

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего
образования

«Южно-Уральский государственный университет
(национальный исследовательский университет)»

Институт естественных и точных наук

Факультет «Математики, механики и компьютерных технологий»

Кафедра вычислительной механики

РАБОТА ПРОВЕРЕНА

ДОПУСТИТЬ К ЗАЩИТЕ

Рецензент

Начальник отдела, РФЯЦ-ВНИИТФ,
к.т.н.

Заведующий кафедрой ВМ,
д.ф.-м.н., профессор

_____ / С.М. Долгих

_____ / Ю.М. Ковалев

_____ 2019 г.

_____ 2019 г.

**Лагранжев анализ пространственно-временных динамических
измерений**

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА

ЮУрГУ - 03.04.01.2019.306-067-2017.ВКР

Научный консультант

Руководитель

Начальник группы
РФЯЦ-ВНИИТФ

к. т. н., доцент кафедры ВМ

_____ / А.Ю. Николаев

_____ / Е.Б. Смирнов

_____ 2019 г.

_____ 2019 г.

Нормоконтролер

Автор работы

к.ф.-м.н., доцент кафедры ВМ

студент группы ЕТ-226

_____ / Н.Л. Клиначева

_____ / А.Е. Ковалев

_____ 2019 г.

_____ 2019 г.

Челябинск 2019 г.

АННОТАЦИЯ

В выпускной квалификационной работе содержится 95 страниц, в том числе 34 рисунка, 2 таблицы, 114 источников, 89 формул.

Ключевые слова: ЛАГРАНЖЕВ АНАЛИЗ, ФТОРОПЛАСТ, УДАРНАЯ АДИАБАТА, ИЗЭНТРОПА РАСШИРЕНИЕ.

Целью работы является разработка метода и программного обеспечения для анализа пространственно-временных профилей давления $p(h,t)$, массовой скорости $u(h,t)$ и плотности $\rho(h,t)$ в интересах повышения информативности ударно-волновых экспериментов.

Реализована математическая модель метода анализа пространственно-временных профилей давления, массовой скорости и плотности. На основании анализа математической модели сформулированы основные требования к постановке эксперимента для лагранжева анализа.

Данная модель может быть использована для восстановления характеристик течения, используя уравнения законов сохранения при одном известном пространственно-временном профиле давления, массовой скорости или плотности.

В результате анализа экспериментальных пространственно-временных профилей давления по фторопласту построены ударная адиабата и изэнтропы расширения.

Оглавление

Перечень сокращений, условных обозначений, символов, единиц и терминов	5
Введение.....	6
1 Теоретический раздел.....	10
1.1 Динамический метод.....	10
1.2 Анализ Лагранжа для оценки параметров состояния материала... ..	13
1.3 Выводы по 1 разделу.....	16
2 Экспериментальный раздел.....	17
2.1 Методы измерения массовой скорости, давления и плотности.....	17
2.2 Электромагнитный метод исследования.....	19
2.2.1 Структура электромагнитного метода и составляющие инструментальной погрешности.....	21
2.2.2 Нагружающее устройство.....	23
2.2.3 Объект исследования.....	25
2.2.4 Электромагнитный датчик.....	27
2.2.5 Полеобразующая система.....	32
2.3 Пьезорезистивный метод.....	37
2.3.1 Датчик пьезорезистивного метода.....	38
2.3.2 Измерение сопротивления датчиков. Схема измерения.....	40
2.4 Исследования при помощи синхротронного излучения.....	42
2.4.1 Схема установки для эксперимента при помощи СИ.....	45
2.4.2 Детектор.....	46
2.4.3 Взрывная камера.....	48
2.5 Обработка экспериментальных данных.....	49
2.6 Выводы по 2 разделу.....	51

3 Аналитический раздел.....	52
3.1 Анализ Лагранжа для оценки параметров.....	52
3.2 Анализ Лагранжа для оценки параметров состояния материала по данным давления за фронтом ударной волны.....	55
3.3 Анализ Лагранжа для оценки параметров состояния материала по данным массовой скорости за фронтом ударной волны.....	59
3.4 Анализ Лагранжа для оценки параметров состояния материала по смешанным значениям за фронтом ударной волны.....	63
3.5 Анализ Лагранжа для оценки параметров состояния материала за фронтом ударной волны для реальной экспериментальной зависимости.	64
3.6 Выводы по 3 разделу.....	66
Заключение.....	67
Библиографический список.....	68
Приложение.....	79
Приложение 1(реализация программного кода для интерполяции данных давления и вывода начальных данных).....	79
Приложение 2 (реализация программного кода при данных массовой скорости).....	84
Приложение 3(реализация программного кода при данных давления).....	87
Приложение 4(реализация программного кода при смешанных данных).	92

Перечень сокращений, условных обозначений, символов, единиц и терминов

ВВ – взрывчатое вещество;

УА – ударная адиабата;

ЭДС – электродвижущая сила;

ЭММ – электромагнитный метод;

УВ – ударная волна;

СИ – синхротронное излучение;

ВЭПП–3 – накопитель на встречных электрон-позитронных пучках;

СВС – самораспространяющийся высокотемпературный синтез;

МУРР – малоугловое рентгеновское рассеяние;

DIMEX – Direct Image Measuring for Explosion;

h – лагранжева координата;

t – время;

$p(h, t)$ – пространственно-временные значения давления;

$v(h, t)$ – пространственно-временные значения объема;

$u(h, t)$ – пространственно-временные значения массовой скорости;

$\rho(h, t)$ – пространственно-временные значения плотности;

\dot{p} – скорость изменения давления;

\dot{u} – скорость изменения массовой скорости;

\dot{v} – скорость изменения объёма.

Введение

Изучение экстремальных состояний веществ – одно из основных направлений развития современной физики [1]. Начиная с середины прошлого века и по сегодняшний день, главным подходом к достижениям таких состояний являются ударные и детонационные волны. Использование ударной волны в качестве инструмента физического исследования позволило экспериментаторам получить уравнения состояния многих элементов и химических соединений в широких диапазонах давлений и температур, обнаружить фазовые превращения при быстрых деформациях и исследовать ряд других явлений, происходящих при экстремальных нагрузках [2].

Существует множество методов изучения веществ при экстремальных нагрузках, но последующая обработка результатов имеет довольно малую информативность. Что приводит к увеличению числа опытов для определения необходимых физических параметров.

При ударно-волновом эксперименте существует сложность последующего его повторения, а точнее экспериментах с ВВ и другими веществами совместимость большого числа опытов сложна, и несет в себе большую погрешность, что сказывается на качестве результатов. Так как вовлечь образец в такое же течение не представляется возможным, приходится получать большее количество данных.

При этом появляется необходимость установки большего числа датчиков и возможно совмещение нескольких методик. Возникает проблема искажения потока избытком датчиков, что может приводить к получению не корректных результатов. Следовательно, требуется получение достаточного количества экспериментальных данных при ограниченном количестве датчиков и единственности эксперимента.

В 60х–70х годах появились упоминания одного из вариантов решения данной проблемы. В статье Трофимова В.С. [3] было предложено получение

данных из датчиков, вовлекающихся в движение со средой, и получение дополнительных параметров, связанных уравнениями движения. Такие датчики получили название «лагранжевы», а метод в его статье получил название динамический метод исследования релаксационных процессов. Далее будем использовать его термин. При использовании метода удается получить ударную адиабату (УА) вещества.

Суть динамического метода заключается в определении характеристик релаксационного процесса по его влиянию на механическое движение среды. В соответствующем ударно–волновом эксперименте по осциллограммам, теневым рентгенограммам или другим данным требуется получение механических характеристик в нескольких лагранжевых координатах при разных временных промежутках [4].

Решается задача по определению параметров одномерной нестационарной волны сжатия, которая возникает при изучении пластических течений и фазовых превращений вещества под действием ударных волн [5], а также при исследовании развития детонации, инициируемой плоской ударной волной в заряде взрывчатого вещества (ВВ) при плавном характере развития взрыва [6]. В этих случаях волна сжатия состоит из ударного фронта и следующей за ним нестационарной области плавного нарастания давления. Иногда возможно плавное нарастание давления перед фронтом УВ. Это явление возникает при наличии предвестника [7-10]. В этом случае фронт сжатия является фронтом звуковой волны.

В качестве лагранжевых датчиков могут применяться электромагнитные датчики Вортмана, пьезорезистивные датчики давления, а также изучение объекта при помощи радиографии.

Данные о поведении фазовых траекторий определяются по соответствующим осциллограммам. Фазовые траектории представляют собой кривые в плоскости давления от объема, которые характеризуют состояния релаксирующих частиц среды. Семейство фазовых траекторий является

качественной характеристикой релаксационного процесса [11].

При изучении материалов динамическими методами возникает проблема расстановки множества датчиков для получения различных данных о свойствах материала, что может привести к некорректным данным из-за их влияния на поток. Поэтому появляется целесообразность получить больше данных из определенного типа датчиков.

Для обработки данных, полученных от лагранжевых датчиков, используется Лагранжев метод анализа полей давления, массовой скорости или плотности. По имеющимся записям полей значений для частиц можно получить полную картину изменений напряжений по времени, скорость частиц, плотность и внутреннюю энергию в любой точке течения в материале, ограниченного зоной действия датчиков. Метод применим к материалам с произвольно сложным строением, и позволяет отслеживать зависимость от скорости деформации, гистерезис и фазовые переходы. Более того, амплитуда волны напряжения может быть затухающей [10].

Актуальность работы заключается в повышении информативности и точности газодинамических экспериментов в связи с прогрессом в области математического моделирования быстропротекающих процессов. Повышение точности и информативности результатов достигается путем увеличения объема информации, получаемой в эксперименте и применением современных прецизионных методов измерений. Повышение достоверности результатов достигается путем глубокого анализа экспериментальных данных.

Целью работы является разработка метода и программного обеспечения для анализа пространственно-временных профилей давления $p(h,t)$, массовой скорости $u(h,t)$ и плотности $\rho(h,t)$ в интересах повышения информативности ударно-волновых экспериментов.

Исходя из этого в данной работе были поставлены следующие задачи:

1. Разработка математического аппарата для анализа экспериментальных пространственно-временных профилей;
2. Измерение пространственно-временных профилей необходимых и достаточных для проведения лагранжева анализа;
3. Создание и тестирование программного обеспечения для реализации лагранжева анализа;
4. Применение разработанного метода и программного обеспечения для анализа экспериментальных пространственно-временных профилей.

1 Теоретический раздел

1.1 Динамический метод

Исследование кинетики релаксационных процессов в конденсированных средах (физико-химических превращений веществ, релаксации напряжений, явлений переноса) является одной из основных задач физики ударных и детонационных волн [13,14]. Это связано с двумя обстоятельствами. С одной стороны, имеются экспериментальные данные [13,15], согласно которым ударное сжатие не сводится к резкому увеличению плотности и температуры вещества – сами ударные скачки могут активировать некоторые релаксационные процессы. Тогда данные по кинетике, полученные в других условиях, нельзя переносить на ударно-волновое движение среды. С другой стороны для развития теории и практических применений ударных и детонационных волн важно знать соответствующую кинетику. Нужны адекватные методы ее исследования.

Рассмотрим три вида характеристик, соответствующих релаксационному процессу.

Во-первых, релаксационный процесс характеризуется набором фазовых траекторий [16] – кривых в одной из плоскостей $v - p$, $u - p$, $v - u$ по которым движутся точки, изображающие состояния частиц среды. Из них можно вывести эмпирические функции распределения:

$$u = u(h,t), p = p(h,t), v = v(h,t). \quad (1.1)$$

Здесь $v(h,t)$ – функция изменения объема; $p(h,t)$ – функция изменения давления; $u(h,t)$ – функция изменения массовой скорости; h – лагранжева координата, т. е. расстояние от датчика до границы входа ударной волны в исследуемый объект; t – время от момента входа ударной волны в вещество.

Во-вторых, процесс релаксации можно количественно охарактеризовать пространственно-временными распределениями в среде кинетических величин изменения скорости роста давления \dot{P} [17], массовой скорости \dot{u} или объема \dot{v} [18].

В-третьих, релаксационный процесс, который заведомо сводится к химическим превращениям и диффузии веществ, можно количественно охарактеризовать обычным способом – пространственно-временным распределением в среде скорости изменения локального химического состава [19-22].

В современных интерпретациях динамического метода используется преимущественно плоское одномерное движение среды. Применение неодномерных течений [23] не встречает принципиальных трудностей, но может потребовать усовершенствования техники эксперимента и обязательно усложняет расчетные формулы.

Рассмотрим простейший пример. Законы сохранения массы, импульса и энергии можно представить в лагранжевых координатах:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial v}{\partial t} \right)_h - \frac{1}{\rho_0} \left(\frac{\partial u}{\partial h} \right)_t &= 0; \\ \left(\frac{\partial u}{\partial t} \right)_h + \frac{1}{\rho_0} \left(\frac{\partial p}{\partial h} \right)_t &= 0; \\ \left(\frac{\partial E}{\partial t} \right)_h + \frac{p}{\rho_0} \left(\frac{\partial u}{\partial h} \right)_t &= 0; \end{aligned} \tag{1.2–1.4}$$

где ρ_0 – начальная плотность, u – скорость частиц, v – удельный объем, P – давление в направлении распространения, E – внутренняя энергия.

Применим обычную постановку ударно-волнового эксперимента [16,19 – 22] и выберем такую систему отсчета, чтобы ударная волна двигалась в положительном направлении оси x и переходила из ударно-волнового генератора в исследуемую среду в начальный момент времени и шла до конца

исследуемого образца длиной L . При этом имеем следующие начальные и граничные условия:

$$\begin{aligned} t=0 &\Rightarrow u=0; \\ v=v_0; \quad p=0; \quad t>0; \\ h=L &\Rightarrow p=0. \end{aligned} \quad (1.5)$$

Учитываем, что на всей длине образца у нас сохраняется начальный объем.

Если при проведении опыта найдена хоть одна зависимость $u(h,t)$, $v(h,t)$, $p(h,t)$, то система дифференциальных уравнений (1.2–1.4) становится замкнутой. При обратном интегрировании при учете известной зависимости получим уравнения нахождения остальных параметров:

$$\begin{aligned} v &= v_0 + v_0 \frac{\partial}{\partial h} \left(\int_{T(h)}^t u dt \right), \\ p &= v_0 \frac{\partial}{\partial t} \left(\int_h^{H(t)} u dh \right); \end{aligned} \quad (1.6)$$

$$\begin{aligned} u &= - \frac{I}{v_0} \frac{\partial}{\partial t} \left(\int_h^{H(t)} (v - v_0) dh \right) + u(L,t), \\ p &= - \frac{I}{v_0^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left(\int_h^{H(t)} \left[\int_h^{H(t)} (v - v_0) dh \right] dh \right) + \frac{\partial u(L,t)}{\partial t} \frac{L-h}{v_0}; \end{aligned} \quad (1.7)$$

$$\begin{aligned} u &= - v_0 \frac{\partial}{\partial h} \left(\int_{T(h)}^t p dt \right), \\ v &= v_0 - v_0^2 \frac{\partial^2}{\partial h^2} \left(\int_{T(h)}^t \left[\int_{T(h)}^t p dt \right] dt \right). \end{aligned} \quad (1.8)$$

где $T(h)$ – время прихода ударного скачка в точку h ; $H(t)$ – при $t < T(L)$ лагранжева координата ударного скачка в момент времени t , а при $t \geq T(L)$ $H(t) = L$; $u(L, t)$ – скорость свободной границы среды.

В [24,25] предложен другой способ решения уравнения (1.2-1.3). Способ включает в себя предположение о существовании фазовых скоростей:

$$c_u = \left(\frac{dh}{dt} \right)_u ; \quad c_p = \left(\frac{dh}{dt} \right)_p . \quad (1.9)$$

Способ применим при качественном анализе движения среды. Однако такой способ хуже по причине возможности обработки только тех данных, имеющих статический разброс.

1.2 Анализ Лагранжа для оценки параметров состояния материала

Лагранжев анализ – это метод расчета гидродинамических параметров состояния в функции времени по массиву экспериментальных профилей, полученных многоканальным методом при воздействии на материал плоского удара или взрыва взрывчатого вещества. Профили представляют собой зависимости $p(h, t)$, $u(h, t)$ или смешанные, включающие в себя обе зависимости.

Анализ включает в себя ряд алгоритмов для получения профилей внутренней энергии E и удельного объема v из профилей массовой скорости или давления и характеризуется независимостью от формы уравнения состояния. Его можно рассматривать как численный метод решения уравнений гидродинамики [4]. Недостатком алгоритмов метода является сложность выбора траекторий, от которых зависит точность расчетов.

Перейдем к уравнениям гидродинамики в лагранжевых координатах, где частные производные записываются через полные уравнения (1.2–1.4) [6].

Основными здесь являются траектории – поля распределения фазы ударной волны, вдоль которого вычисляются полные производные. Для

расчета используется переход от поля значений к численному ряду, полученному из точек через определенный интервал, выбранный путем анализа структуры профилей и динамики поведения материала за фронтом ударной волны (рисунок 1.1).

Для определения напряжения, скорости, объема и изменения энергии по времени на каждом датчике, вышеуказанные уравнения интегрируются вдоль линий постоянной лагранжевой координаты h , являющейся путем датчика в материале. Интегрирование выполняется в небольшом временном интервале от t_1 до t_2 . В интегральном виде примут вид уравнения (1.5-1.6).

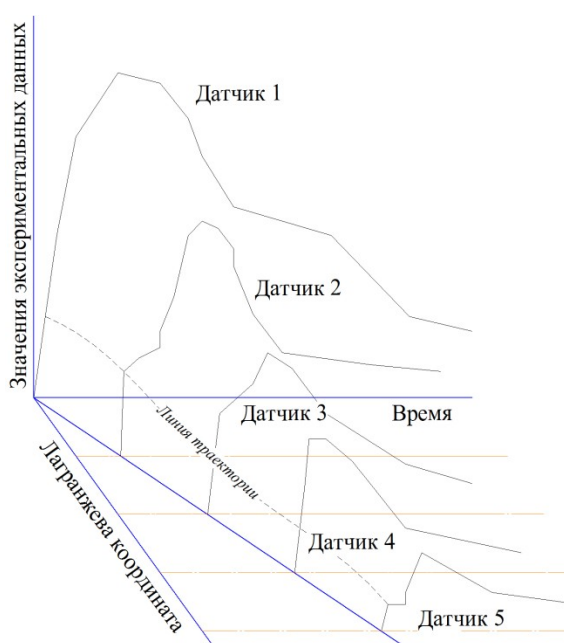


Рисунок 1.1. Данные по скорости частиц, записанные лагранжевым датчиком, и линия траектории, используемая для получения производных скорости.

Члены интегральной схемы для каждого уравнения численно определяются из записанных датчиками данных. Таким образом, изменение объема по времени определяется из записанных датчиками данных скорости, изменение скорости по времени из данных по давлению, а изменение энергии по времени из данных по давлению и скорости.

Общий метод расчета получается путем решения интегральных уравнений (1.2–1.4). Если имеются только данные о давлении, то сначала вычисляется массовая скорость, после чего, используя посчитанные значения скоростей, вычисляются объем и энергия.

При получении только данных по массовой скорости, далее применяется специальная методика, предложенная в трудах Лина Симона [6] для получения напряжения, удельного объема и энергии на основе этих данных.

Интегрирование уравнений (1.2–1.4) требует развития методов для увеличения точности расчета:

1. Сглаживание необработанных данных, записанных датчиками;
2. Разделение данных на дискретные временные отрезки;
3. Численное определение частных производных;
4. Выполнение интегрирования.

Данные методы представлены в уравнении (1.2) и далее применены в уравнениях (1.3,1.4). Данные массовой скорости U^* и времени T^* , полученные на основе показаний датчика, были заменены рядом точек U_{jk} , T_{jk} , которые расположены через равные промежутки по скорости, где показатель j обозначает временной промежуток, а k – номер датчика. Линии экспериментально полученного поля будут называться линиями траектории лагранжевой частицы. Эти линии соединяют пики данных и иные подобные вещи и обычно являются приблизительными линиями постоянной скорости или напряжения.

Линия под номером j соединяет точки $U_{j1}, U_{j2} \dots U_{j(n-1)}, U_{jn}$. Поэтому выбор значений U_{jk} определяет положение линий пути. Для выбора U_{jk} , данные датчиков делятся на три области (Рисунок 1.1):

1. Нагружение до пика предвестника;
2. Нагружение от предвестника до максимума;
3. Разгрузка.

Для каждой области на каждой кривой, соответствующей лагранжевой координате датчика, выбирается некоторое количество точек. В пределах этих областей вдоль кривых, соответствующим координате лагранжевого

положения датчика, линии пути откладываются по скорости частиц через равные промежутки по лагранжевым координатам. После выбора значения U_{jk} , T_{jk} вычисляются из пересечения U_{jk} с параболой, построенной через близлежащие значения U^* , T^* исходных данных.

1.3 Выводы по 1 разделу

В разделе рассмотрен математический аппарат для анализа экспериментальных пространственно-временных профилей. Получены интегральные уравнения для данных давления $p(x,t)$, массовой скорости $U(x,t)$ и плотности $\rho(x,t)$.

