09

Генерация низкочастотного излучения при воздействии сфокусированного лазерного импульса на проводник

© С.А. Урюпин,[1,2] А.А. Фролов[3]

[1] Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,
119991 Москва, Россия
e-mail: uryupin@sci.lebedev.ru
[2] Национальный исследовательский ядерный университет „МИФИ",
115409 Москва, Россия
[3] Объединенный институт высоких температур РАН,
125412 Москва, Россия

(Поступило в Редакцию 2 августа 2013 г.)

Развита теория генерации низкочастотного излучения при пондеромоторном воздействии падающего нормально на проводник сфокусированного лазерного импульса. Изучены спектральные, угловые и энергетические характеристики низкочастотного излучения, а также пространственно-временная структура импульса низкочастотного излучения.

Введение

Интерес к генерации импульсов низкочастотного излучения при воздействии лазерного излучения на вещество возник сравнительно давно [1]. После того как в работах [2,3] было зарегистрировано излучение терагерцового диапазона частот при лазерном облучении твердотельных и газообразных сред, это направление в оптике привлекло еще большее внимание специалистов. Генерация терагерцового излучения при взаимодействии фемтосекундного импульса с мишенями из золота и серебра наблюдалась в работах [4,5], а в работе [6] — при облучении мишени из меди. В [7] исследовано терагерцовое излучение при облучении полупроводников, помещенных в магнитное поле. В [8] экспериментально установлено, что эффективность генерации терагерцового излучения резко возрастает, если лазерный импульс воздействует на металл с наноструктурированной поверхностью. Для объяснения генерации терагерцового излучения при лазерном воздействии на вещество привлекаются различные физические механизмы. Один из наиболее естественных и просто реализуемых механизмов связан с возбуждением низкочастотных вихревых токов в веществе при пондеромоторном воздействии лазерного излучения на свободные электроны. Применительно к взаимодействию лазерного импульса с плазмой такой механизм изучен в работах [9,10] в предположении, что полностью ионизованная плазма имеет резкую границу. Для реализации последнего предположения требуются специальные усилия при постановке соответствующего эксперимента. При взаимодействии лазерных импульсов с твердотельными проводниками предположение о резкой границе вполне естественно и эксперимент допускает многократное повторение, если не использовать импульсы большой мощности, приводящие к разрушению поверхности. Кроме того, твердотельный источник низкочастотного излучения можно перемещать в пространстве, не создавая дополнительных проблем для процесса генерации. Имея в виду указанные практические достоинства твердотельных мишеней, в настоящей работе дано обобщение развитой ранее теории [9,10] на случай взаимодействия короткого лазерного импульса с твердотельным проводником.

Ниже изучена генерация низкочастотного электромагнитного излучения при пондеромоторном воздействии сфокусированного импульса лазерного излучения, падающего нормально на твердотельный проводник, имеющий гладкую поверхность. Исследованы спектральные, угловые и энергетические характеристики низкочастотного излучения. Показано, что в спектре излучения имеется широкий максимум на частоте, близкой к обратной длительности лазерного импульса. Изучена диаграмма направленности низкочастотного излучения и показано, что она существенно зависит от степени фокусировки лазерного импульса. Для остро сфокусированного лазерного импульса генерируемое низкочастотное излучение распространяется под малыми углами к поверхности проводника. Если размер фокального пятна заметно превышает длину импульса, то излучение низкочастотных волн происходит вдоль направлений, близких к направлению нормали к поверхности проводника. Найдена полная энергия низкочастотного излучения и установлена ее зависимость от степени фокусировки лазерного импульса и частоты столкновений электронов проводимости. Показано, что при фиксированной энергии и длительности импульса энергия низкочастотного излучения максимальна тогда, когда лазерный импульс остро сфокусирован, а частота столкновений электронов невелика. Исследована пространственно-временная структура электромагнитного поля в импульсе низкочастотного излучения. Установлено, что низкочастотный импульс имеет длительность, сравнимую с длительностью лазерного импульса.

1. Пондеромоторный потенциал и низкочастотное поле

Рассмотрим воздействие на проводник, занимающий область пространства $z > 0$, распространяющегося вдоль оси z сфокусированного импульса лазерного излучения, электрическое поле которого имеет вид

$$\frac{1}{2}\,\mathbf{E}_L\left(t-\frac{z}{c}\right)\exp\left\{-i\omega_0\left(t-\frac{z}{c}\right)-\frac{\rho^2}{2R^2}\right\}+c.c., \quad R \gg c/\omega_0, \tag{1}$$

