

УДК 953.951

ОБ ОПТИМАЛЬНЫХ УСЛОВИЯХ ТОРМОЗНОЙ ГЕНЕРАЦИИ ГАРМОНИК В ПЛАЗМЕ, ВОЗНИКАЮЩЕЙ ПРИ ФОТОИОНИЗАЦИИ ГАЗА, СОДЕРЖАЩЕГО ВОЗБУЖДЕННЫЕ АТОМЫ

В. П. Силин, П. В. Силин

Представлена теория эффективности генерации пятой и седьмой гармоник в плазме, образуемой при ионизации водородоподобных атомов с электронами в возбужденных состояниях. Для случая третьей гармоники показано, как обобщение известной ранее теории генерации третьей гармоники в плазме из ионизованных водородоподобных атомов с электронами в основном состоянии распространяется на интересующий нас случай возбужденных атомов. Установлены определяющие эффективность генерации гармоник зависимости от напряженности электрического поля накачки и от его поляризации.

В настоящем сообщении мы сосредоточимся на когерентном одночастичном процессе генерации гармоник благодаря тормозному излучению электронов, осциллирующих в поле накачки. Более того, мы обсудим эффективность генерации гармоник. Мы подчиним свое обсуждение явлению увеличения эффективности генерации гармоник в плазме, возникающей при ионизации газа возбужденных атомов по сравнению с генерацией гармоник в плазме, возникающей при ионизации газа атомов, электроны которых находились до ионизации в основном состоянии.

Экспериментально такое явление было обнаружено в работе [1]. С другой стороны, теоретически такое явление обсуждалось в ряде работ (см., например, [2, 3]), основанных

на представлениях об ионизации, введенных в ранней книге Г. Бете [4]. Эти представления имеют место в случае достаточно сильного поля. Применительно к модели водородоподобного атома условие сильной напряженности ионизирующего атом электрического поля имеет вид

$$E > \frac{I_{Zn}^2}{4Ze^3} = \frac{1}{4Ze^3} \left(\frac{Z^2 m_e e^4}{2n^2 \hbar^2} \right)^2. \quad (1)$$

Здесь E – напряженность электрического поля накачки, e и m_e – заряд и масса электрона, Z – зарядовое число атомного ядра, n – главное квантовое число того уровня энергии электрона, с которого происходит ионизация водородоподобного атома, I_{Zn} – соответствующий потенциал ионизации. Следует подчеркнуть, что в условиях выполнения неравенства (1) не существует связанных состояний электрона водородоподобного атома с энергией, характеризуемой главным квантовым числом n .

Для практической реализации ионизации в режиме Бете сильного поля (1) необходимо, чтобы нарастание во времени такого поля происходило быстро по сравнению с возможной медленной перестройкой уровней водородоподобного атома. Иными словами время включения сильного поля (1) должно быть меньше времени

$$\tau = \frac{n^2 \hbar^2}{Z^2 m_e e^4} = \frac{n^2}{Z^2} \times 2.5 \times 10^{-17} \text{ сек}, \quad (2)$$

что отвечает времени обращения электрона на орбите возбужденного состояния и по порядку величины может для возбужденных состояний составлять фемтосекунды.

В нашем рассмотрении электрическое поле плоской волны накачки будем представлять в виде $\vec{E} = (E_x, E_y, 0)$, где

$$E_x = E \epsilon_x \cos(\omega t - kz - \varphi), \quad E_y = -E \epsilon_y \sin(\omega t - kz - \varphi). \quad (3)$$

Частота ω и волновой вектор k связаны соотношением $\omega^2 = \omega_{Le}^2 + c^2 k^2$, а $\omega_{Le}^2 = 4\pi e^2 N_e / m_e$ – квадрат электронной ленгмюровской частоты, N_e – плотность электронов. Далее ϵ_x и ϵ_y – компоненты вектора поляризации, удовлетворяющие условиям $\epsilon_x^2 + \epsilon_y^2 = 1$, $\epsilon_x \geq \epsilon_y \geq 0$. В поле накачки (3) скорость электрона осциллирует по закону $\vec{u}_E = (u_{Ex}, u_{Ey}, 0)$: $u_{Ex} = \epsilon_x V_E \sin(\omega t - kz - \varphi)$, $u_{Ey} = -\epsilon_y V_E \cos(\omega t - kz - \varphi)$, где $V_E = |eE| / m_e \omega$ – амплитуда скорости осцилляций электрона.

