

УЧРЕЖДЕНИЕ  
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК  
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ  
им. Г.И. Будкера  
СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ РАН  
(ИЯФ СО РАН)

К.А. Тен, В.М. Титов, Э.Р. Прууэл, Л.А. Лукьянчиков,  
В.М. Аульченко, В.В. Жуланов, К.Э. Купер, Л.И. Шехтман,  
Ю.А. Аминов, А.К. Музыря, Е.Б. Смирнов, Б.Г. Лобойко,  
Б.П. Толочко, И.Л. Жогин, О.В. Евдоков

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗРЫВНЫХ ПРОЦЕССОВ  
В ДЕТОНИРУЮЩИХ ЗАРЯДАХ  
ДИАМЕТРОМ 20 мм  
С ПОМОЩЬЮ СИНХРОТРОННОГО  
ИЗЛУЧЕНИЯ

ИЯФ 2009-21

НОВОСИБИРСК  
2009

**Исследование взрывных процессов  
в детонирующих зарядах диаметром 20 мм  
с помощью синхротронного излучения**

*В.М. Аульченко, В.В. Жуланов, К.Э. Купер, Л.И. Шехтман*

Институт ядерной физики им Г.И. Будкера СО РАН  
630090, Новосибирск, Россия

*К.А. Тен, В.М. Титов, Э.Р. Прууэл, Л.А. Лукьянчиков*

Институт гидродинамики имени академика М.А. Лаврентьева СО РАН  
630090, Новосибирск, Россия

*Ю.А. Аминов, А.К. Музыря, Е.Б. Смирнов, Б.Г. Лобойко*

Российский федеральный ядерный центр – Всероссийский  
научно-исследовательский институт технической физики  
имени академика Е.И. Забабахина.  
456770, г. Снежинск Челябинской обл., Россия

*Б.П. Толочко, И.Л. Жогин, О.В. Евдоков*

Институт химии твердого тела и механохимии СО РАН  
630128, Новосибирск, Россия

**Аннотация**

В работе приводятся постановка и результаты экспериментов по исследованию фронта детонации в образцах, изготовленных на основе 1,3,5-триамино-2,4,6-тринитробензола (ТАТБ). Особенностью работы было использование зарядов с относительно малым диаметром (20 мм). Синхротронное излучение (энергия 20 – 30 кэВ) использовалось от накопителя ВЭПП-3 (энергия электронов 2 ГэВ). Регистрация проводилась детектором DIMEX с размером приемного канала 0,1 мм.

Приводятся полученные данные о распределении плотности на фронте детонации, а также в разлетающихся продуктах детонации.

Также на станции рентгеновской микротомографии были получены томографические изображения образцов с разрешением ~ 3 мкм.

---

## Введение

Синхротронное излучение (СИ), как источник рентгеновского излучения, обладает рядом уникальных свойств, основными из которых являются большая интенсивность потока, позволяющая использовать очень малое время экспозиции ( $\tau \leq 1$  нс), высокая периодичность во времени ( $\Delta t = 5 \div 250$  нс) и малая угловая расходимость. Это выгодно отличает СИ от обычного рентгена и позволяет при регистрации излучения, проходящего через вещество, получать многокадровую картину распределения плотности в ударных волнах и в детонирующем ВВ с хорошим разрешением. Кроме того, регистрация лучей СИ, отклоняемых на малый угол, позволяет извлекать информацию о флуктуации плотности в зоне измерения, которая в углеродосодержащих ВВ может быть связана с синтезом конденсированных фаз углерода – ультрадисперсных алмазов (УДА) или низкоплотных графитоподобных веществ.

На экспериментальной станции ускорителя ВЭПП-3, расположенного на территории ИЯФ СО РАН, были проведены эксперименты по исследованию с помощью СИ детонирующих образцов ТАТБ и пластифицированного состава на основе ТАТБ (ПСТ) диаметром 20 мм. Их подрыв осуществлялся малогабаритным плоско-волновым генератором ударной волны. Для регистрации проходящего через исследуемый образец излучения использовался быстродействующий линейный детектор DIMEX [1] с пространственным разрешением 0.1 мм и шириной поля регистрации 28 мм. Исследовались пространственный профиль плотности на фронте детонации в приосевой зоне и объемное распределение плотности ПВ за фронтом детонации. Кроме этого, измерялась динамика углового распределения сигнала мало-углового рентгеновского рассеяния (МУРР) после прохождения детонационной волны.

Большая яркость СИ в рентгеновском диапазоне существенно расширяет возможности различных методов с использованием рентгеновской микроскопии и микротомографии и позволяет получать качественные изображения исследуемых объектов с высоким пространственным разрешением. В частности были получены рентгеновские томографические изображения образцов ТАТБ и ПСТ с разрешением  $\sim 3$  мкм.

## 1. Экспериментальный узел

Экспериментальная сборка, показанная на рисунке 1, содержит три основные осесимметричные части, имеющие диаметр 20 мм: плоско-волновая линза, промежуточный инициатор из октогенсодержащего ВВ и заряд исследуемого ВВ длиной 30 мм. Детали корпуса изготовлены из оргстекла, чтобы избежать повреждения взрывной камеры при подрыве сборки.

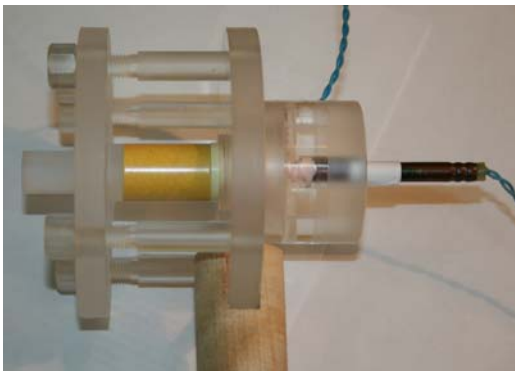


Рис. 1. Экспериментальная сборка с КД.

## 2. Исследование фронта детонации

Схема постановки экспериментов по определению профиля плотности на фронте детонации ВВ представлена на рисунке 2 (взрывная камера не показана). Сформированный плоский пучок СИ ( $0.2 \times 20$  мм) располагается в плоскости, которая проходит через ось симметрии исследуемого образца ВВ.

