

ТЕРМОЯДЕРНЫЕ МИШЕНИ ПРЯМОГО ОБЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ МЕГАДЖОУЛЬНОГО УРОВНЯ

*С. А. Бельков^a, С. В. Бондаренко^a, Г. А. Вергунова^b, С. Г. Гаранин^a,
С. Ю. Гуськов^{b,c*}, Н. Н. Демченко^b, И. Я. Доскоч^b, П. А. Кучугов^{b,d},
Н. В. Змитренко^d, В. Б. Розанов^b, Р. В. Степанов^b, Р. А. Яхин^b*

*^a Российский федеральный ядерный центр «ВНИИЭФ»
607188, Саров, Россия*

*^b Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук
119991, Москва, Россия*

*^c Национальный исследовательский ядерный центр «МИФИ»
115409, Москва, Россия*

*^d Институт прикладной математики им. М. В. Келдыша Российской академии наук
125047, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 5 марта 2015 г.

Представлены результаты исследования центрального зажигания сферической термоядерной мишени прямого облучения в виде тонкой двухслойной оболочки при воздействии профилированного импульса излучения второй гармоники Nd-лазера с энергией 2 МДж. Параметры мишени выбирались таким образом, чтобы обеспечить достаточную для зажигания эффективность ускорения оболочки к центру в условиях повышенной гидродинамической устойчивости абляционного ускорения и сжатия вещества. Аспектное отношение внутреннего дейтерий-тритиевого слоя оболочки не превосходило 15 при дополнительном условии, что к моменту максимального сжатия испаряется большая часть (более 75 %) вещества внешнего слоя оболочки — аблятора (пластик). Основу исследований составили две группы численных расчетов, выполненных по одномерным гидродинамическим программам. Одна из них представляет собой расчеты поглощения излучения профилированного во времени лазерного импульса, включая расчет полного коэффициента поглощения за счет обратного тормозного и резонансного механизмов, а также расчет пространственного распределения нагрева мишени в условиях реальной геометрии облучения 192 лазерными пучками в схеме фокусировки пучков, обладающей симметрией куба-октаэдра. Вторая группа расчетов была посвящена численному моделированию полного цикла эволюции мишени под действием импульса поглощенного лазерного излучения и определению коэффициента термоядерного усиления.

DOI: 10.7868/S0044451015100168

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследования в области управляемой термоядерной реакции на основе инерциального удержания плазмы вплотную подошли к этапу демонстрации термоядерного зажигания — достижения энергии реакций синтеза, превышающей энергию, затраченную сторонними источниками на создание плазмы.

Предполагается, что эта цель будет достигнута при использовании в качестве драйвера, нагревающего и сжимающего плазму сферической мишени, лазерного импульса с энергией около 2 МДж. Первая установка такого уровня (NIF) была создана и действует в Ливерморской лаборатории США. Она обеспечивает максимальное значение энергии излучения третьей гармоники Nd-лазера около 1.8 МДж в 192 пучках при изменении длительности профилированного во времени лазерного импульса от 10 до 20 нс [1]. Во Франции близко к завершению строительство уста-

*E-mail: guskov@sci.lebedev.ru

новки LMJ [2] с техническими и физическими параметрами, близкими к установке NIF. Энергия 240 пучков должна составить 2.1 МДж излучения третьей гармоники Nd-лазера. Установка создается под эгидой Комиссариата по атомной энергии Франции. В России предложен проект установки с энергией 2.6 МДж в 192 пучках излучения второй гармоники Nd-лазера [3].

Исследования, направленные на достижение зажигания, ведутся на установке NIF на протяжении последних двух лет в схеме непрямого облучения сферической мишени мягким рентгеновским излучением, в которое предварительно преобразуется лазерное излучение [4]. Использование не прямой схемы воздействия на мишень посредством рентгеновского излучения обусловлено, с одной стороны, стремлением повысить степень однородности нагрева мишени, а с другой стороны, диктуется интересами прикладных исследований. В высокотемпературной лазерной плазме степень конверсии лазерного излучения в рентгеновское растет с уменьшением длины волны излучения. Однако в том случае, когда импульс коротковолнового лазерного излучения формируется путем преобразования излучения основной гармоники с использованием нелинейного кристалла, полный энергетический баланс конверсии в рентгеновское излучение определяется также фактором уменьшения степени преобразования в лазерное излучение более высоких гармоник с увеличением их номера. Так, энергетическая эффективность преобразования излучения основной гармоники Nd-лазера в излучение второй гармоники с помощью кристалла КДП составляет 55–60 %, а в излучение третьей гармоники — 35–40 %. Отметим, что в случае прямого облучения при анализе эффективности использования лазерной энергии для создания термоядерной плазмы следует учитывать, что эффективность преобразования поглощенной энергии в кинетическую энергию вещества мишени, ускоряемого к ее центру (эффективность гидродинамической передачи энергии или гидродинамический КПД), увеличивается при переходе к более короткой длине волны лазерного излучения.

В экспериментах по непрямому сжатию на установке NIF используется сферическая термоядерная мишень в виде тонкой оболочки, содержащей внутренний слой дейтерий-тритиевого (DT) льда и внешний слой аблятора из легкого вещества (пластик) с небольшим количеством добавок тяжелых элементов. Мишень помещается в геометрический центр полого цилиндра (хольраума), стенки которого содержат вещество тяжелых элементов (золото). Ла-

зерное излучение вводится внутрь цилиндра через два отверстия на торцах цилиндра и фокусируется на его внутренней поверхности, где оно преобразуется с высокой эффективностью (около 80 %) в рентгеновское излучение. Зажигание в этих экспериментах должно осуществляться в традиционной схеме центрального зажигания (которое в дальнейшем в соответствии с установившейся терминологией будет называться искровым зажиганием), когда за счет кумуляции энергии при сжатии мишени к центру происходит образование центральной области DT-плазмы, нагретой до термоядерной температуры (область горячего пятна (hot spot), согласно терминологии ученых Ливерморской лаборатории), окруженной относительно холодным и значительно более плотным (на порядок и более) термоядерным горючим с массой, в несколько раз превышающей массу горячей области. При этом первоначальное инициирование горения в небольшой по массе центральной области должно привести к распространению волны термоядерного горения на все горючее за счет переноса энергии α -частицами и волной электронной теплопроводности. Достичь искомого результата в экспериментах на установке NIF пока не удалось. Наибольший выход термоядерной энергии, достигнутый на сегодняшний день, составляет 17–18 кДж [5, 6], что отвечает коэффициенту усиления всего лишь около 0.01. Этот результат соответствует горению центральной горячей области, фактически, без его распространения на основную массу сжатого DT-вещества. Согласно опубликованным учеными Ливерморской лаборатории данным [5, 6], основными причинами такого результата являются искажение сферической формы сжимаемой оболочки и даже перемешивание части вещества аблятора с термоядерным горючим за счет развития гидродинамической неустойчивости, а также недостаточно эффективное ускорение оболочки, что приводило к снижению на 10–15 % ее конечной скорости по сравнению с данными численных расчетов, на основании которых обосновывалась возможность зажигания.

Следует отметить, что в условиях непрямого облучения на установке NIF непосредственно на термоядерную мишень воздействует лишь 10–12 % энергии рентгеновского излучения (в соответствии с соотношением поверхностей термоядерной капсулы и конвертора), т. е. энергия 120–150 кДж, более чем на порядок меньшая энергии лазерного импульса. Такое «неэкономное» использование лазерной энергии может быть оправдано только достижением высокой степени устойчивости сферического сжатия. Однако, анализируя данные экспериментов NIF, по-

мимо самого факта весьма значительного снижения нейтронного выхода по сравнению с одномерными предсказаниями следует принять во внимание еще один аспект этого результата. Он состоит в том, что использование непрямого облучения не привело к реальному росту отношения нейтронного выхода к результатам одномерного расчета по сравнению с прямым облучением мишени достаточно большим количеством лазерных пучков (например, 60, как в экспериментах на установке Omega [7] и даже всего лишь 12, как в экспериментах на установке ИСКРА-5 [8]). В связи с этим естественным образом возникают мысли о переходе (возврате) к схеме прямого многопучкового облучения мишени с использованием для сжатия и нагрева плазмы, в отличие от непрямого сжатия, всей энергии мегаджоульного лазерного импульса. Это тем более актуально с учетом того, что в решении проблемы однородного облучения мишени лазерными пучками к настоящему времени достигнут значительный прогресс в направлении как повышения однородности распределения излучения по поперечному сечению отдельного пучка [9, 10], так и выравнивания однородности нагрева мишени за счет использования малоплотных (пористых) поглотителей излучения [11, 12].