где ω_0 — несущая частота, c — скорость света, R — характерный размер фокального пятна, $\rho^2 = x^2 + y^2$, а функция $\mathbf{E}_L(t)$ — изменяется слабо за время $\sim 1/\omega_0$. Ограничимся рассмотрением воздействия поля вида (1) в условиях, когда несущая частота излучения ω_0 и частота столкновений электронов ν_h удовлетворяют неравенству $|\omega_0 + i\nu_h| \gg |\kappa_L(\omega_0)|v$, где v — характерная скорость электронов, $\kappa_L(\omega_0) = (\omega_0/c)[\omega_p^2/\omega_0(\omega_0+i\nu_h) - \varepsilon_0(\omega_0)]^{1/2}$, ω_p — плазменная частота, ν_h — эффективная частота столкновений электронов проводимости, $\varepsilon_0(\omega_0) = \varepsilon_0'(\omega_0) + i\varepsilon_0''(\omega_0)$ — вклад в диэлектрическую проницаемость проводника от связанных электронов и решетки. Амплитуда аксиально симметричного поля в металле изменяется вдоль оси z на расстоянии $\sim 1/\mathrm{Re}\,\kappa_L(\omega_0)$, а вдоль вектора $\boldsymbol{\rho}$ — на расстоянии $\sim R$. Из-за неоднородности амплитуды поля происходит пондеромоторное воздействие на электроны. Тогда, когда $\omega_0 \gg \nu_h$, отвечающий полю (1) пондеромоторный потенциал имеет вид [11]

$$\Phi(\mathbf{r},t) = \frac{e^2\mathbf{E}_L^2(t)}{m|\omega_0 + ic\kappa_L(\omega_0)|^2}\exp\left\{-2\mathrm{Re}\,\kappa_L(\omega_0)z - \frac{\rho^2}{R^2}\right\}, \tag{2}$$

где e — заряд, а m — эффективная масса электрона.

Пондеромоторное воздействие импульса с медленно изменяющейся во времени амплитудой поля приводит к возникновению низкочастотного тока и низкочастотного поля. Для определения плотности низкочастотного тока воспользуемся уравнением

$$\frac{\partial}{\partial t}\mathbf{j}(\mathbf{r},t) + \nu_s\mathbf{j}(\mathbf{r},t) = \frac{\omega_p^2}{4\pi}\left[\mathbf{E}(\mathbf{r},t) - \frac{1}{e}\nabla\Phi(\mathbf{r},t)\right], \tag{3}$$

где $\mathbf{E}(\mathbf{r},t)$ — низкочастотное электрическое поле в проводнике, ν_s — частота столкновений электронов в низкочастотном поле, которая отличается от частоты ν_h вследствие зависимости частоты электрон-электронных столкновений от частоты поля [12]. Для описания низкочастотного электромагнитного поля уравнение (3) следует дополнить уравнениями Максвелла для электрического $\mathbf{E}(\mathbf{r},t)$ и магнитного $\mathbf{B}(\mathbf{r},t)$ полей

$$\mathrm{rot}\,\mathbf{E}(\mathbf{r},t) = -\frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}\mathbf{B}(\mathbf{r},t), \tag{4}$$

$$\mathrm{rot}\,\mathbf{B}(\mathbf{r},t) = \frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}\mathbf{D}(\mathbf{r},t) + \frac{4\pi}{c}\mathbf{j}(\mathbf{r},t), \tag{5}$$

где $\mathbf{D}(\mathbf{r},t)$ — электрическая индукция. При построении решения уравнений (3)–(5) воспользуемся преобразованием Фурье по времени t и координате $\boldsymbol{\rho} = (x, y)$:

$$\mathbf{F}(\mathbf{k}_\perp, z, \omega) = \int dt d\boldsymbol{\rho}\exp(i\omega t - i\mathbf{k}_\perp\boldsymbol{\rho})\mathbf{F}(\mathbf{r},t),$$

$$\mathbf{F}(\mathbf{r},t) = \int\frac{d\omega d\mathbf{k}_\perp}{(2\pi)^3}\exp(-i\omega t + i\mathbf{k}_\perp\boldsymbol{\rho})\mathbf{F}(\mathbf{k}_\perp, z, \omega), \tag{6}$$

где $\mathbf{k}_\perp = (k_x, k_y, 0)$, а $\mathbf{F}(\mathbf{r},t)$ — одна из функций: $\mathbf{j}(\mathbf{r},t)$, $\mathbf{E}(\mathbf{r},t)$, $\mathbf{B}(\mathbf{r},t)$ или $\mathbf{D}(\mathbf{r},t)$. В силу аксиальной симметрии пондеромоторного потенциала (2) плотность тока, поля и вектор индукции имеют вид $\mathbf{j}(\mathbf{r},t) = \big(j_\rho(\mathbf{r},t), 0, j_z(\mathbf{r},t)\big)$, $\mathbf{E}(\mathbf{r},t) = \big(E_\rho(\mathbf{r},t), 0, E_z(\mathbf{r},t)\big)$, $\mathbf{B}(\mathbf{r},t) = \big(0, B_\varphi(\mathbf{r},t), 0\big)$, $\mathbf{D}(\mathbf{r},t) = \big(D_\rho(\mathbf{r},t), 0, D_z(\mathbf{r},t)\big)$. После преобразования Фурье из уравнений (3)–(5), исключив фурье-образ плотности тока, получаем систему уравнений для фурье-образов компонент электрического и магнитного полей

$$\frac{\partial}{\partial z}E_\rho(\mathbf{k}_\perp, z, \omega) - ik_\perp E_z(\mathbf{k}_\perp, z, \omega) = \frac{i\omega}{c}B_\varphi(\mathbf{k}_\perp, z, \omega),$$

$$\frac{\partial}{\partial z}B_\varphi(\mathbf{k}_\perp, z, \omega) = \frac{i\omega}{c}\varepsilon(\omega)E_\rho(\mathbf{k}_\perp, z, \omega) - \frac{k_\perp\omega_p^2}{(\omega + i\nu_s)}\frac{\Phi(\mathbf{k}_\perp, z, \omega)}{ce},$$

$$k_\perp B_\varphi(\mathbf{k}_\perp, z, \omega) = -\frac{\omega}{c}\varepsilon(\omega)E_z(\mathbf{k}_\perp, z, \omega) - \frac{\omega_p^2}{(\omega + i\nu_s)}\frac{\partial}{\partial z}\frac{\Phi(\mathbf{k}_\perp, z, \omega)}{ce}, \tag{7}$$