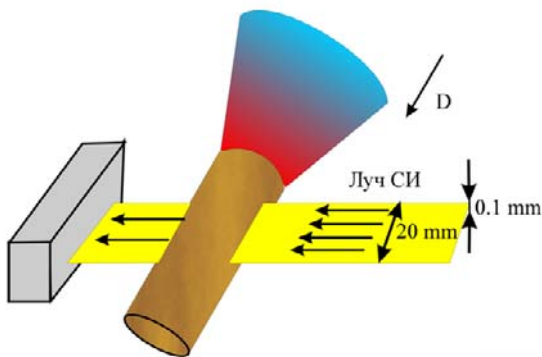


Рис. 2. Схема эксперимента по исследованию фронта детонации.

Соотношение периодичности излучения, скорости детонационной волны и ширины пучка позволяет в одном опыте сделать несколько записей детектора, каждую из которых можно рассматривать как один мгновенный кадр. Первичной информацией является набор значений потока СИ на всех каналах детектора  $J(n)$ , где  $n$  – номер канала. Учитывая, что канал имеет  $h=0.1$  мм, нетрудно получить зависимость потока от расстояния вдоль измерительного узла  $J(X)$ . Такие зависимости использовались, в частности, для оценки скорости детонационной волны вдоль оси симметрии зарядов ВВ. Результаты этих оценок представлены на рисунках 3а,б, где значение  $X = 0$  соответствует инициируемому торцу образца ВВ. Видно, что в образцах ТАТБ и ПСТ наблюдается тенденция уменьшения скорости волны.

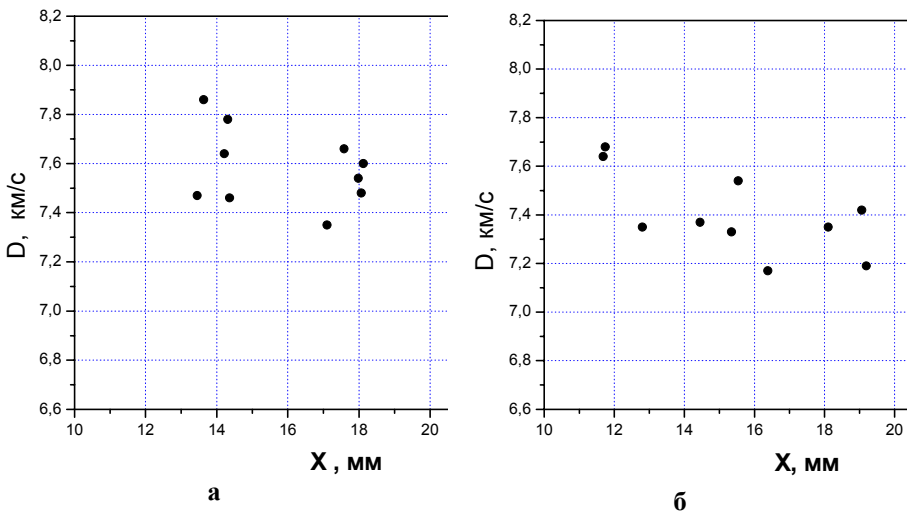


Рис. 3. Скорость ДВ вдоль оси симметрии в ТАТБ (а) и в ПСТ (б).

Процедура восстановления распределения плотности в приосевой части образца ВВ в экспериментах рассматриваемого типа, подробно указанная в [2, 3], состоит из нескольких этапов. Сначала определяется зависимость от

расстояния интегральной величины  $m(X) = 2 \int_0^R \rho(X, r) dr$  – массы ВВ вдоль

луча СИ, который проходит через ось симметрии заряда и перпендикулярен ей (здесь  $R$  – радиус заряда ВВ). Поскольку значение  $m$  сильно меняется в процессе детонации ВВ и последующего разлета продуктов взрыва, меняется и спектр поглощения СИ. Поэтому предварительно проводится калибровка каждого канала детектора, позволяющая выяснить связь величины  $m$  с относительным поглощением излучения исследуемым ВВ  $J/J_0$ , где  $J$  –

зарегистрированный поток,  $J_0$  – падающий поток СИ. Для этого используются образцы ВВ различной толщины. Результат такой калибровки, представленный в виде зависимости  $\ln(J/J_0)$  от  $m$ , имеет близкий к линейной функции вид и интерполируется параболой типа  $\ln(J/J_0)=a_0 - a_1 \cdot m + a_2 \cdot m^2$ . Чтобы определить текущее значение  $m_x$ , введем обозначение  $g=\ln(J_x/J_{in})$ , где  $J_x$  – текущее значение потока на детекторе,  $J_{in}$  – значение этого потока при исходном состоянии ВВ. Используя указанную квадратичную зависимость, можно записать следующее соотношение:  $g=-a_1 \cdot (m_x - m_{in}) + a_2 \cdot (m_x^2 - m_{in}^2)$ , где  $m_{in}=2 \cdot R \cdot \rho_0$  г/см<sup>2</sup> – исходное значение массы на луче. Решая это квадратное уравнение относительно  $m_x$ , получим

$$m_x = \frac{a_1}{2 \cdot a_2 \cdot m_{in}} - \sqrt{\left(\frac{a_1}{2 \cdot a_2 \cdot m_{in}}\right)^2 - \frac{1}{a_2 \cdot m_{in}} \cdot \left(a_1 - \frac{g}{m_{in}}\right) + 1}.$$

Набор значений  $m_x$ , полученных для каждого из каналов измерения детектора, позволяет построить промежуточную зависимость  $m(n)$ , где  $n$  – номер канала, которая легко переводится в  $m(X)$ . Для примера на рисунке 4 приводятся зависимости  $m(n)$ , полученные в одном из опытов с ТАТБ.

