

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК  
Ордена Ленина Сибирское отделение  
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ им. Г.И. Будкера

К.А. Тен, О.В. Евдоков, И.Л. Жогин,  
В.В. Жуланов, П.И. Зубков, Г.Н. Кулипанов,  
Л.А. Лукьянчиков, Л.А. Мержиевский,  
Б.Б. Пирогов, Э.Р. Прууэл, В.М. Титов,  
Б.П. Толочко, М.А. Шеромов

ИЗМЕРЕНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПЛОТНОСТИ  
В ДЕТОНАЦИОННЫХ ПРОЦЕССАХ  
С ПОМОЩЬЮ СИНХРОТРОННОГО  
ИЗЛУЧЕНИЯ

ИЯФ 2005-30

Новосибирск  
2005

**Измерение распределения плотности  
в детонационных процессах  
с помощью синхротронного излучения**

*К.А. Тен, В.В. Жуланов, Г.Н. Кулипанов,  
М.А. Шеромов*

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

*П.И. Зубков, Л.А. Лукьянчиков, Л.А. Мержиевский,  
Э.Р. Прууэл, В.М. Титов*

ИГиЛ СО РАН, Новосибирск

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

ИХТТМ СО РАН, Новосибирск

**Аннотация**

В работе приводятся постановка и результаты экспериментов по измерению распределения плотности на фронте детонации конденсированных взрывчатых веществ (ВВ) с помощью синхротронного излучения (СИ). Источником СИ являлся ускоритель ВЭПП-3, в качестве приемника проходящего излучения использовался линейный детектор DIMEX с размером приемного канала 0.1 мм. В работе проанализированы пути улучшения пространственного разрешения детектора, точность вычисления массы вдоль луча, а также общая погрешность измерений.

Приводятся также данные по измерению радиуса кривизны фронта детонации цилиндрических зарядов малого диаметра.

Данные по прямому измерению распределения плотности на фронте детонации получены впервые в мире, и хорошо согласуются с результатами других (косвенных) методик.

Во второй части приводятся постановка и результаты экспериментов по измерению объемного распределения плотности разлетающихся продуктов детонации цилиндрических зарядов ВВ. Рассмотрен способ решения обратной задачи о восстановлении радиального распределения плотности по измеренной массе на луче СИ. Решена задача о численном моделировании разлета продуктов детонации цилиндрического заряда ВВ. Сравнение измеренного радиального распределения плотности с расчетным показывает хорошее совпадение.

---

# **1. Измерение распределения плотности на фронте детонации цилиндрических зарядов малого диаметра**

## **1.1. Введение**

Классическая теория детонация предполагает наличие ударного скачка и следующей за ним. зоны химической реакции, в которой давление падает и вещество расширяется до параметров Чепмена-Жуге. Информация о процессах в зоне реакции крайне ограничена прежде всего из-за малых размеров этой зоны (<1 мм), высокой скорости протекания определяющих процессов (~0.1 мкс) и предельной агрессивности среды. В то же время в этой области разворачиваются события, провести которые в иных условиях обычно не представляется возможным. Таковыми являются химические превращения при высоких давлениях и температурах, фазовые переходы и др. Существующие методики измерения параметров вещества в зоне химической реакции либо вносят возмущения в измеряемый процесс (датчики давления), либо используют промежуточное вещество (фольгу, бромоформ). Наиболее точно удастся измерить параметры вещества (температуру, скорость движения) на торце зарядов взрывчатых веществ (ВВ) [1,2]. Единственным невозмущающим дистанционным экспериментальным способом для измерения параметров (в том числе плотности) вещества в детонационных процессах в настоящее время является рентгеновская диагностика с использованием синхротронного излучения (СИ) [3,4].

## **1.2. Постановка экспериментов**

Эксперименты проводились на станции исследования взрывных процессов, расположенной на «0» канале ускорителя ВЭПП-3 Института ядерной физики СО РАН [5]. Исследовались прессованные гексоген, тротил, а также сплавы тротил/гексоген 50/50. Перед прессованием все ВВ были перекристаллизованы с использованием ацетона. Диаметр прессованных зарядов ВВ составлял 12.5 – 15 мм, литых 7 – 12.5 мм, порошковых 10 – 12.5 мм, длина всех зарядов составляла 8 – 10 калибров. Иницирование производилось высоковольтным детонатором и боевиком из насыпного октогена. Для иницирования зарядов с диаметром более 12.5 мм использовались «генераторы плоской волны». Заряд ВВ (Е) располагался горизонтально (рис. 1.) перпендикулярно сформированному пучку СИ (SR) размерами высотой 0.4 мм и шириной  $H = 18$  мм. Плоскость пучка СИ проходила вдоль оси исследуемого заряда ВВ. Фронт детонации (D) последовательно проходил положения 1, 2, 3 находясь в зоне пучка СИ в течении 3 – 4 мкс. За это время удавалось сделать 3 – 5 мгновенных (с

экспозицией 1 нс) снимка распределения проходящего излучения вдоль оси заряда. Время между кадрами определялось периодом вращения электронного пучка в ускорителе и составляло 250 – 500 нс. Регистрация излучения велась детектором DIMEX (S), который располагался также вдоль оси заряда на расстоянии 1070 мм от объекта E. Размеры одного канала регистрации составляли 1 мм в высоту и 0.1 мм вдоль оси заряда, общее число каналов составляло 256 шт. (25.6 мм вдоль заряда). Запуск детектора осуществлялся замыканием контактного датчика, установленного на расстоянии 15 мм за зоной попадания пучка СИ.

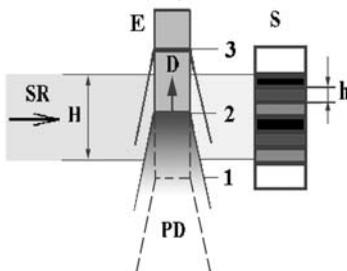


Рис. 1. Схема постановки экспериментов. E – заряд ВВ, SR – плоскость пучка СИ, H – ширина пучка, S – детектор DIMEX, h – ширина канала регистрации, D – положение фронта детонации в моменты времени 1, 2, 3. PD – разлетающиеся продукты детонации.

### 1.3. Газовый детектор DIMEX

Специально для данной станции был разработан одно координатный детектор для изучения динамики быстропротекающих процессов на пучках СИ, позволяющий накапливать и запоминать информацию о распределении плотности потока рентгеновского излучения за время меньшее, чем расстояние между соседними банчами в накопителе (~100 нс для ВЭПП-3). Детектор может записывать 32 кадра, накопленных в таком быстром режиме, и имеет пространственное разрешение ~100 мкм при эффективности регистрации >50% для  $\gamma$ -квантов с энергиями ~30 кэВ. Апертура детектора в направлении измеряемой координаты составляет 25.6 мм. В перпендикулярном направлении ~ 2 мм [6].

Разработанный вариант детектора представляет собой ионизационную камеру с Газовым Электронным Усилителем (ГЭУ), отделяющим область конверсии рентгеновских фотонов от промежутка, где заряд наводится на считывающую микрополосковую структуру, выполненную с шагом 100 мкм. Координатное распределение интенсивности определяется по величине заряда, протекшего через каждый элемент считывающей структуры за время экспозиции (100 нс). При заполнении камеры смесью Xe-CO<sub>2</sub> (80% – 20%) под давлением >7 атм обеспечивается пространственное разрешение ~200 мкм и эффективность к фотонам 30 кэВ не менее 50%.

Считывание и оцифровка записанной информации осуществляется поочередным подключением всех (256 каналов\*32ячеек/канал) ячеек аналоговой памяти через выходной усилитель чипа ко входу 14-ти разрядного АЦП. Результат оцифровки накапливается в ОЗУ, после чего передается в ЭВМ по Ethernet кабелю.

Перед детектором был установлен быстрый затвор (вращающийся медный диск с прорезью), который обеспечивал экспозицию детектора только в момент прохождения фронта детонации на время  $\approx 40$  мкс.

#### 1.4. Результаты экспериментов

На рис.2,3 приведены несколько кадров относительного изменения интенсивности (измеренная интенсивность деленная на начальную) вдоль оси заряда при детонации прессованного (плотность  $\rho_0 - 1.71$  г/см<sup>3</sup>) гексогена и тротила (начальная плотность  $\rho_0 - 1.61$  г/см<sup>3</sup>). Детонация распространяется в сторону уменьшения номера канала детектора. Время экспозиции каждого из четырех кадров (А, В, С, D) составляет  $\sim 1$  нс, время между первым (В) и вторым (С) кадром и всеми последующими кадрами составляет 0.5 мкс. Определенная по перемещению фронта скорость детонации составила  $D = 8.3$  км/с у гексогена и  $D = 6.95$  км/с у тротила. Диаметр зарядов равен 15 мм, длина 85 мм. Середина изучаемой области находилась в 15 мм от конца заряда.

Такие же последовательные кадры для литого тротила диаметром  $d = 7$  мм приведены на рис. 4. На этой записи видно развитие детонационного процесса со временем.

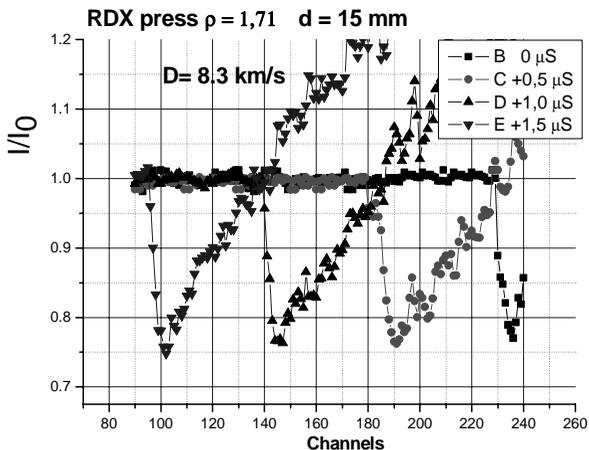


Рис. 2. Относительное изменение интенсивности вдоль оси заряда при детонации прессованного гексогена. По оси X показаны номера каналов детектора (ширина одного канала – 0,1 мм).

