

ГЕНЕРАЦИЯ НИЗКОЧАСТОТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПЛОТНОЙ ГОРЯЧЕЙ ПЛАЗМОЙ ПРИ ПОНДЕРОМОТОРНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ КОРОТКОГО ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА

С. А. Урюпин^{a}, А. А. Фролов^b*

^a *Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук
119991, Москва, Россия*

^b *Объединенный институт высоких температур Российской академии наук
125412, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 12 августа 2011 г.

Развита теория генерации низкочастотного излучения при пондеромоторном воздействии фемтосекундного лазерного импульса на плотную горячую плазму. Показано, что при достаточно высоких температурах плазмы, когда редки столкновения электронов и возбуждение низкочастотного поля происходит в условиях аномального скин-эффекта, эффективность генерации может быть близка к максимальной. Оптимальные условия генерации реализуются, если несущая частота лазерного импульса близка к плазменной частоте и импульс жестко сфокусирован. При воздействии импульсов длительностью в десятки–сотни фемтосекунд в широком интервале углов наблюдения генерируется излучение терагерцевого диапазона частот.

1. ВВЕДЕНИЕ

Вопросы теории генерации низкочастотного излучения при воздействии импульсов электромагнитного поля на плазму уже давно привлекает внимание специалистов (см. [1–3]). Интерес к этой тематике существенно возрос после экспериментального обнаружения терагерцевого излучения при лазерном облучении газовых и твердотельных мишеней [4] (см. также [5, 6]). Теоретически рассмотрен ряд механизмов генерации терагерцевого излучения при воздействии на неоднородную плазму фемтосекундных лазерных импульсов [7–13], в том числе при наличии магнитного поля [5, 14–17]. Отметим также выполненные недавно работы [18, 19]. В работе [18] экспериментальное наблюдение генерации терагерцевого излучения было связано с образованием релятивистских электронов, движущихся вдоль поверхности мишени и излучающих подобно антенне. Обнаруженные в работе [19] закономерности терагерцевого излучения авторы объяснили возникновением релятивистских солитонов, являющихся источником низкочастотного излучения [20]. Одной из основных

причин генерации низкочастотного излучения является изменение нелинейной поляризации плазмы за время действия фемтосекундного импульса. Возникающие при этом закономерности генерации терагерцевого излучения существенно зависят от соотношения между несущей частотой ω_0 фемтосекундного лазерного импульса и плазменной частотой ω_p электронов. В разреженной плазме, когда $\omega_0 > \omega_p$, эффективность генерации возрастает с увеличением плотности n электронов плазмы [21–25]. Напротив, при $\omega_0 < \omega_p$ поле лазерного импульса, приводящего к генерации низкочастотного излучения, локализовано в скин-слое и ослаблено по величине, что ведет к уменьшению эффективности генерации с увеличением n [26]. Это означает, что оптимальные условия генерации реализуются в сравнительно плотной плазме, когда частоты ω_0 и ω_p сравнимы по величине. В плотной плазме велика частота столкновений электронов, которую можно оценить, используя соотношение

$$\nu = 4\pi Z e^4 n \Lambda m^{-2} v_T^{-3},$$

где Z — кратность ионизации атомов, Λ — кулоновский логарифм, e — заряд, m — масса, v_T — тепловая скорость электронов. Для наиболее яркого проявле-

*E-mail: uryupin@sci.lebedev.ru

ния эффектов, обусловленных нелинейной поляризацией плазмы в поле лазерного импульса с характерной длительностью τ , необходимо выполнение условия $\nu\tau \ll 1$, или

$$0.86 \frac{n [\text{см}^{-3}]}{10^{21}} \frac{\tau [\text{фс}]}{100} \frac{Z}{5} \frac{\Lambda}{5} \ll T^{3/2} [\text{кэВ}]. \quad (1.1)$$

Полагая $Z = 5$, $\Lambda = 5$, $n = 5 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ и $\tau = 20 \text{ фс}$, видим, что это неравенство выполняется, если температура электронов достаточно велика, $T > 1 \text{ кэВ}$. Характерная частота генерируемого низкочастотного излучения $\omega \sim 1/\tau$ [21–26], поэтому в плотной плазме при столь большой температуре электронов обычно выполнено условие

$$v_T/\omega \sim v_T\tau \gg c/\omega_p, \quad (1.2)$$

где c — скорость света. Неравенство (1.2) означает, что для поля на частоте $\omega \sim 1/\tau$ реализуется аномальный скин-эффект. Например, в плазме с $T = 5 \text{ кэВ}$ и $n = 5 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ при $\tau = 20 \text{ фс}$ имеем $v_T\tau\omega_p/c \approx 8$. Напротив, на несущей частоте лазерного импульса $\omega_0 \approx 2.3 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$ при тех же параметрах плазмы получаем $v_T\omega_p/c\omega_0 \approx 0.17$, что отвечает условиям высокочастотного скин-эффекта

$$v_T/\omega_0 \ll c/\omega_p. \quad (1.3)$$

Рассмотрению генерации низкочастотного поля в плотной горячей плазме в условиях аномального скин-эффекта (1.2) на частоте $\omega \sim 1/\tau$ и высокочастотного скин-эффекта на несущей частоте фемтосекундного лазерного импульса (1.3) посвящена настоящая работа. Ниже с использованием кинетического уравнения для медленно изменяющейся части функции распределения электронов найдена создаваемая в скин-слое градиентом высокочастотного потенциала неравновесная добавка к исходной максвелловской функции распределения и вычислена плотность тока. Построено общее решение неоднородного уравнения для низкочастотного поля в плазме в условиях аномального скин-эффекта. Затем найдено поле низкочастотного излучения в вакууме, которое детально исследовано в случае, когда источником излучения является вихревой ток, возникающий из-за неоднородности высокочастотного потенциала, созданного полем фемтосекундного лазерного импульса в условиях высокочастотного скин-эффекта. Найдено распределение низкочастотного излучения по частотам. Спектр излучения широкий с максимумом около частоты $1/\tau$, которая попадает в терагерцевый диапазон, если длительность лазерного импульса десятки–сотни фемтосе-

кунд. Установлено, что при заданной полной энергии и длительности лазерного импульса, чем сильнее его фокусировка, тем больше полная энергия импульса низкочастотного излучения. Такая тенденция выявлена в условиях, когда размер фокального пятна не слишком мал и можно не учитывать дифракционные эффекты. Диаграмма направленности низкочастотного излучения изменяется в зависимости от степени фокусировки. Чем меньше размер фокального пятна, тем сильнее прижато излучение к поверхности плазмы. С увеличением температуры электронов глубина скин-слоя при низкочастотном аномальном скин-эффекте возрастает. Вследствие этого уменьшается доля энергии лазерного импульса, преобразующейся в низкочастотное излучение, что ведет к соответствующим уменьшениям как в диаграмме направленности, так и в спектральном распределении излучения. Однако для типичных условий эксперимента эти уменьшения относительно невелики.

2. РЕШЕНИЕ КИНЕТИЧЕСКОГО УРАВНЕНИЯ

Порождаемое импульсом высокочастотного излучения электрическое поле в плазме представим в виде

$$\frac{1}{2} \mathbf{E}_0(\mathbf{r}, t) \exp(-i\omega_0 t) + \text{c.c.}, \quad (2.1)$$

где ω_0 — несущая частота, а амплитуда напряженности электрического поля $\mathbf{E}_0(\mathbf{r}, t)$ изменяется медленно за время порядка $1/\omega_0$. Частоту ω_0 считаем много большей частоты столкновений электронов, что позволяет использовать кинетическое уравнение Власова. Принимая амплитуду скорости осцилляций электрона малой по сравнению с характерной скоростью электронов, при упрощении кинетического уравнения удержим лишь квадратичные по $\mathbf{E}_0(\mathbf{r}, t)$ слагаемые в уравнении для функции распределения $f(\mathbf{v}, \mathbf{r}, t)$, медленно изменяющейся за время порядка $1/\omega_0$. Кроме того, примем, что расстояние, пройденное электроном со скоростью \mathbf{v} за время $1/\omega_0$, много меньше масштаба неоднородности поля $\mathbf{E}_0(\mathbf{r}, t)$. В этих условиях для медленно изменяющейся части функции распределения электронов имеем уравнение (ср. [27])

$$\begin{aligned} & \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \right) f(\mathbf{v}, \mathbf{r}, t) + \\ & + \frac{e}{m} \left(\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) + \frac{1}{c} [\mathbf{v} \times \mathbf{B}(\mathbf{r}, t)] \right) \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} f(\mathbf{v}, \mathbf{r}, t) = \\ & = \frac{1}{m} \nabla \phi(\mathbf{r}, t) \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} f(\mathbf{v}, \mathbf{r}, t) + \\ & + \frac{1}{m} \left[\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \right) \phi_{ij}(\mathbf{r}, t) \right] \frac{\partial^2}{\partial v_i \partial v_j} f(\mathbf{v}, \mathbf{r}, t), \quad (2.2) \end{aligned}$$

где $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ и $\mathbf{B}(\mathbf{r}, t)$ — медленно изменяющиеся за время $1/\omega_0$ электрическое и магнитное поля в плазме, а функции $\phi(\mathbf{r}, t)$ и $\phi_{ij}(\mathbf{r}, t)$ имеют вид

$$\phi(\mathbf{r}, t) = \frac{e^2}{4m\omega_0^2} |\mathbf{E}_0(\mathbf{r}, t)|^2, \quad (2.3)$$

$$\begin{aligned} \phi_{ij}(\mathbf{r}, t) &= \frac{e^2}{8m\omega_0^2} \times \\ & \times [E_{0i}(\mathbf{r}, t) E_{0j}^*(\mathbf{r}, t) + E_{0i}^*(\mathbf{r}, t) E_{0j}(\mathbf{r}, t)]. \quad (2.4) \end{aligned}$$

Важное для дальнейшего изложения первое слагаемое в правой части уравнения (2.2) описывает влияние ponderomotorной силы на функцию распределения электронов. Решение уравнения (2.2) ищем в виде

$$\begin{aligned} f(\mathbf{v}, \mathbf{r}, t) &= f_m(v) + \frac{1}{m} \phi_{ij}(\mathbf{r}, t) \frac{\partial^2}{\partial v_i \partial v_j} f_m(v) + \\ & + f'(\mathbf{v}, \mathbf{r}, t), \quad (2.5) \end{aligned}$$

где

$$f_m(v) = n(2\pi)^{-3/2} v_T^{-3} \exp(-v^2/2v_T^2)$$

— функция распределения Максвелла. При этом малая неравновесная добавка $f'(\mathbf{v}, \mathbf{r}, t)$ к функции распределения, определяющая плотность тока

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}, t) = e \int d\mathbf{v} \mathbf{v} f(\mathbf{v}, \mathbf{r}, t) = e \int d\mathbf{v} \mathbf{v} f'(\mathbf{v}, \mathbf{r}, t), \quad (2.6)$$

удовлетворяет уравнению

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \right) f'(\mathbf{v}, \mathbf{r}, t) = \mathbf{v} \cdot \mathbf{F}(\mathbf{r}, t) \frac{f_m(v)}{mv_T^2}, \quad (2.7)$$

где использовано обозначение

$$\mathbf{F}(\mathbf{r}, t) = e\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) - \nabla\phi(\mathbf{r}, t). \quad (2.8)$$

В соответствии с уравнениями Максвелла входящее в соотношение (2.8) поле $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ подчиняется уравнению

$$\text{rot rot } \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = -\frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{j}(\mathbf{r}, t). \quad (2.9)$$

Замкнутая система уравнений (2.7), (2.9) позволяет найти поле $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ и распределение электронов по скоростям в плазме, если задан вид высокочастотного потенциала $\phi(\mathbf{r}, t)$ (2.3) и тензора $\phi_{ij}(\mathbf{r}, t)$ (2.4).

