

# СТОЛКНОВЕНИЕ ДВУХ КОРОТКИХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ В ПЛАЗМЕ И ГЕНЕРАЦИЯ КОРОТКОЖИВУЩИХ БРЭГГОВСКИХ ЗЕРКАЛ

*Л. М. Горбунов*<sup>\*a</sup>, *А. А. Фролов*<sup>b</sup>

<sup>a</sup> *Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук  
119991, Москва, Россия*

<sup>b</sup> *Институт теплофизики экстремальных состояний  
Объединенного института высоких температур Российской академии наук  
127412, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 15 декабря 2000 г.

Рассмотрено нелинейное возбуждение мелкомасштабных возмущений плотности электронов при столкновении в плазме двух одинаковых, распространяющихся навстречу друг другу коротких лазерных импульсов. Показано, что импульсы длительностью  $\tau$  порядка периода плазменных колебаний ( $\omega_p \tau \leq 1$ ,  $\omega_p$  — плазменная частота) возбуждают в области столкновения долгоживущие локализованные плазменные колебания. Проанализированы законы сохранения энергии при нелинейном смещении коротких лазерных импульсов в плазме. Исследовано рассеяние зондирующей волны на возмущениях электронной плотности, образующихся в области столкновения импульсов (короткоживущее брэгговское зеркало).

PACS: 52.40.Nk, 52.35.Mw, 52.65.-y, 52.75.Di

## ВВЕДЕНИЕ

Возбуждение плазменных колебаний при нелинейном смещении двух высокочастотных электромагнитных волн [1, 2] представляет интерес для активной диагностики лабораторной [3, 4] и ионосферной [5] плазмы, ускорения электронов [6], для поддержания квазистационарного тока при исследованиях по программе управляемого термоядерного синтеза (УТС) [7]. При обсуждении этих вопросов принято считать, что амплитуды опорных электромагнитных волн изменяются мало на периоде плазменных колебаний и возбуждение последних связано с действием резонансной силы, которая возникает из-за того, что частоты опорных волн различаются на ленгмюровскую частоту. В последнее время значительно возрос интерес к исследованию различных нелинейных эффектов, которые возникают при распространении в плазме коротких, субпикосекундных, лазерных импульсов, длительность которых зачастую оказывается меньше периода плазменных ко-

лебаний [8]. Очевидно, что при нелинейном смещении таких импульсов представление о резонансном возбуждении плазменных волн теряет смысл.

В этой статье мы рассматриваем нелинейное смещение, возникающее при столкновении двух одинаковых коротких лазерных импульсов в плазме. Образующаяся в процессе перекрытия импульсов стоячая электромагнитная волна создает мелкомасштабные ponderomotive силы, под действием которых возникает модуляция плотности электронов. Если длительность импульсов  $\tau$  существенно превышает плазменный период ( $\omega_p \tau \gg 1$ , где  $\omega_p$  — плазменная частота), то возмущения электронной плотности в области столкновения существуют только в течение процесса столкновения и исчезают, по мере того как импульсы расходятся. В результате взаимодействия импульсы незначительно меняют свою форму, а их энергия практически не изменяется. Если же процесс столкновения длится меньше, чем период плазменных колебаний ( $\omega_p \tau \leq 1$ ), то после его окончания и расхождения импульсов в области столкновения остаются долгоживущие локализованные плазменные колебания, а энергия импульсов уменьшает-

\*E-mail: gorbun@sci.lebedev.ru

ся на энергию этих колебаний. В этом случае можно говорить об «ударном» возбуждении плазменных колебаний встречными импульсами с одинаковыми частотами. Подобные процессы «ударного» возбуждения собственных колебаний и волн при нелинейном смещении коротких импульсов с одинаковыми частотами могут иметь место и в других материальных средах при других физических механизмах, определяющих нелинейное смещение. По-видимому, впервые «ударное» возбуждение звуковых волн при нелинейном смещении пикосекундных лазерных импульсов, создающих периодический в пространстве нагрев вещества, наблюдалось в молекулярных кристаллах [9, 10].

В первом разделе рассмотрен процесс возбуждения плазменных волн при столкновении двух лазерных импульсов. Во втором разделе проанализировано влияние процесса столкновения на форму и энергию импульсов. В третьем разделе исследовано рассеяние зондирующей волны на короткоживущем брэгговском зеркале, возникающем в области столкновения импульсов. В заключении обсуждаются возможные приложения рассмотренных эффектов.

### 1. ВОЗБУЖДЕНИЕ МЕЛКОМАСШТАБНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ ЭЛЕКТРОННОЙ ПЛОТНОСТИ ПРИ СТОЛКНОВЕНИИ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ

Рассмотрим два одинаковых коротких лазерных импульса с несущей частотой  $\omega_0$ , распространяющихся вдоль оси  $z$  навстречу друг другу в разреженной плазме с концентрацией электронов  $N_{0e}$  (рис. 1а). Электрическое поле лазерных импульсов запишем в виде

$$\mathbf{E}_L(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} \{ \exp(-i\omega_0 t) [\mathbf{E}_+(\mathbf{r}, t) \exp(ik_0 z) + \mathbf{E}_-(\mathbf{r}, t) \exp(-ik_0 z)] + \text{c.c.} \}, \quad (1.1)$$

где

$$k_0 = \frac{\omega_0}{c} \sqrt{\varepsilon(\omega_0)}, \quad \varepsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2},$$

$$\omega_p = \sqrt{4\pi e^2 N_{0e} / m}$$

— плазменная частота,  $e, m$  — заряд и масса электрона,  $c$  — скорость света,  $\mathbf{E}_\pm(\mathbf{r}, t)$  — комплексные амплитуды лазерных импульсов, распространяющихся соответственно слева направо и справа налево. Предполагается, что  $\mathbf{E}_\pm(\mathbf{r}, t)$  медленно изменяется на масштабах  $k_0^{-1}$  в пространстве и  $\omega_0^{-1}$  во времени.

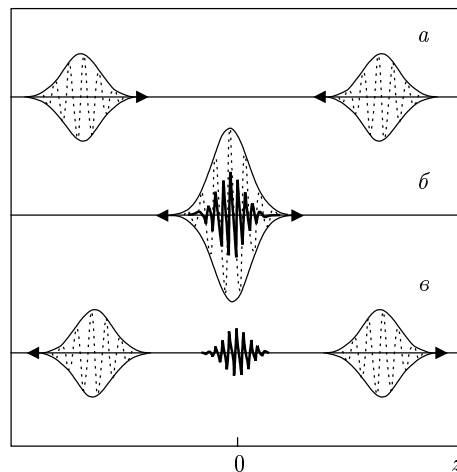


Рис. 1. Схематическое изображение столкновения двух лазерных импульсов: а — импульсы до столкновения движутся навстречу друг другу; огибающая электрического поля лазерных импульсов изображена сплошной линией, а высокочастотное заполнение — точками; б — момент полного перекрытия импульсов; мелкомасштабные ( $2k_0$ ) возмущения плотности электронов изображены сплошной жирной кривой; в — импульсы после столкновения; в области столкновения остаются мелкомасштабные плазменные колебания (сплошная жирная кривая)

