

Сибирское отделение Российской Академии наук
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ им. Г. И. Будкера

А. Н. Алешаев, О. В. Евдоков, П. И. Зубков,
Г. Н. Кулипанов, Л. А. Лукьянчиков, Н. З. Ляхов,
С. И. Мишнев, К. А. Тен, В. М. Титов, Б. П. Толочко,
М. Г. Федотов, М. Р. Шарафутдинов, М. А. Шеромов

ПРИМЕНЕНИЕ СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ДЕТОНАЦИОННЫХ И УДАРНО-ВОЛНОВЫХ ПРОЦЕССОВ

ИЯФ 2000-92

Новосибирск
2000

Применение синхротронного излучения для исследования детонационных и ударно-волновых процессов

А. Н. Алешаев, О. В. Евдоков², П. И. Зубков¹, Г. Н. Кулипанов,
Л. А. Лукьянчиков¹, Н. З. Ляхов², С. И. Мишнев, К. А. Тен¹, В. М. Титов¹,
Б. П. Толочко², М. Г. Федотов, М. Р. Шарафутдинов², М. А. Шеромов

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

Аннотация

Существующие методики исследования не достаточны для детального изучения физики детонационных и ударно-волновых процессов в конденсированных средах. Поэтому появление новых методик, позволяющих прямое экспериментальное исследование с помощью синхротронного излучения (СИ), представляет значительный интерес.

В работе предложен и реализован новый метод дистанционного исследования детонационных и ударно-волновых процессов с помощью СИ. Приведено описание экспериментальной установки, на которой выполнены первые эксперименты по измерению плотности и малоуглового рентгеновского излучения (МУРР) при детонации конденсированных взрывчатых веществ.

Высокое временное и пространственное разрешение предлагаемых методик позволяет определять характер и механизм регрессии конденсированной фазы, а также динамику роста новых, в том числе и кристаллических образований в детонационных течениях. Описываются возможности новой методики.

Application of the synchrotron radiation for investigation of the detonation and shock wave processes

A.N. Fkhtshaev, O.V. Evdokov, P.I. Zubkov, G.N. Kulipanov, L.A. Luk'yanchikov,
N.Z. Lyakhov, S.I. Mishnev, K.A. Ten, V.M. Titov,

B.P. Tolochko, M.G. Fedotov, M.P. Sharafutdinov, M.A. Sheromov

Abstract

The present techniques of research are not sufficient for detailed studying of the physics of detonation and shock wave processes in the condensed matter. Thus, occurrence of the new techniques, allowing a direct experimental research by using synchrotron radiations (SR), represents significant interest.

In this work the new method of remote research of detonation and shock wave processes with usage of SR is offered and realized. The description of experimental installation on which the first experiments on measurement of density and small angle x ray scattering (SAXS) are carried out at a detonation of the condensed explosives is given.

The high time and spatial resolution of offered techniques allows to determine character and the mechanism of regress of the condensed phase, and also dynamics of growth new, including crystal formations in detonation currents. The possibilities of a new technique are described.

¹ Институт гидродинамики им. Лаврентьева СО РАН

² Институт химии твердого тела и механохимии СО РАН

$$\frac{V_1}{V_2} = \frac{D}{D - U_2}, \quad (1)$$

$$P_2 = \frac{DU_2}{V_2}, \quad (2)$$

$$\varepsilon_2 = \varepsilon_1 + P_2 V_2 + \frac{U_2^2}{2}. \quad (3)$$

Здесь ε – удельная внутренняя энергия вещества, которая для твердых тел состоит из упругой и тепловой составляющих.

Исключив из уравнений (1), (2) и (3) скорость U_2 , получим уравнение ударной адиабаты или адиабаты Гюгонио:

$$\varepsilon_2 = \varepsilon_1 = \frac{1}{2} P_2 (V_1 - V_2). \quad (4)$$

Если создать в веществе (V_1 и ε_1 которого, очевидно, известны) одномерную ударную волну и измерить ее кинематические характеристики D и U_2 , то по формулам (1) и (2) можно найти P_2 и V_2 , а затем с помощью уравнения адиабаты вычислить удельную внутреннюю энергию сжатого вещества. Волновая скорость D измеряется сравнительно просто. Однако измерение массовой скорости требует использования достаточно сложных экспериментальных методик [1]. В настоящее время не существует так же надежных методик, которые бы позволяли измерить температуру сжатого вещества и таким образом установить доли тепловой и упругой составляющих. Кроме того, все измерения по классическим методикам можно проводить только в стационарных волнах.

Для формирования ударных волн в конденсированных средах наиболее часто используют детонацию конденсированных взрывчатых веществ (ВВ). Этот специфический процесс наиболее стабилен в химических соединениях, в которых горючее и окислитель перемешаны на молекулярном уровне, причем в результате химической реакции разложения (а затем и горения) такого состава образуются большое количество газообразных продуктов. Калорийность типичных ВВ не велика и колеблется в пределах 4 – 6 МДж/кг, однако развиваемая при их детонации мощность очень значительна. Макрокинетика химического превращения ВВ в первом приближении удовлетворительно описывается кинетикой

$$\text{Аррениуса} \quad k = X \exp \left\{ - \frac{E}{RT} \right\}. \quad \text{Здесь } k - \text{константа скорости химической}$$

1. Введение

Для изучения свойств конденсированных систем при высоких давлениях в широком диапазоне изменения температур успешно применяются динамические методы, которые позволяют получать вещества в необходимом состоянии без применения сложных устройств для статического нагружения и стационарного нагрева. Наиболее просто осуществить эксперименты, в которых исследуемое вещество сжимают в сильной ударной волне (УВ). Проведены исследования, в которых давление за фронтом УВ достигало нескольких миллионов атмосфер. В диапазоне давлений до $5 \cdot 10^5$ атмосфер соответствующая волна может быть возбуждена детонацией мощных конденсированных взрывчатых веществ.

Простейшее одномерное течение с ударной волной делит область своего распространения плоской поверхностью разрыва на две части, в каждой из которых волны непрерывны. Если разрыв движется с постоянной скоростью D по покоящейся среде с плотностью $\rho_1 = 1/V_1$ и давлением P_1 , то плотность $\rho_2 = 1/V_2$ и давление P_2 за фронтом волны возрастают и массовая скорость движения среды U_2 становится отличной от нуля и направлена в ту же сторону, что и D . Здесь V_1 и V_2 – удельные объемы соответственно до и после сильного разрыва. Для того, чтобы сформировать такое течение нужен непрерывный подвод энергии извне, который должен поддерживать и постоянным. Необходимые условия будут обеспечены, если за фронтом УВ с этой скоростью будет двигаться непроницаемый поршень.

Соотношения между параметрами волн до и после разрыва находят с помощью законов сохранения массы, импульса и энергии при переходе через поверхность разрыва. Эти зависимости для сильной УВ, в которой $P_1 \ll P_2$, принимают вид:

реакции, Z – предэкспоненциальный множитель, E – энергия активации, R – газовая постоянная, T – температура.

Для эталонного ВВ – тротила $E = 53000$ ккал/моль, $Z = 10^{19}$. Высокое значение E делает ВВ устойчивым при нормальных температурах, в то время как гигантская величина Z обеспечивает его стремительное разложение при температуре 1000°C и выше. Аналогично ведут себя другие ВВ. Однако создание высокотемпературного очага на границе или внутри ВВ приводит к возникновению горения, скорость которого не превышает нескольких миллиметров в секунду. В конечном итоге, за это ответственные динамика разогрева, определяемая известными уравнениями теплопроводности (в соответствии с которыми распространение характерной температуры по координате определяется $\approx \sqrt{t}$) и фазовые переходы, происходящие с реагирующим веществом.

Наряду с этим уравнение состояния исходного ВВ, продуктов его разложения, а так же приведенная выше кинетика, определяют возможность реализации иного, газодинамического, механизма распространения разогрева – за счет сжатия в волне, которая может быть только ударной. В таком процессе вещество сжимается за несколько наносекунд во фронте УВ, за счет сжатия сильно разогревается и, затем, быстро реагирует, образуя большое количество газообразных продуктов. Если диаметр заряда настолько велик, что течение можно считать одномерным, то за ударной волной, запускающей химическую реакцию, справедливо соотношение (1) и (2), а в правую часть уравнения (3) должна быть добавлена химическая энергия, величина которой зависит от расстояния от фронта сильного разрыва. Такую адiabату называют детонационной или адiabатой продуктов взрыва. Гидродинамическая теория детонации, базирующаяся на все тех же законах сохранения, условий стационарности волны и величины предельного энерговода за счет химической реакции, позволяет определить предельную точку (или плоскость) за фронтом УВ, в которой это энерговыделение завершается. Эту точку называют точкой (плоскостью) Чепмена-Жуге. Структура детонационного течения такова, что волны разгрузки в продуктах детонации за плоскостью Чепмена-Жуге не могут пройти за эту плоскость и поэтому не могут оказать влияния на скорость распространения сильного разрыва. Таким образом, зона химической реакции между разрывом и плоскостью Чепмена-Жуге является тем самым поршнем, который обеспечивает постоянную скорость движения сильного разрыва при детонации.

На рис. 1 приведена ($P - V$) диаграмма ударной адiabаты исходного ВВ (1) и конечных продуктов взрыва. Решая уравнения (1) и (2), получаем:

$$\frac{P_2 - P_1}{V_1 - V_2} = \rho_1^2 D^2. \quad (5)$$

Это значит, что величина D определяется наклоном прямой, соединяющей точку, соответствующую исходному состоянию ВВ, с точкой, соответствующей окончанию реакции взрывчатого превращения. Эта прямая называется линией Рэлея. Классическая детонация по Чепмену-Жуге представляет собой случай, когда эта линия касается ударной адiabаты продуктов взрыва. С другой стороны, касательная к ударной адiabате есть местная скорость звука C в продуктах взрыва. Стационарная детонация возможна, если в плоскости Чепмена-Жуге выполняется условие: $D = U + C$, где U – массовая скорость продуктов взрыва. Давление в этой плоскости P_3 существенно меньше, чем давление P_2 – за фронтом ударной волны в исходном ВВ.

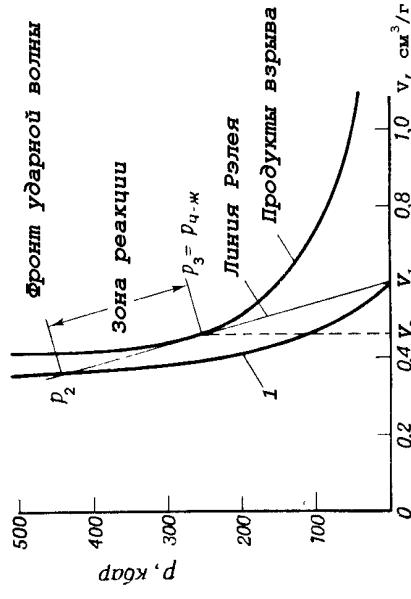


Рис. 1. ($P-V$) диаграмма фронта детонационной волны по Чепмену-Жуге.

В настоящее время достаточно хорошо изучены свойства газообразных продуктов, разлетающихся за плоскостью 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. Набор существующих измерительных методик весьма ограничен и, в настоящее время, не позволяет провести более детальное исследование этой зоны.

Рентгеновское излучение используют для исследования взрывных процессов с 1950 г. [1] в основном для фиксации положения плотных сред (кумулятивных струй, осколков). Предпринимались попытки измерения распределения плотности по поглощению излучения в веществе с разрешением по времени порядка 1 мкс. Этому методу измерения содействовала низкая точность и неудобство пользования. В другой области физики рентгеновских лучей – структурном анализе – импульсная техника также не нашла применения из-за малой интенсивности и низкого качества параметров излучения рентгеновских аппаратов [1].

Использование СИ позволяет по новому решить эту задачу благодаря сочетанию уникальных свойств СИ как источника рентгеновского излучения:

- а) высокая интенсивность потока ($\approx 10^{16-21}$ фотонов/с);
- б) широкий спектральный интервал (энергия 4 – 100 кэВ);
- в) малая угловая расходимость ($\alpha = 10^{-3} - 10^{-4}$ рад.);
- г) высокая периодичность во времени (периодичность 5 – 250 нс);
- д) малое время экспозиции (меньше 1 нс);
- е) большая степень поляризации.

Еще одним фактором, повлиявшим на проведение этих исследований, является высокое качество созданной электронной аппаратуры, обеспечивающей регистрацию рентгеновского излучения в наносекундном диапазоне времени.

При падении излучения на объект исследования (рис.2) часть излучения поглощается самим веществом. Проходящий без отклонения луч имеет наибольшую интенсивность и несет информацию об изменении плотности вещества. Лучи, отклоняемые на малый угол, несут информацию о флуктуации плотности в зоне регистрации. Их интенсивность уже на несколько порядков ниже. И, наконец, третий тип лучей – дифрагированное излучение - имеет еще более низкую интенсивность и несет информацию о параметрах периодических структур в веществе.

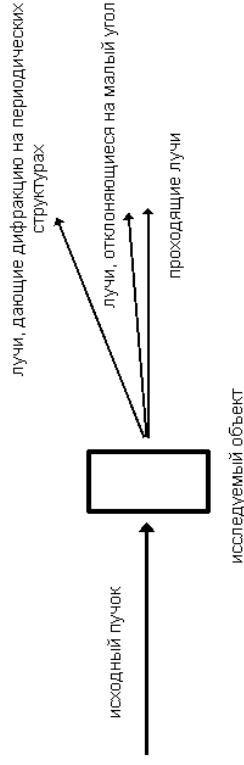


Рис. 2.

