

УСКОРЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ И ГЕНЕРАЦИЯ КВАЗИПОСТОЯННОГО ТОКА В ПРОЦЕССЕ ИОНИЗАЦИИ ГАЗА ПРЕДЕЛЬНО КОРОТКИМ ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ

Н.В. Введенский, А.А. Силаев

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия

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

На основе полуклассических и квантовых моделей исследовано явление возбуждения квазипостоянного тока в плазме, создаваемой интенсивным предельно коротким лазерным импульсом. Найдены оптимальные условия для высокоэффективной реализации рассмотренного явления. Полученные результаты могут быть использованы для создания источников мощного терагерцового излучения и для решения задачи контроля абсолютной фазы в предельно коротких лазерных импульсах.

1. ВВЕДЕНИЕ

Возбуждение квазипостоянного тока (характерное время изменения которого много больше периода оптического поля) в плотной лазерной плазме привлекает в настоящее время большое внимание в связи с проблемой использования ее в качестве активной излучающей среды в схемах генерации терагерцового излучения [1-9]. Рассматриваются различные механизмы ускорения свободных электронов для создания высоких значений плотности квазипостоянного тока в плазме. В лазерных импульсах, содержащих много периодов оптического поля (длина волны ~ 1 мкм, длительность ~ 100 фс), с высокими значениями максимальной интенсивности ($\sim 10^{18} \dots 10^{19}$ Вт/см²) возбуждение происходит за счет действия нелинейной пондеромоторной силы [1, 2], в импульсах с умеренной максимальной интенсивностью ($\sim 10^{14} \dots 10^{16}$ Вт/см²) – за счет действия так называемых «ионизационных» механизмов, т.е. ускорения электронов в процессе создания самой плазмы некоторым внешним полем с частотой, отличной от частоты ионизирующего лазерного импульса. В качестве такого внешнего поля рассматривают статическое [3] или микроволновое [4] электрическое поле, наложенное на ионизируемую область пространства, или поле второй гармоники самого ионизирующего лазерного импульса при определенном сдвиге фаз между полем на основной и удвоенной частоте [5, 6].

Настоящая работа посвящена исследованию нового, недавно открытого экспериментально [7] и получившего теоретическое объяснение [8, 9], механизма возбуждения квазипостоянного тока в плазме, при котором ускорение электронов производится электрическим полем самого же ионизирующего предельно короткого лазерного импульса, содержащего всего несколько периодов оптического поля. Этот механизм, как и другие ионизационные механизмы возбуждения квазипостоянного тока в лазерной плазме, реализуется при умеренных значениях интенсивности лазерных импульсов ($\sim 10^{14} \dots 10^{16}$ Вт/см²), достаточных для ионизации газа. В процессе ионизации атомов газа освободившиеся

электроны ускоряются электрическим полем лазерного импульса, возникает зависящая от времени объемная плотность электронного тока, которая после прохождения лазерного импульса выходит в общем случае на ненулевое значение плотности остаточного (квазипостоянного) тока, являющегося начальным толчком к возбуждению собственных плазменных колебаний, излучающих в условиях достаточно плотной лазерной плазмы в терагерцовом диапазоне частот [7-9].

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Будем считать электрическое поле лазерного импульса зависящим только от времени t и направленным вдоль оси z с проекцией

$$E(t) = E_0 \cos(\omega_L t + \varphi) \exp\left(-2 \ln 2 (t^2 / \tau_p^2)\right). \quad (1)$$

Здесь E_0 – максимум огибающей, ω_L – несущая частота, τ_p – полная длительность импульса по уровню интенсивности 1/2 от максимальной, φ – абсолютная фаза (разность фаз между несущей и огибающей). Мы предполагаем, что максимальная плотность плазмы, возникающая при ионизации, много меньше критической плотности $N_{cL} = m\omega_L^2 / (4\pi e^2)$, а собственная частота колебаний поля в плазме, которую мы обозначим ω_{THz} (имея в виду, что она лежит в терагерцовом диапазоне частот), удовлетворяет неравенству $\omega_{THz} \tau_p \ll 1$. Указанные условия позволяют пренебречь на стадии возбуждения квазипостоянного тока поляризационным откликом плазмы как на вынужденной частоте ω_L , так и на собственной частоте ω_{THz} , поэтому всюду мы будем считать электрическое поле заданной функцией времени, определяемой выражением (1).

