

ПОГЛОЩЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ С ЧАСТОТОЙ, БЛИЗКОЙ К ГРАНИЦЕ ПРОЗРАЧНОСТИ НЕОДНОРОДНОЙ ПЛАЗМЫ, ОБРАЗОВАННОЙ ПРИ МНОГОФОТОННОЙ ИОНИЗАЦИИ АТОМОВ ИНЕРТНОГО ГАЗА

К. Ю. Вагин^a, Т. В. Мамонтова^{a,b}, С. А. Урюпин^{a,b}*

^a *Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук
119991, Москва, Россия*

^b *Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ
115409, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 21 июня 2022 г.,
после переработки 21 июня 2022 г.
Принята к публикации 8 июля 2022 г.

Изучено поглощение излучения неоднородной плазмой, образованной при многофотонной ионизации атомов инертного газа. Рассмотрены условия, при которых частота воздействующего излучения близка к плазменной частоте в глубине плазмы, где плотность фотоэлектронов постоянна. В этих условиях из-за расширения области проникновения поля в плазму коэффициент поглощения значительно возрастает. Найдены зависимости коэффициента поглощения от эффективной частоты столкновений фотоэлектронов с нейтральными атомами и от толщины слоя, в котором плотность фотоэлектронов возрастает по линейному закону.

DOI: 10.31857/S0044451022120021

EDN: LBYWSG

1. ВВЕДЕНИЕ

При взаимодействии фемтосекундных импульсов лазерного излучения с газами в области фокусировки образуется неоднородная плазма (см., например, [1–6]). Степень ионизации газа зависит от величины плотности потока энергии, длительности импульса и частоты ионизирующего излучения. Например, при воздействии на инертные газы излучения с длиной волны ~ 1 мкм, плотностью потока энергии 10^{12} – 10^{14} Вт/см² и длительностью импульса не более 100 фс степень ионизации газа сравнительно невелика: $\sim 10^{-4}$ – 10^{-6} [7–11]. При атмосферном давлении такой степени ионизации отвечает концентрация фотоэлектронов $\sim 10^{13}$ – 10^{15} см⁻³. Ионизация газа происходит вследствие многофотонной ионизации атомов и сопровождается образованием сильно неравновесного распределения фотоэлек-

тронов по скоростям [3, 7, 9, 12]. При многофотонной ионизации характерная энергия фотоэлектронов составляет несколько электрон-вольт [7, 13–17]. В этих условиях частота столкновений фотоэлектронов с нейтральными атомами $\sim 10^{12}$ с⁻¹, а частота электрон-электронных столкновений менее $\sim 10^{10}$ с⁻¹. Вследствие частых столкновений фотоэлектронов с нейтральными атомами после воздействия лазерного импульса за время ~ 1 пс происходит релаксация по направлениям импульса и формируется изотропное распределение фотоэлектронов по скоростям. Релаксация распределения фотоэлектронов по энергии в основном происходит из-за электрон-электронных столкновений за время большее ~ 100 пс. Тем самым, в сравнительно широком временном интервале существует неоднородная фотоионизованная плазма с сильно неравновесным распределением фотоэлектронов по энергии. В этом временном интервале изменением профиля плотности из-за расширения фотоионизованной плазмы можно пренебречь. При плотности электронов $\sim 10^{15}$ см⁻³ плазменная частота электронов ω_L составляет $\sim 10^{12}$ с⁻¹ и взаимодействие с фо-

