

# ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТЕЙ ПОДЖИГА ПЛАЗМЫ МИШЕНЕЙ В УСЛОВИЯХ ИНЕРЦИАЛЬНОГО ТЕРМОЯДЕРНОГО СИНТЕЗА

А. А. Андреев<sup>а</sup>, С. Ю. Гуськов<sup>б</sup>, Д. В. Ильин<sup>с</sup>,  
А. А. Левковский<sup>с\*</sup>, В. Б. Розанов<sup>б</sup>, В. Е. Шерман<sup>с</sup>

<sup>а</sup> Институт лазерной физики ВНИИ «ГОИ им. С. И. Вавилова»  
199034, Санкт-Петербург, Россия

<sup>б</sup> Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук  
117924, Москва, Россия

<sup>с</sup> Санкт-Петербургский институт машиностроения (ВТУЗ-ЛМЗ)  
195108, Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 23 мая 2000 г.

С помощью математического моделирования термоядерного горения DT-плазмы лазерных мишеней рассчитаны коэффициенты термоядерного усиления  $G$  для объемного и искрового поджигов при различных параметрах плазмы мишени и игниторов (изобарных и изохорных). Рассчитаны критические параметры игниторов, при достижении которых происходит эффективная термоядерная вспышка с  $G \sim 100$ . Показано, что дальнейшее увеличение температуры и размеров игниторов практически не влияет на эффективность выгорания DT-топлива и независимо от способа поджига величина  $G$  может быть оценена с помощью простого асимптотического выражения. В то же время величины критических параметров игниторов существенно зависят от способа поджига и параметров мишени. Детально рассмотрен искровой поджиг с изохорным игнитором, соответствующий механизму «fast ignition». Показано, что основным критическим параметром для оптимальных изохорных игниторов является их тепловая энергия, полученная при поглощении сверхкороткого дополнительного лазерного импульса. Вычислены критические значения этой энергии.

PACS: 28.52.Av

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Известно, что эффективность термоядерного горения в установках с инерционным удержанием плазмы в первую очередь зависит от значений температуры  $T$  и плотности  $\rho$ , достигаемых в процессе сжатия мишени. При этом важную роль играют не только их средние значения, но и характер распределения температуры и плотности плазмы мишени в момент максимального сжатия. Интенсивное термоядерное горение, возникающее в сравнительно небольшой высокотемпературной области — игниторе, может прогреть и вовлечь в процесс горе-

ния окружающую игнитор область холодной плазмы. Возникающая при этом волна термоядерного горения при определенных условиях может привести к термоядерной вспышке плазмы с относительно низкой средней температурой. В этом заключается механизм искрового поджига [1, 2]. Целью настоящей работы является математическое моделирование, систематизация и анализ эффективности выгорания плазмы лазерных мишеней с различными распределениями плотностей и температур в момент максимального сжатия. Это позволит выработать требования к параметрам установок по лазерному термоядерному синтезу (ЛТС), оценивать области применимости и эффективность различных механизмов

\*E-mail: Levkovsk@chat.ru

поджига плазмы мишени.

В наших предыдущих работах [3, 4] связь между параметрами игнитора и эффективностью горения мишени изучалась с помощью полуаналитических методов. Были получены качественные оценки критических параметров игниторов, при достижении которых происходит термоядерная вспышка. В качестве критерия поджига использовался мгновенный рост температуры игнитора  $T_f$  [3] или же рост отношения температур игнитора и окружающей плазмы  $T_f/T_0$  [4]. (Здесь и далее индекс  $f$  относится к параметрам игнитора, индекс 0 — к параметрам окружающей DT-горючего на момент максимального сжатия.)

Впоследствии оказалось, что этот критерий является излишне жестким и существенно сужает область начальных состояний плазмы, приводящих к эффективной термоядерной вспышке. Математическое моделирование формирования волны термоядерного горения в плазме, проведенное нами ранее [5, 6], показало, что в общем случае развитие термоядерного горения может проходить две стадии. Первая, «дозвуковая», стадия характеризуется падающей или же слабо растущей температурой начальной области поджига. Игнитор как бы «тлеет», медленно увеличиваясь в размерах и подготавливая начальные условия для второй, «сверхзвуковой», стадии интенсивного горения, приводящей к почти мгновенной термоядерной вспышке окружающей плазмы. Для искрового поджига достаточно иметь игнитор с такими параметрами, чтобы длительность «дозвуковой» стадии была существенно короче времени теплового разлета плазмы. Исследование возможностей подобного поджига требует привлечения математического моделирования процессов термоядерного горения плазмы лазерных мишеней и составляет одну из целей настоящей работы.

Учитывая возросший в последнее время интерес к быстрому поджигу мишеней по схеме «fast ignition» и возможности физических экспериментальных установок ЛТС, в настоящей работе в сравнительное рассмотрение включены различные варианты искрового поджига сферически-симметричных мишеней с центральным игнитомом. Как известно, в схеме «fast ignition» игнитор создается с помощью дополнительного ультракороткого лазерного импульса за время, малое по сравнению с характерным временем гидродинамических процессов [7]. При этом давление не успевает выравняться, а плотность плазмы в процессе создания высокотемпературной области остается практически неизмен-

ной, т. е. выполняются условия изохорности. В настоящей работе рассматриваются два предельных случая искрового поджига: с изобарным игнитомом ( $p_f = p_0$ ), возникающим в процессе прямого гидродинамического сжатия мишени [1, 2], и с изохорным игнитомом ( $\rho_f = \rho_0$ ), соответствующим схеме «fast ignition».

Расчеты коэффициентов усиления лазерных мишеней проведены на основе математического моделирования термоядерного горения от момента максимального сжатия до разлета с помощью пакета программ ТЕРА [5, 6]. Его отличительной особенностью является использование на каждом временном шаге нестационарной разностной схемы решения уравнений гидродинамики двухтемпературной плазмы метода прямого статистического моделирования кинетики переноса энергии, импульса и массы быстрыми частицами — продуктами первичных и вторичных термоядерных реакций, ядрами отдачи от упругого рассеяния нейтронов, а также тепловым рентгеновским излучением.