В данной работе приводятся экспериментальные исследования проходящих лучей и лучей, отклоняемых на малый угол (малоугловое рентгеновское рассеяние – МУРР). Малоугловое рассеяние возникает только при образовании в зоне регистрации значительных флуктуаций плотности, которые в углеродосодержащих ВВ могут быть связаны с синтезом ультрадисперсных алмазов (УДА). Последний процесс достаточно интенсивно изучался и в литературе содержится значительная информация о параметрах синтеза, полученная в основном на основе исследований сохранившихся во взрывных камерах конечных продуктов [2-5].

2. Параметры синхротронного излучения

Основными параметрами накопительного кольца являются: радиус орбиты движения электронов R (как правило, составляет 10 – 30 м), энергия электронов E (1 – 5 ГэВ), напряженность магнитной индукции в поворотных магнитах \mathbf{B} (1 – 2 Т) и их число, а также электронный ток I (100 – 400 мА). Для круговой орбиты эти параметры связаны между собой соотношениями:

$$R = E/e\mathbf{B}, \text{ где } e - \text{ заряд электрона;}$$

$$I = eN_e c / 2\pi R, \text{ где } c - \text{ скорость света, а } N_e - \text{ число электронов в пучке.}$$

Стабильность электронного пучка в кольце описывается временем жизни – временем, за которое электронный ток уменьшается в ~ 2.7 раз. Время жизни электронного пучка в первую очередь зависит от качества вакуума в канале и может составлять от нескольких часов до нескольких десятков часов; время жизни определяет, насколько часто необходимо производить перенаполнение электронов в канале кольца для поддержания СИ достаточной интенсивности.

Параметры накопительного кольца задают характеристики вырабатываемого синхротронного излучения. Спектральный состав СИ

принято описывать критической длиной волны $\lambda_{\text{кр}}$. Она выбирается таким образом, что полная энергия СИ, излучаемая источником на всех длинах волн больших $\lambda_{\text{кр}}$, равна энергии, излучаемой на меньших длинах волн.

Размерные характеристики источника СИ определяются величиной, называемой эмиттансом, равной произведению линейного размера излучающей области электронного пучка на угол расходимости пучка СИ. Типичные значения вертикального и горизонтального эмиттанса современных источников СИ составляют соответственно $10^{-10} - 10^{-8}$ и $10^{-8} - 10^{-6}$ мрад.

Интенсивность СИ характеризуется яркостью, определяемой как число фотонов в диапазоне энергий фотонов (ДЭ) от $E_{\text{Ф}}$ до $E_{\text{Ф}} + \Delta E_{\text{Ф}}$ (обычно выбирается $\Delta E_{\text{Ф}} = 0.1\%$ от $E_{\text{Ф}}$, так называемый 0.1% ДЭ), испускаемых за 1 секунду, отнесенное к единице площади поверхности испускающей области и единице телесного угла расходимости фотонного пучка. Таким образом, эта величина имеет размерность [фотон/с·мм²·рад²·0.1% ДЭ]. Другими часто используемыми характеристиками интенсивности источника СИ являются спектральный поток, равный яркости, умноженной на горизонтальный и вертикальный эмиттанс, а также полный фотонный поток, получаемый интегрированием спектрального потока по всем испускаемым длинам волн.

Полная мощность W , излучаемая электронным пучком за оборот по орбите и критическая длина волны $\lambda_{\text{кр}}$ определяются энергией электронов в пучке, электронным током и радиусом орбиты:

$$W \sim I \gamma^4 / R, \text{ где } \gamma - \text{лоренц-фактор электрона } \gamma = E / m_0 c^2 \text{ (} m_0 - \text{масса покоя электрона), а } \lambda_{\text{кр}} = 4\pi R / 3\gamma^3.$$

Для генерации СИ на существующих накопителях электронов используются специальные устройства, не являющиеся обязательными элементами накопительного кольца, но позволяющие получать СИ с характеристиками, направленно модифицированными по сравнению с излучением из поворотного магнита. Основными типами таких устройств являются ондуляторы и вигглеры (змейки). Ондулятор представляет собой систему постоянных магнитов с регулярно чередующимися полюсами, движение электронов в таких устройствах может рассматриваться как осцилляции относительно исходной прямолинейной траектории.

Использование ондуляторов позволяет повысить яркость источника на 2-3 порядка, а также уменьшить размеры пучка (т.е. уменьшить эмиттанс). Кроме того, при определенных конструктивных особенностях ондулятора

значительная доля излучаемой энергии может быть сконцентрирована в нескольких узких спектральных полосах – гармониках ондулятора (длины волн которых также могут варьироваться путем подбора магнитных параметров ондулятора), что позволяет достичь еще более высокой интенсивности на этих длинах волн.

В основном для смещения спектра СИ в более жесткую часть спектра используются вигглеры с малым количеством полюсов. В этом случае устройство состоит из трех магнитов, причем центральный магнит имеет сильное поле, а два других используются для компенсации искажения орбиты электронов в накопителе.

Спектр излучения для ВЭПП-3 в зависимости от магнитной индукции вигглера **В** изображен на рис.3. Нижняя граница спектра СИ определяется пропускной способностью выходных окон, и при использовании бериллия составляет 4 – 6 кэВ. В описанных ниже экспериментах использовался вигглер с **В** = 2 Т.

Важным свойством СИ является его поляризация. В отличие от излучения рентгеновских трубок, СИ всегда полностью поляризовано. Если смотреть в плоскости орбиты электронов, то СИ поворотного магнита поляризовано линейно, причем плоскость поляризации совпадает с плоскостью орбиты; при отклонении от плоскости орбиты вверх или вниз излучение становится частично поляризованным по кругу (эллиптическая поляризация). Синхротронное излучение, генерируемое в вигглерах или ондуляторах, также обладает плоской или круговой поляризацией в зависимости от конструкции соответствующего магнитного устройства (например, для генерации СИ с круговой поляризацией могут использоваться спиральные ондуляторы).

Синхротронное излучение имеет импульсную природу. Электроны при движении по каналу накопительного кольца разбиваются на отдельные ступки – банчи (bunch), имеющие длину порядка нескольких сантиметров. По этой причине электронный ток через поворотный магнит не является непрерывным. Таким образом, СИ состоит из периодических всплесков импульсов длительностью от нескольких десятков пикосекунд до наносекунд с интервалом между импульсами порядка микросекунд. При определенных условиях накопления можно добиться режима, в котором по каналу накопительного кольца будет двигаться только один банч электронов (однобанчевый режим). В таком режиме работы накопительного кольца и длительность импульса, и интервал между импульсами имеют высокую регулярность.

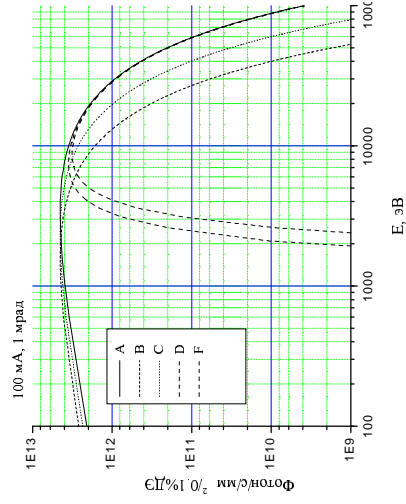


Рис. 3. Распределение интенсивности СИ от энергии для ВЭПП-3 в зависимости от магнитного поля В вигглера. А – В = 4.4 Т, В – В = 2 Т, С – В = 3 Т, D – бериллиевое окно толщиной 0.6 мм, F – бериллиевое окно толщиной 1 мм.

3. Тестовые эксперименты с шихтой

Возможность использования СИ для исследования взрывных процессов вначале была проверена при регистрации МУРР от сохранных продуктов детонации (т.н. шихты) сплава 50% тринитротолуола (ТНТ) и 50% гексогена (ТГ 50/50). Согласно литературным данным [2-4], количество шихты у ТГ 50/50 составляет ~9% от веса ВВ и в ней содержится до 80% УДА. Образец из шихты для просвечивания СИ представлял собой цилиндр диаметром 10 мм и длиной 40 мм, в котором 6% шихты были равномерно перемешаны с парафином.

Регистрация МУРР велась с помощью линейки детекторов. Параллельно велась регистрация МУРР от такого же по размерам заряда ТГ 50/50. Результаты этих экспериментов приведены на рис.4. Интегральная интенсивность МУРР продуктов (шихты) возрастает более чем на три порядка по сравнению с кривой МУРР исходного образца (ТГ 50/50). Оценки для интенсивности МУРР показали, что этой интенсивности от шихты достаточно, чтобы ее зарегистрировать за время одной вспышки СИ, то есть за 1 нс.

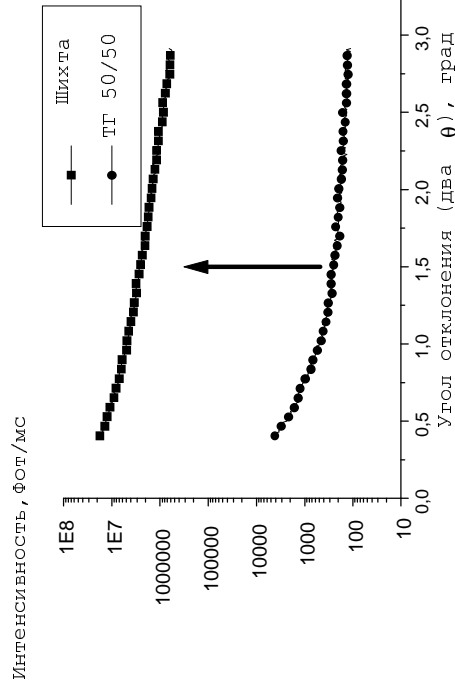


Рис. 4. Зависимость сигналов МУРР для литого ТГ 50/50 (нижний луч) и его шихты (верхний луч).

Это дало основание предполагать, что во время прохождения фронта детонационной волны через зону облучения пучком СИ, структурные изменения, происходящие в зоне химических превращений, должны приводить к таким же сильным изменениям кривых МУРР и эти изменения можно зарегистрировать за время порядка 1 нс.

4. Стенд для проведения взрывных экспериментов на ВЭПП-3

Для исследования взрывных процессов с помощью СИ на 5 канале накопительного кольца ВЭПП-3 был создан экспериментальный стенд. Стенд состоит из специализированной взрывной камеры на 15 г ВВ, системы синхронного инициирования ВВ, детекторов рентгеновского излучения и усилителей сигналов, системы юстировки детекторов относительно пучка СИ, системы синхронизации и КАМАК-системы для записи полученных сигналов. Общая схема установки приведена на рис.5.

Взрывная камера сделана из нержавеющей стали и имеет:

- а) входное окно для пучка СИ;
- б) выходное окно для вывода рассеянного излучения и прямого пучка;
- в) высоковольтный ввод для инициирования детонатора;

1. достаточная площадь чувствительной области – не менее 5 – 10 мм²;
2. большое быстродействие, обеспечивающее независимую регистрацию вспышки рентгеновского излучения на каждом обороте пучка;
3. приемлемую чувствительность в области энергий 5 – 30 кэВ.

Была проверена рентгеночувствительность ряда различных полупроводниковых приборов на основе Si, Ge, материалов А(Ш)В(V). Наиболее подходящими оказались германиевые фототранзисторы ФТГ-3 (площадь кристалла $\approx 2 \times 5$ мм²).

Также приемлемые параметры имели германиевые импульсные конверсионные транзисторы ГТ321, но из-за их существенно меньшей рабочей площади, для регистрации МУРР использовались преимущественно транзисторы ФТГ-3. К сожалению, практика показала, что при удалении стеклянного оптического окна ФТГ-3 его работоспособность сохраняется, но ток утечки и, соответственно, шум возрастают в 10 – 100 раз. По этой причине при регистрации МУРР стеклянное окно сохранялось, и максимум чувствительности детектора смещался в область 15 – 30 кэВ.

Для регистрации интенсивности прошедшего пучка СИ и мягкой (7 – 15 кэВ) компоненты МУРР, были разработаны детекторные головки с кремниевыми pin-фотодиодами и малощумящими усилителями. В такой головке кристалл детектора (бескорпусный фотодиод) малой площади (1×1 мм²) размещен на конце тонкой коаксиальной штанги. Это позволило как прецизионно вводить детектор в прямой пучок (не затеняя ФТГ-3 и не подсвечивая его флуоресцентным излучением), так и точно юстировать его вне пучка (для регистрации мягкой компоненты МУРР). Для уменьшения чувствительности в мягкой области (менее 15 кэВ) перед детектором прямого пучка размещался фильтр-погложитель (≈ 1.5 мм поливинилхлорида).

Для увеличения чувствительности системы и приведения импульса к форме, удобной для регистрации, был разработан усилитель-формирователь, обеспечивающий формирование импульса длительностью около 100 нс.