Рассмотрим решение уравнений (2.7), (2.9) для плазмы, занимающей полупространство $z > 0$. Воспользуемся преобразованием Фурье по времени и пространственным координатам в плоскости xy :

$$\begin{aligned} f'(\mathbf{v}, z, \mathbf{k}_\perp, \omega) &= \int dt \int d\mathbf{r}_\perp \times \\ & \times \exp(i\omega t - i\mathbf{k}_\perp \cdot \mathbf{r}_\perp) f'(\mathbf{v}, \mathbf{r}, t), \quad (2.10) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} f'(\mathbf{v}, \mathbf{r}, t) &= \int \frac{d\omega}{2\pi} \int \frac{d\mathbf{k}_\perp}{(2\pi)^2} \times \\ & \times \exp(-i\omega t + i\mathbf{k}_\perp \cdot \mathbf{r}_\perp) f'(\mathbf{v}, z, \mathbf{k}_\perp, \omega). \end{aligned}$$

Для фурье-образа $f'(\mathbf{v}, z, \mathbf{k}_\perp, \omega)$ имеем дифференциальное уравнение первого порядка

$$\begin{aligned} -i(\omega - \mathbf{k}_\perp \cdot \mathbf{v}_\perp) f'(\mathbf{v}, z, \mathbf{k}_\perp, \omega) + v_z \frac{\partial}{\partial z} f'(\mathbf{v}, z, \mathbf{k}_\perp, \omega) = \\ = \mathbf{v} \cdot \mathbf{F}(z, \mathbf{k}_\perp, \omega) \frac{f_m(v)}{mv_T^2}, \quad (2.11) \end{aligned}$$

которое следует дополнить граничными условиями. Достаточно часто (см., например, [28, 29]) взаимодействие электронов с поверхностью моделируют граничным условием зеркального отражения, которое имеет вид

$$\begin{aligned} f'_+(\mathbf{v}_\perp, v_z, z=0, \mathbf{k}_\perp, \omega) = \\ = f'_-(\mathbf{v}_\perp, -v_z, z=0, \mathbf{k}_\perp, \omega), \quad (2.12) \end{aligned}$$

где f'_- описывает электроны с $v_z < 0$, летящие к поверхности, а f'_+ — отраженные электроны с $v_z > 0$. Тогда, полагая функцию f'_- равной нулю при $z \rightarrow +\infty$, из (2.11) находим:

$$\begin{aligned} f'_-(\mathbf{v}, z, \mathbf{k}_\perp, \omega) = -\frac{f_m(v)}{mv_T^2} \int_z^\infty dz' \frac{\mathbf{v} \cdot \mathbf{F}(z', \mathbf{k}_\perp, \omega)}{v_z} \times \\ \times \exp \left\{ \frac{i}{v_z} (\omega - \mathbf{k}_\perp \cdot \mathbf{v}_\perp) (z - z') \right\}, \quad v_z < 0, \quad (2.13) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} f'_+(\mathbf{v}, z, \mathbf{k}_\perp, \omega) = \frac{f_m(v)}{mv_T^2} \int_0^z dz' \frac{\mathbf{v} \cdot \mathbf{F}(z', \mathbf{k}_\perp, \omega)}{v_z} \times \\ \times \exp \left\{ \frac{i}{v_z} (\omega - \mathbf{k}_\perp \cdot \mathbf{v}_\perp) (z - z') \right\} - \\ - \frac{f_m(v)}{mv_T^2} \int_0^\infty dz' \frac{v_z F_z(z', \mathbf{k}_\perp, \omega) - \mathbf{v}_\perp \cdot \mathbf{F}_\perp(z', \mathbf{k}_\perp, \omega)}{v_z} \times \\ \times \exp \left\{ \frac{i}{v_z} (\omega - \mathbf{k}_\perp \cdot \mathbf{v}_\perp) (z + z') \right\}, \quad v_z > 0. \quad (2.14) \end{aligned}$$

Функции f'_+ и f'_- позволяют найти плотность тока (2.6) и записать в явном виде уравнение (2.9) для медленно изменяющегося электрического поля в плазме. При этом источником поля $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ является градиент высокочастотного потенциала $\phi(\mathbf{r}, t)$ (2.3). Уравнение (2.9) решается посредством продолжения на область $z < 0$. В случае граничного условия зеркального отражения электронов (2.12) при продолжении уравнения (2.9) потенциал $\phi(\mathbf{r}, t)$ и тангенциальная компонента поля $\mathbf{E}_\perp(\mathbf{r}, t)$ продолжают четно, а нормальная к плоскости $z = 0$ компонента $\mathbf{E}_z(\mathbf{r}, t)$ продолжается нечетно:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_\perp(z, \mathbf{k}_\perp, \omega) &= \mathbf{E}_\perp(-z, \mathbf{k}_\perp, \omega), \\ E_z(z, \mathbf{k}_\perp, \omega) &= -E_z(-z, \mathbf{k}_\perp, \omega), \\ \phi(z, \mathbf{k}_\perp, \omega) &= \phi(-z, \mathbf{k}_\perp, \omega). \end{aligned} \quad (2.15)$$

При таком продолжении в справедливое для всех z уравнение для $\mathbf{E}(z, \mathbf{k}_\perp, \omega)$ входит плотность тока

$$\begin{aligned} \mathbf{j}_\perp(z, \mathbf{k}_\perp, \omega) &= \frac{e}{mv_T^2} \int_{v_z > 0} d\mathbf{v} \mathbf{v}_\perp f_m(v) \times \\ &\times \int_{-\infty}^{\infty} dz' \exp \left\{ \frac{i}{v_z} (\omega - \mathbf{k}_\perp \cdot \mathbf{v}_\perp) |z - z'| \right\} \times \\ &\times \left[\frac{1}{v_z} \mathbf{v}_\perp \cdot \mathbf{F}_\perp(z', \mathbf{k}_\perp, \omega) + \right. \\ &\left. + F_z(z', \mathbf{k}_\perp, \omega) \text{sign}(z - z') \right], \end{aligned} \quad (2.16)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{j}_z(z, \mathbf{k}_\perp, \omega) &= \frac{e}{mv_T^2} \int_{v_z > 0} d\mathbf{v} f_m(v) \times \\ &\times \int_{-\infty}^{\infty} dz' \exp \left\{ \frac{i}{v_z} (\omega - \mathbf{k}_\perp \cdot \mathbf{v}_\perp) |z - z'| \right\} \times \\ &\times [v_z F_z(z', \mathbf{k}_\perp, \omega) + \\ &+ \mathbf{v}_\perp \cdot \mathbf{F}_\perp(z', \mathbf{k}_\perp, \omega) \text{sign}(z - z')]. \end{aligned} \quad (2.17)$$

Уравнение (2.9), дополненное соотношениями (2.16), (2.17), позволяет описать поле в плазме.

3. ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ПОЛЕ В ПЛАЗМЕ

Ограничимся решением интегрального уравнения для поля $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ в случае, когда высокочастотный потенциал имеет аксиальную симметрию. В этом случае естественно воспользоваться цилиндрической системой координат, а электромагнитное поле в плазме представить в виде

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = (E_\rho(z, r_\perp, t), 0, E_z(z, r_\perp, t)),$$

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = (0, B_\varphi(z, r_\perp, t), 0).$$

Принимая во внимание соотношения (2.15)–(2.17) и используя преобразование Фурье по координате z для $E_\rho(\mathbf{k}, \omega)$ и $E_z(\mathbf{k}, \omega)$, из (2.9) получим систему связанных неоднородных уравнений:

$$\begin{aligned} \left[\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{zz}(\omega, \mathbf{k}) - k_\perp^2 \right] E_z(\mathbf{k}, \omega) + \\ + \left[\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{\rho z}(\omega, \mathbf{k}) + k_\perp k_z \right] E_\rho(\mathbf{k}, \omega) = \\ = i \frac{\omega^2}{c^2} \{ k_z [\varepsilon_{zz}(\omega, \mathbf{k}) - 1] + \\ + k_\perp \varepsilon_{\rho z}(\omega, \mathbf{k}) \} \frac{\phi(\mathbf{k}, \omega)}{e}, \end{aligned} \quad (3.1)$$

$$\begin{aligned} \left[\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{\rho\rho}(\omega, \mathbf{k}) - k_z^2 \right] E_\rho(\mathbf{k}, \omega) + \\ + \left[\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{\rho z}(\omega, \mathbf{k}) + k_\perp k_z \right] E_z(\mathbf{k}, \omega) = \\ = i \frac{\omega^2}{c^2} \{ k_\perp [\varepsilon_{\rho\rho}(\omega, \mathbf{k}) - 1] + k_z \varepsilon_{\rho z}(\omega, \mathbf{k}) \} \frac{\phi(\mathbf{k}, \omega)}{e} + \\ + i \frac{\omega}{c} \Delta B_\varphi(\mathbf{k}_\perp, \omega). \end{aligned} \quad (3.2)$$

Здесь $\phi(\mathbf{k}, \omega)$ — фурье-образ потенциала (2.3), $\varepsilon_{\alpha\beta}(\omega, \mathbf{k})$ — компоненты тензора диэлектрической проницаемости,

$$\varepsilon_{\alpha\beta}(\omega, \mathbf{k}) = \delta_{\alpha\beta} + \frac{4\pi e^2}{m\omega} \int d\mathbf{v} \frac{v_\alpha v_\beta}{\omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}} \frac{\partial f_m(v)}{v dv}, \quad (3.3)$$

