ЖЭТФ, 2025, том 167, вып. 5, стр. 635–644

ВЫНУЖДЕННОЕ РАССЕЯНИЕ В УСЛОВИЯХ ЭКСПЕРИМЕНТА С ДВУМЯ ПЕРЕСЕКАЮЩИМИСЯ ЛАЗЕРНЫМИ ПУЧКАМИ

Н. Н. Демченко [a*], *С. Г. Гаранин* [b], *С. Ю. Гуськов* [a], *С. Ю. Головкин* [b], *В. Н. Деркач* [b], *Л. А. Душина* [b], *В. Н. Пугачева* [b], *И. Р. Смагин* [b]

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

[b] *Российский федеральный ядерный центр —*
Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики
607188, Саров, Нижегородская обл., Россия

Поступила в редакцию 10 декабря 2024 г.,
после переработки 10 декабря 2024 г.
Принята к публикации 21 декабря 2024 г.

Проведено экспериментальное и теоретическое исследование вынужденного рассеяния CBET (crossed-beam energy transfer) при взаимодействии двух пересекающихся лазерных пучков в подкритической плазме. Предложена и реализована схема эксперимента по облучению тонкого твердотельного слоя пучками, имеющими небольшую (0–6 Å) разность длин волн. На слой из (C_nH_n) толщиной 2 мкм падало излучение пучков на несущей частоте второй гармоники Nd-лазера с плотностью потока $\sim 10^{14}$ Вт/см^2 и длительностью импульсов около 5 нс. Угол падения каждого пучка равнялся 35°, а угол между осями пучков составлял 70°. При фокальном пятне диаметром около 300 мкм разлет плазмы в области пересечения пучков был близок к одномерному плоскому разлету. Это позволило при некоторой разности длин волн пучков максимально приблизить взаимодействие электромагнитных волн с акустической волной к резонансному взаимодействию. Измеренная в эксперименте доля увеличения энергии в прошедшем через плазму пучке за счет процесса CBET составила 10–20% в зависимости от разности длин волн. Предложена модель рассеяния CBET, в которой диссипация акустических возмущений учитывалась с помощью ограниченной ионной вязкости. Гидродинамические расчеты взаимодействия пучков в плазме с учетом такой модели дали хорошее согласие с экспериментом по величине энергии, передаваемой между пучками.

DOI: 10.31857/S0044451025050037

1. ВВЕДЕНИЕ

При сжатии лазерной термоядерной мишени появляются различные виды потерь энергии, что повышает требования к величине коэффициента усиления мишени (отношения выделившейся энергии ядерных реакций к тепловой энергии плазмы). Одним из видов потерь энергии является неполное поглощение лазерного излучения в разлетающейся плазме. Эффективность поглощения может уменьшиться из-за процесса вынужденного рассеяния Мандельштама – Бриллюэна (ВРМБ). Вынужденное рассеяние препятствует прохождению лазерного излучения в более плотную плазму, где коэффициент поглощения выше. В разлетающейся навстречу лазерному пучку плазме при нормальном падении излучения вынужденное рассеяние происходит при взаимодействии двух встречных электромагнитных волн с акустической волной (трехволновое взаимодействие) [1]. При этом входящая в плазму электромагнитная волна ослабляется, а выходящая волна усиливается. Выходящая волна возникает на критической поверхности в результате линейного процесса отражения падающей волны. Волновые векторы электромагнитных волн в общем случае составляют между собой угол, меньший 180°. При многопучковом облучении сферической мишени встречные волны возникают как при отражении излучения одного пучка от каустической поверхности, так и при рефракции излучения от других пучков [2, 3]. Та-

* E-mail: demchenkonn@lebedev.ru

кой вид рассеяния был назван CBET (crossed-beam energy transfer). В настоящее время рассеяние CBET широко исследуется экспериментально и теоретически [2–9]. Исследовано его влияние на уменьшение гидродинамической эффективности сжимаемых сферических мишеней [4,5]. Рассеяние CBET может проявляться и в схемах непрямого облучения мишени, когда лазерные пучки перекрываются во входных отверстиях полости. В этом случае предлагается использовать небольшой частотный сдвиг (порядка нескольких ангстрем) между перекрывающимися пучками [6–8]. С помощью частотного сдвига можно управлять процессом рассеяния и изменять угловое распределение падающего лазерного потока внутри полости.

Для исследования передачи энергии от одного лазерного пучка к другому можно рассматривать взаимодействие двух пересекающихся пучков в подкритической плазме. Если волновые векторы двух пересекающихся волн $\mathbf{k}_0$ и $\mathbf{k}_1$ составляют между собой некоторый угол, то в рассеянии участвуют встречные компоненты этих векторов k_{0s} и k_{1s}. Встречные компоненты лежат на линии, определяемой разностью $\mathbf{k}_s = \mathbf{k}_0 - \mathbf{k}_1$, где $\mathbf{k}_s$ — волновой вектор акустической волны. Акустическая волна возникает под действием пондеромоторной силы. Длина вектора $\mathbf{k}_s$ в два раза больше длин компонент k_{0s} и k_{1s}. Это является следствием того, что квадрат суммарного поля изменяется в пространстве в два раза чаще, чем само поле. Максимумы амплитуды поля могут перемещаться в пространстве, если частоты волн ω_0 и ω_1 различны. Всегда можно перейти в новую систему координат, в которой частоты волн ω_0' и ω_1' будут одинаковы [1]. Пусть

$$\mathbf{r} = \mathbf{r}' + \mathbf{u}_s t, \quad \mathbf{u} = \mathbf{u}' + \mathbf{u}_s.$$

Найдем скорость $\mathbf{u}_s$, при которой $\omega_0' = \omega_1'$. В новой системе координат

$$\omega_0' = \omega_0 - \mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{u}_s, \quad \omega_1' = \omega_1 - \mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{u}_s.$$

Вводя обозначение $\omega_s = \omega_0 - \omega_1$, из равенства частот ω_0' и ω_1' получаем

$$\mathbf{u}_s = \mathbf{k}_s \omega_s / k_s^2.$$

В новой системе координат может существовать резонансная точка

$$\mathbf{u}' \cdot \mathbf{k}_s = \pm c_s k_s,$$

где c_s — скорость звука. Знак перед c_s определяет направление передачи энергии из одной волны в другую. При положительном знаке энергия передается из волны $\mathbf{k}_1$ в волну $\mathbf{k}_0$. Отрицательный знак соответствует передаче в противоположном направлении [9]. В лабораторной системе координат условия резонансного возникновения акустической волны записываются в виде [2, 9]

$$\mathbf{u} \cdot \mathbf{k}_s - \omega_s = \pm c_s k_s, \quad \mathbf{k}_s = \mathbf{k}_0 - \mathbf{k}_1, \quad \omega_s = \omega_0 - \omega_1.$$

Скорость $\mathbf{u}$ меняется в пространстве, поэтому согласно приведенному условию резонансные точки будут лежать на некоторой резонансной поверхности.