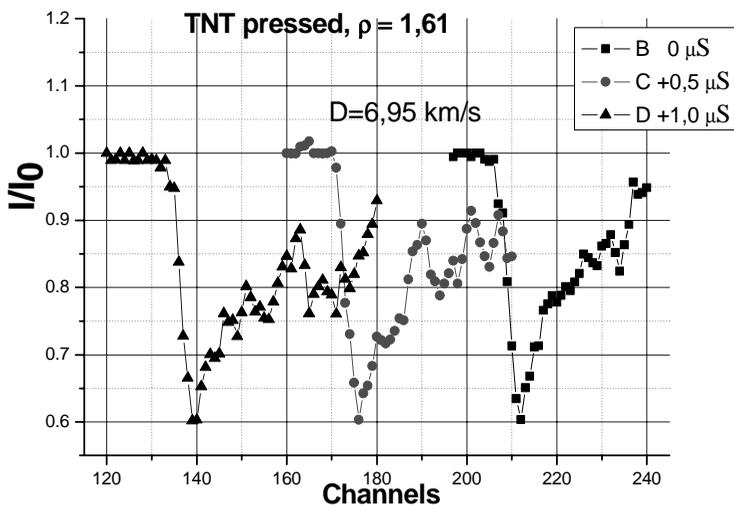


Рис. 3. Относительное изменение интенсивности вдоль оси заряда при детонации прессованного тротила.

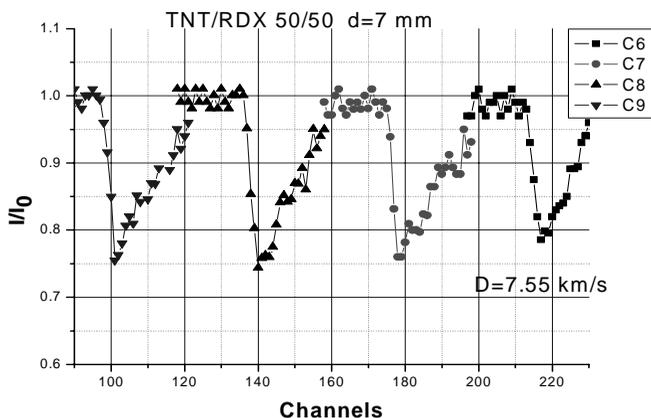


Рис. 4. Относительное изменение интенсивности вдоль оси заряда при детонации литого сплава ТГ 50/50. Временное расстояние между кадрами также равно 0,5 мкс.

### 1.5. Коррекция измеряемого сигнала

Особенностью работы с детектором DIMEX является «расплывание» сигнала в случае их больших градиентов. Это видно на рис. 5, где приведены показания детектора от края непрозрачного ножа. Тестовые эксперименты были проведены с образцами из РММА (оргстекло). Цилиндр, диаметром

8 мм был установлен вертикально (перпендикулярно плоскости пучка). На рис. 6 приведено распределение интенсивности прошедшего излучения ( $E$ , ось  $Y$ ) в зависимости от радиуса (номер канала по оси  $X$ ). Видно, что на границах (номера каналов 34 – 40 и 120 – 126) показания детектора «размазаны».

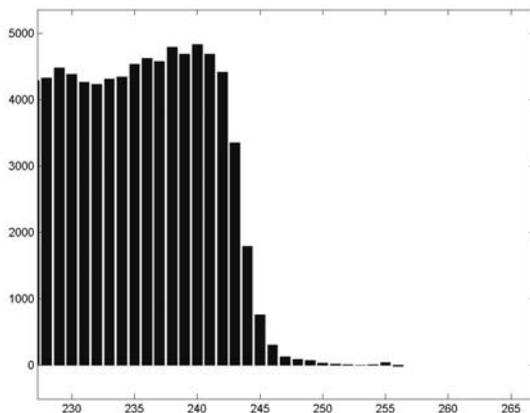


Рис. 5. Пространственное разрешение детектора DIMEX. Излучение правее 243 канала закрыто ножом. По оси абсцисс отложен номер канала детектора, по оси ординат – величина регистрируемого сигнала в отсчетах АЦП.

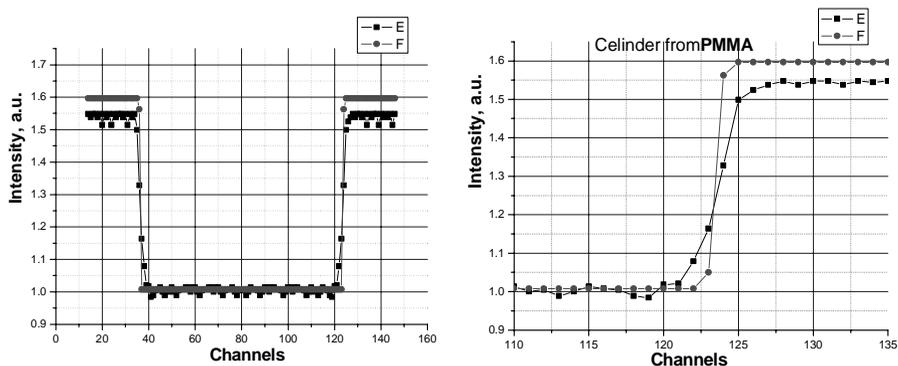


Рис. 6. Показания детектора ( $E$ ) в зависимости от номера канала при облучении сплошного цилиндра.  $F$  – «исправленные» показания детектора.

Для исправления показаний детектора в зоне больших градиентов плотности была составлена вычислительная программа, восстанавливающая измеренную детектором интенсивность проходящего излучения. Идея «корректировки» показаний детектора заключается в следующем.

Зарегистрированные показания детектора  $Y(x)$  определяют истинными значениями интенсивности  $F(x)$  и «размазыванием», которое определяется

функцией «аппаратного уширения»  $G(x)$ . (Вид последней, определяется по размазыванию интенсивности на краю острого ножа, показанному на рис. 5.)

Таким образом, экспериментальная кривая  $Y(x)$ , записанная детектором, представляет множество «размытых» элементов:

$$Y(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} F(\xi) \cdot G(x - \xi) \cdot d\xi. \quad (3.1)$$

Реально интегрирование ведется в области определения  $Y(x)$ .

Вид «аппаратной» функции  $G(x)$  выбирался в виде:

$$G(x) = \frac{1}{2\pi} \cdot \exp\left(-\frac{x^2}{2 \cdot \sigma^2}\right), \quad (3.2)$$

где величина  $\sigma = 1.9$  (в размерах канала).

Для описания процедуры численного решения обратной задачи по нахождению функции  $F(x)$  введем обозначения:

$X = \{x_0, x_1, \dots, x_n\}$  – координаты точек (каналы детектора).

$Y = \{y_0, y_1, \dots, y_n\}$  – измеренные интенсивности.

Поскольку наибольшее «размазывание» измеренных интенсивностей происходит в местах с большими градиентами, то из всей области  $X$  выделяется зона с наибольшим градиентом (место, где находится фронт детонации). Таким образом, вся зона  $X$  разбивается на три части.

Пусть  $x_0 - x_s$  – область, где интенсивность не изменяется (до фронта детонации),  $x_s - x_k$  – область с большим градиентом интенсивности, и  $x_k - x_n$  – зона, где интенсивность изменяется не очень сильно,  $x_s, x_k$  – точки деления областей с разными градиентами функций.

Обозначим через  $S(x_k, x_n, y_k, y_n)$  – кубическую сплайн-функцию, построенную в точках третьей области по интенсивностям в этих точках.

Искомая функция  $F(x)$ , искалась в виде:

$$F(x) = \beta_1 \text{ – если } x_0 < x < x_s ;$$

$$F(x) = \beta_2 - (\beta_2 - \beta_1) \cdot \exp(-\gamma^2 \cdot (x - x_s)^2) \text{ , если } x_s < x < x_k ;$$

$$F(x) = S(x_k, x_n, y_k, y_n) \text{ , если } x_k < x < x_n .$$

Здесь  $\gamma = \frac{\sqrt{-\ln(\epsilon)}}{x_k - x_s}$ , где  $\epsilon$  – малая величина.

По приближенно заданной функции  $F(x)$  вычислялось значение  $Y_i^*(x)$  по формуле (3.1).

$$Y_i^*(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} F(\xi) \cdot G(x_i - \xi) \cdot d\xi .$$

Значения  $\beta_1, \beta_2, \beta_3, \epsilon, Y_i^*$  – находились из условия минимума сумм квадратов невязок, то есть,

$$\min \sum (y_i - Y_i^*)^2 \Rightarrow 0.$$

Поиск минимума производился глобально сходящейся модификацией метода Ньютона [7].

