ТЕРАГЕРЦЕВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

Генерация терагерцевого излучения при взаимодействии фемтосекундного импульса с пленкой металла

Е.А.Данилов, С.А.Урюпин

В условиях воздействия фемтосекундного импульса s-поляризованного лазерного излучения найдены нелинейные токи в пленке металла, возникающие из-за неоднородного нагрева электронов проводимости и под действием силы увлечения. Вычислены фурье-образы низкочастотного магнитного поля, генерируемого нелинейными токами. Показано, что при толщинах пленки менее масштаба неоднородности низкочастотного поля амплитуда терагерцевого сигнала возрастает обратно пропорционально толщине пленки. Если же толщина пленки меньше и глубины скин-слоя на частоте лазерного излучения, то низкочастотный сигнал усиливается обратно пропорционально квадрату толщины пленки.

Ключевые слова: *фемтосекундный импульс, пленка, металл, терагерцевое излучение, скин-слой.*

1. Введение

Экспериментальному и теоретическому изучению генерации терагерцевого излучения металлами посвящено немало работ (см., напр., [1–17]). Ряд общих закономерностей генерации терагерцевого излучения при воздействии фемтосекундных импульсов лазерного излучения на металлы оказалось возможным понять с привлечением трех механизмов генерации. Первый из них доминирует в условиях, когда длительность лазерного импульса $\tau_{\rm p}$ короче τ – времени свободного пробега электронов, и возникает из-за воздействия пондеромоторной силы на электроны (см. [8, 9, 11–13,17]). Два других доминируют, если длительность импульса $\tau_{\rm p} \gg \tau$, и возникают либо вследствие эффективного нагрева электронов [14, 16], приводящего к градиенту давления, либо под действием силы увлечения, порождающей направленное движение электронов вдоль поверхности металла [9, 16].

Несмотря на различную физическую природу указанных механизмов, для всех них амплитуда генерируемого сигнала существенно зависит от структуры поля в металле. Эксперименты, в которых изменялась геометрия поверхности металла, также указывают на сильную зависимость генерируемого сигнала от особенностей распределения поля в образце. Это наглядно продемонстрировано в работах [4, 5], где изучалась генерация терагерцевого излучения с гофрированной поверхности металла, и в работе [7], где излучение генерировали наночастицы. В более простой постановке эксперимента, когда изучалась генерация в плоских пленках железа [1], серебра [2] или золота [2, 3, 6, 10] различной толщины, выявлена сильная зависимость эффективности генерации от толщины пленки. Создаваемые фемтосекундным импульсом лазерного излучения поля в пленке металла изучены ранее в связи с задачей лазерного нагрева пленки [18]. Естественно воспользоваться результатами работы [18] для вычисления нелинейных токов в пленке и последующего рассмотрения генерации терагерцевого излучения.

Следуя [18], в настоящей работе приведены выражения для высокочастотного поля в пленке, создаваемого фемтосекундным импульсом s-поляризованного лазерного излучения. Рассмотрен случай, когда длительность импульса $\tau_{\rm p}$ много больше времени свободного пробега электронов, и нет необходимости удерживать поправки к полю из-за изменения амплитуды огибающей лазерного импульса. В условиях слабого неоднородного нагрева электронов записано уравнение для малого возмущения давления и найден источник тока увлечения. Также сформулированы уравнения для фурье-образов низкочастотного электрического и магнитного полей. Используя общее решение этих уравнений и условия непрерывности тангенциальных компонент поля на границах пленки, найдены фурье-образы низкочастотного магнитного поля, порождаемые градиентом давления и силой увлечения. Проанализированы выражения для фурье-образов магнитного поля. В случае, если длительность лазерного импульса много больше времени свободного пробега электронов, масштаб изменения низкочастотного поля много больше глубины скин-слоя на основной частоте лазерного излучения. Если толщина пленки больше масштаба изменения низкочастотного поля, то из полученных выражений следуют результаты, установленные ранее для массивного образца [9, 16]. Если на толщине пленки низкочастотное поле изменяется слабо, а поле лазерного излучения локализовано у поверхности пленки, фурье-образ магнитного поля возрастает пропорционально $1/L$ с уменьшением толщины пленки L. Наконец, для совсем тонких пленок, толщина которых меньше глубины скин-слоя на частоте лазерного излучения, фурье-образ генерируемого поля возрастает пропорционально $1/L^2$. Высказано предположение, что наблюдавшиеся в [6] вдали от порога перколяции слабое нарастание амплитуды низкочастотного сигнала и увеличение пропускания пленки золота на основной частоте обу-

Е.А.Данилов, С.А.Урюпин. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Россия, 115409 Москва, Каширское ш., 31; e-mail: uryupin@sci.lebedev.ru

Поступила в редакцию 31 октября 2018 г., после доработки – 13 декабря 2018 г.