Для проведения экспериментальных исследований перераспределения энергии между пучками по механизму CBET использовались два канала лазерной установки «Луч» [10]. Лазерное излучение двух пучков фокусировалось на поверхность тонкой твердотельной мишени так, что оси пучков составляли между собой некоторый угол. Основной частотой излучения была частота второй гармоники излучения Nd-лазера (длина волны $\lambda = 0.53$ мкм). Пучки имели небольшую разность длин волн $\Delta\lambda$ (варьировалась в диапазоне 0–6.5 Å) и задержку по времени начала воздействия на мишень. В следующих разделах будут рассмотрены физико-математическая модель CBET при пересечении двух пучков в подкритической плазме, условия эксперимента и его результаты, а также численное моделирование передачи энергии между пучками для условий эксперимента.

2. УРАВНЕНИЯ, ОПИСЫВАЮЩИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ДВУХ ПЕРЕСЕКАЮЩИХСЯ ПУЧКОВ

Рассмотрим сначала случай двух встречных пучков с одинаковой частотой в плазме, движущейся вдоль оси x. Пусть лазерное излучение с интенсивностью q_0 падает в направлении, противоположном направлению оси x, а излучение с интенсивностью q_1 направлено вдоль оси x. Условно назовем волну q_0 падающей волной, а волну q_1 — рассеянной волной. Рассеянное излучение возникает на неоднородностях плотности плазмы, создаваемых пондеромоторной силой лазерного излучения. Из-за интерференции встречных волн амплитуда суммарного поля имеет осциллирующую часть, которая создает осцилляции плотности плазмы. Уравнения, описывающие изменение интенсивностей q_0 и q_1 без учета поглощения излучения, получены в [1]:

$$\frac{dq_0}{dx} = Bq_0 q_1, \tag{1}$$

$$\frac{dq_1}{dx} = Bq_0q_1, \quad (2)$$

$$B = \frac{\mu M k^2 G}{c\beta\rho_c^2 c_s^3},$$

$$G = \left[(M^2-1)^2 + \left(\frac{2\mu k\beta M}{\rho c_s}\right)^2\right]^{-1}, \quad (3)$$

где ω и $k = \omega/c$ — частота и волновое число лазера, $\beta = \varepsilon^{1/2} = (1-\rho/\rho_c)^{1/2}$, ρ — плотность плазмы, ρ_c — критическая плотность, $c_s = [(ZT_e + T_i)/m_i]^{1/2}$ — скорость звука, Z, m_i и T_i — соответственно заряд, масса и температура ионов, T_e — температура электронов, $M = u/c_s$ — число Маха, u — скорость плазмы, μ — коэффициент ионной вязкости. Знак коэффициента B в (1)–(3) определяется знаком M, т. е. знаком скорости. При $M > 0$ интенсивность q_0 уменьшается в направлении распространения волны, так как распространение идет в сторону уменьшения x. При этом интенсивность q_1 возрастает в направлении распространения волны. В этом случае энергия передается из падающей волны q_0 в рассеянную волну q_1. При $M < 0$ энергия передается из рассеянной волны q_1 в падающую волну q_0. Поэтому деление волн на падающую и рассеянную волны является условным, так как обмен энергией между волнами может идти в обе стороны в зависимости от знака M. Безразмерный множитель G в (3) имеет резонансный характер зависимости от числа Маха M с точкой резонанса $M = 1$.

Рассмотрим коэффициент ионной вязкости μ. В работе [11] для него получено выражение

$$\mu = 0.96\rho v_{Ti} l_i,$$

где v_{Ti} и l_i — соответственно тепловая скорость и длина пробега ионов (далее множитель 0.96 будем приближенно считать равным единице). Такой коэффициент применим, если длина пробега ионов меньше длины волны λ_s пространственных осцилляций скорости в акустической волне. В противном случае необходимо использовать ограниченный коэффициент вязкости. Вязкостное давление можно записать в виде

$$p_v = \rho v_{Ti}\Delta u,$$

где $\Delta u = l_i \partial u/\partial x$ в случае $l_i < \lambda_s$. При $l_i > \lambda_s$ в качестве Δu необходимо использовать максимальное изменение скорости $\Delta u = u_{max} - u_{min}$. Такое ограничение можно сделать, если вместо l_i использовать эффективную величину l_{ef} порядка λ_s. Определим более точно l_{ef}. Если возмущение скорости δu имеет вид $\delta u = a\sin(k_s x)$, то максимум ее производной $(\partial\delta u/\partial x)_{max} = ak_s$, а $\Delta u = 2a$ (синус изменяется от -1 до 1). Эффективную величину l_{ef} определяем из соотношения

$$l_{ef}(\partial\delta u/\partial x)_{max} = \Delta u.$$

Это дает выражение

$$l_{ef} = 2/k_s = \lambda_s/\pi.$$

В лазерной плазме, как правило, $l_i > \lambda_s/\pi$. Например, в условиях эксперимента на установке NIF (National Ignition Facility, США) [12] при температуре ионов 2.5 кэВ и их плотности $2.85\cdot 10^{-2}$ г/см^3 в CH-плазме $l_i = 0.66$ мкм [13], а $\lambda/\pi = 0.11$ мкм, где $\lambda = 0.35$ мкм — длина волны лазерного излучения. Поскольку $\lambda_s \sim \lambda$, здесь в выражении для коэффициента вязкости необходимо использовать l_{ef}. Далее при рассмотрении параметров плазмы в условиях эксперимента на установке «Луч» будет показано, что $l_i \gg \lambda_s/\pi$, и поэтому необходимо использовать l_{ef}. Отметим, что диссипация плотности импульса $\rho\Delta u$ должна происходить на кулоновской длине пробега l_i. Для этого необходимо выполнение условия $l_i \ll L$ (L — характерный размер неоднородности плазмы), которое в лазерной плазме, как правило, выполняется.