Основная сложность при анализе и систематизации результатов расчетов коэффициентов усиления состоит в значительном количестве исходных параметров, характеризующих состояние плазмы мишени. Выявление характерных особенностей процессов термоядерного горения плазмы, определение наиболее важных, близких к скейлинговым переменных, влияющих на его эффективность, позволяют представить результаты в обобщенном виде, последовательно уменьшая число рассматриваемых параметров.

Как изобарный, так и изохорный игнитор можно характеризовать двумя параметрами: толщиной  $\rho R_f$  и начальной температурой  $T_f$ . (Условимся в дальнейшем произведение  $\rho R$  рассматривать как один физический параметр, характеризующий толщину плазмы сферической мишени как меру ее прозрачности для термоядерных частиц. В таких обозначениях  $\rho R_f = (\rho R)_f$ .) Расчеты показывают, что если эффективная термоядерная вспышка в плазме DT-мишени произошла, то степень выгорания слабо зависит от способа поджига. Таким образом, задача анализа эффективности горения сводится к выявлению критических (минимальных) значений параметров игнитора, обеспечивающих возможность устойчивого поджига плазмы мишени. В настоящей работе впервые получены кривые критичности, определяющие границы областей устойчивого искрового поджига. Расчеты по схеме быстрого поджига показали, что для малых изохорных игниторов связь между критическими параметрами  $\rho R_f$  и  $T_f$  имеет

физическое обоснование и может быть выражена в аналитическом виде. Фактически при этом имеется лишь один критический параметр — тепловая энергия игнитора, полученная при поглощении дополнительного лазерного импульса. Получены значения критических энергий игниторов для плазмы мишеней с различными  $\rho R_0$  и  $T_0$ .

Показано, что искровой поджиг возможен лишь в мишенях с достаточно большой и относительно горячей областью основной плазмы в момент максимального сжатия. Объясняется это тем, что сравнительно небольшой энергии, выделяемой игнитором, должно хватить для нагрева соседних слоев основной плазмы мишени до термоядерных температур за время, существенно меньшее времени разлета мишени. В работе получены также границы допустимых значений  $\rho R_0$  и  $T_0$  основной плазмы в момент максимального сжатия для осуществления как изобарного, так и изохорного искровых поджигов.

## 2. ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

### 2.1. Система уравнений

Математическая модель термоядерного горения неоднородной сферически-симметричной плазмы описывается системой уравнений непрерывности, движения, энергообмена и состояния плазмы совместно с уравнениями кинетики быстрых термоядерных частиц. Для описания гидро- и термодинамики используется приближение одножидкостной двухтемпературной ( $T_e, T_i$ ) плазмы с учетом электронной и ионной теплопроводностей и электрон-ионного энергообмена в приближении идеального газа.

В стандартных переменных лагранжевой системы координат

$$dm = \rho(r)r^2 dr,$$

$\rho(r)$  — плотность плазмы,  $V = 1/\rho$  — ее удельный объем, обобщенная система уравнений имеет вид [5, 6]

$$\begin{aligned} \frac{\partial V}{\partial t} &= \frac{\partial}{\partial m}(r^2 u) + V^2 S, \\ \frac{\partial u}{\partial t} &= -r^2 \frac{\partial P}{\partial m} + VF, \\ c_e \frac{\partial T_e}{\partial t} + P_e \left( \frac{\partial V}{\partial t} - V^2 S \right) + \frac{\partial q_e}{\partial m} + \\ &+ \frac{T_e - T_i}{\rho \tau} = Q_e + Q_f, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} c_i \frac{\partial T_i}{\partial t} + P_i \left( \frac{\partial V}{\partial t} - V^2 S \right) + \frac{\partial q_i}{\partial m} - \\ - \frac{T_e - T_i}{\rho \tau} = Q_i, \end{aligned} \quad (1)$$

$$v \left( \mu \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1 - \mu^2}{r} \frac{\partial}{\partial \mu} \right) f_j + \frac{\partial}{v^2 \partial v}(v^2 a f_j) = W_j.$$

Здесь  $u(r, t)$  — локальная скорость вещества;  $P(r, t) = P_i + P_e$  — суммарное давление ионов и электронов;  $F(r, t)$  — сила давления быстрых термоядерных частиц;  $S(r, t)$  описывает баланс вещества за счет выгорания и термализации термоядерных частиц;  $c_i, c_e$  — удельные теплоемкости электронов и ионов;  $q_e, q_i$  — потоки электронной и ионной теплопроводности;  $Q(\rho, T_e, T_i)$  — удельная энергия, передаваемая ионам и электронам плазмы;  $\tau(r, T_e)$  — характерное время энергообмена между ионами и электронами;  $f_j, W_j$  — функция распределения и обобщенный источник быстрых частиц сорта  $j$ ;  $\mu$  — косинус угла между радиус-вектором и скоростью частицы  $v$ ;  $a$  — коэффициент кулоновского торможения быстрой частицы.

Более детальное описание каждого из уравнений системы с раскрытием физико-математического содержания всех величин приведено в предыдущей работе авторов [6]. Там же показано, что процессы переноса энергии, импульса и массы, 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 представляется 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.