* E-mail: uryupin@sci.lebedev.ru

тоионизированной плазмой терагерцевого излучения с частотой $\omega \sim 10^{12} \text{ с}^{-1}$ происходит в условиях, когда $\omega \sim \omega_L$. Такой диапазон частот интересен тем, что в фотоионизированной плазме, образованной при ионизации инертного газа, существует возможность усиления терагерцевого излучения [9–11, 18]. Также возможны условия, в которых значительно возрастает поглощение терагерцевого излучения [19]. При этом коэффициент поглощения сильно зависит от степени неоднородности фотоионизированной плазмы [20]. Отметим, что при рассмотрении воздействия излучения с частотой $\omega \sim \omega_L$ и частых столкновениях фотоэлектронов можно пренебречь влиянием развития аperiodической неустойчивости (см., например, [21–23]). В работе [20] описано взаимодействие терагерцевого излучения с неоднородной фотоионизированной плазмой, в которой плотность фотоэлектронов возрастает линейно от нуля до постоянного значения. В [20] рассмотрены условия, когда частота терагерцевого излучения ω сильно отличается от плазменной частоты фотоэлектронов ω_L в области постоянной плотности. При этом остались не изученными условия, в которых $\Delta\omega = \omega_L - \omega \ll \omega_L$. Вместе с тем в этих условиях значительно увеличивается расстояние, на которое проникает терагерцевое излучение в глубь фотоионизированной плазмы, и наиболее ярко проявляются особенности взаимодействия неравновесной плазмы с воздействующим излучением. Рассмотрению проникновения излучения в неоднородную фотоионизированную плазму, образованную при многофотонной ионизации инертного газа, в условиях, когда $\Delta\omega \ll \omega_L$, посвящена настоящая работа. В предположении, что по мере удаления от границы плазмы плотность фотоэлектронов увеличивается линейно до постоянного значения на расстояниях больших L , получены общие выражения для поля в плазме и коэффициента поглощения. Основное внимание уделено рассмотрению условий, в которых ν_α — эффективная частота столкновений электронов с атомами инертного газа — меньше ω_L . Если L меньше электромагнитного масштаба c/ω_L , то распределение поля и коэффициент поглощения переходят в полученные ранее для плазмы, в которой плотность фотоэлектронов изменяется скачком (см. [19]). Если L больше c/ω_L , то структура поля и коэффициент поглощения A зависят как от величины L , так и от соотношения $\Delta\omega$ и ν_α . В частности, при $\Delta\omega \gg \nu_\alpha$ поле осциллирует до точки критической плотности $z_0 \sim L$, а амплитуда осцилляций возрастает по мере удаления от границы плазмы. Из-за увеличения амплитуды и глубины проникновения поля в плазму возрастает коэффициент по-

глощения. Если расстояние от точки z_0 до области постоянной плотности относительно мало, то A возрастает пропорционально $L^{1/3}$ и $\nu_\alpha(\Delta\omega\omega_L)^{-1/2}$. По мере увеличения $L - z_0$ сначала зависимость A от L становится линейной, $A \sim L\nu_\alpha/c$, а затем коэффициент поглощения A близок к единице. При $\Delta\omega \ll \nu_\alpha$ зависимость A от $\Delta\omega$ отсутствует. Границы применимости асимптотических формул для A определяются ν_α , а не $\Delta\omega$. При этом закономерности увеличения A с ростом L подобны установленным в случае $\Delta\omega \gg \nu_\alpha$. Существенное отличие возникает в области, где $A \sim L^{1/3}$, в этой области A слабее зависит от частоты столкновений: $A \sim (\nu_\alpha/\omega_L)^{1/2}$.

2. ФОТОИОНИЗИРОВАННАЯ ПЛАЗМА

Рассмотрим взаимодействие монохроматической электромагнитной волны с неоднородной плазмой, образованной при многофотонной ионизации инертных газов и занимающей область пространства $z > 0$ (см. рис.1). Примем, что в слое $0 < z < L$ плотность

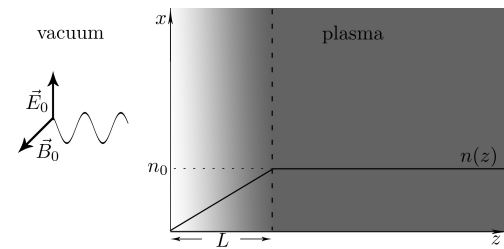


Рис. 1. Взаимодействие электромагнитной волны с фотоионизированной плазмой

фотоэлектронов $n(z)$ возрастает линейно с увеличением координаты от $n = 0$ при $z = 0$ до n_0 при $z = L$, а при $z > L$ остается постоянной $n = n_0$. Степень ионизации инертного газа считаем малой настолько, что при описании взаимодействия фотоионизированной плазмы с пробной монохроматической волной достаточно учитывать столкновения фотоэлектронов с нейтральными атомами. При этом на временах, больших времени релаксации импульса, но меньших времени релаксации энергии фотоэлектронов, после образования плазмы при многофотонной ионизации инертного газа функцию распределения фотоэлектронов по скоростям аппроксимируем выражением вида

$$f(v, z) = \frac{n(z)}{4\pi v_0^2} \delta(v - v_0).$$

Здесь $v_0 = \sqrt{2\epsilon_0/m}$, m — масса электрона, а ϵ_0 — энергия фотоэлектрона, полученная при многофотонной ионизации атома инертного газа.

