

На правах рукописи

Ктиторов Лев Владимирович

**Динамика безударного сжатия газа в  
цилиндрических слоистых мишенях для ИТС**

Специальность 01.02.05 – механика жидкости,  
газа и плазмы

Автореферат  
диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Москва  
2010

Работа выполнена в Московском государственном университете имени М.В.Ломоносова

Научные руководители: член-корреспондент РАН,  
доктор физико-математических наук, профессор  
Забродин Алексей Валериевич

доктор физико-математических наук, профессор  
Брушлинский Константин Владимирович

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук, профессор  
Крайко Александр Николаевич  
доктор физико-математических наук, профессор  
Лебо Иван Германович

Ведущая организация – Федеральное Государственное Унитарное  
Предприятие "Государственный Научный Центр Российской Федерации -  
Институт Теоретической и Экспериментальной Физики" (ФГУП "ГНЦ РФ -  
ИТЭФ")

Защита состоится «\_\_\_» \_\_\_\_\_ 2010 года в  
\_\_\_\_\_ часов на заседании диссертационного совета Д.002.024.03 при  
Институте прикладной математики им. М.В.Келдыша РАН по адресу: 125047,  
Москва, Миусская пл., 4.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИПМ им. М.В.Келдыша  
РАН.

Автореферат разослан «\_\_\_» \_\_\_\_\_ 2010г.

Ученый секретарь  
диссертационного совета Д.002.024.03  
доктор физико-математических наук

Змитренко Н.В.

## Общая характеристика работы

### Обзор работ по тематике диссертации

Идея использования инерционного удержания термоядерного топлива (DT-плазмы) в сжатом и нагретом состоянии так, чтобы достаточно большая масса DT-смеси успела прореагировать, была высказана уже в первых работах по управляемому термоядерному синтезу [7]. Направление получило название инерциального термоядерного синтеза (ИТС).

Впоследствии в числе других было высказано предложение использовать для целей ИТС ускорители мощных пучков тяжелых ионов. Это направление рассматривается как одно из наиболее перспективных с точки зрения создания термоядерной электростанции на принципах ИТС. При этом предполагается использование пучков ионов тяжелых атомов (Bi, Pt и т.д.) с энергией до 100ГэВ [8]. Такие ионы имеют сравнительно большие величины массовых пробегов ( $\sim 5-20\text{г/см}^2$ ). В связи с этим становится относительно выгодной цилиндрическая схема мишеней. В такой мишени ионные пучки распространяются вдоль оси цилиндра. При этом предлагается использование двухстадийной схемы работы мишени: плавное сжатие и последующий быстрый поджиг двумя различными пучками ионов [9,10]. Такая схема была предложена в 90-е годы [11,12]. Впоследствии она стала частью общей концепции электростанции на основе тяжело-ионного драйвера и термоядерной мишени с быстрым поджигом («проект ИТИС» [10]) и была детально расчетно исследована в серии работ группы авторов из ГНЦ ИТЭФ [13,14,15].

В этих работах схема мишеней была оптимизирована. В окончательно оформившемся виде [9,10] мишень представляла собой цилиндр с радиусом 1-2мм, заполненный DT-топливом с плотностью 0.05-0.22г/см<sup>3</sup> (рассматривались варианты с твердым, жидким и газообразным состоянием DT-смеси), окруженный коаксиальными слоями, включавшими

последовательно: оболочку из тяжелого металла (Au,Pb) толщиной 0.1-0.2мм, поглощающий слой (Pb, Be) толщиной 1-2мм и внешнюю оболочку.

В начальный момент поглощающий слой облучается с торца ионным пучком, быстро (с периодом  $<0.1$ нс) вращающимся вокруг оси мишени, расширяется и вызывает имплозию DT-топлива. Предполагается, что высокая скорость вращения обеспечивает азимутальную симметрию вложения энергии. Одновременно осевая однородность прогрева обеспечивается тем, что используются мишени с длиной, меньшей пробега ионов, облучаемые с обоих концов. В результате использование такой схемы позволяет, по расчетам авторов [10], исследовать стадию сжатия с использованием программ одномерной гидродинамики. Сжатие должно быть плавным - без заметных ударных волн, препятствующих достижению высоких значений плотности в сжатом DT-газе.

Существенно, что при этом для расчетов плавного сжатия нет необходимости включения в рассмотрение теплопроводности, вязкости и других процессов. И не важно, какие вещества используются в качестве поглощающего материала и материала оболочки (“абсорбера” и “пушера” – по международной терминологии [9,16]). В любом случае рост температуры в DT-газе и оболочке оказывается небольшим – много ниже того уровня, при котором процессы лучистой и электронной теплопроводности могут существенно повлиять на динамику сжатия мишени.

Такой вывод отчасти подтверждают оценки влияния учета лучистой теплопроводности для случая, когда сжимается плоский слой газа, проведенные в [50]. При этом показано, что среднее сжатие с учетом теплопроводности при одинаковых затратах вложенной энергии ухудшается, в то же время в расчетах с теплопроводностью максимальное сжатие части слоя газа у поршня оказывается выше и максимальная величина плотности также примерно в 1.5 раза выше, чем в расчетах без теплопроводности.

Предполагается, что длина мишеней составит величину порядка 1см. Эта величина много больше характерных поперечных размеров мишени

(особенно в сжатом состоянии). Поэтому мишень удобно представлять как бесконечный цилиндр, а энергетические и прочие характеристики ее представлять на единицу длины.

Вопрос об оптимизации кривой энерговложения и связанной с ней формы ионного импульса был предметом специальных исследований [18,19]. Результатом их явились выводы о том, что минимальная энергия ионного пучка, требуемая для холодного сжатия DT-топлива в цилиндрических мишенях прямого облучения, лежит в диапазоне от 10 до 15 МДж/см [9].

