

ВЛИЯНИЕ СОСТОЯНИЯ СЖАТОГО ТЕРМОЯДЕРНОГО ВЕЩЕСТВА НА ГОРЕНИЕ МИШЕНЕЙ ИНЕРЦИАЛЬНОГО СИНТЕЗА ПРИ ПРЯМОМ ЗАЖИГАНИИ КОРОТКИМ ИМПУЛЬСОМ ИЗЛУЧЕНИЯ

А. А. Андреев^а, С. Ю. Гуськов^{с*}, Д. В. Ильин^б, А. А. Левковский^б,
В. Б. Розанов^с, В. Е. Шерман^б, О. Б. Выговский^б

^а Государственный оптический институт им. С. И. Вавилова
199034, Санкт-Петербург, Россия

^б Санкт-Петербургский институт машиностроения
195108, Санкт-Петербург, Россия

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

Поступила в редакцию 31 октября 2002 г.

На основе одномерных численных расчетов исследуется зависимость условий инициирования термоядерного горения и коэффициента усиления мишени инерциального термоядерного синтеза при прямом зажигании коротким импульсом излучения от начальной температуры предварительно сжатого горючего и начального распределения тепловой энергии между электронами и ионами плазмы в области зажигания (игнито́ра). Показано, что параметры игнито́ра, при достижении которых происходит эффективная термоядерная вспышка мишени с коэффициентом усиления по энергии $G \sim 10^3$, существенно зависят от начальной температуры основной части горючего и начального распределения тепловой энергии игнито́ра между электронами и ионами. Величина тепловой энергии игнито́ра как функция его размеров имеет минимум в области малых игнито́ров. Получены зависимости значений этих минимальных энергий от температуры основного горючего при различных начальных распределениях энергии между электронами и ионами игнито́ра. Показано, что с увеличением температуры основной части горючего коэффициент усиления мишени уменьшается.

PACS: 28.52.Av

1. ВВЕДЕНИЕ

Одним из наиболее перспективных направлений инерциального термоядерного синтеза является концепция прямого зажигания [1, 2]. Эта концепция состоит в разделении во времени процессов сжатия и нагрева термоядерного вещества при воздействии на мишень двух синхронизованных импульсных источников энергии (драйверов). Воздействующий первым сжимающий драйвер предназначен для медленного сжатия вещества мишени по «холодной» адиабате. Второй, зажигающий, драйвер должен обеспе-

чить быстрый нагрев небольшой части сжатого термоядерного горючего (игнито́ра) за время, не превышающее время инерциального удержания области первоначального инициирования, и обеспечить развитие самоподдерживающейся волны термоядерного горения. Изложенный способ зажигания позволяет минимизировать энергию DT-плазмы на уровне 20–50 кДж при достижении порога зажигания и на уровне 0.3–1 МДж при инициировании волны горения с высокими коэффициентами усиления [1, 2].

Ключевой проблемой прямого зажигания является осуществление нагрева игнито́ра зажигающим импульсом. Среди способов решения этой проблемы отметим два. В работах [1, 2] для прямого зажигания

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

предлагалось использовать мишени для инерциального термоядерного синтеза, способные обеспечить внутренний ввод энергии зажигающего драйвера. Такими мишенями могут быть сферические мишени с одним или несколькими каналами, например, конической формы или цилиндрические мишени с отверстием на одной или обеих торцевых поверхностях. В работе [3] в качестве метода осуществления прямого зажигания предлагалось формировать канал для ввода излучения зажигающего драйвера непосредственно в процессе воздействия на сферическую мишень. Предлагалось использовать два лазерных импульса, один из которых за счет пондеромоторного воздействия формирует в мишени канал, а второй, распространяясь по этому каналу, доставляет энергию к термоядерному веществу. Этот метод получил название быстрого зажигания (*fast ignition*).

К настоящему времени рассматривались различные комбинации сжимающего и зажигающего драйверов. С точки зрения энергетических требований сжимающими драйверами могут быть импульс коротковолнового лазерного излучения, импульс мягкого рентгеновского излучения *Z*-пинча или пучок тяжелых ионов. В качестве зажигающих драйверов обсуждаются возможности использования пучка «ускорительных» тяжелых ионов [1, 2], пучка быстрых электронов, который образуется при воздействии на вещество коротковолнового [1–3] или длинноволнового [2] лазерного излучения, а также импульса рентгеновского излучения [4], ускоренной макрочастицы вещества [4] и потока легких мегавольтовых ионов лазерной плазмы [5], который создается при воздействии лазерного пучка на тонкую плоскую мишень-генератор из вещества легких элементов, расположенную отдельно от термоядерной мишени. Пучок легких ионов лазерной плазмы может оказаться наиболее перспективным типом зажигающего драйвера. Действительно, формирование пучка «ускорительных» ионов и устойчивое ускорение макрочастицы с параметрами, необходимыми для прямого зажигания, сопряжено со значительными техническими трудностями. Применение рентгеновского излучения требует решения проблемы генерации импульса мощного неравновесного излучения с интенсивностью 10^{18} – 10^{20} Вт/см² и энергией квантов излучения не более 500–800 эВ [4, 5]. Основное преимущество ионного зажигающего драйвера по сравнению с пучком быстрых электронов состоит в более высокой эффективности передачи энергии термоядерному веществу, которая в отличие от случая быстрых электронов происходит практически без рассеяния частиц.

Для понимания возможностей различных комбинаций сжимающего и зажигающего драйверов принципиальным вопросом являются значения параметров зажигания игнителя — размер, температура, энергия, позволяющие достичь эффективной термоядерной вспышки в мишени. Эти параметры определяются исключительно гидродинамикой термоядерного горения плазмы после воздействия обоих драйверов. Расчеты параметров зажигания игнителя с помощью аналитических и численных методов проводились в большом количестве работ. Подробную библиографию можно найти, например, в работе [6]. Для того чтобы минимизировать энергию сжимающего драйвера, которая значительно (на порядок и более) превосходит энергию зажигающего драйвера, во всех этих работах предполагалось, что в момент создания игнитор окружен плотной и холодной плазмой основного горючего мишени в состоянии, близком к полностью вырожденному ферми-газу. Однако следует понимать, что предварительное сжатие термоядерного горючего по заданной «холодной» адиабате, соответствующей вырожденному конечному состоянию вещества сферической мишени, представляет собой весьма непростую задачу. Решение этой задачи требует использования профилированного по времени импульса сжимающего драйвера и прецизионного контроля действия источников предварительного нагрева сжимаемого вещества, связанных с переносом энергии из короны лазерной мишени за счет радиационных процессов и электронной теплопроводности.