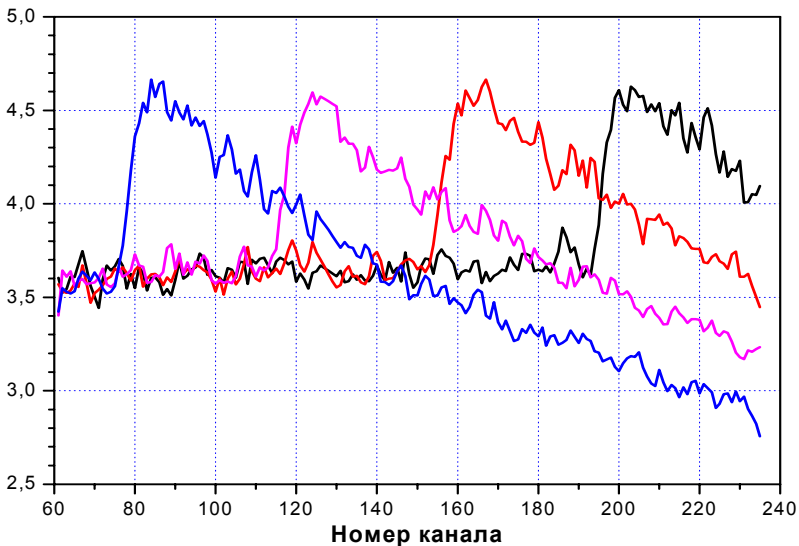


Рис. 4. Зависимости  $m(n)$ , полученные в опыте с ТАТБ.

Для определения профиля плотности на фронте детонации вблизи оси симметрии образца ВВ берутся значения  $m$ , соответствующие каналам, которые регистрируют сигнал в прифронтной зоне. При этом используется ряд упрощающих предположений:

- Фронт детонационной волны является частью сферы с радиусом  $R=d^2/8b + b/2$ , где  $d$  – диаметр заряда,  $b$  – выпуклость центральной точки фронта.
- Сжатое ВВ за фронтом состоит из слоев постоянной плотности, разделенных сферическими поверхностями, радиусы которых последовательно уменьшаются на ширину канала измерения.
- Каждому из каналов, которые оказались за фронтом детонации, приписывается свое значение плотности ВВ на оси симметрии заряда.

Для наглядности выполняемой далее процедуры на рисунке 5 представлена схема, на которой показан осевой разрез системы со сферическими слоями ВВ за фронтом детонации. Здесь же отражены соответствующие числу слоев каналы регистрации шириной  $h$ . Для каждого из этих каналов вычисляется усредненное по ширине канала значение

$$\int_0^R \rho(X, r) dr, \text{ которое приравнивается к экспериментальной величине } m.$$

Поскольку соответствующий канал плоский слой состоит из участков с постоянной плотностью, для определения указанного интеграла достаточно усреднить радиальные координаты границ указанных участков. Для каждого канала искомый интеграл представляется в виде суммы произведений плотности на усредненную протяженность соответствующего участка.

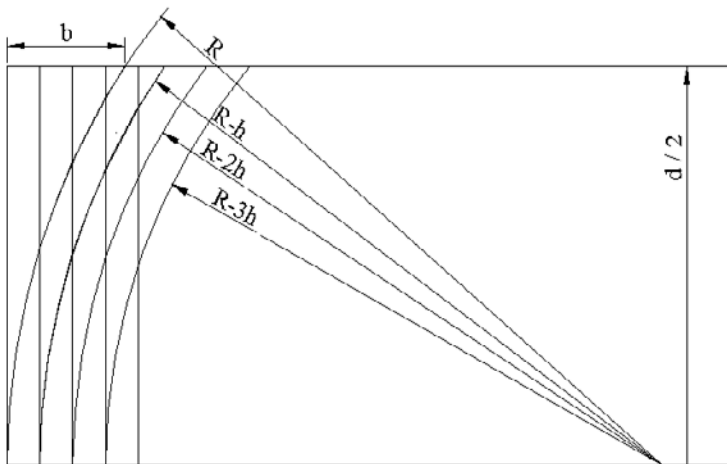


Рис. 5. Схема расчета плотности на оси симметрии заряда ВВ.

После выполнения всех указанных действий получим систему  $N$  линейных уравнений для приосевой плотности в каждом из  $N$  учитываемых каналов:

$$m_n = \sum_{k=0}^n \rho_k \cdot S_{nk}, \quad n=1 \div N.$$

Здесь индекс  $n$  – номер канала,  $k$  – номер сферического слоя,  $S_{nk}$  – усредненные радиальные координаты границ участков с одинаковой плотностью. Коэффициенты  $S_{nk}$  находятся из геометрических соображений при известных значениях диаметра заряда  $d$  и выпуклости  $b$ , которая предварительно определяется независимыми методами. Решение представленной системы после перехода от номера канала к продольной координате дает экспериментальный профиль плотности  $\rho(X)$  на фронте детонационной волны вдоль оси симметрии.

Коэффициенты системы  $S_{nk}$  при изменении расстояния от инициируемого торца от  $L \approx 10$  мм до  $L \approx 20$  мм определялись с использованием следующих оценок для выпуклости и радиуса кривизны фронта:  $b_{ТАТБ} = 1.31 \rightarrow 1.12$  мм,  $R_{ТАТБ} = 35.6 \rightarrow 44.4$  мм;  $b_{ПСТ} = 1.65 \rightarrow 1.75$  мм,  $R_{ПСТ} = 27.6 \rightarrow 28.4$  мм.

Полученные для ТАТБ и ПСТ усредненные по нескольким опытам сглаженные зависимости  $\rho(X)$  представлены на рисунках 6а,б, где  $X = 0$  соответствует ударному скачку.

