

# ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОГЛОЩЕНИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ПЛАЗМЕ С УЧЕТОМ РЕЗОНАНСНОГО МЕХАНИЗМА И ГЕНЕРАЦИИ БЫСТРЫХ ЭЛЕКТРОНОВ ДЛЯ УСЛОВИЙ ЗАЖИГАНИЯ ТЕРМОЯДЕРНОЙ МИШЕНИ

*Н. Н. Демченко\**

*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук  
119991, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 19 ноября 2019 г.,  
после переработки 26 декабря 2019 г.  
Принята к публикации 30 декабря 2019 г.

Рассмотрена модель резонансного поглощения лазерного излучения в плазме с учетом деформации профиля плотности пондеромоторной силой. Рассмотрен механизм линейной трансформации лазерного излучения в плазменные волны при резонансном поглощении. Для описания генерации быстрых электронов плазменными волнами использовалось уравнение квазилинейной диффузии электронной функции распределения в плазменном поле. Получены оценочные формулы для расчета доли энергии, поглощенной за счет резонансного механизма, а также для расчета энергии быстрых электронов. Эти формулы использованы в двумерной гидродинамической программе ATLANT-HE. Проведены расчеты гидродинамики плазмы и поглощения лазерного излучения для условий эксперимента на установке NIF при мощности излучения 30 ТВт и длительности импульса 7.5 нс по основанию. Плазма имела пространственные размеры, которые возникают при облучении сферической мишени, предназначенной для зажигания термоядерной реакции. Расчеты показали, что резонансный механизм поглощения приводит к генерации быстрых электронов с энергией масштаба 40–80 кэВ. Энергия, переносимая быстрыми электронами, составляет величину масштаба  $(1 \div 1.5)\%$  от лазерной энергии. Эти результаты оказались близкими к результатам, полученным в эксперименте.

DOI: 10.31857/S0044451020060115

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Для зажигания лазерной термоядерной мишени при прямом облучении важной задачей является исключение предварительного прогрева мишени быстрыми (надтепловыми) электронами, которые могут рождаться при взаимодействии лазерного излучения с плазмой разлетающейся короны. Прогрев мишени быстрыми электронами приводит к снижению коэффициента термоядерного усиления мишени. Для повышения коэффициента усиления при этом необходимо повышать массу мишени, а следовательно, и энергию лазерного импульса, так как параметр  $\rho R$  должен превосходить значение  $0.3 \text{ г/см}^2$  ( $\rho$  и  $R$  — плотность и радиус сжатой области мише-

ни). Генерация надтепловых заряженных частиц в лазерной плазме является одной из фундаментальных задач физики высоких плотностей энергии, исследованию которой посвящено большое число работ (см., например, обзоры [1–3] и монографию [4]).

Экспериментальные и теоретические исследования показывают, что при прямом облучении мишени, предназначенной для термоядерного зажигания, импульсом Nd-лазера с интенсивностью  $10^{14}$ – $10^{15} \text{ Вт/см}^2$  главными механизмами генерации быстрых электронов являются развитие плазменных неустойчивостей (двухплазмонный распад и вынужденное рамановское рассеяние) и линейная трансформация лазерного излучения в плазменные волны при резонансном поглощении [5–7]. Следует отметить, что механизм линейной трансформации хотя и является линейным по отношению к электронной компоненте плазмы, но с ростом плотности

\* E-mail: demchenkon@lebedev.ru

потока лазерного излучения становится нелинейным по ионной компоненте, так как возрастает роль пондеромоторной силы, которая деформирует профиль плотности плазмы. От размера неоднородности плазмы в области критической плотности зависит эффективность резонансного поглощения и величина продольного поля в резонансе, которое определяет в конечном итоге энергию быстрых электронов. Законченной физической картины генерации быстрых электронов в плазме с размерами, характерными для мишеней зажигания термоядерной реакции, в настоящее время нет. В ряде работ сообщается о возможности генерации быстрых электронов с температурой в диапазоне от 30 до 70 кэВ. Неопределенность существует и в отношении доли лазерной энергии, которая трансформируется в энергию быстрых электронов.

В связи с этим большое значение имеет работа [8], в которой приведены результаты исследования генерации быстрых электронов в эксперименте на установке NIF [9] для условий, возникающих при прямом облучении и зажигании сферической термоядерной мишени. Часть пучков лазерной установки направлялась на плоскую мишень (из СН или Si). Диапазон углов падения излучения на мишень был достаточно широким, так как число пучков было большое, а оси пучков составляли максимальный угол в  $50^\circ$  с нормалью к мишени. Плотность потока излучения третьей гармоники Nd-лазера на мишени составляла около  $10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup> при радиусе лазерного пятна около 1 мм. Длительность лазерного импульса по основанию составляла 7.5 нс при времени возрастания (передний фронт) 2 нс и времени убывания (задний фронт) 0.5 нс. Измеренная доля энергии быстрых электронов составила 1–3% от лазерной энергии (в зависимости от плотности потока), а их температура лежала в диапазоне 30–60 кэВ. Количество и энергия быстрых электронов определялись из измерений рентгеновского излучения. Для объяснения генерации быстрых электронов использовалась теория вынужденного рамановского рассеяния (ВРР) в области плотности плазмы, равной четверти критической плотности. Быстрые электроны при этом генерируются в поле плазменных волн, возникающих при ВРР. В эксперименте было зарегистрировано рассеянное излучение с частотой, лежащей в окрестности  $\omega/2$ , где  $\omega$  — частота лазерного излучения. Следует отметить, что плазменные волны генерируются не только за счет нелинейных процессов (ВРР и двухплазмонного распада), но и за счет линейной трансформации лазерного излучения в плазменные волны при резонансном

поглощении [10, 11]. Поэтому представляет интерес анализ результатов эксперимента [8] на основе учета механизма резонансного поглощения, генерации плазменных волн при таком поглощении и ускорения электронов плазменными волнами. Для этого была разработана приближенная модель таких процессов и получены аналитические выражения, которые можно использовать в гидродинамических программах для эффективного учета этих процессов. Эта модель была использована в двумерной программе ATLANT-HE [12]. В этой программе решаются уравнения двухтемпературной гидродинамики с электронной и ионной теплопроводностями в предположении аксиальной симметрии, а также вычисляется поглощение лазерного излучения с учетом рефракции излучения, обратного тормозного и резонансного механизмов поглощения. В работе [13] рассматривалась модель резонансного поглощения для условий, когда пондеромоторное давление излучения превосходит тепловое давление в области критической плотности и углы падения излучения на плазму являются небольшими. При этом точка поворота луча находилась близко к критической точке. Здесь мы рассмотрим случай  $p_r/p_T \ll 1$ , где  $p_r$  и  $p_T$  — величины пондеромоторного и теплового давления соответственно, при этом углы падения не будут предполагаться малыми.

