)$ для заряда RDX+8%УДА и вычисленные для разных распределений $D_N(R)$. Полученные средние размеры частиц УДА совпадают с литературными данными [5,6].

Обработка всех кадров в одном эксперименте ($N=465$, заряд ТГ50/50, диаметр 19,5 мм) позволяет оценить динамику среднего размера частиц от времени. На рис. 2 приведены данные для двух (крайних) распределений – параметры для остальных находятся между ними. На графике видно, что размер частиц растет со временем, независимо от вида распределения. Хотя разный вид распределений дает разброс в размерах частиц $\approx 100\%$.

Заключение.

Проведенные расчеты теоретического МУРР и нахождение функций распределений наночастиц по размерам позволяет полагать, что, их размер растет за фронтом детонации заряда ТГ50/50 в течении нескольких микросекунд. В разных рассмотренных распределениях вычисленный радиус наночастиц может отличаться в два раза.

Работа выполнена при поддержке гранта ведущей научной школы НШ № 2073.2003.1, интеграционного проекта СО РАН № 120 и гранта РФФИ № 05-03-32752.

1. Feigin L. A. & Svergun D. I. Structure Analysis by Small-Angle X-Ray and Neutron Scattering. //NY: Plenum Press. 1987.
2. Tikhonov A. N., Arsenin V. Ya. Solution of Ill-Posed Problems // NY: Wiley. 1977.
3. Svergun D. I. // J.Appl.Cryst. 1991. V. 24. P. 485.
4. Тен К. А., Лукьянчиков Л. А., Титов В. М., Толочко Б. П. и др. // Физика экстремальных состояний вещества – 2003. ИПХФ РАН, Черноголовка, 2003. С. 40.
5. Титов В. М., Анисичкин В. Ф., Мальков И. Ю. // Физика горения и взрыва, 1989. Т. 25. № 3. С. 117.

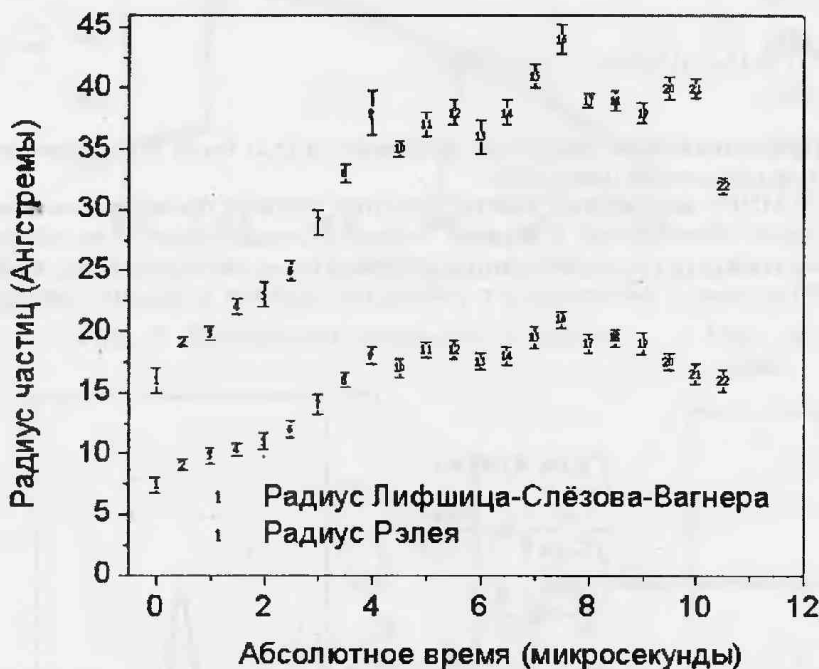


Рис. 2. Тенденции в изменении параметров положения двух из распределений

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
НАУЧНЫЙ СОВЕТ ПО ТЕПЛОФИЗИКЕ
НАУЧНЫЙ СОВЕТ ПО ФИЗИКЕ ПЛАЗМЫ
ИНСТИТУТ ТЕПЛОФИЗИКИ ЭКСТРЕМАЛЬНЫХ СОСТОЯНИЙ
ИНСТИТУТ ПРОБЛЕМ ХИМИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ
КАБАРДИНО-БАЛКАРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
НИИ ПРИКЛАДНОЙ МАТЕМАТИКИ И АВТОМАТИЗАЦИИ КБНЦ РАН