В связи с этим представляется важным определить степень влияния на параметры зажигания игнителя и коэффициент усиления мишени прямого зажигания температуры окружающего игнитор горючего, которая в реальном эксперименте может превышать энергию Ферми. Понятно, что повышение начальной температуры основной массы горючего по сравнению с энергией Ферми приводит к уменьшению коэффициента усиления мишени по сравнению с режимом прямого зажигания. В предельном случае равенства температур основной массы горючего и игнителя задача сводится к горению однородно нагретой и сжатой плазмы, коэффициент усиления которой не превосходит 400–500. Тем не менее в области температур основной массы горючего, остающихся существенно ниже температур игнителя (5–7 кэВ), исследование зависимости коэффициента усиления от температуры основной массы горючего позволяет оптимизировать режимы прямого зажигания мишеней инерциального синтеза при различных соотношениях энергии сжимающего и зажи-

гающего драйверов.

Еще один важный аспект, связанный с параметрами игнителя и в целом с коэффициентом усиления мишеней прямого зажигания, состоит в начальном распределении тепловой энергии игнителя между электронами и ионами. Передача энергии игнитору от всех перечисленных выше зажигающих драйверов, за исключением удара макрочастицей, происходит первоначально электронам, а нагрев ионов происходит только в результате электронно-ионной релаксации. Перенос энергии из игнителя в окружающее холодное горючее за счет электронной теплопроводности и радиационных процессов за время релаксации приводит к охлаждению игнителя до начала его горения. В условиях коротких времен горения игнителя мишеней прямого зажигания (несколько десятков пикосекунд) этот эффект может приводить к необходимости значительного превышения энергии игнителя по сравнению со случаем равных начальных температур ионов и электронов игнителя. В частности, именно этот эффект, по-видимому, является основной причиной существенного превышения энергии зажигания, полученной в двумерных расчетах прямого зажигания мишеней инерциального синтеза пучком ионов висмута [7], по сравнению с оценками и расчетами, в которых не учитывался релаксационный обмен энергии.

В данной работе исследуется влияние на условия инициирования термоядерного горения и коэффициент усиления мишени инерциального термоядерного синтеза при прямом зажигании двух указанных выше эффектов, а именно, превышения температуры основной массы горючего энергии Ферми и релаксационного обмена энергией между электронами и ионами игнителя при первоначальной передаче энергии зажигающего драйвера электронам плазмы. Результаты получены на основании численного расчета модельной задачи горения однородно сжатой сферической дейтерий-тритиевой плазмы, центральная часть которой (игнитор) нагрета до термоядерных температур, значительно превышающих температуру основной части окружающего горючего. Расчеты выполнены по одномерной гидродинамической программе ТЕРА, включающей блок расчета переноса энергии термоядерными частицами по методу Монте-Карло.

2. АНАЛИЗ ФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ

Коэффициент усиления мишени инерциального синтеза определяется как отношение энергии, выде-

ляющейся в реакциях синтеза, к внутренней энергии всей мишени E_p :

$$G_p = \frac{QgM}{E_p}. \quad (1)$$

Здесь Q — энергия, выделяющаяся при полном сгорании единицы массы термоядерного топлива в реакции синтеза, для DT-реакции $Q = 3.34 \cdot 10^{11}$ Дж/г, g — степень выгорания термоядерного вещества в реакциях синтеза, т. е. отношение числа ядер плазмы, вступивших в реакцию синтеза, к начальному числу ядер, M — масса плазмы, E_p — внутренняя энергия мишени в начальный момент горения.

Качественный анализ горения мишеней прямого зажигания целесообразно начать с общих закономерностей горения однородно нагретых и сжатых мишеней, поскольку моделирование горения в однородных условиях позволяет определить диапазоны изменения начальных параметров игнителя и основной части горючего при изучении прямого зажигания. Кроме того, расчеты показывают, что для любой эффективно горящей мишени, в которой произошла термоядерная вспышка, характеристики плазмы в процессе горения приближаются к характеристикам однородной плазмы. Коэффициент усиления однородной сферической DT-плазмы имеет вид

$$G_p = \frac{Qg}{c_V T_p}, \quad (2)$$

где c_V — удельная теплоемкость, для DT-смеси с равным содержанием ядер дейтерия и трития $c_V = 1.15 \cdot 10^{15}$ эрг/г · кэВ, T_p — начальная температура электронов и ионов плазмы ($T_e = T_i = T_p$).

Исследованию горения однородных мишеней посвящено большое число работ. В частности, большой цикл численных расчетов горения однородных мишеней был выполнен нами по программе ТЕРА [8–11]. Основные особенности горения однородных мишеней состоят в следующем. Нижний предел температуры зажигания составляет $T_p \sim 5\text{--}7$ кэВ и в основном определяется условием превышения скорости термоядерного энерговыделения скорости радиационных потерь энергии. Согласно (2), предельно высокий коэффициент усиления однородно нагретой плазмы, который соответствует полному выгоранию ядер плазмы в реакциях синтеза ($g = 1$), для указанных температур плазмы составляет 500–400. Степень выгорания плазмы растет с ростом параметра ρR (ρ — плотность, R — размер игнителя) и достигает значительных величин 0.2–0.3 при $\rho R \geq 1$ г · см⁻².

Для мишеней с $\rho R \geq 1 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$ резкий рост энерговыделения, соответствующий развитию термоядерной вспышки, происходит в узком интервале температур. При этом значения коэффициента усиления G практически скачкообразно меняются от значений $G \ll 1$ до $G \geq 100$. Значения минимальных, критических температур зажигания для таких мишеней (5–7 кэВ) существенно ниже температур, отвечающих максимуму скорости ДТ-реакции ($T \sim 20 \text{ кэВ}$). Это связано с тем, что на начальном этапе горения такие мишени непрозрачны для быстрых заряженных частиц, которые передают значительную долю выделяющейся термоядерной энергии плазме, разогревая ее до температур в несколько десятков кэВ, существенно превышающих температуру зажигания. В мишенях с $\rho R < 1 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$ прогрев заряженными термоядерными частицами неэффективен, что, в свою очередь, приводит к относительно низким ($G < 10$) значениям коэффициента усиления и его плавной зависимости от T_p в широком диапазоне начальных температур.

На основании численных расчетов [8–11] получены простые аппроксимационные формулы для степени выгорания плазмы и коэффициента усиления однородной мишени для реально достижимых высоких значений параметра, $5 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2} \geq \rho R \geq 1 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$:

$$G = \frac{370(\rho R)^{2/3}}{T_p}, \quad (3)$$

$$g = \frac{(\rho R)^{2/3}}{7.9}. \quad (4)$$

где ρR измеряется в $\text{г} \cdot \text{см}^{-2}$, T_p — в кэВ.

