

СЖАТИЕ И ГОРЕНИЕ НЕКРИОГЕННЫХ МИШЕНЕЙ ИНЕРЦИАЛЬНОГО СИНТЕЗА С ТВЕРДЫМ ТЕРМОЯДЕРНЫМ ТОПЛИВОМ

С. Ю. Гуськов^{a,}, Н. В. Змитренко^b, В. Е. Шерман^c*

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

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

*^c Санкт-Петербургский политехнический государственный университет
195251, Санкт-Петербург, Россия*

Поступила в редакцию 20 августа 2012 г.

Предлагаются варианты мишени инерциального синтеза с твердым термоядерным топливом в виде дейтерий-тритиевых гидридов легких металлов. Представлены результаты исследования сжатия некриогенных мишеней с твердым термоядерным топливом под действием лазерного импульса, зажигания и горения таких мишеней. На основании численных расчетов показано, что, несмотря на снижение калорийности топлива и увеличение потерь энергии на собственное излучение в мишени, содержащей дейтерий-тритиевые гидриды легких металлов, по сравнению с мишенью, содержащей дейтерий-тритиевый лед, некриогенная мишень способна обеспечить коэффициент термоядерного усиления, достаточный для ее использования в энергетическом цикле термоядерной электростанции на основе инерциального способа удержания плазмы.

DOI: 10.7868/S0044451013040162

1. ВВЕДЕНИЕ

Одной из сложных и дорогостоящих технологических позиций инерциального термоядерного синтеза является изготовление криогенных мишеней, содержащих термоядерное горючее в виде дейтерий-тритиевого (DT) льда, доставка и позиционирование таких мишеней в камере взаимодействия реактора. Поэтому поиск возможностей использования некриогенного термоядерного горючего в виде твердых химических соединений изотопов водорода с инертными элементами на основе исследования физики их сжатия и горения является актуальной задачей, несмотря на снижение калорийности такого горючего по сравнению с DT-льдом. В работах [1, 2] было предложено использовать в качестве твердого некриогенного горючего мишеней инерциального синтеза химические соединения

с максимальным содержанием изотопов водорода при минимальном молекулярном весе, какими являются дейтерий-тритиевые гидриды легких металлов: DT-гидрид бериллия BeDT и смешанные гидриды $\text{Li}_2\text{BeD}_2\text{T}_2$ и $\text{Li}_2\text{Be}_2\text{D}_3\text{T}_3$. Предлагалось использовать указанные материалы в качестве горючего в мишенях инерциального термоядерного синтеза при быстром зажигании [3, 4] и зажигании сфокусированной ударной волной [5, 6], а также в мишени-генераторе нейтронов при обычном искровом зажигании в гибридном (синтез–деление) ядерном реакторе [7]. Среди перечисленных соединений наилучшими свойствами термоядерного горючего обладает DT-гидрид бериллия. Это соединение отвечает наибольшей концентрации изотопов водорода и наименьшим потерям энергии из-за собственного излучения образующейся плазмы по сравнению со смешанными гидридами.

Наиболее перспективным является использование твердого некриогенного горючего в мишенях быстрого зажигания. Как известно, метод быстрого

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

зажигания состоит в разделении процессов сжатия и нагрева плазмы за счет использования двух различных, но синхронизованных по времени действия энергетических драйверов [3]. Один из них (лазерный импульс, импульс рентгеновского излучения, пучок тяжелых ионов) — для первоначального сжатия мишени, а другой (пучок релятивистских электронов, пучок легких или тяжелых ионов) — для нагрева и зажигания сжатого термоядерного горючего. В работах [1, 2] рассматривалась модельная задача о горении сферического изохорного ВеДТ-шара с заданными плотностью ρ и радиусом R , при этом определен коэффициент термоядерного усиления по отношению к внутренней энергии плазмы $G_p = E_{thn}/E_p$ (E_{thn} — выделяющаяся термоядерная энергия, E_p — начальная энергия горючего) при быстром зажигании. Центральная область шара (область зажигания) радиуса R_{ig} была однородно нагрета до температуры T_{ig} . Остальная часть горючего при $R_{ig} < r \leq R$ находилась в состоянии полностью вырожденного электронного газа. Установленные в работах [1, 2] условия зажигания ВеДТ-горючего оказались, естественно, значительно более энергозатратными по сравнению с условиями зажигания эквимольарной ДТ-смеси. Температура и ρR -параметр зажигания ВеДТ-горючего составили значения $T_{ig} = 12\text{--}15$ кэВ и $\rho R_{ig} = 1.2\text{--}1.5$ г/см², соответственно в 1.2–1.5 раза и 4–5 раз более высокие, чем при зажигании изохорной ДТ-плазмы ($T_{ig} = 7\text{--}10$ кэВ и $\rho R_{ig} \approx 0.3\text{--}0.35$ г/см²).