В рассматриваемой здесь модели СВЕТ предполагается столкновительная диссипация ионных возмущений за счет ограниченной ионной вязкости. В литературе рассматривается также бесстолкновительная диссипация (затухание Ландау). Бесстолкновительная диссипация на ионах при $ZT_e/T_i > 6$ мала [14], так как скорость звука определяется в основном электронным давлением. При этом в резонансе с волной находится экспоненциально малая часть ионов. Далее будет показано, что в условиях эксперимента на установке «Луч» $ZT_e/T_i > 6$. Бесстолкновительная диссипация на электронах также мала из-за малости отношения масс электрона и иона [15]:

$$\gamma_s/c_s k_s = (\pi Z m_e/8m_i)^{1/2},$$

где γ_s — декремент затухания ионного звука, m_e и m_i — массы электрона и иона. Сравним бесстолкновительную диссипацию на электронах со столкновительной диссипацией за счет ионной вязкости. Запишем член бесстолкновительной диссипации $\gamma_s\delta u$, входящий в уравнение движения плазмы, в виде эффективного вязкостного члена:

$$\gamma_s \delta u = -\frac{\mu_\gamma}{\rho}\frac{\partial^2 \delta u}{\partial x^2}. \tag{4}$$

Функция δu является осциллирующей функцией координаты x, поэтому взятие производной по x равносильно умножению на волновое число k_s. Тогда из (4) следует выражение

$$\mu_\gamma = \gamma_s \rho / k_s^2.$$

Сравним коэффициент μ_γ со столкновительным коэффициентом $\mu = \rho v_{Ti} l_{ef}$ при $l_{ef} = \lambda_s/\pi$. Для отношения этих коэффициентов получаем

$$\mu_\gamma/\mu = (\pi Z m_e/32 m_i)^{1/2}(1 + ZT_e/T_i)^{1/2}.$$

Так как $m_e/m_i \ll 1$, а в условиях лазерной плазмы отношение ZT_e/T_i не настолько большое, чтобы компенсировать малость m_e/m_i, то $\mu_\gamma/\mu \ll 1$. Поэтому в лазерной плазме бесстолкновительной диссипацией ионных возмущений на электронах можно пренебречь. Кинетическая модель столкновительного затухания [14] дает величину декремента, недостаточную для объяснения экспериментальных результатов [3]. Если от кинетического столкновительного декремента [14] $\gamma_c = (4/5)\nu_{ii} v_{Ti}^2/c_s^2$ (здесь $\nu_{ii} = v_{Ti}/l_i$ — частота ион-ионных столкновений) перейти к эквивалентному коэффициенту вязкости $\mu_c = \gamma_c \rho / k_s^2$ и сравнить его с коэффициентом ионной вязкости $\mu = \rho v_{Ti} l_i$, то для отношения этих коэффициентов получаем

$$\mu_c/\mu = (4/5) v_{Ti}^2/(l_i^2 k_s^2 c_s^2).$$

Если перейти к ограниченной вязкости и вместо l_i использовать $l_{ef} = 2/k_s$, то получим отношение

$$\mu_c/\mu = v_{Ti}^2/5c_s^2 = (1/5)T_i/(ZT_e + T_i),$$

которое существенно меньше единицы. По этой причине в моделях рассеяния СВЕТ использовали эмпирические значения $\gamma_s/(k_s c_s)$ [3].

Рассмотрим теперь случай пересекающихся под любым углом волн с волновыми векторами $\mathbf{k}_0$ и $\mathbf{k}_1$ (рис. 1). Для этого будем использовать волновое уравнение [16]

$$\Delta \mathbf{E} + \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon \mathbf{E} = 0\,. \tag{5}$$

В (5) поле зависит от координат x и y (рис. 1). Зависимость от координаты y имеет вид

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_s(x)\exp(ik_y y)\,, \tag{6}$$

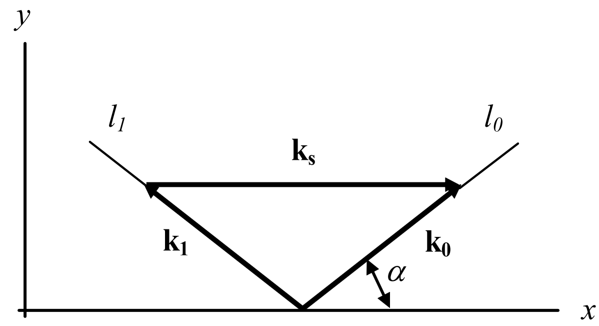

Рис. 1. Схема пересечения двух пучков с волновыми векторами $\mathbf{k}_0$ и $\mathbf{k}_1$, $\mathbf{k}_s$ — волновой вектор ионно-звуковой волны, l_0 и l_1 — координаты вдоль лучей $\mathbf{k}_0$ и $\mathbf{k}_1$ соответственно

где $k_y = (\omega/c)\sqrt{\varepsilon}\sin\alpha$ (угол α показан на рис. 1). Подставляя (6) в (5), получаем уравнение для $\mathbf{E}_s$:

$$\frac{d^2\mathbf{E}_s}{dx^2} + \frac{\omega^2}{c^2}(\varepsilon\cos^2\alpha)\mathbf{E}_s = 0, \tag{7}$$

где

$$\mathbf{E}_s = \mathbf{E}_{s0} + \mathbf{E}_{s1},$$

$\mathbf{E}_{s0}$ — поле, соответствующее волновому вектору $\mathbf{k}_0$, $\mathbf{E}_{s1}$ — вектору $\mathbf{k}_1$. Из (7) следует, что роль диэлектрической проницаемости, которая входит в уравнения (1)–(3), играет величина $\varepsilon\cos^2\alpha$. Вместо (1)–(3) имеем уравнения для компонент q_{0x} и q_{1x}:

$$\frac{dq_{0x}}{dx} = Bq_{0x}q_{1x}, \tag{8}$$

$$\frac{dq_{1x}}{dx} = Bq_{0x}q_{1x}, \tag{9}$$

$$B = \frac{\mu M k^2 G}{c\cos\alpha\sqrt{\varepsilon}\rho_c^2 c_s^3}\,, \tag{10}$$