Длины импульсов будем считать малыми по сравнению с дифракционной длиной и в области взаимодействия их форму запишем в виде

$$\mathbf{E}_+(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_\perp(\rho) \exp\left(-\frac{\xi^2}{2L^2}\right),$$

$$\mathbf{E}_-(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_\perp(\rho) \exp\left(-\frac{\eta^2}{2L^2}\right), \quad (1.2)$$

где

$$\xi = z - V_g t, \quad \eta = z + V_g t,$$

$V_g = (k_0/\omega_0)c^2$  — групповая скорость импульсов,  $L$  — их продольный размер, вектор  $\mathbf{E}_\perp(\rho)$  характеризует поляризацию излучения и радиальную ( $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$ ) форму импульсов. Будем считать, что импульсы имеют линейную поляризацию ( $\mathbf{e}$  — вектор поляризации) и являются аксиально-симметричными. Система координат и начальный момент времени выбраны таким образом, что в отсутствие взаимодействия при  $t = 0$  импульсы точно перекрываются и максимумы функций  $\mathbf{E}_+$  и  $\mathbf{E}_-$  находятся в точке  $z = 0$  (рис. 1б).

Заметим, что, распространяясь в плазме, лазерные импульсы генерируют также относительно низкочастотные и крупномасштабные плазменные поля

и в том числе кильватерные волны [11]. Роль таких полей при столкновении импульсов будет исследована отдельно.

По мере сближения импульсов, когда они начинают перекрываться, возникает мелкомасштабная (с волновым числом  $2k_0$ ) пондеромоторная сила, создающая соответствующие возмущения концентрации электронов (на рис. 1б они изображены сплошной жирной кривой)

$$\delta n = n_2 \exp(2ik_0z) + n_2^* \exp(-2ik_0z), \quad (1.3)$$

причем амплитуда возмущений  $n_2$  медленно изменяется во времени и в пространстве на масштабах соответственно  $\omega_0^{-1}$  и  $(2k_0)^{-1}$ .

В линейном приближении, которое справедливо при  $|n_2| < N_{0e}$  и в пренебрежении тепловым движением электронов, уравнение для  $n_2$  имеет вид (см., например, [1]):

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial t^2} + \omega_p^2 \right) \frac{n_2}{N_{0e}} = -\frac{e^2}{m^2 \omega_0^2} \left( k_0^2 - ik_0 \frac{\partial}{\partial z} - \frac{1}{4} \Delta_{\perp} \right) \times \left\{ \mathbf{E}_+ \cdot \mathbf{E}_-^* + \frac{i}{\omega_0} \left( \mathbf{E}_+ \cdot \frac{\partial \mathbf{E}_-^*}{\partial t} - \mathbf{E}_-^* \cdot \frac{\partial \mathbf{E}_+}{\partial t} \right) \right\}, \quad (1.4)$$

где

$$\Delta_{\perp} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left( \rho \frac{\partial}{\partial \rho} \right).$$

Будем считать, что импульсы слабо меняются в результате столкновения, и пренебрежем этим изменением при нахождении  $\delta n$  (условие справедливости указано ниже). Подставив выражения (1.2) в (1.4), найдем решение уравнения (1.4), удовлетворяющее условию отсутствия возмущений концентрации электронов до прихода импульсов в область взаимодействия:

$$\frac{n_2}{N_{0e}} = -\frac{e^2}{m^2 \omega_0^2 \omega_p^2} \exp\left(-\frac{z^2}{L^2}\right) \times \left( k_0^2 + 2ik_0 \frac{z}{L^2} \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2} - \frac{1}{4} \Delta_{\perp} \right) \times |\mathbf{E}_{\perp}(\rho)|^2 \Phi\left(\frac{t}{\tau}, \omega_p \tau\right), \quad (1.5)$$

где зависимость  $n_2$  от времени определяется функцией

$$\Phi(x, a) = a \int_{-\infty}^x \sin[a(x-y)] \exp(-y^2) dy, \quad (1.6)$$

где  $\tau = L/V_g$  — длительность импульса.

Эволюция возмущений плотности электронов плазмы со временем определяется функцией (1.6),

которая учитывает как плазменные колебания, остающиеся после расхождения импульсов, так и вынужденные возмущения плотности, существующие только во время столкновения импульсов.

Имея в виду обсуждение закона сохранения энергии при столкновении лазерных импульсов, запишем уравнение для плотности энергии  $w_p$  мелкомасштабных плазменных возмущений

$$\frac{\partial w_p}{\partial t} = -\frac{\omega_p^2}{16\pi\omega_0^2} \times \left\{ \mathbf{E}_+ \mathbf{E}_-^* \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{n_2^*}{N_{0e}} \right) + \mathbf{E}_- \mathbf{E}_+^* \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{n_2}{N_{0e}} \right) \right\}. \quad (1.7)$$

Используя формулу (1.5), из (1.7) найдем

$$w_p = \frac{e^2 k_0^2 |\mathbf{E}_{\perp}(\rho)|^4}{16\pi m^2 \omega_0^4} \exp\left(-\frac{2z^2}{L^2}\right) \times \left\{ \Phi^2\left(\frac{t}{\tau}, \omega_p \tau\right) + \frac{1}{\omega_p^2} \left[ \frac{\partial}{\partial t} \Phi\left(\frac{t}{\tau}, \omega_p \tau\right) \right]^2 \right\}. \quad (1.8)$$

Для расчета полной энергии плазменных возмущений будем считать, что импульсы имеют гауссовское распределение в поперечном направлении:

$$\mathbf{E}_{\perp}(\rho) = \mathbf{e} E_0 \exp(-\rho^2/2R^2), \quad (1.9)$$

где  $E_0$  — максимальное значение амплитуды электрического поля,  $R$  — характерный поперечный размер (ширина) импульса. Тогда, интегрируя выражение (1.8) по объему, найдем для полной энергии

$$W_p(t) = \frac{k_0^2 V_E^2}{4\sqrt{2}\omega_0^2} W_L \times \left\{ \Phi^2\left(\frac{t}{\tau}, \omega_p \tau\right) + \frac{1}{\omega_p^2} \left[ \frac{\partial}{\partial t} \Phi\left(\frac{t}{\tau}, \omega_p \tau\right) \right]^2 \right\}, \quad (1.10)$$

где  $W_L$  — энергия лазерного импульса:

$$W_L = \frac{\pi^{3/2} E_0^2 R^2 L}{8\pi}. \quad (1.11)$$

Из (1.10) следует, что использованное нами выше предположение о малом влиянии возмущений плотности электронов на лазерные импульсы справедливо при условии  $V_E/c \ll 1$ , где  $V_E = eE_0/m\omega_0$  — скорость осциллирующий электрона в лазерном поле.