Переход к прямому облучению сопряжен с определенными трудностями для установок NIF и LMJ, которые изначально были рассчитаны на работу с цилиндрическими конверторами и поэтому предполагали двухстороннюю фокусировку лазерных пучков. Тем не менее возможность экспериментов при прямом облучении на этих установках активно обсуждается, в частности, с использованием мишеней с профилированным пространственным облучением (polar drive) [13]. Конструкция этих мишеней предполагает использование аблятора с неоднородным осесимметричным распределением массы в соответствии с крупномасштабной неоднородностью двухстороннего облучения мишени лазерными пучками. Такого рода мишени с пространственно-профилированным распределением массы для компенсации неоднородности нагрева были впервые предложены в работе [11]. В то же время для мегаджоульной установки Российского проекта прямое сферически-симметричное облучение является естественной возможностью, поскольку эта установка обладает компоновкой, рассчитанной на фокусировку пучков с шести направлений в симметрии куба для работы с конвертером сферической формы.

Настоящая работа посвящена расчетно-теоретическому исследованию сжатия и горения сферической термоядерной мишени в режиме искрово-

го зажигания в условиях прямого облучения, соответствующих указанной выше схеме фокусировки лазерных пучков в симметрии куба. Теория горения при искровом зажигании термоядерной мишени инерциального синтеза развивается на протяжении всего периода исследований в области инерциального термоядерного синтеза, начиная с 70-х годов прошлого века. Изучалось горение различных конструкций мишеней в различных режимах их сжатия. С результатами этих исследований можно ознакомиться во многих монографиях (см., например, [14–16]). Как итог этих исследований следует отметить, что в настоящее время наиболее простой и эффективно работающей конструкцией мишени признана уже упоминавшаяся двухслойная оболочка. Одномерные численные расчеты, выполненные в различных лабораториях, показали, что в диапазоне 1–10 МДж поглощенной энергии излучения третьей гармоники Nd-лазера ($\lambda = 0.353$ мкм) такая мишень способна обеспечить коэффициент усиления 20–300. Коэффициент усиления увеличивается с уменьшением длины волны лазерного излучения. Это связано с увеличением коэффициента поглощения излучения, ускорением абляционного процесса и, в целом, с ростом эффективности ускорения оболочки за счет увеличения критической плотности образующейся плазмы с уменьшением длины волны воздействующего излучения. Конечная скорость оболочки, которая в случае искрового зажигания должна превышать 300 км/с, растет с увеличением аспектного отношения оболочки — отношения ее радиуса к толщине. Однако с ростом аспектного отношения увеличивается степень негативного влияния развития гидродинамической неустойчивости на сжатие мишени. Поэтому один из элементов оптимизации параметров мишени состоит в компромиссном выборе аспектного отношения для данной длины волны излучения лазерного импульса.

Данная работа посвящена нахождению диапазонов изменения параметров двухслойной оболочечной мишени, способной обеспечить искровое зажигание в условиях повышенной гидродинамической устойчивости абляционного ускорения и сжатия при облучении мишени излучением второй гармоники Nd-лазера в реальной схеме расположения пучков, а также в расчете коэффициента термоядерного усиления такой мишени. Цель работы состоит в том, чтобы предложить мишень, способную использовать энергетические преимущества прямого облучения, когда при той же энергии лазера на сжатие мишени используется на порядок большая энергия, чем при непрямом облучении. Несмотря на то

что прямое облучение не может обеспечить однородность облучения мишени более высокую, а степень влияния гидродинамической неустойчивости на ее сжатие менее значительную, чем не прямое рентгеновское облучение, мишень прямого облучения может обеспечить зажигание за счет значительного (в несколько раз) превышения массы горючего по сравнению с мишенью непрямого облучения. Доля массы перемешанного с аблятором горючего, оказавшаяся для мишени непрямого облучения критической, не позволившей осуществить зажигание в современных экспериментах, может не быть таковой для мишени прямого облучения со значительно большей массой горючего. Основу исследований составляют два цикла одномерных численных расчетов. Один из них был выполнен по программе РАПИД [17], обеспечивающей решение уравнений одномерной двухтемпературной гидродинамики совместно с уравнениями Максвелла, и был посвящен установлению коэффициента поглощения лазерного излучения и однородности нагрева мишени. Во втором цикле расчетов исследовались сжатие и горение мишени при заданном потоке поглощенной лазерной энергии. Этот цикл расчетов выполнялся по программе ДИАНА [18], обеспечивающей решение уравнений одномерной двухтемпературной гидродинамики с источниками энергии, обусловленными поглощением лазерного излучения и нагревом мишени α -частицами, с учетом всех основных релаксационных и транспортных процессов в плазме и реального уравнения состояния вещества. Результаты этих циклов расчетов представлены соответственно в разд. 2 и 3 работы. В разд. 4 представлена аналитическая модель ускорения и сжатия двухслойной оболочечной мишени под действием профилированного лазерного импульса, с помощью которой проведен анализ и интерпретация результатов численных расчетов.

2. ПОГЛОЩЕНИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В МИШЕНИ

Предварительная оптимизация и выбор параметров мишени предусматривали выполнение двух основных требований. Конечная скорость оболочки при воздействии излучения второй гармоники Nd-лазера ($\lambda = 0.53$ мкм) с мощностью, не превышающей 500 ТВт, должна составлять 300–400 км/с. При достижении этой скорости возможно формирование центральной области зажигания со средней температурой 5–10 кэВ. Второе направление опти-

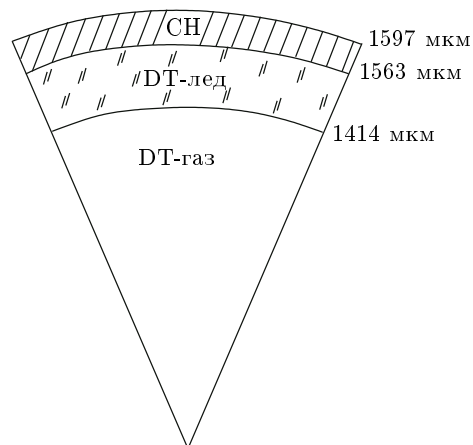


Рис. 1. Схема базового варианта мишени

мизации состояло в обеспечении условий повышенной устойчивости сжатия мишени. В связи с этим исследовалось горение мишеней с относительно низкими аспектными отношениями ДТ-слоя, не превосходящими 15. Кроме того, динамические характеристики ускорения оболочки к центру были согласованы таким образом, чтобы к моменту максимального сжатия испарялась большая часть вещества аблятора. Такое условие, с одной стороны, уменьшает время инерциального удержания t_{ic} горячей мишени, $t_{ic} \propto (1 + \mu_a)^{1/2}$ (здесь μ_a — отношение массы неиспаренной части аблятора к массе ДТ-горючего). С другой стороны, высокая скорость испарения вещества мишени является необходимым условием эффективной абляционной стабилизации [19] развития гидродинамической неустойчивости на стадии ускорения мишени, а малая конечная масса аблятора — низкого уровня перемешивания вещества аблятора с ДТ-горючим на стадии сжатия мишени. Отметим, что мишень с малой остаточной массой аблятора и, в частности, с полностью испаряемым аблятором представляет отдельный интерес с точки зрения быстрого зажигания [20, 21] предварительно сжатой мишени — перспективного способа зажигания, физические аспекты которого исследуются на всех крупнейших лазерных установках. Мишень такого типа отвечает упрощенным условиям доставки зажигающего пучка ионов или электронов к сжатому ДТ-горючему.

Базовый вариант такой мишени для поглощенной энергии импульса излучения второй гармоники Nd-лазера 1.5 МДж приведен на рис. 1. Внешний радиус мишени, толщина аблятора из пластика (СН) и толщина слоя ДТ-льда составляют соответствен-

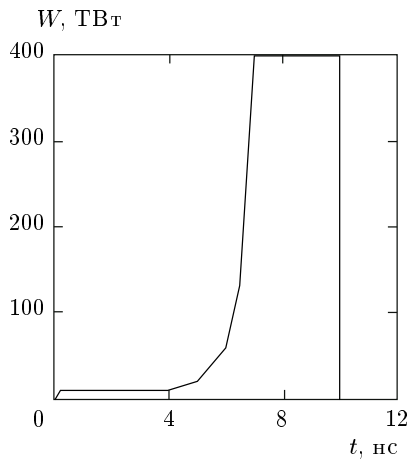


Рис. 2. Временная зависимость мощности профилированного лазерного импульса

но $R = 1597$ мкм, $\Delta_a = 34$ мкм и $\Delta_i = 149$ мкм. Внутри оболочки находится DT-газ с плотностью 10^{-3} г/см³. На рис. 2 представлен профилированный лазерный импульс, предназначенный для сжатия этой мишени. Импульс соответствует контрасту по мощности около 40, который достигается при указанной форме профилирования в современном эксперименте [6, 7]. Изменение закона профилирования может существенно изменить конечные характеристики сжатия за счет изменения уровня энтропии в сжимаемой части мишени [4, 14–16]. Так, в экспериментах [5, 6] было продемонстрировано изменение нейтронного выхода в несколько раз за счет изменения временной формы импульса. Вопрос о влиянии формы лазерного импульса на сжатие мишени является отдельным важным разделом исследований в области инерциального термоядерного синтеза. В данной работе этот вопрос не затрагивался — во всех расчетах использовались лазерные импульсы с формой временного профилирования, подобной представленной на рис. 2. Рассматриваемая система облучения мишени обладает симметрией куба-октаэдра, что предоставляет возможности достижения высокой симметрии облучения капсулы с термоядерным топливом как в схеме непрямого (рентгеновского) облучения, так и при прямом (лазерном) воздействии на мишень. Выбранные условия симметрии определяют конфигурацию 48 лазерных источников — кластеров, в каждом из которых содержится по 4 пучка. Схема облучения мишени показана на рис. 3а. Диаметр апертуры кластера составляет $D = 80$ см, фокусное расстояние $F = 660$ см.