Довольно плохие частотные свойства фототранзистора вынудили отказаться от использования его как усилительного элемента (коллекторный переход действует просто как обратный смещенный фотодиод). Расчетная крутизна системы "фототранзистор + усилитель" составляла примерно 0.1 мВ/фотон для энергии квантов ≈ 10 кэВ. Усилитель был выполнен на кремниевых СВЧ транзисторах по простой двухкаскадной схеме с непосредственной связью. Далее, (непосредственно перед АЦП) подключался дополнительный усилитель на быстродействующем ОУ Elantec

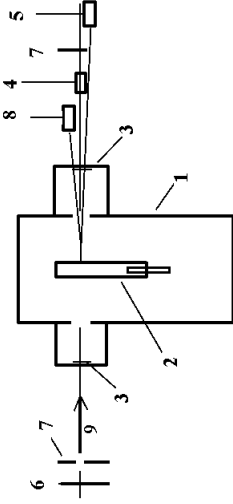


Рис. 5. Схема экспериментального стенда. 1 – взрывная камера, 2 – исследуемый заряд ВВ, 3 – окна взрывной камеры из бериллия, 4 – датчик проходящего излучения, 5 – датчик МУРР на энергию 15 – 30 кэВ, 6 – вертикальные ножи, 7 – горизонтальные ножи, 8 – датчик МУРР на энергию 7 – 15 кэВ, 9 – направление пучка СИ.

- г) четыре ввода для синхронизирующих электрических сигналов;
- д) выхлопной канал для вывода газов (продуктов детонации);
- е) два крана для подключения к вакуумной системе и для наполнения газами.

По условиям минимальных потерь рентгеновского излучения входные и выходные окна для СИ были изготовлены из бериллия толщиной 2 мм. Для сохранения герметичности окон после взрыва в камере были сделаны специальные «глушители ударной волны».

Перед входным окном установлен электромагнитный затвор, открывающийся на 20 мс синхронно с инициирующим устройством. Затвор необходим для предохранения исследуемого образца от интенсивного радиационного воздействия.

Система инициирования предназначена для применения безопасных (не имеющих первичных ВВ) детонаторов. Синхронизация взрывного устройства и системы регистрации на первом этапе осуществлялась с помощью проволочных контактных датчиков, смонтированных во взрывчатое вещество. Вся измерительная цепь была также синхронизирована с работой накопителя.

В процессе испытаний была проверена и отлажена регистрация проходящего (прямого) и дифрагированного излучения различными детекторами.

Для проведения экспериментов по малоугловому рентгеновому рассеянию требовался детектор, имеющий следующие параметры:

EL2030 (с регулируемым в пределах 1 – 100 усилением). Такая система позволяла регистрировать МУРР в экспериментах со сплавами ТГ и ТНТ, но для регистрации слабых сигналов МУРР продуктов детонации менее кислороддефицитных ВВ (тэн, гексоген, октоген) потребовалась существенная модернизация системы.

Во-первых, был разработан усилитель-формирователь с примерно на порядок увеличенным коэффициентом усиления и уменьшенным уровнем шума. Для предотвращения перегрузки ток утечки детектора в усилитель введена схема автоматической компенсации. Это позволило отобразить для использования в системе регистрации экземпляр транзистора ФТГ-3, практически не имеющий фликкер-шумов, но отличающийся повышенным уровнем дрейфов.

Во-вторых, для обеспечения гарантированного стабильного коэффициента усиления вместо регулируемого усилителя перед АЦП был установлен специально разработанный КАМАК-модуль с набором усилителей с фиксированными коэффициентами усиления. Моделирование усилителей и усилителей-формирователей осуществлялось программой LOSH [8]. Желаемый общий коэффициент усиления устанавливается при проведении эксперимента соответствующей коммутацией этих усилителей.

В проходящем пучке СИ поток на детекторе составлял $\approx 10^4$ фотонов/вспышку. Общий поток дифрагированных фотонов, регистрируемых ФТГ-3, составлял $\approx 10^3$ фотонов/вспышку, а для кремниевых рп-диодов ≈ 15 фотонов/вспышку.

В экспериментах использовались быстродействующие 8-разрядные АЦП-850SK[7], запуски которых осуществлялись генератором импульсов Tektronix 2101. Последний синхронизировался второй гармоникой (8 МГц) частоты обращения электронного пучка в накопителе. Общее число ячеек памяти АЦП составляет 4096, таким образом, общий интервал для измерений составляет 512 мкс. Столь длительная регистрация позволяла проследить динамику развития процесса при сильном разлете продуктов детонации (до давлений, близких к атмосферному) и в конце регистрации получить сигналы соответствующие фоновым. Кроме того, наблюдались колебания средней плотности "пузыря" продуктов детонации, вызванные сжатием их отраженными от стенок взрывной камеры ударными волнами.

Для компенсации медленных (дрейфовых) компонент тока утечки детектора и подавления низкочастотных компонент шума в экспериментах использовался режим цифровой двойной коррелированной выборки – т.е. измерение сигнала производилось дважды за оборот пучка – в моменты

максимумов импульсов и в паузах между ними с последующей обработкой (взятием разности записанных сигналов) в ЭВМ.

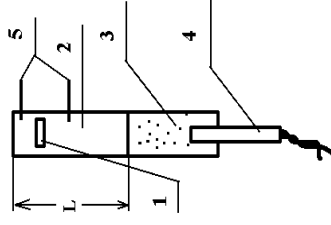


Рис. 6. Схема расположения заряда ВВ. 1 - зона, в которую наводился пучок СИ. 2 – заряд ТГ 50/50. 3 – насыпной октоген. 4 – детонатор. 5 – проводочные датчики.

5. Постановка экспериментов

Общая схема постановки экспериментов показана на рис.5. Геометрия заряда и расположение проводочных датчиков приведено на рис.6. Размер зоны облучения на заряде ВВ («пятна» от пучка СИ) составлял в высоту 0.2 – 1.5 мм и в ширину 5 – 6 мм. Диаметр литых и насыпных зарядов составлял 10 мм, прессованные заряды имели диаметр 12.5 мм.

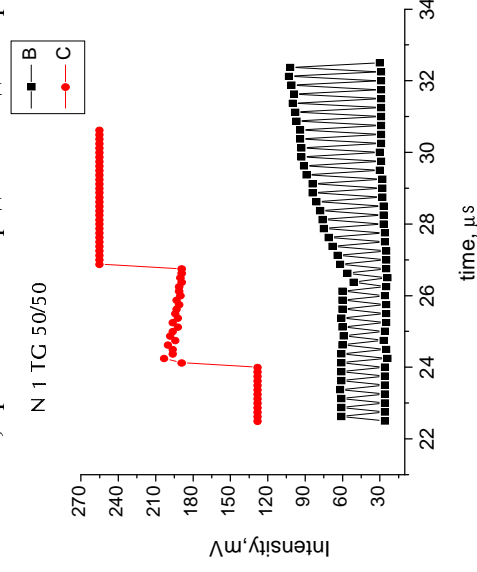


Рис. 7. Зависимость проходящего рентгеновского излучения (В) и сигналов с контактных датчиков (С) от времени.

Подсыпка из насыщенного октогена использовалась для надежного возбуждения детонации в зарядах ТГ и тротиле. Длина зарядов варьировалась от 25 до 80 мм. Съемка аналоговичных зарядов на рентгеновском аппарате ПИР-600 показала, что фронт детонации достаточно плоский при длине заряда более 30 мм.

Расстояние между проволочными датчиками L в разных экспериментах составляло от 19 до 21 мм.

6. Результаты экспериментов

6.1. Измерение плотности

На рис.7 показана запись проходящего через заряд ТГ 50/50 излучения и сигналы от проволочных датчиков, расположенных на расстоянии $L = 21$ мм.

Измерения проводились через $t = 250$ нс, между ними измерялся «фон» усилителей. Поэтому полезный сигнал для проходящего излучения и МУРР получается из разности между верхней и нижней точками. Скорость детонации составляет 7.5 км/с. На записи хорошо видно сжатие во фронте детонации и разлет продуктов после взрыва. Динамический диапазон регистрации проходящего излучения позволяет измерять плотность от 2 до 0.002 г/см³. На рис.8 представлена одновременная запись проходящего излучения германиевым и кремниевым детекторами.

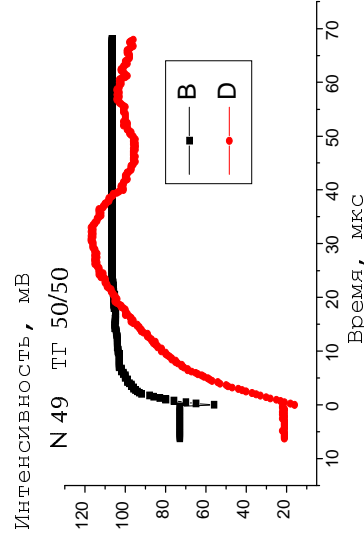


Рис. 8. Зависимость «жесткой» (B) и «мягкой» (D) компонент интенсивности проходящего излучения от времени.

Конструкция системы детекторов была такой, что германиевый детектор регистрировал «жесткую» компоненту излучения (диапазон энергий 20 – 30 кэВ), а кремниевый – «мягкую» (7 – 15 кэВ). Первый хорошо регистрирует сжатие в детонационном фронте и начальный разлет продуктов детонации. В то время, как «мягкая» компонента, сильно поглощенная в исходном ВВ, хорошо «видит» конечный разлет продуктов и распространение ударных волн во взрывной камере после отражения от стенок.

Временной интервал между измерениями составлял 0.25 мкс, что при данной скорости детонации соответствует линейному разрешению 1.875 мм. Накопитель ВЭПП-3 позволяет вдвое увеличить частоту импульсов СИ при использовании двух пучков (банчей) электронов. Линейное разрешение также увеличится вдвое (до 0.94 мм). Кардинально увеличить разрешение возможно при использовании линейки детекторов (микрострипового детектора) вместо одного детектора. На рис.9 показана схема проведения экспериментов. При измерении плотности, линейное расстояние между двумя импульсами составляет $X = D \cdot t = 1.875$ мм (скорость детонации для ТГ 50/50 составляет $D = 7.5$ мм/мкс, время между импульсами $t = 0.25$ мкс). Если использовать линейку детекторов высотой более 1.9 мм, то линейное разрешение будет определяться высотой (шириной) одного детектора. В экспериментах использовался микростриповый детектор с размером одного стрипа 100 мкм. Временное разрешение при этом составляет $\Delta t = 100$ мкм / 7.5 мм/мкс = 13.3 нс. На первом этапе в экспериментах использовались

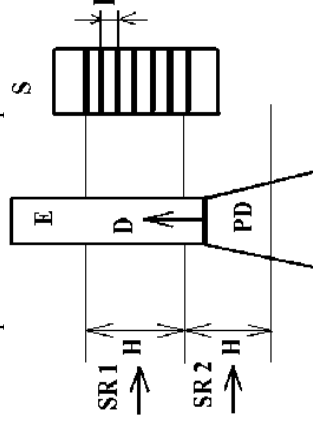


Рис. 9. Схема измерения плотности с помощью линейки детекторов. SR-1 – положение пучка СИ, SR-2 – следующее положение пучка СИ через время t, H – высота пучка СИ, X – линейное расстояние между двумя импульсами СИ, E – заряд ВВ, D – положение фронта детонации, PD – разлетающиеся продукты детонации, S – линейка детекторов СИ, h – расстояние между детекторами внутри линейки.

N 14: TNT, $\rho = 1,6$

D = 12 mm, L = 48 mm

I = 112 mA

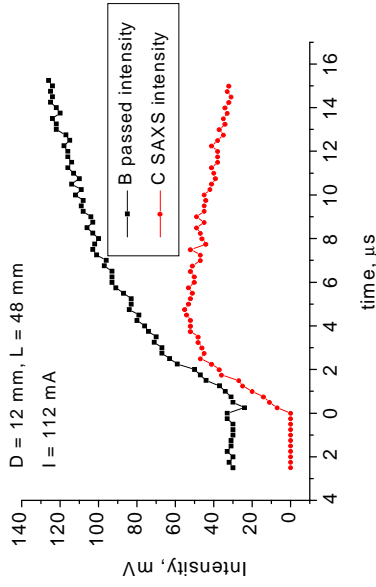


Рис. 12. Изменение интенсивности проходящего излучения (В) и МУРР (С) при детонации тротила от времени.

ТРОТИЛ (ТНТ). Сигналы МУРР и интенсивности проходящего пучка СИ при детонации заряда тротила с плотностью $1,6 \text{ г/см}^3$ приведены на рис. 12. Значения регистрируемых сигналов изображены точками, соответствующими моментам всплеск пучка СИ. Провал интенсивности на проходящем пучке соответствует сжатию ВВ в детонационной волне. Естественной, точка минимального сигнала лежит во временном интервале $0,25 \text{ мкс}$ от детонационного фронта. Через $0,5 \text{ мкс}$ из-за разлета средняя плотность продуктов детонации достигает начальной плотности заряда. В дальнейшем с течением времени интенсивность проходящего сигнала продолжает расти, выходит практически на постоянное значение и начинает немного уменьшаться.

Точка начала роста сигнала МУРР с детектора из германия совпадает с точкой наибольшего зарегистрированного сжатия. С течением времени сигнал продолжает расти, через 4 мкс достигает максимального значения и начинает медленно, по сравнению с ростом, уменьшаться. Сигнал, регистрируемый кремниевым датчиком, растет значительно медленнее и достигает меньших (по отношению к фону) величин. МУРР при детонации зарядов тротила плотностью $1,56 \text{ г/см}^3$ приближается на 10% ниже.

Добавление 5 процентов тефлона уменьшает сигнал МУРР практически в два раза, оставляя другие параметры практически неизменными.

