

# ГЕНЕРАЦИЯ ГАРМОНИК ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ УЛЬТРАКОРОТКИХ СВЕРХСИЛЬНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ С ТВЕРДОТЕЛЬНЫМИ МИШЕНЯМИ

*В. С. Растунков, В. П. Крайнов\**

*Московский физико-технический институт  
141700, Долгопрудный, Московская обл., Россия*

Поступила в редакцию 22 марта 2004 г.

Рассмотрена генерация четных и нечетных гармоник в скин-слое, образующемся при взаимодействии короткого лазерного импульса релятивистской интенсивности с твердотельными мишенями. Проанализировано сложное движение свободных электронов в скин-слое вдоль вектора электрического поля и вдоль направления распространения лазерной волны. С помощью разложения траектории этого движения в ряд Фурье получены компоненты тензора проводимости и амплитуды поперечного электромагнитного поля гармоник, распространяющихся вдоль вектора электрического поля. Четные гармоники появляются вследствие релятивистских эффектов. Рассчитана эффективность генерации четных и нечетных гармоник на переднем фронте лазерного импульса.

PACS: 36.40.Gk, 36.40.Vz

## 1. ВВЕДЕНИЕ

При воздействии сильных лазерных полей на плотную или разреженную среду проявляется один из фундаментальных нелинейных процессов, а именно, генерация высоких гармоник лазерного поля. В частности, при взаимодействии лазерного излучения с твердотельными мишенями возникает преплазма и плотная плазма из многозарядных атомарных ионов и электронов. Наша задача состоит в изучении вынужденного излучения свободных электронов твердотельных мишеней в экстремально высоких лазерных полях. Выделяют два механизма генерации гармоник: излучение связанных и свободных электронов. Например, в работе [1] проводится сопоставление этих возможностей в случае излучения гармоник газами (случай разреженной плазмы) для различных веществ. Для газообразного He эффективность генерации четных гармоник оказывается существенно ниже, чем нечетных, а в случае газообразных  $N_2$  и Ar эффективности оказываются сравнимыми. Теоретические исследования генера-

ции гармоник в разреженной (докритической) плазме проводятся также в работах [2, 3].

Отдельно следует рассматривать случай взаимодействия лазерного излучения с плотной средой. Как известно, высокой эффективности преобразования лазерной энергии в излучение высоких гармоник можно добиться, если лазерный импульс распространяется в полном плазменном канале. При отражении излучения от стенок канала происходит генерация четных и нечетных гармоник. Соответствующая двумерная задача рассмотрена в работе [4]. В работе [5] теоретически рассматривалась аналогичная одномерная задача, а также была показана возможность генерации гармоник. В контексте указанных проблем нами было предложено решение задачи о поведении электрона в плотной плазме в поле релятивистского лазерного импульса [6]. В настоящей статье с использованием результатов [6] будет рассмотрен вопрос о генерации гармоник (прежде всего, четных) внутри плотной плазмы.

При воздействии сверхсильных лазерных полей на твердотельную мишень около поверхности появляется скин-слой, который в значительной степени препятствует проникновению электрического поля

\*E-mail: krainov@online.ru

внутри вещества. В данной работе мы не будем рассматривать вопрос о том, благодаря какому механизму ионизации (туннельному, надбарьерному или столкновительному) появляются свободные электроны и атомарные ионы. Как будет видно из дальнейшего, учет, хотя и слабого, электрического поля внутри скин-слоя играет существенную роль. Движение зарядов оказывается нелинейным, что и приводит к генерации гармоник в скин-слое. Ясно, что в данной постановке задачи мы учитываем только объемные эффекты (они относятся к толщине вещества порядка глубины скин-слоя). Кроме того, мы будем рассматривать только генерацию гармоник свободными электронами при их столкновениях с атомарными ионами.

Задача решается по схеме, аналогичной уже использованной в работах [2, 3]. Во втором разделе аналитически и численно исследованы уравнения движения электрона в веществе. Численные результаты для удобства последующего интегрирования будут аппроксимированы аналитическими зависимостями с параметрами, которые определяются из численных расчетов. Проведено сравнение с аналитическим подходом, который дает асимптотическое поведение импульсов движущихся частиц. В третьем разделе с использованием полученных импульсов как функций времени получено выражение для компоненты электрического тока вдоль поляризации лазерного поля. Мы не рассматриваем продольных генерируемых электрических полей, так как они не выходят из области плазмы [3]. Разлагая в ряд Фурье выражение для плотности электрического тока, находим компоненты тензора проводимости. В четвертом разделе проанализированы компоненты электрического поля на частотах гармоник и приведено выражение для эффективности генерации.