где $\varepsilon(\omega) = \varepsilon_0(\omega) - \omega_p^2/[\omega(\omega + i\nu_s)]$ — зависящая от частоты диэлектрическая проницаемость проводника в пределе $|\omega + i\nu_s| \gg kv$. При преобразовании уравнения (5) использована связь фурье-образов вектора индукции и электрического поля $\mathbf{D}(\mathbf{r},\omega) = \varepsilon_0(\omega)\mathbf{E}(\mathbf{r},\omega)$. Уравнения (7) имеют место в области $z > 0$. Для описания низкочастотного поля в вакууме достаточно в уравнениях (7) положить $\omega_p = 0$ и $\varepsilon(\omega) = 1$. В дальнейшем будем рассматривать только ту часть электромагнитного поля в вакууме, которая отвечает волне, уходящей от поверхности проводника, т.е. ищем решение видоизмененной системы уравнений (7) в условиях, когда выполнено неравенство

$$|\omega| > k_\perp c. \tag{8}$$

Часть поля, для которой выполнено неравенство, обратное (8), описывает поле поверхностной волны в вакууме, возбуждение которой изучено ранее в работе [11]. Для $k_\perp$ и ω, удовлетворяющих неравенству (8), из видоизмененных уравнений (7) находим

$$B_\varphi(\mathbf{k}_\perp, z, \omega) = B_\varphi(\mathbf{k}_\perp, z = -0, \omega)\exp(-i\kappa_0 z), \tag{9}$$

$$E_\rho(\mathbf{k}_\perp, z, \omega) = -\frac{c\kappa_0}{\omega}B_\varphi(\mathbf{k}_\perp, z = -0, \omega)\exp(-i\kappa_0 z), \tag{10}$$

$$E_z(\mathbf{k}_\perp, z, \omega) = -\frac{ck_\perp}{\omega} B_\varphi(\mathbf{k}_\perp, z = -0, \omega) \exp(-i\kappa_0 z), \tag{11}$$

где $\kappa_0 = \operatorname{sign}(\omega)\sqrt{\omega^2/c^2 - k_\perp^2}$, $B_\varphi(\mathbf{k}_\perp, z = -0, \omega)$ — неизвестная функция.

В проводнике решение системы уравнений (7) для компонент фурье-образов электромагнитного поля имеет вид

$$B_\varphi(\mathbf{k}_\perp, z, \omega) = B_\varphi(\mathbf{k}_\perp, z = +0, \omega) \exp(-\kappa z), \tag{12}$$

$$E_\rho(\mathbf{k}_\perp, z, \omega) = \frac{ic\kappa}{\omega\varepsilon(\omega)} B_\varphi(\mathbf{k}_\perp, z = +0, \omega)\exp(-\kappa z) - \frac{ik_\perp\omega_p^2}{\omega(\omega + i\nu_s)} \frac{\Phi(\mathbf{k}_\perp, z, \omega)}{e\varepsilon(\omega)}, \tag{13}$$

$$E_z(\mathbf{k}_\perp, z, \omega) = -\frac{ck_\perp}{\omega\varepsilon(\omega)} B_\varphi(\mathbf{k}_\perp, z = +0, \omega)\exp(-\kappa z) - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\nu_s)} \frac{\partial}{\partial z} \frac{\Phi(\mathbf{k}_\perp, z, \omega)}{e\varepsilon(\omega)}, \tag{14}$$

где

$$\kappa = \sqrt{k_\perp^2 - \omega^2\varepsilon(\omega)/c^2} = \kappa_1 - i\kappa_2,$$

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon'(\omega) + i\varepsilon''(\omega),$$

$$\kappa_s = \frac{1}{c\sqrt{2}}\left\{\sqrt{\left[k_\perp^2 c^2 - \omega^2\varepsilon'(\omega)\right]^2 + \left[\omega^2\varepsilon''(\omega)\right]^2} - (-1)^s\left[k_\perp^2 c^2 - \omega^2\varepsilon'(\omega)\right]\right\}^{1/2}, \quad s = 1, 2, \tag{15}$$

Величина $1/\kappa_1$ определяет размер области локализации низкочастотного поля в проводнике около его поверхности. Для определения функций $B_\varphi(\mathbf{k}_\perp, z = +0, \omega)$ и $B_\varphi(\mathbf{k}_\perp, z = -0, \omega)$ воспользуемся условиями непрерывности тангенциальных компонент электромагнитного поля на границе проводника. Приравнивая компоненты $B_\varphi(\mathbf{k}_\perp, z, \omega)$ и $E_\rho(\mathbf{k}_\perp, z, \omega)$ на плоскости $z = 0$, из формул (9), (10), (12), (13) находим

$$B_\varphi(\mathbf{k}_\perp, z = -0, \omega) = B_\varphi(\mathbf{k}_\perp, z = +0, \omega) = \frac{k_\perp\omega_p^2}{(\omega + i\nu_s)c[\kappa - i\kappa_0\varepsilon(\omega)]} \frac{\Phi(\mathbf{k}_\perp, z = 0, \omega)}{e}. \tag{16}$$

