

Измерение распределения плотности на фронте детонации

в зарядах из ВВ на основе ТАТБ диаметром 20 мм

Аминов^{*2} Ю.А., Ген¹ К.А., Титов¹ В.М., Лукьянчиков¹ Л.А., Пруэл¹ Э.Р.,
Лобойко² Б.Г., Смирнов² Е.Б., Музыря² А.К., Филин В.П.², Жогин³ И.Л., Толочко³ Б.П.

¹ИГиЛ СО РАН, ³ИХТТМ СО РАН, Новосибирск, Россия.

²РФЯЦ-ВНИИТФ, Снежинск, Россия.

Экспериментальный узел для динамических (взрывных) исследований ВВ с применением синхротронного излучения (СИ), разработанный во ВНИИТФ, содержит генератор ударной волны (плоско-волновая линза + промежуточный инициатор из октогенсодержащего ВВ) и образец исследуемого ВВ диаметром 20 мм при длине 30 мм. Упрощенная схема экспериментальной сборки отражена на Рисунке 1. Исследовались два типа ВВ: ВВ-1 (прессованный ТАТБ) и ВВ-2 (ВВ на основе ТАТБ).

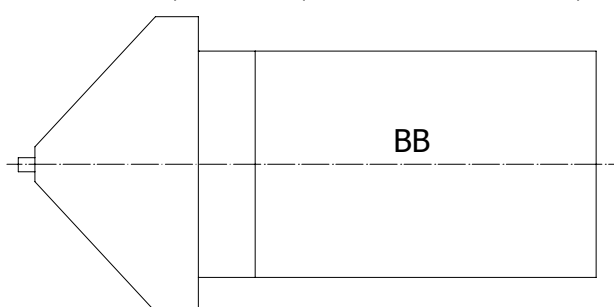


Рисунок 1 – Схема экспериментальной сборки.

Эксперименты по определению профиля плотности на фронте детонации ВВ с использованием СИ выполнены на экспериментальной станции ИЯФ СО РАН. Схема постановки экспериментов представлена на Рисунке 2, где взрывная камера не показана. Сформированный плоский пучок СИ (0.1 мм×20 мм) располагается в плоскости, которая проходит через ось симметрии исследуемого образца ВВ. Детектор DIMEX [1], регистрирующий проходящее излучение, находится на расстоянии ~1 м от заряда. Газовый быстродействующий линейный детектор DIMEX разработан в ИЯФ СО РАН и имеет пространственное разрешение 0.1 мм при ширине поля регистрации 28 мм.

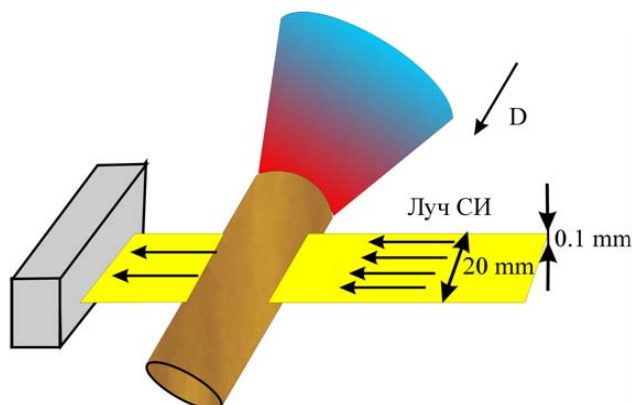


Рисунок 2 – Схема эксперимента по исследованию фронта детонации.

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. В качестве примера на Рисунке 3 показаны результаты опыта с образцом из ВВ-1 зависимости в $J(n)$, где для J использованы условные единицы. Время экспозиции каждого из четырех кадров составляет ~ 1 нс, а время между кадрами – 0.5 мкс.

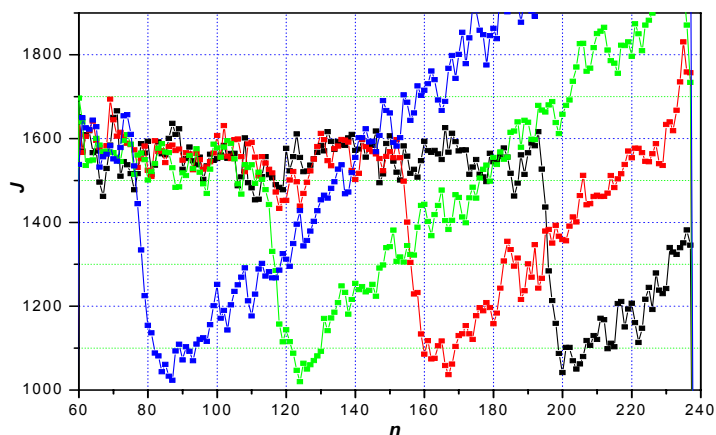


Рисунок 3 – Экспериментальные зависимости $J(n)$ для ВВ-1.

