Письма в ЖЭТФ, том 103, вып. 8, с. 563 – 567

Возбуждение поверхностных волн током увлечения, порождаемым фемтосекундным импульсом сфокусированного излучения

С. А. Урюпин[+*1)], *А. А. Фролов*[×]

[+] *Физический институт им. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия*

[*] *Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ", 115409 Москва, Россия*

[×] *Объединенный институт высоких температур РАН, 125412 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 11 февраля 2016 г.

После переработки 23 марта 2016 г.

Теоретически описано новое нелинейно-оптическое явление – возбуждение поверхностных волн током увлечения, возникающим при наклонном падении на проводник фемтосекундного импульса сфокусированного лазерного излучения. Частоты генерируемых волн приходятся на терагерцовый диапазон, а их полная энергия возрастает с увеличением эффективной частоты столкновений электронов и уменьшением их плотности.

DOI: 10.7868/S0370274X16080014

Интерес к изучению поверхностных волн в проводниках обусловлен их необычными физическими свойствами и возможностью использования этих волн для диагностики поверхности, исследования свойств тонких пленок и границ раздела различных сред, изучения спектров поверхностных возбужденных состояний, передачи сигналов. Линейной теории поверхностных волн в проводниках посвящено немало работ (см., например, книги [1, 2]). В рамках линейной теории весьма детально описаны законы дисперсии волн и методы их возбуждения. Нелинейные методы возбуждения изучены в существенно меньшей степени. Вместе с тем в экспериментах [3, 4], имеются указания на необходимость разработки нелинейной теории возбуждения поверхностных волн. Ранее обсуждались такие нелинейные механизмы возбуждения поверхностных волн, как вынужденное комптоновское рассеяние [5], мгновенная пространственная модуляция показателя преломления в области воздействия ультракороткого лазерного импульса [6, 7], параметрический распад волны накачки на две поверхностные волны [8]. Применительно к воздействию фемтосекундных импульсов на проводники в [9] изучена возможность возбуждения поверхностных волн падающим нормально импульсом сфокусированного излучения. Показано, что зависящая от времени пондеромоторная сила приводит к возбуждению поверхностных волн в терагерцовом диапазоне частот. При таком способе возбуждения можно значительно увеличить полную энергию поверхностных волн, если для фокусировки лазерного излучения использовать цилиндрическую линзу [10].

В настоящем сообщении представлена теория еще одного нелинейного механизма возбуждения поверхностных волн, обусловленного генерацией тока увлечения падающим не под прямым углом к поверхности проводника импульсом лазерного излучения, сфокусированного цилиндрической линзой. Поскольку для типичных металлов при комнатной и более высокой температуре эффективные частоты столкновений электронов относительно велики, то описанный ниже механизм возбуждения поверхностных волн в терагерцовом диапазоне частот оказывается более эффективным, чем механизм пондеромоторного воздействия.

Рассмотрим воздействие на проводник, занимающий полупространство $z > 0$, импульса s-поляризованного лазерного излучения, распространяющегося в плоскости $x\mathrm{O}z$ вдоль вектора $\mathbf{n} = (\sin\alpha, 0, \cos\alpha)$, где α – угол между вектором внутренней нормали к поверхности проводника и направлением распространения излучения. Примем, что лазерное излучение фокусируется цилиндрической линзой в полосу вдоль оси y длиной L_y, а его электрическое поле имеет вид

$$\frac{1}{2}\mathbf{E}_L\left(t-\frac{\mathbf{nr}}{c}\right)\exp\left\{-i\omega_0\left(t-\frac{\mathbf{nr}}{c}\right)-\frac{[\mathbf{nr}]_y^2}{2L^2}\right\}+ + \text{c.c.},\quad L\gg c/\omega_0, \qquad (1)$$

