

ВОЗБУЖДЕНИЕ ОСТАТОЧНОГО ТОКА В ПЛАЗМЕ, СОЗДАВАЕМОЙ ПРЕДЕЛЬНО КОРОТКИМ ЦИРКУЛЯРНО ПОЛЯРИЗОВАННЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ

Н.В. Введенский, А.А. Силаев

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия

E-mail: vved@appl.sci-nnov.ru

Исследовано явление возбуждения низкочастотного остаточного тока в плазме, создаваемой интенсивным предельно коротким лазерным импульсом, обладающим циркулярной поляризацией. Найдены зависимости эффективности возбуждения остаточного тока от длительности и пиковой интенсивности лазерного импульса. Разработана аналитическая модель и получены приближенные аналитические формулы, позволяющие определить зависимость величины плотности остаточного тока от параметров лазерного импульса и потенциала ионизации атомов газа.

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время уделяется достаточно большое внимание исследованиям явления возбуждения остаточного тока в плазме, создаваемой предельно короткими (содержащими малое число периодов оптического поля) лазерными импульсами [1-4]. Интерес к этому явлению обусловлен проблемой эффективного преобразования интенсивных лазерных импульсов в более низкочастотное излучение, в частности, в излучение терагерцового диапазона [1-5], остающегося в настоящее время достаточно труднодоступным и освоение которого – весьма актуальная задача. Остаточная плотность тока является начальным толчком к поляризации созданной плазмы и возбуждению в ней излучающих колебаний, частоты которых определяются, в общем случае, плотностью и геометрическими размерами плазмы, частотой столкновений электронов с тяжелыми частицами и в широкой области параметров лазерных импульсов и давлений ионизируемого газа лежат в терагерцовом диапазоне частот.

В настоящей работе приводятся результаты исследований генерации остаточной плотности тока в плазме, создаваемой циркулярно поляризованными предельно короткими лазерными импульсами. На основе квантово-механических и полуклассических подходов рассчитываются зависимости остаточной плотности тока от длительности и пиковой интенсивности лазерного импульса. На основе полуклассического подхода разрабатывается аналитическая модель и выводятся приближенные аналитические формулы, позволяющие рассчитать зависимости остаточной плотности тока от интенсивности, длительности и длины волны лазерного импульса, а также от потенциала ионизации атомов газа, с которым взаимодействует лазерный импульс.

2. КВАНТОВО-МЕХАНИЧЕСКИЕ И ПОЛУКЛАССИЧЕСКИЕ РАСЧЁТЫ ОСТАТОЧНОЙ ПЛОТНОСТИ ТОКА

2.1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Пусть электрическое поле лазерного импульса $\mathbf{E}(t)$, действующее на атом, имеет циркулярную

поляризацию в плоскости декартовых координат x и y и зависит от времени t следующим образом:

$$\mathbf{E}(t) = \frac{E_0}{\omega_L} \frac{\partial \mathbf{a}(t)}{\partial t}, \quad (1)$$

$$\mathbf{a}(t) = (\mathbf{x}_0 \sin(\omega_L t) + \mathbf{y}_0 \cos(\omega_L t)) \exp\left(-\frac{t^2}{\tau^2}\right),$$

где ω_L – центральная частота; $\tau = \tau_p / \sqrt{2 \ln 2}$; τ_p – полная длительность импульса по уровню интенсивности $1/2$; E_0 – максимум огибающей. Задание электрического поля в форме (1) обеспечивает равенство нулю нулевой гармоники в фурье-спектре $\mathbf{E}(t)$. Будем рассматривать сравнительно низкие значения пиковой интенсивности лазерного импульса $I = cE_0^2 / 4\pi \sim 10^{13} \dots 10^{16} \text{ \AA} \cdot \text{д} / \text{н}^2$ (c – скорость света) при длине волны $\lambda_L = 2\pi c / \omega_L \sim 1 \text{ мкм}$, что позволяет пренебречь влиянием магнитного поля на движение электрона [6]. Будем предполагать также, что образующаяся плазма слабо влияет на лазерное поле, которое предполагается заданным в форме (1).