Учитывая, что каждый канал имеет ширину $h=0.1$ мм, нетрудно получить зависимость потока от расстояния вдоль измерительного узла $J(X)$. Эти зависимости можно использовать, в частности, для оценки скорости детонационной волны вдоль оси симметрии зарядов ВВ по перемещению фронта. Результаты таких оценок представлены на Рисунках 4 а, б, где значение $X=0$ соответствует инициируемому торцу образца ВВ. Видно, что в образцах ВВ-1 и ВВ-2 наблюдается тенденция уменьшения скорости детонационной волны, что согласуется с результатами опытов, проведенных во ВНИИТФ.

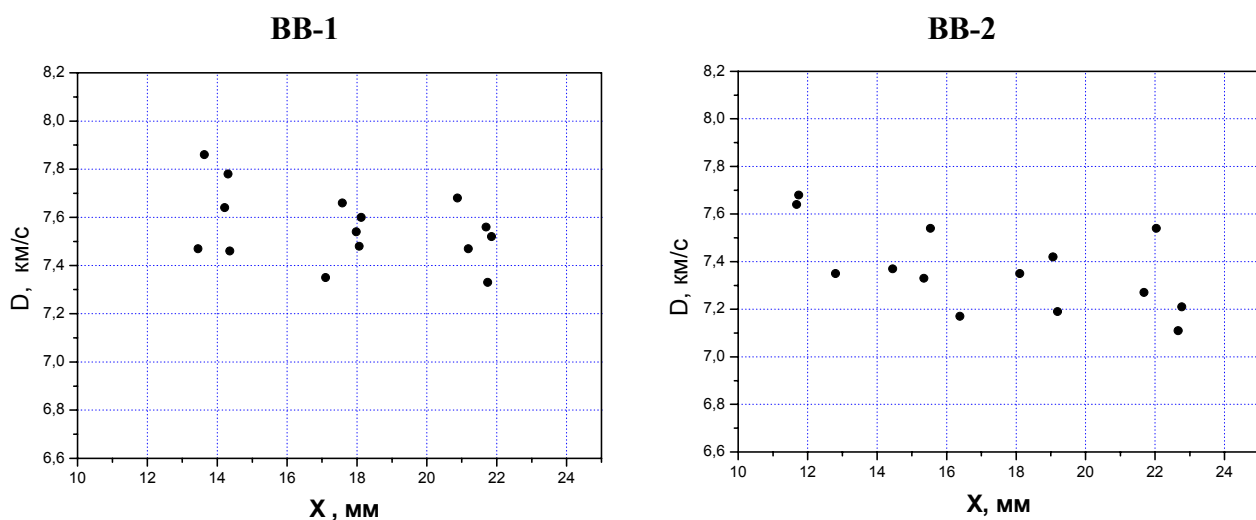


Рисунок 4 – Скорость ДВ вдоль оси симметрии.

Процедура восстановления распределения плотности в приосевой части образца ВВ в экспериментах рассматриваемого типа, подробно указанная в [2-4], 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 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/см² – 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 5 приводятся зависимости $m(n)$, полученные в одном из опытов с ВВ-1.