Сформулированы следующие выводы:

1. При одинаковой точности измерения $P(x,t)$, $\rho(x,t)$, $U(x,t)$ предпочтительнее использовать данные $U(x,t)$;
2. Точность метода может быть повышена путём совмещения в одном эксперименте измерений $U(x,t)$ и $P(x,t)$, $U(x,t)$ и $\rho(x,t)$ или $P(x,t)$ и $\rho(x,t)$;
3. Эксперимент должен быть одномерным и датчики должны быть лагранжевыми, то есть полностью вовлеченными в движение.

2 Экспериментальный раздел

2.1 Методы измерения массовой скорости, давления и плотности

Для применения метода Лагранжа требуются массивы значений величины плотности, давления или массовой скорости. При этом требуется точность и многоканальность метода. В данной работе рассмотрим только датчики давления и массовой скорости. При этом многоканальность не должна сказываться на точности эмпирических данных. Существует требование к самой измерительной системе: выдаваемые ей значения должны передавать непрерывную или близкую к ней однородность интервалов.

Одним из распространённых методов измерения давления является пьезорезистивный метод исследования ударно-волновых процессов. Основным и немаловажным плюсом является возможность многоканального измерения, и большой интервал измеряемых давлений, что делает его более пригодным к нашим экспериментам, чем пьезоэлектрический и диэлектрический методы исследования.

Для определения массовой скорости самым оптимальным и бесспорно лучшим является электромагнитный метод исследования. Существуют и альтернативные методы, такие как метод откола [26-28], лазерные интерферометрические системы [29], рентгенографические методы [29].

В методе откола, проводится измерение скорости движения свободной поверхности пластины после прохождения по ней ударной волны. Исследуемый образец – пластина. Точность этого метода определяется точностью измерения скорости движения свободной поверхности образца.

Лазерные интерферометрические системы позволяют достичь разрешающей способности для расчета скорости движения свободной поверхности 2-3 нс. Несмотря на высокую точность метода, невозможно получить картину процесса, протекающего внутри исследуемого материала. Отражены только изменения, которые передаются на свободную поверхность образца.

Для исследования эволюции измеряемых параметров внутри оптически непрозрачных материалов, как правило, используются методы с внедрением датчиков в исследуемый образец. К таким методам относится рентгенографический [29], который позволяет проводить прямое измерение массовой скорости. В исследуемый образец на определённом расстоянии друг от друга помещаются фрагменты тонкой свинцовой фольги. В результате эксперимента регистрируется перемещение фольг на определённый момент времени. По сравнению с этим методом, электромагнитный метод выгодно отличается тем, что позволяет получить непрерывную регистрацию процесса.

Ранее для проведения лагранжевого анализа по массовой скорости использовался электромагнитный метод [27,30–70,73-90], так как плюсами электромагнитного метода по сравнению с другими методами, использующими внедрённые датчики является:

1. Высокое временное разрешение (около 10-20 нс);
2. Отсутствие явления гистерезиса;
3. Высокое пространственное разрешение;
4. Возможность многоканальной регистрации;
5. Датчик используется в различных диапазонах измеряемого параметра;
6. Датчик не требует проведения процедуры предварительной калибровки.

Достоинствами пьезорезистивного метода определения давления [91-100] являются:

1. Высокий и продолжительный коэффициент изменения сопротивления;
2. Низкий температурный коэффициент электрического сопротивления.

Альтернативой является методы теневых рентгенограмм [101-111], но они обладают малой частотой кадров. В отличие от классических источников

рентгеновского излучения отличается тем, что при торможении ускоренных электромагнитным полем электронов при их взаимодействии с металлическим анодом, поэтому преимуществом СИ является:

1. высокой интенсивностью потока ($\approx 10^{16} - 10^{21}$ фотон / с \cdot см²);
2. малой угловой расходимости ($\alpha = 10^{-3} - 10^{-5}$ рад);
3. генерация импульсов излучения, следующих друг за другом со стабильным временным интервалом (5 - 1200 нс) в течение длительного времени;
4. малой длительности импульса излучения (менее 1нс);
5. широким спектральным диапазоном излучения (4 - 100кэВ);

Уникальные свойства СИ используются для расширения возможностей классических методов рентгеновской диагностики [101].

2.2 Электромагнитный метод исследования

Электромагнитный метод измерения массовой скорости вещества за фронтом ударной или детонационной волны был впервые разработан в России в конце 40х годов двадцатого века [27,30,31] коллективом Е.К. Завойского, и применен для регистрации скорости продуктов взрыва за фронтом детонационной волны. В методе использовался проводящий контур, помещенный в исследуемый образец взрывчатого вещества, который перемещается в постоянном внешнем магнитном поле (Рисунок 2.1). При этом датчик является лагранжевым, так как вовлекается в процесс течения в среде.

При правильном выборе габаритов и геометрии контура, однородность поля можно связать со скоростью перемещения датчика в поле (Рисунок 2.1, 2.2).

На частицу с зарядом q , движущийся в магнитном поле с индукцией \vec{B} и скоростью \vec{U} , действует магнитная сила Лоренца:

$$F_l = q [\vec{U} \times \vec{B}]. \quad (2.1)$$

Следовательно, при движении проводника в магнитном поле на его концах образуется разность потенциалов (рисунке 2.2). В процессе перераспределения зарядов внутри проводника возникает электрическое поле напряженностью \vec{E} . В результате на концах проводника a и b , возникает разность потенциалов, которая пропорциональна напряжённости электрического поля. Эти параметры рассчитываются по формулам.

$$q\vec{E} = -q[\vec{U} \cdot \vec{B}];$$

$$\varepsilon = |\vec{U}| \cdot |\vec{B}| \cdot \sin \beta \cdot l \cdot \cos \alpha. \quad (2.2, 2.3)$$

где ε – электродвижущая сила, В; U – скорость движения проводника, м/с; B – индукция магнитного поля, Тл; l – длина проводника, м; β – угол образованный векторами \vec{B} и \vec{U} ; α – угол между вектором \vec{E} и вектором, соединяющим точки a и b .

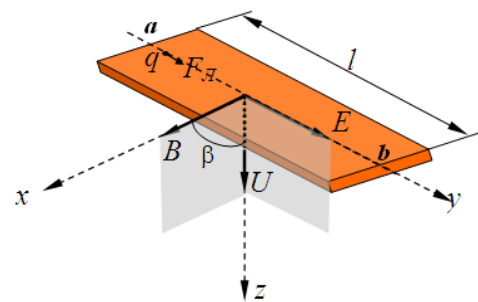
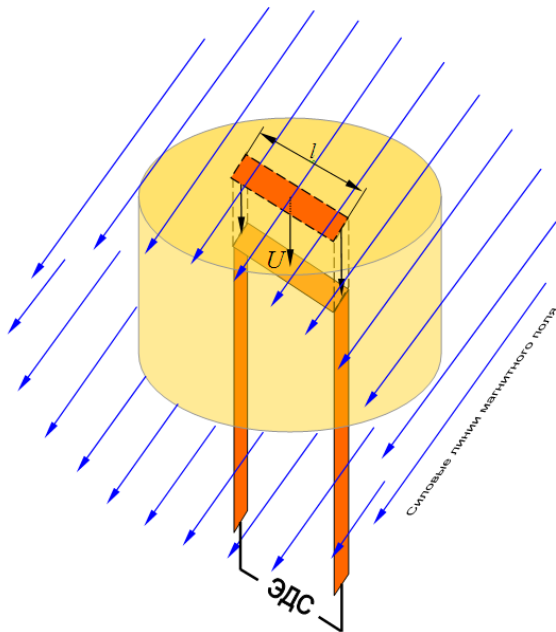


Рисунок 2.1 - Электромагнитная регистрация массовой скорости.

Рисунок 2.2 - Физическая природа возникновения ЭДС индукции.

Выведем формулу движения проводника в системе из формулы ЭДС.

$$U = \frac{\varepsilon}{B \cdot l \cdot \cos \alpha \cdot \sin \beta} \quad (2.4)$$

В нашем случае разумно для упрощения взять $\beta = \frac{\pi}{2}, \alpha = 0$:

$$U = \frac{\varepsilon}{B \cdot l} \quad (2.5)$$

В состав экспериментального устройства ЭММ входит нагружающее устройство и исследуемый объект, представляющий собой образец из изучаемого материала с установленными внутри него датчиками. Для получения адекватной информации об исследуемом явлении необходимым условием, которому должно удовлетворять экспериментальное устройство, является обеспеченное плоскороволнового характера течения на протяжении всего процесса регистрации.

2.2.1 Структура электромагнитного метода и составляющие инструментальной погрешности.

Комплекс электромагнитного метода содержит полеобразующую систему, экспериментальное устройство и измерительную систему (Рисунок 2.3).

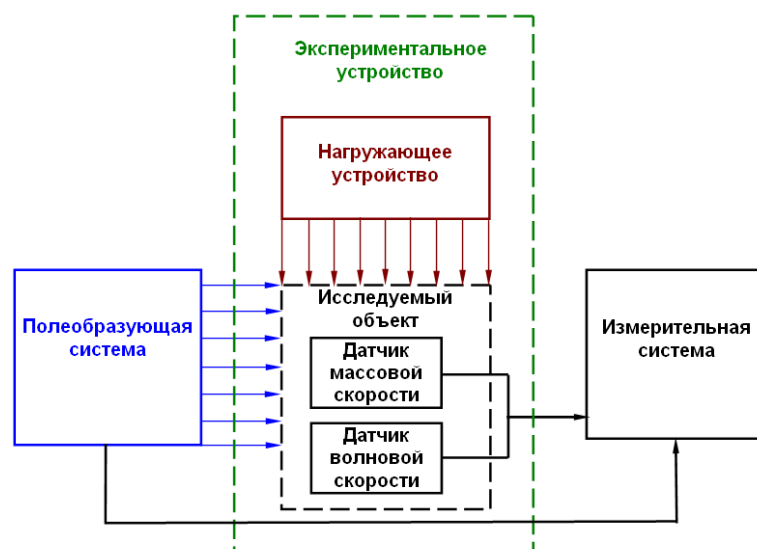


Рисунок 2.3 – Структурная схема электромагнитного метода.

Характеристики элементов схемы, напрямую определяют качество и погрешность получаемых экспериментальных данных.

Основные значения инструментальной погрешности метода определяются из уравнения работы датчика:

$$U(t) = \frac{\varepsilon(t)}{|\vec{B}| \cdot l \cdot \cos \alpha \cdot \sin \beta}, \quad (2.6)$$

где: $U(t)$ – скорость движения проводника, м/с; $\varepsilon(t)$ – электродвижущая сила, В; $|\vec{B}|$ – модуль вектора индукции магнитного поля, Тл; l – длина проводника, м; β – угол образованный векторами \vec{B} и \vec{U} ; α – угол между вектором \vec{E} и вектором, совпадающим с направлением чувствительного элемента датчика.

Инструментальная погрешность измерения величины $U(t)$ без учета погрешностей физики процесса, определяется погрешностями измерения величин $\varepsilon(t)$ и $|\vec{B}|$, погрешностью измерения длины проводника l и погрешностью монтажа экспериментальной сборки.

Погрешность значения скорости движения датчика $U(t)$, согласно выражению (2.6), определяется пятью составляющими и абсолютную ошибку можно представить следующим образом [32]:

$$\Delta U = \left| \frac{\partial U}{\partial \varepsilon} \right| \cdot \Delta \varepsilon + \left| \frac{\partial U}{\partial B} \right| \cdot \Delta B + \left| \frac{\partial U}{\partial l} \right| \cdot \Delta l + \left| \frac{\partial U}{\partial \sin \beta} \right| \cdot \Delta \sin \beta + \left| \frac{\partial U}{\partial \cos \alpha} \right| \cdot \Delta \cos \alpha \quad (2.7)$$

Тогда относительная ошибка при расчете частных производных описывается выражением:

$$\frac{\Delta U}{U} = \frac{\Delta \varepsilon}{\varepsilon} + \frac{\Delta B}{B} + \frac{\Delta l}{l} + \frac{\Delta \sin \beta}{\sin \beta} + \frac{\Delta \cos \alpha}{\cos \alpha} \quad (2.8)$$

Если разложим составляющие $\Delta \sin \beta$ и $\Delta \cos \alpha$ в ряд Тейлора, пренебрегая членами выше третьего порядка, то выражение для относительной ошибки будет выглядеть:

$$\frac{\Delta U}{U} = \frac{\Delta e}{e} + \frac{\Delta B}{B} + \frac{\Delta l}{l} + \frac{\Delta \beta^2}{2} + \frac{\Delta \alpha^2}{2} \quad (2.9)$$

Погрешность при реализации электромагнитного метода составляет 2% [33].

Работа датчика характеризуется разрешением по времени. Этот параметр сложно описать одним аналитическим выражением, потому что надо принять во внимание следующие факторы: полоса пропускания регистрирующей аппаратуры и измерительного тракта; соотношение акустических импедансов материала датчика и исследуемой среды; геометрические размеры датчика; параметры фронта ударной волны.

2.2.2 Нагружающее устройство

Нагружающее устройство в составе электромагнитной методики обеспечивает необходимый уровень ударно-волнового воздействия на исследуемый материал. В экспериментах с использованием электромагнитного метода необходимо нагружающее устройство, удовлетворяющее двум основным требованиям:

1. Оно не должно искажать магнитное поле полеобразующей системы;
2. Оно должно обеспечивать плосковолновый характер течения в области регистрации явления электромагнитным датчиком.

Несоблюдение второго условия ведет к несовместному движению чувствительного элемента датчика и объекта, что приводит к невозможности достижения высокой разрешающей способности метода [33,34]. При наклоне фронта вместе с ухудшением разрешающей способности будет возникать систематическая погрешность значений массовой скорости. Систематическая погрешность в таком случае, вызвана существованием продольной и поперечной составляющей массовой скорости в объекте исследования [35].

Легкогазовые ускорители имеют возможность настройки плавной регулировки скорости соударения и настройки перекоса ударника относительно плоскости образца и отличаются высокой однородностью области одномерного течения за фронтом ударной волны в исследуемом образце [36]. Для измерения ударной сжимаемости важно, чтобы ударник в процессе разгона практически не претерпевал разогрева.

Существуют двухступенчатые легкогазовые установки – сложное сооружение с длительным циклом подготовки и проведения опыта. Такие установки имеют жесткое ограничение по массе испытываемого ВВ, что может оказаться неприемлемым при исследовании взрывчатых веществ с протяженным в пространстве процессом инициирования.

Для ударно-волнового нагружения материалов также используются взрывные ударно-волновые генераторы.

Пока не существует данных об искажении магнитного поля взрывным генератором электромагнитной установки. Вместе с этим, взрывные генераторы ударных волн компактны и создают достаточную длительность импульсов нагружения и широкий диапазон амплитуд. Данные системы создаются на основе мощных высококалорийных ВВ. При высокой стабильности параметров детонации ВВ, используемых в нагружающих системах, не требуется постоянного контроля по работе системы в каждом эксперименте.

Взрывные ударно-волновые системы бывают метательными и контактными [27, 28, 37] (Рисунок 2.4).

Величина нагружающих давлений в устройствах при этом зависит от типа и высоты ВВ, материала и толщины демпфера, толщины и дальности полета ударника. Взрывчатое вещество во взрывных системах при инициировании не должно повредить полеобразующую систему или должно предполагаться её уничтожение в эксперименте [38–40]. Время между инициированием ВВ во взрывной системе и началом записи

электромагнитного датчика требует применение дополнительных мер для предотвращения преждевременного разрушения полеобразующей системы.

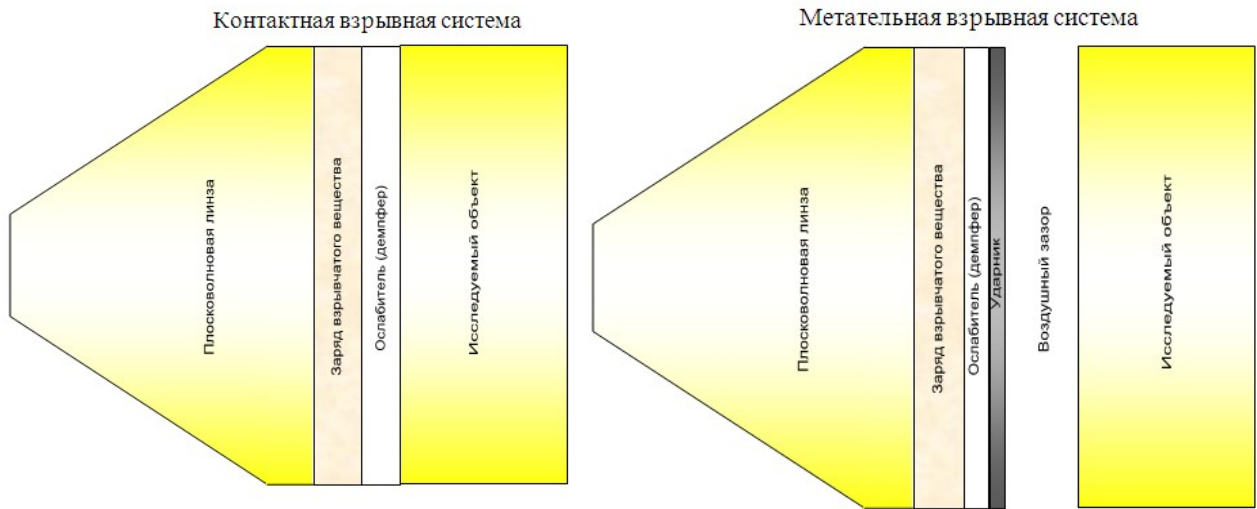


Рисунок 2.4- Взрывные ударно-волновые системы.

Плоская волна, генерируемая нагружающим устройством в исследуемом объекте, под влиянием боковых волн разрежения пространственно ограничена. Поэтому конструкция исследуемого объекта должна обеспечивать плосковолновый характер течения на протяжении всего процесса регистрации массовой скорости электромагнитным датчиком.

2.2.3 Объект исследования

Исследуемый объект представляет собой цилиндр из исследуемого вещества с размещенными в косом сечении образца электромагнитными датчиками. Требуется исключить искажения течения боковыми волнами разрежения в области регистрации электромагнитными датчиками, поэтому необходима определенная геометрия исследуемого образца. Отношение диаметра исследуемого образца к толщине должно быть не менее значения, полученного на основании оценки [29]:

$$\frac{d}{h} = 2 \sqrt{\left(\frac{C}{D}\right)^2 - \left(\frac{\rho_0}{\rho}\right)^2} - \frac{l}{h}, \quad (2.10)$$

где: d – диаметр (ширина) исследуемого образца; h – толщина исследуемого образца; ρ_0 , ρ – плотность исследуемого вещества до и после ударно-волнового нагружения; C – скорость звука за фронтом ударной или детонационной волны; D – скорость ударной или детонационной волны; l – длина чувствительного элемента электромагнитного датчика.

Часто на практике отношение диаметра к толщине делают равным 3/2 [9].

Для измерения массовой скорости в экспериментах применяется П – образный датчик (Рисунок 2.5), внедряемый в цилиндрический образец из исследуемого вещества. Исследуемый узел помещается в область однородного постоянного магнитного поля так, чтобы чувствительный элемент датчика был расположен:

1. Перпендикулярно вектору индукции поля, то есть при использовании катушки Гельмгольца параллельно витку катушки;
2. Перпендикулярно направлению распространения фронта ударной волны или направлению полета ударника.

Выводы датчика могут быть ориентированы под любым углом относительно фронта волны (рисунок 2.5), но при условии известного угла. При движении датчика его конфигурация позволяет индуцировать напряжение только на чувствительном элементе.

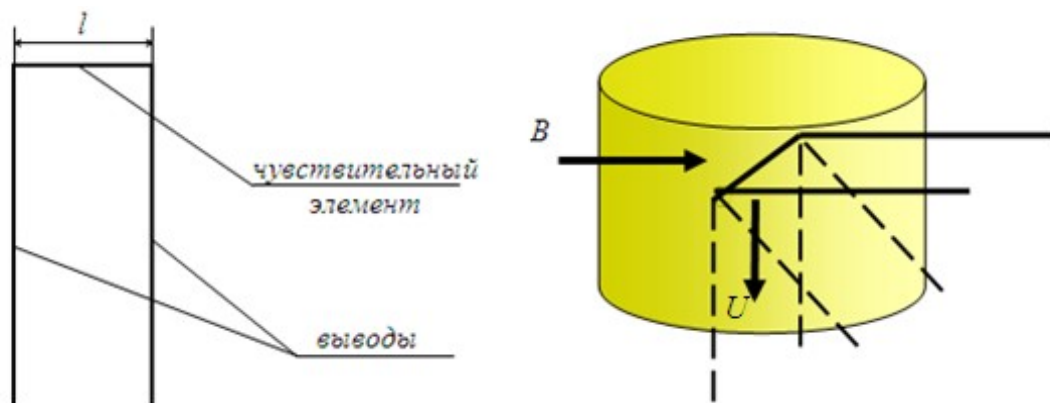


Рисунок 2.5 – Электромагнитный датчик массовой скорости и способы его расположения в экспериментальной сборке

Наклонное размещение электромагнитного датчика в образце исследуемого вещества сопряжено с внесением в измерение систематической погрешности. Размещение электромагнитного датчика в исследуемом материале под углом 30° ко фронту ударной или детонационной волны приводит к уменьшению амплитуды сигналов из-за систематической погрешности 10%. Данный факт не дает возможности точного определения массовой скорости [42,43–45].