1) e-mail: uryupin@sci.lebedev.ru

где $\mathbf{E}_L(t) = (0, E_L(t), 0)$ слабо изменяется за время $\sim 1/\omega_0$, c – скорость света, L – характерная ширина пучка, ω_0 – несущая частота излучения. Ограничимся рассмотрением условий, когда $|\omega_0 + i\nu_h| \gg \gg |\kappa_L|v$, где v – характерная скорость электронов, $\kappa_L = \kappa'_L - i\kappa''_L = (\omega_0/c)[\sin^2\alpha + \omega_p^2/\omega_0(\omega_0 + + i\nu_h) - \varepsilon_0(\omega_0)]^{1/2}$, $\kappa'_L > 0$, ω_p – плазменная частота, ν_h – эффективная частота столкновений электронов на частотах, близких к ω_0, $\varepsilon_0(\omega_0) = \varepsilon'_0(\omega_0) + i\varepsilon''_0(\omega_0)$ – вклад в диэлектрическую проницаемость проводника от связанных электронов и решетки. В этих условиях поле (1) создает в проводнике неоднородное поле, которое описывается приближенным выражением вида

$$\frac{1}{2}\mathbf{E}_c(\mathbf{r}, t)\exp(-i\omega_0 t) + \text{c.c.} \equiv \equiv \frac{\omega_0\cos\alpha}{\omega_0\cos\alpha + ic\kappa_L}\mathbf{E}_L\left(t - \frac{x}{c}\sin\alpha\right) \times \times \exp\left[-i\omega_0\left(t - \frac{x}{c}\sin\alpha\right) - \kappa_L z - \frac{x^2\cos^2\alpha}{2L^2}\right] + \text{c.c.}, \quad z > 0. \tag{2}$$

В свою очередь, поле вида (2) порождает медленно изменяющийся во времени ток увлечения вдоль поверхности проводника, а также приводит к пондеромоторному воздействию на электроны, генерирующему низкочастотные токи вдоль и поперек поверхности. Для определения нелинейных токов воспользуемся уравнением

$$\frac{\partial}{\partial t}\mathbf{j}(\mathbf{r}, t) + \nu_s\mathbf{j}(\mathbf{r}, t) = \frac{\omega_p^2}{4\pi e} \times \times \left[e\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) - \boldsymbol{\nabla}W(\mathbf{r}, t) + \mathbf{e}_x\frac{2\nu_h}{c}W(\mathbf{r}, t)\sin\alpha\right], \tag{3}$$

где $W(\mathbf{r}, t) = |e\mathbf{E}_c(\mathbf{r}, t)|^2/4m\omega_0^2$, e и m – заряд и масса электрона в проводнике, $\mathbf{e}_x$ – единичный вектор вдоль оси x, $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ – низкочастотное поле в проводнике, $\mathbf{j}(\mathbf{r}, t)$ – плотность тока. Эффективная частота столкновений ν_s отличается от ν_h из-за зависимости частоты электрон-электронных столкновений от частоты поля [11]. В уравнении (3) при написании пропорциональной ν_h силы увлечения принято, что $\omega_0 \gg \nu_h$. Если ввести скорость направленного движения электронов в соответствии с соотношением $\mathbf{u}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{j}(\mathbf{r}, t)/en$, где n – плотность электронов, то умножив (3) на m/en, получим уравнение для $\mathbf{u}(\mathbf{r}, t)$, в котором каждое слагаемое имеет простой физический смысл: $-m\nu_s\mathbf{u}(\mathbf{r}, t)$ – сила трения; $-\boldsymbol{\nabla}W(\mathbf{r}, t)$ – сила Миллера; $\mathbf{e}_x(2\nu_h/c)W(\mathbf{r}, t)\sin\alpha$ – сила увлечения; $e\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ – сила, с которой воздействует на электрон поле $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$. Вывод выражений для силы Миллера и силы увлечения можно найти, например, в книге [12] (см. параграфы 46 и 49). Применительно к воздействию излучения на проводник процедура вывода уравнения, сходного с (3), приведена в работе [13]. Однако в ней не учитывалось отличие ν_s от ν_h и пренебрегалось изменением $W(\mathbf{r}, t)$ вдоль поверхности проводника (см. уравнение (34) в [13]). Вместе с тем главное для дальнейшего рассмотрения выражение для силы увлечения в (3) отвечает выражению, полученному в [13]. Материальное уравнение (3) и уравнения Максвелла для электрического, $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$, и магнитного, $\mathbf{B}(\mathbf{r}, t)$, полей:

$$\operatorname{rot}\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = -\frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}\mathbf{B}(\mathbf{r}, t), \quad \operatorname{rot}\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}\mathbf{D}(\mathbf{r}, t) + \frac{4\pi}{c}\mathbf{j}(\mathbf{r}, t), \tag{4}$$