словлены описанными нами закономерностями поведения полей в пленке.

2. Высокочастотное поле в пленке

Рассмотрим взаимодействие импульса s-поляризованного электромагнитного излучения с пленкой металла, занимающей область пространства $0 < z < L$. Напряженность электрического поля импульса представим в виде

$$\boldsymbol{E}_{\rm en}(t - \boldsymbol{kr}/\omega)\sin(\omega t - \boldsymbol{kr}). \quad (1)$$

Здесь ω – несущая частота излучения; $\boldsymbol{k} = (\omega/c)(\sin\theta, 0, \cos\theta)$; θ – угол между волновым вектором $\boldsymbol{k}$ и осью z, ортогональной поверхности пленки; c – скорость света; $\boldsymbol{E}_{\rm en}(t) = (0, E_{\rm en}(t), 0)$ – огибающая импульса, изменяющаяся за время $t_{\rm p} \gg 1/\omega$. Электромагнитный импульс проникает в пленку, отражается от нее и проходит в область $z > L$. В условиях, когда характерный пространственный масштаб изменения поля много больше, чем $v_{\rm F}/|\omega + {\rm i}\nu|$, где $v_{\rm F}$ – скорость Ферми, а ν – эффективная частота столкновений в поле воздействующего импульса, при рассмотрении поля в пленке можно воспользоваться результатами работы [18]. Опуская малые поправки $\sim 1/\omega t_{\rm p} \ll 1$, в соответствии с соотношением (15) из [18], для напряженности электрического поля в пленке имеем $\boldsymbol{E}(z, \tau) = (0, E(z, \tau), 0)$,

$$E(z,\tau) = E_{\rm en}(\tau)[{\rm Re}\,F(z,\omega)\sin\omega\tau - {\rm Im}\,F(z,\omega)\cos\omega\tau], \quad (2)$$

где $\tau = t - (x/c)\sin\theta$, а функция $F(z, \omega)$ имеет вид

$$F(z,\omega) = \frac{2\omega\cos\theta\{\omega\cos\theta\sinh[\kappa(z-L)] - {\rm i}\kappa c\cosh[\kappa(z-L)]\}}{(\kappa^2c^2 - \omega^2\cos^2\theta)\sinh(\kappa L) - 2{\rm i}\omega\kappa c\cos\theta\cosh(\kappa L)}. \quad (3)$$

Пространственная структура поля в пленке зависит от величины параметра κ, который связан соотношением

$$\kappa^2 = (\omega^2/c^2)[\sin^2\theta - \varepsilon(\omega)] \quad (4)$$

с диэлектрической проницаемостью металла

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_0(\omega) - \omega_{\rm p}^2/\omega(\omega + {\rm i}\nu), \quad (5)$$

где $\omega_{\rm p}$ – плазменная частота электронов, а $\varepsilon_0(\omega)$ – вклад в диэлектрическую проницаемость от решетки. Далее ограничимся рассмотрением таких частот ω, когда мнимой частью $\varepsilon_0(\omega)$ можно пренебречь.

Для дальнейшего рассмотрения понадобятся плотность тока электронов проводимости $\boldsymbol{j}(z, \tau) = (0, j(z, \tau), 0)$ и $B_z(z, \tau)$ – компонента магнитного поля вдоль оси z. В соответствии с соотношением (2) и уравнением $c\partial E/\partial x = -\partial B_z/\partial t$ имеем

$$B_z(z, \tau) = E(z, \tau)\sin\theta. \quad (6)$$

В свою очередь, выражение для $j(z, \tau)$ следует из уравнения для скорости направленного движения электронов в высокочастотном поле (см., напр., уравнение (3) из [18]):

$$j(z,\tau) = -\frac{\omega_{\rm p}^2}{4\pi}\frac{E_{\rm en}(\tau)}{\omega^2+\nu^2}\{[\omega\,{\rm Re}F(z,\omega) + \nu\,{\rm Im}\,F(z,\omega)]\cos\omega\tau$$
$$+ [\omega\,{\rm Im}\,F(z,\omega) - \nu\,{\rm Re}\,F(z,\omega)]\sin\omega\tau\}. \quad (7)$$