Как показано в статье [6], электроны, покидая область поля, имеют дрейфовый импульс вдоль направления распространения внешнего поля. Электрон вылетает из скин-слоя, имея ненулевой дрейфовый импульс. Основная причина этого состоит в том, что электрическая и магнитная составляющие поля в скин-слое сдвинуты по фазе друг относительно друга на  $\pi/2$ . Скорость электронов, хотя и является нерелятивистской величиной, достаточно высока. Пучок электронов, движущихся с такой скоростью, индуцирует кольцевые магнитные поля огромной напряженности [7]. Как показывают наши предварительные расчеты, магнитное давление этих полей не может обеспечить устойчивости электронного пучка.

## 2. НЕЛИНЕЙНОЕ ДВИЖЕНИЕ ЭЛЕКТРОНА В СКИН-СЛОЕ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ПОЛЯ ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА

Для простоты будем предполагать, что линейно поляризованный лазерный пучок распространяется перпендикулярно поверхности плотной среды. Направим ось  $x$  вдоль направления распространения лазерного импульса, ось  $y$  вдоль вектора напряженности электрического поля, а ось  $z$  вдоль магнитного поля. Релятивистская плазменная частота дается выражением [8]

$$\omega_p = \sqrt{4\pi n_e / \gamma},$$

где  $n_e$  — концентрация электронов в скин-слое (всюду используется релятивистская система единиц  $c = e = m = 1$ ),  $\gamma$  — релятивистский фактор,

$$\gamma = \sqrt{1 + (F^{in}/\omega)^2} > 1,$$

а  $F^{in}$  — амплитуда напряженности электрического поля внутри плазмы. Мы предполагаем, что  $\omega_p \gg \omega$  (это обычно выполняется при облучении твердых тел сверхсильными лазерными импульсами вследствие многократной ионизации атомов). Поскольку электрическое поле в скин-слое мало по сравнению с электрическим полем падающей волны, мы можем пользоваться нерелятивистским значением плазменной частоты ( $\gamma \approx 1$ ) вплоть до интенсивности падающего излучения порядка  $10^{21}$  Вт/см<sup>2</sup>.

Граничные условия на поверхности раздела вакуум–плотная плазма имеют хорошо известный вид:

$$F^{in} = \frac{2}{1 + \sqrt{\varepsilon}} F(t), \quad B^{in} = \frac{2\sqrt{\varepsilon}}{1 + \sqrt{\varepsilon}} F(t).$$

Здесь  $F(t)$  — амплитуда напряженности электрического поля электромагнитной волны в вакууме,  $\omega$  — ее частота,  $B^{in}$  — амплитуда напряженности магнитного поля внутри плазмы,

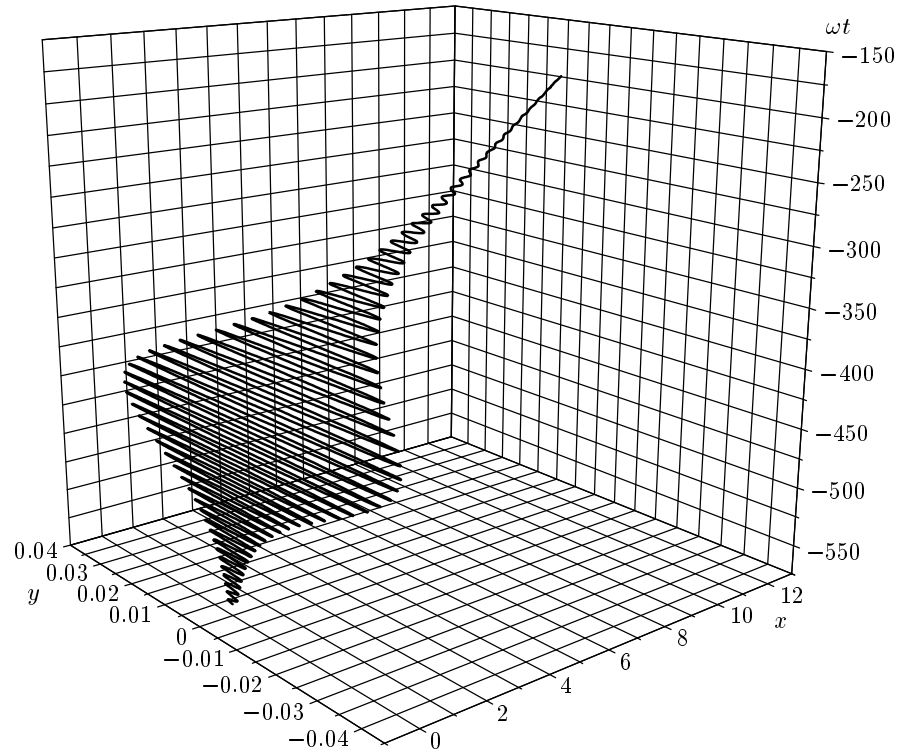
$$\varepsilon = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}$$