## 2. РЕЗОНАНСНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ ПРИ ДЕФОРМАЦИИ ПРОФИЛЯ ПЛОТНОСТИ ПЛАЗМЫ

Эффективность резонансного поглощения определяется функцией  $\Phi(\tau)$  [10], которая выражается через функцию Эйри и ее производную. Здесь  $\tau = (k_0 L)^{1/3} \alpha_0$ , где  $k_0 = \omega/c$  — волновое число лазера,  $L$  — размер неоднородности плазмы,  $\alpha_0 = \sin \theta_0$ ,  $\theta_0$  — угол падения излучения. Для функции  $\Phi(\tau)$  можно записать приближенное выражение (максимальная погрешность не более 10%):

$$\Phi(\tau) = \frac{2\tau}{\sqrt{\tau^2 + 0.46}} \exp\left(-\frac{2}{3}\tau^3\right). \quad (1)$$

Функция  $\Phi(\tau)$  имеет максимум при  $\tau = 0.7$ . Эффективность резонансного поглощения  $p$ -поляризованного излучения  $\delta_{ar} = \Phi^2(\tau)/2$  [14, 15]. В случае аксиальной симметрии плазмы и аксиально-симметричного лазерного пучка эффективность резонансного поглощения  $\delta_{ar} = \Phi^2(\tau)/4$ , так как половина потока падающего излучения имеет  $p$ -поляриза-

цию, а другая половина —  $s$ -поляризацию. Для сохранения аксиальной симметрии задачи необходимо предполагать циркулярную поляризацию лазерного излучения. В программе ATLANT-HE определяется точка поворота луча, в которой  $\varepsilon = \varepsilon_t > 0$  ( $\varepsilon = 1 - \omega_p^2/\omega^2$  — диэлектрическая проницаемость плазмы). Далее в окрестности точки поворота рассматривается волновая задача о наклонном падении излучения на плазму с линейным профилем плотности. Угол падения  $\theta_0$  выбирается из условия  $\varepsilon_t = \sin^2 \theta_0$ . Пусть  $L_0$  — размер неоднородности невозмущенного профиля плотности,  $L_1$  — размер неоднородности с учетом деформации профиля пондеромоторной силой. Размер  $L_0$  определяется выражением  $L_0^{-1} = |\text{grad } \rho|/\rho_c$ , где  $\rho$  — плотность плазмы,  $\rho_c$  — критическая плотность ( $\omega_p^2/\omega^2 = \rho/\rho_c$ ). Размер  $L_1$  находится с помощью приближенных соотношений. Ниже получим эти соотношения.

Известна формула Киддера [16] для скачка плотности  $\Delta\rho$  в окрестности критической точки, которая для случая низкого пондеромоторного давления по сравнению с тепловым давлением имеет вид  $\Delta\rho/\rho_c = (p_r/p_T)^{1/2}$ . В случае скачка плотности  $L_1 = 0$ . В действительности скачок имеет структуру, и  $L_1 \neq 0$ . Мы рассмотрим структуру скачка, обусловленную ионной вязкостью. Поскольку переходный слой между точкой поворота и критической точкой является очень узким по сравнению с размерами разлетающейся плазмы, можно рассмотреть стационарные законы сохранения массы и импульса в предположении постоянных температур электронов  $T_e$  и ионов  $T_i$ . Направим ось  $z$  вдоль градиента плотности в направлении роста плотности, тогда скорость имеет отрицательный знак. Стационарные уравнения имеют вид

$$\rho u = -\rho_s c_s, \quad (2)$$

$$p_T + \rho u^2 + p_r + p_v = 2\rho_s c_s^2 + p_{rs} + p_{vs}, \quad (3)$$

где  $p_T = \rho c_s^2$ ,  $p_r$  и  $p_v$  — величины теплового, пондеромоторного и вязкостного давления соответственно,  $c_s$  — скорость звука.

Вопрос сведения пондеромоторной силы  $(\varepsilon - 1)\nabla|E|^2/16\pi$  к градиенту пондеромоторного давления  $p_r$  был рассмотрен в работе [13]. Как показали предварительные расчеты в условиях эксперимента NIF, температуры электронов и ионов достаточно высоки из-за большого пространственного размера плазмы ( $T_e \approx 5$  кэВ,  $T_i \approx 2.5$  кэВ). При такой ионной температуре в СН-плазме с критической плотностью длина

пробега ионов становится больше длины волны лазерного излучения. Например, длина пробега ионов Н равна  $l_H = v_{TH}/(\nu_{HC} + \nu_{HH}) = 2.7$  мкм, ионов С —  $l_C = v_{TC}/(\nu_{CH} + \nu_{CC}) = 0.07$  мкм. Индексы Н и С в тепловых скоростях и частотах столкновений обозначают участвующие в столкновениях ионы. Частоты столкновений имеют значения:  $\nu_{HH} = 4.93 \cdot 10^9$  с<sup>-1</sup>,  $\nu_{CC} = 1.84 \cdot 10^{12}$  с<sup>-1</sup>,  $\nu_{HC} = \nu_{CH} = 1.78 \cdot 10^{11}$  с<sup>-1</sup>. Средняя длина пробега  $l_i$  определяется из соотношения

$$m_H n_H v_{TH} l_H + m_C n_C v_{TC} l_C = (m_H n_H v_{TH} + m_C n_C v_{TC}) l_i$$

и оказывается равной 0.66 мкм, что больше длины волны лазерного излучения 0.35 мкм. Поэтому для определения структуры профиля плотности в рассматриваемой области необходимо учитывать ионную вязкость:  $p_v = -\mu du/dz$ ,  $\mu = \mu_0 T_i^{5/2}$  — коэффициент ионной вязкости. Скорость  $u$  имеет отрицательную компоненту вдоль оси  $z$ , ее производная по  $z$  положительна, следовательно,  $p_v < 0$ . В правых частях (2) и (3) стоят величины, взятые в звуковой точке (точке Жуге), где  $|u| = c_s$ . Для определения положения точки Жуге рассмотрим вместо (3) дифференциальное уравнение движения:

$$\rho u \frac{du}{dz} = -\frac{d}{dz}(\rho c_s^2 + p_v + p_r). \quad (4)$$

Используя (2) и подставляя в (4)  $u = -\rho_s c_s/\rho$ , можно получить

$$(c_s^2 - u^2) \frac{d\rho}{dz} = -\frac{d}{dz}(p_r + p_v). \quad (5)$$

Из (5) следует, что точкой Жуге при условии  $d\rho/dz \neq 0$  является точка, в которой одновременно  $p_r$  и  $p_v$  имеют максимум (или минимум). Максимум  $p_v$  означает, что в этой точке находится максимум производной скорости (точка перегиба). Профиль плотности также будет иметь точку перегиба вблизи этой точки. Пондеромоторное давление имеет максимумы при критической плотности  $\rho_c$  и вблизи точки поворота  $\rho_t$  ( $\varepsilon_t = 1 - \rho_t/\rho_c$ ). Максимум  $p_r$  вблизи точки поворота является широким, так как это поперечное поле. Максимум  $p_r$  вблизи критической плотности является узким, так как его ширина определяется изменением плотности  $\Delta\rho = \rho - \rho_c$  на величину  $\Delta\rho/\rho_c = \nu/\omega \ll 1$ , где  $\nu = \nu_{ei} + \nu_p$ ,  $\nu_{ei}$  — электрон-ионная частота столкновений,  $\nu_p$  — эффективная частота, описывающая образование плазменных волн,  $\nu_p/\omega = [\beta_T/(k_0 L)]^{2/3}$ ,  $\beta_T = [T_e/(m_e c^2)]^{1/2}$  [10]. Переходя к безразмерной

