

01;04;09

©1995 г.

ОБ ИНТЕГРАЛЬНОМ КОЭФФИЦИЕНТЕ ПОГЛОЩЕНИЯ ПУЧКА ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН НА КРИТИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ РАДИАЛЬНО-НЕОДНОРОДНОГО ПЛАЗМЕННОГО ШАРА

Н. С. Бухман

Плодоовощной институт им. И. В. Мичурина, Мичуринск, Россия
(Поступило в Редакцию 25 апреля 1994 г.)

Получена простая аналитическая формула для интегрального коэффициента резонансного поглощения пучка электромагнитных волн на сферической критической поверхности плазменного шара. Установлены границы применимости приближения плоской критической поверхности при расчете резонансного поглощения. Проанализировано влияние аббераций пучка и смещения (в том числе и случайного) оси пучка от центра шара на резонансное поглощение.

1. Известно [1-3], что при отражении электромагнитной волны от плавнонеоднородного слоя слабостолкновительной плазмы с плотностью, превышающей критическую плотность ($n_{cr} = m\omega^2/4\pi e^2$, где ω — частота падающей волны) на критической поверхности плазменного слоя, определяемой условием $n = n_{cr}$, происходит резонансное возрастание продольной компоненты электрического поля падающей волны — плазменный резонанс. Этот резонанс приводит к частичному поглощению волны при отражении, причем в пределе $\nu \rightarrow 0$ (ν — эффективная частота столкновений) коэффициент резонансного поглощения оказывается отличным от 0. Коэффициент поглощения для плоской волны, падающей на одномерно-неоднородный (плоский) плазменный слой, изучался (и табулировался) во многих работах (см., например, [4,5]). Простые аналитические формулы для интегрального коэффициента резонансного поглощения пучка электромагнитных волн на критической поверхности плоского плазменного слоя получены в [6]. В данной работе соответствующие формулы получены для резонансного поглощения пучка на критической поверхности плазменного шара.

Актуальность проведенного рассмотрения связана как с распространенностью сферических и квазисферических плазменных объектов в лабораторной практике (мишень в лазерном термоядерном синтезе,

плазменный факел на поверхности плоской мишени и т. д.), так и с необходимостью установления области применимости приближения плоского плазменного слоя при расчете резонансного поглощения (сразу отметим, что эта область оказывается достаточно узка и даже незначительное искривление критической поверхности может заметно изменить коэффициент резонансного поглощения).

2. Для решения поставленной задачи использован метод разложения падающей волны по сферическим волнам (векторным мультиполям [7]) с последующим нахождением коэффициента поглощения для каждой сферической волны и суммированием полученных результатов. Сходная техника использовалась неоднократно [8,9]. Основное отличие данной работы от цитированных заключается в том, что решение задачи доведено до конца в аналитической форме, что позволяет выразить интегральный коэффициент резонансного поглощения через распределение вакуумной интенсивности поля пучка в центре плазменного шара (это распределение легко измерить в "холодной" установке или рассчитать стандартными методами скалярной теории дифракции), а не через весовые коэффициенты разложения падающей волны по сферическим мультиполям (нахождение этих коэффициентов является самостоятельной задачей, достаточно трудоемкой в неосесимметричной ситуации).

Необходимо также подчеркнуть, что данное рассмотрение проведено без привлечения приближения геометрической оптики и имеет квазиоптический уровень точности. Геометрическая оптика неоднократно [10,11] использовалась в численной форме для расчета резонансного поглощения на искривленной критической поверхности, хотя обоснование правомерности использования геометрической оптики в подобных расчетах в известной автору литературе отсутствует. Между тем в работе [12] показано, что даже при расчете резонансного поля, возбуждаемого пучком на плоской критической поверхности, применение геометрической оптики способно приводить к грубым ошибкам в ситуации, когда из общих соображений следовало бы ожидать правомерности геометрикооптического подхода.