В настоящей работе плотность остаточного (квазипостоянного) тока впервые определялась на основе квантового подхода и уточненного, по сравнению с работами [8, 9], полуклассического подхода. Квантовый подход основан на численном решении в цилиндрической системе координат (ρ, θ, z) нестационарного уравнения Шредингера для волновой функции электрона $\psi(\mathbf{r}, t)$ в атоме

водорода, находящегося в заданном электрическом поле лазерного импульса

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = \left(-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 - \frac{e^2}{\sqrt{\rho^2 + z^2}} - eE(t)z \right) \psi, \quad (2)$$

в котором в качестве начального условия задавалась волновая функция основного состояния электрона в атоме водорода. Здесь \hbar – постоянная Планка, e и m – заряд и масса электрона. Поскольку начальное условие не зависит от полярного угла θ , то и решение уравнения (2) также не будет зависеть от θ : $\psi = \psi(\rho, z, t)$. Квантовый подход позволяет на основе решения уравнения (2) учитывать все этапы электронной динамики: ионизацию атома, движение электронного волнового пакета под действием электрического поля лазерного импульса и кулоновского поля ядра, а также рассеяние волнового пакета на ионе. Граничные условия задавались в следующем виде:

$$\left. \frac{\partial \psi}{\partial \rho} \right|_{\rho=0} = \psi|_{\rho, |z| \rightarrow \infty} = 0. \quad (3)$$

Найденная зависимость $\psi(\rho, z, t)$ позволяет найти распределение плотности потока вероятности во всем объеме:

$$\xi(\rho, z, t) = \frac{\hbar}{m} \operatorname{Re}(-i\psi^* \nabla \psi).$$

Плотность тока находится путем усреднения по объему V плотности потока вероятности, умноженной на заряд электрона и невозмущенную плотность газа N_g . В результате усреднения останется отличной от нуля только z -компонента плотности электронного тока

$$j_z(t) = eN_g \langle \xi_z(\rho, z, t) \rangle_V = 2\pi eN_g \int_{-\infty}^{\infty} dz \int_0^{\infty} \rho \xi_z(\rho, z, t) d\rho.$$

Остаточная плотность тока равна значению плотности тока при $t = \infty$

$$j_{t=\infty} = 2\pi eN_g \int_{-\infty}^{\infty} dz \int_0^{\infty} \rho \xi_z(\rho, z, t = \infty) d\rho.$$

Трехмерный квантовый расчет на основе уравнения (2) требует больших вычислительных ресурсов и занимает много времени даже на самых современных производительных компьютерах, поскольку задача определения плотности остаточного тока требует расчета всей пространственно-временной эволюции волнового пакета, в том числе и на далеких от ядра расстояниях. Поэтому для определения оптимальных условий генерации остаточного тока, наряду с трехмерными расчетами, нами численно решалось также одномерное нестационарное уравнение Шредингера:

$$i\hbar \frac{\partial \psi(z, t)}{\partial t} = \left(-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial z^2} + U(z) - eE(t)z \right) \psi(z, t), \quad (4)$$

с начальным условием в виде основного состояния электрона в потенциале $U(z)$ и граничными условиями $\psi \rightarrow 0$ при $z \rightarrow \pm\infty$. Модельный

потенциал $U(z)$, описывающий взаимодействие электрона с ядром, подбирался нами из условия совпадения скорости ионизации (временной эволюции числа частиц, оставшихся в основном состоянии атома водорода), рассчитанной на основе уравнений (2) и (4) в широком диапазоне значений длительности и интенсивности лазерных импульсов. Использование одномерных потенциалов, предложенных в работах [10,11] и получивших широкое распространение в связи с задачами генерации высоких гармоник лазерного излучения, приводит к сильному завышению скорости ионизации и к значительным погрешностям в определении плотности остаточного тока. Мы задавали модельный потенциал в следующем виде:

$$U(z) = -\frac{e^2}{(|z|^{1/2} + a^{1/2})^2}. \quad (5)$$

Выбор параметра a в виде $a = 0.362 r_0$, где $r_0 = \hbar^2 / me^2 = 5.3 \times 10^{-9}$ см – радиус Бора, обеспечивает совпадение энергии основного состояния в потенциале (5) с истинным значением в трехмерном кулоновском потенциале.