## 2.2. Начальные условия

Следует сразу отметить, что с помощью программного комплекса ТЕРА можно моделировать эволюцию сферической лазерной плазмы с любыми радиальными распределениями температуры и плотности на момент максимального сжатия. Однако для выявления общих закономерностей и предельных оценочных соотношений целесообразно выполнить серию расчетов на упрощенных, модельных конфигурациях лазерной плазмы. Так, при выполнении модельных расчетов предполагается, что плазма в момент максимального сжатия однородна за исключением относительно небольшой высокотемпературной области в центре — игнитора. Рассматриваются однородные — изобарный ( $\rho T = \text{const}$ ) и изохорный ( $\rho = \text{const}$ ) — игниторы, отвечающие в предельных случаях, соответственно, прямому гидродинамическому сжатию и быстрому поджигу. В такой постановке как изобарный, так и изохорный игниторы обладают только двумя независимыми параметрами: радиусом  $R_f$  и температурой  $T_f$ . В дальнейшем в качестве основных параметров игнитора условимся использовать относительные величины  $\Delta_t = T_f/T_0$ ,  $\Delta_r = R_f/R_0$ , характеризующие степень неоднородности мишени.

В работе [4] указывалось, что возможные значения температурной неоднородности  $\Delta_t$  для изобарного игнитора лежат в пределах  $2 < \Delta_t < 10$ . Больших значений трудно достичь при прямом гидродинамическом сжатии, при меньших значениях мишень практически однородна и мы имеем дело не с искровым, а с объемным поджигом. Из тех же соображений относительные размеры игнитора ограничиваются интервалом  $0.1 < \Delta_r < 0.5$ .

В процессе быстрого поджига можно достичь и более высокой степени температурной неоднородности, однако, как показывают приведенные ниже результаты, в мишенях с изохорным игниторм дальнейшее увеличение температурной неоднородности слабо влияет на эффективность горения. За счет теплопроводности размеры игнитора быстро увеличиваются, а температура падает до тех пор, пока степень неоднородности не достигнет определенных, оптимальных с точки зрения возможностей искрового поджига, значений, которые лежат в вышеуказанных интервалах.

Область начальных параметров основной плазмы мишени  $(\rho R_0, T_0)$  выбирается таким образом, чтобы термоядерная вспышка не возникала в однородной мишени. Если самоподдерживающееся термоядерное горение имеет место и без игнитора, то

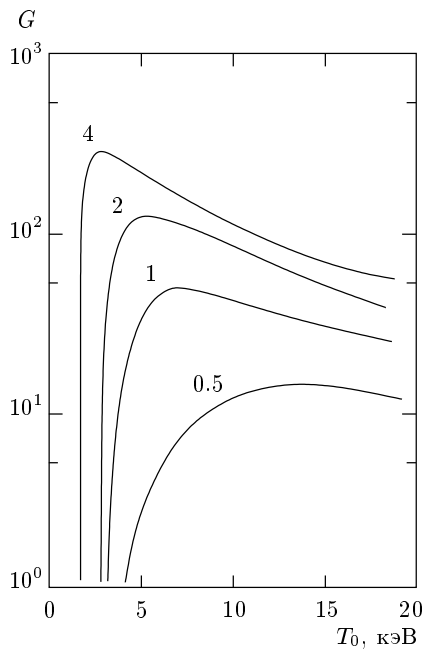
такие случаи относятся к объемному поджигу и концепция искрового поджига теряет физический смысл. Таким образом, верхняя граница интересующих нас температур и размеров лазерных мишеней может быть установлена с помощью предварительных расчетов по моделированию термоядерного горения плазмы в различных однородных мишенях без игнитора и установлению критических минимальных температур объемного поджига при различных  $\rho R_0$ .

## 3. РЕЗУЛЬТАТЫ МАТЕМАТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

### 3.1. Термоядерное горение однородной ограниченной плазмы

Отправной точкой для нашего анализа является изучение термоядерного горения плазмы однородных мишеней. Как уже указывалось в предыдущем разделе, моделирование горения в однородных условиях позволяет ограничить начальные параметры плазмы при искровом поджиге. Кроме того, расчеты показывают, что для любой эффективно горящей мишени, в которой произошла термоядерная вспышка, характеристики плазмы в процессе горения приближаются к характеристикам горения однородной плазмы. Поэтому расчеты эффективности горения плазмы однородных мишеней могут служить базисом для сравнительного анализа эффективности горения плазмы при различных начальных радиальных распределениях ее характеристик.

В качестве основной меры эффективности горения будем использовать коэффициент термоядерного усиления  $G = E_{TN}/E_0$ , где  $E_{TN}$  — термоядерная энергия, выделившаяся до разлета плазмы,  $E_0$  — внутренняя, тепловая энергия плазмы в момент максимального сжатия. На рис. 1 представлены результаты серии расчетов по уравнениям (1), устанавливающие зависимость коэффициента усиления  $G$  от начальной температуры  $T_0$  плазмы однородных DT-мишеней с различными значениями  $\rho R_0$  ( $0.5 \text{ г/см}^2 \leq \rho R_0 \leq 4 \text{ г/см}^2$ ) в момент максимального сжатия. Как видно из рис. 1, для каждого значения  $\rho R_0$  однородной плазмы в области сравнительно низких температур существует оптимальная с точки зрения эффективности горения начальная температура  $T_0$ , соответствующая максимуму на кривой. Наличие в этой области температур отчетливого максимума на каждой кривой обусловлено характером зависимости полного энергосодержания  $E_{TN}$  от  $T_0$ . Динамика энергосодержания определяется сложным на-



**Рис. 1.** Зависимости коэффициентов усиления  $G$  однородной ДТ-плазмы лазерных мишеней от начальной температуры  $T_0$  при различных значениях  $\rho R_0$  в  $\text{г/см}^2$  (цифры у кривых) на момент максимального сжатия

ложением двух противодействующих факторов: термодинамического разлета с охлаждением плазмы и термоядерного горения с ее нагревом и частичным выгоранием. При подходе к максимуму рост  $E_{TN}$  значительно опережает рост  $E_0$  за счет увеличения роли саморазогрева, а в области максимума  $E_{TN}$  достигает некоторого насыщения.

