

# Генерация поверхностных волн и низкочастотного излучения при воздействии на проводник импульса лазерного излучения, сфокусированного цилиндрической линзой

С.А.Урюпин, А.А.Фролов

*Развита теория генерации низкочастотного излучения и поверхностных волн при пондеромоторном воздействии падающего вдоль нормали на проводник фемтосекундного импульса лазерного излучения, сфокусированного цилиндрической линзой. Показано, что при выбранном способе фокусировки и заданных значениях длительности импульса и плотности потока лазерного излучения существует возможность значительного повышения полной энергии как поверхностных волн, так и низкочастотного излучения.*

**Ключевые слова:** поверхностная волна, фемтосекундный лазерный импульс, терагерцевый диапазон частот, частота столкновений.

## 1. Введение

Экспериментальному изучению генерации низкочастотного излучения при воздействии ультракоротких импульсов лазерного излучения на проводники посвящено немало работ (см., напр., [1–5]). Одновременно с генерацией низкочастотного излучения происходит возбуждение поверхностных волн. В частности, возбуждение волн, бегущих вдоль поверхности образца, продемонстрировано в экспериментах [6, 7]. Для теоретического описания генерации низкочастотного излучения и возбуждения поверхностных волн привлекаются различные физические механизмы. Один из простейших и легко реализуемых механизмов связан с возбуждением нелинейных вихревых токов в проводнике при пондеромоторном воздействии импульса сфокусированного лазерного излучения. В этом случае сосредоточенные в скин-слое проводника нелинейные токи являются источником как низкочастотного излучения, уходящего в вакуум от поверхности проводника, так и низкочастотных поверхностных волн, распространяющихся вдоль поверхности проводника. Поле низкочастотного излучения возникает от частей фурье-образа пондеромоторного потенциала, для которых отношение модуля частоты  $\omega$  к модулю компоненты волнового вектора вдоль поверхности проводника  $k_x$  больше скорости света  $c$ . Другие части фурье-образа пондеромоторного потенциала, для которых  $|\omega| < |k_x|c$ , порождают поверхностные волны.

Применительно к воздействию на проводник фемтосекундного импульса излучения, сфокусированного сферической линзой, теория генерации терагерцевого излучения

и возбуждения терагерцевых поверхностных волн развита в работах [8, 9]. Согласно [8, 9] спектральный состав как низкочастотного излучения, так и поверхностных волн определяется частотами порядка обратной длительности воздействующего лазерного импульса, если размер фокального пятна меньше длины импульса. При этом полная энергия низкочастотного излучения и поверхностных волн пропорциональна квадрату плотности потока лазерного излучения. Квадратичная зависимость энергии низкочастотных полей в проводнике и вакууме является следствием использования теории возмущений, применимой при сравнительно слабых полях лазерного излучения. При освоении терагерцевого диапазона частот длительность лазерного импульса детерминирована и составляет десятки–сотни фемтосекунд. В условиях применимости теории возмущений по полю плотности потока излучения не может быть слишком большой, т.к. обычно при еще меньших плотностях потока происходит разрушение поверхности проводника. Вследствие этих ограничений на длительность импульса и плотность потока излучения повышать энергию низкочастотных полей можно путем изменения геометрии фокусировки лазерного излучения. Такая возможность выявлена в настоящей статье посредством обобщения теории, развитой в работах [8, 9], где излучение фокусировалось в пятно радиусом  $R$ , на случай, когда излучение сфокусировано цилиндрической линзой в узкую полосу шириной  $L_x \approx L$  и длиной  $L_y \gg L$ , где  $L$  – длина импульса.

В разд.2 приведены необходимые сведения о пондеромоторном воздействии лазерного излучения на проводник и получены низкочастотные поля в нем. В разд.3 найдено поле поверхностной волны, а ее физические характеристики описаны в разд.4. Аналогичное рассмотрение поля и основных характеристик низкочастотного электромагнитного излучения дано в разд.5 и 6 соответственно. Наконец, в Заключение проведено сравнение полной энергии низкочастотных полей с результатами, полученными в [8, 9]. Показано, что в случае фокусировки излучения в полосу, ширина которой  $L_x \approx L$ , а длина  $L_y \gg L$ , можно увеличить полные энергии низкочастотного излучения и поверхностных волн, по сравнению с их

С.А.Урюпин. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Россия, 115409 Москва, Каширское ш., 31; e-mail: urupin@sci.lebedev.ru  
А.А.Фролов. Объединенный институт высоких температур РАН, Россия, 125412 Москва, ул. Ижорская, 13, стр. 2

Поступила в редакцию 16 января 2014 г., после доработки – 20 марта 2014 г.

максимальными значениями при фокусировке лазерного импульса в пятно радиусом  $R \approx L$ , в  $0.15L_y/L$  и  $0.4L_y/L$  раза соответственно. Этот вывод указывает на целесообразность постановки экспериментов, подобных выполненным ранее (см., напр., [2, 3, 5, 6]), но с использованием иной оптической системы, обеспечивающей фокусировку лазерного излучения в узкую полосу.

## 2. Высокочастотное и низкочастотное поля в проводнике

Рассмотрим воздействие на проводник, занимающий полупространство  $z > 0$ , импульса лазерного излучения, распространяющегося вдоль оси  $z$ . Примем, что падающий вдоль нормали на поверхность проводника лазерный импульс фокусируется цилиндрической линзой в полосу вдоль оси  $y$ , а его электрическое поле

$$\mathbf{E}_L^{\text{inc}}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} \mathbf{E}_L \left( t - \frac{z}{c} \right) \times \exp \left[ -i\omega_0 \left( t - \frac{z}{c} \right) - \frac{x^2}{2L_x^2} \right] + \text{компл. сопр.}, \quad L_x \gg c\omega_0, \quad (1)$$

где функция  $\mathbf{E}_L(t) = (0, E_L(t), 0)$  слабо изменяется за время  $\sim 1/\omega_0$ ;  $L_x$  – характерная ширина полосы фокусировки. Ограничимся рассмотрением условий, когда несущая частота излучения  $\omega_0$  и эффективная частота столкновений электронов  $\nu_h$  удовлетворяют неравенству  $|\omega_0 + i\nu_h| \gg |\kappa_L(\omega_0)|v$ , где  $v$  – характерная скорость электронов,  $\kappa_L(\omega_0) = (\omega_0/c) \{ \omega_p^2 / [\omega_0(\omega_0 + i\nu_h)] - \varepsilon_0(\omega_0) \}^{1/2}$ ,  $\text{Re} \kappa_L(\omega_0) > 0$ ,  $\omega_p$  – плазменная частота,  $\varepsilon_0(\omega_0) = \varepsilon_0'(\omega_0) + i\varepsilon_0''(\omega_0)$  – вклад в диэлектрическую проницаемость проводника от связанных электронов и решетки. Отметим, что для таких проводников, как металлы или вырожденные полупроводники, характерная скорость электронов определяется скоростью Ферми. В этих условиях поле (1) создает в проводнике неоднородное поле

$$\mathbf{E}_c(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_L(t) \frac{\omega_0}{\omega_0 + i\kappa_L(\omega_0)} \exp \left[ -i\omega_0 t - \kappa_L(\omega_0)z - \frac{x^2}{2L_x^2} \right] + \text{компл. сопр.}, \quad z > 0, \quad \omega_0 \gg \nu_h, \quad (2)$$

которое обуславливает пондеромоторное воздействие на электроны. Если несущая частота  $\omega_0$  значительно превышает частоту столкновений электронов  $\nu_h$ , отвечающий полю (2) пондеромоторный потенциал

$$\Phi(\mathbf{r}, t) = \frac{e^2 \mathbf{E}_L^2(t)}{m|\omega_0 + i\kappa_L(\omega_0)|^2} \exp \left[ -2 \text{Re} \kappa_L(\omega_0)z - \frac{x^2}{L_x^2} \right], \quad (3)$$

где  $e$  и  $m$  – заряд и эффективная масса электрона.