2.2. КВАНТОВО-МЕХАНИЧЕСКИЙ ПОДХОД

Квантово-механический подход к расчету остаточной плотности тока основывается на решении трёхмерного нестационарного уравнения Шредингера для электронной волновой функции $\psi(\mathbf{r}, t)$, где \mathbf{r} – радиус-вектор с началом в точке нахождения родительского иона. При рассматриваемых значениях интенсивности и длины волны лазерного импульса справедливо так называемое дипольное приближение [6], в котором нестационарное уравнение Шредингера имеет вид:

$$i\hbar \frac{\partial \psi(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = \left[-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V(r) - e\mathbf{r}\mathbf{E}(t) \right] \psi(\mathbf{r}, t), \quad (2)$$

где \hbar – постоянная Планка; e и m – заряд и масса электрона соответственно; $V(r)$ – потенциальная энергия электрона в поле родительского иона. Для случая атома водорода $V(r) = -e^2 / r$. Начальное условие соответствует основному состоянию элек-

трона в атоме $\psi(\mathbf{r}, t = -\infty) = \psi_0(r)$. Граничные условия соответствуют спадаанию волновой функции до нуля на бесконечности $\psi|_{r \rightarrow \infty} = 0$.

По мере нарастания амплитуды электрического поля электрон переходит в возбуждённые состояния атома, а также в состояния континуума. В создаваемой плазме возбуждается электрический ток, плотность которого

$$\mathbf{j}(t) = \frac{eN_g}{m} \left(- \int_{-\infty}^t \langle \psi | \nabla V | \psi \rangle dt' + e \int_{-\infty}^t \mathbf{E}(t) dt' \right), \quad (3)$$

где N_g – плотность атомов газа до начала процесса ионизации. После прохождения лазерного импульса плотность тока $\mathbf{j}(t)$ является суперпозицией постоянной остаточной плотности тока \mathbf{j}_{RCD} свободных электронов и быстро осциллирующей плотности тока $\mathbf{j}_b(t)$ электронов, находящихся в связанных состояниях [3,4]. При низкой степени ионизации вклад электронов, находящихся в связанных состояниях, в суммарную плотность тока может быть существенным. Частота осцилляций $\mathbf{j}_b(t)$ определяется энергиями переходов между наиболее населенными связанными состояниями атома. Плотность тока $\mathbf{j}_b(t)$ находится с помощью метода, описанного в работах [3,4]. Величина остаточной плотности тока свободных электронов \mathbf{j}_{RCD} вычисляется как разность полной плотности тока $\mathbf{j}(t)$ и плотности тока $\mathbf{j}_b(t)$:

$$\mathbf{j}_{\text{RCD}} = \mathbf{j}(t) - \mathbf{j}_b(t). \quad (4)$$

Численное решение уравнения (2) проводится методом спектрального расщепления с использованием быстрого преобразования Фурье [7]. Расстояние между узлами вычислительной сетки задаётся $\Delta x = \Delta y = \Delta z = 0.3r_B$, общее число узлов по осям x и y – $N_x = N_y = 256$, по оси z общее число узлов $N_z = 128$. Интегрирование по времени проводится в интервале $-4\tau_p < t < 4\tau_p$ с шагом $\Delta t = 0.025t_a$, где $t_a = \hbar^3 / me^4 \approx 2.42 \cdot 10^{-17}$ с есть атомная единица времени. На краях вычислительной сетки применяется поглощение волновой функции [3,4].

2.3. ПОЛУКЛАССИЧЕСКИЙ ПОДХОД

Полуклассический подход к расчету остаточной плотности тока свободных электронов основан на следующих предположениях: (а) электрон переходит из основного состояния атома в состояние континуума за время, много меньше времени характерного изменения напряженности электрического поля, (б) в момент отрыва от иона электрон имеет нулевую скорость (или распределение электронов по скоростям изотропно), (в) движение свободного электрона под действием электрического поля лазерного импульса происходит по классическому закону, причем влиянием поля родительского иона пренебрегается. Поскольку в полуклассическом подходе не учитываются переходы электрона в воз-

буждённые состояния, полная плотность тока совпадает с плотностью тока свободных электронов. Величина остаточной плотности тока \mathbf{j}_{RCD} находится из решения классического уравнения для плотности тока электронов в плазме с переменным числом частиц:

$$\mathbf{j}_{\text{RCD}} = \frac{e^2}{m} \int_{-\infty}^{\infty} N(t) \mathbf{E}(t) dt, \quad (5)$$