— диэлектрическая постоянная плотной плазмы ( $|\varepsilon| \gg 1$ ), созданная свободными электронами. Лазерный импульс включается и выключается адиабатически и аппроксимируется гауссовой огибающей

$$F(t) = F \exp(-t^2/\tau^2),$$

где  $\tau$  — длительность лазерного импульса и выполняется условие  $\omega\tau \gg 1$ .

Классические уравнения Ньютона для релятивистских импульсов  $p_x$  и  $p_y$  внутри скин-слоя ( $x > 0$ )



**Рис. 1.** Типичная двумерная траектория электрона в скин-слое вдоль направления электрического поля лазерной волны (ось  $y$ ) и вдоль направления распространения лазерной волны (ось  $x$ ) на переднем фронте лазерного импульса. Обе координаты электрона даны в единицах толщины скин-слоя в зависимости от фазы поля  $\omega t$

имеют вид (ось  $x$  направлена перпендикулярно поверхности мишени, ось  $y$  — вдоль вектора электрического поля линейно поляризованного лазерного импульса):

$$\frac{dp_x}{dt} = 2v_y F(t) \exp(-x/\delta) \sin(\omega t), \quad (1)$$

$$\frac{dp_y}{dt} = 2\frac{\omega}{\omega_p} F(t) \exp(-x/\delta) \cos(\omega t) - 2v_x F(t) \exp(-x/\delta) \sin(\omega t), \quad (2)$$

$\delta = 1/\omega_p$  — глубина скин-слоя,  $v_x$  и  $v_y$  — компоненты скорости электрона, т. е.

$$v_x = \frac{p_x}{\sqrt{1 + p_x^2 + p_y^2}}, \quad v_y = \frac{p_y}{\sqrt{1 + p_x^2 + p_y^2}}. \quad (3)$$

Значение  $x = 0$  соответствует поверхности мишени. Мы не рассматриваем движения электрона вдоль оси  $z$ . Результаты практически не зависят от начальной фазы лазерной волны, поскольку лазерный импульс включается адиабатически.

Как будет показано ниже, в скин-слое электрон имеет относительно высокую дрейфовую скорость

вдоль оси  $x$  и сравнимую с ней колебательную скорость вдоль оси  $y$ . Поэтому будет оправдано пренебрежение столкновениями электронов с атомными ионами. Уравнения (1)–(3) можно решать со следующими начальными условиями: в пределе  $t = -\infty$  электрон покоится в точке  $x = y = 0$ .

Сначала найдем решение в приближении слабого релятивизма для интервала времени  $t \in (-\infty, t_0)$ , где  $|t_0| \gg \tau$ . В указанных предположениях можно, для простоты, положить  $\exp(-x/\delta) \approx 1$ . Кроме того, можно пренебречь в уравнении (2) вторым слагаемым, отвечающим магнитной части силы Лоренца, по сравнению с первым, отвечающим электрической части. Теперь уравнение (2) можно приближенно проинтегрировать, вспоминая, что  $F(t)$  — более медленно меняющаяся функция по сравнению с величиной  $\cos(\omega t)$ . Итак,

$$v_y(t) \approx \frac{2}{\omega_p} F(t) \sin(\omega t). \quad (4)$$

Подставив этот результат в уравнение (1), находим

$$v_x \approx -\frac{F_0^2 \tau^2}{2\omega_p t} \exp\left(-\frac{2t^2}{\tau^2}\right). \quad (5)$$

Соотношение (5) представляет собой связь между конечной скоростью и искомым временем, в течение которого электрон находится в области поля (внутри скин-слоя). Оценим это время. Имеем

$$\delta = \int_{-\infty}^t v_x dt \stackrel{|t| \gg \tau}{\approx} \frac{F_0^2 \tau^2}{2\omega_p t} \frac{\tau^2}{4t} \exp\left(-\frac{2t^2}{\tau^2}\right). \quad (6)$$