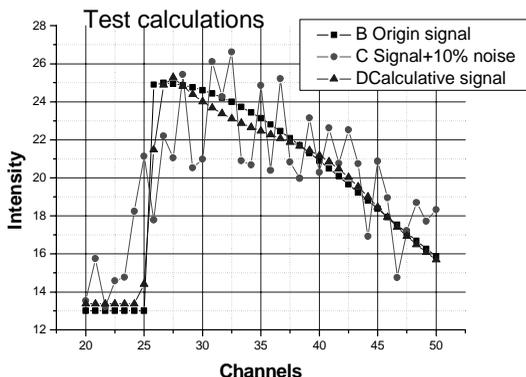


Рис. 7. Результаты восстановления «исправленной» интенсивности. На «размытые» показания детектора накладывался шумовой сигнал величины 10%.

На рис. 7 приведены результаты модельной проверки данного метода «исправления» показаний детектора. Кривая В показывает заданную (исходную) интенсивность. На кривой С приведена «размытая» с помощью функции  $G(x)$  с наложенным статистическим шумом (амплитудой 10%) детектора. Это и есть реальные показания детектора. С помощью приведенных выше преобразований удастся получить «исправленные» значения D. Видно, что разница между значениями D и B составляет менее 1%. На рис. 8 приведены записанные детектором DIMEX данные (B) для прессованного гексогена и их «корректированные» данные (C).

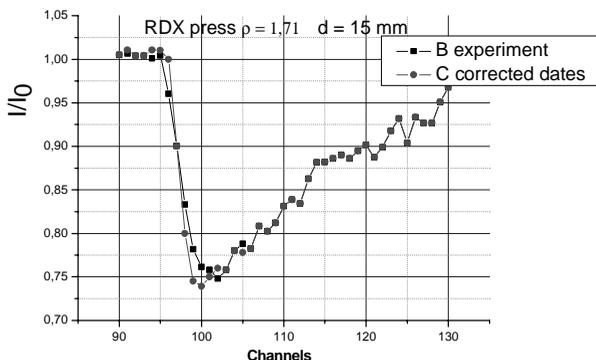


Рис. 8. Среднее и исправленное изменение интенсивности на фронте вдоль оси заряда при детонации прессованного гексогена.

## 1.6. Восстановление массы вещества вдоль луча СИ

В процессе детонации ВВ и последующего разлета продуктов взрыва сильно меняется плотность вещества вдоль луча СИ, и, следовательно, меняется спектр поглощения. Для гексогена и других ВВ была проведена калибровка поглощения детектором DIMEX в зависимости от массы вдоль луча СИ (или произведения плотности на толщину зарядов ( $Y = \rho d$ , г/см<sup>2</sup>)). Калибровались одновременно все каналы. Логарифм относительного поглощения для одного канала для прессованного тротила приведен на рис. 9. Кривая хорошо интерполируется параболой, причем коэффициент при  $Y^2$ , более чем на порядок меньше, чем у  $Y$ .

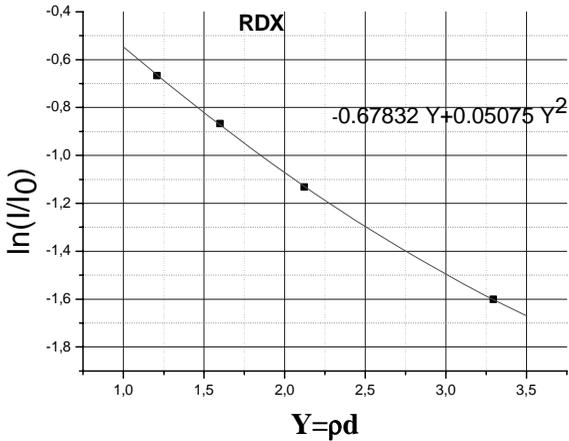


Рис. 9. Зависимость логарифма относительного поглощения гексогена от величины  $Y = \rho d$ .

Поглощение перед проведением эксперимента можно записать как

$$J_{\text{before}} = J_{\text{air}} \cdot \exp(-\alpha_1 \cdot m_0 + \alpha_2 \cdot (m_0)^2),$$

где  $J_{\text{air}}$  – начальный поток СИ,  $m_0$  – масса вещества вдоль луча СИ ( $m_0 = Y = \rho_0 d_0$ , где  $\rho_0$  – начальная плотность и  $d_0$  – диаметр заряда),  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  – интерполированные коэффициенты поглощения (см. рис. 7). Интенсивность, записанную детектором можно представить в виде

$$J_{\text{exp}} = J_{\text{air}} \cdot \exp(-\alpha_1 \cdot m_x + \alpha_2 \cdot (m_x)^2),$$

$m_x$  – масса вещества вдоль луча.

$$\ln\left(\frac{J_{\text{exp}}}{J_{\text{before}}}\right) = g = -\exp(-\alpha_1 \cdot (m_x - m_0) + \alpha_2 \cdot (m_x - m_0)^2).$$

Откуда можно получить квадратное уравнение для  $\frac{m_x}{m_0}$ .

$$\left(\frac{m_x}{m_0}\right)^2 - \left(\frac{m_x}{m_0}\right) \cdot \frac{\alpha_1}{\alpha_2 \cdot m_0} + \frac{1}{\alpha_2 \cdot m_0} \cdot \left(\alpha_1 - \frac{g}{m_0}\right) - 1 = 0.$$

Решая его, получаем относительное увеличение массы на фронте

$$\left(\frac{m_x}{m_0}\right) = \frac{\alpha_1}{2\alpha_2 \cdot m_0} \pm \sqrt{\left(\frac{\alpha_1}{2\alpha_2 \cdot m_0}\right)^2 - \frac{1}{\alpha_2 \cdot m_0} \cdot \left(\alpha_1 - \frac{g}{m_0}\right) + 1}.$$

При нулевом изменении массы ( $g=0$ ), получаем

$$\left(\frac{m_x}{m_0}\right) = \frac{\alpha_1}{2\alpha_2 \cdot m_0} \pm \sqrt{\left(\frac{\alpha_1}{2\alpha_2 \cdot m_0} - 1\right)^2} = \frac{\alpha_1}{2\alpha_2 \cdot m_0} - \left(\frac{\alpha_1}{2\alpha_2 \cdot m_0} - 1\right) = 1.$$

То есть, перед радикалом надо брать знак минус.

### 1.7. Измерение кривизны фронта детонации

Специфика использования малых диаметров зарядов ВВ приводит к необходимости учета влияния кривизны фронта детонации. Несмотря на использование генераторов плоской волны для инициирования зарядов ВВ, фронт детонации не является абсолютно ровным. На рис. 10. приведена фоторазвертка выхода детонации на торец прессованного заряда из тротила.

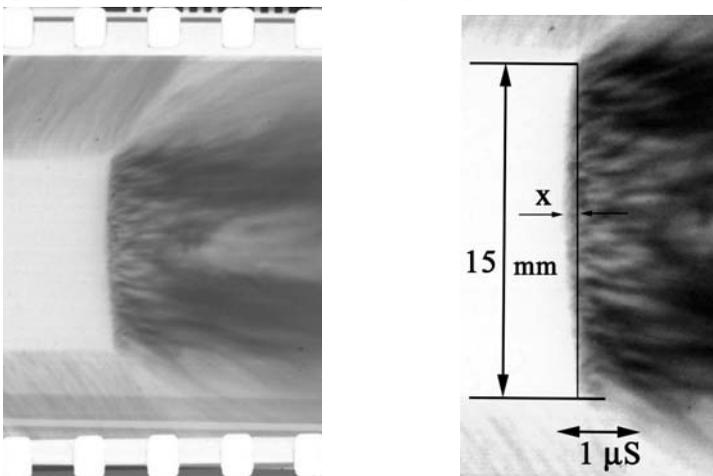


Рис. 10. Фоторазвертка выхода детонации на торец заряда из прессованного тротила диаметром 15 мм. Справа, увеличенный фотоснимок.

Диаметр заряда равен 15 мм, длина 70 мм, скорость развертки (по фото пленке) – 3 км/с. На правом (увеличенном) снимке видно, что фронт детонации можно представить частью сферы радиуса  $R$ . Расчет радиуса кривизны проводился по схеме, показанной на рис. 11, а в таблице 1. приведены полученные результаты по измерению радиуса кривизны для зарядов из прессованного тротила и гексогена. Инициирование всех зарядов производилось ГПВ. Длина зарядов выбиралась равной длине тех зарядов, на которых проводилось измерение проходящего синхротронного излучения, то есть 70 мм. В таблице 2. приведены такие же параметры, но при точечном инициировании детонатором. Там же приведены данные для сплава тротил/гексоген 50/50 при диаметре зарядов 7 и 12.5 мм.

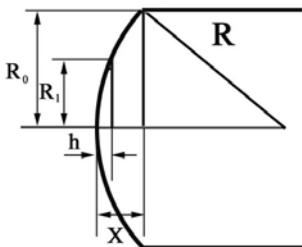


Рис. 11. Схема расчета радиуса кривизны фронта детонации.  $R_0$  – начальный радиус заряда,  $X$  – измеряемая величина выпуклости,  $h$  – ширина канала детектора,  $R_1$  – радиус зоны измерения первым каналом (начало роста плотности) детектора.

Таблица 1. Данные по измерению радиуса кривизны фронта детонации при диаметре зарядов 15 мм и инициировании с помощью ГПВ.

Инициирование ГПВ	TNT	RDX
Диаметр заряда, мм	15	15
Увеличение	8.33	8.33
Выпуклость, мм	3.2	2.4
Выпуклость на пленке $X$ , мм	0.394	0.288
Скорость развертки, км/с	3	3
Скорость детонации, км/с	6.95	8.3
Выпуклость на заряде $X$ , мм	0.8896	0.797
Радиус кривизны $R$ , мм	31.6	35.3
Радиус кривизны в диаметрах	2.1d	2.35d

Если  $X_0$  – величина выпуклости на фото пленке, то величина выпуклости на заряде  $X$  равна:  $X = X_0 D/u_0$ , где  $D$  – скорость детонации в заряде  $ВВ$ ,  $u_0$  – скорость развертки на фото пленке.