Одной из возможных причин этих искажений является преломление ударной или детонационной волны кривой поверхностью среза образца в месте помещения датчика. С данным фактом происходит появление касательной составляющей массовой скорости распространения вещества вместе с продольной скоростью вещества. В постановке эксперимента требуется минимизировать влияние данного эффекта на получаемую информацию.

Требования, предъявляемые к датчикам и среде эксперимента:

1. Датчик должен максимально быстро вовлекаться в движение вместе со средой. Появляется ограничение по плотности и массе.
2. Вносимые геометрией искажения в течение исследуемого процесса должны быть минимальны.
3. Конструкция датчика и его расположение в процессе работы, не должны влиять на сигнал датчика.
4. Требуется исключить влияние шунтирующего воздействия ударно-нагруженной среды на работу датчика.

В качестве материала для изготовления датчика традиционно используются медь или алюминий это обусловлено доступностью и технологичностью данных материалов.

2.2.4 Электромагнитный датчик

Сотрудником Ливерморской лаборатории Хейсом предложен вариант электромагнитного метода, обладающий рекордным временным разрешением, вплотную приблизившийся по данному показателю к лазерноинтерферометрическим измерительным системам [33]. Таких результатов удалось добиться за счет применения оригинальной конструкции датчика (Рисунок 2.6).

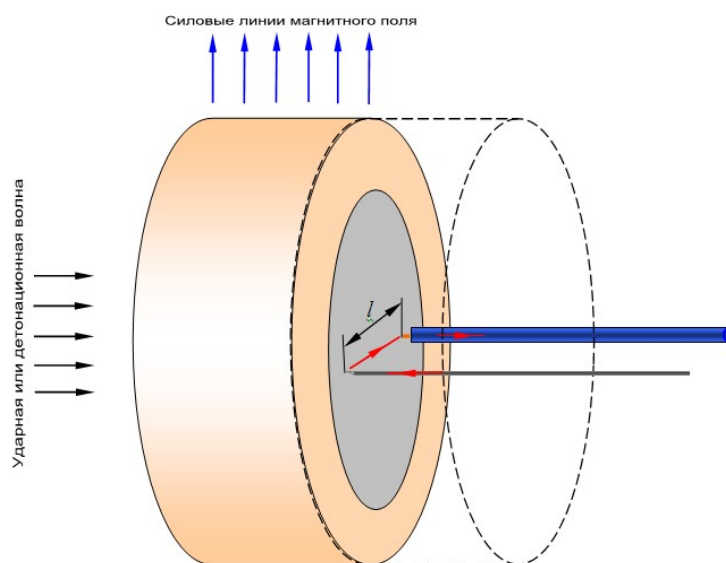


Рисунок 2.6 – Схема электромагнитного датчика.

В предложенной конструкции (Рисунок 2.6) заменой плоской фольги стал фольговый медный диск толщиной 0,025 мм. Магнитное поле в данном эксперименте создавалось системой катушек, которые позволяли по геометрии катушек рассчитать конфигурацию магнитного поля и достигать расчетное поле 0,1 Тл. Данные плюсы помогали регулировать их напряженность и легко изготавливать партии одинаковых пар катушек.

В качестве нагружающего устройства использовалась легкогазовая пушка, а датчики массовой скорости располагались в исследуемой мишени, следующим образом (Рисунок 2.7, 2.8) [65].

Данные конструкции электромагнитных датчиков сотрудниками Ливерморской национальной лаборатории [66] были названы датчик Лоренца

(рисунок 2.7) и датчик Фарадея (рисунок 2.8). Такие виды датчиков изготавливались из алюминиевой фольги, толщина активного элемента которых составляла 25 мкм, а магнитное поле в 0,1 Тл создавалось электромагнитами, имеющими плоские полюсные поверхности диаметром 200 мм.

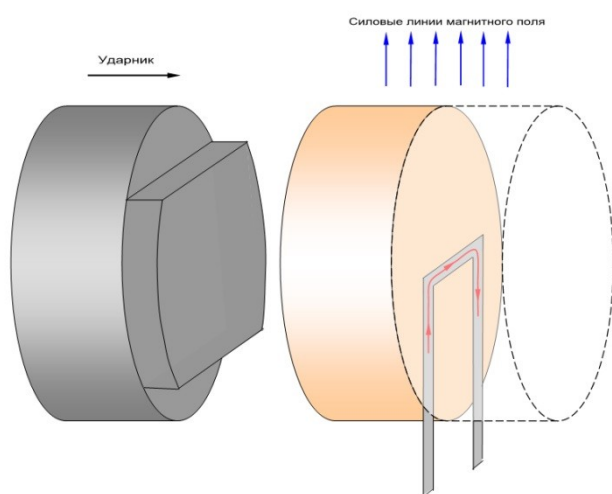


Рисунок 2.7 - Схема

электромагнитного датчика Лоренца.

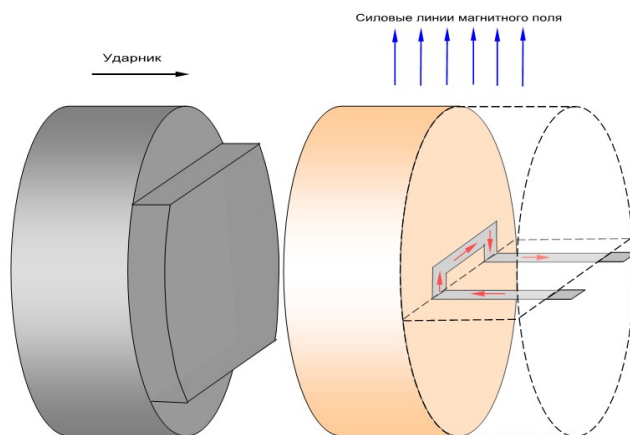


Рисунок 2.8 - Схема

электромагнитного датчика Фарадея.

Кроме постановки эксперимента в газовой пушке метод использовался и с проведением исследований в ВВ [67–69]. В них проводилось определение скорости звука в продуктах детонации и обобщенной кинетической характеристики детонационного превращения. В экспериментах импульсное магнитное поле ($\sim 0,035$ Тл) создавалось импульсной электромагнитной установкой на основе катушек Гельмгольца, питающихся постоянным током [66].

Существует модификация датчика Хейца. Данный датчик позволяет в одном эксперименте определять массовую скорость, среднюю скорость детонации и среднюю лагранжеву скорость звука [66] (Рисунок 2.9-2.10).

Сотрудниками Лос - Аламосской Национальной Лаборатории предложена конструкция многоэлементного датчика массовой скорости, совмещенного с датчиком слежения за волновой скоростью. Такой датчик часто называют электромагнитным датчиком Вортмана, размещенного в косом сечении исследуемого образца [70].

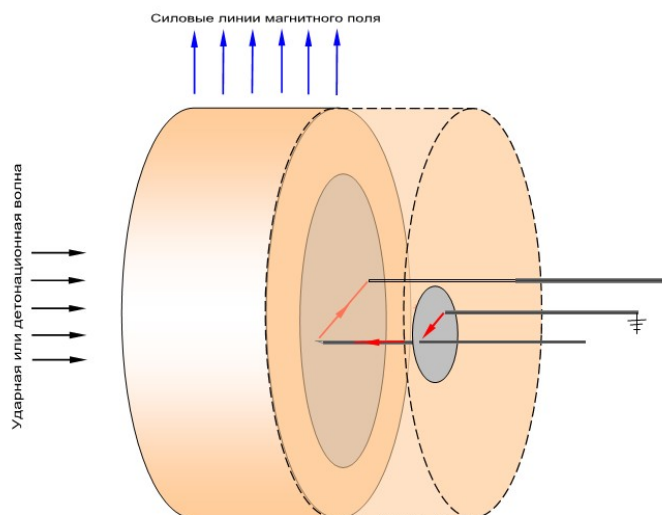


Рисунок 2.9 – Схема комбинированного электромагнитного датчика.

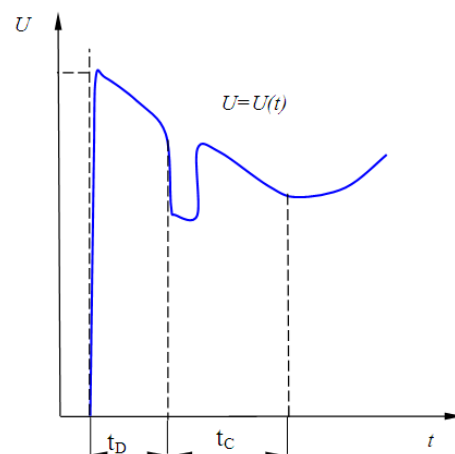


Рисунок 2.10. Характер изменения массовой скорости при регистрации комбинированным электромагнитным датчиком.

Блок датчиков, описанный в работе [70], содержит 10 датчиков массовой скорости (ДМС) и один датчик волновой скорости (ДВС) (Рисунок 11). На подложку из фторопласта нанесены проводники из алюминия. Проводники имеют вид полосок шириной 200 мкм, толщиной 5 мкм и составляют рабочую структуру датчиков.

Соединительные проводники, имеющие ширину 1 мм и толщину 5 мкм, служат выводами датчиков. Подложка с блоком датчиков крепится к выходной плате. На плате, изготовленной из фольгированного стеклотекстолита, расположены ламели для подсоединения датчика к кабелям. Переходные проводники служат для соединения пленочных проводников блока датчиков с ламелями выходной платы. Они представляют собой ленты из меди шириной 0.8 мм и толщиной 10 мкм. Все соединения выполняются пайкой легкоплавким припоем. Зона пайки защищается от механических воздействий пленкой из лавсана. Полоски служат для ориентации датчика перпендикулярно линиям магнитного поля и контроля глубины установки датчика при монтаже экспериментального узла.

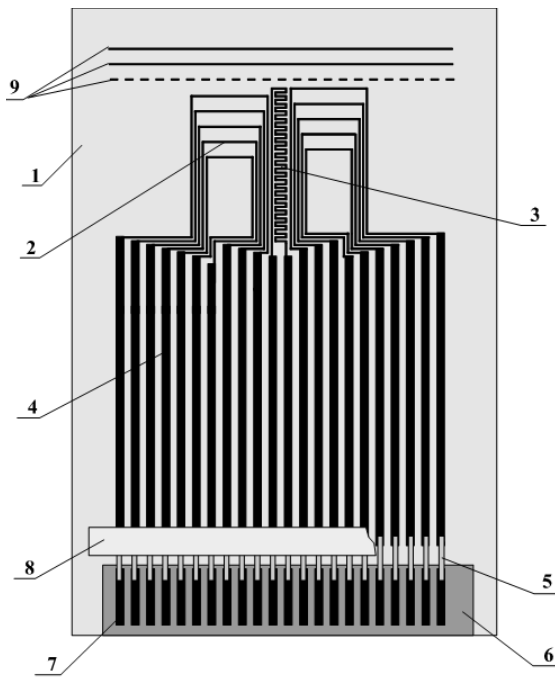


Рисунок 2.11 – Схема электромагнитного датчика Вортмана:

- 1) Подложка из пенопласта;
- 2) Планка датчика;
- 3) Рабочая часть датчика;
- 4) Соединительные проводники;
- 5) Переходные проводники
- 6) Подложка с блоком датчиков;
- 7) Ламель выходной платы;
- 8) Пленка из лавсана;
- 9) Полоски.

Электромагнитный метод с таким датчиком позволяет регистрировать профиль массовой скорости, скорость распространения ударной волны. Для этого датчик массовой скорости дополняется датчиком, который авторы идеи его использования, называют – shock tracker [70,71]. Схема датчика волновой скорости ориентирована относительно силовых линий магнитного поля и направления распространения УВ (Рисунок 2.12).

В настоящее время при исследовании ударной сжимаемости инертных и взрывчатых материалов, а также в процессах инициирования детонации во взрывчатых веществах наибольшее распространение получил вариант электромагнитного метода с многоэлементным датчиком Вортмана [72–81].

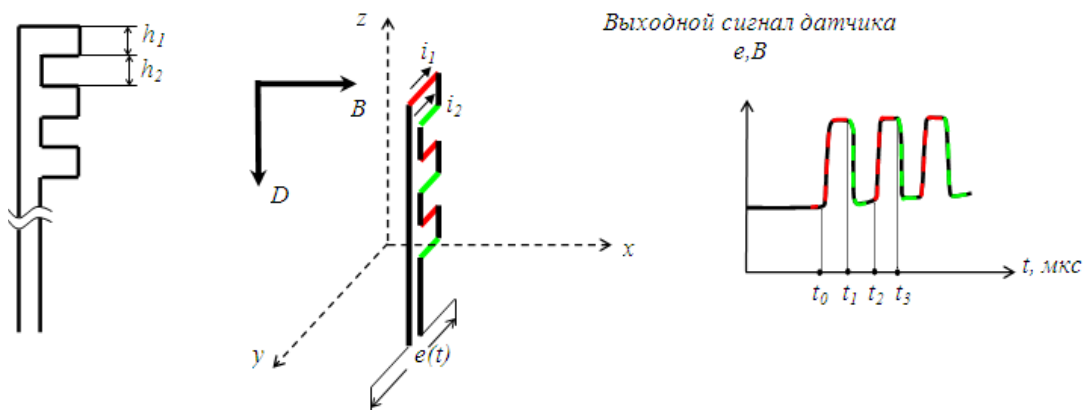


Рисунок 2.12 - Принцип работы датчика волновой скорости

2.2.5 Полеобразующая система

Согласно физическим принципам, положенным в основу электромагнитного метода измерения массовой скорости, необходимо чтобы магнитное поле удовлетворяло трем требованиям:

1. Однородность поля на области регистрации датчика.
2. Постоянство во времени на протяжении всей записи датчиком.
3. Обеспечение наилучшего отношения сигнал/шум для измерительного тракта, так как генерируемое датчиком напряжение прямо пропорционально величине магнитного поля.

Полеобразующая система состоит из источника тока для создания поля, устройства генерирующего однородное, постоянное магнитное поле в области размещения датчика и системы диагностики магнитного поля. Для реализации электромагнитного метода полеобразующие системы должны обеспечивать однородность магнитного поля не хуже 1%. И значение магнитной индукции должно лежать в пределах 0,01 – 0,5 Тл.

Погрешность магнитной индукции $\Delta B/B$ входит в ошибку получения значения массовой скорости в формуле (26). Погрешность будет определяться двумя составляющими, первая из которых характеризуется неоднородностью магнитного поля (δ_1), а вторая – погрешностью измерения индукции (δ_2). В предположении независимости этих составляющих, суммарную погрешность можно представить выражением:

$$\Delta B/B = \sqrt{\delta_1^2 + \delta_2^2} \quad (2.11)$$

В основе полеобразующих систем для корректной работы электромагнитного метода лежит принцип суперпозиции, согласно которому два или более источников магнитного поля располагаются относительно заданного объёма таким образом, что векторная сумма индукций полей будет постоянна в этом объёме. Еще один из вариантов получения однородного электромагнитного поля, состоит в размещении экспериментального узла в соленоид [63], но данный способ является больше исключением из

большинства проведенных опытов. Во всех системах обычно для создания магнитного поля использовалось сложения полей отдельных источников.

В качестве аппаратуры для создания магнитных полей наибольшее распространение получили электромагниты или системы, построенные на их основе [65, 82-84]. Неоспоримый плюс использования электромагнитов, что полученное поле обладает высокой интенсивности в большом объеме. Однако изготовление установки в основе, которой они лежат, является технически дорогостоящей задачей. В связи этим применимость таких электромагнитов в основном для построения стационарных, неуничтожаемых в ходе эксперимента полеобразующих систем. Это причина ограничивает возможную массу испытываемого ВВ или экспериментов с большим зарядом. Определение значения индукции магнитного поля в таких установках производится перед проведением эксперимента, что требует создания специальной системы диагностики.

Катушки Гельмгольца представляют собой систему из двух одинаковых тороидальных катушек, расположенных в параллельных плоскостях (Рисунок 2.21). Расстояние между геометрическими центрами катушек равно их среднему радиусу, а сечение обмоток при этом должно быть мало по сравнению с радиусом [85].

Ток по катушкам протекает в одном направлении. Точность однородного электромагнитного поля, рассчитываются по параметрам [86,87]:

- радиус катушек;
- толщина;
- ширина обмоток.

Пренебрегая токами смещения, электромагнитное поле некоторого распределения токов проводимости определяется следующим образом:

$$\vec{B}(\vec{r}) = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \int_V \frac{[j(\vec{r}') \times (\vec{r} - \vec{r}')]}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} dV', \quad (2.12)$$

где \vec{r} – координаты точки, в которой рассчитывается магнитное поле;

\vec{r}' – координата точки в области распределения токов проводимости, по которой проводится интегрирование;

$j(\vec{r}')$ – плотность токов проводимости;

$\mu_0 = 1.257 \cdot 10^{-6}$ В·с/(А·м) – магнитная постоянная;

μ В·с/(А·м) – магнитная проницаемость среды.

При выборе цилиндрической системы координат, ось z которой совпадает с осью катушек, отличные от нуля составляющие вектора магнитной индукции:

$$\left\{ \begin{array}{l} B_r(r, z) = \frac{\mu\mu_0 j_0}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\psi' \int_{r_{min}}^{r_{max}} \frac{r' dr'}{A} \\ B_z(r, z) = \frac{\mu\mu_0 j_0}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\psi' \int_{r_{min}}^{r_{max}} \frac{[r \cdot \cos\psi' - r'] r' dr'}{A \cdot [A + |z - z'|]} \\ A = \sqrt{(r')^2 + r^2 - 2r' \cdot r \cdot \cos\psi' + (z - z')^2} \\ z' \in (A, B) \end{array} \right. \quad (2.13)$$

где r_{min} и r_{max} – внутренний и внешний радиусы обмотки соленоида.

Интенсивность поля на диаграмме расчета поля для полеобразующей системы выражена в Гауссах [76] (рисунке 2.22).

Сравнивая электромагниты и катушки Гельмгольца, последние отличаются тем [74, 76, 87, 88], что допускают питание импульсом тока. Это существенно уменьшает габариты установки, повышает мобильность и облегчает доступ к области, в которой создаётся однородное электромагнитное поле. В связи с небольшой стоимостью и простотой отладки, катушки Гельмгольца являются уничтожаемыми полеобразующими

системами. Это практически снимает ограничения на массу используемого в одном эксперименте ВВ.

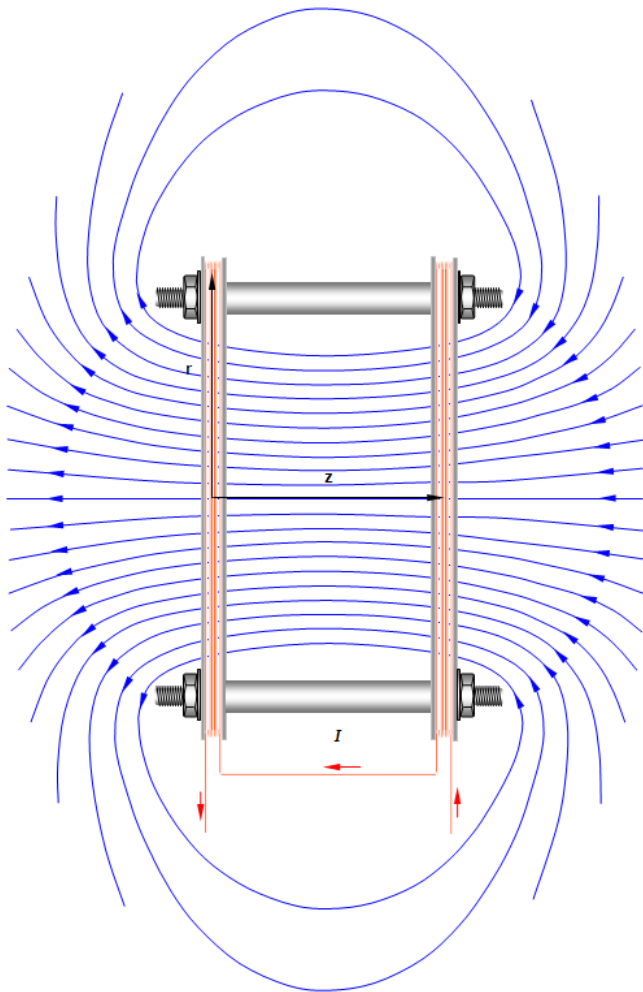


Рисунок 2.13 - Катушки
Гельмгольца

Основой полеобразующей системы (Рисунок 2.23) является система катушек Гельмгольца, параметры которых выбираются в зависимости от решаемой задачи. Питание таких катушек производится импульсом тока, который должен иметь форму, позволяющую получить в течение всего времени работы датчиков слабо меняющееся магнитное поле.