α и β принимают значения ρ, ϕ и z , $\Delta B_\varphi(\mathbf{k}, \omega)$ — скачок функции $B_\varphi(z, \mathbf{k}_\perp, \omega)$ при $z = 0$ из-за четного продолжения $E_\rho(z, \mathbf{k}_\perp, \omega)$ и нечетного продолжения $E_z(z, \mathbf{k}_\perp, \omega)$,

$$\begin{aligned} i \frac{\omega}{c} \Delta B_\varphi(\mathbf{k}_\perp, \omega) = 2 \left\{ \frac{\partial}{\partial z} E_\rho(z, \mathbf{k}_\perp, \omega) - \right. \\ \left. - i k_\perp E_z(z, \mathbf{k}_\perp, \omega) \right\} \Big|_{z=+0}. \end{aligned} \quad (3.4)$$

Тензор $\varepsilon_{\alpha\beta}(\omega, \mathbf{k})$, определяемый формулой (3.3), можно представить в виде

$$\begin{aligned} \varepsilon_{\alpha\beta}(\omega, \mathbf{k}) = \frac{k_\alpha k_\beta}{k^2} \varepsilon^l(\omega, \mathbf{k}) + \\ + \left(\delta_{\alpha\beta} - \frac{k_\alpha k_\beta}{k^2} \right) \varepsilon^{tr}(\omega, \mathbf{k}), \end{aligned} \quad (3.5)$$

где $\varepsilon^l(\omega, \mathbf{k})$ и $\varepsilon^{tr}(\omega, \mathbf{k})$ — продольная и поперечная диэлектрические проницаемости плазмы:

$$\varepsilon^l(\omega, \mathbf{k}) = 1 + \frac{4\pi e^2}{m\omega k^2} \int d\mathbf{v} \frac{(\mathbf{k} \cdot \mathbf{v})^2}{\omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}} \frac{\partial f_m(v)}{v \partial v}, \quad (3.6)$$

$$\varepsilon^{tr}(\omega, \mathbf{k}) = 1 + \frac{2\pi e^2}{m\omega k^2} \int d\mathbf{v} \frac{[\mathbf{k} \times \mathbf{v}]^2}{\omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}} \frac{\partial f_m(v)}{v \partial v}. \quad (3.7)$$

Тогда, принимая во внимание соотношения

$$\begin{aligned} k^2 \varepsilon_{\rho\rho}(\omega, \mathbf{k}) &= k_{\perp}^2 \varepsilon^l(\omega, \mathbf{k}) + k_z^2 \varepsilon^{tr}(\omega, \mathbf{k}), \\ k^2 \varepsilon_{zz}(\omega, \mathbf{k}) &= k_z^2 \varepsilon^l(\omega, \mathbf{k}) + k_{\perp}^2 \varepsilon^{tr}(\omega, \mathbf{k}), \\ k^2 \varepsilon_{\rho z}(\omega, \mathbf{k}) &= k^2 \varepsilon_{z\rho}(\omega, \mathbf{k}) = \\ &= k_{\perp} k_z [\varepsilon^l(\omega, \mathbf{k}) - \varepsilon^{tr}(\omega, \mathbf{k})], \end{aligned} \quad (3.8)$$

решение уравнений (3.1), (3.2) запишем в виде

$$\begin{aligned} E_{\rho}(\mathbf{k}, \omega) &= ik_{\perp} \frac{\varepsilon^l(\omega, \mathbf{k}) - 1}{\varepsilon^l(\omega, \mathbf{k})} \frac{\phi(\mathbf{k}, \omega)}{e} + \\ &+ i \frac{c}{\omega} \left\{ \frac{k_z^2}{k^2} \frac{1}{\varepsilon^{tr}(\omega, \mathbf{k}) - k^2 c^2 / \omega^2} + \frac{k_{\perp}^2}{k^2} \frac{1}{\varepsilon^l(\omega, \mathbf{k})} \right\} \times \\ &\quad \times \Delta B_{\varphi}(\mathbf{k}_{\perp}, \omega), \end{aligned} \quad (3.9)$$

$$\begin{aligned} E_z(\mathbf{k}, \omega) &= ik_z \frac{\varepsilon^l(\omega, \mathbf{k}) - 1}{\varepsilon^l(\omega, \mathbf{k})} \frac{\phi(\mathbf{k}, \omega)}{e} - \\ &- i \frac{c}{\omega} \frac{k_{\perp} k_z}{k^2} \left\{ \frac{1}{\varepsilon^{tr}(\omega, \mathbf{k}) - k^2 c^2 / \omega^2} - \frac{1}{\varepsilon^l(\omega, \mathbf{k})} \right\} \times \\ &\quad \times \Delta B_{\varphi}(\mathbf{k}_{\perp}, \omega). \end{aligned} \quad (3.10)$$

Далее, используя уравнение $\text{rot } \mathbf{E} = -\partial \mathbf{B} / \partial t$ и соотношения (3.9), (3.10), находим отличный от нуля фурье-образ магнитного поля:

$$\begin{aligned} B_{\varphi}(\mathbf{k}, \omega) &= \frac{c}{\omega} [k_z E_{\rho}(\mathbf{k}, \omega) - k_{\perp} E_z(\mathbf{k}, \omega)] = \\ &= \frac{c^2}{\omega^2} \frac{ik_z \Delta B_{\varphi}(\mathbf{k}_{\perp}, \omega)}{\varepsilon^{tr}(\omega, \mathbf{k}) - k^2 c^2 / \omega^2}. \end{aligned} \quad (3.11)$$

Применяя обратное преобразование Фурье, из (3.11) имеем

$$B_{\varphi}(z, \mathbf{k}_{\perp}, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dk_z}{2\pi} \exp(ik_z z) B_{\varphi}(\mathbf{k}, \omega). \quad (3.12)$$

Функции $E_z(z, \mathbf{k}_{\perp}, \omega)$ и $E_{\rho}(z, \mathbf{k}_{\perp}, \omega)$ получаются из (3.9) и (3.10) таким же интегрированием по k_z . Тем самым компоненты электромагнитного поля в плазме найдены через одну неизвестную функцию $\Delta B_{\varphi}(\mathbf{k}_{\perp}, \omega)$, явный вид которой установлен в следующем разделе.

4. ПОЛЕ ИЗЛУЧЕНИЯ В ВАКУУМЕ

Порождаемое изменяющимся высокочастотным потенциалом электромагнитное поле излучается в вакуум. В области $z < 0$ диэлектрическая

проницаемость равна единице и для образов Фурье электромагнитного поля $(0, B_{\varphi}(z, \mathbf{k}_{\perp}, \omega), 0)$, $(E_{\rho}(z, \mathbf{k}_{\perp}, \omega), 0, E_z(z, \mathbf{k}_{\perp}, \omega))$ имеем систему уравнений

$$i \frac{\omega}{c} B_{\varphi}(z, \mathbf{k}_{\perp}, \omega) = \frac{\partial}{\partial z} E_{\rho}(z, \mathbf{k}_{\perp}, \omega) - ik_{\perp} E_z(z, \mathbf{k}_{\perp}, \omega), \quad (4.1)$$

$$k_{\perp} B_{\varphi}(z, \mathbf{k}_{\perp}, \omega) = -\frac{\omega}{c} E_z(z, \mathbf{k}_{\perp}, \omega), \quad (4.2)$$

$$i \frac{\omega}{c} E_{\rho}(z, \mathbf{k}_{\perp}, \omega) = \frac{\partial}{\partial z} B_{\varphi}(z, \mathbf{k}_{\perp}, \omega). \quad (4.3)$$

Из системы (4.1)–(4.3) получаем дифференциальное уравнение для $B_{\varphi}(z, \mathbf{k}_{\perp}, \omega)$:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2}{\partial z^2} B_{\varphi}(z, \mathbf{k}_{\perp}, \omega) + \\ + \left(\frac{\omega^2}{c^2} - k_{\perp}^2 \right) B_{\varphi}(z, \mathbf{k}_{\perp}, \omega) = 0. \end{aligned} \quad (4.4)$$

При

$$\omega^2 > c^2 k_{\perp}^2, \quad \omega > 0 \quad (4.5)$$

отвечающее волне, уходящей от поверхности плазмы, решение уравнения (4.4) имеет вид

$$\begin{aligned} B_{\varphi}(z, \mathbf{k}_{\perp}, \omega) &= B_{\varphi}(z = -0, \mathbf{k}_{\perp}, \omega) \times \\ &\quad \times \exp\left(-i \frac{z}{c} \sqrt{\omega^2 - c^2 k_{\perp}^2}\right). \end{aligned} \quad (4.6)$$

При этом образы фурье-компонент электрического поля определяются выражениями

$$\begin{aligned} E_{\rho}(z, \mathbf{k}_{\perp}, \omega) &= -\sqrt{1 - \frac{c^2 k_{\perp}^2}{\omega^2}} B_{\varphi}(z = -0, \mathbf{k}_{\perp}, \omega) \times \\ &\quad \times \exp\left(-i \frac{z}{c} \sqrt{\omega^2 - c^2 k_{\perp}^2}\right), \end{aligned} \quad (4.7)$$

$$\begin{aligned} E_z(z, \mathbf{k}_{\perp}, \omega) &= -\frac{ck_{\perp}}{\omega} B_{\varphi}(z = -0, \mathbf{k}_{\perp}, \omega) \times \\ &\quad \times \exp\left(-i \frac{z}{c} \sqrt{\omega^2 - c^2 k_{\perp}^2}\right). \end{aligned} \quad (4.8)$$

Используя условие непрерывности тангенциальных компонент электромагнитного поля на границе плазмы с учетом соотношений (4.6), (4.7) и (3.9), (3.11), (3.12), получим следующую систему уравнений для нахождения неизвестных функций $B_{\varphi}(z = -0, \mathbf{k}_{\perp}, \omega)$ и $\Delta B_{\varphi}(\mathbf{k}_{\perp}, \omega)$:

$$B_{\varphi}(z = -0, \mathbf{k}_{\perp}, \omega) - I_1(\mathbf{k}_{\perp}, \omega) \Delta B_{\varphi}(\mathbf{k}_{\perp}, \omega) = 0, \quad (4.9)$$

$$\begin{aligned} & \sqrt{1 - \frac{c^2 k_{\perp}^2}{\omega^2}} B_{\varphi}(z = -0, \mathbf{k}_{\perp}, \omega) + \\ & + \Delta B_{\varphi}(\mathbf{k}_{\perp}, \omega) I_2(\mathbf{k}_{\perp}, \omega) = \\ & = -ik_{\perp} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dk_z}{2\pi} \left[1 - \frac{1}{\varepsilon^l(\omega, \mathbf{k})} \right] \frac{\phi(\mathbf{k}, \omega)}{e}, \end{aligned} \quad (4.10)$$