Для анализа выражений (1.5) и (1.10) используем хорошо известную в теории плазмы (см., например, [12]) функцию

$$J_+(\beta) = \beta \exp\left(-\frac{\beta^2}{2}\right) \int_{i\infty}^{\beta} \exp\frac{x^2}{2} dx,$$

с помощью которой представим (1.6) в виде

$$\Phi(x, a) = \frac{a}{2\sqrt{2}} \exp(-x^2) \times \left[ \frac{1}{\beta_+} J_+(\beta_+) - \frac{1}{\beta_-} J_+(\beta_-) \right], \quad (1.12)$$

где

$$\beta_{\pm} = -i\sqrt{2}x \pm \frac{a}{\sqrt{2}} = -i\beta'' \pm \beta'. \quad (1.13)$$

В выражениях (1.5) и (1.10)  $x = t/\tau$  и  $a = \omega_p \tau$ , поэтому действительные части  $\beta_{\pm}$  характеризуют отношение длительности импульса к периоду плазменных колебаний, а мнимые части  $\beta_{\pm}$  определяют время в единицах длительности импульса. Значения  $|\beta''| \leq 1$  соответствуют времени взаимодействия (столкновения).

При исследовании эволюции возмущений концентрации электронов (1.5) и энергии (1.10) можно выделить ряд этапов. После столкновения, когда импульсы разошлись достаточно далеко друг от друга ( $t \gg \tau$  и  $t \gg \omega_p \tau^2/2$ ), функция  $J_+(\beta)$  упрощается [12]. Согласно (1.12), имеем

$$\Phi\left(\frac{t}{\tau}, \omega_p \tau\right) = \sqrt{\pi} \omega_p \tau \exp\left(-\frac{\omega_p^2 \tau^2}{4}\right) \sin(\omega_p t). \quad (1.14)$$

Из (1.14) видно, что наибольшую амплитуду имеют плазменные колебания, возбуждаемые импульсами длительностью  $\tau = \sqrt{2}/\omega_p$ .

Для длинных лазерных импульсов ( $\omega_p \tau > \sqrt{2}$ ) как в процессе их взаимодействия ( $t < \tau$ ), так и после него ( $t > \tau$ ) при условии  $t < \omega_p \tau^2/2$  эволюция возмущений плотности характеризуется функцией

$$\Phi\left(\frac{t}{\tau}, \omega_p \tau\right) = \omega_p \tau \left\{ \frac{\omega_p \tau}{\omega_p^2 \tau^2 + 4(t/\tau)^2} \exp\left(-\frac{t^2}{\tau^2}\right) + \frac{\sqrt{\pi}}{2} \exp\left(-\frac{\omega_p^2 \tau^2}{4}\right) \sin(\omega_p t) \right\}. \quad (1.15)$$

Из (1.15) следует, что после столкновения импульсов ( $t > \tau$ ) первое слагаемое в формуле, описывающее квазистатические возмущения плотности, становится экспоненциально малым. При этом второе слагаемое, определяющее возбуждение плазменных колебаний, экспоненциально мало для всех моментов времени.

Обратимся теперь к выражению (1.10) для полной энергии мелкомасштабных плазменных возму-

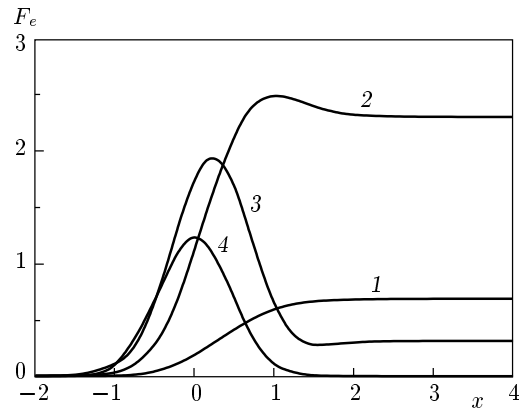


Рис. 2. Зависимость от времени ( $x = t/\tau$ ) безразмерной энергии плазменных возмущений  $F_e = (W_p/W_L)(4\sqrt{2}\omega_0^2/k_0^2V_E^2)$ . Кривым 1–4 соответствуют  $\omega_p \tau = 0.5; \sqrt{2}; 3; 5$

щений. После окончания процесса столкновения ( $t/\tau > 1$ ) с помощью формулы (1.14) найдем

$$W_p = \frac{\pi\omega_p^2\tau^2}{\sqrt{2}} \frac{k_0^2V_E^2}{4\omega_0^2} W_L \exp\left(-\frac{\omega_p^2\tau^2}{2}\right). \quad (1.16)$$

В общем случае изменение полной энергии плазменных возмущений во времени для различных величин  $\omega_p \tau$  показано на рис. 2. Видно, что для длинных импульсов ( $\omega_p \tau > \sqrt{2}$ ) энергия достигает максимума в процессе столкновения и убывает по окончании этого процесса. Это связано с тем, что на начальном этапе столкновения лазерные импульсы расходуют часть своей энергии на возбуждение квазистатических возмущений плотности электронов. Затем, благодаря изменению разности фаз между вынуждающей силой и колебаниями, эта энергия на завершающем этапе столкновения почти полностью возвращается лазерным импульсам. В отличие от этого, при столкновении коротких импульсов ( $\omega_p \tau \leq \sqrt{2}$ ) часть их энергии остается в области взаимодействия в виде мелкомасштабных плазменных колебаний.

## 2. ИЗМЕНЕНИЕ ФОРМЫ И ЭНЕРГИИ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ ПРИ ИХ СТОЛКНОВЕНИИ

В рамках нашего подхода изменение формы и энергии лазерных импульсов, возникающее благодаря их столкновению, невелико. Однако мы рассмотрим этот вопрос более детально, имея в виду дополнительную возможность для детектирования воз-

буждаемых импульсами плазменных возмущений. Подставляя (1.1) и (1.3) в уравнения для электрического поля, найдем выражения для амплитуд  $\mathbf{E}_+$  и  $\mathbf{E}_-$ :

$$\left\{ 2i\omega_0 \frac{\partial}{\partial t} - \frac{\partial^2}{\partial t^2} + c^2 \left( \Delta_{\perp} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + 2ik_0 \frac{\partial}{\partial z} \right) \right\} \mathbf{E}_+ = \omega_p^2 \frac{n_2}{N_{0e}} \mathbf{E}_- + i \frac{\omega_p^2}{\omega_0} \mathbf{E}_- \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{n_2}{N_{0e}} \right), \quad (2.1)$$

$$\left\{ 2i\omega_0 \frac{\partial}{\partial t} - \frac{\partial^2}{\partial t^2} + c^2 \left( \Delta_{\perp} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} - 2ik_0 \frac{\partial}{\partial z} \right) \right\} \mathbf{E}_- = \omega_p^2 \frac{n_2^*}{N_{0e}} \mathbf{E}_+ + i \frac{\omega_p^2}{\omega_0} \mathbf{E}_+ \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{n_2^*}{N_{0e}} \right). \quad (2.2)$$

Здесь учтены малые слагаемые со вторыми производными от медленно изменяющихся амплитуд, поскольку именно они определяют изменение энергии импульсов [13]. В правой части уравнений (2.1), (2.2) также учтены малые слагаемые с производными по времени от амплитуды возмущений плотности. Они описывают процесс передачи энергии от лазерного излучения плазменным колебаниям.