ФИЗИКА ЭКСТРЕМАЛЬНЫХ СОСТОЯНИЙ ВЕЩЕСТВА — 2006

ЧЕРНОГОЛОВКА — 2006

УДК 533.9, 536
ББК 22.333
Ф 80

Физика экстремальных состояний вещества — 2006

*Под редакцией Фортова В. Е., Ефремова В. П., Хищенко К. В., Султанова В. Г., Левашова П. Р.,
Темрокова А. И., Карамурзова Б. С., Канеля Г. И., Минцева В. Б., Савинцева А. П.*

Сборник включает в себя работы по исследованиям в области теплофизики экстремальных состояний и физики высоких плотностей энергии. Рассматриваются модели и результаты теоретических расчетов уравнений состояния веществ в условиях высокой концентрации энергии, некоторые вопросы физики ударных и детонационных волн, экспериментальные методы диагностики быстрых процессов, различные методы генерации интенсивных импульсных потоков энергии, эффекты взаимодействия мощных ионных и электронных пучков, интенсивного лазерного, рентгеновского и СВЧ излучения с веществом, явление электрического взрыва проводников мощными импульсами тока, физика низкотемпературной плазмы, а также различные физико-энергетические задачи и технологии. Основная часть работ была представлена на XXI Международной конференции «Уравнения состояния вещества» (Эльбрус, 1–6 марта 2006 года). Издание адресовано специалистам в области физико-технических проблем энергетики.

ISBN 5-901675-44-4

© Институт проблем химической физики РАН, 2006

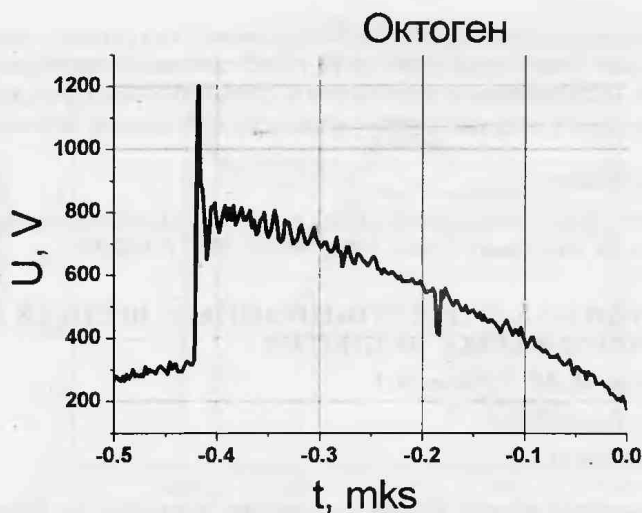


Рис. 3. Флуктуации потенциала. Октоген



Рис. 4. Флуктуации потенциала. Прессованный тротил

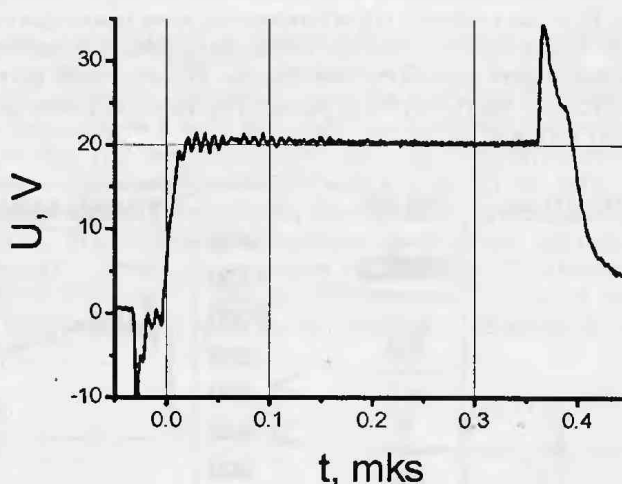


Рис. 5. Регистрация взаимосвязи волн поляризации и проводимости. Насыщенный тротил

2. Zubkov P.I., Ivanov P.I., Kartashov A.M., Luk'yanchikov L.A., Ovchar V.K., Ten K.A. // Megagauss-9 / Eds. Selemir V.D., PLYashkevich L.N. Sarov, VNIIEF, 2004. P. 839.