где

$$N(t) = N_g \left\{ 1 - \exp \left[- \int_{-\infty}^t w(|\mathbf{E}(t')|) dt' \right] \right\} \quad (6)$$

– концентрация свободных электронов. В формуле (6) w есть вероятность ионизации атома в единицу времени в статическом электрическом поле [8,9], совпадающем с мгновенным значением поля $\mathbf{E}(t)$. Используем следующую формулу, с высокой точностью аппроксимирующую величину w для атома водорода [2,4]:

$$w = \begin{cases} 4.13 \frac{\Omega_a}{E'} \exp \left(- \frac{2}{3E'} - 12E' \right), & E' < 0.14, \\ 2.4 \Omega_a E'^2, & 0.14 \leq E' \leq 0.5, \end{cases} \quad (7)$$

где $E' = |\mathbf{E}| / E_a$, $E_a = m^2 e^5 / \hbar^4 = 5.14 \cdot 10^9 \text{ \AA} / \text{нм}$ – атомная напряженность поля; $\Omega_a = m e^4 / \hbar^3 = 4.13 \cdot 10^{16} \text{ с}^{-1}$ – атомная частота.

2.4. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННЫХ РАСЧЕТОВ

Далее представлены результаты квантово-механических и полуклассических расчетов остаточной плотности тока при различных значениях интенсивности и длительности циркулярно поляризованного лазерного импульса с длиной волны $\lambda_L = 800 \text{ нм}$. В качестве нормировки для \mathbf{j}_{RCD} используется максимально возможное значение осцилляторной плотности тока $J_{\text{osc}} = eN_g V_{\text{osc}} = \sqrt{2} e^2 N_g E_0 / m \omega_L$, где V_{osc} – осцилляторная скорость. Полученная таким образом нормированная плотность тока $\mathbf{j}_{\text{norm}} = \mathbf{j}_{\text{RCD}} / J_{\text{osc}}$ не зависит от начальной плотности атомов N_g и является безразмерным фактором, квадрат которого характеризует эффективность преобразования энергии лазерного импульса в энергию, запасённую в остаточном токе в плазме [1,3,4].

На Рис.1 показаны зависимости модуля нормированной остаточной плотности тока $J_{\text{norm}} = |\mathbf{j}_{\text{norm}}|$ от интенсивности I лазерного импульса при двух значениях длительности: $\tau_p = 2.67 \text{ фс}$ и $\tau_p = 5.34 \text{ фс}$, соответствующих количеству периодов поля в лазерном импульсе $K = \omega_L \tau_p / 2\pi = 1$ и $K = 2$ соответственно. Как видно из Рис.1, при низких пиковых интенсивностях $I \leq 5 \cdot 10^{14} \text{ \AA} \delta / \text{нм}^2$ J_{norm} является быстро растущей функцией интенсивности.

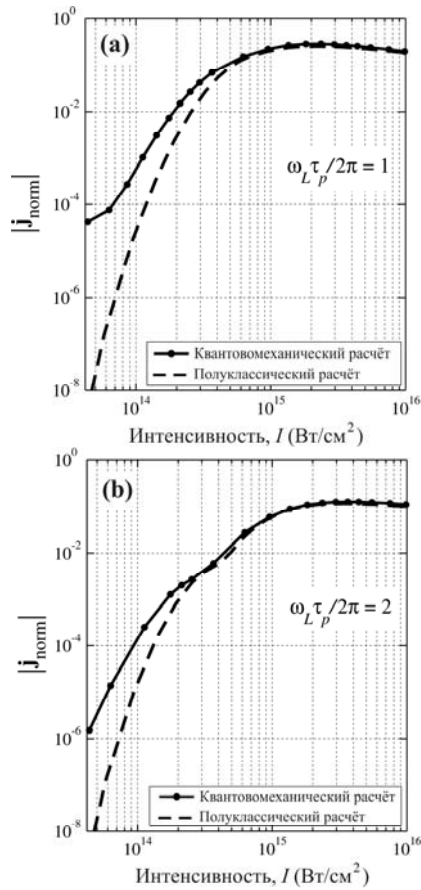


Рис.1. Квантово-механические и полуклассические расчёты зависимости модуля нормированной остаточной плотности тока $\mathbf{j}_{\text{norm}} = \mathbf{j}_{\text{RCD}} / j_{\text{osc}}$ от интенсивности $I = cE_0^2 / 4\pi$ циркулярно поляризованного лазерного импульса с длиной волны $\lambda_L = 800$ нм и длительностью τ_p , соответствующей количеству периодов поля в импульсе $K = \omega_L \tau_p / 2\pi = 1$ (a) и $K = 2$ (b)

