

ВЛИЯНИЕ РАДИАЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ НА ЗАЖИГАНИЕ ДЕЙТЕРИЙ-ТРИТИЕВОЙ ПЛАЗМЫ, СОДЕРЖАЩЕЙ ИНЕРТНЫЕ ПРИМЕСИ

С. Ю. Гуськов^{a,b}, В. Е. Шерман^c*

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

^b *Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
115409, Москва, Россия*

^c *Санкт-Петербургский государственный политехнический университет им. Петра Великого
195251, Санкт-Петербург, Россия*

Поступила в редакцию 25 декабря 2015 г.

Теоретически исследуется степень влияния радиационных процессов на зажигание дейтерий-тритиевой (DT) плазмы в зависимости от доли содержащихся в ней инертных примесей. Аналитический критерий зажигания плазмы мишеней инерциального термоядерного синтеза (ИТС) дополнен учетом поглощения собственного излучения плазмы в области зажигания. Теоретически и численно исследовано влияние радиационных процессов на зажигание DT-плазмы, содержащей значительную долю примесей, либо вследствие перемешивания DT-горючего с веществом аблятора мишени ИТС, либо при использовании в качестве твердого некриогенного горючего DT-гидридов легких металлов. Показано, что учет поглощения излучения приводит к меньшему увеличению энергии зажигания, обусловленному наличием примесей, по сравнению с приближением оптически прозрачной области зажигания.

DOI: 10.7868/S0044451016080216

1. ВВЕДЕНИЕ

Актуальность проблемы влияния инертных примесей на зажигание и горение мишеней инерциального термоядерного синтеза (ИТС) определяется двумя обстоятельствами. Прежде всего, это связано с возможностью попадания в дейтерий-тритиевое (DT) горючее сжимаемой мишени ИТС вещества ее внешнего слоя — аблятора, ответственного за поглощение излучения воздействующего на мишень драйвера и формирование давления, сжимающего мишень. В качестве материала аблятора используются вещества легких элементов, таких как пластик (СН) или бериллий (см., например, монографии [1, 2]). Проникновение инертных примесей при этом обусловлено перемешиванием вещества аблятора с термоядерным горючим в результате развития гидродинамической неустойчивости Рэлея–Тейлора в процессе сжатия мишени [1, 2]. Указания на то, что значительное снижение эффективности горения

сферических мишеней может происходить в результате перемешивания термоядерного горючего с веществом аблятора, были получены во многих экспериментах по лазерному термоядерному синтезу [3–7]. По-видимому, именно этот процесс стал одной из главных причин снижения более чем на порядок экспериментально измеренного нейтронного выхода по сравнению с ожидаемым в экспериментах на установке NIF в Ливерморской лаборатории (США), направленных на достижение термоядерного зажигания [8, 9].

Второе обстоятельство связано с исследованием возможностей использования в мишенях ИТС некриогенного горючего в виде твердых химических соединений изотопов водорода с легкими элементами [10, 11]. Среди таких соединений наиболее подходящими, содержащими минимальное, но тем не менее значительное, количество инертных примесей, являются DT-гидриды легких металлов — гидрид бериллия BeDT (атомарная доля примесей $x_a = 0.33$), гидрид лития Li₂DT ($x_a = 0.5$), смешанные гидриды бериллия и лития Li₂BeD₂T₂

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

($x_a = 0.42$), $\text{Li}_2\text{Be}_2\text{D}_3\text{T}_3$ ($x_a = 0.4$), а также и аминоборан NT_3BD_3 ($x_a = 0.25$). Несмотря на очевидное ухудшение эффективности термоядерного горения из-за наличия инертных примесей, возможность исключить использование сложной криогенной техники при изготовлении мишеней ИТС и их доставке в камеру энергетического реактора может сделать экономически выгодным использование в будущем таких материалов в качестве горючего мишеней ИТС.

Теоретическая модель зажигания и горения DT-плазмы мишени ИТС, содержащей инертные примеси, была построена в работе [12] в приближении прозрачности области зажигания для собственного излучения. В частности, в этой работе был получен критерий зажигания DT-плазмы при произвольном содержании полностью ионизованных атомов инертных примесей. Критерий зажигания, как известно, состоит в том, что в однородной сферической плазме с заданными радиусом, плотностью и температурой скорость нагрева плазмы продуктами реакций синтеза должна превышать скорость суммарных потерь энергии, связанных с работой сил давления, тепловым излучением плазмы и электронной теплопроводностью. В работе [12] каждая составляющая энергетического баланса этого критерия была записана как функция доли инертных примесей в DT-плазме. Как было показано в [12], наиболее сильный эффект наличия примесей легких элементов, таких как литий, бериллий, бор, углерод и азот, связан с уменьшением скорости термоядерной реакции и увеличением излучательной способности плазмы. Именно эти два фактора в наибольшей степени приводят к повышению температуры и поверхностной плотности области зажигания (произведения плотности на размер области зажигания) по сравнению со значениями для чистой DT-плазмы. При выводе критерия зажигания в работе [12] полагалось, что тепловое излучение совершенно не поглощается в области зажигания, т.е. потери энергии на излучение представляют собой всю энергию теплового излучения. Такое приближение справедливо в случае зажигания изобарной плазмы, образующейся при сжатии мишени ИТС одним лазерным импульсом, когда плотность плазмы в области зажигания не превышает 50–100 г/см³. Однако перспективные методы зажигания, такие как быстрое зажигание [13, 14] и зажигание второй ударной волной [15, 16], главной целью которых является радикальное снижение энергии зажигания, основаны на предварительном сжатии термоядерно-

го горючего мишени ИТС до плотности в несколько сотен г/см³. Это связано с тем, что при заданной поверхностной плотности области зажигания, величина которой определяется критерием зажигания, энергия области зажигания уменьшается с ростом плотности, как $E_{ig} \propto \rho^{-2}$. При столь высокой плотности DT-плазма, содержащая примеси более тяжелых элементов, становится лишь частично прозрачной для собственного излучения. Поэтому с ростом плотности роль негативного эффекта присутствия примесей, связанного с потерями энергии на излучение, при прочих равных условиях снижается.

