Краткие сообщения

01;04;09

О поперечном распределении резонансного поля, возбуждаемого гауссовым электромагнитным пучком на критической поверхности радиально-неоднородного плазменного шара

© Н.С. Бухман

Мичуринская государственная сельскохозяйственная академия.
Мичуринск, Россия

(Поступило в Редакцию 16 ноября 1995 г.)

Изучено поперечное распределение резонансного поля, возбуждаемого гауссовым электромагнитным пучком на критической поверхности радиально-неоднородного плазменного шара. Получены аналитические формулы для этого распределения. Показано, что при фокусировке лазерного пучка перед сферической мишенью или за ней одинаковые значения интегрального коэффициента резонансного поглощения могут соответствовать существенно различным (по ширине) распределениям резонансного поля по сферической критической поверхности.

1. Известно [1,2], что при отражении электромагнитной волны от плавнонеоднородного слоя слабостолкновительной плазмы с максимальной плотностью, превышающей критическую для данной частоты волны ω ($n_{\text{cr}} = m\omega^2/4\pi e^2$) на критической поверхности плазменного слоя, определяемой условием $n = n_{\text{cr}}$, происходит резонансное возрастание продольной (в направлении градиента диэлектрической проницаемости) компоненты электрического поля падающей волны — плазменный резонанс. Продольное распределение резонансного поля не зависит от структуры падающей волны и определяется тем или иным [1,2] механизмом ограничения резонанса. Поперечное же распределение резонансного поля зависит как от характеристик пространственного распределения плазмы, так и от структуры падающей волны. Поперечное распределение резонансного поля, возбуждаемого гауссовым электромагнитным пучком на плоской критической поверхности, рассчитано в [3]. Между тем основной практический интерес (в частности, в исследованиях, связанных с проблемой лазерного термоядерного синтеза) представляет распределение резонансного поля на сферической критической поверхности.

В работе [4] предложен метод расчета поперечного (по критической поверхности) распределения резонансного поля, возбуждаемого на сферической критической поверхности радиально-неоднородного плазменного шара параксиальным электромагнитным пучком. В данной работе изложены результаты соответствующих расчетов для осесимметричного линейно поляризованного гауссова пучка, вакуумная ось которого проходит через центр плазменного шара. Выбор для исследования именно гауссова пучка связан с двумя обстоятельствами. Во-первых, хорошо известно [5], что гауссовы пучки являются хорошей моделью для маломодовых пучков вообще и, во-вторых, для гауссова пучка расчеты удается довести до конца в аналитической форме.

2. Пусть осесимметричный гауссов пучок с вакуумным полем

$$\mathbf{E} = \frac{E_0\mathbf{x}}{1+iD(z)}\exp\left(-\frac{x^2+y^2}{a^2(1+iD(z))}\right) \times \exp(ik_0z + i\omega t) \qquad (1)$$

падает на радиально-неоднородный сгусток плазмы с центром 0 и плотностью $n(r)$ (рис. 1). В формуле (1) E_0 — напряженность поля в фокусе пучка, $\mathbf{x}$ — орт прямоугольной декартовой системы координат,

$$D(z) = \frac{2(z-z_0)}{k_0a^2}$$

— дифракционная длина, a — радиус пучка в фокусе (в перетяжке), z_0 — положение перетяжки, k_0 — вакуумное волновое число, ω — круговая частота волны. Вместо