Наиболее интересным результатом расчетов является то, что для мишеней с  $\rho R_0 \gtrsim 1 \text{ г/см}^2$  достигаются большие максимальные значения  $G > 100$  при температурах  $T \sim 3\text{--}5 \text{ кэВ}$ , существенно более низких, чем температуры, отвечающие максимуму скорости реакции ДТ-синтеза ( $T \sim 20 \text{ кэВ}$ ). Это связано с тем, что на начальном этапе горения такие мишени непрозрачны для быстрых заряженных частиц, значительная доля выделившейся термоядерной энергии остается в мишени, разогревая ее до высоких температур, отвечающих большим значениям скоростей реакций ДТ-синтеза. Видно также, что для мишеней с  $\rho R_0 > 1 \text{ г/см}^2$  наблюдается резкое возрастание коэффициента усиления от  $G \sim 1$  до  $G_{max}$  в узком диапазоне начальных температур. Сильное укрупнение температурной зависимости  $G$  с ростом  $\rho R_0$  является следствием возрастающей роли нелинейных процессов в эволюции тер-

моядерной вспышки. Этот узкий интервал начальных температур условимся называть зоной неустойчивого поджига. Неустойчивость следует понимать в том смысле, что незначительные флуктуации начальной температуры могут приводить к радикальным изменениям эффективности горения. В этом диапазоне сосредоточены все начальные температуры  $T_0$  плазмы, которые приводят к формированию термоядерных вспышек, начиная от слабых, заканчивающихся тлением, до эффективных, при которых температура самонагрева успевает до разлета достигать близких к оптимальным по ДТ-горению значений. При дальнейшем увеличении  $T_0$  в плазме этих мишеней возникает самоподдерживающееся объемное горение. Расчеты показывают, что если эффективная термоядерная вспышка произошла, то параметры плазмы в процессе горения, а следовательно, и энергетический выход  $E_{TN}$  определяются динамикой самой вспышки и практически не зависят от начальных условий. Таким образом, однородный прогрев плазмы до более высоких температур ( $T_0 \sim 15\text{--}20 \text{ кэВ}$ ) непосредственно в процессе имплозии приводит к падению коэффициента усиления:

$$G \sim 1/T_0.$$

В мишенях с  $\rho R_0 < 1 \text{ г/см}^2$  прогрев заряженными термоядерными частицами неэффективен, что, в свою очередь, приводит к относительно низким ( $G \leq 10$ ) значениям коэффициента усиления и его плавной зависимости от  $T_0$  в широком диапазоне начальных температур. Проявившееся свойство плавной управляемости коэффициентом усиления  $G$  при объемном поджиге таких мишеней может оказаться весьма полезным при создании гибридных подкритических ядерных реакторов с лазерным инициированием [8, 9].

Поведение коэффициентов усиления в зоне неустойчивого поджига с трудом поддается аналитическому описанию. В то же время для объемного горения при температурах выше оптимальной (критической) качественное описание результатов наших расчетов термоядерного горения однородной сферической плазмы можно обобщить, получив удобные для практического использования, упрощенные аналитические оценки коэффициента усиления  $G$ .

Рассмотрим зависимость коэффициента термоядерного усиления от начальных значений  $\rho R_0$  и  $T_0$  однородной плазмы, т. е. значений на момент максимального сжатия. По определению,  $G$  можно записать в виде

$$G = \frac{E_{TN}}{E_0} \sim \frac{\langle \sigma v \rangle \rho \Delta t}{T_0}, \quad (2)$$

где  $\langle \sigma v \rangle$  — усредненная по вспышке характеристика скорости термоядерной реакции в единице объема,  $\Delta t$  — характерное время разлета горячей плазмы.

Усредненная по Максвеллу величина  $\langle \sigma v \rangle$  при фиксированной температуре имеет ярко выраженный максимум при  $T \sim 20$  кэВ и при дальнейшем росте температуры вплоть до  $T \sim 1000$  кэВ меняется относительно мало [10]. Это позволяет полагать, что если термоядерная вспышка имела место, усредненное значение  $\langle \sigma v \rangle$  слабо зависит от начальных условий и близко к константе. Время разлета  $\Delta t$  можно представить как отношение радиуса к средней по вспышке звуковой скорости в плазме:

$$\Delta t \sim \frac{R_0}{v_{sound}} \sim \frac{R_0}{\langle T \rangle^{1/2}}.$$

В мишенях с  $\rho R_0 \gtrsim 1$  г/см<sup>2</sup>, как показывают наши расчеты, температура в процессе горения за счет саморазогрева достигает сотен кэВ. Это приводит к уменьшению времени горения и, как результат, к более медленному росту коэффициента усиления  $G$  с ростом  $\rho R_0$  (фактор, который обычно упускали). Поскольку выделившаяся термоядерная энергия в таких мишенях сильно превышает начальную внутреннюю и значительная ее доля остается в плазме, можно считать, что характерная температура плазмы на стадии термоядерного горения  $\langle T \rangle \sim GT_0$ . Тогда коэффициент термоядерного усиления можно представить в виде

$$G = F(\rho R_0, T_0) (\rho R_0)_0^{2/3} / T_0. \quad (3)$$

Функцию  $F(\rho R_0, T_0)$ , слабо зависящую от параметров  $\rho R_0, T_0$  при достижении самоподдерживающегося объемного горения, будем называть приведенным коэффициентом усиления.