Интересуясь взаимодействием электромагнитной волны с такой плазмой, считаем, что частота волны много больше, чем обратное время релаксации по энергии. Кроме того, примем, что частота волны удовлетворяет неравенству $\omega \gg \omega_L v_0/c$, где c — скорость света, $\omega_L = \sqrt{4\pi n_0 e^2/m}$, e — заряд электрона. Напряженность поля воздействующей электромагнитной волны представим в виде

$$\mathbf{E}(z, t) = (1/2)(E_0, 0, 0) \exp[-i\omega(t - z/c)] + \text{с.с.}$$

Электромагнитная волна порождает в плазме направленное вдоль оси x электрическое поле вида $(1/2)(E(z), 0, 0) \exp(-i\omega t) + \text{с.с.}$ и приводит к малому возмущению функции распределения фотоэлектронов по скоростям вида $(1/2)\delta f(\mathbf{v}, z) \exp(-i\omega t) + \text{с.с.}$ Для определения $\delta f(\mathbf{v}, z)$ воспользуемся линеаризованным кинетическим уравнением с интегралом столкновений, описывающим релаксацию по направлениям скорости фотоэлектронов без изменения их энергии,

$$-i\omega \delta f(\mathbf{v}, z) + \frac{e}{m} E(z) \frac{\partial f(v, z)}{\partial v_x} = -\nu(v) \left[\delta f(\mathbf{v}, z) - \int \frac{d\Omega}{4\pi} \delta f(\mathbf{v}, z) \right], \quad (1)$$

где $d\Omega$ — элемент телесного угла. Частоту столкновений фотоэлектронов с атомами инертного газа представим в виде $\nu(v) = N\sigma_{tr}(v)v$, где N — концентрация нейтральных атомов, $\sigma_{tr}(v)$ — транспортное сечение рассеяния электронов на нейтральных атомах, которое зависит от их скорости. Использование такого выражения для частоты столкновений оправдано тем, что при многофотонной ионизации типичная энергия ϵ_0 не превышает нескольких электронвольт, а порог неупругих столкновений электронов с атомами в одноатомных инертных газах заметно выше. Зависимостью концентрации нейтральных атомов от координаты z пренебрегаем, что возможно в слабо ионизованном газе. Решение уравнения (1) имеет вид $\delta f(\mathbf{v}, z) = (e/m[i\omega - \nu(v)]) E(z) \partial f(v, z) / \partial v_x$. Используя это решение, находим плотность тока вдоль оси x : $j(z) = e \int d\mathbf{v} v_x \delta f(\mathbf{v}, z)$. Затем из уравнений Максвелла получаем уравнение для поля в плазме,

$$\frac{d^2 E(z)}{dz^2} + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon(\omega, z) E(z) = 0, \quad (2)$$

где диэлектрическая проницаемость имеет вид

$$\epsilon(\omega, z) = 1 - \frac{\omega_L^2(z)}{\omega(\omega + i\nu)} \left[1 - i \frac{\alpha}{3} \frac{\nu}{\omega + i\nu} \right]. \quad (3)$$

Здесь

$$\omega_L(z) = \sqrt{4\pi n(z) e^2/m},$$

$\nu \equiv \nu(v_0)$, а $\alpha = \partial \ln \nu / \partial \ln v_0$ — величина, определяющаяся средней энергией фотоэлектронов и видом зависимости транспортного сечения рассеяния от энергии. Заметим, что в инертных газах транспортное сечение рассеяния в области энергий, немного меньших 1 эВ, имеет минимум [24–26], а в точке, отвечающей средней энергии фотоэлектронов, производная частоты столкновений больше нуля. Поэтому обычно параметр α имеет положительные значения. Именно такие условия рассматриваются ниже.

3. ОБЩИЕ СООТНОШЕНИЯ

Вид решения уравнения (2) зависит от вида зависимости плотности фотоэлектронов от координаты. При $z < 0$, где $n = 0$, решение уравнения представляется в виде суммы падающей и отраженной волн. В области $z > L$, где $n = n_0$, решение ищется в виде волны, уходящей в глубь плазмы, если $\text{Re} \epsilon > 0$, где $\epsilon = \epsilon(\omega, L)$, или в виде убывающего поля, если $\text{Re} \epsilon < 0$. В области $0 < z < L$, где $n = n_0 z/L$, после введения переменной ξ ,

$$\xi = \xi(z) = \left(\frac{\omega^2}{z_0 c^2} \right)^{1/3} (z - z_0), \quad (4)$$