Один из вариантов оптимизации кривой энерговложения был представлен в работе [19]: кривая энерговложения подбиралась так, чтобы обеспечить появление в DT-газе изэнтропической волны сжатия. При этом было использовано хорошо известное плоское решение [29] задачи об изэнтропической центрированной волне сжатия, имеющее простой вид. Более сложные варианты решения этой задачи в [19] не использовались. В настоящее время существуют несколько отличающихся друг от друга решений задачи об изэнтропической центрированной волне сжатия (например, [31-39]), которые могут служить основой для построения кривой энерговложения в численных расчетах. В работах [33,34] решена задача об автомодельной волне сжатия (соответственно, цилиндрической [33] или сферической[34]), в которой одновременно приходят в центр и волна сжатия, и поршень. В работах [38,39] также предложено автомодельное решение, но газ в этом решении сжимается дважды – в волне сжатия и в отраженной от центра ударной волне, причем сжатие происходит только до конечных значений плотности.

Продолжение этих исследований представлено в [4]: в этой работе для оптимизации кривой энерговложения использовано решение для цилиндрической волны сжатия, (аналогичной [33]), специально рассчитанное в этой же работе. Кроме того, проведена оптимизация энерговложения не только во времени, но и в пространстве. При этом в [4] показано, что таким образом можно снизить полные затраты энергии пучка ионов на стадии

сжатия в несколько раз по сравнению с ранее рассматривавшимися вариантами.

В случае поглощения энергии в поршне (абсорбере) оболочка движется с ускорением. Плотность оболочки обычно значительно превышает плотность поршня. Таким образом, на стадии разгона на границе между оболочкой и поршнем реализуются условия для возникновения неустойчивости Рэлея-Тейлора [22,23]. Аналогичные условия возникают на внутренней границе оболочки на стадии торможения. Для некоторых конструкций мишеней рост амплитуды возмущений может происходить и на стадии, промежуточной между разгоном и торможением, когда реализуются условия для неустойчивости Белла-Плессета [48], неустойчивости, возникающей в случаях, когда сферическая или цилиндрическая оболочка движется по инерции.

Возмущения внешней поверхности оболочки, амплитуда которых выросла во время разгона, передаются на внутреннюю поверхность и служат начальными условиями для возмущений, растущих на стадии торможения. На этой стадии линейное развитие возмущений быстро сменяется нелинейным, реализующимся в образовании струй вещества оболочки, направленных внутрь сжатого DT-газа [27]. Происходит смешивание вещества оболочки с топливом, которое неблагоприятно влияет на эффективность термоядерного горения.

Известно [22,23], что на линейной стадии возмущения демонстрируют экспоненциальный рост, причем наиболее быстрый рост амплитуды происходит при больших различиях плотности на границах оболочки, при большой величине ускорения и при малой величине длины волны возмущения. При этом показано (это изложено в широко известных руководствах [28]), что при конечной толщине оболочки наиболее быстрый рост демонстрируют возмущения с длиной волны величиной в несколько толщин оболочки.

В работах Е.Отта [45,46] исследована устойчивость тонких оболочек, состоящих из произвольных материалов. При этом амплитуда возмущений движения таких оболочек могла быть произвольной. Существенным условием было, однако, чтобы невозмущенное движение оболочек было плоским. Это обстоятельство осложняло применение полученных результатов непосредственно к движению оболочек в слоистых мишенях для ИТЭС.

Попытка использования преимуществ подхода Отта при расчете развития малых возмущений криволинейных (цилиндрических и сферических) оболочек сделана в [1,5,6]. Полученные уравнения для развития возмущений были применены для расчета эволюции возмущений оболочек, которые создают изэнтропическое сжатие DT – смеси в цилиндрических и сферических мишенях.

Детальные расчетные исследования устойчивости изложены в [31,39-43]. Для достижения стабилизации в [9] предложены конструкции мишени, в которых начальная плотность поршня совпадает с плотностью оболочки (материалом всюду является свинец плотностью  $11.3\text{г/см}^3$ ).

Основные усилия по исследованию устойчивости в последнее время сосредоточены на исследовании нелинейной стадии развития возмущений, когда амплитуда возмущений оказывается соизмерима с длиной волны. Для этой стадии описанный выше режим линейного развития возмущений является начальной стадией. В таких случаях граница газа и сжимающей оболочки образует систему струй, направленных внутрь газа, и пузырей между ними. Исследования нелинейного режима развития возмущений, восходящие к работам Ферми [51] и Лейзера [52], показывают, что рост возмущений на стадии торможения оболочки приводит к заметному уменьшению выгорания термоядерного топлива [16,53].

### **Актуальность**

Вопросы, рассмотренные в диссертации – режим вложения энергии в поглощающий слой и устойчивость безударного сжатия – являются важными

для проблемы инерциального термоядерного синтеза. Выше показано, что эти вопросы являлись предметом внимания многих исследователей в последние годы. Можно полагать, что и в обозримом будущем они также окажутся важными как часть большой актуальной проблемы исследования инерциального термоядерного синтеза.

**Актуальность** рассмотренных в диссертации вопросов обусловлена постоянно возникающей потребностью уточнения ранее полученных результатов исследований сжатия цилиндрических мишеней. Общие закономерности и решения, изложенные в диссертации, оказываются при этом применимыми или непосредственно, как, например, при расчете сжатия DT-газа тонкой массивной оболочкой, или опосредованно, как результат сравнения аналитических точных решений и численных результатов.

### **Цель и предмет исследований**

В диссертации исследуются процессы сжатия в цилиндрических мишенях.

Тема диссертации была предложена ныне покойным А.В.Забродиным. Под его руководством выполнен начальный этап работы. Первоначально **цель исследований** была сформулирована как изучение возможностей аналитических методов для исследования тех вопросов динамики мишеней ИТИС, которые обычно решаются методами численного моделирования. Позже аналитические исследования были дополнены расчетами четырехслойных цилиндрических мишеней с использованием программы НЗТ.

1) В работах [4,6] изучен вопрос об оптимизации кривой энерговложения  $E(t,r)$ , обеспечивающей в мишени безударное (изэнтропическое) сжатие DT-газа массивной оболочкой до значений плотности, необходимых для осуществления термоядерного синтеза, минимальным количеством вложенной энергии. При этом непосредственно использовано автомодельное решение задачи об изэнтропической центрированной волне сжатия. **Цель такого рассмотрения** состоит в том, чтобы на основе автомодельных



решений добиться ощутимого прогресса в вопросе уменьшения энергии ионного пучка, требуемой для получения необходимых сверхвысоких значений плотности DT-газа.