3. Перейдем к изложению полученных результатов. Пусть параксиальный пучок электромагнитных волн (параксиальность обеспечивает применимость квазиоптического приближения; для оценок можно считать параксиальным даже пучок с углом сходимости 90°) падает на плазменный шар с плотностью $n(r)$, причем радиус критической поверхности равен r_0 , а длина неоднородности плазмы вблизи критической поверхности равна L (рис. 1; вдали от критической поверхности профиль плазмы может отличаться от линейного). Пусть все геометрические размеры велики по сравнению с длиной волны ($k_0 L \gg 1$, $k_0 r_0 \gg 1$, где $k_0 = 2\pi/\lambda_0$) и, кроме того, выполняется условие

$$\zeta_0 = (k_0 r_0)(k_0 L)^{-1/3} \gg 1. \quad (1)$$

Это условие необходимо как для использования дифференциального уравнения плазменного резонанса на плоской критической поверхности [1] в качестве эталонного для плазменного резонанса на сферической критической поверхности, так и для аналитического суммирования упоминавшихся выше рядов по векторным мультиполям. Нетрудно

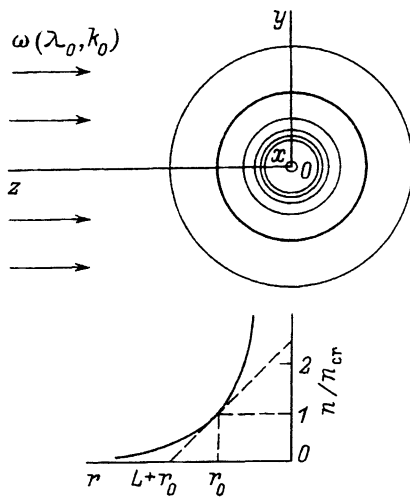


Рис. 1.

увидеть, что это условие оказывается выполненным практически всегда (например, для его выполнения достаточно, чтобы выполнялись условия $k_0 L \gg 1$, $k_0 r_0 \gg 1$ и $r_0 \gtrsim L$).

Тогда для интегрального коэффициента резонансного поглощения этого пучка на критической поверхности плазменного шара нетрудно получить

$$Q^{(\text{res})} = \frac{\int \int I_\rho(\rho) \tilde{Q}(\rho/r_1) dS}{\int \int I(\rho) dS}, \quad (2)$$

где

$$r_1 = \zeta_0/k_0 = r_0(k_0 L)^{-1/3}, \quad (3)$$

$\tilde{Q}(\tau)$ — неоднократно табулированный [4,5] коэффициент резонансного поглощения плоской электромагнитной волны на плоской критической поверхности одномерно-неоднородного плазменного слоя, связанный с функцией Денисова $\Phi_D(\tau)$ [1-3] соотношением

$$\tilde{Q}(\tau) = \Phi_D^2(\tau)/2. \quad (4)$$

Интегрирование в (2) должно быть выполнено в плоскости $z = 0$, проходящей через центр плазменного шара O перпендикулярно вакуумной оси пучка (плоскость Oxy) (рис. 1). Функция $I(\rho)$ — это распределение вакуумной интенсивности волнового пучка в плоскости Oxy , функция $I_\rho(\rho)$ — распределение вакуумной интенсивности радиально-поляризованной компоненты поля пучка в этой плоскости

$$I_\rho(\rho) = |\mathbf{E}_{vac}(\rho) \hat{\rho}|^2, \quad I_\phi(\rho) = |\mathbf{E}_{vac}(\rho) \hat{\phi}|^2, \\ I(\rho) = |\mathbf{E}_{vac}(\rho)|^2 = I_\rho(\rho) + I_\phi(\rho), \quad (5)$$

где $\rho = x\hat{x} + y\hat{y}$, $\rho^2 = x^2 + y^2$, $\hat{\rho} = \rho/\rho$, $\hat{\phi} = (-x\hat{x} + y\hat{y})/\rho$, $\mathbf{E}_{vac}(\rho)$ — амплитуда вакуумного поля пучка в плоскости Oxy .

Необходимо отметить, что в (2), (5) используются именно вакуумные параметры поля пучка, потому что именно эти параметры определяют весовые коэффициенты в разложении падающей волны по векторным мультиполям (эти коэффициенты не зависят от параметров плазменного шара, но зависят от положения его центра O).