Плотность тока $j(z, \tau)$ и напряженность электрического поля $E(z, \tau)$ позволяют найти среднюю за период $2\pi/\omega$ мощность, получаемую электронами проводимости. Принимая во внимание неравенство $\omega t_{\rm p} \gg 1$, для поглощаемой мощности имеем

$$\frac{\omega}{2\pi}\int_0^{2\pi/\omega}{\rm d}t\, j(z,\tau)E(z,\tau) \cong \frac{\omega_{\rm p}^2}{8\pi}$$
$$\times\frac{\nu}{\omega^2+\nu^2}E_{\rm en}^2(\tau)|F(z,\omega)|^2 \equiv Q(z,\tau). \quad (8)$$

Поглощение лазерного излучения приводит к неоднородному нагреву электронов и связанному с ним возмущению давления. В условиях сравнительно небольшого нагрева для малого возмущения давления $\Delta p(z, \tau)$ можно использовать уравнение

$$\frac{\partial}{\partial\tau}\Delta p(z,\tau) - \frac{\partial}{\partial z}\left[\frac{v_{\rm F}^2}{3\nu_{\rm s}}\frac{\partial}{\partial z}\Delta p(z,\tau)\right] = \frac{2}{3}Q(z,\tau), \quad (9)$$

где $\nu_{\rm s}$ – эффективная частота столкновений электронов, скорость направленного движения которых изменяется за времена большие, чем длительность лазерного импульса. Возмущение давления связано с теплоемкостью электронов соотношениями $\Delta p(z, \tau) = C(z, \tau)T(z, \tau)/3$, $C(z, \tau) = \pi^2 nk_{\rm B}^2T(z, \tau)/2\varepsilon_{\rm F}$, где $\varepsilon_{\rm F}$ – энергия Ферми; $k_{\rm B}$ – постоянная Больцмана; n и $T(z, \tau)$ – концентрация и температура электронов.

Высокочастотное движение электронов в полях $E(z, \tau)$ и $B_z(z, \tau)$ приводит к возникновению низкочастотного тока увлечения вдоль поверхности пленки. В соответствии с соотношениями (6) и (7), после усреднения по периоду $2\pi/\omega$, источник плотности низкочастотного тока увлечения вдоль оси x имеет вид

$$\frac{e}{mc}\frac{\omega}{2\pi}\int_0^{2\pi/\omega}{\rm d}t\, j(z,\tau)B_z(z,\tau) = \frac{e}{mc}Q(z,\tau)\sin\theta. \quad (10)$$

Соотношения (8), (10) и уравнение для $\Delta p(z, \tau)$ составляют основу дальнейшего рассмотрения генерации низкочастотного излучения в тонкой пленке.

3. Низкочастотное поле в пленке

Плотность силы увлечения и градиент давления вдоль поверхности пленки приводят к возникновению направленного движения электронов вдоль оси x. В том случае, когда $\nu_{\rm s}$ удовлетворяет неравенству

$$\nu_{\rm s}t_{\rm p} \gg 1, \quad (11)$$

для плотности нелинейного тока вдоль поверхности пленки имеем

$$J_x(z,\tau) = \frac{e\sin\theta}{mc\nu_{\rm s}}\left[Q(z,\tau) + \frac{\partial}{\partial\tau}\Delta p(z,\tau)\right]$$
$$\equiv J_{\rm cd}(z,\tau) + J_{\rm grad}(z,\tau). \quad (12)$$

Соотношение (12) не содержит вклада в $J_x(z,\tau)$ из-за пондеромоторного воздействия лазерного импульса. В условиях неравенства (11) этот вклад в $\nu_s t_p \gg 1$ раз меньше вклада из-за воздействия силы увлечения. Если в уравнении (9) можно пренебречь влиянием переноса тепла поперек пленки на градиент давления вдоль оси x, вклад в $J_x(z,\tau)$, обусловленный силой увлечения, как видно из соотношения (12) и уравнения (9), в 3/2 раза больше, чем из-за градиента давления вдоль поверхности пленки. Немалый перенос тепла поперек пленки приводит к еще большему относительному уменьшению вклада от $\partial\Delta p(z,\tau)/\partial\tau$ в плотность тока в $J_x(z,\tau)$. Например, в условиях эксперимента, выполненного в [6], происходит дополнительное уменьшение примерно в два раза.