Значения приведенных коэффициентов усиления, полученные на основании обработки результатов расчетов, приведенных на рис. 1, представлены на рис. 2. Как следует из рис. 2, зависимость  $F(\rho R_0, T_0)$  от начальных параметров плазмы мишеней с  $\rho R_0 \gtrsim 1$  г/см<sup>2</sup> в области их эффективного объемного поджига весьма слабая, близкая к скейлинговой:  $F(\rho R_0, T_0) = 370$  с точностью  $\sim 10\%$ . Следовательно, оценку коэффициента термоядерного усиления однородной плазмы толстых мишеней можно дать простым выражением:

$$G = 370 (\rho R_0)_0^{2/3} / T_0, \quad (4)$$

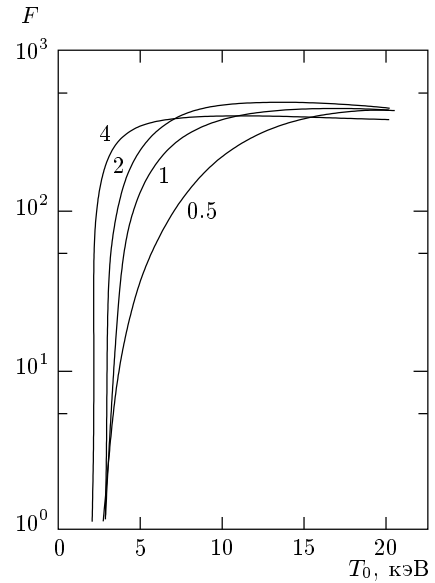


Рис. 2. Зависимости приведенных коэффициентов усиления  $F = GT_0 / (\rho R_0)_0^{2/3}$  однородной ДТ-плазмы от начальной температуры  $T_0$  при различных значениях  $(\rho R_0)_0$  в г/см<sup>2</sup> (цифры у кривых) на момент максимального сжатия

где  $(\rho R_0)_0$  измеряется в г/см<sup>2</sup>, а  $T_0$  — в кэВ.

Для мишеней с  $\rho R_0 < 1$  г/см<sup>2</sup> разогрева плазмы в процессе горения не происходит, характерная температура плазмы в процессе горения не зависит от  $G$ . Те же соображения, что и при выводе выражения (3), приводят для таких мишеней к зависимости

$$G \sim \rho R_0 / T_0^{3/2}.$$

Численное моделирование горения плазмы тонких мишеней при температурах вблизи пика ( $T \sim 20$  кэВ), проведенное с помощью пакета программ ТЕРА, дает для максимальных коэффициентов усиления этих мишеней значения  $G \sim 20 \rho R_0$ . Эти значения находятся в хорошем численном соответствии с известной приближенной оценкой максимальной степени выгорания ДТ-топлива [7]:

$$\Delta m / m \sim \rho R_0 / 7$$

и в промежуточной области  $\rho R_0 \sim 1$  г/см<sup>2</sup> близки к значению, даваемому выражением (4).

### 3.2. Термоядерное горение неоднородной плазмы лазерных мишеней при гидродинамическом и быстром искровом поджиге

Как показано выше, при термоядерном горении плазмы однородных мишеней с  $\rho R_0 < 1$  г/см<sup>2</sup> независимо от начальной температуры саморозогрева не происходит, поскольку практически вся выделившаяся термоядерная энергия выносится из мишени быстрыми частицами и рентгеновским излучением. Следовательно, для таких мишеней невозможен и искровой поджиг. Для мишеней же с  $\rho R_0 \gtrsim 1$  г/см<sup>2</sup> можно ожидать, что самоподдерживающаяся волна термоядерного горения, возникающая в высокотемпературном игниторе, может вызвать термоядерную вспышку в плазме с начальной температурой  $T_0$ , которая значительно ниже, чем критическая температура объемного поджига.

Для изучения влияния параметров игнитора на эффективность горения плазмы при искровом поджиге рассматривался ряд мишеней, параметры которых лежат в области  $\rho R_0 \gtrsim 1$  г/см<sup>2</sup>. Для каждого фиксированного значения  $\rho R_0$  проводилось математическое моделирование термоядерного горения при нескольких значениях начальной температуры  $T_0$ , лежащих ниже критической для объемного поджига. При каждой выбранной температуре  $T_0$  рассматривались серии модельных конфигураций с изобарными и изохорными игниторами, параметры которых лежат в области  $0.1 \leq \Delta_r \leq 0.5$ ,  $2 \leq \Delta_t \leq 10$ . Для каждой из конфигураций в соответствии с системой уравнений (1) моделировалась эволюция плазмы мишени вплоть до разлета и рассчитывался коэффициент усиления  $G$ . Для получения достоверных зависимостей общее количество различных конфигураций плазмы мишеней, для которых было проведено моделирование термоядерного горения, превысило 400.

В качестве типичных рассмотрим результаты расчетов коэффициента усиления  $G$  для мишеней с  $\rho R_0 = 2$  г/см<sup>2</sup>. На рис. 3 представлены расчетные значения  $G$  для изохорных условий поджига в зависимости от относительных размеров игнитора  $\Delta_r$  при различных начальных распределениях температур (значения  $\Delta_t$  представлены как параметры семейства кривых) и различных начальных температурах  $T_0$  основной плазмы (выделены разным типом кривых). Более полно значения всех параметров раскрыты в подписях к рисункам. Для сравнения на рис. 4 представлены аналогичные расчеты для изобарных мишеней.

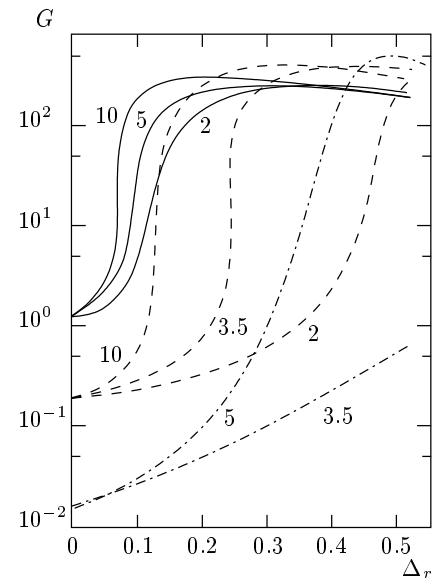
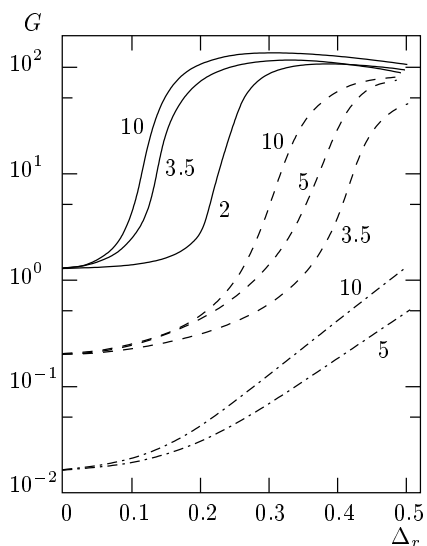