Весьма точную и удобную для аналитических расчетов аппроксимацию степени выгорания представляет собой зависимость [12]

$$g = \frac{\rho R}{\rho R + 7 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}}. \quad (5)$$

На рис. 1 представлены зависимости степени выгорания ДТ-плазмы g от параметра ρR , построенные по аналитическим формулам (4) и (5) и на основании результатов численных расчетов коэффициентов усиления однородных мишеней с помощью программы ТЕРА. Формула (5) учитывает снижение плотности плазмы (а значит, и скорости термоядерной реакции) в процессе горения и поэтому дает правильный предельный переход при больших значениях параметра ρR : $g \rightarrow 1$ при $\rho R \rightarrow \infty$. С другой стороны, формула (4) дает результаты более близкие к данным численных расчетов в наиболее интересном с практической точки зрения диапазоне параметра

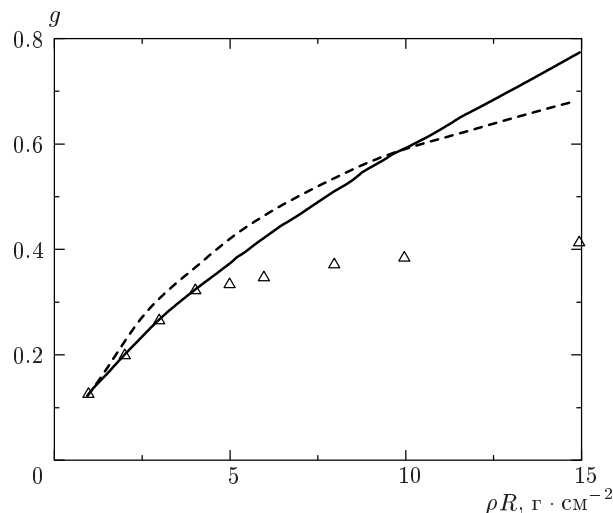


Рис. 1. Степень выгорания однородной ДТ-плазмы g как функция ее толщины ρR . Сплошная линия отвечает зависимости (4), штриховая — (5), Δ — результаты численного моделирования

ρR . Таким образом, область применимости выражений (3), (4) определяется неравенствами $G \gg 1$, $g \leq 0.35$. Соответствующая область параметров мишени ($1 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2} \leq \rho R \leq 5 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$, $T_p < 100 \text{ кэВ}$) покрывает область параметров, интересующую нас при рассмотрении прямого зажигания.

Согласно (3), при температуре зажигания $T_p = 7 \text{ кэВ}$ коэффициент усиления однородной ДТ-плазмы $G = 110$ при значении параметра $\rho R = 3$ и $G = 134$ при $\rho R = 4$.

Перейдем к анализу горения мишени при прямом зажигании. Поскольку при прямом зажигании создание игнитора происходит за короткое время, существенно меньшее характерного времени гидродинамических процессов, расчеты горения мишени можно проводить в рамках изохорной модели [13–15], в которой в начальный момент времени плотности горячей области первоначального инициирования и основного холодного горючего равны. Для оценок коэффициента усиления мишени, а также значений энергий зажигающего и сжимающего драйверов начальные параметры игнитора, его средняя температура T_f и размер $(\rho R)_f$, выбираются, как правило, исходя из хорошо известного критерия термоядерной вспышки в изолированном плазменном ступке за счет разогрева α -частицами: $T_f \sim 5\text{--}10 \text{ кэВ}$, $(\rho R)_f \sim 0.3\text{--}0.4 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$. Энергия игнитора составляет

$$E_f \approx \frac{46T_f(\rho R)_f^3}{(\rho/100 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3})^2} [\text{кДж}]. \quad (6)$$

Здесь и далее величины, относящиеся к игнитуру, отмечены индексом f , величины, относящиеся к холодному сжатому горючему, будут обозначаться индексом 0. В случае полностью вырожденного состояния основной части горючего масса этой части мишени характеризуется двумя параметрами — размером $(\rho R)_0$ и плотностью, которая в рамках изохорной модели равна плотности игнитура $\rho_0 = \rho_f = \rho$. Энергия основной массы горючего при этом составляет

$$E_0 \approx \frac{3(\rho R)_0^3}{(\rho/100 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3})^{4/3}} [\text{кДж}]. \quad (7)$$

Как отмечалось выше, эффективное горение мишени соответствует высоким значениям параметра $(\rho R)_0$ основной массы горючего, $(\rho R)_0 = 3\text{--}5 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$. Для указанных выше параметров игнитура и основной массы горючего энергии этих частей мишени составляют

$$E_f \approx \frac{15}{(\rho/100 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3})^2} [\text{кДж}],$$

$$E_0 \approx \frac{200}{(\rho/100 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3})^{4/3}} [\text{кДж}].$$

Таким образом, в случае вырожденного состояния основной массы горючего отношение энергии игнитура к энергии основной массы горючего уменьшается с увеличением плотности, $E_f/E_0 \propto \rho^{-2/3}$, и составляет 0.08 для плотности $\rho = 100 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ ($E_f = 15 \text{ кДж}$, $E_0 = 200 \text{ кДж}$) и 0.04 для плотности $\rho = 300 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ ($E_f \approx 1.5 \text{ кДж}$, $E_0 = 40 \text{ кДж}$).

Поскольку энергия и масса холодного горючего значительно больше энергии и массы игнитура, коэффициент усиления мишени при прямом зажигании с высокой степенью точности определяется горением именно основной части мишени:

$$G_d = \frac{QgM_0}{E_0}. \quad (8)$$

Подставляя в (8) формулы для энергии и степени выгорания основной массы горючего, согласно (7) и (4) имеем

$$G_d = 1.25 \cdot 10^5 \frac{(\rho R)_0^{2/3}}{\rho^{2/3}}. \quad (9)$$

При одинаковых параметрах ρR однородной мишени и основной массы мишени прямого зажигания (т. е. при одинаковой степени выгорания) фактор превышения коэффициента усиления мишени прямого зажигания над коэффициентом усиления однородной плазмы определяется отношением температуры зажигания к энергии Ферми:

$$\frac{G_d}{G_p} = \frac{5}{2} \frac{Z+1}{Z} \frac{T_p}{\varepsilon_F}. \quad (10)$$

Здесь энергия Ферми составляет $\varepsilon_F \approx 1.4 \times 10^{-2} \rho^{2/3} \text{ кэВ}$. При плотности плазмы мишени прямого зажигания $\rho = 300 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ и температуре зажигания однородной мишени 7 кэВ это отношение равно приблизительно 60. Оценка коэффициента усиления мишени прямого зажигания при указанной выше плотности составляет $G_d \approx 5.8 \cdot 10^3$ при $(\rho R)_0 = 3 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$ и $G_d \approx 2.7 \cdot 10^3$ при $(\rho R)_0 = 1 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$.