Соотношение (12) позволяет рассмотреть генерацию низкочастотного излучения в условиях неравенства (11). Из уравнений Максвелла для нахождения низкочастотного поля в пленке имеем систему уравнений для фурье-образов компоненты электрического поля $E_z(z,\Omega)$ и магнитного поля $\boldsymbol{B}(z,\Omega) = (0, B(z,\Omega), 0)$:

$$\varepsilon(\Omega)E_x(z,\Omega) = -\frac{\mathrm{i}c}{\Omega}\frac{\partial}{\partial z}B(z,\Omega) - \frac{4\pi i}{\Omega}J_x(z,\Omega), \tag{13}$$

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2}B(z,\Omega) - \kappa_s^2 B(z,\Omega) = -\frac{4\pi}{c}\frac{\partial}{\partial z}J_{\mathrm{cd}}(z,\Omega). \tag{14}$$

Здесь Ω – частота, возникающая при преобразовании Фурье;

$$\varepsilon(\Omega) = \varepsilon_0(\Omega) - \omega_p^2/[\Omega(\Omega + \mathrm{i}\nu_s)] \tag{15}$$

– низкочастотная диэлектрическая проницаемость;

$$\kappa_s^2 = (\Omega^2/c^2)[\sin^2\theta - \varepsilon(\Omega)]. \tag{16}$$

Изменением ν_s во времени пренебрегаем, что возможно в условиях слабого нагрева. Общее решение уравнения (14) имеет вид

$$\begin{aligned} B(z,\Omega) &= C_1\exp(-\kappa_s z) + C_2\exp(\kappa_s z) \\ &+ \frac{2\pi}{c\kappa_s}\left\{\int_z^L \mathrm{d}z'\exp[\kappa_s(z-z')]\frac{\partial}{\partial z'}J_{\mathrm{cd}}(z',\Omega)\right. \\ &\left.+\int_0^z \mathrm{d}z'\exp[-\kappa_s(z-z')]\frac{\partial}{\partial z'}J_{\mathrm{cd}}(z',\Omega)\right\}. \end{aligned} \tag{17}$$

Низкочастотное излучение высвечивается из пленки в области пространства $z < 0$ и $z > L$. Фурье-компоненты полей уходящего от пленки излучения находим из уравнений (13), (14), в которых опущено слагаемое с $J_x(z,\Omega)$, k_s^2 заменено на $(-\Omega^2/c^2)\cos^2\theta$, а $\varepsilon(\Omega)$ – на единицу. При этом в области $z < 0$

$$B_r(z,\Omega) = B_r(\Omega)\exp\left[-\mathrm{i}z\frac{\Omega}{c}\cos\theta\right], \tag{18}$$

$$E_r(z,\Omega) = -B_r(z,\Omega)\cos\theta, \tag{19}$$

а в области $z > L$

$$B_t(z,\Omega) = B_t(\Omega)\exp\left[\mathrm{i}(z-L)\frac{\Omega}{c}\cos\theta\right], \tag{20}$$

$$E_t(z,\Omega) = B_t(z,\Omega)\cos\theta. \tag{21}$$

Неизвестные величины C_1, C_2, $B_r(\Omega)$, $B_t(\Omega)$ находятся из условий непрерывности $E_x(z,\Omega)$ и $B(z,\Omega)$ на границах пленки $z = 0$ и L. Поскольку закономерности излучения в области пространства $z < 0$ и $z > L$ во многом схожи, ограничимся анализом излучения в область $z < 0$, которое либо больше, чем излучение в область $z > L$, либо сравнимо с ним, если пленка достаточно тонкая.

Нелинейные токи $J_{\mathrm{cd}}(z,\Omega)$ и $J_{\mathrm{grad}}(z,\Omega)$ дают аддитивный вклад в напряженность магнитного поля, излучаемого с поверхности $z = 0$. При этом вклад от тока увлечения имеет вид

$$\begin{aligned} B_{\mathrm{cd}}(\Omega) &= \frac{4\pi\mathrm{i}\kappa_s}{\Omega\varepsilon(\Omega)}\int_0^L \mathrm{d}z\, J_{\mathrm{cd}}(z,\Omega)\left\{\cos\theta\cosh[\kappa_s(z-L)]\right. \\ &\left.-\frac{\mathrm{i}\kappa_s c}{\Omega\varepsilon(\Omega)}\sinh[\kappa_s(z-L)]\right\}\left\{\left[\cos^2\theta + \left(\frac{\mathrm{i}\kappa_s c}{\Omega\varepsilon(\Omega)}\right)^2\right]\right. \\ &\left.\times\sinh(\kappa_s L) + 2\cos\theta\frac{\mathrm{i}\kappa_s c}{\Omega\varepsilon(\Omega)}\cosh(\kappa_s L)\right\}^{-1}. \end{aligned} \tag{22}$$