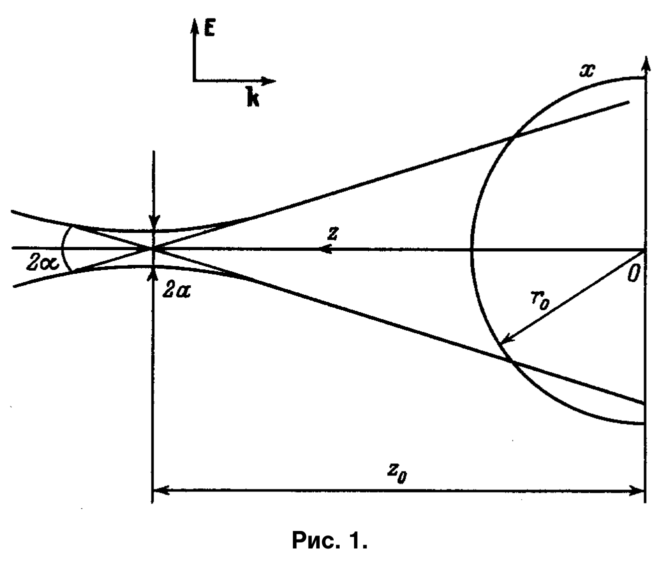

Рис. 1.

ширины пучка в перетяжке a можно использовать половину угла сходимости крайних лучей пучка α (рис. 1) на уровне e^{-2} по интенсивности $(\operatorname{tg}\alpha = 2/(k_0 a))$.

Пусть r_0 — радиус критической поверхности плазменного шара, L — длина радиальной неоднородности плазмы вблизи критической поверхности $(n'(r_0) = n_{\mathrm{cr}}/L$, где $n(r)$ — плотность плазмы, n_{cr} — критическая плотность$)$, ν — эффективная частота электрон-ионных столкновений на критической поверхности.

Тогда, считая выполненными условие параксиальности пучка[1] $(\operatorname{tg}\alpha \ll 1)$, условие плавнонеоднородности плазмы[2] $(k_0 L \gg 1)$, условие квазиклассичности резонансного поля по угловым координатам[3] $(k_0 r_0)(k_0 L)^{-1/3} \gg 1$ [4] и условие малости обратно-тормозного поглощения[4] $(k_0 L)(\nu/\omega) \ll 1$, для возбуждаемого пучком на сферической критической поверхности резонансного поля нетрудно получить следующую формулу:[5]

$$E_{\mathrm{res}} = \frac{E_0 \Delta}{(k_0 L)^{1/6}} \frac{a^2}{r_0^2} \frac{\theta_{0c}^2}{\theta_c^4} \times \exp\bigl[i(\phi_0 - \pi/4)\bigr]\theta \sin\phi \exp(-\theta^2/\theta_c^2), \qquad (2)$$

где θ и ϕ — полярный и азимутальный углы соответствующей сферической системы координат; величины параметров ϕ_0, θ_{0c} и θ_c определяются соотношениями

$$\phi_0 = k_0 r_0 - \int\limits_{r_0}^{\infty} \bigl((k(r) - k_0\bigr) dr, \quad k(r) = k_0 (1 - n(r)/n_{\mathrm{cr}})^{1/2},$$

$$\theta_{0c}^2 = (4/k_0^2)\bigl[1/a_0^2 - ik_0/(2R_0)\bigr],$$

$$\theta_c^2 = (4/k_0^2)\bigl[1/a_1^2 - ik_0/(2R_1)\bigr],$$

$$1/a_1^2 = 1/a_0^2 + \delta/r_{am}^2, \quad 1/R_1 = 1/R_0 + 1/r_{ph},$$

$$1/\theta_c^2 = 1/\theta_r^2 + i/\theta_i^2, \quad \theta_r = (4/(k_0^2 a_1^2) + a_1^2/R_1^2)^{1/2},$$

$$1/R_1 = 1/R_0 + 1/r_{ph}. \qquad (3)$$

Здесь r_{am} и r_{ph} — введенные в [4] параметры плазменного шара, определяемые соотношениями

$$r_{am} = r_0 (k_0 L)^{-1/3}, \quad 1/r_{ph} = \int\limits_{r_0}^{\infty} \frac{dr}{r^2 (1 - n(r)/n_{\mathrm{cr}})^{1/2}}, \qquad (4)$$