Тогда, учитывая, что глубина скин-слоя  $\delta = 1/\omega_p$ , получим оценку

$$t \approx \tau \sqrt{\ln\left(\frac{F_0 \tau}{8}\right)}. \quad (7)$$

В случае, когда интенсивность падающего излучения  $I = 5 \cdot 10^{19}$  Вт/см<sup>2</sup>, амплитуда напряженности электрического поля имеет значение  $F_0 \approx 1.91 \cdot 10^{11}$  В/см. Длительность импульса  $\tau$  примем равной 83 фс. Для искомого времени находим  $|\omega t| \approx 412$ . Можно сделать вывод о том, что электрон вылетает из скин-слоя, имея ненулевой дрейфовый импульс вдоль оси  $x$ . Основная причина этого состоит в том, что электрическая и магнитная составляющие поля в скин-слое сдвинуты по фазе друг относительно друга на  $\pi/2$  (это имеет место, если  $\omega_p > \omega$ ).

Движение электрона определяется двумя безразмерными параметрами  $f = 2F/\omega$  и  $\omega_p/\omega$ . Выберем характерные значения этих параметров: энергия фотона  $\hbar\omega = 1.5$  эВ, отношение частот  $\omega_p/\omega = 7$ ,  $f = 10$  для амплитудного значения интенсивности  $5 \cdot 10^{19}$  Вт/см<sup>2</sup>.

Результаты численного расчета для указанных параметров приведены в нашей работе [6]. На рис. 1 приведена двумерная траектория движения электрона. Аналитически это решение можно аппроксимировать следующим образом:

$$\begin{aligned} p_x(t) &= \frac{a_1}{1 + \exp(-a_2(\omega t - a_3))}, \\ p_y(t) &= a_4 \exp\left(-\left(\frac{\omega t - a_5}{a_6}\right)^2\right) \sin(\omega t). \end{aligned} \quad (8)$$

Параметры имеют следующие числовые значения:

$$\begin{aligned} a_1 &= 0.0068, & a_2 &= 0.0538, & a_3 &= -422.640, \\ a_4 &= 0.00486, & a_5 &= -422.640, & a_6 &= 65.4. \end{aligned}$$

На рис. 2 для сравнения приведены результаты численного и аналитического расчетов. Расхождение объясняется двумя причинами. Во-первых, скорость частицы становится достаточно большой,

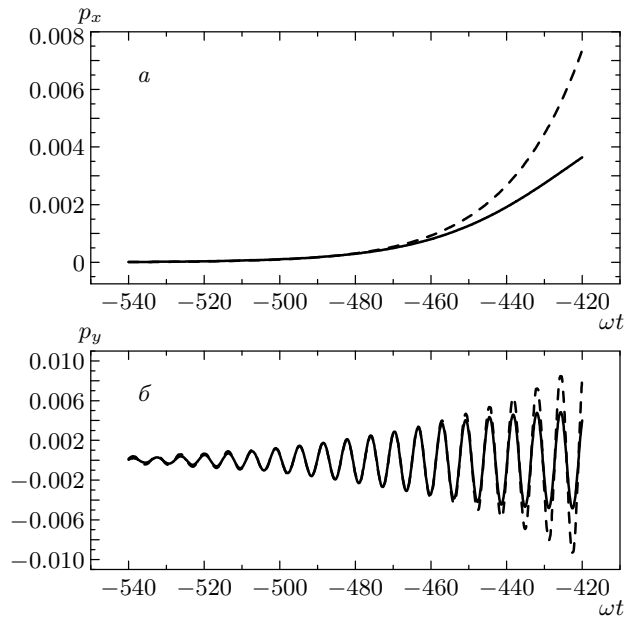


Рис. 2. Импульсы электрона вдоль направления электрического поля лазерной волны (ось  $y$ ) и вдоль направления распространения лазерной волны (ось  $x$ ) при его движении в скин-слое, показанном на рис. 1. Значения импульсов приведены в единицах  $mc$  (сплошные кривые — численный расчет, штриховые кривые — теория)

и нельзя использовать слабое релятивистское приближение, во-вторых, частица проникает в невозмущенную область плазмы за скин-слоем, поэтому нельзя пренебрегать множителем  $\exp(-x/\delta)$  в уравнениях (1), (2).

Подчеркнем, что в случае разреженной плазмы (или вакуума) дрейф электрона вдоль направления распространения фемтосекундного лазерного импульса определяется исключительно огибающей лазерного импульса. Релятивистское движение электрона по траектории, похожей на цифру 8, становится незамкнутым из-за возрастания или убывания амплитуды волны в течение лазерного импульса. В отличие от этого, дрейф электрона в плотной плазме не связан непосредственно с огибающей лазерного импульса.