Полуклассический подход к определению остаточного тока основан на решении системы уравнений, включающей в себя уравнение для концентрации свободных электронов N и классическое уравнение для плотности тока j в плазме с переменным числом частиц

$$\begin{cases} \frac{\partial N}{\partial t} = (N_g - N)w(|E(t)|), \\ \frac{\partial j}{\partial t} = \frac{e^2 N(t)}{m} E(t). \end{cases} \quad (6)$$

Здесь вероятность ионизации в единицу времени $w(|E|)$ – заданная функция напряженности электрического поля. Величина плотности остаточного тока находится как решение уравнений (6) при $t = \infty$

$$j_{t=\infty} = \frac{e^2}{m} \int_{-\infty}^{+\infty} N(t)E(t)dt,$$

где

$$N(t) = N_g \left(1 - \exp \left(- \int_{-\infty}^t w(|E(t')|) dt' \right) \right).$$

Поскольку несущая частота лазерного импульса много меньше атомной единицы частоты, то зависимость вероятности ионизации в единицу времени от напряженности электрического поля может быть взята из решения задачи об ионизации атома водорода из основного состояния в статическом электрическом поле. В наших расчетах мы задавали функцию $w(|E|)$ двумя способами: с помощью часто используемой приближенной аналитической формулы для вероятности туннельной ионизации [12]:

$$w(|E|) = \frac{4\Omega_a E_a}{|E|} \exp \left(-\frac{2E_a}{3|E|} \right), \quad (7)$$

где $E_a = m^2 e^5 / \hbar^4 = 5.14 \times 10^9$ В/см и $\Omega_a = me^4 / \hbar^3 = 4.13 \times 10^{16}$ с⁻¹ – атомные единицы, соответственно, поля и частоты; на основе численной аппроксимации данных работы [13], полученных из численного решения уравнения Шредингера. Функция $w(|E|)$, построенная двумя указанными выше способами, показана на Рис.1. Как видим, при напряженности поля $|E| > 0.1 E_a$, туннельная формула (7) в несколько раз завышает вероятность ионизации по сравнению с точными значениями.

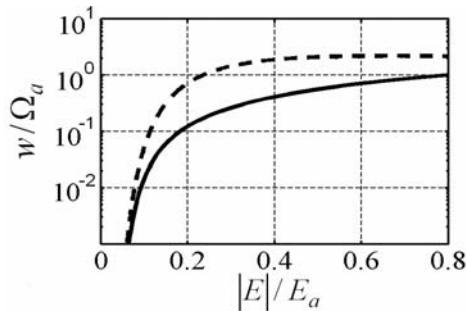


Рис.1. Зависимость вероятности (в единицу времени) ионизации $w(|E|)$ атома водорода (в основном состоянии) в статическом электрическом поле E . Сплошная линия – точные значения, взятые из [13], пунктир – туннельная формула (7)

Далее в работе мы вычисляем плотность остаточного тока как с помощью квантового, так и с помощью полуклассического подходов, нормируя в обоих случаях плотность тока на максимально возможную плотность осцилляционного тока j_{osc} в электрическом поле лазерного импульса:

$$j_{norm} = \frac{j_{t=\infty}}{j_{osc}}, \quad j_{osc} = eN_g V_{osc} = \frac{e^2 N_g E_0}{m\omega_L}.$$

Введенная таким образом нормированная плотность тока является функцией абсолютной фазы, длительности, максимума огибающей и несущей частоты лазерного импульса и, поскольку кинетическая энергия, запасенная в остаточном токе, пропорциональна квадрату его плотности, квадрат нормированной плотности тока характеризует эффективность преобразования энергии лазерного импульса в энергию квазипостоянного тока и в энергию порождаемого этим током терагерцового излучения.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННЫХ РАСЧЕТОВ

В результате проведенных численных расчетов нами было установлено, что в интересующей нас широкой области значений параметров лазерных импульсов результаты трехмерных и одномерных квантовых расчетов (с использованием предложенного нами одномерного потенциала, задаваемого формулой (5)) с высокой точностью совпадают. На Рис.2 построены полученные с помощью квантовых и полуклассических расчетов зависимости нормированной плотности тока от абсолютной фазы импульса $j_{norm}(\varphi) = -j_{norm}(\pi + \varphi)$ при длине