Равенства (2)–(5) показывают, что коэффициент резонансного поглощения $Q^{(\text{res})}$ зависит только от поляризации и распределения вакуумной интенсивности падающего поля в плоскости Oxy , проходящей через центр плазменного шара. Видно также, что существенным для резонансного поглощения является только вакуумное поле в круге $\rho \lesssim r_1 = r_0(k_0 L)^{-1/3} \ll r_0$, потому что при $\rho \gg r_1$ функция $\tilde{Q}(\rho/r_1)$ является экспоненциально малой. Существенно, что этот радиус мал по сравнению с радиусом кривизны критической поверхности r_0 . Формула (2) может использоваться для расчета резонансного поглощения с использованием экспериментально найденных (в “холодной” установке) распределений $I(\rho)$ и $I_\rho(\rho)$.

4. Рассмотрим сначала простейший случай осесимметричного (по интенсивности) эллиптически поляризованного волнового пучка $I(\rho) = I(\rho)$.

В этом случае

$$Q^{(\text{res})} = \frac{1}{2} \frac{\int_0^\infty I(\rho) \tilde{Q}(\rho/r_1) \rho d\rho}{\int_0^\infty I(\rho) \rho d\rho}. \quad (6)$$

Видно, что величина коэффициента поглощения $Q^{(\text{res})}$ контролируется величиной параметра w/r_1 , где w — вакуумная ширина пучка в плоскости Oxy . В случае $w \ll r_1$ имеем $Q^{(\text{res})} \sim (w/r_1)^2 \ll 1$, в случае $w \gg r_1$ имеем $Q^{(\text{res})} \sim (r_1/w)^2 \ll 1$. Таким образом, резонансное поглощение максимально при $w \sim r_1$.

В качестве примера рассмотрим гауссов пучок ($I_g(\rho) = \exp(-2\rho^2/w^2)$) и пучок с прямоугольным профилем интенсивности вблизи центра плазменного шара ($I_s(\rho) = 1$, если $\rho < w$). В этом случае из (2) нетрудно получить

$$Q_g^{(\text{res})} = \frac{\pi \Delta^2}{4\delta} \frac{\mu}{(1+\mu)^2}, \quad Q_s^{(\text{res})} = \frac{\pi \Delta^2}{8\delta} \frac{1 - (1+2\mu) \exp(-2\mu)}{\mu}, \quad (7)$$

где $\mu = \delta w^2/r_1^2$ и принята следующая аналитическая аппроксимация для функции Денисова:

$$\Phi_D(\tau) = (2\pi)^{1/2} \tau \Delta \exp(-\delta \tau^2), \quad \Delta = 1.02, \quad \delta = 1.22. \quad (8)$$

Сравнение этой аналитической аппроксимации с результатами численного расчета [5] и с некоторыми другими аналитическими аппроксимациями (использованными в работах [6,9]) приведено на рис. 2. На этом рисунке жирная кривая — данные численного расчета [5], тонкая кривая — аналитическая аппроксимация (8), штриховые a и b — аналитические аппроксимации [6,9] (см. ниже). На рисунке приведены

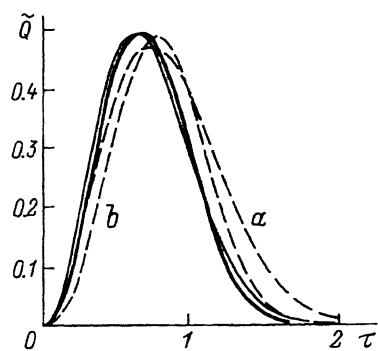


Рис. 2.

не графики функции Ленисова, а графики связанной с ней функции потерь $\tilde{Q}(\tau)$. Во избежание недоразумений отметим, что мы используем название “функция Ленисова” для самой функции $\Phi(\tau)$, определенной в [1], а не для ее не очень точной аналитической аппроксимации через функции Эйри (приведенной там же).