Пондеромоторное воздействие импульса с медленно меняющейся во времени амплитудой поля является причиной возникновения низкочастотного тока и низкочастотного поля в проводнике. Для определения плотности низкочастотного тока  $\mathbf{j}$  воспользуемся уравнением

$$\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{j}(\mathbf{r}, t) + \nu_s \mathbf{j}(\mathbf{r}, t) = \frac{\omega_p^2}{4\pi} \left[ \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) - \frac{1}{c} \nabla \Phi(\mathbf{r}, t) \right], \quad (4)$$

где  $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$  – низкочастотное электрическое поле в проводнике. В (4) частота столкновений  $\nu_s$  отличается от  $\nu_h$

вследствие зависимости частоты электрон-электронных столкновений от частоты поля [10]. Для описания низкочастотного электромагнитного поля уравнение (4) следует дополнить уравнениями Максвелла для электрического ( $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ ) и магнитного ( $\mathbf{B}(\mathbf{r}, t)$ ) полей:

$$\text{rot} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = -\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{B}(\mathbf{r}, t), \quad (5)$$

$$\text{rot} \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{D}(\mathbf{r}, t) + \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}(\mathbf{r}, t), \quad (6)$$

где  $\mathbf{D}(\mathbf{r}, t)$  – электрическая индукция. При построении решения уравнений (4)–(6) воспользуемся преобразованиями Фурье по времени  $t$  и координате  $x$ . После преобразований Фурье из уравнений (4)–(6) получаем систему уравнений для фурье-образов компонент электрического и магнитного полей:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dz} E_x(k_x, z, \omega) - ik_x E_z(k_x, z, \omega) &= \frac{i\omega}{c} B_y(k_x, z, \omega), \\ \frac{d}{dz} B_y(k_x, z, \omega) &= \frac{i\omega}{c} \left[ \varepsilon(\omega) E_x(k_x, z, \omega) \right. \\ &\quad \left. + \frac{ik_x \omega_p^2}{\omega(\omega + i\nu_s)} \frac{\Phi(k_x, z, \omega)}{e} \right], \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} k_x B_y(k_x, z, \omega) &= -\frac{\omega}{c} \left[ \varepsilon(\omega) E_z(k_x, z, \omega) \right. \\ &\quad \left. + \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\nu_s)} \frac{d}{dz} \left[ \frac{\Phi(k_x, z, \omega)}{e} \right] \right], \quad z > 0. \end{aligned}$$

При преобразовании уравнения (6) использована связь фурье-образов вектора индукции и электрического поля  $\mathbf{D}(\mathbf{r}, \omega) = \varepsilon_0(\omega) \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega)$ . В (7) диэлектрическая проницаемость  $\varepsilon(\omega) = \varepsilon_0(\omega) - \omega_p^2 / [\omega(\omega + i\nu_s)] = \varepsilon'(\omega) + i\varepsilon''(\omega)$  не учитывает пространственной дисперсии, что оправдано, если  $\nu / |\omega + i\nu_s|$  меньше характерного масштаба изменения поля. Убывающее в глубь проводника решение уравнений (7) представим в виде

$$\begin{aligned} B_y(k_x, z, \omega) &= B_0(k_x, \omega) \exp(-\kappa z), \\ E_x(k_x, z, \omega) &= \frac{i\kappa c}{\omega \varepsilon(\omega)} B_0(k_x, \omega) \exp(-\kappa z) \\ &\quad - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\nu_s)} \frac{ik_x}{\varepsilon(\omega)} \frac{\Phi(k_x, z, \omega)}{e}, \\ E_z(k_x, z, \omega) &= -\frac{ck_x}{\omega \varepsilon(\omega)} B_0(k_x, \omega) \exp(-\kappa z) \\ &\quad - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\nu_s)} \frac{1}{\varepsilon(\omega)} \frac{d}{dz} \left[ \frac{\Phi(k_x, z, \omega)}{e} \right], \quad z < 0. \end{aligned} \quad (8)$$

Здесь  $\kappa = \sqrt{k_x^2 - \omega^2 \varepsilon(\omega) / c^2}$ ;  $\text{Re} \kappa > 0$ ;

$$\Phi(k_x, z, \omega) = \frac{e^2 (\mathbf{E}_L^2)_\omega \sqrt{\pi} L_x}{m|\omega_0 + i\kappa_L(\omega_0)|^2} \exp \left[ -2 \text{Re} \kappa_L(\omega_0)z - \frac{k_x^2 L_x^2}{4} \right];$$

$$(\mathbf{E}_L^2)_\omega = \int_{-\infty}^{\infty} dt \mathbf{E}_L^2(t) \exp(i\omega t). \quad (9)$$

Функция  $B_0(k_x, \omega)$  будет найдена в следующих разделах.

### 3. Поле поверхностной волны

Если положить  $\Phi(k_x, z, \omega) = 0$  и  $\varepsilon(\omega) = 1$ , то уравнения (7) позволяют описать поле в вакууме. Рассмотрим решение этих уравнений при  $|\omega| < |k_x|c$ . В этом пределе, используя условия непрерывности тангенциальных компонент электромагнитного поля на плоскости  $z = 0$ , имеем локализованное у поверхности проводника решение упущенных уравнений (7):

$$\begin{aligned} B_y(k_x, z, \omega) &= B_0(k_x, \omega) \exp(\kappa_0 z), \\ E_x(k_x, z, \omega) &= -i(c\kappa_0/\omega) B_0(k_x, \omega) \exp(\kappa_0 z), \end{aligned} \quad (10)$$

$$E_z(k_x, z, \omega) = -(c\kappa_x/\omega) B_0(k_x, \omega) \exp(\kappa_0 z), \quad |\omega| < |k_x|c, z < 0,$$

где  $\kappa_0 = \sqrt{k_x^2 - \omega^2/c^2}$ ;

$$B_0(k_x, \omega) = \frac{\omega_p^2}{(\omega + iv_s) \kappa + \kappa_0 \varepsilon(\omega)} \frac{k_x}{ce} \Phi(k_x, z = 0, \omega). \quad (11)$$