Имея в виду рассмотрение роли величины напряженности электрического поля накачки в процессе генерации гармоник в плазме, образованной ионизацией возбужденных

атомов с электронами в возбужденных n -состояниях, целесообразно сравнение амплитуды осцилляций электрона с кулоновской единицей скорости $V_Z = Ze^2/\hbar$. В этой связи целесообразно записать условие Бете (1) в виде

$$(V_E/V_Z) > (I_{Zn}/\hbar\omega)(Z/8n^2). \quad (1a)$$

Отсюда в частности видно, что электрическое поле согласно (1) (или 1a) может быть сильным как тогда, когда скорость осцилляций электрона может оказаться и меньше кулоновской единицы скорости, так и в противоположном случае.

Поскольку энергия электрона на n -ом уровне водородоподобного атома имеет вид $E_n = m_e V_Z^2/n^2$, то естественно думать, что характерным скейлинговым параметром, характеризующим зависимость эффективности генерации гармоник, оказывается величина

$$X = nV_E/V_Z. \quad (4)$$

Основанием для этого является, в частности, тот факт, что согласно [5] нормированная на единицу функция распределения электронов плазмы, возникших в результате ионизации атомов с электронами n -состояния, при учете l -вырождения, имеет в системе координат, осциллирующей вместе с электронами со скоростью \vec{u}_E , следующий вид:

$$f_n(V) = \frac{8}{\pi(V_Z/n)^3[1 + (nV/V_Z)^2]^4}. \quad (5)$$

В основу кинетической теории тормозного излучения гармоник кладутся уравнения Максвелла и кинетическое уравнение Больцмана, с электрон-ионным интегралом Ландау, когда пренебрегается отношением масс электронов и ионов

$$J_{ei}[f] = \frac{2\pi e^4 Z_{eff} N_e \Lambda}{m_e^2} \frac{\partial}{\partial V_r} \left(\frac{V^2 \delta_{rs} - V_r V_s}{V^3} \frac{\partial f}{\partial V_s} \right). \quad (6)$$

Ниже принимаем

$$\omega \gg \nu_{ei} \cong \nu_{eff} = \frac{4\sqrt{2\pi} e^4 Z_{eff} \Lambda N_e}{m_e^2 (V_E^2 + V_Z^2)^{3/2}}, \quad (7)$$

где Λ – кулоновский логарифм, $Z_{eff} = \sum_i (Z_i e_i^2/e^2)$, суммирование ведется по сортам ионов.

$$E_x^{(2N+1)} = \frac{\nu_{xx}^{(2N+1)}(n, E, \rho)(2N+1)}{4N(N+1)} \epsilon_x E \sin[(2N+1)(\omega t - kz - \varphi)], \quad (8)$$

$$E_y^{(2N+1)} = \frac{\nu_{yy}^{(2N+1)}(n, E, \rho)(2N+1)}{4N(N+1)} \epsilon_y E \cos[(2N+1)(\omega t - kz - \varphi)]. \quad (9)$$