Полеобразующая система на основе катушек Гельмгольца [76] позволяет проводить эксперименты с образцами из исследуемых материалов диаметром 60 мм. Рабочая зона катушек находится в пределах 40 мм по радиусу катушек относительно центральной оси и в пределах ± 50 мм по центральной оси

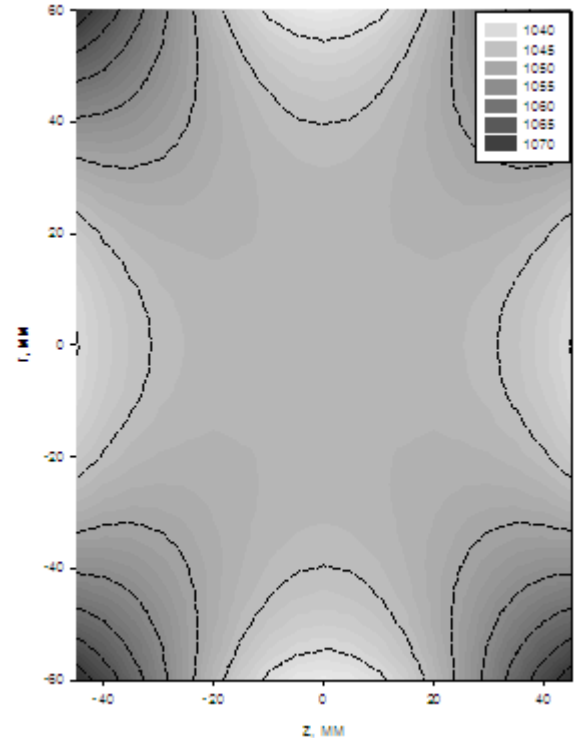


Рисунок 2.14 Распределение
магнитного поля в катушках
Гельмгольца.

относительно геометрического центра катушек. Неоднородность магнитного поля в этой зоне $\pm 1\%$.

Величина индукции магнитного поля определяется соотношением

$$B = \mu_0 \cdot k \cdot I, \quad (2.14)$$

где $\mu_0 = 1.257 \cdot 10^{-6}$ – магнитная постоянная, В·с/(А·м);

$k = 80.7$ – мера напряжённости поля катушек Гельмгольца, 1/м;

I – ток в каждой катушке, А.

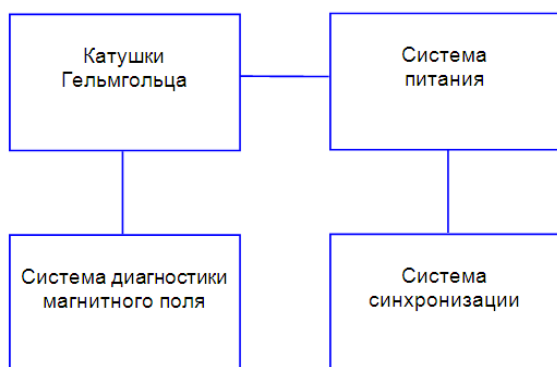


Рисунок 2.15 - Структура

полеобразующей системы на основе катушек Гельмгольца.

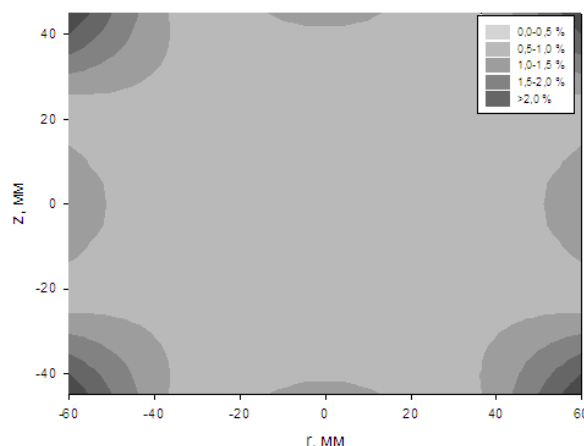


Рисунок 2.16 - Контурная диаграмма

однородности магнитного поля. На диаграмме r – расстояние от оси катушек по радиусу, z – продольное расстояние от центра системы катушек.

Значение k определено экспериментально с погрешностью $\pm 1,2\%$. Ток, протекающий в катушках, контролируется в ходе эксперимента по падению напряжения на шунте. Ошибка получения значения индукции магнитного поля δ_2 определяется погрешностью измерения падения напряжения на шунте $V_{ш}$, погрешностью определения сопротивления шунта $R_{ш}$, погрешностью определения коэффициента k .

$$\delta_2 = \sqrt{\left(\frac{\Delta k}{k}\right)^2 + \left(\frac{\Delta V_{ш}}{V_{ш}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta R_{ш}}{R_{ш}}\right)^2}. \quad (2.15)$$

Как видно из диаграммы (Рисунок 2.24), однородность магнитного поля в пределах радиуса катушек (40 мм), согласно расчётным данным, не превышает $\pm 0,5\%$, что согласуется с данными измерений распределения магнитного поля.

Еще одной немало значимой частью полеобразующей системы является источник импульса тока. Разработка должна учесть электрические параметры системы катушек, подводящих проводов и джоулево энерговыделение в катушках. Так как нестационарный источник тока позволяет пропускать через каждую из катушек импульс амплитудой до 1 кА, полеобразующая система создаёт магнитное поле индукцией до 0,1 Тл [74,76]. При этом напряжение источника тока не превышает 400 В, что выгодно отличает его от аналогичного устройства, где для получения такого же показателя индукции магнитного поля используется напряжение 3-5 кВ [87].

Так как питание полеобразующей системы производится импульсным источником, в ходе эксперимента необходимо синхронизовать во времени процессы установления квазистационарного значения тока в катушках и начала воздействия ударной волны на электромагнитный датчик, т.е. существует необходимость в разработке системы синхронизации. Характерное время, за которое устанавливается квазистационарное значение тока в катушках, составляет более одной миллисекунды, а характерное время работы взрывного нагружающего устройства составляет десятки микросекунд. Следовательно, подрыв экспериментального узла и запуск регистрирующего комплекса необходимо задержать на время до момента начала установления квазистационарного значения тока в полеобразующей системе.

2.3 Пьезорезистивный метод

Для непрерывной регистрации давления применяется пьезорезистивный метод [29]. Использование пьезорезисторного датчика обусловлено высоким, положительным коэффициентом изменения сопротивления в зависимости от давления. Эта характеристика близка к линейной в диапазоне давления 0 – 400 кбар.

$$\frac{\Delta R}{R_0} = K \cdot P \approx 0.24 \cdot P, \quad (2.18)$$

где R_0 – начальное сопротивление датчика, P – давление оказываемое на датчик (кбар), K – экспериментальный коэффициент пьезочувствительности.

Из-за низкого коэффициента зависимости сопротивления от температуры пьезорезисторного датчика используется в качестве датчиков для исследования различных процессов в материалах при ударном сжатии [91-96].

Первые работы по использованию пьезорезисторного датчика для измерения нормальных давлений в детонационных волнах относятся к 70ым годам. Так, в [97] изучался процесс развития детонации в литом тротиле, для чего применялись фольговые датчики толщиной 25 мкм и значением сопротивления чувствительного элемента около 2 Ом. Для исследования ударных и детонационных волн использовались низкоомные (32 мОм) четырёхвыводные фольговые датчики [98].

Для измерения нормальных напряжений при исследовании ударных и детонационных волн в РФЯЦ-ВНИИТФ в конце 80х годов были разработаны два типа фольговых низкоомных четырёхвыводных пьезорезистивных датчиков. Калибровка датчиков проведена на экспериментальной базе КАИФ (КНР) в совместных российско-китайских экспериментах в диапазоне (12–471 кбар) и приведена в [98].

2.3.1 Датчик пьезорезистивного метода

Пьезорезистивный датчик давления относится к классу пьезорезистивных преобразователей, так как при сжатии изменяют собственное удельное сопротивление.

При исследовании ударно–волновых процессов используются исключительно фольговые датчики давления. Всё многообразие датчиков можно разделить на две группы: высокоомные с сопротивлением ~50 Ом, применяемые для работ в «нижнем» диапазоне давлений (5–125 кбар), и

низкоомные с сопротивлением в несколько десятков мОм, применяемые обычно в «верхнем» диапазоне давлений (50–500 кбар).

Деление давления на два диапазона вызвано появлением значительной проводимости в исследуемых материалах при нагружении их сильными ударными волнами. Резкое возрастание проводимости исследуемых материалов, несмотря на наличие защитного слоя, приводит к шунтированию датчика. Во избежание эффекта шунтирования, приходится прибегать к снижению собственного сопротивления датчика до значения в несколько десятков мОм.

Обозначенные две группы датчиков требуют различного подхода к организации измерения их сопротивления, что, в свою очередь, обуславливает их конфигурацию. «Высокоомные» датчики конструируются по двухвыводной схеме и имеют чувствительный элемент в виде решётки с выводами (Рисунок 2.17). Датчики изготавливаются методом фототравления из манганиновой фольги толщиной от 2 до 20 мкм. Выводы покрываются тонким слоем меди с целью уменьшения их сопротивления. В некоторых случаях для защиты от воздействия УВ датчик капсулируется с обеих сторон тонкими плёнками из полиимида.

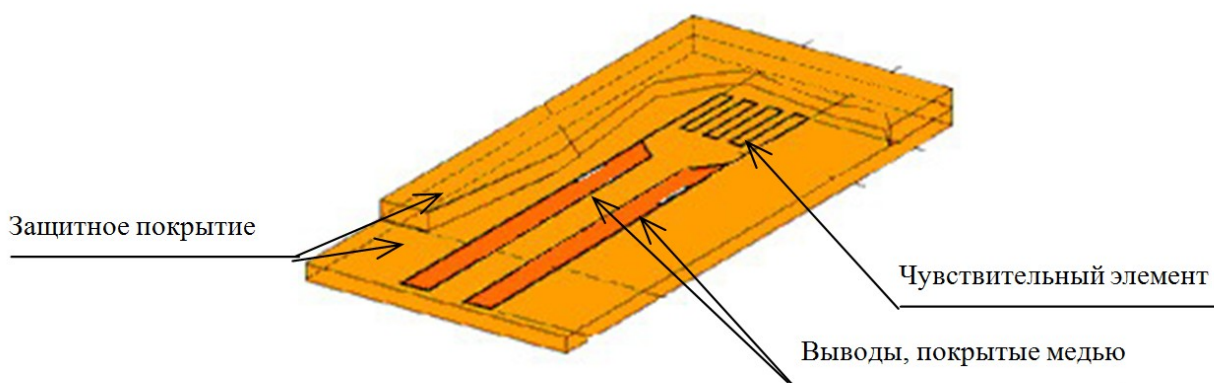


Рисунок 2.17 – Двухвыводной манганиновый датчик

«Низкоомный» пьезорезистивный датчик давления (рисунок 5) строится по четырёхвыводной схеме, и их можно разделить на две группы. К одной из них следует отнести датчики с односторонним расположением

«ТОКОВЫХ» и «СИГНАЛЬНЫХ» ВЫВОДОВ (Рисунок 2.18а,б), к другой – с двусторонним (Рисунок 2.18в).

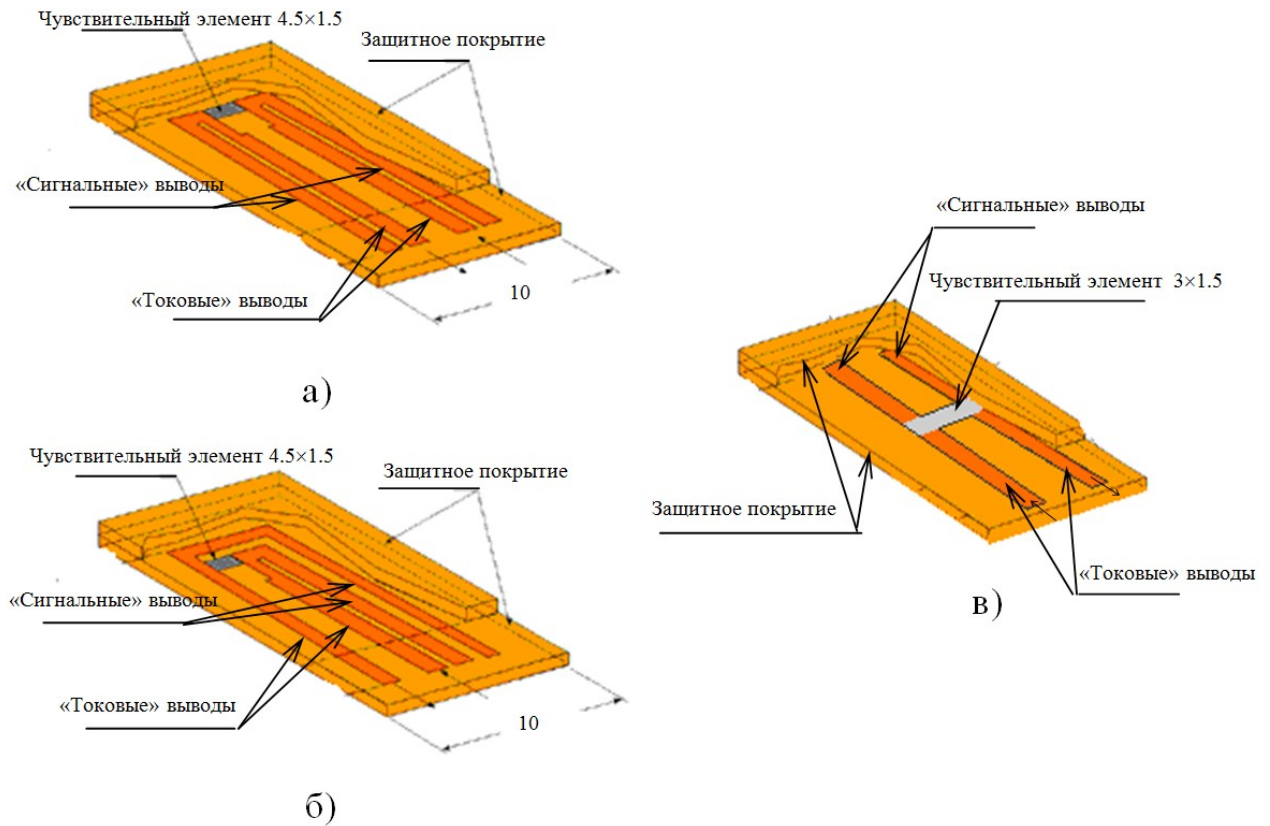


Рисунок 2.18 – Четырёхвыводной пьезорезистивный датчик давления

В работах [98] и [100] достаточно подробно описана технология изготовления датчиков в условиях Ливерморской национальной лаборатории (США). Элемент датчика толщиной 25,4 мкм, располагался между двумя слоями из фторопласта. Склеивание осуществляется при помощи плёнки FER путём прессования при температуре 310 °С.

Наибольшее применение нашли датчики с односторонним расположением выводов, поскольку такая конфигурация предоставляет более широкие возможности размещения нескольких датчиков в экспериментальной сборке.

2.3.2 Измерение сопротивления датчиков. Схема измерения

При использовании пьезорезистивного метода измерения давления необходимо проводить измерения сопротивления чувствительного элемента, пропорционального уровню исследуемых воздействий. Для измерения сопротивления через датчик пропускается ток и регистрируется напряжения на нём. Сигнал с датчика можно представить в виде суммы двух напряжений:

$$U_{sum} = U_0 + \Delta U, \quad (2.19)$$

где U_0 – напряжение, соответствующее начальному сопротивлению датчика, а ΔU – изменение напряжения, обусловленное изменением сопротивления датчика в результате действия давления.

Для повышения точности измерений применяются схемы, позволяющие компенсировать начальное падение напряжения. В обобщённом виде структурная схема метода представлена на схеме (Рисунок 2.20).

Уровень тока для питания датчика выбирается таким, чтобы обеспечить оптимальное сочетание точности измерения, отношения сигнал/шум в измерительном тракте и сложности технических решений при реализации источника тока. При этом значение тока должно быть стабильным в течение всего эксперимента. Как правило, питание датчиков осуществляется импульсом тока, поскольку это упрощает схемное решение и вместе с тем позволяет минимизировать неконтролируемый нагрев датчика. На практике применяются различные схемные реализации источника тока.

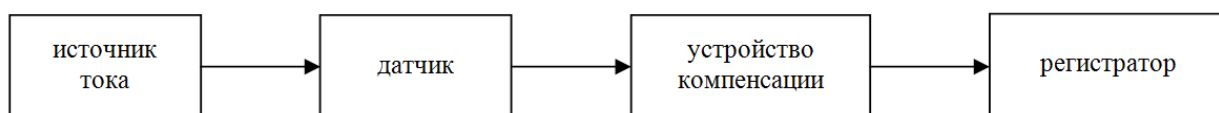


Рисунок 2.20 - Структурная схема выполнения измерений

Упрощенная схема источника тока показана на рисунке 30 [99].

Постоянная времени электрической цепи:

$$\tau = C \cdot (R_{\text{БАЛАСТ}} + R_{\text{ДАТ}}) \quad (2.20)$$

Она характеризует временную стабильность тока, протекающего через датчик. Стабильность тока к изменению нагрузки обеспечивается условием $R_{\text{БАЛАСТ}} \ll R_{\text{ДАТ}}$.

В Ливерморской лаборатории используют схему активной стабилизации тока с обратной связью [98]. Время, в течение которого восстанавливается исходное значение тока после начала ударного воздействия на датчик, составляет примерно 1 мкс, что соизмеримо со временем «жизни» датчика в условиях газодинамического эксперимента. В связи с этим обстоятельством в ходе эксперимента контролируется изменение тока, которое учитывается при обработке сигналов давления.

2.4 Исследования при помощи синхротронного излучения

Рентгеновские методики получили новое развитие с появлением СИ. Данный вид излучения представляет собой сгусток релятивистских электронов, движущихся в ускорителях по криволинейной траектории в течение длительного времени. В простейшем случае СИ появляется при движении электрона на орбите накопительного кольца синхротрона, основными параметрами которого являются радиус орбиты движения электронов R , энергия электронов E , индукция магнитного поля B и их число, электронный ток I [101]. Данные параметры связаны собой отношением:

$$R = \frac{E}{eB}, \quad I = \frac{eN_e c}{2\pi R}, \quad (2.23-2.24)$$

где e – заряд электрона, c – скорость света в вакууме, N_e – число электронов в пучке.

Стабильность электронного пучка, движущегося по кольцевой траектории синхротрона, зависит от вакуума в канале и может составлять от несколько часов до нескольких десятков часов. СИ имеет спектральный состав, описывающийся критической длиной волны $\lambda_{кр}$, которая напрямую зависит от полной энергии СИ, и не должна превышать энергию всех остальных волн, то есть быть минимальной. Интенсивность СИ характеризуется спектральной яркостью (Рисунок 2.31). Размерные характеристики источника СИ определяются величиной, называемой эмиттансом, равной произведению линейного размера излучающей области электронного пучка на угол расходимости пучка СИ, и находится примерно в значениях $(10^{-10} \sim 10^{-8}) \text{ м} \cdot \text{рад}$ вертикальных и $(10^{-8} \sim 10^{-6}) \text{ м} \cdot \text{рад}$ горизонтальных [101].

Полная мощность W , излучаемая электронным пучком за одно вращения по орбите синхротрона, и критическая длина волны $\lambda_{кр}$ определяются выражениями:

$$W \sim \frac{I\gamma^4}{R}, \quad \gamma = \frac{E}{m_0 c^2}, \quad \lambda_{кр} = \frac{4\pi R}{3\gamma^3}. \quad (2.25-2.28)$$

где γ – Лоренц-фактор электрона, m_0 – масса покоя электрона.