### 3. ПРОВОДИМОСТЬ СРЕДЫ НА ЧАСТОТЕ ГАРМОНИК

При столкновении электрона с атомарным ионом, имеющим заряд  $Z$ , транспортное сечение упругого релятивистского рассеяния на малые углы

определяется формулой Мотта [9] (в релятивистских единицах)

$$\sigma_M = \frac{4\pi Z^2 \Lambda}{p^2(t)v^2(t)}. \quad (9)$$

Здесь  $\Lambda$  — кулоновский логарифм,  $p(t)$ ,  $v(t)$  — импульс и скорость электрона. Кулоновский логарифм в пределе больших скоростей является квантовым [10].

Частота упругих электрон-ионных столкновений равна

$$\nu_{ei} = \sigma_M N_i v = \frac{4\pi Z^2 N_i \Lambda}{p^2(t)v(t)}. \quad (10)$$

Здесь  $N_i$  — концентрация атомарных ионов. Умножая (10) на вектор скорости электрона  $\mathbf{v}$ , на концентрацию электронов  $N_e$  и на интервал времени  $dt$ , получим плотность электрического тока электронов [11–13]:

$$dj = -N_e \mathbf{v} \nu_{ei} dt. \quad (11)$$

Она имеет компоненты вдоль осей  $x$  и  $y$ . Отметим, что это соотношение справедливо и в релятивистском случае (так называемая формула Паули [14]).

Компонента тока (11) вдоль оси  $x$  приводит к продольному электрическому полю, отсутствующему вне области плазмы [13]. Поэтому в дальнейшем мы сосредоточим наше внимание на компоненте плотности электрического тока только вдоль оси  $y$ . Подставляя в (11) полученные выше выражения для полной скорости и импульса электрона, находим

$$dj_y = -AF f(t) dt. \quad (12)$$

Здесь введено обозначение

$$A = \frac{4\pi Z^2 N_e N_i \Lambda}{F} \quad (13)$$

и определена функция

$$f(t) = \frac{p_y(t)}{(p_x^2(t) + p_y^2(t))^{3/2}}. \quad (14)$$

Интегрируя (12) и разлагая функцию  $f(t)$  в ряд Фурье, получаем компоненту электрического тока вдоль оси  $y$ :

$$j_y = -AF a_0 \omega t - AF \sum_{k=1}^{\infty} \left( \frac{a_k}{k} \sin(k\omega t) - \frac{b_k}{k} \cos(k\omega t) \right),$$

$$\omega t \in [s\pi, s\pi + 2\pi], \quad s \in \mathbb{Z}, \quad k = 1, 2, \dots$$

Здесь  $a_0$ ,  $a_k$ ,  $b_k$  — коэффициенты Фурье-разложения. Отсюда находим выражение для тензора проводимости

$$\sigma_y^{(n)} = -A \frac{\sqrt{a_n^2 + b_n^2}}{n} \sin\left(n\omega t - \arctg\left(\frac{b_n}{a_n}\right)\right). \quad (15)$$

Функция (14) не является периодической, поэтому необходимо исследовать разложение (15) при различных значениях фазы  $\pi s$ . На рис. 3 приведены четыре графика значений относительных амплитуд тензора проводимости гармоник в разные моменты времени на переднем фронте лазерного импульса. Относительная величина гармоник падает при увеличении времени в процессе нарастания лазерного импульса. Это объясняется выходом электрона из области скин-слоя в невозмущенную область вещества. Эффективность генерации четных гармоник существенно ниже, чем нечетных гармоник.

#### 4. ИНТЕНСИВНОСТЬ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ГАРМОНИК

Поступая так же, как и в работе [3], получим уравнение для напряженности электрического поля на частоте  $n$ -й гармоники:

$$-\frac{\partial^2 F_y^{(n)}}{\partial t^2} + c^2 \frac{\partial^2 F_y^{(n)}}{\partial x^2} - 4\pi N_e F_y^{(n)} = AF\omega c \sqrt{a_n^2 + b_n^2} \cos\left(n\omega t - \arctg\frac{b_n}{a_n}\right). \quad (16)$$

Решение этого уравнения имеет простой вид

$$F_y^{(n)} = \frac{AFc\sqrt{a_n^2 + b_n^2}}{\omega\left(n^2 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right)} \cos\left(n\omega t - \arctg\frac{b_n}{a_n}\right), \quad (17)$$

где  $\omega_p = \sqrt{4\pi N_e}$ . Для отношения интенсивности гармоники к интенсивности внешнего электромагнитного поля из (17) получим аналитическую зависимость

$$\eta^{(n)} = \frac{|F_y^{(n)}|^2}{|F \cos(\omega t)|^2} = \left| \frac{4\pi Z^2 N_e N_i \Lambda c \sqrt{a_n^2 + b_n^2}}{F\omega(n^2 - \omega_p^2/\omega^2)} \right|^2. \quad (18)$$

Отметим, что относительная эффективность генерации гармоник (18) убывает как с ростом номера гармоники, так и с увеличением интенсивности внешнего поля. Как мы видели выше, эффективность уменьшается также с течением времени (уменьшаются коэффициенты  $a_n$  и  $b_n$ ).