волны лазерного излучения $\lambda_L = 2\pi c / \omega_L = 800$ нм и различных значениях максимума огибающей и длительности лазерного импульса. Как видим, нормированная плотность тока является гладкой функцией, достигающей своего максимального (по модулю) значения при некоторой абсолютной фазе, которую мы далее будем называть оптимальной фазой и обозначать φ_{opt} , а соответствующее ей абсолютное значение нормированной плотности тока обозначим $j_{opt} = |j_{norm}(\varphi_{opt})|$.

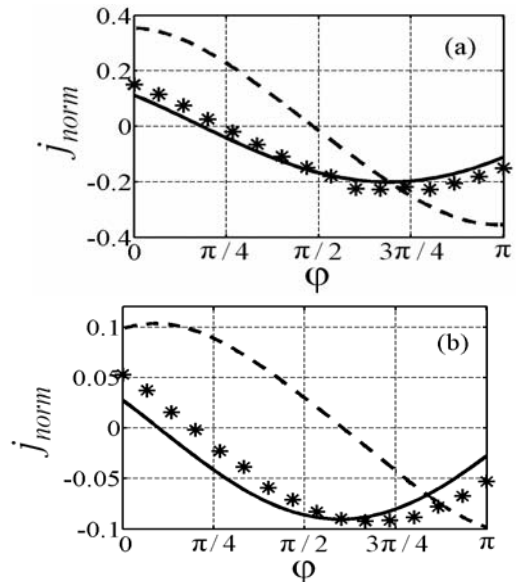


Рис.2. Зависимости нормированной плотности остаточного тока $j_{norm} = j_{t=\infty} / j_{osc}$ от абсолютной фазы импульса φ при длине волны $\lambda_L = 800$ нм и различных фиксированных значениях максимума огибающей E_0 и длительности τ_p : $E_0 = 0.14 E_a$, $\tau_p = 2.5$ фс (а); $E_0 = 0.5 E_a$, $\tau_p = 5$ фс (б).

Сплошные линии – полуклассические расчеты с точной зависимостью вероятности ионизации от напряженности поля, пунктир – полуклассические расчеты с использованием туннельной формулы (7), звездочки – квантовые расчеты

Заметим, что известная (либо из численных расчетов, либо измеренная экспериментально) зависимость остаточной плотности тока от абсолютной фазы (при фиксированных остальных параметрах) позволяет осуществлять ее контроль в предельно коротких лазерных импульсах путем измерения энергии или поля излучаемого плазмой терагерцового сигнала [7,9]. Зависимости $\varphi_{opt}(\tau_p)$ и $j_{opt}(\tau_p)$ при $\lambda_L = 800$ нм и двух фиксированных значениях максимума огибающей E_0 показаны на Рис.3. С увеличением длительности импульса τ_p величина максимально возможного остаточного тока снижается при $\omega_L \tau_p \gg 1$ – по экспоненциальному закону, при этом модуль показателя экспоненты прямо пропорционален параметру $\omega_L \tau_p$ (т.е. количеству оптических периодов в лазерном импульсе). Как следует из

Рис.2, 3 при выбранных нами значениях параметров результаты полуклассических расчетов, использующих точную зависимость вероятности ионизации от напряженности поля, хорошо согласуются с результатами квантовых расчетов. Использование туннельной формулы (7) приводит к

погрешностям в определении оптимальной абсолютной фазы φ_{opt} и завышению соответствующей ей величины j_{opt} .