Графики зависимостей (7) приведены на рис. 3 (сплошная линия a — для гауссова пучка, сплошная линия b — для пучка с прямоугольным профилем в центре плазменного шара). Максимальные коэффициенты поглощения оказываются равны $Q_g^{(res)}(w = 0.9r_1) = 0.165$, $Q_s^{(res)}(w = 0.84r_1) = 0.200$.

Сравним теперь результаты, полученные для сферического плазменного шара, с соответствующими результатами для одномерно-неоднородного плазменного слоя, приведенными в [6]. Ясно, что при достаточно большом радиусе критической поверхности плазменного шара она становится практически плоской и результаты данной работы должны совпадать с результатами [6]. В этой работе получена следующая формула для коэффициента резонансного поглощения гауссова пучка на плоской критической поверхности:

$$Q_g^{(res)} = 0.5D\alpha^2/(\alpha^2 + 1/2)^2 - 0.25D^2\alpha^2/(\alpha^2 + 1)^3, \quad (9)$$

где $\alpha = w_f/w_0$, $D = C/B \cong 0.73$ ($C = \pi\Gamma(2/3)/(3^{1/6}\Gamma(1/3)) \cong 1.32$ [4], $B \cong 1.80$ [6]), w_f — фокальный радиус пучка, параметр $w_0 = (B^{1/2}/\pi)\lambda_0(k_0L)^{1/3}$ зависит только от длины неоднородности плазмы L .

Выражение (9) получено в [6] с использованием аналитической аппроксимации

$$\tilde{Q}(\tau) = 1 - \left(1 - C\tau^2 \exp(-B\tau^2)\right)^2 \quad (10)$$

для функции $\tilde{Q}(\tau)$ (рис. 2).

Ясно, что (9) должно совпадать с (7) при $r_0 \rightarrow \infty$, когда критическая поверхность плазменного шара может рассматриваться как плоская.

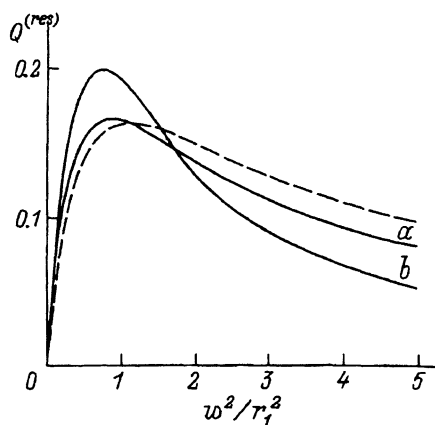


Рис. 3.

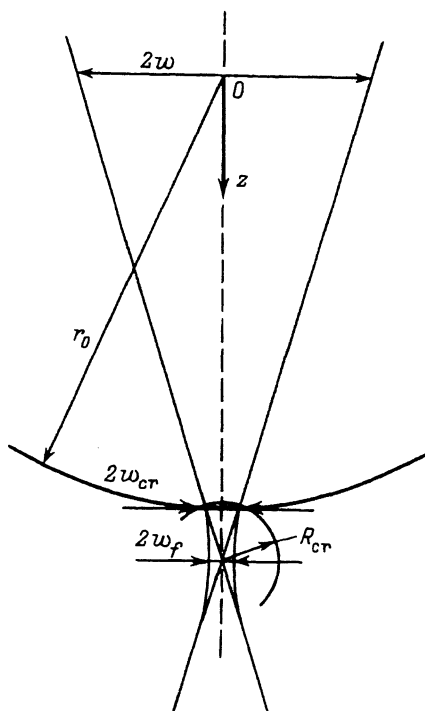


Рис. 4.