где $\mathbf{D}(\mathbf{r}, t)$ – электрическая индукция, позволяют описать низкочастотное электромагнитное поле в проводнике. При построении решения уравнений (3) и (4) воспользуемся преобразованием Фурье по времени t. Учтя, что $\operatorname{div}\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = 0$, для фурье-образа низкочастотного магнитного поля из этих уравнений имеем

$$c^2\Delta\mathbf{B}(\mathbf{r}, \omega) + \omega^2\varepsilon(\omega)\mathbf{B}(\mathbf{r}, \omega) = = -\mathbf{e}_y\frac{2i\nu_h\omega_p^2\sin\alpha}{e(\omega + i\nu_s)}\frac{\partial}{\partial z}W(\mathbf{r}, \omega), \quad z > 0, \tag{5}$$

где $\mathbf{e}_y$ – единичный вектор вдоль оси y. При получении уравнения (5) использована связь фурье-образов вектора индукции и электрического поля, $\mathbf{D}(\mathbf{r}, \omega) = = \varepsilon_0(\omega)\mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega)$, и пренебрежено возможным изменением частот ν_s и ν_h. В уравнении (5) 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 $v/|\omega + i\nu_s|$ меньше характерного масштаба изменения поля. Согласно уравнению (5) ток увлечения приводит к возникновению компоненты магнитного поля вдоль вектора $\mathbf{e}_y$. В соответствии со вторым уравнением (4) направленное вдоль вектора $\mathbf{e}_y$ магнитное поле порождает две компоненты вектора электрического поля, для нахождения которых имеем соотношения

$$\omega\varepsilon(\omega)E_x(\mathbf{r}, \omega) + ic\frac{\partial}{\partial z}B(\mathbf{r}, \omega) = = \frac{\omega_p^2}{e(\omega + i\nu_s)}\left[\frac{2\nu_h}{c}W(\mathbf{r}, \omega)\sin\alpha - \frac{\partial}{\partial x}W(\mathbf{r}, \omega)\right], \tag{6}$$

$$\omega\varepsilon(\omega)E_z(\mathbf{r}, \omega) - ic\frac{\partial}{\partial x}B(\mathbf{r}, \omega) = -\frac{\omega_p^2}{e(\omega + i\nu_s)}\frac{\partial}{\partial z}W(\mathbf{r}, \omega). \tag{7}$$

В уравнении (6) слагаемое, пропорциональное градиенту $W(\mathbf{r},\omega)$, возникло из-за пондеромоторного воздействия лазерного излучения. Слагаемое же содержащее ν_h, отвечает влиянию тока увлечения. В случае, когда огибающая лазерного импульса изменяется за время $\sim\tau$, влиянием пондеромоторного воздействия можно пренебречь, если выполнены неравенства

