

Лазерно-индуцированная термо-ЭДС как источник генерации поверхностных электромагнитных волн терагерцевого диапазона

А.С.Куратов, А.В.Брантов, Ю.М.Алиев, В.Ю.Быченков

Развита теория возбуждения поверхностной электромагнитной волны (типично терагерцевого диапазона частот), источником которой служит термо-ЭДС, возникающая при формировании интенсивным лазерным УКИ на поверхности твердотельной мишени заряженного неоднородного слоя горячих электронов субмикронной толщины в условиях скрещенных градиентов электронной плотности и температуры. Проведено сравнение эффективности такого механизма генерации с эффективностью генерации переходного поверхностного излучения, обусловленного покидающим мишень сгустком высокоэнергетических электронов.

Ключевые слова: терагерцевое излучение, поверхностные электромагнитные волны, релятивистский лазерный УКИ.

1. Введение

Хорошо известно, что в лазерной плазме возникают сильные квазистационарные магнитные поля, одним из основных источников которых в условиях неколлинearности градиентов температуры и плотности электронов является термо-ЭДС. К настоящему времени достаточно полно развита теория генерации квазистационарных магнитных полей [1, 2] в объеме нагретой лазерным излучением плазмы, подтвержденная экспериментальными данными [1, 3]. В работах [1, 2] и большом числе последующих работ обсуждался режим, отвечающий достаточно медленному изменению таких полей, $\omega \ll ck$, где $1/\omega$ и $1/k$ – характерные временной и пространственный масштабы изменения поля, а c – скорость света. В то же время возникновение термо-ЭДС под действием лазерных импульсов может приводить к возбуждению быстрых электромагнитных полей ($\omega \approx ck$), причем не только в объеме, но и на поверхности, т.е. поверхностных электромагнитных волн (ПЭВ). Именно последние являются предметом изучения в настоящей работе.

При воздействии на твердотельную мишень интенсивного лазерного УКИ у ее поверхности формируется слой горячих электронов субмикронной толщины (двойной слой), занимающий на поверхности мишени площадь порядка площади нагретой области. При нормальном падении лазерного излучения высокой интенсивности на мишень (с резкой границей раздела вакуум–плазма) сила Лоренца лазерного поля обуславливает приповерхностный нагрев мишени [4]. Эта сила вызывает осцилляции

электронов по нормали к поверхности на удвоенной частоте лазерного света $2\omega_L$. При этом вырываемые из мишени электроны отлетают от ее поверхности на расстояние до $c/(2\omega_L)$ и возвращаются назад, унося с собой энергию, набранную от лазерного поля. В результате создается сильно неоднородный нагретый слой осциллирующих (рециркулирующих) электронов толщиной $c/(2\omega_L)$, который при усреднении по периоду осцилляций электронов может рассматриваться как разреженная электронная плазма (с типичной концентрацией порядка критической) с градиентом плотности по нормали к поверхности и градиентом эффективной температуры в поперечном направлении. Возникающий градиент температуры связан как с неоднородностью интенсивности самого лазерного излучения, так и с поперечным расширением горячего пятна. Подобным образом в случае наклонного падения мощного р-поляризованного лазерного излучения появляется слой электронов, осциллирующих на основной частоте лазерного поля, что обусловлено наличием его составляющей вдоль нормали. Эти электроны набирают энергию в вакууме и уносят ее в мишень [5].

Таким образом, естественным проявлением взаимодействия с мишенью интенсивного лазерного импульса с высоким контрастом, препятствующего образованию преплазмы, является возникновение сильно неоднородного тонкого электронного слоя малой плотности на поверхности мишени. Формирование такого слоя и вакуумный нагрев подтверждаются результатами численного моделирования [6, 7]. Слой горячих электронов формируется и на задней поверхности мишени при прохождении через нее нагретых лазерным излучением электронов, если речь идет о взаимодействии лазерного импульса с тонкой фольгой. Характерный размер такого двойного слоя определяется дебаевским радиусом горячих электронов и в случае их нагрева до релятивистских энергий оказывается порядка c/ω_L .