В данной работе теоретически исследуется степень влияния радиационных процессов на зажигание плотной DT-плазмы в зависимости от доли содержащихся в ней инертных примесей. Показано, что увеличение доли поглощенного теплового излучения с ростом плотности плазмы может существенно снизить негативный эффект присутствия примесей в DT-горючем на зажигание и горение мишеней ИТС. В разд. 2 получен аналитический критерий зажигания, дополненный учетом поглощения собственного теплового излучения плазмы в области зажигания. В разд. 3 исследуется влияние радиационных процессов на зажигание DT-плазмы, содержащей значительную долю примесей, которая имеет место либо вследствие перемешивания DT-горючего с веществом аблятора мишени ИТС, либо при использовании в качестве твердого некриогенного горючего DT-гидридов легких металлов. Исследования для некриогенного горючего выполнены для гидроксида бериллия и аминоборана — соединений, которые обладают наименьшей атомарной долей примесей и представляют по этой причине наибольший интерес для использования в качестве термоядерного топлива по сравнению с другими материалами, перечисленными выше. Исследования выполнены для изоэнтальной конфигурации плазмы с центральной областью, нагретой до термоядерной температуры, которая образуется при быстром зажигании мишени ИТС. Обсуждается эффект снижения степени негативного влияния наличия инертных примесей на горение мишеней ИТС за счет поглощения излучения.

2. КРИТЕРИЙ ЗАЖИГАНИЯ С УЧЕТОМ ПОГЛОЩЕНИЯ СОБСТВЕННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПЛАЗМЫ

С использованием результатов работы [12] критерий зажигания однородной, полностью ионизо-

ванной сферической плазмы радиуса R с равными температурами электронов и ионов ($T_e = T_i = T$) и плотностью ρ , в которой содержатся ядра дейтерия и трития с равной концентрацией x_F и инертные (не вступающие в реакцию синтеза) ядра различных сортов с концентрацией x_a :

$$2x_F + \sum_a x_a = 1, \quad x_F = \frac{1}{2} \left(1 - \sum_a x_a \right),$$

записывается в виде неравенства

$$8.07 \cdot 10^{40} \chi_F (\rho R)^2 \langle \sigma v \rangle (\eta_\alpha + 4\eta_n) \geq 6.4 \cdot 10^{22} \chi_u \beta T^{3/2} (\rho R) + 2.77 \cdot 10^{23} \chi_r T^{1/2} (\rho R)^2 \times \delta_r (\chi_r, \rho R, T, \rho) + 2.61 \cdot 10^{19} \chi_c T^{7/2} \quad (1)$$

для нормированных значений скорости нагрева плазмы продуктами реакций синтеза W_f (левая часть неравенства) и скоростей потерь энергии, связанных с работой сил давления W_u , тепловым излучением плазмы W_r и электронной теплопроводностью W_e (соответственно первое, второе и третье слагаемые в правой части). В формуле (1) η_α и η_n — доли энергии α -частиц и нейтронов, которую они передают плазме; $\langle \sigma v \rangle$ — скорость термоядерной реакции, усредненная по максвелловскому распределению, измеряемая в $\text{см}^3/\text{с}$; ρR и T — поверхностная плотность плазмы и температура плазмы, измеряемые здесь и далее в $\text{г}/\text{см}^2$ и кэВ ; δ_r — доля энергии собственного излучения, которое покидает плазму; β — безразмерный множитель, описывающий различие вкладов работы сил давления при различных конфигурациях мишени: изобарной при $\beta = 0$, изохорной при $\beta = 0.87$ и однородной при $\beta = 2$; χ_F , χ_u , χ_c , χ_r — безразмерные факторы влияния примесей соответственно на скорость реакции синтеза, скорости потерь энергии, связанные с движением вещества и электронной теплопроводностью, а также на лучеиспускательную способность плазмы и коэффициент поглощения излучения:

$$\chi_F = \left[\frac{2.5}{\mu_*} \left(1 - \sum_a x_a \right) \right]^2, \quad \chi_u = \left[\frac{2.5}{\mu_*} \left(\frac{1 + Z_*}{2} \right) \right]^{3/2}, \quad (2)$$

$$\chi_c = \frac{5}{Z_* + 4}, \quad \chi_r = \left[\left(\frac{2.5}{\mu_*} \right)^2 (Z^2)_* Z_* \right],$$

μ_* — среднее число нуклонов ядер плазмы,

Таблица 1

	DT	D ₆ T ₆ CH	D ₃ T ₃ CH	BeDT	NT ₃ BD ₃
μ_*	2.5	3.07	3.5	4.66	5
Z_*	1	1.36	1.62	2	2.25
$(Z^2)_*$	1	3.5	5.37	6	10
χ_F	1	0.49	0.29	0.13	0.14
χ_r	1	3.15	4.44	3.44	5.63

$$\mu_* \equiv (\mu_D + \mu_T)x_F + \sum_a \mu_a x_a = 2.5 \left(1 - \sum_a x_a \right) + \sum_a \mu_a x_a, \quad (3)$$

Z_* — среднее число электронов, приходящееся на одно ядро плазмы,

$$Z_* \equiv 2x_F + \sum_a \mu_a x_a = \left(1 - \sum_a x_a \right) + \sum_a Z_a x_a, \quad (4)$$

$(Z^2)_*$ — средний квадрат заряда,

$$(Z^2)_* \equiv 2x_F + \sum_a Z_a^2 x_a = \left(1 - \sum_a x_a \right) + \sum_a Z_a^2 x_a. \quad (5)$$

Отличие критерия зажигания (1) от приведенного в работе [12] состоит в наличии множителя δ_r во втором слагаемом, который представляет собой долю энергии теплового излучения, покидающего объем рассматриваемой плазмы. При отсутствии примесей ($x_a = 0$) значения факторов χ_F , χ_u , χ_r , χ_c равны единице и критерий (1) переходит в критерий зажигания для чистой DT-плазмы.