Радиус кривизны  $R$  тогда равен

$$R^2 = R_0^2 + (R - X)^2,$$

где радиус заряда  $R_0 = d_0/2$  (диаметр заряда  $d_0 = 15$  мм)

$$R = \frac{d_0^2}{8X} + \frac{X}{2} \approx \frac{d_0^2}{8X} \quad \text{т.к.} \quad \frac{X}{2} \ll \frac{d_0^2}{8X}.$$

Таблица 2. Данные по измерению радиуса кривизны фронта детонации при инициировании детонатором.

Иницирование детонатором	TNT	RDX	TNT/RD X 50/50	TNT/RD X 50/50
Диаметр заряда, мм	15	15	7	12.5
Увеличение	8.33	8.33	9.2	9.2
Выпуклость, мм	3.66	2.6	1.7	2.8
Выпуклость на пленке X, мм	0.432	0.312	0.186	0.305
Скорость развертки, км/с	3	3	3	3
Скорость детонации, км/с	6.95	8.3	7.55	7.65
Выпуклость на заряде X, мм	1 001	0.864	0.47	0.778
Радиус кривизны R, мм	28,5	32.5	13.3	25.5
Радиус кривизны в диаметрах	1.9 d	2.17 d	1.9 d	2.04 d

Погрешность измерения R можно оценить так:

$\Delta R = -\frac{d_0^2}{8X^2} \cdot \Delta X$ . Поскольку в экспериментах точно выдерживается диаметр заряда (точность пресс-формы  $\sim 0,01$  мм), величину  $\Delta R$  будем

вычислять по отношению к  $d_0$ .  $\left| \frac{\Delta R}{d_0} \right| = \frac{d_0}{8X} \cdot \frac{\Delta X}{X}$ . При сканировании фотопленки с разрешением 1200 dpi величина погрешность  $\Delta X \approx 1/50 = 0.02$  мм.

Тогда  $\frac{\Delta X}{X_0} \approx \frac{0.02}{0.29} = 0.069$ . Здесь величина  $X_0$  = выпуклость, измеренная на

фотопленке. На заряде ВВ величина выпуклости X будет больше в  $\frac{D}{u_0}$  раз, где  $D = 8.3$  км/с – скорость детонации, а  $u_0 = 3$  км/с – скорость развертки на фотопленке.  $X = \frac{D}{u_0} \cdot X_0 \approx \frac{8.3}{3} \cdot 0.29 = 0.8$  мм. А погрешность измерения выпуклости на заряде ВВ составляет

$\frac{\Delta X}{X} = \frac{\Delta X}{X_0} + \frac{\Delta D}{D} + \frac{\Delta u_0}{u_0} = 0.07 + 0.015 + 0.015 = 0.1 = 10\%$ . Откуда относи-

тельная точность измерения  $\Delta R$  составляет:  $\frac{\Delta R}{d_0} = \frac{15}{8 \cdot 0.8} \cdot 0.1 \approx 23.4\%$ .

Несмотря на то, что точность измерения радиуса кривизны фронта детонации довольно низкая, сама величина R нам нужна как

вспомогательный параметр. Гораздо важнее точно знать величину  $2R_1$  – длину хорды ударного фронта, на которой происходит измерение поглощения проходящего излучения.

$R_1^2 = R^2 + (R - h)^2 = h \cdot (2R - h) \approx 2Rh$ , учитывая, что  $h \ll 2R$ . ( $h = 0.1$  мм – ширина приемной части канала детектора.  $R \sim 2d \sim 30$  мм). Поставляя

$R = \frac{d_0^2}{8X}$  в выражение для  $R_1$ , получаем:

$$R_1 \approx \sqrt{2Rh} = \sqrt{2h \frac{d_0^2}{8X}} = \frac{d_0}{2} \sqrt{\frac{h}{X}}.$$

Погрешность вычисления  $\Delta R_1$  равна:

$$\Delta R_1 \approx -\frac{d_0}{4} \sqrt{\frac{h}{X^3}} \cdot \Delta X = -\frac{d_0}{4} \sqrt{\frac{h}{X}} \cdot \frac{\Delta X}{X}.$$

Для относительной погрешности  $\Delta R_1$  получаем значение:

$$\left| \frac{\Delta R_1}{R_1} \right| \approx \frac{1}{4} \sqrt{\frac{h}{X}} \cdot \frac{\Delta X}{X} = \frac{1}{4} \cdot \sqrt{\frac{0.1}{0.8}} \cdot 0.1 \approx 0.87 \cdot 0.1 = 0.0088 = \mathbf{0.9\%}.$$

Такая высокая точность измерения  $\Delta R_1$  получилась потому, что размер приемного канала детектора  $h$  на порядок меньше измеряемой выпуклости  $X$ .

Из приведенных таблиц видно, что выпуклость фронта детонации составляет  $X \sim 0.8 - 1$  мм, и вид измерения массы в первых каналах детектора (от фронта детонации) показан на рис. 12. Зона  $S_{11}$ , в которой плотность имеет значение  $\rho_1$  составляет небольшую часть от объема, в котором была измерена масса  $m_1$  (она составляет  $(S_{11} + S_{10})h_s$ , где  $h_s$  – толщина измеряемого слоя). Если обозначить  $\rho_1$ ,  $\rho_2$ ,  $\rho_3$  – плотности на расстоянии  $h$ ,  $2h$ ,  $3h$  от фронта детонации ( $h$  – ширина канала детектора), то процедура пересчета плотности будет такой

$$R_1 = R,$$

$$S_{11} = R^2 \arccos\left(\frac{R-h}{R}\right) - (R-h)\sqrt{2Rh-h^2}.$$

Площадь сегмента радиуса  $R$  и высотой  $h$ .

$$S_{10} = d \cdot h - S_{11},$$

$$R_2 = R-h,$$

$$S_{200} = R^2 \arccos\left(\frac{R-2h}{R}\right) - (R-2h)\sqrt{4Rh-4h^2}.$$

Площадь сегмента радиуса  $R$  и высотой  $2h$ .

$$S_{22} = (R-h)^2 \arccos\left(\frac{R-2h}{R-h}\right) - (R-2h)\sqrt{2(R-h)h-h^2}.$$

Площадь сегмента радиуса  $R-h$  и высотой  $h$ .

$a_1, a_2, a_3$ , – измеренные массы вещества (линейные плотности) в каналах (ячейках) детектора,

$a_1 = S_{10} \cdot \rho_0 + S_{11} \cdot \rho_1$  – масса в первом канале (ячейке),

$a_2 = S_{20} \cdot \rho_0 + S_{21} \cdot \rho_1 + S_{22} \cdot \rho_2$  – масса во втором канале (ячейке),

$a_3 = S_{30} \cdot \rho_0 + S_{31} \cdot \rho_1 + S_{32} \cdot \rho_2 + S_{33} \cdot \rho_3$  – масса в третьем канале (ячейке).

Из этой системы уравнений можно определить  $\rho_1, \rho_2, \rho_3$ , то есть найти распределение плотности на фронте детонации

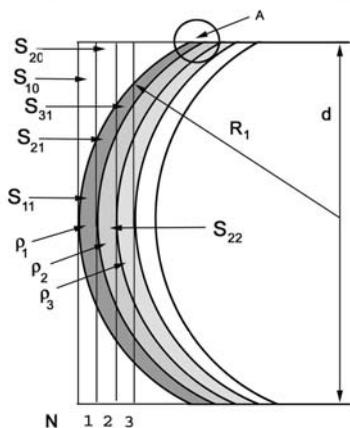


Рис. 12. Схема расчетов плотности  $\rho_i$  на фронте детонационной волны.

На рис. 13 приведено распределение плотности на фронте детонации в прессованном гексогене, на рис. 14 – в прессованном тротиле, а на рис. 15 в литых ТГ 50/50 разного диаметра.

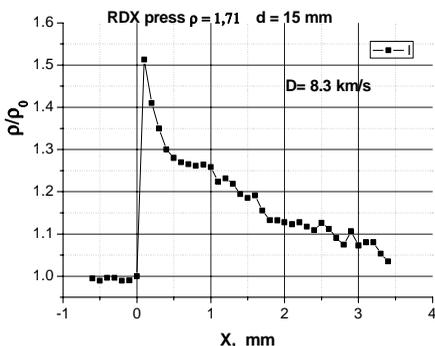


Рис. 13. Распределение плотности на фронте детонации в прессованном гексогене.

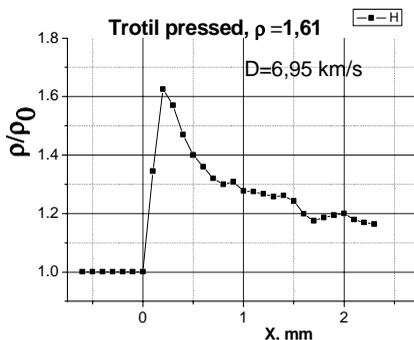


Рис. 14. Распределение плотности на фронте детонации в прессованном тротиле.

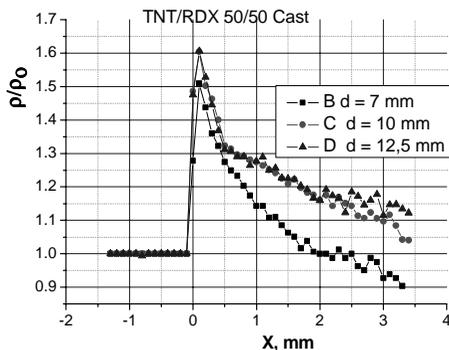


Рис. 15. Изменение относительной плотности на фронте вдоль оси заряда при детонации литого тротила диаметром: В – 7 мм, С – 10 мм, D – 12.5 мм.