Расчеты поглощения проводились для базовой

мишени (см. рис. 1) и временной формы лазерного импульса, показанной на рис. 2. Энергия импульса выбиралась равной 2 МДж с учетом результатов предварительных расчетов коэффициента поглощения. Общая схема расчетов состояла в следующем. Оптические оси кластеров располагались по образующим конусов, вершины которых находятся в центре мишени (начале координат), а центры оснований совпадают с осями декартовых координат x , y , z . Угол между направлениями кластеров в основании конуса составляет 45° . С помощью одномерной гидродинамической программы РАПИД вычислялась функция $W(\mu, t)$ углового распределения поглощенного потока от одного лазерного пучка для ряда заданных моментов времени t , расположенных между началом импульса и моментом коллапса мишени ($\mu = \cos\theta$, θ — угол между радиус-вектором положения рассматриваемой точки на поверхности мишени и оптической осью кластера). Так как реально каждый пучок представляет собой кластер из четырех пучков с апертурой каждого из них $D_1 = 40$ см, в качестве элементарного пучка рассматривался именно пучок с апертурой $D_1 = 40$ см. В основе расчета поглощения и отражения лазерного излучения по программе РАПИД лежит комбинация лучевого и волнового описания. В короне мишени строится траектория луча с учетом рефракции, а в небольшой окрестности точки поворота луча решаются уравнения Максвелла для наклонного падения волны на плоскоструйную плазму с учетом s - и p -поляризованных компонент волны. Рассчитываются доли энергии лазерного излучения, поглощенные за счет обратно-тормозного и резонансного механизмов. Расчет симметрии поглощенного потока проводился с помощью отдельной программы SEND (Symmetry of Energy Deposition). Алгоритм расчета состоял в первоначальном усреднении функции $W(\mu, t)$ по апертуре кластера $D = 80$ см. Тем самым находилась функция углового распределения поглощенного потока энергии излучения отдельного кластера. Затем по заданным направлениям кластеров определялась суммарная функция углового распределения для 48 кластеров, $W_s(\theta_s, \varphi_s, t)$, где θ_s , φ_s — углы сферической системы координат. Помимо функции углового распределения поглощенного потока в различные моменты времени рассчитывается также интегральная за время действия импульса функция углового распределения поглощенной энергии. При этом учитываются временная форма лазерного импульса и зависимость от времени коэффициента поглощения лазерного излучения.

Распределение интенсивности излучения в плос-

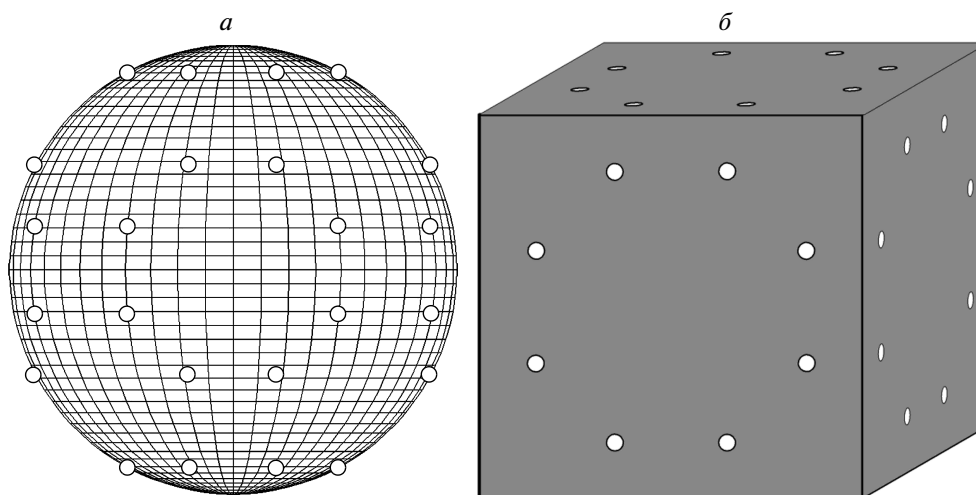


Рис. 3. а) Схема облучения мишени (кружки — точки пересечения оптических осей кластеров лазерных пучков со сферической поверхностью). б) Та же схема в симметрии куба

кости мишени (плоскость, проходящая через центр мишени перпендикулярно оптической оси) для отдельного лазерного пучка имело вид

$$I(r) = I_0 \exp \left[- \left(\frac{r}{a} \right)^n \right],$$

где r — расстояние от оптической оси, a — характерный радиус пучка. В расчетах значение a варьировалось в диапазоне $797.5 \text{ мкм} \leq a \leq 2073.5 \text{ мкм}$, так что отношение a/R менялось от 0.5 до 1.3. Кроме того, в расчетах рассмотрены различные значения n : гауссово распределение с $n = 2$ и супергауссов пучок с $n = 4$.

Эффективность поглощения зависит от электронной температуры в короне мишени, которая, в свою очередь, зависит от коэффициента ограничения электронной теплопроводности f . Большая часть расчетов проведена для значения $f = 0.06$, которое дает наиболее адекватное описание экспериментальных результатов взаимодействия с плазмой наносекундного лазерного импульса с рассматриваемой плотностью потока излучения. Для сравнения ряд расчетов был проведен со спитцеровской теплопроводностью (без ограничения теплового потока). Степень однородности облучения зависит от отношения a/R радиуса пучка на поверхности мишени к ее радиусу. При очень узком пучке однородность хуже, но доля поглощения выше. С уширением пучка однородность улучшается, но доля поглощения падает. В табл. 1 приведены значения доли поглощенной энергии (от падающей лазерной энергии) δ_a , доли резонансного поглощения δ_{ar} и степени одно-

родности распределения поглощенной энергии $\eta_E = E_{min}/E_{max}$ для случая гауссова пучка и $f = 0.06$. Приведены также значения момента t_c коллапса оболочки, так как он зависит от доли поглощенной энергии, которая меняется при изменении a/R . Значения t_c приведены для того, чтобы иметь представление о рассогласовании времени сжатия мишени и длительности импульса, так как доля поглощения зависит от a/R . Кроме того, вследствие рефракции максимум энерговыделения находится при плотности плазмы, несколько меньшей критической плотности. Это также дает отличие t_c от значения, полученного при расчетах по программе ДИАНА, выполненных без учета рефракции (см. разд. 3).

Данные табл. 1 показывают, что с увеличением отношения a/R от 0.5 до 1.3 доля поглощения падает от 0.755 до 0.465. Степень однородности η_E , напротив, увеличивается от 0.9396 до 0.9741. Следует отметить, что, начиная со значения $a/R = 1$ и выше, степень однородности растет слабо, а доля поглощения убывает. При $a/R = 1$ имеем $\eta_E = 0.9663$. Отметим, что если рассматривать величину неоднородности $\delta_E = (E_{max} - E_{min})/[0.5(E_{max} + E_{min})]$, то $\delta_E \approx 1 - \eta_E$. Из данных табл. 1 следует, что доля резонансного поглощения δ_{ar} составляет очень малую величину: она убывает от $2.44 \cdot 10^{-3}$ до $2.45 \cdot 10^{-4}$ при увеличении a/R от 0.5 до 1.3. Уменьшение доли резонансного поглощения с увеличением радиуса пучка связано с тем, что в резонансном поглощении участвует лишь очень малая часть пучка вблизи оптической оси. Поперечный размер этой части опре-

Таблица 1. Доли энергии лазерного излучения, поглощенной за счет обратного тормозного δ_a и резонансного δ_{ar} механизмов, степень однородности распределения поглощенной энергии η_E и время t_c коллапса оболочки в зависимости от отношения a/R характерного радиуса пучка к радиусу мишени в расчете для гауссова пучка с использованием фактора ограничения теплопроводности $f = 0.06$

$n = 2, f = 0.06$									
a/R	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0	1.1	1.2	1.3
δ_a	0.755	0.722	0.686	0.648	0.609	0.570	0.533	0.498	0.465
δ_{ar}	$2.44 \cdot 10^{-3}$	$1.60 \cdot 10^{-3}$	$1.10 \cdot 10^{-3}$	$7.93 \cdot 10^{-4}$	$5.86 \cdot 10^{-4}$	$4.49 \cdot 10^{-4}$	$3.57 \cdot 10^{-4}$	$2.93 \cdot 10^{-4}$	$2.45 \cdot 10^{-4}$
η_E	0.9396	0.9593	0.9566	0.9525	0.9554	0.9663	0.9678	0.9725	0.9741
t_c , нс	11.09	11.22	11.39	11.58	11.79	12.03	12.26	12.50	12.75

деляется размером неоднородности плазмы и прицельными параметрами лучей. Так как поперечный размер этой области не зависит от радиуса пучка на мишени, с увеличением радиуса пучка доля потока, участвующая в резонансном поглощении, падает.