плотности  $x = \rho/\rho_s$  и записывая вязкостное давление в виде  $p_v = -(\mu c_s/x^2) dx/dz$ , из (3) можно получить уравнение для вязкостной структуры профиля плотности:

$$\frac{a}{x^2} \frac{dx}{dz} = F(x) + \frac{1}{\rho_s c_s^2} (p_r - p_{rs} - p_{vs}), \quad (6)$$

где  $a = \mu/(\rho_s c_s)$ ,  $F(x) = x + 1/x - 2$ . Функция  $F(x)$  имеет минимум равный нулю при  $x = 1$  (в точке Жуге). В (6) необходимо положить  $p_{rs} + p_{vs} = 0$  ( $p_{vs}$  имеет отрицательный знак). Действительно, если предположить, что  $-p_{vs} = p_{rs} + \Delta$ , то при отрицательном значении  $\Delta$  правая часть в (6) может принимать отрицательные значения, и возникнут два корня  $x_{k1}$  и  $x_{k2}$ , при которых правая часть в (6) обращается в нуль. При этом переход от плотности  $x_{k1}$  к  $x_{k2}$  должен происходить скачком, что невозможно при наличии вязкости. Если  $\Delta > 0$ , то дополнительное значение производной плотности, не связанное с пондеромоторным давлением, будет описывать структуру ударной волны разрежения, существование которой не допускается законами термодинамики. Поэтому уравнение (6) будет иметь вид

$$\frac{a}{x^2} \frac{dx}{dz} = F(x) + \frac{p_r}{\rho_s c_s^2}. \quad (7)$$

Если предположить, что точка Жуге совпадает с критической точкой, то в точке поворота  $x_t = 1 - \varepsilon_t$  в правой части (6) появляется большое положительное слагаемое  $F(x_t)$ , не связанное с пондеромоторным давлением. Другая возможность — расположить точку Жуге в максимуме пондеромоторного давления вблизи точки поворота. Тогда в этой точке  $F(1) = 0$  и производная  $dx/dz$  будет определяться пондеромоторным давлением. В критической точке  $x_c > 1$  и  $F(x_c) > 0$ . Однако, для вычисления производной  $dx/dz$  в этой точке необходимо учитывать очень малую ширину пондеромоторного давления как функции переменной  $x$ . Записывая (7) в виде  $F(x) = -(p_r + p_v)/\rho_s c_s^2$ , рассмотрим это выражение в двух точках: в критической точке  $x_c$  и в точке  $x_0$ , где давлением  $p_r$  можно пренебречь:

$$F(x_c) = -\frac{1}{\rho_s c_s^2} (p_{rc} + p_{vc}), \quad (8)$$

$$F(x_0) = -\frac{p_{v0}}{\rho_s c_s^2}. \quad (9)$$

Так как  $x_0 - x_c \approx \nu/\omega \ll 1$ , то можно считать, что  $F(x_c) \approx F(x_0)$ . Вычитая левые и правые части (8) и (9), получим

$$p_{v0} - p_{vc} = p_{rc}. \quad (10)$$

Из (10) следует, что разность производных  $dx/dz$  определяется пондеромоторным давлением в критической точке. Производная определяет размер неоднородности плотности:  $1/L = dx/dz$ . Из (10) следует, что  $L_c < L_0$ , где  $L_0$  — размер неоднородности невозмущенного профиля плотности. Малая ширина поля в резонансе на критической поверхности означает, что профиль плотности в этой области имеет излом, т. е. скачок производной  $dx/dz$ .

Оценку среднего размера неоднородности плазмы в диапазоне плотности  $x$  от 1 (это примерно точка поворота) до  $x_c = 1/(1 - \varepsilon_t)$  можно сделать, если найти пространственный размер  $\Delta z$ , соответствующий этому интервалу плотности. Отметим, что вкладом в  $\Delta z$  области резонанса можно пренебречь из-за очень узкой области (и по  $x$ , и по  $z$ ), в которой этот резонанс существует. Правая часть (7) при  $x = 1$  определяется слагаемым  $\beta = p_{rs}/\rho_s c_s^2$ . С ростом  $x$  правая часть (7), определяющая производную  $dx/dz$ , будет иметь примерно такие же значения до значения  $x^*$ , при котором  $F(x)$  сравнивается с  $\beta$ . Далее производная  $dx/dz$  возрастает из-за роста  $F(x)$ . Функцию  $F(x)$  в окрестности  $x = 1$  можно приближенно записать в виде  $F(x) \approx (x - 1)^2$ . Из равенства  $F(x^*) = \beta$  находим  $x^* - 1 = \sqrt{\beta}$ . Поэтому можно считать, что расстояние  $\Delta z$  в основном набирается при изменении  $x$  в интервале  $\Delta x_p = \sqrt{\beta}$ . Может оказаться (при малых углах падения), что интервал  $\Delta x_p > x_c - 1$ . Тогда в качестве интервала  $\Delta x$  необходимо выбрать  $x_c - 1$ . В результате имеем

$$\Delta x = \min \left\{ \sqrt{\beta}, (x_c - 1) \right\}. \quad (11)$$

Интервал  $\Delta z$ , соответствующий интервалу  $\Delta x$ , находим из (7), полагая для оценки  $x = 1$ :  $\Delta z = \Delta x(a/\beta)$ . Средний размер неоднородности  $L_1$  определяется из формулы

$$\frac{1}{L_1} = \frac{x_c - 1}{\Delta z} = \frac{\beta}{a} \frac{x_c - 1}{\Delta x}.$$

Для отношения  $y_1 = L_1/L_0$ , где  $L_0$  — размер невозмущенного профиля, имеем

$$y_1 = \frac{a \Delta x}{\beta L_0 (x_c - 1)}. \quad (12)$$

При вычислении максимума пондеромоторного давления  $p_{rs} = (|E|^2 + |H|^2)/16\pi$  необходимо учесть, что поле имеет вид стоячей волны (сумма падающей и отраженной волн). В максимуме  $|E|^2$  магнитное поле равно нулю. В падающей волне в приближении геометрической оптики  $|E_i|^2 \sim 1/\sqrt{\varepsilon_\theta}$ ,  $|H_i|^2 \sim \sqrt{\varepsilon_\theta}$ , где  $\varepsilon_\theta = \varepsilon - \varepsilon_t$ . Поэтому  $|E_i|^2/|H_i|^2 = 1/\varepsilon_\theta$ . Поле в

резонансе вычисляется через магнитное поле в критической точке [10]:

$$|E_{zc}| = \frac{|H_i|\Phi(\tau)}{(2\pi k_0 L_1)^{1/2}(\nu/\omega)}. \quad (13)$$

Поэтому в программе вдоль луча вычисляется  $|H_i|^2$  с учетом уменьшения при поглощении за счет обратного тормозного механизма. Для вычисления  $|E_i|^2$  через  $|H_i|^2$  надо знать величину  $\varepsilon_\theta$  в точке, где можно использовать приближение геометрической оптики. В [10] приведено сравнение точного решения для слоя плазмы с линейным профилем с решением в приближении геометрической оптики. Ближайший к точке поворота максимум  $|E|^2$  можно вычислить в приближении геометрической оптики и значение  $\varepsilon_\theta$  в этой точке равно

$$\varepsilon_{\theta s} = \frac{b}{(k_0 L_1)^{2/3}}, \quad (14)$$

где  $b \approx 1.5$ . Приближенно выражение (14) можно получить из соотношения

$$\frac{\omega}{c} \int_{z_s}^{z_{c\theta}} \sqrt{\varepsilon} dz = \frac{\pi}{2}$$