### 1.8. Оценка точности методики

Точность определения плотности  $\rho$  складывается из погрешности показаний детектора  $\Delta J$ , разброса определения массы  $\Delta m$  на луче СИ из-за погрешности определения  $\alpha_1, \alpha_2$ , «размазывания» показаний детектора, и погрешности, связанной с неопределенностью истинного размера сжатой области из-за кривизны фронта детонации.

Погрешность показаний детектора  $\Delta J$  при усреднении по трем экспериментам можно считать  $\approx 2\%$  [6].

$$\frac{\Delta J}{J} \approx 2\% .$$

К этому значению надо еще добавить погрешность исправления показаний детектора ( $\sim 1\%$ ) и погрешность восстановления массы вдоль луча СИ ( $\sim 0.8\%$ ).

$$\frac{\Delta Y}{Y} \approx 1\% \quad \text{и} \quad \frac{\Delta F}{F} \approx 0.8\% .$$

В наших экспериментах поверхность фронта детонационной волны приближенно считалась сферой радиуса  $R$ . Погрешность определения размеров сжатой области (величины  $d$ ) из-за сферичности фронта детонации составляет  $\sim 1\%$ .

$$\frac{\Delta d}{d} \approx 1\% .$$

Таким образом, погрешность определения плотности в данной постановке в первых каналах детектора составляет

$$\frac{\Delta \rho}{\rho} = \left| \frac{\Delta J}{J} \right| + \left| \frac{\Delta Y}{Y} \right| + \left| \frac{\Delta F}{F} \right| + \left| \frac{\Delta d}{d} \right| \approx 1.0\% + 2.0\% + 0.8\% + 1\% = 4.8\%$$

Приведенные оценки показывают хорошую точность измерения  $\Delta\rho/\rho$ , но данная оценка справедлива до момента, когда сферический фронт достигает боковой поверхности заряда (области А на рис. 12). В дальнейшем добавляется погрешность, связанная с разлетом продуктов детонации и неопределенностью параметров в зоне А. Оценим влияние бокового разлета продуктов взрыва точность измерения плотности. Скорость звука за фронтом в продуктах детонации  $C \sim 6$  км/с. На расстоянии 1 мм вдоль распространения детонации зона размытия (боковой разлет) составит

$$\Delta X_2 \approx \frac{1}{8.3} \cdot 6 = 0.72 \text{ мм.}$$

При начальном диаметре  $d_0 = 15$  мм ошибка  $\Delta d/d$

возрастет еще на  $\sim 4.8\%$ , а точность определения плотности составит  $\sim 10\%$ .

Пространственное разрешение измерения распределения плотности определяется размером приемного канала детектора ( $h = 0.1$  мм), внутри которого происходит усреднение поглощения, а также расплыванием электрического заряда между каналами детектора («размазывание показаний»). Кроме этого, есть неопределенность положения фронта детонации по отношению к границам приемных каналов детектора во время прихода импульсов СИ. Если характерный размер  $\delta$  на котором происходит резкое изменение поглощения порядка  $h$ , то детектор может записать часть сигнала в левом и правом от середины  $\delta$  канале. Для гарантированной записи сигнала величина  $\delta$  должна быть  $\delta \geq 2h$ . Поэтому пространственная точность измерений составляет  $2h$ , или  $\pm h$ , то есть  $\pm 0.1$  мм.

## 1.9. Обсуждения результатов

Полученные с помощью СИ экспериментальные данные позволяют определить скорость скачка уплотнения (фронта детонации), его ширину и эволюцию во времени.

Скорость детонации у исследованных зарядов ВВ на расстоянии 70 мм имела установившееся значение, совпадающее с известными в литературе, полученными для больших диаметров зарядов ВВ. Скорость детонации сплава ТГ 50/50 при диаметре  $d = 7$  мм была равна 7.55 км/с, чуть меньше, чем у зарядов диаметром 12. мм ( $D = 7.65$  км/с). Радиус кривизны фронта детонации у этого заряда также был меньше, чем у более крупных.

Скорость детонации гексогена на базе 70 мм постоянна, хотя визуально форма распределения поглощения изменяется, то есть разлет продуктов детонации далеко за фронтом не стабилен. У сплава ТГ 50/50 диаметром 7 мм на первой половине происходит разгон детонации с 7.4 до 7.55 км/с.

### О ширине зоны реакции.

Литературные данные о ширине зоны реакции основаны либо на измерении зависимости давления, либо скорости контактной границы от времени. На данное время наиболее точно (с помощью лазерной методики) измеряется массовая скорость вещества. Точка Жуге определяется по

перегибу скорости. Используя закон сохранения вещества на фронте детонации, можно определить зависимость  $u(t)$  по измеренной  $\rho(t)$ . (При этом будем считать, что на расстоянии  $\sim h$  движение можно считать одномерным).

$$\rho_0 \cdot D = \rho(t) \cdot (D - u(t)) \quad \text{Откуда} \quad \frac{u}{D} = \frac{\beta - 1}{\beta}, \quad \text{где } \beta = \rho(t) / \rho_0.$$

На рис. 16 приведено изменение  $u/D$  в зависимости от ударного фронта. На нем четко фиксируется перегиб на 5 точке от начала роста скорости (на расстоянии 0.5 мм).

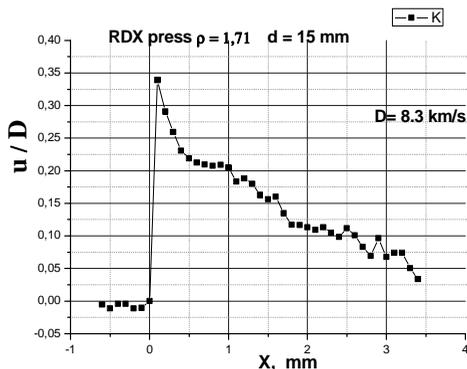


Рис. 16. Распределение массовой скорости на фронте детонации прессованного гексогена.

Таблица 3. Данные по измерению ширины зоны реакции в конденсированных ВВ. 1 – измерения с помощью СИ, 2 – данные других авторов по разным методикам, 3 – данные [1] .

	1	2	3
TNT press	$0.7 \pm 0.1$ mm	0.63 – 0.97 mm	$0.87 \pm 0.07$ mm
RDX press	$0.5 \pm 0.1$ mm	0.36 – 0.6 mm	$0.36 \pm 0.07$ mm
TNT/RDX Cast	$0.6 \pm 0.1$ mm	0.1 – 0.8 mm	$0.64 \pm 0.07$ mm

В таблице 3 в столбце 1 приведены результаты наших измерений ширины зоны реакции в прессованных гексогене и тротиле, а также в литом ТГ 50/50. В столбце 3 приведены данные [1]. Эти данные приведены здесь, так как они имеют точность измерения. Полученные с помощью СИ данные находятся в пределах разброса с известными в литературе. Столь большой разброс в разных методиках можно объяснить сложностью измерений в процессах детонации конденсированных ВВ.

## 1.10. Заключение

Полученные экспериментальные данные по распределению плотности на фронте детонационной волны в тротиле и гексогене хорошо согласуются с известными в литературе [1,2,8], полученными в иных постановках. Достигнутое пространственное разрешение  $\pm 0.1$  мм позволяет исследовать переходные процессы при инициировании детонации, а также параметры вещества на фронте ударной волны. В настоящий момент ведутся работы по дальнейшему улучшению пространственного разрешения рентгеновского детектора.

## 2. Измерение объемного распределения плотности разлетающихся продуктов детонации цилиндрических зарядов ВВ

### 2.1. Введение

Помимо локального измерения плотности, одно из интересных направлений – использование синхротронного излучения (СИ) от ускорителей для восстановления объемного распределения плотности в детонационных волнах и разлетающихся продуктах взрыва [3].

В экспериментах детектор рентгеновского излучения регистрирует интегральную дозу прошедшего через исследуемый объект излучения. Эта доза зависит от распределения плотности вдоль луча и длины волны СИ. Поэтому для определения объемного распределения плотности необходимо большое количество (матрица) детекторов, расположенных в определенном порядке. Учитывая равномерную скорость движения детонационной волны и цикличность импульсов СИ, выбором подходящей схемы проведения экспериментов, для определения объемного распределения можно обойтись одномерным (линейным) детектором.

### 2.2. Постановка и результаты экспериментов

Схема постановки экспериментов показана на рис. 17. Заряд ВВ (прессованный тротил,  $\rho_0 = 1.6$  г/см<sup>3</sup>) диаметром 12.5 мм и длиной 85 мм располагался вертикально. Пучок СИ размерами 0.4 мм высотой и 18 мм шириной формировался в диаметральной плоскости таким образом, что его середина находилась на оси заряда ВВ. Регистрация проходящего излучения велась детектором DIMEX [6], который располагался перпендикулярно оси заряда на расстоянии 1070 мм. За каждую вспышку СИ регистрировалось распределение излучения вдоль радиуса (оси  $X$ ). Через время оборота банча в ускорителе  $t = 250$  нс регистрировалось следующее распределение излучения вдоль  $X$  в плоскости СИ. Поскольку фронт детонации движется вверх с постоянной скоростью  $D = 7$  км/с, то в системе отсчета, связанной с фронтом детонации, детектор движется вниз с той же скоростью, измеряя

распределения интенсивности через  $Dt = 1.75$  мм. Таким образом, регистрируется двумерное  $(r, t)$  распределение прошедшего излучения. Характерная запись детектора приведена на рис. 19. Каждая запись всех 256 каналов (координата  $X$ ) составляет один кадр. Всего снималось 32 кадра через 0.5 мкс (координата  $Y$ ).