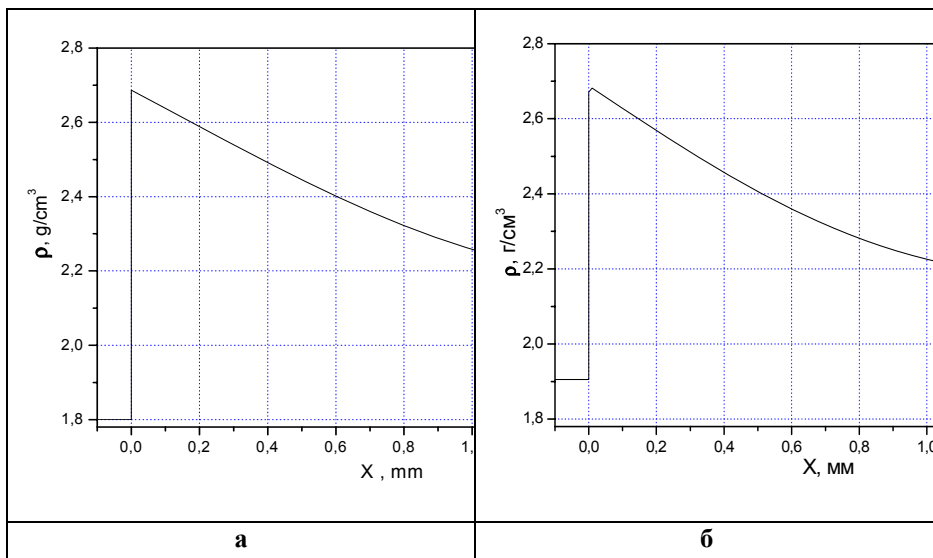


Рис. 6. Профиль плотности на фронте детонации в ТАТБ (а) и в ПСТ (б).



Существенной особенностью примененной постановки опытов является кривизна фронта детонации в сочетании с его осевой симметрией. При восстановлении плотности по результатам регистрации прошедшего через образец излучения это приводит к погрешности, которая резко увеличивается при удалении от фронта, поскольку в данном случае используется предположение о наличии на фронте сферических равноплотных слоев. Из-за этого зона, на которой точность восстановленной плотности является приемлемой, оказывается не более 1 мм.

### 3. Исследование разлета продуктов взрыва

Представленный в п.1 экспериментальный узел использовался и при исследовании с помощью СИ объемного распределения плотности продуктов взрыва за фронтом детонации. Цикличность импульсов СИ в предположении постоянства скорости детонационной волны позволяет обойтись одномерным линейным детектором, который регистрирует сигнал от проходящих через образец ВВ лучей СИ. Схема постановки эксперимента, отраженная на рисунке 7, отличается от показанной в п. 2 фактически только взаимным расположением заряда исследуемого ВВ и плоского пучка СИ, который в данном случае проходит через ВВ в направлении, перпендикулярном оси симметрии. Плоскость регистрации располагается на расстоянии 22 мм от инициируемого торца исследуемых образцов ВВ.

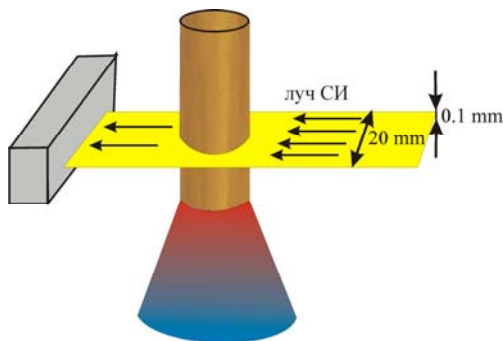


Рис. 7. Схема эксперимента по исследованию плотности ПВ за фронтом ДВ.

При интервалах между импульсами СИ  $\Delta t = 0.5$  мкс и при скорости детонационной волны  $D \sim 7.5$  км/с можно получить на детекторе в одном опыте до 5 кадров, каждый из которых с помощью калибровочных зависимостей (п. 2) преобразуется в зависимость массы на луче от

расстояния  $r$  до оси симметрии  $m(r,t) = 2 \int_{R_t}^0 \rho(r,Y) dY$ , где  $Y = \sqrt{R_t^2 - r^2}$ ,

$R_t$  – граничный радиус ПВ на момент  $t$ .

Решение этого интегрального уравнения относительно радиального распределения плотности ПВ в сечении образца  $\rho(r)$  возможно, если функция  $m(r)$  является гладкой и дифференцируемой. Однако в реальном эксперименте из-за дискретного характера регистрации сигнала на детекторе это условие не выполняется. В связи с этим применяется другой алгоритм, изложенный в [3, 4]. Функция  $\rho(r)$  в предположении её гладкости ищется в виде кубического сплайна, который проходит по точкам неравномерной сетки по  $r$ , сгущающейся к периферии. Сетка выбирается такая, чтобы можно было хорошо описать экспериментальную зависимость  $m(r)$ . Значения плотности в каждом узле подбираются путем минимизации среднеквадратичного отклонения рассчитываемых значений  $m$  от экспериментальных. Объемное распределение плотности получается, если указанная процедура применяется одновременно для функции двух переменных  $\rho(r, X)$ .

Используя набор зависимостей  $\rho(r, t)$ , полученных на ряд последовательных моментов времени в предположении постоянства скорости детонации, можно перейти к набору  $\rho(r, Z)$ , где  $Z$  – расстояние от фронта детонации. Восстановленные указанным способом по результатам эксперимента зависимости  $\rho(r, Z)$  для двух типов ВВ показаны на рисунках 8а,б.

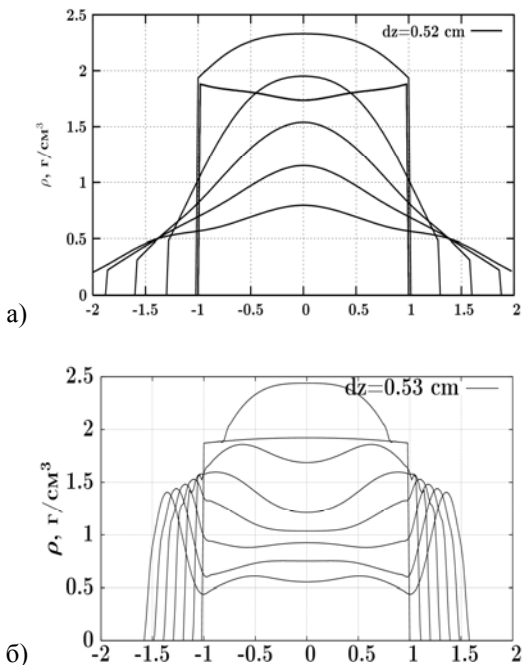


Рис. 8. Экспериментальные зависимости  $\rho(r, Z)$  для ТАТБ (а) и ПСТ (б).