Для того чтобы из формул (2.1), (2.2) получить уравнения для энергии лазерных импульсов, нужно иметь определения усредненных по времени плотности энергии и плотности потока энергии  $\mathbf{S}$  с точностью до малых членов первого порядка по медленным пространственным и временным производным. Рассмотрим сначала определения этих величин

$$w = \frac{1}{8\pi} \langle \mathbf{E}^2 + \mathbf{B}^2 \rangle + \frac{1}{2} m N_{0e} \langle \mathbf{V}^2 \rangle, \quad (2.3)$$

$$\mathbf{S} = \frac{c}{4\pi} \langle \mathbf{E} \times \mathbf{B} \rangle,$$

где  $\mathbf{V}$  — скорость движения электронов, а угловые скобки означают усреднение по быстропеременной зависимости от времени. Подставив в (2.3) величины  $\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{B}$  и  $\mathbf{V}$ , выраженные через медленно изменяющуюся на масштабах  $\omega^{-1}$  и  $k^{-1}$  комплексную амплитуду электрического поля  $\mathcal{E}$ ,

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} \left\{ \mathcal{E}(\mathbf{r}, t) \exp(-i\omega t + ikz) + \mathcal{E}^*(\mathbf{r}, t) \exp(i\omega t - ikz) \right\},$$

найдем с точностью до членов первого порядка малости по медленным производным

$$w = \frac{1}{8\pi} \left\{ |\mathcal{E}|^2 + \frac{i}{2\omega} \left( \mathcal{E} \cdot \frac{\partial \mathcal{E}^*}{\partial t} - \mathcal{E}^* \cdot \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial t} \right) + \frac{ikc^2}{2\omega^2} \left( \mathcal{E} \cdot \frac{\partial \mathcal{E}^*}{\partial z} - \mathcal{E}^* \cdot \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial z} \right) \right\}, \quad (2.4)$$

$$S_z = \frac{V_g}{8\pi} \left\{ |\mathcal{E}|^2 + \frac{i}{2\omega} \left( \mathcal{E} \cdot \frac{\partial \mathcal{E}^*}{\partial t} - \mathcal{E}^* \cdot \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial t} \right) + \frac{i}{2k} \left( \mathcal{E} \cdot \frac{\partial \mathcal{E}^*}{\partial z} - \mathcal{E}^* \cdot \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial z} \right) \right\}, \quad (2.5)$$

$$\mathbf{S}_{\perp} = \frac{ic^2}{16\pi\omega} \left\{ \text{rot}[\mathcal{E} \times \mathcal{E}^*] + \mathcal{E}_k \nabla_{\perp} \mathcal{E}_k^* - \mathcal{E}_k^* \nabla_{\perp} \mathcal{E}_k \right\}, \quad (2.6)$$

где  $\nabla_{\perp}$  — поперечная часть оператора набла.

После умножения уравнений (2.1) и (2.2) на  $\mathbf{E}_+^*$  и  $\mathbf{E}_-^*$  соответственно с помощью определений (2.4)–(2.6) находим уравнения для изменения плотности энергии лазерных импульсов  $w_+$  и  $w_-$ :

$$\frac{\partial w_+}{\partial t} + V_g \frac{\partial w_+}{\partial z} + \nabla_{\perp} \mathbf{S}_{+\perp} = -\frac{\omega_p^2}{16\pi\omega_0^2} \times \left\{ \frac{n_2}{N_{0e}} \mathbf{E}_+^* \cdot \left( i\omega_0 + \frac{\partial}{\partial t} \right) \mathbf{E}_- + \frac{n_2^*}{N_{0e}} \mathbf{E}_+ \cdot \left( -i\omega_0 + \frac{\partial}{\partial t} \right) \mathbf{E}_-^* \right\}, \quad (2.7)$$

$$\frac{\partial w_-}{\partial t} - V_g \frac{\partial w_-}{\partial z} + \nabla_{\perp} \mathbf{S}_{-\perp} = -\frac{\omega_p^2}{16\pi\omega_0^2} \times \left\{ \frac{n_2^*}{N_{0e}} \mathbf{E}_-^* \cdot \left( i\omega_0 + \frac{\partial}{\partial t} \right) \mathbf{E}_+ + \frac{n_2}{N_{0e}} \mathbf{E}_- \cdot \left( -i\omega_0 + \frac{\partial}{\partial t} \right) \mathbf{E}_+^* \right\}. \quad (2.8)$$

Складывая выражения (2.7), (2.8), получаем уравнение для изменения суммарной энергии обоих импульсов

$$\frac{\partial}{\partial t} (w_+ + w_-) + V_g \frac{\partial}{\partial z} (w_+ - w_-) + \nabla_{\perp} (\mathbf{S}_{+\perp} + \mathbf{S}_{-\perp}) = -\frac{\omega_p^2}{16\pi\omega_0^2} \left\{ \frac{n_2}{N_{0e}} \frac{\partial}{\partial t} (\mathbf{E}_+^* \cdot \mathbf{E}_-) + \frac{n_2^*}{N_{0e}} \frac{\partial}{\partial t} (\mathbf{E}_-^* \cdot \mathbf{E}_+) \right\}. \quad (2.9)$$

Правая сторона уравнения (2.9) определяет изменение энергии лазерных импульсов из-за их взаимодействия, в результате которого возникают плазменные возмущения. Очевидно, что при этом полная энергия импульсов и плазменных колебаний должна сохраняться. Это непосредственно следует из уравнений (2.9) и (1.7), после сложения которых получаем

$$\frac{\partial}{\partial t} (w_+ + w_- + w_p + w_{int}) + V_g \frac{\partial}{\partial z} (w_+ - w_-) + \nabla_{\perp} (\mathbf{S}_{+\perp} + \mathbf{S}_{-\perp}) = 0, \quad (2.10)$$

где плотность энергии взаимодействия

$$w_{int} = \frac{\omega_p^2}{16\pi\omega_0^2} \times \left\{ \frac{n_2}{N_{0e}} \mathbf{E}_+^* \cdot \mathbf{E}_- + \frac{n_2^*}{N_{0e}} \mathbf{E}_-^* \cdot \mathbf{E}_+ \right\}. \quad (2.11)$$

Чтобы найти изменение энергии и формы импульсов после их столкновения, обратимся к уравнениям (2.7) и (2.8). Рассмотрим моменты времени  $t$ , с одной стороны, большие по сравнению с длительностью импульсов ( $t \gg \tau$ ), но, с другой стороны, малые по сравнению с  $k_0 R^2/2c$ . В этом случае можно не учитывать изменение формы импульсов из-за их дифракции.