Энергия зажигания мишени инерциального синтеза увеличивается с ростом ρR_{ig} -параметра по кубическому закону и уменьшается с ростом плотности по квадратичному закону: $E_{ig} \propto (\rho R_{ig})^3/\rho^2$. Поэтому для хотя бы частичной компенсации 100-кратного роста энергии зажигания ВеДТ-плазмы по сравнению с ДТ-плазмой за счет роста ρR_{ig} -параметра мишень быстрого зажигания с ВеДТ-горючим должна быть сжата до более высокой плотности, чем мишень с ДТ-горючим. Выгорание изотопов водорода в реакциях синтеза определяется значением ρR -параметра всей области горения. Для ДТ-плазмы выгорание составляет [8] $g \approx \rho R/(\rho R + 6.5)$, если ρR измеряется в г/см². Для 30 %-го выгорания в случае ДТ-плазмы ρR -параметр должен составлять 2.5–3 г/см², в случае ВеДТ-плазмы — величину, большую в отношении молекулярных весов, т. е. 6–7 г/см². Исследования модельной задачи, выполненные в работах [1, 2], показали, что быстрое зажигание ВеДТ-плазмы с плотностью и ρR -параметром, превышающими соответственно значения $\rho = 700$ г/см³ и

$\rho R = 5$ г/см², может обеспечить коэффициент усиления G_p , превышающий 500, в приемлемом диапазоне энергии зажигания 100–200 кДж. На основе результатов работ [1, 2] можно сделать позитивное заключение о потенциальных возможностях использования дейтерий-тритиевых гидридов легких металлов в качестве твердого термоядерного горючего мишеней инерциального синтеза. Однако обоснованное заключение о перспективах энергетики инерциального синтеза на основе некриогенного термоядерного топлива может быть дано на основании решения полной задачи о сжатии и горении мишени с такого рода топливом, итоговый результат которого должен состоять в расчете коэффициента термоядерного усиления $G = E_{thn}/E_d$ по отношению ко всей энергии, затраченной на создание плазмы E_d .

Данная работа посвящена решению этой задачи применительно к лазерному термоядерному синтезу. В качестве конкретного варианта некриогенной мишени быстрого зажигания предложена мишень в виде полый однослойной оболочки, материалом которой служит ДТ-гидрид бериллия. На основании полного цикла численного моделирования, который включал как расчет сжатия такой мишени под действием лазерного импульса, так и расчет ее горения, установлен диапазон изменения энергии зажигания и зависимость полного коэффициента усиления G от энергии, затраченной на сжатие и зажигание мишени. Исследована роль переноса энергии собственным излучением плазмы и термоядерными нейтронами в процессе инициирования горения и распространения самоподдерживающейся волны термоядерного горения. В разд. 2 обсуждаются основные физические процессы сжатия и горения ВеДТ-мишени и представлена физико-математическая постановка задач численного моделирования. В разд. 3 анализируются результаты численных расчетов сжатия и горения мишени.

2. ВеДТ-МИШЕНЬ БЫСТРОГО ЗАЖИГАНИЯ

Полая однослойная оболочка, материалом которой служит термоядерное топливо, представляет собой простейший вариант мишени лазерного термоядерного синтеза. Сжатие под действием лазерного импульса и быстрое зажигание криогенной мишени в виде оболочки из ДТ-льда подробно исследовалось в численных расчетах ряда работ [9–12] в рамках подготовки проекта HiPER [13, 14]. Парамет-

ры базовой мишени проекта составляют [9]: масса оболочки из DT-льда около 0.6 мг при ее толщине 200 мкм и внешнем радиусе 1000 мкм. В одномерных расчетах сжатия такой мишени под действием профилированного импульса излучения третьей гармоники Nd-лазера ($\lambda = 0.35$ мкм) с энергией около 130 кДж и длительностью около 10 нс, выполненных в различных постановках, были получены значения объемной и поверхностной плотностей DT-плазмы в момент ее максимального сжатия, лежащие, соответственно, в диапазонах 500–600 г/см³ и 1.3–1.5 г/см² [9–12]. В одномерных расчетах горения, в которых центральной области сжатой мишени с поверхностной плотностью 0.3–0.4 г/см² сообщалась дополнительная энергия 15–30 кДж, были достигнуты коэффициенты усиления $G = 50$ –70 [9, 10].

В однослойной оболочке слой термоядерного горючего выполняет еще и функцию аблятора, ответственного за поглощение лазерного излучения и формирование давления, ускоряющего и сжимающего неиспаренную часть мишени к центру. Для минимизации потерь энергии на собственное излучение плазмы, которая образуется во внешней части аблятора, нагретой лазерным излучением, материал аблятора мишени прямого облучения должен состоять из вещества легких элементов. DT-лед и гидриды легких металлов удовлетворяют этому требованию в наилучшей степени. Основными параметрами однослойной оболочки, определяющими эффективность процессов абляции и сжатия мишени, являются плотность материала оболочки и аспектное отношение — отношение радиуса к толщине оболочки. Конечная скорость оболочки и гидродинамическая эффективность сжатия — отношение кинетической энергии оболочки к энергии поглощенного лазерного излучения — определяются параметром ускорения $\alpha = \rho_{cr} R_0 / \rho_a \Delta_0$, где $\rho_{cr} \approx 1.8 \cdot 10^{-3} A/Z\lambda^2$ г/см³ — критическая плотность плазмы (плотность, отвечающая равенству плазменной частоты и частоты воздействующего лазерного излучения), λ — длина волны лазерного излучения, A и Z — соответственно атомный вес и заряд ионов плазмы, R_0 , Δ_0 и ρ_a — начальные значения соответственно радиуса, толщины и плотности оболочки. Параметр α представляет собой отношение поверхностной плотности в области, где происходит поглощение большей части лазерного излучения, к начальной поверхностной плотности оболочки.