а a_0 и R_0 — вакуумная ширина и радиус кривизны пучка в точке 0, определяемые соотношениями

$$a_0^2 = a^2(1 + D_0^2), \quad 1/R_0 = 2D_0/(k_0 a_0^2),$$

$$D_0 = -2z_0/(k_0 a^2). \qquad (5)$$

Физический смысл фигурирующих в (2)–(5) промежуточных параметров достаточно очевиден [5]; θ_{0c} — это комплексная ширина диаграммы направленности исходного гауссова пучка при $z \to +\infty$; θ_c — комплексная ширина диаграммы направленности "фиктивного" гауссова пучка, подвергнутого амплитудной и фазовой коррекции [4]; a_0 — вакуумный радиус исходного гауссова пучка в сечении $z = 0$ (a_1 — то же самое для "фиктивного" пучка); $1/R_0$ — вакуумная кривизна фазового фронта исходного гауссова пучка в сечении $z = 0$ ($1/R_1$ — то же самое для "фиктивного" пучка).

Поперечное распределение резонансного поля по критической поверхности полностью определяется параметрами плазменного шара r_{am} и r_{ph} (4) и "входными" параметрами гауссова пучка a (или α) и z_0. Видно, что поперечное распеределение интенсивности резонансного поля имеет гантелеобразную (вытянутую в направлении поляризации пучка) форму с характерной угловой шириной θ_r

$$|\mathbf{E}_{\mathrm{res}}|^2 \sim \sin^2\phi\,\theta^2 \exp(-2\theta^2/\theta_r^2). \qquad (6)$$

Из формулы (6) видно, что основной характеристикой поперечного распределения интенсивности резонансного поля является введенный в формулу (3) параметр θ_r. Его величина зависит от ширины пучка на плоскости $z = 0$ a_0, от кривизны фазового фронта пучка на этой плоскости $1/R_0$, от селективности возбуждения плазменного резонанса по углу падения волны (через параметр r_{am}) и от дефокусировки пучка при распространении в плазменной короне (через параметр r_{ph}). Нетрудно проверить, что в предельных случаях $r_0 \gg L$ и $r_0 \ll L$ величина этого параметра определяется формулой

$$1/r_{ph} = \begin{cases} 1/r_0, & r_0 \gg L, \\ (\pi/2)(L/r_0)^{1/2} r_0^{-1}, & r_0 \ll L. \end{cases} \qquad (7)$$

При промежуточных значениях параметра L/r_0 величину r_{ph} следует вычислять непосредственно по формуле (4). Так, в случае экспоненциального закона спадания плотности плазмы с ростом расстояния r от центра шара

$$n(r)/n_{\mathrm{cr}} = \exp\bigl[-(r - r_0)/L\bigr] \qquad (8)$$

имеем

$$f(r_0/L) \equiv r_{ph}^{-1}/r_0^{-1} = \int\limits_{1}^{+\infty} \frac{dx}{x^2 \bigl[1 - \exp[-(r_0/L)(x-1)]\bigr]^{1/2}}. \qquad (9)$$

На рис. 2 в качестве иллюстрации оценок (7) приведен график функции $f(r_0/L)$ (сплошная линия — рассчитанный по формуле (9), штриховая — по формулам (7)).

[1] В данном случае речь идет о формальном математическом обосновании приведенных ниже результатов. Практически же даже для пучков с углом сходимости около 90° ($\alpha = 45°$, $\operatorname{tg}\alpha = 1$) использование параксиального приближения обычно не приводит к существенным ошибкам.

[2] Обычно это условие можно считать выполненным даже при $L \cong \lambda_0$ ($k_0\lambda_0 = 2\pi \cong 10$). Подробное обсуждение этого вопроса приведено в [1].

[3] В случае $L \leqslant r_0$ это условие следует из предыдущего.

[4] Нетрудно показать, что нарушение этого условия приводит к соответствующему уменьшению резонансного поля, но не изменяет его распределение по критической поверхности.

[5] При выводе (2) использована предложенная в [3] аналитическая аппроксимация функции Денисова; $\Delta = 1.02$ и $\delta = 1.22$ — подгоночные параметры этой аппроксимации.