( $z_{c\theta}$  — точка, в которой  $\varepsilon_\theta = 0$ ), которое дает значение  $b = (3\pi/4)^{2/3} = 1.77$ . Более точное значение  $b = 1.5$ . Необходимо учесть также, что в стоячей волне в пучности  $|E|^2 = 4|E_i|^2$ . Это приводит к выражению для  $\beta$ :

$$\beta = \frac{|H_{is}|^2 (k_0 L_1)^{2/3}}{4\pi \rho_s c_s^2 b} = \beta_0 y_1^{2/3}, \quad (15)$$

где

$$\beta_0 = \frac{|H_{is}|^2 (k_0 L_0)^{2/3}}{4\pi \rho_s c_s^2 b}.$$

Из условия (11) с помощью (12) находим два значения для  $y_1$ :

$$y_{11} = \left[ \frac{2a}{\sqrt{\beta_0} L_0 (x_c - 1)} \right]^{3/4}, \quad (16)$$

$$y_{12} = \left( \frac{a}{\beta_0 L_0} \right)^{3/5}, \quad (17)$$

и выбираем минимальное из них:

$$y_1 = \min\{y_{11}, y_{12}\}. \quad (18)$$

В результате получаем значение размера неоднородности  $L_1$  в деформированном профиле плотности.

### 3. ПЛАЗМЕННЫЕ ВОЛНЫ И ГЕНЕРАЦИЯ БЫСТРЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

Рассмотрим теперь процесс генерации быстрых электронов в плазменных волнах, которые распространяются из резонанса в подкритическую плазму. Плазменное поле в резонансе (13) ограничивается суммарной частотой  $\nu = \nu_{ei} + \nu_p$ . Поэтому доля резонансно поглощенной мощности состоит из двух частей:  $\nu_{ei}/\nu$  — это тепловой нагрев электронов, а  $\nu_p/\nu$  — это доля, переносимая плазменными волнами. Для описания плазменных волн используем выражения для дисперсии и затухания плазменных волн (затухание Ландау на электронах) [17]. Если имеются лишь тепловые электроны, то эти выражения имеют вид

$$\omega = \omega_p \left( 1 + \frac{3}{2} k^2 r_D^2 \right), \quad (19)$$

$$\gamma = \sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{\omega_p}{(k r_D)^3} \exp \left( -\frac{1}{2(k r_D)^2} - \frac{3}{2} \right). \quad (20)$$

Здесь  $\omega$  — лазерная частота, а плазменная частота  $\omega_p$  и волновое число  $k$  являются функциями координаты  $z$ ,  $r_D$  — радиус Дебая. Если ввести переменную  $s = \omega_p/\omega$  и использовать соотношение  $r_D = v_{Te}/\omega_p$ , то (19), (20) можно записать в виде

$$k v_{Te} = \omega \sqrt{\frac{2}{3} s(1-s)}, \quad (21)$$

$$\gamma = \sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{\omega_p^4}{(k v_{Te})^3} \exp \left( -\frac{\omega_p^2}{2(k v_{Te})^2} - \frac{3}{2} \right). \quad (22)$$

Так как мы рассматриваем граничную задачу, то вместо декремента  $\gamma$  необходимо учитывать пространственный коэффициент затухания  $\kappa = \gamma/v_p$ ,  $v_p = \omega/k$  — фазовая скорость. Коэффициент  $\kappa$  можно записать в виде

$$\kappa = \kappa_0 \frac{\omega}{v_{Te}} G(s), \quad (23)$$

$$G(s) = \frac{s^3}{1-s} \exp \left[ -\frac{3s}{4(1-s)} \right], \quad (24)$$

где  $\kappa_0 = (3/2)(\pi/8)^{1/2} \exp(-3/2) = 0.2097$ . Функция  $G(s)$  имеет максимум  $G_0 = 0.1997$  при  $s = s_0 = 0.6849$ , при  $s > s_0$  она убывает:  $G(0.8) = 0.1275$ ,  $G(0.9) = 8.54 \cdot 10^{-3}$ . При  $s > s_1$  ( $s_1 = 0.9$ ) функция  $G$  очень мала и ее можно считать равной нулю. Мы должны определить значение  $s_a$ , при котором волна

затухнет до относительного значения  $\exp(-n)$ , где  $n$  — задаваемая величина,  $n = 1-2$ . Для этой оценки заменим функцию (24) в интервале  $s_0 < s < s_1$  линейной:

$$G(s) \approx G_0 \left( 1 - \frac{s - s_0}{s_1 - s_0} \right), \quad (25)$$

а при  $s_1 < s < 1$  будем считать ее равной нулю. Сделаем переход от переменной  $s = \omega_p/\omega$  к пространственной координате  $z$ . Пусть  $z = 0$  в критической точке, тогда  $\varepsilon = z/L_0$ ,  $s = \sqrt{1-\varepsilon} = \sqrt{1-z/L_0} \approx 1 - z/2L_0$  (в отличие от предыдущего раздела здесь ось  $z$  направлена в сторону убывания плотности плазмы). Переменная  $s$  теперь линейно связана с  $z$ , поэтому  $G(z)$  будет также линейной функцией  $z$ . Из условия

$$\int_{z_1}^{z_a} \kappa dz = n \quad (26)$$

находим ширину области затухания плазменной волны:

$$z_a - z_1 = 2 \left( \frac{nv_{Te}L_0}{f\omega} \right)^{1/2}, \quad (27)$$

где множитель  $f = \kappa_0 G_0 / (s_1 - s_0) = 0.1947$ . Ширина области по переменной  $s$  составляет  $s_1 - s_a = (z_a - z_1)/2L_0$ . Расчеты показали, что, как правило, точка  $s_a$  находится правее точки  $s_0$ , где  $G$  имеет максимум. Поэтому нет необходимости рассматривать функцию  $G(s)$  при  $s < s_0$ . Отметим, что  $G(s) \rightarrow 0$  при  $s \rightarrow 1$ , так как при  $s \rightarrow 1$  волновой вектор  $k \rightarrow 0$  (фазовая скорость стремится к бесконечности), и число электронов, имеющих фазовую скорость волны, экспоненциально мало. Если у электронной функции распределения есть надтепловая часть, описываемая температурой  $T_h$  и плотностью электронов  $n_h$ , то в области  $s_1 < s < 1$  декремент  $\gamma$  и коэффициент затухания  $\kappa$  отличны от нуля. Декремент затухания волны на быстрых электронах  $\gamma_h$  имеет вид [17]

$$\gamma_h = \pi^{3/2} e^2 \sqrt{2m_e} \frac{\omega_p \omega n_h}{k^3 T_h^{3/2}} \exp\left(-\frac{\omega^2 m_e}{2k^2 T_h}\right). \quad (28)$$

Рассмотрим оценку энергии быстрых электронов. В общем случае для этой оценки необходимо самосогласованно учитывать набор энергии быстрыми электронами и затухание плазменной волны из-за передачи энергии этим электронам. На данном этапе ограничимся более простыми оценками в двух предельных случаях. Первая оценка делается