где

$$q_{0x} = q_0\cos\alpha, \quad q_{1x} = q_1\cos\alpha.$$

От производной по x и компонент q_{0x} и q_{1x} можно перейти к производным от q_0 и q_1 вдоль лучей l_0 и l_1 (рис. 1). Учитывая, что

$$dx = dl_0\cos\alpha, \quad dx = -dl_1\cos\alpha$$

(dl — элемент длины луча), и используя выражение для коэффициента вязкости

$$\mu = 2\rho v_{Ti}/k_s,$$

где $k_s = 2k\sqrt{\varepsilon}\cos\alpha$, получаем уравнения для изменения q_0 и q_1 вдоль лучей с учетом поглощения:

$$\frac{dq_0}{dl_0} = K_s q_0 q_1 - K_a q_0, \tag{11}$$

$$\frac{dq_1}{dl_1} = -K_s q_0 q_1 - K_a q_1, \tag{12}$$

$$K_s = \frac{M\rho v_{Ti} k G}{\varepsilon c \rho_c^2 c_s^3}, \tag{13}$$

$$M = \frac{1}{k_s c_s}(\mathbf{k}_s \cdot \mathbf{u} - \omega_s), \tag{14}$$

$$\mathbf{k}_s = \mathbf{k}_0 - \mathbf{k}_1, \qquad \omega_s = \omega_0 - \omega_1, \tag{15}$$

$$k_0 = \frac{\omega_0}{c}\sqrt{\varepsilon}, \qquad k_1 = \frac{\omega_1}{c}\sqrt{\varepsilon}, \tag{16}$$

$$G = \left[(M^2-1)^2 + (2v_{Ti}M/c_s)^2\right]^{-1}, \tag{17}$$

$$K_a = 2\frac{\omega}{c}\operatorname{Im}\sqrt{\varepsilon'} = \frac{\omega}{c}\sqrt{2\left(\sqrt{\varepsilon^2 + (\varepsilon'')^2} - \varepsilon\right)}. \tag{18}$$

Здесь M — обобщенное число Маха, включающее как движение плазмы, так и движение максимумов амплитуды суммарного поля при $\omega_s \neq 0$, K_a — коэффициент поглощения за счет обратного тормозного механизма, K_s — коэффициент рассеяния,

$$\varepsilon' = \varepsilon + i\varepsilon''$$

— комплексная диэлектрическая проницаемость,

$$\varepsilon = 1 - \omega_{pe}^2/\omega_0^2, \quad \varepsilon'' = \omega_{pe}^2 \nu_{ei}/\omega_0^3,$$

ω_{pe} — плазменная частота электронов, ν_{ei} — частота электрон-ионных столкновений. Так как возмущения плотности плазмы создаются ее движением вдоль вектора $\mathbf{k}_s$, то в (14) число M определяется проекцией скорости $\mathbf{u}$ на $\mathbf{k}_s$. Отметим, что в резонансном множителе G (17) диссипативный член можно записать в виде

$$\left(\frac{2v_{Ti}M}{c_s}\right)^2 = \frac{4M^2 T_i}{ZT_e + T_i}.$$

Каждый пучок представляется в виде множества падающих лучей, пусть l_{0i} и l_{1j} — координаты вдоль лучей с номерами «i» в пучке «0» и с номерами «j» в пучке «1». С каждым лучом связана некоторая доля падающего потока δQ_{0i} и δQ_{1j}. При пересечении лучей возникает двумерная сетка (l_{0ij}, l_{1ij}), на которой решались уравнения (11), (12). При этом проводился пересчет гидродинамических величин (плотности плазмы, скорости, температуры электронов и ионов) с гидродинамической сетки на сетку (l_{0ij}, l_{1ij}). На выходе из плазмы вычислялись вышедшие доли потоков δQ_{1pj} и вышедшие доли потоков δQ_{1aj}, полученные с учетом только поглощения в уравнениях (11), (12) (коэффициент K_s полагался равным нулю). Вычислялись также полные вышедшие потоки:

$$Q_{1p} = \sum_j \delta Q_{1pj}, \quad Q_{1a} = \sum_j \delta Q_{1aj}, \tag{19}$$

и вышедшие энергии:

$$E_{1p} = \int_{t_1}^{t_2} Q_{1p}\,dt, \quad E_{1a} = \int_{t_1}^{t_2} Q_{1a}\,dt. \tag{20}$$

Здесь индексом «p» обозначена энергия, прошедшая при действии процессов СВЕТ и обратного тормозного поглощения, индексом «a» — энергия, прошедшая при действии только обратного тормозного поглощения. Момент времени t_1 выбирался из условия, что плазма становится подкритической, при этом возникают условия для рассеяния СВЕТ. В момент t_2 заканчивается одновременное воздействие пучков на плазму. Величина, характеризующая рассеяние СВЕТ, определялась отношением

$$\alpha_{CB} = \frac{E_{1p} - E_{1a}}{E_{1a}}. \tag{21}$$

Максимальное значение коэффициент рассеяния K_s (13) имеет в резонансе при $M \approx 1$. В выражении для M (14) вектор скорости плазмы $\mathbf{u}$ меняется в пространстве. При этом скалярное произведение $\mathbf{k}_s \cdot \mathbf{u}$ выводит из резонанса взаимодействие волн $\mathbf{k}_0$ и $\mathbf{k}_1$ со звуковой волной $\mathbf{k}_s$. В случае плоской геометрии разлета вдоль оси y (рис. 1) $\mathbf{k}_s \cdot \mathbf{u} = 0$, так как $\mathbf{k}_s$ направлен вдоль оси x, а $\mathbf{u}$ — вдоль оси y. Если при таком разлете возникает резонансное взаимодействие, то оно возникает во всей плазме, находящейся в области пересечения пучков. Из резонанса процесс выводится только зависимостью от времени скорости звука c_s, т. е. изменением температуры плазмы. Разлет плазмы, близкий к разлету в плоской геометрии, можно получить при облучении тонкого твердотельного слоя, так как его толщина будет много меньше размера фокального пятна пучков. При этом один пучок можно направить на мишень с некоторой задержкой во времени относительно другого пучка для того, чтобы к моменту одновременного воздействия пучков плазма имела подкритическую плотность. На большом удалении от начального положения слоя разлет плазмы будет отличаться от плоского одномерного разлета. Но в области пересечения пучков, где происходит рассеяние, разлет будет близок к одномерному плоскому разлету.