Для сравнения формул (9) и (7) необходимо установить связь между фигурирующими в них параметрами α и μ . Нетрудно показать, что (9) может совпадать с (7) только в случае, когда расстояние между вакуумным фокусом пучка и критической поверхностью ограничено, а радиус критической поверхности неограниченно возрастает (рис. 4). В этом случае центр плазменного шара расположен в волновой зоне пучка, причем расстояние между центром плазменного шара и фокусом пучка равно r_0 . В результате $w = 2r_0 / (k_0 w_f)$ [13,14] и параметр μ не зависит от величины параметра r_0 , но зависит от величины параметра w_f

$$\mu = 4\delta(k_0 L)^{2/3} / (k_0 w_f)^2 = (\delta/B)\alpha^2. \quad (11)$$

Используя (11), мы теперь можем сравнить (7) и (9). Это сравнение выполнено в графической форме на рис. 3 (результаты применения формулы (9) с учетом (11) показаны штриховой линией). Видно, что согласие между (7) и (9) является вполне удовлетворительным. Небольшое различие связано с использованием различных аналитических аппроксимаций для функции Денисова (8) и (10). Из рис. 2 видно, что аппроксимация (10) более точна при $\tau \ll 1$ [4], а аппроксимация (8) — при $\tau \sim 1$. Интересно, что с учетом (11) любая из формул (7) и (9) может быть использована как для плоского, так и для сферического плазменного слоя. Ясно, что в обоих случаях формула (9) более точна при $\mu \ll 1$, а формула (7) — в случае $\mu \gtrsim 1$.

Обсудим теперь условия применимости модели плоского плазменного слоя к сферическому случаю более детально. Из рис. 4 видно, что эти условия могут быть записаны в виде $w_{cr} \ll w$, где w_{cr} — вакуумная ширина пучка на критической поверхности, w — вакуумная ширина пучка вблизи центра плазменного шара. Этот критерий очень удобен для анализа эксперимента, когда обе ширины могут быть измерены в “холодной” установке. Для теоретического понимания этот критерий можно переписать как $|q_{cr}| \ll r_0$, где q_{cr} — комплексная вакуумная ширина гауссова пучка на критической поверхности [13]. Таким образом, данный плазменный слой может рассматриваться для данного пучка как плоский только тогда, когда (комплексная) кривизна пучка вблизи критической поверхности велика по сравнению с собственной кривизной критической поверхности. В такой форме данный критерий выглядит вполне естественно с точки зрения теории. Для произвольного (негауссова) пучка его можно переписать как $R_{cr} \ll r_0$ или $k_0 w_{cr}^2 \ll r_0$ (достаточно выполнения любого из этих двух условий), где R_{cr} — вещественная вакуумная ширина фазового фронта падающего пучка, w_{cr} — вещественная вакуумная ширина пучка на критической поверхности.

5. Рассмотрим теперь ситуацию, когда вакуумная ось пучка не пересекает центр плазменного шара. Для определенности рассмотрим линейно поляризованный гауссов пучок с вакуумной шириной в плоскости Oxy (вблизи центра шара) w , сдвигом оси пучка B от центра шара ρ_s , углом между направлением поляризации и направлением этого сдвига β (рис. 5). Для этого случая имеем

$$Q_{sh}^{(res)} = \frac{\pi \Delta^2}{4\delta} \frac{\mu}{(1+\mu)^2} \left[1 + \frac{4\kappa \cos^2 \beta}{1+\mu} \right] \exp\left(-\frac{2\mu\kappa}{1+\mu}\right), \quad (12)$$

где $\mu = \delta w^2 / r_1^2$, $\kappa = \rho_s^2 / w^2$.

Зависимость $Q_{sh}^{(res)}$ от параметра сдвига κ показана на рис. 6 для $\mu = 1.1/2.1/4$ и $\beta = 0$ (жирная линия), 45° (штриховая), 90° (тонкая линия). Если сдвиг мал ($\rho_s \ll \max(w, r_1)$), то уравнение (12) можно

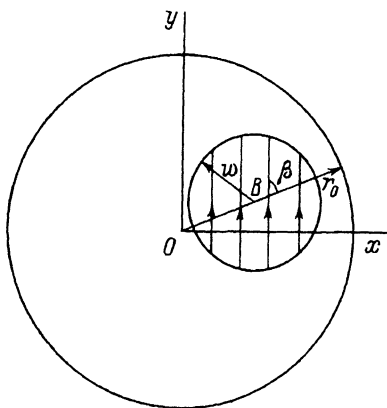


Рис. 5.