В настоящей работе исследуется, каким образом термо-ЭДС возникающего горячего тонкого электронного слоя приводит к генерации электромагнитного поля в виде апериодического всплеска, возбуждающего распространяющийся из фокальной области широкополосный

А.С.Куратов. Центр фундаментальных и прикладных исследований ВНИИА им. Н.Л.Духова, Росатом, Россия, 127055 Москва, Сушевская ул., 22; e-mail: kuratov.andrew@gmail.com

А.В.Брантов, В.Ю.Быченков. Центр фундаментальных и прикладных исследований ВНИИА им. Н.Л.Духова, Росатом, Россия, 127055 Москва, Сушевская ул., 22; Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53;

Ю.М.Алиев. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53

Поступила в редакцию 9 февраля 2018 г.

импульс ПЭВ (типично в терагерцевом диапазоне). Как указано выше, аналогичный процесс может протекать на тыльной стороне облучаемой лазером тонкой фольги. Эффективность такой генерации ПЭВ сравнивается с эффективностью генерации переходного поверхностного излучения, обусловленного покидающим мишень сгустком высокоэнергетических электронов [8, 9]. Отметим, что приповерхностный термоэлектрический механизм лазерной генерации ПЭВ в терагерцевом диапазоне частот до настоящего времени не рассматривался.

2. Уравнения для генерации электромагнитных полей при воздействии короткого лазерного импульса на плоскую мишень

Для изучения генерации электромагнитных полей заданными токами, обусловленными воздействием коротких лазерных импульсов на мишень, воспользуемся системой уравнений Максвелла

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

где \mathbf{j}_{st} – плотность стороннего электронного тока. Величина \mathbf{j} определяется токами в электронном слое/мишени, для нахождения которых будем считать, что существуют два сорта электронов – горячие (h) в нагретом электронном приповерхностном слое и холодные (c) внутри мишени, движение которых определяет плотность тока $\mathbf{j} = -e(n_c \mathbf{u}_c + n_h \mathbf{u}_h)$. Запишем уравнения движения для обоих сортов электронов:

$$\begin{aligned} m_c \frac{\partial \mathbf{u}_c}{\partial t} &= -e\mathbf{E} - m_c v_{\text{eff}} \mathbf{u}_c - \frac{1}{n_c} \nabla(n_c T_c), \\ m_h \frac{\partial \mathbf{u}_h}{\partial t} &= -e\mathbf{E} - \frac{1}{n_h} \nabla(n_h T_h), \end{aligned} \quad (2)$$

динамика которых определяется как возникающими в плазме полями \mathbf{E} , так и тепловым давлением холодных (горячих) электронов $\nabla(n_{c(h)} T_{c(h)})$ с температурой $T_{c(h)}$ и концентрацией $n_{c(h)}$. В (2) v_{eff} – эффективная частота столкновений электронов. Заметим, что в отсутствие бесстолкновительной горячей компоненты, первое уравнение в (2) позволяет определить скорость электронов и ток в пренебрежении электронной инерцией $m_e v_{\text{eff}} \mathbf{j} = en_c^2 \mathbf{E} + e \nabla(n_c T_c)$, подстановка которого в систему (1) приводит к уравнению для генерации квазистационарного магнитного поля [1]

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} - \frac{m_e v_{\text{eff}} c^2}{en_c^2} \Delta \mathbf{B} = \frac{c}{en_c} \nabla T \times \nabla n_c.$$

Для решения системы уравнений (1), (2) в общем случае применим преобразование Фурье по времени. Тогда для фурье-компоненты плотности тока $\mathbf{j}(\omega)$ получаем выражение

$$\begin{aligned} \mathbf{j}(\omega) &= -e(n_c \mathbf{u}_c + n_h \mathbf{u}_h) \\ &= \sigma \mathbf{E} + \frac{\sigma_c}{en_c} \nabla(n_c T_c) + \frac{\sigma_h}{en_h} \nabla(n_h T_h), \end{aligned} \quad (3)$$