#### 5. РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА В ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЕ

Для радиуса электронного пучка возьмем типичное значение  $r = 5 \sim 10$  мкм, а для концентрации

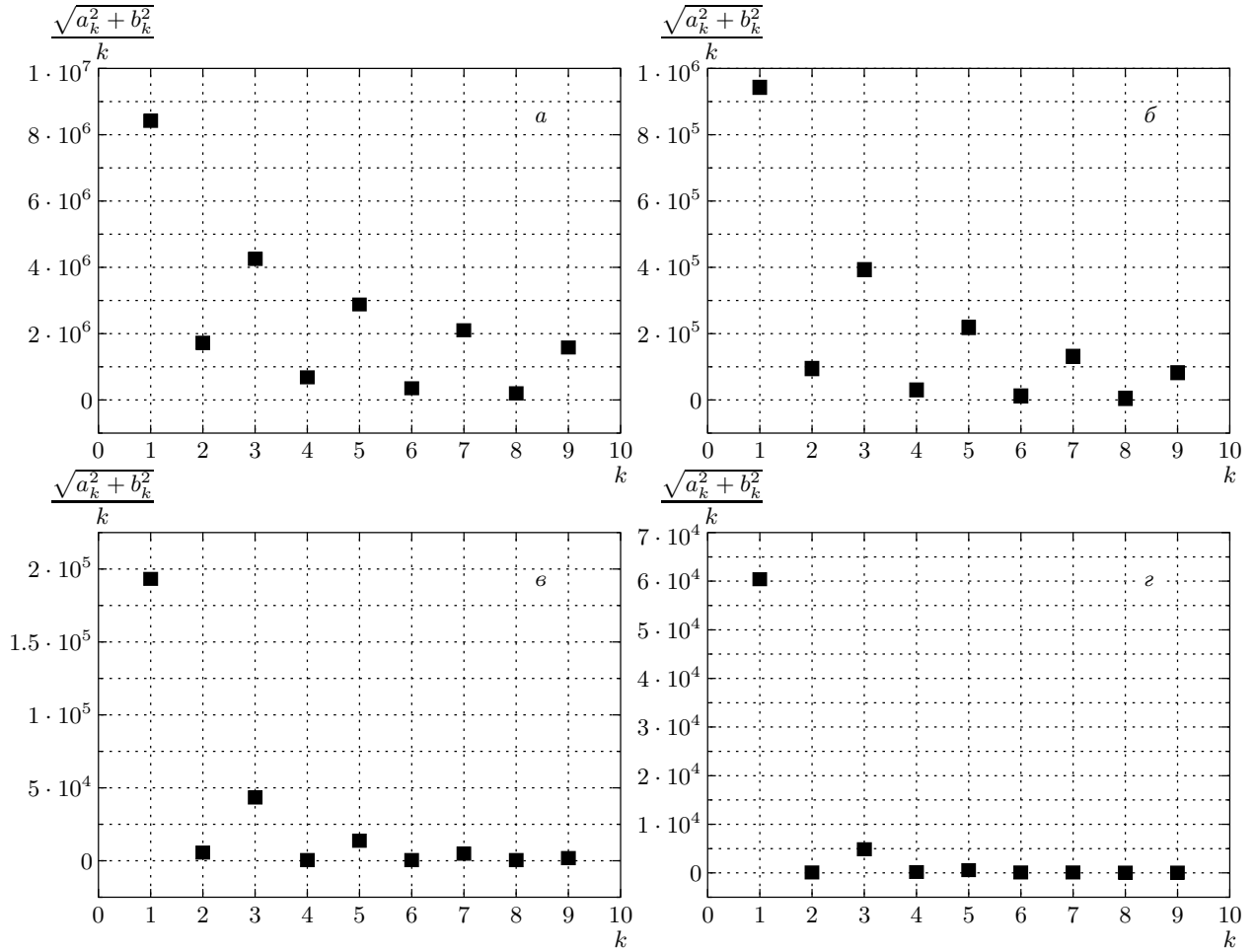


Рис. 3. Относительные амплитуды тензора проводимости гармоник в момент времени, характеризуемый фазой  $\omega t$  на переднем фронте лазерного импульса, как функции номера гармоники  $k$ ;  $\omega t = -160\pi$  (а),  $-150\pi$  (б),  $-140\pi$  (е),  $-130\pi$  (з)