Здесь $\rho = \sqrt{\epsilon_x^2 - \epsilon_y^2}$ – максимальная степень линейной поляризации, $\nu_{xx}^{(2N+1)}(n, E, \rho)$ и $\nu_{yy}^{(2N+1)}(n, E, \rho)$ – нелинейные эффективные частоты столкновений, характеризующие генерацию нечетных $(2N+1)$ гармоник и определяющиеся следующим набором формул

$$\nu_{xx}^{(2N+1)}(n, E, \rho) = \frac{16e^4 Z_{eff} N_e \Lambda}{\rho^3 m_e^2 V_E^3} D\alpha^{(+)}(2N+1, \alpha, \rho)|_{b=1}, \quad (10)$$

$$\nu_{yy}^{(2N+1)}(n, E, \rho) = \frac{16e^4 Z_{eff} N_e \Lambda}{\rho^3 m_e^2 V_E^3} D\alpha^{(-)}(2N+1, \alpha, \rho)|_{b=1}. \quad (11)$$

Здесь $\alpha = V_Z b / n V_E$, а D – дифференциальный оператор $D = 1 - \frac{d}{db} + \frac{1}{3} \frac{d^2}{db^2}$, после применения которого принимается $b = 1$. Наконец,

$$\alpha^{(+)}[2N+1, b, x] = \frac{2\alpha\rho}{\pi(1+\rho^2)} \int_{-1}^{+1} dt \Theta_{2N+1}^{(+)} \left\{ \frac{\rho^2}{\sqrt{2\alpha^2(1-\rho^2t)}} \arctg \sqrt{\frac{1-\rho^2t}{2\alpha^2}} - \frac{\rho}{2\sqrt{(1+t)(1+\rho^2+2\alpha^2)}} \ln \frac{\sqrt{1+\rho^2+2\alpha^2} + \rho\sqrt{1+t}}{\sqrt{1+\rho^2+2\alpha^2} - \rho\sqrt{1+t}} \right\}, \quad (12)$$

$$\alpha^{(-)}[2N+1, b, x] = -\frac{2\alpha\rho}{\pi(1-\rho^2)} \int_{-1}^{+1} dt \Theta_{2N+1}^{(-)} \left\{ \frac{\rho^2}{\sqrt{2\alpha^2(1-\rho^2t)}} \arctg \sqrt{\frac{1-\rho^2t}{2\alpha^2}} - \frac{\rho}{\sqrt{(1-t)(1-\rho^2+2\alpha^2)}} \arctg \frac{\rho\sqrt{1-t}}{\sqrt{1-\rho^2+2\alpha^2}} \right\}, \quad (13)$$

где $\alpha = b/x$ и, например,

$$\Theta_5^{(+)} = \sqrt{\frac{1+t}{1-t}}(4t^2 - 2t - 1), \quad \Theta_5^{(-)} = \sqrt{\frac{1-t}{1+t}}(4t^2 + 2t - 1),$$

$$\Theta_7^{(+)} = \sqrt{\frac{1+t}{1-t}}(8t^3 - 4t^2 - 4t + 1), \quad \Theta_7^{(-)} = \sqrt{\frac{1-t}{1+t}}(8t^3 + 4t^2 - 4t - 1).$$

Приведенные здесь формулы, определяющие поле гармоник, позволяют, в частности, охарактеризовать эффективность генерации $2N+1$ -ой гармоники с помощью отношения усредненного по времени квадрата напряженности электрического поля гармоники и усредненного по времени квадрата поля накачки.

$$\eta^{(2N+1)} = \frac{\langle (\vec{E}^{(2n+1)})^2 \rangle}{\langle (\vec{E})^2 \rangle}. \quad (14)$$

При этом мы получаем, согласно (8) и (9),

$$\eta^{(2N+1)} = \left(\frac{2N+1}{4N(N+1)} \right)^2 \left(\frac{16e^4 Z_{eff} N_e \Lambda}{m_e^2 V_Z^3 \omega} \right)^2 n^6 \Phi[2N+1, \frac{nV_E}{V_Z}, A]. \quad (15)$$

Здесь

$$\begin{aligned} \Phi[2N+1, x, A] = \frac{1}{2\rho^6 x^6} \left\{ (1+\rho^2) \left(D\alpha^{(+)}[2N+1, \frac{b}{x}, \rho] \right)_{b=1}^2 + \right. \\ \left. + (1-\rho^2) \left(D\alpha^{(-)}[2N+1, \frac{b}{x}, \rho] \right)_{b=1}^2 \right\}, \quad (16) \end{aligned}$$

причем, степень круговой поляризации A поля накачки связана с ρ соотношением: $A = \sqrt{1-\rho^4}$.