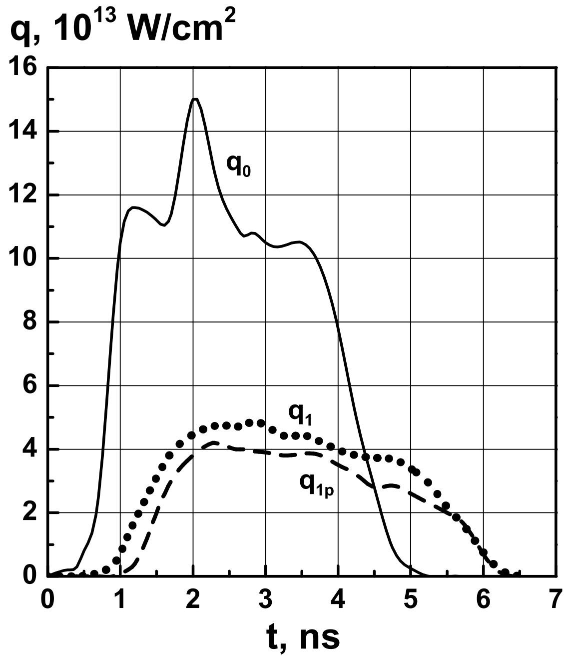

Рис. 2. Зависимости интенсивностей пучков от времени при $\Delta\lambda = 0$: q_0 и q_1 — падающее излучение пучков «0» и «1», q_{1p} — прошедшее излучение пучка «1»

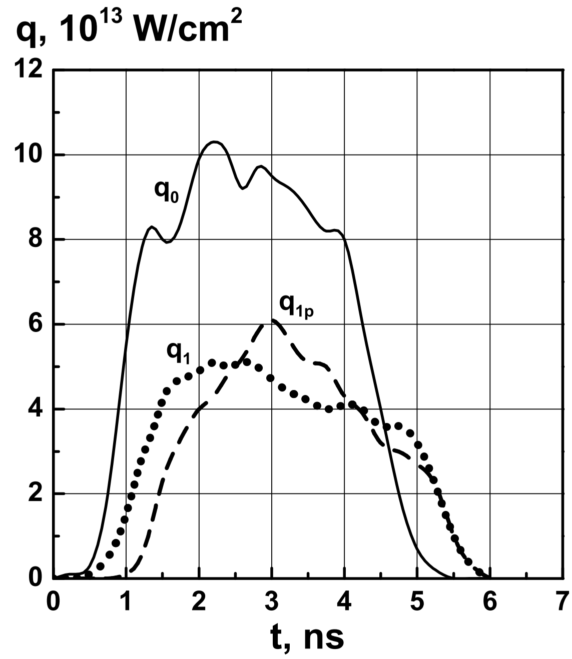

Рис. 3. Зависимости интенсивностей пучков от времени при $\Delta\lambda = 5.5$ Å: q_0 и q_1 — падающее излучение пучков «0» и «1», q_{1p} — прошедшее излучение пучка «1»

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ПО ПЕРЕРАСПРЕДЕЛЕНИЮ ЭНЕРГИИ В ПЕРЕСЕКАЮЩИХСЯ ПУЧКАХ И РАСЧЕТНО-ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ПРОЦЕССА СВЕТ

В эксперименте использовались два пучка установки «Луч» [10], которые фокусировались на слой из полимера (C_nH_n) толщиной 2 мкм. Угол падения θ_0 каждого пучка составлял 35°, при этом угол между осями пучков равнялся 70° (на рис. 1 показан угол скольжения $\alpha = 90° - \theta_0$). Энергии пучков E_0 и E_1 в различных выстрелах варьировались в небольших пределах, но всегда выполнялось условие $E_0 > E_1$ (индексы «0» и «1» соответствуют индексам интенсивностей q_0 и q_1 в (11), (12)). Начало облучения мишени пучком q_1 могло происходить позже, чем пучком q_0, со сдвигом по времени Δt_{01} от 0 до 0.5 нс. Облучение мишени проводилось пучками как с разностью частот $\omega_0 - \omega_1 \neq 0$, так и с равными частотами. Далее вместо разности частот $\omega_s = \omega_0 - \omega_1$ будем использовать разность длин волн $\Delta\lambda = \lambda_1 - \lambda_0$. В таблице приведены значения $\Delta\lambda$, E_0, E_1 и Δt_{01}, реализованные в различных опытах. Зависимость мощности пучков от времени можно представить в виде трапеции с длительностями переднего и заднего фронтов 0.5 нс и 1 нс соответственно. Длительности импульсов по основанию трапеции составляют 4.5 нс и 5 нс для пучков q_0 и q_1 соответственно. Сечение пучка q_0 было круглым, при этом 70% энергии находилось в круге диаметром 380 мкм. Сечение пучка q_1 было прямоугольным с размерами 300×600 мкм^2, при этом 50% энергии находилось в прямоугольнике с размерами 160×380 мкм^2. Для примера приведем значения интенсивностей в пучках на верхней стороне трапеции (временной формы импульса) для энергий E_0 и E_1 из опыта №2: $q_0 = 8.6 \cdot 10^{13}$ Вт/см^2, $q_1 = 4.3 \cdot 10^{13}$ Вт/см^2. В других опытах интенсивности менялись пропорционально энергиям пучков. На рис. 2 показаны измеренные в эксперименте зависимости от времени интенсивностей падающих на мишень пучков q_0 и q_1, а также интенсивности q_{1p} на выходе из плазмы пучка q_1 при $\Delta\lambda = 0$. На рис. 3 показаны измеренные в эксперименте зависимости от времени тех же интенсивностей q_0, q_1 и q_{1p} при $\Delta\lambda = 5.5$ Å ($\lambda_1 > \lambda_0$). Обработка данных, приведенных на рис. 2 (без рассеяния, так как $\Delta\lambda = 0$) и на рис. 3 (с рассеянием) дает для величины α_{CB} (21) значение 20%. В экспериментах при разностях длин волн $\Delta\lambda = 4$ Å и $\Delta\lambda = 6.5$ Å для α_{CB} получены значения 10% и 20% соответственно.

Численные расчеты взаимодействия пучков q_0 и q_1 с плазмой проводились с помощью одномерных гидродинамических программ РАПИД [17]

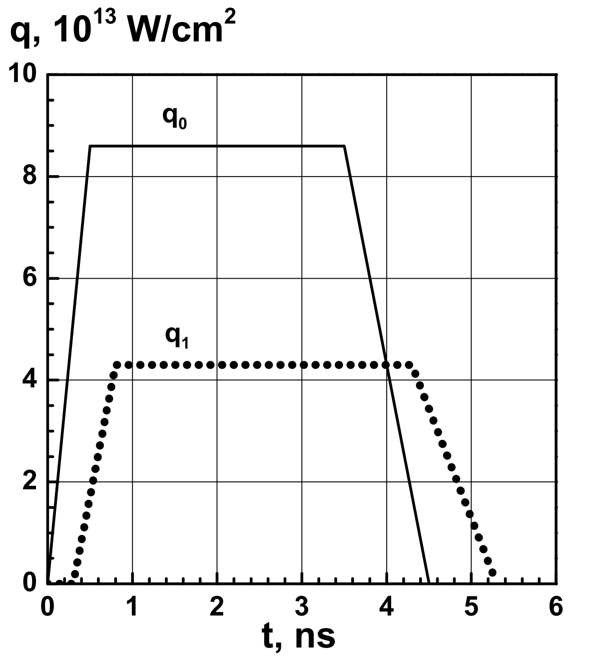

Рис. 4. Зависимости падающих интенсивностей q_0 и q_1 от времени, задаваемые в численных расчетах для условий опыта № 2 (см. таблицу)