в предположении, что плазменная волна в области  $s_1 < s < 1$  затухает слабо и энергия волны тратится в основном на нагрев тепловых электронов (при  $s < s_1$ ). При этом быстрые электроны набирают энергию от плазменной волны наиболее эффективно, так как набор энергии происходит во всей области  $s_1 < s < 1$ . Эта оценка энергии быстрых электронов является оценкой сверху. Для определения энергии быстрых электронов в этом случае используем уравнение квазилинейной диффузии (в импульсном пространстве) [17]:

$$v \frac{\partial f_0}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial p} \left( D \frac{\partial f_0}{\partial p} \right), \quad (29)$$

где  $D \approx e^2 E_p^2 / v_0 \Delta k$  — коэффициент диффузии, определяемый спектральной плотностью квадрата плазменного поля,  $E_p$  — плазменное поле,  $v_0$  — характерная фазовая скорость волны,  $\Delta k$  — ширина спектра волновых чисел в волне. Так как волновой вектор волны согласно (21) является функцией  $s$  и, соответственно, координаты  $z$ , то в области  $0 < z < z_a$  плазменное поле будет содержать фурье-компоненты с волновыми векторами в области  $0 < k < k_a$ , где  $k_a$  — значение  $k$  на границе области  $z_a$ . Для оценок можно считать спектральную плотность плазменного поля равномерной в этой области, поэтому коэффициент диффузии  $D$  записан в таком виде. Из (29) можно получить оценочное уравнение:

$$\frac{v^*}{\Delta z} = \frac{D}{(\Delta p)^2}, \quad (30)$$

где  $\Delta z = z_a = 2L_0(1 - s_a)$ ;  $v^* = v_h/2$  — средняя скорость быстрого электрона;  $\Delta p = p_h$ ;  $v_h$  и  $p_h$  — скорость и импульс быстрого электрона, набранные при прохождении расстояния  $\Delta z$ . В выражении для коэффициента диффузии  $D$  можно использовать значения:  $v_0 = \omega/k_0$ ,  $k_0 = k_a/2$ ,  $\Delta k = k_a = (\omega/v_{Te})[(2/3)s_a(1 - s_a)]^{1/2}$ . При этом произведение  $v_0 \Delta k = 2\omega$ . Поле  $E_p$  можно взять в точке  $s^* = (1 + s_a)/2$ . Значение поля в точке  $s^*$  можно определить в приближении геометрической оптики через поле в критической точке:

$$E_p^2 = E_{pcr}^2 \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon^*}}. \quad (31)$$

Здесь  $\varepsilon^* = 1 - (s^*)^2$ , а  $\varepsilon_1 = b(v_{Te}/\omega L_1)^{2/3}$  — значение  $\varepsilon$  вблизи критической плотности, где применимо приближение геометрической оптики. Выражение для  $\varepsilon_1$  получается из (14), если в нем  $k_0 = \omega/c$  заменить на  $\omega/v_{Te}$ . В результате из (30) для энергии быстрых электронов  $\varepsilon_h$  получаем оценку

$$\varepsilon_h = \varepsilon_{os cr} [k_0 L_0 (1 - s_a)]^{2/3} \left( \frac{2\varepsilon_1 m_e c^2}{\varepsilon^* \varepsilon_{os cr}} \right)^{1/3}. \quad (32)$$

Если предположить, что функция распределения в (29) имеет максвелловский вид с температурой  $T_h$ ,

$$f_0 = \frac{A}{\sqrt{T_h}} \exp\left(-\frac{p^2}{2m_e T_h}\right), \quad (33)$$

то для  $T_h$  из (29) получим уравнение

$$v \frac{dT_h}{dz} = \frac{2D}{m_e} \quad (34)$$

и для  $T_h$  получается оценочное выражение (32) с дополнительным численным множителем  $T_h = 2^{4/3} \varepsilon_h$ .

Вторая оценка энергии быстрых электронов делается в предположении, что затухание плазменной волны на быстрых электронах является сильным и почти вся энергия плазменной волны передается быстрым электронам. В этом случае в (31) должен быть учтен множитель  $\delta_{ah} = \exp(-2\kappa_h \Delta z^*)$ , где  $\kappa_h$  — амплитудный коэффициент затухания плазменной волны на быстрых электронах (квадрат поля затухает с коэффициентом  $2\kappa_h$ ),  $\Delta z^* = z_1/2$  — полуширина области затухания. Доля потока энергии, которая теряется волной на генерацию быстрых электронов, равна  $1 - \delta_{ah}^2$ . Выражение для  $\kappa_h$  получается из (28) с учетом того, что  $\kappa_h = \gamma_h/v_p = \gamma_h k/\omega$ . Если учесть также, что  $T_h = m_e v_h^2/2$  и  $v_h = v_p$ , получим

$$\kappa_h = \sqrt{\pi} \exp(-1) s \sqrt{\frac{2}{3} s(1-s)} \frac{\omega n_h}{v T_e n_{ec}}, \quad (35)$$

где  $n_{ec}$  — критическая плотность электронов. Для температуры быстрых электронов в случае затухания плазменной волны из (32) с учетом соотношения  $2^{4/3} \varepsilon_h$  получаем

$$T_h = 2^{4/3} \varepsilon_{os cr} [k_0 L_0 (1 - s_a)]^{2/3} \times \left( \frac{2\varepsilon_1 m_e c^2}{\varepsilon^* \varepsilon_{os cr}} \right)^{1/3} \delta_{ah}^{2/3}, \quad (36)$$

так как  $T_h \sim \varepsilon_{os}^{2/3}$ ,  $\varepsilon_{os} \sim \delta_{ah}$ .

Рассмотренная выше модель резонансного поглощения и генерации быстрых электронов использована в программе ATLANT-HE [12]. Были проведены расчеты взаимодействия с плазмой фокусируемого на СН-мишень лазерного пучка с учетом условий эксперимента NIF [8]. В расчетах рассматривался аксиально-симметричный лазерный пучок с гауссовой зависимостью интенсивности по сечению пучка:

Таблица

$q_L, 10^{15}$ Вт/см <sup>2</sup>	0.5	1.0	1.5
$\delta_a$	0.936	0.929	0.927
$\delta_{ar}$	0.0114	0.0142	0.0164
$\delta_p$	0.0092	0.0125	0.0150