При этом для получения оптимального режима вложения энергии в поглощающий слой проведена серия из большого числа одномерных расчетов четырехслойных цилиндрических мишеней по программе НЗТ.

2) В работах [1,2,3,5,6] исследован вопрос об устойчивости сжатия газа. **Цель такого рассмотрения** состоит в том, чтобы, изучая общие закономерности, которым подчиняется развитие возмущений оболочки, построить согласованную двумерную картину сжатия цилиндрических мишеней ИТИС.

Рассмотрен рост возмущений в оболочке на стадии ускорения оболочки. Вопрос исследован аналитически в рамках приближения малых возмущений. Выведены обыкновенные дифференциальные уравнения, определяющие эволюцию малых возмущений тонкой массивной оболочки в случае, когда ускорение оболочки зависит от времени. Построено точное решение этих уравнений в том случае, когда движение оболочки соответствует изэнтропическому сжатию газа. Результат сравнивается с развитием соответствующих возмущений в двумерных расчетах четырехслойных цилиндрических мишеней по программе НЗТ.

### **Структура и объем работы**

Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и списка литературы. Общий объем диссертации 104 страницы, 43 рисунка. Список литературы включает 53 наименования.

### **Содержание диссертации**

Диссертация состоит из введения, четырех глав и заключения.

**Во введении** приведен краткий обзор работ по тематике диссертации, сформулированы цели диссертации, кратко пересказаны содержание и основные результаты, сформулированы положения, выносимые на защиту,

изложены новизна результатов диссертации, их практическое применение, перечислены аргументы, указывающие на достоверность результатов, описан личный вклад диссертанта в достижение результатов.

### **В главе 1:**

Получено автомодельное решение задачи об изэнтропическом сжатии идеального газа в центрированной волне [4,6]. Первоначально газ считается однородным и неподвижным. Для решения задачи использованы переменные Лагранжа. Построена система обыкновенных дифференциальных уравнений, которым подчиняется автомодельное решение задачи. Уравнения решены методом Рунге-Кутты.

Полное решение получено единым образом для большого числа значений показателя адиабаты  $\gamma$ . При этом использование лагранжевых переменных, проведенное впервые, позволило в явном виде получить кинематические характеристики внешней границы газа.

С физической точки зрения в постановке задачи автор следует работам [33,34]: первоначально газ считается однородным и неподвижным. Предполагается, что поршень, действуя на внешнюю границу газа, вызывает появление волны, в которой газ сжимается изэнтропически до бесконечной плотности.

Для целей построения временной функции энергозатрат желателен переход от эйлеровых к лагранжевым координатам, в которых из решения задачи непосредственно следуют все необходимые условия на внешней границе газа. По этой причине в главе 1 излагается новый, специально разработанный метод решения задачи об изэнтропическом сжатии в лагранжевых координатах, одинаково применимый как в цилиндрическом, так и в сферическом случаях.

Пусть в начальный момент газ покоится и является однородным, начальная плотность равна единице, начальный радиус газа равен единице, начальная скорость звука равна единице (тогда начальное давление равно

$1/\gamma$ ). Вводятся переменные: время  $t$ , лагранжев (начальный) радиус частицы  $\xi$ , эйлеров радиус  $r$ , давление  $P$ , плотность  $\rho$ . Принимается момент фокусировки за  $t=0$ . Тогда в начальный момент  $t=-1$ .

Задача о движении волны сжатия в рассматриваемой системе решается в предположении его автомодельности. Основаниями для такого предположения служат размерные соображения: из анализа следует, что задача содержит всего два существенных размерных параметра, определяющих вид движения – начальные плотность и скорость звука. Это приводит к тому, что оказывается возможным построение автомодельных решений 1-го типа.

Введением автомодельной переменной:  $z = \frac{\xi}{(-t)}$  (причем  $z > 1$ ),

гидродинамические величины представляются в виде функций от  $z$ :  $r = \xi x(z), \rho = \rho(z), P = P(z)$ . Тогда уравнения гидродинамики записываются в виде системы обыкновенных дифференциальных уравнений (здесь за  $D$  обозначен оператор дифференцирования по  $\ln z$ :  $D \equiv \frac{z d}{dz}$ ):

$$\begin{cases} D(D+1)x = -\frac{x^{\nu-1}}{z^2} DP \\ x^{\nu-1}(D+1)x = \frac{1}{\rho} \\ \gamma P = \rho^\gamma \end{cases} \quad \text{с граничными условиями} \quad x(1)=1, \quad Dx(1)=0.$$

Таким образом, построена система обыкновенных дифференциальных уравнений, которым подчиняется автомодельное решение задачи. Уравнения решены методом Рунге-Кутты с начальными условиями при  $z=\infty$ . Полное решение получено единым образом для большого числа значений показателя адиабаты  $\gamma$  для цилиндрической и сферической геометрии. При этом использование лагранжевых переменных, проведенное впервые, позволило в явном виде получить кинематические характеристики внешней границы газа.

## В главе 2:

Поставлена задача расчета динамики сжатия цилиндрической мишени ИТИС. Для четырехслойных цилиндрических мишеней с помощью одномерных расчетов получено оптимальное по времени и пространству распределение вложения энергии в поглощающий слой  $E(t,r)$ , обеспечивающее безударное (изэнтропическое) сжатие DT-газа массивной оболочкой до плотностей, необходимых для осуществления термоядерного синтеза, минимальным количеством вложенной энергии.

Оптимизация сжатия газа в цилиндрических мишенях инерциального термоядерного синтеза выполнена на основе решения задачи об автомодельной волне сжатия. Выполнены одномерные расчеты сжатия мишеней с использованием гидродинамической программы НЗТ [37]. В расчетах типичных цилиндрических мишеней были заданы реальные размеры и уравнения состояния веществ и использованы специально полученные временные и пространственные зависимости энерговложения.