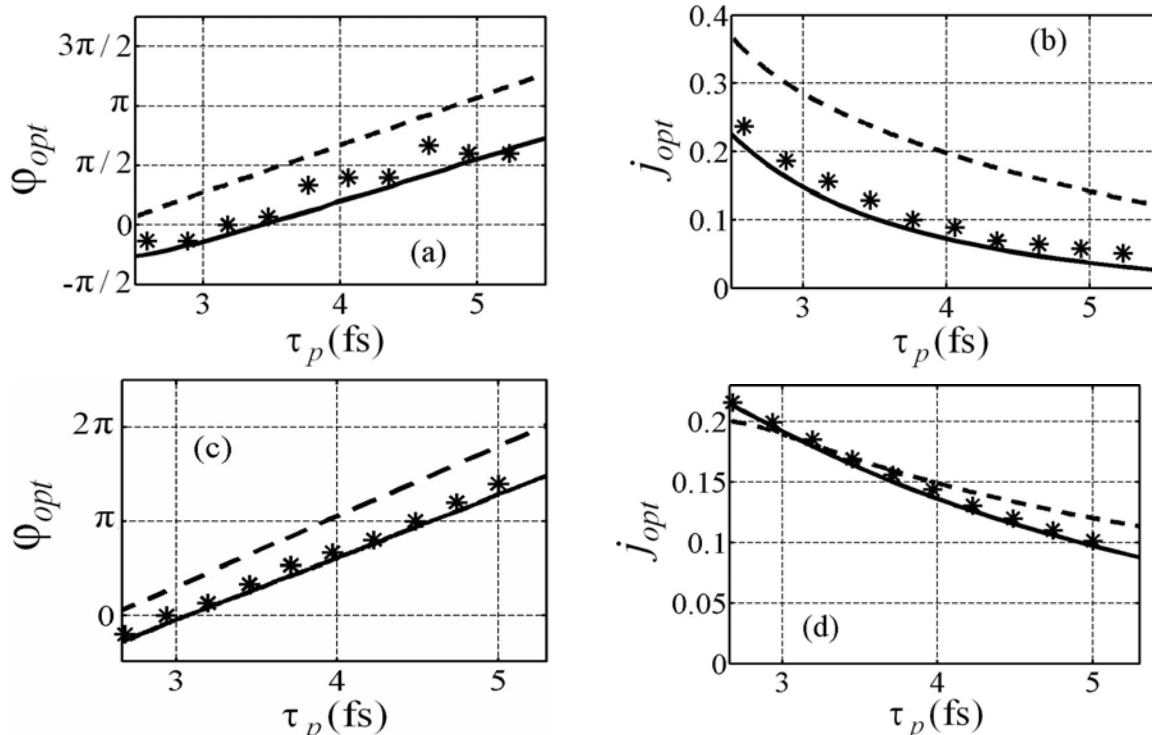


Рис.3. Зависимости оптимальной абсолютной фазы φ_{opt} и отвечающего ей абсолютного значения нормированной плотности остаточного тока $j_{opt} = |j_{norm}(\varphi_{opt})|$ от длительности лазерного импульса τ_p при длине волны $\lambda_L = 800$ нм и различных фиксированных значениях максимума огибающей E_0 : $E_0 = 0,15 E_a$ (a, b); $E_0 = 0,15 E_a$ (c, d). Сплошные линии – полуклассические расчеты с точной зависимостью вероятности ионизации от напряженности поля, пунктир – полуклассические расчеты с использованием туннельной формулы (7), звездочки – квантовые расчеты

На Рис.4 показаны зависимости j_{opt} от максимума огибающей E_0 при двух фиксированных значениях длительности τ_p и длине волны $\lambda_L = 800$ нм.

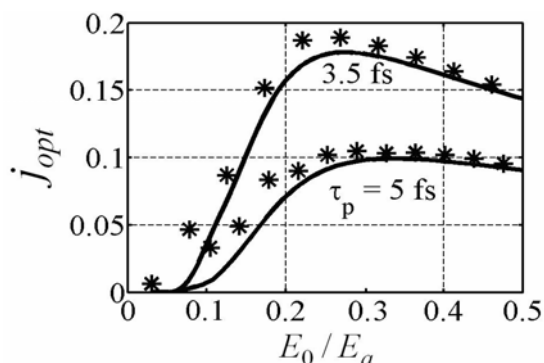


Рис.4. Зависимости $j_{opt}(E_0)$ при $\lambda_L = 800$ нм при различных фиксированных τ_p . Сплошные линии – полуклассические расчеты с точной зависимостью вероятности ионизации от напряженности поля, звездочки – квантовые расчеты

Как видим, величина j_{opt} достигает своего максимального значения j_{optmax} при некоторой оптимальной величине максимума огибающей импульса E_{0opt} .