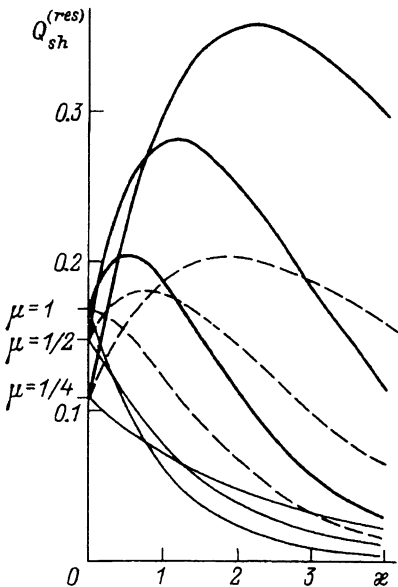


Рис. 6.

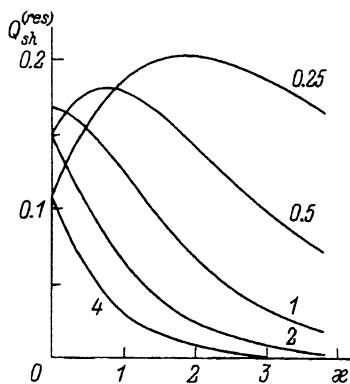


Рис. 7.

переписать как

$$Q_{sh}^{(res)} = Q_g^{(res)} + \frac{\pi \Delta^2}{2\delta} \frac{\mu(2 \cos^2 \beta - \mu)\rho_s^2}{(1 + \mu)^3 w^2}, \quad (13)$$

где $Q_g^{(res)}$ — коэффициент резонансного поглощения осесимметричного гауссова пучка (7).

Нетрудно показать, что в случае $\mu > 2$ малый сдвиг вызывает возрастание резонансного поглощения, а в случае $\mu < 2$ малый сдвиг оси пучка от центра плазменного шара может вызвать как уменьшение (если $\cos^2 \beta < \mu/2$), так и увеличение (если $\cos^2 \beta > \mu/2$) резонансного поглощения в зависимости от угла β между направлением сдвига и направлением поляризации пучка.

Легко проверить, что для циркулярно поляризованного пучка $\cos^2 \beta$ в (12) и (13) следует заменить на $1/2$ и резонансное поглощение не зависит от направления сдвига оси пучка от центра шара. В этом случае вместо (12) и (13) имеем

$$Q_{sh}^{(res)} = \frac{\pi \Delta^2}{4\delta} \frac{\mu}{(1 + \mu)^2} \left[1 + \frac{2\kappa}{1 + \mu} \right] \exp\left(-\frac{2\mu\kappa}{1 + \mu}\right), \quad (14)$$

$$Q_{sh}^{(res)} = Q_g^{(res)} + \frac{\pi \Delta^2}{2\delta} \frac{\mu(1 - \mu)\rho_s^2}{(1 + \mu)^3 w^2}. \quad (15)$$

Зависимость $Q_{sh}^{(res)}$ от параметра сдвига κ показана на рис. 7 для $\mu = 1/4, 1/2, 1, 2, 4$ (цифры у кривых). Видно, что в случае $\mu > 1$ ($\mu < 1$) небольшой сдвиг вызывает уменьшение (увеличение) резонансного поглощения.

Обсудим некоторые вопросы, связанные с возможной случайной геометрией задачи. Во-первых, пучок может оказаться неполяризован (или хаотически поляризован). Нетрудно проверить, что и в этом случае формулы (14) и (15) дают правильное значение для усредненного (по времени когерентности) коэффициента поглощения. В случае же частичной поляризации пучка его следует разложить на линейно поляризованную, циркулярно поляризованную и неполяризованную компоненты и для каждой компоненты использовать соответствующую формулу.