ТРОТИЛ С ГЕКСОГЕНОМ. На рис.11 приведены сигналы, зарегистрированные при детонации сплава тротила с гексогеном ТГ 50/50. А на рис.13 приведены нормированные к одному току результаты экспериментов для тротила и его сплавов с гексогеном.

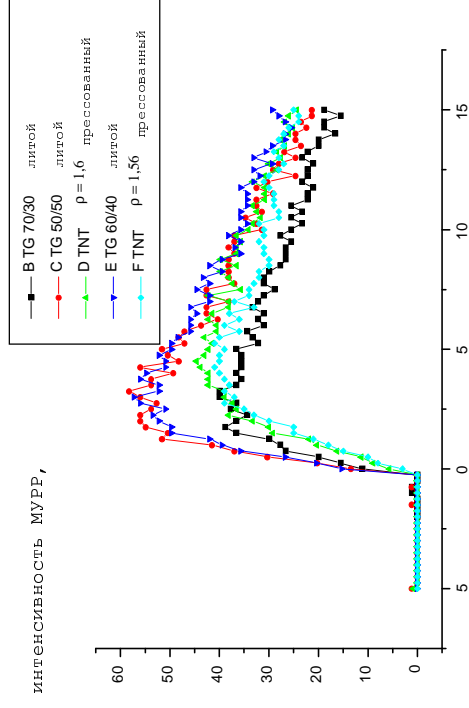


Рис. 13. Изменение интенсивности МУРР от времени при детонации тротила и его сплавов с гексогеном.

Поведение интенсивности проходящего пучка СИ и сигнала МУРР с детектора из германия при детонации зарядов ТГ 60/40 практически совпадает с их поведением при детонации зарядов ТГ 50/50.

Время роста сигнала МУРР детектора из германия при детонации заряда ТГ 70/30 совпадает с временем роста сигналов в предыдущих опытах. Максимальное значение сигнала несколько меньше максимального значения сигнала при детонации тротила с плотностью $1,6 \text{ г/см}^3$ и совпадает практически с максимумом сигнала при детонации тротилового заряда плотностью $1,56 \text{ г/см}^3$. При спаде сигнал все время остается меньше сигналов от тротильных зарядов. Кремниевый детектор в этих экспериментах не использовался.

ТРОТИЛ С АММИАЧНОЙ СЕЛИТРОЙ. Исследовались прессованные заряды 50/50 и 80/20. Сигнал интенсивности прямого пучка СИ в отличие от предыдущих имеет длительный участок линейного со временем роста. Сигнал МУРР германиевого детектора от детонации заряда

50/50 нарастает до максимального значения за 4.5 мкс, затем длительное время остается практически постоянным. Максимальное значение почти в 8 раз меньше максимального сигнала от заряда ТГ 50/50 в этой серии. В зарядах 80/20 сигнал МУРР нарастает за 3.5 мкс. и дальше остается практически постоянным. Максимум сигнала больше предыдущего в 1.5 раза.

ОКТОГЕН, ГЕКСОГЕН, ТЭН. Эта группа ВВ интересна тем, что продукты детонации этих ВВ имеют значительно меньший отрицательный кислородный баланс. Выход УДА у таких ВВ минимальный. На рис.14 приведены сводные сигналы МУРР для насыпного октогена и прессованных октогена, тэна и гексогена. Величина сигнала МУРР у прессованных гексогена и тэна в несколько раз меньше, чем у ТГ 50/50 (сравнима с шумами). У насыпных гексогена и тэна сигналы МУРР практически нулевые. Для всех ВВ этой группы характерен более медленный рост сигнала МУРР.

Но на начальном этапе на сигналах МУРР у этих ВВ наблюдаются существенные различия. На рис. 15 приведены записи МУРР для октогена. До прихода детонационной волны с детекторов идет фоновый сигнал, обусловленный большим усилением рассеянного излучения на воздухе. В детонационной волне сигнал заметно падает и только через время 0.5 мкс он начинает возрастать. В заряде с плотностью 1.8 г/см^3 он нарастает за 4.5 мкс. Максимальное значение сигнала почти на порядок меньше максимального значения сигнала от заряда ТГ 50/50.

Гексоген. Добавление 5 % парафина увеличивает значительно сигнал МУРР. Он становится всего лишь в 2 раза меньше сигнала от заряда ТГ 50/50 при времени нарастания 4 мкс. Далее, до 9 мкс, он остается практически постоянным и потом начинает медленно спадать. 5 % тефлона делают сигнал заметным, но он остается на много меньше сигнала МУРР в ТГ 50/50.

Тэн (PETN). Из исследованных ВВ сигнал МУРР у тэна минимальный. Тефлон в количестве 5 % не влияет на сигнал МУРР. Такое же количество парафина увеличивают сигнал до заметной величины, добавка 5% стеарата серебра еще вдвое увеличивает МУРР (рис. 16). Кроме этого, сигнал долго (более 15 мкс) не спадает.

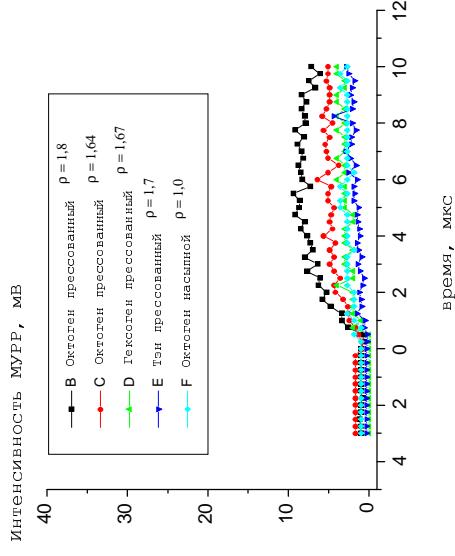


Рис. 14. Зависимость интенсивности МУРР от времени при детонации гексогена, тэна и октогена.

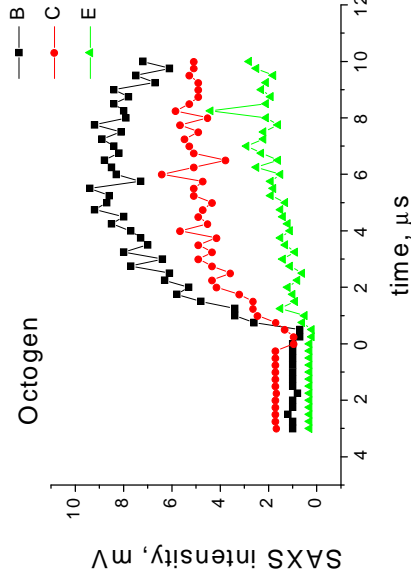


Рис. 15. Изменение МУРР у октогена. 0 по времени соответствует максимальному сжатию в детонационной волне.

детонационного фронта (рис.17). У проходящего сигнала видна затянутая фаза линейного роста (как у сплава тротил-аммиачная селитра), после 3 мкс быстрее растет сигнал с мелкодисперсным алюминием. При увеличении добавки до 31% линейный участок более затянут.

При использовании мелкого алюминия (у гексогена и тэна) сигнал МУРР имеет небольшое превышение над фоном. Неожиданным является большой сигнал МУРР у тэна с крупнозернистой добавкой (14 и 31% Al). Причем сигнал МУРР с 31% Al меньше, что связано, по-видимому, с большим поглощением излучения в заряде.

Комплексные перхлораты никеля и меди

Данные соединения использовались как тестовые, поскольку содержат атомы металлов в молекулах ВВ. Сильное поглощение излучения в данных веществах не позволило использовать заряды стандартной конфигурации. В экспериментах были использованы порошковые ленточные заряды толщиной 2.5 мм (рис.18). У перхлората гексаминникеля наблюдается значительный сигнал МУРР, связанный, предположительно, с рассеянием на микрокристаллах никеля. В случае аммиачного перхлората меди малоугловое рассеяние практически не возникает, что объясняется либо положительным кислородным балансом, либо более низкой температурой плавления меди.

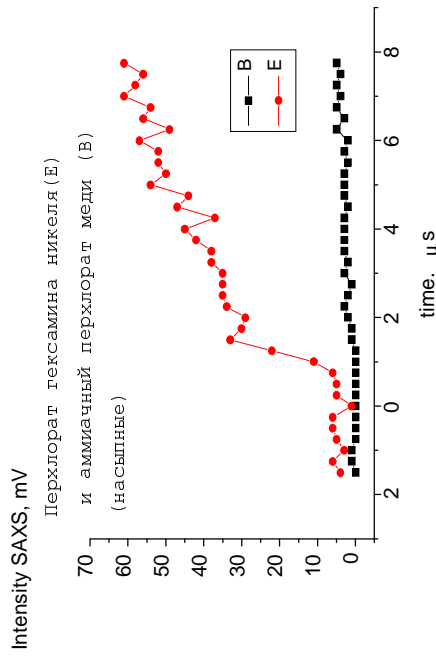


Рис. 18. Зависимость интенсивности МУРР при детонации аммиачного перхлората меди (B) и гексамин никеля (E) от времени.

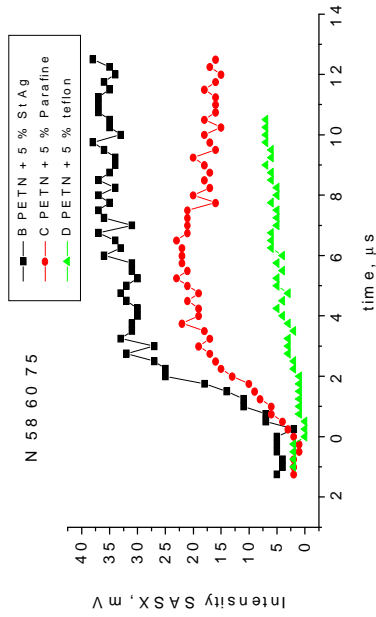


Рис. 16. Изменение интенсивности МУРР от времени при детонации тэна с добавками стеарата серебра (B), парафина (C) и тефлона (D).

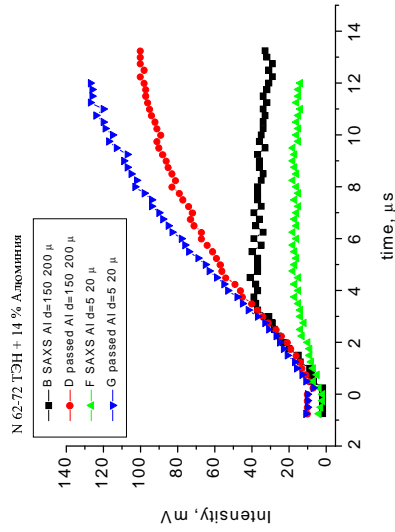


Рис. 17. Зависимость интенсивности проходящего излучения и МУРР при детонации тэна с добавками алюминия от времени.

ВВ с добавками алюминия

Исследовались насыпные и прессованные гексоген и тэн с добавками мелкодисперсного (5 – 20 мкм) и крупнозернистого (150 – 200 мкм) алюминия. Добавка 14 – 31% мелкого порошка алюминия слабо влияет на МУРР, но заметно увеличивает разлет продуктов через 4 мкс после

6.3. Обсуждение результатов

Изложенные выше результаты получены на "белом" пучке СИ, что в значительной мере затрудняет их интерпретацию. Постановка экспериментов была продиктована тем известным фактом, что при детонации зарядов ВВ с высоким отрицательным кислородным балансом возникают частицы конденсированного углерода: алмазные частицы, частицы с луковичной структурой и аморфные частицы [6]. Средний размер алмазных частиц в сохраненных продуктах детонации $(4-5) \cdot 10^{-7}$ см. По крайней мере, эти частицы должны были давать регистрируемый сигнал МУРР. Это предположение было подтверждено тестовыми и приведенными выше экспериментами.

Авторы считают, что МУРР при детонации исследованных ВВ обусловлен частицами конденсированного углерода. Это подтверждается фактом увеличения МУРР с ростом отрицательного кислородного баланса у индивидуальных ВВ. Значения максимальных сигналов МУРР для исследованных ВВ хорошо коррелируют с выходом ультрадисперсных алмазов из этих ВВ.

Будем считать, что процентное содержание УДА и конденсированного углерода в детонационной волне и в сохраненных продуктах детонации остается приблизительно одинаковым [2-5]. Тогда из сравнения сигналов МУРР на возрастающем участке при детонации тротила и ТГ50/50 следует, что основной вклад в МУРР дают частицы УДА. С другой стороны, через 15 мкс. за фронтом детонации сигнал МУРР от тротила начинает превосходить сигнал МУРР от ТГ50/50. По-видимому, здесь заметный вклад в МУРР дают и другие частицы конденсированного углерода. Кроме того, при значительном расширении продуктов детонации увеличивается проходимость мягкой компоненты, которая также дает вклад в МУРР. Это выражается в быстром изменении спектра регистрируемого излучения при разлете продуктов детонации. Для проверки влияния данного фактора были выполнены эксперименты с плоскими зарядами ТГ 50/50. При этом в течение 3-5 мкс интенсивность прошедшего пучка и его спектр оставались практически неизменными. Динамика поведения сигнала МУРР не отличалась существенно от наблюдавшейся для цилиндрических зарядов.