где $\sigma(\omega) = \sigma_c(\omega) + \sigma_h(\omega)$, $\sigma_c = \omega_{pc}^2 / [4\pi(v_{\text{eff}} - i\omega)]$ и $\sigma_h = i\omega_{ph}^2 \times (4\pi\omega)^{-1}$ – электрические проводимости; ω_{pc} и ω_{ph} – плазменные частоты для холодных и горячих электронов соответственно. Уравнение для магнитного поля после преобразования Фурье по времени принимает вид

$$\begin{aligned} \varepsilon \operatorname{rot} \left(\frac{1}{\varepsilon} \operatorname{rot} \mathbf{B} \right) - \varepsilon \frac{\omega^2}{c^2} \mathbf{B} &= \frac{4\pi\varepsilon}{ec} \operatorname{rot} \left[\frac{\sigma_c}{en_c} \nabla(n_c T_c) \right] \\ &+ \frac{4\pi\varepsilon}{ec} \operatorname{rot} \left[\frac{\sigma_h}{en_h} \nabla(n_h T_h) \right] + \frac{4\pi\varepsilon}{c} \operatorname{rot} \left(\frac{\mathbf{j}_{st}}{\varepsilon} \right), \end{aligned} \quad (4)$$

где

$$\varepsilon = 1 + \frac{4\pi i \sigma}{\omega} = 1 - \frac{\omega_{pc}^2}{\omega(\omega + i v_{\text{eff}})} - \frac{\omega_{ph}^2}{\omega^2} \gg 1.$$

На основе уравнения (4) исследуется генерация как объемных, так и поверхностных электромагнитных волн за счет возникающих в плазме термоэлектрических токов (первые два слагаемых в правой части (4)) и сторонних электронных токов (последнее слагаемое в правой части (4)).

3. Возбуждение ПЭВ и их характеристики

Рассмотрим уравнение (4) применительно к генерации ПЭВ на поверхности мишени с нормалью вдоль оси z . Будем считать, что сторонним током является ток в вакууме, обусловленный движением быстрых электронов (улетающих из мишени в вакуум). Он направлен по нормали к поверхности, $\mathbf{j}_{st} = (0, 0, j_z)$, температуры горячих и холодных электронов – функции времени и координаты, а проводимость среды – функция только координаты z . Применим теперь двумерное преобразование Фурье по поперечным координатам, отвечающим плоскости вдоль поверхности мишени, для аксиально-симметричного случая, характеризуемого зависимостью поля от z и $r = (x^2 + y^2)^{1/2}$. Из уравнения (4) получаем уравнение для азимутальной компоненты магнитного поля $\mathbf{B} = (0, B, 0)$ [9]:

$$\begin{aligned} \varepsilon \frac{d}{dz} \left(\frac{1}{\varepsilon} \frac{dB}{dz} \right) - k^2 B &= \frac{4\pi i k_{\perp}}{c} \\ \times \left(j_{z0} - \frac{\varepsilon n_c T_{ck}}{e} \frac{d}{dz} \frac{\sigma_c}{\varepsilon n_c} - \frac{\varepsilon n_h T_{hk}}{e} \frac{d}{dz} \frac{\sigma_h}{\varepsilon n_h} \right) &\equiv \frac{4\pi i k_{\perp}}{c} Q(z), \end{aligned} \quad (5)$$

где $k^2 = k_{\perp}^2 - \varepsilon \omega^2 / c^2$ и правая часть описывает источник излучения, который появляется из-за неоднородности и нестационарности давления холодных/горячих электронов в мишени/плазменном слое и тока быстрых электронов, покидающих мишень, в вакууме. В общем случае диэлектрическая проницаемость ε является сложной функцией координаты z , изменяясь от своего максимального значения внутри мишени до 1 в вакууме в масштабе двойного слоя, сформированного горячими электронами.

В дальнейшем нас будут интересовать электромагнитные поля с характерными пространственными масштабами, намного превосходящими пространственный масштаб изменения ε . В этом случае можно разделить генерируемые поля в вакууме и в среде, считая ширину переходной области слоя горячих электронов пренебрежимо малой. Тогда решение уравнения (5) дает следующее выражение для магнитного поля в вакууме [9]:

$$\begin{aligned}
 B^{\text{out}}(\omega, z, r) = & - \int_0^\infty \frac{ik_\perp^2 dk_\perp}{k_0 c} J_0(k_\perp r) \left\{ \left[\frac{2k_0}{D(k, \omega)} - 1 \right] \right. \\
 & \times \int_0^\infty \exp[-k_0(z' + z)] Q(z') dz' + \int_z^\infty \exp[-k_0(z' - z)] Q(z') dz' \\
 & + \int_0^z \exp[k_0(z' - z)] Q(z') dz' \\
 & + \frac{2k_0}{\varepsilon_p D(k, \omega)} \int_{-\infty}^0 \exp(kz' - k_0 z) Q(z') dz' \\
 & \left. + \frac{2k_0 \exp(-k_0 z)}{D(k, \omega)} \int_{-\infty}^0 \frac{Q(z')}{\varepsilon(z')} dz' \right\}, \quad (6)
 \end{aligned}$$