Сравнение с расчетами, выполненными со спитцеровской теплопроводностью (табл. 2), показывают, что ограничение теплопроводности приводит к уменьшению коэффициента поглощения при практически неизменной степени однородности вклада энергии. Полный коэффициент поглощения δ_a в случае спитцеровской теплопроводности выше по сравнению со случаем ограниченной теплопроводности (см. табл. 1). Это связано с тем, что при ограниченной теплопроводности электронная температура выше, чем в случае спитцеровской теплопроводности. Например, в момент времени $t = 7$ нс при $a/R = 1$ максимальная температура в короне в случае $f = 0.06$ составляет $T_e^{max} = 5.59$ кэВ, а в случае спитцеровской теплопроводности $T_e^{max} = 4.27$ кэВ. Кроме того, в этих случаях различен размер неоднородности плазмы L , при спитцеровской теплопроводности он больше, что также приводит к увеличению поглощения за счет обратного тормозного механизма. Напротив, увеличение L приводит к уменьшению доли резонансного поглощения. Сравнение δ_{ar} в табл. 1 и 2 показывает, что в случае спитцеровской теплопроводности доля резонансного поглощения ниже примерно на порядок величины по сравнению со случаем $f = 0.06$. Степень однородности η_E , так же как и при $f = 0.06$, возрастает при увеличении радиуса пучка, начиная с $a/R = 0.5$. Начиная со значения $a/R \geq 0.8$ величина η_E меняется слабо.

В табл. 3 приведены зависимости тех же величин, что и в предыдущих таблицах, но для случая $n = 4$ (супергауссов пучок) и $f = 0.06$. По сравне-

нию с табл. 1 изменен лишь показатель степени n . Сравнение δ_a и δ_{ar} в табл. 1 и 3 показывает, что при $n = 4$ обе доли поглощения несколько выше. При супергауссовом пучке по сравнению с гауссовым пучком часть излучения с периферии перебрасывается ближе к оптической оси, что приводит к увеличению как обратного тормозного, так и резонансного поглощения. Что касается степени однородности η_E , то при $n = 4$, начиная с $a/R \geq 1$, она принимает примерно те же значения, что и в случае $n = 2$.

На рис. 4 для варианта расчета с $n = 2, a/R = 1, f = 0.06$ показаны в различные моменты времени зависимости отношения ρ_{ab}/ρ_{cr} характерной плотности, при которой происходит энерговыделение, к критической плотности от μ для одного лазерного пучка. Характерная плотность, при которой происходит энерговыделение, ниже критической. Это является следствием того, что оптическая толщина плазмы вдоль лучей вблизи оптической оси является большой и излучение в значительной степени поглощается еще до его прихода к критической плотности. Особенно эта плотность мала для моментов времени, когда плотность потока является низкой; соответственно, оптическая толщина вблизи оптической оси является большой. Следует отметить, что на общую долю поглощения влияют лучи не только вблизи оптической оси, но и с другими прицельными параметрами. Вследствие рефракции оптическая толщина вдоль этих лучей ниже. Ниже также и отношение плотностей ρ_{ab}/ρ_{cr} (см. рис. 4).

Таким образом, оптимальное отношение радиуса пучка на поверхности мишени к радиусу мишени лежит в пределах 0.6–0.8. При наиболее реалистичном факторе ограничения теплового потока $f = 0.06$ в этом случае можно ожидать, что эффективность поглощения энергии лазерного импульса составит

Таблица 2. Доли энергии лазерного излучения, поглощенной за счет обратного тормозного δ_a и резонансного δ_{ar} механизмов, степень однородности распределения поглощенной энергии η_E и время t_c коллапса оболочки в зависимости от отношения характерного радиуса пучка к радиусу мишени a/R в расчете для гауссова пучка с использованием спитцеровской теплопроводности

$n = 2$, спитцеровская теплопроводность									
a/R	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0	1.1	1.2	1.3
δ_a	0.956	0.928	0.892	0.849	0.802	0.754	0.705	0.657	0.612
δ_{ar}	$2.81 \cdot 10^{-4}$	$1.86 \cdot 10^{-4}$	$1.28 \cdot 10^{-4}$	$9.34 \cdot 10^{-5}$	$7.31 \cdot 10^{-5}$	$5.76 \cdot 10^{-5}$	$4.55 \cdot 10^{-5}$	$3.65 \cdot 10^{-5}$	$2.98 \cdot 10^{-5}$
η_E	0.8703	0.9219	0.9566	0.9716	0.9791	0.9661	0.9711	0.9705	0.9626
t_c , нс	10.01	10.09	10.21	10.34	10.51	10.70	10.89	11.08	11.32

Таблица 3. Доли энергии лазерного излучения, поглощенной за счет обратного тормозного δ_a и резонансного δ_{ar} механизмов, степень однородности распределения поглощенной энергии η_E и время t_c коллапса оболочки в зависимости от отношения характерного радиуса пучка к радиусу мишени a/R в расчете для супергауссова пучка с использованием фактора ограничения теплопроводности $f = 0.06$

$n = 4$, $f = 0.06$									
a/R	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0	1.1	1.2	1.3
δ_a	0.779	0.758	0.734	0.707	0.676	0.642	0.608	0.574	0.540
δ_{ar}	$2.88 \cdot 10^{-3}$	$1.90 \cdot 10^{-3}$	$1.31 \cdot 10^{-3}$	$9.29 \cdot 10^{-4}$	$6.80 \cdot 10^{-4}$	$5.19 \cdot 10^{-4}$	$4.14 \cdot 10^{-4}$	$3.41 \cdot 10^{-4}$	$2.85 \cdot 10^{-4}$
η_E	0.9081	0.9007	0.9108	0.9246	0.9416	0.9661	0.9680	0.9671	0.9697
t_c , нс	11.00	11.08	11.17	11.29	11.45	11.62	11.80	12.03	12.25

0.70–0.75 при уровне неоднородности энерговыделения 4–5 %.

3. СЖАТИЕ И ГОРЕНИЕ МИШЕНИ

В соответствии с результатами расчета коэффициента поглощения лазерного импульса второй гармоники излучения Nd-лазера с энергией 2 МДж в базовой мишени, представленными в предыдущем разделе, значение поглощенной энергии в расчетах сжатия и горения мишени по программе ДИАНА выбиралось равным 1.5 МДж. Исследовалось сжатие и горение мишеней, полная масса которых, а также массы слоя ДТ-горючего и аблятора были теми же, что и в базовой мишени (см. рис. 1). Более точно можно сказать, что средняя по этим расчетам масса мишени составляет $M = 2.181$ мг, масса аблятора (СН) $M_a = 1.118$ мг, масса ДТ-льда $M_i = 1.063$ мг (масса ДТ-газа $M_g \ll M_i$). Изменение начальных параметров мишени состояло в изменении аспектных

отношений этих слоев, связанных в этом случае зависимостью, близкой к линейной:

$$A_a \approx A_i \frac{\rho_a}{\rho_i} \left(\frac{M}{M_a} - 1 \right).$$

Здесь $A_a = R/\Delta_a$, Δ_a и ρ_a — соответственно аспектное отношение, толщина и плотность аблятора, $A_i = R/\Delta_i$, Δ_i и ρ_i — аспектное отношение, толщина и плотность слоя ДТ-льда ($\rho_a = 1$ г/см³, $\rho_i = 0.25$ г/см³).