В главе 1 для автомодельной цилиндрической волны сжатия построены кинематические характеристики внешней границы газа: зависимости скорости и ускорения границы от времени. В главе 2 на их основе получены оптимальные функциональные зависимости энерговложения в поглощающий слой (поршень) от времени для некоторых вариантов цилиндрических мишеней тяжело-ионного термоядерного синтеза. Начальная геометрия одной из рассмотренных мишеней приведена на рисунке 1:

	DT	Au	Pb	Au	
	-----	-----	////////////////////	-----	
$r[10^{-2} \text{ см}]$	0	20	21	39	44.4
$\rho[\text{г/см}^3]$	0.05	19.3	6	19.3	

Рисунок 1 - Радиальная геометрия одной из рассмотренных слоистых цилиндрических мишеней с указанием размеров и начальных плотностей.

Для мишени, изображенной на рисунке 1, рассмотрены случаи бесконечно тонкой оболочки и оболочки, имеющей конечную толщину. Для бесконечно тонкой оболочки связь энерговложения с ускорением внешней границы газа  $g(t)$  имеет вид закона Ньютона:  $P = Mg$ , где  $P(t)$  – давление в поршне на поверхности оболочки,  $M$  – масса единицы площади оболочки. Для оболочки, имеющей конечную толщину, связанными оказываются скорость внешней границы газа  $u(t)$  с давлением  $P(t)$ : 
$$P(t) = M \frac{u(t + \tau) - u(t - \tau)}{2\tau},$$
 причем в формулу вводится запаздывание  $\tau$  - время, необходимое для прохождения звуковой волны от одной поверхности оболочки до другой.

В численном решении задачи о четырехслойной цилиндрической мишени эти случаи различались при помощи задания соответствующих уравнений состояния (УРС) материала оболочки. Для реализации случая бесконечно тонкой оболочки УРС был представлен в виде идеального газа с малым предварительным нагревом, оболочка конечной толщины задавалась при помощи так называемого двучленного УРС, учитывающего сопротивление материала сжатию.

Для каждого из таких случаев была проведена серия одномерных расчетов, начальная геометрия которых совпадала с приведенной на схеме. В каждом из них в 1-й области (DT-газ) был задан начальный разогрев такой, что скорость звука в нем составила  $c=L/T=0.2$  (2км/с), а в третьей области (свинец) было задано равномерно по объему энерговложение, которое зависело от времени согласно приведенным формулам. При этом задавалась  $E(t)$  – объемная плотность энерговложения.

На рисунке 2 черными круглыми маркерами представлены результаты таких расчетов для случая оболочки конечной толщины. На графике приведено максимальное значение средней плотности DT-смеси, достигнутое в расчете, как функция полной энергии в расчете. Энергия определяется на 1см длины мишени. Во всех расчетах была задана одна и та же функция  $E(t)$  – объемная плотность энерговложения как функция времени. Однако в

разных расчетах эта функция обрезалась в разные моменты времени. Линией на рисунке обозначена примерная зависимость (тренд) плотности от энергии, которая следует из всей совокупности расчетов.

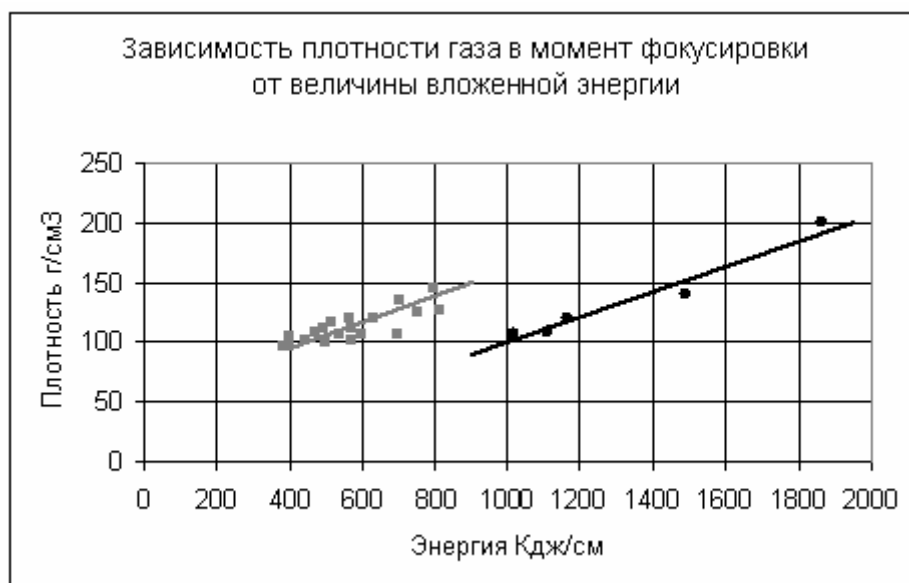


Рисунок 2 - Плотность газа в момент фокусировки как функция полной энергии в расчете с двучленным УРС вещества оболочки (золота) в мишени. Представлены варианты с учетом (серый цвет) и без учета (черный цвет) пространственного распределения энерговложения.

Кроме описанного, в расчетах был применен второй способ уменьшения полной энергии сжатия – использование пространственного распределения энерговложения в точки поршня. Идея метода состоит в том, что возмущения от участков поршня, расположенных далеко от оболочки, не успевают до момента фокусировки дойти до DT-газа. Это означает, что энергия, которая тратится на нагрев этих участков, фактически расходуется впустую. Если теперь организовать энерговложение в разные участки поршня так, чтобы, начиная с определенного момента, нагревались только близкие к оболочке точки, можно получить выигрыш в суммарной энергии. Такая процедура была проведена, для этого были предварительно построены приближенные зависимости энерговложения от радиуса, учитывающие этот эффект.

Результаты таких расчетов также представлены на рисунке. Квадратными маркерами и серой кривой на рисунке обозначены расчеты, в которых использованы оба способа оптимизации кривой энерговложения: и

зависимость от времени, и зависимость от координаты. Видно, что пространственное распределение энерговложения дает дополнительный выигрыш в полной энергии примерно в два раза.