где $k_0^2 = k_\perp^2 - \omega^2/c^2$; $D = k/\varepsilon_p + k_0$; ε_p – диэлектрическая проницаемость внутри мишени; уравнение $D = 0$ является дисперсионным соотношением для ПЭВ. Полнос дисперсионного соотношения согласно (6) дает вклад в возбуждение ПЭВ. Выражение для магнитного поля ПЭВ в дальней зоне с учетом того, что $|\varepsilon_p| \gg 1$, может быть записано в виде

$$\begin{aligned}
 B_\phi^{\text{sout}} = & B_0 \sqrt{\frac{2\pi c}{\omega r_\perp}} \exp\left[i\left(\frac{\omega r}{c} - \frac{\pi}{4}\right) - k_0^s z\right], \quad (7) \\
 B_0 = & \frac{2k_0^s \omega}{c^2} \left[\int_0^\infty \exp(-k_0^s z') Q(z') dz' + \int_{-\infty}^0 \frac{Q(z')}{\varepsilon(z')} dz' \right. \\
 & \left. + \frac{1}{\varepsilon_p} \int_{-\infty}^0 \exp(k^s z') Q(z') dz' \right],
 \end{aligned}$$

где $k_0^s = \omega/(c\sqrt{-\varepsilon_p})$ и $k^s = \omega\sqrt{-\varepsilon_p}/c$ – решения дисперсионного уравнения для случая распространения ПЭВ вдоль проводящей поверхности с диэлектрической проницаемостью ε_p , фактически совпадающей с диэлектрической проницаемостью плазмы холодных электронов с эффективной частотой столкновений, соответствующей твердотельной мишени. Для определенности будем говорить о металлической мишени.

Чтобы продвинуться дальше, необходимо задать явный вид для пространственно-временных зависимостей тока и температуры электронов. Будем для определенности считать, что сторонний ток j_z отвечает релятивистским электронам, вылетающим со скоростью света, которые обладают достаточной энергией для преодоления потенциального барьера Φ_m и покидают мишень. Концентрация этих электронов n_f , определяемая отношением дебаевского радиуса горячих электронов $r_D = \sqrt{T_h/(4\pi e^2 n_h)}$ к поперечному размеру нагретой области R (см., напр., [10, 11]), оказывается не зависящей от концентрации горячих электронов n_h :

$$n_f = n_h \exp\left(\frac{e\Phi_m}{T_h}\right) = n_h \exp\left(-2 \ln \frac{\sqrt{2} r_D}{R}\right) = \frac{T_h}{2\pi e^2 R^2},$$

а полный заряд зависит только от температуры горячих электронов и времени τ действия источника быстрых электронов:

$$q_f = en_f c \tau \pi R^2 = \frac{T_h c \tau}{2e}.$$

Тогда, считая, что ток зависит от переменной $t - z/c$, для фурье-компоненты тока можно записать выражение

$$j_z(\omega, z, k_\perp) = -\frac{c\tau T_{h0}}{2e} F(\omega, k_\perp) \exp\left(i\frac{\omega z}{c}\right), \quad (8)$$

где $F(\omega, k_\perp)$ – форм-фактор, фактически определяемый пространственно-временным распределением температуры горячих электронов:

$$F(\omega, k_\perp) = \int \frac{dt dr T_h(t, r) \exp(-i\omega t + ik_\perp r)}{T_{h0} c \tau \pi R^2}.$$

Для оценок будем полагать, что температура нагретых электронов имеет гауссово пространственное распределение и остается постоянной некоторое характерное время τ :

$$T_h(t, z, r) = T_{h0} \theta\left(\frac{\tau}{2} - t\right) \theta\left(\frac{\tau}{2} + t\right) \exp\left(-\frac{r^2}{R^2}\right),$$