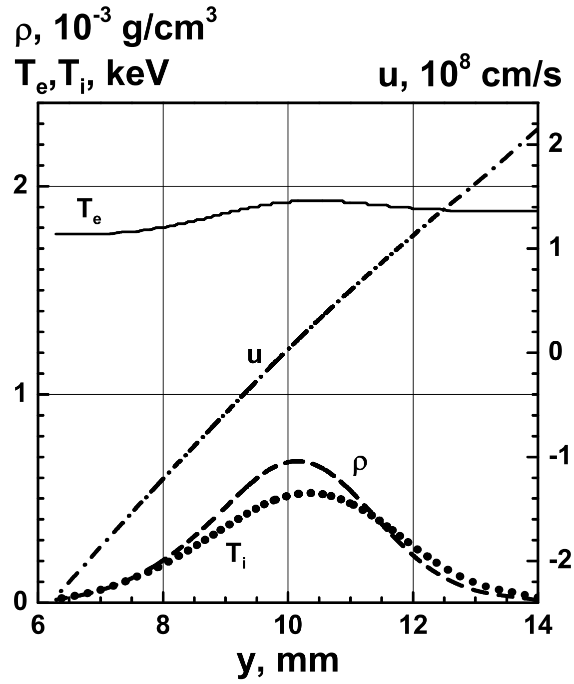

Рис. 5. Профили плотности ρ, скорости u, электронной T_e и ионной T_i температур в момент времени 2.6 нс для условий опыта № 2 (см. таблицу). Излучение падает справа. В начальный момент времени слой находился при y =10 мм

и СНДП [18]. Физико-математическая модель программ основана на уравнениях одножидкостной двухтемпературной гидродинамики плазмы с электронной и ионной теплопроводностями и релаксацией температур электронов и ионов. Модель включает поглощение лазерного излучения за счет обратного тормозного механизма, а также расчет рассеяния СВЕТ согласно уравнениям (11), (12). На рис. 4 показаны использованные в расчетах зависимости интенсивностей q_0 и q_1 от времени для условий опыта №2 (см. таблицу). Моменты времени t_1 и t_2, между которыми проводилось решение уравнений (11), (12), равны 1 нс и 4.5 нс соответственно. Момент времени t_1 определялся из условия, что максимальная плотность в плазме становится меньше критической плотности. Момент t_2 связан с окончанием импульса q_0. Для того чтобы остаться в рамках двумерной задачи по рассеянию СВЕТ, сечение круглого пучка q_0 заменялось квадратным сечением с равной эффективной площадью. Для характерного радиуса $a = 173$ мкм при гауссовом распределении интенсивности $q_0(r) \propto \exp(-r^2/a^2)$ в круглом пучке получаем для стороны квадрата значение 307 мкм. Интенсивности излучения в квадратном и прямоугольном сечениях пучков предполагались постоянными и равными средним интенсивностям по сечениям пучков.

Таблица

№ опыта	$\Delta\lambda$, Å	E_0, Дж	E_1, Дж	Δt_{01}, нс
1	4	566	261	0.5
2	5.5	521	225	0.3
3	6.5	533	176	0
4	0	646	222	0.5

На рис. 5 показаны профили плотности плазмы ρ, скорости u, электронной T_e и ионной T_i температур в момент времени $t = 2.6$ нс (это примерно середина интервала времени между моментами t_1 и t_2) для условий опыта №2. В начальный момент времени слой находился при $y = 10$ мм. В расчетах по обеим программам получены близкие характеристики плазмы. Рассмотрим оценку отношения ZT_e/T_i и длины пробега ионов l_i при параметрах плазмы, приведенных на рис. 5 ($\rho = 6.91 \cdot 10^{-4}$ г/см^3, $T_e = 1.89$ кэВ, $T_i = 0.526$ кэВ). В разд. 2 было отмечено, что бесстолкновительной диссипацией на ионах можно пренебречь при $ZT_e/T_i > 6$. Для рассматриваемых здесь параметров плазмы получаем $ZT_e/T_i = 12.6$ (среднее значение $Z = 3.5$), что подтверждает малость

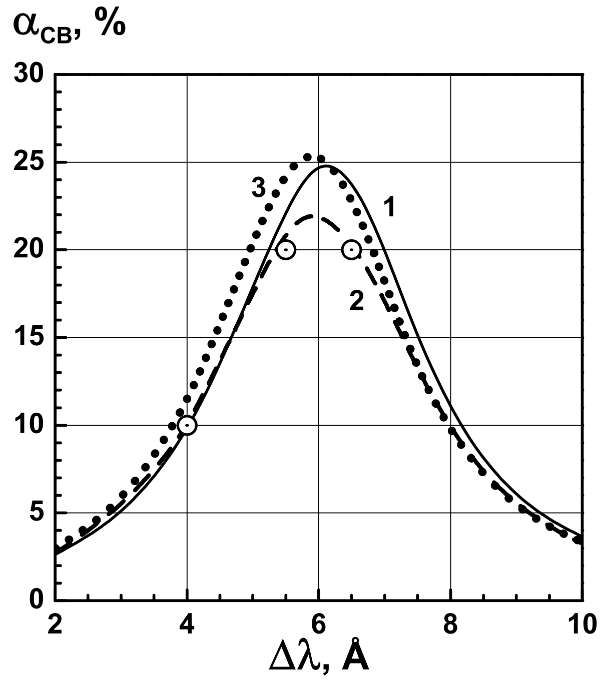

Рис. 6. Расчетные зависимости доли рассеянной энергии α_{CB} от разности длин волн $\Delta\lambda$ для условий опытов № 1–3 (см. таблицу). Номера кривых обозначают номера опытов. Кружками показаны экспериментальные значения α_{CB} при разности $\Delta\lambda$ равной 4 Å, 5.5 Å и 6.5 Å

бесстолкновительной диссипации. Средняя длина пробега ионов l_i для CH-плазмы была рассмотрена в [13]. При $\rho = 2.85 \cdot 10^{-2}$ г/см^3 и $T_i = 2.5$ кэВ длина пробега $l_i = 0.66$ мкм. Учитывая, что $l_i \propto T_i^2/\rho$, для CH-плазмы при $\rho = 6.91 \cdot 10^{-4}$ г/см^3 и $T_i = 0.526$ кэВ получаем $l_i = 1.2$ мкм. Оценим значение $l_{ef} = 2/k_s$, которое определяет коэффициент ограниченной вязкости. Волновое число $k_s \approx 2k_0 \sin 35°$, где $k_0 = \omega_0/c = 1.19 \cdot 10^5$ см$^{-1}$. В результате получаем $l_{ef} = 0.15$ мкм, что значительно меньше l_i, поэтому здесь необходимо использование ограниченной вязкости.