Очевидно, что для оценки влияния перегрева основной массы плазмы мишени прямого зажигания по сравнению с полностью вырожденным состоянием можно использовать изложенные выше соображения и соотношение (10), в котором вместо температуры T_p следует использовать температуру «перегретой» основной массы плазмы мишени прямого зажигания. Поэтому в качестве оценки коэффициента усиления «перегретой» мишени прямого зажигания можно использовать выражение (3), которое вместо температуры T_p содержит температуру основной массы плазмы мишени прямого зажигания T_0

$$G_d = \frac{370(\rho R)_0^{2/3}}{T_0}. \quad (11)$$

Расчет коэффициента усиления «перегретой» мишени прямого зажигания по формуле (11) дает при $(\rho R)_0 = 3 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$ следующие значения: $G_{d*} \approx 778$ при температуре основной массы плазмы $T_0 = 1 \text{ кэВ}$, $G_{d*} \approx 1.23 \cdot 10^3$ при $T_0 = 0.6 \text{ кэВ}$. Отметим, что помимо превышения температуры плазмы «перегретой» мишени энергии Ферми существенный вклад в снижение коэффициента усиления «перегретой» мишени по сравнению с мишенью с полностью вырожденной плазмой вносит и увеличение числа нагреваемых частиц плазмы (коэффициент $(Z+1)/Z$ в выражении (10)), поскольку в вырожденном состоянии энергия ионов равна 0.

На основании изложенного выше можно сделать следующие выводы об особенностях горения «перегретых» мишеней прямого сжатия. Несмотря на наличие дополнительного параметра T_0 , зависимость коэффициента усиления «перегретой» мишени от параметров плазмы в определенном смысле упрощается. При фиксированных значениях параметра ρR и температуры игнитура и основной массы мишени плотность ρ играет роль только характерного масштаба для других физических величин. Так, например, масса $M \sim (\rho R)_0^3/\rho^2$, время разлета мишени $\Delta t \sim R/v \sim (\rho R)_0/\rho T^{1/2}$, где v — средняя скорость звука, $E_0 \sim MT \sim \rho^{-2}$ и т. п. Процесс термоядерного горения может быть описан как приближенно

масштабно-инвариантный в переменных $r^* = \rho R$, $t^* = \rho t$, $E^* = \rho^2 E_0$, $M^* = \rho^2 M_0$. В частности, в отличие от случая мишени прямого зажигания с полностью вырожденной плазмой, коэффициент усиления «перегретой» мишени при заданных значениях $(\rho r)_0$ и T_0 не зависит от плотности ρ и, соответственно, от начальной энергии E_0 . Точная масштабная инвариантность нарушается только за счет слабой зависимости кулоновского логарифма от плотности. Этот вывод подтверждают и численные расчеты, приведенные ниже.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННЫХ РАСЧЕТОВ

Численные расчеты коэффициента усиления мишеней прямого зажигания проводились от момента создания изохорного игнитора. Математическая модель термоядерного горения неоднородной сферически-симметричной плазмы в программе ТЕРА описывается системой уравнений непрерывности, движения, энергообмена и состояния плазмы совместно с уравнениями кинетики быстрых термоядерных частиц. Для описания процессов гидро- и термодинамики используется приближение одножидкостной двухтемпературной (T_e , T_i) плазмы с учетом электронной и ионной теплопроводностей и электрон-ионного энергообмена.

Кинетические процессы с участием быстрых термоядерных частиц и жесткого теплового излучения, дающие основной вклад в распространение волны горения, характеризуются большими градиентами плотности и температуры на длине пробега быстрых термоядерных частиц, пространственной анизотропией функций распределения этих частиц, сложной энергетической зависимостью тормозных кулоновских потерь, наличием ряда связанных каналов термоядерных реакций. В этих условиях наиболее адекватным методом для моделирования кинетики быстрых термоядерных частиц является метод Монте-Карло. Поскольку время пролета быстрых термоядерных частиц существенно меньше характерного времени изменения гидродинамических параметров плазмы, для стохастического моделирования кинетики на каждом временном шаге нестационарной разностной схемы уравнений сплошной среды можно решать квазистационарные кинетические уравнения. Эта схема совместного решения уравнений гидродинамики и кинетики применяется в модифицированном пакете программ ТЕРА, используемом в настоящей работе. Более подробное описание физико-математической модели содержится в рабо-

тах [10, 16–18], которые посвящены численному моделированию горения термоядерных мишеней с однородно нагретой и сжатой плазмой, а также мишени с изобарным распределением параметров, формируемых при чисто гидродинамическом сжатии и нагреве сферической мишени.

Предполагается, что мишень в момент максимального сжатия однородна за исключением относительно небольшой высокотемпературной области в центре — игнитора. Начальные условия для изохорного игнитора ($\rho_f = \rho$) описываются двумя параметрами: характерной толщиной $(\rho R)_f$ и температурой T_f . В настоящей работе предполагается, что основное горючее находится в невырожденном состоянии. Его температура T_0 является одним из свободных параметров задачи, от которого зависит критическая энергия игнитора:

$$E_f \geq \frac{F(T_0)}{(\rho/100 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3})^2} [\text{кДж}].$$

Для выявления влияния распределения энергии между ионами и электронами игнитора на его критические параметры рассматривались два предельных случая. В одном варианте температуры ионов и электронов игнитора в начальный момент считались равными ($T_i = T_e = T_f$). В другом предполагалось, что в начальный момент нагреты только электроны игнитора, а температура ионов в игниторе совпадает с температурой основного горючего ($T_i = T_0 \ll T_f$).

Расчеты показывают, что, если в плазме ДТ-мишени произошла эффективная термоядерная вспышка, степень выгорания слабо зависит от способа зажигания. Таким образом, исследование эффективности горения сводится к выявлению критических (минимальных) значений параметров игнитора, обеспечивающих возможность устойчивого зажигания мишени.