В качестве примера DT-горючего, перемешанного с веществом аблятора, будет рассматриваться вещество с композиционным составом $D_n T_n \text{CH}$, представляющее собой смесь ядер дейтерия и трития с ядрами углерода и водорода аблятора из пластика. Такое вещество будет рассматриваться для значений $n = 6$ и $n = 3$, первое из которых отвечает массовой и атомарной долям примесей соответственно $m \approx 0.46$ и $x \approx 0.14$, второе — $m \approx 0.63$ и $x \approx 0.25$. В качестве твердого некриогенного горючего будут рассматриваться наиболее перспективные соединения [10] такого типа: аминоборан NT_3BD_3 ($m \approx 0.76$, $x \approx 0.25$) и гидрид бериллия BeDT ($m \approx 0.78$,

$x \approx 0.33$). В работе [12] было показано, что основное влияние наличие примесей оказывает на термоядерное энерговыделение и собственное излучение. В табл. 1 приведены значения факторов χ_F и χ_r для рассматриваемых типов веществ. Для сравнения можно указать, что для ВеДТ-плазмы факторы χ_u и χ_s , равные соответственно 0.72 и 0.83, в значительно меньшей степени отличаются от 1 (чистая ДТ-плазма), чем факторы χ_F и χ_r .

Расчет функции δ_r состоит в процедуре усреднения энергии излучения, покидающего объем сферической плазмы радиуса R , по энергии, а также по месту и направлению движения квантов, которые однородно и изотропно рождаются в плазме с начальным спектром тормозного излучения, а затем поглощаются в ней на пути движения к ее границе. С учетом спектра тормозного излучения

$$\frac{dW_r}{W_r d\varepsilon} = \exp\left(-\frac{h\nu}{k_B T}\right),$$

в котором W_r — интегральная лучеиспускательная способность,

$$W_r [\text{эрг}/\text{см}^3 \cdot \text{с}] = \frac{32\pi}{3} \left(\frac{2\pi k_B T}{3m_e}\right)^{1/2} \times \frac{(Z^2)_* Z_* e^6 \rho^2}{m_e m_n^2 \mu_*^2 c^3 h} = \chi_r W_{r(dt)} \approx 2.8 \cdot 10^{23} \chi_r T^{1/2} \rho^2, \quad (6)$$

выражение для δ_r имеет вид

$$\delta_r = \frac{3}{2} \times \int_0^1 \int_{-1}^0 \int_0^\infty \exp\left\{-\varepsilon - \left([1-z^2(1-\mu^2)]^{1/2} - z\mu\right) R\kappa(\varepsilon)\right\} \times z^2 d\varepsilon d\mu dz. \quad (7)$$

Здесь k_B — постоянная Больцмана, h — постоянная Планка, c — скорость света, e — заряд электрона, m_e и m_n — массы электрона и нейтрона, плотность плазмы ρ здесь и далее измеряется в г/см³, $W_{r(dt)}$ — интегральная лучеиспускательная способность чистой ДТ-плазмы, $h\nu$ — энергия кванта, $\varepsilon = h\nu/k_B T$, $z = r/R$, r — радиус точки рождения кванта, μ — косинус угла между направлением движения кванта и радиус-вектором точки рождения, $\kappa(\varepsilon)$ — коэффициент поглощения излучения с учетом вынужденного испускания [17]:

$$\kappa = W_r \frac{c^2 h^3}{8\pi (k_B T)^4 \varepsilon^3} [1 - \exp(-\varepsilon)]. \quad (8)$$

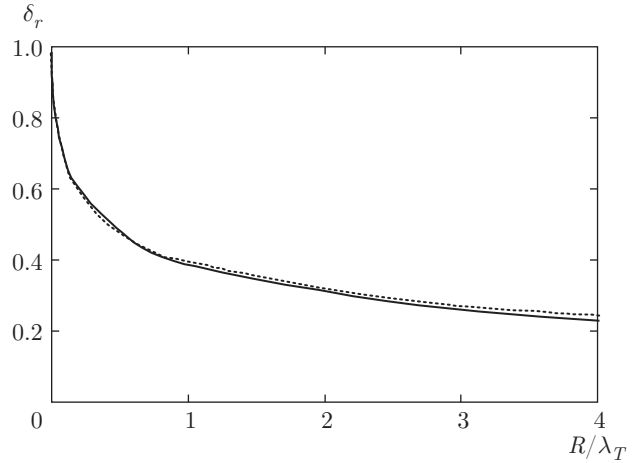


Рис. 1. Зависимость доли энергии теплового излучения, покидающего сферическую область зажигания, от отношения радиуса области зажигания к длине пробега кванта с энергией, равной температуре области зажигания

Используя (6) и (8), для коэффициента поглощения получаем

$$\kappa = 1.58 \frac{1 - \exp(-\varepsilon)}{\lambda_T \varepsilon^3}, \quad (9)$$

где λ_T — пробег теплового кванта с энергией $h\nu = k_B T$,

$$\lambda_T [\text{см}] = \frac{\lambda_{T(dt)}}{\chi_r} = 3.53 \frac{T^{7/2}}{\chi_r \rho^2}, \quad (10)$$

$\lambda_{T(dt)}$ — пробег теплового кванта в чистой ДТ-плазме.

Как следует из (7), (9) и (10), зависимость доли энергии теплового излучения, покидающего объем сферической плазмы, от ее радиуса, плотности, температуры и состава имеет масштабно-инвариантный характер по отношению к параметру $\beta = \rho^2 R (Z^2)_* Z_* / (\mu_*^2 T^{7/2})$:

$$\delta_r(R, \rho, T) = \delta_r(R/\lambda_T) = \delta_r(\beta).$$

В данной работе расчет функции $\delta_r(R/\lambda_T)$ выполнен на основе прямого численного моделирования по одномерной гидрокинетической программе ТЕРА [18], которая включает расчет переноса энергии продуктами термоядерных реакций и излучения на основе метода Монте-Карло. Для расчетов функции δ_r использовался только блок программы, обеспечивающий расчет переноса собственного излучения. Расчеты проводились для набора сферических мишеней с заданными, не изменяющимися со временем значениями радиуса, плотности и температуры плазмы, которые соответствовали изменению отношения R/λ_T от 0 до 4. Результаты расчетов пред-

ставлены на рис. 1. Они с высокой точностью (ошибка не превышает 2%) описываются простой аналитической зависимостью

$$\delta_r \approx \left[1 + 1.56 \left(\frac{R}{\lambda_T} \right)^{0.5} \right]^{-1}, \quad (11)$$

которая показана на рис. 1 пунктирной кривой.