Принимая во внимание соотношения (9)–(11), находим фурье-образ магнитного поля

$$\begin{aligned} B_y(x, z, \omega) &= \frac{\omega_p^2}{|\omega_0 + i\kappa_L(\omega_0)|^2} \frac{e(\mathbf{E}_L^2)_\omega \sqrt{\pi} L_x}{mc(\omega + iv_s)} \\ &\times \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dk_x}{2\pi} \frac{k_x}{\kappa + \kappa_0 \varepsilon(\omega)} \eta(k_x^2 c^2 - \omega^2) \exp(ik_x x - \frac{1}{4} k_x^2 L_x^2) \\ &\times [\eta(-z) \exp(\kappa_0 z) + \eta(z) \exp(-\kappa z)], \end{aligned} \quad (12)$$

где  $\eta(z)$  – единичная функция Хевисайда. Функция  $B_y(x, z, \omega)$  имеет следующие свойства:  $B_y(x, z, \omega) = B_y^*(x, z, -\omega)$  и  $B_y(x, z, \omega) = -B_y(-x, z, \omega)$ . В знаменателе формулы (12) стоит функция  $\kappa + \kappa_0 \varepsilon(\omega)$ , которую, учтя выражения для  $\kappa_0$  и  $\kappa$ , можно представить в виде

$$\kappa + \kappa_0 \varepsilon(\omega) = \frac{1 - \varepsilon^2(\omega)}{\kappa - \kappa_0 \varepsilon(\omega)} \left[ k_x^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \frac{\varepsilon(\omega)}{\varepsilon(\omega) + 1} \right]. \quad (13)$$

Выражение (13) равно нулю, если

$$k_x^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \left[ 1 + \frac{1}{|\varepsilon'(\omega)| - 1 - i\varepsilon''(\omega)} \right], \quad (14)$$

где  $\varepsilon''(\omega) = \omega_p^2 v_s / [\omega(\omega^2 + v_s^2)] + \varepsilon_0''(\omega) > 0$  и учтено, что в хороших проводниках обычно  $-\varepsilon'(\omega) = \omega_p^2 / (\omega^2 + v_s^2) - \varepsilon_0'(\omega) > 0$ . Соотношение (14) определяет закон дисперсии волн, распространяющихся вдоль поверхности проводника (подробнее см. в [11, 12]). Рассмотрим фурье-образ магнитного поля на больших расстояниях от линии  $x = 0$ , когда выполняются неравенства  $|x| \gg c/|\omega|, L_x$ . Учитывая свойства симметрии функции  $B_y(x, z, \omega)$ , достаточно рассмотреть выражение (12) при  $\omega > 0$  и  $x > 0$ . Согласно (14) выражение под интегралом в формуле (12) имеет два полюса первого порядка в плоскости комплексной переменной  $k_x$ . Рассматривая выражение (12) при  $x > 0$ , выберем контур интегрирования по  $k_x$  в области  $\text{Re} k_x > |\omega|/c$  в виде границ сектора, который ограничен линией вдоль вещественной оси от точки  $|\omega|/c$  до  $\infty$ , дугой бесконечно большого радиуса и лучом, идущим под углом  $\pi/4$  из бесконечности до точки  $|\omega|/c$ . Контур интегрирования в

области  $\text{Re} k_x < -|\omega|/c$  получается из описанного выше заменой  $\text{Re} k_x$  на  $-\text{Re} k_x$ , а интегрирование происходит также против часовой стрелки. При указанном способе интегрирования основной вклад в  $B_y(x, z, \omega)$  дает полюс (14), расположенный в области  $\text{Re} k_x > |\omega|/c$ . В области низких частот абсолютное значение действительной части диэлектрической проницаемости обычно много больше единицы ( $|\varepsilon'(\omega)| \gg 1$ ) и в знаменателе формулы (14) можно пренебречь единицей. Принимая во внимание изложенное выше, из (12) находим

$$\begin{aligned} B_y(\mathbf{r}, \omega) &\simeq -\frac{i\omega_p^2}{|\omega_0 + i\kappa_L(\omega_0)|^2} \frac{\omega}{\omega + iv_s} \frac{e(\mathbf{E}_L^2)_\omega \sqrt{\pi} L_x}{mc^2} \\ &\times \frac{1}{[|\varepsilon'(\omega)| - i\varepsilon''(\omega)]^{3/2}} \exp\left\{i\frac{\omega}{2c}x \left[2 + \frac{1}{|\varepsilon'(\omega)| - i\varepsilon''(\omega)}\right]\right\} \\ &- \frac{\omega^2 L_x^2}{4c^2} \left[1 + \frac{1}{|\varepsilon'(\omega)| - i\varepsilon''(\omega)}\right] \left\{ \eta(-z) \exp\left[\frac{\omega}{c} \frac{z}{\sqrt{|\varepsilon'(\omega)| - i\varepsilon''(\omega)}}\right] \right. \\ &\left. + \eta(z) \exp\left[-\frac{\omega}{c} \sqrt{|\varepsilon'(\omega)| - i\varepsilon''(\omega)} z\right] \right\}, \quad x > 0, \omega > 0. \end{aligned} \quad (15)$$

При этом фурье-компоненты электрического поля имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} E_z(\mathbf{r}, \omega) &= -B_y(\mathbf{r}, \omega), \quad z < 0; \\ E_z(\mathbf{r}, \omega) &= B_y(\mathbf{r}, \omega) [|\varepsilon'(\omega)| - i\varepsilon''(\omega)]^{-1}, \quad z > 0; \\ E_x(\mathbf{r}, \omega) &= -iB_y(\mathbf{r}, \omega) [|\varepsilon'(\omega)| - i\varepsilon''(\omega)]^{-1/2}, \quad \omega > 0, x > 0. \end{aligned} \quad (16)$$

Согласно (15), (16) локализованное вблизи поверхности проводника поле с частотой  $\omega > 0$  распространяется вдоль оси  $x$ . Поскольку  $\varepsilon''(\omega) > 0$ , то на расстоянии  $L_{sw} \approx (2c/\omega)[\varepsilon^2(\omega) + \varepsilon''^2(\omega)]/\varepsilon'(\omega)$  амплитуда поля на частоте  $\omega > 0$  становится экспоненциально малой. Поэтому соотношения (15), (16) имеют смысл, если  $L_{sw} \gg x \gg c/\omega, L_x$ . Интервал изменения  $x$  очень широк, т.к. в области низких частот для типичных проводников  $\varepsilon^2(\omega) \gg \varepsilon''(\omega)$ .