$$\nu_h\tau \gg 1, \quad \nu_h\tau \gg (L_\tau/L)\mathrm{ctg}\,\alpha, \tag{8}$$

где $L_\tau = c\tau$ – характерная длина импульса. В условиях (8) основной причиной генерации поверхностных волн является ток увлечения. Именно такие условия обсуждаются ниже. Функции $E_x(\mathbf{r},\omega)$, $E_z(\mathbf{r},\omega)$ и $B(\mathbf{r},\omega)$ в вакууме описываются уравнениями (5)–(7), в которых вместо $\varepsilon(\omega)$ входит единица, а в правых частях стоит нуль. При решении уравнений для $E_x(\mathbf{r},\omega)$, $E_z(\mathbf{r},\omega)$ и $B(\mathbf{r},\omega)$ используем преобразование Фурье по x. При этом для фурье-образов по x и t для $E_x(q,z,\omega)$, $E_z(q,z,\omega)$ и $B(q,z,\omega)$ оставляем решения, локализованные у поверхности $z=0$. Размер области локализации в проводнике определяется величиной $\kappa' > 0$, где $\kappa = \kappa' - i\kappa'' = \sqrt{q^2 - \omega^2\varepsilon(\omega)/c^2}$, а в вакууме – величиной $\kappa_0 = \sqrt{q^2 - \omega^2/c^2} > 0$. Кроме того, далее мы рассматриваем только фурье-образы, для которых $q^2c^2 > \omega^2$ и которые отвечают поверхностным волнам. С учетом сказанного, принимая во внимание определение функции $W(\mathbf{r},t)$ и соотношение (2), а также используя условия непрерывности $B(q,z,\omega)$ и $E_x(q,z,\omega)$ при $z=0$, находим $B(x,z,\omega)$ в вакууме:

$$B(x,z,\omega) = \frac{\omega_p^2 \sin\alpha\cos\alpha}{|\omega_0\cos\alpha + ic\kappa_L|^2}\frac{2i\nu_h e\sqrt{\pi}L}{mc^2(\omega+i\nu_s)} \times \\ \times \int_{-\infty}^{+\infty}\frac{dq}{2\pi}\exp(\kappa_0 z)\frac{\eta(q^2c^2-\omega^2)}{\kappa+\kappa_0\varepsilon(\omega)} \times \\ \times \frac{\kappa}{\kappa+2\kappa_L'}\exp\left[iqx - \frac{L^2}{4\cos^2\alpha}\left(q - \frac{\omega}{c}\sin\alpha\right)^2\right] \times \\ \times \int_{-\infty}^{\infty} dt\mathbf{E}_L^2(t)\exp(i\omega t), \; z<0, \tag{9}$$

где $\eta(z)=0$ при $z<0$ и $\eta(z)=1$ при $z>0$. Поскольку $\varepsilon(\omega) = \varepsilon^*(-\omega)$, для $B(x,z,\omega)$ имеет место соотношение $B(x,z,\omega) = B^*(x,z,-\omega)$, которое позволяет ограничиться анализом выражения (9) при $\omega > 0$. Учитывая явный вид κ и κ_0, можно убедиться в том, что функция $\kappa + \kappa_0\varepsilon(\omega)$ в знаменателе формулы (9) имеет нули при

$$q_s^2 = (\omega^2/c^2)\{1 + [|\varepsilon'(\omega)| - 1 - i\varepsilon''(\omega)]^{-1}\}. \tag{10}$$

Здесь учтено, что обычно $-\varepsilon'(\omega) = \omega_p^2/(\omega^2+\nu_s^2) - \varepsilon_0'(\omega) > 0$. Соотношение (10) определяет закон дисперсии волн, распространяющихся вдоль поверхности проводника (подробнее см. [1, 2]). Рассмотрим фурье-образ магнитного поля в волновой зоне, когда достаточно учесть лишь вклад в интеграл по q только от полюсов в точках $q = \pm q_s$. При $x>0$ контур интегрирования по q в области $\mathrm{Re}\,q > \omega/c > 0$ выберем в виде границ сектора, который ограничен линией вдоль вещественной оси от ω/c до ∞, дугой бесконечно большого радиуса и лучом, идущим под углом $\pi/4$ из бесконечности до точки ω/c. Контур интегрирования в области $\mathrm{Re}\,q < -\omega/c$ получается из описанного выше заменой $\mathrm{Re}\,q$ на $-\mathrm{Re}\,q$. При этом интегрирование проводится также против часовой стрелки. При указанном способе интегрирования основной вклад в $B(x,z,\omega)$ возникает от полюса $q = q_s$ (10), расположенного в области $\mathrm{Re}\,q > \omega/c$. В хороших проводниках, взаимодействующих с импульсами лазерного излучения видимого диапазона частот, выполняются условия

$$\omega_p^2 \gg |\varepsilon_0(\omega_0) - \sin^2\alpha|\omega_0^2, \\ \omega_p^2 \gg (\omega^2+\nu_s^2)\max(1, |\varepsilon_0'(\omega)|), \\ \omega_p^2\nu_s \gg (\omega^2+\nu_s^2)\omega|\varepsilon_0''(\omega)|. \tag{11}$$