Расчеты проводились с использованием фактора ограничения электронной теплопроводности $f = 0.06$ и уравнения состояния, включающего эмпирическую составляющую упругого (холодного) давления, идеальный газ в качестве тепловой части давления и расчет равновесной ионизации. Использовалась модель горения с нелокальным вкладом энергии α -частиц, с отсутствием вклада энергии от нейтронов и с учетом потерь на объемное излучение. В табл. 4 представлены результаты расчетов мишеней с аспектным отношением ДТ-слоя, изменяющимся

Таблица 4. Конечная скорость u_c оболочки, доля m испаренной массы аблятора, гидродинамическая эффективность η , средние по объему значения температуры T_{ig} и плотности ρ_{ig} области зажигания в момент t_c максимального сжатия, поверхностная плотность $(\rho R)_{ig}$ области зажигания в момент времени t_c , средняя по объему плотность ρ_{ic} термоядерного горючего в момент времени t_c , поверхностная плотность $(\rho R)_{ic}$ термоядерного горючего в момент времени t_c и коэффициент усиления G , полученные в расчетах по программе ДИАНА для мишеней с аспектными отношениями DT-слоя A_i и аблятора A_a

№ расчета	A_i	A_a	u_c , км/с	m	η , %	T_{ig} , кэВ	ρ_{ig} , г/см ³	$(\rho R)_{ig}$, г/см ²	ρ_{ic} , г/см ³	$(\rho R)_{ic}$, г/см ²	G
801	5.0	25.5	309	0.73	4.4	5.9	90.6	0.36	134	1.22	13.9
809	5.4	26.6	318	0.75	4.6	18.7	61.5	0.44	120	1.47	46.9
808	6.0	29	329	0.76	4.8	23.6	66.3	0.47	125	1.56	49.7
805	6.5	31	340	0.78	5.1	16.1	58.9	0.42	134	1.43	46.1
803	7.4	34.2	358	0.82	5.5	11.1	49.3	0.37	154	1.25	38.9
806	9.0	40.7	387	0.87	6.1	11.2	40.3	0.33	152	1.08	29.0
802	10.5	46	409	0.91	6.6	8.7	35.6	0.30	134	0.92	20.8
807	12.6	54.7	442	0.96	7.3	8.0	28.9	0.26	113	0.76	12.7
804	15.0	63.3	473	1	8.0	7.7	23.3	0.23	7	0.65	6.6

от 5 до 15. Таблица содержит наиболее важные характеристики ускорения (скорость u_c имплозии, относительную долю m испаренной массы аблятора и гидродинамическую эффективность η — отношение кинетической энергии неиспаренной части мишени к поглощенной энергии лазерного импульса в момент начала торможения) и наиболее важные характеристики сжатия (средние значения ионной температуры T_{ig} и плотности в центральной области зажигания, поверхностную плотность $(\rho R)_{ig}$ области зажигания, среднюю плотность ρ_i и поверхностную плотность $(\rho R)_i$ всего термоядерного горючего в момент максимального сжатия), а также величины коэффициента термоядерного усиления G .

Зависимости скорости имплозии, испаренной массы аблятора и гидродинамической эффективности от аспектного отношения DT-слоя показаны в графической форме на рис. 5. Эти величины монотонно растут с ростом аспектного отношения:

$$u_c \propto A_i^{0.38}, \quad m \propto A_i^{0.4}, \quad \eta \propto A_i^{0.55}.$$

На рис. 6 в качестве примера показаны пространственные распределения ионной температуры и плотности DT-плазмы в момент максимального сжатия для расчета базовой мишени (расчет № 802 для мишени с аспектным отношением $A_i = 10.5$). Состояние сжатого DT-горючего отвечает изобар-

ному распределению температуры и плотности. Их распределение по радиусу мишени в центральной горячей области можно описать аппроксимационными формулами

$$T = T_h \left[1 - \frac{r}{R_h(1 + \sigma)} \right]^{0.3},$$

$$\rho = \rho_h \left[1 - \frac{r}{R_h(1 + \sigma)} \right]^{-0.3},$$

в которых T_h и ρ_h — температура и плотность плазмы в центре горячей области, т. е. в центре мишени при $x = 0$, R_h — радиус горячей области. Отношение значений температуры (плотности) в центре и на краю горячей области, т. е. на границе между плотным и холодным DT-веществом, определяется параметром σ : $T_c/T_h \approx \rho_h/\rho_c \approx \sigma^{0.3}$, где T_c и ρ_c — температура и плотность на краю горячей области. Полученные в численных расчетах соотношения граничных значений T_c/T_h и ρ_h/ρ_c лежат в пределах 0.026–0.030, что соответствует величине $\sigma = 8 \cdot 10^{-6}$. В расчетах базового варианта мишени значения температуры в центре и на краю горячей области составили соответственно 17.8 и 0.5 кэВ, значения плотности — 22 и 700 г/см³. Давление в момент максимального сжатия было около 300 Гбар. Другие результаты этого расчета следующие: мак-

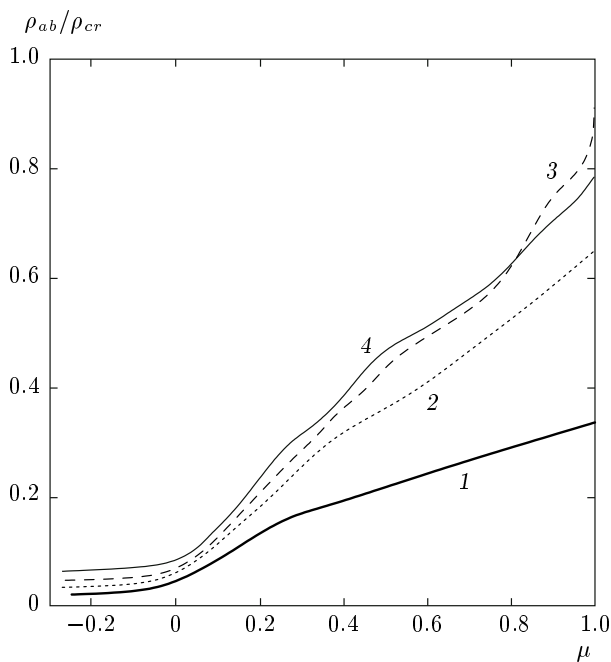


Рис. 4. Угловые зависимости отношения ρ_{ab}/ρ_{cr} характерной плотности, при которой происходит энергосвечение, к критической плотности при облучении базовой мишени гауссовым пучком в условиях ограничения потока электронной теплопроводности с фактором $f = 0.06$. Кривые 1, 2, 3, 4 соответствуют моментам времени 4.5, 6.5, 8.5, 9.5 нс

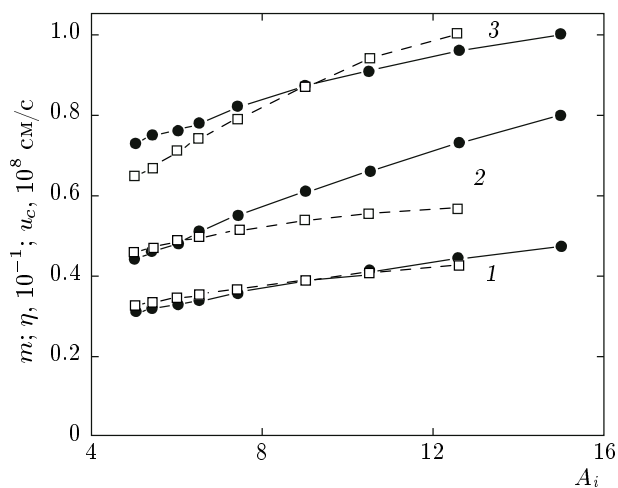


Рис. 5. Зависимости скорости u_c имплозии (кривые 1), гидродинамической эффективности η (кривые 2) и доли испаренной массы m аблятора (кривые 3) от аспектного отношения A_i DT-слоя мишени. Сплошные кривые (кружки) — данные численных расчетов, штриховые (квадраты) — данные расчета по аналитической модели в разд. 4

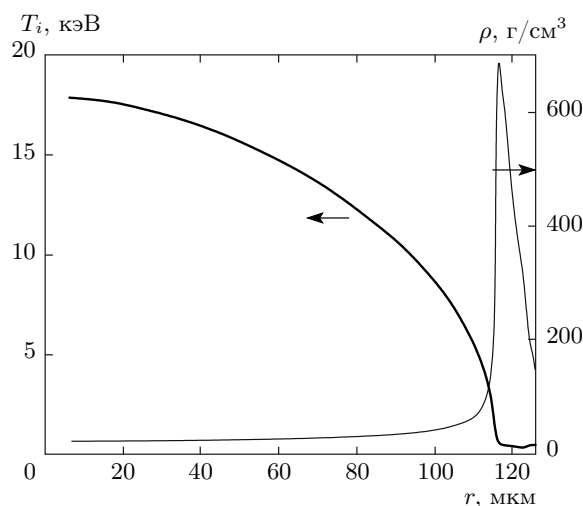


Рис. 6. Пространственные распределения ионной температуры T_i и плотности ρ DT-плазмы в момент максимального сжатия для расчета базовой мишени с аспектным отношением $A_i = 10.5$

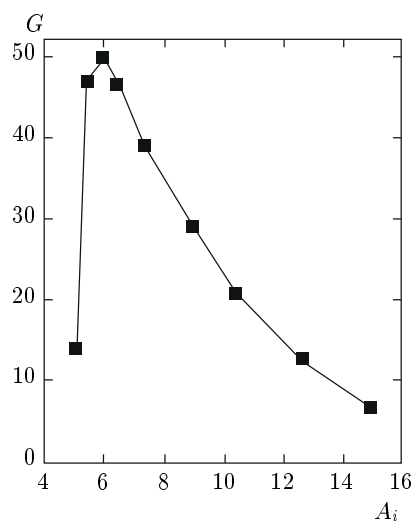


Рис. 7. Зависимость коэффициента усиления G от аспектного отношения A_i DT-слоя мишени

симальная скорость имплозии 409 км/с, доля испаренной массы аблятора 0.91, гидродинамическая эффективность 6.6 %, параметр адиабатичности сжатия α_F (отношение давления к давлению Ферми) перед началом торможения оболочки около 1.9, значения поверхностной плотности в горячей области и во всем DT-горючем в момент максимального сжатия соответственно 0.3 и 0.92 г/см², коэффициент усиления 20.8.