где $\theta(t)$ – ступенчатая функция Хевисайда, что приводит к следующему соотношению для форм-фактора:

$$F(\omega, k_\perp) = \frac{\sin(\omega\tau/2)}{\omega\tau} \exp\left(-\frac{R^2 k_\perp^2}{4}\right). \quad (9)$$

Ток (8) использовался в работе [9] без учета его явной зависимости от температуры горячих электронов. Для вычисления источника, связанного с термо-ЭДС, в предположении резкой зависимости концентрации от координаты z : $dn/dz = n\delta(z)$, приближенно имеем

$$-\frac{\varepsilon n_h T_{hk}}{e} \frac{d}{dz} \frac{\sigma_h}{\varepsilon n_h} = -i \frac{q_h T_{h0}}{m_e c \omega} F(\omega, k_\perp) \delta(z), \quad (10)$$

где введен полный заряд горячих электронов $q_h = en_h c \times \tau \pi R^2$. Поскольку источники, связанные с термо-ЭДС, пропорциональны температуре электронов, вклад холодных электронов пренебрежимо мал и в дальнейшем рассматриваться не будет.

Вычислим теперь вклад в генерацию ПЭВ источников, описываемых уравнениями (8) и (10). Для тока, задаваемого соотношением (8), фурье-компонента магнитного поля определяется выражением

$$B_f^s = -i \frac{k_0^s \tau T_{h0}}{e} F\left(\omega, \frac{\omega}{c}\right) \sqrt{\frac{2\pi c}{\omega r}} \exp\left[i\left(\frac{\omega r}{c} - \frac{\pi}{4}\right) - k_0^s z\right], \quad (11)$$

а для источника, описываемого уравнением (10), – выражением

$$\begin{aligned}
 B_T^s = & i \frac{k_0^s \tau T_{h0}}{e} \frac{\omega^2 R^2}{2c^2} F\left(\omega, \frac{\omega}{c}\right) \\
 & \times \sqrt{\frac{2\pi c}{\omega r}} \exp\left[i\left(\frac{\omega r}{c} - \frac{\pi}{4}\right) - k_0^s z\right]. \quad (12)
 \end{aligned}$$

При выводе соотношения (12) считалось, что диэлектрическая проницаемость слоя горячих электронов равна $\varepsilon \approx -\omega_{ph}^2/\omega^2$, где ω_{ph} – плазменная частота горячих электронов с концентрацией n_{h0} . Это приводит к отсутствию явной зависимости магнитного поля ПЭВ (11) от концентрации горячих электронов. Зависимость магнитного поля от времени получается при обратном преобразовании Фурье выражений (11) и (12). В обоих рассматриваемых случаях, (11) и (12), ПЭВ бежит со скоростью, близкой к скорости света, вдоль поверхности мишени в виде

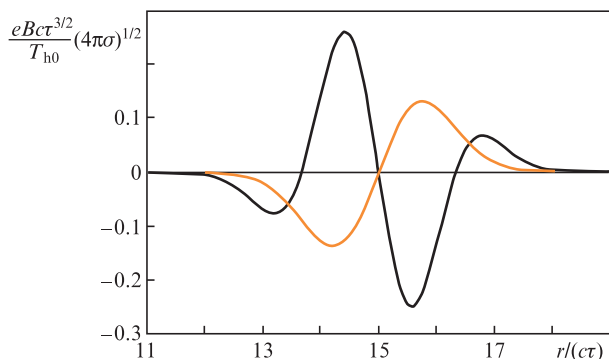


Рис.1. Пространственные профили магнитного поля ПЭВ в момент времени $t = 15\tau$, генерируемого пучком улетающих электронов (серая кривая) и термоэлектрическими токами (черная кривая), для $R/(c\tau) = 1$ и диэлектрической проницаемости металла $\epsilon_p \approx 4\pi i\sigma/\omega$.

аперриодического электромагнитного импульса с масштабом порядка одной длины волны (рис.1).