Практически для всех исследованных нами ВВ сигнал МУРР растет, достигает максимального значения, затем медленно спадает. Такое поведение можно также объяснить и в предположении, что все конденси-

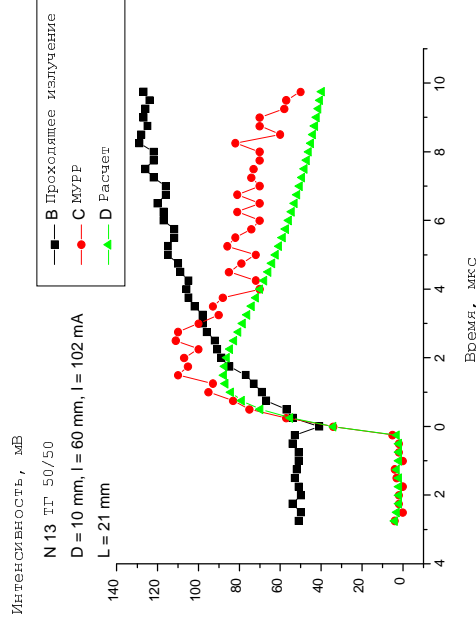


Рис. 19. Сравнение измеренной интенсивности МУРР (С) и рассчитанной с учетом повышения «контрастности» (D) при детонации ТГ 50/50.

рованные частицы образуются в узкой зоне сжатия. А сравнительно медленный рост сигнала МУРР обусловлен повышением контраста частиц при разлете ПД. Величина МУРР складывается из $I(\lambda) = \alpha \sum F(\lambda) G(\lambda) (\rho_0 - \rho)^2 N$, где α – размерный коэффициент, $F(\lambda)$ – форм-фактор, зависящий от структуры кристалла, $G(\lambda)$ – паковочный фактор, зависящий от взаимного расположения частиц, ρ_0 , и ρ – плотности кристаллов и разлетающихся продуктов детонации, N – число частиц, находящихся на пути рентгеновского луча. Полный сигнал МУРР получается суммированием по всем длинам волн излучения. Из этой формулы видно, в сигнале МУРР большую роль играет уменьшение плотности продуктов детонации при их разлете. Были сделаны снимки разлета ПД аналогичных зарядов на рентгеновском аппарате ПИР-600. По снимкам сделаны численные оценки влияния разлета. На рис.19 приведено сравнение измеренных сигналов МУРР и рассчитанных при условии, что все кристаллические частицы образуются в узкой зоне за фронтом детонации. Видно, что повышение «контрастности» при разлете продуктов взрыва дает характерное увеличение сигнала МУРР в течение ≈ 2 мкс. Однако сигнал экспериментального МУРР превышает расчетный. Были также проведены эксперименты с плоскими зарядами из ТГ 50/50. В них число частиц N

остаётся в первый момент постоянным, а сигнал МУРР все равно растёт в течение ≈ 2 мкс.

В этой модели конденсированная фаза образуется в одних и тех же условиях, поэтому следует ожидать ее однородную кристаллическую структуру. В экспериментах же наблюдаются частицы УДА, покрытые слоем углерода другой структуры. В этом случае трудно ожидать разброса частиц по размерам.

Кроме того, в зарядах из гексогена, тэна, октогена наблюдается характерная (0.5 мкс) задержка возникновения сигнала МУРР по отношению к зоне сжатия (рис.15).

Возможно, наблюдающиеся сигналы МУРР могут быть объяснены другими сценариями:

а) В зоне химической реакции выделяется свободный углерод. Здесь же начинают возникать и расти частицы конденсированного углерода; этот процесс возникновения и роста частиц продолжается до заметного спада давления и плотности в продуктах детонации, вызванный их разлетом вне зоны реакции. Увеличение сигнала МУРР определяется растущими плотностью и размером частиц конденсированного углерода и увеличением контрастности.

б) Сразу за инициирующей ударной волной образуются столь крупные частицы конденсированного углерода, которые не дают МУРР. При разрузке из-за бокового разлета они разрушаются на мелкие, дающие МУРР. Как и в предыдущих случаях увеличение контрастности будет усиливаться сигнал МУРР.

При таком процессе все частицы должны иметь одинаковую кристаллическую структуру, что не наблюдается в эксперименте [2-6]. Поэтому авторы считают этот сценарий маловероятным, но, тем не менее, его необходимо иметь ввиду.

Авторы склоняются в пользу гипотезы, предполагающей рост частиц конденсированного углерода не только в зоне сжатия (где образуются затравочные кристаллы), но и в разлетающихся продуктах детонации. Конечно это подтверждается результатами экспериментов, приведенных на рис. 13.

Из данных по динамике разлета следует, что продукты детонации всех зарядов разлетаются практически одинаково, а это значит, что их средние плотности в одинаковые моменты времени почти совпадают, то есть совпадает и контрастность. Тем не менее, скорость нарастания сигнала МУРР от детонирующего заряда ТГ50/50 значительно выше, чем от заряда

тротила даже вне зоны реакции. И, что самое главное, максимумы сигналов сдвинуты на 2 мкс. А это свидетельствует об увеличении плотности конденсированных частиц или, по крайней мере, об их росте.

Об этом же свидетельствует и поведение электропроводности за детонационным фронтом в тротиле [7]. Электропроводность нарастает за время меньше 0.1 мкс до максимального значения и затем падает по экспоненциальному закону с характерным расстоянием 1 см. от детонационного фронта. Согласно модели проводимости, предложенной в [8], уменьшение электропроводности вызвано рассеянием и поглощением электронов растущими конденсированными частицами. С нашими результатами согласуется и поведение проводимости в продуктах детонации зарядов ТГ50/50.

Данная гипотеза выгодно отличается от остальных, поскольку не противоречит полученным результатам и позволяет предложить непротиворечивую и физически обоснованную модель образования частиц конденсированного углерода при детонации.

Для примера будем рассматривать детонационные волны в тротиле. Для простоты рассмотрим предположим, что свободный углерод образуется в процессе химической реакции. Далее, будем считать вероятность возникновения зародышей конденсированной фазы зависящей от плотности атомов свободного углерода, давления и температуры. Для тротила, у которого температура продуктов детонации не слишком высока, столкновение двух атомов углерода с высокой вероятностью может привести к образованию связанной системы, зародыша новой фазы. В условиях продуктов детонации всегда есть соседи, которым может быть передана часть энергии. Дальнейшее столкновение атомов углерода с зародышами новой фазы приведет к их росту, зародыши в результате столкновений будут собирать близлежащие атомы, плотность атомов углерода вокруг растущих частиц уменьшится, начнется диффузия углерода на частицы. Одновременно будут образовываться новые зародыши. Таким образом, возникшие в разное время частицы будут иметь различные размеры, поскольку для данного ВВ количество свободного углерода ограничено и является константой. Последующая конденсация всего углерода приведет к окончанию процесса.

В этой модели распределение частиц по размерам не будет зависеть от условий проведения экспериментов, если размеры зарядов далеки от критических. Необходимо отметить, что на эту картину при конечных размерах зарядов будет сказываться разлет продуктов детонации с боковой

поверхности. В частности, при небольших зарядах разлет может влиять на полноту конденсации углерода в плотные фазы.

Существование самого распределения частиц по размерам также говорит в пользу предложенной модели. В экспериментах на тротиле с аммиачной селитрой сигнал интенсивности проходящего пучка СИ резко отличается от предыдущих сигналов. Возможно, это связано с длительной протекающей реакцией и продолжающимся энерговыделением. Значительное ослабление МУРР вероятно обусловлено меньшим содержанием углерода и его дополнительным окислением.

По-видимому, добавление парафина в гексоген и тэн увеличивает образование свободного углерода и вместе с тем конденсированных частиц, что в конечном итоге усиливает МУРР.

7. Измерение МУРР при ударном сжатии органических веществ

Аналогично детонации, возникновение сигналов МУРР наблюдается при прохождении мощных ударных волн по органическим веществам, богатым углеродом. В этом случае ударная волна обеспечивает как высокое давление, так и сильный разогрев, достаточный для глубокого распада исходной органики. Поводом для таких исследований явилось обнаружение алмазной фазы в смесях мощных ВВ с органическими веществами (бензол, ацетон, парафин, гексан, этанол) [5] и графитом.

Определенный интерес исследованию ударного сжатия придает возможность сравнить с классическими ВВ обычные (не взрывчатые) богатые углеродом соединения и те ВВ, нормальная детонация которых в условиях эксперимента не возможна из-за экстремально больших критических диаметров.

С другой стороны, исследование механизма образования свободного углерода и его конденсации может пролить свет на физику ряда явлений в ударно-волновых и детонационных процессах.

7.1. Постановка экспериментов

Вид экспериментальной сборки изображен на рис. 20. В данных экспериментах регистрировались изменение интенсивности проходящего через сжимаемое ударной волной вещество пучка СИ и величина МУРР.

Причем в ряде экспериментов сигнал МУРР фиксировался двумя детекторами для двух областей спектра. Детектор из кремния регистрировал «мягкую» компоненту (примерно 7 – 15 кэВ), а детектор из германия – «жесткую» (15 – 30 кэВ).

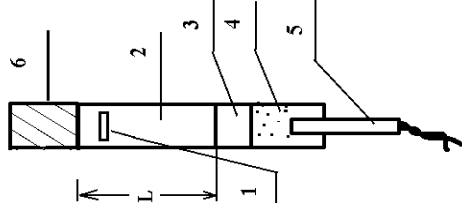


Рис. 20. Общий вид экспериментальной сборки. 1 – место, куда вводился пучок СИ, 2 – исследуемое вещество, 3 – пресованный октоген, 4 – насыпной октоген, 5 – детектор из германия, 6 – преграда.

При подготовке эксперимента исследуемое вещество отливало в виде столбика высотой 12 мм на пресованную (до плотности 1.64 г/см³ – кроме особо оговоренных случаев) шашку диаметром 12.5 мм и высотой 12 мм из мощного ВВ (октогена, текстогена или тэна). Иницирование шашки пресованного ВВ осуществлялось высоковольтным детонатором через заряд насыпного октогена.

Для усиления сжатия и замедления разгрузки к столбику исследуемого вещества приплавлялась преграда, представляющая собой латунный цилиндр длиной 25 мм и диаметром 12.5 мм, формировавшая вторичную (отраженную) ударную волну.

Пучок рентгеновского излучения проходил по середине столбика исследуемого вещества и регистрировался детектором прямого пучка, детекторы МУРР располагались выше и ниже под углами $\approx 10^{-3}$ рад.

Ниже приведены результаты эксперимента измерения плотности по изменению интенсивности проходящего рентгеновского пучка СИ через сжимаемое ударной волной вещество и величины МУРР, даваемого частицами конденсированной плотной фазы. В качестве сжимаемых сред был выбран ряд ароматических соединений с различным числом нитрогрупп в молекуле: нафталин, изомерные смеси моно-, ди-, и тринитронафталинов, динитротолуола, динитробензола, из которых нафталин и его моноконденсированные не являются взрывчатыми веществами, а остальные – слабые ВВ с большими критическими диаметрами. Кроме того, в этих же условиях были проведены эксперименты с пресованными образцами пикриновой кислоты, нитрогуанидина и смеси фторопласта-4 с алюминием

(27% Al). Дополнительно было проведено исследование при ударном сжатии очищенного порошка УДА и аналогичного порошка, смоченного водой.

7.2. Результаты экспериментов и их обсуждение

Наиболее интересными представляются данные, полученные при сжатии нафталина (рис.21). Мощная ударная волна в этих экспериментах формировалась октогенем, спрессованным до плотности 1.8 г/см^3 без пластификатора. На рисунке треугольниками (D) представлено изменение интенсивности прямого пучка СИ со временем, квадратами (B) и кружочками (C) представлены сигналы МУРР жесткой и мягкой компоненты излучения соответственно. Время между точками 0.25 мкс соответствует одному обороту электронного ступка в накопителе. Уменьшение интенсивности прямого пучка соответствует возрастанию поглощения СИ при увеличении плотности.

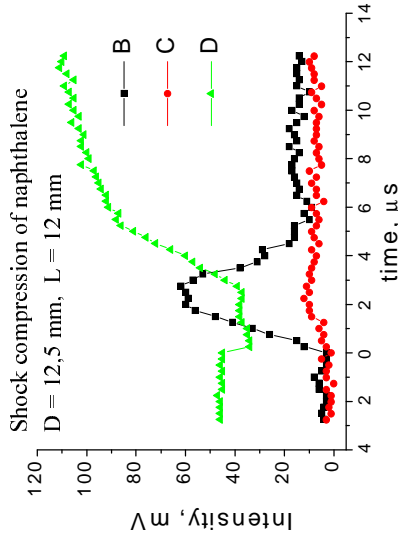


Рис. 21. Изменение интенсивности проходящего излучения (D), МУРР (B – «жесткая» и C – «мягкая» компоненты) от времени при ударном сжатии нафталина.

Анализ поведения интенсивности прямого пучка СИ при ударном сжатии нафталина показывает, что после сжатия прямой ударной волной плотность среды скачком возрастает и почти не изменяется в течении 2 мкс. Сигнал МУРР в течение этого времени нарастает со скоростью и до величин, совпадающих с этими же характеристиками у тротила,

спрессованного до плотности 1.56 г/см^3 . С приходом отраженной волны плотность незначительно увеличивается, а сигнал МУРР перестает расти. Через 0.5 мкс МУРР начинает плавно падать и через 4 мкс достигает фонового уровня. При этом плотность сильно уменьшается, а интенсивность прямого пучка возрастает, как при разлете ПД ВВ. Интенсивность мягкой компоненты МУРР в течении всего времени остается весьма незначительной.