где использованы обозначения

$$\begin{aligned} I_1(\mathbf{k}_{\perp}, \omega) &= \\ &= - \lim_{z \rightarrow +0} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dk_z}{2\pi} \frac{ik_z \exp(ik_z z)}{\varepsilon^{tr}(\omega, \mathbf{k}) \omega^2 / c^2 - k^2}, \end{aligned} \quad (4.11)$$

$$\begin{aligned} I_2(\mathbf{k}_{\perp}, \omega) &= i \frac{c}{\omega} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dk_z}{2\pi} \times \\ & \times \left[\frac{k_z^2}{k^2} \frac{1}{\varepsilon^{tr}(\omega, \mathbf{k}) - k^2 c^2 / \omega^2} + \frac{k_{\perp}^2}{k^2} \frac{1}{\varepsilon^l(\omega, \mathbf{k})} \right]. \end{aligned} \quad (4.12)$$

В частности, для определяющей поле излучения функции $B_{\varphi}(z = -0, \mathbf{k}_{\perp}, \omega)$ из (4.9), (4.10) находим выражение

$$\begin{aligned} B_{\varphi}(z = -0, \mathbf{k}_{\perp}, \omega) &= \\ &= -ik_{\perp} \left[\sqrt{1 - \frac{c^2 k_{\perp}^2}{\omega^2}} + \frac{I_2(\mathbf{k}_{\perp}, \omega)}{I_1(\mathbf{k}_{\perp}, \omega)} \right]^{-1} \times \\ & \times \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dk_z}{2\pi} \left[1 - \frac{1}{\varepsilon^l(\omega, \mathbf{k})} \right] \frac{\phi(\mathbf{k}, \omega)}{e}. \end{aligned} \quad (4.13)$$

Формула для фурье-образа магнитного поля на границе (4.13) совместно с формулами (4.6)–(4.8) и с учетом последующего обратного преобразования Фурье по \mathbf{k}_{\perp} полностью определяют электромагнитное поле излучения на частоте ω вне плазмы.

Интересуясь излучением из относительно плотной плазмы, будем считать, что $\omega < \omega_p$. Сначала рассмотрим случай сравнительно холодной плазмы, когда $\omega \gg kv_T$ и можно не учитывать тепловое движение электронов. При условиях

$$\omega_p > \omega \gg kv_T \quad (4.14)$$

можно пренебречь различием продольной и поперечной диэлектрических проницаемостей:

$$\varepsilon^{tr}(\omega, \mathbf{k}) = \varepsilon^l(\omega, \mathbf{k}) = \varepsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} < 0. \quad (4.15)$$

При этом для имеющего частоту ω поля в плазме имеет место высокочастотный скин-эффект. Тогда,

когда выполнены неравенства (4.14), для интегралов $I_1(\mathbf{k}_{\perp}, \omega)$, $I_2(\mathbf{k}_{\perp}, \omega)$ приближенно получаем

$$\begin{aligned} I_1(\mathbf{k}_{\perp}, \omega) &\approx \frac{1}{2}, \\ I_2(\mathbf{k}_{\perp}, \omega) &\approx \frac{i}{2\omega\varepsilon(\omega)} \sqrt{c^2 k_{\perp}^2 - \omega^2 \varepsilon(\omega)}, \end{aligned} \quad (4.16)$$

а для интеграла в формуле (4.13) имеем

$$\begin{aligned} & \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dk_z}{2\pi} \left[1 - \frac{1}{\varepsilon^l(\omega, \mathbf{k})} \right] \frac{\phi(\mathbf{k}, \omega)}{e} = \\ & = [1 - \varepsilon^{-1}(\omega)] \frac{\phi(z = +0, \mathbf{k}_{\perp}, \omega)}{e}. \end{aligned} \quad (4.17)$$

Принимая во внимание соотношения (4.16), (4.17), из (4.13) находим фурье-образ магнитного поля на границе плазмы:

$$\begin{aligned} B_{\varphi}(z = -0, \mathbf{k}_{\perp}, \omega) &= \\ &= \frac{\omega_p^2}{\omega} ik_{\perp} \left\{ \varepsilon(\omega) \sqrt{\omega^2 - c^2 k_{\perp}^2} + i \sqrt{c^2 k_{\perp}^2 - \omega^2 \varepsilon(\omega)} \right\}^{-1} \times \\ & \times \frac{\phi(z = +0, \mathbf{k}_{\perp}, \omega)}{e}. \end{aligned} \quad (4.18)$$

Выражение (4.18) совпадает с соответствующим результатом работы [26]. Если $\omega \ll \omega_p$, то

$$\begin{aligned} B_{\varphi}(z = -0, \mathbf{k}_{\perp}, \omega) &\approx -ik_{\perp} \left[\sqrt{1 - \frac{c^2 k_{\perp}^2}{\omega^2}} - i \frac{\omega}{c} \frac{c}{\omega_p} \right]^{-1} \times \\ & \times \frac{\phi(z = +0, \mathbf{k}_{\perp}, \omega)}{e}, \end{aligned} \quad (4.19)$$

где c/ω_p — глубина скин-слоя при высокочастотном скин-эффekte.

Рассмотрим теперь излучение волн в условиях, когда

$$kv_T \gg \omega \quad (4.20)$$

и для низкочастотного поля в плазме реализуются условия аномального скин-эффекта. В этом случае для диэлектрических проницаемостей приближенно имеем [28, 30]

$$\begin{aligned} \varepsilon^l(\omega, \mathbf{k}) &\approx 1 + \frac{1}{k^2 r_D^2}, \\ \varepsilon^{tr}(\omega, \mathbf{k}) &\approx 1 + i \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\omega_p^2}{\omega |k| v_T}, \end{aligned} \quad (4.21)$$

где r_D — дебаевский радиус электронов. Кроме того, будем считать выполненным условие

$$|k_z| \gg k_{\perp}, \quad (4.22)$$

которое означает, что размер области локализации низкочастотного поля около поверхности плазмы много меньше размера фокального пятна, где в основном сосредоточен высокочастотный потенциал, являющийся источником излучения на частоте ω . Используя соотношения (4.21) и условие (4.22), для интегралов $I_1(\mathbf{k}_\perp, \omega)$ (4.11) и $I_2(\mathbf{k}_\perp, \omega)$ (4.12) приближенно находим:

$$\begin{aligned}
 I_1(\mathbf{k}_\perp, \omega) &\approx - \lim_{z \rightarrow +0} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dk_z}{2\pi} \frac{ik_z \exp(ik_z z)}{k_z^2 - i\delta^{-3}|k_z|^{-1}} = \\
 &= -\frac{i}{2\pi} \lim_{z \rightarrow +0} \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} dk_z \frac{k_z^2 \exp(ik_z z)}{k_z^3 - i\delta^{-3}} - \right. \\
 &\quad \left. - \frac{2i}{\delta^3} \int_{-\infty}^{\infty} dk_z \frac{k_z^2 \exp(-ik_z z)}{k_z^6 + \delta^{-6}} \right\} = \frac{1}{2}, \quad (4.23)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 I_2(\omega, \mathbf{k}_\perp) &\approx \\
 &\approx i \frac{c}{\omega} \left[\frac{\omega^2}{c^2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dk_z}{2\pi} \frac{|k_z|}{k_z^2 |k_z| - i\delta^{-3}} + \frac{1}{2} k_\perp^2 r_D \right] = \\
 &= i \frac{c}{\omega} \left[-\frac{\omega^2}{c^2} \frac{1}{2\pi} \left(\int_{-\infty}^{\infty} dk_z \frac{k_z}{k_z^3 - i\delta^{-3}} + \right. \right. \\
 &\quad \left. \left. + \frac{2i}{\delta^3} \int_0^{\infty} dk_z \frac{k_z}{k_z^6 + \delta^{-6}} \right) + \frac{1}{2} k_\perp^2 r_D \right] = \\
 &= i \frac{c}{\omega} \left[-\frac{\omega^2}{c^2} \delta \frac{i + \sqrt{3}}{3\sqrt{3}} + \frac{1}{2} k_\perp^2 r_D \right], \quad (4.24)
 \end{aligned}$$

где $\delta = (2/\pi)^{1/6} (v_T c^2 / \omega \omega_p^2)^{1/3}$ — эффективная глубина скин-слоя. Поскольку $r_D \ll \delta$ и $k_\perp c < \omega$, содержащее r_D слагаемое в формуле (4.24) мало и им можно пренебречь. Далее, учитывая неравенство (4.22) и оценку $k_z \sim 1/\delta \ll 1/r_D$, из (4.21) имеем $\varepsilon^l(\omega, \mathbf{k}) \gg 1$. Это соотношение позволяет вычислить приближенно интеграл в формуле (4.13):

$$\begin{aligned}
 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dk_z}{2\pi} \frac{\varepsilon^l(\omega, \mathbf{k}) - 1}{\varepsilon^l(\omega, \mathbf{k})} \frac{\phi(\mathbf{k}, \omega)}{e} &\approx \\
 &\approx \frac{\phi(\mathbf{k}_\perp, \omega, z = +0)}{e}. \quad (4.25)
 \end{aligned}$$

С учетом соотношений (4.23)–(4.25) из (4.13) найдем фурье-образ магнитного поля на границе плазмы:

$$\begin{aligned}
 B_\varphi(z = -0, \mathbf{k}_\perp, \omega) &= \\
 &= -ik_\perp \left[\sqrt{1 - \frac{k_\perp^2 c^2}{\omega^2}} + \frac{2\omega}{3c} \delta \left(\frac{1}{\sqrt{3}} - i \right) \right]^{-1} \times \\
 &\quad \times \frac{\phi(z = +0, \mathbf{k}_\perp, \omega)}{e}. \quad (4.26)
 \end{aligned}$$

В условиях аномального скин-эффекта глубина скин-слоя δ больше, чем c/ω_p . Поэтому из сравнения формул (4.26) и (4.19) видно, что при аномальном скин-эффекте из-за увеличения области локализации низкочастотного поля на поверхности плазмы генерируется более слабое поле. Выражение (4.26) совместно с соотношениями (4.6)–(4.8) определяет поле низкочастотного излучения в вакууме в условиях аномального скин-эффекта (4.20).

5. ПОЛЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ВЫСОКОЧАСТОТНОМ СКИН-ЭФФЕКТЕ

Согласно (4.26) для описания поля низкочастотного излучения необходимо задать явный вид фурье-образа потенциала $\phi(\mathbf{r}, t)$ (2.3), создаваемого полем высокочастотного лазерного излучения в плазме (2.1). Интересуясь условиями высокочастотного скин-эффекта (1.3), примем, что несущая частота импульса лазерного излучения ω_0 удовлетворяет неравенствам

$$\omega_p > \omega_0 > \omega_p \frac{v_T}{c}, \quad \omega_0 \tau \gg 1, \quad (5.1)$$

где τ — характерное время, определяющее длительность лазерного импульса. Ограничимся рассмотрением воздействия лазерного импульса, падающего нормально на поверхность плазмы и имеющего поперечный R и продольный $L = c\tau$ размеры, много большие длины волны, отвечающей частоте ω_0 . В этих условиях в области фокального пятна пространственно-временное распределение поля лазерного импульса гауссовой формы в вакууме и плазме можно приближенно представить в виде (см., например, [26])

$$\begin{aligned}
 \mathbf{E}_0(\mathbf{r}, t) &= \mathbf{E}_0 \exp\left(-\frac{r_\perp^2}{2R^2}\right) \times \\
 &\times \left\{ \exp\left[i\frac{\omega_0}{c} z - \frac{(z-ct)^2}{2L^2}\right] + \frac{1-i\sqrt{-\varepsilon(\omega_0)}}{1+i\sqrt{-\varepsilon(\omega_0)}} \times \right. \\
 &\quad \left. \times \exp\left[-i\frac{\omega_0}{c} z - \frac{(z+ct)^2}{2L^2}\right] \right\}, \quad z < 0, \quad (5.2)
 \end{aligned}$$

$$\mathbf{E}_0(\mathbf{r}, t) = \frac{2\mathbf{E}_0}{1 + i\sqrt{-\varepsilon(\omega_0)}} \exp\left[-\frac{t^2}{2\tau^2} - \frac{\omega_0}{c} \times \right. \\ \left. \times z\sqrt{-\varepsilon(\omega_0)} - \frac{r_{\perp}^2}{2R^2}\right], \quad z > 0, \quad (5.3)$$

где $\mathbf{E}_0 = (\mathbf{E}_{0\perp}, 0)$ — максимальная величина напряженности электрического поля лазерного импульса. В соответствии с определениями (2.3) и (2.10), используя (5.3), находим фурье-образ высокочастотного потенциала на границе плазмы:

$$\phi(z = +0, \mathbf{k}_{\perp}, \omega) = \pi^{3/2} \frac{e^2}{m\omega_p^2} |\mathbf{E}_0|^2 R^2 \tau \times \\ \times \exp\left(-\frac{\omega^2 \tau^2}{4} - \frac{k_{\perp}^2 R^2}{4}\right). \quad (5.4)$$

С учетом (5.4) из (4.26) находим

$$B_{\varphi}(\mathbf{r}, \omega) = -i\pi^{3/2} \frac{e}{m\omega_p^2} R^2 \tau |\mathbf{E}_0|^2 \exp\left(-\frac{\omega^2 \tau^2}{4}\right) \times \\ \times \int_0^{\omega/c} \frac{k_{\perp}^2 dk_{\perp}}{2\pi} J_0(k_{\perp} r_{\perp}) \times \\ \times \left[\sqrt{1 - \frac{c^2 k_{\perp}^2}{\omega^2}} + \frac{2\omega}{3c} \delta\left(\frac{1}{\sqrt{3}} - i\right) \right]^{-1} \times \\ \times \exp\left(ik_{\perp} r_{\perp} - iz\sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} - k_{\perp}^2} - \frac{k_{\perp}^2 R^2}{4}\right), \quad (5.5)$$

где $J_0(k_{\perp} r_{\perp})$ — функция Бесселя нулевого порядка. Интересуясь полем излучения на больших расстояниях от области фокального пятна, воспользуемся асимптотическим представлением функции Бесселя:

$$J_0(k_{\perp} r_{\perp}) \approx \sqrt{\frac{2}{\pi k_{\perp} r_{\perp}}} \cos\left(k_{\perp} r_{\perp} - \frac{\pi}{4}\right), \quad (5.6) \\ k_{\perp} r_{\perp} \gg 1.$$

С учетом представления (5.6) вычислим в (5.5) интеграл по k_{\perp} , используя метод стационарной фазы (см., например, [31]). Основной вклад в интеграл возникает от стационарной точки $k_{\perp} \approx \omega r_{\perp}/cr$. Асимптотическое интегрирование по переменной k_{\perp} позволяет представить азимутальную компоненту магнитного поля на частоте ω (5.5) в волновой зоне в виде

$$B_{\varphi}(\mathbf{r}, \omega) = -\frac{e\omega^2}{m\omega_p^2 c^2} \frac{\sqrt{\pi}}{2} R^2 \tau |\mathbf{E}_0|^2 \frac{\sin\theta |\cos\theta|}{r} \times \\ \times \left[|\cos\theta| + \frac{2\omega}{3c} \delta\left(\frac{1}{\sqrt{3}} - i\right) \right]^{-1} \times \\ \times \exp\left(i\frac{\omega}{c} r - \frac{\omega^2 \tau^2}{4} - \right. \\ \left. - \frac{\omega^2 R^2}{4c^2} \sin^2\theta\right), \quad \cos\theta < 0, \quad (5.7)$$

где θ — угол между вектором \mathbf{r} и направлением оси z . В соответствии с формулами (4.7) и (4.8) компоненты электрического поля связаны с магнитным полем в волновой зоне соотношениями

$$E_{\rho}(\mathbf{r}, \omega) = -B_{\varphi}(\mathbf{r}, \omega) |\cos\theta|, \\ E_z(\mathbf{r}, \omega) = -B_{\varphi}(\mathbf{r}, \omega) \sin\theta, \quad \cos\theta < 0. \quad (5.8)$$

Из (5.8) следует, что электрическое поле низкочастотной волны направлено в меридиональном направлении и по абсолютной величине равно азимутальной компоненте магнитного поля:

$$E_{\theta}(\mathbf{r}, \omega) = E_{\rho}(\mathbf{r}, \omega) \cos\theta - E_z(\mathbf{r}, \omega) \sin\theta = \\ = B_{\varphi}(\mathbf{r}, \omega). \quad (5.9)$$

Выражения (5.7)–(5.9) описывают распространяющуюся в вакуум от границы плазмы сферическую волну низкочастотного электромагнитного излучения. В соответствии с соотношением (5.9) в направлении вектора \mathbf{r} распространяется линейно поляризованная волна, амплитуда которой убывает как $1/r$ (5.7).

6. СПЕКТРАЛЬНЫЕ, УГЛОВЫЕ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ НИЗКОЧАСТОТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Воспользуемся полученными в предыдущем разделе выражениями для образов Фурье электрического и магнитного поля (5.7)–(5.9) в волновой зоне для анализа физических характеристик низкочастотного излучения. Согласно [32] проинтегрированная по времени плотность потока энергии в точке \mathbf{r} описывается соотношением

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{c}{4\pi} [\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \times \mathbf{B}(\mathbf{r}, t)] dt = \\ = \int_0^{\infty} d\omega \frac{c}{8\pi^2} [E_{\theta}(\mathbf{r}, \omega) B_{\varphi}^*(\mathbf{r}, \omega) + \text{c.c.}]. \quad (6.1)$$

Энергия, излучаемая в элемент телесного угла $dO = 2\pi \sin \theta d\theta$ в интервале частот $d\omega$, связана с фурье-образом магнитного поля соотношением

$$dW = \frac{cr^2}{4\pi^2} |B_\varphi(\mathbf{r}, \omega)|^2 d\omega dO. \quad (6.2)$$

Используя выражение для фурье-образа магнитного поля (5.7), из (6.2) находим

$$\begin{aligned} \frac{dW(\omega, \theta)}{d\omega dO} &= \frac{4}{\pi^2} \frac{e^2}{m^2 c^5} \frac{\omega^4}{\omega_p^4} W_L^2 \sin^2 \theta \cos^2 \theta \times \\ &\times \exp \left[-\frac{\omega^2}{2c^2} (L^2 + R^2 \sin^2 \theta) \right] \times \\ &\times \left\{ \left[|\cos \theta| + (\omega\tau)^{2/3} \Delta / \sqrt{3} \right]^2 + (\omega\tau)^{4/3} \Delta^2 \right\}^{-1}, \quad (6.3) \end{aligned}$$

где W_L — энергия лазерного импульса,

$$W_L = \frac{\sqrt{\pi}}{8} |\mathbf{E}_0|^2 R^2 L, \quad (6.4)$$

а параметр

$$\Delta = \frac{2}{3} \left(\frac{2}{\pi} \right)^{1/6} \left(\frac{1}{\omega_p^2 \tau^2} \frac{v_T}{c} \right)^{1/3} \quad (6.5)$$

характеризует влияние теплового движения электронов на эффективность генерации низкочастотного излучения в условиях аномального скин-эффекта. Согласно (6.3), в рассматриваемых условиях высокочастотного скин-эффекта для излучения на частоте ω_0 , когда выполнены неравенства (5.1), спектральная плотность низкочастотного излучения не зависит от несущей частоты лазерного импульса ω_0 .