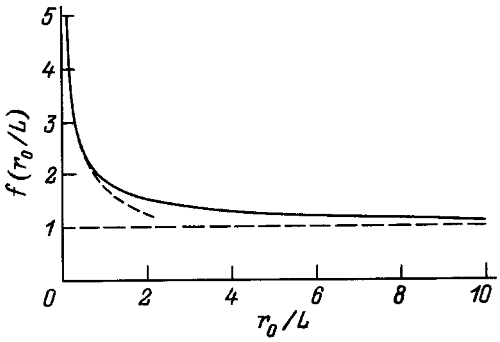

Рис. 2.

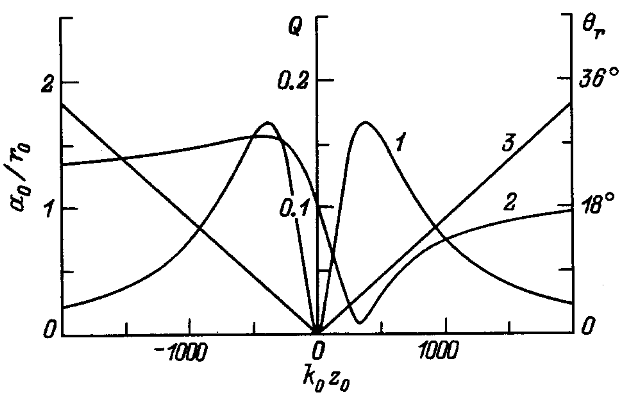

Рис. 3.

Отметим, что в соотношении $1/r_{ph} \cong 1/r_0$ соответствует пренебрежению рефракцией пучка плазменной короне. Из рис. 2 видно, что область применимости этого приближения достаточно широка.

В качестве иллюстрации полученных общих соотношений на рис. 3 приведены зависимости интегрального коэффициента резонансного поглощения[6] Q (кривая *1*), ширины углового распределения резонансного поля по критической поверхности θ_r (кривая *2*) и нормированной на радиус критической поверхности вакуумной ширины пучка вблизи центра шара a_0/r_0 (кривая *3*) от сдвига вакуумного фокуса пучка относительно центра плазменного шара z_0 (точнее, от параметра расфокусировки k_0z_0). При проведении расчета использовались следующие параметры плазменного шара:[7] $\lambda_0 = 1.06\,\mu$m, $\operatorname{tg}\alpha = 55/170$ (диаметр линзы 110 mm, ее фокусное расстояние — 170 mm, $r_0 = 60\,\mu$m, $L = 3\,\mu$m, $k_0z_0 = 0\ldots2000$. На рис. 3 положительным значениям параметра z_0 соответствует вакуумная фокусировка пучка перед центром шара (рис. 1), а отрицательным — вакуумная фокусировка за центр плазменного шара.

Из рис. 3 видно, что интегральный коэффициент резонансного поглощения Q достигает максимального значения (около 17%) при $k_0z_0 \cong \pm400$. Ширина же углового распределения резонансного поля по критической поверхности θ_r при тех же значениях параметра k_0z_0 достигает максимума (примерно 28° при $k_0z_0 \cong -400$) или минимума (примерно 2° при $k_0z_0 \cong +400$). Нетрудно, впрочем, убедиться, что совпадение экстремумов интегрального коэффициента резонансного поглощения и ширины поперечного распределения резонансного поля в данном случае является случайным (на рис. 4 и 5 приведены результаты аналогичных расчетов при $L = 9$ (рис. 4) и $27\,\mu$m (рис. 5)). Из рис. 3–5 видно также, что при использованных значениях параметров максимальная неоднородность резонансного прогрева мишени (минимум величины θ_r) достигается (приближенно) при фокусировке лазерного пучка на переднюю границу мишени, а максимальная однородность резонансного прогрева (максимум величины θ_r) — при фокусировке пучка на заднюю границу мишени. При этом почти одновременно достигаются максимум резонансного поглощения и максимальная степень однородности (по углам) резонансного нагрева мишени.