Формулы (15) и (16) позволяют ответить на вопрос о влиянии предварительного возбуждения атомов возникающей при ионизации плазмы в режиме Бете на эффективность генерации гармоник, которая, согласно (15), пропорциональна шестой степени главного квантового числа электронных уровней рассматриваемого нами водородоподобного атома. Для дальнейшего обсуждения, в частности, важен явный вид функций $\Phi[2N+1, nV_E/V_Z, A]$. Имея в виду их громоздкий аналитический вид, мы приведем в качестве иллюстрации набор некоторых графиков. На рисунках всюду $x = nV_E/V_Z$. Согласно кривой a рис. 1 (случай $A = 0$), повторяющей при $n = 1$ результаты работы [5], максимальная эффективность достигается при $nV_E = C^{(2N+1)}V_Z$. Поскольку постоянная $C^{(2N+1)} \sim 1$, то можно утверждать, что для реализации режима Бете в условиях максимальной эффективности генерации гармоник должно выполняться условие:

$$C^{(2N+1)} > (1/8n) \times (I_Z/\hbar\omega). \quad (17)$$

На кривых $a - u$ рис. 1 приведены зависимости функций $\Phi[5, x, A]$ и $\Phi[7, x, A]$ от относительной величины поля накачки при различных значениях степени круговой поляризации. Эти рисунки в соответствии с формулами (15) и (16) позволяют определить абсолютную величину эффективности генерации гармоник. При этом стоит пользоваться соотношением

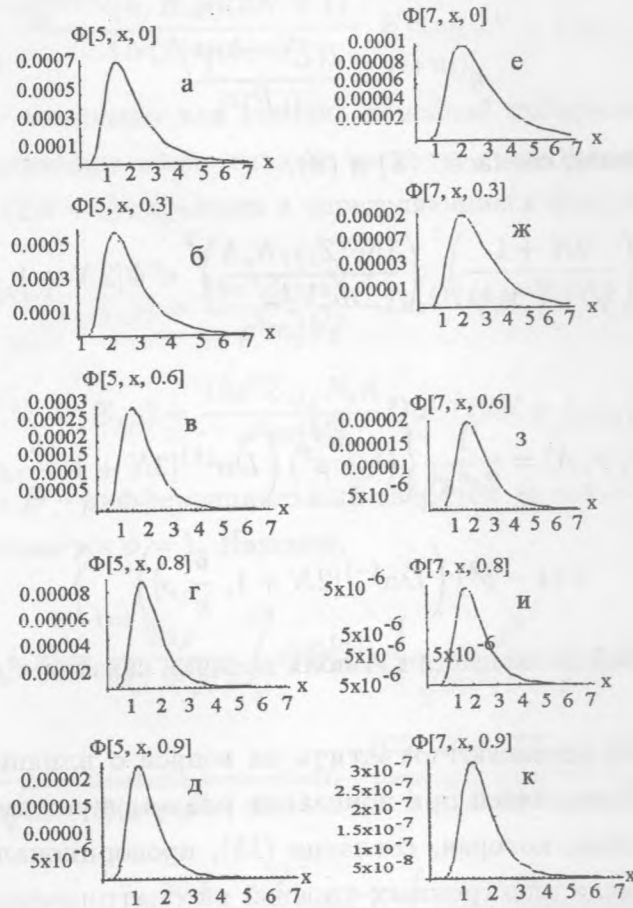


Рис. 1. Изображены графики зависимости от $x = nV_E/V_Z$ функций $\Phi(2N + 1, nV_E/V_Z, A)$ для: а - $N = 2, A = 0$; б - $N = 2, A = 0.3$; в - $N = 2, A = 0.6$; г - $N = 2, A = 0.8$; д - $N = 2, A = 0.9$; е - $N = 3, A = 0$; ж - $N = 3, A = 0.3$; з - $N = 3, A = 0.6$; и - $N = 3, A = 0.8$; к - $N = 3, A = 0.9$.