Важно отметить сильную нелинейность зависимости доли поглощенной энергии излучения от отношения R/λ_T , в том числе и при малых значениях этого отношения. Это является следствием зависимостей спектральной лучеиспускательной способности и коэффициента поглощения от энергии квантов. В испускание большой вклад вносят низкочастотные кванты. Спектр излучения определяет первое слагаемое в аргументе экспоненты подынтегрального выражения в (7). С другой стороны, низкочастотные кванты поглощаются более эффективно, чем высокочастотные (см. выражение (7)). Коэффициент поглощения входит в качестве множителя второго слагаемого в аргумент экспоненты выражения (7).

В отличие от ядерных пробегов, обратно пропорциональных плотности, длины пробегов квантов излучения обратно пропорциональны квадрату плотности. Тем самым при заданном значении ρR отношение радиуса мишени к пробегу линейно растет с увеличением плотности. Мишень становится менее прозрачной для излучения всех частот, что приводит к смягчению условий ее зажигания и горения.

В приближении полной прозрачности области зажигания влияние наличия примесей на скорость потерь энергии W_r за счет излучения регулировалось фактором χ_r . Так же как и остальные факторы влияния примесей, фактор χ_r представляет собой функцию лишь среднего заряда и молекулярного веса вещества. Поэтому в приближении полной прозрачности критерий зажигания сохранял подобие по двум параметрам (поверхностной плотности ρR и температуре T области зажигания), которое имеет место для чистой ДТ-плазмы. Учет поглощения излучения приводит к появлению нового фактора влияния примесей, который представляет собой произведение $\chi_{ra} = \chi_r \delta_r$. Помимо того, что новый фактор влияния примесей является теперь нелинейной функцией, он является еще и функцией параметров области зажигания, причем функцией не только двух «традиционных» параметров критерия зажигания ρR и T , но и плотности области зажигания. Этот факт иллюстрирует выражение для параметра χ_{ra} , которое может быть записано с использованием приближенной формулы (11) для доли энергии излучения, покидающей область зажигания:

пользованием приближенной формулы (11) для доли энергии излучения, покидающей область зажигания:

$$\chi_{ra} \equiv \chi_r \delta_r = \frac{\chi_r}{1 + 0.83 \chi_r^{1/2} \rho^{1/2} \left(\frac{\rho R}{T^{7/2}} \right)^{1/2}}. \quad (12)$$

Таким образом, если критерий зажигания в приближении полностью прозрачной плазмы, что с высокой степенью точности справедливо для чистой ДТ-плазмы, относится к двум параметрам — поверхностной плотности и температуре области зажигания, то критерий зажигания ДТ-плазмы, содержащей инертные примеси, зависит еще от одного параметра — плотности плазмы.

В табл. 2 представлены значения отношения R/λ_T , долей энергии излучения, покидающей область зажигания δ_r и поглощенного в ней $(1 - \delta_r)$, а также параметра $\chi_{ra} = \chi_r \delta_r$ для одинаковых значений температуры и поверхностной плотности $T = 10$ кэВ и $\rho R = 0.3$ г/см², которые представляют собой характерные значения этих параметров, обеспечивающих зажигание чистой ДТ-плазмы, и для различных значений плотности $\rho = 300, 1000$ г/см³ для случаев чистой ДТ-плазмы, D₆T₆СН-плазмы, D₃T₃СН-плазмы, ВеДТ-плазмы и плазмы аминоборана.

Данные рис. 1 и табл. 2 показывают, что для всех рассматриваемых типов горючего наличие примесей приводит к значительному поглощению излучения в области горения, причем доля энергии поглощенного излучения существенно возрастает с увеличением плотности: при плотности 300 г/см³ она составляет около 20%, при плотности 1000 г/см³ — около 35%. Значение фактора влияния примесей в частично прозрачной плазме χ_{ra} в 1.2–1.3 раза меньше, чем значение фактора χ_r , для плазмы с плотностью 300 г/см³ и в 1.5–1.6 раз для плазмы с плотностью 1000 г/см³.

3. ВЛИЯНИЕ ИНЕРТНЫХ ПРИМЕСЕЙ НА ГРАНИЧНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ЗАЖИГАНИЯ

Снижение потерь энергии за счет поглощения излучения приводит к «смягчению» условий зажигания. В данном разделе на основании критерия (1) при значении $\beta = 0.87$ определяются условия зажигания изохорной ДТ-плазмы, содержащей инертные примеси, с учетом поглощения излучения в области зажигания. На рис. 2 показаны области зажигания чистой ДТ-плазмы, D₆T₆СН-плазмы, D₃T₃СН-плазмы, ВеДТ-плазмы и NT₃VD₃-плазмы,

Таблица 2

	DT	D ₆ T ₆ CH	D ₃ T ₃ CH	BeDT	NT ₃ BD ₃
$\rho = 300 \text{ г/см}^3, \rho R = 0.3 \text{ г/см}^2, T = 10 \text{ кэВ}$					
R/λ_T	0.008	0.0256	0.0256	0.028	0.044
δ_r	0.9	0.82	0.79	0.81	0.77
$1 - \delta_r$	0.1	0.18	0.21	0.19	0.23
$\chi_{ra} = \chi_r \delta_r$	0.9	2.6	3.5	2.8	4.3
$\rho = 1000 \text{ г/см}^3, \rho R = 0.3 \text{ г/см}^2, T = 10 \text{ кэВ}$					
R/λ_T	0.027	0.084	0.12	0.092	0.152
δ_r	0.81	0.7	0.65	0.68	0.625
$1 - \delta_r$	0.19	0.3	0.35	0.32	0.375
$\chi_{ra} = \chi_r \delta_r$	0.81	2.2	2.9	2.3	3.5

рассчитанные по критерию (1) с учетом и без учета поглощения излучения для двух значений плотности 300 и 1000 г/см³. На кривых рис. 2 выполняется условие равенства правой и левой частей выражения (1), т. е. $W_F = W_u + W_r + W_e$. Эти кривые, которые можно назвать кривыми зажигания, ограничивают области зажигания снизу, т. е. области зажигания для перечисленных веществ лежат выше соответствующих кривых зажигания. Зависимости $\rho R(T)$ кривой зажигания для плазмы, содержащей инертные примеси, имеют минимум, который аналогичен минимуму кривой зажигания для чистой DT-плазмы [1, 2]. При температурах, меньших температуры, отвечающей минимуму кривой зажигания T_{ig^*} , эта зависимость определяется доминирующим вкладом потерь энергии на движение вещества и собственное излучение, когда $W_F \approx W_u + W_r$, при температурах, больших температуры T_{ig^*} — доминирующим вкладом потерь энергии на движение вещества и электронную теплопроводность, когда $W_F \approx W_u + W_e$. Имея в виду, что энергия области зажигания

$$E_{ig} [\text{Дж}] \equiv \frac{4\pi}{3} \frac{(\rho R)^3}{\rho^2} C_V T = 4.9 \cdot 10^8 \chi_u^{2/3} T \frac{(\rho R)^3}{\rho^2}, \quad (13)$$