Диапазоны изменения параметров игнитора и основной части горючего были выбраны на основании результатов анализа и оценок предыдущего раздела. Параметры игнитора удовлетворяли условиям $T_f \geq 5\text{--}10$ кэВ, $(\rho R)_f \geq 0.3\text{--}0.4$ г·см⁻². Параметр ρR основной части горючего соответствовал высокой степени выгорания — $(\rho R)_0 > 1$ г·см⁻², диапазон изменения температуры $T_0 \sim 0.5\text{--}1$ кэВ был выбран из тех соображений, что температура должна быть значительно ниже, чем критическая температура зажигания однородной плазмы 5–7 кэВ, а с другой стороны — выше энергии Ферми, которая при плотностях $\rho \sim 10^2$ г·см⁻³ достигает нескольких сотен эВ.

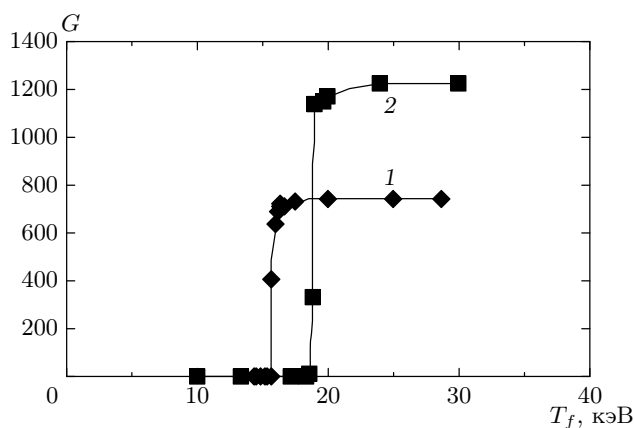


Рис. 2. Значения коэффициента усиления G в мишени с $(\rho R)_0 = 3 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$ как функция температуры игнатора T_f . Температуры ионов и электронов игнатора в начальный момент равны: $T_i = T_e = T_f$. Толщина игнатора $(\rho R)_f = 0.3 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$, температура основного горючего $T_0 = 1 \text{ кэВ}$ (1), 0.6 кэВ (2)

При фиксированных значениях $(\rho R)_0$, T_0 основного горючего задавались серии модельных изохорных конфигураций с различными параметрами центрального игнатора T_f , $(\rho R)_f$. При каждом выбранном наборе параметров рассматривались два предельных случая распределения начальной энергии игнатора между электронами и ионами плазмы: а) $T_i = T_e = T_f$, б) $T_e = T_f$, $T_i = T_0 \ll T_f$. Для каждой конфигурации с помощью пакета программ ТЕРА моделировалась эволюция мишени вплоть до полного разлета и рассчитывался коэффициент усиления.

В качестве типичных можно рассмотреть результаты расчетов горения мишени с $(\rho R)_0 = 3 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$ при различных начальных температурах основной плазмы T_0 . На рис. 2 представлены зависимости расчетных значений коэффициента усиления от температуры игнатора T_f ($T_i = T_e = T_f$) при его фиксированной толщине $(\rho R)_f = 0.3 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$ для двух значений T_0 . Как видно на рисунке, существуют зависящие от T_0 критические значения температур игнаторов T_f , вблизи которых в узком интервале ($\Delta T_f \sim 0.2 \text{ кэВ}$) происходит резкое увеличение эффективности термоядерного горения. Подобный характер зависимостей наблюдается и при других значениях $(\rho R)_0$, причем интервал критических значений сужается с ростом толщины мишени. Аналогичный результат получается, если представить результаты расчетов в виде зависимости G от $(\rho R)_f$ при фиксированной температуре игнатора

T_f [10, 19]. Вблизи критических значений изменение величины энергии игнатора E_f на несколько процентов приводит к изменению коэффициента усиления G от значений $G \leq 1$ до $G \sim 10^3$.

Физическая природа этого явления заключается в том, что при значениях параметров вблизи критических время распространения волны термоядерного горения к внешней границе плазмы приблизительно совпадает со временем разлета мишени. При меньших значениях $(\rho R)_f$ и T_f плазма успевает разлететься фактически без термоядерной вспышки, низкая эффективность горения соответствует «тлению» однородной мишени без игнатора. В противоположном случае происходит термоядерная вспышка плазмы, сопровождающаяся высоким выгоранием с коэффициентами усиления $G \sim 10^2$ – 10^3 . При этом, если эффективная термоядерная вспышка мишени произошла, при любой конфигурации коэффициент усиления достигает приблизительно одного и того же максимального значения. Другими словами, предыстория процесса слабо влияет на эффективность выгорания. Рассчитанные значения коэффициента усиления в области параметров игнатора выше критических стремятся к значениям, даваемым выражением (11), с очевидной, но малой поправкой к дополнительной энергии игнатора.

4. КРИТИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ИГНИТОРА МИШЕНИ ПРЯМОГО ЗАЖИГАНИЯ

Определение критических параметров игнатора проводилось для мишеней толщиной $(\rho R)_0 = 3, 4, 6 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$. Расчеты показали, что в рассматриваемой области параметров задачи значения критических параметров игнаторов практически не зависят от толщины мишени $(\rho R)_0$. Для удобства сравнения результатов расчетов при различном распределении энергии между электронами и ионами игнатора в качестве температуры игнатора T_f при $T_e \gg T_i$ мы будем рассматривать среднюю величину

$$T_f = \frac{T_e + T_i}{2} \approx \frac{T_e}{2}.$$

При этом равные значения температур T_f соответствуют одинаковым энергиям игнатора в обоих предельных случаях. Результаты расчетов критических параметров игнаторов, $(\rho R)_f$, T_f , при температурах мишени $T_0 = 0.6 \text{ кэВ}$ представлены на рис. 3. При достаточно малых размерах игнатора критические значения температуры и, следовательно, энергии зажигания для случая передачи энергии зажигающего драйвера только электронам плазмы в несколь-

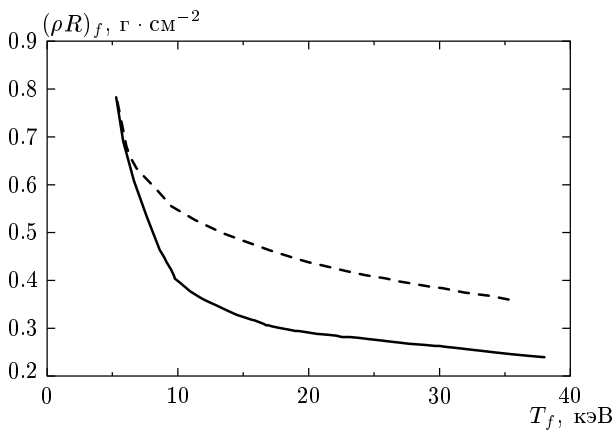


Рис. 3. Критические параметры изохорных игниторов для мишеней с температурой основного горючего $T_0 = 0.6$ кэВ. Сплошная линия отвечает варианту равного распределения энергии между электронами и ионами игнитора ($T_i = T_e = T_f$), штриховая — варианту, когда вся энергия игнитора содержится в электронной компоненте ($T_i = T_0, T_f \approx T_e/2$)