Соответствующая полям (11) и (12) спектральная плотность энергии ПЭВ, распространяющихся вдоль металлической поверхности,

$$\frac{dW^s}{d\omega} = rc \int_0^\infty \frac{dz |B(z)|^2}{2\pi}$$

дается в дальней зоне следующими выражениями [9]:

$$\frac{dW_f^s}{d\omega} = \frac{c\tau^2 T_{h0}^2}{\sqrt{2} e^2 |\epsilon_p|^{1/2}} \left| F\left(\omega, \frac{\omega}{c}\right) \right|^2, \tag{13}$$

$$\frac{dW_T^s}{d\omega} = \frac{\tau^2 R^4 \omega^4 T_{h0}^2}{4\sqrt{2} c^3 e^2 |\epsilon_p|^{1/2}} \left| F\left(\omega, \frac{\omega}{c}\right) \right|^2.$$

Более резкая зависимость спектральной плотности энергии ПЭВ, возбуждаемых термо-ЭДС, от частоты приводит к подавлению компонент спектра в области низких частот (где $|\epsilon_p| \approx 4\pi\sigma/\omega$) и некоторому сдвигу его в область более высоких частот (рис.2). Для случая $R = c\tau$, иллюстрируемого рис.2, характерная частота $\omega_T \approx 1.95/\tau$, которая соответствует максимуму в спектре ПЭВ, возбуждаемых термо-ЭДС, оказывается в три раза больше характерной частоты в случае возбуждения ПЭВ током улетающих электронов $\omega_f \approx 0.65/\tau$.

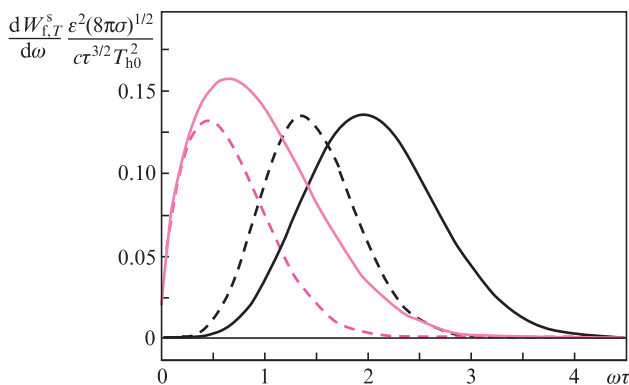


Рис.2. Спектральная плотность энергии ПЭВ, генерируемых улетающими электронами (серые кривые) и термоэлектрическими токами горячих электронов (черные кривые), для $R = c\tau$ (сплошные кривые) и $1.5c\tau$ (штриховые кривые).

4. Обсуждение результатов

Сравним эффективности возбуждения ПЭВ с точки зрения полной излученной энергии, получаемой при интегрировании выражений (13) по частоте. В обоих случаях эффективность генерации ПЭВ определяется температурой горячих электронов, значение которой будем оценивать по интенсивности поглощенного лазерного импульса: $T_{h0} \approx m_e c^2 a_0$ [12], где $a_0 = [2\eta I_0 / (n_{cr} m_e c^3)]^{1/2} = 0.85 \times [\eta I_0 / (10^{18} \lambda^2)]^{1/2}$; n_{cr} – критическая концентрация электронов; λ – длина волны лазерного излучения в мкм; η – коэффициент поглощения лазерного излучения; I_0 – интенсивность лазерного излучения в Вт/см². Полная энергия ПЭВ также зависит от размера нагретой области и времени действия источника – характерного времени остывания горячих электронов (рис.3). Как правило, эти величины превышают соответственно размер лазерного фокального пятна R_L и длительность лазерного импульса τ_L . Например, вылетающие из фокального лазерного пятна электроны, разворачиваясь назад, демонстрируют так называемый фонтан-эффект, в результате чего радиус R_{fon} горячего пятна на поверхности мишени оказывается больше R_L [13, 14]; обычно $R_{fon} \geq 2R_L$. Поскольку горячие электроны, нагреваемые до релятивистских энергий, разлетаются из области фокусировки на мишени со скоростью света, то за время действия лазерного импульса размер горячего пятна может не ограничиваться R_{fon} , а составлять $R \approx R_{fon} + c\tau_L$.