На рис. 6 представлены расчетные зависимости величины α_{CB} от разности длин волн $\Delta\lambda$ для условий опытов № 1–3, приведенных в таблице (номер у кривой обозначает номер опыта). Зависимости $\alpha_{CB}(\Delta\lambda)$ имеют максимумы в диапазоне 22–25% при $\Delta\lambda$ в диапазоне 5.8–6.1 Å. На рис. 6 кружками показаны экспериментальные значения α_{CB} при $\Delta\lambda = 4$, 5.5, 6.5 Å. Экспериментальные значения хорошо согласуются с расчетными зависимостями $\alpha_{CB}(\Delta\lambda)$. Каждая кривая $\alpha_{CB}(\Delta\lambda)$ имеет вид широкой резонансной зависимости. Это является следствием достаточно сильной диссипации ионно-звуковых возмущений, которая получается при использовании ограниченной ионной вязкости. Расчеты, проведенные в предположении эмпирического значения $\gamma_s/k_s c_s = 0.2$, использованного в [3], и при скорости звука, определяемой формулой [14]

$$c_s = [(ZT_e + 3T_i)/m_i]^{1/2},$$

дали слишком низкие значения α_{CB}: 1.6% при $\Delta\lambda = 4$ Å и 5.3% при $\Delta\lambda = 5.5$ Å. При этом зависимость $\alpha_{CB}(\Delta\lambda)$ является более узкой с максимумом 34% при $\Delta\lambda = 7.1$ Å. Поэтому можно считать, что в условиях рассматриваемого здесь эксперимента использование модели ограниченной вязкости позволяет воспроизвести в расчетах экспериментальные результаты по перераспределению энергии в пересекающихся лазерных пучках.

Для пояснения характера зависимостей $\alpha_{CB}(\Delta\lambda)$, приведенных на рис. 6, сделаем оценки числа Маха $M = \omega_s/(k_s c_s)$ для различных значений $\Delta\lambda$ в условиях опыта № 2 (при $\Delta\lambda = 4$ Å получаем $\omega_s = 2.7 \cdot 10^{12}$ с$^{-1}$). При температурах $T_e = 1.89$ кэВ и $T_i = 0.526$ кэВ, приведенных на рис. 5, скорость звука $c_s = 3.24 \cdot 10^7$ см/с. Волновое число $k_s = 1.36 \cdot 10^5$ см$^{-1}$. При $\Delta\lambda$ равных 4 Å, 6 Å и 8 Å получаем для M значения 0.61, 0.92 и 1.22 соответственно. Максимальное значение коэффициента рассеяния K_s (13) как функции числа M достигается при $M^* = 0.96$. Эти оценки показывают, что для момента времени $t = 2.6$ нс значение $\Delta\lambda = 6$ Å близко к оптимальному для реализации резонансных условий рассеяния. На рис. 6 приведены интегральные по времени значения α_{CB}. Коэффициент рассеяния K_s пропорционален плотности ρ, которая уменьшается с течением времени. Эффективность рассеяния при этом уменьшается. Наиболее эффективное рассеяние происходит в более ранние моменты времени. Например, в момент времени $t = 1.3$ нс при $\Delta\lambda$ равных 4 Å, 6 Å и 8 Å число M имеет значения 0.64, 0.96 и 1.28 соответственно. Эти оценки показывают, что в этот момент времени значение $\Delta\lambda = 6$ Å является оптимальным для рассеяния. При численном решении уравнений (11), (12) возникает более сложная зависимость $\alpha_{CB}(\Delta\lambda)$, так как эффективность рассеяния зависит еще и от интенсивности в пучках. В (12) K_s умножается на q_0, а среднее значение q_0 вдоль лучей зависит от $\Delta\lambda$. При более эффективном рассеянии среднее значение q_0 уменьшается, так как энергия из этого пучка переходит в пучок q_1. Однако, как следует из приведенной на рис. 6 зависимости, которая учитывает эти эффекты, изменение q_0 вдоль лучей не сильно меняет положение максимума этой зависимости. Это обусловлено тем, что доля увеличения энергии пучка q_1 невелика (10–20%).

В расчетах использовалась постоянная по сечению пучка интенсивность, равная средней интенсивности. При этом возникает вопрос о влиянии на α_{CB} неравномерной зависимости интенсивности по сечению пучка. Для выяснения этого были проведены расчеты (при условиях опыта №2), в которых определялась зависимость относительного изменения α_{CB} от относительных изменений падающих интенсивностей q_0 и q_1:

$$\frac{\delta\alpha_{CB}}{\alpha_{CB}} = k_{q0}\frac{\delta q_0}{q_0}, \qquad \frac{\delta\alpha_{CB}}{\alpha_{CB}} = k_{q1}\frac{\delta q_1}{q_1}.$$

Рассматривался диапазон изменения $\delta q_0/q_0$ и $\delta q_1/q_1$ от -40% до 40%. Расчеты показали, что в этом диапазоне зависимости $\delta\alpha_{CB}$ от δq_0 и δq_1 близки к линейным зависимостям с коэффициентами $k_{q0} = 1.18$ и $k_{q1} = -0.32$. Максимальные отклонения от линейных зависимостей появляются на границах области вариации $\pm 40\%$. Эти отклонения составляют 5% для пучка q_0 и 15% для пучка q_1. В случае линейной зависимости $\delta\alpha_{CB}$ от δq_0 среднее по сечению пучка значение $\delta\alpha_{CB}$ будет равно нулю, так как среднее значение от δq_0 равно нулю по определению среднего значения q_0, а вариация $\delta\alpha_{CB}$ пропорциональна δq_0. Это относится и к линейной зависимости $\delta\alpha_{CB}$ от δq_1. Поэтому при относительном изменении интенсивностей q_0 и q_1 в сечениях пучков от 0.6 до 1.4 (т. е. в 2.3 раза) можно пользоваться средними по сечениям пучков интенсивностями. Точность такой замены не превышает 5% по пучку q_0 и 15% по пучку q_1. В действительности погрешность будет ниже, так как погрешности 5% и 15% относятся к границам интервала изменения потоков $\pm 40\%$, а отклонения от средних значений q_0 и q_1 в сечениях пучков составляют и меньшие значения. Например, при варьировании $\delta q_0/q_0$ и $\delta q_1/q_1$ в пределах $\pm 20\%$ отклонения $\delta\alpha_{CB}$ от указанных выше линейных зависимостей составляют 2% по пучку q_0 и 6% по пучку q_1.