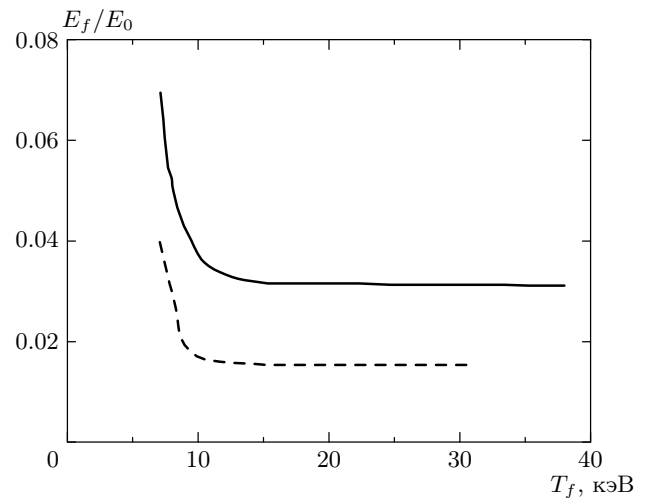


Рис. 4. Относительная доля энергии $\Delta_E = E_f/E_0$ игнитора с критическими значениями параметров как функция его температуры T_f ($T_i = T_e = T_f$) для мишеней с температурой основного горючего $T_0 = 1$ кэВ (сплошная линия), 0.6 кэВ (штриховая)

ко раз больше, чем для случая равномерного распределения энергии между электронами и ионами. Однако при $(\rho R)_f \geq 0.6 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$ кривые для критических параметров в обоих случаях практически совпадают.

Чтобы разобраться в причинах этого явления имеет смысл перейти к другим переменным. Наиболее интересным является вопрос о поведении критических значений тепловой энергии игнитора, $E_f \sim (\rho R)_f^3 T_f$, поскольку она непосредственно связана с энергией зажигающего драйвера. Как было показано в работах [10, 19], величина E_f убывает по мере уменьшения размеров игнитора вплоть до некоторого предельного значения $(\rho R)_f \sim 0.3\text{--}0.4 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$. При дальнейшем уменьшении размеров, когда масса игнитора составляет менее 1% от массы мишени, критическое значение E_f практически не зависит от $(\rho R)_f$. Иными словами, для каждой мишени существует минимальное значение энергии зажигания, и этому значению соответствует игнитор с предельно малыми размерами. Аналогичный результат для мишени с вырожденной плазмой основной части горючего получен в расчетах, приведенных в работе [6].

Еще более наглядно наличие предельного игнитора проявляется в зависимости критической энергии зажигания не от размеров, а от температуры игнитора. Поскольку абсолютное значение E_f при фиксированных параметрах $(\rho R)_f$ и T_f зависит от плотности плазмы, для анализа удобно воспользоваться безразмерной величиной относительной энер-

гии игнитора E_f/E_0 . На рис. 4 приведены зависимости отношения E_f/E_0 от температуры T_f , полученные пересчетом критических параметров игниторов, представленных на рис. 3 для случая $T_i = T_e = T_f$. Как видно из графиков, энергия игнитора становится почти постоянной при $T_f > 10\text{--}12$ кэВ. При этом минимальные значения энергии игнитора E_f не превышают нескольких процентов от полной внутренней энергии мишени E_0 , что согласуется с оценками разд. 2.

Существование предельного игнитора связано с характером температурной зависимости скоростей ДТ-реакции. Пока критическая температура игнитора лежит ниже значений, соответствующих максимуму скорости реакции ($T \sim 15\text{--}20$ кэВ), значительное уменьшение критических размеров игнитора может быть скомпенсировано небольшим увеличением температуры, поскольку в этом диапазоне скорость термоядерных реакций резко возрастает с ростом температуры. При дальнейшем же уменьшении размеров игнитора рост температуры не дает дополнительного выигрыша, поскольку скорость термоядерных реакций при этом практически не меняется. Электронная теплопроводность размывает полученную энергию по области, соответствующей значению критической температуры, лежащей вблизи максимума скорости термоядерной реакции. Это и определяет размер предельного игнитора.

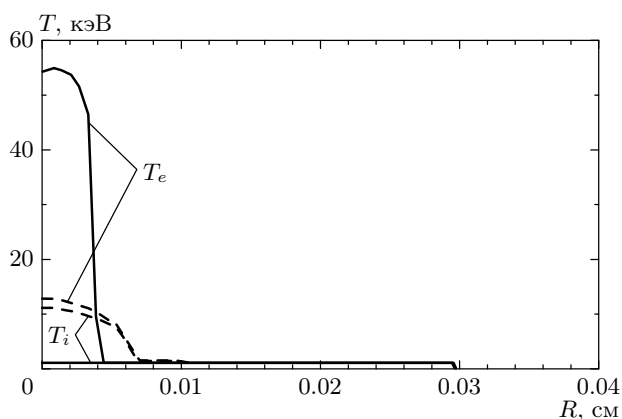


Рис. 5. Радиальные распределения ионной и электронной температур в мишени с плотностью $\rho = 100 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ в начальный момент времени (сплошные линии) и в момент выравнивания ионной и электронной температур ($t \approx 1.9 \cdot 10^{-2}$ нс, штриховые)

Для игниторов с равной начальной температурой ионов и электронов размеры предельного игнителя лежат вблизи $(\rho R)_f \sim 0.4 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$. Если же вся поглощенная энергия зажигающего драйвера содержится только в электронной компоненте игнителя, то вследствие электронной и лучистой теплопроводностей часть полученной энергии за время выравнивания ионной и электронной температур распределяется по объему мишени, существенно увеличивая размер горячей области и, соответственно, энергию зажигания. В качестве иллюстрации на рис. 5 приведены распределения температур ионов и электронов в мишени с плотностью $\rho = 100 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ и начальной температурой основного горючего $T_0 = 1 \text{ кэВ}$ в начальный момент времени и в момент выравнивания температур ионов и электронов, $t \approx 20 \text{ пс}$. Начальный размер игнителя выбран близким к предельному для однотемпературного игнителя с $(\rho R)_f = 0.4 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$. К моменту выравнивания температур размер игнителя составляет $(\rho R)_f \sim 0.6 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$. Аналогичные результаты получаются и при других начальных условиях. Из-за размытия горячей области за время выравнивания ионной и электронной температур для двухтемпературного игнителя предельный размер, отвечающий минимальной энергии зажигания, близок к величине $(\rho R)_f \approx 0.6 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$. Именно поэтому при $(\rho R)_f \geq 0.6 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$ значения энергий, а значит, и критических температур в обоих предельных случаях совпадают (см. рис. 3), а минимальная энергия зажигания во втором случае за счет увеличения пре-

дельного размера игнителя увеличивается в 3–4 раза.