Интегрируя (6.3) по телесному углу dO с учетом того, что угол θ изменяется в интервале $\pi/2 \leq \theta \leq \pi$, находим спектральное распределение энергии низкочастотного излучения:

$$\frac{dW(\omega)}{d(\omega\tau)} = \frac{8}{\pi} \frac{e^2}{m^2 \omega_p^4 L^5} W_L^2 I \left(\omega\tau, \Delta, \frac{R}{L} \right), \quad (6.6)$$

где функция $I(\omega\tau, \Delta, R/L)$ имеет вид

$$\begin{aligned} I(x, \Delta, R/L) &= \\ &= x^4 \int_0^1 dy \frac{y^2(1-y^2)}{\left[y + x^{2/3} \Delta / \sqrt{3} \right]^2 + x^{4/3} \Delta^2} \times \\ &\times \exp \left\{ -\frac{x^2}{2} \left[1 + \frac{R^2}{L^2} (1-y^2) \right] \right\}. \quad (6.7) \end{aligned}$$

Выражения (6.6) и (6.7) позволяют анализировать спектральный состав излучения, генерируемого импульсом с заданной энергией W_L и длительностью

τ , при различных отношениях радиуса фокального пятна R к продольному размеру импульса L и различных значениях параметра Δ (6.5). Как видно из формулы (6.7), функция $I(\omega\tau, \Delta, R/L)$ монотонно убывает с увеличением Δ и отношения R/L . Для острогофокусированного лазерного импульса, когда $R \ll L$, функция $I(\omega\tau, \Delta, R/L)$ имеет максимум при $\omega\tau \approx 2$. В окрестности максимума из (6.7) приближенно имеем

$$I(x, \Delta, R/L) \approx C(\Delta) x^4 e^{-x^2/2}, \quad (6.8)$$

где $C(\Delta)$ описывается выражением

$$\begin{aligned} C(\Delta) &\approx \int_0^1 dy y^2 (1-y^2) \times \\ &\times \left[\left(y + 2^{2/3} \Delta / \sqrt{3} \right)^2 + (2^{2/3} \Delta)^2 \right]^{-1}. \quad (6.9) \end{aligned}$$

Величина функции $C(\Delta)$ слабо зависит от малого параметра $\Delta \ll 1$. При изменении Δ в интервале $0 \leq \Delta \leq 0.1$ значение $C(\Delta)$ меняется от 0.667 до 0.326. В частности, при $\Delta = 0.03$ имеем $C(\Delta) \approx 0.501$. В случае слабой фокусировки, когда $R \gg L$, максимум функции $I(\omega\tau, \Delta, R/L)$ смещается в область более низких частот $\omega\tau \sim \sqrt{2} L/R$. Действительно, при $L/R \ll x < 1$ возможна аппроксимация

$$\begin{aligned} I(x, \Delta, R/L) &\approx \frac{L^4}{R^4} \times \\ &\times \frac{2}{\left[1 + x^{2/3} \Delta / \sqrt{3} \right]^2 + x^{4/3} \Delta^2} e^{-x^2/2}, \quad (6.10) \end{aligned}$$

а при $x \ll L/R < 1$ можно использовать соотношения (6.8) и (6.9). Поскольку $\Delta \ll 1$, при $x = \omega\tau \sim \sqrt{2} L/R$ выражения (6.8)–(6.10) неплохо сшиваются. На рис. 1 представлены графики функции $I(\omega\tau, \Delta, R/L)$ при различных значениях параметров. Согласно рис. 1 в спектре излучения имеется широкий максимум около частоты $\omega_{max} \sim 1/\tau$, положение которого смещается в область более низких частот при увеличении отношения R/L . Из представленных на рис. 1 зависимостей функции (6.7) от величины параметра Δ при фиксированном отношении R/L видно, что увеличение параметра Δ на порядок приводит к уменьшению максимума в спектре излучения примерно в два раза. Как уже отмечалось, в условиях аномального скин-эффекта для поля на частоте ω увеличение области локализации низкочастотного поля в плазме приводит к уменьшению его величины, что и является причиной относительного уменьшения энергии низкочастотного

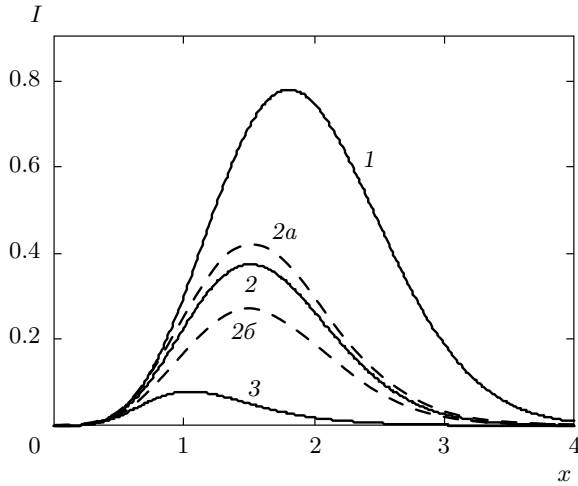


Рис. 1. Спектры излучения плотной плазмы в условиях низкочастотного аномального скин-эффекта, когда $v_T/\omega \gg c/\omega_p$, для степени фокусировки лазерного импульса $R/L = 0.5$ (1), 1 (2), 2 (3). Сплошные кривые построены для случая, когда характеризующий влияние теплового движения электронов параметр (6.5) $\Delta = 0.03$. Пунктирные кривые отвечают $R = L$ и $\Delta = 0.01$ (2a), 0.1 (2b)

излучения с ростом температуры электронов. Такое уменьшение тем больше, чем меньше длительность импульса. Последнее связано с тем, что отношение длины волны генерируемого излучения $2\pi c/\omega$ к эффективной глубине скин-слоя δ уменьшается с увеличением частоты ω , т. е. с уменьшением τ .

Интегрируя (6.3) по частотам, найдем распределение энергии низкочастотного излучения по углам:

$$\frac{dW(\theta)}{dO} = \frac{4}{\pi^2} \frac{e^2}{m^2 \omega_p^4 L^5} W_L^2 J\left(\theta, \Delta, \frac{R}{L}\right), \quad (6.11)$$

$$\cos \theta < 0,$$

где функция $J(\theta, \Delta, R/L)$ имеет вид

$$J\left(\theta, \Delta, \frac{R}{L}\right) = \int_0^\infty dx \frac{x^4 \sin^2 \theta \cos^2 \theta}{\left[|\cos \theta| + x^{2/3} \Delta / \sqrt{3}\right]^2 + x^{4/3} \Delta^2} \times \exp\left[-\frac{x^2}{2} \left(1 + \frac{R^2}{L^2} \sin^2 \theta\right)\right], \quad \cos \theta < 0. \quad (6.12)$$

Поскольку $\Delta \ll 1$, для представляющих интерес углов θ возможна аппроксимация функции (6.12):

$$J\left(\theta, \Delta, \frac{R}{L}\right) \approx 3\sqrt{\frac{\pi}{2}} \sin^2 \theta \cos^2 \theta \left[\frac{L^2}{L^2 + R^2 \sin^2 \theta}\right]^{5/2} \times \left\{ \left[|\cos \theta| + \left(\frac{4L^2}{L^2 + R^2 \sin^2 \theta}\right)^{1/3} \frac{\Delta}{\sqrt{3}}\right]^2 + \Delta^2 \left(\frac{4L^2}{L^2 + R^2 \sin^2 \theta}\right)^{2/3}\right\}^{-1}, \quad \cos \theta < 0. \quad (6.13)$$

В случае сильной фокусировки, когда $R \ll L$, выражение (6.13) упрощается:

$$J\left(\theta, \Delta, \frac{R}{L}\right) \approx 3\sqrt{\frac{\pi}{2}} \sin^2 \theta \cos^2 \theta \times \left[\left(|\cos \theta| + 2^{2/3} \frac{\Delta}{\sqrt{3}}\right)^2 + 2^{4/3} \Delta^2\right]^{-1}, \quad \cos \theta < 0. \quad (6.14)$$

Функция (6.14) имеет слабо выраженный максимум при

$$\theta_{max} \approx \frac{\pi}{2} + \left(\frac{2^{2/3} \Delta}{\sqrt{3}}\right)^{1/3}. \quad (6.15)$$

При этом низкочастотное излучение сосредоточено в достаточно широком диапазоне углов. Напротив, для случая слабой фокусировки $R \gg L$ и из (6.13) приближенно имеем

$$J\left(\theta, \Delta, \frac{R}{L}\right) \approx 3\sqrt{\frac{\pi}{2}} (\pi - \theta)^2 \times \left[\frac{L^2}{L^2 + R^2 (\pi - \theta)^2}\right]^{5/2} \times \left\{ \left[1 + \left(\frac{4L^2}{L^2 + R^2 (\pi - \theta)^2}\right)^{1/3} \frac{\Delta}{\sqrt{3}}\right]^2 + \Delta^2 \left(\frac{4L^2}{L^2 + R^2 (\pi - \theta)^2}\right)^{2/3}\right\}^{-1}, \quad 0 < \pi - \theta \ll \pi/2. \quad (6.16)$$

Функция (6.16) имеет резкий максимум около

$$\theta_{max} \approx \pi - \sqrt{2/3} L/R, \quad (6.17)$$

что отвечает распространению излучения в основном по нормали к поверхности. Подобные закономерности излучения представлены на рис. 2 в виде

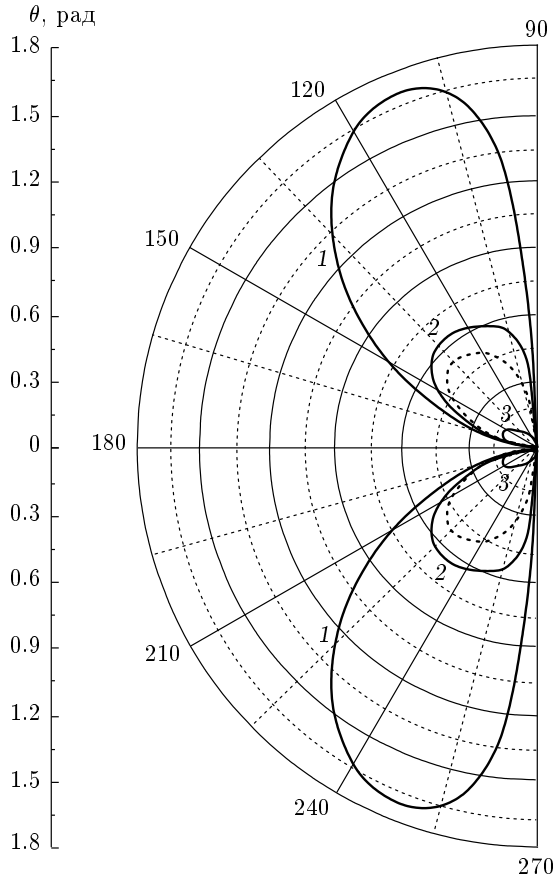


Рис. 2. Диаграмма направленности низкочастотного излучения, описываемая функцией $J(\theta, \Delta, R/L)$ (6.12). Сплошные кривые: $\Delta = 0.03, R/L = 0.5$ (1), 1 (2), 2 (3). Пунктирная кривая: $R = L, \Delta = 0.1$

диаграммы направленности. В случае большого размера фокального пятна излучение низкочастотных волн в основном происходит под малыми углами к направлению нормали к поверхности. Уменьшение поперечного размера лазерного импульса приводит к увеличению угла, соответствующего максимуму энергии излучения, а излучение происходит в достаточно широком интервале углов. Увеличение Δ при фиксированном отношении R/L сопровождается относительным уменьшением $J(\theta, \Delta, R/L)$ (см. рис. 2).