Аналогичные расчеты выполнены и для двух других вариантов типичных цилиндрических мишеней, в которых были заданы реальные размеры и уравнения состояния веществ и использованы полученные временные и пространственные зависимости энерговложения. Показано, что в расчетах удастся получить необходимые сверхвысокие сжатия DT-газа до плотности  $100\text{г/см}^3$ . Показано также, что для всех рассмотренных мишеней примененные способы построения энерговложения позволяют снизить полные затраты вложенной энергии на стадии сжатия в несколько раз по сравнению с ранее рассматривавшимися вариантами.

### **В главе 3:**

Решена линейная задача об устойчивости тонкой массивной оболочки, движущейся с ускорением, зависящим от времени. Рассчитаны инкременты роста двумерных возмущений оболочки, изэнтропически сжимающей газ в плоском, цилиндрическом и сферическом случае. Для этого предварительно выведены уравнения, определяющие развитие малых возмущений в тонкой оболочке, ускорение которой зависит от времени.

Выведены дифференциальные уравнения 4-го порядка по времени, описывающие развитие малых возмущений оболочки в случае, когда ускорение зависит от времени. Предполагается, что оболочка является бесконечно тонкой и не имеющей внутренней структуры и что масса оболочки много больше массы окружающего оболочку газа. Рассмотрены случаи плоской, цилиндрической и сферической геометрии системы. Уравнения получены двумя способами: способом Отта [45,46] и из законов сохранения.

Проведен анализ уравнений в тех случаях, когда возмущения являются собственными функциями оператора Лапласа. Выделены случаи, когда

исходные уравнения 4-го порядка удается редуцировать к двум уравнениям второго порядка.

В случае, когда возмущение  $r_1$  представляется в виде плоской волны  $r_1 \sim A(t) \exp(ikx)$  для плоской оболочки, уравнение для возмущений имеет вид:  $\frac{1}{g} \left( \frac{1}{g} \ddot{r}_1 \right) - k^2 r_1 = 0$ , где  $r_1$  – амплитуда возмущений,  $k$  – волновой вектор,  $g$  – ускорение оболочки. Это уравнение может быть редуцировано к двум уравнениям 2-го порядка:  $\ddot{r}_1 \pm kgr_1 = 0$ .

Аналогично для цилиндрической оболочки возмущения в виде угловых гармоник с номером гармоники  $m$   $r_1 \sim A(t) \exp(im\varphi)$  описываются уравнением:  $\frac{1}{g} \left( \left( \frac{1}{g} \ddot{r}_1 - \frac{1}{r} \dot{r}_1 \right) r^2 \right) - m^2 r_1 = 0$  (здесь за  $r$  обозначен радиус оболочки), которое также может быть редуцировано к двум уравнениям 2-го порядка:  $\ddot{r}_1 + (-1 \pm m) \frac{g}{r} r_1 = 0$ .

Показано также, что для сферической оболочки возмущения вида сферической гармоники порядка  $(n, l)$ :  $r_1 \sim A(t) \cdot P_n^l(\cos \vartheta) \exp(il\varphi)$  описываются уравнением:  $\frac{1}{g} \left( \left( \frac{1}{g} \ddot{r}_1 - \frac{2}{r} \dot{r}_1 \right) r^2 \right) - n(n+1) r_1 = 0$ , которое может быть редуцировано к двум уравнениям 2-го порядка:  $\ddot{r}_1 + \left( -\frac{3}{2} \pm \left( n + \frac{1}{2} \right) \right) \frac{g}{r} r_1 = 0$  для  $l=0$ .

Для всех перечисленных случаев рассмотрена устойчивость движения оболочки, обеспечивающего изэнтропическое сжатие газа, по отношению к развитию малых возмущений вида плоских волн и угловых гармоник. При этом уравнения 4-го порядка, описывающие развитие возмущений оболочки при изэнтропическом сжатии газа, получены подстановкой в коэффициенты исходных уравнений решений автомодельной задачи, рассмотренной в главе 1 (величин  $g(t)$ ,  $r(t)$ ).



Полученные уравнения решены методом Рунге-Кутты для возмущений, имеющих пространственную зависимость вида плоских волн в плоской и цилиндрической геометрии, вида угловых гармоник в цилиндрической геометрии, вида сферических гармоник в сферической геометрии.

Показано, что для плоской оболочки решение задачи о возмущениях может быть записано аналитически в виде функций Бесселя вида:

$r_1 \sim \sqrt{-t} \cdot Z_{\frac{\gamma+1}{2}}(\sqrt{2k(\gamma+1)}(-t)^{\frac{1}{\gamma+1}})$ , где в качестве функции  $Z_\nu(z)$  присутствуют для разных ветвей:  $K_\nu(z)$  – функция Макдональда и функции  $I_\nu(z), J_\nu(z), Y_\nu(z)$ .

Для цилиндрической и сферической оболочек аналитического решения не существует. Для нахождения эволюции возмущений в этих случаях необходимо использовать рассмотренное в главе 1 численное решение задачи об изэнтропической волне сжатия. Делалось это так: система обыкновенных дифференциальных уравнений из главы 1 решалась методом Рунге-Кутты, запоминался массив значений (примерно  $10^5$  чисел)  $r(t), g(t)$  – и далее эти значения использовались в виде коэффициентов в приведенных выше уравнениях для возмущений, которые, в свою очередь, решались методом Рунге-Кутты.

Показано, что при изэнтропическом сжатии газа рост возмущений оболочки вида плоских волн ограничен как в плоской, так и в цилиндрической геометрии. Рассчитан предельный рост амплитуды таких возмущений. Показано, что рост возмущений вида угловых гармоник неограничен как в цилиндрической, так и в сферической геометрии. Рассчитан инкремент роста таких возмущений.

В случае цилиндрической оболочки, ось которой направлена вдоль  $z$ , возмущение вида плоских волн имеет вид  $r_1 \sim A(t) \exp(ikz)$ . Уравнение для

таких возмущений имеет вид:  $\frac{1}{g} \left( \frac{1}{g} \ddot{r}_1 - \frac{1}{r} r_1 \ddot{\phantom{r}} \right) + \frac{\partial^2 r_1}{\partial z^2} = 0$ . Решение этого уравнения, описывающее рост возмущений, получено для нескольких

характерных значений волнового вектора  $k$  с тем, чтобы впоследствии (ниже, в главе 4) можно было сравнить его с результатом численного моделирования рассмотренной задачи.