Точные значения параметров предельного игнителя и, соответственно, минимальных энергий зажигания зависят от температуры основного горючего T_0 . С помощью численного моделирования были рассчитаны величины минимальных энергий игнителя E_f мишеней прямого зажигания при различных начальных температурах основной части горючего T_0 . Величина E_f зависит от плотности мишени ρ . Как уже указывалось, процесс термоядерного горения является приближенно масштабнo-инвариантным в переменных $r^* = \rho R$, $t^* = \rho t$. Иными словами, критические параметры игниторов $(\rho R)_f$, T_f не зависят от плотности плазмы. При фиксированных значениях $(\rho R)_f$ и T_f величина энергии $E_f \sim \rho^{-2}$. (Мы проверили это утверждение, проведя численное моделирование волны горения для нескольких изохорно сжатых мишеней при различных плотностях от $\rho = 10 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ до $\rho = 100 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$. Десятикратное изменение плотности меняет масштабную энергетическую переменную $E_f^* = \rho^2 E_f$ менее чем на 5%.) Для удобства сравнения наших расчетов с расчетами других авторов будем представлять энергию зажигания в виде

$$E_f = \frac{F(T_0)}{(\rho/100 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3})^2} [\text{кДж}].$$

Результаты расчетов температурной зависимости минимальной величины энергии поджига $F(T_0) = E_f (\rho/100 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3})^2$ для обоих предельных случаев распределения энергии между электронами и ионами игнителя представлены на рис. 6.

Для случая равных температур ионов и электронов величина $F(T_0)$ уменьшается с ростом температуры от значения $F = 30 \text{ кДж}$ при $T_0 = 0.5 \text{ кэВ}$ до $F = 15 \text{ кДж}$ при $T_0 = 1.2 \text{ кэВ}$. Эти данные согласуются с результатами численных расчетов [20] и аналитических оценок [21] минимальной энергии игнителя изохорно сжатой мишени в холодной вырожденной плазме: $(\rho R)_f \geq 0.47 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$, $T_f \geq 10 \text{ кэВ}$ и, соответственно, $E_f \geq 50/(\rho/100 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3})^2 \text{ кДж}$ ($E_f \geq 43/(\rho/100 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3})^2 \text{ кДж}$).

В другом предельном случае, когда в начальный момент вся дополнительная энергия передается только электронам плазмы, размытие игнителя в процессе выравнивания температур ионов и электронов приводит к существенному увеличению минимальной энергии поджига ($F = 80 \text{ кДж}$ при $T_0 = 0.5 \text{ кэВ}$, $F = 60 \text{ кДж}$ при $T_0 = 1.2 \text{ кэВ}$). Это также находится в разумном согласии с результатами расчетов зажигания

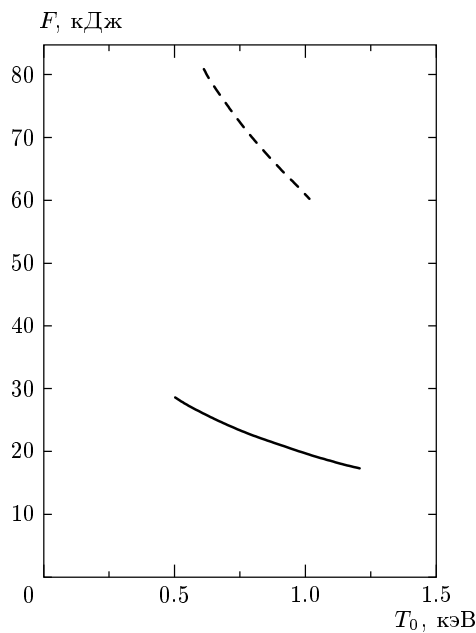


Рис. 6. Минимальное значение нормированной величины энергии зажигания $F(T_0) = E_f [(\rho/100 \text{ г}\cdot\text{см}^{-3})]^2$ при различных температурах основного горючего T_0 . Сплошная кривая соответствует варианту равного распределения дополнительной энергии между электронами и ионами игнитора ($T_i = T_e = T_f$), штриховая — варианту, когда вся дополнительная энергия сосредоточена в электронах ($T_i = T_0, T_f \approx T_e/2$)

холодной плазмы пучками ионов [6, 7, 22]. Так, результаты работы [7] по моделированию зажигания изохорно сжатых мишеней с плотностями $\rho = 100 \text{ г}\cdot\text{см}^{-3}$ и $\rho = 200 \text{ г}\cdot\text{см}^{-3}$ пучками ионов висмута с энергией 15 ГэВ могут быть представлены в виде: $E_f \geq 160/(\rho/100 \text{ г}\cdot\text{см}^{-3})^2$ кДж. Последующие расчеты в более широком диапазоне плотностей, $50 \text{ г}\cdot\text{см}^{-3} \leq \rho \leq 3000 \text{ г}\cdot\text{см}^{-3}$, дали для минимальной энергии оценку [22]: $E_f = 140/(\rho/100 \text{ г}\cdot\text{см}^{-3})^{1.85}$ кДж. Небольшое отклонение в последней оценке от обычного соотношения подобия $E_f \sim \rho^{-2}$ связано с зависимостью кулоновского логарифма ($\ln \Lambda \sim \ln \rho^{-1/2}$) [6] и энергии вырожденного электронного газа основного горючего от плотности.