Соотношения (9)–(11) и (16) определяют фурье-образы компонент низкочастотного поля в вакууме, которые пропорциональны величине $\Phi(\mathbf{k}_\perp, z = 0, \omega)$ — фурье-образа пондеромоторного потенциала на поверхности проводника. Для пондеромоторного потенциала (2) фурье-образ имеет вид

$$\Phi(\mathbf{k}_\perp, z, \omega) = \frac{e^2}{m} \frac{\pi R^2}{|\omega_0 + ic\kappa_L(\omega_0)|^2} \times \exp\left[-\operatorname{Re}\kappa_L(\omega_0)z - \frac{k_\perp^2 R^2}{4}\right] \int_{-\infty}^{\infty} dt\mathbf{E}_L^2(t)\exp(i\omega t). \tag{17}$$

Соотношения (9)–(11), (16) и (17) позволяют рассмотреть низкочастотное электромагнитное поле в вакууме. Как уже отмечалось, выражения (9)–(11) пригодны для рассмотрения только части поля уходящей от поверхности проводника. Эта часть поля определяется фурье-образами полей, имеющих сравнительно небольшие волновые векторы в плоскости компланарной поверхности проводника $|\omega| > k_\perp c$ (8). Поэтому, восстанавливая зависимость поля от координаты $\boldsymbol{\rho}$ с помощью обратного преобразования Фурье по $\boldsymbol{\rho}$ (6), ограничим сверху область интегрирования по $k_\perp$ величиной $|\omega|/c$. Тогда из формул (6), (9), (16), (17) для азимутальной компоненты фурье-образа магнитного поля имеем

$$B_\varphi(\mathbf{r}, \omega) = \frac{\omega_p^2}{|\omega_0 + ic\kappa_L(\omega_0)|^2} \frac{e}{mc} \frac{\pi R^2}{\omega + i\nu_s} \times \int_0^{\omega/c} \frac{k_\perp^2 dk_\perp}{2\pi} \frac{J_0(k_\perp\rho)}{\kappa - i\kappa_0\varepsilon(\omega)} \exp\left(-\frac{k_\perp^2 R^2}{4} - i\kappa_0 z\right) \times \int_{-\infty}^{\infty} dt\mathbf{E}_L^2(t)\exp(i\omega t), \quad \omega > 0, \tag{18}$$

где $J_0(k_\perp\rho)$ — функция Бесселя нулевого порядка. Для определения фурье-образа магнитного поля при $\omega < 0$ достаточно воспользоваться соотношением $B_\varphi(\mathbf{r}, -\omega) = B_\varphi^*(\mathbf{r}, \omega)$, которое следует из условия вещественности магнитного поля $B_\varphi(\mathbf{r}, t)$.

2. Физические характеристики низкочастотного излучения

Выражение (18) позволяет описать физические характеристики низкочастотного излучения генерируемого в проводнике при пондеромоторном воздействии лазерного импульса. Ограничимся рассмотрением поля низкочастотного излучения на больших расстояниях от области фокального пятна, когда выполнено неравенство $\rho \gg R, c/\omega\sin\theta$. При рассмотрении поля на таких расстояниях можно воспользоваться асимптотическим представлением функции Бесселя

$$J_0(k_\perp\rho) \approx \sqrt{\frac{2}{\pi k_\perp\rho}}\cos\left(k_\perp\rho - \frac{\pi}{4}\right). \tag{19}$$

Выражение (19) позволяет использовать метод стационарной фазы при определении явного вида фурье-образа магнитного поля в волновой зоне. Стационарная точка дается соотношением

$$k_\perp \approx \frac{\omega}{c}\frac{\rho}{r} = \frac{\omega}{c}\sin\theta, \tag{20}$$

где θ — угол между радиус-вектором и положительным направлением оси z. Учитывая только вклад от окрестности стационарной точки (20), из (18) находим

$$B_\varphi(\mathbf{r},\omega)=\frac{\omega_p^2}{|\omega_0+ic\kappa_L(\omega_0)|^2}\frac{eR^2}{2mc^2}\frac{\omega}{\omega+i\nu_s}\frac{\sin\theta|\cos\theta|}{r}$$
$$\times\exp\left(i\frac{\omega}{c}r-\frac{\omega^2R^2}{4c^2}\sin^2\theta\right)\Big[\varepsilon(\omega)|\cos\theta|$$
$$+i\sqrt{\sin^2\theta-\varepsilon(\omega)}\Big]^{-1}\int\limits_{-\infty}^{\infty}dt\mathbf{E}_L^2(t)\exp(i\omega t),$$
$$\omega>0,\quad \pi/2<\theta<\pi. \tag{21}$$

Обычно при взаимодействии импульсов высокочастотного излучения с проводниками выполнены неравенства

$$\omega_0\gg\nu_h,\quad \omega_p^2/\omega_0^2\gg|\varepsilon_0(\omega_0)|, \tag{22}$$