Величина j_{norm} имеет максимум при некотором оптимальном значении интенсивности $I_{\text{opt}} \sim 10^{15}$ Вт/см², которое зависит от длительности импульса. При $I > I_{\text{opt}}$ j_{norm} плавно спадает (в логарифмическом масштабе) с увеличением I . Результаты полуклассических и квантово-механических расчётов совпадают с высокой точностью при оптимальном значении интенсивности и отличаются при низких интенсивностях $I \leq 10^{14}$ Вт/см², при которых параметр Келдыша [10] $\gamma = \sqrt{I_H / 2U_p} \geq 1$. (Здесь $I_H = 13.6$ эВ – потенциал ионизации атома водорода, $U_p = (eE_0)^2 / (4m\omega_L^2)$ – ponderomotorный потенциал). При таких значениях интенсивности использование полуклассической модели приводит к сильному занижению величины j_{norm} . Данное отличие связано с тем, что при увеличении параметра Келдыша до значений $\gamma \geq 1$ ионизация атома переходит из туннельного режима в многофотонный [10].

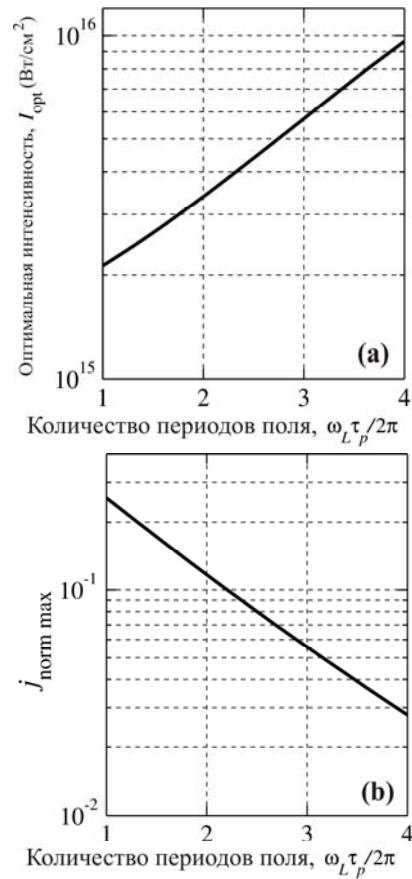


Рис.2. Зависимости оптимальной интенсивности I_{opt} и соответствующей ей максимальной нормированной плотности тока $j_{\text{norm max}} = j_{\text{norm}}(I_{\text{opt}})$ от количества периодов поля в лазерном импульсе $K = \omega_L \tau_p / 2\pi$ при центральной длине волны $\lambda_L = 800$ нм

На Рис.2 показаны зависимости оптимальной интенсивности I_{opt} и соответствующей ей максимальной нормированной плотности тока $j_{\text{norm max}} = j_{\text{norm}}(I_{\text{opt}})$ от количества периодов поля в лазерном импульсе $K = \omega_L \tau_p / 2\pi$. Как видно, оптимальная интенсивность есть экспоненциально возрастающая функция длительности лазерного импульса. Она равняется $I_{\text{opt}} \approx 2 \cdot 10^{15} \text{ \AA} \hat{\omega} / \hbar i^2$ для импульса с $K = 1$ и $I_{\text{opt}} \approx 10^{16}$ Вт/см² для импульса с $K = 4$. Максимальная нормированная плотность тока – это экспоненциально убывающая функция длительности. Она равняется $j_{\text{norm max}} \approx 0.25$ для импульса с $K = 1$ и $j_{\text{norm max}} \approx 0.03$ для $K = 3$. Заметим, что в случае линейно поляризованного предельно короткого лазерного импульса, рассмотренного в работах [3,4], величина оптимальной нормированной плотности тока меньше, чем в случае циркулярно поляризованных импульсов, и равна $j_{\text{norm max}} \approx 0.2$ для импульса с $K = 1$ и $j_{\text{norm max}} \approx 0.015$ для $K = 3$.

3. АНАЛИТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Получим приближенное аналитическое выражение для остаточной плотности тока, даваемой выражениями (5) и (6). Будем предполагать, что электрическое поле лазерного импульса зависит от времени как

$$\mathbf{E}(t) = E_0(\mathbf{x}_0 \sin(\omega_L t) + \mathbf{y}_0 \cos(\omega_L t))H(t/\tau_p), \quad (8)$$

где $H(t/\tau_p)$ – некоторая плавная функция, которая описывает огибающую лазерного импульса. Эта функция удовлетворяет следующим условиям: она имеет единственный максимум при $t = 0$, $H(0) = 1$,

$H(1) = H(-1) = 1/\sqrt{2}$ и $H(+\infty) = H(-\infty) = 0$. Введём для удобства комплексную нормированную плотность тока j_c , определённую следующим образом:

$$j_c = (j_{\text{RCDx}} + ij_{\text{RCDy}}) / j_{\text{osc}}, \quad (9)$$

где i – мнимая единица; j_{RCDx} и j_{RCDy} – проекции \mathbf{j}_{RCD} на оси x и y . Заметим, что модуль величины j_c совпадает с модулем нормированной плотности тока $|j_c| = |\mathbf{j}_{\text{norm}}|$. Сделаем замену $\tilde{t} = t/\tau_p$ и $\eta = \omega_L \tau_p$, где \tilde{t} – безразмерное время; η – безразмерная длительность импульса. Введём функцию

$$f(\tilde{t}) = i\tilde{t} - \frac{1}{\omega_L} \int_{-\infty}^{\tilde{t}} w(|E_0 H(t')|) dt'. \quad (10)$$

Используя (5), (6) и (8)-(10), получаем следующее выражение для j_c :

$$j_c = \frac{\eta}{\sqrt{2}} \left(- \int_{-\infty}^{\infty} e^{\eta f(\tilde{t})} H(\tilde{t}) d\tilde{t} + \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\eta \tilde{t}} H(\tilde{t}) d\tilde{t} \right) = \frac{\eta}{\sqrt{2}} (-I_1(\eta) + I_2(\eta)). \quad (11)$$

Сделаем асимптотическую оценку для интеграла $I_1(\eta)$ при $\eta \gg 1$. Введём комплексную переменную ξ , такую, что $\text{Re } \xi = \tilde{t}$. Введём функции $f(\xi)$ и $H(\xi)$, являющиеся аналитическим продолжением функций $f(\tilde{t})$ и $H(\tilde{t})$ на плоскость комплексной переменной ξ . Предположим, что у функции $U(\xi) = \text{Re } f(\xi)$ в верхней полуплоскости переменной ξ имеются седловые точки ξ_k , где k – номер седловой точки. Заметим, что контур интегрирования в интеграле $I_1(\eta)$ проходит по оси $\text{Im } \xi = 0$. Деформируем контур интегрирования таким образом, чтобы новый контур C проходил через седловые точки ξ_k в направлении наибоыстрейшего изменения функции $U(\xi)$. При этом необходимо, чтобы все особые точки функции $H(\xi)$ лежали вне области комплексной плоскости, образованной новым и старым контурами. Предположим также, что точки ξ_k расположены на достаточно большом расстоянии друг от друга. Тогда, пользуясь методом перевала, получаем следующую асимптотическую оцен-

ку интеграла $I_1(\eta)$ при $\eta \gg 1$:

$$I_1(\eta) = \sqrt{\frac{2\pi}{\eta}} \sum_k e^{\eta f(\xi_k)} \left\{ \frac{H(\xi_k)}{\sqrt{|f''(\xi_k)|}} e^{i\varphi_{k,m}} + O(\eta^{-3/2}) \right\}. \quad (12)$$

В этой формуле $\varphi_{k,m} = (\pi - \arg f''(z_k)) / 2 + m_k \pi$, где m_k может принимать значения $m_k = 0, 1$ в зависимости от направления интегрирования вдоль контура C в точке ξ_k .