$I(r) = \exp(-r^2/a^2)$ . Угол падения луча с координатой  $r = a$  составлял 25°. Граница пучка имела радиус  $r_b = 2a$ . Радиус лазерного пятна на мишени по уровню интенсивности при  $r = a$  составлял 980 мкм. Временная форма импульса имела вид трапеции с нижним основанием 7.5 нс, верхним основанием 5 нс и передним фронтом 2 нс. Длина волны излучения равнялась 0.351 мкм. Интенсивность в максимуме импульса варьировалась. Были рассмотрены три ее значения:  $(0.5, 1, 1.5) \cdot 10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup>. В таблице приведены значения общей доли поглощенной энергии  $\delta_a$  (обратный тормозной и резонансный механизмы), доли энергии, поглощенной за счет резонансного механизма,  $\delta_{ar}$  и доли энергии, переносимой плазменными волнами,  $\delta_p$ . Если эффективность передачи энергии от плазменных волн в быстрые электроны высока ( $\delta_h \approx \delta_p$ ), то значения  $\delta_h$  оказываются близкими к измеренным в эксперименте значениям. Так же как и в эксперименте,  $\delta_h$  растет с ростом плотности потока лазерного излучения. Отметим, что в эксперименте распределение падающего потока по углам падения не имело аксиальной симметрии, так как мишень была повернута относительно оси конуса, который образовывали падающие пучки. Поворот мишени делался для того, чтобы увеличить долю потока с малыми углами падения. Однако даже при такой разнице условий облучения мишени в расчете и эксперименте расчетная доля энергии, содержащаяся в быстрых электронах, количественно и качественно близка к измеренной в эксперименте. Расчет без учета деформации профиля плотности, когда размер неоднородности плотности выбирался равным  $L_0$ , для варианта  $q_L = 10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup> дал следующие значения:  $\delta_a = 0.933$ ,  $\delta_{ar} = 4.01 \cdot 10^{-3}$ ,  $\delta_p = 2.27 \cdot 10^{-3}$ . Значения  $\delta_p$  в этом случае оказались в 5.5 раз меньше, чем в варианте с деформацией профиля плотности. На рис. 1 приведены пространственные распределения плотности плазмы и электронной температуры в момент времени  $t = 5$  нс для варианта  $q_L = 10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup>. Максимум электронной температуры в этот момент составляет около 5 кэВ. В результате расчетов получено, что максимум ионной температуры составляет 2.5 кэВ. Мак-

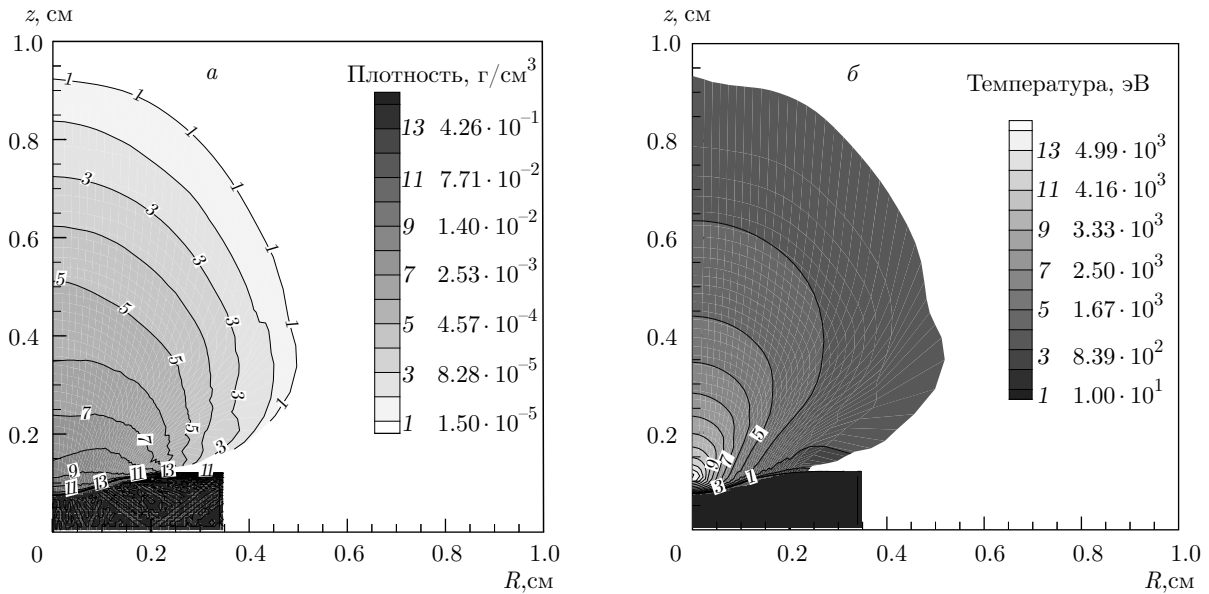


Рис. 1. Пространственные распределения плотности в  $\text{г/см}^3$  (а) и электронной температуры в эВ (б) плазмы в момент времени 5 нс для варианта  $q_L = 10^{15} \text{ Вт/см}^2$

симальная энергия быстрых электронов  $\varepsilon_{hmax}$ , вычисленная по формуле (32), в этот момент времени составляет 64 кэВ. В приближении максвелловской функции распределения быстрых электронов с температурой  $T_h$  получаем  $T_{hmax} = 160$  кэВ. Из эксперимента следует, что плазменные волны эффективно передают энергию быстрым электронам [8]. Если взять значение  $\delta_{ah} = \exp(-1)$ , то из (36) получаем  $T_{hmax} = 82$  кэВ. При этом в энергию быстрых электронов передается доля энергии плазменной волны  $1 - \delta_{ah}^2 = 0.86$ . Если принять, что средняя температура  $T_h$  равна примерно половине максимальной, то получается значение  $T_h = 41$  кэВ. Из (36) следует, что с ростом доли энергии, передаваемой быстрым электронам, их температура падает. Энергии быстрых электронов такого масштаба наблюдались и в эксперименте.

Рассмотрим оценки, позволяющие представить масштабы величин, входящих в формулы (32) и (36). В численном расчете (вариант  $10^{15} \text{ Вт/см}^2$ ) на момент времени 5 нс для луча, с которым связана максимальная энергия быстрых электронов, получены значения:  $L_0 = 250$  мкм,  $L_1 = 6.13$  мкм,  $\sin \theta_0 = 0.12$ . Для третьей гармоники Nd-лазера  $k_0 = 1.79 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$ . При этих параметрах имеем  $\tau = (k_0 L_1)^{1/3} \sin \theta_0 = 0.574$ ,  $\Phi(\tau) = 1.14$ . Согласно таблице,  $\delta_a = 0.929 = 1 - \exp(-2l)$ , где  $l$  — характерная оптическая толщина плазмы для обратного тормозного механизма поглощения на пути до точки поворота. Тогда имеем  $\exp(-l) = 0.266$ ,

и доля резонансного поглощения связанного с данным лучом потока равна  $(\Phi^2/4) \exp(-l) = 0.086$ . Не все лучи имеют параметр  $\tau$ , близкий к оптимальному, поэтому интегральная доля резонансного поглощения меньше. Вычислим энергию осцилляций электрона в плазменном поле (13) в критической точке. Для этого учтем, что  $|H_i| = |H_0| \exp(-l/2) = 1.5 \cdot 10^6$  ед. СГС,  $\nu/\omega = \nu_{ei}/\omega + \nu_p/\omega = 7.58 \cdot 10^{-3}$  (для  $T_e = 5$  кэВ). Тогда для энергии осцилляций электрона получаем  $\varepsilon_{oscr} = e^2 |E_{zc}|^2 / (2m_e \omega^2) = 0.13$  кэВ. В формуле (31) используем следующие значения:  $s_a = 0.89$ ,  $\varepsilon^* = 0.107$ ,  $\varepsilon_1 = 6.72 \cdot 10^{-3}$ . Тогда из (32) получаем  $\varepsilon_h = 64$  кэВ. Рассмотрим также оценку размера  $L_1$  по формулам (16)–(18). Для этого используем значения:  $\mu = 30.9$  ед. СГС (при  $T_i = 2.5$  кэВ в СН-плазме),  $\rho_c = 2.85 \cdot 10^{-2} \text{ г/см}^3$ ,  $c_s = 5.43 \cdot 10^7 \text{ см/с}$ . Имеем  $y_{11} = 0.162$ ,  $y_{12} = 0.0245$ , следовательно,  $L_1 = 250 \cdot 0.0245 = 6.13$  мкм. Для определения коэффициента вязкости  $\mu$  в СН-плазме использовалось выражение [18]  $\mu = T_i [n_H / (\nu_{HH} + \nu_{HC}) + n_C / (\nu_{CC} + \nu_{CH})]$ , где  $T_i$  — ионная температура,  $n_H$  и  $n_C$  — плотности ионов водорода и углерода ( $n_H = n_C = n_i/2$ ),  $\nu_{HH}$  — частота протон-протонных столкновений, в остальных частотах индексы указывают на сорта ионов, участвующих в столкновениях. Учитывалось также то, что в частоте столкновений протона и ядра углерода приведенная масса частиц определяется более легкой частицей.