что позволяет принять $\kappa_L(\omega_0)\approx\omega_p/c$. При обсуждении генерации низкочастотного излучения также ограничимся рассмотрением наиболее типичных условий, в которых

$$\omega_p^2/(\omega^2+\nu_s^2)\gg|\varepsilon_0'(\omega)|,$$
$$\nu_s\omega_p^2/\omega(\omega^2+\nu_s^2)\gg|\varepsilon_0''(\omega)|. \tag{23}$$

Когда выполнены неравенства (22) и (23), из (21) имеем

$$B_\varphi(\mathbf{r},\omega)=-\frac{eR^2}{2mc^2}\frac{\omega^2}{\omega_p^2}\frac{\sin\theta|\cos\theta|}{r}$$
$$\times\exp\left(i\frac{\omega}{c}r-\frac{\omega^2R^2}{4c^2}\sin^2\theta\right)\int\limits_{-\infty}^{\infty}dt\mathbf{E}_L^2(t)\exp(i\omega t)\Bigg[|\cos\theta|$$
$$+\frac{\sqrt{\omega}}{\omega_p\sqrt{2}}\left(\sqrt{\sqrt{\omega^2+\nu_s^2}-\omega}-i\sqrt{\sqrt{\omega^2+\nu_s^2}+\omega}\right)\Bigg]^{-1}$$
$$\omega>0,\quad \pi/2<\theta<\pi. \tag{24}$$

В соответствии с формулами (9)–(11) и (20) компоненты фурье-образа электрического поля связаны с азимутальной компонентой фурье-образа магнитного поля соотношениями $E_\rho(\mathbf{r},\omega)=-B_\varphi(\mathbf{r},\omega)|\cos\theta|$, $E_z(\mathbf{r},\omega)=-B_\varphi(\mathbf{r},\omega)\sin\theta$. Отсюда заключаем, что в волновой зоне электрическое поле низкочастотного излучения ориентировано в меридиональном направлении и по величине совпадает с магнитным полем, т. е. $E_\theta(\mathbf{r},\omega)=E_\rho(\mathbf{r},\omega)\cos\theta-E_z(\mathbf{r},\omega)\sin\theta=B_\varphi(\mathbf{r},\omega)$.

Найдем энергию низкочастотного излучения, которая переносится через единичную площадку за все время генерации. Эта энергия дается интегралом по времени от вектора Пойнтинга

$$\frac{c}{4\pi}\int\limits_{-\infty}^{\infty}dt[\mathbf{E}(\mathbf{r},t)\mathbf{B}(\mathbf{r},t)]=\frac{c}{4\pi^2}\int\limits_{0}^{\infty}|B_\varphi(\mathbf{r},\omega)|^2d\omega. \tag{25}$$

В соответствии с соотношением (25) для энергии, излучаемой в элемент телесного угла $dO=2\pi\sin\theta d\theta$ и в интервал частот $d\omega$, имеем

$$dW(\omega,\theta)=\frac{cr^2}{4\pi^2}|B_\varphi(\mathbf{r},\omega)|^2d\omega dO,\quad \omega>0. \tag{26}$$

Согласно формулам (24) и (26), распределение энергии по спектру зависит не только от физических характеристик проводника, но и от формы импульса лазерного излучения. Рассмотрим подробнее спектральный состав генерируемого поля в часто обсуждаемом случае, когда форма импульса описывается распределением Гаусса:

$$\mathbf{E}_L^2(t)=E_L^2\exp(-t^2/\tau^2), \tag{27}$$

где время τ определяет длительность импульса $t_p=2\tau\sqrt{\ln 2}$. В соответствии с соотношениями (24), (26) и (27) распределение энергии низкочастотного поля по углам и частотам описывается функцией

$$\frac{dW(\omega,\theta)}{d\omega dO}=\frac{4}{\pi^2}W_L^2\frac{e^2}{m^2c^5}\frac{\omega^4}{\omega_p^4}\sin^2\theta\cos^2\theta$$
$$\times\exp\left[-\frac{\omega^2}{2c^2}\left(L^2+R^2\sin^2\theta\right)\right]$$
$$\times\Bigg[\left(|\cos\theta|+\frac{\sqrt{\omega}}{\omega_p\sqrt{2}}\sqrt{\sqrt{\omega^2+\nu_s^2}-\omega}\right)^2$$
$$+\frac{\omega}{2\omega_p^2}\left(\sqrt{\omega^2+\nu_s^2}+\omega\right)\Bigg]^{-1}, \tag{28}$$

где $W_L=\sqrt{\pi}|\mathbf{E}_L|^2R^2L/8$ — энергия лазерного импульса, а $L=c\tau$ — его характерная длина. Интегрируя выражение (28) по телесному углу dO с учетом того, что угол θ изменяется в интервале $\pi/2\le\theta\le\pi$, находим спектральное распределение энергии низкочастотного излучения

$$\frac{dW(\Omega)}{d\Omega}=\frac{8e^2}{\pi L}\frac{W_L^2}{m^2c^4}\frac{I(\Omega)}{\omega_p^4\tau^4}. \tag{29}$$