$$\eta^{(2N+1)} = \left(\frac{2N+1}{N(N+1)} \right)^2 \left(\frac{2Z_{eff}\Lambda}{Z^3} \right)^2 \left[N_e \left(\frac{\hbar^2}{me^2} \right)^3 \right]^2 n^6 \Phi[2N+1, \frac{nV_E}{V_Z}, A], \quad (18)$$

которое отвечает возможности использования плотности числа электронов в атомных единицах, поскольку $(\hbar^2/me^2) \approx 1.2 \times 10^{-25} \text{ см}^3$. Помимо этого в оценках можно принимать $\Lambda \approx 5$.

Из кривых а-д рис. 1, соответствующих степеням круговой поляризации $A = 0; 0.3; 0.6; 0.8; 0.9$, видно, что максимальное значение функции $\Phi(5, nV_E/V_Z, A)$ убывает с ростом A соответственно ее значениям $\sim 7 \cdot 10^{-4}; 6 \cdot 10^{-4}; 3 \cdot 10^{-4}; 8 \cdot 10^{-5}; 2.2 \cdot 10^{-5}$.

Такое убывание отвечает естественному свойству отсутствия генерации гармоник в пределе круговой поляризации излучения накачки ($A = 1$). В то же время отметим, что максимумы эффективности достигаются при $nV_E \sim (1.5 - 1.7)V_Z$, слабо изменяясь при изменении степени круговой поляризации. Соответственно из кривых $e - u$ рис. 1, соответствующих тем же значениям степени круговой поляризации, что и кривые $a - d$ рис. 1, т.е. $A = 0; 0.3; 0.6; 0.8; 0.9$, также видно, что максимальное значение функции $\Phi(7, nV_E/V_Z, A)$ убывает с ростом A соответственно значениям $10^{-4}; 7 \cdot 10^{-5}; 2 \cdot 10^{-5}; 2.7 \cdot 10^{-6}; 4 \cdot 10^{-7}$. Все эти максимальные значения эффективности генерации седьмой гармоники отвечают значениям $nV_E/V_Z \sim 2$.