Одной из причин низких значений  $\delta_{ar}$  и  $\delta_p$  во всех вариантах является значительное поглощение лазерного излучения на пути к критической поверхности за счет обратного тормозного механизма. Существует еще один эффект от деформации профиля плотности в окрестности точки поворота луча. Эффект заключается в снижении эффективности поглощения за счет обратного тормозного механизма, так как плотность подкритической плазмы с деформированным профилем меньше в сравнении с плотностью с недеформированным профилем. Расчеты величин, приведенных в таблице, проводились без учета снижения этой эффективности поглощения. С уменьшением оптической толщины плазмы для лазерного излучения возрастает доля потока, дошедшая до точки поворота, следовательно, возрастает доля резонансного поглощения. Можно приближенно рассмотреть этот эффект, предположив линейную зависимость плотности от пространственной координаты  $z$  ( $\rho/\rho_c = z/L$ ) и нормальное падение излучения на плазму. Коэффициент поглощения для обратного тормозного механизма как функция плотности имеет вид  $\kappa_b = \kappa_{b0}\rho^2/(1 - \rho/\rho_c)^{1/2}$ . Оптическая толщина  $l$  до критической точки определяется интегралом вдоль луча:

$$l = \int_0^L \kappa_b dz. \quad (37)$$

Плотность деформированного профиля в подкритической области ( $0 < z < L$ ) запишем в виде  $\rho_d = f_d \rho$  ( $f_d < 1$ ). Если рассматривать отклонение плотности  $\Delta\rho = \rho - \rho_d$ , то относительное отклонение  $\alpha_d = \Delta\rho/\rho = 1 - f_d$ . Величину  $\alpha_d$  определяем по формуле Киддера  $\alpha_d = (p_{rt}/p_T)^{1/2}$ , где  $p_{rt}$  — ponderomotorное давление в точке поворота. Интеграл (37) для линейного профиля плотности вычисляется аналитически при любых значениях  $\alpha_d$ :

$$l = \kappa_{b0}\rho_c^2 L \frac{1}{1 - \alpha_d} \times \left[ \frac{16}{15} - \left( 2\sqrt{\alpha_d} - \frac{4}{3}\alpha_d^{3/2} + \frac{2}{5}\alpha_d^{5/2} \right) \right]. \quad (38)$$

Введем отношение оптических толщин деформированного и недеформированного профилей:  $g_d(\alpha_d) = l(\alpha_d)/l_0$ , где  $l_0 = l(0)$ . Для небольших значений  $\alpha_d$  можно пренебречь высокими степенями  $\alpha_d$  и выражение для  $g_d$  принимает вид

$$g_d = \frac{1}{1 - \alpha_d} \left( 1 - \frac{30}{16}\sqrt{\alpha_d} \right). \quad (39)$$

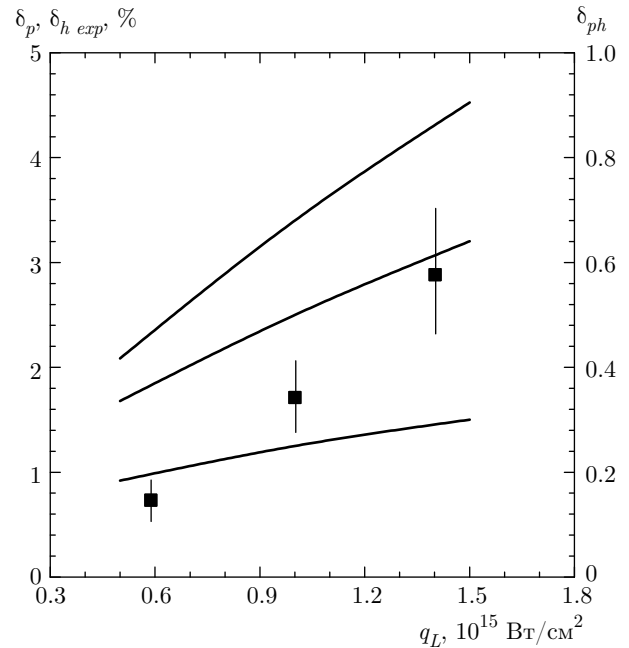


Рис. 2. Зависимости от интенсивности лазерного излучения доли энергии, трансформированной в плазменные волны,  $\delta_p$  без учета (1) и с учетом (2) снижения обратного тормозного поглощения из-за деформации профиля плотности. Точки — экспериментальные значения доли лазерной энергии, трансформированной в быстрые электроны. Кривая 3 — эффективность  $\delta_{ph}$  передачи энергии плазменных волн (расчетная кривая 2) в энергию быстрых электронов (эксперимент)

Отношение лазерного потока в точке поворота при деформированном профиле к потоку при недеформированном профиле  $f_t = \exp[l_0(1 - g_d)]$  представляет собой фактор увеличения доли резонансного поглощения из-за деформации профиля плотности. На рис. 2 приведены результаты расчетов доли лазерной энергии, трансформированной в плазменные волны,  $\delta_p$  без учета и с учетом деформации профиля плотности. Точками показаны экспериментальные значения доли лазерной энергии, трансформированной в энергию быстрых электронов,  $\delta_{hexp}$ , взятые из [8]. Кривая 3 изображает эффективность преобразования энергии плазменных волн в энергию быстрых электронов,  $\delta_{ph}$ , полученную из расчетных значений  $\delta_p$  с учетом деформации (кривая 2) и экспериментальных значений  $\delta_{hexp}$ . Из рис. 2 следует, что учет деформации профиля плотности привел к более сильной зависимости  $\delta_p$  от плотности потока, и наклон кривой 2 стал ближе к зависимости  $\delta_{hexp}$  от лазерной интенсивности.