Как указывалось выше, мы полагаем, что при сжатии органических веществ сильными ударными волнами температуры и давления достаточны для глубокого разложения вещества. В результате такого разложения могут образовываться свободные атомы углерода или углеродные фрагменты исходных молекул. В условиях высоких давлений и температур атомы углерода или их фрагменты могут объединяться в углеродные частицы различных фазовых модификаций. Наиболее высокой плотностью из них обладает алмазная фаза. Поскольку МУРР обусловлен модуляцией плотности, при обсуждении приведенных результатов будем полагать, что основной вклад в МУРР дают частицы алмазной фазы. Хотя на определенных этапах процессов сжатия вещества заметный вклад в МУРР могут давать и частицы других фаз.

При ударном сжатии нафталина рост интенсивности жесткой компоненты МУРР объяснить увеличением контрастной плотности вещества, как сигнал растет при практически постоянной плотности вещества. Вероятнее всего рост сигнала обусловлен увеличивающейся концентрацией конденсированных частиц и ростом их размера, что может быть связано с продолжающимися химическими реакциями, либо с подносом вещества из зоны с более интенсивной ударной волны. Прекращение роста сигнала с приходом отраженной волны может быть объяснено преобладающим влиянием возросшей температуры по сравнению с давлением. Дальнейший спад сигнала жесткой компоненты может быть обусловлен, с одной стороны, уменьшением концентрации частиц из-за разлета вещества, с другой – их исчезновением при спаде давления.

Практическое отсутствие мягкой компоненты МУРР может свидетельствовать о том, что здесь наблюдается динамика образования самых мелких (зародышевых) частиц конденсированного углерода, в том числе и УДА. Об этом же может свидетельствовать и их исчезновение при спаде давления. Естественно, данные предположения нуждаются в дополнительной проверке.

Заметно отличаются от рассмотренных выше данные (рис.22) по ударному сжатию монокристалла (MNN). Здесь так же зона сжатия четко выражена и сигнал жесткого МУРР начинает плавно нарастать с началом этой зоны. Но он меньше по интенсивности, и не имеет резкого максимума. Кроме того, сигнал продолжает нарастать с приходом отраженной волны практически с той же скоростью. Медленное уменьшение сигнала начинается при значительном расширении вещества. Через ≈ 1 мкс после сжатия наблюдается существенное нарастание сигнала мягкого МУРР.

Не исключено, что определенный вклад в МУРР здесь (как и в случае других азотосодержащих ВВ) могут давать частицы нитрида углерода, область устойчивости которого сдвигается давлением в более высокие температуры.

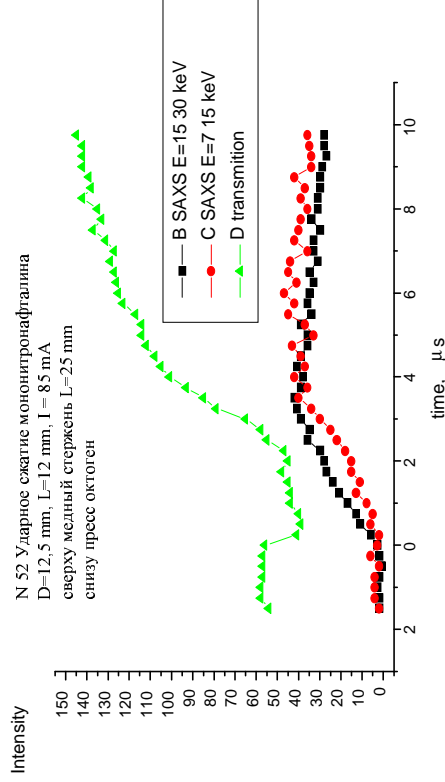


Рис. 22. Изменение интенсивности проходящего излучения (D), МУРР (B – «жесткая» и C – «мягкая» компоненты) от времени при ударном сжатии монокристалла.

Дальнейшее закономерное изменение картины процесса происходит при увеличении числа нитрогрупп в молекуле: соответствующие данные для ди-(DNN) и три-(TNN) нитронафталинов показывают некоторое «вырождение» зоны сжатия. Интенсивность сигналов жесткого МУРР заметно снижается, сигналы появляются только при приходе отраженной ударной волны. Мягкая компонента МУРР также значительно меньше и, в

отличие от жесткой не падает с разлетом, а практически остается постоянной.

«Вырождение» зоны сжатия возможно вызвано дополнительным разогревом вещества из-за протекания вторичных реакций. Ослабление сигналов МУРР, по-видимому, связано с уменьшением концентрации атомов свободного углерода.

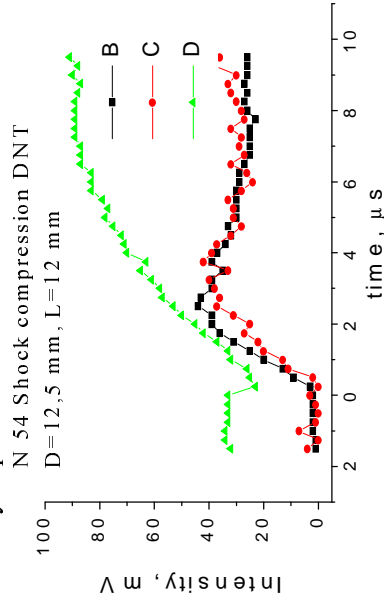


Рис. 23. Изменение интенсивности проходящего излучения (D), МУРР (B – «жесткая» и C – «мягкая» компоненты) от времени при ударном сжатии динитротолуола

При переходе к динитротолуолу (DNT) и динитробензолу (DNB) динамика разлета практически соответствует процессу детонации (рис.23). Если для DNB действительно наблюдалась полная детонация образца, что отмечалось по дроблению поверхности преграды, то для DNT детонация, как минимум, к концу образца затухла. Зона сильного сжатия в DNT составляет 0.75 мкс против 0.25 мкс в DNB. Отраженная волна, приходящая в фазе значительного разлета, для этих веществ выражена относительно слабо, она приходит через 4 мкс после волны сжатия. В то же время характер поведения сигналов МУРР для обоих веществ очень близкий и по динамике соответствует сигналам в ВВ. Мягкая компонента МУРР несколько выше в DNB. Сигналы МУРР возникают через 0.25 мкс после максимального сжатия.

Дальнейшее изменение характеристик процессов наблюдается при переходе к полностью детонирующей пикриновой кислоте (рис.24). Инципирование ее производилось прессованной шашкой гексогена. Интенсивность прямого пучка падает при подходе ударной волны не

скачком, как в предыдущих случаях, а в течение 0.75 мкс по крайней мере. Дальнейшее поведение интенсивности соответствует разлету ПД как для ВВ и предыдущих экспериментов. Отраженная ударная волна мало сказывается на разлете. Жесткая компонента МУРР возникает при наибольшем сжатии, динамика изменения ее примерно соответствует поведению при сжатии DNT и DNB. Мягкая компонента, как у обычных ВВ, сильно подавлена [5]. Она медленно нарастает в течении 8 мкс, выходя, фактически, на уровень фона.

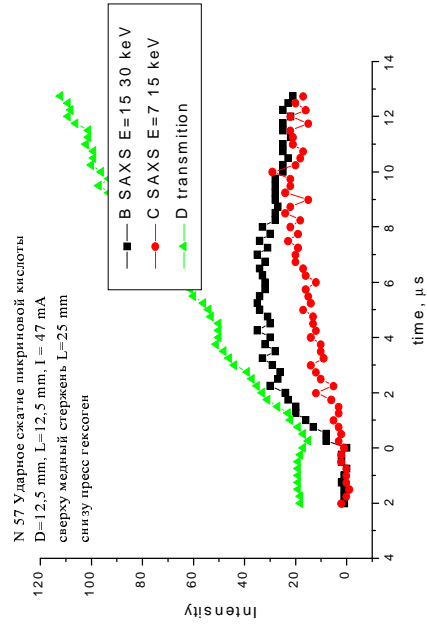


Рис. 24. Изменение интенсивности проходящего излучения (D), МУРР (B – «жесткая» и C – «мягкая» компоненты) от времени при детонации пикриновой кислоты.

Подобным образом ведет себя и прессованный тротил, инициируемый прессованным октогеном. Время сжатия до наибольшей плотности около 0.5 мкс. В дальнейшем, разлет ПД как у пикриновой кислоты. Жесткая и мягкая компоненты МУРР возникают в процессе сжатия, до достижения максимальной плотности в тротиле. Максимум жесткой компоненты через 4 мкс от начала ее возникновения и почти в два раза выше, чем при нормальной детонации тротила. Спад ее интенсивности происходит значительно медленнее. Мягкая компонента приближительно в полтора раза выше. Отраженная волна практически не влияет на протекание процессов.

Поведение интенсивности прямого пучка может свидетельствовать о не стационарности процесса распространения детонации, вызванной

мощным инициатором, что в свою очередь может сказаться на динамике конденсации углерода и на поведении сигналов МУРР.

Неожиданными оказались результаты эксперимента с нитрогуанидином - достаточно мощным бризантным ВВ (рис.25). Оно инициировалось прессованной шашкой тэна с 5% парафина. Ход интенсивности проходящего пучка СИ показывает, что после ударного сжатия плотность вещества медленно возрастает до начальной, затем остается практически постоянной до прихода отраженной волны и незначительно убывает.

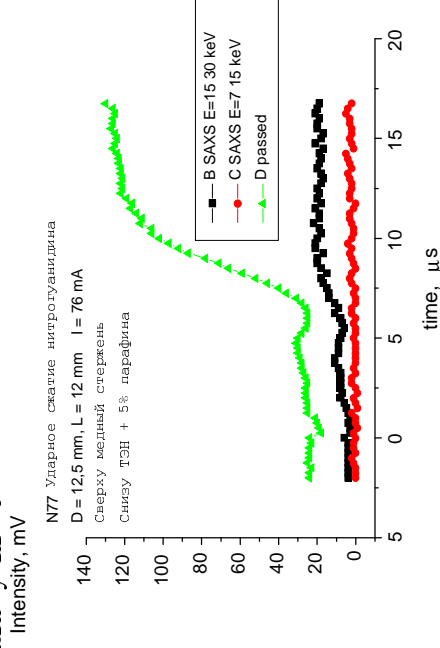


Рис. 25. Изменение интенсивности проходящего излучения (D), МУРР (B – «жесткая» и C – «мягкая» компоненты) от времени при ударном сжатии нитрогуанидина.

Через 4.5 мкс после первого сжатия она начинает быстро возрастать практически до начальной и в дальнейшем ведет себя как при детонации ВВ. Жесткая компонента МУРР становится заметной с приходом отраженной волны. Она повторяет поведение интенсивности проходящего пучка и несколько возрастает при разлете. В дальнейшем она остается практически постоянной. Мягкая компонента отсутствует. Незначительная интенсивность жесткой компоненты свидетельствует о малой концентрации мелких частиц конденсированной фазы. Поведение мягкой компоненты может быть вызвано отсутствием крупных рассеивающих центров или ее непроходимостью через систему.

При ударном нагружении прессованной стехиометрической смеси фторопласт/алюминий (рис.26) поведение интенсивности прямого пучка полностью соответствует процессу детонации, хотя выраженного дробления преграды на наблюдалось. Ожидаемого значительного нарастания сигнала жесткого МУРР не произошло, хотя температура могла достигать 5000 К. Вероятно, это связано с возможностью переноса реакции восстановления фторорганики в газовую фазу за счет образования газообразного при реализующихся температурах монофторида алюминия. Мягкая компонента в этих экспериментах полностью поглощалась веществом.

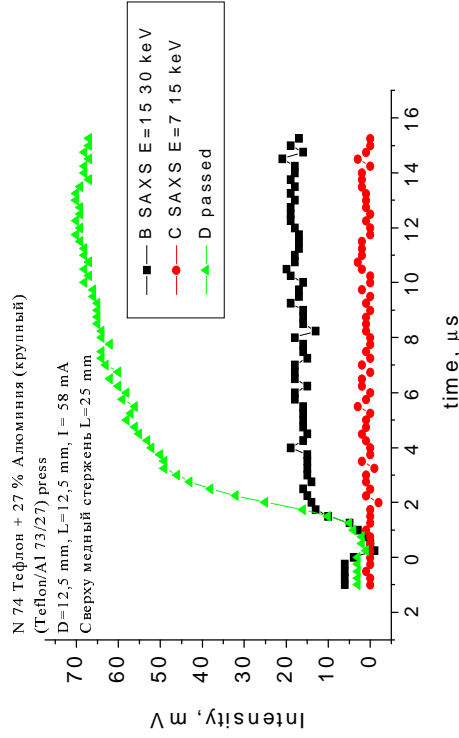


Рис. 26. Изменение интенсивности проходящего излучения (D), МУРР (B – «жесткая» и C – «мягкая» компоненты) от времени при детонации смеси фторопласт/алюминий 73/27.

Достаточно наглядными выглядят результаты эксперимента с прохождением интенсивной ударной волны через УДА (рис.27). В условиях, когда пространство между частицами заполнено воздухом и сжимаемость среда велика, прохождение ударной волны приводит к быстрому, за пределами разрешения системы, полному исчезновению сигнала жесткого МУРР, что, вероятно связано с графитизацией частиц УДА.

В условиях, когда пространство между частицами заполнено жидкостью (водой), сжимаемость среды мала, столь сильного разогрева в ударной волне не происходит и изменение сигнала МУРР вызывается, в первую очередь, изменением плотности при ударном сжатии.