На рис. 7 показана зависимость коэффициента усиления от аспектного отношения DT-слоя. Эта за-

висимость имеет максимум при значении $A_i = 15$. Коэффициент усиления относительно плавно растет при уменьшении аспектного отношения от 15 до 6 и резко падает при $A_i < 6$. Ярко выраженный пороговый характер зажигания в области значений аспектного отношения $A_i = 5-6$ связан с тем, что при $A_i < 6$ среднее значение ионной температуры (за счет уменьшения скорости имплозии с уменьшением аспектного отношения) становится меньше радиационного предела $T_{ig} = 4.5$ кэВ. Когда скорость потерь энергии, обусловленных тормозным излучением, превышает скорость выделения термоядерной энергии (в α -частицах), зажигание не происходит, несмотря на то что критерий зажигания по поверхностной плотности $(\rho R)_{ig} > 0.23$ г/см² (для изобарной плазмы) выполняется. С увеличением аспектного отношения $A_i > 6$ скорость имплозии растет, и вместе с ней растет температура в области зажигания, значительно превышая радиационный предел. С увеличением аспектного отношения поверхностная плотность области зажигания, как и всего DT-горючего, уменьшается за счет роста скорости имплозии и связанного с этим повышения степени предварительного прогрева сжимаемого вещества мишени. Тем не менее критерий зажигания по поверхностной плотности выполняется вплоть до значения аспектного отношения $A_i = 15$. Мишень зажигается, но коэффициент усиления с ростом аспектного усиления в области $A_i > 6$ монотонно уменьшается в соответствии с уменьшением поверхностной плотности и связанным с этим уменьшением степени выгорания DT-горючего, которое можно оценить, используя соотношение [4]

$$g \approx \frac{(\rho R)_i}{(\rho R)_i + 6.5},$$

где $(\rho R)_i$ измеряется в г/см².

Итак, оптимальные значения аспектного отношения DT-слоя лежат в диапазоне $6.5 \leq A_i \leq 10.5$. Важно, что при минимальном значении аспектного отношения указанного диапазона ($A_i = 6.5$) коэффициент усиления равен 46, что более, чем в два раза превышает коэффициент усиления базовой мишени. Наиболее перспективными для зажигания являются мишени с наименьшими аспектными отношениями указанного диапазона $6.5 \leq A_i \leq 8$, которые отвечают коэффициенту усиления около 40. За счет невысокого аспектного отношения они обладают повышенной устойчивостью сжатия. Кроме того, эти мишени отвечают достижению высоких значений конечной поверхностной плотности 1.2 г/см² \leq

$\leq (\rho R)_i \leq 1.5$ г/см². В соответствии с данными расчета коэффициентов усиления даже при уменьшении поверхностной плотности вдвое за счет перемешивания DT-горючего с веществом аблятора коэффициент усиления этих мишеней должен оставаться на уровне 5–10.

Выполненные исследования показали достаточно слабую чувствительность результативности мишеней к рассогласованию параметров мишени и лазерного импульса, а также к моделям уравнения состояния и транспортным свойствам. Так, для базовой мишени уменьшение поглощенной лазерной энергии на 10 % при неизменной длительности лазерного импульса приводило к снижению коэффициента усиления всего лишь на 14 % (от значения 20.8 до 18). Увеличение длительности лазерного импульса на 10 % при неизменной поглощенной энергии приводило к уменьшению коэффициента усиления на 15 %. В то же время уменьшение длительности лазерного импульса на те же 10 % практически не влияло на величину коэффициента усиления. Расчет даже с предельно простым уравнением состояния вещества в виде идеального газа показал отклонение коэффициента усиления всего лишь на несколько процентов. Наконец, были выполнены расчеты с изменением ограничения потока электронной теплопроводности. Расчеты при изменении степени ограничения теплового потока от случая фактора ограничения, равного $f = 0.06$, до полного отсутствия ограничения показали изменение коэффициента усиления на 10–15 %.

4. МОДЕЛЬ ИМПЛОЗИИ ДВУХСЛОЙНОЙ МИШЕНИ И ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Модель имплозии, развитая в данной работе для анализа и интерпретации результатов численных расчетов, включает описание стадии ускорения в рамках ракетной модели (см., например, работы [4, 22]), модифицированной для двухслойной оболочки, и описание стадии сжатия, основанное на расчете начальной энтропии, вносимой в каждую из составных частей оболочки (аблятор, DT-лед, DT-газ) ударной волной. Амплитуда давления в ней изменяется в соответствии с изменением интенсивности профилированного лазерного импульса.

Ракетная модель ускорения тонкой оболочки основана на решении уравнения движения неиспаренной части оболочки под действием давления высокотемпературной плазмы на границе испарения

(абляционного давления) и уравнения, описывающего уменьшение массы оболочки за счет распространения волны испарения:

$$M \frac{du}{dt} = P_a, \quad \frac{dM}{dt} = -D_a,$$

где u и M — текущие значения скорости и поверхностной массы оболочки (массы на единицу поверхности), P_a — абляционное давление, D_a — скорость волны испарения (абляции).

В приближении поглощения лазерного излучения в области с критической плотностью

$$\rho_{cr} \approx 1.83 \cdot 10^{-3} \frac{A}{Z\lambda^2} \quad (1)$$

давление P_a плазмы и скорость u_a ее разлета на границе испарения определяются из законов сохранения на стационарном гидродинамическом скачке на границе испарения, разделяющем область невозмущенного вещества с начальной плотностью ρ_s и область высокотемпературной плазмы с плотностью ρ_{cr} [4, 22]:

$$P_a = \left[\frac{2(\gamma_c - 1)}{3\gamma_c - 1} \right]^{2/3} \rho_{cr}^{1/3} I_a^{2/3}, \quad (2)$$

$$u_a = \left[\frac{2(\gamma_c - 1)}{3\gamma_c - 1} \frac{I_a}{\rho_{cr}} \right]^{1/3}, \quad (3)$$

где A и Z — соответственно атомный номер и заряд ионов плазмы, λ — длина волны лазерного излучения, измеряемая в мкм, γ_c — показатель адиабаты в плазме испаренного вещества мишени (в короне), I_a — интенсивность поглощенного лазерного излучения.

Скорость волны испарения в стационарном приближении есть

$$D = u_a \frac{\rho_{cr}}{\rho_s}.$$

Рассматриваемый в работе профилированный лазерный импульс (см. рис. 2) можно аппроксимировать двухступенчатым импульсом, мощность первой части которого ($0 \leq t < 7$ нс) $W_1 = 10$ ТВт значительно (в 40 раз) меньше мощности второй части (7 нс $\leq t < 10$ нс) $W_2 = 400$ ТВт. Поскольку, согласно выражению (2), $P_a \propto I_a^{2/3} \propto W^{2/3}$, абляционное давление при воздействии второй части импульса более чем на порядок превосходит давление при воздействии первой части импульса. Поэтому ускорение оболочки фактически происходит под действием второй части лазерного импульса с постоянной мощностью W_2 .

В случае однослойной оболочки решения ракетной модели для конечных значений скорости и массы оболочки в момент, когда оболочка проходит путь, равный начальному значению своего радиуса, определяется двумя параметрами: безразмерным параметром ускорения $\alpha = \rho_{cr} R / \rho_s \Delta_s$ (R , Δ_s и ρ_s — начальные значения соответственно радиуса, толщины и плотности вещества однослойной оболочки) и скоростью вещества на границе абляции, u_a . Для легкого аблятора с плотностью около 1 г/см³ в приближении полной ионизации образующейся высокотемпературной плазмы короны мишени ($A/Z \approx 2$) параметр ускорения с использованием соотношения (1) записывается в виде

$$\alpha \approx 3.6 \cdot 10^{-3} \lambda^{-2} A_{sh},$$

где A_{sh} — аспектное отношение оболочки.

Для излучения второй гармоники Nd-лазера значение параметра ускорения α не превышает единицы вплоть до высоких значений аспектного отношения аблятора 60–70. При малых значениях параметра ускорения, $\alpha < 1.5$, когда относительная доля испаренного вещества оболочки не превосходит $1/2$, решения ракетной модели имеют полностью аналитический вид [22]. Эти решения в обычном для лазерной мишени случае, когда испаренная масса мишени не превосходит массу аблятора, распространяются на случай двухслойной оболочки путем введения обобщенного параметра ускорения

$$\alpha_g = \alpha_a \left(1 + \frac{\rho_i}{\rho_a} \frac{A_a}{A_i} \right)^{-1},$$

в котором $\alpha_a = \rho_{cr} R / \rho_a \Delta_a = \rho_{cr} A_a / \rho_a$ — параметр ускорения аблятора.