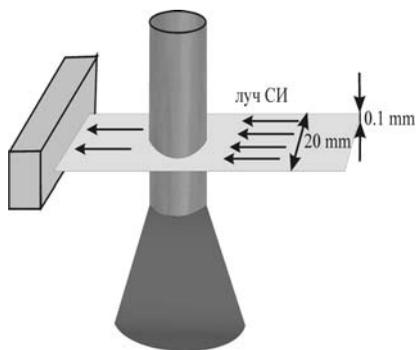


Рис. 17. Схема постановки экспериментов.

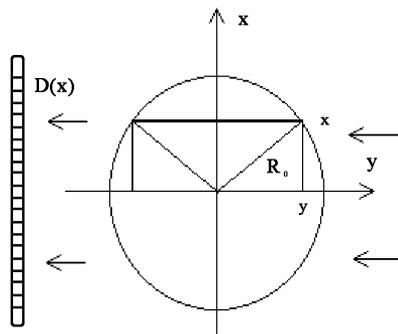


Рис. 18. Схема измерений массы  $F(x)$ .

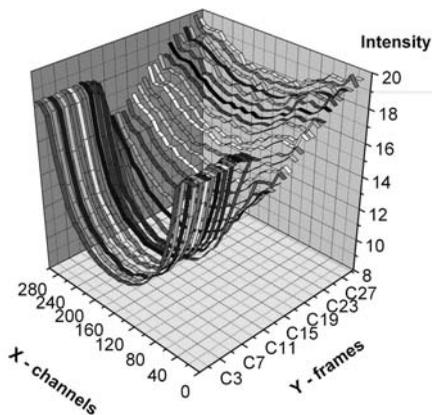


Рис. 19. Зависимость показаний детектора вдоль радиуса  $X$  (номер канала \* 0.1 мм) и от времени  $Y$  (номер кадра \* 0.5 мкс).

До 9 кадра показания детектора в каждом канале не меняются от времени (или от номера кадра  $Y$ , так как детонация еще не подошла к плоскости СИ). Такая картина показана на рис. 17. Начиная с 10 кадра, показания детектора вдоль  $Y$  изменяются – начинается разлет продуктов детонации. Этот кадр условно будем считать первым. Запуск детектора осуществлялся замыканием контактного датчика, установленного на торце заряда. Контактный датчик

представляет собой две полоски медной фольги толщиной 50 мкм, расположенные параллельно на расстоянии 1 мм друг от друга. Для синхронизации работы детектора (временного положения первого кадра) с положением фронта детонации контактные датчики располагались на строго фиксированном расстоянии от плоскости пучка СИ (10 мм ± 10 мкм). Перемещение заряда по вертикали внутри взрывной камеры производилось дистанционно с помощью специально изготовленного механизма. Точность перемещения определялась поворотом рычага (поворот на 360° дает перемещение на 117 мкм). На осциллографе Tektronix 3020 фиксировались замыкание датчика, фаза ускорителя ВЭПП-3 и запуск детектора (рис. 20).

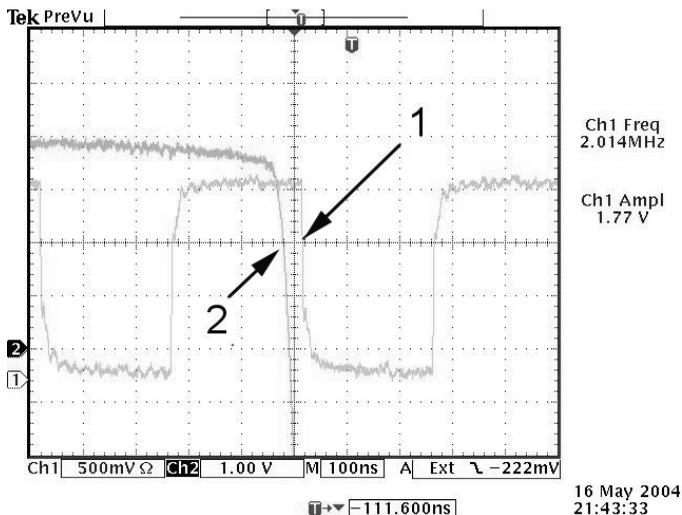


Рис. 20. Осциллограмма запускающих сигналов. 1 – момент выхода пучка СИ (фаза ВЭППа), 2 – сигнал с контактного датчика.

На этой осциллограмме приведена запись фазы ускорителя ВЭПП-3 (в момент 1 происходит выход пучка СИ) и сигнала с контактного датчика на торце заряда (2). Время пересечения порога запуска (0-вольт) устанавливается с точностью  $\approx 4$  нс. Запуск детектора (момент 1) происходит в на отрицательном склоне фазы ускорителя (через 40 нс от момента 2). Таким образом, для каждого эксперимента было вычислено временное положение первого кадра от фронта детонации. На рис. 21. приведены расстояния от фронта детонации до первого кадра при скорости детонации  $D = 7$  км/с. Видно, что можно усреднять эксперименты №307, №311, №313, а также №309 и №316. Эти эксперименты также увеличивают временное разрешение с 500 до  $\sim 70$  нс.

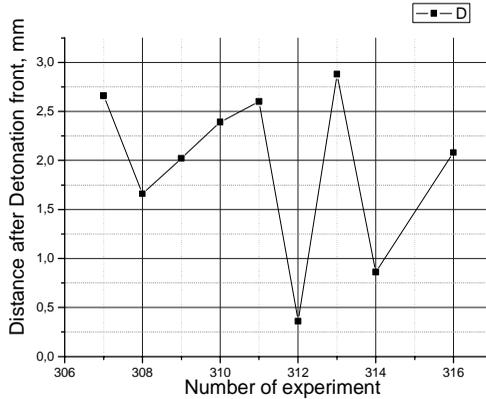


Рис. 21. Расстояние от фронта детонации до первого кадра (начало разлета) в разных экспериментах (N 307 - 316).

### 2.3. Восстановление количества вещества на луче по данным детектора

Для восстановления зависимости плотности от радиуса при детонации цилиндрического заряда применялась схема изображенная на рисунке 18 (вид сверху). Предполагая симметричность течения и имея значение массы

на луче 
$$F(x) = \int_{-\sqrt{R_0^2 - x^2}}^{\sqrt{R_0^2 - x^2}} \rho(\sqrt{x^2 + y^2}) dy$$
 для каждой точки, можно

восстановить саму зависимость  $\rho(r)$  в сечении.

В общем случае показания детектора, принимающего ослабленное исследуемым зарядом излучение, могут сложным образом зависеть от количества просвеченного вещества. Есть две группы причин для этого. Во-первых, разная чувствительность пространственных каналов детектора и ячеек аналоговой памяти, все это дополняется нелинейностью самого детектора. Вторая группа связана со сложной зависимостью ослабления излучения в зависимости от количества просвеченного вещества. Частично эти проблемы можно решить, используя специальную калибровку детектора.

Калибровка проводилась следующим образом. В условия эксперимента снимались показания детектора по всем каналам и ячейкам памяти при просвечивании однородных пластин плексигласа разной толщины. Обычно проводились измерения на 3 – 5 пластинах разной толщины. Результатом калибровки являлась 3-мерная матрица интенсивностей  $I_{ij}^k$ , где индекс  $k$  – номер пластины с соответствующим  $\rho d$ ,  $i$  – пространственный номер канала,  $j$  – номер ячейки памяти. Обращая и интерполируя эти данные по

значению интенсивности  $I_{ij}$ , полученному в эксперименте, можно восстановить количество просвеченного вещества  $\Phi$ .

Тарировочную зависимость удобно искать в виде:  $I = I_0 e^{-f(\Phi)}$ , где  $I$  и  $I_0$  – показания детектора на луче с образцом и без него соответственно,  $f(\Phi)$  – некоторая функция, значения которой в нескольких точках определялись из эксперимента. Пример исходных показаний детектора и восстановленное по этим данным  $\Phi$  представлен на рис. 22.

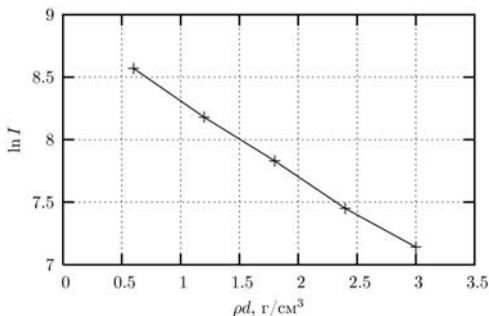


Рис. 22. Логарифм показания детектора в зависимости от количества просвеченного вещества (PMMA) для одиночного канала и ячейки памяти.

Используя вышеописанную методику, по данным DIMEX восстанавливалась масса вещества на луче СИ, или “тень”  $F(r)$  и, соответственно, ее динамика во времени  $F(r, t)$  (рис. 23).