ВОССТАНОВЛЕНИЕ ДИНАМИКИ РАЗМЕРОВ НАНОЧАСТИЦ ПО ДАННЫМ РЕНТГЕНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Тен К.А.^{*1}, Титов В.М.¹, Толочко Б.П.², Кулипанов Г.Н.³, Жогин И.Л.², Лукьянчиков Л.А.¹, Рыков А.И.²

¹ИГиЛ СО РАН, ²ИХТТМ СО РАН, ³ИЯФ СО РАН, Новосибирск

*ten@hydro.nsc.ru

Эксперименты по мало-угловой дифракции синхротронного излучения являются наиболее информативными экспериментами применительно к исследованию процесса конденсации углерода (в том числе и ультра-дисперсных алмазов) при детонации ВВ. Возможность регистрации распределения мало-углового рентгеновского рассеяния (МУРР) синхротронного излучения «*in situ*» может позволить определять динамику роста наночастиц углерода. Необходимым условием для этого является правильный анализ регистрируемых данных МУРР.

Ключевым моментом анализа данных малоугловой дифракции является предположение об изотропной форме наночастиц, необходимое для определения параметров распределения частиц по размеру. Такое предположение может быть сделано исходя из рассмотрения снимков ансамблей частиц в сохраненных продуктах детонации, получаемых с помощью скалирующей электронной микроскопии [5]. Также следует добавить, что изотропность формы частиц поддерживается существенно неизменной в ходе формирования частиц при продвижении за фронтом детонации.

$$I(s) = A \int_0^{\infty} i_0(s, R) D_N(R) m^2(R) dR \quad (1)$$

Здесь $I(s)$ – интенсивность малоуглового рассеяния от точечного монохроматического источника, $i_0(s, R) = V^2(R) \Phi^2(sR)$ – формфактор шаровидных частиц радиуса R и объемом $V(R) = 4\pi/3 R^3$, $D_N(R)$ – распределение неоднородностей по размеру, A – амплитудный множитель интенсивности рассеяния, пропорциональный полному числу

наночастиц (N). Для монодисперсного в каждом элементарном цилиндрическом слое dR ансамбля $D_N(R) = \delta(R - R_0)$ алмазных частиц постоянной плотности $\rho_{ch}(R) = \rho_A$, одинаковой формы и радиуса $R = R_0$, разбавленных в матрице плотности $\rho(R)$, из соотношения (1), используя формфактор шара [1]

$$i_0(s, R_0) = V^2 \left(3 \frac{\sin(sR_0) - sR_0 \cos(sR_0)}{(sR_0)^3} \right)^2 \quad (2)$$

при детонации цилиндрического заряда можно сразу получить, что

$$I(s) = \int_0^\infty N(r) i_0(s, R_0(r)) (\rho_A - \rho(r))^2 2\pi r dr \quad (3)$$

Интерполированное распределение плотности разлетающихся продуктов детонации $\rho(r, t)$ было использовано из [4], концентрация частиц $N(r, t)$ считалась пропорциональной плотности.

Кроме этого, при вычислении теоретического МУРР необходимо учесть реальные условия проведения экспериментов: конечное значение ширины и высоты щели, освещающей в образце "толстую", неоднородную по толщине область, белый спектр синхротронного источника, конкретную, определенную в независимых экспериментах, эффективность и пространственное разрешение Хе-СО₂-газового детектора, и с учётом поглощения в образце, имеющем состав ТГ50/50.