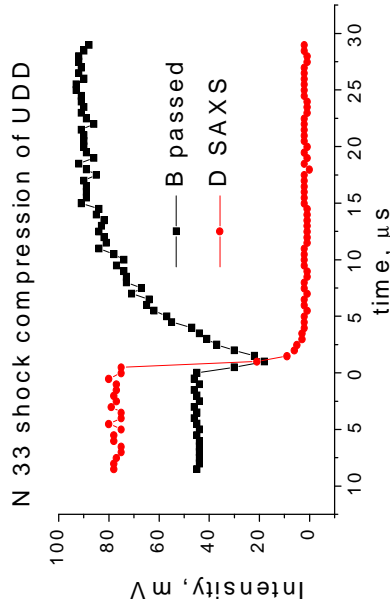


Рис. 27. Ударное сжатие порошка УДА. B – проходящее излучение, D – МУРР.

7.3. Возможности и перспективы методики

Кратко перечислим основные параметры детонационных и ударно-волновых процессов, которые могут быть экспериментально исследованы с применением синхротронного излучения.

Во-первых – измерение поглощения прямого пучка и, соответственно, определение динамики изменения плотности ВВ и продуктов детонации. Предпочтительным здесь выглядит использование набора (линейки, решетки) детекторов – например, микрострипов – ориентированного либо вдоль, либо поперек направления распространения детонации (оси заряда). В первом случае это позволит увеличить предельное временное разрешение (за счет саморазвертки стационарного процесса детонации), во втором – на основе, например, аксиальной симметрии цилиндрического или трубчатого заряда – определять профили волн сжатия и разрежения.

Кроме этого, измерения поглощения прямого пучка могут быть использованы для исследования отражения ударных волн, разгрузки (истечения ПД в вакуум или заданную среду), динамики движения инертных добавок (порошков), а при введении в ВВ поглощающих СИ меток (фольги или соединенный хорошо поглощающих элементов) – и для исследования массовых потоков непосредственно в заряде.

Определенные сложности в интерпретации результатов, полученных в экспериментах с «белым» пучком СИ, могут быть вызваны значительным изменением спектра прошедшего рентгеновского излучения из-за уменьшения количества вещества в пучке при разлете продуктов взрыва.

Наиболее очевидный вариант решения данной проблемы – применение монохроматизированного пучка – практически затруднителен из-за очень значительных потерь интенсивности, либо из-за появления существенной расходимости пучка. Более предпочтительным выглядит установка рентгеновского монохроматора непосредственно перед детектором

Другим – альтернативным – подходом могло бы явиться создание быстродействующих интегрирующих рентгеновских детекторов (в т.ч. многоэлементных), разбивающих рабочий диапазон энергий на несколько относительно независимых поддиапазонов. При этом регистрация сигналов всех поддиапазонов осуществляется одновременно (в пределах одного прохождения банча) и с одной и той же площади детектора. В оптике природным аналогом такого построения регистрирующей системы является цветное зрение, в технике – цветная фотография и цветное телевидение.

Метод изготовления «рентгеновской колбочки» – т.е. единичного детектора, чувствительного в сравнительно узком спектральном интервале, хорошо известен и широко применяется. Для этого рентгеновский детектор, имеющий подходящую коротковолновую границу чувствительности, прикрывают соответствующим рентгеновским фильтром, «обрезающим» чувствительность в длинноволновой области.

Однако при исследовании быстропротекающих процессов (ударные волны, детонация, разрушение) построение детектора как набора подобных «разноцветных колбочек» крайне нежелательно – во-первых, из-за резкого снижения общей квантовой эффективности, и, во-вторых, из-за невозможности регистрации ячейками разных «цветов» одного и того же участка изображения.

Очевидно, что оба эти препятствия устраняются, если рентгеновские фильтры ячеек сами по себе так же являются рентгеновскими детекторами.

Таким образом, в простейшем варианте такой рентгеновский детектор (условно названный мульти-спектральным) представляет набор размещенных друг за другом обычных детекторов – когда рентгеновские фотоны, не поглощенные предыдущими детекторами пакета, постулают на последующие. При этом селекция фотонов по энергиям осуществляется за счет различия их глубин проникновения в

пакет. Две практически возможных версии многоэлементного пакетного детектора изображены на рис.28. В основу обеих положена технология полупроводниковых микроstriповых детекторов [9].

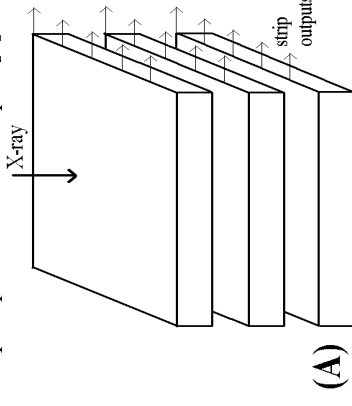


Рис. 28А. Версия полупроводникового мульти-спектрального детектора на основе набора плат (А).

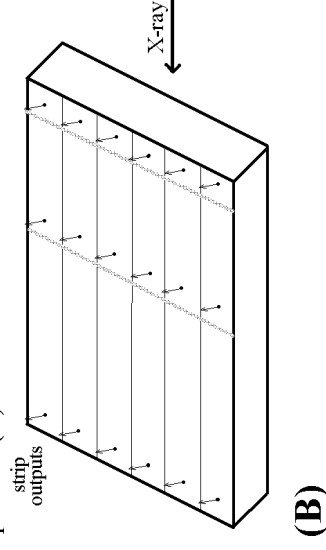


Рис. 28В. Версия полупроводникового мульти-спектрального детектора на основе набора плат и с торцевым облучением (В).

Версия рис. 28А – действительно сборка (пакет) требуемого числа размещенных друг над другом пластин микроstriповых детекторов (либо, при отсутствии необходимости в многоэлементности, кристаллов единичных детекторов). Причем число пластин, их толщина и материал выбираются исходя из максимального соответствия требуемым спектральным характеристикам.

В версии рис.28В используется торцевой (вдоль стрипов) ввод излучения в микростриповый детектор, и изготовление пакета подменено секционированием электродов стрипов. При этом секции, ближайšie к облучаемому торцу, работают как детекторы мягкой компоненты, следующие за ними – более жесткой, и т.д.

Достоинствами схемы с торцевым вводом излучения являются простота изготовления и возможность использования кремниевой технологии для работы в жесткой (свыше 50 кэВ) рентгеновской области; недостатками – малая входная (рабочая) площадь, опасность паралакса.

Недостатками схемы с набором индивидуальных детекторов оказываются необходимость выполнения механической сборки с совмещением стрипов различных пластин и ограничение как максимальной (примерно 1 мм), так и минимальной (примерно 30 мкм) толщины отдельной пластины; достоинствами – возможность изготовления детекторов большой площади и двумерных детекторов. Кроме того, в одном пакетном детекторе можно использовать пластины, изготовленные из разных полупроводниковых материалов. Более того, в пакет могут входить детекторы, изготовленные по совершенно отличным технологиям (например, первым – для мягкой области – детектором сборки может быть газовая пропорциональная многопроволочная камера).

В качестве примера на рис. 28С приведены рассчитанные для области энергий 5 – 30 кэВ спектральные характеристики сборки, состоящей из трех детекторных пластин: первой – для мягкой области – Si глубиной 50 мкм, второй – для области средних энергий – Si глубиной 300 мкм, третьей – для жесткой области – GaAs глубиной 120 мкм. Кроме того, для ограничения чувствительности в области энергий менее 5 кэВ перед первым детектором предполагается размещение дополнительного поглощающего фильтра («мертвый» слой кремния толщиной 7 мкм).

Благодаря применению различных полупроводниковых материалов такая детекторная сборка могла бы обеспечить приемлемую полную квантовую эффективность (~70% и выше) в указанном диапазоне энергий.

Дополнительное улучшение разделения спектральных зон детектора (с некоторым ухудшением шумовых характеристик) возможно путем введения (либо прямо в выходной сигнал детекторов, либо при обработке в ЭВМ) некоторой взаимной компенсации сигналов полос – причем, в случае гладкого спектра – вплоть до некоторой перекомпенсации. Результат влияния некоторой (слабой – 2±2.5%) компенсации характеристики рис. 28С показан на рис. 28D.

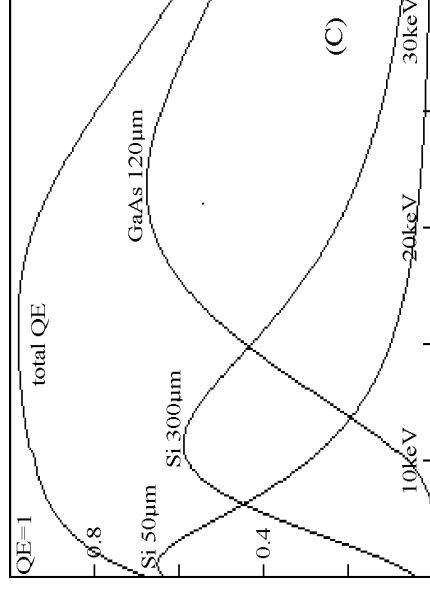


Рис. 28С. Расчетная спектральная характеристика (квантовая эффективность) детектора с тремя пластинами (А).

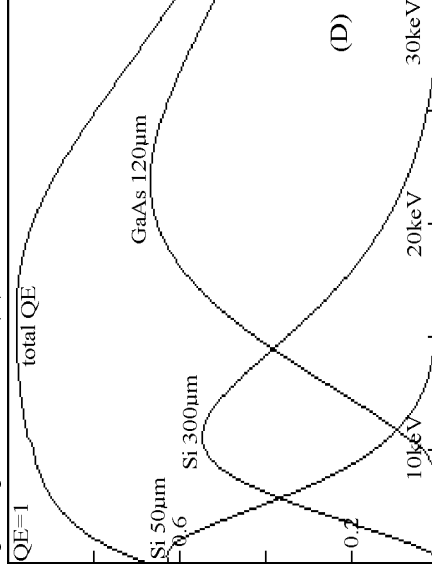


Рис. 28D. Расчетная спектральная характеристика (квантовая эффективность) детектора в случае слабой взаимной компенсации.

В принципе, при использовании детектора со значительным (несколько десятков) числом слоев и объединением их сигналов соответствующими весовыми функциями можно добиться почти прямоугольной формы спектральных характеристик каналов (правда, за счет дальнейшего ухудшения шумовых характеристик).

Другим – возможным почти исключительно для использования на пучках СИ – принципом работы мульти-спектрозональных детекторов является разделение выходного сигнала одного и того же детектора по времени.

Действительно, в характерных для кремниевых микростриповых детекторов полях $\sim 10^4$ В/см скорость дрейфа электронов близка к насыщению ($\sim 10^7$ см/с), дырок – примерно, в три раза меньше ($\sim 3 \cdot 10^6$ см/с). Соответственно, при толщине высокоомного (i) слоя 100 мкм время дрейфа электронов, образованных вблизи p-слоя, составит 10 нс; дырок, образованных вблизи p-слоя, – 30 нс. Поскольку время вспышки синхротронного излучения составляет примерно 1 нс и практически не уширяет временного отклика детектора, то импульс тока при поглощении рентгеновского фотона вблизи p-слоя (10 нс) будет примерно в 3 раза короче (и иметь при равной площади в 3 раза большую амплитуду), чем импульс при поглощении вблизи p-слоя (30 нс). Таким образом, регистрируя амплитуду тока детектора (или ее интеграл) в разные (по отношению к вспышке СИ) моменты времени можно восстановить начальное распределение фотогенерированного заряда и далее оценить спектр поглощенного рентгеновского излучения.

Аналогичным образом (из-за конечного времени дрейфа) можно определять спектр рентгеновского излучения для некоторых конструкций газовых пропорциональных и газовых электролюминисцентных детекторов [10].

Еще одним вариантом построения полупроводникового мульти-спектрозонального детектора является использование значительного различия в скоростях затухания дрейфовой и диффузионной компонент тока (при неполном обеднении рабочего слоя детектора). На рис. 28Е показана примерная форма импульса тока рип-диода при пониженном напряжении смещения и регистрации импульса СИ, на рис.28F – предполагаемая структура диода (с толщиной высокоомной области около 30 мкм). Начало импульса ($\sim 2-5$ нс, дрейфовая компонента) соответствует протеканию тока, обусловленного поглощением относительно жестких фотонов, остальная часть (~ 50 нс, диффузионная компонента) – поглощению более мягких.

Причем в подобной системе можно менять соотношение диффузионной и дрейфовой компонент и положение границы обедненной области путем изменения напряжения смещения, тем самым изменяя спектральные характеристики полос регистрации.

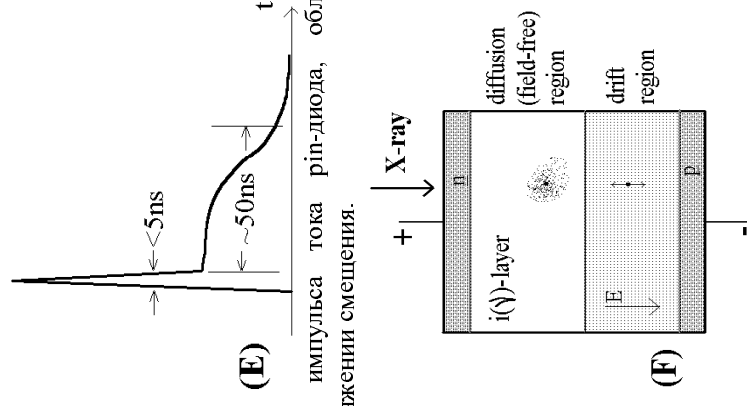


Рис. 28Е. Форма импульса тока рип-диода, облучаемого СИ, при уменьшенном напряжении смещения.