Нетрудно также заметить, что укручение профиля плотности плазмы приводит к повышению неоднородности резонансного прогрева в случае фокусировки лазерного пучка на критическую поверхность (в соответ-

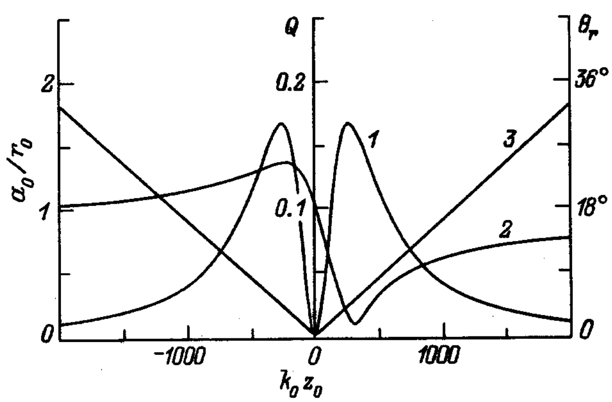

Рис. 4.

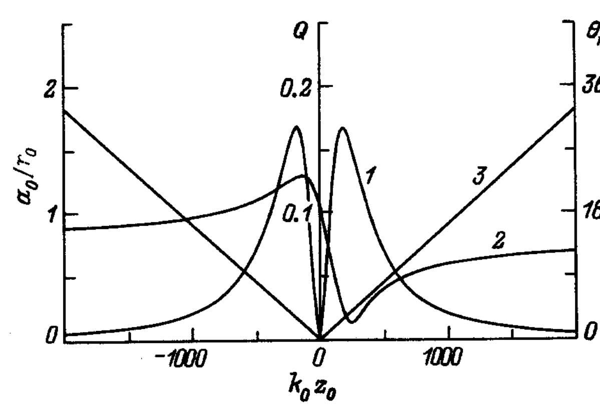

Рис. 5.

[6] Для расчета интегрального коэффициента резонансного поглощения использована приведенная в [6] аналитическая формула для интегрального коэффициента резонансного поглощения гауссова пучка.

[7] При проведении данного расчета мы ориентировались на экспериментальную ситуацию, возникавшую при проведении серии экспериментов [7-9] по лазерному термоядерному синтезу.

ствии с результатами [3]) и к повышению однородности резонансного прогрева в случае, когда на поверхность мишени падает квазиплоская волна (в соответствии с результатами [10]).

Автор благодарен А.А. Андрееву, Е.З. Гусакову и А.Д. Пилие за полезные обсуждения и консультации.

Список литературы

[1] *Гинзбург В.Л.* Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Наука, 1967. 683 с.
[2] *Голант В.Е., Пилия А.Д.* // УФН. 1971. Т. 104. № 3. С. 413–457.
[3] *Бухман Н.С.* // Физика плазмы. 1991. Т. 17. № 2. С. 185–195.
[4] *Бухман Н.С.* // Письма в ЖТФ. 1995. Т. 21. Вып. 4. С. 51–54.
[5] *Ваганов Р.Б., Каценеленбаум Б.З.* Основы теории дифракции. М.: Наука, 1982. 272 с.
[6] *Бухман Н.С.* // ЖТФ. 1995. Т. 65. Вып. 2. С. 30–40.
[7] *Андреев А.А., Самсонов А.Г., Соловьев Н.А.* // Квантовая электрон. 1987. Т. 14. № 9. С. 1873–1882.
[8] *Андреев А.А., Комаров В.М., Самсонов А.Г., Семахин А.Н.* // Квантовая электрон. 1992. Т. 19. № 7. С. 709–712.
[9] *Андреев А.А., Горохов А.А., Мак А.А.* и др. // Квантовая электрон. 1989. Т. 16. № 12. С. 2510–2517.
[10] *Бухман В.С., Бухман Н.С.* // РиЭ. 1995. Т. 40. № 6. С. 977–982.