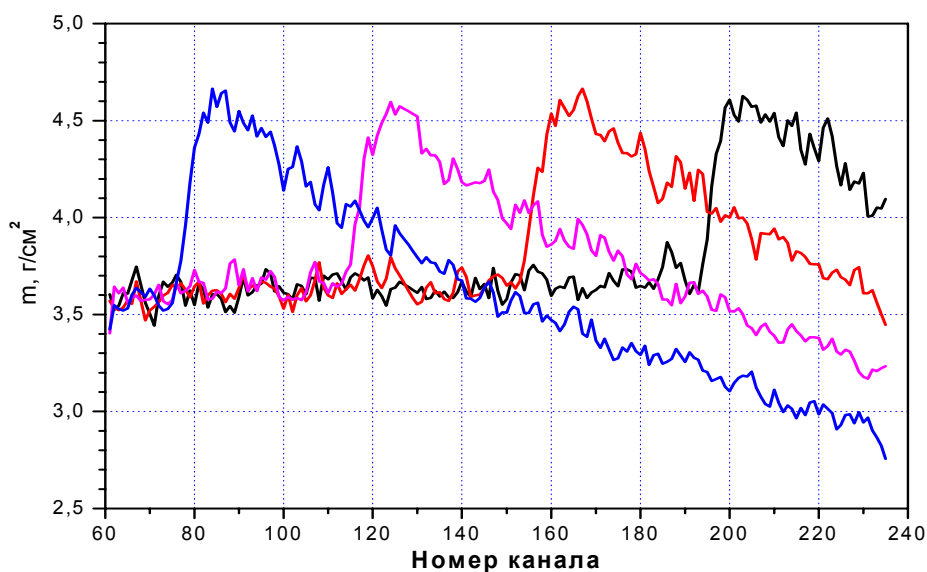


Рисунок 5 – Экспериментальные зависимости $m(n)$ для ВВ-1.

Для определения профиля плотности на фронте детонации вблизи оси симметрии образца ВВ берутся значения m , соответствующие каналам, которые регистрируют сигнал в прифронтальной 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 6 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 $\int_0^R \rho(X, r) dr$,

которое приравнивается к экспериментальной величине m . Поскольку соответствующий каналу плоский слой считается состоящим 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.

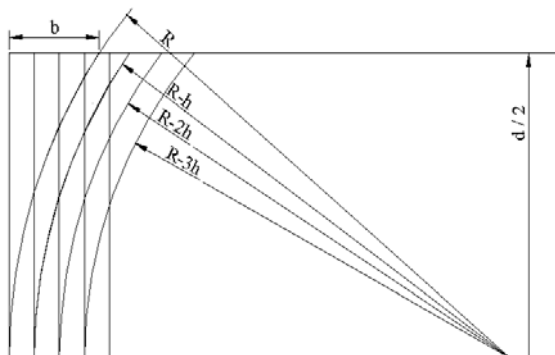


Рисунок 6 – Схема расчета плотности на оси симметрии заряда ВВ.

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 . Решение представленной системы после перехода от номера канала к

продольной координате дает экспериментальный профиль плотности $\rho(X)$ на фронте детонационной волны вдоль оси симметрии.

Для определения значения выпуклости b и радиуса кривизны фронта R в зоне регистрации использовались полученные во ВНИИТФ экспериментальные данные по разновременности выхода детонационной волны относительно осевой точки в зависимости от радиуса. В качестве примера две такие зависимости $\tau(r)$ для образца ВВ-1 показаны на Рисунке 7. При изменении расстояния от инициируемого торца от $L \approx 10$ мм до $L \approx 20$ мм для ВВ-1 принималось $b=1.31$ мм \rightarrow 1.12 мм, $R=35.6$ мм \rightarrow 44.4 мм; для ВВ-2 $b=1.65$ мм \rightarrow 1.75 мм, $R=27.6$ мм \rightarrow 28.4 мм.

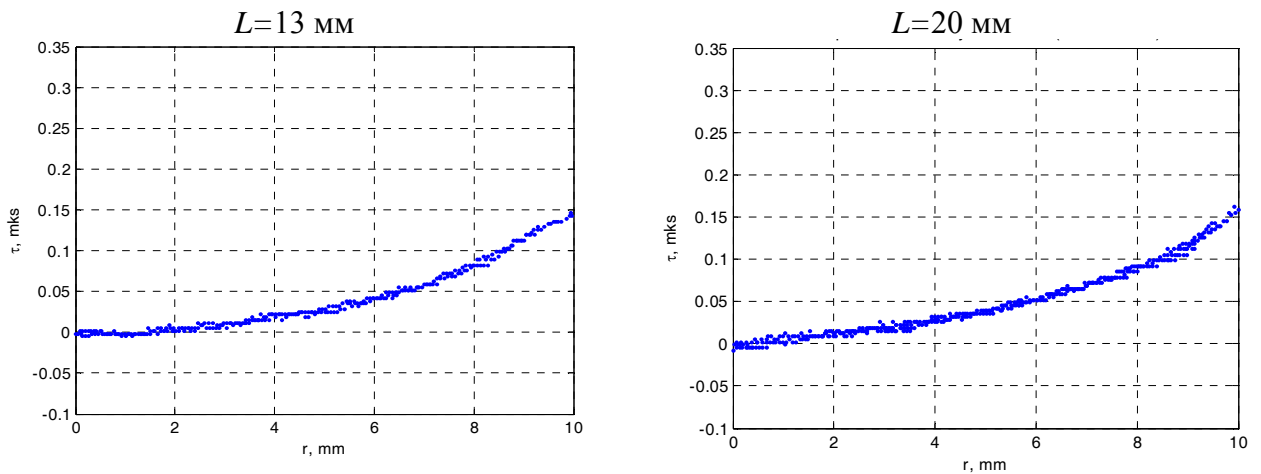


Рисунок 7 – Разновременность детонационной волны в ВВ-1 $\tau(r)$.