где $z_0 = L/(1 - \epsilon)$ — координата точки, в которой диэлектрическая проницаемость равна единице, $\epsilon(\omega, z_0) = 1$, уравнение (2) приводится к уравнению Эйри, а его решение ищется в виде $C_1 \text{Ai}(\xi) + C_2 \text{Bi}(\xi)$, где $\text{Ai}(\xi)$ и $\text{Bi}(\xi)$ — функции Эйри. Неизвестные константы C_1 , C_2 и константы, определяющие поле при $z = L$ и поле отраженной волны, находятся из условий непрерывности тангенциальных компонент электрического и магнитного полей при $z = 0$ и $z = L$. Учитывая сказанное выше, электрическое поле внутри слоя переменной плотности $0 < z < L$ можно представить в виде

$$E(\xi) = 2E_0 \frac{A_+(\xi_L) \text{Bi}(\xi) - B_+(\xi_L) \text{Ai}(\xi)}{B_-(\xi_0) A_+(\xi_L) - A_-(\xi_0) B_+(\xi_L)}. \quad (5)$$

Здесь использованы обозначения $\xi_0 = \xi(0)$, $\xi_L = \xi(L)$,

$$\begin{aligned} A_{\pm}(\xi) &= \text{Ai}(\xi) \pm \frac{i}{\sqrt{-\xi}} \text{Ai}'(\xi), \\ B_{\pm}(\xi) &= \text{Bi}(\xi) \pm \frac{i}{\sqrt{-\xi}} \text{Bi}'(\xi). \end{aligned} \quad (6)$$

В области $z > L$, где плотность фотоэлектронов постоянна, электрическое поле имеет вид

$$E(z) = E(\xi_L) \exp \left[i \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon} (z - L) \right], \quad (7)$$

где ветвь комплексного корня $\sqrt{\varepsilon}$ выбирается таким образом, что $\text{Im} \sqrt{\varepsilon} > 0$ и $\text{Re} \sqrt{\varepsilon} > 0$. Коэффициент поглощения A , определяющий долю переданной плазме энергии падающей волны, находится из соотношения

$$A = 1 - \left| \frac{E(+0)}{E_0} - 1 \right|^2 = 1 - \left| \frac{E(\xi_0)}{E_0} - 1 \right|^2. \quad (8)$$

В случае малых значений аргументов, воспользовавшись разложением функций Эйри $\text{Ai}(\xi) = a - b\xi$, $\text{Bi}(\xi) = \sqrt{3}(a + b\xi)$, где $a = 1/3^{2/3}\Gamma(2/3)$, $b = 1/3^{1/3}\Gamma(1/3)$, $\Gamma(x)$ — гамма-функция Эйлера (см. 10.4.2, 10.4.3 в [27]), из (5) и (6) приближенно имеем

$$E(\xi) \approx 2E_0 \frac{i/\sqrt{-\xi_L} - \xi}{i/\sqrt{-\xi_L} + i/\sqrt{-\xi_0}}. \quad (9)$$

При этом коэффициент поглощения имеет вид

$$A = 1 - \left| \frac{1 - \sqrt{\varepsilon}}{1 + \sqrt{\varepsilon}} \right|^2. \quad (10)$$

В случае, когда аргумент ξ_L мал, а для аргумента ξ_0 можно использовать асимптотические представления функций Эйри вида (см. 10.4.60, 10.4.62, 10.4.64, 10.4.67 в [27])

$$\begin{aligned} \text{Ai}(-\xi) &= \frac{1}{\sqrt{\pi}\xi^{1/4}} \sin \left(\frac{2}{3}\xi^{3/2} + \frac{\pi}{4} \right), \\ \text{Bi}(-\xi) &= \frac{1}{\sqrt{\pi}\xi^{1/4}} \cos \left(\frac{2}{3}\xi^{3/2} + \frac{\pi}{4} \right), \end{aligned} \quad (11)$$

где $|\arg \xi| < 2\pi/3$, для электрического поля внутри слоя переменной плотности фотоэлектронов из (5) и (6) имеем

$$\begin{aligned} E(\xi) \approx E_0 \sqrt{\pi} (-\xi_0)^{1/4} & \left[\left(a - \frac{ib}{\sqrt{-\xi_L}} \right) \text{Bi}(\xi) - \right. \\ & \left. - \sqrt{3} \left(a + \frac{ib}{\sqrt{-\xi_L}} \right) \text{Ai}(\xi) \right] \times \\ & \times \exp \left[i \frac{2}{3} (-\xi_0)^{3/2} + i \frac{\pi}{4} \right] \times \\ & \times \left[a \exp \left(-i \frac{\pi}{3} \right) - \frac{ib}{\sqrt{-\xi_L}} \exp \left(i \frac{\pi}{3} \right) \right]^{-1}. \end{aligned} \quad (12)$$