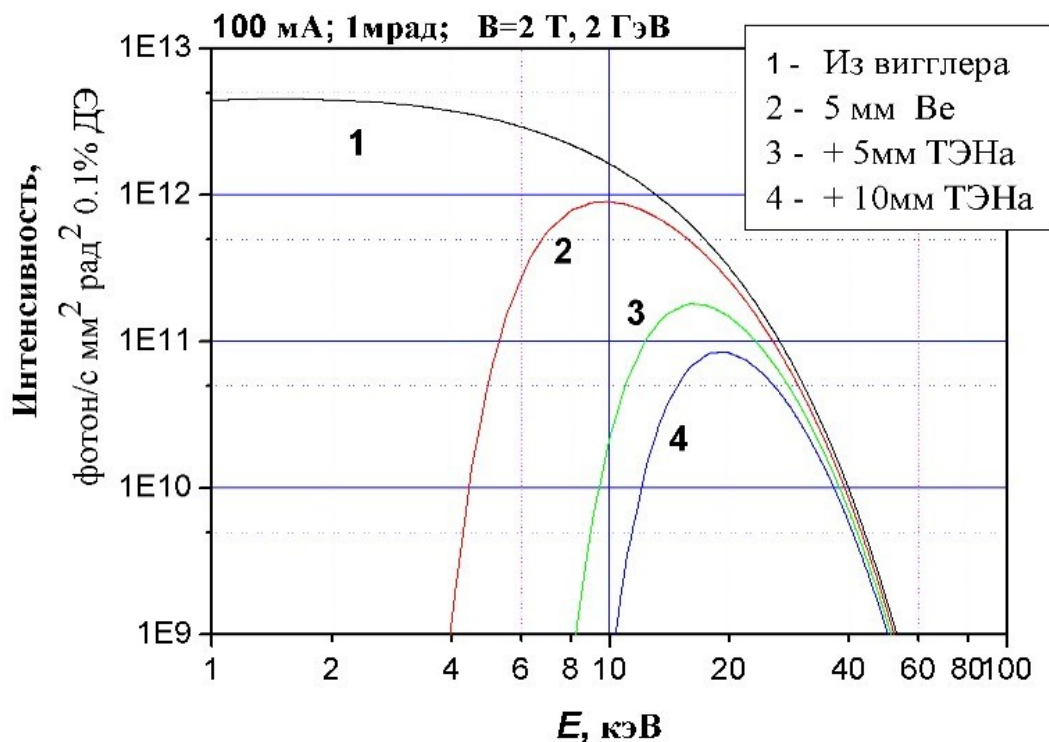


Рисунок 2.21– Спектральный поток СИ для ВЭПП–3 после прохождения через исследуемые вещества: 1 – из вивглера; 2 – бериллий толщиной 5мм; 3 – бериллий +5мм ТЭНа; 4 – бериллий +10 мм ТЭНа

Двигаясь по накопительному кольцу синхротрона, электроны собираются в прерывистый поток величиной от 3 до 30 см. При этом для СИ можно добиться такого режима работы, что пучок будет двигаться один по накопительному кольцу. Характеристики режима такой работы будут описываться частотой $f = 4.03 \text{ МГц}$ и длительностью импульса на получастоте $T = 0.8 \text{ нс}$ [101].

Развитие СИ напрямую зависит от качества детекторов (рентгеновского излучения), то есть качества и скорости отклика на поглощённый фотон. Модели детекторов с использованием СИ были однокоординатными и двухкоординатными разработаны в Институте Ядерной Физики (ИЯФ) [102]. Работы, связанные с данными типами детекторов, позволило при помощи микроЭВМ улучшить их быстродействие.

Характерной особенностью разработанных в 1998 году линейного беспараллаксного детектора OD-3 и двухкоординатного DED-5 [103] стало пространственное разрешение ($\sim 0.2\text{мм}$), скорость считывания ($\sim 2\text{мкс}$) и длина газовых камер ($\sim 50\text{мм}$). Такие детекторы предназначены для изучения дифракционных исследований малых регистрируемых потоков.

При помощи данных видов детекторов были проведены первые эксперименты с использованием СИ для изучения СВС [104-111]. для исследования детонационных процессов

К концу 90х годов началось использование СИ с микросекундным и наносекундным разрешением. Рассмотрим систему работы таких установок (Рисунок 2.22). Рентгеновский луч, падая на объект исследования, поглощается, преломляется и проходит без изменений. Если рассматривать интенсивности образовавшихся лучей, то интенсивность дифрагированного рассеяния на большие углы несет собой сведения о кристаллической структуре материала. Интенсивность прошедшего без угла пучка отвечает за плотность вещества, а интенсивность луча отклонившийся на малый угол, то есть претерпевший МУРР, несет в себе информацию о флуктуации плотности в веществе.

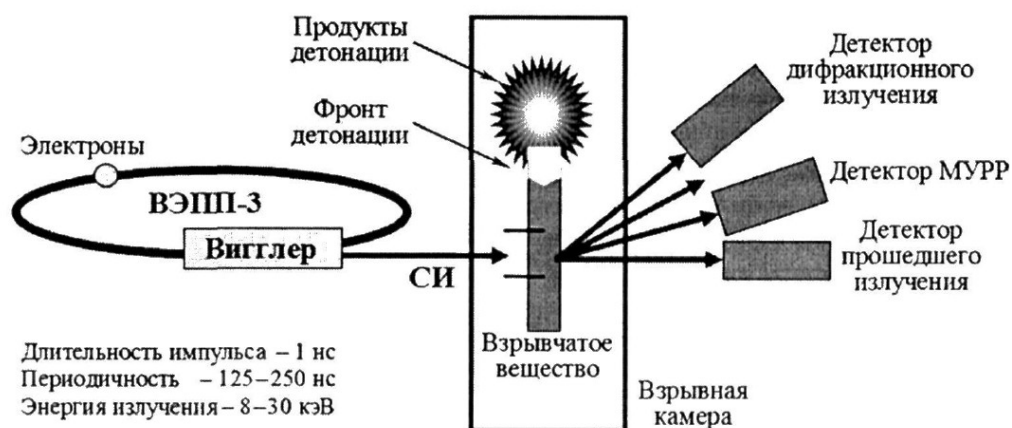


Рисунок 2.22 – Схема постановки экспериментов по использованию СИ для исследования детонационных процессов

2.4.1 Схема установки для эксперимента при помощи СИ

Предложенная ИЯФ СО РАН установка для диагностики быстропротекающих процессов имеет новый подход регистрации СИ детонации [112].

Экспериментальная установка для диагностики быстропротекающих процессов (Рисунок 2.23) состоит из коллиматора, объект исследования во взрывной камере, блок детекторов. Кроме объекта исследования все узлы относятся к классическому методу регистрации статистических и медленных процессов при помощи СИ.

Коллиматор или система формирования пучка СИ требуется для создания однородного однонаправленного излучения и состоит из ножей, фильтров и щелей. С помощью ножей, находящихся на расстоянии 200мм , обеспечивается настройка разброса лучей с погрешностью в 10^{-4} рад .

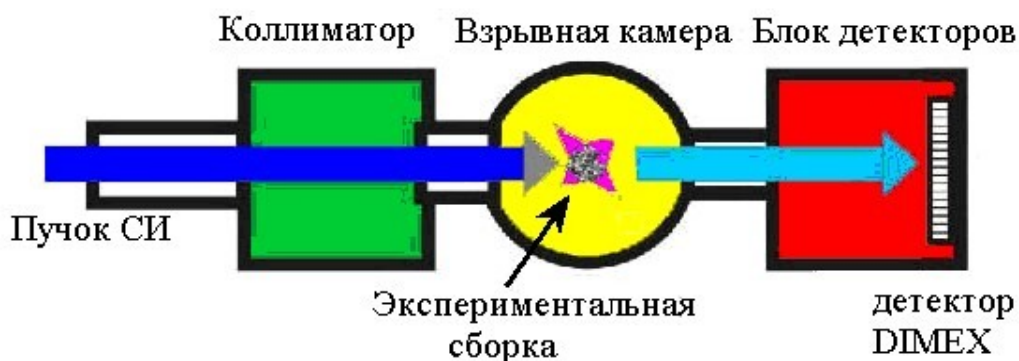


Рисунок 2.23 – Общая схема экспериментальной установки

Взрывная камера представляет собой полый цилиндр с внутренним диаметром 100мм . Для уменьшения воздействия пучка со средой внутри камеры создается вакуум 10Па , и установлен аварийный радиационный затвор, не позволяющий пучку проходить внутрь камеры. Конец камеры также защищен от радиационного излучения для защиты от аварийного сброса электронного пучка.

Основным узлом в этой установке является позиционно-чувствительный детектор рентгеновского излучения с характеристиками:

- запоминание не менее 10 кадров;
- координатное разрешение не хуже 0.1мм
- эффективность регистрации $\sim 50\%$;
- энергии гамма квантов $\sim 30\text{кэВ}$;
- апертура в направлении измеряемой координаты $\leq 100\text{мм}$;
- апертура в направлении перпендикулярной к ней измеряемой координаты $\sim 1\text{мм}$.

2.4.2 Детектор

Регистрирующий детектор требуется для регистрации отраженного и преломленного пучков СИ. Он представляет собой ионизирующую камеру с электронным усилителем, где отделяется область конвекции рентгеновских фотонов от всего спектра [101,113,114] (Рисунок 2.24). При этом рабочим газом в нем является газовзвесь $80\%(Xe) - 20\%(CO_2)$ под давлением до 10^6Па .

Принцип работы детектора: при излучении СИ, прошедшем через вещество, фотон поглощается областью между дрейфовым электродом и электронным усилителем с образованием первичной ионизации. Ионная составляющая ионизации движется к отрицательно заряженному дрейфовому электроду. Между электродом и GEM создается поле напряженностью $> 500\text{В} / \text{см}$, в котором электронная компонента первичной ионизации дрейфует к GEM.

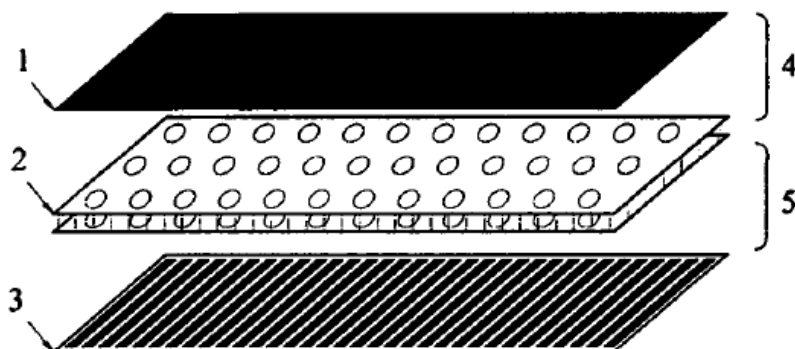


Рисунок 2.24 – Схема детектора: 1 – дрейфовые электроды; 2 – GEM; 3 – микростриповая структура; 4 – область конвекции фотонов; 5 – область индуцирования заряда.

В нижней части GEM индуцируется противоположный заряд, умноженный на коэффициент газового усиления, который при увеличении разности потенциалов превышает единицу. Пройдя через электронный усилитель, электроны движутся через индукционный промежуток к плоскостной структуре, индуцируя заряд на ее поверхности. Детектор, предложенный в статьях [113,114], имеет вид (Рисунок 2.25). На заднем плане – наружный кожух детектора; внутренний вид блока детекторов.

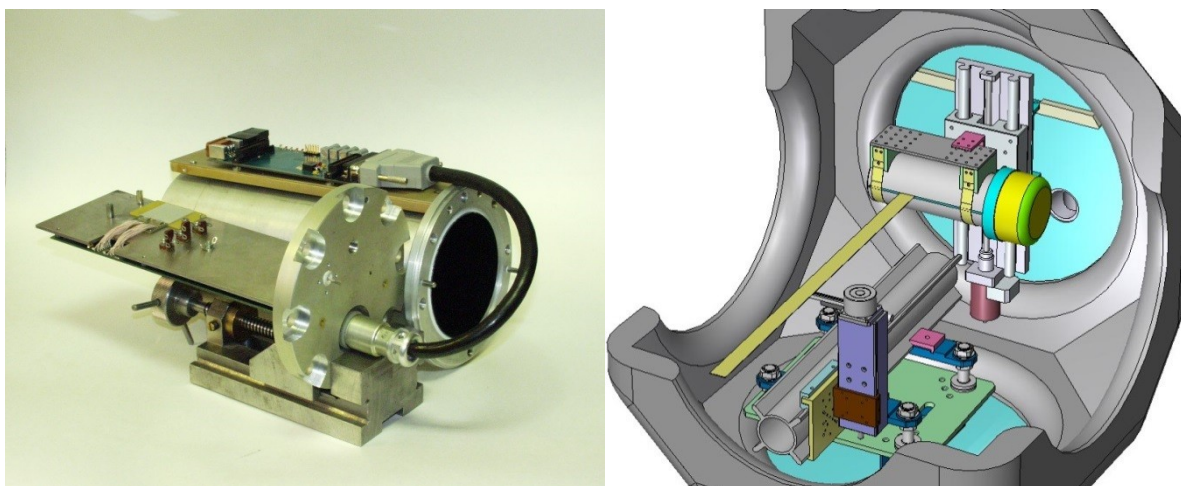


Рисунок 2.25 – Внутренняя часть детектора.

2.4.3 Взрывная камера

Одним из специфических узлов является взрывная камера. Она имеет следующие ограничения: объем образца не должен превышать 70л и масса образца не должна превышать массы заряда в 50г в тротиловом эквиваленте.

При экспериментах возникает проблема передачи пучка СИ через камеру с минимальными потерями. Для этого предложено уменьшить количество ВВ в камере до 30г в тротиловом эквиваленте, а окно сделать из бериллия, так как у него самый меньший коэффициент поглощения и большая прочность. Пластины не должны превышать толщину 2мм . Для подавления УВ предложена следующая установка (Рисунок 2.26).

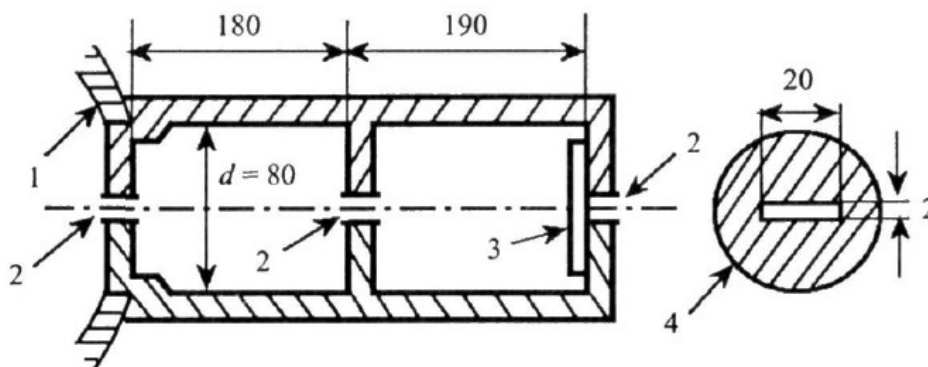


Рисунок 2.26– Схема окон и вывода излучения из взрывной камеры: 1 – корпус камеры, 2 – щели размером $2 \times 20\text{мм}$, 3 – бериллиевая пластина толщиной 2мм , 4 – вид спереди.

2.5 Обработка экспериментальных данных

В экспериментах для ударно-волнового нагружения использовались взрывные нагружающие устройства контактного типа. Регистрация параметров ударного сжатия во фторопласте осуществлялась при помощи четырех пьезорезистивных датчиков [115], расположенных в сечениях диска из фторопласта с шагом 5мм . Датчики с каждой стороны изолировались фторопластовой пленкой толщиной 0.08мм . Воздушные зазоры между дисками заполнялись эпоксидной смолой. Сигналы с датчиков регистрировались при помощи цифрового осциллографа.

Схема проведения эксперимента представлена на рисунке 2.27.

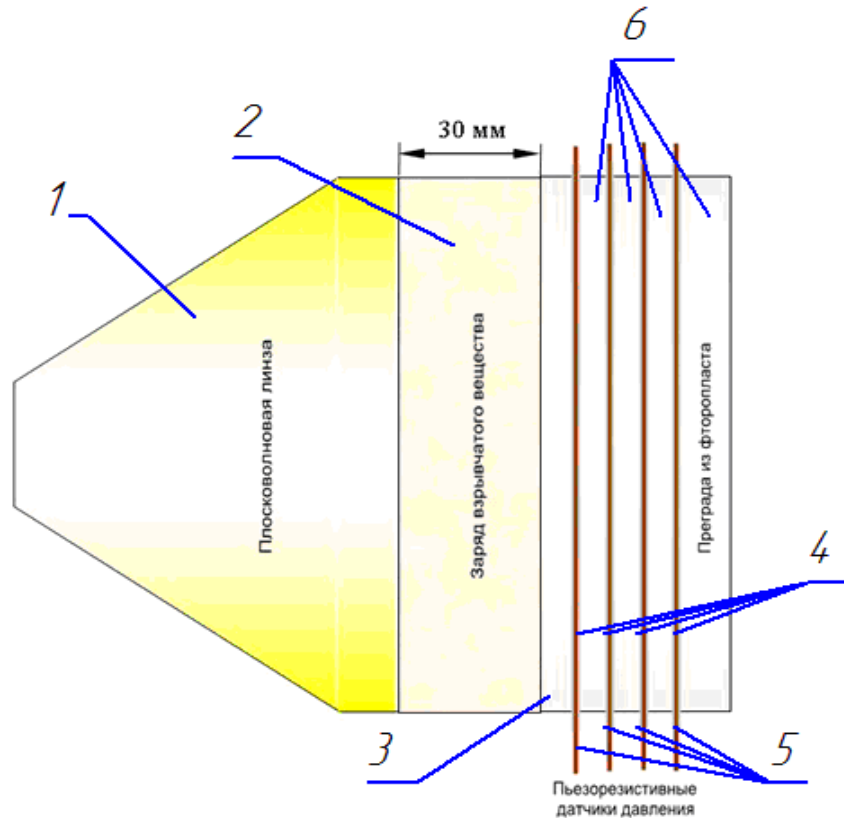


Рисунок 2.27 – Схема проведения эксперимента: 1- Плоскволновая линза; 2- Диск $\varnothing 120 \times 29,86$ мм. ВВ на основе октогена; 3- Диск $\varnothing 120 \times 9,97$ мм из фторопласта; 4- Пленка $130 \times 90 \times 0,08$ мм из фторопласта; 5- Пьезорезистивный датчик давления, капсулированный эпоксидной смолой, толщина $L_d = 0,05$ мм; 6- Диск $\varnothing 120 \times 4,97$ мм из фторопласта.

Профили давления, полученные в одном из двух экспериментов (Рисунок 2.28).

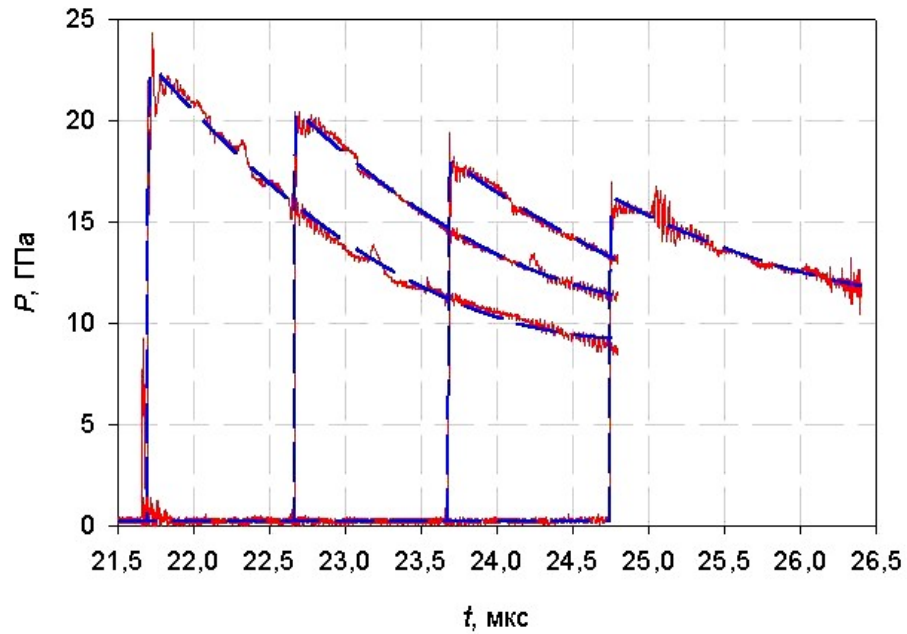


Рисунок 2.28 – Типичные сигналы с датчиков

Для каждого профиля рассчитаны величины давления на фронте ударной волны в преграде (P_{np}). Для этого зарегистрированные профили давления были аппроксимированы выражением (2.29).

$$P = P_0 + \frac{I}{2} \cdot \left(1 + \frac{|t - t_0|}{t - t_0} \right) \cdot \left(1 - \exp\left(\frac{t_0 - t}{\tau}\right) \right) \cdot \left(A_0 + A_1 \cdot (t - t_0) + A_2 \cdot (t - t_0)^2 \right) \quad (2.29)$$

где: t_0 – время прихода ударной волны; τ – время нарастания фронта сигнала; A_0 , A_1 и A_2 – коэффициенты аппроксимирующего полинома; $P_0=0,2332$ ГПа – нулевой коэффициент калибровочной зависимости, связывающей давление P . Все коэффициенты приведены в таблице (Таблица 1.2).

Результаты аппроксимации показаны на рисунке, синей линией. Давление на фронте ударной волны определялось выражением (2.29).

$$P_{\text{фм}} = A_0 + P_0 \quad (2.30)$$

Таблицы 2.1. Параметры аппроксимации профилей давления, зарегистрированных датчиками из 1 опыта.

№	$t_0 \pm \sigma_{t_0}$, мкс	$A_0 \pm \sigma_{A_0}$, ГПа	$A_1 \pm \sigma_{A_1}$, ГПа/ мкс	$A_2 \pm \sigma_{A_2}$, ГПа/ мкс ²	$\tau \pm \sigma_\tau$, н с	$P_{\text{фТ}}$, ГПа
1	8.0775 ± 0.0004	-	-	-	-	-
2	9.0713 ± 0.0001	19.058 ± 0.044	-6.527 ± 0.073	1.094 ± 0.026	2.5 ± 0.2	19.29

3	10.1032 ± 0.0002	16.976 ± 0.057	-5.912 ± 0.154	1.453 ± 0.088	3.0 ± 0.3	17.21
4	11.1818 ± 0.0003	14.425 ± 0.054	-3.140 ± 0.149	0	4.5 ± 0.4	14.66

Таблицы 2.2. Параметры аппроксимации профилей давления, зарегистрированных датчиками из 2 опыта.