### 4. Физические характеристики поверхностной волны

Рассмотрим характеристики поверхностной волны в области  $L_{sw} \gg |x| \gg c/\omega, L_x$ . Приходящаяся на элемент площади  $dydz$  энергия  $dW_{sw}$ , переносимая поверхностной волной вдоль оси  $x$ , определяется интегралом по времени от  $x$ -компоненты плотности потока энергии

$$P(\mathbf{r}) = \int_{-\infty}^{\infty} dt \frac{c}{4\pi} [\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \mathbf{B}(\mathbf{r}, t)]. \quad (17)$$

Поскольку поверхностная волна распространяется вдоль оси  $x$  и в противоположном направлении, то из (17) имеем

$$\begin{aligned} dW_{sw} &= dydz \int_0^{\infty} d\omega \frac{c}{4\pi^2} \{ [E(\mathbf{r}, \omega) \mathbf{B}^*(\mathbf{r}, \omega)]_x \\ &+ \text{компл. сопр.} \}. \end{aligned} \quad (18)$$

Используя соотношения (15), (16) и интегрируя выражение (18) по  $z$  от  $-\infty$  до  $+\infty$ , найдем энергию, приходящуюся на единичный интервал частот:

$$\frac{dW_{sw}(\omega)}{d\omega} = \frac{cdy}{2\pi^2} \left[ \int_{-\infty}^0 dz |B_y(r, \omega)|^2 - \frac{|\varepsilon'(\omega)|}{\varepsilon'^2(\omega) + \varepsilon''^2(\omega)} \int_0^{\infty} dz |B_y(r, \omega)|^2 \right]. \quad (19)$$

Из формул (15), (19) следует, что энергия поверхностной волны в вакууме значительно превышает ее энергию в проводнике. Вычисляя в (19) интеграл по области  $z < 0$ , получаем спектральное распределение энергии:

$$\begin{aligned} \frac{dW_{sw}(\omega)}{d\omega} &= \frac{\omega_p^4}{|\omega_0 + i\kappa_L(\omega_0)|^4} \frac{\omega}{\omega^2 + v_s^2} \frac{e^2 L_x^2 dy}{2\sqrt{2} \pi m^2 c^2} \\ &\times \frac{(E_L^2)_\omega^2}{\varepsilon'^2(\omega) + \varepsilon''^2(\omega)} [\sqrt{\varepsilon'^2(\omega) + \varepsilon''^2(\omega)} + |\varepsilon'(\omega)|]^{-1/2} \\ &\times \exp \left\{ -\frac{\omega^2 L_x^2}{2c^2} \left[ 1 + \frac{|\varepsilon'(\omega)|}{\varepsilon'^2(\omega) + \varepsilon''^2(\omega)} \right] \right\}, \omega > 0. \end{aligned} \quad (20)$$

Согласно (20) распределение энергии по частотам зависит не только от физических характеристик проводника, но и от формы воздействующего импульса лазерного излучения. Рассмотрим подробнее спектральный состав генерируемого поля в часто обсуждаемом случае, когда форма импульса описывается распределением Гаусса:

$$E_L^2(t) = E_L^2 \exp(-t^2/\tau^2), \quad (21)$$

где время  $\tau$  определяет длительность импульса  $t_p = 2\tau\sqrt{\ln 2}$ . Рассмотрим распределение (20) в типичных условиях, когда на основной частоте  $\omega_0 \gg v_h$  и низких частотах  $\sim \omega$  выполнены неравенства

$$\frac{\omega_p^2}{\omega_0^2} \gg |\varepsilon_0(\omega_0)|, \quad \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + v_s^2} \gg |\varepsilon_0(\omega)|, \quad \frac{\omega_p^2 v_s}{\omega^2 + v_s^2 \omega} \gg |\varepsilon_0''(\omega)|. \quad (22)$$

В этих условиях для импульса вида (21) из (20) имеем

$$\frac{dW_{sw}(\Omega)}{d\Omega} = \frac{e^2 E_L^4 L_x^2 L^2}{2\sqrt{2} m^2 c^4} \frac{I_{sw}(\Omega)}{\omega_p^5 \tau^5} dy, \quad \Omega > 0, \quad (23)$$

где  $\Omega = \omega\tau$  – безразмерная частота;  $L = \tau c$ ; безразмерная функция  $I_{sw}(\Omega)$  описывает распределение по частотам:

$$\begin{aligned} I_{sw}(\Omega) &= \Omega^{7/2} \sqrt{\Omega^2 + \gamma_s^2} (\Omega + \sqrt{\Omega^2 + \gamma_s^2})^{-1/2} \\ &\times \exp[-0.5\Omega^2(1 + L_x^2/L^2)], \quad \gamma_s = v_s \tau. \end{aligned} \quad (24)$$

Функция  $I_{sw}(\Omega)$  представлена на рис.1 штриховыми кривыми для двух значений параметра  $\gamma_s$ , который описывает влияние столкновений электронов на распределение энергии по частотам. При  $\gamma_s \ll \Omega$ , что отвечает пределу редких столкновений, из (24) находим  $I_{sw}(\Omega) \approx 2^{-1/2} \Omega^4 \exp[-0.5\Omega^2(1 + L_x^2/L^2)]$ . В этом случае максимум функции  $I_{sw}(\Omega)$  достигается при  $\Omega_{max} \approx 2/\sqrt{1 + L_x^2/L^2}$ , что соответствует частоте  $\omega_{max} \approx 2\tau^{-1}(1 + L_x^2/L^2)^{-1/2}$ . Если столкновения частые, то  $\gamma_s \gg \Omega$  и из формулы (24) получаем  $I_{sw}(\Omega) \approx \sqrt{\gamma_s} \Omega^{7/2} \exp[-0.5\Omega^2(1 + L_x^2/L^2)]$ . Эта функция  $I_{sw}(\Omega)$  имеет максимум при  $\Omega_{max} \approx \sqrt{3.5}/\sqrt{1 + L_x^2/L^2}$ , т.е.  $\omega_{max} \approx \sqrt{3.5} \tau^{-1}(1 + L_x^2/L^2)^{-1/2}$  (см. рис.1). При больших и малых значениях  $\gamma_s$  частоты  $\omega_{max}$  различаются незначительно. В случае острой фокусировки лазерного излучения  $L_x \ll L$  и положение максимума спектрального распределения определяется обратной длительностью ла-

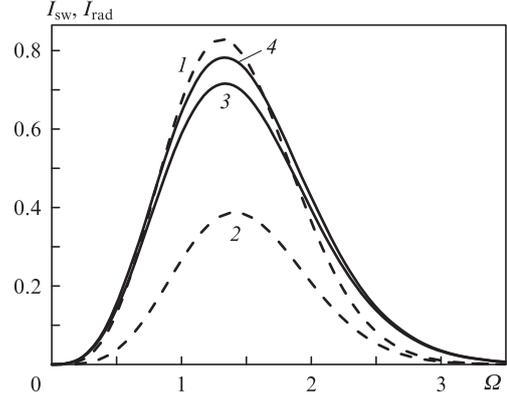


Рис.1. Зависимости нормированных спектральных плотностей энергии поверхностных волн (24) (штриховые кривые) и низкочастотного излучения (36) (сплошные кривые) от безразмерной частоты  $\Omega$  для  $L = L_x$  и  $\gamma_s = 4$  (1, 3) и 0.25 (2, 4). Кривые 3 и 4 построены при  $\omega_p \tau = 100$ .