Имея в виду то обстоятельство, что в результате столкновения начальные распределения плотности энергии в импульсах  $w_{0\pm}(z \mp V_g t)$  изменяются на малые величины  $\delta w_{\pm}(\rho, z, t)$ , найдем из (2.7)

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + V_g \frac{\partial}{\partial z} \right) \delta w_+ = -\frac{\omega_p^2}{16\pi\omega_0^2} \times \left\{ \frac{n_2}{N_{0e}} \mathbf{E}_+^* \cdot \left( i\omega_0 + \frac{\partial}{\partial t} \right) \mathbf{E}_- + \frac{n_2^*}{N_{0e}} \mathbf{E}_+ \cdot \left( -i\omega_0 + \frac{\partial}{\partial t} \right) \mathbf{E}_-^* \right\}. \quad (2.12)$$

Аналогичное уравнение для  $\delta w_-$  следует из (2.8).

Используя уравнение (1.4) для определения  $n_2$  в (2.12), после некоторых математических операций найдем для изменения энергии импульса после столкновения ( $t \gg \tau$ ):

$$\delta w_+ = \frac{\sqrt{\pi} k_0^2 e^2 |\mathbf{E}_{\perp}(\rho)|^4}{32\pi m^2 \omega_0^4} \left[ \frac{\omega_0^2}{c^2 k_0^2} L \frac{\partial}{\partial \xi} + \frac{2\xi}{L} \right] \times \exp \left( -\frac{2\xi^2}{3L^2} \right) \Phi \left( -\frac{\xi}{\sqrt{3}L}, \frac{2\omega_p \tau}{\sqrt{3}} \right). \quad (2.13)$$

На рис. 3 показано изменение плотности энергии импульса после столкновения как функция сопровождающей переменной  $\xi$ . Видно, что характер изменения плотности энергии существенно зависит от длительности импульса. Короткие импульсы ( $\omega_p \tau \leq \sqrt{2}$ ) благодаря возбуждению плазменных колебаний, остающихся в области столкновения, теряют энергию на всей длине импульса, причем более эффективно на второй его половине (кривые 1 и 2). Для более длинных импульсов (или для более плотной плазмы) в процессе столкновения возникают квазистатические мелкомасштабные возмущения плотности электронов, которые исчезают после столкновения. В течение первой половины процесса столкновения импульсы теряют энергию, а в

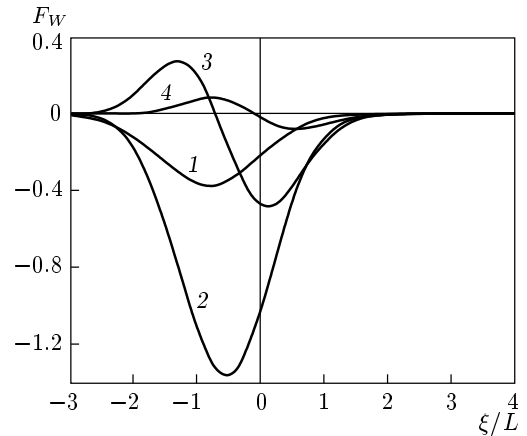


Рис. 3. Зависимость безразмерной плотности энергии импульса  $F_W = 32\pi m^2 \omega_0^4 \delta w_+ / \sqrt{\pi} k_0^2 e^2 |\mathbf{E}_{\perp}|^4$  после столкновения от безразмерной сопровождающей переменной  $\xi/L$ . Импульс движется слева направо. Кривые 1–4 соответствуют тем же значениям параметра  $\omega_p \tau$ , что и на рис. 2

течение второй энергия от возмущений плотности возвращается в импульсы (кривые 3, 4). В результате этого полная энергия импульсов практически не изменяется, но изменяется их форма.

Для того чтобы найти изменение полной энергии импульса в результате его столкновения, проинтегрируем выражение (2.13) по объему, используя для  $\mathbf{E}_{\perp}(\rho)$  формулу (1.9). В результате, как и следовало ожидать, получим величину, равную половине энергии плазменных колебаний (1.16). Вторая половина энергии передается плазменным колебаниям импульсом, движущимся в противоположном направлении.

Отметим, что, распространяясь в плазме, лазерные импульсы теряют энергию и изменяют форму также из-за других линейных и нелинейных процессов (кулоновские столкновения, дисперсия, вынужденное рамановское рассеяние и т. д.). При столкновении импульсов возникает дополнительный механизм для изменения их формы и энергии.

### 3. РАССЕЯНИЕ ПРОБНОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ НА МЕЛКОМАСШТАБНЫХ ЛОКАЛИЗОВАННЫХ ПЛАЗМЕННЫХ ВОЗМУЩЕНИЯХ

В этом разделе мы исследуем отражение (рассеяние) пробной электромагнитной волны от возмущений плотности электронов, возбуждаемых при

столкновении в плазме двух встречных лазерных импульсов. Пусть плоская электромагнитная волна с частотой  $\omega_1$  ( $\omega_1 \gg \omega_p$ ) и амплитудой  $\mathbf{E}_1$ , электрическое поле которой имеет вид

$$\mathbf{E}_p = \mathbf{E}_1 \cos(\omega_1 t - \mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r}), \quad (3.1)$$

распространяется под углом  $\alpha$  к оси  $z$  в направлении волнового вектора

$$\mathbf{k}_1 = k_1(\mathbf{e}_x \sin \alpha + \mathbf{e}_z \cos \alpha),$$

где

$$k_1 = \frac{\omega_1}{c} \sqrt{\varepsilon(\omega_1)},$$

$\mathbf{e}_x$  и  $\mathbf{e}_z$  — единичные орты декартовой системы координат. В результате взаимодействия поля (3.1) с возмущениями плотности происходит возбуждение рассеянной волны, электрическое поле  $\mathbf{E}_S(\mathbf{r}, t)$  которой удовлетворяет обычному для теории рассеяния уравнению [14]

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{E}_S + \omega_p^2 \mathbf{E}_S + c^2 \operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{E}_S = -\omega_p^2 \frac{\delta n}{N_{0e}} \mathbf{E}_p. \quad (3.2)$$

Проведя в уравнении (3.2) фурье-разложение по времени и координатам, а затем обратное преобразование Фурье по координатам, найдем с помощью формул (1.3), (1.5) выражение для  $\mathbf{E}_S(\omega, \mathbf{r})$ , которое в волновой зоне ( $r \gg R, L$ ) на больших расстояниях от области столкновения имеет вид:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_S(\omega, \mathbf{r}) &= \pi \omega_p^2 (k_0 R)(k_0 L) \tau \times \\ &\times \frac{R}{2r} \frac{V_E^2}{4c^2} [\mathbf{e}_r \times [\mathbf{e}_r \times \mathbf{E}_1]] \exp(i\chi r) (\Psi_+ + \Psi_-), \end{aligned} \quad (3.3)$$