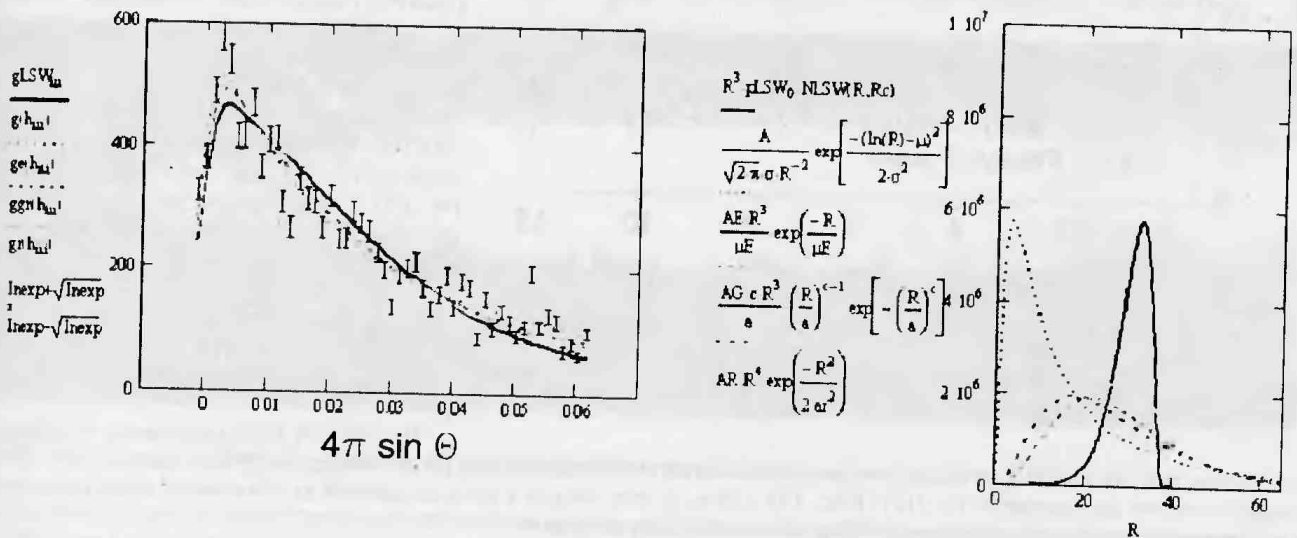


Рис. 1. Слева: экспериментальные данные МУРР для RDX+8%УДА, и теоретическая интенсивность для пяти статистических распределений. Справа: найденные распределения $D_N(R)$ на луче СИ

В качестве искоемых распределений $D_N(R)$, определенных на положительной полуоси ($0 < R < \infty$) в данной работе исследовались одномодальные, описывающиеся либо двумя параметрами положения и формы, либо одним только параметром положения-формы [2,3].

В качестве двухпараметрических распределений были выбраны распределения Вейбула-Гисденко ($N_G(R)$) и логарифмически нормальное $f(R)$

$$N_G(R) = \frac{c}{a} \left(\frac{R}{a} \right)^{c-1} \exp\left(-\left(\frac{R}{a}\right)^c\right), \quad f(R) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma R} \exp\left(-\frac{(\ln R - \mu)^2}{2\sigma^2}\right)$$

Среди однопараметрических тестировались показательное распределение, распределение Рэля ($N_R(R)$) и распределение Лифшица-Слёзова-Вагнера (NLSW).

$$N_R(R) = \frac{R}{a^2} \exp\left(-R/2a^2\right), \quad \text{NLSW} = \frac{4}{9} R^2 \left(\frac{3}{3+R} \right)^{\frac{7}{3}} \left(\frac{1.5}{1.5-R} \right)^{\frac{11}{3}} \exp\left(\frac{-R}{1.5-R}\right)$$

Для расчета теоретических дифракционных кривых интенсивности, по каждому кадру отдельно вычислялся набор функций $J(s, R)$

$$J(s) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} W_w(u) W_l(t) W_\lambda(\lambda) I\left(\frac{\sqrt{(s-u)^2 + t^2}}{\lambda}\right) d\lambda dt du$$

В этой формуле $W_\lambda(\lambda)$ - спектральное распределение интенсивности, определяющееся энергией электронов в пучке ускорителя (2 ГэВ) и полем вилгера (2 Т). Вид функций $W_w(u)$ и $W_l(t)$ отражает результат сведения 6-кратного интегрирования (по длине и высоте источника, образца и детектора) к 2-кратному. В нашем частном случае, когда расстояние между источником и образцом (~ 20 м) намного превышает расстояние между образцом и детектором (~ 1 м), u и t становятся переменными по высоте и длине щели (по образцу), а функции окол $W_w(u)$ и $W_l(t)$ становятся прямоугольными. Для расчета $W_\lambda(\lambda, u)$ вычислялись произведения трёх факторов:

$$W_\lambda(u) = \varphi(\lambda) \varepsilon(\lambda) e^{-\mu M(\lambda) M(t)} \quad (4)$$

где $\varphi(\lambda)$ – спектр синхротронного излучения, $\varepsilon(\lambda)$ – зависимость эффективности детектора от длины волны, $\mu(\lambda) \cong \alpha\lambda^3$ – массовый коэффициент поглощения, зависящий от плотности (начальное значение $\rho_0 = 1.65$ г/см³ для образца ТГ 50%-50%) и состава, $M(t)$ – зависимость массы на пучке от координаты t вдоль щели. Для каждого кадра вычислялась своя функция $M(t)$ интегрированием по координате вдоль пучка пространственного распределения плотности, известного для каждого кадра из отдельных экспериментов по томографии в широком пучке [4].