При значениях параметра $\alpha < 1$, отвечающих относительно небольшим значениям аспектного отношения $R_0/\Delta_0 < 20$ –30, приемлемым с точки зрения устойчивости сжатия оболочки, конечная скорость

оболочки и гидродинамическая эффективность ее сжатия растут с увеличением α по законам, близким соответственно к $u \propto \alpha^{1/2}$ и $\eta \propto \alpha$ (см., например, [15]). Для полностью ионизованной плазмы легких абляторов значения критической плотности, отвечающей одной и той же длине волны лазерного излучения, примерно одинаковы. Плотности DT-гидридов легких металлов близки к 1 г/см³, т. е. примерно в четыре раза превышают плотность DT-льда (0.253 г/см³). Поэтому при одинаковых значениях гидродинамической эффективности аспектное отношение оболочки из гидрида легких металлов должно быть в такое же число раз выше аспектного отношения оболочки из DT-льда, что делает ее более подверженной опасности развития гидродинамической неустойчивости. Вместе с тем, при прочих равных условиях степень сжатия оболочки увеличивается с ростом аспектного отношения из-за снижения уровня энтропии, вносимой в оболочку гидродинамическими возмущениями на начальной стадии сжатия.

Энергетическая эффективность некриогенной мишени быстрого зажигания исследовалась в данной работе на примере оболочки из DT-гидрида бериллия в диапазоне энергий лазерного импульса $E_L = 0.5$ –5 МДж, который включает энергии наиболее крупного из существующих на сегодняшний день лазеров NIF [16], эксперименты на котором проводятся в настоящее время ($E_L = 1.7$ МДж), а также строящихся лазеров LMJ [17] ($E_L = 2.1$ МДж) и УФЛ-2М [18] ($E_L = 2.6$ МДж). Полость BeDT-оболочки была заполнена фоновым газом с плотностью 10^{-5} г/см³, использование которого необходимо для построения алгоритмов расчета гидродинамического кода. Фоновый газ адекватно имитировал квазивакуумную полость оболочки, поскольку уменьшение плотности ниже значения 10^{-5} г/см³ не приводило к заметным изменениям результатов расчетов сжатия мишени.

Численные расчеты проводились по комбинированной методике, которая используется для моделирования задач быстрого зажигания. На первом этапе рассчитывалось сжатие мишени под действием профилированного лазерного импульса, на втором — горение мишени. Начальные условия задачи горения формировались с использованием пространственных распределений термодинамических величин на момент максимального сжатия мишени путем мгновенного повышения температуры в области зажигания ($0 \leq r < R_{ig}$) до значения $T = T_{ig}$ при неизменном профиле плотности. Расчет сжатия мишени выполнялся по программе ДИАНА [19], обес-

печивающей решение уравнений одномерной двухтемпературной гидродинамики с электронной теплопроводностью, ионной вязкостью, обратным тормозным поглощением, объемными потерями энергии на собственное излучение, источником термоядерного энерговыделения от α -частиц при диффузионном описании переноса энергии последними и реальным уравнением состояния вещества. Уравнение состояния DT-гидрида бериллия рассчитывалось с использованием имеющихся экспериментальных данных и модели Томаса–Ферми в пределе высоких плотностей и температур вещества. Нормальное состояние описывалось следующими данными: плотность 0.82 г/см^3 , скорость звука 3 км/с , коэффициент Грюнайзена 2.4, теплота сублимации 5 кДж/г .

Расчеты горения выполнялись по одномерной двухтемпературной гидродинамической программе ТЕРА [20] при моделировании переноса энергии α -частицами и нейтронами методом Монте-Карло. Перенос энергии излучением также моделировался методом Монте-Карло. С целью устранения проблем, связанных с расходимостью числа фотонов в инфракрасной области, в качестве элементов статистического ансамбля рассматривались не единичные кванты излучения, а пучки фотонов единичной интенсивности с начальной частотой ν , распространяющиеся прямолинейно в направлении единичного вектора \mathbf{n} [21]. При фиксированных на гидродинамическом шаге радиальных распределениях температуры и плотности исходный статистический ансамбль распределялся в фазовом пространстве $(\mathbf{r}, \nu, \mathbf{n})$ пропорционально спектральной лучеиспускательной способности при тормозном излучении электронов (см., например, [22]). В процессе распространения пучка его интенсивность непрерывно изменялась из-за обратного тормозного поглощения. При этом частота и направление пучка оставались неизменными. Моделирование этого процесса аналогично моделированию распространения заряженных частиц при их непрерывном торможении в плазме за счет кулоновского взаимодействия. Кроме того, учитывалась возможность комптоновского рассеяния, при котором изменялись интенсивность, частота и направление пучка, но сохранялось число квантов. Моделирование этого процесса аналогично моделированию распространения нейтронов с учетом их упругого рассеяния на ядрах плазмы. (Впрочем, вклад комптоновского рассеяния в условиях данной задачи был мал.) Процесс заканчивался полным поглощением пучка или же выходом его за пределы мишени. Результаты распределения энергии радиационного переноса нормировались на пол-