Результат (22) следует из условий непрерывности тангенциальных компонент электромагнитного поля и выражений (12), (13), (17)–(21), если в (12) опустить $J_{\mathrm{grad}}(z,\tau)$. В свою очередь, опуская $J_{\mathrm{cd}}(z,\tau)$, из этих же соотношений находим вклад в $B(0,\Omega)$ от градиента давления

$$\begin{aligned} B_{\mathrm{grad}}(\Omega) &= \frac{4\pi\mathrm{i}}{\Omega\varepsilon(\Omega)}\left\{J_{\mathrm{grad}}(0,\Omega)\left[\cos\theta\sinh(\kappa_s L)\right.\right. \\ &\left.\left.+\frac{\mathrm{i}\kappa_s c}{\Omega\varepsilon(\Omega)}\cosh(\kappa_s L)\right] - 2J_{\mathrm{grad}}(L,\Omega)\frac{\mathrm{i}\kappa_s c}{\Omega\varepsilon(\Omega)}\right\} \\ &\times\left\{\left[\cos^2\theta + \left(\frac{\mathrm{i}\kappa_s c}{\Omega\varepsilon(\Omega)}\right)^2\right]\sinh(\kappa_s L)\right. \\ &\left.+2\cos\theta\frac{\mathrm{i}\kappa_s c}{\Omega\varepsilon(\Omega)}\cosh(\kappa_s L)\right\}^{-1}. \end{aligned} \tag{23}$$

Соотношения (22), (23) позволяют рассмотреть влияние толщины пленки на генерацию низкочастотного излучения из-за тока увлечения и градиента давления вдоль поверхности пленки.

4. Обсуждение

Обсудим особенности низкочастотного излучения пленкой металла. Для типичного металла в области низких частот:

$$\frac{\omega_p^2}{\Omega\nu_s} \gg |\sin^2\theta - \varepsilon_0(\Omega)|,\ \nu_s \gg \Omega. \tag{24}$$

На частотах $\Omega \sim 1/t_p \ll \nu_s$ из (16) приближенно имеем $\kappa_s = (1-\mathrm{i})(\omega_p/c)\sqrt{\Omega/2\nu_s}$. Кроме того, в видимом диапазоне частот сравнительно просто реализуются условия

$$\omega_p^2/\omega^2 \gg |\sin^2\theta - \varepsilon_0(\omega)|,\ \omega \gg \nu, \tag{25}$$

в которых $\kappa \approx \omega_p/c$ и в $\sqrt{\nu_s/\Omega} \gg 1$ раз превышает $|\kappa_s| = (\omega_p/c)\sqrt{\Omega/\nu_s}$.

Сначала рассмотрим соотношение (22), описывающее генерацию низкочастотного излучения током увлечения. Если пленка толстая, то $\kappa L \gg \kappa_s L \gg 1$. При этом

$$F(z,\omega) = \frac{2\omega\cos\theta}{\omega\cos\theta + \mathrm{i}\omega_p}\exp\Big(-\frac{\omega_p}{c}z\Big). \quad (26)$$

Принимая во внимание соотношения (8), (12) и (26), для толстой пленки из (22) находим

$$B_{cd}(\Omega) = 16\pi\mathrm{i}\frac{ev}{mc^2 v_s}\frac{\kappa_s}{2\kappa+\kappa_s}\frac{\omega_p^2}{\omega_p^2+\omega^2\cos^2\theta}$$
$$\times\frac{\sin\theta\cos^2\theta}{\Omega\varepsilon(\Omega)\cos\theta+\mathrm{i}\kappa_s c}I(\Omega), \quad (27)$$

где

$$I(\Omega) = \frac{c}{8\pi}\int_{-\infty}^{+\infty}\mathrm{d}\tau\exp(\mathrm{i}\Omega\tau)E_{en}^2(\tau)$$

– фурье-образ плотности потока энергии. С учетом неравенств $v_s \gg \Omega, \omega \gg v, v \gg \sqrt{v_s\Omega}$ и явного вида κ и κ_s, выражение (27) совпадает с выражением (37) из [9], полученным для массивного образца. Для более тонкой пленки возможны условия, когда высокочастотное поле локализовано у поверхности ($z = 0$), а низкочастотное поле слабо неоднородно по толщине пленки, т.е. $\kappa L \gg 1 \gg \kappa_s L$. В этом случае при

$$\cos\theta \gg |\kappa_s c/(\Omega\varepsilon(\Omega))| \simeq \sqrt{\Omega v_s}/\omega_p,$$