#### **В главе 4:**

В решении двумерной газодинамической задачи о сжатии четырехслойной цилиндрической мишени исследовано развитие двумерных возмущений одномерных решений. Установлено, что рост возмущений согласуется с полученными выше теоретическими результатами до момента прекращения энерговложения. Показано, что с помощью полученных закономерностей роста могут быть оценены начальные значения амплитуд возмущений для последующего процесса нелинейного роста возмущений на стадии торможения оболочки.

Приведены результаты численного исследования развития возмущений оболочки, сжимающей DT-газ в цилиндрических мишенях ИТЭС.

Проведено сравнение результатов расчетов развития возмущений в тонкой оболочке с данными численных расчетов развития возмущений при сжатии реальных мишеней тяжело-ионного ИТЭС. Сравнение предваряется аналитическим исследованием факторов, нарушающих приближения, использованные в главе 3: ненулевая толщина оболочки, ненулевая плотность поршня. Приведены оценки, показывающие величину влияния этих факторов на развитие возмущений.

Выполнены численные расчеты развития возмущений оболочки, изэнтропически сжимающей DT-газ в мишенях тяжело-ионного ИТЭС. Двумерные расчеты сжатия мишеней выполнены с использованием гидродинамической программы НЗТ [37]. В расчетах типичных цилиндрических мишеней были заданы реальные размеры и уравнения состояния веществ и использованы полученные в главе 2 временные и пространственные зависимости энерговложения. Начальные синусоидальные возмущения типа плоских волн вдоль оси цилиндра с длиной волны 1мм,

2мм задавались на внешней поверхности оболочки. Начальная амплитуда составляла 1 мкм. Показано, что значения инкрементов роста амплитуды возмущений в численных расчетах находятся в разумном согласии с теоретическими выводами.

Движение оболочки было таким же, как в расчетах, описанных в главе 2. Было рассчитано два варианта сжатия мишени: в приближении тонкой оболочки (когда уравнение состояния оболочки совпадало с идеальным газом, что приводило к сжатию оболочки до очень больших плотностей) и с реальным уравнением состояния оболочки типа двучлена. Получено, что расчеты, сделанные в приближении тонкой оболочки, относительно хорошо согласуются с теоретическими кривыми. При этом, однако, численный расчет следует теоретической кривой не до фокусировки, а только до точки прекращения энерговложения (примерно до половины радиуса).

Результаты расчетов, выполненных с учетом конечной толщины оболочки, сильнее отклоняются от теоретических кривых, рассчитанных в главе 3, причем рост амплитуды в численных расчетах происходит быстрее, чем в теории.

**В заключении** диссертации приводится сводка основных результатов.

### **Основные результаты работы, выдвигаемые на защиту**

1. В одномерных расчетах сжатия четырехслойной цилиндрической мишени ИТИС получен оптимальный режим однородного по объему вложения энергии в поглощающий слой  $E(t)$ , обеспечивающий безударное (изэнтропическое) сжатие DT-газа массивной оболочкой до значений плотности, необходимых для осуществления термоядерного синтеза, минимальным количеством вложенной энергии.
2. Для четырехслойной цилиндрической мишени ИТИС на основе использования пространственного распределения энерговложения в поглощающий слой  $E(t,r)$  получена дальнейшая оптимизация режима вложения энергии. При этом те же значения плотности сжатого газа

достигаются еще меньшим (примерно в 2 раза по сравнению с однородным энерговложением) количеством вложенной энергии.

3. Решена линейная задача об устойчивости изэнтропического сжатия газа тонкой массивной оболочкой. Выведены уравнения, описывающие развитие малых двумерных возмущений тонкой массивной оболочкой, движущейся с ускорением, зависящим от времени произвольным образом, и получены инкременты роста малых возмущений в плоском, цилиндрическом и сферическом случаях.

4. В решении двумерной газодинамической задачи о сжатии четырехслойной цилиндрической мишени исследовано развитие двумерных возмущений одномерных решений. Установлено, что рост возмущений согласуется с полученными выше теоретическими результатами до момента прекращения энерговложения. Показано, что с помощью полученных закономерностей роста могут быть оценены начальные значения амплитуд возмущений для последующего процесса нелинейного роста возмущений на стадии торможения оболочки.

### **Новизна результатов диссертации**

Следующие результаты получены впервые:

1. Построена математическая модель динамики четырехслойной цилиндрической мишени ИТИС с безударным сжатием DT-газа. На основе решения задачи о цилиндрической автомодельной волне сжатия получен оптимальный по времени и пространству режим вложения энергии в поглощающий слой  $E(t,r)$ , обеспечивающий безударное (изэнтропическое) сжатие DT-газа массивной оболочкой до значений плотности, необходимых для осуществления термоядерного синтеза, минимальным количеством вложенной энергии.

2. Решена линейная задача об устойчивости изэнтропического сжатия газа тонкой массивной оболочкой. Выведены уравнения, описывающие развитие малых двумерных возмущений тонкой массивной оболочкой,

движущейся с ускорением, зависящим от времени произвольным образом, и получены инкременты роста малых возмущений в плоском, цилиндрическом и сферическом случаях.

В численном решении двумерной газодинамической задачи о сжатии четырехслойной цилиндрической мишени исследовано развитие двумерных возмущений одномерных решений; показано, что рост возмущений согласуется с полученными выше теоретическими результатами до момента прекращения энерговложения.

### **Практическая ценность результатов диссертации**

1. Рассчитанные функции  $E(t,r)$  временного и пространственного распределения энерговложения позволили обеспечить в расчетах мишеней безударное сжатие DT-газа и получить необходимые сверхвысокие сжатия DT-газа до значений плотности, необходимых для осуществления термоядерного синтеза, с затратой оптимального (минимального) количества вложенной энергии.

Эти функции могут быть использованы в практических разработках мишеней для осуществления управляемого термоядерного синтеза.