При этом для коэффициента поглощения находим

$$A = 1 - \left| \exp \left[i \frac{4}{3} (-\xi_0)^{3/2} \right] \left[1 - \frac{a}{b} \sqrt{-3\xi_L} \right] \right|^2. \quad (13)$$

Еще один случай имеет место, когда для аргумента ξ_0 можно использовать формулы (11), а для аргумента ξ_L применимы асимптотические формулы (см. 10.4.59, 10.4.63 в [27]):

$$\begin{aligned} \text{Ai}(\xi) &= \frac{\xi^{-1/4}}{2\sqrt{\pi}} \exp \left(-\frac{2}{3}\xi^{3/2} \right), \quad |\arg \xi| < \pi, \\ \text{Bi}(\xi) &= \frac{\xi^{-1/4}}{\sqrt{\pi}} \exp \left(\frac{2}{3}\xi^{3/2} \right), \quad |\arg \xi| < \frac{\pi}{3}. \end{aligned} \quad (14)$$

В этом случае для напряженности электрического поля (5) имеем

$$E(\xi) = 2E_0 \sqrt{\pi} (-\xi_0)^{1/4} \exp \left[i \frac{2}{3} (-\xi_0)^{3/2} - i \frac{\pi}{4} \right] \text{Ai}(\xi). \quad (15)$$

При этом коэффициент поглощения (8) имеет вид

$$A = 1 - \left| \exp \left[i \frac{4}{3} (-\xi_0)^{3/2} \right] \right|^2. \quad (16)$$

Приведенные в этом разделе выражения (9), (12), (15) и (10), (13), (16) позволяют дать анализ структуры поля и коэффициента поглощения в зависимости от параметров плазмы и частоты воздействующего излучения.

4. РЕЖИМЫ ПРОНИКНОВЕНИЯ ПОЛЯ

Воспользуемся полученными выше общими выражениями при анализе структуры поля и коэффициента поглощения в слабо ионизованной плазме с неоднородным распределением плотности фотоэлектронов. Рассмотрим условия, в которых частота воздействующего поля близка к плазменной частоте: $\omega = \omega_L - \Delta\omega$, где $\Delta\omega \ll \omega_L$. Кроме того, примем, что частота столкновений электронов с нейтральными атомами также меньше плазменной частоты: $\nu \ll \omega_L$. В этих условиях диэлектрическая проницаемость плазмы в области постоянной плотности мала,

$$\varepsilon = -\frac{2\Delta\omega}{\omega_L} + i \frac{\nu_\alpha}{\omega_L}, \quad (17)$$

и $z_0 \approx L$, так как обычно частота $\nu_\alpha = \nu(1 + \alpha/3)$ численно близка к ν . При этом приближенно имеем $\xi_0 \approx -(L\omega_L/c)^{2/3}$, $\xi_L \approx \varepsilon\xi_0$.

4.1. Тонкий слой

Если толщина неоднородного слоя мала настолько, что $L \ll c/\omega_L$, то при рассмотрении поля и коэффициента поглощения можно использовать соотношения (9) и (10), применимые при малых значениях

ξ_0 и ξ_L . Тогда, учтя явный вид ε (17) и величин ξ_0 , ξ_L , для поля и коэффициента поглощения имеем

$$E(z) = \frac{2E_0}{1 + \sqrt{\varepsilon}} \left[1 + i \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon} (z - z_0) \right], \quad (18)$$

$$A = 4 \left[\sqrt{\left(\frac{\Delta\omega}{\omega_L} \right)^2 + \left(\frac{\nu_\alpha}{2\omega_L} \right)^2} - \frac{\Delta\omega}{\omega_L} \right]^{1/2}. \quad (19)$$

Отметим, что в случае столь тонкого неоднородного слоя из выражения (19) следуют результаты работы [19]. Действительно, из (19) при $|\Delta\omega| \ll \nu_\alpha/2$ получаем формулу (26) из [19]. Если $\Delta\omega > 0$ и $\Delta\omega \gg \nu_\alpha/2$, то получаем формулу (21) из [19]. Если $\Delta\omega < 0$ и $|\Delta\omega| \gg \nu_\alpha/2$, то получаем формулу (30) из [19].