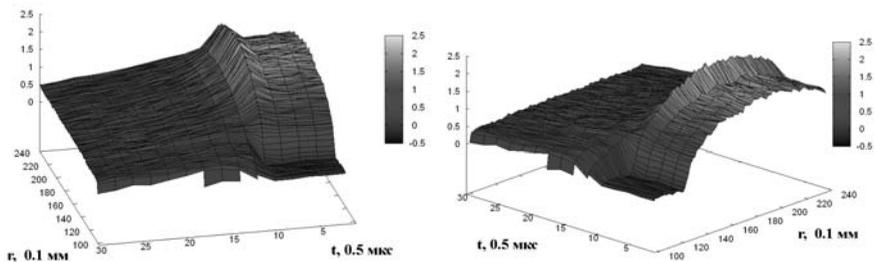


Рис. 23. Поверхность  $F(r, t)$ .

## 2.4. Восстановление радиального распределения плотности по «тени»

Задача заключается в следующем. Надо решить следующее интегральное уравнение относительно  $\rho(r)$ :

$$F(x) = \int_{-\sqrt{R_0^2 - x^2}}^{\sqrt{R_0^2 - x^2}} \rho(\sqrt{x^2 + y^2}) dy,$$

где  $F(x)$  функция, значения которой известны в узлах равномерной сетки  $x_i$ . Производя восстановление  $\rho(r)$  независимо для каждого среза можно восстановить всю динамику плотности  $\rho(r, t)$ .

Один из приближенных способов решения этой задачи заключается в следующем. Используя априорную информацию о виде зависимости  $\rho(r)$ , будем ее искать в виде зависимости специального вида с некоторым набором параметров  $\tilde{\rho}(\bar{p}, r)$ . Варьируя эти параметры, и можно добиться соответствия исходной тени и тени насчитанной по тестируемой зависимости. Эта тестируемая зависимость и будет являться искомым решением. Замкнутая система уравнений имеет вид:

$$\begin{aligned} & \tilde{\rho}(\bar{p}, r) \\ & \bar{p} = (p_1, p_2, \dots, p_n) \\ & \tilde{F}(\bar{p}, x) = \int_{-\sqrt{R_0^2 - x^2}}^{\sqrt{R_0^2 - x^2}} \tilde{\rho}(\bar{p}, \sqrt{x^2 + y^2}) dy \\ & \min \Phi(\bar{p}) = \sum_i \left( F(x_i) - \tilde{F}(\bar{p}, x_i) \right)^2 \end{aligned}$$

Задача заключается в поиске минимума функции нескольких параметров  $\Phi(\bar{p})$  в некоторой области  $n$ -мерного гиперпространства.

В качестве конкретной зависимости  $\tilde{\rho}(\bar{p}, r)$  был выбран кубический сплайн, а в качестве варьируемых параметров значения плотности в его узлах и радиус области заполненной веществом. Оказалось разумно использовать сплайн с четырьмя узлами и узлы расположить следующим образом:  $x_0 = 0, x_1 = \frac{1}{2} R_{\max}, x_2 = \frac{3}{4} R_{\max}, R_{\max}$ . В итоге получаем 5 варьируемых параметров: 4 значения плотности и максимальный радиус (рис. 24.). Результаты восстановления плотности по этой методике, представленные в виде поверхности  $\tilde{\rho}(r, t)$ , изображены на рисунке 25.

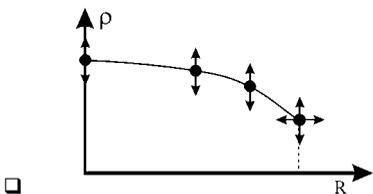


Рис. 24. Вид варьируемой зависимости плотности  $\tilde{\rho}(\bar{p}, r)$ .

Результаты восстановления плотности показаны на рис. 25.

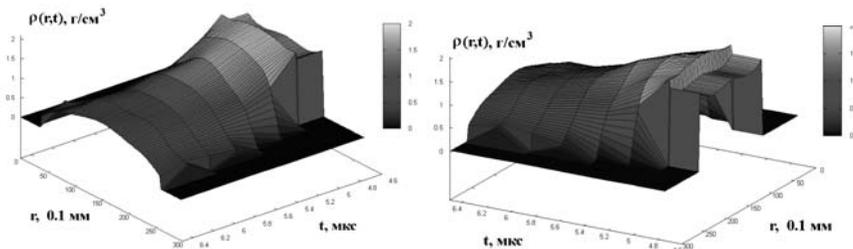


Рис. 24. Поверхность  $\tilde{\rho}(r, t)$ , восстановленная по экспериментальным данным.

## 2.5. Расчет разлета продуктов стационарной детонации

Ниже рассматривается задача о разлёте продуктов стационарной детонации конденсированных взрывчатых веществ в упрощенной газодинамической постановке. В ней предполагается, что фронт детонации является плоской звуковой поверхностью, через которую происходит истечение газообразных продуктов, которые полагаются идеальным политропным газом с постоянным показателем политропы.

Рассмотрим задачу о стационарном разлете продуктов стационарной детонации с торца плоского или цилиндрического заряда конденсированного взрывчатого вещества (ВВ) в вакуум. Поверхность, за которой течение становится сверхзвуковым, предполагаем плоской (плоскость Чепмена-Жуге) вплоть до границ заряда. Течение рассматриваем в Системе координат, связанной с фронтом детонации. На рис. 26. изображена верхняя половина заряда, АО – звуковая линия, АQ – предельная линия тока, которая граничит с вакуумом. За линией АО течение становится сверхзвуковым. Предельная линия тока имеет постоянный угол наклона с осью  $\theta_{np}$ , в случае разлета идеального политропного газа этот угол равен

$$\theta_{np} = \frac{\pi}{2} \left( \sqrt{\frac{\kappa+1}{\kappa-1}} - 1 \right). \quad (2.1)$$

Для любой другой линии тока существует свой предельный угол, к которому её наклон приближается при  $\varkappa \rightarrow \infty$ .

Задача сводится к решению системы уравнений газовой динамики с граничными условиями:

$$\begin{aligned} \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial r} &= 0 \\ \frac{\partial}{\partial r}(r^\lambda \rho v) + \frac{\partial}{\partial x}(r^\lambda \rho u) &= 0 \\ u^2 + v^2 + 2I(\rho) &= const, \end{aligned} \quad (2.2)$$

где  $x, r$  – продольная и поперечная координаты (Рис. 26.);  $u$  и  $v$  – соответствующие проекции скорости;  $\rho$  – плотность;  $I(\rho)$  – энтальпия;  $\lambda = 0$  в плоском и  $\lambda = 1$  в осесимметричном случаях.

$$x = 0, 0 \leq r < 1: u=1; v=0; \rho=1; \quad (2.3)$$

на линии AQ  $\rho = 0$ , все величины в безразмерном виде.

Система (2.2) описывает невязкое, изэнтропическое, стационарное течение. Функция  $I(\rho) = \int \frac{dP}{\rho}$  – энтальпия при постоянной энтропии, даёт закон расширения продуктов детонации (ПД) выбранного конкретного ВВ. В первом приближении ПД расширяются по политропному закону

$$P(\rho) = \frac{1}{\varkappa} \rho^\varkappa, \quad (2.4)$$

где  $\varkappa = 2.4 - 3.2$  для различных ВВ.

Задача решалась модифицированным методом характеристик [10-12]. Пример расчета в осесимметричном случае при  $\varkappa = 3$  показан на рис. 27. в форме линий равной плотности. На рис. 28 показано радиальное распределение параметров течения в плоскости, отстоящей на  $5r_0$  от плоскости Чепмена-Жуге.

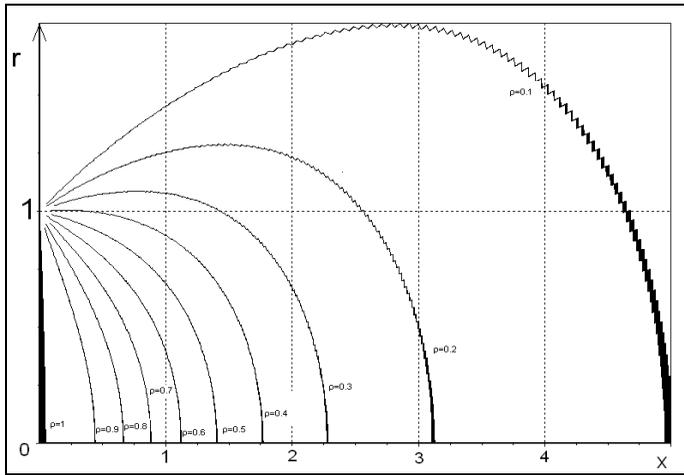


Рис. 27. Изоденситы в осесимметрическом случае до  $x = 5$  при  $\alpha = 3$ .

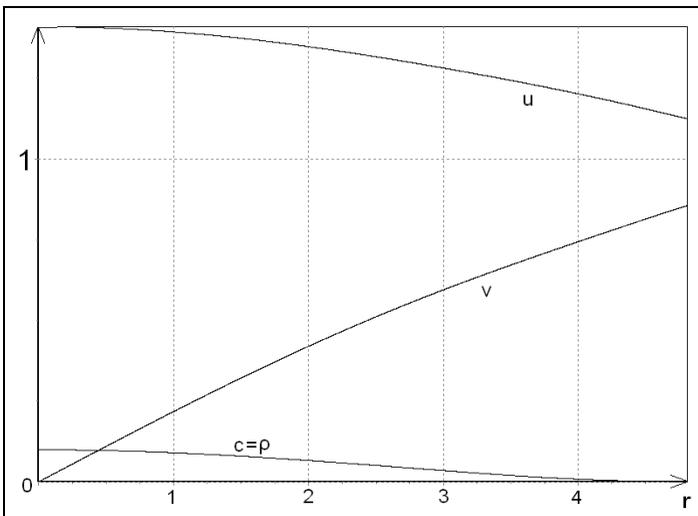


Рис. 28. Параметры осесимметрического течения при  $x = 5$ ,  $\alpha = 3$ .