Обобщенные решения имеют вид

$$u_c = \alpha_g^{1/2} u_a \approx 2.75 \cdot 10^6 \frac{I_{14}^{1/3}}{\rho_a^{1/2} \lambda_\mu^{1/3}} \times \left(\frac{A_a}{1 + \frac{\rho_i}{\rho_a} \frac{A_a}{A_i}} \right)^{1/2}, \quad (4)$$

$$M_{ac} = M_a (1 - m),$$

$$m = \frac{\alpha_a}{\alpha_g^{1/2}} = \left[\alpha_a \left(1 + \frac{\rho_i}{\rho_a} \frac{A_a}{A_i} \right) \right]^{1/2}, \quad (5)$$

$$\eta = \left[\frac{2(\gamma - 1)}{3\gamma - 1} \right] \frac{\alpha_g^{3/2}}{2\alpha_a} \left[1 + \frac{\rho_i}{\rho_a} \frac{A_a}{A_i} - \frac{\alpha_a}{\alpha_g^{1/2}} \right]. \quad (6)$$

Скорость оболочки растет с ростом интенсивности лазерного импульса, как $u_c \propto I_a^{1/3}$, и с ростом параметра ускорения, как $u_c \propto \alpha_g^{1/2}$. Гидродинамическая эффективность при неполном испарении аблятора, масса которого составляет примерно половину полной массы оболочки, растет с ростом параметра ускорения, примерно как $u_c \propto \alpha^{1/2}$. Представим решения (4)–(6) с учетом условий численных расчетов данной работы. При неизменной полной массе оболочки, равной $2.18 \cdot 10^{-3}$ г, и примерном равенстве масс аблятора и слоя ДТ-льда, при котором $A_a \approx 4.8A_i$, для внешнего радиуса оболочки и параметров ускорения (при $\lambda = 0.53$ мкм) получаем

$$R \approx \left(\frac{M}{4\pi} \frac{A_i}{A_i/A_a + \rho_i/\rho_a} \right)^{1/3} = 7.2 \cdot 10^{-2} A_i^{1/3} \text{ см}, \quad (7)$$

$$\alpha_a \approx 5.4 \cdot 10^{-2} A_i, \quad \alpha_g \approx 3.3 \cdot 10^{-2} A_i.$$

Подставляя выражение для радиуса в выражение для интенсивности лазерного излучения и полагая мощность излучения $W = W_2 = 400$ ТВт, а также используя выражения для параметров ускорения, имеем

$$u_c \approx 2.1 \cdot 10^7 A_i^{5/18} \text{ см/с}, \quad m \approx 0.29 A_i^{1/2}, \quad (8)$$

$$\eta = 2.8 \cdot 10^{-2} A_i^{1/2} \left(1 - 0.12 A_i^{1/2} \right).$$

Формулы (8) справедливы для значений $A_i \leq 11.8$, которые отвечают неполному испарению массы аблятора. Результаты расчетов скорости имплозии, доли испаренной массы аблятора и гидродинамической эффективности по формулам (8) вместе с данными численных расчетов показаны выше на рис. 5. Модель описывает данные численных расчетов с достаточно высокой точностью. Ошибка не превышает 15%. Конечная скорость и испаренная масса монотонно растут с ростом аспектного отношения. Зависимости начального радиуса оболочки (7) и скорости имплозии (8) от аспектного отношения близки друг к другу и отвечают приближенной зависимости $A_i^{1/3}$. Поэтому при использованной постановке численных расчетов — при неизменных мощности лазерного импульса, полной массы оболочки и соотношения масс составляющих ее слоев аблятора и ДТ-горючего — оптимизация мишени по аспектному отношению отвечает одной и той же длительности лазерного импульса, согласованного с временем имплозии оболочки $t_c \propto R/u_c$. Во всех численных расчетах доля испаренной массы остается меньше 1/2, что отвечает монотонному росту гидродинамической эффективности с ростом аспектного отноше-

ния (см. (8)). Согласно ракетной модели, гидродинамическая эффективность имеет максимум при испарении 80% массы оболочки, величина которого для тонкой сферической оболочки составляет 10–12%.

Модель сжатия построена в приближении адиабатического сжатия каждой из частей мишени (слоя аблятора, слоя ДТ-льда и газа, заполняющего полость оболочки) после прохождения через них первой ударной волны [23]. При этом начальная энтропия в каждую из частей мишени вносится ударной волной, давление за фронтом которой изменяется в соответствии с временной зависимостью интенсивности лазерного импульса, соответствующей последовательному распространению ударной волны по слою аблятора, слою ДТ-льда и ДТ-газу:

$$\frac{P_{ac}}{\rho_{ac}^{\gamma_a}} = \frac{P_{aw}}{\rho_{aw}^{\gamma_a}}, \quad \frac{P_{ic}}{\rho_{ic}^{\gamma_i}} = \frac{P_{iw}}{\rho_{iw}^{\gamma_i}}, \quad \frac{P_{gc}}{\rho_{gc}^{\gamma_g}} = \frac{P_{gw}}{\rho_{gw}^{\gamma_g}}. \quad (9)$$

Здесь P_{aw} , P_{iw} и P_{gw} — средние за время прохождения ударной волны по каждой из частей мишени значения давления за ее фронтом для соответственно слоя аблятора, слоя ДТ-льда и ДТ-газа; ρ_{aw} , ρ_{iw} и ρ_{gw} — плотности слоя аблятора, слоя ДТ-льда и ДТ-газа за фронтом ударной волны; P_{ac} , P_{ic} и P_{gc} — конечные значения давления в слое аблятора, слое ДТ-льда и ДТ-газе; ρ_{ac} , ρ_{ic} и ρ_{gc} — конечные значения плотности в абляторе, слое ДТ-льда и газе.

Для упрощения будем полагать, что адиабатические постоянные во всех частях мишени на стадии сжатия равны, $\gamma_a = \gamma_i = \gamma_g = \gamma$. Тогда в момент максимального сжатия из закона сохранения энергии и условия равенства давления во всех частях сжатой мишени следует выражение

$$\frac{P}{\rho_{ic}^{\gamma}} \left(M_{ac} \frac{\rho_{ic}}{\rho_{ac}} + M_i + M_g \frac{\rho_{ic}}{\rho_{gc}} \right) = (M_{ac} + M_i + M_g) \frac{(\gamma - 1)u_c^2}{2}, \quad (10)$$

где $P = P_a = P_i = P_g$ — конечное давление в сжатой мишени, одинаковое во всех ее частях, u_c и M_{ac} — конечная скорость оболочки и масса аблятора, которые определяются соответственно соотношениями (4) и (5).

Используя выражения (9) и (10) для значений конечной плотности слоя ДТ-льда и остальных частей мишени, получаем

$$\rho_{ic} = \rho_{iw} \left\{ (\gamma - 1)(M_{ac} + M_i + M_g) \left(\frac{u_c}{u_{iw}} \right)^2 \times \right. \\ \times \left[M_{ac} \left(\frac{\rho_{iw}}{\rho_{aw}} \right)^{(\gamma-1)/\gamma} \left(\frac{u_{aw}}{u_{iw}} \right)^{2/\gamma} + M_i + \right. \\ \left. \left. + M_g \left(\frac{\rho_{iw}}{\rho_{gw}} \right)^{(\gamma-1)/\gamma} \left(\frac{u_{gw}}{u_{iw}} \right)^{2/\gamma} \right]^{-1} \right\}^{1/(\gamma-1)}, \quad (11)$$

$$\rho_{ac} = \rho_{ic} \left(\frac{\rho_{aw}}{\rho_{iw}} \right)^{(\gamma-1)/\gamma} \left(\frac{u_{iw}}{u_{aw}} \right)^{2/\gamma}, \quad (12)$$

$$\rho_{gc} = \rho_{ic} \left(\frac{\rho_{gw}}{\rho_{iw}} \right)^{(\gamma-1)/\gamma} \left(\frac{u_{iw}}{u_{gw}} \right)^{2/\gamma}, \quad (13)$$

где u_{aw} , u_{iw} и u_{gw} — средние значения скоростей за фронтом ударной волны, распространяющейся соответственно в слое аблятора, слое DT-льда и газе.