Рис. 3. Зависимости коэффициента термоядерного усиления мишеней  $G$  от относительных размеров игнитора  $\Delta_r$  при различных значениях параметра  $\Delta_t$  (обозначенных у кривых) для изохорной мишени с  $(\rho R)_0 = 2$  г/см<sup>2</sup>. Сплошные, штриховые и штрихпунктирные кривые соответственно для мишеней с начальной температурой основной плазмы  $T_0 = 3, 2, 1$  кэВ

Как видно из этих рисунков, при разных значениях параметра температурной неоднородности  $\Delta_t = T_f/T_0$  существуют критические значения размеров игниторов,  $\Delta_r = R_f/R_0$ , вблизи которых происходит резкое увеличение эффективности термоядерного горения как при изобарном, так и при изохорном поджиге. Узкий интервал  $\Delta_r$ , в котором  $G$  резко возрастает до максимума, является интервалом неустойчивого поджига. Положение и ширина этого интервала весьма существенно зависят от начальной температуры основной плазмы. Подобный характер зависимостей наблюдается и при других значениях  $\rho R_0$ .

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  $\Delta_r$  плазма успевает разлететься фактически без термоядерной вспышки. При переходе  $\Delta_r, \Delta_t$  через критические значения происходит термоядерная вспышка плазмы, сопровождаемая высокоэффективным термоядерным выгоранием с  $G \sim 100$ . При этом если эффективная термо-

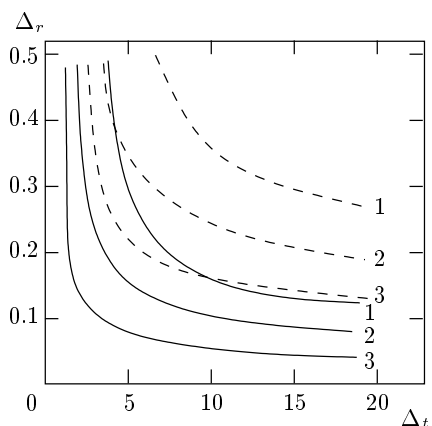


**Рис. 4.** Зависимости коэффициента термоядерного усиления мишеней  $G$  от относительных размеров игнителя  $\Delta_r$  при различных значениях параметра  $\Delta_t$  (обозначенных у кривых) для изобарной мишени с  $(\rho R)_0 = 2 \text{ г/см}^2$ . Сплошные, штриховые и штрих-пунктирные кривые соответственно для мишеней с начальной температурой основной плазмы  $T_0 = 3, 2, 1 \text{ кэВ}$

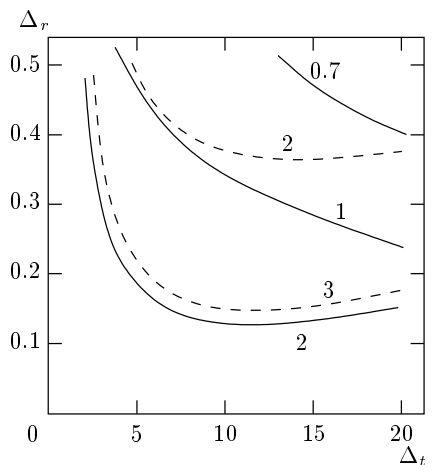
ядерная вспышка при любой конфигурации мишени произошла, то  $G$  достигает приблизительно одного и того же максимального значения. Другими словами, предыстория процесса слабо влияет на эффективность выгорания.

Как показывает количественный анализ, в пределе больших величин  $\Delta_r, \Delta_t$  значения коэффициента усиления  $G$  приблизительно описываются выражением (4). Промежуточные значения  $1 < G < 100$  наблюдаются в достаточно узком интервале параметров игнителя вблизи критических. Чем больше значения  $\rho R_0$  основной плазмы мишени, тем уже этот диапазон неустойчивого поджига и тем более эффективно ее горение.

Выбрав в качестве критерия искрового поджига условие достижения коэффициента усиления мишени  $G = 10$ , получим на плоскости параметров игнителя  $\Delta_r, \Delta_t$  границы областей, в которых может быть осуществлен изохорный искровой поджиг плазмы безоболочечных мишеней с различными значениями  $\rho R_0$  и  $T_0$ . Эти границы приведены на рис. 5. Аналогичные зависимости для критических параметров изобарных игниторов представлены на рис. 6. Заметим, что выбор критерия  $G = 10$  достаточно условен, однако, учитывая резкость скачка коэффициен-



**Рис. 5.** Границы параметров изохорного игнителя, выше которых возможна термоядерная вспышка мишеней с различными параметрами основной плазмы  $T_0, (\rho R)_0$  на момент максимального сжатия. Кривые маркированы значениями  $T_0$  в кэВ. Сплошные и штриховые кривые соответствуют  $(\rho R)_0 = 2$  и  $1 \text{ г/см}^2$



**Рис. 6.** Границы параметров изобарного игнителя, выше которых возможна термоядерная вспышка мишеней с различными параметрами основной плазмы  $T_0, (\rho R)_0$  на момент максимального сжатия. Кривые маркированы значениями  $T_0$  в кэВ. Сплошные и штриховые кривые соответствуют  $(\rho R)_0 = 4$  и  $2 \text{ г/см}^2$

та усиления вблизи критических параметров игниторов, конкретный выбор критерия слабо влияет на положение границ областей искрового поджига.