где

$$\begin{aligned} \Psi_{\pm} &= \\ &= \frac{\exp\left(-\frac{(\omega \pm \omega_1)^2 \tau^2}{4} - \frac{(\mathbf{e}_\rho \chi \sin \theta \pm \mathbf{k}_{1\perp})^2 R^2}{4}\right)}{(\omega \pm \omega_1)^2 - \omega_p^2 + 2i\gamma_L(\omega \pm \omega_1)} \times \\ &\times \left\{ \exp\left[-\frac{(\chi \cos \theta \pm k_{1z} - 2k_0)^2 L^2}{4}\right] + \right. \\ &\left. + \exp\left[-\frac{(\chi \cos \theta \pm k_{1z} + 2k_0)^2 L^2}{4}\right] \right\}. \end{aligned} \quad (3.4)$$

Здесь

$$\mathbf{k}_{1\perp} = \mathbf{e}_x k_1 \sin \alpha, \quad k_{1z} = k_1 \cos \alpha,$$

$$\mathbf{e}_r = \mathbf{e}_z \cos \theta + \mathbf{e}_\rho \sin \theta$$

— единичный орт в направлении радиуса-вектора  $\mathbf{r}$ ,

$$\mathbf{e}_\rho = \mathbf{e}_x \cos \phi + \mathbf{e}_y \sin \phi$$

— проекция вектора  $\mathbf{e}_r$  на плоскость  $xy$ ,  $\theta$  и  $\phi$  — азимутальный и полярный углы,

$$\chi = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon(\omega)}.$$

Чтобы избежать особенностей, в формуле (3.4) учтено затухание мелкомасштабных плазменных колебаний с декрементом  $\gamma_L \ll \omega_p$ .

Одной из основных характеристик рассеянного излучения является вектор спектральной плотности потока энергии  $\mathbf{p}(\omega, \mathbf{r})$ , который для положительных частот  $\omega > 0$  выражается через фурье-компоненты электрического и магнитного полей следующим образом [15]:

$$\mathbf{p}(\omega, \mathbf{r}) = \frac{c}{8\pi^2} \{\mathbf{E}_S(\omega, \mathbf{r}) \times \mathbf{B}_S^*(\omega, \mathbf{r}) + \text{c.c.}\}. \quad (3.5)$$

Вектор (3.5) определяет энергию, излучаемую в единичный телесный угол  $dO = \sin \theta d\theta d\phi$  в интервале частот  $d\omega$ :

$$\frac{dW_S(\omega)}{d\omega dO} = r^2 \mathbf{e}_r \cdot \mathbf{p}(\omega, \mathbf{r}). \quad (3.6)$$

При выполнении условий  $\omega_1 \tau \gg 1$ ,  $k_1 R \gg 1$ ,  $k_1 L \gg 1$  и с учетом соотношений (3.3)–(3.5) энергия рассеянного излучения (3.6) принимает вид

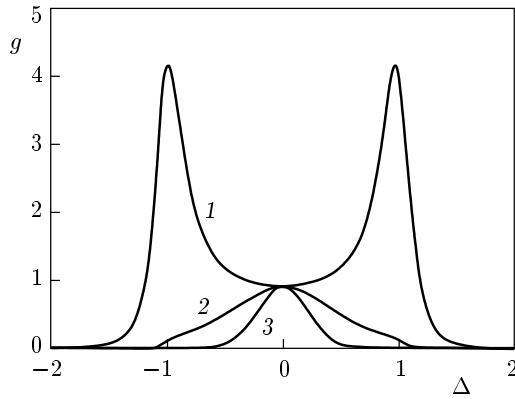
$$\begin{aligned} \frac{dW_S(\omega)}{d\omega dO} &= c \sqrt{\varepsilon(\omega_1)} [\mathbf{e}_1 \times \mathbf{e}_r]^2 E_1^2 R^2 \times \\ &\times \tau^2 (k_0 R)^2 (k_0 L)^2 \left(\frac{V_E}{4c}\right)^4 g(\omega) F^2(\theta, \phi), \end{aligned} \quad (3.7)$$

где  $\mathbf{e}_1$  — вектор поляризации падающей волны, а функции  $g(\omega)$  и  $F(\theta, \phi)$  определяют соответственно частотную и угловую зависимости:

$$\begin{aligned} g(\omega) &= \frac{\omega_p^4}{\{(\omega - \omega_1)^2 - \omega_p^2\}^2 + 4\gamma_L^2 \omega_p^2} \times \\ &\times \exp\left\{-\frac{(\omega - \omega_1)^2 \tau^2}{2}\right\}, \end{aligned} \quad (3.8)$$

$$\begin{aligned} F(\theta, \phi) &= \exp\left\{-\frac{k_1^2 R^2}{4}\right\} \times \\ &\times (\sin^2 \theta + \sin^2 \alpha - 2 \sin \theta \sin \alpha \cos \phi) - \\ &- \frac{k_1^2 L^2}{4} \left(\cos \theta - \cos \alpha + \frac{2k_0}{k_1}\right)^2. \end{aligned} \quad (3.9)$$

Отметим, что  $W_S(\omega)$  — спектральная плотность энергии, которая рассеивается в течение всего времени существования возмущений плотности. В пренебрежении затуханием плазменные колебания живут бесконечно долго и  $W_S(\omega)$  при  $\omega = \omega_1 \pm \omega_p$  имеет



**Рис. 4.** Зависимость спектральной плотности энергии рассеянного излучения  $g(\omega)$  (3.8) от безразмерной частоты  $\Delta = (\omega - \omega_1)/\omega_p$  для  $\gamma_L/\omega_p = 0.15$  и для различных значений параметра  $\omega_p\tau$ . Кривым 1–3 соответствуют значения  $\omega_p\tau = \sqrt{2}$ ; 3; 5

особенность. При учете диссипации время рассеяния ограничено временем жизни плазменных колебаний и спектральная плотность, характеризуемая функцией (3.8), конечна при  $\omega = \omega_1 \pm \omega_p$ .

Спектр рассеянного излучения (функция (3.8)) показан на рис. 4 при различных значениях параметра  $\omega_p\tau$ . Для длинных импульсов (или плотной плазмы), когда  $\omega_p\tau \gg 1$ , в спектре преобладает излучение на частоте  $\omega \approx \omega_1$ . При столкновении коротких импульсов ( $\omega_p\tau \leq 1$ ) в спектре рассеянного излучения имеются две узкие линии с частотами  $\omega = \omega_1 \pm \omega_p$ .

