04.09

О ПОПЕРЕЧНОМ РАСПРЕДЕЛЕНИИ РЕЗОНАНСНОГО ПОЛЯ, ВОЗБУЖДАЕМОГО ПУЧКОМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН НА КРИТИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ РАДИАЛЬНО-НЕОДНОРОДНОГО ПЛАЗМЕННОГО ШАРА

Н.С.Бухман

1. Известно [1,2], что при отражении электромагнитной волны от плавнонеоднородного слоя слабостолкновительной плазмы с максимальной плотностью, превышающей критическую плотность для данной частоты волны $\omega(n_{cr} = m\omega^2/4\pi e^2)$ на критической поверхности плазменного слоя, определяемой условием $n = n_{cr}$, 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 (см. [1,2]) механизмом ограничения резонанса. Поперечное же распределение резонансного поля зависит как от пространственного распределения плазмы, так и от структуры падающей волны. Поперечное распределение резонансного поля, возбуждаемого пучком электромагнитных волн на плоской критической поверхности, рассчитано в [3]. Между тем основной практический интерес (в частности, в исследованиях, связанных с проблемой лазерного термоядерного синтеза) представлет распределение резонансного поля на сферической критической поверхности.

В данном сообщении излагаются некоторые результаты расчета распределения резонансного поля сферической критической поверхности. Эти результаты получены путем разложения падающей волны в ряд по векторным сферическим мультиполям [4] с последующим отысканием резонансного поля, возбуждаемого каждой из полученных парциальных сферических волн (векторным мультиполем) и суммированием полученных парциальных резонансных полей на критической поверхности. При решении задачи использованы следующие предположения:

а. Падающий на мишень пучок считается параксиальным (ширина его угловой диаграммы направленности на бесконечности мала по сравнению с π).

б. Плотность плазмы меняется медленно в масштабе вакуумной длины волны ($k_0 r_0 \gg 1$, $k_0 L \gg 1$, где $k_0 = 2\pi/\lambda_0$, r_0 — радиус критической поверхности, $L = n_{\text{cr}}/n'(r_0)$ — характерная длина радиальной неоднородности плазмы вблизи критической поверхности).

в. Параметр $\zeta_0 = (k_0 r_0)(k_0 L)^{-1/3} \gg 1$. Это условие следует из условий (б) в случае, когда L меньше или одного порядка с r_0.

2. Совместим центр O системы координат $Oxyz$ с центром плазменного шара и направим ось Oz параллельно оси пучка (пучок не обязан быть осесимметричным и его ось не обязана проходить через центр шара). Пусть $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ — вакуумное распределение комплексной амплитуды поля падающего на плазменный шар пучка ($\mathbf{r} = (x, y, z)$ — пространственная координата точки), а $\mathbf{E}(\boldsymbol{\rho})$ — вакуумное распределение поля пучка на плоскости Oxy, проходящей через центр шара перпендикулярно оси пучка ($\boldsymbol{\rho} = (x, y, O)$ — координата точки на плсокости Oxy). В параксиальном приближении распределение вакуумной комплексной амплитуды $\mathbf{E}(\boldsymbol{\rho})$ полностью задает пучок $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ (см. [5]).

Для резонансного поля, возбуждаемого пучком на критической поверхности, имеем

$$\mathbf{E}_{\text{res}}(r, \Theta, \varphi) = \mathbf{n} R(r) \Phi_{\text{res}}(\Theta, \varphi), \tag{1}$$

где $\mathbf{n}$ — внешняя нормаль к критической поверхности, а R — обычный “резонансный” фактор (см. [1,2]), т. е.

$$R(r) = 1/\left\{(r - r_0)/L - i(\nu/\omega)\right\}. \tag{2}$$

В (2) ν — эффективная (или “эквивалентная”, см.[1,2]) частота столкновений, определяющая (совместно с L) продольную толщину резонансной области.

Основным математическим результатом проведенного рассмотрения является следующее утверждение:

Угловая диаграмма распределения резонансного поля на критической поверхности $\Phi_{\text{res}}(\Theta, \varphi)$ в (1) совпадает с угловой диаграммой направленности некоторого приходящего из бесконечности фиктивного волнового пучка $v\mathbf{r}$, амплитуда которого подчиняется вакуумному скалярному волновому уравнению и задается на плоскости Oxy соотношением

$$v(\boldsymbol{\rho}) = K_{\text{am}}(\rho) K_{\text{ph}}(\rho) E_r(\boldsymbol{\rho}). \tag{3}$$