Принимая во внимание эти неравенства и изложенное выше, из (9) находим ($\omega > 0$)

$$B(x,z,\omega) \cong \frac{\omega^{5/2}(\omega+i\nu_s)^{1/2}}{\omega_p^3} \times \\ \times \frac{e\sqrt{\pi}L\sin\alpha\cos\alpha}{mc^2}\frac{2\nu_h}{\omega + 2\sqrt{\omega(\omega+i\nu_s)}} \times \\ \times \exp\left[iq_s x + \frac{\omega}{c}\frac{z}{\sqrt{-\varepsilon(\omega)}} - \frac{L^2}{4\cos^2\alpha}\left(q_s - \frac{\omega}{c}\sin\alpha\right)^2\right] \times \\ \times \int_{-\infty}^{\infty} dt\mathbf{E}_L^2(t)\exp(i\omega t), \; x>0, \; z<0. \tag{12}$$

При этом в соответствии с уравнениями (6) и (7) в вакууме имеем

$$E_x(x,z,\omega) = -iB(x,z,\omega)/\sqrt{-\varepsilon(\omega)}, \\ E_z(x,z,\omega) = -B(x,z,\omega)(cq_s/\omega), \\ x>0, \; z<0. \tag{13}$$

Если $x<0$, $z<0$, то в (12) и (13) следует провести замену q_s на $-q_s$.

Выражение для $B(x,z,\omega)$ в проводнике, когда $z > 0$, отличается от (12) тем, что вместо $z\omega/c\sqrt{-\varepsilon(\omega)}$

в показателе экспоненты стоит $-z\omega\sqrt{-\varepsilon(\omega)}/c$. Вне области локализации поля воздействующего импульса для компонент $E_x(q,z,\omega)$ и $E_z(q,z,\omega)$ в проводнике из (6) и (7) находим

$$\begin{gathered} E_x(x,z,\omega) = -iB(x,z,\omega)/\sqrt{-\varepsilon(\omega)}, \\ E_z(x,z,\omega) = -B(x,z,\omega)[cq_s/\omega\varepsilon(\omega)], \\ x>0,\ z>0. \end{gathered} \tag{14}$$

Для получения компонент $E_x(q,z,\omega)$, $E_z(q,z,\omega)$ и $B(x,z,\omega)$ при $x<0$, $z>0$ достаточно в формулах (14) и аналоге формулы (12) заменить q_s на $-q_s$. Приведенные выше выражения для фурье-образов компонент поля позволяют вычислить плотность потока энергии вдоль поверхности проводника. При воздействии лазерного импульса возбуждаются поверхностные волны, бегущие в направлении тока увлечения и в противоположном направлении. Приходящаяся на элемент площади $L_y dz$, где L_y – относительно большая ширина импульса вдоль оси Оy, энергия dW, переносимая вдоль Оx, дается интегралом по времени от x-компоненты плотности потока энергии

$$\frac{dW}{L_y dz} = \frac{c}{4\pi}\int\limits_{-\infty}^{\infty} dt[\mathbf{E}(\mathbf{r},t)\mathbf{B}(\mathbf{r},t)]_x = \\ = \frac{c}{8\pi^2}\int\limits_{0}^{\infty} d\omega\{[\mathbf{E}(\mathbf{r},\omega)\mathbf{B}^*(\mathbf{r},\omega)]_x + \text{c.c}\}. \tag{15}$$