Следует отметить, что экспериментальные значения α_{CB} (масштаба 10%–20%) являются не очень большими с точки зрения оптимального использования излучения для реализации рассеяния СВЕТ. В эксперименте значительная доля потока пучков не участвовала в рассеянии из-за различных сечений пучков и неодновременного окончания импульсов. Поэтому были проведены расчеты в предположении одинаковых квадратных сечений пучков 307×307 мкм^2 с интенсивностями $q_0 = 8.6 \cdot 10^{13}$ Вт/см^2 и $q_1 = 4.3 \cdot 10^{13}$ Вт/см^2, постоянными в сечениях пучков при одновременном окончании импульсов. В этих идеальных для реализации рассеяния СВЕТ условиях получены значения $\alpha_{CB} = 26\%$ при $\Delta\lambda = 4$ Å и $\alpha_{CB} = 54\%$ при $\Delta\lambda = 5.5$ Å. Эти значения являются некоторым теоретическим пределом. Реально интенсивность в пучке имеет неравномерное распределение по сечению пучка, и рассматриваемую интенсивность имеет лишь доля энергии пучка, которая меньше единицы.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено экспериментальное и теоретическое исследование вынужденного рассеяния СВЕТ при взаимодействии двух пересекающихся лазерных пучков с интенсивностями q_0 и q_1 ($q_0 > q_1$) в подкритической плазме. Лазерные пучки имели небольшую (от 0 до 6.5 Å) разность длин волн $\Delta\lambda$. В качестве мишени выбирался полимерный слой из (C_nH_n) толщиной 2 мкм. Это позволило получить разлет плазмы, близкий к одномерному разлету в области пересечения пучков, и максимально приблизить взаимодействие двух электромагнитных волн с акустической волной к резонансному взаимодействию. В эксперименте измерено относительное увеличение энергии $\alpha_{CB} = (E_{1p} - E_{1a})/E_{1a}$ пучка q_1 за счет рассеяния СВЕТ на выходе из плазмы, где E_{1p} — прошедшая энергия при действии процессов СВЕТ и обратного тормозного поглощения, E_{1a} — прошедшая энергия только при обратном тормозном поглощении (при $\Delta\lambda = 0$). Значения α_{CB} составили 10% при $\Delta\lambda = 4$ Å, 20% при $\Delta\lambda = 5.5$ Å и 20% при $\Delta\lambda = 6.5$ Å.

Рассмотрена гидродинамическая модель рассеяния СВЕТ, которая, в отличие от обсуждаемых в литературе моделей, не содержит эмпирических факторов, описывающих диссипацию ионно-звуковых возмущений плазмы. В модели эта диссипация рассматривается с помощью ограниченной ионной вязкости. Расчет по предложенной модели дал для α_{CB} значения 9.8%, 21% и 21.7% при $\Delta\lambda$ равных 4 Å, 5.5 Å и 6.5 Å соответственно. Это хорошо согласуется с экспериментально полученными значениями α_{CB}. В то же время расчет с обсуждаемыми в литературе эмпирическими факторами затухания дал существенно более низкие значения α_{CB}: 1.6% при $\Delta\lambda = 4$ Å и 5.3% при $\Delta\lambda = 5.5$ Å. В эксперименте лазерные пучки имели различную форму в поперечном сечении (прямоугольную и круглую), и в рассеянии участвовала лишь доля энергии каждого пучка. Расчеты в предположении одинаковых квадратных сечений пучков 307×307 мкм^2 при постоянной интенсивности в сечениях и одновременном окончании импульсов дают значения α_{CB}, которые в 2.6 раза превышают значения, полученные с используемыми в эксперименте пучками и распределениями интенсивности в них.

Финансирование. Исследование выполнено в рамках научной программы Национального центра физики и математики (проект «Физика высоких плотностей энергии. Этап 2023–2025»).

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. Н. Демченко, В. Б. Розанов, ЖЭТФ **103**, 2008 (1993).

2. I. V. Igumenshchev, W. Seka, D. H. Edgell et al., Phys. Plasmas **19**, 056314 (2012).

3. I. V. Igumenshchev, D. H. Edgell, V. N. Goncharov et al., Phys. Plasmas **17**, 122708 (2010).

4. T. R. Boehly, D. L. Brown, R. S. Craxton et al., Opt. Commun. **133**, 495 (1997).

5. V. N. Goncharov, T. S. Sangster, R. Betti et al., Phys. Plasmas **21**, 056315 (2014).

6. N. B. Meezan, L. J. Atherton, D. A. Callahan et al., Phys. Plasmas **17**, 056304 (2010).

7. R. P. J. Town, M. D. Rosen, P. A. Michel et al., Phys. Plasmas **18**, 056302 (2011).

8. G. A. Kyrala, J. L. Kline, S. Dixit et al., Phys. Plasmas **18**, 056307 (2011).

9. J. W. Bates, R. K. Follett, J. G. Shaw et al., High Energy Density Phys. **36**, 100772 (2020).

10. С. Г. Гаранин, А. И. Зарецкий, Р. И. Илькаев и др., Квант. электр. **35**, 299 (2005).

11. С. И. Брагинский, *Явления переноса в плазме*, в сб. *Вопросы теории плазмы*, Госатомиздат, Москва (1963), с. 183.

12. M. J. Rosenberg, A. A. Solodov, J. F. Myatt et al., Phys. Rev. Lett. **120**, 055001 (2018).

13. Н. Н. Демченко, ЖЭТФ **157**, 1120 (2020).

14. А. Ф. Александров, Л. С. Богданкевич, А. А. Рухадзе, *Основы электродинамики плазмы*, Высшая школа, Москва (1978), с. 76, 90.

15. Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский, *Физическая кинетика*, Наука, Москва (1979), с. 171.

16. В. Л. Гинзбург, *Распространение электромагнитных волн в плазме*, Наука, Москва (1967).

17. Ю. В. Афанасьев, Н. Н. Демченко, О. Н. Крохин и др., ЖЭТФ **72**, 170 (1977).

18. С. А. Бельков и Г. В. Долголева, ВАНТ, сер. Математическое моделирование физических процессов **1**, 59 (1992).