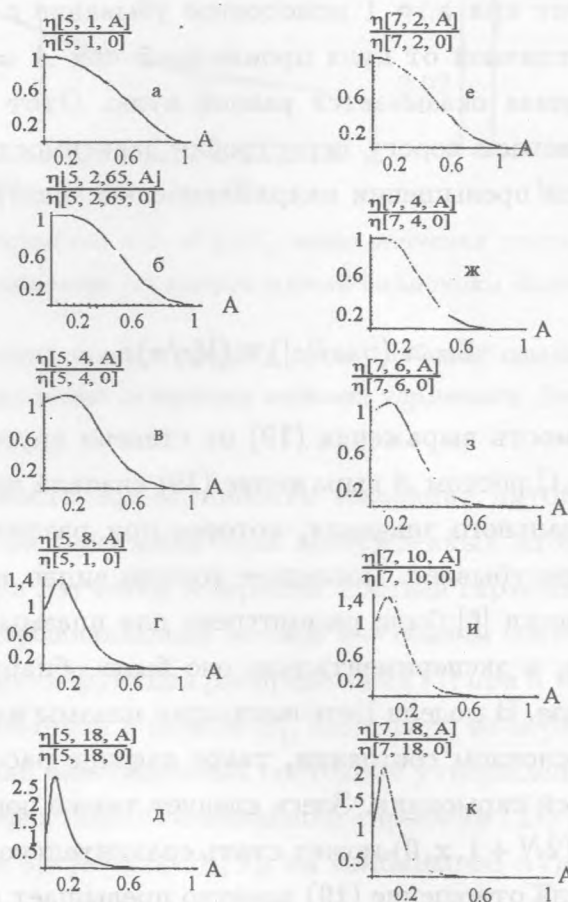


Рис. 2. Графики отношения эффективностей генерации гармоник $\frac{\eta(5, x, A)}{\eta(5, x, 0)}$ в зависимости от степени круговой поляризации A при: а - $N = 2, x = 1$; б - $N = 2, x = 2.65$; в - $N = 2, x = 4$; г - $N = 2, x = 8$; д - $N = 2, x = 18$; е - $N = 3, x = 2$; ж - $N = 3, x = 4$; з - $N = 3, x = 6$; и - $N = 3, x = 10$; к - $N = 3, x = 18$.

Рисунок 2 приведен для того, чтобы отчетливо представить зависимость эффективности генерации гармоник от степени круговой поляризации. Для этого на них изображены зависимости функций

$$\frac{\Phi(2N + 1, x, A)}{\Phi(2N + 1, x, 0)} \equiv \frac{\eta(2N + 1, x, A)}{\eta(2N + 1, x, 0)}, \quad (19)$$

представляющих собой отношение эффективностей генерации пятой гармоники и седьмой гармоники для характерных значений $x = nV_E/V_Z$, как функции степени круговой поляризации, отнесенные к соответствующим значениям при $A = 0$. Эти рисунки демонстрируют пороговый эффект. Так, если кривая *a* рис. 2, отвечающая (19), для пятой гармоники демонстрирует при $x = 1$ монотонное убывание с ростом степени круговой поляризации A , с отличной от нуля производной при $A = 0$, то в случае кривой *б* рис. 2 такая производная оказывается равной нулю. Этот рисунок отвечает значению $x_{th} = 2.65$ и отвечает порогу перестройки зависимости от степени круговой поляризации. Именно при превышении напряженностью электрического поля накачки его порогового значения

$$E_{th} > (m\omega/|e|) \times (V_Z/n)x_{th} \quad (20)$$

функциональная зависимость выражения (19) от степени круговой поляризации перестает быть монотонной. С ростом A выражение (19) сначала возрастает, достигая при некотором A_{max} максимального значения, которое при различных x различно, а затем сравнительно быстро убывает. Последнее хорошо видно из кривых *б* – *д* рис. 1. Такое явление теоретически [6] было рассмотрено для плазмы с максвелловским распределением электронов, а экспериментально оно было обнаружено в работе [7] при генерации гармоник в газе. В модели Бете ионизации плазмы из газа водородоподобных ионов, находящихся в основном состоянии, такое явление рассмотрено в работе [8] в случае генерации третьей гармоники. Здесь следует также подчеркнуть, что отношение $\eta(2N + 1, x, A_{max})/\eta(2N + 1, x, 0)$ может стать сравнительно большим, что видно из кривых *г* и *д* рис. 2, когда отношение (19) заметно превышает единицу. В то же время нужно подчеркнуть, что, как это отчетливо видно, например, из кривых *г* и *д* рис. 2, с ростом x (напряженности поля накачки) значение степени круговой поляризации, при которой (19) для пятой гармоники достигает максимума, уменьшается. Соответствующие зависимости A_{max} от x приведены на рис. 3 и 4, как для пятой, так и для

седьмой гармоники. Можно полагать, что при недостаточной экспериментальной точности определения степени круговой поляризации поля накачки в случае поля весьма высокой интенсивности A_{max} может быть неотличимо от нуля.