4.2. Слой средней толщины

Если толщина слоя неоднородной плотности фотоэлектронов удовлетворяет неравенствам

$$\frac{c}{\omega_L} \ll L \ll \frac{c}{\omega_L} \left[\left(\frac{2\Delta\omega}{\omega_L} \right)^2 + \left(\frac{\nu_\alpha}{\omega_L} \right)^2 \right]^{-3/4}, \quad (20)$$

то для анализа структуры поля и коэффициента поглощения воспользуемся соотношениями (12) и (13). Зависимость поля от координаты z описывается соотношением (12), если в него подставить $\xi(z)$ (4). Согласно (12) по мере удаления от границы плазмы амплитуда напряженности поля медленно возрастает от E_0 до $\approx E_0 (L\omega_L/c)^{1/6}$ при $z \approx z_0$ и далее почти не изменяется вплоть до $z \approx L$. При этом характерный пространственный масштаб осцилляций поля увеличивается от $c/\omega \approx c/\omega_L$ вблизи границы плазмы до $(Lc^2/\omega^2)^{1/3} \approx (Lc^2/\omega_L^2)^{1/3}$ в окрестности точки z_0 . Такое поведение поля иллюстрирует рис. 2, на котором приведена зависимость $|E(z)|$ от z в слое с неоднородной плотностью фотоэлектронов.

Численные расчеты для рис. 2 выполнены в предположении, что при воздействии короткого импульса лазерного излучения на ксенон с плотностью атомов $N = 2.5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ образовался слабоионизованный газ с $\epsilon_0 = 4 \text{ эВ}$ и степенью ионизации 10^{-3} . В этом случае $\omega_L = 0.9 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$, $\nu \approx 0.01\omega_L$. Частоту падающего излучения считаем равной $\omega = 0.97\omega_L$, а толщину неоднородного слоя $L = 20c/\omega_L$.

Изменение структуры поля сопровождается изменением коэффициента поглощения. Учтя явный вид ξ_0 , ξ_L и ε , представим коэффициент поглощения (13) в виде

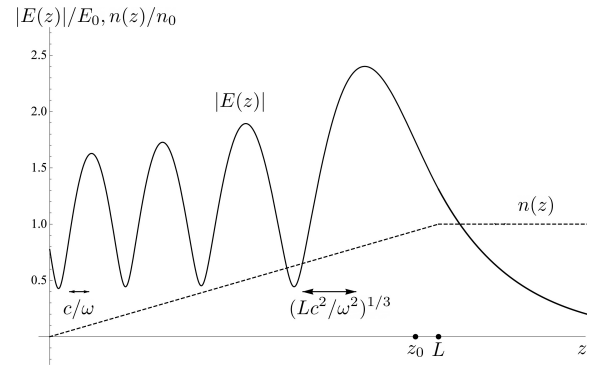


Рис. 2. Зависимость абсолютной величины электрического поля от расстояния до границы плазмы в случае слоя средней толщины

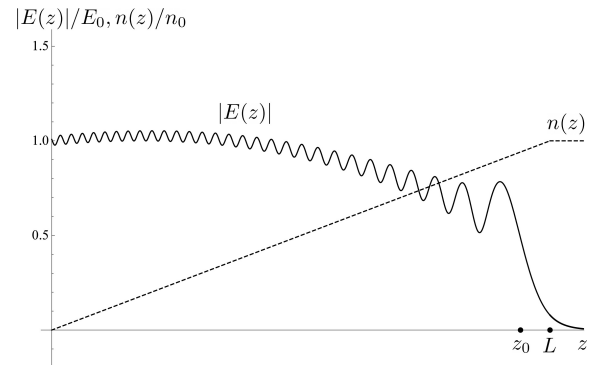


Рис. 3. Зависимость абсолютной величины электрического поля от расстояния до границы плазмы в случае толстого слоя

$$A = 1 - \exp\left(-\frac{8\nu_\alpha L}{3c}\right) \left(1 - 2\sqrt{3}\frac{a}{b} \left(\frac{L\omega_L}{c}\right)^{1/3} \times \left[\sqrt{\left(\frac{\Delta\omega}{\omega_L}\right)^2 + \left(\frac{\nu_\alpha}{2\omega_L}\right)^2} - \frac{\Delta\omega}{\omega_L} \right]^{1/2}\right). \quad (21)$$