когда $B_{cd}(\Omega)$ не аномально мало, вместо (27) имеем

$$B_{cd}(\Omega) = 16\pi\mathrm{i}\frac{ev}{mc^2 v_s}\frac{\kappa_s}{2\kappa}\frac{\omega_p^2}{\omega_p^2+\omega^2\cos^2\theta}$$
$$\times\frac{\sin\theta\cos^2\theta}{\kappa_s L\Omega\varepsilon(\Omega)\cos\theta+\mathrm{i}\kappa_s c}I(\Omega). \quad (28)$$

Сопоставляя соотношения (27) и (28), видим, что при

$$1 \gg \kappa_s L \gg \sqrt{\Omega v_s}/(\omega_p\cos\theta) \quad (29)$$

излучение из тонкой пленки более эффективно. Согласно (28) при толщинах пленки, удовлетворяющих неравенствам (29), фурье-образ $B_{cd}(\Omega)$ возрастает пропорционально $1/L$ с уменьшением толщины пленки.

Еще более сильное увеличение $B_{cd}(\Omega)$ с уменьшением толщины пленки реализуется в условиях, когда $1 \gg \kappa L$, $\kappa_s L$. В столь тонкой пленке

$$F(z,\omega) = \frac{2\omega\cos\theta}{2\omega\cos\theta + \mathrm{i}\omega_p\kappa L}, \quad (30)$$

и фурье-образ $B_{cd}(\Omega)$ имеет следующий вид:

$$B_{cd}(\Omega) = 16\pi\mathrm{i}\frac{ev}{mc^2 v_s}\frac{\omega_p^2\kappa_s L}{\omega_p^2(\kappa L)^2+4\omega^2\cos^2\theta}$$
$$\times\frac{\sin\theta\cos^2\theta}{\kappa_s L\Omega\varepsilon(\Omega)\cos\theta+\mathrm{i}\kappa_s c}I(\Omega). \quad (31)$$

При изменении толщины пленки в интервале (29) и интервале

$$1 \gg \kappa L \gg 2(\omega/\omega_p)\cos\theta \quad (32)$$

фурье-образ $B_{cd}(\Omega)$ возрастает пропорционально $1/L^2$ с уменьшением L.

Генерация низкочастотного излучения из-за градиента давления описывается соотношением (23). Явный вид $B_{grad}(\Omega)$, как видно из формулы (12), зависит от вида решения уравнения (9). Примем, что изменение давления определяется малым изменением температуры электронов. Тогда, пренебрегая потерями тепла на границах пленки, что отвечает граничным условиям $\partial\Delta p(z,\tau)/\partial z|_{z=0} = \partial\Delta p(z,\tau)/\partial z|_{z=L} = 0$, из уравнения (9) имеем

$$\Delta p(z,\Omega) = \frac{\kappa_T}{3\mathrm{i}\Omega}\Big\{-\exp(-\kappa_T z+\kappa_T L)\int_0^L\mathrm{d}z'Q(z',\Omega)\frac{\cosh(\kappa_T z')}{\sinh(\kappa_T L)}$$
$$-\exp(\kappa_T z)\int_0^L\mathrm{d}z'Q(z',\Omega)\frac{\cosh[\kappa_T(z'-L)]}{\sinh(\kappa_T L)}$$
$$+\int_0^z\mathrm{d}z'Q(z',\Omega)\exp(\kappa_T z-\kappa_T z')$$
$$+\int_z^L\mathrm{d}z'Q(z',\Omega)\exp(-\kappa_T z+\kappa_T z'), \quad (33)$$

где $Q(z,\Omega)$ – фурье-образ поглощаемой мощности $Q(z,\tau)$ (8) и использовано обозначение

$$\kappa_T^2 = -3\mathrm{i}\Omega v_s/v_F^2. \quad (34)$$

Согласно соотношению (12) возмущением давления $\Delta p(z,\tau)$ определяется плотность нелинейного тока $J_{grad}(z,\tau)$. Принимая во внимание явный вид $\Delta p(z,\Omega)$ (33) из (12) находим фурье-образ $J_{grad}(0,\Omega)$ на освещенной поверхности пленки:

$$J_{grad}(0,\Omega) = -\mathrm{i}\Omega\frac{2e\sin\theta}{mc\kappa_T v_F^2}\int_0^L\mathrm{d}z\frac{\cosh[\kappa_T(z-L)]}{\sinh(\kappa_T L)}Q(z,\Omega). \quad (35)$$

Выражение для $J_{grad}(L,\Omega)$ дается соотношением (35), если в нем заменить $\cosh[\kappa_T(z-L)]$ на $\cosh(\kappa_T z)$.