Полученные для ВВ-1 и ВВ-2 усредненные по нескольким опытам сглаженные зависимости $\rho(X)$ представлены на Рисунке 8, где значение $X=0$ соответствует ударному скачку. Основные результаты можно представить следующим образом: плотность в пике Неймана ~ 2.7 г/см³, в точке Чепмена-Жуге ~ 2.2 г/см³; ширина химика ~ 1 мм. Это согласуется с современными представлениями о детонационных параметрах исследуемых ВВ.

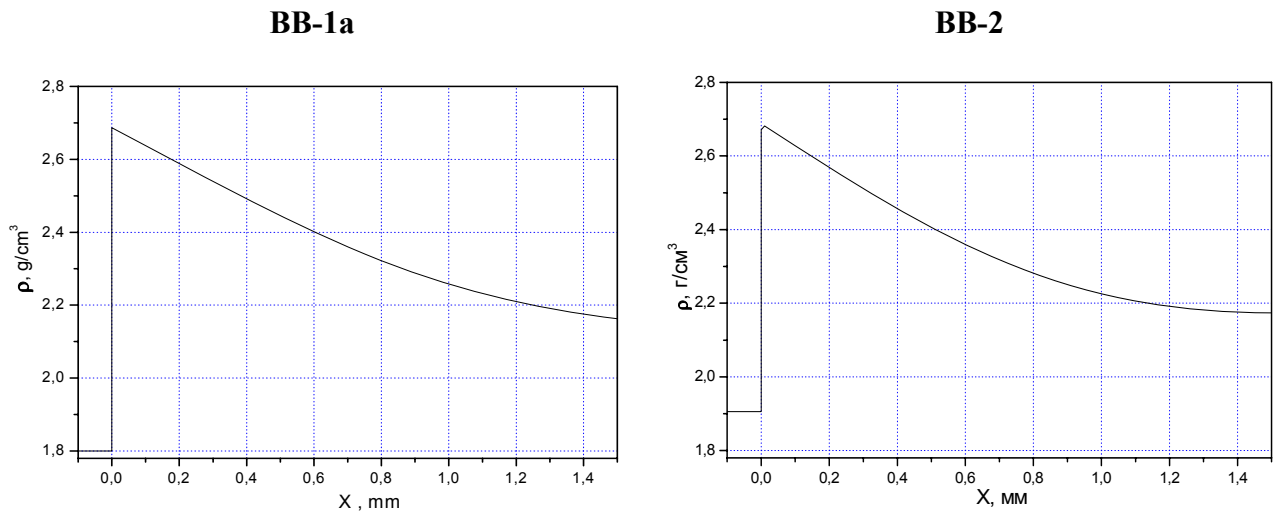


Рисунок 8 – Профиль плотности на фронте детонации в ВВ-1 (а) и в ВВ-2 (б).

Следует отметить, что для расстояний от пика Неймана $\Delta X > 1$ мм использованные при восстановлении распределения плотности предположения, как показывают расчетные оценки, приводят к большим погрешностям. Прежде всего это относится к предположению о наличии на фронте детонационной волны сферических равноплотных слоев. Более корректным в данном случае представляется воспользоваться сравнением промежуточной величины – массы ВВ вдоль луча СИ в зависимости от расстояния $m(X) = 2 \int_0^R \rho(X, r) dr$, полученной в расчете и в эксперименте. При этом отпадает ограничение по диапазону продольной координаты X . В случае согласия расчета с экспериментом по $m(X, t)$ расчетное распределение $\rho(X)$ с большой вероятностью будет соответствовать фактическому. Однако, чтобы использовать такой расчетно-экспериментальный метод исследования распределения плотности, необходимо повысить точность как эксперимента, так и расчета. В частности, в расчете должны воспроизводиться экспериментальные параметры волны, инициирующей образец исследуемого ВВ.

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, Vol. 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.