ную скорость тормозного излучения электронов мишени, полученную интегрированием их лучеиспускательной способности по всему объему мишени.

3. СЖАТИЕ И ГОРЕНИЕ BeDT-МИШЕНИ БЫСТРОГО ЗАЖИГАНИЯ

В таблице представлены данные расчетов сжатия шести BeDT-мишеней. Аспектное отношение всех оболочек было одинаковым и равным 20. Масса мишеней изменялась в диапазоне 3–27 мг, внутренний радиус — в диапазоне 0.19–0.38 см. Длина волны лазерного излучения соответствовала третьей гармонике излучения Nd-лазера. Временные формы лазерных импульсов, использованных во всех расчетах, были подобны. Длительность импульсов изменялась в диапазоне 27–58 нс.

На рис. 1 показана временная зависимость мощности P_L лазерного импульса с энергией 1.27 МДж. Для всего рассмотренного диапазона лазерной энергии конечное значение ρR -параметра превышает 5 г/см^2 , достигая для энергии 4.32 МДж величины, близкой к 9 г/см^2 . Во всех расчетах доля испаренной массы составляла от 40 % до 55 %, что обеспечивало достаточно высокую гидродинамическую эффективность сжатия — около 10 %. На рис. 2 показано пространственное распределение плотности ρ в момент максимального сжатия ($\tau_c = 37.8 \text{ нс}$) мишени

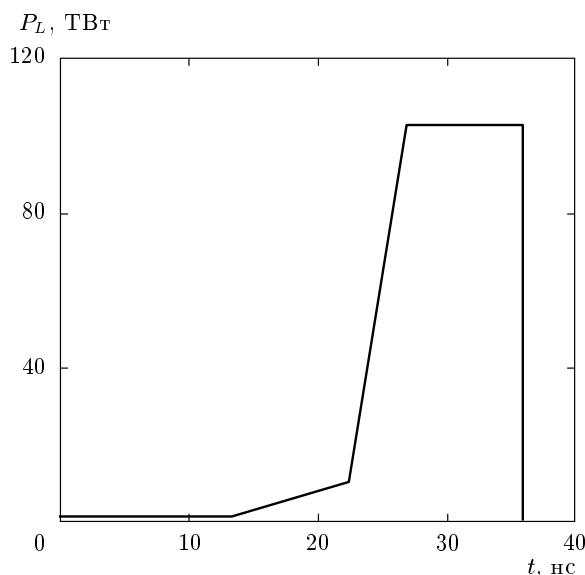


Рис. 1. Зависимость от времени мощности P_L сжимающего лазерного импульса с энергией 1.27 МДж

Таблица. Значения энергии E_L и длительности τ_L лазерного импульса, используемого для сжатия мишени; начальные значения внутреннего радиуса R_0 , толщины оболочки Δ_0 и ее массы M_0 ; значения времени τ_c максимального сжатия (коллапса) оболочки, массы M_{ev} вещества оболочки, испаренного к моменту коллапса, гидродинамической эффективности η сжатия оболочки, поверхностной плотности ρR сжатого вещества в момент коллапса

Лазерный импульс		Мишень			Характеристики сжатия			
E_L , МДж	τ_L , нс	R_0 , мкм	Δ_0 , мкм	M_0 , мг	τ_c , нс	M_{ev} , мг	η	ρR , г/см ²
0.57	27.52	1923	96.1	3.51	28.53	1.44	10.2	5.25
0.85	31.48	2230	111.5	5.32	32.82	2.26	10.0	5.84
1.27	36.03	2553	127.6	7.99	37.84	3.29	9.9	6.66
1.91	41.24	2922	146.1	11.97	43.43	4.78	9.9	7.48
2.86	47.21	3345	167.2	17.98	49.93	7.23	9.8	8.03
4.32	59.56	3737	186.8	26.92	57.44	10.33	9.6	8.86