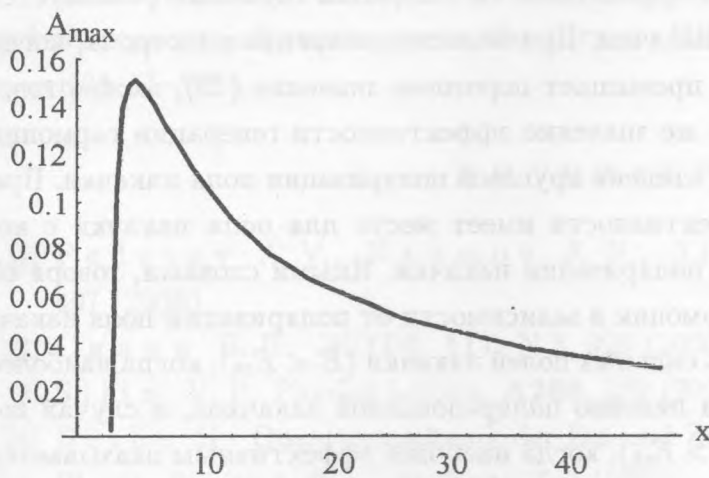


Рис. 3. График зависимости от $x = nV_E/V_Z$ того значения степени круговой поляризации A , при котором эффективность генерации пятой гармоники достигает максимума.

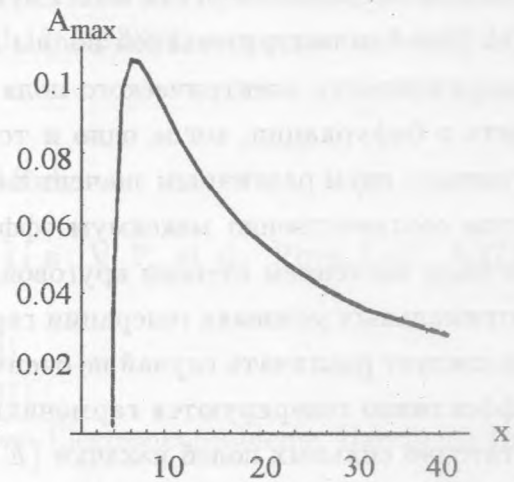


Рис. 4. График зависимости от $x = nV_E/V_Z$ того значения степени круговой поляризации A , при котором эффективность генерации седьмой гармоники достигает максимума.

Полученные зависимости эффективности генерации пятой и седьмой гармоник в плазме, возникающей при ионизации газа возбужденных атомов, подобны тем, которые были усмотрены при изучении генерации третьей гармоники в плазме, возникшей при ионизации газа водородоподобных атомов в основном состоянии [8]. Тот факт, что усредненная по l -состояниям функция распределения (5) при $n = 1$ совпадает с функцией распределения, использованной в работе [8], позволяет, во-первых, обобщить результаты этой работы на случай возбужденных состояний утверждением о наличии множителя n^6 в формуле для эффективности генерации гармоник (23) работы [8], а во-вторых, заменой в этой формуле аргумента V_E/V_Z на комбинацию nV_E/V_Z , отражающую роль возбужденного n -состояния.

Обобщение результатов работы [8] и настоящего сообщения позволяют в итоге сделать следующие выводы об оптимальных условиях когерентной тормозной генерации гармоник в плазме, возникающей в результате фотоионизации газа атомов, электроны которых находятся в возбужденных состояниях. Во-первых, такие условия реализуются

тогда, когда энергия осцилляций электрона в поле накачки по порядку величины сравнивается с энергией электрона на том возбужденном состоянии, с которого электрон ионизовался при образовании плазмы. Во-вторых, именно в области значений таких энергий осцилляций электрона возникает пороговое явление бифуркации. Дело в том, что при меньших энергиях максимум эффективности генерации гармоник реализуется для линейно поляризованной волны накачки. При больших энергиях электрона, когда напряженность электрического поля превышает пороговое значение (20), можно говорить о бифуркации, когда одно и то же значение эффективности генерации гармоник отвечает двум различным значениям степени круговой поляризации поля накачки. При этом соответственно максимум эффективности имеет место для поля накачки с конечным значением степени круговой поляризации накачки. Иными словами, говоря об оптимальных условиях генерации гармоник в зависимости от поляризации поля накачки следует различать случай не очень сильных полей накачки ($E < E_{th}$), когда наиболее эффективно генерируются гармоники линейно поляризованной накачкой, и случай достаточно сильных полей накачки ($E > E_{th}$), когда наиболее эффективным оказывается воздействие поля накачки с конечным значением степени круговой поляризации.