Для толстых пленок $\kappa_T L \gg 1, \kappa_s L \gg 1$ и $\kappa L \gg 1$. В этих условиях, используя соотношения (8), (26) и (35), из (23) имеем

$$B_{grad}(\Omega) = 16\pi\mathrm{i}\frac{ev}{mc^2 v_s}\frac{2\kappa_T/3}{2\kappa+\kappa_T}\frac{\omega_p^2}{\omega_p^2+\omega^2\cos^2\theta}$$
$$\times\frac{\sin\theta\cos^2\theta}{\Omega\varepsilon(\Omega)\cos\theta+\mathrm{i}\kappa_s c}I(\Omega). \quad (36)$$

Выражение (36) отличается от (27) тем, что вместо $\kappa_s/(2\kappa + \kappa_s)$ в (36) входит множитель $(2\kappa_T/3)(2\kappa + \kappa_T)$, который по абсолютной величине меньше, чем 2/3. Отметим также, что в условиях $\omega_p \gg \omega\cos\theta$ и $\omega_p\cos\theta \gg \sqrt{\Omega v_s}$, принятых в [16], выражение (36) совпадает с фурье-образом поля E_T (см. формулу (25) в [16]), возникающего из-за градиента температуры, если несущественно отличие v_{eff} от v, как считалось выше. При $\omega_p \gg \omega\cos\theta, \omega_p\cos\theta \gg \sqrt{\Omega v_s}$ и соотношение (27) совпадает с фурье-образом поля E_d (см. формулу (24) в [16]), порождаемого током увлечения.

Для типичных металлов $|\kappa_s| = (\omega_p/c)\sqrt{\Omega/v_s} \sim |\kappa_T| = \sqrt{3\Omega v_s}/v_F$, т.к. $v_F/(\sqrt{3}v_s) \sim c/\omega_p$. Например, для золота при комнатной температуре $v_s = 4\times10^{13}$ с$^{-1}$, $v_F = 1.4\times10^8$ см/с и $\omega_p = 1.37\times10^{16}$ с$^{-1}$. При этом $v_F/(\sqrt{3}v_s) \simeq 0.8\times$

10^{-6} см, а $c/\omega_p \simeq 2 \times 10^{-6}$ см. Поэтому с уменьшением толщины пленки возникают условия, в которых одновременно $\kappa_s L \ll 1$ и $\kappa_T L \ll 1$, но κL может быть не малым, т. к. $v_s \gg \Omega$. В этих условиях и при выполнении правого неравенства (29) находим

$$B_{grad}(\Omega) \simeq \frac{2}{3} B_{cd}(\Omega), \ \kappa L \gg 1 \gg \kappa_s L \gg \frac{\sqrt{\Omega v_s}}{\omega_p \cos\theta}, \kappa_T L \ll 1. \quad (37)$$

Здесь $B_{cd}(\Omega)$ дается соотношением (28), в знаменателе которого можно опустить малое слагаемое $i\kappa_s c$. То есть, как и $B_{cd}(\Omega)$, фурье-образ $B_{grad}(\Omega)$ возрастает с уменьшением L пропорционально $1/L$. Если в условиях применимости формулы (37) вместо $\kappa L \gg 1$ выполнено неравенство $\kappa L \ll 1$, то соотношение (37) по-прежнему имеет место. Только при этом $B_{cd}(\Omega)$ дается соотношением (31), в знаменателе которого опущено малое слагаемое $i\kappa_s c$. Для столь тонких пленок фурье-образы $B_{cd}(\Omega)$ и $B_{grad}(\Omega)$ возрастают пропорционально $1/L^2$ с уменьшением L.