свободных электронов  $n_e = 5 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ . Как известно, выражение для магнитного давления записывается в виде

$$p_M = \frac{H^2}{8\pi}.$$

Азимутальное магнитное поле на расстоянии  $r$  от оси шнура дается выражением

$$H_\phi = \frac{2J(r)}{cr}.$$

Для оценок рассмотрим предельный случай идеального газа с уравнением состояния  $p = n_e k_B T$ . Оценим температуру, при которой  $z$ -пинч находится в равновесии,

$$J \sim n_e e i \pi r^2,$$

откуда

$$H_\phi = \frac{2n_e e i \pi r}{c}.$$

Численное значение  $H_\phi \approx 7500 \text{ Тл}$ . Имеем

$$\frac{H_\phi^2}{8\pi} = n_e k_B T,$$

откуда

$$T = \frac{1}{n_e k_B} \frac{H_\phi^2}{8\pi} \approx 2.8 \cdot 10^3 \text{ эВ}.$$

Теперь оценим температуру, исходя из значения средней энергии газа. Для температуры, приходящейся на дрейфовое движение вдоль оси  $x$ , получаем оценку

$$T = \frac{m_e u^2}{k_B} \approx 0.51 \text{ эВ},$$

а для температуры, приходящейся на колебательное движение («quiver motion») вдоль оси  $y$ , имеем

$$T = \frac{m_e v_{quiver}^2}{k_B}.$$

Естественной оценкой для колебательного импульса было бы следующее выражение:

$$p_F \equiv p_{quiver} = eF/\omega.$$

Однако из-за слабости электрического поля внутри скин-слоя такая оценка будет существенно завышенной. Будем пользоваться характерным значением этого импульса, полученным в численном эксперименте. Имеем

$$T = 12.8 \text{ эВ}.$$

Сравнивая температуры, отвечающие поступательному и колебательному движениям электрона, с температурой, при которой  $z$ -пинч находится в равновесии, можно, казалось бы, сделать вывод, что пучок должен сжиматься. Но немаловажным является требование квазинейтральности плазмы, в случае невыполнения которого электроны разлетятся под действием кулоновских сил. Оценим скорость движения атомарных ионов. Имеем

$$\frac{v_e}{v_i} \sim \sqrt{\frac{M}{m_e}},$$

откуда

$$v_i \sim v_e \sqrt{\frac{m_e}{M}}.$$

Видно, что в общем случае скорость ионов примерно на два порядка меньше скорости электронов. В случае реализации режима амбиполярной диффузии оба типа заряженных частиц будут двигаться с близкими скоростями (в предположении, что подвижность электронов много больше подвижности ионов). Оценим характерное время вылета ионов из скин-слоя:

$$\tau_i = \frac{\delta}{v_i} \approx \frac{c}{\omega_p v_e} \sqrt{\frac{M}{m_e}} \approx 6 \cdot 10^{-12} \text{ с}.$$

Это значение на два порядка больше соответствующего времени для электронов:

$$\tau_e = \frac{\delta}{v_e} \approx \frac{c}{\omega_p v_e} \approx 6 \cdot 10^{-14} \text{ с}.$$

Известно [15], что время установления режима квазинейтральности

$$\tau_0 \sim \frac{1}{4\pi^2 N_e K_e}. \quad (19)$$

Здесь  $K_e$  — подвижность электронов. Приняв для оценки значение  $K_e \sim 10^5 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$  (хотя оно

является завышенным), получаем  $\tau_0 \sim 10^{-7} \text{ с}$ . По-видимому, согласно такой оценке, сжатия пучка здесь не удастся наблюдать, а более быстрые электроны будут покидать область поля и, разлетаясь, терять энергию в столкновениях (вне области поля нет колебательной скорости и нельзя пренебречь столкновениями). Это происходит из-за относительно большого времени установления квазинейтральности и малости глубины скин-слоя.