После нагрева, происходящего в течение действия лазерного импульса (τ_L), электроны остаются горячими до тех пор, пока не начнут терять свою энергию за счет тех или иных процессов. В работах [10, 11] в качестве основного ограничения длины пролета горячих электронов и, следовательно, времени существования нагретой области использовались ограничения, связанные с ионизационными потерями горячих электронов при их движении в мишени и диффузном рассеянии на ионах. Однако для релятивистски интенсивных фемтосекундных (субпикосекундных) лазерных импульсов, обсуждаемых нами, такие ограничения приводят к слишком завышенным размерам горячего пятна. Мы обращаем внимание на еще одно, более существенное ограничение, обусловленное адиабатическим охлаждением горячих электронов из-за возникающего разлета плазмы. Данное ограничение возникает при временах порядка обратной ионной ленгмюровской частоты, вычисленной по концентрации горячих элек-

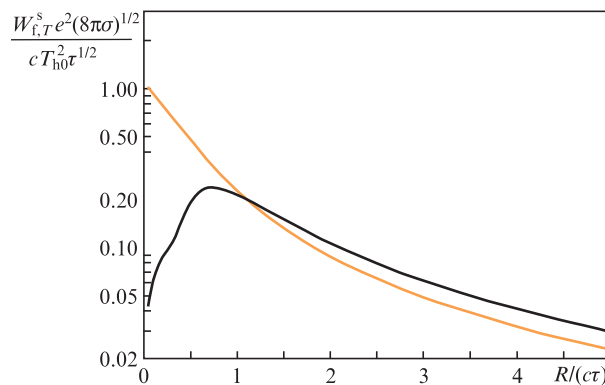


Рис.3. Зависимости полной энергии ПЭВ, генерируемой улетающими электронами (серая кривая) и термоэлектрическими токами горячих электронов (черная кривая), от размера нагретой области $R/(c\tau)$.

тронов: $\tau_0 = \sqrt{m_i/(4\pi e_i^2 n_{h0})}$, где m_i и e_i – масса и заряд иона [15, 16]. Из баланса энергии системы лазерное излучение – электроны можно оценить концентрацию горячих электронов как $n_{h0} \approx a_0 n_{cr} \tau_L R_L^2 / (2R^3)$ [9–11]. К моменту окончания лазерного импульса имеем $R \approx R_{fon} + c\tau_L$, $\tau \approx \tau_L + \tau_0$, где

$$\tau_0 \approx \frac{\sqrt{m_i/(2\pi e_i^2 a_0 n_{cr})} (c\tau_L + R_{fon})^{3/2}}{R_L \sqrt{c\tau_L}}.$$

Строго говоря, аккуратный расчет возбуждения ПЭВ требует учета динамики расширения горячего пятна и одновременного охлаждения электронов, что должно изменить полученные выше формулы, в которых используются заданные характерные значения τ и R . Однако, не претендуя на точную количественную оценку эффективности возбуждения ПЭВ, мы ограничиваемся предложенной моделью, используя в ней приближенные оценки: $\tau \approx \tau_L + \tau_0$ и $R \approx R_{fon} + c\tau$.

В соответствии с этим при энергии лазерного импульса 5 Дж, $\lambda = 1$ мкм, $\tau_L = 30$ фс и $R_{fon} = 2R_L = 12$ мкм, что дает $a_0 = 6.5$, значения R и τ оказываются порядка 55 мкм и 150 фс, в результате чего имеем характерные частоты возбуждаемых ПЭВ $\omega_p/2\pi \approx 0.5$ ТГц и $\omega_T/2\pi \approx 1.7$ ТГц. Для такого же лазерного импульса, но при $\tau_L = 270$ фс и $R_{fon} = 4$ мкм соответственно получаем $R \approx 380$ мкм, $\tau \approx 1.3$ пс, что приводит к характерным частотам возбуждаемых ПЭВ $\omega_p/2\pi \approx 0.08$ ТГц и $\omega_T/2\pi \approx 0.2$ ТГц. Для достижения высоких интенсивностей используется достаточно острая фокусировка лазерного импульса ($R_L \ll c\tau_L$), что дает соотношение $R \approx c\tau$. В этом случае оба рассматриваемых механизма приводят к генерации импульсов ПЭВ с примерно одинаковыми энергиями, значения которых (в Дж) зависят только от величины τ и могут быть оценены как $W_T^s \approx W_f^s \approx 10^{-6}(\tau/1 \text{ пс})^{1/2} a_0^2$ с использованием проводимости металлов $\sigma = 2 \times 10^{17} \text{ с}^{-1}$. Отметим, что наша теория справедлива для лазерных импульсов с высоким контрастом, который с помощью современных методов (например, двойное плазменное зеркало) оказывается лучше 10^{15} на наносекундном масштабе и достигает 10^8 на пикосекундном масштабе. Для таких импульсов характерный размер разлета плазмы не превышает 0.1 мкм (это меньше ширины слоя горячих электронов), что отвечает условию применимости данной теории.