2. Выведенные уравнения для эволюции возмущений тонкой массивной оболочки и рассчитанные на их основе значения инкрементов роста возмущений в задаче адиабатического сжатия газа тонкой оболочкой позволяют при отладке новых программ 2D и 3D гидродинамики, провести, при необходимости, сравнения полученных решений и результатов численных расчетов сжатия цилиндрических и сферических мишеней ИТС.

### **Достоверность результатов диссертации**

Достоверность результатов диссертации в целом должна обеспечиваться сочетанием аналитических и численных результатов, взаимно подтверждающих друг друга. В стремлении получить такое сочетание автор

видит принципиальное отличие своего подхода от подхода предшествующих работ на темы, изложенные в диссертации.

Помимо этого:

1. Достоверность расчетов об изэнтропическом сжатии идеального газа в центрированной волне обеспечивается согласием с ранее полученными другими способами решениями этой же задачи.

2. Достоверность уравнений для эволюции возмущений тонкой оболочки и рассчитанных на их основе величин инкрементов роста возмущений в задаче адиабатического сжатия газа тонкой оболочкой обеспечивается согласием в требуемых пределах результатов численных расчетов с теоретическими выводами.

### **Личный вклад**

В диссертации непосредственно использованы результаты работ [1-6], выполненных автором лично. Случаи использования в диссертации результатов других авторов отмечены необходимыми ссылками.

### **Апробация работы**

Результаты работ по диссертации докладывались и обсуждались на “Ломоносовских чтениях - 2009” (МГУ им.М.В.Ломоносова, 2009), на “Ломоносовских чтениях - 2010” (МГУ им.М.В.Ломоносова, 2010), на международных конференциях “Turbulent mixing and beyond” (Триест, Италия, 2009) и “XI Харитоновские тематические научные чтения” (ВНИИЭФ, Саров, 2009), на научном семинаре имени К.И. Бабенко в ИПМ им. М.В. Келдыша.

### **Работы, в которых опубликованы основные результаты**

По теме диссертации опубликовано 6 работ, из них 3 статьи - в ведущих рецензируемых научных журналах и изданиях:

1. Ктиторов Л.В. Развитие малых возмущений при разгоне тонкой тяжелой оболочки газовым поршнем // Препринт ИПМ им. М.В.Келдыша РАН, №90, Москва, 2008г, 24 с.

2. Ктиторов Л.В. Развитие малых возмущений при разгоне оболочки газовым поршнем // Труды XI Харитоновских чтений, Саров, 2009.

3. Ктиторов Л.В. Развитие малых возмущений при разгоне тонкой тяжелой оболочки газовым поршнем // Сборник, посвященный 75-летию А.В.Забродина “Высокопроизводительные вычисления в задачах механики и физики”, 2009, с.110-118.

4. Ктиторов Л.В. Оптимизация сжатия газа в мишенях инерциального термоядерного синтеза на основе точного решения задачи об автомодельной волне сжатия // Вопросы атомной науки и техники, сер. Теоретическая и прикладная физика, 2009, вып.3, с. 25-34.

5. Ктиторов Л.В. Эволюция возмущений при адиабатическом сжатии идеального газа тонкой оболочкой // Вопросы атомной науки и техники, сер. Теоретическая и прикладная физика, 2009, вып.3, с.35-45.

6. Ктиторов Л.В. Устойчивость адиабатического сжатия идеального газа тонкой оболочкой // Математическое моделирование, том 22, №3, 2010, с.55-73.

#### **Литература, на которую есть ссылки в автореферате**

7. Nuckols J., Wood L., Thiessen A., Zimmermann G. Laser compression of matter to super-densities thermonuclear (CTR) applications // Nature, 1972, vol.239, No. 368, p.139.

8. Гуськов С.Ю., Недосеев С.Л., Смирнов В.П., Шарков Б.Ю. Драйверы ИТС, В сб. “Ядерный синтез с инерционным удержанием” под ред. Б.Ю. Шаркова, раздел 2.3 // М., Физматлит, 2005, с. 30-32.

9. Баско М.М., Гуськов С.Ю., Недосеев С.Л., Чуразов М.Д. Мишени ИТС. В сб. “Ядерный синтез с инерционным удержанием” под ред. Б.Ю. Шаркова, раздел 3.3 // М., Физматлит, 2005, с. 53-61.

10. Забродин А.В., Имшенник В.С., Кошкарёв Д.Г. и др. Концепции реакторной камеры и электростанции на основе ИТС, В сб. “Ядерный синтез с инерционным удержанием” под ред. Б.Ю. Шаркова, раздел 3.3 // М., Физматлит, 2005, с. 105-124.