Угловое распределение рассеянного излучения описывается функцией (3.9). Направление, при котором рассеянная энергия максимальна, характеризуется углами  $\phi = 0$  и  $\theta = \pi - \alpha$ , что соответствует выполнению условия Вульфа–Брэгга

$$k_0 = k_1 \cos \alpha. \quad (3.10)$$

Рассеянное излучение имеет узкую диаграмму направленности и при условии

$$\cos \alpha \gg \frac{1}{k_1 R}, \frac{1}{k_1 L}$$

функция  $F(\theta, \phi)$  принимает гауссовскую форму с угловыми ширинами

$$\Delta\theta = \max\left(\frac{2}{k_1 R \cos \alpha}, \frac{2}{k_1 L \sin \alpha}\right),$$

$$\Delta\phi = \frac{2}{k_1 R \sin \alpha}.$$

В результате интегрирования выражения (3.7) по частоте находим полную энергию, рассеянную в элемент телесного угла  $dO$ ,

$$\frac{dW_S}{dO} = c\sqrt{\varepsilon(\omega_1)} [\mathbf{e}_1 \times \mathbf{e}_r]^2 E_1^2 R^2 \times \tau^2 (k_0 R)^2 (k_0 L)^2 \left(\frac{V_E}{4c}\right)^4 GF^2(\theta, \phi), \quad (3.11)$$

где величина

$$G = \int_0^\infty g(\omega) d\omega$$

в общем случае имеет достаточно сложный вид. Она существенно упрощается в пределе коротких ( $\omega_p\tau \ll 1$ ) и длинных ( $\omega_p\tau \gg 1$ ) импульсов. В первом случае  $G \approx \pi\omega_p^2/2\gamma_L$  и определяется затуханием плазменных колебаний  $\gamma_L$ . Во втором случае  $G \approx \sqrt{2\pi}/\tau$  и зависит от длительности процесса столкновения импульсов.

До сих пор мы рассматривали спектральные свойства излучения, рассеянного в течение всего времени существования возмущений плотности электронов. Теперь изучим пространственно-временную структуру электрического поля рассеянного излучения в дальней зоне. Применяя в формуле (3.3) обратное преобразование Фурье по времени, получим выражение

$$\mathbf{E}_S(\mathbf{r}, t) = \sqrt{\pi} (k_0 R) (k_0 L) \frac{R}{r} \frac{V_E^2}{4c^2} \times [\mathbf{e}_r \times [\mathbf{E}_1 \times \mathbf{e}_r]] \Phi_S \left(\frac{t}{\tau} - \frac{r}{V_1\tau}, \omega_p\tau\right) \times F(\theta, \phi) \cos(\omega_1 t - k_1 r). \quad (3.12)$$

Здесь функция  $\Phi_S$  является обобщением формулы (1.6) на случай затухающих плазменных колебаний и может быть представлена в виде, аналогичном (1.12),

$$\Phi_S \left(\frac{t}{\tau} - \frac{r}{V_1\tau}, \omega_p\tau\right) = \frac{\omega_p\tau}{2\sqrt{2}} \times \exp\left\{-\frac{1}{\tau^2} \left(t - \frac{r}{V_1}\right)^2\right\} \times \left\{\frac{J_+(\gamma_+)}{\gamma_+} - \frac{J_+(\gamma_-)}{\gamma_-}\right\}, \quad (3.13)$$

где

$$\gamma_\pm = -i\frac{\sqrt{2}}{\tau} \left(t - \frac{r}{V_1}\right) \pm \frac{\omega_p \pm i\gamma_L}{\sqrt{2}} \tau,$$

$V_1 = c\sqrt{\varepsilon(\omega_1)}$  — групповая скорость рассеянной волны в плазме. Используя асимптотическое разложе-



ние для  $J_{\pm}(\gamma_{\pm})$ , найдем, что для коротких импульсов ( $\omega_p \tau < 1$ ) электрическое поле (3.12) принимает вид

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_S(\mathbf{r}, t) = & \pi \omega_p \tau (k_0 R)(k_0 L) \frac{R}{2r} \frac{V_E^2}{4c^2} [\mathbf{e}_r \times [\mathbf{E}_1 \times \mathbf{e}_r]] \times \\ & \times \exp \left\{ -\frac{\omega_p^2 \tau^2}{4} - \gamma_L \left( t - \frac{r}{V_1} \right) \right\} \times \\ & \times F(\theta, \phi) \left\{ \sin \left[ (\omega_1 + \omega_p)t - \left( k_1 + \frac{\omega_p}{V_1} \right) r \right] - \right. \\ & \left. - \sin \left[ (\omega_1 - \omega_p)t - \left( k_1 - \frac{\omega_p}{V_1} \right) r \right] \right\}. \end{aligned} \quad (3.14)$$

Выражение (3.14) описывает две затухающие со временем электромагнитные волны с частотами  $(\omega_1 \pm \omega_p)$ , возникающие из-за рассеяния зондирующего излучения на возбужденных плазменных колебаниях в области столкновения лазерных импульсов. В отличие от этого при столкновении более длинных импульсов ( $\omega_p \tau > 1$ ) электрическое поле рассеянной волны имеет форму импульса с длительностью  $\tau$  и согласно (3.12), (3.13) определяется выражением:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_S(\mathbf{r}, t) = & \sqrt{\pi} (k_0 R)(k_0 L) \frac{R}{r} \frac{V_E^2}{4c^2} [\mathbf{e}_r \times [\mathbf{E}_1 \times \mathbf{e}_r]] \times \\ & \times \left\{ \frac{\omega_p^2 \tau^2}{\omega_p^2 \tau^2 + \frac{4}{\tau^2} \left( t - \frac{r}{V_1} \right)^2} \exp \left[ -\frac{1}{\tau^2} \left( t - \frac{r}{V_1} \right)^2 \right] + \right. \\ & \left. + \frac{\sqrt{\pi} \omega_p \tau}{2} \exp \left[ -\frac{\omega_p^2 \tau^2}{4} - \gamma_L \left( 1 - \frac{r}{V_1} \right) \right] \times \right. \\ & \left. \times \sin \left[ \omega_p \left( t - \frac{r}{V_1} \right) \right] \right\} \times \\ & \times F(\theta, \phi) \cos(\omega_1 t - k_1 r). \end{aligned} \quad (3.15)$$

В этом случае отражение пробной электромагнитной волны от квазистатических возмущений плотности электронов происходит только в течение времени столкновения импульсов и частота излучения практически не изменяется.

При рассмотрении рассеяния на локализованных образованиях часто используют понятие об эффективном сечении рассеяния, которое определяется как отношение средней интенсивности излучения к плотности потока энергии падающей волны  $c\sqrt{\varepsilon(\omega_1)} E_1^2 (8\pi)^{-1}$ . Используя для нахождения

интенсивности излучения формулу (3.12), получим дифференциальное сечение рассеяния

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dO} = & 16\pi R^2 [\mathbf{e}_1 \times \mathbf{e}_r]^2 (k_0 R)^2 (k_0 L)^2 \times \\ & \times \left( \frac{V_E}{4c} \right)^4 \Phi_S^2 \left( \frac{t}{\tau} - \frac{r}{V_1 \tau}, \omega_p \tau \right) F^2(\theta, \phi), \end{aligned} \quad (3.16)$$