Здесь $E_r(\boldsymbol{\rho}) = \mathbf{E}(\boldsymbol{\rho})\boldsymbol{\rho}/\rho$ — радиальная компонента вакуумного поля исходного пучка на плоскости Oxy, K_{am} и K_{ph} — амплитудный и фазовый корректоры, определяемые соотношениями

$$K_{\mathrm{am}}(\rho) = (2\pi)^{-1/2}(k_0 r_0)^{-1}(k_0 L)^{-1/2}\Phi_D(\rho/r_{\mathrm{am}})\exp(i\Psi),$$

$$\Psi = 3\pi/4 + k_0 r_0 - \int\limits_{r_0}^{\infty}(k(r) - k_0)dr, \quad k(r) = k_0(1 - n(r)/n_{\mathrm{cr}})^{1/2},$$

$$K_{\mathrm{ph}} = \exp\left\{iK_0\rho^2/2r_{\mathrm{ph}}\right) . \tag{4}$$

В (4) Φ_D — известная (см. [1-3]) и неоднократно табулированная функция Денисова, а параметры амплитудного и фазового корректоров r_{am} и r_{ph} определяются соотношениями

$$r_{\mathrm{am}} = r_0(k_0 L)^{-1/3}, \qquad r_{\mathrm{ph}} = 1/\left\{k_0\int\limits_{r_0}^{\infty}(r^2 k(r))^{-1}dr\right\}. \tag{5}$$

Если известно вакуумное распределение поля падающего на плазменный шар пучка в плоскости Oxy, то использование формул (1)–(5) позволяет свести расчет распределения резонансного поля на критической поверхности к расчету диаграммы направленности пучка $v(\mathbf{r})$. Именно, при $r \to \infty$ $v(\mathbf{r}) = [\exp(ikr + i\omega t)/(kr)]\cdot\Phi_{\mathrm{res}}(\Theta, \phi)$; найдя вакуумное поле пучка $v(\mathbf{r})$ на бесконечности, мы автоматически получаем и угловую диаграмму распределения резонансного поля на критической поверхности. Такой расчет легко может быть выполнен любым из стандартных методов скалярной теории дифракции в вакууме. В частности, использование интеграла Кирхгофа [5] позволяет говорить о том, что задача о распределении резонансного поля просто решена в квадратурах. Необходимо также отметить, что данное решение получено без привлечения геометрической оптики и имеет квазиоптический уровень точности.

3. Ряд качественных выводов можно сделать и без проведения детальных расчетов. Для этого достаточно проследить за тем, как влияет поляризационная фильтрация (замена векторного поля $\mathbf{E}(\boldsymbol{\rho})$ на скалярное $E_r(\boldsymbol{\rho})$ и прохождение пучка через амплитудный и фазовый корректоры (K_{am} и K_{ph}) на диаграмму направленности пучка.

Например, приняв во внимание известные [1] свойства функции Денисова, нетрудно заметить, что амплитудный корректор K_{am} осуществляет "мягкое" (без резких границ) диафрагмирование пучка в плоскости Oxy, причем радиус этой "диафрагмы" равен r_{am}. Отсюда следует, что независимо от характеристик падающей волны угловой масштаб неоднородности резонансного поля на критической поверхности не может быть меньше $1/(k_0 r_{\mathrm{am}})$, что соответствует линейному масштабу $k_0^{-}(k_0 L)^{1/3} \gg \lambda_0$.

Учтя, что ни амплитудный, ни фазовый корректоры в (4) не относятся к числу оптических элементов, приводящих к появлению мелкомасштабных амплитудных неоднородностей, можно сделать вывод о том, что в процессе возбуждения резонансного поля не происходит дополнительного (по отношению к вакуумному полю) изрезания амплитудного профиля волны. В резонансном поле проявляются только те неоднородности, которые уже присутствовали в вакуумном поле падающей волны, да и то в "урезанном" виде — неоднородности резонансного поля с характерными линейными размерами меньше $k_0^{-1}(k_0 L)^{1/3}$ подавляются.

Легко также заметить, что коэффициент резонансного поглощения пучка равен доле вакуумной мощности пучка, проходящей (в вакууме) через плоское кольцо, лежащее в плоскости Oxy, центр которого совпадает с центром плазменного шара, а радиусы (внутренний и внешний) порядка r_{am}. Это означает, что коэффициент резонансного поглощения максимален для пучков, вакуумный радиус которых вблизи центра шара порядка r_{am} (для эллиптически-поляризованного осесимметричного пучка максимальное значение коэффициента поглощения 25%), причем даже небольшое (в масштабе радиуса шара r_0) отклонение оси пучка от центра шара может привести к резкому уменьшению коэффициента резонансного поглощения (поскольку $r_{\mathrm{am}} \ll r_0$).

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. 413–457.
[3] *Бухман Н.С.* // Физика плазмы. 1991. Т. 17. В. 2. С. 185–195.
[4] *Солимено С., Крозиньяни Б., Ди Порто П.* Дифракция и волноводное распространение оптического излучения. М.: МИР, 1989.
[5] *Ваганов Р.Б., Каценеленбаум Б.З.* Основы теории дифракции. М.: Наука, 1982.

Мичуринская государственная сельскохозяйственная академия

Поступило в Редакцию 12 августа 1994 г.