В формуле (29) зависимость от безразмерной частоты $\Omega=\omega\tau$ описывается функцией

$$I(\Omega)=\int\limits_{\pi/2}^{\pi}d\theta\sin^3\theta\cos^2\theta|H(\Omega,\theta)|^2, \tag{30}$$

$$H(\Omega,\theta)=\Omega^2\exp\left\{-\frac{\Omega^2}{4}\left[1+\frac{R^2}{L^2}\sin^2\theta\right]\right\}\Bigg[|\cos\theta|$$
$$+\frac{\sqrt{\Omega}}{\omega_p\tau\sqrt{2}}\sqrt{\sqrt{\Omega^2+\gamma^2}-\Omega}$$
$$-\frac{i\sqrt{\Omega}}{\sqrt{2}\omega_p\tau}\sqrt{\sqrt{\Omega^2+\gamma^2}+\Omega}\Bigg]^{-1}, \tag{31}$$

где параметр $\gamma=\nu_s\tau$ характеризует соотношение между временем свободного пробега электронов и длительностью импульса. График функции (30) представлен на

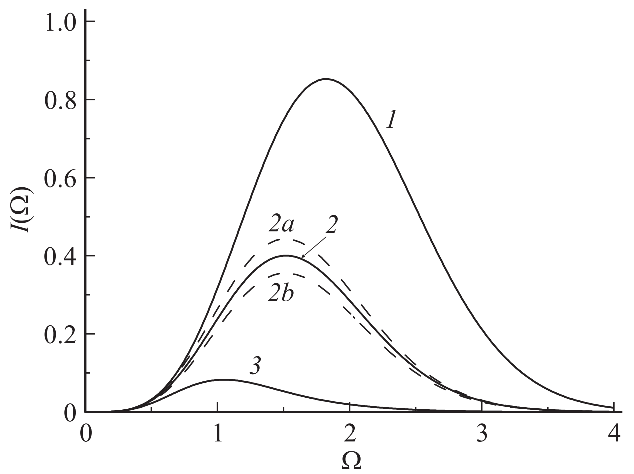

Рис. 1. Спектральное распределение энергии низкочастотного излучения. Сплошные кривые построены при $\gamma = 4$ и для трех значений отношения R/L: *1* — 0.5, *2* — 1, *3* — 2. Штриховые кривые отвечают $R = L$ и двум значениям параметра γ: *2 a* — $\gamma = 0.25$, *2 b* — $\gamma = 16$. Все кривые построены при $\omega_p\tau = 100$.

рис. 1 для $\omega_p\tau = 100$ и нескольких значений параметров R/L и γ. Сплошные кривые отвечают $\gamma = 4$ и трем значениям отношения $R/L : 0.5$, 1 и 2. Согласно рис. 1, спектр излучения имеет широкий максимум. Как видно из формул (30), (31) и рис. 1, при острой фокусировке лазерного излучения, когда $R \ll L$, максимум в спектре приходится на частоту

$$\omega_{\max} \approx 2/\tau. \tag{32}$$

Увеличение размера фокального пятна приводит к смещению спектральной полосы в область низких частот (см. сплошные кривые *1–3* на рис. 1). Штриховые кривые на рис. 1 построены при $R = L$ для двух значений параметра γ: 0.25 и 16. Как видно из рис. 1, увеличение частоты столкновений электронов приводит к незначительному уменьшению спектральной плотности энергии излучения. Относительно слабое влияние столкновений на функцию $I(\Omega)$ является следствием большой величины плазменной частоты по сравнению с обратной длительностью импульса.

Интегрируя выражение (28) по частотам, найдем распределение энергии низкочастотного излучения по углам

$$\frac{dW(\theta)}{dO} = \frac{4e^2}{\pi^2 L} \frac{W_L^2}{m^2c^4} \frac{J(\theta)}{\omega_p^4\tau^4}, \tag{33}$$

где

$$J(\theta) = \sin^2\theta\cos^2\theta \int\limits_0^\infty d\Omega |H(\Omega, \theta)|^2. \tag{34}$$

График функции $J(\theta)$ представлен на рис. 2. Кривые на рис. 2 приведены для тех же параметров, что и на рис. 1. При острой фокусировке лазерного импульса, когда $R < L$, низкочастотное излучение прижато к поверхности проводника (кривая *1*). С увеличением размера фокального пятна диаграмма направленности излучения относительно поверхности проводника разворачивается в сторону нормали к поверхности (кривые *2* и *3* на рис. 2). При слабой фокусировке, когда $R \gg L$, излучение низкочастотной энергии происходит в основном в направлениях, близких к направлению нормали. Влияние столкновений на диаграмму направленности незначительно и представлено на рис. 2 пунктирными кривыми, нарисованными для $R = L$ и γ, равных 0.25 и 16.

Полная энергия низкочастотного излучения находится интегрированием выражения (28) по частотам и углам

$$W = \frac{8e^2}{\pi L} \frac{W_L^2}{m^2c^4} \frac{w}{\omega_p^4\tau^4}, \tag{35}$$

где

$$w = \int\limits_0^\infty d\Omega I(\Omega) = \int\limits_{\pi/2}^\pi d\theta \sin\theta J(\theta)$$
$$= \int\limits_{\pi/2}^\pi d\theta \sin\theta^3 \cos^2\theta \int\limits_0^\infty d\Omega |H(\Omega, \theta)|^2. \tag{36}$$

Зависимость энергии низкочастотного излучения (35), (36) от размера фокального пятна лазерного импульса R при фиксированных значениях энергии W_L и длительности τ представлена на рис. 3. Энергия низкочастотного излучения максимальна при острой фокусировке лазерного излучения, когда выполняется условие $R \ll L$.