Полная энергия низкочастотного излучения получается интегрированием (6.3) по углам и частотам:

$$W = \frac{8}{\pi} \frac{e^2}{m^2 \omega_p^4 L^5} W_L^2 w \left(\Delta, \frac{R}{L} \right), \quad (6.18)$$

где

$$w \left(\Delta, \frac{R}{L} \right) = \int_0^\infty dx I(x, \Delta, R/L) = \int_{\pi/2}^\pi d\theta \sin \theta J \left(\theta, \Delta, \frac{R}{L} \right). \quad (6.19)$$

На рис. 3 представлены зависимости полной безразмерной энергии низкочастотного излучения $w(\Delta, R/L)$ от R/L и Δ . На рис. 3а видно, что при фиксированном Δ функция $w(\Delta, R/L)$ монотонно убывает с увеличением R/L . Таким образом, при заданных значениях энергии и длительности импульса эффективность генерации тем больше, чем сильнее сфокусирован импульс. Вместе с тем, в условиях приведенного выше рассмотрения отношение R/L не должно быть слишком малым, так как размер фокального пятна должен быть существенно больше длины волны излучения. В свою очередь, из рис. 3б видно, что увеличение Δ при неизменной степени фокусировки ведет к уменьшению эффективности генерации низкочастотного излучения. Из формул (6.7), (6.12), (6.19) и рис. 3 следует, что энергия излучения имеет максимальное значение при $R \ll L$ и $\Delta \rightarrow 0$:

$$W_{max} \approx \frac{8\sqrt{2}}{\sqrt{\pi}} \frac{e^2}{m^2 \omega_p^4 L^5} W_L^2 = \frac{1}{\pi^2 \sqrt{2\pi}} \frac{W_L^2}{e^2 n^2 L^5}, \quad w_{max} \approx \sqrt{2\pi}. \quad (6.20)$$

Согласно (6.20) энергия низкочастотного излучения обратно пропорциональна квадрату плотности плазмы (см. также [26]). Напомним, что в разреженной плазме, когда $\omega_0 > \omega_p$, значение W_{max} возрастает с увеличением плотности [21–25]. Отсюда следует, что наибольшей эффективности генерации низкочастотного излучения можно ожидать при воздействии на плазму лазерного импульса с несущей частотой, сравнимой с плазменной $\omega_0 \sim \omega_p$, т. е. в условиях, когда плотность плазмы близка к критической величине $n \sim n_{cr} = m\omega_0^2/4\pi e^2$. Как видно из рис. 3, при $\Delta = 0.03$ и $R = L$ полная энергия низкочастотного излучения примерно в четыре раза меньше максимальной. Более сильное уменьшение возникает в условиях слабой фокусировки, когда $R \gg L$. Учитывая неравенство $\Delta \ll 1$, при $R \gg L$ из (6.10), (6.18) и (6.19) приближенно находим

$$W(\Delta \ll 1, R \gg L) \approx \frac{8\sqrt{2}}{\sqrt{\pi}} \frac{e^2}{m^2 \omega_p^4 R^4 L} W_L^2. \quad (6.21)$$

Согласно формуле (6.21), при заданной энергии лазерного импульса W_L энергия низкочастотного излу-

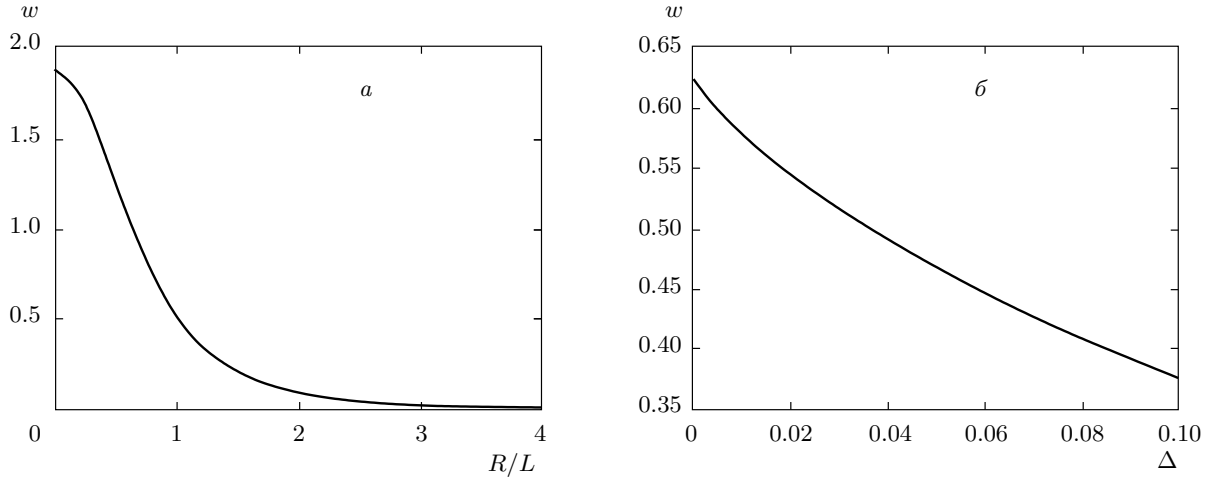


Рис. 3. Безразмерная полная энергия низкочастотного излучения $w(\Delta, R/L)$ (6.19) в зависимости от степени фокусировки R/L при $\Delta = 0.03$ (а) и в зависимости от Δ при $R = L$ (б)

чения убывает как $(L/R)^4$ с уменьшением степени фокусировки. Вместе с тем, с ростом размера фокального пятна энергия возрастает как $W_L \sim R^2$ (6.4), поэтому при слабой фокусировке энергия низкочастотного излучения не зависит от R и оказывается пропорциональной квадрату $c|\mathbf{E}_0|^2/8\pi$ — плотности потока основного излучения и длительности лазерного импульса.

Рассмотрим пространственно-временное распределение электромагнитного поля в импульсе низкочастотного излучения. Учитывая соотношение $B_\varphi^*(\mathbf{r}, \omega) = B_\varphi(\mathbf{r}, -\omega)$ и используя обратное преобразование Фурье по времени, из (5.7) получим

$$B_\varphi(\mathbf{r}, t) = E_\theta(\mathbf{r}, t) = -\frac{4}{\pi} \frac{e}{m\omega_p^2 L^3} W_L \frac{\sin\theta |\cos\theta|}{r} \times \\ \times H\left(\mathbf{r}, t, \Delta, \frac{R}{L}\right), \quad \cos\theta < 0, \quad (6.22)$$

где функция $H(\mathbf{r}, t, \Delta, R/L)$ имеет вид

$$H\left(\mathbf{r}, t, \Delta, \frac{R}{L}\right) = \text{Re} \int_0^\infty dx x^2 \times \\ \times \left[|\cos\theta| + \left(\frac{1}{\sqrt{3}} - i\right) \Delta x^{2/3} \right]^{-1} \times \\ \times \exp \left[ix \frac{r - ct}{L} - \frac{x^2}{4} \left(1 + \frac{R^2}{L^2} \sin^2\theta \right) \right], \\ \cos\theta < 0. \quad (6.23)$$

На рис. 4 представлен график функции $H(\mathbf{r}, t, \Delta, R/L)$ для различных значений параметра Δ . Согласно рис. 4 электромагнитное поле

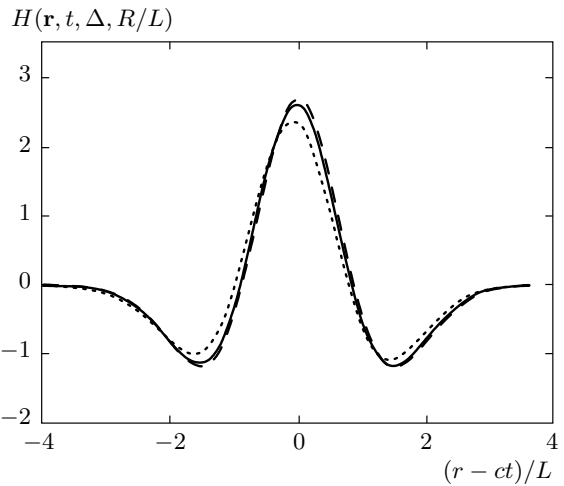


Рис. 4. Распределение электромагнитного поля в импульсе низкочастотного излучения (6.23). Кривые построены при $R = L$, $\theta = 3\pi/4$, $\Delta = 0.01$ (штриховая линия), 0.03 (сплошная), 0.1 (пунктирная)

низкочастотного излучения распространяется в виде импульса, форма которого повторяет вид второй производной огибающей высокочастотного импульса накачки и практически не зависит от параметра Δ .

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведем пример типичных условий генерации низкочастотного излучения фемтосекундным лазерным импульсом. Веществом, из которого образуется

плазма, например, может быть пористый кварцевый аэрогель SiO_2 , плотность которого приблизительно 0.03 г/см^3 или несколько больше [33]. Ионизация SiO_2 осуществляется достаточно мощным фемтосекундным импульсом лазерного излучения видимого диапазона частот, длительность которого десятки–сотни фемтосекунд. Плотность потока энергии в ионизирующем импульсе порядка 10^{16} – 10^{17} Вт/см^2 . При воздействии такого импульса за время порядка нескольких фемтосекунд происходит ионизация атомов вещества и образуется плазма с эффективной температурой (средней кинетической энергией электронов) порядка нескольких кэВ. Оценки эффективной температуры и времени ионизации для конкретных условий можно получить, используя теорию, представленную в обзоре [34]. За время воздействия ионизирующего импульса длительностью 10–100 фс движение ионов со скоростью близкой к скорости звука 10^7 см/с приводит к смещению границы плазмы на расстояние порядка 10^{-7} – 10^{-6} см , которое существенно меньше глубины скин-слоя. В результате возникает плотная плазма со средней кинетической энергией электронов порядка кэВ и относительно резкой границей. Отметим, что при ионизации вещества образуется анизотропное распределение электронов по скоростям [34], для которого можно говорить лишь об эффективной температуре электронов. Последнее, впрочем, для рассмотренного механизма генерации низкочастотного излучения не очень существенно, так как влияние теплового движения проявляется через величину параметра Δ (6.5), которая слабо зависит от температуры $\Delta \sim T^{1/6}$. По истечении времени задержки, которое больше времени действия ионизирующего импульса, но меньше времени размытия границы плазмы, с ней взаимодействует импульс, при воздействии которого происходит описанная выше генерация низкочастотного излучения. Естественно, что при воздействии ионизирующего импульса также происходит генерация низкочастотного излучения, обусловленная как рассмотренным в работе механизмом генерации, так и другими причинами, некоторые из которых упомянуты во Введении. Ниже, однако, имея в виду указанную возможность создания плазмы с большой плотностью, относительно резкой границей и температурой в несколько кэВ, приведем оценки, относящиеся к взаимодействию пробного фемтосекундного импульса с уже приготовленной плазмой.