Экспериментально пинчевание электронного пучка наблюдалось недавно [16] на установке «Вулкан» при интенсивности лазерного импульса  $5 \cdot 10^{19} \text{ Вт/см}^2$ , взаимодействующего с тонкими проволочками. Авторы этой работы обращают внимание на интересный эффект: наличие обратного тока электронов в холодной плазме, окружающей электронный пучок. Физическая причина этого явления состоит в следующем. Если электронный пучок распространяется в вакууме, то кольцевое магнитное поле медленно убывает обратно пропорционально расстоянию до оси пучка. Однако если вокруг электронного пучка имеется холодная плазма, то магнитное поле проникает только в небольшую область вне пучка (скин-слой). Возникающий обратный ток электронов в холодной плазме как раз обеспечивает такое поведение магнитного поля (аналогично правилу Ленца), дополнительно усложняя картину пинч-эффекта.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в работе получены следующие результаты. Как показали проведенные исследования, четные и нечетные гармоники излучаются во время движения электрона в скин-слое, созданном релятивистским лазерным импульсом, причем эффективность генерации четных гармоник ниже, чем нечетных. Генерация всех гармоник имеет место на переднем фронте лазерного импульса, убывая в процессе нарастания лазерного импульса, так как электроны покидают область скин-слоя. Эффективность генерации уменьшается с ростом номера гармоники. Стоит отметить, что эффективность генерации гармоник зависит также и от кратности ионизации атомарных ионов.

Динамику электронов в скин-слое можно рассматривать также, используя уравнения движения, усредненные по лазерному периоду [17]. При этом в правых частях этих уравнений возникают ponderomotive силы, обязанные зависимости функции Гамильтона от координат. В данном случае речь

идет о зависимости релятивистской кинетической энергии электрона от координаты  $x$  вдоль направления распространения лазерного пучка через амплитуду напряженности электрического поля  $F^{in}(x)$ , убывающую в скин-слое с увеличением координаты  $x$ . Эта зависимость и является физической причиной дрейфа вдоль направления распространения лазерного пучка в скин-слое, рассмотренного выше (см. также [18]). Однако для описания гармоник, разумеется, следует использовать неусредненные по лазерному периоду уравнения движения.

В расчетах мы не учитывали уменьшение толщины скин-слоя из-за релятивистских эффектов (и соответствующее увеличение плазменной частоты) [17]. Релятивистский  $\gamma$ -фактор уменьшает плазменную частоту (см. Введение), в то время как релятивистская пондеромоторная сила увеличивает ее. В итоге плазменная частота увеличивается по сравнению с нерелятивистским значением [17]. Однако это увеличение определяется электрическим полем  $F^{in}$  в скин-слое, а не электрическим полем  $F$  в вакууме. При выполнении условия  $F^{in}/\omega c < 1$  этим эффектом можно пренебречь, хотя, конечно, для релятивистских лазерных импульсов  $F/\omega c \gg 1$ .

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты № 02-02-16678 и 04-02-16499) и ВРНЕ (проект МО-011-0).

## ЛИТЕРАТУРА

1. S. Banerjee, A. R. Valenzuela, R. C. Shah, A. Maksimchuk, and D. Umstadter, *Phys. Plasmas* **9**, 5 (2002).
2. V. P. Krainov, *Phys. Rev. E* **68**, 027401 (2003).
3. В. П. Крайнов, В. С. Растунков, *ЖЭТФ* **125**, 576 (2004).
4. S. V. Bulanov, T. Zh. Esirkepov, N. M. Naumova, and I. V. Sokolov, *Phys. Rev. E* **67**, 016405 (2003).
5. R. Ondarza-Rovira and T. J. M. Boyd, *Phys. Plasmas* **7**, 5 (2000).
6. V. S. Rastunkov and V. P. Krainov, *Phys. Rev. E* **69**, 037402 (2004).
7. K. Krushelnick et al., *Plasma Phys. Control. Fusion* **44**, B233 (2002).
8. Х. Хора, *Физика лазерной плазмы*, Энергоатомиздат, Москва (1986).
9. В. Б. Берестецкий, Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский, *Квантовая электродинамика*, Физматлит, Москва (2001).
10. В. П. Силин, *КЭ* **27**, 283 (1999).
11. В. П. Силин, *ЖЭТФ* **114**, 864 (1998).
12. В. П. Силин, *ЖЭТФ* **117**, 926 (2000).
13. В. П. Силин, *Краткие сообщ. по физике ФИАН* **8**, 32 (1998).
14. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Теория поля*, Физматлит, Москва (2001).
15. Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский, *Физическая кинетика*, Физматлит, Москва (2001).
16. F. N. Beg, E. L. Clark, M. S. Wei et al., *Phys. Rev. Lett.* **92**, 095001 (2004).
17. R. N. Sudan, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 3075 (1993).
18. N. E. Andreev, M. E. Veysman, V. P. Efremov, and V. E. Fortov, *High Temperature* **41**, 679 (2003).