№	$t_0 \pm \sigma_{t_0}$, мкс	$A_0 \pm \sigma_{A_0}$, ГПа	$A_1 \pm \sigma_{A_1}$, ГПа/мкс	$A_2 \pm \sigma_{A_2}$, ГПа/мкс ²	$\tau \pm \sigma_{\tau}$, нс	$P_{ФТ}$, ГПа
1	21.6962 ± 0.0003	22.753 ± 0.053	-8.619 ± 0.077	1.351 ± 0.024	7.6 ± 0.4	22.99
2	22.6671 ± 0.0001	20.382 ± 0.024	-7.186 ± 0.051	1.332 ± 0.023	3.2 ± 0.2	20.62
3	23.6824 ± 0.0001	17.857 ± 0.030	-5.343 ± 0.122	0.776 ± 0.104	3.8 ± 0.2	18.09
4	24.7442 ± 0.0002	16.037 ± 0.029	-3.991 ± 0.080	0.799 ± 0.046	5.3 ± 0.2	16.27

2.6 Выводы по 2 разделу

В разделе рассмотрены методы измерения пространственно-временных профилей. Определены модификации датчиков и постановки экспериментов, необходимые и достаточные для реализации лагранжева анализа. Описаны методы диагностики параметров течения.

Сформулированы следующие выводы:

1. Проведен анализ основных многоканальных методов измерения профилей давления $P(x, t)$, массовой скорости $U(x, t)$ и плотности $\rho(x, t)$.
2. Определены наиболее предпочтительные методы регистрации пространственно-временных профилей:
 - для давления $P(x, t)$ – пьезорезистивный метод;
 - для массовой скорости $U(x, t)$ – \dot{i} электромагнитный метод;
 - для плотности $\rho(x, t)$ – сикротонная диагностика;
3. Представлены достоинства и недостатки данных методов;
4. Приведено описание постановки экспериментов по исследованию ударного сжатия фторопласта нестационарной ударной волной с регистрацией процесса четырехканальной пьезорезистивной методикой;
5. Предложено и использовано при обработке результатов аналитическое

выражение для аппроксимации экспериментальных профилей давления.

3 Аналитический раздел

3.1 Анализ Лагранжа для оценки параметров

Для перехода к анализу Лагранжа полей параметров состояния системы начнем со случая незатухающей волны сжатия с известной начальной плотностью и скоростью ударной волны в веществе. Для более простого подбора функций известного параметра возьмем квадратный полином в виде $F(t) = At^2 + Bt + C$, тогда это немного упростит взятие производных, не переходя на формулы разностных схем пересчета интегралов и производных функций. Для этого запишем формулы полного дифференциала для параметров давления и массовой скорости.

$$\frac{dP}{dt} = \frac{\partial P}{\partial t} + \frac{\partial P}{\partial h} \cdot \frac{dh}{dt} = \frac{\partial P}{\partial t} - \rho_0 \cdot \frac{\partial U}{\partial t} \frac{dh}{dt}; \quad (3.1)$$

$$\frac{dU}{dt} = \frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial U}{\partial h} \cdot \frac{dh}{dt} = \frac{\partial U}{\partial t} + \rho_0 \cdot \frac{\partial V}{\partial t} \frac{dh}{dt}; \quad (3.2)$$

$$\frac{dU}{dt} = \frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial U}{\partial h} \cdot \frac{dh}{dt} = \frac{\partial U}{\partial t} - \frac{1}{\rho_0} \cdot \frac{\partial P}{\partial t} \frac{dh}{dt}; \quad (3.3)$$

При этом, в результате существования только одной функции, полный дифференциал равен нулю. Рассмотрим это на примере известной функции массовой скорости (3.1-3.14).

$$\begin{aligned} \frac{\partial P}{\partial t} = \rho_0 \cdot \frac{\partial U}{\partial t} \frac{dh}{dt} &\Rightarrow \int_{t_0}^T \frac{\partial P}{\partial t} dt = \rho_0 \cdot \frac{dh}{dt} \int_{t_0}^T \frac{\partial U}{\partial t} dt \Rightarrow P - P_0 = \rho_0 \cdot \frac{dh}{dt} \int_{t_0}^T \frac{\partial U}{\partial t} dt; \\ \frac{\partial U}{\partial t} = -\rho_0 \cdot \frac{\partial V}{\partial t} \frac{dh}{dt} &\Rightarrow \int_{t_0}^T \frac{\partial U}{\partial t} dt = -\rho_0 \cdot \frac{dh}{dt} \int_{t_0}^T \frac{\partial V}{\partial t} dt \Rightarrow -\frac{1}{\rho_0} \cdot \frac{dt}{dh} \int_{t_0}^T \frac{\partial U}{\partial t} dt = V - V_0; \\ P_0 = \rho_0 D U_0; V_0 = \frac{(D - U)}{D \cdot \rho_0}; \frac{dU}{dt} &= 0. \end{aligned} \quad (3.4-3.14)$$

В результате решения этих дифференциальных уравнений при начальных условиях ρ_0 , D при незатухающей УВ в автоматизированной

системе на ПК получены следующие графики функций состояния системы (Рисунок 3.1) (приложение).

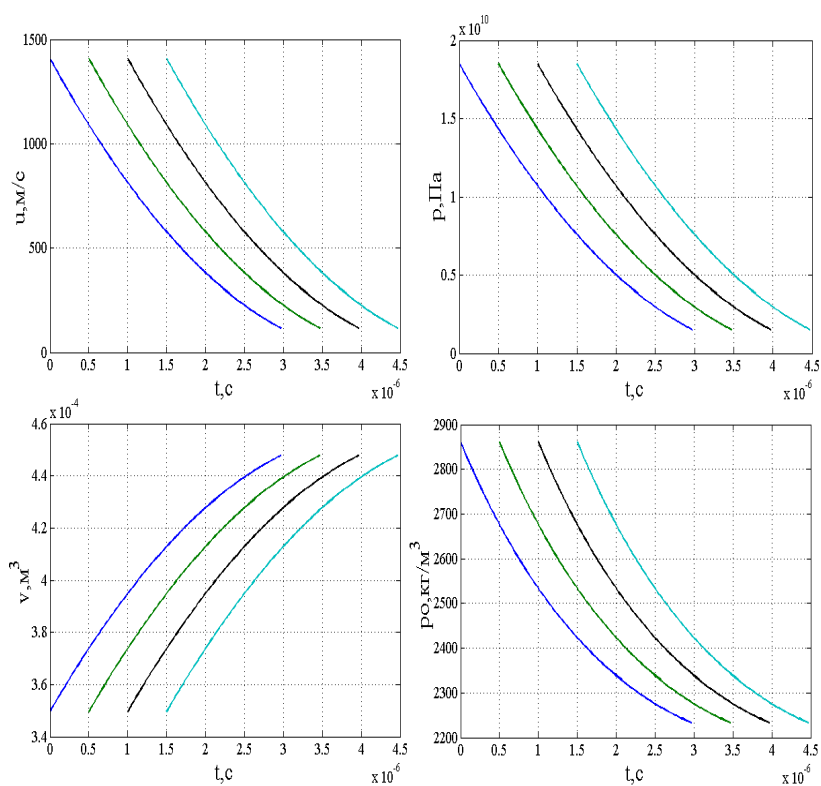


Рисунок 3.1– Графики параметров незатухающей УВ $P(t), V(t), \rho(t)$, полученные по графику параметров $U(t)$.

Как видно из графика, решение дифференциальных уравнений не несет определённой сложности, а численный расчет не нарушает однородность функции. Данный пример лишь показывает идеальную систему.

Теперь для пересчета усложним задачу и рассмотрим случай затухающей. Тогда полный дифференциал не будет равен нулю. Уравнение примет вид (3.15-3.24)

При тех же начальных условиях, получим при помощи программного кода (приложение) следующие графики функций состояния системы (Рисунок 3.2).

$$\frac{dU}{dt} = \frac{\partial U}{\partial t} - \frac{1}{\rho_0} \cdot \frac{\partial P}{\partial t} \frac{dh}{dt} \Rightarrow \int_{t_0}^T \frac{\partial P}{\partial t} dt = \rho_0 \cdot \frac{dt}{dh} \int_{t_0}^T \left(\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{dU}{dt} \right) dt \Rightarrow$$

$$\Rightarrow P = P_0 + \rho_0 \cdot \frac{dt}{dh} \left(\int_{t_0}^T \frac{\partial U}{\partial t} dt + \int_{t_0}^T \frac{dU}{dt} dt \right);$$

$$\frac{dU}{dt} - \frac{\partial U}{\partial t} = \rho_0 \cdot \frac{\partial V}{\partial t} \frac{dt}{dh} \Rightarrow \int_{t_0}^T \left(\frac{dU}{dt} - \frac{\partial U}{\partial t} \right) dt = \rho_0 \cdot \frac{dt}{dh} \int_{t_0}^T \frac{\partial V}{\partial t} dt \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \frac{1}{\rho_0} \cdot \frac{dt}{dh} \left(\int_{t_0}^T \frac{dU}{dt} dt - \int_{t_0}^T \frac{\partial U}{\partial t} dt \right) = V - V_0;$$

$$P_0 = \rho_0 D U_0; V_0 = \frac{(D - U)}{D \cdot \rho_0}.$$

(3.15-3.24)

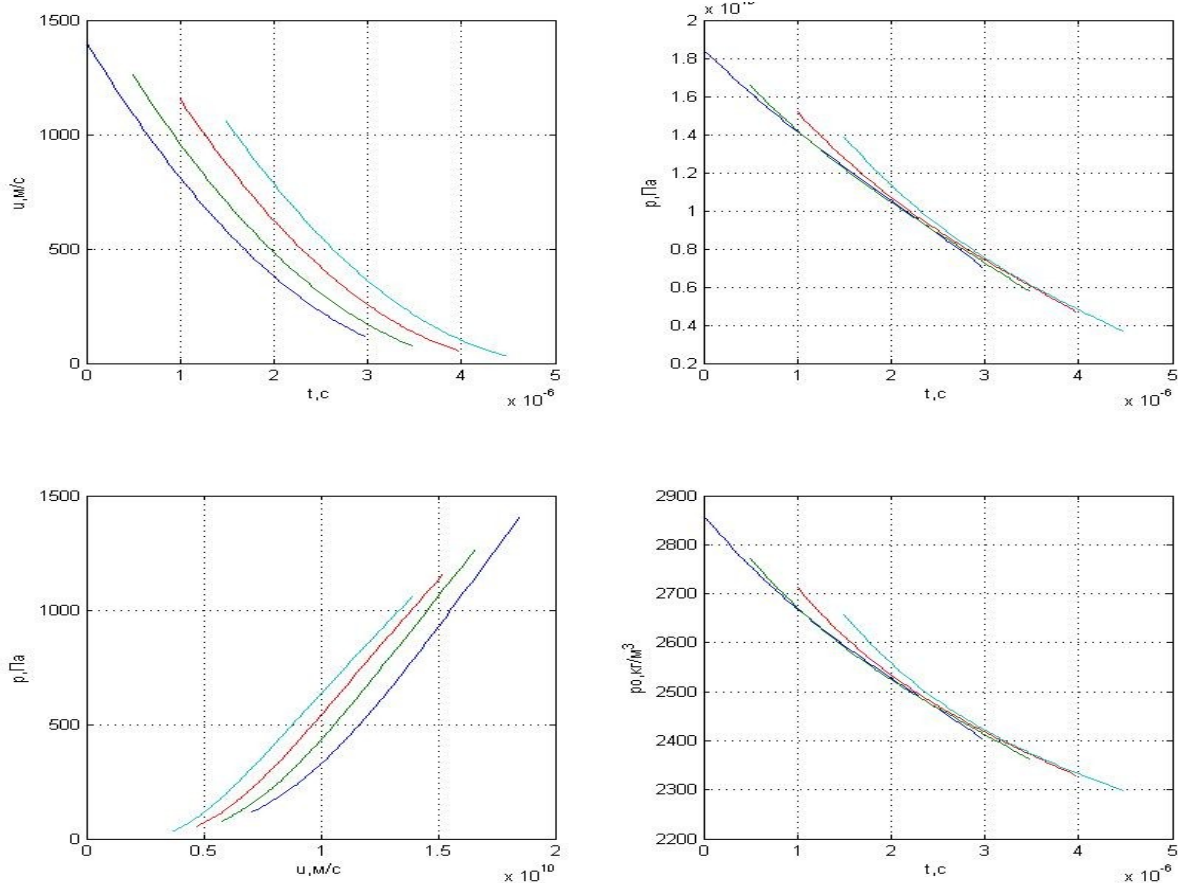


Рисунок 3.2 – Графики параметров затухающей УВ $P(t), V(t), \rho(t)$, полученные по графику параметров $U(t)$.

Уравнения решаются довольно просто и при условиях затухающей волны. При этом данная проверка показывает простоту анализа Лагранжа и его применимость в случаях идеальных затухающих и незатухающих волн сжатия. Но при реальных системах рождаются проблемы описания одной функцией реальный процесс с фазовыми превращениями или упругим предвестником.

3.2 Анализ Лагранжа для оценки параметров состояния материала по данным давления за фронтом ударной волны

Рассмотрим полученные с датчиков данные по изменению давления в веществе на разной глубине. К начальным данным нам еще потребуются геометрия расположения датчиков, и плотность материала до сжатия. При помощи входных данных можно рассчитать остальные динамические характеристики. Выведем основные формулы разностных схем анализа для данных датчиков давления.

Получим частную производную $(\partial p / \partial h)_t$ на любой точке траектории. Если расширить ее в рамках полной производной вдоль линии пути и частной производной вдоль кривой по лагранжевому положению датчика, то производная выглядит так:

$$\left(\frac{\partial p}{\partial h}\right)_t = \left(\frac{\partial p}{\partial h}\right)_h - \left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_h \frac{\partial t}{\partial h} \quad (3.25)$$

Полные производные или производные по направлению относятся к направлению линии траектории. Производные в правой части получаются при подстановке значений давления и времени в функции лагранжевой координаты h на каждой линии траектории. Подставим данные давления в функцию времени t для каждой кривой по лагранжевому положению датчика. Разложим данные давления разложений в ряд:

$$\bar{p}_i = \sum_{n=1}^N a_n h^n, \quad (3.26)$$

где \bar{p}_i является подставленным значением линии пути под номером i , а h является лагранжевым положением. Множитель a_n определяются методом аппроксимации функций для значений p_{ik} вдоль линии пути j и кривой лагранжевого положения датчика под номером k . Ввиду того, что a_n являются линейной функцией p_{ik} , уравнение (3.26) может быть записано в альтернативной матричной форме:

$$\bar{p}_{jk} = \sum_{n=1}^k \xi_{ki} p_{ji}, \quad (3.27)$$

где p_{jk} является подобранным значением на линии пути под номером j , и в положении датчика, k – количество датчиков. Матрица ξ является функцией положения датчиков h_k и N степенью аппроксимации. Дифференцирование рядов в уравнении (3.27) ведет к определению новой матрицы ξ' .

$$\frac{d \bar{p}_{ik}}{dh} = \sum_{i=1}^k \xi'_{ki} p_{ji}, \quad (3.28)$$

Таким образом, полная производная получается на каждом пересечении траектории и кривой положения датчика. Аналогично получается и производная времени по координате (dt / dh) .

Производная $(\partial p / \partial t)_h$ получается на линии датчика из аппроксимации первого порядка на временном промежутке между двумя линиями пути:

$$\left(\frac{dp_{jk}}{dt} \right)_h = \frac{p_{j+1,k} - p_{j,k}}{t_{j+1,k} - t_{j,k}}, \quad (3.29)$$

где t_{jk} является временем, ассоциируемым с точкой данных p_{jk} .

Для определения массовой скорости, объема и изменения энергии по времени на каждом датчике, уравнения сохранения импульса и массы

интегрируются вдоль линий постоянной лагранжевой координаты h , являющейся путем датчика в материале. Интегрирование выполняется в небольшом временном интервале от t_1 до t_2 . Уравнения (1.2–1.4) в интегральной форме примут вид (1.8). После нахождения массовой скорости в веществе с ней пройдут те же самые операции по превращению в численный ряд с привязкой ко времени. После чего находятся оставшиеся значения по уравнениям, записанным в интегральной форме (1.8).

Разберем основные положения и запишем выражения с заранее известными величинами в точке траектории. Начальные данные теперь имеют данные давления (эмпирические), массовой скорости, времени, и лагранжевой координаты. Для дальнейшего использования необходимо найти значения между положениями датчиков, для этого применим неравномерную сетку. Для увеличения точности во время проведения численных расчетов выполним следующие операции.

Во-первых, найдем аппроксимативные сплайн-функции для линий пути или значений данных с датчиков. При этом надо произвести проверку верного подбора функций. Для этого определяются параметры погрешности аппроксимируемой и реальной функции. Во-вторых, для неоднородной сетки берутся значения соседних ячеек в направлении изменения лагранжевой координаты, после производится аппроксимация сплайн-функциями. По сплайн-функциям строятся интерполяционные точки.

Получив сетку значений, можно перейти к последующим расчетам. Для этого из интегральных уравнений перейдем к численным методам, то есть к разностным схемам. Не вдаваясь в подробности построения, воспользуемся схемой предложенной в статье [6].

$$u_{j+1,k} - u_{jk} = - \frac{1}{2\rho_0} \left[\left(\frac{d\bar{p}_{jk}}{dh} + \frac{d\bar{p}_{j+1,k}}{dh} \right) (T_{j+1,k} - T_{jk}) - (p_{j+1,k} - p_{jk}) \left(\frac{d\bar{t}_{jk}}{dh} + \frac{d\bar{t}_{j+1,k}}{dh} \right) \right]; \quad (3.30)$$

Для последующих расчетов нам уже достаточно данных. Тогда для объема и энергии. Из вычислений интегралов, получается выражение

изменений в удельном объеме за время от момента j до момента $j+1$ вдоль положения датчика k :

$$V_{j+1,k} - V_{jk} = \frac{1}{2\rho_0} \left[\left(\frac{d\bar{p}_{jk}}{dh} + \frac{d\bar{p}_{j+1,k}}{dh} \right) (T_{j+1,k} - T_{jk}) - (u_{j+1,k} - u_{jk}) \left(\frac{d\bar{t}_{jk}}{dh} + \frac{d\bar{t}_{j+1,k}}{dh} \right) \right]; \quad (3.31)$$

$$E_{j+1,k} - E_{jk} = \frac{(p_{jk} + p_{j+1,k})}{4\rho_0} \left[(p_{j+1,k} - p_{jk}) \left(\frac{d\bar{t}_{jk}}{dh} + \frac{d\bar{t}_{j+1,k}}{dh} \right) - \left(\frac{d\bar{u}_{jk}}{dh} + \frac{d\bar{u}_{j+1,k}}{dh} \right) (T_{j+1,k} - T_{jk}) \right]; \quad (3.32)$$

Общий вид схем не показывает полного решения интегрального уравнения. Первый метод совпадает с методом использованным в расчете по давлению. Для второго метода необходимо взять производную уравнения в направлении h :

$$\frac{\partial^2 u}{\partial h \partial t} = - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial^2 p}{\partial h^2}. \quad (3.33)$$

Значение производной массовой скорости по лагранжевой координате du/dh для подстановки в уравнение (3.25) получается путем интегрирования уравнения (3.33):

$$\frac{\partial u}{\partial h} \Big|_{t_1}^{t_2} = - \frac{1}{\rho_0} \int_{t_1}^{t_2} \frac{\partial^2 p}{\partial h^2} dt. \quad (3.34)$$

Начальное значение производной du/dh определяется путем замены du/dt в уравнении (3.35):

$$\left(\frac{\partial u}{\partial h} \right)_t = \frac{du}{dh} + \frac{1}{\rho_0} \left(\frac{\partial p}{\partial h} \right)_t \frac{\partial t}{\partial h}. \quad (3.35)$$

Все члены в правой части уравнения (58) могут быть определены вдоль первой линии траектории. Вторая производная напряжения для подстановки в уравнение (3.33) получается при двойном повторении уравнения (3.25), и сокращается согласно уравнению:

$$\frac{\partial^2 p}{\partial h^2} = \left(\frac{d}{dh} - \frac{dt}{dh} \frac{\partial}{\partial t} \right) \left(\frac{dp}{dh} - \frac{dt}{dh} \frac{\partial p}{\partial t} \right) = \frac{\partial^2 p}{\partial h^2} - \frac{d}{dh} \left(\frac{dp}{dt} \right) \frac{dt}{dh} - \frac{dp}{dt} \frac{d^2 t}{dh^2} - \frac{\partial^2 p}{\partial h \partial t} \frac{dt}{dh}. \quad (3.36)$$

Все производные в правой части могут быть получены на всем протяжении потока.