Сравнивая рис. 5 и 6, видим, что при одинаковых исходных параметрах плазмы мишени критические размеры изобарных игниторов в несколько раз превышают размеры изохорных. Более того, область



допустимых параметров мишеней, в которых принципиально возможен искровой поджиг с изохорным игнитором, существенно шире, чем с изобарным. Так, расчеты показывают, что изобарный поджиг мишени с  $\rho R_0 = 1 \text{ г/см}^2$  невозможен при начальной температуре  $T_0 < 10 \text{ кэВ}$ , а для изохорной мишени эффективное горение можно осуществить при  $T_0 = 1 \text{ кэВ}$ . Следовательно, осуществление поджига по схеме «fast ignition» более рационально. Это является естественным следствием того, что при одинаковых параметрах  $\Delta_r, \Delta_t$  внутренняя энергия изохорного игнитора в  $\Delta_t$  раз превышает энергию изобарного.

Поскольку изобарный искровой поджиг изучался нами ранее [11, 12], остановимся более подробно на рассмотрении горения плазмы с изохорным игнитором. В отличие от изобарного случая плотность энергии в изохорном игниторе значительно выше, чем в остальной плазме. Поэтому вместо введенных ранее параметров неоднородности мишени  $\Delta_r, \Delta_t$  при описании изохорного поджига более перспективным представляется использовать другую пару безразмерных параметров: относительную массу игнитора  $\Delta_m = m_f / (m_0 + m_f)$  и отношение дополнительной тепловой энергии изохорного игнитора к полной энергии, запасенной в однородной плазме мишени  $\Delta_E = E_f / E_0$ . Последний параметр непосредственно связан с энергией дополнительного лазерного импульса. При пересчете параметры  $\Delta_m, \Delta_E$  могут быть просто выражены через параметры неоднородности мишени  $\Delta_r, \Delta_t$  следующим образом:

$$\Delta_E = \Delta_r^3 (\Delta_t - 1), \quad \Delta_m = \Delta_r^3. \quad (5)$$

На рис. 7 представлены границы областей изохорного искрового поджига для различных мишеней (см. рис. 5) в переменных  $\Delta_m, \Delta_E$ . Как видно из этого рисунка, для малых игниторов с массой, составляющей менее процента от полной массы мишени, критическое значение параметра  $\Delta_E$  почти не зависит от размеров игнитора и определяется только размерами и температурой плазмы мишени. Иными словами, при быстром поджиге для каждой мишени существует минимальное значение дополнительной поглощенной лазерной энергии, отвечающее оптимальному игнитору. При этом оптимальный игнитор оказывается достаточно мал. При увеличении размеров игнитора для его прогрева требуется большая дополнительная энергия, а при уменьшении процесс теплопроводности быстро размывает дополнительную энергию по объему, отвечающему оптимальному размеру игнитора.

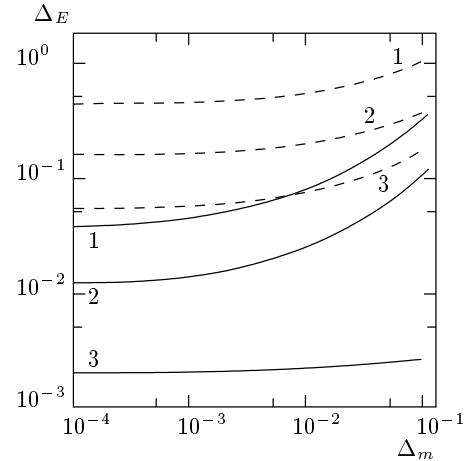


Рис. 7. Зависимости относительной величины дополнительной тепловой энергии  $\Delta_E = E_f / E_0$ , соответствующей критическим значениям параметров изохорного игнитора, от его относительной массы  $\Delta_m = m_f / (m_0 + m_f)$ . Кривые маркированы значениями  $T_0$  в кэВ

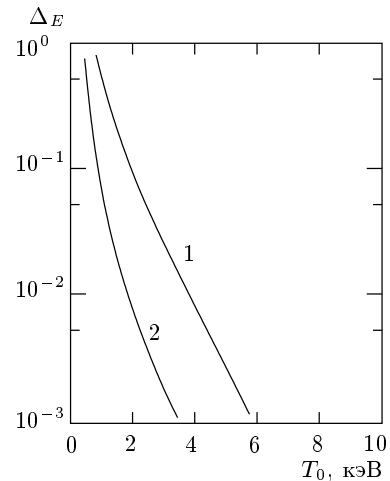
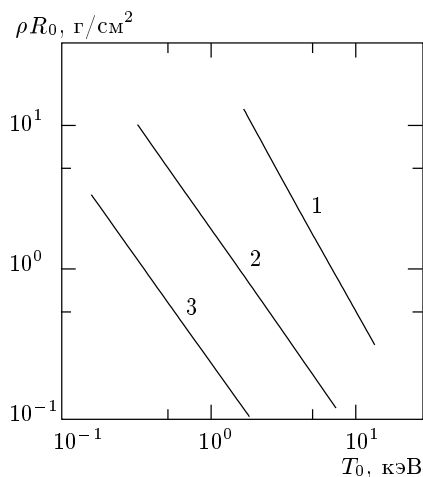


Рис. 8. Зависимости минимальных значений относительной величины дополнительной тепловой энергии изохорного игнитора  $\Delta_E = E_f / E_0$  от температуры плазмы на момент максимального сжатия для поджига различных мишеней. Кривые маркированы значениями  $(\rho R)_0$  плазмы мишени в  $\text{г/см}^2$

Количественные зависимости минимального значения доли дополнительной энергии  $\Delta_E$ , необходимой для изохорного поджига, от температуры плазмы с двумя различными значениями  $\rho R_0$  приведены на рис. 8. Полученные кривые дают возможность оценивать минимальную энергию дополнительного лазерного импульса, необходимую для быстрого поджига плазмы конкретных мишеней.