Используя соотношения (12)–(14) и видоизмененное в области $z>0$ соотношение (12), из (15) найдем энергию, приходящуюся на интервал частот $d\omega$ и переносимую вдоль оси Оx,

$$\frac{dW}{d\omega} = \frac{cL_y}{4\pi^2}\left\{\int\limits_{-\infty}^{\infty} dz|\mathbf{B}(\mathbf{r},\omega)|^2 - \right. \\ \left. - \frac{|\varepsilon'(\omega)|}{[\varepsilon'(\omega)]^2+[\varepsilon''(\omega)]^2}\int\limits_{0}^{\infty} dz|\mathbf{B}(\mathbf{r},\omega)|^2\right\}. \tag{16}$$

Из (12),(16) и аналога (12) в области $z>0$ видно, что при $|\varepsilon(\omega)|\gg 1$ основной вклад в $dW/d\omega$ возникает от области $z<0$, где главным образом сосредоточена энергия поля. Рассмотрим выражение (16) в волновой зоне на относительно малых расстояниях, когда затухание основных гармоник поля несущественно, т.е. при $x\le(c/\nu_s)\omega_p^2/\omega^2$. Для определенности примем, что плотность энергии в импульсе имеет вид $E_L^2(t)=E_L^2\exp(-t^2/\tau^2)$, где время τ определяет длительность импульса по полувысоте $t_p=2\tau\sqrt{\ln 2}$. В этих условиях, учтя соотношения (10) и (12), в случае, когда за время τ происходит много столкновений электронов и угол α не слишком близок к $\pi/2$, $1-\sin\alpha>|\varepsilon(\omega)|^{-1}$, из (16) находим

$$\frac{dW^+(\omega,\alpha)}{d\omega} = \left(\frac{I_L}{enc}\right)^2\frac{\nu_h^2\omega^{5/2}\tau^4}{\omega_p\sqrt{2\nu_s}}\frac{L_yL^2}{L_\tau^2}\cos^2\alpha\sin^2\alpha\times \\ \times\exp\left\{-\frac{\omega^2\tau^2}{2}\left[1+\frac{L^2(1-\sin\alpha)}{L_\tau^2(1+\sin\alpha)}\right]\right\},\quad \nu_s\tau\gg 1, \tag{17}$$

где $I_L=cE_L^2/8\pi$ – плотность потока энергии воздействующего излучения. Индекс "плюс" у функции $W^+(\omega,\alpha)$ означает, что рассматриваются волны, распространяющиеся в направлении тока увлечения. Описывающая распределение поверхностных волн по частотам функция (17) имеет максимум при $\omega_m^+\tau\cong\sqrt{5/2}[1+L^2(1-\sin\alpha)/L_\tau^2(1+\sin\alpha)]^{-1/2}$. Интегрируя выражение (17) по частотам от 0 до ∞, найдем полную энергию поверхностных волн:

$$W^+(\alpha) = \left(\frac{I_L}{enc}\right)^2\frac{\nu_h^2\sqrt{\tau}}{\omega_p\sqrt{2\nu_s}}\frac{L_yL^2}{L_\tau^2}w^+(\alpha), \\ w^+(\alpha) = 2^{3/4}\Gamma\left(\frac{7}{4}\right)\times \\ \times\cos^2\alpha\sin^2\alpha\left[1+\frac{L^2(1-\sin\alpha)}{L_\tau^2(1+\sin\alpha)}\right]^{-7/4}, \tag{18}$$

где $\Gamma(x)$ – гамма-функция. При воздействии остро сфокусированного импульса $L\ll L_\tau$ и функция $w^+(\alpha)$ (18) имеет максимум при $\alpha\approx 45°$, величина которого $w_{\max}^+\approx 0.386$. Если $L=L_\tau$, то максимум $w^+(\alpha)$ реализуется при $\alpha\approx 49.6°$ и равен $w_{\max}^+\approx 0.302$. Наконец, для плохо сфокусированного импульса, когда $L\gg L_\tau$, максимум $w^+(\alpha)$ достигается при $\alpha\approx\pi/2-4L_\tau/\sqrt{3}L$ и относительно мал: $w_{\max}^+\approx 1.87L_\tau^2/L^2\ll 1$.