11. Basko M.M., Imshennik V.S., Churazov M.D. Overview of Directly Driven HIF Targets. // Particle Accelerators, 37-38, 1992, p.505-512.
12. Atzeni S., Ciampi M.L., Piriz A.R. et al. Inertial Fusion Target studies: Heavy-Ion target Design and Fast Igniter Physics // Fusion Energy (Proc. 16<sup>th</sup> Int. Conf. Montreal), IAEA, Vienna, V.3, 1997, p.85.
13. Чуразов М.Д., Аксенов А.Г., Забродина Е.А. Зажигание термоядерной мишени пучком тяжелых ионов // Вопросы атомной науки и техники, сер. Математическое моделирование физических процессов, вып. 1, 2001.
14. Medin S.A., Churazov M.D., Koshkarev D.G. et al. Evaluation of power plant concept for fast Ignition Heavy Ion Fusion // Laser and Particle Beams, Vol.20, 2002, p.419.
15. Кошкарев Д.Г., Шарков Б.Ю. // Письма в ЖЭТФ, т.75, 2002, с.371.
16. Dolan T.J. Fusion Research: Principles, Experiments, Technology // Pergamon Press, 1982.
17. Аврорин Е.Н., Бунатян А.А., Гаджиев А.Д. и др. // Физика плазмы, т.10, 1984, с.514.
18. Basko M.M., Churasov, M.D., Aksenov A.G. Proc. of the 14<sup>th</sup> Int. Symp. On Heavy Ion Inertial Fusion, Moscow, 26-31 May, 2002 // Laser Part. Beams, V.10, 2002, p.411.
19. Долголева Г.В., Забродин А.В., Кумуляция энергии в слоистых системах и реализация безударного сжатия // М., Физматлит, 2004.
20. Имшенник В.С., Жуков В.Т. Вклад нейтронно-ядерных реакций в гибридных мишенях инерциального тяжелоионного синтеза (ИТИС) (HIF). Доклад на VIII Международной Конференции "Забабахинские Научные Чтения".
21. Medin S.A., Churazov M.D., Orlov Yu. et al. Reactor Chamber and Balance of Plant Characteristics for a Fast-Ignition Heavy-Ion Fusion Power Plant // Fusion Science and Technology, V.43, No.6, 2003, p.437.
22. Taylor Geoffrey. The Instability of Liquid Surfaces when Accelerated in a Direction Perpendicular to their Planes // Proc. Roy. Soc., Ser. A, V.201, 1950, p.192-194.
23. Chandrasekhar S. Hydrodynamic and hydromagnetic stability // Oxford Clarendon Press, 1961.
24. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Курс теоретической физики. Том 6. Гидродинамика. // М., Наука, 1986, с. 36-42.
25. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений // М., Наука, 1966.
26. Седов Л.И. Методы подобия и размерности в механике // М., Наука, 1965.
27. Дюдерштадт Дж., Мозес Г. Инерционный термоядерный синтез // М., Энергоатомиздат, 1984, с.222 (перевод с англ.).
28. Сансоне Дж. Обыкновенные дифференциальные уравнения, том II // М., ИЛ, 1953.



29. Станюкович К.П. Неустановившиеся движения сплошной среды // М., Наука, 1971.
30. Годунов С.К., Забродин А.В., Иванов М.Я. и др. Численное решение многомерных задач газовой динамики // М., Наука, 1976.
31. Лебо И.Г., Тишкин В.Ф. Исследование гидродинамической неустойчивости в задачах лазерного термоядерного синтеза // М., Физматлит, глава II, 2006, с. 23-52.
32. Я.М.Каждан. К вопросу об адиабатическом сжатии газа под действием сферического поршня // ПМТФ, №1, 1977, с.23.
33. Жданов С.К., Трубников Б.А. Оптимальное сжатие в  $\theta$  и  $z$  – пинче // Письма в ЖЭТФ, Т.21, вып. 6, 1975, с.371-374.
34. Забабахин И.Е., Симоненко В.А., Сферическая центрированная волна сжатия, // ПММ, т.42, вып.3, 1978, с.573-576.
35. Змитренко Н.В., Курдюмов С.П., Михайлов А.П., Сжатие конечной массы плазмы в режиме с обострением, в сб. Современные проблемы математики и механики, Том 28 // ВИНТИ, Москва, 1986.
36. Крайко А.Н. Вариационная задача об одномерном изэнтропическом сжатии идеального газа // ПММ, т.57, вып.5, 1993, с.35-51.
37. Крайко А.Н., О неограниченной кумуляции при одномерном нестационарном сжатии идеального газа // ПММ, т.60, вып.6, 1996, с.1021.
38. Крайко А.Н., Тилляева Н.И. Автомодельное сжатие идеального газа плоским, цилиндрическим или сферическим поршнем // Теплофизика Высоких Температур, том 36, №1, 1998, с.120-128.
39. R.E.Kidder. Theory of Homogeneous Isentropic Compression and its application to laser fusion // Nuclear Fusion, 14, 1974, p.53-60.
40. N.K.Gupta, S.V.Lawande. Rayleigh-Taylor instability in multi-structured spherical targets // Plasma Phys. Control. Fusion, 28, 1986, p.925-941.
41. Афанасьев Ю.В., Басов Н.Г., Гамалий Е.Г., Крохин О.Н., Розанов В.Б. Симметрия и устойчивость сжатия лазерных термоядерных мишеней // Письма в ЖЭТФ, т.23, вып.11, 1976, с.617-620.
42. Афанасьев Ю.В., Гамалий Е.Г., Крохин О.Н., Розанов В.Б. Ускорение, сжатие и устойчивость плоского слоя вещества под действием излучения лазера // ПММ, т.39, 1975, с.451-457.
43. Basko M.M., Maruhn J.A., Schlegel T. // Phys. Plasmas., V.9, 2002, p.1348.
44. Забродин А.В., Прокопов Г.П. Методика численного моделирования двумерных нестационарных течений теплопроводного газа в трехтемпературном приближении // ВАНТ, сер. Математическое моделирование физических процессов, вып. 3, 1998, с. 3-10.
45. Ott E. Nonlinear Evolution of the Rayleigh-Taylor Instability of a Thin Layer // Phys. Rev. Lett. 29, 1972, p.1429-1432.
46. Manheimer W., Colombant D., and Ott E. Three-dimensional, nonlinear evolution of the Rayleigh-Taylor instability of a thin layer // Phys. Fluids 27(8), 1984, p.2164.

47. Баско М.М. Уравнения одномерной радиационной гидродинамики с теплопереносом и гидродинамикой горения // М., Препринт ИТЭФ, 1986, №145, с.58.

48. Plesset M.S. // J.Appl.Phys. 25, 1954, p.96.

49. Альтшулер Л.В., Кормер С.Б., Баканова А.А., Трунин Р.Ф. Уравнение состояния алюминия, меди и свинца для области высоких давлений // ЖЭТФ, Т.38, вып. 3, 1960, с. 790-798.

50. Анучин М.Г., Влияние теплопроводности на неограниченное безударное сжатие плоского газового слоя // Прикладная механика и техническая физика, т.39, №4, 1998, с. 25-32.

51. Ферми Э. Тейлоровская неустойчивость несжимаемой жидкости. В книге: Научные труды Э.Ферми // М., Наука, т.III, 1972, с.493.

52. Layzer D. // Astrophysical J., V.122, 1955, p.1.

53. Town R.P., Bell A.R. Three-dimensional simulations of the implosion of Inertial Confinement Fusion Targets // Phys Rev. Lett., V.67, 1991, p.1863.