3.3 Анализ Лагранжа для оценки параметров состояния материала по данным массовой скорости за фронтом ударной волны

В некоторых экспериментах в мишень погружаются только датчики массовой скорости. Расчеты на основе данных массовой скорости аналогичны подходу для данных давления. Основной трудностью в использовании данных скорости является расчет напряжения.

Очевидные методы интегрирования уравнения (1.2–1.4), требуют определения производной вдоль линий датчиков, dp/dh , чтобы продвинуться по времени при интегрировании $\partial A/\partial t$.

$$\frac{dp}{dh} - \frac{\partial p}{\partial t} \frac{dt}{dh} = -\rho_0 \frac{\partial u}{\partial t} \quad (3.37)$$

Таким образом, напряжения в любой момент времени зависят от предварительно вычисленных напряжений вдоль всех линий датчика. Эта зависимость от перекрестных производных имеет дестабилизирующее воздействие. Альтернативный метод, представленный в данном приложении, основывается на исключении всех подобных перекрестных производных напряжения. вкратце метод можно описать как:

1. Получение выражения для dp/dt , которое включает только u , t и их производные.
2. Определение $\partial p/\partial t$ в большом количестве моментов времени вдоль каждого местоположения датчика.
3. Интегрирование $\partial p/\partial t$ для получения σ как функции t в местах расположения датчиков.

Определяем полные производные по формуле квадратичной интерполяции через три соседние точки:

$$\frac{du_{j,i}}{dh} = \frac{(u_{j,i+1} - u_{j,i})(h_{i+1} - h_i)^{-2} + (u_{j,i+1} - u_{j,i})(h_{i+1} - h_i)}{(h_{i+1} - h_i)^{-1} - (h_{i+1} - h_i)^{-1}}, \quad (3.38)$$

где J – номер траектории; i – номер записи, h – лагранжевы координаты ряда, u – массовая скорость значения ряда. В крайних точках используются левосторонние и правосторонние производные. Ряды, имеющие наименьшее количество значений, чем соседние, экстраполируется с учетом значений

$u_{j,i}, \frac{du_{j,i}}{dh}, \frac{d^2 u_{j,i}}{dh^2}$ для экстраполируемого числового ряда значений перед

обрывом и $u_{j,i}, \frac{du_{j,i}}{dh}, \frac{d^2 u_{j,i}}{dh^2}$ – на соседних значениях данного числового ряда значений.

Расчеты с использованием смешанных данных производятся в 2 этапа – выбор системы траекторий и непосредственный расчет. Алгоритм, которого выглядит следующим образом [11].

Определяются $\frac{d^2 p_{2,i}}{dh^2}$ на второй траектории по формуле,

предположительной в [3] (в качестве $\frac{d^2 p_{2,i}}{dh^2}$ берется значение $\frac{d^2 p_{1,i}}{dh^2}$):

$$\frac{dp_{2,i}^{(1)}}{dh} = \left[\frac{\partial p_{1,i}}{\partial h} + 0.5 \frac{\Delta t_h}{\Delta t} + 0.5 \left(\frac{d^2 p_{1,i}}{dh^2} + \frac{d^2 p_{2,i}}{dh^2} \right) + \rho_0 \left(\frac{\Delta u_h}{\Delta t} - \frac{\Delta u}{\Delta t} \frac{t_{hh}}{t_h} \right) \right] \cdot \left(\frac{t_h}{\Delta t} - 0.5 \frac{\Delta t_h}{\Delta t} + 0.5 \frac{t_{hh}}{t_h} \right)^{-1}, \quad (3.39)$$

$$t_h = 0.5 \left(\frac{dt_{2,i}}{dh} + \frac{dt_{1,i}}{dh} \right), \quad (3.40)$$

$$\Delta t = t_{2,i} - t_{1,i}, \quad (3.47)$$

$$\Delta u = u_{2,i} - u_{1,i}, \quad (3.42)$$

$$t_{hh} = 0.5 \left(\frac{d^2 t_{2,i}}{dh^2} + \frac{d^2 t_{1,i}}{dh^2} \right), \quad (3.43)$$

$$\Delta t_h = \frac{dt_{2,i}}{dh} + \frac{dt_{1,i}}{dh}, \quad (3.44)$$

$$\Delta u_h = \frac{du_{2,i}}{dh} + \frac{du_{1,i}}{dh}. \quad (3.45)$$

Полученные значения дифференцируем по лагранжевой координате

(3.38), и повторяем вычисления с уточнённым значением $\frac{d^2 p_{2,i}^{(2)}}{dh^2}$, затем определяются $p_{2,i}^{(1)}$:

$$p_{2,i}^{(1)} = p_{1,i} + t_h^{-1} \left[2\rho\Delta u + \Delta t \left(\frac{dp_{2,i}}{dh} + \frac{dp_{1,i}}{dh} \right) \right]. \quad (3.46)$$

Для контроля точности $p_{2,i}^{(1)}$ дифференцируется $\left(\frac{dp_{2,i}^{(3)}}{dh} \right)$ и находятся по обычной методике:

$$u_{2,i}^{(1)} = u_{1,i} - 0.5\rho_0^{-1} \left[\Delta t \left(\frac{dp_{1,i}}{dh} + \frac{dp_{2,i}^{(3)}}{dh} \right) - t_h (p_{2,i}^{(1)} - p_{1,i}) \right]. \quad (3.47)$$

На следующих траекториях расчеты аналогичны.

Погрешность данных вычислений определяется по расхождениям между полученными данными в результате алгоритма и данными эксперимента значений массовой скорости (u) :

$$\delta = 0.5(\delta_l + \delta_N) + \sum_{i=2}^{N-1} \delta_i, \quad (3.48)$$

$$\delta_i = 0.5(t_{M_i,i} - t_{1,i})^{-1} \left\{ \sum_{i=2}^{M_i-1} \left[(u_{j,i} - u_{j,i}^{(n)})^2 (t_{j+1,i} - t_{j-1,i}) \right] + (u_{M_i,i} - u_{M_i,i}^{(n)})^2 (t_{M_i,i} - t_{M_i-1,i}) \right\}, \quad (3.49)$$

где M_i – количество траекторий на i -й записи; N – количество датчиков.

Характерные точки (экстремумы, точки максимальной кривизны, перегибы) кривых абсолютного и относительного расхождений производных

$\frac{dp_{j,i}^{(2)}}{dh}$ и $\frac{dp_{j,i}^{(3)}}{dh}$, указывают на места ошибочной траектории.

$$\varphi_i(t_{j,i}) = \left| \frac{dp_{j,i}^{(3)}}{dh} - \frac{dp_{j,i}^{(2)}}{dh} \right|, \quad (3.50)$$

$$\psi_i(t_{j,i}) = \varphi_i(t_{j,i}) \left| \frac{dp_{j,i}^{(3)}}{dh} \right|^{-1}, \quad (3.57)$$

$$\varphi_i(t_j) = 0.5(\varphi_i(t_{j,1}) + \varphi_N(t_{j,N})) + \sum_{i=2}^{N-1} \varphi_i(t_{j,i}), \quad (3.52)$$

$$\psi_i(t_j) = 0.5(\psi_i(t_{j,1}) + \psi_N(t_{j,N})) + \sum_{i=2}^{N-1} \psi_i(t_{j,i}), \quad (3.53)$$

$$t_i = N^{-1} \sum_{i=1}^N (t_{j,i} - t_{1,i}), \quad (3.54)$$

При этом следует иметь в виду, что наибольший (наименьший) прирост ошибок может также наблюдаться при наибольших (наименьших) значениях du / dt .

При помощи перебора вариантов и корректировки их в местах наибольших ошибок выбирается оптимальный по критериям δ способ проведения траекторий.

Расчеты по этому варианту каждой траектории проводятся следующим образом:

- 1) По формуле (3.40) находятся $\frac{dp_{j,i}^{(4)}}{dh}$;
- 2) По формуле (3.46) находятся $P_{i,i}^{(5)}$;
- 3) $P_{i,i}^{(5)}$ дважды дифференцируется по h ;

- 4) По формуле (3.40) с подстановкой $\frac{d^2 p_{j,i}^{(5)}}{dh^2}$, находим $\frac{dp_{j,i}^{(5)}}{dh}$;
- 5) По формуле (3.46) находятся $p_{j,i}^{(5)}$;
- 6) $p_{j,i}^{(5)}$ дифференцируется по h ;
- 7) $\frac{dp_{j,i}^{(7)}}{dh}$ подставляются в (3.46), находятся $p_{j,i}^{(5)}$;
- 8) $p_{j,i}^{(5)}$ дифференцируется по h ;
- 9) Пункты 6 и 7 повторяются – находим $\frac{dp_{j,i}^{(7)}}{dh}, p_{j,i}^{(7)}$;
- 10) $\frac{dp_{j,i}^{(7)}}{dh}$ дифференцируется по h – находятся $\frac{d^2 p_{j,i}^{(7)}}{dh^2}$;
- 11) $v_{j,i}$ и $E_{j,i}$ находятся по формулам:

$$v_{j,i} = v_{j-1,i} + 0.5 \rho_0^{-1} (\Delta t_j u_{h_j} - \Delta u_j t_{h_j}); \quad (3.55)$$

$$E_{j,i} = E_{j-1,i} + 0.5 (v_{j,i} - v_{j-1,i}) (p_{j,i} - p_{j-1,i}); \quad (3.56)$$

где

$$\Delta A_i = t_{j,i} - t_{j-1,i}; \quad (3.57)$$

$$\Delta A_{h_j} = \frac{dA_{j,i}}{dh} - \frac{dA_{j-1,i}}{dh}. \quad (3.58)$$

- 12) В качестве исходных значений на следующей траектории используется

$$p_{j,i}^{(7)}, \frac{dp_{j,i}^{(7)}}{dh}, \frac{d^2 p_{j,i}^{(7)}}{dh^2}.$$

При проведении лагранжева анализа с целью повышения надежности расчетов его следует разделить на два этапа: выбор оптимальных траекторий по минимальным δ и проведение расчетов.

3.4 Анализ Лагранжа для оценки параметров состояния материала по смешанным значениям за фронтом ударной волны

Для оценки параметров состояния материала можно производить совмещения методов регистрации динамических параметров. Существует возможность, не обращаясь к сетке значений, найти более точные результаты в рамках применения метода Лагранжа. В результате расчетов данные претерпевают бóльшую ошибку, чем данные полученные эмпирическим путем. Одним из самых простых способов определения параметров состояния вещества, нагруженного плоской ударной волной, в данный момент является эксперимент, но внедрение большого количества датчиков будет иметь негативный эффект. Поэтому был создан подход к изучению вещества при помощи 2 видов датчиков. В данном случае разберем анализ Лагранжа по датчикам давления и массовой скорости.

В простом случае нам требуется получить данные одной глубины по двум параметрам. Получаем по $2N$ кривых (N - количество пар датчиков) лагранжевых координат. Считаем, что эмпирические данные являются верными и показывают поведение лагранжевой частицы.

Эмпирические данные переводятся в числовые ряды. Разобьём данные ряды на меньшие, сохраняя условие равенства ординаты, то есть значений давления (p) или массовой скорости (U) . Расчеты проводятся по формулам (3.55–3.58).

В самом простом случае рассмотрим возможное получения двух полей значений одних и тех же лагранжевых частиц. Для примера возьмем поле массовой скорости и давления. Тогда воспользуемся разностной схемой (3.55–3.58) для расчета оставшихся данных.

3.5 Анализ Лагранжа для оценки параметров состояния материала за фронтом ударной волны для реальной экспериментальной зависимости.

Отработанный алгоритм в главе 3.1 был применен для обработки экспериментальных данных пьезорезистивного метода, приведённого в главе 2.5. Данные эксперимента по давлению вводились в программный алгоритм в виде аналитических выражений, полученных для экспериментов (2.29) и коэффициентов аппроксимации (Таблица 2.1-2.3). Результаты расчетов массовой скорости и объема приведены на основе экспериментальных профилей давления (Рисунок 3.3).

В ходе эксперимента и последующего анализа определены 4 точки ударной адиабаты и 4 кривые изэнтропического расширения фторопласта (Рисунок 3.4). Для сравнения на графике приведены данные по ударной сжимаемости, полученные другими авторами методом торможения. Ход изэнтроп из точек на ударной адиабате не противоречит физическим представлениям об ударном и изэнтропическом сжатии материалов.

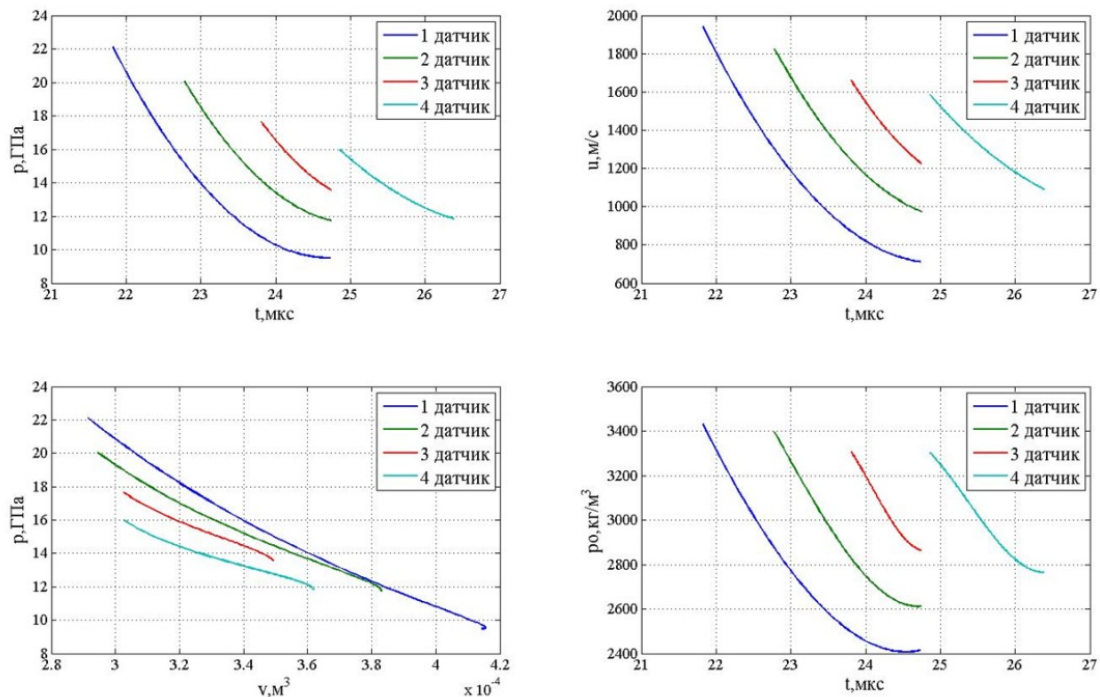


Рисунок 3.3 – Графики для изэнтропического расширения фторопласта

$U(t), P(V), \rho(t)$, полученные по графику параметров $P(t)$.

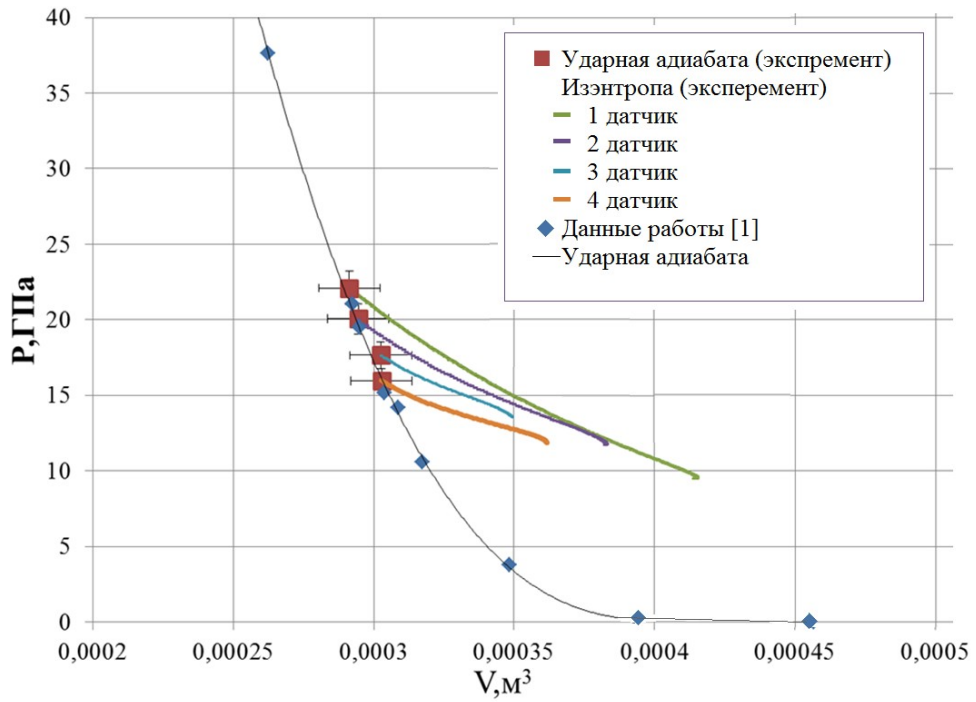


Рисунок 3.4 – Графики для изэнтропического расширения фторопласта

$P(V)$, полученные по графику параметров $P(t)$.

3.6 Выводы по 3 разделу

В разделе представлены разностные схемы решения системы уравнений законов сохранения по экспериментальным пространственно-временным зависимостям давления, массовой скорости или плотности (объёма). Приведен расчет по полю давления для изэнтропического расширения фторопласта.

Сформулированы следующие выводы:

1. Математическая модель лагранжева метода реализована в виде программного кода;
2. Проведено тестирование программного продукта на основе идеализированных профилей давления $P(x, t)$, массовой скорости $U(x, t)$ или плотности (x, t) ;
3. С использованием лагранжева метода на основе экспериментальных профилей $P(x, t)$ получены распределения $U(x, t)$ и (x, t) ;
4. В результате анализа экспериментальных результатов построены ударная адиабата и изэнтропы расширения фторопласта;
5. Разработанный метод анализа работоспособен и позволяет существенно повысить объем информации извлекаемой из эксперимента.

Заключение

Разработана математическая модель метода анализа пространственно-временных профилей давления, массовой скорости и плотности. На основании анализа модели сформулированы основные требования к постановке эксперимента для лагранжева анализа. Определены наиболее предпочтительные методы регистрации пространственно-временных профилей давления $P(x,t)$, массовой скорости $U(x,t)$ и плотности $\rho(x,t)$, а также проведен анализ преимуществ и недостатков этих методов.

Приведено описание постановки экспериментов по исследованию ударного сжатия фторопласта и предложено при обработке результатов аналитическое выражение для аппроксимации экспериментальных профилей давления.

Математическая модель лагранжева метода реализована в виде программного кода, с использованием которого проведен анализ экспериментальных профилей. В результате анализа экспериментальных результатов построены ударная адиабата и изэнтропы расширения фторопласта. Разработанный метод анализа работоспособен и позволяет существенно повысить объем информации извлекаемой из эксперимента.

Библиографический список

1. Л.В. Альтшулер. Применение ударных волн в физике высоких давлений. Успехи физических наук, 1965 г. Том 85, №2, с.198
2. Л.В. Альтшулер, Р.Ф. Трунин, В.Д. Урлин, В.Е. Фортов, А.И. Фунтиков. Развитие в России динамических методов исследований высоких давлений. Успехи физических наук, 1999 г., Том 169, № 3 с. 323-344.
3. В.С. Трофимов, ФГВ, 1981г., т.17,№5.
4. D.E. Grady J. Geophys. Res., 1973, 78, 8, 1299.
5. H.C. Vantine, W.D. Curtis, M. Cowperhwaite et. al. //Proc. 7th Symp. (Intern.) on Detonation, USA, 1981.
6. L. Seaman J. Appl. Phys., 1974, 45, 10, 4303.
7. А.Н. Дремин, Г.А. Ададунов. ФТТ, 1964,6,6,1757.
8. А.Н. Дремин, С.А. Колдунов. Сб. «Взрывное дело»№ 63/20, «Недра»,1967.
9. А.Н. Дремин, Г.А. Ададунов. ФТТ, 1964,6,6,1757. + J.Wackerle. J. of Appl. Phys., 1962, 33, 3, 922.
10. А.Н. Дремин, С.В.Першин, В.Ф. Подгорелов. ФГВ, 1965, 4,3.
11. Г.А. Ададунов, В.С. Трофимов, В.А. Яковлева. ФГВ,1968,4,№3, стр.397. (для себя Определение параметров нестационарной волны сжатия)
12. В.С. Трофимов, «Детонация. Материалы II всесоюзного совещания по Детонации» 20–22окт.,г. Черноголовка 1981г.)
13. А.Н. Дремин, О.Н. Бреусов. Успехи Химии, 1968, 37(5), 898.
14. В.С. Трофимов, В.А. Веретенников. – В сб.: Хим. Физика процессов горения и взрыва. Детонация. Черноголовка, 1977.
15. Л.В. Бабарэ, А.Н. Дремин и др. ФГВ, 1969, 5, 4, 528.
16. Г.А. Ададунов, В.С. Трофимов, В.А. Яковлева. Определение параметров нестационарной волны сжатия. Физика горения и взрыва, 1968 г., т. 4, №3, с. 397-399.
17. А.Н. Дремин, В.С. Трофимов. ФГВ, 1969,5,3,304.