Рассмотрим выражение (21) в случаях редких и частых столкновений фотоэлектронов. Сначала примем, что $\Delta\omega \gg \nu_\alpha/2$. Тогда, если толщина слоя неоднородной плотности удовлетворяет неравенствам

$$c/\omega_L \ll L \ll (c/\omega_L) (\omega_L/\Delta\omega)^{3/4}, \quad (22)$$

то из (21) приближенно имеем

$$A = \frac{3^{1/6}\Gamma(1/3)}{\sqrt{2}\Gamma(2/3)} \left(\frac{L\omega_L}{c}\right)^{1/3} \frac{\nu_\alpha}{\sqrt{\Delta\omega\omega_L}} \approx 1.7 \left(\frac{L\omega_L}{c}\right)^{1/3} \frac{\nu_\alpha}{\sqrt{\Delta\omega\omega_L}}. \quad (23)$$

При этом по-прежнему основное поглощение поля происходит в скин-слое плотной плазмы глубиной $\sim c/\sqrt{\Delta\omega\omega_L}$. Если же

$$(c/\omega_L)(\omega_L/\Delta\omega)^{3/4} \ll L \ll (c/\omega_L)(\omega_L/2\Delta\omega)^{3/2}, \quad (24)$$

где правое неравенство обеспечивает малость ξ_L (см. (20)), то

$$A = 1 - \exp\left[-\frac{8\nu_\alpha L}{3c}\right]. \quad (25)$$

Из сравнения (23) и (25) видно, что при $L \approx (c/\omega_L)(\omega_L/\Delta\omega)^{3/4}$ изменяется зависимость коэффициента поглощения от L . Если $(c/\omega_L)(\omega_L/\Delta\omega)^{3/4} \ll L \ll c/\nu_\alpha$, то $A \approx (8/3)\nu_\alpha L/c$, а при $L \gg c/\nu_\alpha$ коэффициент поглощения экспоненциально близок к единице. При толщинах L , удовлетворяющих неравенствам (24), а также при больших L поглощение поля происходит в слое неоднородной плотности.

В случае относительно частых столкновений, когда $\nu_\alpha/2 \gg \Delta\omega$, при L , удовлетворяющей неравенствам

$$c/\omega_L \ll L \ll (c/\omega_L)(\omega_L/\nu_\alpha)^{3/4}, \quad (26)$$

из (21) имеем

$$A = \sqrt{2}3^{1/6} \frac{\Gamma(1/3)}{\Gamma(2/3)} \left(\frac{L\omega_L}{c}\right)^{1/3} \sqrt{\frac{\nu_\alpha}{\omega_L}} \approx 3.4 \left(\frac{L\omega_L}{c}\right)^{1/3} \sqrt{\frac{\nu_\alpha}{\omega_L}}. \quad (27)$$

При еще большей толщине неоднородного слоя, когда

$$(c/\omega_L)(\omega_L/\nu_\alpha)^{3/4} \ll L \ll (c/\omega_L)(\omega_L/\nu_\alpha)^{3/2}, \quad (28)$$

коэффициент поглощения описывается соотношением (25).

4.3. Толстый слой

При большой толщине слоя, когда выполнено условие

$$L \gg \frac{c}{\omega_L} \left[\left(\frac{2\Delta\omega}{\omega_L}\right)^2 + \left(\frac{\nu_\alpha}{\omega_L}\right)^2 \right]^{-3/4}, \quad (29)$$

при рассмотрении распределения поля и коэффициента поглощения можно воспользоваться соотношениями (15) и (16). Достаточно подставить в эти соотношения явные выражения переменной $\xi(z)$ (4) и ξ_0 — ее значение на границе плазмы. Распределение

поля в толстом неоднородном слое представлено на рис. 3. Численные расчеты для рис. 3 выполнены при тех же параметрах плазмы, что и для рис. 2, однако толщина неоднородного слоя предполагалась равной $L = 120c/\omega_L$. Основное отличие рис. 3 от рис. 2, приведенного для более тонкого слоя, состоит в том, что, не доходя до области постоянной плотности, напряженность поля становится экспоненциально малой. При большой толщине неоднородного слоя коэффициент поглощения описывается соотношением (25).