В работе [6] исследована генерация терагерцевого излучения при воздействии слабого фемтосекундного импульса лазерного излучения с длиной волны 800 нм на пленки золота различной толщины, размещенные на стеклянной подложке. Для таких пленок порог перколяции $\sim$7 нм [6]. В [6] длительность импульса составляла $\tau_p =$ 50 фс. Для гауссова импульса такому значению τ_p отвечает $t_p = \tau_p/(2\sqrt{\ln 2}) \simeq 30$ фс. В этих условиях для характерных масштабов изменения поля имеем следующие оценки: $1/\kappa \simeq c/\omega_p \simeq 22$ нм, $1/\mathrm{Re}\kappa_T \simeq v_F\sqrt{t_p/(3v_s)} \simeq 22$ нм и $1/\mathrm{Re}\kappa_s = \sqrt{v_s t_p}\, c/\omega_p \simeq 24$ нм, где принято, что $\Omega \simeq 2/t_p$. Согласно [6] при толщинах пленки меньших 20 нм, но больших 16 нм, т. е. вдали от порога перколяции, наблюдается увеличение пропускания пленки на основной частоте и сравнительно слабое увеличение амплитуды терагерцевого сигнала. Причиной такого увеличения, как показано выше, может быть относительное увеличение напряженности поля лазерного импульса в тонкой пленке, что приводит и к увеличению пропускания на основной частоте (подробнее см. [18]). Более детальное количественное сравнение с данными из [6] затруднено.

Во-первых, для золота длина свободного пробега электронов проводимости $\sim v_F/v_s \simeq 35$ нм, т. е. несколько больше масштабов неоднородности поля, и теорию следует дополнить учетом пространственной дисперсии. Во-вторых, теория не учитывает зернистость структуры пленки, что также может приводить к погрешностям в расчетах сигнала терагерцевого излучения. И, в-третьих, большинство данных получено в [6] в окрестности порога перколяции, где теория не применима. Вместе с тем, установленные выше закономерности генерации терагерцевого излучения током увлечения и градиентом давления электронов могут реализоваться в пленках металлов более высокого качества, когда отсутствует зернистая структура. При этом желательно иметь пленки с горячими электронами, когда из-за увеличения эффективной частоты столкновений длина свободного пробега электронов становится малой по сравнению с характерными масштабами изменения полей.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект №17-02-00648), программы Президиума РАН и программы повышения конкурентоспособности НИЯУ МИФИ (контракт №02.a03.21.0005).

1. Hilton D.J., Averitt R.D., Meserole C.A., Fisher G.L., Funk D.J., Thompson J.D., Taylor A.J. *Opt. Lett.*, **29**, 1805 (2004).
2. Kadlec F., Kužel P., Coutaz J.-L. *Opt. Lett.*, **29**, 2674 (2004).
3. Kadlec F., Kužel P., Coutaz J.-L. *Opt. Lett.*, **30**, 1402 (2005).
4. Welsh G.H., Hunt N.T., Wynne K. *Phys. Rev. Lett.*, **98**, 026803 (2007).
5. Welsh G.H., Wynne K. *Opt. Express*, **17**, 2470 (2009).
6. Ramakrishnan G., Planken P.C. *Opt. Lett.*, **36**, 2572 (2011).
7. Polyushkin D.K., Hendry E., Stone E.K., Barnes W.L. *Nano Lett.*, **11**, 4718 (2011).
8. Suvorov E.V., Akhmedzhanov R.A., Fadeev D.A., Ilyakov I.E., Mironov V.A., Shishkin B.V. *Opt. Lett.*, **37**, 2520 (2012).
9. Бежанов С.Г., Урюпин С.А. *Квантовая электроника*, **43**, 1048 (2013) [*Quantum Electron.*, **43**, 1048 (2013)].
10. Dai J., Zhang X.-C. *Opt. Lett.*, **39**, 777 (2014).
11. Миронов В.А., Оладышкин И.В., Суворов Е.В., Фадеев Д.А. *ЖЭТФ*, **146**, 211 (2014) [*JETP*, **119**, 179 (2014)].
12. Урюпин С.А., Фролов А.А. *Квантовая электроника*, **44**, 866 (2014) [*Quantum Electron.*, **44**, 866 (2014)].
13. Урюпин С.А., Фролов А.А. *ЖТФ*, **84** (6), 107 (2014) [*Tech. Phys.*, **59**, 892 (2014)].
14. Oladyshkin I.V., Fadeev D.A., Mironov V.A. *J. Opt.*, **17**, 075502 (2015).
15. Ilyakov I.E., Shishkin B.V., Fadeev D.A., Oladyshkin I.V., Chernov V.V., Okhapkin A.I., Yunin P.A., Mironov V.A., Akhmedzhanov R.A. *Opt. Lett.*, **41**, 4289 (2016).
16. Bezhanov S.G., Uryupin S.A. *Opt. Lett.*, **41**, 4975 (2016).
17. Bezhanov S.G., Uryupin S.A. *J. Opt. Soc. Am. B*, **34**, 2593 (2017).
18. Бежанов С.Г., Канавин А.П., Урюпин С.А. *Квантовая электроника*, **44**, 859 (2014) [*Quantum Electron.*, **44**, 859 (2014)].