Распределение плотности за фронтом детонации, полученное при разлете ПВ ТАТБ, имеет естественный вид – плавное уменьшение плотности от центра к периферии. В отличие от этого, аналогичные экспериментальные данные для заряда ПСТ оказались довольно неожиданными, поскольку при большом падении плотности в центральной зоне плотность на периферии уменьшается незначительно. Растущее со временем превышение приграничной плотности достигает  $\approx 3$  на конечное время регистрации. Предполагаемой причиной является то, что наружный слой ПСТ не реагирует и летит как инертный корпус. Оценка толщины этого слоя дает значение  $\Delta = (2\div 3)$  мм. При обработке измерений получена также значительно меньшая по сравнению с ТАТБ скорость разлета цилиндрической границы ПСТ.

#### 4. Исследование МУРР

При исследовании мало-углового рентгеновского рассеяния (МУРР) регистрируется дифракционный сигнал от образца в области малых углов. Метод широко применяется при анализе структуры дисперсных систем. Для вещества, которое состоит из однородной среды с равномерно расположенными центрами рассеяния, интенсивность рассеянного СИ при сферической форме этих частиц можно представить в виде зависимости от их диаметра ( $d$ ) и отличия их плотности ( $\rho$ ) от плотности среды ( $\rho_0$ ). Упрощенная формула для интенсивности выглядит следующим образом:  $J(d) \sim d^6 \cdot (\rho - \rho_0)^2$ .

Использование высоко-периодичного СИ в измерениях МУРР с экспозицией 1 нс позволяет проследить эволюцию сигнала в процессе детонации ВВ, анализ которой дает возможность определить размеры образующихся частиц конденсированного углерода и изменение этих размеров во времени после прохождения детонационной волны. Существующая на ВЭПП-3 интенсивность пучка СИ оказалась недостаточной для использования монохроматического спектра в измерениях МУРР, поскольку интенсивность рассеянного излучения на несколько порядков меньше проходящего, а также вследствие очень малой экспозиции (1 нс). В связи с этим использовался пучок СИ с исходным полихроматическим спектром, интенсивность которого на 3÷4 порядка больше, чем в случае монохроматического спектра.

В экспериментах измерялась динамика углового распределения сигнала МУРР в образцах ТАТБ и ПСТ с шагом 0.5 мкс. Постановка опытов отличалась от представленной в п. 3 только тем, что детектор DIMEX располагался в продольном направлении (аналогично п. 2). Схема постановки экспериментов по МУРР показана на рисунке 9. Сформированный “ножами”  $K_1, K_2$  прямой пучок СИ от ускорителя ВЭПП-3 отсекается за образцом “ножом”  $K_3$ , поэтому на детектор DIMEX

направляется только рассеянное излучение. При расстоянии от заряда ВВ до детектора 90 см одному каналу регистрации соответствует угол  $\sim 10^{-4}$  рад.

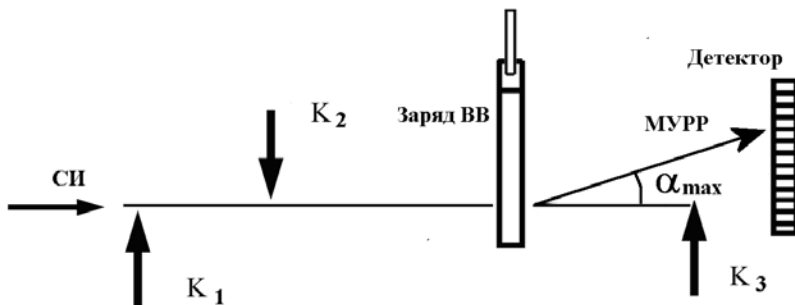


Рис. 9. Схема регистрации сигнала МУРР.

Предварительно в условиях проведения экспериментов с учетом спектра СИ и спектральной чувствительности детектора была проведена оценка сигнала МУРР для расположенных в образце ТНТ (диаметром 20 мм) рассеивающих центров в виде сферических частиц, диаметр которых составлял  $d = 1, 2, 5, 10$  и  $100$  нм. Результат показан на рисунке 10, где угловые координаты представлены номерами каналов детектора (напомним, что ширина канала составляет 0.1 мм). Наклон кривых возрастает при увеличении диаметра частиц, что позволяет определить по наклону их примерный размер. Таким образом, использованная постановка экспериментов дает возможность регистрировать рассеяние частицами, имеющими размер в диапазоне от 1 до 100 нм.

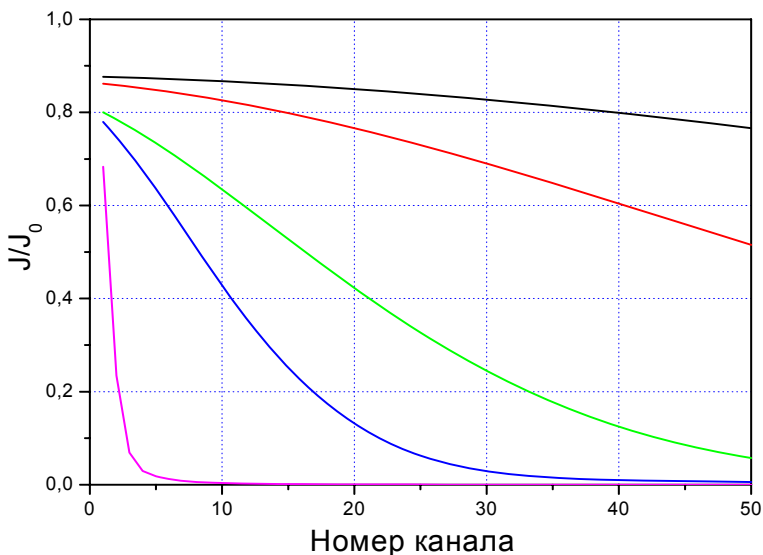


Рис. 10. Зависимость сигнала МУРР от диаметра рассеивающих частиц в ТНТ.