Во-вторых, сдвиг вакуумной оси линейно поляризованного пучка от центра плазменного шара может быть непреднамеренным. В этом случае сдвиг естественно рассматривать как случайный по направлению. В этом случае $\langle \cos^2 \beta \rangle = 1/2$ и мы вновь возвращаемся к формулам (14) и (15) для усредненного (по направлению сдвига) коэффициента поглощения. Если величина сдвига тоже случайна, то непосредственное применение формулы (13) недопустимо, но формула (15) может быть применена для малых $\langle \rho_s^2 \rangle$

$$\langle Q_{\text{sh}}^{(\text{res})} \rangle = Q_g^{(\text{res})} + \frac{\pi \Delta^2}{2\delta} \frac{\mu(1-\mu)}{(1+\mu)^3} \frac{\langle \rho_s^2 \rangle}{w^2}, \quad (16)$$

где $\langle Q_{\text{sh}}^{(\text{res})} \rangle$ — усредненный (по величине и направлению сдвига) коэффициент поглощения, $\langle \rho_s^2 \rangle$ — средний квадрат сдвига.

Проведенное рассмотрение “дрожания” оси пучка (или центра мишени) можно суммировать следующим образом.

а) Если средняя величина сдвига мала в сравнении с вакуумной шириной пучка в центре плазменного шара (не с шириной пучка на критической поверхности; это различие существенно для случая фокусировки пучка в центр шара), то этим сдвигом можно пренебречь.

б) В противном случае ($\rho_s \gtrsim w$) величина коэффициента поглощения случайна (в том смысле, что она сравнима со своим среднеквадратичным отклонением). Кроме того, усредненная величина коэффициента поглощения существенно отличается от своего значения при $\rho_s = 0$, даже если $\langle \rho_s \rangle = 0$ (но $\langle \rho_s^2 \rangle \neq 0$). Это означает, что усредненные (по сдвигу) экспериментальные результаты могут существенно отличаться от теоретических расчетов, выполненных в предположении $\rho_s = 0$. Именно этим частично объясняется, по нашему мнению, различие между усредненными экспериментальными данными и теоретическими результатами, приведенными в работе [9].

Определенный интерес представляет также анализ влияния сферических aberrаций пучка, сфокусированного на плазменный шар, на резонансное поглощение. Действительно, из приведенных выше рассуждений ясно, что резонансное поглощение зависит не столько от ширины диаграммы направленности пучка на бесконечности (т.е. от угла его фокусировки), сколько от его вакуумной ширины в центре мишени. Поэтому резонансное поглощение реальных пучков существенно зависит от aberrаций, если только ширина пучка в центре шара определяется aberrациями; ясно, что такая ситуация является скорее правилом, чем исключением при фокусировке реального пучка в центр плазменного шара.

Приближенный учет аббераций может быть осуществлен путем замены квадрата текущей ширины пучка $w^2(z)$, вычисленной без учета аббераций, на $w^2(z) + w_{ab}^2$, где $w_{ab} = \text{const}$ — абберационная поправка, определяющая ширину пучка в фокусе с учетом аббераций. При этом вдали от фокуса ширина пучка определяется расстоянием от фокуса и углом фокусировки пучка, а вблизи фокуса (где абберации наиболее существенны) — абберационной поправкой w_{ab} . Нетрудно проверить, что абберации приводят примерно к тем же результатам, что и “дрожащие” мишени (за исключением того обстоятельства, что коэффициент поглощения абберирующего пучка не является случайной величиной). Так, в случае слабых аббераций гауссова пучка проведение описанной процедуры с последующей линеаризацией по w_{ab}^2 приводит нас к формуле

$$Q_{ab}^{(\text{res})} = Q_g^{(\text{res})}(w_g) + \frac{\pi \Delta^2}{4\delta} \frac{\mu(1-\mu)w_{ab}^2}{(1+\mu)^3 w_g^2}, \quad (17)$$

где $\mu = \delta w_g^2 / r_1^2$, w_g — “теоретическая” ширина гауссова пучка (без учета аббераций).

Видно, что (17) совпадает с (16), если положить $w_{ab}^2 = 2\langle \rho_s^2 \rangle$.

Результаты

а) Коэффициент резонансного поглощения пучка электромагнитных волн на критической поверхности плазменного шара зависит только от двух геометрических параметров шара — от радиуса критической поверхности r_0 и длины неоднородности плазмы L вблизи критической поверхности, если только профиль плотности плазмы может считаться линейным (с постоянной длиной неоднородности L) на расстоянии нескольких длин волн от критической поверхности. Это означает, в частности, что характер зависимости плотности плазмы от радиуса $n(r)$ в периферийной части плазменного шара (на расстояниях, больших нескольких длин волн, от критической поверхности) не влияет на коэффициент резонансного поглощения.