Функция $I(s)$ в выражении (3) представляет собой интенсивность малоуглового рассеяния монохроматического излучения для точечных источника, образца и детектора (1). Поскольку в формуле (1) от модуля дифракционного вектора зависит только формфактор $i_0(s)$, удобно рассчитать вначале точные теоретические интенсивности для набора монодисперсных ансамблей частиц, путем вычисления сверток формфактора шара $i_0(s)$ с четырьмя функциями окон, включая спектральное, детекторное, и два геометрических, а далее, заменяя последний интеграл по R суммой можно быстро рассчитывать различные варианты нелинейной регрессии, используя ряд пробных распределений частиц по размеру. Программно такая процедура разбивается на две части.

В первой подпрограмме вводятся функции белого спектра синхротронного источника $\varphi(\lambda)$, спектральная функция детектора $\varepsilon(\lambda)$ и покадровое распределение плотности $\rho_0(r)$. Точным интегрированием вычисляется для каждого кадра i матрица значений M_{ijk} теоретической интенсивности малоуглового рассеяния для набора значений модуля вектора рассеяния s_j и размера частиц R_k и сохраняется на диске.

Во второй подпрограмме матрица M_{ijk}

используется для построения функций теоретических интенсивностей для ряда монодисперсных ансамблей. Построение теоретической интенсивности $J(s)$ (Рис. 15) для каждого кадра в виде линейной комбинации «монодисперсных» функций проводится таким образом чтобы минимизировать сумму

$$S_i(A_i, p_i) = \sum_{j=1}^N (A_i J(s_j) - J_{\text{эксп}}(s_j))^2 \quad (5)$$

где $J_{\text{эксп}}$ – экспериментальная дифракционная интенсивность МУРР, измеренная в n точках, A_i – нормировочный параметр, p_i – вектор (скаляр) параметров, в двухпараметрических (однопараметрических) распределениях, описывающих положение максимума и форму распределения. Число коэффициентов в такой линейной комбинации (расчеты для 20 и 40 коэффициентов дали совпадающие в пределах ошибки результаты) равно числу интервалов, на который разбивается интеграл по R . Все эти коэффициенты связаны между собой и определяются параметрами A_i и p_i в зависимости от вида функции $D_N(R)$. Для пяти описанных выше функций $D_N(R)$ рассчитываются соответствующие дифракционные интенсивности $J(s)$.

Таким образом, результатом обработки данных МУРР по каждому кадру является набор параметров p_i , отвечающих эффективному размеру частиц, так и величин их неопределенностей (ошибок определения).

На рис. 1 приведены экспериментальные $I(\theta_i)$ для заряда RDX+8%УДА и вычисленные для разных распределений $D_N(R)$. Полученные средние размеры частиц УДА совпадают с литературными данными [5,6].

Обработка всех кадров в одном эксперименте ($N = 465$, заряд ТГ50/50, диаметр 19,5 мм) позволяет оценить динамику среднего размера частиц от времени. На рис. 2 приведены данные для двух (крайних) распределений – параметры для остальных находятся между ними. На графике видно, что размер частиц растет со временем, независимо от вида распределения. Хотя разный вид распределений дает разброс в размерах частиц $\approx 100\%$.

Закключение.

Проведенные расчеты теоретического МУРР и нахождение функций распределений наночастиц по размерам позволяет полагать, что, их размер растет за фронтом детонации заряда ТГ50/50 в течении нескольких микросекунд. В разных рассмотренных распределениях вычисленный радиус наночастиц может отличаться в два раза.

Работа выполнена при поддержке гранта ведущей научной школы НШ № 2073.2003.1, интеграционного проекта СО РАН № 120 и гранта РФФИ № 05-03-32752.

1. Feigin L. A. & Svergun D. I. Structure Analysis by Small-Angle X-Ray and Neutron Scattering. //NY: Plenum Press. 1987.
2. Tikhonov A. N., Arsenin V. Ya. Solution of Ill-Posed Problems // NY: Wiley. 1977.
3. Svergun D. I. // J.Appl.Cryst. 1991. V. 24. P. 485.
4. Тен К. А., Лукьянчиков Л. А., Титов В. М., Толочко Б. П. и др. // Физика экстремальных состояний вещества – 2003. ИПХФ РАН, Черноголовка, 2003. С. 40.
5. Титов В. М., Анисичкин В. Ф., Мальков И. Ю. //Физика горения и взрыва, 1989. Т. 25. № 3. С. 117.