($C_V = 1.15 \cdot 10^8 \chi_u^{2/3} \text{ Дж} \cdot \text{г}^{-1} \cdot \text{кэВ}^{-1}$ — удельная теплоемкость) при заданной плотности значительно сильнее зависит от поверхностной плотности, чем от температуры, масштаб минимальной энергии зажига-

ния определяется минимальным значением поверхностной плотности и относящимся к нему значением температуры кривой зажигания T_{ig^*} .

Анализ данных рис. 2 показывает, что учет поглощения приводит к значительному расширению областей зажигания. Кривые зажигания сдвигаются в сторону меньших значений температуры и поверхностной плотности. В трех верхних разделах табл. 3 приведены оптимальные параметры зажигания — значение минимальной поверхностной плотности и относящееся к нему значение T_{ig^*} , а также значение минимальной энергии зажигания (см. формулу (13)), рассчитанные с учетом и без учета поглощения излучения для всех рассматриваемых веществ. Для оптимальных параметров зажигания приведены также значения доли энергии излучения, покидающего область зажигания.

Включение в критерий зажигания эффекта поглощения излучения приводит к существенному снижению («улучшению») оптимальных параметров зажигания. Так, при плотности 1000 г/см³ поглощение в области зажигания 30–40% энергии излучения приводит в случае «перемешанной» DT-плазмы к уменьшению оптимальной поверхностной плотности по сравнению с приближением прозрачности от 0.6 до 0.56 г/см², температуры — от 12.5 до 11 кэВ, энергии зажигания от 1.25×10^3 до $8.9 \cdot 10^2$ Дж для D₆T₆CH-горючего, а для D₃T₃CH-горючего — поверхностной плотности от 1 до 0.85 г/см², температуры от 15.4 до 13.4 кэВ и энергии зажигания от $7.3 \cdot 10^3$ до $3.7 \cdot 10^3$ Дж.

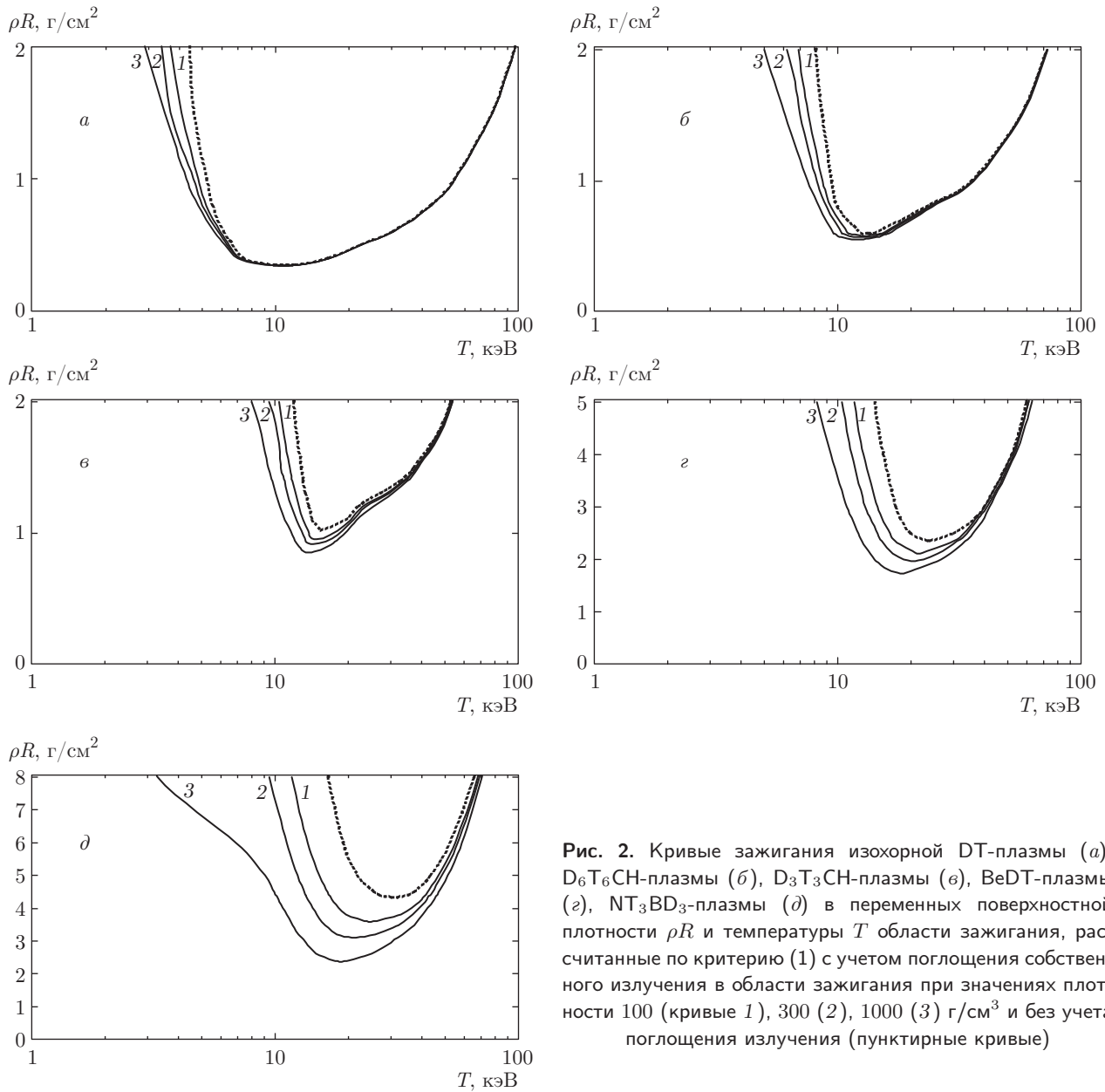


Рис. 2. Кривые зажигания изохорной DT-плазмы (а), D_6T_6CH -плазмы (б), D_3T_3CH -плазмы (в), $BeDT$ -плазмы (г), NT_3BD_3 -плазмы (д) в переменных поверхностной плотности ρR и температуры T области зажигания, рассчитанные по критерию (1) с учетом поглощения собственного излучения в области зажигания при значениях плотности 100 (кривые 1), 300 (2), 1000 (3) $г/см^3$ и без учета поглощения излучения (пунктирные кривые)