При обсуждении рассмотренных теоретических положений в условиях возможных экспериментов полезно записать выражение для плотности потока энергии излучения накачки, отвечающей левой части формулы (1), в следующем виде:

$$q_B = \frac{cI_z}{1024\pi} \times \frac{Z}{n^6 a_Z^3} = \frac{Z^6}{n^8} \times 1.37 \times 10^{14} \text{ Вт/см}^2,$$

где $a_Z = \hbar^2 / (m_e Z e^2)$ – кулоновская единица длины. Соответственно для плотности потока энергии излучения накачки, являющейся источником генерации гармоник, можно записать следующее выражение:

$$q = \frac{cI_z}{1024\pi} \left(\frac{nV_E}{V_Z} \right)^2 \left(\frac{8\hbar\omega}{I_z} \right)^2 \times \frac{Z}{n^4 a_Z^3} = \frac{Z^2}{n^2} \left(\frac{nV_E}{V_Z} \right)^2 \left(\frac{\hbar\omega}{1\text{eV}} \right)^2 \times 4.8 \times 10^{13} \text{ Вт/см}^2.$$

Поскольку

$$\frac{q}{q_B} = \frac{n^6}{Z^4} \left(\frac{nV_E}{V_Z} \right)^2 \left(\frac{\hbar\omega}{1\text{eV}} \right)^2 \times 0.36,$$

то, имея в виду, что согласно рис. 1, максимальная эффективность генерации гармоник реализуется при $x = nV_E/V_Z \sim 2$, то такая максимальная эффективность при режиме ионизации Бете возникает тогда, когда $n^6 \geq Z^4$.

Наконец отметим, что, если имеются обстоятельства, которые нарушают в реальных атомах l -вырождение, то в соответствии с результатами работ [2, 3, 10 – 12] эффективность генерации гармоник может оказаться при прочих равных условиях более высокой, чем это получено в настоящей работе.

Работа частично поддержана РФФИ (проект N 02-02-16078), Федеральной программой поддержки ведущих научных школ (грант НШ-1385.2003.2) и программой ИНТАС, грант 03-51-5037.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Fedotov A. V., Naumov A. N., Silin V. P., et al. Phys. Lett., **A271**, 407 (2000).
- [2] Силин В. П. ЖЭТФ, **117**, N 5, 926 (2000).
- [3] Silin V. P. Physics Letters, **A286**, 190 (2001).
- [4] Bethe H. Quantunmechanik der Ein-und Zwei-Electronenprobleme, Handbuch Der Physik, Zweite Auflage, 24, Ersta Teil (1933).
- [5] Силин В. П., Силин П. В. Квантовая электроника, **33**(10), 897 (2003).
- [6] Овчинников К. Н., Силин В. П. Квантовая электроника, **29**(2), 145 (1999).
- [7] Barnett N. H., Kan C., and Corkum P. V. Phys. Rev., **A51**, R3418 (1995).
- [8] Вагин К. Ю., Овчинников К. Н., Силин В. П. Квантовая электроника, **34**(3), 223 (2004).
- [9] Podolsky V. and Pauling L. Phys. Rev., **34**, 109 (1929).
- [10] Силин В. П. ЖЭТФ, **121**(2), 291 (2002).
- [11] Silin V. P. and Silin P. V. Proc. SPIE-The International Society for Optical Engineering, **5228**, 455 (2003).
- [12] Силин В. П., Силин П. В. Физика плазмы, **29**(2), 137 (2003).

Поступила в редакцию 20 ноября 2004 г.