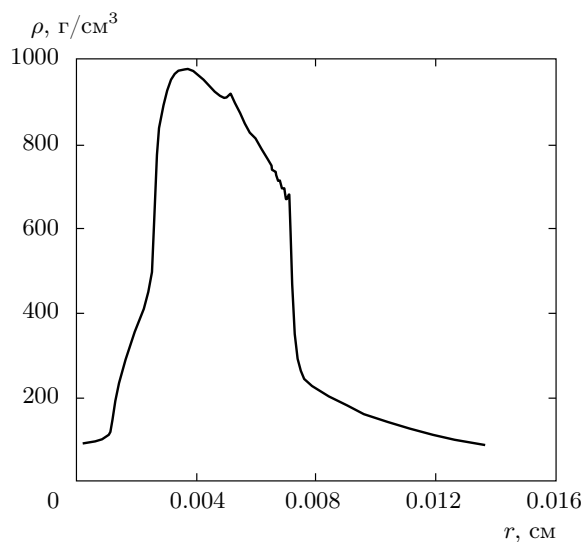


Рис. 2. Пространственное распределение плотности ρ BeDT-мишени, сжатой под действием лазерного импульса с энергией 1.27 МДж

лазерным импульсом с энергией 1.27 МДж и длительностью 36 нс. Максимальное значение плотности при этом расчете, как и при остальных, близко к 900 г/см³. Это значение примерно в 1.8 раз превосходит плотность сжатой оболочки из DT-льда [9–12] по причинам, указанным выше, поскольку начальная плотность BeDT-гидрида примерно в 4 раза превышала плотность DT-льда, а аспектное отношение BeDT-оболочки примерно в такое же число раз превышало аспектное отношение оболочки из DT-льда,

рассмотренной в [9–12]. Состояние вещества в момент максимального сжатия во всей области кроме центральной зоны, содержащей в начальный момент вещество в газовой фазе, отвечало состоянию частичного вырождения электронного газа. Ионная температура в центральной зоне была около 4 кэВ, в остальной области — около 0.26 кэВ. Гидродинамическая эффективность сжатия составила 9.9% при испарении на момент максимального сжатия 43% массы оболочки. В данном расчете, как и в остальных, значение энтропийного параметра, равного отношению давления к давлению Ферми, в области высокой плотности было близко к единице, что свидетельствует о высокой степени изэнтропичности сжатия мишеней.

Результаты расчетов горения мишеней представлены на рис. 3–5. Для сжатого состояния каждой из мишеней по программе TERA проводилось несколько расчетов при различных значениях радиуса центральной области иницирования горения, в которой в начальный момент времени задавалась температура зажигания от 20 до 30 кэВ. При этом параметр ρR_{ig} и энергия области иницирования E_{in} изменялись соответственно в пределах 1.2–1.8 г/см² и 50–250 кДж. На основании такого цикла расчетов для каждой мишени была установлена зависимость коэффициента усиления от энергии области иницирования вплоть до значений, при которых наступало насыщение роста коэффициента усиления. На основании такой зависимости для каждой из шести мишеней были определены энергия зажигания E_{ig} , т. е. энергия области зажигания, при которой начинался

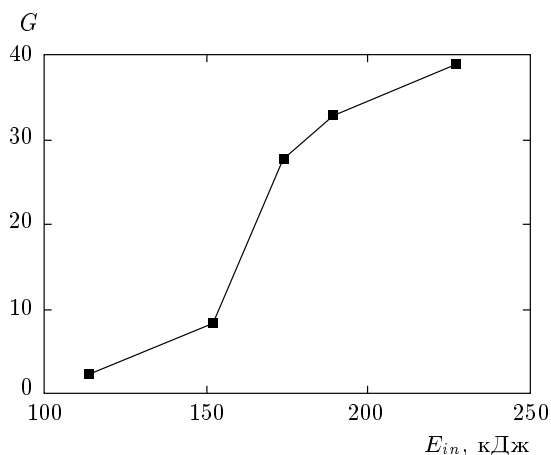


Рис. 3. Зависимость коэффициента усиления G ВеDT-мишени, сжатой под действием лазерного импульса с энергией 1.27 МДж, от энергии области зажигания E_{in}

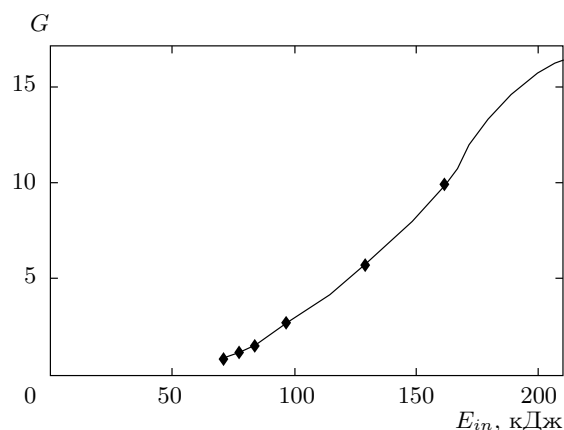


Рис. 5. Зависимость коэффициента усиления G ВеDT-мишени, сжатой под действием лазерного импульса с энергией 0.57 МДж, от энергии области зажигания E_{in}