5. Заключение

В настоящей работе построена теория возбуждения ПЭВ лазерно-индуцированными термоэлектрическими токами. Частоты таких ПЭВ лежат в терагерцевом диапазоне. Дано сравнение предложенного механизма генерации ПЭВ с ранее изученным механизмом их возбуждения пучком улетающих из мишени электронов и показано, что если последний доминирует в длинноволновой области, то термоэлектрический механизм превалирует в области более коротких длин волн ПЭВ. Применительно к полной энергии излучения для типичных параметров релятивистски интенсивных коротких лазерных импульсов предложенный механизм оказывается сравнимым по эффективности с механизмом возбуждения волн током покидающих мишень электронов. Хотя обсуждение генерации ПЭВ проводится для фронтальной поверхности мишени, подобный эффект имеет место и для ее тыльной стороны в случае лазерного облучения тонкой фольги.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов РФФИ № 16-02-00088-а и 18-02-00452-а.

1. Stamper J.A., Papadopoulos K., Sudan R.N., Dean S.O., McLean E.A., Dawson J.M. *Phys. Rev. Lett.*, **26**, 1012 (1971).
2. Большов Л.А., Дрейзин Ю.А., Дыхне А.М. *Письма в ЖЭТФ*, **19** (5), 288 (1974) [*JETP Lett.*, **19** (5), 168 (1974)].
3. Borghesi M., MacKinnon A., Bell A., Gaillard R., Willi O. *Phys. Rev. Lett.*, **81**, 112 (1998).
4. Kruer W.L., Estabrook K. *Phys. Fluids*, **28**, 430 (1985).
5. Brunel F. *Phys. Rev. Lett.*, **59**, 52 (1987).
6. Gibbon P., Bell A.R. *Phys. Rev. Lett.*, **68**, 1535 (1992).
7. Liseykina T., Mulser P., Murakami M. *Phys. Plasmas*, **22**, 033302 (2015).
8. Эйдемман В.Я. *Изв. вузов. Сер. Радиофизика*, **8**, 188 (1965).
9. Куратов А.С., Брантов А.В., Алиев Ю.М., Быченков В.Ю. *Квантовая электроника*, **46**, 1023 (2016) [*Quantum Electron.*, **46**, 1023 (2016)].
10. Dubois J.-L., Lubrano-Lavaderci F., Raffestin D., Ribolzi J., Gazave J., et al. *Phys. Rev. E*, **89**, 013102 (2014).
11. Poye A., Dubois J.-L., Lubrano-Lavaderci F., D'Humieres E., Bardou M., Hulin S., et al. *Phys. Rev. E*, **92**, 043107 (2015).
12. Wilks S.C., Kruer W.L., Tabak M., Langdon A.B. *Phys. Rev. Lett.*, **69**, 1383 (1992).
13. Denavit J. *Phys. Rev. Lett.*, **26**, 1012 (1971).
14. Sakagami Y., Kawakami H., Nagao S., Yamanaka C. *Phys. Rev. Lett.*, **42**, 839 (1979).
15. Ковалев В.Ф., Быченков В.Ю., Тихончук В.Т. *Письма в ЖЭТФ*, **74**, 12 (2001) [*JETP Lett.*, **74**, 10 (2001)]; *ЖЭТФ*, **122** (2), 264 (2002) [*JETP*, **95** (2), 226 (2002)].
16. Bychenkov V.Yu., Novikov V.N., Batani D., Tikhonchuk V.T., Bochkarev S.G. *Phys. Plasmas*, **11**, 3242 (2004).