Рассмотрим теперь генерацию быстрых электронов при ВРР. В работе [8] этот процесс рассматривался для объяснения количества и энергии быст-

рых электронов. Предполагалось, что быстрые электроны генерируются в электронной волне, которая создается пондеромоторной силой. Эта сила возникает при сложении падающей и рассеянной волн [19]. Необходимо различать плазменные волны, которые возникают из-за градиента теплового давления, и электронные волны, возникающие из-за пондеромоторной силы. Длины волн и фазовые скорости в этих двух типах возмущений электронной плотности существенно различаются. В плазменной волне масштабом длины волны является дебаевский радиус, а масштабом фазовой скорости — тепловая скорость электрона. В вынужденной электронной (рамановской) волне масштабом длины волны является длина волны лазерного излучения, а масштабом фазовой скорости — скорость света. При температуре электронов масштаба 5 кэВ нет электронов, которые двигались бы с фазовой скоростью рамановской волны. Рамановская волна является частным решением неоднородного уравнения для возмущений электронной плотности, в правой части которого стоит вынуждающая сила [19]. Известно, что общее решение неоднородного уравнения состоит из суммы частного решения неоднородного уравнения и общего решения однородного уравнения. В рассматриваемом случае общее решение однородного уравнения — это собственные плазменные волны, дисперсия и затухание которых описываются уравнениями (21), (22). При этом в (21) необходимо рассматривать частоту  $\omega_R = \omega/2$ , где  $\omega$  — лазерная частота. Точкой плазменного резонанса теперь является точка с плотностью  $\rho_{cR} = \rho_c/4$ . В этой точке волновой вектор  $k$  в (19) обращается в нуль, и плазменное колебание является общим для рамановской и плазменной волн. При плотности плазмы ниже  $\rho_{cR}$  эти волны различаются по длине волны: на длинноволновой рамановской волне имеется мелкомасштабная плазменная волна. Плазменная волна распространяется от плотности  $\rho_{cR}$  в сторону меньшей плотности, так как при  $\rho > \rho_{cR}$  волновой вектор в (19) становится мнимой величиной и волна распространяться не может. Здесь имеется аналогия с волной, рассмотренной выше для случая линейной трансформации лазерного излучения в плазменную волну. Отличие заключается в том, что в случае рамановского резонанса плазменная волна возникает за счет нелинейного механизма генерации рамановской волны. Для плазменной волны, возникающей при ВРР, можно рассматривать диффузию электронной функции распределения и получить аналогичное (36) выражение для температуры быстрых электронов:

$$T_h = 2^{4/3} \varepsilon_{os} [k_{0R} L_0 (1 - s_a)]^{2/3} \times \left( \frac{2m_e c^2}{\varepsilon_{os}} \right)^{1/3} \delta_{ah}^{2/3}. \quad (40)$$

Отличие (40) от (36) состоит в том, что в (36) осцилляторная энергия электрона  $\varepsilon_{oscr}$  берется в критической точке и имеется множитель  $(\varepsilon_1/\varepsilon^*)^{1/3}$ , который возникает из-за различия значений плазменного поля в критической точке и в середине области распространения волны. В (40)  $\varepsilon_{os}$  сразу берется в середине области, поэтому упомянутый множитель отсутствует. В (40)  $k_{0R} = \omega_R/c = 8.95 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$ . При  $q_L = 10^{15} \text{ Вт/см}^2$  энергия осцилляций электрона в поле лазерной волны составляет 0.023 кэВ. Согласно [8], в ВРР-излучении содержится от 2% до 6% лазерной энергии, а для электронных волн эти значения составляют от 1.4% до 5%. Если взять энергию плазменных волн, равную 3% от лазерной энергии, учесть, что энергия осцилляций обратно пропорциональна квадрату частоты волны и что частоты плазменной и рамановской волн одинаковы, то для  $\varepsilon_{os}$  в (40) получаем  $\varepsilon_{os} = 0.023 \cdot 0.03 \cdot 4 = 2.76 \cdot 10^{-3} \text{ кэВ}$ . При  $L_0 = 500 \text{ мкм}$  (40) дает значение  $T_h = 16 \text{ кэВ}$ . В действительности в плазменной волне содержится лишь часть энергии рамановской волны, поэтому  $\varepsilon_{os}$  и  $T_h$  будут меньше.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрена модель резонансного поглощения лазерного излучения в плазме с учетом деформации профиля плотности под действием пондеромоторной силы. Рассмотрена генерация плазменных волн при резонансном поглощении. В рамках теории квазилинейной диффузии электронной функции распределения рассмотрена генерация быстрых электронов в плазменных волнах. Получены оценочные формулы, которые были использованы в двумерной гидродинамической программе ATLANT-HE. С помощью этой программы проведены расчеты взаимодействия лазерного импульса с плоской СН-мишенью для условий эксперимента на установке NIF. Показано, что количество и энергию быстрых электронов в условиях этого эксперимента можно объяснить моделью резонансного механизма поглощения с учетом трансформации лазерного излучения в плазменные волны и далее в поток быстрых электронов. Если считать, что основным механизмом генерации быстрых электронов является механизм резонансного поглощения, то результаты эксперимента с плоской мишенью

нельзя переносить на случай сферической мишени. Резонансный механизм сильно зависит от углов падения излучения на плазму, и в случае сферической мишени только малая доля потока лазерного излучения будет иметь условия взаимодействия, близкие к случаю плоской мишени. Это представляется важным для выбора режимов облучения и состава лазерных мишеней, предназначенных для зажигания термоядерной реакции, так как существуют жесткие ограничения на предварительный прогрев мишени быстрыми электронами.

**Финансирование.** Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 16-11-10174).

## ЛИТЕРАТУРА

1. R. S. Craxton, K. S. Anderson, T. R. Boehly et al., *Phys. Plasmas* **22**, 110501 (2015).
2. A. J. Kemp, F. Fiuza, A. Debayle et al., *Nucl. Fusion* **54**, 054002 (2014).
3. С. Ю. Гуськов, *Физика плазмы* **39**, 3 (2013).
4. S. Atzeni and J. Meyer-ter-Vehn, *The Physics of Inertial Fusion*, Oxford Univ. Press, Oxford (2004).
5. M. N. Rosenbluth, *Phys. Rev. Lett.* **29**, 565 (1972).
6. C. S. Liu, M. N. Rosenbluth, and R. B. White, *Phys. Fluids* **17**, 1211 (1974).
7. A. Colaitis, G. Duchateau, X. Ribeyre et al., *Phys. Rev. E* **92**, 041101 (2015).
8. M. J. Rosenberg, A. A. Solodov, J. F. Myatt et al., *Phys. Rev. Lett.* **120**, 055001 (2018).
9. E. I. Moses, *Fusion Sci. Technol.* **60**, 11 (2011).
10. В. Л. Гинзбург, *Распространение электромагнитных волн в плазме*, Наука, Москва (1967).
11. Н. Е. Андреев, В. П. Силин, Г. Л. Стенчиков, *ЖЭТФ* **78**, 1396 (1980) [N. E. Andreev, V. P. Silin, and G. L. Stenchikov, *Sov. Phys. JETP* **51**, 703 (1980)].
12. I. G. Lebo, N. N. Demchenko, A. B. Isakov et al., *Laser Part. Beams* **22**, 267 (2004).
13. С. Ю. Гуськов, Н. Н. Демченко, К. Н. Макаров и др., *КЭ* **41**, 886 (2011).
14. С. Ю. Гуськов, Н. Н. Демченко, К. Н. Макаров и др., *Письма в ЖЭТФ* **73**, 740 (2001).
15. J. P. Freidberg, R. W. Mitchell, R. L. Morse, and L. I. Rudsinski, *Phys. Rev. Lett.* **28**, 795 (1972).
16. Р. Киддер, в сб. *Проблемы лазерного термоядерного синтеза*, под ред. А. А. Филукова, Атомиздат, Москва (1976), с. 354.
17. Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский, *Физическая кинетика*, Наука, Москва (1979).
18. С. И. Брагинский, в сб. *Вопросы теории плазмы*, Госатомиздат, Москва (1963), с. 183.
19. D. W. Phillion, D. L. Banner, E. M. Campbell et al., *Phys. Fluids* **25**, 1434 (1982).