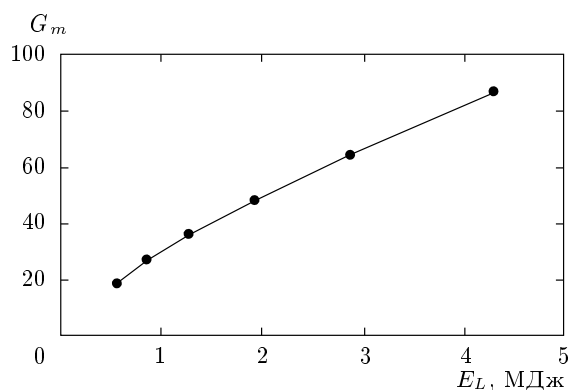


Рис. 4. Зависимость предельного коэффициента усиления G_m ВеDT-мишени от энергии сжимающего импульса E_L

резкий рост коэффициента усиления, и предельное значение коэффициента усиления G_m . Следует отметить, что мгновенный нагрев области иницирования представляет собой, конечно, модельную постановку задачи о быстром зажигании. Реальный зажигающий импульс должен удовлетворять одному из требований быстрого зажигания, согласно которому длительность греющего (зажигающего) импульса должна быть меньше времени гидродинамического разлета нагреваемой области: $\tau_{ig} < R_{ig}/2V_s$, где $V_s = [(\gamma-1)C_V T_{ig}]^{1/2}$ и $C_V = (Z+1)k_B/(\gamma-1)Am_p$ — соответственно скорость звука и удельная теплоемкость плазмы в области иницирования, Z и A — средние значения заряда и атомного веса ионов, γ — показатель адиабаты, m_p — масса протона, k_B —

постоянная Больцмана. Используя для полностью ионизированной ВеDT-плазмы значения $Z = 2$ и $A \approx 4.67$ и проводя оценки для характерных значений области иницирования сжатой ВеDT-мишени $T = 20$ кэВ, $\rho R = 1.5$ г/см², плотности 400 г/см³ (плотность в области иницирования меньше, чем максимальное значение), для предельной длительности зажигающего импульса получаем значение $\tau_{ig} \approx 16$ пс при радиусе области иницирования около 37 мкм.

На рис. 3 показана зависимость коэффициента усиления G от энергии области иницирования для мишени, сжатой под действием лазерного импульса с энергией 1.27 МДж. Энергия зажигания такой мишени составляет около 160 кДж, предельный коэффициент усиления — около 40. На рис. 4 представлена зависимость предельного коэффициента усиления G_m ВеDT-мишени от лазерной энергии E_L , затраченной на сжатие мишени. Энергия, затраченная на создание плазмы, поскольку энергия зажигания более чем на порядок меньше энергии лазерного импульса, $E_{ig} \ll E_L$. При энергии сжимающего лазерного импульса около 3 МДж коэффициент усиления достигает значения 70, отвечающего положительному энергетическому выходу термоядерного реактора по электрической составляющей энергии при КПД лазера 10%. Энергия зажигания при этом составляет около 250 кДж. Быстрое зажигание при такой энергии может быть осуществлено пучком тяжелых ионов ускорителя. Перспективным направлением является использование некриогенной

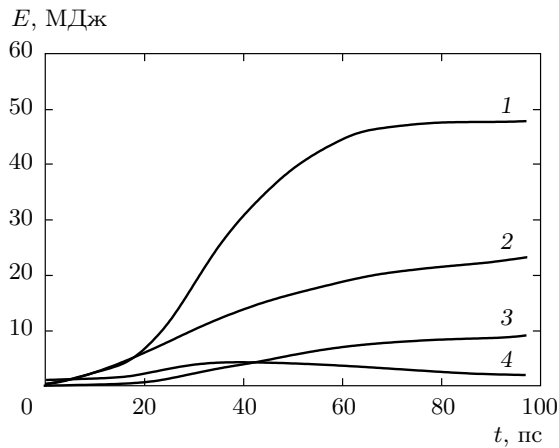


Рис. 6. Зависимости от времени выделяющейся термоядерной энергии (1), энергии излучения (2), энергии радиационных потерь (3) и внутренней тепловой энергии (4) при горении BeDT-мишени, сжатой под действием лазерного импульса с энергией $E_L = 1.27$ МДж при энергии области зажигания $E_{in} = 180$ кДж

BeDT-мишени в качестве мишени-генератора термоядерных нейтронов в гибридном (синтез–деление) реакторе с подкритичным ядерным бланкетом. За счет энергетического усиления в ядерном бланкете мишень-генератор может иметь невысокий коэффициент усиления — около единицы. Такой коэффициент усиления для BeDT-мишени может быть достигнут при относительно небольшой энергии сжимающего лазерного импульса — около 0.5 МДж и энергии зажигания 50–70 кДж, которая может быть обеспечена не только при использовании в качестве зажигающего драйвера пучка тяжелых ионов из ускорителя, но и пучков электронов или легких ионов, ускоренных в поле излучения петаваттного лазера. На рис. 5 показана зависимость коэффициента усиления BeDT-мишени, сжатой под действием лазерного импульса с энергией 0.57 МДж, от энергии области иницирования E_{in} . Коэффициент усиления $G = 1$ такой мишени достигается при энергии зажигающего драйвера около 70 кДж.