18. В.С. Трофимов, Г.П. Трофимова. ФГВ, 1980, № 558-80.
19. J. Wackerle, J.O. Johnson, P.M. Halleck. Proceedings 6-th Symp. on Detonation. Coronado, California, 1976, p.20.
20. A.N. Dremin. Proceedings 6-th Symp. on Detonation. Coronado, California, 1976, p.60.
21. Г.И. Канель. ФГВ, 1978, 14, 1, 113.
22. Г.И. Канель, Т.Н. Фортова и др. – В сб.: Хим. Физика процессов горения и взрыва. Детонация. Черноголовка, 1977.
23. В.С. Трофимов, Г.П. Трофимова. ВИНТИ, 1980, 16, 2, 92.
24. R. Flowles, R.F. Williams. J. Appl. Phys., 1970, 41, 1, 360.
25. M. Cowperthwait, R.F. Williams. J. Appl. Phys., 1970, 41, 1, 360.
26. А.А. Бриш, М.С. Тарасов, В.А. Цукерман. Электропроводность продуктов взрыва конденсированных взрывчатых веществ. Журнал экспериментальной и теоретической физики. 1959 г., т. 37, с.1543.
27. Л.В. Альтшулер, Р.Ф. Трунин, В.Д. Урлин, В.Е. Фортов, А.И. Фунтиков. Развитие в России динамических методов исследований высоких давлений. Успехи физических наук, 1999 г., Том 169, № 3 с. 323-344.
28. Р.Ф. Трунин. Сжатие конденсированных веществ высокими давлениями ударных волн (лабораторные исследования). Успехи физических наук, 2001 г., Том 171, №4 с. 387-414.
29. Методы исследования свойств материалов при интенсивных динамических нагрузках. Монография. Под редакцией М.В. Жерноклетова. ФГУП РФЯЦ-ВНИИЭФ. Саров, 2003г.
30. В.А. Цукерман, Э.М. Азарх. Люди и взрывы. Монография. РФЯЦ-ВНИИЭФ. Арзамас-16, 1994 г.
31. Л.В. Альтшулер, К.К. Крупников, В.Е. Фортов, А.И. Фунтиков. Начало физики мегабарных давлений. Вестник российской академии наук. 2004г., т. 74, №11, с.1011.
32. К.Б. Клаассен. Основы измерений. Электронные методы и приборы в измерительной технике. Москва: Постмаркет, 2000. -352с.

33. B. Hayes. Particle – velocity gauge system for nanosecond sampling rate of shock and detonation waves. Review Scientific Instruments. Vol. 52, No. 4, 594-603 April 1981.
34. J.N. Fritz, J.A. Morgan. An Electromagnetic Technique for Material Velocity. Review Scientific Instruments. Vol. 44, No. 2, 215-221, February 1973.
35. Y.M. Gupta, D.D. Keough, D.F. Walter, K.C. Dao, D.Henley, A. Urweinder. Experimental Facility to Produce and Measure Compression and Shear Waves in Impacted Solids. Review Scientific Instruments. Vol. 51, No. 2, 183-194, 1980.
36. N.K. Bourne. Gas gun for dynamic loading of explosives. Review of Scientific Instruments. Vol. 75. No. 1. January 2004.
37. Л.В. Альтшулер. Применение ударных волн в физике высоких давлений// Успехи физических наук, 1965 г. Том 85, №2, с.198.
38. В.В. Воробьев, А.Д. Дремин, Л.И. Савин, В.С. Трофимов. Использование катушек Гельмгольца в электромагнитном методе// Физика горения и взрыва, 1983 г., т. 19, №4, с. 146-149.
39. Б.Г. Лобойко, В.П. Филин, О.В. Костицын, В.В. Шапошников, С.Н. Любятинский, Е.Б. Смирнов, А.Б. Сырцов, А.В. Вершинин, А.А. Никулин. Регистрация профилей массовой скорости в ударных и детонационных волнах электромагнитным методом// Proceedings of China-Russia on New Progress in Energetic Materials. 2004. CAEP.
40. О.В. Костицын, Б.Н. Лаврентьев, С.Н. Любятинский, Р.Н. Мунасыпов, А.Б. Сырцов, В.В. Шапошников. Электромагнитная методика на основе катушек Гельмгольца для измерения профилей массовой скорости за фронтом ударной (детонационной) волны// VI Забабахинские научные чтения.
41. В.Н. Зубарев. Движение продуктов взрыва за фронтом детонационной волны. Журнал прикладной механики и технической физики, 1965г., №2, с.54.
42. J.C.F. Millett and N.K. Bourne. Development of magnetic gauges for the measurement of particle of velocities during one-dimensional shock loading. Measurement Science and Technology 14 (2003) 601-606.
43. J.F. Cau. Proc. Tenth Symp. On Detonation, San-Diego, USA, 1993.

44. Дж.Ф. Ко. Неправильное использование наклонных электромагнитных датчиков скорости во взрывчатых веществах// Химическая физика. Том 14, №2, 1995.
45. R.L. Gustavsen, S.A. Sheffield, R.R. Alcon. Response of Inclined Electromagnetic Particle Velocity Gauges In Shocked Liquids. Joint AIRAPT//APS Conference – American Physical Society. 1993 – Colorado Springs.
46. В.Н. Зубарев. Движение продуктов взрыва за фронтом детонационной волны.// Журнал прикладной механики и технической физики, 1965 г., №2, с.54.
47. В.М. Зайцев, П.Ф. Похил, К.К. Шведов. Электромагнитный метод измерения скорости продуктов взрыва.// Доклады АН СССР, 1960 г., т. 132, №6, с. 1339.
48. В.М. Зайцев, П.Ф. Похил, К.К. Шведов. Измерение скорости звука в продуктах детонации.// Доклады АН СССР, 1961 г., т. 133, №1, с. 155.
49. А.А. Бриш, М.С. Тарасов, В.А. Цукерман. Электропроводность продуктов взрыва конденсированных взрывчатых веществ.// Журнал экспериментальной и теоретической физики. 1959 г., т. 37, с.1543.
50. А.Н. Дремин, К.К. Шведов. Определение давления Чепмена-Жуге и времени реакции в детонационной волне мощных ВВ.// Журнал прикладной механики и технической физики, 1964 г., №2, с. 154.
51. Я.Б. Зельдович, А.С. Компанейц. Теория детонации. Монография.//Государственное издательство технико-теоретической литературы. Москва 1955 г.
52. В.М. Зайцев, П.Ф. Похил, К.К. Шведов. Электромагнитный метод измерения скорости продуктов взрыва.// Доклады АН СССР, 1960 г., т. 132, №6, с. 1339.
53. А.Н. Дремин, С.В. Першин, В.Ф. Погорелов. Структура ударных волн в КС1 и КВг при динамическом сжатии до 200 тыс. атм.// Физика горения и взрыва. 1965 г., т. 1, №4, с. 3-9.

54. А.Н. Дремин, С.А. Колдунов, К.К. Шведов. Инициирование детонации ударной волной в литом тротиле.// Журнал прикладной механики и технической физики, 1963 г., №6, с.131.
55. А.Н. Дремин, К.К. Шведов, М.В. Веретенников. Исследование детонации аммонита ПЖВ-20 некоторых других веществ.// Сб. «Взрывное дело», №52/9. М., Госгортехиздат, 1963, с. 10.
56. А.Н. Дремин, Г.А. Ададунов. Поведение стекла при динамическом нагружении.// Физика твердого тела. 1964 г., т.6, №6, с. 1757.
57. В.А. Веретенников, А.Н. Дремин, К.К. Шведов. Об определение параметров детонации конденсированных ВВ.// Физика горения и взрыва, 1965 г., т. 1, №3, с. 3-9.
58. А.Н. Дремин, К.К. Шведов. Исследование неидеальных режимов детонации конденсированных ВВ.// Сб. «Взрывное дело», №60/17. Совершенствование промышленных взрывчатых материалов. Издательство «Недра», Москва 1966 г.
59. Л.В. Альтшулер, М.Н. Павловский. Магнитоэлектрический метод определения плотности за фронтом сталкивающихся ударных волн.// Журнал прикладной механики и технической физики. 1971 г., №2, с.110-114
60. M. Cowperthwaite and J. Rosenberg. A Multiple Lagrange Gauge Study of Shock Initiation Process in Cast TNT. In Proceedings of the Sixth Symposium (International) on Detonation.// Office of Naval Research Report No/ ACR-221, p.786(1976).
61. Jiao Qinjie, Ding Jing, Liang Yunming, Huang Zhengping and Zhao Hengyang. Hugoniot and Reaction Rates From EMV Gauge Measurements ant Lagrange Analysis. Proc. of the 8th (Intern.) Detonation Symp. Albuquerque, New Mexico, USA, 1985.
62. M. Cowperthwaite and R.F. Williams. Determination of Constitutive Relationships with Multiple Gauge in Nondivergent Wawe.// Journal of Applied Pphysics. Vol. 42. No.1, 456–462. January 1971.

63. Y.M. Gupta, D.D. Keough, D.F. Walter, K.C. Dao, D.Henley, A. Urweinder. Experimental Facility to Produce and Measure Compression and Shear Waves in Impacted Solids.// Review Scientific Instruments. Vol. 51, No. 2, 183-194, 1980.
64. G.Yuan, R. Feng and M. Gupta. Compression and chear wave measurements to characterize the shocked state in silicon carbide.// Journal of Applied Pfyics. Vol.89. No.10, 5372...5380. May 2001.
65. L.M. Erickcon, N.L. Parker e.a. Seventh Symp. On Detonation, USA, 1981.
66. П.А. Уртъев, Р.М. Эриксон, Б. Хейс, М.Л. Паркер. Измерение давлений и массовых скоростей в твердых телах при динамическом нагружении.// Физика горения и взрыва, 1986 г., т. 22, №5, с. 113-126.
67. В.В. Воробьев, А.Д. Дремин, Л.И. Савин, В.С. Трофимов. Использование катушек Гельмгольца в электромагнитном методе.// Физика горения и взрыва, 1983 г., т. 19, №4, с. 146-149.
68. В.В. Воробьев, В.С. Трофимом, К.М. Михайлюк, А.Н. Королев, Г.Б. Брауэр. Исследование инициирования детонации в литом тротиле динамическим методом. I. Постановка задачи и методика эксперимента.// Физика горения и взрыва, 1985 г., т. 21, №2, с. 106-116.
69. В.В. Воробьев, В.С. Трофимом, К.М. Михайлюк, А.Н. Королев, О.Н. Жиранская. Исследование инициирования детонации в литом тротиле динамическим методом. II. Определение скорости звука и обобщенной кинетической характеристики.// Физика горения и взрыва, 1987 г., т. 23, №1, с. 14-22.
70. J.E. Vortman, G. Andrews, J. Wackerle. Reaction rate from electromagnetic gauge data.//Proc. of the 8th (Intern.) Detonation Symp. Albuquerque, New Mexico, USA, 1985.
71. R.R. Alcon and R.N. Mulford. Shock Tracker Configuration Of In-Material Gauge. Shock Compression of Condensed Matter.// American Institute of Physics-1995.
72. R.L. Gustavsen, S.A. Sheffield, R.R. Alcon, L.G. Hill, R.E. Winter, D.A Salsbery, and P. Taylor. Initiation of EDS-37 Measured With Embedded

Electromagnetic Particle Velocity Gauges. Shock Compression of Condensed Matter edited by M.D. Furnish, L.C. Chhabildas, and R.S. Hixson 2000// American Institute of Physics-1999.

73. S.A. Sheffield, R.L. Gustavsen, L.G. Hill, R.R. Alcon. Electromagnetic Gauge Measurements of Shock Initiating PBX 9501 and PBX 9502 Explosives.// Eleventh International Detonation Symposium.1999

74. Б.Г. Лобойко, В.П. Филин, О.В. Костицын, В.В. Шапошников, С.Н. Любятинский, Е.Б. Смирнов, А.Б. Сырцов, А.В. Вершинин, А.А. Никулин. Регистрация профилей массовой скорости в ударных и детонационных волнах электромагнитным методом.//Proceedings of China-Russia on New Progress in Energetic Materials. 2004. CAEP.

75. R.L. Gustavsen, S.A. Sheffield, R.R. Alcon, and L.G. Hill. Shock Initiation of New and Aged PBX 9501 Measured With Embedded Electromagnetic Particle Velocity Gauges.// 23rd Aging, Compatibility and Stockpile Stewardship Conference November 14-16, 2000. Sandia National Laboratory, Livermore.

76. О.В. Костицын, Б.Н. Лаврентьев, С.Н. Любятинский, Р.Н. Мунасыпов, А.Б. Сырцов, В.В. Шапошников. Электромагнитная методика на основе катушек Гельмгольца для измерения профилей массовой скорости за фронтом ударной (детонационной) волны. VI Забабахинские научные чтения.

77. B.D. Lambourn. An Interpretation Of Particle Velocity Histories During Growth To Detonation. Shock Compression of Condensed Matter -2003, edited by M.D. Furnish, Y.M. Gupta, and J.W. Forbes , 2004 American Institute of Physics.

78. D.L. Robbins, S.A. Sheffield, and R.R. Alcon. Magnetic Particle Velocity Measurements of Shocked Teflon. Shock Compression of Condensed Matter -2003, edited by M.D. Furnish, Y.M. Gupta, and J.W. Forbes , 2004 American Institute of Physics.

79. N.K. Bourne and G.A. Cooper. New Insights Into Shock Propagation In Glass. Shock Compression of Condensed Matter -2003, edited by M.D. Furnish, Y.M. Gupta, and J.W. Forbes, 2004, American Institute of Physics.

80. G.A. Cooper, A.W. Longbottom, N.K. Bourne, A.M. Milne, I. Murray and R. Hollands. Plate Impact Study of the Shock to Detonation Transition In A PBX. Shock Compression of Condensed Matter -2003, edited by M.D. Furnish, Y.M. Gupta, and J.W. Forbes , 2004 American Institute of Physics.
81. H.R. James and B.D. Lambourn. On the systematics of particle velocity histories in the shock-to-detonation transition regime.// Journal of Applied Physics. Vol. 100. 2006.
82. B.D. Lambourn. An Interpretation Of Particle Velocity Histories During Growth To Detonation.// Shock Compression of Condensed Matter -2003, edited by M.D. Furnish, Y.M. Gupta, and J.W. Forbes , 2004 American Institute of Physics.
83. D.L. Robbins, S.A. Sheffield, and R.R. Alcon. Magnetic Particle Velocity Measurements of Shocked Teflon. Shock Compression of Condensed Matter -2003, edited by M.D. Furnish, Y.M. Gupta, and J.W. Forbes , 2004 American Institute of Physics.
84. N.K. Bourne and G.A. Cooper. New Insights Into Shock Propagation In Glass. Shock Compression of Condensed Matter -2003, edited by M.D. Furnish, Y.M. Gupta, and J.W. Forbes, 2004, American Institute of Physics.
85. R.R. Alcon, S.A. Sheffield, A.R. Martinez, and R.L. Gustavsen. Magnetic Gauge Instrumentation on the Lanl Gas-Driven Two-Stage Gun. Compression of Condensed Matter -1997 edited by Schmidt/Dandekar/Forbes. 1998 American Institute of Physics.
86. В.Р. Карасик. Физика и техника сильных магнитных полей. М., Наука, 1964г.
87. В.В. Воробьев, А.Д. Дремин, Л.И. Савин, В.С. Трофимов. Использование катушек Гельмгольца в электромагнитном методе. Физика горения и взрыва, 1983 г., т. 19, №4, с. 146-149.
88. J.C.F. Millett and N.K. Bourne. Development of magnetic gauges for the measurement of particle of velocities during one-dimensional shock loading. Measurement Science and Technology 14 (2003) 601-606.

89. В.В. Воробьев, В.С. Трофимов, К.М. Михайлюк, А.Н. Королев, Г.Б. Брауэр. Исследование инициирования детонации в литом тротиле динамическим методом. I. Постановка задачи и методика эксперимента. Физика горения и взрыва, 1985 г., т. 21, №2, с. 106-116.
90. В. Hayes. Particle – velocity gauge system for nanosecond sampling rate of shock and detonation waves. Review Scientific Instruments. Vol. 52, No. 4, 594-603 April 1981.
91. P.Fuller, J.Price Nature, 193, 262 (1962)
92. D.Bernstein, D.D. Keough. J.Appl.Phys., 35, 1471 (1964)
93. J.Lyle, R.Schriever. J.Appl.Phys., 40, 4663 (1969)
94. E.Baris, E.Williams, C.Skoog, J.Appl.Phys., 41, 5155 (1970)
95. Y.Pattom, Z.Rozenberg, B.Keren. J.Appl.Phys., 56, 552 (1984)
96. Z.Rozenberg, Y.Partom. J.Appl.Phys., 58, 1814 (1985)
97. Г.Канель, А.Дрёмин, Физика горения и взрыва, 13, 85 (1977)
98. Н. Vantine, J.Shan, L.Erickson, J.Janzen, R.Weingart, R.Lee. Rev. Sci. Instrum., 51, 116 (1980).
99. Т.И. Карманова, Б.Г. Лобойко, А.Б. Сырцов, А.Т. Сапожников, В.В Шапошников, Уан Зинь Гцы, Чан Шиан, Уан Шиао Ганн, Цзинь Шиао Ганн, Ши Шан Чвин, Химическая физика, 17, 140 (1998).
100. П.Уртьев. Химическая физика, т.12(5), 579 (1993)
101. Невозмущающие методы диагностики быстропротекающих процессов/Под ред. Доктора техн. наук А. Л. Михайлова.–Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИЭФ»,2015.–322с.
102. Aulchenco V.M., Feldman I.G., Khabakhpashev A.G. et al. – Nucl.Ins.Meth.1986. Vol. A26L. P. 78-81.
103. Aulchenco V.M., Baru S.E., Dubrovin M.S. et. al. One- and Two-Coordinate Detectors in BINP//Jour. Synchrotron Rad. 1998. Vol.5.P. 263–267.
104. Boldyrev V.V., Aleksandrov V.V., Korchagin M.A. et.al. //Dokl. Akad. Nauk SSSR. 1981. Vol.259. P.722.

105. Aleksandrov V.V., Korchagin M.A., Tolochko B.P., Sheromov M.A.// Fizika Gorenia and Vzryva. 1983. Vol. 19(4). P.65.
106. Merzhanov A.G. Serf-propagating high-temperature synthesis: Twenty years of search and findings // Combustion and Plasma Synthesis of High-Temperature Materials/ eds. Z.A. Munir, J.B. Hold. VCH Publishers, New York, USA, 1990. P.I.
107. Wong J., Larson E.M., Hold J.B.//Science. 1990. Vol. 249. P. 1406.
108. Holt J.B., Wong J., Larson E.M. et. al. A new experimental approach to study solid combustion reaction using synchrotron radiation// Proceedings of the First US-Japanese Workshop on Combustion Synthesis, Tokyo, Japan 1990. P. 107.
109. Held O., Gras Ch., Charlot F. et.al. Combustion synthesis of $Al_{25-x}Ni_xTi_{75}$ ($0 \leq x \leq 10$) by time-resolved x-ray diffraction//J. of Self-propagating High-temperature Synthesis. 2000. Vol. 9, N.3. P. 321-330.
110. Cufs C., Cano I.G., M. Vaughan G.B. et. al. Intermetallic-Ceramic Composites Synthesis by SHS. Time-Resolved Studies Using Synchrotron Radiation X-rays// Ibid. P.331-339.
111. Sharafutdinov M., Alexandrov V., Evdokov O. et. al. The Study of Ni + Al Self-Propagating High-Temperature Synthesis Using Synchrotron Radiation and a Two-Dimensional DED-5 Detector//J/ Synchrotron Rad. 2003. T 10. P. 384-386.
112. Алешаев А.Н., Евдоков О.Е., Зубков П.И. и др. Применение синхратронного излучения для исследования детонационных и ударно-волновых процессов. Препринт Института ядерной физики 2000-92. Новосибирск, 2000. С.52.
113. Aulchenko A., Evdokov O., Papushev P. et. al. One-Dimensional Detector with 100-ns Resolution for Study of Explosions Using Synchrotron Radiation// Budker INP 2002-55. Novosibirsk, 2002. P.24.
114. Aulchenko V., Evdokov O., Ponomarev S. et. al. Development of fast one-dimensional X-ray detector for imaging of explosions//Nucl. Ins. and Meth. in Phys. Res. 2003, Vol.A513,N 1-2. P. 383-393.
115. Б.Г. Лобойко, Т.И. Карманова, А.Т. Сапожников, А.Б. Сырцов, В.В. Шапошников, Уан Зинь Гцы, Уан Шиан, Цан Шиан Ган, Цзынь Шиiao Ган, Ши

Шан Чвин. Градуировка манганиновых датчиков для ударно-волновых исследований.// Химическая физика, т. 17, №5,1998.