б) Коэффициент резонансного поглощения эллиптически поляризованного пучка зависит только от распределения его вакуумной интенсивности и поляризации в плоскости центра плазменного шара. Это означает, что два совершенно различных пучка (с разными углами фокусировки, положением фокуса и т.д.) будут иметь одинаковый коэффициент резонансного поглощения, если только распределения их вакуумных интенсивностей и поляризаций в плоскости центра плазменного шара будут совпадать. В этом смысле плоскость центра плазменного шара имеет особый статус — совпадение распределения вакуумных интенсивностей двух пучков в любой другой плоскости (в том числе и вблизи критической поверхности плазменного шара) не гарантирует совпадения их коэффициентов резонансного поглощения.

в) Мощность резонансного поглощения определяется величиной мощности, переносимой пучком (в вакууме) через круг с радиусом $\sim r_1$, где r_1 определяется параметрами r_0 и L , причем r_1 мало по сравнению с радиусом критической поверхности r_0 . Этот результат позволяет усилить утверждение б — любое изменение пучка, не изменяющее

распределение его вакуумной амплитуды и фазы на поверхности круга r_1 , не изменяет ни величины поглощенной энергии, ни распределения резонансного поля по критической поверхности. Если же неизменной осталась амплитуда (но не фаза) вакуумного поля на круге r_1 , то неизменным останется величина поглощенной энергии (но не распределение резонансного поля).

г) Получены простые аналитические формулы, позволяющие в общем случае свести расчет интегрального коэффициента резонансного поглощения пучка на сферической критической поверхности к двухкратному (или однократному в случае осевой симметрии) интегрированию, что позволило получить простые расчетные формулы для коэффициента резонансного поглощения пучка, ось которого не проходит через центр мишени, а также проанализировать такие эффекты, как абберрации пучка или случайные сдвиги оси пучка от центра мишени.

Основным результатом проведенного рассмотрения является вывод о том, что интегральный коэффициент резонансного поглощения не зависит от многих параметров мишени и пучка, от которых в принципе можно было бы ожидать зависимости. В частности, для нахождения этого коэффициента не требуется проводить полный расчет рефракции пучка в плазменной короне и преодолевать многочисленные трудности, возникающие на этом пути.

Список литературы

- [1] Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Наука, 1967.
- [2] Голант В.Е., Пилия А.Д. // УФН. 1972. Т. 14. С. 413.
- [3] Силин В.П. // УФН. 1985. Т. 145. С. 225.
- [4] Омельченко О.Я., Панченко В.И., Степанов К.Н. // Изв. вузов. Радиофизика. 1971. Т. 14. С. 1484.
- [5] Бухман Н.С. // Изв. вузов. Радиофизика. 1990. Т. 33. С. 912.
- [6] Бухман Н.С. // Физика плазмы. 1989. Т. 15. С. 1527.
- [7] Солимено С., Крозиньяни Б., Дипорто П. Дифракция и волноводное распространение оптического излучения. М.: Мир, 1989.
- [8] Thomson J.J., Max C.E., Erskila J., Tull J.E. // Phys. Rev. Lett. 1976. Vol. 37. P. 1052.
- [9] Андреев А.А., Самсонов А.Г., Соловьев Н.А. // Квантовая электроника. 1987. Т. 14. С. 1873.
- [10] Афанасьев Ю.В., Гамалий Е.Г., Демченко Н.Н. и др. // ЖЭТФ. 1980. Т. 79. С. 837.
- [11] Тр. ФИАН. Т. 134. М.: Наука, 1980.
- [12] Бухман Н.С. // Физика плазмы. 1991. Т. 17. С. 185.
- [13] Маркузе Д. Оптические волноводы. М.: Мир, 1974.
- [14] Ваганов Р.Б., Каценеленбаум Б.З. Основы теории дифракции. М.: Наука, 1982.