Отметим некоторые особенности горения BeDT-мишени. Время распространения волны горения от области зажигания на всю мишень составляло 25–30 пс. Важным отличием процессов зажигания и горения BeDT-горючего от процессов в эквивалентной DT-смеси является более существенная роль собственного излучения. На стадии зажигания энергия теплового излучения плазмы составляет от 15 % до 20 % выделяющейся энергии

реакций синтеза. Большая часть энергии излучения, 80–85 %, выносится из области горения в окружающее холодное горючее. Спектр излучения при этом далек от равновесного. Эффективная температура излучения, рассчитанная из сопоставления потока энергии излучения, которое высвечивается с поверхности области горения, с потоком равновесного излучения составляет 5–6 кэВ и слабо меняется со временем на стадии интенсивного горения. Ионная и электронная температуры за фронтом волны горения близки. Их характерное значение варьируется в диапазоне 50–80 кэВ, границы которого примерно в 1.5 раза ниже по сравнению со случаем горения чистой DT-плазмы. На рис. 6 приведены зависимости от времени выделяющейся термоядерной энергии, энергии тормозного излучения, энергии излучения, покидающего мишень (энергии радиационных потерь), и внутренней тепловой энергии вещества при горении BeDT-мишени, сжатой под действием лазерного импульса с энергией $E_L = 1.27$ МДж при энергии области зажигания $E_{in} = 180$ кДж. На стадии интенсивного горения энергия тормозного излучения составляет около 40 % от выделяющейся термоядерной энергии. При этом энергия излучения, покидающего мишень, составляет около 30 %. Наконец, отметим, что при горении рассматриваемых мишеней с параметром $\rho R = 6\text{--}8$ г/см² нейтроны оставляют в холодном горючем до 10–12 % своей энергии.

В заключение отметим важное обстоятельство, которое может обеспечить значительное повышение энергетической эффективности некриогенных мишеней инерциального синтеза и, в частности, мишеней в виде BeDT-оболочки. Речь идет о формировании пространственного распределения ядер изотопов водорода в процессе сжатия некриогенной мишени. Поскольку ядра дейтерия и трития значительно легче, чем ядра легких металлов, входящих в состав некриогенного горючего, при ускорении оболочки к центру на ее внутренней (обращенной к центру) границе в области слабостолкновительного разлета вещества за фронтом волны разгрузки будет формироваться слой с повышенным содержанием изотопов водорода. В результате могут образоваться три области ускоряемого к центру вещества: передний слой, состоящий из изотопов водорода; промежуточный слой, состоящий из ядер легких металлов; и задний слой с концентрацией изотопов водорода и легких металлов, близкой к начальной. При достаточно высоком значении массы переднего слоя могут быть обеспечены условия зажигания мишени от центральной области, содержащей лишь изотопы во-

дорода. По-видимому, пространственное разделение изотопов водорода можно ожидать только при сжатии мишеней с достаточно высоким аспектным отношением. С ростом аспектного отношения возрастает массовая доля вещества, которое разгружается в полость оболочки на стадии ее ускорения, и, как следствие — массовая доля вещества в области слабостолкновительного разлета. Действительно, в момент начала сжатия вещество неиспаренной части оболочки с массовой долей μ , средней плотностью ρ_a и аспектным отношением $R_0/\Delta_0 \gg 1$ занимает объем сферы радиусом $R_c = R_0(3\mu\Delta_0/R_0)^{1/3}$. Тогда, вводя среднюю скорость движения оболочки u и среднюю скорость звука в ней V , для длительности стадии разгрузки, в течение которой средняя плотность разгрузившегося вещества остается меньше значения ρ_a , $t_{ex} = (R_0 - R_c)/u$ легко получить

$$t_{ex} = \left\{ 1 - \left[\frac{3\mu\Delta_0}{R_0} \right]^{1/3} \right\} \frac{R_0}{u}.$$

Отсюда, для отношения массы разгрузившегося вещества к массе неиспаренной части оболочки $\delta = (Vt_{ex})^3/3\mu R_0^2\Delta_0$ имеем

$$\delta = \left\{ \left[\frac{R}{3\mu\Delta_0} \right]^{1/3} - 1 \right\}^3 \left(\frac{V}{u} \right)^3.$$

Для мишеней в виде BeDT-оболочек с аспектным отношением 20, рассмотренных в данной работе, при сжатии которых испаряется около 50% массы, а отношение скоростей V/u , для которых составляет около 1/3, массовая доля $\delta \approx 12\%$. Дальнейшее количественное рассмотрение формирования слоя изотопов водорода в области слабостолкновительного разлета разгружающегося вещества оболочки требует кинетического рассмотрения. Отметим, что повышению степени разделения может способствовать использование лазерного импульса с временным профилированием интенсивности излучения, воздействие которого будет приводить к увеличению тепловой скорости V на завершающей стадии разгрузки.