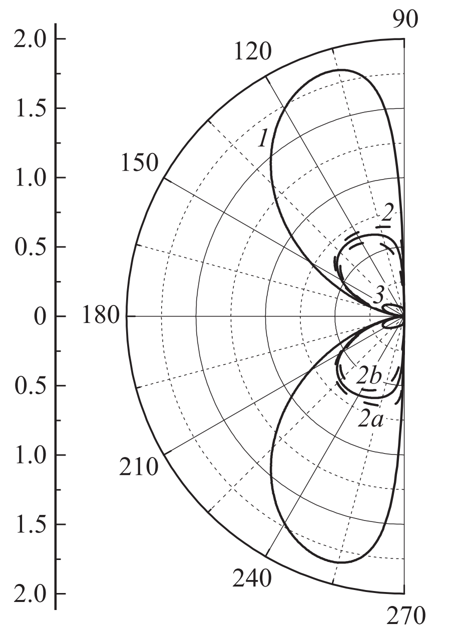

Рис. 2. Диаграмма направленности низкочастотного излучения. Сплошные кривые построены для $\gamma = 4$ и трех значений R/L: *1* — 0.5, *2* — 1, *3* — 2. Пунктирные кривые отвечают $R = L$ и двум значениям параметра γ: *2 a* — $\gamma = 0.25$, *2 b* — $\gamma = 16$. Для всех кривых $\omega_p\tau = 100$.

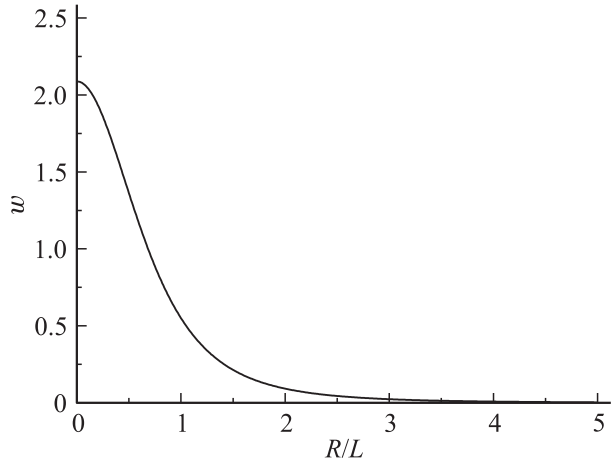

Рис. 3. Зависимость полной нормированной энергии низкочастотного излучения от степени фокусировки лазерного импульса при фиксированной энергии W_L и длительности лазерного импульса τ. Кривая построена при $\omega_p\tau = 100$, $\gamma = 4$.

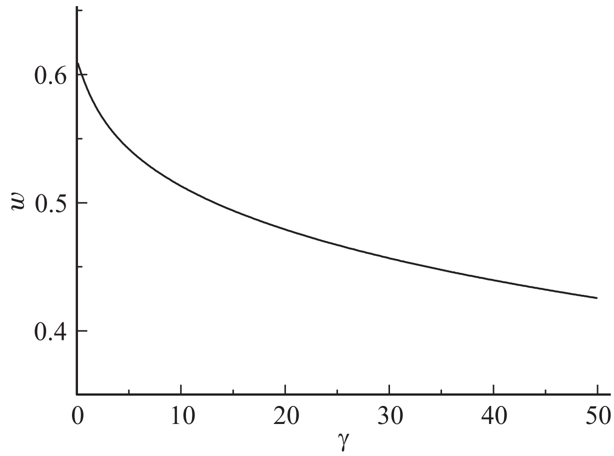

Рис. 4. Зависимость полной нормированной энергии низкочастотного излучения от безразмерной частоты столкновений электронов γ при фиксированной энергии W_L и длительности лазерного импульса τ. Кривая построена при $\omega_p\tau = 100$, $R = L$.

Зависимость энергии излучения от частоты столкновений электронов представлена на рис. 4 для случая, когда $R = L$. Из рис. 4 следует, что с увеличением частоты столкновений электронов энергия низкочастотного излучения уменьшается на сравнительно небольшую величину.

Рассмотрим пространственно-временную структуру импульса низкочастотного излучения. Используя обратное преобразование Фурье по времени из формулы (24), находим выражение для компонент электромагнитного поля в волновой зоне

$$B_\varphi(\mathbf{r}, t) = E_\theta(\mathbf{r}, t) = -\frac{4e}{\pi L}\,\frac{W_L}{mc^2}\,\frac{\sin\theta|\cos\theta|}{r}\,\frac{H(\xi)}{\omega_p^2\tau^2}, \quad (37)$$

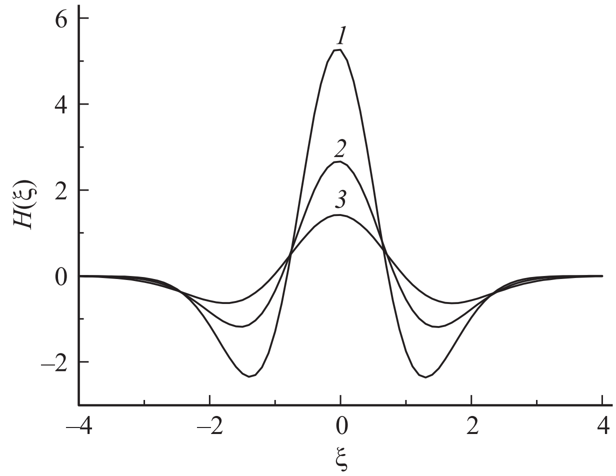

Рис. 5. Пространственно-временная структура поля в импульсе низкочастотного излучения. Кривые построены при $\omega_p\tau = 100$, $\gamma = 4$. Кривые *1–3* отвечают трем значениям отношения R/L: *1* — 0.5, *2* — 1, *3* — 2 и трем углам θ: *1* — $2\pi/3$, *2* — $3\pi/4$, *3* — $5\pi/6$, которые соответствуют максимуму интенсивности излучения.