Результаты полуклассических и квантовых расчетов сильно различаются при $E_0 \ll E_{0opt}$, когда максимальная осцилляторная энергия электрона становится порядка или меньше потенциала ионизации (равного для атома водорода 13.6 эВ), и становится существенной многофотонная ионизация с другой, отличной от ионизации в статическом поле, зависимостью вероятности от поля. Когда $E_0 \geq E_{0opt}$, осцилляторная энергия много больше потенциала ионизации, и результаты полуклассических и квантовых расчетов с высокой точностью совпадают. Зависимости E_{0opt} и $j_{optmax} = j_{opt}(E_{0opt})$ от количества оптических периодов в лазерном импульсе (величины $\omega_L \tau_p / 2\pi$), рассчитанные с использованием полуклассической модели с точной зависимостью вероятности ионизации от напряженности

статического электрического поля при различных значениях длины волны лазерного излучения λ_L , показаны на Рис.5. Как видим, оптимальное значение максимальной напряженности в лазерном импульсе растет как с увеличением количества периодов поля в импульсе, так и с увеличением несущей частоты, меняясь в рассмотренном нами диапазоне длин волн и длительностей в пределах от $0.2E_a$ до E_a (значения интенсивностей при этом порядка $10^{15} \dots 10^{16}$ Вт/см²).

Величина максимально возможной нормированной плотности остаточного тока растет с уменьшением несущей частоты и количества периодов поля в импульсе, при этом для очень коротких импульсов, содержащих примерно одно оптическое колебание, эффективность преобразования энергии лазерного импульса в энергию остаточного тока может

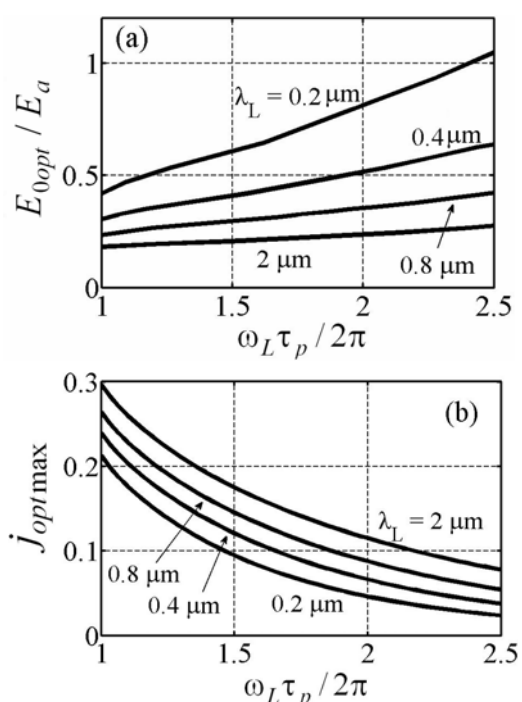


Рис.5. Зависимости оптимальных значений максимума огибающей E_{0opt} (a) и отвечающих им значений максимально возможных величин нормированной плотности остаточного тока $j_{optmax} = j_{opt}(E_{0opt})$ (b) от количества оптических периодов в лазерном импульсе при различных значениях длины волны λ_L

достигать значений порядка 10%, что на несколько порядков превышает значения эффективности, достигающиеся при других способах возбуждения квазипостоянного тока в плотной лазерной плазме [1-6], и может приводить к генерации терагерцового излучения гигаваттного уровня мощности [8].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе были впервые построены полуклассическая (использующая точную зависимость вероятности ионизации от напряженности электрического поля), одномерная

квантовая и трехмерная квантовая модели расчета ионизационного механизма генерации квазипостоянного тока в плазме, создаваемой предельно короткими лазерными импульсами. Показано хорошее согласие даваемых ими результатов при достаточно высоких значениях максимальной напряженности поля в импульсе, отвечающих высоким, по сравнению с потенциалом ионизации, значениям осцилляторной энергии электронов. Найдены зависимости оптимальной абсолютной фазы и оптимальной максимальной напряженности поля в импульсе от длительности при различных значениях несущей частоты. Для очень коротких импульсов, содержащих 1-2 периода оптического поля, высокие (по сравнению с другими известными механизмами) значения максимальной эффективности возбуждения квазипостоянного тока достигаются при достаточно умеренных величинах максимальной интенсивности поля в лазерном импульсе ($\sim 10^{15} \dots 10^{16}$ Вт/см²). Исследованный механизм ускорения электронов и возбуждения квазипостоянного тока в плотной плазме может быть использован для высокоэффективной генерации мощного терагерцового излучения и для решения важной задачи контроля абсолютной фазы в предельно коротких лазерных импульсах.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты №№07-02-01265, 06-02-17496, 07-02-01239) и Министерства образования и науки Российской Федерации (грант № МК-3923.2008.2).