зерного импульса:  $\omega_{max} \approx 1/\tau$ . С расширением области фокусировки максимум спектра смещается в область более низких частот  $\omega_{max} \approx c/L_x$ . Изменение  $I_{sw}(\Omega)$  при увеличении  $L_x/L$  иллюстрирует рис.2. Видно, как с расширением области фокусировки лазерного излучения происходит смещение спектра поверхностных волн в сторону более низких частот. Из формулы (24) и приведенных выше асимптотик видно, что в пределе частых столкновений электронов функция  $I_{sw}(\Omega)$  возрастает пропорционально  $\sqrt{\gamma_s}$ .

Выражение (24) получено в предположении об отсутствии фокусировки импульса вдоль оси  $y$ . Если вдоль оси  $y$  импульс имеет конечную длину  $L_y \gg L_x, c/\omega$ , то для получения энергии волн, генерируемых на длине  $L_y$ , достаточно заменить в формуле (23)  $dy$  на  $L_y$ . Проводя такую замену и интегрируя выражение (24) по частотам, находим полную энергию поверхностных волн, генерируемых на длине  $L_y$ :

$$W_{sw} = \frac{e^2 E_L^4 L_x^2 L^2}{2\sqrt{2} m^2 c^4} \frac{w_{sw}}{\omega_p^5 \tau^5} L_y, \quad (25)$$

где

$$\begin{aligned} w_{sw} &= \int_0^{\infty} d\Omega I_{sw}(\Omega) \\ &= \int_0^{\infty} d\Omega \frac{\Omega^{7/2} \sqrt{\Omega^2 + \gamma_s^2}}{\sqrt{\Omega + \sqrt{\Omega^2 + \gamma_s^2}}} \exp \left[ -\frac{\Omega^2}{2} \left( 1 + \frac{L_x^2}{L^2} \right) \right]. \end{aligned} \quad (26)$$

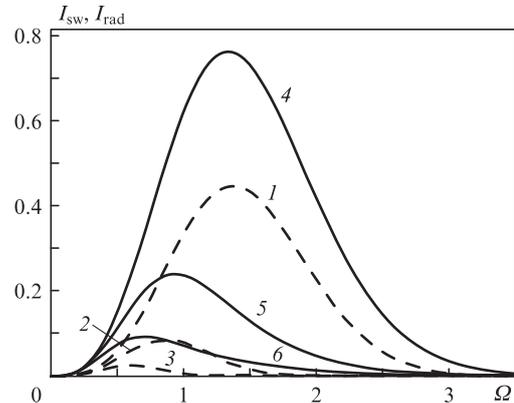


Рис.2. Те же зависимости, что и на рис.1, но для  $\gamma_s = 1$  и  $L_x/L = 1$  (1, 4), 2 (2, 5) и 3 (3, 6). Кривые 4–6 построены при  $\omega_p \tau = 100$ .

Зависимость нормированной энергии поверхностных волн от пропорционального частоте столкновений параметра  $\gamma_s$  показана на рис.3 штриховой кривой. При больших значениях  $\gamma_s$  энергия возрастает пропорционально  $\sqrt{\gamma_s}$ . Используя приближенные формулы для  $I_{sw}(\Omega)$ , приведем явные выражения для  $w_{sw}$  при малых и больших значениях параметра  $\gamma_s$ :

$$w_{sw} \approx (3\sqrt{\pi}/2)(1 + L_x^2/L^2)^{-5/2} \text{ при } \gamma_s \ll (1 + L_x^2/L^2)^{-1/2},$$

$$w_{sw} \approx 2.69\sqrt{\gamma_s}(1 + L_x^2/L^2)^{-9/4} \text{ при } \gamma_s \gg (1 + L_x^2/L^2)^{-1/2}.$$

Рассмотрим пространственно-временную структуру поля поверхностной волны на поверхности проводника. Применяя обратное преобразование Фурье по частоте, из формулы (15) находим распределение магнитного поля в плоскости  $z = 0$ :

$$B_y(t, x, z = 0) = -\frac{eE_L^2 L_x}{2mc^2 \omega_p^3 \tau^3} H_{sw}(\xi), \tag{27}$$

$$H_{sw}(\xi) \approx 2 \operatorname{Re} \int_0^\infty d\Omega \Omega^{5/2} \sqrt{\Omega + i\gamma_s} \times \exp\left[i\frac{\pi}{2} + i\Omega\xi - \frac{\Omega^2}{4}\left(1 + \frac{L_x^2}{L^2}\right)\right], \quad x > 0, \tag{28}$$

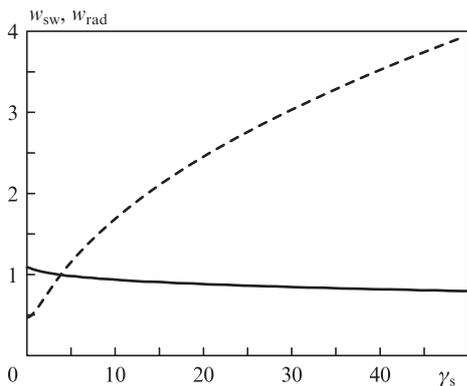


Рис.3. Зависимости полных нормированных энергий поверхностных волн (26) (штриховая кривая) и низкочастотного излучения (41) (сплошная кривая) от безразмерной частоты столкновений электронов  $\gamma_s$ . Кривые построены для  $L = L_x$ . В (41) и (37) принято  $\omega_p \tau = 100$ .

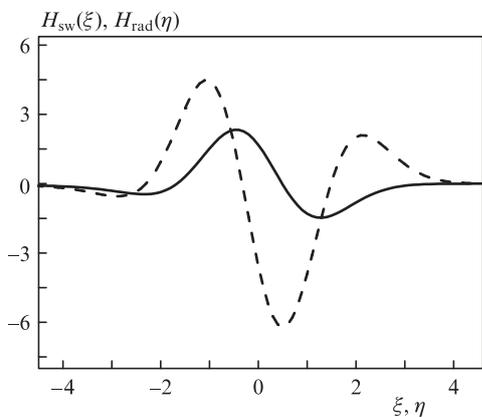


Рис.4. Пространственно-временная структура магнитного поля импульсов поверхностной волны (28) (штриховая кривая) и низкочастотного излучения (43) (сплошная кривая). Расчет выполнен при  $\gamma_s = 4$ ,  $L = L_x$ . Сплошная кривая построена для  $\theta = 2\pi/3$  и  $\omega_p \tau = 100$ .

где  $\xi = (x/c - t)/\tau$ . Функция  $H_{sw}(\xi)$  представлена на рис.4 штриховой кривой. Согласно формуле (28) и рис.4 длительность импульса поверхностной волны определяется временем  $\tau\sqrt{1 + L_x^2/L^2}$ , т.е. зависит от длительности и степени фокусировки лазерного импульса.