При облучении исходного ТАТБ был зарегистрирован заметный сигнал МУРР, практически исчезающий непосредственно на фронте детонации. Вероятно, это вызвано наличием в исходном ВВ заметных межкристаллических пор, которые устраняются при сжатии ВВ под воздействием мощной ударной волны. Кроме этого, даже при появлении частиц конденсированного углерода в этой зоне, где сжатие ВВ максимально, относительно малым окажется значение “контрастности” – квадрата разности плотностей частиц углерода и ВВ  $(\rho - \rho_0)^2$ . Далее амплитуда сигнала плавно нарастает. В целом, при детонации ТАТБ поведение МУРР такое же, как у прессованного ТНТ, но со значительно меньшим (примерно в 1.5 раза) уровнем сигнала. Это означает, что рассеивающие частицы имеют меньшую плотность и, скорее всего, являются графитоподобными. Регистрируемых следов наноалмазов в ТАТБ не отмечается, а если они есть, то их размер не превышает 1 нм.

Сигнал МУРР от исходного ВВ ПСТ не зарегистрирован. Причиной может быть то, что размеры пор между гранулами выходят за рамки границ зоны регистрации, поскольку пористость зарядов ПСТ очень мала ( $\eta < 1\%$  по сравнению с  $\eta > 3\%$  в зарядах ТАТБ). И в дальнейшем амплитуда регистрируемого сигнала заметно уменьшена по сравнению с ТАТБ и почти вдвое меньше, чем в ТНТ. Это, помимо меньшего числа рассеивающих

наночастиц, может быть связано с увеличенным поглощением, а возможно, и с режимом неполной детонации по радиусу.

Для получения данных о размерах рассеивающих частиц сигналы МУРР обрабатывались при помощи разработанной в ИГиЛ методики, включающей пакет специальных компьютерных программ. При этом предполагалось, что частицы сферичны и равномерно распределены в однородной среде. Полученная с учетом калибровки эволюция размеров частиц в экспериментах с образцами ТАТЬ и ПСТ, отражена на рисунках 11а,б, где момент  $t = 0$  соответствует прохождению детонационного фронта.

Из рисунка 11 следует, что практически сразу за фронтом детонации фиксируются наночастицы размером  $d \sim 1.5$  нм. Далее размер частиц слабо растет и на время  $t = 4$  мкс достигает в ТАТЬ  $d \approx 2.6$  нм. В ПСТ рост частиц более медленный, на это же время их размер составляет  $d \approx 2.5$  нм. Судя по амплитуде сигналов МУРР, следов наноалмазов в ПВ ТАТЬ и ПСТ размером более 1 нм не обнаружено.

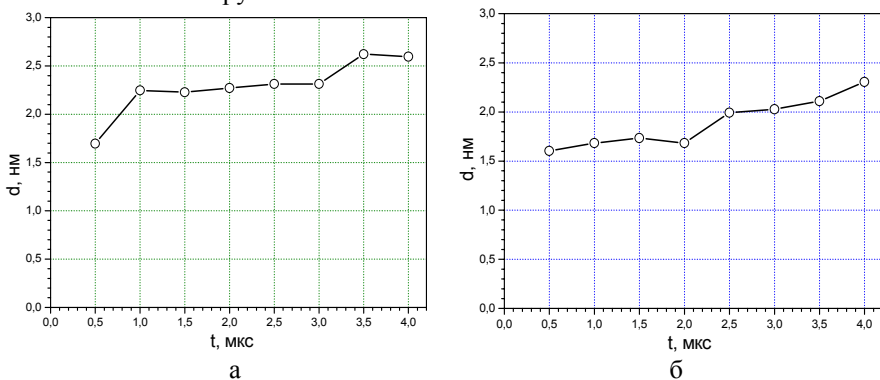


Рис. 11. Динамика роста размеров рассеивающих частиц в ТАТЬ (а) и в ПСТ (б).

#### 4. Рентгеновская микротомография образцов ВВ

Метод рентгеновской компьютерной томографии (РКТ) позволяет получать трехмерные данные о внутренней структуре образца без его разрушения. Суть метода заключается в просвечивании образца рентгеновскими лучами, которые по-разному поглощаются в его различных областях. Ослабление рентгеновского излучения вдоль луча является интегральной характеристикой плотности исследуемого объекта.

Набор проекций поглощения, полученный в процессе вращения образца, с помощью преобразования Радона позволяет восстановить распределение его рентгеновской плотности как функцию от трех координат.

Пространственное разрешение рентгеновской микроскопии определяется геометрией эксперимента (соотношение расстояний источник-

образец и образец-детектор), размерами источника, пространственным разрешением детектора и дифракцией излучения на изучаемых деталях объекта.

$$\Delta_{mk} = \sqrt{\left(\frac{\Delta_{sr}}{L_1} L_2\right)^2 + \left(\frac{L_2 \lambda}{\Delta_{sm}}\right)^2} + \Delta_{dt}^2,$$

где  $\Delta_{mk}$  – пространственное разрешение рентгеновской микроскопии,  $\Delta_{sr}$  – размер источника СИ,  $\Delta_{dt}$  – пространственное разрешение детектора,  $\Delta_{sm}$  – размер изучаемого объекта,  $L_1$  – расстояние источник-образец,  $L_2$  – расстояние образец-детектор и  $\lambda$  – длина волны излучения [5].

Используя одну из самых важных особенностей СИ – малую угловую расходимость  $d\varphi \sim m_0 c^2 / E$ , составляющую всего лишь доли миллирадиан, можно сильно увеличить расстояние источник-образец (обычно несколько десятков метров) при сравнительно небольшом расстоянии образец-детектор (менее сантиметра в зависимости от условий проводимого эксперимента). Тогда основным фактором, влияющим на разрешение рентгеновской микроскопии, становится пространственное разрешение используемого детектора. Чтобы превзойти пространственное разрешение детектора, можно использовать увеличивающую рентгеновскую оптику. Примером такой оптики может служить схема Bragg Magnifier, основанная на брэгговской дифракции от асимметрично срезанного кристалла (рис. 12).