Для описания возбуждения волн, распространяющихся в направлении, противоположном направлению тока увлечения, достаточно в формулах (17), (18) и выражении для ω_m^+ заменить $(1-\sin\alpha)/(1+\sin\alpha)$ на $(1+\sin\alpha)/(1-\sin\alpha)$. Спектральное распределение этих волн имеет максимум при меньших частотах (см. видоизмененное ω_m^+). В случае острой фокусировки их полная энергия также имеет максимум при $\alpha\approx 45°$ и почти ту же величину, так как $w_{\max}^-\cong w_{\max}^+$. При $L=L_\tau$ максимум $w^-(\alpha)$ достигается при $\alpha\approx 27.2°$, а его значение $w_{\max}^-\approx 0.026$ примерно в 12 раз меньше $w_{\max}^+$. Если же $L\gg L_\tau$, то максимум достигается при $\alpha\approx 23.2°$ и составляет $w_{\max}^-\approx 0.047(L_\tau/L)^7$, т.е. много меньше $w_{\max}^+$.

Из соотношения (18) и анализа поведения функции $w^+(\alpha)$ при различных степенях фокусировки следует, что наибольшая энергия поверхностных волн достигается при $L \gg L_\tau$, но $L/L_\tau \ll 4\omega_p\sqrt{\tau/3\nu_s}$, и в случае воздействия излучения прижатого к поверхности проводника, когда $\alpha \approx \pi/2 - 4L_\tau/\sqrt{3}L$. При этом характерная частота волн $\omega_m^+ \cong \sqrt{15/14}\tau^{-1}$, а полная энергия $W_{\rm opt}^+ = 1.3(I_L/enc)^2 L_y(\nu_h^2\sqrt{\tau}/\omega_p\sqrt{\nu_s})$. Для оценок примем $I_L = 10^{12}$ Вт/см^2, $\tau = 100$ фс, $L_y = 1$ см, $n = 10^{22}$ см$^{-3}$, $\nu_h = \nu_s = 10^{14}$ с$^{-1}$. В этих условиях характерная частота поверхностных волн ~ 1.5 ТГц, а их энергия сравнительно невелика $W_{\rm opt}^+ \approx 220$ эВ. Работа выполнена при частичной поддержке программы президиума РАН.

1. H. R. Raether, *Surface plasmons on smooth and rough surfaces and on gratings*, Springer-Verlag, N.Y. (1988), v. 111, p. 1.
2. С. А. Майер, Плазмоника: теория и приложения, R&C dynamics, M. (2011), с. 22.
3. N. Kroo, Gy. Farkas, P. Dombi, and S. Varro, Opt. Express **16**, 21656 (2008).
4. А. А. Ионин, С. И. Кудряшов, Л. В. Селезнев, Д. В. Синицин, В. И. Емельянов, Письма в ЖЭТФ **97**, 139 (2013).
5. J. Parashar, H. D. Pandey, and V. K. Tripathi, J. Plasma Phys. **59**, 97 (1998).
6. X. Y. Wang and M. C. Downer, Opt. Lett. **17**, 1450 (1992).
7. С. И. Кудряшов, В. И. Емельянов, Письма в ЖЭТФ **73**, 751 (2001).
8. T. Lindgren, J. Larsson, and L. Stenflo, Plasma Phys. **24**, 1177 (1982).
9. С. А. Урюпин, А. А. Фролов, Квантовая электроника **43**, 1132 (2013).
10. С. А. Урюпин, А. А. Фролов, Квантовая электроника **44**, 866 (2014).
11. Р. Н. Гуржи, ЖЭТФ **35**, 965 (1957).
12. Л. М. Горбунов, *Введение в нелинейную электродинамику плазмы*, ФИАН, М. (2009), с. 133, 139.
13. С. Г. Бежанов, С. А. Урюпин, Квантовая электроника **40**, 51 (2010).