### 5. Генерация низкочастотного излучения

Рассмотрим решение уравнений (7) в пределе  $|\omega| > |k_x|c$ . Для поля в проводнике по-прежнему используем решение, описываемое формулами (8). В области вакуума, полагая  $\Phi(k_x, z, \omega) = 0$  и  $\varepsilon(\omega) = 1$ , решение ищем в виде, отвечающем низкочастотным волнам, уходящим от поверхности проводника. Как и ранее, используем условия непрерывности тангенциальных компонент электромагнитного поля на плоскости  $z = 0$ . С учетом сказанного для фурье-компонент электромагнитного поля в вакууме получаем (ср. с (10))

$$B_y(k_x, z, \omega) = B_0(k_x, \omega) \exp(-ik_0 z),$$

$$E_x(k_x, z, \omega) = -(ck_0/\omega) B_0(k_x, \omega) \exp(-ik_0 z), \tag{29}$$

$$E_z(k_x, z, \omega) = -(ck_x/\omega) B_0(k_x, \omega) \exp(-ik_0 z),$$

где  $k_0 = (\operatorname{sign} \omega) \sqrt{\omega^2/c^2 - k_x^2}$ ;

$$B_0(k_x, \omega) = \frac{\omega_p^2}{(\omega + i\nu_s) \kappa - ik_0 \varepsilon(\omega)} \frac{\Phi(k_x, z = 0, \omega)}{ce}. \tag{30}$$

Из (9), (29) и (30) находим фурье-образ магнитного поля в вакууме:

$$B_y(x, z, \omega) = \frac{\omega_p^2}{|\omega_0 + i\kappa_L(\omega_0)|^2} \frac{e(E_L^2)_\omega \sqrt{\pi} L_x}{m(\omega + i\nu_s)c} \times \int_{-|\omega|/c}^{|\omega|/c} \frac{dk_x}{2\pi} \frac{k_x}{\kappa - ik_0 \varepsilon(\omega)} \exp\left(ik_x x - ik_0 z - \frac{k_x^2 L_x^2}{4}\right). \tag{31}$$

Используя метод стационарной фазы, на больших расстояниях от области локализации высокочастотного поля, когда выполнены условия  $r = \sqrt{x^2 + z^2} \gg L_x, c/|\omega|$ , из (31) получаем

$$B_y(x, z, \omega) = \frac{\omega_p^2}{|\omega_0 + i\kappa_L(\omega_0)|^2} \frac{e(E_L^2)_\omega L_x}{\sqrt{2} m(\omega + i\nu_s)c} \times \frac{\sin \theta |\cos \theta|}{\varepsilon(\omega) |\cos \theta| + i\sqrt{\sin^2 \theta - \varepsilon(\omega)}} \times \sqrt{\frac{\omega}{cr}} \exp\left(i\frac{\omega}{c} r - \frac{\omega^2 L_x^2}{4c^2} \sin^2 \theta + i\frac{\pi}{4}\right), \tag{32}$$

$\omega > 0, \pi/2 < \theta < 3\pi/2,$

где  $\theta$  – угол между положительным направлением оси  $z$  и направлением наблюдения. При обсуждении закономерностей генерации низкочастотного излучения ограничимся рассмотрением случая, когда выполнены неравенства (22). Тогда из (32) имеем

$$B_y(x, z, \omega) = -\frac{e\omega(E_L^2)_\omega L_x}{\omega_p mc} \times \frac{\sin \theta |\cos \theta|}{\omega_p \sqrt{2} |\cos \theta| + \sqrt{\omega} (\sqrt{\omega^2 + \nu_s^2} - \omega - i\sqrt{\omega^2 + \nu_s^2} + \omega)} \times$$

$$\times \sqrt{\frac{\omega}{cr}} \exp\left(i\frac{\omega}{c}r - \frac{\omega^2 L_x^2}{4c^2} \sin^2\theta + i\frac{\pi}{4}\right),$$

$$\omega > 0, \pi/2 < \theta < 3\pi/2. \tag{33}$$

Выражение (33) отвечает волнам на частоте  $\omega$ , уходящим от оси  $y$  в направлении вектора  $(\sin\theta, 0, |\cos\theta|)$  в плоскости  $xz$ .

### 6. Физические характеристики низкочастотного излучения

Для вычисления энергии низкочастотного излучения умножим проинтегрированную по времени плотность потока энергии (17) на элемент площадки  $L_y r d\theta$ . Тогда энергия, излучаемая в интервалы частот  $d\omega$  и углов  $d\theta$ , имеет вид

$$dW_{\text{rad}}(\omega, \theta) = \frac{crL_y}{4\pi^2} |B_y(x, z, \omega)|^2 d\omega d\theta, \omega > 0. \tag{34}$$

В соответствии с соотношениями (9), (21), (33) и (34), распределение энергии низкочастотного поля по углам и частотам описывается функцией

$$\frac{dW_{\text{rad}}(\omega, \theta)}{d\omega d\theta} = \frac{e^2 E_L^4 L_x^2 \tau^2 L_y \omega^3}{4\pi m^2 c^2 \omega_p^2} \sin^2\theta \cos^2\theta \times \exp\{-[\omega^2/(2c^2)](L^2 + L_x^2 \sin^2\theta)\}$$

$$\times \left[ (\omega_p \sqrt{2} |\cos\theta| + \sqrt{\omega} \sqrt{\omega^2 + v_s^2} - \omega)^2 + \omega(\sqrt{\omega^2 + v_s^2} + \omega) \right]^{-1}. \tag{35}$$

Интегрируя выражение (35) по углам  $\theta$ , находим распределение энергии низкочастотного излучения по частотам:

$$\frac{dW_{\text{rad}}(\Omega)}{d\Omega} = \frac{e^2 E_L^4 L_x^2 L_y}{8\pi m^2 c^2 \omega_p^4 \tau^2} I_{\text{rad}}(\Omega),$$

$$I_{\text{rad}}(\Omega) = \int_{\pi/2}^{3\pi/2} d\theta J(\Omega, \theta), \tag{36}$$

где зависимость от безразмерной частоты  $\Omega$  и угла  $\theta$  описывается функцией

$$J(\Omega, \theta) = 2\omega_p^2 \tau^2 \Omega^3 \sin^2\theta \cos^2\theta \exp\left[-\frac{\Omega^2}{2} \left(1 + \frac{L_x^2}{L^2} \sin^2\theta\right)\right] \times$$

$$\left[ (\omega_p \tau \sqrt{2} |\cos\theta| + \sqrt{\Omega} \sqrt{\Omega^2 + \gamma_s^2} - \Omega)^2 + \Omega(\sqrt{\Omega^2 + \gamma_s^2} + \Omega) \right]^{-1}. \tag{37}$$

Поскольку  $\omega_p \gg v_s$ , то распределение энергии низкочастотного излучения по частотам практически не зависит от частоты столкновений электронов и его можно аппроксимировать функцией

$$I_{\text{rad}}(\Omega) = \frac{\pi}{2} \Omega^3 \exp\left[-\frac{\Omega^2}{2} \left(1 + \frac{L_x^2}{2L^2}\right)\right] \left[ I_0\left(\frac{\Omega^2 L_x^2}{4L^2}\right) - I_1\left(\frac{\Omega^2 L_x^2}{4L^2}\right) \right], \tag{38}$$