где введенные выше функции (3.13) и (3.9) определяют зависимость от времени и от углов. В случае относительно длинных лазерных импульсов ( $\omega_p \tau > 1$ ) эффективность отражения от брэгговского зеркала можно характеризовать полным усредненным по времени сечением рассеяния, которое получается из формулы (3.16) в результате интегрирования по телесному углу и времени и деления результата на длительность опорных импульсов  $\tau$ :

$$\begin{aligned} \sigma = & 8\pi R^2 \frac{k_0^2}{k_1^2} \frac{(2\pi)^{3/2} \beta R (k_0 L)^2}{\sqrt{R^2 \cos^2 \alpha + L^2 \sin^2 \alpha}} \left( \frac{V_E}{4c} \right)^4 \times \\ & \times \exp \left\{ -\frac{2(k_0 - k_1 \cos \alpha)^2 R^2 L^2 \cos^2 \alpha}{R^2 \cos^2 \alpha + L^2 \sin^2 \alpha} \right\}, \end{aligned} \quad (3.17)$$

где коэффициент  $\beta$  равен единице для зондирующей волны, поляризованной вдоль оси  $y$  ( $s$ -поляризация), и  $\beta = \cos^2(2\alpha)$ , если вектор поляризации лежит в плоскости  $xz$  ( $p$ -поляризация). Полную рассеянную энергию  $W_S$  легко найти либо из выражения (3.17), умножая его на плотность потока энергии в зондирующей волне и на время рассеяния  $\tau$ , либо из формулы (3.11) как результат интегрирования по телесному углу.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В Заключении сделаем несколько замечаний относительно возможного применения рассмотренных выше эффектов.

Оценим отражающую способность брэгговского зеркала в случае относительно длинных лазерных импульсов ( $\omega_p \tau > 1$ ), когда не происходит смещения частоты отраженного излучения. Пусть в плазме с плотностью электронов  $N_{0e} = 1.3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  сталкиваются два лазерных импульса, имеющие энергии 1 Дж, длительности  $\tau = 400 \text{ фс}$  ( $L = 120 \text{ мкм}$ ), частоты  $\omega_0 = 2.4 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$  ( $\lambda_0 = 0.8 \text{ мкм}$ ) и поперечные размеры  $R = 100 \text{ мкм}$ . Соответствующие интенсивности излучения равны  $4.5 \cdot 10^{15} \text{ Вт/см}^2$ , а амплитуда мелкомасштабных возмущений плотности электронов составляет  $(n_2/N_{0e}) \approx 0.3$ . При таких параметрах плазмы и импульсов,  $\omega_p \tau \approx 80 \gg 1$ , в области столкновения возбуждаются квазистатические

возмущения плотности электронов. Если зондирующая волна имеет  $s$ -поляризацию, является второй гармоникой опорных волн ( $k_1 = 2k_0$ ) и угол падения  $\alpha$  равен  $60^\circ$ , то под углом  $\theta = \pi - \alpha = 120^\circ$  полная рассеянная энергия составляет

$$W_S = 0.25 \frac{E_1^2}{8\pi} V_L,$$

где  $V_L = \pi^{3/2} R^2 L$  — объем, занимаемый опорным импульсом. При этом полное сечение рассеяния равно  $\sigma = 0.44\pi R^2$ . Можно сказать, что от брэгговского зеркала отражается 25% энергии зондирующей волны, которая содержится в объеме, где происходит рассеяние. Частоту рассеянной волны можно перестраивать, изменяя угол падения зондирующей волны. Это открывает возможность использования короткоживущего брэгговского зеркала для «вырезания» коротких импульсов из более длинных лазерных импульсов с различными частотами.

Отметим, что наше рассмотрение предполагает линейность возмущений плотности электронов (уравнение (1.4)) и поэтому ограничено интенсивностью опорных волн на уровне  $10^{15}$ – $10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup> при  $\lambda_0 \approx 1$  мкм. На современных установках интенсивность лазерного излучения может быть существенно выше, когда соответствующие возмущения плотности электронов становятся нелинейными. Измерение зависимости спектральных и угловых характеристик рассеянной зондирующей волны от интенсивности опорных лазерных импульсов делает возможным исследование процесса перехода от линейных к нелинейным возбуждаемым плазменным колебаниям и последующей их эволюции.

В частности, возбуждаемые короткими лазерными импульсами ( $\omega_p \tau \leq 1$ ) в области столкновения мелкомасштабные локализованные когерентные плазменные колебания могут оказаться привлекательным объектом для исследования процесса разрушения когерентности и развития сильной ленгмюровской турбулентности в условиях лазерных экспериментов.

Как уже отмечалось во Введении, «ударное» возбуждение колебаний и волн при столкновении коротких лазерных импульсов с одинаковыми частотами возможно не только в плазме, но и в других материальных средах. На основании нашего анализа можно заключить, что «ударный» механизм возбуждения наиболее эффективен для таких колебаний и волн, период которых близок к длительности процесса столкновения импульсов.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 01-02-16723).

## ЛИТЕРАТУРА

1. А. Г. Литвак, Изв. ВУЗов, радиофизика, вып. 7, 562 (1964).
2. N. M. Kroll, A. Ron, and N. Rostoker, Phys. Rev. Lett. **13**, 83 (1964).
3. J. Meyer, Phys. Rev. A **6**, 2291 (1972).
4. B. L. Stansfield, R. Nodwell, and J. Meyer, Phys. Rev. Lett. **26**, 1219 (1971); L. A. Godfrey, R. Nodwell, and F. L. Curzon, Phys. Rev. A **20**, 567 (1979); В. Г. Жуковский, Физика плазмы **3**, 1142 (1977).
5. J. Lavergnat, P. Bauer, J. V. Delahaye, and R. Ney, Geophys. Res. Lett. **4**, 417 (1977); K. B. Dysthe, E. Mjølhus, and J. Trulsen, J. Geophys. Res. **83**, 1985 (1978); Л. М. Горбунов, А. Б. Романов, Физика плазмы **15**, 83 (1989); P. A. Bernhardt, L. S. Wagner, J. A. Goldstein et al., Phys. Rev. Lett. **72**, 2879 (1994).
6. C. Joschi, W. B. Mori, T. Katsouleas et al., Nature **311**, 525 (1984); B. Amini, Phys. Rev. Lett. **54**, 1163 (1985).
7. J. A. Heikkinen, S. J. Karttunen, and R. R. Salomaa, Nucl. Fusion **28**, 1845 (1988).
8. E. Esarey, P. Sprangle, J. Krall, and A. Ting, IEEE Trans. Plasma Sci. **24**, 252 (1996).
9. J. Salcedo and A. E. Siegman, Phys. Rev. Lett. **41**, 131 (1978).
10. С. А. Ахманов, Н. И. Коротеев, *Методы нелинейной оптики в спектроскопии рассеяния света*, Наука, Москва (1981), с. 470.
11. Л. М. Горбунов, В. И. Кирсанов, ЖЭТФ **93**, 509 (1987).
12. В. П. Силин, А. А. Рухадзе, *Электромагнитные свойства плазмы и плазмоподобных сред*, Госатомиздат, Москва (1961), с. 90.
13. N. E. Andreev, L. M. Gorbunov, V. I. Kirsanov et al., Phys. Scripta **49**, 101 (1994).
14. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред*, Наука, Москва (1982), с. 562.
15. Л. М. Горбунов, А. А. Фролов, ЖЭТФ **110**, 1757 (1996).