Рис. 28F. Предполагаемая структура экспериментально опробованного рип-диода.

Модельный эксперимент по применению мульти-спектрозонального детектора для измерения поглощения рентгеновского излучения был описан выше (рис.7).

В этом эксперименте коллимированный пучок СИ проходил через заряд взрывчатого вещества (сплав тропил/гексоген) и далее поступал на простейший мульти-спектрозональный детектор. Данный детектор состоял из пластины кремниевое микрострипового детектора (область энергий 5–20 кэВ) и размещенного за ней одиночного германиевого детектора (30–50 кэВ) с жестким фильтром-ослабителем (5 мм Al – т.к. Ge детектор был разработан для регистрации МУРР и имел слишком высокую чувствительность).

На рис.7 приведены зарегистрированные зависимости величин сигналов детекторов от времени (момент 0 соответствует иницированию детонации заряда). Видно, что в этой системе германиевый детектор (график 1) линейно регистрирует волну сжатия на фронте детонации и начальную стадию разлета, но практически «слепнет» примерно через 30мкс. Напротив, для микрострипового кремниевого детектора сигнал (график 2) в зоне сжатия малый, но они хорошо передают динамику колебаний образовавшегося плазменного «пузыря».

Таким образом, проведенные эксперименты позволяют надеяться, что применение мульти-спектрональных детекторов при изучении быстропотекающих процессов обеспечит регистрацию в эксперименте дополнительного объема информации, позволит оценивать изменение спектра регистрируемого излучения и упростит дальнейшую интерпретацию результатов. Такие детекторы могут использоваться и в ряде традиционных приложений – например, в медицинской рентгенографии как регистратор «цветных» рентгеновских изображений.

Другим вариантам решения проблемы нестационарности спектра являются различные модификации методики проведения эксперимента.

В частности, это использование плоского («ленточного») заряда ВВ, размещаемого так, что боковой разлет продуктов детонации в течении некоторого начального интервала времени идет преимущественно вдоль пучка СИ. Таким образом, количество поглощающего вещества при этом остается практически неизменным и спектр прошедшего излучения меняется слабо (и может быть вычислен или измерен для исходного заряда ВВ). Кроме того, на начальном интервале процесс разлета может быть описан как двумерная задача, что иногда может заметно упростить обработку результатов.

Регистрируемый в данной постановке сигнал МУРР позволяет оценить общее количество частиц за фронтом детонации при взрыве. Получить количественную зависимость числа и размеров частиц от времени возможно при использовании монохроматического излучения. Необходимо также, вместо одного детектора излучения использовать линейки или матрицы детекторов. Существенным ограничением проведения таких экспериментов в настоящее время является не достаточная интенсивность СИ от ВЭПП-3. Одним из способов увеличения интенсивности является установка вилглера с более мощными магнитами. Расчеты показывают, что при использовании более сильных магнитных полей в вилглерах ($B = 4 \text{ Т}$) интенсивность излучения рентгеновских лучей с энергией 30 кэВ возрастает

на порядок (рис.3).

В описанных выше экспериментах временное разрешение определяется периодом вращения электронов в накопительном кольце. Для ВЭПП-3 это время составляет 250 нс. В накопителе может находиться два ступка электронов (банча), – тогда время между импульсами СИ будет 125 нс. Для ускорителя ВЭПП-4 в настоящее время возможно устойчиво вращение банчей с минимальным временем между ними $t = 5 \text{ нс}$. При скорости детонации $D = 7.5 \text{ км/с}$, этому времени соответствует линейное разрешение $X = 38 \text{ мкм}$.

Еще один способ увеличить линейное и временное разрешение состоит в использовании приборов с зарядовой связью (линейных и матричных ПЗС). Записанная в них информация считывается в АЦП последовательно, поэтому при проведении экспериментов достаточно иметь только один канал регистрации. Однако такое последовательное считывание приводит большому общему времени полного вывода информации с ПЗС. Это время составляет порядка 0.1 – 100 мс, поэтому за один оборот банча (250 нс) сигналы с каждого элемента не могут быть прочитаны. Происходит «наложение» сигналов и перерегузка ПЗС.

Это ограничение можно обойти путем использования «параллельной» схемы [11]. По этой схеме необходимо использовать корректоры электронного пучка, с временем включения порядка 100 нс. Поле корректоров изменяет траекторию электронов, и следовательно, – положение источника СИ. При соответствующей юстировке, от каждого электронного ступка излучение можно направить на свой детектор (или ПЗС). В результате того, что регистрационная система каждого детектора полностью независима, требование высокого быстродействия системы «датчик-память» становится не таким жестким, как при использовании обычной схемы. Например, в качестве детектора можно использовать даже фотопленку или Image Plate.

В настоящее время на ВЭПП – 3 отработана система «удар», которая позволяет быстро выводить электронный ступок (банч) из стационарной траектории на $\approx 20 \text{ мм}$ вверх. В состав «удара» также входит еще один корректор (дефлектор), который позволяет возвращать банч из возбужденного состояния на основную орбиту. Если теперь установить матричный или линейный ПЗС вдоль заряда ВВ так, что излучение попадает на него только при смещении банча, то можно получить мгновенное распределение плотности с линейным разрешением, которое определяется размером ячейки ПЗС [12].

При размере ячейки 15 мкм и скорости детонации $D = 7.5$ км/с временное разрешение составит 2 нс. На рис.29 показан вариант установки матричного ПЗС. При смещении положения источника СИ (10), запись сигналов производится на матрицу (4). В результате на строке (5) регистрируется распределение плотности, на строке (6) – сигнал МУРР.

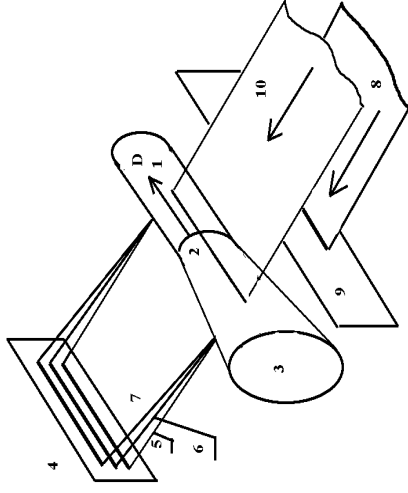


Рис. 29. Схема проведения экспериментов с «ударом». 1 – заряд ВВ, 2 – положение фронта детонационной волны, 3 – разлетающиеся продукты детонации, 4 – матричный ПЗС, 5 – запись проходящего излучения, 6 – запись сигнала МУРР, 7 – запись дифрагированного сигнала, 8 – направление основного пучка СИ, 9 – ширма, закрывающая основную пучок СИ, 10 – выведенный «ударом» пучок СИ.

При использовании высокочувствительных матричных ПЗС, работающих в режиме рентгеновских спектрометров, возможно в момент «удара» получить для локальной области заряда просторанственное распределение дифрагированных фотонов с одновременным определением их энергий. Это позволит определять мгновенные структуры и концентрации кристаллических включений в этой области.

Другим способом регистрации дифракционных сигналов является использование интегрирующих детекторов большой площади с высоким временным разрешением. При этом сигналы дифракции регистрируются при каждом прохождении банча, аналогично сигналам МУРР в проведенных экспериментах.

Регистрация рентгеновского рассеяния на большие углы позволит исследовать разрушение и образование различных кристаллических

включений (плавление и испарение кристаллов ВВ и металлических частиц, кристаллизацию твердых оксидов, т.д.). Кроме того, запись картины дифракции с достаточным разрешением по углу и по энергии рентгеновских квантов поможет идентифицировать различные кристаллические фазы и определить их состояние (давление, температуру, размеры частиц). Одновременное измерение плотности и давления обеспечит получение ударной адиабаты вещества за один эксперимент.

При наличии в составе ВВ элементов средней части периодической таблицы на дифрагированное излучение будет наложено относительно изотропное рентгенофлюоресцентное излучение. Оно практически не чувствительно к химическому состоянию переизлучающего элемента и может быть использовано для определения динамики движения различных включений (в т.ч. при введении меток – для определении массовых скоростей).

Главным ограничением на проведение таких экспериментов в настоящее время является недостаточная интенсивность дифрагированного излучения. Это ограничение можно обойти использованием более мощных источников СИ.

Заключение

Авторы отдают себе отчет, что изложенные выше эксперименты во многом имеют качественный характер. Тем не менее, они впервые в мире позволили проникнуть во фронт детонационной волны, получить неопределенную информацию и дали возможность продемонстрировать возможности СИ для исследования детонационных и ударно волновых процессов. Ясно, что исследования с применением СИ не сводятся только к измерению динамики изменения плотности и МУРР, соответствующему конденсации углерода в детонационных и ударных волнах. С развитием техники эксперимента СИ позволит исследование распределений давления и температуры в указанных процессах и расширять динамику химической перестройки вещества.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, гранты N 00-03-32521, 00-02-17641, 98-02-17806, программы ведущих научных школ (грант 00-15-96181), а также интерагентного гранта СО РАН N 51.

Литература

1. Физика быстротекучих процессов. // Под ред. Н.А. Златина. Изд. «Мир», Москва, 1971.
2. А.М.Ставер, Н.В.Губарева, А.И.Лямкин, Е.А.Петров. Ультрадисперсные алмазные порошки, полученные с использованием энергии взрыва. // ФГВ, 1984, т. 20, № 5, с. 100-104.
3. К.В.Волков, В.В.Даниленко, В.И.Елин. Синтез алмаза из углерода продуктов детонации ВВ. // ФГВ, 1990, т. 26, № 3, с. 117-126.
4. Титов В.М., Анисичкин В.Ф., Мальков И.Ю. Исследование процесса синтеза ультрадисперсного алмаза в детонационных волнах. // ФГВ, 1989. Т. 35, № 3, с. 117-126.
5. Анисичкин В.Ф., Мальков И.Ю., Титов В.М. Синтез алмаза при динамическом нагружении органических веществ. // ДАН СССР, 1988, т.303, №3, с.625-627.
6. I.Yu.Mal'kov, V.M.Titov. «Structure and Properties of Detonation Soot Particles». In Book: «Shock Compression of Condensed Matter». Ed. S. C. Schmidt et al. AIP Press, 1996, pp. 783-786.
7. Батраков А.М., Козак В.Р., Кругляков М.Э. Препринт ИЯФ СО АН СССР 88-98, Новосибирск, 1988.
8. Смирнов А.В. Препринт ИЯФ СО АН СССР 87-144, Новосибирск, 1987.
9. Еришов А.П., Зубков П.И., Лукьянчиков Л.А. Природа электропроводности за фронтом детонации конденсированных взрывчатых веществ. // В сб. Детонация. Материалы 5 Всесоюзного Симпозиума по горению и взрыву. Одесса, 1977, ОИХФ АН СССР, Черноголовка, 1977, с. 89-92.
10. П.И.Зубков, Б.Д.Янковский. К электронному механизму проводимости продуктов детонации конденсированных взрывчатых веществ. // Тезисы XV Международной конференции "Уравнения состояния вещества". Терскол, 2000, стр.109-111.
11. А.Д.Чилингаров. // ЭЧАЯ, 1992, т.23, вып.3, стр. 785.
12. А.Поликарпов. «Разрядные и сцинтилляционные газовые детекторы для мягкого рентгеновского излучения» // В кн. «Рентгеновская оптика и микроскопия», 1987, М., Мир, стр.232.
13. Aleshayev S.A., Fedotov M.G., Mishnev V.A., Tolochko V.P. «Moving source: Test realization at VEPP 3 of a diffraction experiment with nanosecond time resolution. // Nucl. Instr. and Meth., 2000, v.A448, p.234-240.
14. Fedotov M.G. CCD detectors for X ray synchrotron radiation application. // Nucl. Instr. and Meth., 2000, v.A448, p.192-195.

А.Н. Алешаев, О.В. Евдоков, П.И. Зубков, Г.Н. Кулипанов,
Л.А. Лукьянчиков, Н.З. Ляхов, С.И. Мишнев, К.А. Тен, В.М. Титов,
Б.П. Толочко, М.Г. Федотов, М.Р. Шаррафутдинов, М.А. Шеромов

Применение синхротронного излучения для исследования детонационных и ударно-волновых процессов

A.N. Aleshayev, O.V. Evdokov, P.I. Zubkov, G.N. Kulipanov,
L.A. Luk'yanchikov, N.Z. Lyakhov, S.I. Mishnev, K.A. Ten, V.M. Titov,
B.P. Tolochko, M.G. Fedotov, M.P. Sharafutdinov, M.A. Sheromov

Application of the synchrotron radiation for investigation of the detonation and shock wave processes

ИЯФ 2000-92

Ответственный за выпуск А.М. Кудрявцев
Работа поступила 30.11. 2000 г.

Сдано в набор 8.12.2000 г.

Подписано в печать 8.12.2000 г.

Формат 60x90 1/16 Объем 1,1 печ.л., 0,9 уч.-изд.л.

Тираж 180 экз. Бесплатно. Заказ № 92

Обработано на ИВМ РС и отпечатано

на ротационте ГНЦ РФ "ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН",
Новосибирск., 630090, пр. Академика Лаврентьева, 11