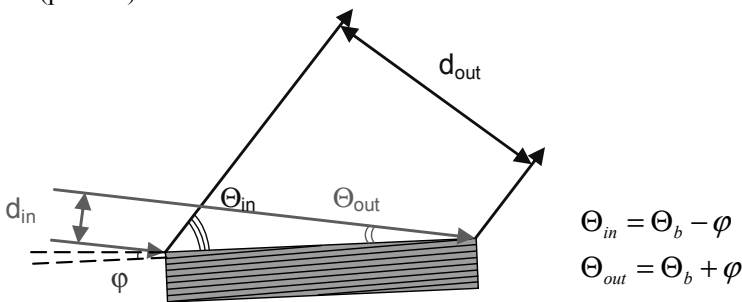


Рис. 12. Схема, иллюстрирующая брэгговскую дифракцию от асимметрично срезанного кристалла.

Увеличенное изображение в одном направлении с коэффициентом  $M$  в этой схеме можно рассчитать по формуле:

$$M = \frac{\sin(\Theta_b + \varphi)}{\sin(\Theta_b - \varphi)},$$

где  $\theta_b$  – угол Брэгга, зависящий от энергии падающего излучения и  $\varphi$  – угол дифракционной плоскости к поверхности кристалла. На станции микротомографии используются два кристалла с взаимно перпендикулярно расположенными дифракционными плоскостями, что позволяет получать увеличенное изображение образца рис. 13.

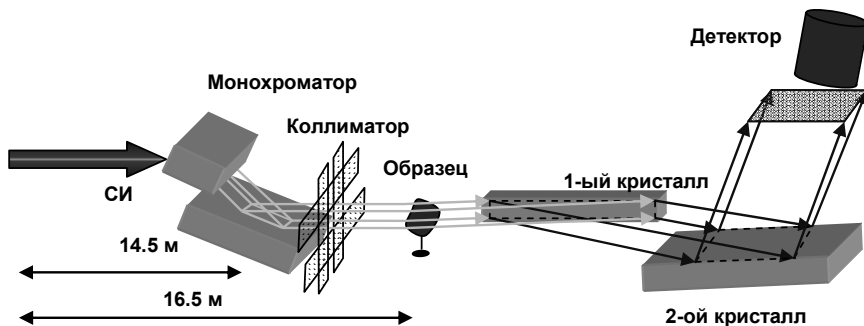


Рис. 13. Схема эксперимента по микротомографии ВВ.

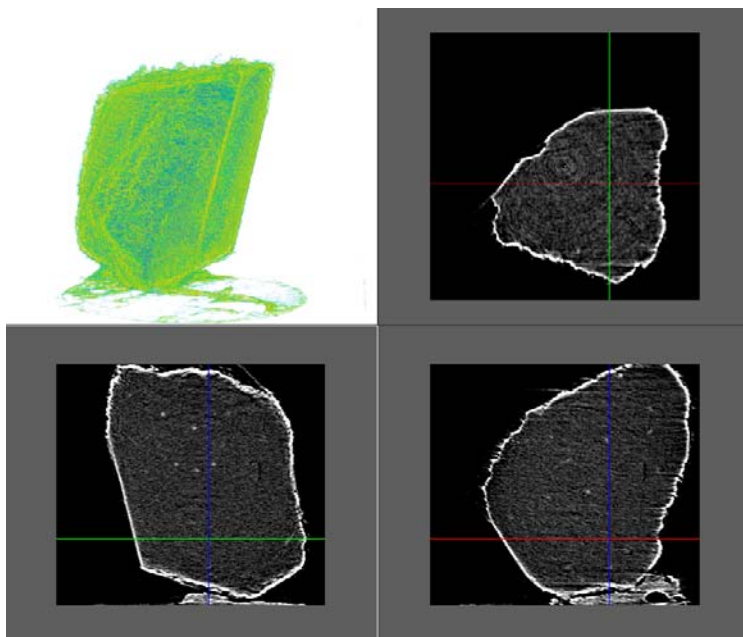


Рис. 14. 3D вид образца ТАТБ (слева сверху) и проекции его срезов. Изображения негативные.



На рисунках 14 и 15 приведены 3D изображения образцов ТАТБ и ПСТ, восстановленные из многих проекций. Поперечный размер кусочка ТАТБ составлял  $\sim 1$  мм, а ПСТ  $\sim 0.8$  мм. Для улучшения визуализации слабоконтрастных деталей использовался метод рефракционного контраста, позволяющий подчеркивать очень слабые градиенты плотности. На образце из ТАТБ видны неоднородности плотности, близкие к сферическим, в ПСТ они имеют нитевидную форму. На Рисунке 16 приведено распределение количества пор в зависимости от их объема (в  $\mu\text{м}^3$ ) для образца ТАТБ.

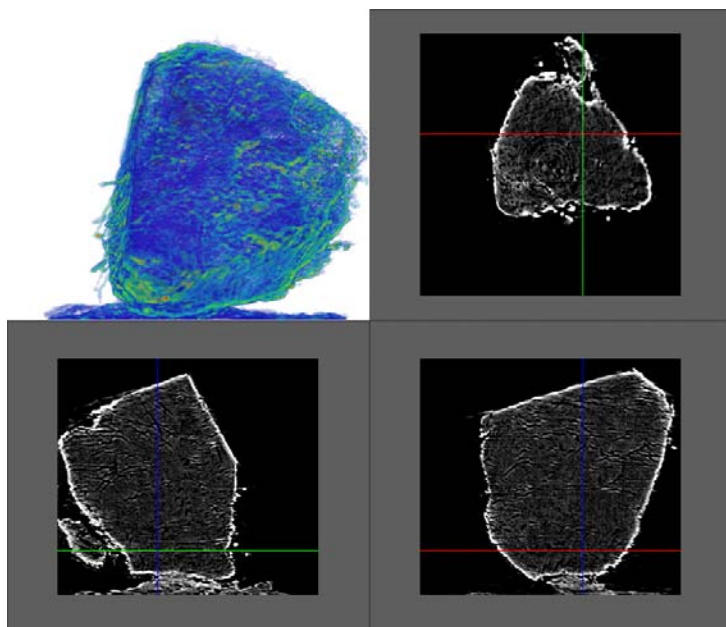


Рис. 15. 3D вид образца ПСТ (слева сверху) и проекции его срезов.