где функция $H(\xi)$ имеет вид

$$H(\xi) = \mathrm{Re}\int_0^\infty d\Omega\,\exp(i\Omega\xi)H(\Omega, \theta). \quad (38)$$

Здесь введено обозначение $\xi = (r - ct)/L$. Графики функции (38) представлены на рис. 5 для различной степени фокусировки лазерного импульса R/L под такими углами θ, которые соответствуют максимуму интенсивности излучения при данном отношении R/L (рис. 2). Пространственно-временной профиль импульса низкочастотного излучения приближенно соответствует второй производной по ξ от распределения Гаусса (см. (27)). Из формул (37), (38) и вида кривых на рис. 5 следует, что длительность низкочастотного сигнала сопоставима с длительностью лазерного импульса. При фиксированных значениях энергии и длительности лазерного импульса с уменьшением размера фокального пятна амплитуда низкочастотного сигнала увеличивается.

Заключение

Выше рассмотрена генерация низкочастотного излучения при воздействии короткого сфокусированного лазерного импульса на проводник. Показано, что возбуждение низкочастотных полей, которые затем высвечиваются в вакуум, происходит в скин-слое проводника в результате пондеромоторного воздействия импульса высокочастотного излучения на электроны проводимости. В заключение приведем оценки для характерных параметров генерируемого низкочастотного излучения применительно к условиям возможных экспериментов.

В качестве мишени рассмотрим полупроводник с плазменной частотой $\omega_p \approx 3 \cdot 10^{14}\,\mathrm{s}^{-1}$ и частотой столкновений электронов $\nu_s \approx 10^{13}\,\mathrm{s}^{-1}$. Примем, что лазерный импульс с несущей частотой $\omega_0 \approx 2 \cdot 10^{14}\,\mathrm{s}^{-1}$, длительностью $\tau \approx 100\,\mathrm{fs}$ и радиусом фокального пятна $R \approx 60\,\mu\mathrm{m}$ имеет интенсивность $I_L \approx 10^{12}\,\mathrm{W/cm^2}$. В этих условиях энергия лазерного импульса составляет величину $W_L \approx 20\,\mu\mathrm{J}$. При таких параметрах из формулы (36) имеем $w \approx 0.1$, а энергия низкочастотного излучения (35) равна $W \approx 0.15\,\mathrm{pJ}$. Коэффициент конверсии невелик: $W/W_L \approx 0.7 \cdot 10^{-8}$. В рассматриваемом случае максимум в спектре излучения приходится на частоту, близкую к 1.6 THz, а излучение максимально под углом, отличным от направления нормали на 24°. Отметим, что в металлах, где плазменная частота велика, эффективность генерации низкочастотного излучения при воздействии лазерного импульса существенно меньше.

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

Список литературы

[1] *Аскарьян Г.А.* // ЖЭТФ. 1962. Т. 42. Вып. 5. С. 1360–1364.
[2] *Hamster H., Sullivan A., Gordon S., White W. Falcone R.W.* // Phys. Rev. Lett. 1993. Vol. 71. N 17. P. 2725–2728.
[3] *Hamster H., Sullivan A., Gordon S., Falcone R.W.* // Phys. Rev. E 1994. Vol. 49. N 1. P. 671–677.
[4] *Kadlec F., Kuzel P., Coutaz J.-L.* // Opt. Lett. 2004. Vol. 29. P. 2674–2676.
[5] *Kadlec F., Kuzel P., Coutaz J.-L.* // Opt. Lett. 2005. Vol. 30. P. 1402–1404.
[6] *Suvorov E.V., Akhmedzhanov R.A., Fadeev D.A., Ilyakov I.E., Mironov V.A., Shishkin B.V.* // Opt. Lett. 2012. Vol. 37. P. 2520–2522.
[7] *Weiss C., Wallenstein R., Beigang R.* // Appl. Phys. Lett. 2000. Vol. 77. P. 4160–4162.
[8] *Welsh G.H., Wynne K.* // Opt. Express. 2009. Vol. 17. P. 470–2480.
[9] *Фролов А.А.* // Физика плазмы. 2007. Т. 33. Вып. 12. С. 1107–1116.
[10] *Урюпин С.А., Фролов А.А.* // ЖЭТФ. 2012. Т. 141. Вып. 5. С. 1006–1020.
[11] *Урюпин С.А., Фролов А.А.* // Квант. электроника. 2013. Т. 43. Вып. 12. С. 1132–1138.
[12] *Гуржи Р.Н.* // ЖЭТФ. 1958. Т. 35. Вып. 5. С. 965–970.