В заключение оценим энергию зажигающего драйвера, требующуюся для обеспечения необходимой энергии игнитора мишени прямого зажигания, на примере упоминавшегося во Введении одного из перспективных типов такого драйвера — пучка легких ионов, образующегося при воздействии на тонкую мишень короткого лазерного импульса с ин-

тенсивностью $I_L \sim 10^{20} \text{ Вт}\cdot\text{см}^{-2}$. Степень конверсии энергии лазерного импульса в энергию легких ионов, согласно [5], может составлять величину близкую к 10%. Принимая во внимание данные расчетов, представленные на рис. 6, можно заключить, что для мишени прямого зажигания с невырожденным основным горючим энергия лазерного импульса должна составлять 100–150 кДж.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Коэффициент усиления мишеней прямого зажигания с плазмой основного горючего, находящейся в невырожденном состоянии, снижается по сравнению с мишенью, содержащей горючее в вырожденном состоянии, тем больше, чем выше превышение температуры горючего энергии Ферми. Тем не менее коэффициенты усиления мишеней прямого зажигания при температуре основной части горючего $T_0 \geq 1$ кэВ и толщине $(\rho R)_0 \geq 1 \text{ г}\cdot\text{см}^{-2}$ остаются достаточно высокими, $G \sim 10^3$, превышая в несколько раз коэффициенты усиления при горении однородной плазмы. Прямое зажигание мишени происходит в очень узком диапазоне параметров игнитора изохорно сжатой мишени вблизи критических (изменение энергии игнитора меньше 5%). Критические, минимальные параметры игнитора изохорно сжатой мишени, $(\rho R)_f, T_f$, при достижении которых в мишени успевает сформироваться волна термоядерного горения за время, существенно меньшее времени разлета, зависят только от температуры основного горючего T_0 и практически не зависят от его толщины.

Если основное топливо мишени находится в невырожденном состоянии, процесс термоядерного горения может быть описан как приближенно масштабно-инвариантный в переменных $r^* = \rho R, t^* = \rho t, E^* = \rho^2 E, M^* = \rho^2 M$. Точная масштабная инвариантность нарушается только за счет слабой зависимости кулоновского логарифма от плотности. Приведенные графики позволяют проводить оценки параметров игнитора при любой плотности мишени.

Критические значения энергии игнитора E_f являются простой функцией от критических параметров игнитора $T_f, (\rho R)_f$. Для достаточно больших игниторов величина E_f убывает с уменьшением размера игнитора. Однако существует предельный размер игнитора, при достижении которого E_f перестает зависеть от его размеров. Эти предельные размеры игнитора определяются наличием оптимальной температуры зажигания $T_f \sim 10$ кэВ. Соответствующие

минимальные значения энергии зажигания E_f определяются только начальной температурой основной части горючего.

Критические параметры и критическая энергия существенно зависят от начального распределения энергии между электронами и ионами игнатора. При равных начальных температурах ($T_e = T_i$) предельные размеры игнатора лежат в области $(\rho R)_f \sim 0.4 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$ (точные размеры зависят от температуры основного топлива). Если же вся поглощенная энергия зажигающего драйвера содержится в электронной компоненте игнатора, то за время выравнивания ионной и электронной температур размеры горячей области существенно увеличиваются и предельные размеры игнатора составляют $(\rho R)_f \sim 0.6 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$. Соответственно в 3–4 раза возрастает и минимальная энергия поджига. Критическая температура и энергия для игнаторов с $(\rho R)_f \gg 0.6 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$ практически не зависят от перераспределения энергии между ионами и электронами в начальный момент времени.

Авторы глубоко признательны А. А. Самарскому за поддержку этой работы и Н. В. Змитренко за ценное обсуждение.

Работа частично поддержана РФФИ (грант 99-02-16100), грантом Министерства образования России «Термоядерные и ядерные реакторы-2001» и Программой 015 «Университеты России» 03.01.05.

ЛИТЕРАТУРА

1. N. G. Basov, S. Yu. Gus'kov, and L. P. Feoktistov, in *Proc. 21st Eur. Conf. on Laser Interaction with Matter*, Warsaw, ed. by H. Fiedorowich et al., p. 189 (1991).
2. N. G. Basov, S. Yu. Gus'kov, and L. P. Feoktistov, *J. Sov. Laser Res.* **13**, 396 (1992).
3. M. Tabak, J. Hammer, M. E. Glinsky et al., *Phys. Plasmas* **1**(5), 1626 (1994).
4. A. Caruso, in *Proc. of I. A. E. A. Technical Committee Meeting on Drivers for Inertial Confinement Fusion*, Paris (1994), ed. by J. Coutant, p. 325, May (1995).
5. A. Caruso, S. Yu. Gus'kov, V. B. Rozanov, and C. Strangio, in *Abstracts 26th Eur. Conf. on Laser Interaction with Matter*, Prague, p. 56 (2000).
6. S. Atzeny, *Phys. Plasmas* **6**, 3316 (1999).
7. A. Caruso and V. A. Pais, *Nucl. Fusion* **36**, 745 (1996).
8. А. А. Андреев, Д. В. Ильин, А. А. Левковский и др., *Изв. АН, сер. физ.* **63**, 1182 (1999).
9. А. А. Андреев, Д. В. П'ин, О. В. Vygovsky, А. А. Levkovsky, V. E. Sherman, in *Proc. SPIE-Int. Soc. Opt. Eng. (USA)* **3683**, 170 (1999).
10. A. Levkovskii, A. Andreev, D. P'in et al., in *Proc. SPIE-Int. Soc. Opt. Eng. (USA)*, **3886**, 448 (2000).
11. А. А. Андреев, С. Ю. Гуськов, Д. В. Ильин и др., *ЖЭТФ* **119**, 80 (2001).
12. J. J. Duderstadt and G. A. Moses, *Inertial Confinement Fusion*, John Wiley & Sons, New York (1982).
13. K. A. Brueckner and S. Jorna, *Rev. Mod. Phys.* **46**, 325 (1974).
14. S. Yu. Gus'kov, O. N. Krokhin, and V. B. Rozanov, *Nucl. Fusion* **16**, 957 (1976).
15. R. Kidder, *Nucl. Fusion* **16**, 405 (1976).
16. А. А. Левковский, Препринт ФИАН № 73, Москва (1990).
17. С. Ю. Гуськов, Н. В. Змитренко, Д. В. Ильин и др., *ЖЭТФ* **106**, 1069 (1994).
18. А. А. Андреев, Д. В. Ильин, А. А. Левковский и др., *Изв. АН, сер. физ.* **63**, 1182 (1999).
19. А. А. Андреев, С. Ю. Гуськов, Д. В. Ильин и др., *ЖЭТФ* **119**, 80 (2001).
20. S. Atzeny, *Jpn. J. Appl. Phys., part 1*, **34**, 1980 (1995).
21. A. R. Piriz and M. M. Sanchez, *Phys. Plasmas* **5**, 2721 (1998).
22. S. Atzeny, M. L. Ciampi, and A. R. Piriz, in *Proc. 23th ECLIM Conf.*, Singapore, World Scientific (1997), p. 275.