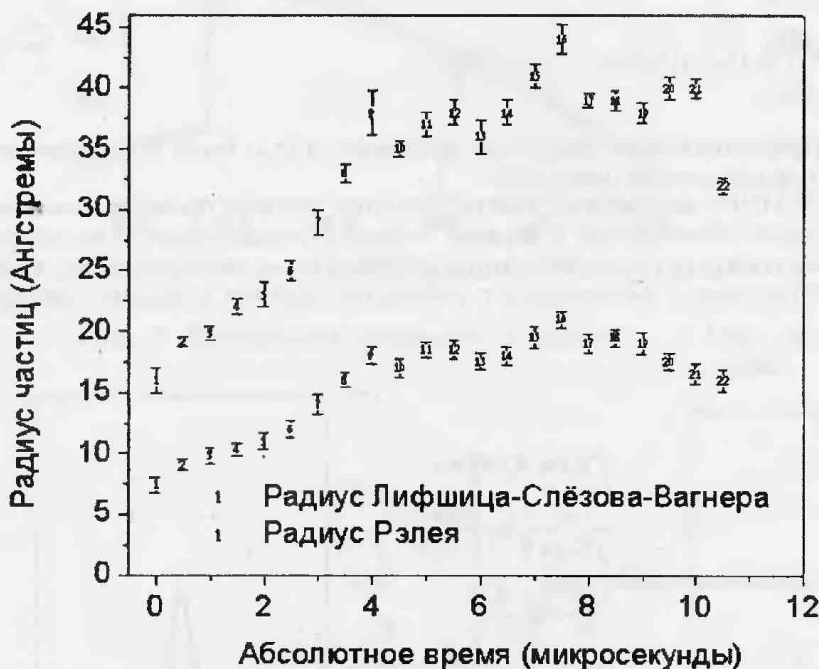


Рис. 2. Тенденции в изменении параметров положения двух из распределений

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
НАУЧНЫЙ СОВЕТ ПО ТЕПЛОФИЗИКЕ
НАУЧНЫЙ СОВЕТ ПО ФИЗИКЕ ПЛАЗМЫ
ИНСТИТУТ ТЕПЛОФИЗИКИ ЭКСТРЕМАЛЬНЫХ СОСТОЯНИЙ
ИНСТИТУТ ПРОБЛЕМ ХИМИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ
КАБАРДИНО-БАЛКАРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
НИИ ПРИКЛАДНОЙ МАТЕМАТИКИ И АВТОМАТИЗАЦИИ КБНЦ РАН

ФИЗИКА ЭКСТРЕМАЛЬНЫХ СОСТОЯНИЙ ВЕЩЕСТВА — 2006

ЧЕРНОГОЛОВКА — 2006

УДК 533.9, 536
ББК 22.333
Ф 80

Физика экстремальных состояний вещества — 2006

*Под редакцией Фортова В. Е., Ефремова В. П., Хищенко К. В., Султанова В. Г., Левашова П. Р.,
Темрокова А. И., Карамурзова Б. С., Канеля Г. И., Минцева В. Б., Савинцева А. П.*

Сборник включает в себя работы по исследованиям в области теплофизики экстремальных состояний и физики высоких плотностей энергии. Рассматриваются модели и результаты теоретических расчетов уравнений состояния веществ в условиях высокой концентрации энергии, некоторые вопросы физики ударных и детонационных волн, экспериментальные методы диагностики быстрых процессов, различные методы генерации интенсивных импульсных потоков энергии, эффекты взаимодействия мощных ионных и электронных пучков, интенсивного лазерного, рентгеновского и СВЧ излучения с веществом, явление электрического взрыва проводников мощными импульсами тока, физика низкотемпературной плазмы, а также различные физико-энергетические задачи и технологии. Основная часть работ была представлена на XXI Международной конференции «Уравнения состояния вещества» (Эльбрус, 1–6 марта 2006 года). Издание адресовано специалистам в области физико-технических проблем энергетики.

ISBN 5-901675-44-4

© Институт проблем химической физики РАН, 2006