Таким образом, задача о формировании пространственного распределения концентрации изотопов водорода в процессе сжатия мишени с твердым некриогенным горючим представляется интересной и важной с точки зрения как фундаментальной, так и прикладной физики. Решение этой задачи выходит за рамки данной работы, поскольку требует отдельного детального исследования, в том числе с использованием наиболее подходящих для этого молекулярно-динамических кодов.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Некриогенная термоядерная мишень быстрого зажигания в виде BeDT-оболочки может быть использована либо как мишень термоядерного реактора при энергии сжимающего лазерного импульса около 3 МДж и энергии зажигания в диапазоне 200–250 кДж, либо как мишень-генератор термоядерных нейтронов в гибридном реакторе при энергии сжимающего лазерного импульса около 0.5 МДж и энергии зажигания в диапазоне 50–70 кДж. В первом случае быстрое зажигание может быть осуществлено пучком тяжелых ионов ускорителя. Во втором случае, помимо тяжелых ионов пучка, в качестве зажигающего драйвера могут рассматриваться пучки ускоренных лазером электронов или ионов. В обоих случаях для использования мишеней с BeDT-горючим требуются значительно большие энергии сжимающего лазерного импульса и зажигающего драйвера по сравнению с мишенями, содержащими DT-лед. Тем не менее, некриогенные мишени могут оказаться востребованными, поскольку их использование не требует применения технологически сложной и дорогостоящей криогенной техники.

Несмотря на то что уровень энергии наносекундного лазерного импульса в 3 МДж и уровень энергии пикосекундного пучка тяжелых ионов в 200–250 кДж, в принципе, отвечают современным технологическим возможностям, использование некриогенной мишени в качестве чисто термоядерной мишени можно рассматривать только как перспективное. С другой стороны, некриогенная мишень быстрого зажигания уже сегодня может рассматриваться как реальный кандидат в качестве мишени-генератора гибридного реактора с подкритичным ядерным blanketом.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты №№ 12-02-92101-ЯФ-а, 11-02-00587-а).

ЛИТЕРАТУРА

1. С. Ю. Гуськов, И. Д. Ильин, В. Е. Шерман, *Физика плазмы* **37**, 1096 (2011).
2. S. Yu. Gus'kov, D. V. Il'in, and V. E. Sherman, *Book of Abstracts of 7th IFSA Conf.*, Bordeaux, France (2011), p. 235.
3. N. G. Basov, S. Yu. Gus'kov, and L. P. Feoktistov, *J. Sov. Laser Res.* **13**, 396 (1992).

4. M. Tabak, J. M. Hammer, M. E. Glinsky et al., *Phys. Plasmas* **1**, 1626 (1994).
5. В. А. Щербаков, *Физика плазмы* **9**, 409 (1983).
6. R. Betti, C. D. Zhou, K. S. Anderson et al., *Phys. Rev. Lett.* **98**, 155001 (2007).
7. Л. П. Феоктистов, Е. Н. Аврорин, Л. Ф. Варганова и др., *КЭ* **5**, 349 (1978).
8. J. D. Lindl, *Phys. Plasmas* **2**, 3933 (1995).
9. S. Atzeni, A. Schiavi, and C. Bellei, *Phys. Plasmas* **14**, 052702 (2007).
10. S. Atzeni, A. Schiavi, J. J. Honrubia et al., *Phys. Plasmas* **15**, 056311 (2008).
11. X. Ribeyre, Ph. Nicolai, G. Schurtz et al., *Plasma Phys. Control. Fusion* **50**, 025007 (2008).
12. S. Yu. Gus'kov, N. V. Zmitrenko, and V. B. Rozanov, *J. Rus. Laser Res.* **32**, 596 (2011).
13. M. Dunne, N. Alexander, F. Amiranoff et al., *HiPER, The European High Power Laser Energy Research Facility. Technical Background and Conceptual Design Report* (2007).
14. M. Dunne, *Nature Phys.* **2**, 2 (2006).
15. Yu. V. Afanasiev and S. Yu. Gus'kov, in book: *Nuclear Fusion by Inertial Confinement*, ed. by G. Velarde et al., CRC Press (1993), p. 99.
16. E. Moses and C. R. Wuest, *Fusion Sci. Technol.* **47**, 314 (2005).
17. D. Besnard, *Europ. Phys. J. D* **44**, 207 (2006).
18. С. Г. Гаранин, *УФН* **181**, 434 (2011).
19. Н. В. Змитренко, В. Я. Карпов, А. П. Фадеев и др., *ВАНТ, сер. Методики и программы численного решения задач математической физики* **22**, 38 (1982).
20. S. Yu. Gus'kov, D. V. P'in, A. A. Levkovsky et al., *Laser Part. Beams* **16**, 129 (1998).
21. А. А. Андреев, А. А. Левковский, Д. В. Ильин и др., *Изв. РАН, сер. физ.* **63**, 1182 (1999).
22. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер, *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений*, Наука, Москва (1966), с. 222.