## 2.5. Сравнение результатов измерения и расчета распределения плотности продуктов детонации.

Сравнение результатов экспериментального измерения распределения с расчетным приводится на рис. 29–32. На первых двух сравниваются зависимости  $\rho(r,t)$ , на рис. 31. показаны экспериментальные зависимости распределения плотности по радиусу на различные моменты времени ( для различных расстояний от плоскости Чепмена-Жуге).

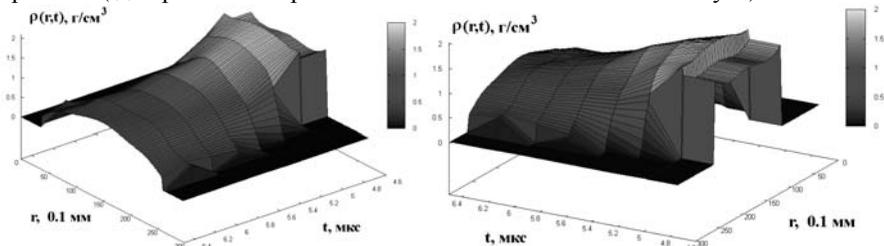


Рис. 29. Поверхность  $\rho(r,t)$ , восстановленная по экспериментальным данным.

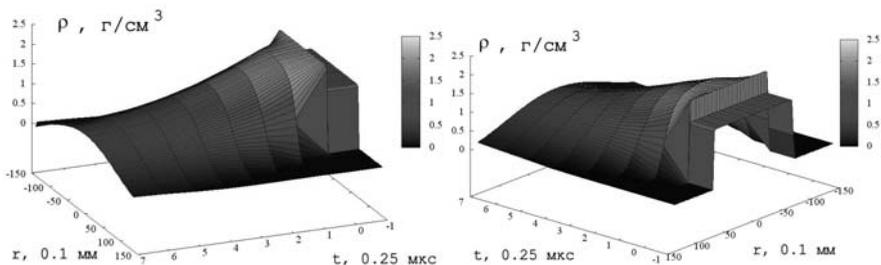


Рис. 30. Поверхность  $\rho(r,t)$ , полученная в расчете.  
Параметры расчета  $\gamma = 2.74, \rho_0 = 1.6 \text{ г/см}^3$ .

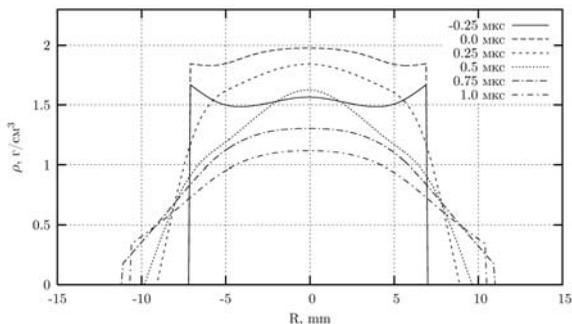


Рис. 31. Зависимость плотности от радиуса для разных моментов времени.

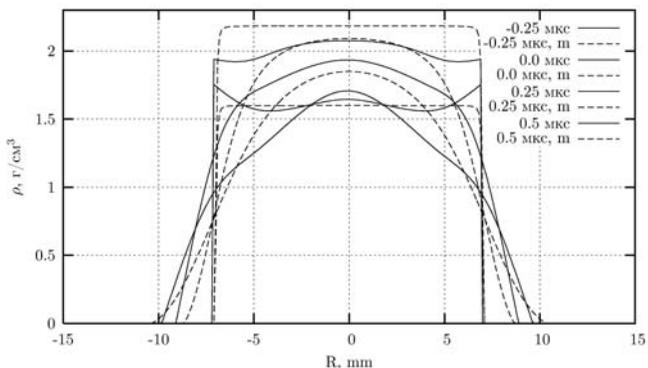


Рис. 32. Сравнение рассчитанной и экспериментально измеренной зависимостей плотности от радиуса. Сплошная линия – эксперимент, прерывистая – расчет для параметров  $\gamma = 2.74, \rho_0 = 1.6 \text{ г/см}^3$ .

На рис. 32 эти зависимости сравниваются с полученными в расчете. На основе анализа рисунков можно сделать вывод об удовлетворительном согласии расчетных и экспериментальных результатов.

## Литература

1. Б.Г. Лобойко, С.Н. Любятинский. Зоны реакции детонирующих твердых взрывчатых веществ. ФГВ, 2000, т.36, №6, с.45-64.
2. Уткин А.В., Колесников С.А., Першин С.А. // ФГВ, 2002, т.38, №5, с.111.
3. А. Н. Алешаев, 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. А. Шеромов. Применение синхротронного излучения для исследования детонационных и ударно-волновых процессов // Физика горения и взрыва, 2001, т.37, №5, с.104-113.
4. A.N. Aleshaev, A. M. Batrakov, M.G. Fedotov, G.N. Kulipanov, N.Z. Lyakhov, L.A. Luk'yanchikov, S.I. Misnev, M.A. Sheromov, K.A. Ten, V.M. Titov, B. P. Tolochko, P.I. Zubkov. Methods of research of the detonation and shock wave processes with the help of SR. Possibilities and prospects // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. Section A, September 1, 2001, v.470, Nos.1-2. p.240-244.
5. Тен К.А.<sup>1</sup>, Антохин Е.И.<sup>2</sup>, Гольденберг Б.Г.<sup>2</sup>, Евдоков О.В.<sup>3</sup>, Жогин И.Л.<sup>3</sup>, Жуланов В.В.<sup>2</sup>, Зубков П.И.<sup>1</sup>, Каменецкий Ю.М.<sup>3</sup>, Кулипанов Г.Н.<sup>2</sup>, Лукьянчиков Л.А.<sup>1</sup>, Ляхов Н.З.<sup>3</sup>, Пирогов Б.Я.<sup>3</sup>, Титов В.М.<sup>1</sup>, Толочко Б. П.<sup>3</sup>, Федотов М.Г.<sup>2</sup>, Шарафутдинов М.Р.<sup>3</sup>, Шеромов

- М.А.<sup>2</sup>, Успенский А.В.<sup>3</sup>. Экспериментальная станция для исследования детонационных и ударно-волновых процессов с помощью синхротронного излучения // Физика экстремальных состояний вещества –2003. Институт проблем химической физики РАН, Черноголовка, 2003, с.38-40.*
6. *V. Aulchenko, Evdokov, S. Ponomarev, L. Shekhtman, K. Ten, B. Tolochko, I. Zhogin, V. Zhulanov. Development of fast one-dimensional X-ray detector for imaging of explosions // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, 2003, v.A513, Issue 1-2, p.383-393.*
  7. *Дж. Дэннис, Р. Шнабель. Численные методы безусловной оптимизации и решения нелинейных уравнений. Москва, «Мир», 1988, с.138-180.*
  8. *А.Н. Дремин, С.Д. Савров, В.С. Трофимов, К.К. Шведов. Детонационные волны в конденсированных средах. Наука. Москва. 1970, с.164.*
  9. *Зубков П.И., Кулипанов Г.Н., Лукьянчиков Л.А., Ляхов Н.З., Тен К.А., Титов В.М., Толочко Б.П., Федотов М.Г., Шарафутдинов М.Р., Шеромов М.А. Измерение плотности вещества за фронтом ударных и детонационных волн с помощью синхротронного излучения // Экстремальные состояния вещества. Детонация. Ударные волны. Саров, ВНИИЭФ, 2002, с.306-310.*
  10. *Мержиевский Л.А., Филимонов В.А. Асимптотика разлета продуктов стационарной детонации. Журнал прикладной механики и технической физики, № 2, 1977.*
  11. *Кацкова О.Н., Шмыглевский Ю.Д. Осесимметрическое сверхзвуковое течение свободно расширяющегося газа с плоской переходной поверхностью. Вычислительная математика, №2, 1957.*
  12. *Аверенкова Г.И., Ашратов Э.А. и др. Сверхзвуковые струи идеального газа. Изд-во МГУ, ч.1, 1970.*

*К.А. Тен, О.В. Евдоков, И.Л. Жогин,  
В.В. Жуланов, П.И. Зубков, Г.Н. Кулипанов,  
Л.А. Лукьянчиков, Л.А. Мерзиевский,  
Б.Б. Пирогов, Э.Р. Прууэл, В.М. Титов,  
Б.П. Толочко, М.А. Шеромов*

**Измерение распределения плотности  
в детонационных процессах  
с помощью синхротронного излучения**

*К.А. Ten, O.V. Evdokov, I.L. Zhogin,  
V.V. Zhulanov, P.I. Zubkov, G.N. Kulipanov,  
L.A. Luk'yanchenko, L.A. Merzhievsky,  
B.B. Pirogov, E.R. Prowel V.M. Titov,  
B.P. Tolochko, M.A. Sheromov*

**Measurement of the density distributions  
in the detonation processes  
with the synchrotron radiation**

ИЯФ 2005-30

Ответственный за выпуск А.М. Кудрявцев  
Работа поступила 25.05.2005

---

Сдано в набор 26.05.2005

Подписано в печать 27.05.2005

Формат 60x90 1/16 Объем 1.9 печ.л., 1.5 уч.-изд.л.

Тираж 105 экз. Бесплатно. Заказ № 30

---

*Обработано на IBM PC и отпечатано  
на ротатристе ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН  
Новосибирск, 630090, пр. Академика Лаврентьева, 11*