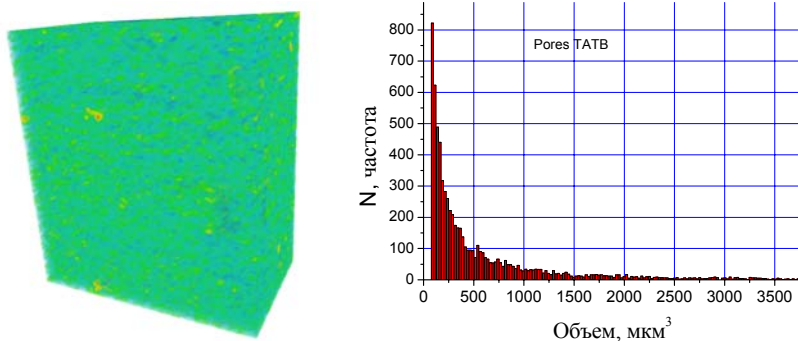


Рис. 16. Образец ТАТБ (слева) и распределение размеров пор в зависимости от их объема.

## 5. Заключение

Проведенные эксперименты по использованию СИ для исследования детонации зарядов ТАТБ и ПСТ диаметром 20 мм позволили получить распределение плотности на фронте детонации. Для обоих ВВ получены значения плотности в пике Неймана. Плоскость Чепмена-Жуге на распределении плотности не имеет ярко выраженного изгиба и поэтому может быть определена с точностью  $\pm 0.2$  мм. Для обоих ВВ ширина химпика составляет 1 – 1.2 мм. В данной постановке экспериментов наблюдается небольшое снижение скорости детонации (на 0.15 км/с у ТАТБ и на 0.2 км/с у ПСТ). В зарядах ПСТ процесс детонации частично происходит в необычном режиме. В отдельных зарядах наружная часть заряда (~2 мм) детонирует не полностью. Внутренняя часть ВВ детонирует как бы в трубе из исходного ВВ. Поэтому измеренные параметры в зоне химпика могут иметь заниженные значения.

Эксперименты с регистрацией МУРР СИ при детонации ТАТБ и ПСТ показали, что сразу за фронтом детонации фиксируются наночастицы размером  $\sim (1.5 - 2)$  нм, предположительно, из графита. У ТАТБ размер частиц слабо растет со временем до  $\sim (2.5 - 3)$  нм, а у ПСТ они растут слабее, и через 4 мкс достигают размеров  $\sim (2 - 2.5)$  нм. Судя по амплитуде сигналов МУРР, следов наноалмазов при детонации этих ВВ не обнаружено. Если они есть, то их размер не превышает 1 нм.

Проведенные рентгеновские томограммы показывают возможность проводить анализ внутренней структуры ВВ с микронной точностью без их разрушения. Отличительной особенностью метода является возможность рассматривать внутреннюю структуру в произвольной плоскости и под любым углом.

## Литература

- [1] *A. Aulchenko, V. Zhulanov, L. Shekhtman, B. Tolochko, I. Zhogin, O. Evdokov, K. Ten.* One-dimensional detector for study of detonation processes with synchrotron radiation beam. // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A, 2005, v.543, Issue 1, 1 May, p.350-356.
- [2] *К.А.Тен, О.В.Евдоков, И.Л.Жогин и др.* Измерение распределения плотности в детонационных процессах с помощью синхротронного излучения. // Препринт ИЯФ СО РАН, ИЯФ 2005-30, Новосибирск, 2005.
- [3] *К.А.Тен, О.В.Евдоков, И.Л.Жогин и др.* Распределение плотности во фронте детонации цилиндрических зарядов малого диаметра. Физика горения и взрыва, 2007, т.43, № 2, с.91-99.
- [4] *Э.Р. Прууэл, Л.А. Мержиевский, К.А.Тен и др.* Распределение плотности разлетающихся продуктов стационарной детонации тротила. // Физика горения и взрыва, 2007, т.43, № 3, с.121-131.
- [5] *К.Е. Kuper, D.A. Zedgenizov, A.L. Ragozin, V.S. Shatsky.* X-ray tomography of natural diamonds on the VEPP-3 SR beam. // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, v.603, Issue 1-2, 2009, p.170-173.

*К.А. Тен, В.М. Титов, Э.Р. Прууэл, Л.А. Лукьянчиков,  
В.М. Аульченко, В.В. Жуланов, К.Э. Купер, Л.И. Шехтман,  
Ю.А. Аминов, А.К. Музыря, Е.Б. Смирнов, Б.Г. Лобойко,  
Б.П. Толочко, И.Л. Жогин, О.В. Евдоков*

**Исследование взрывных процессов  
в детонирующих зарядах диаметром 20 мм  
с помощью синхротронного излучения**

*K.A. Ten, V.M. Titov, E.R. Prueel, L.A. Luk'yanchikov,  
V.M. Aulchenko, V.V. Zhulanov, K.E. Kuper, L.I. Shekhtman,  
Yu.A. Aminov, A.K. Muzyrya, E.B. Smirnov,  
B.G. Loboiko, B.P. Tolochko, I.L. Zhogin, O.V. Evdokov*

**SR investigation of detonating charges of diameter 20 mm**

ИЯФ 2009-21

Ответственный за выпуск А.В. Васильев  
Работа поступила 22.07. 2009 г.

---

Сдано в набор 23.07. 2009 г.  
Подписано в печать 18.08. 2009 г.  
Формат 60х90 1/16 Объем 1.2 печ.л., 1.0 уч.-изд.л.  
Тираж 160 экз. Бесплатно. Заказ № 21

---

Обработано на РС и отпечатано  
на ротапринте «ИЯФ им. Г.И. Будкера» СО РАН,  
Новосибирск, 630090, пр. Академика Лаврентьева, 11