Для рассматриваемых типов некриогенного горючего оптимальная поверхностная плотность уменьшается от 2.4–4.3 до 1.7–2.3 $г/см^2$, температура — от 23.5–30 до 18–18.5 кэВ, энергия зажигания — от 0.13–0.94 МДж до 34–94 кДж. Интересно отметить, что доля поглощенной энергии излучения, соответствующая оптимальным параметрам зажигания рассмотренных типов горючего (30–40% для плотности 1000 $г/см^3$ и 15–20% для плотности 300 $г/см^3$), осталась практически той же, что и в рассмотренном выше примере для параметров зажигания $\rho R = 0.3 г/см^2$ и $T = 10$ кэВ (см. табл. 2). Это связано с сильной зависимостью коэффициента поглощения от температуры, как $T^{-7/2}$,

вследствие чего восьми–десятикратное превышение оптимального значения поверхностной плотности по сравнению с величиной 0.3 $г/см^2$ компенсируется двукратным увеличением температуры.

Помимо использования аналитического критерия (1) эффективность горения мишеней, содержащих инертные примеси, исследовалась на основе численного моделирования по полной версии одномерной гидрокинетической программы ТЕРА. Модельная мишень представляла собой шар с однородной плотностью 1000 $г/см^3$ и поверхностной массой $\rho R = 10 \div 20 г/см^2$, столь большой, что с точки зрения процесса горения использование такой мишени означает исследование процесса зажи-

Таблица 3

	DT	D ₆ T ₆ CH	D ₃ T ₃ CH	BeDT	NT ₃ BD ₃
Критерий зажигания (1) без учета поглощения					
$(\rho R)_{ig(min)}$, г/см ³	0.35	0.6	1	2.4	4.3
T_{ig} , кэВ	10	12.5	15.4	23.5	30
$\rho = 300$ г/см ³					
E_{ig} , Дж	$2.3 \cdot 10^3$	$1.4 \cdot 10^4$	$8.1 \cdot 10^4$	$1.4 \cdot 10^6$	$1.0 \cdot 10^7$
$\rho = 1000$ г/см ³					
E_{ig} , Дж	$2 \cdot 10^2$	$1.25 \cdot 10^3$	$7.3 \cdot 10^3$	$1.26 \cdot 10^5$	$9.4 \cdot 10^5$
Критерий зажигания (1) с учетом поглощения. $\rho = 300$ г/см ³					
$(\rho R)_{ig(min)}$	0.344	0.57	0.92	2.0	3
T_{ig}	10.5	12.2	14	20.5	21
E_{ig}	$2.3 \cdot 10^3$	$1.2 \cdot 10^4$	$5.5 \cdot 10^4$	$7.1 \cdot 10^5$	$2.5 \cdot 10^6$
δ_r	0.89	0.82	0.79	0.85	0.79
$1 - \delta_r$	0.11	0.18	0.21	0.15	0.21
Критерий зажигания (1) с учетом поглощения. $\rho = 1000$ г/см ³					
$(\rho R)_{ig(min)}$	0.342	0.56	0.85	1.7	2.35
T_{ig}	10.5	11	13.4	18	18.5
E_{ig}	$2 \cdot 10^2$	$8.9 \cdot 10^2$	$3.7 \cdot 10^3$	$3.4 \cdot 10^4$	$9.4 \cdot 10^4$
δ_r	0.82	0.79	0.65	0.72	0.64
$1 - \delta_r$	0.18	0.21	0.35	0.28	0.36
ТЕРА. $\rho = 1000$ г/см ³					
$(\rho R)_{ig(min)}$	0.32	0.5	0.9	2	2.0
T_{ig}	14.4	19	20	26	25
E_{ig}	$2.3 \cdot 10^2$	$1.1 \cdot 10^3$	$6.6 \cdot 10^3$	$8 \cdot 10^4$	$7.8 \cdot 10^4$
δ_r	0.89	0.85	0.8	0.83	0.77
$1 - \delta_r$	0.11	0.15	0.2	0.17	0.23

гаия в практически безграничной среде. Для сравнения укажем, что поверхностная плотность эффективно горящих мишеней при выделении термоядерной энергии, превышающей начальную энергию мишени более чем в 100 раз, составляет 3–4 г/см² в случае чистой DT-плазмы [1, 2] и 6–7 г/см² в случае BeDT-плазмы [10, 11]. В мишени присутствовала центральная сферическая область зажигания, которая в пределах заданного радиуса R_{ig} имела однородно распределенную температуру T_{ig} , значи-

тельно превосходящую температуру остальной части мишени, которая составляла 1 кэВ. Серии численных расчетов были выполнены для всех рассматриваемых типов термоядерного вещества при изменении начальной температуры и радиуса области зажигания (при фиксированной плотности это означало изменение поверхностной плотности). Отдельная серия расчетов представляла собой набор расчетов при фиксированной поверхностной плотности и различных значений температуры. Горение мише-