Примем, что лазерный импульс с несущей частотой $\omega_0 = 2.3 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$, длительностью $\tau_L = 2\tau\sqrt{\ln 2} = 50 \text{ фс}$, энергией $W_L = 10 \text{ мДж}$, мощностью $P = W_L/\tau_L = 0.2 \text{ ТВт}$ взаимодействует с плазмой, име-

ющей плотность электронов $n = 5 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$, температуру электронов $T = 5 \text{ кэВ}$ и кратность ионизации ионов $Z = 5$. При этом плазменная частота $\omega_p \approx 4 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$, а частота столкновений электронов с ионами $\nu \approx 4 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$. Столкновения сравнительно редкие, $\nu\tau = 0.12$, а проходимое тепловым электроном за время τ расстояние $v_T\tau \approx 1.2 \text{ мкм}$ заметно больше, чем $c/\omega_p \approx 7.5 \cdot 10^{-6} \text{ см}$. На частоте генерируемого излучения $\omega \sim 1/\tau$ имеет место аномальный скин-эффект, $v_T\omega_p/\omega c \sim v_T\tau\omega_p/c \approx 12$. Напротив, для излучения на частоте ω_0 реализуются условия высокочастотного скин-эффекта, так как $v_T\omega_p/\omega_0 c \approx 0.17$. Характерная частота излучения $\omega/2\pi \sim 1/2\pi\tau \approx 5 \text{ ТГц}$. При не очень сильной фокусировке, когда радиус фокального пятна $R = 3L = c\tau = 27 \text{ мкм}$ максимальное значение плотности потока излучения на частоте ω_0 составляет $I = \pi^{-3/2}W_L/R^2\tau \approx 8 \cdot 10^{15} \text{ Вт/см}^2$. Напряженность поля в плазме приблизительно равна

$$\frac{2\omega_0}{\omega_p} E_0 = \frac{2\omega_0}{\omega_p} \sqrt{\frac{8\pi I}{c}} \approx 10^7 \text{ СГСЕ},$$

а амплитуда скорости осцилляций электрона $v_E = |e\mathbf{E}_0/m\omega_0| \approx 2 \cdot 10^9 \text{ см/с}$ немного меньше тепловой скорости электронов $v_E \approx 0.7v_T$. При таком соотношении скоростей v_E и v_T в горячей плазме возможно развитие параметрических неустойчивостей. Однако инкременты известных неустойчивостей не слишком велики (подробно о параметрических неустойчивостях см. книгу [35]). Например, для максимального инкремента вынужденного рассеяния Мандельштама–Бриллюэна возможна грубая оценка

$$\gamma_{M-B} \sim 0.1(v_E/v_T)(\omega_{pi}/\omega_p)^{1/2}\omega_p,$$

где ω_{pi} — характерная плазменная частота ионов. Приняв $\omega_{pi}/\omega_p \approx 0.01$, в обсуждаемых условиях имеем $\gamma_{M-B}\tau_L \approx 1.4$, что позволяет не учитывать развитие этой неустойчивости за время действия импульса. Малая длительность импульса позволяет не рассматривать влияние и других изученных параметрических неустойчивостей. В обсуждаемых условиях $(v_E/v_T)^2\nu \approx 2 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$ и нагрев электронов из-за поглощения поля при электрон-ионных столкновениях не приводит к изменению их распределения за время воздействия лазерного импульса (подробнее см. [36]). Возмущение плотности электронов из-за неоднородного нагрева также мало. Поскольку нерелятивистский импульс, генерирующий низкочастотное излучение, падает нормально на поверхность плазмы, размеры фокального пятна много больше длины волны, а несущая частота импульса вдвое

меньше плазменной частоты, эффектом усиления поля из-за явления плазменного резонанса [37] можно пренебречь. В рассматриваемой геометрии задачи и при обсуждаемых нерелятивистских интенсивностях несуществен и эффект «вакуумного» нагрева электронов [38]. Из приведенных оценок видно, что сделанные при теоретическом рассмотрении предположения выполняются сравнительно просто в современном эксперименте. Дадим оценку энергии и мощности излучения на частоте около 5 ТГц. Согласно (6.21) для энергии терагерцевого излучения имеем $W_{max} \approx 1.4 \cdot 10^{-10}$ Дж, что отвечает мощности $P_{max} \approx 2.8$ кВт. Спектр излучения имеет широкий максимум на частоте около 5 ТГц, а диаграмма направленности излучения представлена на рис. 2.

В соответствии с изложенным выше, можно утверждать, что тепловое движение электронов не приводит к существенному количественному уменьшению эффективности генерации низкочастотного излучения, хотя и является причиной изменения условий генерации из-за перехода от высокочастотного к аномальному скин-эффекту на частоте генерируемого поля. Вместе с тем, нагрев плотной плазмы до достаточно высоких температур позволяет значительно уменьшить частоты столкновений электронов. Последнее весьма существенно, так как частые столкновения могли бы быть причиной подавления низкочастотного нелинейного отклика плазмы.

Отметим, что для реализации рассмотренного механизма генерации низкочастотного излучения достаточно учесть пондеромоторное воздействие поля лазерного импульса и его малую длительность. Обе эти причины всегда присутствуют в современных экспериментах по взаимодействию мощных фемтосекундных импульсов с плазмой. Поэтому даже в условиях, когда генерация возможна и по другим причинам, описанный механизм необходимо принимать во внимание. В указанных выше условиях именно этот механизм оказывается доминирующим.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 09-02-00696).

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. А. Аскарьян, ЖЭТФ **42**, 1360 (1962).
2. В. Л. Гинзбург, В. Н. Цытович, *Переходное излучение и переходное рассеяние*, Наука, Москва (1984), гл. 1–3.
3. Л. М. Горбунов, В. И. Кирсанов, ЖЭТФ **93**, 509 (1987).
4. H. Hamster, A. Sullivan, S. Gordon et al., Phys. Rev. Lett. **71**, 2725 (1993).
5. N. Yugami, T. Higashiguchi, H. Gao et al., Phys. Rev. Lett. **89**, 065003 (2002).
6. P. Sprangle, J. R. Penano, B. Hafizi, and C. A. Kapetanakis, Phys. Rev. E **69**, 066415 (2004).
7. Л. М. Горбунов, А. А. Фролов, ЖЭТФ **110**, 1757 (1996).
8. Л. М. Горбунов, А. А. Фролов, Физика плазмы **26**, 688 (2000).
9. Z.-M. Sheng, H.-C. Wu, K. Li, and J. Zhang, Phys. Rev. E **69**, 025401 (2004).
10. Z.-M. Sheng, K. Mima, J. Zhang, and H. Sanuki, Phys. Rev. Lett. **94**, 095003 (2005).
11. Z.-M. Sheng, K. Mima, and J. Zhang, Phys. Plasmas **12**, 123103 (2005).
12. К. Ю. Вагин, С. А. Урюпин, ЖЭТФ **138**, 757 (2010).
13. К. Ю. Вагин, А. Ю. Романов, С. А. Урюпин, Физика плазмы **38**, 63 (2011).
14. J. Yoshii, C. H. Lai, T. Katsouleas et al., Phys. Rev. Lett. **79**, 4194 (1997).
15. N. Spence, T. Katsouleas, P. Muggli et al., Phys. Plasmas **8**, 4995 (2001).
16. M. I. Bakunov, S. V. Bodrov, A. V. Maslov, and A. M. Sergeev, Phys. Rev. E **70**, 016401 (2004).
17. Л. М. Горбунов, А. А. Фролов, Физика плазмы **32**, 544 (2006).
18. A. Sagisaka, H. Daido, S. Nashima et al., Appl. Phys. B **90**, 373 (2008).
19. M. Kando, A. S. Pirozhkov, Y. Fukuda et al., Europ. Phys. J. D **55**, 465 (2009).
20. Y. Sentoku, T. Zh. Esirkepov, K. Mima et al., Phys. Rev. Lett. **83**, 3434 (1999).
21. Л. М. Горбунов, А. А. Фролов, ЖЭТФ **129**, 1018 (2006).
22. Л. М. Горбунов, А. А. Фролов, Физика плазмы **32**, 921 (2006).
23. H. C. Wu, Z. M. Sheng, and J. Zhang, Phys. Rev. E **77**, 046405 (2008).
24. X. G. Dong, Z. M. Sheng, H. C. Wu et al., Phys. Rev. E **79**, 046411 (2009).

25. А. А. Фролов, *Физика плазмы* **36**, 347 (2010).
26. А. А. Фролов, *Физика плазмы* **33**, 1107 (2007).
27. Л. М. Горбунов, А. А. Фролов, *ЖЭТФ* **125**, 598 (2004).
28. А. Ф. Александров, А. А. Рухадзе, *Лекции по электродинамике плазмы*, МГУ, Москва (1999), с. 79.
29. В. П. Силин, А. А. Рухадзе, *Электромагнитные свойства плазмы и плазмоподобных сред*, Госатомиздат, Москва (1961), с. 116.
30. А. Ф. Александров, Л. С. Богданкевич, А. А. Рухадзе, *Основы электродинамики плазмы*, Высшая школа, Москва (1978), гл. 9.
31. Ф. Олвер, *Асимптотика и специальные функции*, Наука, Москва (1990), с. 98.
32. И. Е. Тамм, *Сборник научных трудов*, Наука, Москва (1975), т. 1, с. 83.
33. Б. А. Демидов, В. П. Ефремов, М. В. Ивкин и др., *ЖТФ* **68**, 112 (1998).
34. Н. Б. Делоне, В. П. Крайнов, *УФН* **168**, 531 (1998).
35. В. П. Силин, *Параметрическое воздействие излучения большой мощности на плазму*, Наука, Москва (1973).
36. A. V. Langdon, *Phys. Rev. Lett.* **44**, 575 (1980).
37. И. Г. Денисов, *ЖЭТФ* **31**, 609 (1956).
38. F. Brunel, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 52 (1987).