Рассмотрим теперь интеграл $I_2(\eta)$, стоящий в формуле (11). Фактически $I_2(\eta)$ есть фурье-преобразование от огибающей электрического поля $H(\tilde{t})$, которая является гладкой функцией. Следовательно, спектр функции $H(\tilde{t})$ спадает достаточно быстро. Далее в этой работе считается, что при $\eta \gg 1$ $I_2(\eta) \ll I_1(\eta)$. Таким образом, окончательное выражение для j_c при $\eta \gg 1$

$$j_c \approx -\sqrt{\pi\eta} \sum_k e^{\eta f(\xi_k)} \frac{H(\xi_k)}{\sqrt{|f''(\xi_k)|}} e^{i\varphi_{k,m}}. \quad (13)$$

Полученная формула справедлива, вообще говоря, для произвольной огибающей электрического поля $H(\tilde{t})$ и произвольной зависимости вероятности ионизации от напряжённости поля $w(|\mathbf{E}|)$. Однако далеко не для любых функций $H(\tilde{t})$ и $w(|\mathbf{E}|)$ удаётся получить аналитические выражения для $f(\tilde{t})$ и седловых точек ξ_k и, следовательно, для величины j_c . Далее приводим пример функций $H(\tilde{t})$ и $w(|\mathbf{E}|)$, которые способны довольно точно аппроксимировать огибающую электрического поля и вероятность ионизации атома в единицу времени, и для которых удаётся получить окончательную аналитическую формулу для комплексной нормированной плотности тока j_c .

Предположим, что огибающая электрического поля лазерного импульса задаётся функцией Лоренца:

$$H(\tilde{t}) = \frac{1}{1 + \chi \tilde{t}^2}, \quad (14)$$

где $\chi = 4(\sqrt{2} - 1)$, а вероятность ионизации атома в единицу времени – формулой

$$w(|\mathbf{E}|) = a \Omega_a \frac{E_a}{|\mathbf{E}|} \exp\left(-b \frac{E_a}{|\mathbf{E}|}\right), \quad (15)$$

где a и b – безразмерные коэффициенты, значения которых зависят от ионизируемого атома. При $a = 4(I_p / I_H)^{5/2}$ и $b = 2(I_p / I_H)^{3/2} / 3$, где I_p – потенциал ионизации атома, формула (15) совпадает с известной туннельной формулой для водородоподобных атомов [11]. Однако, как показывает сравнение с точными численными расчетами для атома водорода, туннельная формула обеспечивает количественную точность только при очень малых напряжённостях электрического поля $|\mathbf{E}| \ll 0.1 E_a$.

Поэтому, мы рассчитали коэффициенты a и b исходя из требования, чтобы $w(|\mathbf{E}|)$, даваемая формулой (15), совпадала с точной зависимостью, найденной численно из решения стационарного уравнения Шредингера [9] для атома водорода в широком диапазоне напряженностей электрического поля $|\mathbf{E}| \leq 0.3E_a$. Значения этих коэффициентов: $a = 0.35$ и $b = 0.55$ соответственно. Далее используем формулу (15) с найденными нами значениями коэффициентов a и b .

При задании функций $H(\tilde{t})$ и $w(|\mathbf{E}|)$ в виде (14) и (15)

$$f(\xi) = i\xi - \frac{1}{\omega_L} \int_{-\infty}^{\xi} w(E_0 H(\xi')) d\xi' =$$

$$= i\xi + c\xi e^{-b\chi \frac{E_a \xi^2}{E_0}} - d \left(\operatorname{erf} \left(\sqrt{b\chi \frac{E_a}{E_0}} \xi \right) + 1 \right), \quad (16)$$

где $c = (a/2b)(\Omega_a/\omega_L) \exp(-bE_a/E_0)$;

$$d = \frac{a\sqrt{\pi}}{4\sqrt{\chi}b^{3/2}} \frac{\Omega_a}{\omega_L} \sqrt{\frac{E_a}{E_0}} \left(2b + \frac{E_0}{E_a} \right) e^{-b\frac{E_a}{E_0}}.$$

Седловые точки функции $U(\xi) = \operatorname{Re} f(\xi)$

$$\xi_k = \frac{1}{\sqrt{\chi}} \sqrt{-1 - \frac{1}{b} \frac{E_0}{E_a} W \left(k, -i \frac{b \omega_L}{a \Omega_a} \right)}, \quad (17)$$

где $W(k, \xi)$ есть W -функция Ламберта [12], обладающая бесконечным числом ветвей k . Поскольку нам нужно, чтобы точки ξ_k находились в верхней полуплоскости комплексной переменной, необходимо выбрать правильную ветвь при вычислении квадратного корня в формуле (17).