где  $I_n(x)$  – модифицированная функция Бесселя  $n$ -го порядка ( $n = 0, 1$ ). Функции  $I_{\text{rad}}(\Omega)$  (36), (38) представлены на рис.1 сплошными кривыми, построенными при  $L_x = L$  и  $\omega_p \tau = 100$  для двух значений параметра  $\gamma_s$ . Как и функция  $I_{\text{sw}}(\Omega)$  (24), функция (38) имеет максимум при  $\Omega_{\text{max}} \approx (1 + L_x^2/L^2)^{-1/2}$ , что отвечает частоте  $\omega_{\text{max}} \approx \tau^{-1} (1 + L_x^2/L^2)^{-1/2}$ . Зависимость спектра низкочастотного излучения от степени фокусировки лазерного излучения иллюстрирует

рис.2, где приведены функции  $I_{\text{rad}}(\Omega)$  для трех значений  $L_x/L$  и  $\gamma_s = 1$ . Согласно рис.2, как и для поверхностных волн, увеличение ширины области фокусировки ведет к смещению спектра излучения в область более низких частот, что согласуется с приведенными выше аналитическими зависимостями.

Интегрируя выражение (35) по частотам, найдем распределение энергии низкочастотного излучения по углам:

$$\frac{dW_{\text{rad}}(\theta)}{d\theta} = \frac{e^2 E_L^4 L_x^2 L_y}{8\pi m^2 c^2 \omega_p^4 \tau^2} I_{\text{rad}}(\theta),$$

$$I_{\text{rad}}(\theta) = \int_0^\infty d\Omega J(\Omega, \theta). \tag{39}$$

Описывающая распределение энергии низкочастотного излучения по углам функция  $I_{\text{rad}}(\theta)$  (39) приведена на рис.5. Поскольку  $\omega_p \tau \gg 1$  и  $\omega_p \tau \gg \gamma_s$ , то в широкой области углов, не близких к  $\pi/2$  или  $3\pi/2$ , функцию  $I_{\text{rad}}(\theta)$  (39) можно аппроксимировать выражением

$$I_{\text{rad}}(\theta) = 2L^4 \sin^2\theta (L^2 + L_x^2 \sin^2\theta)^{-2}. \tag{40}$$

Полную энергию низкочастотного излучения находим интегрированием выражения (37) по частотам и углам:

$$W_{\text{rad}} = \frac{e^2 E_L^4 L_x^2 L_y}{8\pi m^2 c^2 \omega_p^4 \tau^2} w_{\text{rad}}, \quad w_{\text{rad}} = \int_0^\infty d\Omega \int_{\pi/2}^{3\pi/2} d\theta J(\Omega, \theta). \tag{41}$$

Зависимость  $w_{\text{rad}}$  от параметра  $\gamma_s$  показана на рис.3 сплошной кривой. В широком диапазоне изменения  $\gamma_s$  величина  $w_{\text{rad}}$  изменяется весьма слабо, что позволяет использовать для  $w_{\text{rad}}$  аппроксимацию

$$w_{\text{rad}} \approx \pi (1 + L_x^2/L^2)^{-3/2}. \tag{42}$$

Рассмотрим пространственно-временную структуру импульса низкочастотного излучения. Используя обрат-

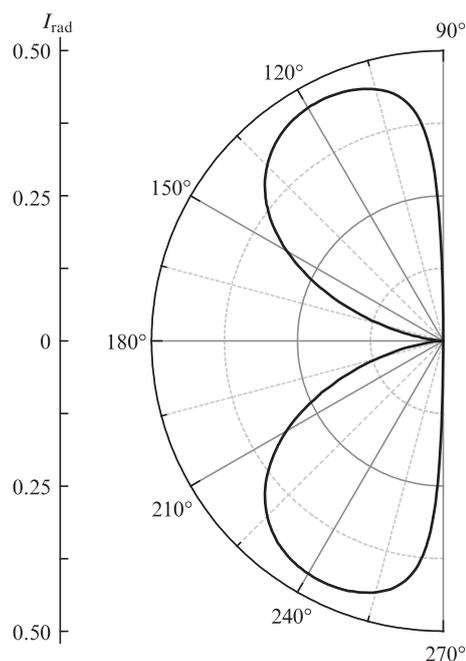


Рис.5. Диаграмма направленности низкочастотного излучения (39). Кривая построена для  $\gamma_s = 4$ ,  $\omega_p \tau = 100$ ,  $L = L_x$ .

ное преобразование Фурье по частоте формулы (33), находим магнитное поле в волновой зоне:

$$B_y(x, z, t) = -\frac{eE_L^2 L_x \sin\theta |\cos\theta|}{mc\omega_p^2 \tau \sqrt{2\pi L r}} H_{\text{rad}}(\eta),$$

$$H_{\text{rad}}(\eta) = \text{Re} \int_0^\infty d\Omega \Omega^{3/2} \exp\left[i\Omega\eta - \frac{\Omega^2}{4}\left(1 + \frac{L_x^2}{L^2} \sin^2\theta\right) + i\frac{\pi}{4}\right] \times \left[\cos\theta + \frac{\sqrt{\Omega}}{\omega_p \tau \sqrt{2}} \left(\sqrt{\sqrt{\Omega^2 + \gamma^2} - \Omega} - i\sqrt{\sqrt{\Omega^2 + \gamma^2} + \Omega}\right)\right]^{-1}, \quad (43)$$

где введено обозначение  $\eta = (r - ct)/L$ . Функция  $H_{\text{rad}}(\eta)$  показана на рис.4 сплошной кривой. Поскольку  $\omega_p \gg v_s$ , постольку форма импульса низкочастотного излучения практически не зависит от частоты столкновений и несколько отличается от формы импульса поверхностной волны.

## 7. Заключение

Сравним найденные результаты для полной энергии поверхностных волн с полученными ранее при воздействии на проводник импульса лазерного излучения, сфокусированного сферической линзой. Согласно [9] при фокусировке излучения в пятно радиусом  $R$  полная энергия поверхностных волн

$$W_{\text{sw}}^{\text{sphere}} = \frac{\pi}{4\sqrt{2}} \frac{e^2 E_L^4 R^4 L}{m^2 c^4 \omega_p^5 \tau^5} W_{\text{sw}}^{\text{sphere}}, \quad (44)$$