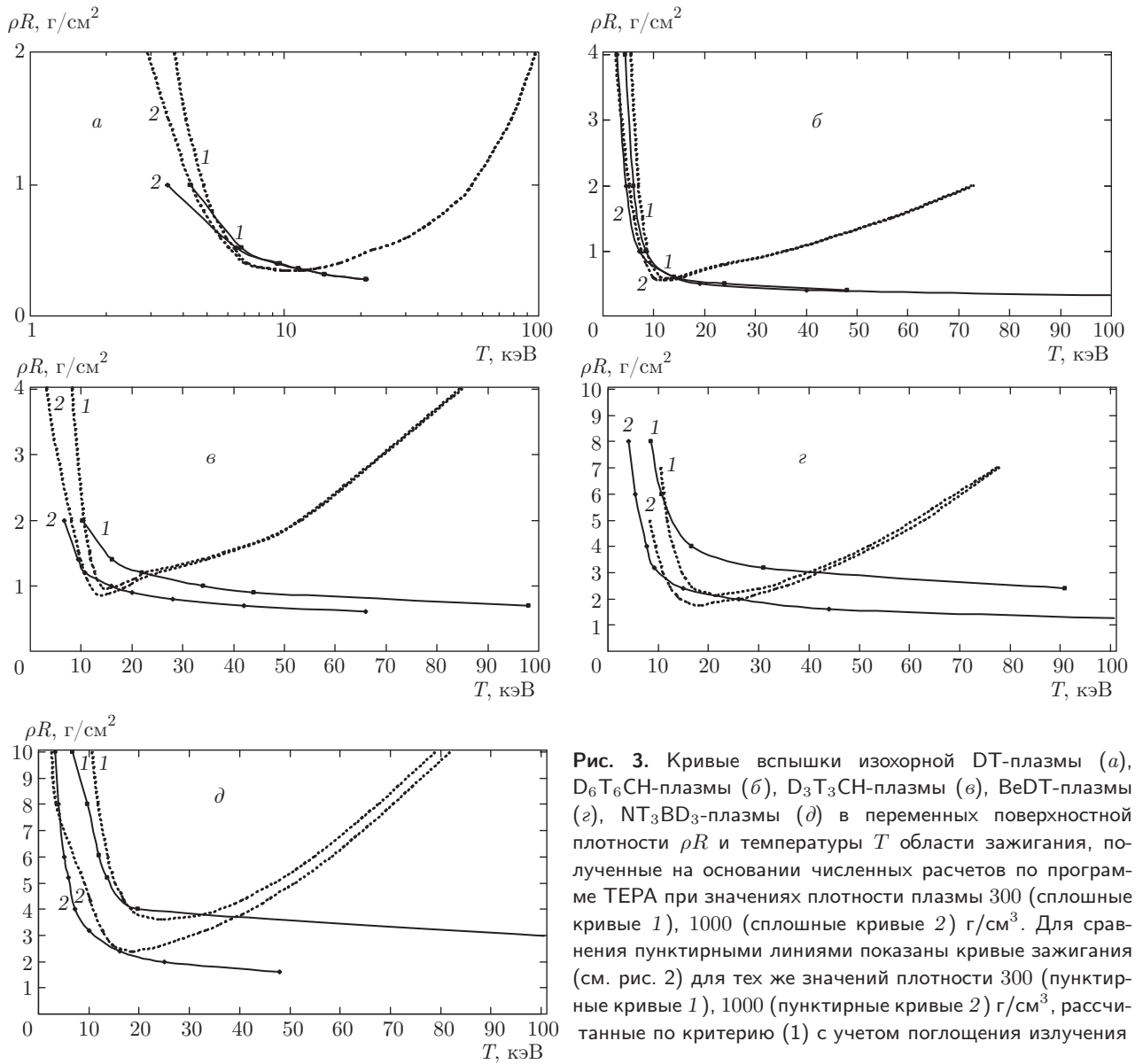


Рис. 3. Кривые вспышки изохорной DT-плазмы (а), D_6T_6CH -плазмы (б), D_3T_3CH -плазмы (в), BeDT-плазмы (г), NT_3BD_3 -плазмы (д) в переменных поверхностной плотности ρR и температуры T области зажигания, полученные на основании численных расчетов по программе TERA при значениях плотности плазмы 300 (сплошные кривые 1), 1000 (сплошные кривые 2) $г/см^3$. Для сравнения пунктирными линиями показаны кривые зажигания (см. рис. 2) для тех же значений плотности 300 (пунктирные кривые 1), 1000 (пунктирные кривые 2) $г/см^3$, рассчитанные по критерию (1) с учетом поглощения излучения

ни классифицировалось как эффективное по факту возникновения термоядерной вспышки — практически скачкообразного увеличения скорости энерговыделения по мере распространения фронта центральной нагретой области в окружающее холодное горючее. В отличие от критерия зажигания (1), который относится только к начальному моменту времени, критерий термоядерной вспышки [19,20] представляет собой критерий распространения самоподдерживающейся волны термоядерного горения [21] в безграничной плазме. В зависимости от параметров области зажигания к вспышке в безграничной плазме может привести как распространение волны реакций синтеза с непрерывно возрастающей за

фронтом волны температурой — при достаточно высокой начальной поверхностной плотности области зажигания, так и распространение волны с временно уменьшающейся температурой — при относительно низких начальных значениях поверхностной плотности, но высоких значениях температуры области зажигания [22–24]. Понятно, что полный критерий вспышки, помимо температуры и поверхностной плотности области зажигания, а также плотности мишени, должен включать еще один параметр зажигания — поверхностную плотность холодного горючего. Действительно, в случае недостаточной поверхностной плотности волна термоядерного горения может затухнуть до момента возникновения

вспышки. Тем не менее, для мишеней ИТС с поверхностной плотностью в указанном выше диапазоне 3–7 г/см², обеспечивающей возможность значительного выгорания горючего, что является необходимым условием для использования мишени в термоядерном реакторе, критерий вспышки в безграничной мишени является корректным.

Кривые вспышки для рассматриваемых типов горючего, построенные по результатам численных расчетов по программе ТЕРА, показаны на рис. 3. Кривые вспышки, практически совпадая с кривыми зажигания критерия (1) в области низких температур, близких к радиационному пределу, и в области минимальных значений поверхностной плотности, лежат значительно ниже кривых зажигания в области высоких температур. Как указывалось выше, правые ветви кривых зажигания (область высоких температур) определяются конкуренцией процессов термоядерного энерговыделения и переноса энергии за пределы области зажигания, которые по определению критерия зажигания считаются исключительно каналами потерь энергии. При распространении самоподдерживающейся волны термоядерного горения электронная теплопроводность, а также перенос энергии излучением и α -частицами являются процессами, ответственными за распространение фронта волны. По поводу переноса излучения следует отметить, что по мере развития горения температура и, как следствие, прозрачность области горения возрастают, несмотря на увеличение размера этой области. В результате практически все излучение поглощается на фронте волны горения — в пограничном слое холодного горючего — и участвует тем самым в распространении волны горения. Таким образом, указанные процессы переноса энергии, с одной стороны, сдерживают рост температуры, но с другой стороны, увеличивают поверхностную плотность за фронтом волны горения. Увеличение поверхностной плотности в процессе распространения волны горения при условии достаточно большого запаса значения начальной температуры и приводит к вспышке в безграничной плазме при превышении начальной поверхностной плотностью значения, близкого к минимальному значению критерия зажигания.