**Рис. 9.** Границы параметров основной плазмы мишени в момент максимального сжатия, выше которых возможна термоядерная вспышка при различных механизмах поджига: объемном (кривая 1), искровом поджиге с изобарным игнитором (кривая 2) и искровом поджиге с изохорным игнитором (кривая 3)

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате проведенных исследований можно выделить следующие характерные черты термоядерного горения плазмы безоболочечных лазерных мишеней.

Моделирование горения плазмы однородных лазерных мишеней фиксированной толщины с различными начальными температурами показывает, что объемный поджиг выходит на оптимум в очень узком интервале начальных температур. Если эффективная термоядерная вспышка произошла, то выделившаяся энергия практически не зависит от начальной температуры, и при дальнейшем увеличении температуры коэффициент энергетического усиления  $G$  уменьшается как  $1/T_0$  (см. рис. 1). Значения начальных параметров плазмы мишени, отвечающие максимальному коэффициенту усиления  $G$ , образуют на плоскости  $(\rho R_0, T_0)$  линию, ограничивающую область объемного поджига. Эта граница представлена на рис. 9 (линия 1).

В мишенях, параметры которых лежат вне области объемного поджига, можно рассматривать процесс искрового поджига. При этом при фиксированных параметрах мишени существуют критические параметры игнитора, при достижении которых в мишени успевает сформироваться волна термоядерного горения за время, существенно меньшее времени

разлета. Только в этом случае достигается достаточно высокая эффективность термоядерного горения. Для безоболочечных мишеней с различными  $\rho R_0$  и  $T_0$  соответствующие границы критических параметров игнитора  $\Delta_r, \Delta_t$  изображены на рис. 5 и 6 соответственно для изохорного и изобарного игнитора.

Поскольку существуют технические ограничения на максимальную степень неоднородности, достижимую в процессе прямого гидродинамического сжатия, изобарный искровой поджиг неосуществим, если мишень имеет слишком низкую температуру или слишком малые толщины. Математическое моделирование горения максимально неоднородных мишеней с параметрами игнитора  $\Delta_t = 10, \Delta_r = 0.5$  позволяет установить соответствующие нижние границы температур и толщин плазмы лазерных мишеней для изобарного поджига. Эта граница также представлена на рис. 9 (линия 2). Область параметров плазмы мишеней, в которых возможен изобарный поджиг, лежит между кривыми 1 и 2 на рис. 9.

При изохорном игниторе, отвечающем схеме быстрого поджига, характер зависимости коэффициента усиления мишени от параметров игнитора качественно не отличается от изобарного случая. Однако в количественном отношении критические параметры изохорных игниторов в несколько раз меньше соответствующих параметров изобарных игниторов. Показано, что удобным параметром при рассмотрении изохорного поджига является относительная величина дополнительной тепловой энергии игнитора, непосредственно связанная с энергией дополнительного лазерного импульса. Как показывают расчеты, критическое, минимальное значение этой величины, необходимое для искрового поджига малым игнитором, не зависит от его размеров, а определяется только начальными температурой и  $\rho R_0$  мишени. Соответствующие количественные зависимости представлены на рис. 8.

Как и для изобарных игниторов, изохорный поджиг неосуществим, если мишень имеет слишком низкую начальную температуру или слишком малые толщины. Однако область параметров плазмы мишеней, в которых принципиально осуществим изохорный поджиг, существенно шире соответствующей области при изобарном поджиге. Граница этой области также представлена на рис. 9 (линия 3).

Для эффективно горящей мишени независимо от способа поджига значение коэффициента усиления можно с приемлемой точностью оценить простым выражением:

$$G = 370(\rho R)_0^{2/3}/T_0.$$

Искровой поджиг дает возможность распространить применимость этого выражения на более широкий диапазон начальных температур и толщин мишеней.

Работа частично поддержана грантами Минобрания России «Термоядерные и ядерные реакторы-1997» и Программой 015 «Фундаментальные исследования высшей школы в области естественных и гуманитарных наук. Университеты России-2000» (грант № 990556), а также Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 99-02-16100).

### ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. А. Афанасьев, Н. Г. Басов, П. П. Волосевич и др., Письма в ЖЭТФ **21**, 150 (1975).
2. Ю. А. Афанасьев, Н. Г. Басов, П. П. Волосевич и др., Препринт ФИАН № 55 (1979).
3. О. В. Vygovskii, S. Yu. Gus'kov, A. A. Levkovskii et al., J. Rus. Las. Res. **14**, 85 (1993).
4. S. Yu. Gus'kov, A. A. Levkovskii, V. B. Rozanov et al., in *Proc. SPIE-Int. Soc. Opt. Eng. (USA)* **2770**, 182 (1996).
5. А. А. Левковский, Препринт ФИАН № 73 (1990).
6. С. Ю. Гуськов, Н. В. Змитренко, А. А. Левковский и др., ЖЭТФ **106**, 1069 (1994).
7. M. Tabak, J. Hammer, M. E. Glinsky et al., *Phys. Plasmas* **1**, 1626 (1994).
8. Л. П. Феоктистов, Е. Н. Аврорин, Л. Ф. Варганова и др., Квант. электр. **5**, 349 (1978).
9. Н. Г. Басов, А. Е. Шейндлин и др., Известия АН СССР (энерг. и трансп.) **2**, 3 (1979).
10. G. Cauglan, W. Fowler, M. Harris, and B. Zimmerman, *Atomic Data and Nucl. Data Tabl.* **32**, 197 (1985).
11. А. А. Андреев, Д. В. Ильин, А. А. Левковский et al., in *Proc. SPIE-Int. Soc. Opt. Eng. (USA)* **3683**, 170 (1999).
12. А. А. Андреев, Д. В. Ильин, А. А. Левковский и др., Известия АН (сер. физ.) **63**, 1182 (1999).