ЛИТЕРАТУРА

1. H. Hamster, A. Sullivan, S. Gordon, and R.W. Falcone. Short-pulse terahertz radiation from high-intensity-laser-produced plasmas // *Phys. Rev. E*. 1994, v.49, №1, p.671-677.
2. W.P. Leemans, J. van Tilborg, J. Faure, et al. Terahertz radiation from laser accelerated electron bunches // *Phys. Plasmas*. 2004, v.11, №5, p.2899-2906.
3. T. Löffler, F. Jacob, and H.G. Roskos. Generation of terahertz pulses by photoionization of electrically biased air // *Appl. Phys. Lett.* 2000, v.77, №3, p.453-455.
4. А.М. Быстров, Н.В. Введенский, В.Б. Гильденбург. Генерация терагерцового излучения при оптическом пробое газа // *Письма в ЖЭТФ*. 2005, т. 82, в.12, с.852-857.
5. D.J. Cook and R.M. Hochstrasser. Intense terahertz pulses by four-wave rectification in air // *Opt. Lett.* 2000, v.25, №16, p.1210-1212.
6. K.Y. Kim, J.H. Glowina, A.J. Taylor and G. Rodriguez. Terahertz emission from ultrafast ionizing air in symmetry-broken laser fields // *Opt. Express*. 2007, v.15, №8, p.4577-4584.
7. M. Kieß, 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.
8. V.B. Gildenburg and N.V. Vvedenskii. Optical-to-THz wave conversion via excitation of plasma oscil-

- lations in the tunneling-ionization process // *Phys. Rev. Lett.* 2007, v.98, p.245002-1-4.
9. 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.
 10. J. Javanainen, J. H. Eberly, and Q. Su. Numerical simulations of multiphoton ionization and above-threshold electron spectra // *Phys. Rev. A.* 1988, v.38, №7, p.3430-3446.
 11. A. Gordon, R. Santra, and F.X. Kärtner. Role of the Coulomb singularity in high-order harmonic generation // *Phys. Rev. A.* 2005, v.72, p.063411-1-7.
 12. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Теоретическая физика, т. 3 «Квантовая механика (нерелятивистская теория)»*. М.: «Физматлит», 1989, 768 с.
 13. 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.

Статья поступила в редакцию 29.05.2008 г.

ELECTRON ACCELERATION AND QUASI-DC CURRENT EXCITATION DURING THE PROCESS OF A GAS IONIZATION BY FEW-CYCLE LASER PULSE

N.V. Vvedenskii, A.A. Silaev

The phenomenon of a quasi-DC current excitation in plasma created by an intense few-cycle laser pulse is investigated on the basis of quantum and semiclassical models. The optimum conditions for high-efficient realization of the phenomenon discussed are found. The obtained results can be used both in making sources of a high-power terahertz radiation and in the solving problem of the carrier-envelope phase control in few-cycle laser pulses.

ПРИСКОРЕННЯ ЕЛЕКТРОНІВ І ГЕНЕРАЦІЯ КВАЗІПОСТІЙНОГО СТРУМУ В ПРОЦЕСІ ІОНІЗАЦІЇ ГАЗА ГРАНИЧНО КОРОТКИМ ЛАЗЕРНИМ ІМПУЛЬСОМ

Н.В. Введєнський, А.А. Сілаєв

На основі напівкласичних і квантових моделей досліджено явище порушення квазіпостійного струму в плазмі, створюваної інтенсивним гранично коротким лазерним імпульсом. Знайдено оптимальні умови для високоефективної реалізації розглянутого явища. Отримані результати можуть бути використані для створення джерел потужного терагерцового випромінювання і для вирішення завдання контролю абсолютної фази в гранично коротких лазерних імпульсах.