В последнем (нижнем) разделе табл. 3 приведены значения поверхностной плотности и температуры, отвечающие минимальному значению энергии, которое соответствовало достижению вспышки в численных расчетах по программе ТЕРА. Важно отметить, что минимальные значения энергии по критерию вспышки близки для обоих типов некрио-

генного горючего и составляют около 80 кДж, что примерно в 2.3 раза больше значения энергии зажигания для BeDT-плазмы и в 1.2 раза меньше энергии зажигания для рассмотренного оптимального режима NT₃BD₃-плазмы.

Таким образом, учет эффекта поглощения собственного излучения плазмы в области зажигания, особенно при плотности 1000 г/см³, приводит к заметному снижению негативного влияния наличия в DT-плазме инертных примесей на параметры быстрого зажигания мишеней ИТС. В случае DT-горючего, перемешанного с веществом аблятора, когда массовая доля примесей может составлять несколько десятков процентов, учет эффекта поглощения приводит к 30-процентному уменьшению энергии зажигания в случае D₆T₆CH-горючего и 50-процентному — в случае D₃T₃CH-горючего по сравнению с результатами расчетов в приближении прозрачной плазмы. В случае некриогенного термоядерного горючего в виде соединений BeDT или NT₃BD₃, в которых массовая доля примесей превышает массовую долю DT-изотопов, расчеты с учетом поглощения излучения дают энергию зажигания около 80 кДж, что в 2–3 раза меньше по сравнению с данными расчетов, выполненных в приближении прозрачной области зажигания [10].

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Поглощение собственного излучения термоядерной плазмы может играть существенную роль в иерархии процессов, ответственных за быстрое зажигание мишени ИТС в условиях, когда DT-горючее мишени содержит значительную долю инертных примесей, в том числе примесей легких элементов, таких как литий, бериллий, бор, азот и углерод, которые могут проникать в DT-горючее в результате его перемешивания с веществом аблятора мишени или изначально входить в состав некриогенного термоядерного горючего. За счет квадратичной зависимости коэффициента поглощения излучения от плотности плазмы число параметров критерия зажигания при учете эффекта поглощения увеличивается: к традиционным параметрам зажигания прозрачной плазмы — поверхностной плотности и температуре — добавляется массовая плотность.

Учет эффекта поглощения собственного излучения плазмы в области зажигания приводит к снижению негативного влияния наличия примесей на параметры быстрого зажигания мишеней

ИТС с ростом плотности. В случае DT-горючего, перемешанного с веществом аблятора, когда массовая доля примесей может составлять несколько десятков процентов, учет эффекта поглощения может приводить к 30–50-процентному уменьшению энергии зажигания, а в случае BeDT- или NT₃BD₃-плазмы, когда массовая доля примесей превышает массовую долю DT-изотопов — к снижению энергии зажигания в 2–3 раза по сравнению с результатами расчетов в приближении прозрачной плазмы.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 14-02-00430).

ЛИТЕРАТУРА

1. V. B. Rozanov, C. P. Verdon, M. Decroisette et al., in *Energy from Inertial Fusion*, ed. by W. J. Hogan, IAEA, Vienna (1995).
2. S. Atzeni and J. Meyer-ter-Vehn, *The Physics of Inertial Fusion*, Oxford Univ. Press, Oxford (2004).
3. С. А. Бельков, А. В. Бессараб, О. А. Винокуров и др., Письма в ЖЭТФ **67**, 161 (1998).
4. J. M. Wallace, Phys. Rev. Lett. **82**, 3807 (1999).
5. J. A. Marozas, F. J. Marshall, R. S. Craxton et al., Phys. Plasmas **13**, 056311 (2006).
6. R. L. McCrory, R. E. Bahr, R. Betti et al., Nucl. Fusion **41**, 1413 (2001).
7. H. Takabe, H. Nagatomo, A. Sunahara et al., Fusion Eng. Design **44**, 105 (1999).
8. M. J. Edwards, P. K. Patel, J. D. Lindl et al., Phys. Plasmas **20**, 070501 (2013).
9. O. A. Hurricane, D. A. Callahan, D. T. Casey et al., Nature **506**, 343 (2014).
10. С. Ю. Гуськов, Н. В. Змитренко, В. Е. Шерман, ЖЭТФ **143**, 770 (2013).
11. С. Ю. Гуськов, Н. В. Змитренко, Д. В. Ильин, В. Е. Шерман, Физика плазмы **41**, 1 (2015).
12. С. Ю. Гуськов, Д. В. Ильин, В. Е. Шерман, Физика плазмы **37**, 1096 (2011).
13. N. G. Basov, S. Yu. Gus'kov, and L. P. Feoktistov, J. Sov. Laser Res. **13**, 396 (1992).
14. M. Tabak, J. Hammer, M. E. Glinsky et al., Phys. Plasmas **1**, 1626 (1994).
15. В. А. Щербаков, Физика плазмы **9**, 409 (1983).
16. R. Betti, C. D. Zhou, K. S. Anderson et al., Phys. Rev. Lett. **98**, 155001 (2007).
17. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер, *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений*, Физматлит, Москва (1963).
18. S. Yu. Gus'kov, D. V. Il'in, A. A. Levkovsky et al., Laser Part. Beams **16**, 29 (1998).
19. S. Yu. Gus'kov, O. N. Krokhin, and V. B. Rozanov, Nucl. Fusion **16**, 957 (1976).
20. Е. Н. Аврорин, Л. П. Феоктистов, Л. И. Шибаршов, Физика плазмы **6**, 965б (1980).
21. А. Ф. Настоящий, Л. П. Шевченко, Атомная энергия **32**, 451 (1972).
22. S. Yu. Gus'kov and V. B. Rozanov, in *Nuclear Fusion by Inertial Confinement*, ed. by G. Velarde et al., CRC Press (1993), p. 293.
23. A. Caruso and C. Strangio, Laser Part. Beams **18**, 35 (2000).
24. А. А. Андреев, С. Ю. Гуськов, Д. В. Ильин и др., ЖЭТФ **119**, 80 (2001).