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из соотношений (19), (23), (25) и (27) видно, что чем медленнее возрастает плотность фотоэлектронов, тем больше коэффициент поглощения. Увеличение поглощения обусловлено тем, что при медленном возрастании плотности фотоэлектронов расширяется область проникновения поля в плазму. Такая тенденция имеет место и при $\omega \ll \omega_L$ (см., например, [20]). Однако в случае $\omega \sim \omega_L$ есть дополнительное увеличение коэффициента поглощения, которое реализуется при $\Delta\omega \gg \nu_\alpha$ и промежуточной толщине неоднородного слоя. Увеличение проявляется в условиях, когда положение точки критической плотности z_0 близко к границе области постоянной плотности, т.е. $L - z_0$ мало по сравнению как с длиной волны, так и с глубиной скин-слоя. В этих условиях, с одной стороны, амплитуда поля возрастает по мере приближения к точке z_0 , а с другой стороны, его величина почти не изменяется на расстоянии $L - z_0$ и подросшее поле поглощается в относительно глубоком скин-слое в области постоянной плотности: $c/\sqrt{\Delta\omega\omega_L} \gg c/\omega_L$. К увеличению поглощения приводит и эффект Рамзауэра–Таунсенда, из-за которого эффективная частота столкновений фотоэлектронов с нейтральными атомами инертного газа увеличивается в $1 + \alpha/3$ раз.

Финансирование. Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований в рамках научно-го проекта № 20-32-90158, а также поддержано программой Приоритет 2030 НИЯУ МИФИ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н.Б. Делоне, В.П. Крайнов, УФН **168**, 531 (1998).
2. В.П. Крайнов, ЖЭТФ **138**, 196 (2010).

3. A. Sharma, M. N. Slipchenko, M. N. Shneider et al., *Sci. Reports* **8**, 2874 (2018).
4. N. Lemos, L. Cardoso, J. Geada et al., *Sci. Reports* **8**, 3165 (2018).
5. Y. H. Tang, Z. Gong, J. Q. Yu et al., *Phys. Rev. E* **100**, 063203 (2019).
6. Wang Sheng, Fu Tang, Zhelin Zhang et al., *Opt. Express* **29**, 8676 (2021).
7. H.G. Muller, H.B. van Linden van den Heuvell, P. Agostini et al., *Phys. Rev. Lett.* **60**, 565 (1988).
8. N. B. Delone and V. P. Krainov, *Multiphoton Processes in Atoms*, Springer Verlag, Berlin (1994), p.1.
9. А.В. Богацкая, А.М. Попов, *Письма в ЖЭТФ* **97**, 453 (2013).
10. А.В. Богацкая, Е.А. Волкова, А.М. Попов, *КЭ* **43**, 1110 (2013).
11. А.В. Богацкая, Е.А. Волкова, А.М. Попов, *КЭ* **44**, 1091 (2014).
12. T. Marchenko, H. G. Muller, K. J. Schafer et al., *J. Phys. B: Atom. Mol. Opt. Phys.* **43**, 185001 (2010).
13. P. Agostini, F. Fabre, G. Mainfray et al., *Phys. Rev. Lett.* **42**, 1127 (1979).
14. G. Petite, P. Agostini, and F. J. Yergeau, *J. Opt. Soc. Amer. B* **4**, 765 (1987).
15. Hui-Peng Kang, Chuan-Liang Wang, Zhi-Yang Lin et al., *Chinese Phys. Lett.* **28**, 083201 (2011).
16. Min Li, Peng Zhang, Siqiang Luo et al., *Phys. Rev. A* **92**, 063404 (2015).
17. Linlin Zhang, Zhiming Miao, Wei Zheng et al., *Chem. Phys.* **523**, 52 (2019).
18. К.Ю. Вагин, С.А. Урюпин, *ЖЭТФ* **138**, 757 (2010).
19. K. Yu. Vagin, T. V. Mamontova, and S. A. Uryupin, *Phys. Rev. A* **102**, 023105 (2020).
20. K. Yu. Vagin, T. V. Mamontova, and S. A. Uryupin, *Phys. Rev. E* **104**, 045203(2021).
21. В.П. Крайнов, *ЖЭТФ* **123**, 487 (2003).
22. V.P. Krainov, *J. Phys. B: Atom. Mol. Opt. Phys.* **36**, 3187 (2003).
23. А.Ю. Романов, В.П. Силин, С.А. Урюпин, *ЖЭТФ* **126**, 843 (2004).
24. J.S. Townsend and V.A. Bailey, *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* **42**, 873 (1921).
25. C. Ramsauer, *Ann. Physik* **369**, 513 (1921).
26. R. B. Brode, *Rev. Mod. Phys.* **5**, 257 (1933).
27. M. Abramowitz and I. A. Stegun, *Handbook of Mathematical Functions with Formulas, Graphs, and Mathematical Tables*, New York, Dover (1964).