где функция  $w_{\text{sw}}^{\text{sphere}}$  отличается от  $w_{\text{sw}}$  (26) заменой  $L_x$  на  $R$  и наличием дополнительного множителя  $\Omega$  под интегралом. При этом  $w_{\text{sw}}^{\text{sphere}}$  равна  $5.7(1 + R^2/L^2)^{-3}$  при  $\gamma_s \ll (1 + R^2/L^2)^{-1/2}$  и  $5.4\sqrt{\gamma_s}(1 + R^2/L^2)^{-1/4}$  при  $\gamma_s \gg (1 + R^2/L^2)^{-1/2}$ . Если заданы плотность потока излучения и длительность импульса, то при  $\gamma_s \ll 1$  максимум функции (44) достигается при  $R = \sqrt{2}L$ . Также при  $\gamma_s \ll 1$  и заданных  $E_L^2$  и  $L$  функция (25) имеет максимум при  $L_x = \sqrt{2/3}L$ . Сравним функции  $W_{\text{sw}}^{\text{sphere}}$  (44) и  $W_{\text{sw}}$  (25) в условиях оптимальной фокусировки. Полагая  $R = \sqrt{2}L$  и  $L_x = \sqrt{2/3}L$ , находим

$$\frac{W_{\text{sw max}}}{W_{\text{sw max}}^{\text{sphere}}} \approx 0.37 \frac{L_y}{L}. \quad (45)$$

Аналогичное сравнение при  $\gamma_s \gg 1$  дает близкий результат:  $W_{\text{sw max}} \approx 0.34(L_y/L)W_{\text{sw max}}^{\text{sphere}}$ , т.е. при фокусировке цилиндрической линзой полная энергия поверхностных волн намного больше, если  $L_y \gg 3L$ . Вместе с тем, при заданных  $E_L^2$  и  $L$  чем больше  $L_y$ , тем больше полная энергия основного лазерного импульса. Именно за счет увеличения полной энергии основного импульса достигается увеличение полной энергии поверхностных волн, а эффективность генерации почти такая же, как и ранее [9].

Проведем аналогичное сравнение для полной энергии низкочастотного излучения. В случае фокусировки сферической линзой полная энергия [8]

$$W_{\text{rad}}^{\text{sphere}} = \frac{\sqrt{\pi}}{4\sqrt{2}} \frac{e^2 E_L^4 R^4 L^5}{m^2 c^4 \omega_p^4 \tau^4 (R^2 + L^2)^2}. \quad (46)$$

Функция (46) достигает наибольших значений при  $R \gg L$ . В свою очередь, при фокусировке излучения цилиндриче-

ской линзой максимум  $W_{\text{rad}}$  (41) достигается при  $L_x = \sqrt{2}L$ . Сравнение наибольших величин  $W_{\text{rad}}^{\text{sphere}}$  и  $W_{\text{rad}}$  дает

$$\frac{W_{\text{rad max}}}{W_{\text{rad max}}^{\text{sphere}}} \approx \frac{\sqrt{2}}{3\sqrt{3\pi}} \frac{L_y}{L} \approx 0.15 \frac{L_y}{L}. \quad (47)$$

Отсюда следует, что при фокусировке цилиндрической линзой энергия низкочастотного излучения больше, если  $L_y \gg 6L$ .

Сравним также полные энергии поверхностных волн и низкочастотного излучения. Согласно (25), (26) и (41), (42) имеем

$$\frac{W_{\text{sw}}}{W_{\text{rad}}} \approx \frac{3\sqrt{2\pi}}{\omega_p \tau} \frac{L^2}{L_x^2 + L^2}, \quad \gamma_s \ll (1 + L_x^2/L^2)^{-1/2},$$

$$\frac{W_{\text{sw}}}{W_{\text{rad}}} \approx \frac{2.7\sqrt{8\gamma_s}}{\omega_p \tau} \frac{L\sqrt{L}}{(L_x^2 + L^2)^{3/4}}, \quad \gamma_s \gg (1 + L_x^2/L^2)^{-1/2}. \quad (48)$$

Поскольку  $\omega_p \tau \gg 1$ , то при малых значениях параметра  $\gamma_s$  полная энергия низкочастотного излучения больше. В пределе частых столкновений электронов энергии  $W_{\text{sw}}$  и  $W_{\text{rad}}$  могут быть сравнимы по величине.

Дадим оценку полных энергий поверхностных волн и низкочастотного излучения. В качестве мишени возьмем полупроводник с эффективной массой электронов  $m = 0.9 \times 10^{-28}$  г, плазменной частотой  $\omega_p = 2 \times 10^{14}$  с<sup>-1</sup> и частотой столкновений электронов  $\nu_s = 10^{13}$  с<sup>-1</sup>. Примем, что плотность потока излучения  $I_L = 10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup>, длительность импульса  $\tau = 200$  фс, а несущая частота  $\omega_0$  сравнима с плазменной частотой, т.е.  $\omega_0 = 2 \times 10^{14}$  с<sup>-1</sup>. Для принятых параметров длина импульса  $L = 60$  мкм, а характеризующий влияние столкновений параметр  $\gamma_s = 2$ . Размеры полосы фокусировки выберем следующими:  $L_x = 60$  мкм и  $L_y = 100L_x = 0.6$  см. В этих условиях согласно формулам (25), (26) энергия поверхностных волн составляет  $5 \times 10^{-10}$  Дж, а для энергии низкочастотного излучения из (41), (42) получаем значение  $3 \times 10^{-9}$  Дж. Поскольку полная энергия импульса  $E_L^2 L_y L_x L/8 = 2 \times 10^{-3}$  Дж, то эффективность преобразования сравнительно мала и составляет  $\sim 10^{-6} - 10^{-7}$ . Как видно из соотношений (25) и (41), при большей плотности потока излучения эффективность преобразования можно повысить. Однако при большой плотности потока из-за нагрева электронов, а затем и решетки образец может разрушаться. Отметим также, что в рассматриваемых условиях частоты поверхностных волн и электромагнитного излучения попадают в терагерцевый диапазон.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 12-02-00744) и программы Президиума РАН № 24.

1. Weiss C., Wallenstein R., Beigang R. *Appl. Phys. Lett.*, **77**, 4160 (2000).
2. Kadlec F., Kuzel P., Coutaz J.-L. *Opt. Lett.*, **29**, 2674 (2004).
3. Kadlec F., Kuzel P., Coutaz J.-L. *Opt. Lett.*, **30**, 1402 (2005).
4. Welsh G.H., Wynne K. *Opt. Express*, **17**, 2470 (2009).
5. Suvorov E.V., Akhmedzhanov R.A., Fadeev D.A., Piyakov I.E., Mironov V.A., Shishkin B.V. *Opt. Lett.*, **37**, 2520 (2012).
6. Kroo N., Farkas Gy., Dombi P., Varro S. *Opt. Express*, **16**, 21656 (2008).
7. Ионин А.А., Кудряшов С.И., Селезнев Л.В., Синицин Д.В., Емельянов В.И. *Письма в ЖЭТФ*, **97**, 139 (2013).
8. Урюпин С.А., Фролов А.А. *ЖТФ*, **84**, 107 (2014).
9. Урюпин С.А., Фролов А.А. *Квантовая электроника*, **43**, 1132 (2013).
10. Гуржи Р.Н. *ЖЭТФ*, **35**, 965 (1957).
11. Raether H.R. *Surface Plasmons on Smooth and Rough Surfaces and on Gratings* (New York: Springer-Verlag, 1988, vol. 111, pp 4–7).
12. Майер С.А. *Плазмоника: Теория и приложения* (М.: R&C dynamics, 2011, с. 22).