Можно показать, что при не слишком высоких значениях пиковой напряженности E_0 вкладом в сумму (12) седловых точек с $k \neq 1$ можно пренебречь. Поскольку члены суммы содержат множитель $e^{\eta f(\xi_k)}$, при достаточно большом значении η доминирующий вклад обеспечивается наибольшим значением $\operatorname{Re} f(\xi_k)$. При анализе функции $f(\xi)$ установили, что при $E_0 \geq 0.05E_a$ $\operatorname{Re} f(\xi_{k=1}) > \operatorname{Re} f(\xi_{k \neq 1})$. Следовательно, для данных значений E_0 справедливо, что

$$|j_c| \approx \sqrt{\pi\eta} e^{\eta \operatorname{Re} f(\xi_1)} \frac{|H(\xi_1)|}{\sqrt{|f''(\xi_1)|}}, \quad (18)$$

где

$$f''(\xi_1) = \frac{2a\chi E_a}{E_0} \frac{\Omega_a}{\omega_L} \xi_1 \left(\frac{bE_a}{E_0} (1 + \chi \xi_1^2) - 1 \right) e^{-b\frac{E_a}{E_0}(1 + \chi \xi_1^2)}.$$

На Рис.3 показано сравнение результатов, даваемых аналитической формулой (18) с результатами численного решения уравнений (5) и (6), в которых вероятность ионизации и огибающая лазерного импульса задаётся таким же образом, как и в аналитической модели. На Рис.3,а показаны зависимости

$|j_{\text{norm}}| = |j_c|$ от количества периодов поля в лазерном импульсе $K = \eta/2\pi$ при максимуме огибающей $E_0 = 0.1E_a$ ($I = 7 \cdot 10^{14} \text{ \AA} \delta/\text{н}^2$) и длине волны $\lambda_L = 800 \text{ нм}$. Как видно, результаты аналитических и численных расчётов совпадают с высокой точностью для $K \geq 0.5$ и отличаются при меньших длительностях лазерных импульсов, когда значение параметра $\eta < 3$. На Рис.3,б показаны зависимости $|j_{\text{norm}}|$ от интенсивности I для импульса с числом периодов поля $K = 2$ и такой же длиной волны. Существенные отличия аналитических и численных результатов видны только при низких значениях интенсивности $I < 2 \cdot 10^{14} \text{ \AA} \delta/\text{н}^2$, когда становится важным вклад от седловых точек с $k \neq 1$ в сумму (13).

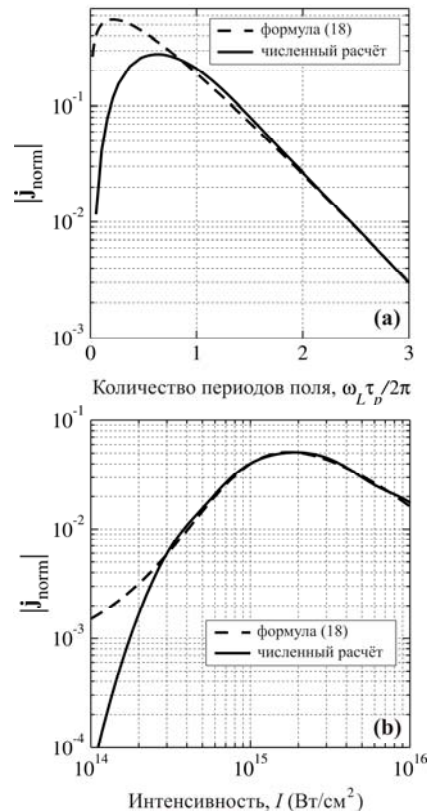


Рис.3. Сравнение результатов, даваемых аналитической формулой (18), с результатами численного решения уравнений (5) и (6) при $\lambda_L = 800 \text{ нм}$.

Огибающая электрического поля и вероятность ионизации атома водорода в единицу времени задаются формулами (14), (15).

Зависимости $|j_{\text{norm}}|$ от количества периодов поля в лазерном импульсе $K = \omega_L \tau_p / 2\pi$ для интенсивности $I = 7 \times 10^{14} \text{ Вт/см}^2$ (а);

зависимости $|j_{\text{norm}}|$ от интенсивности I при $K = 2$ (б)

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе исследовано возбуждение остаточного тока в плазме, создаваемой предельно коротким циркулярно поляризованным лазерным импульсом. Построена аналитическая модель рассмат-

риваемого явления и показано хорошее согласие даваемых ею результатов с результатами численных расчётов. Показано, что эффективность генерации остаточного тока в оптимальных условиях может достигать значений порядка 10% при использовании лазерных импульсов, содержащих менее двух периодов оптического поля.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, Совета по грантам Президента Российской Федерации, Фонда некоммерческих программ «Династия» и ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 годы.