Распространение ударной волны по слою аблятора и по слою DT-льда происходит на стадии воздействия на мишень первой части лазерного импульса с мощностью W_1 . В приближении тонкости слоев аблятора и DT-льда, $\Delta_a, \Delta_i \ll R$, и равенства показателей адиабаты во всех частях мишени для отношения скоростей и плотностей за фронтами ударных волн в слое аблятора и DT-льда, согласно (4), можно записать

$$\frac{u_{iw}}{u_{aw}} \approx \left(1 + \frac{A_a}{A_i} \right)^{1/2}, \quad (14) \\ \frac{u_{iw}}{u_c} \approx \left(\frac{A_a + A_i}{A_a A_i} \right)^{1/2} \left(\frac{W_1}{W_2} \right)^{1/3}, \quad \frac{\rho_{iw}}{\rho_{aw}} = \frac{\rho_i}{\rho_a}.$$

Распространение ударной волны по DT-газу происходит на стадии воздействия на мишень второй части лазерного импульса с мощностью W_2 . Усреднение по массе DT-газа значения скорости за фронтом ударной волны как функции пройденного волной расстояния $u_c(1 - r/R)^{1/2}$ дает значения

$$u_{gw} = \frac{16}{35} u_c. \quad (15)$$

Принимая во внимание, что фактор увеличения сжатия вещества за фронтом сферической, сходящейся к центру ударной волны по сравнению с плоской волной близок к 8, для отношения плотностей имеем

$$\frac{\rho_{iw}}{\rho_{gw}} = \frac{\rho_i}{8\rho_g}. \quad (16)$$

Подставляя соотношения (14)–(16) в (11)–(13) и вводя упрощения, относящиеся к рассматриваемой мишени, а именно, $M_i \approx M_a$, $M_g, M_{ac} \ll M_i$, получаем окончательно

$$\rho_{ic} = \rho_i \left\{ \frac{(\gamma + 1)^{\gamma-1}}{(\gamma - 1)^{\gamma-2}} \frac{A_a A_i}{A_a + A_i} \left(\frac{W_2}{W_1} \right)^{2/3} \times \right. \\ \times \left[1 + (1 - m) \left(\frac{A_i}{A_a + A_i} \right)^{1/\gamma} \right. \\ \times \left. \left(\frac{\rho_i}{\rho_a} \right)^{(\gamma-1)/\gamma} + \frac{A_i}{24} \left(\frac{8\rho_g}{\rho_i} \right)^{1/\gamma} \right. \\ \times \left. \left. \left[\frac{16}{35} \left(\frac{A_a A_i}{A_a + A_i} \right)^{1/2} \right. \right. \\ \left. \left. \times \left(\frac{W_2}{W_1} \right)^{1/3} \right]^{2/\gamma} \right]^{-1} \right\}^{1/(\gamma-1)}, \quad (17)$$

$$\rho_{ac} = \rho_{ic} \left(\frac{\rho_a}{\rho_i} \right)^{(\gamma-1)/\gamma} \left(1 + \frac{A_a}{A_i} \right)^{1/\gamma}, \quad (18)$$

$$\rho_{gc} = \rho_{ic} \left(\frac{8\rho_g}{\rho_i} \right)^{(\gamma-1)/\gamma} \times \\ \times \left[\frac{35}{16} \left(\frac{A_a + A_i}{A_a A_i} \right)^{1/2} \left(\frac{W_1}{W_2} \right)^{1/3} \right]^{2/\gamma}. \quad (19)$$

Наилучшее согласие решения (17)–(19) с результатами численных расчетов обеспечивает выбор значения постоянной адиабаты, равного 9/5. Модель сжатия (11)–(13) дает не только правильное соотношение конечных плотностей вещества в различных частях двухслойной мишени, но и достаточно близкие к численному расчету количественные значения плотностей. Так, для базовой мишени с аспектным отношением DT-слоя, равным 10.5, решение (17)–(19) при $\gamma = 9/5$ дает для конечной плотности DT-слоя значение 140 г/см³, для плотности аблятора — 630 г/см³ и для плотности DT-газа — 7 г/см³.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложен класс мишеней искрового зажигания, параметры которых отвечают условиям повышенной устойчивости сжатия при прямом облучении в реальной геометрии фокусировки 192-х лазерных пучков с общей энергией излучения 2 МДж на длине волны $\lambda = 0.53$ мкм. Мишени представляют собой двухслойные оболочки с примерно равными

массами внешнего слоя аблятора и внутреннего слоя DT-льда. Достаточно низкие аспектные отношения слоя DT-льда лежат в диапазоне 6–10. Динамические характеристики сжатия таких мишеней обеспечивают испарение большей части вещества аблятора в процессе имплозии, что может служить фактором эффективной абляционной стабилизации развития гидродинамической неустойчивости на стадии ускорения мишени и низкого уровня перемешивания вещества аблятора с DT-горючим на стадии ее сжатия. Профилированный лазерный импульс, согласованный с мишенями предложенного класса, имеет длительность 10–11 нс при контрасте профилирования по мощности около 40 и максимальном ее значении 400 ТВт. Относящаяся к предложенному классу мишень с полностью испаряемой массой аблятора представляет интерес также и для использования в качестве мишени быстрого зажигания пучком быстрых ионов или электронов.

Выполненные численные расчеты показали, что в геометрии облучения такой мишени оптимальное отношение радиуса пучка на поверхности мишени к ее радиусу лежит в пределах 0.6–0.8. В этом случае эффективность поглощения энергии излучения второй гармоники Nd-лазера с энергией 2 МДж составляет 0.70–0.75 при уровне неоднородности энергосодержания 4–5 %. Численные расчеты мишеней по одномерным гидродинамическим программам продемонстрировали возможность достижения коэффициента усиления предложенных мишеней на уровне 40 при сжатии до конечного значения поверхностной плотности 1.5 г/см². Мишени способны обеспечить зажигание даже при двукратном уменьшении поверхностной плотности за счет перемешивания DT-горючего с остаточным веществом аблятора. Кроме того, характеристики сжатия и горения мишеней обладают достаточно слабой чувствительностью к рассогласованию параметров мишени и лазерного импульса, а также к вариациям моделей уравнения состояния и транспортных свойств.

ЛИТЕРАТУРА

1. E. Moses and C. R. Wuest, *Fusion Sci. Technol.* **47**, 314 (2005).
2. D. Besnard, *Eur. Phys. J. D* **44**, 207 (2006).
3. С. Г. Гаранин, *УФН* **181**, 434 (2011).
4. J. D. Lindl, *Phys. Plasmas* **2**, 3933 (1995).
5. M. J. Edwards, P. K. Patel, J. D. Lindl et al., *Phys. Plasmas* **20**, 070501 (2013).
6. O. A. Hurricane, D. A. Callahan, D. T. Casey et al., *Nature* **506**, 343 (2014).
7. R. L. McCrory, R. E. Bahr, R. Betti et al., *Nuclear Fusion* **41**, 1413 (2001).
8. С. А. Бельков, А. В. Бессараб, О. А. Винокуров и др., *Письма в ЖЭТФ* **67**, 161 (1998).
9. Y. Kato, K. Mima, N. Miyanaga et al., *Phys. Rev. Lett.* **53**, 1057 (1984).
10. S. Skupsky, R. W. Short, T. Kessler et al., *J. Appl. Phys.* **66**, 3456 (1989).
11. С. Ю. Гуськов, Н. В. Змитренко, В. Б. Розанов, *ЖЭТФ* **108**, 548 (1995).
12. J. A. Koch, K. G. Estabrook, J. D. Bauer et al., *Phys. Plasmas* **2**, 3820 (1995).
13. R. L. McCrory, R. Betti, T. R. Boehly et al., *Nucl. Fusion* **53**, 113021 (2013).
14. Дж. Дюдерштадт, Г. Мозес, *Инерциальный термоядерный синтез*, под ред. В. М. Колобашкина, Г. В. Склизкова, Энергоатомиздат, Москва (1984).
15. V. B. Rozanov, C. P. Verdon, M. Decroisette et al., *Energy from Inertial Fusion*, IAEA, Vienna (1995).
16. S. Atzeni and J. Meyer-ter-Vehn, *The Physics of Inertial Fusion*, Oxford Univ. Press, Oxford (2004).
17. В. Б. Розанов, Н. Н. Демченко, *КЭ* **12**, 1895 (1985).
18. Н. В. Змитренко, В. Я. Карпов, А. П. Фадеев, *ВАНТ, сер. Методики и программы численного решения задач математической физики* **2**, 38 (1982).
19. H. Takabe, K. Mima, L. Montierth, and L. Morse, *Phys. Fluids* **28**, 3676 (1985).
20. N. G. Basov, S. Yu. Gus'kov, and L. P. Feoktistov, *J. Soviet Laser Res.* **13**, 396 (1992).
21. M. Tabak, J. Hammer, M. E. Glinsky et al., *Phys. Plasmas* **1**, 1626 (1994).
22. Yu. V. Afanasiev and S. Yu. Gus'kov, in *Nuclear Fusion by Inertial Confinement*, ed. by G. Velarde et al., CRC Press (1993), p. 99.
23. Н. Г. Басов, П. П. Волосевич, Е. Г. Гамалий и др., *ЖЭТФ* **78**, 420 (1980).