ЛИТЕРАТУРА

1. V.B. Gildenburg and N.V. Vvedenskii. Optical-to-THz wave conversion via excitation of plasma oscillations in the tunneling-ionization process // *Phys. Rev. Lett.* 2007, v.98, p.245002-1-4.
2. H.-C. Wu, J. Meyer-ter-Vehn, and Z.-M. Sheng. Phase-sensitive terahertz emission from gas targets irradiated by few-cycle laser pulses // *New J. Phys.* 2008, v.10, p.043001-1-10.
3. A.A. Silaev and N.V. Vvedenskii. Residual-current excitation in plasmas produced by few-cycle laser pulses // *Phys. Rev. Lett.* 2009, v.102, p.115005-1-4.
4. A.A. Silaev and N.V. Vvedenskii. Quantum-mechanical approach for calculating the residual quasi-dc current in a plasma produced by a few-cycle laser pulse // *Phys. Scr.* 2009, v.T135, p.014024-1-5.
5. M. Krieb, T. Löffler, M.D. Thomson, et al. Determination of the carrier-envelope phase of few-cycle laser pulses with terahertz-emission spectroscopy // *Nature Phys.* 2006, v.2, p.327-331.
6. H.R. Reiss. Dipole-approximation magnetic fields in strong laser beams // *Phys. Rev. A.* 2000, v.63, p.013409-1-4.
7. M.D. Feit, J.A. Fleck, and A. Steiger. Solution of the Schrödinger equation by a spectral method // *J. Comput. Phys.* 1982, v.47, p.412-433.
8. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Теоретическая физика. Т. 3 «Квантовая механика (нерелятивистская теория)»*. М.: «Физматлит», 1989, 768с.
9. M.V. Ivanov. Complex rotation in two-dimensional mesh calculations for quantum systems in uniform electric fields // *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* 2001, v.34, p.2447-2473.
10. Л.В. Келдыш. Ионизация в поле сильной электромагнитной волны // *ЖЭТФ*. 1964, т.47, в.5 (11), с.1945-1956.
11. М.В. Аммосов, Н.Б. Делоне, В.П. Крайнов. Туннельная ионизация сложных атомов и атомарных ионов в переменном электромагнитном поле // *ЖЭТФ*. 1986, т.91, в.6 (12), с.2008-2013.
12. А.Е. Дубинов, И.Д. Дубинова, С.К. Сайков. *W-функция Ламберта и её применение в математических задачах физики*. Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2006, 160с.

Статья поступила в редакцию 14.06.2010 г.

EXCITATION OF RESIDUAL CURRENTS IN A PLASMA PRODUCED BY FEW-CYCLE CIRCULARLY POLARIZED LASER PULSE

N.V. Vvedenskii, A.A. Silaev

The phenomenon of low-frequency residual current excitation in a plasma produced by a few-cycle laser pulse is investigated. The dependences of the efficiency of residual-current excitation on the laser pulse duration and peak intensity are found. We develop an analytical model for the description of the considered phenomenon and derive closed-form analytic formulae which can be used to find the dependences of residual current density on the parameters of the laser pulse and the ionization potential of the gas atoms.

ПОРУШЕННЯ ЗАЛИШКОВОГО СТРУМУ В ПЛАЗМІ, ЯКА СТВОРЕНА ГРАНИЧНО КОРОТКИМ ЦИРКУЛЯРНО ПОЛЯРИЗОВАНИМ ЛАЗЕРНИМ ІМПУЛЬСОМ

Н.В. Введенський, А.А. Сілаєв

Досліджено явище збудження низькочастотного залишкового струму в плазмі, створюване інтенсивним гранично коротким лазерним імпульсом, що володіє циркулярною поляризацією. Знайдені залежності збудження ефективності остаточного струму від тривалості і пікової інтенсивності лазерного імпульсу. Розроблено аналітичну модель та отримано наближені аналітичні формули, що дозволили визначити залежність величини щільності залишкового струму від параметрів лазерного імпульсу і потенціалу іонізації атомів газу.