

01; 04; 09

О неоднородности поперечного распределения резонансного поля, возбуждаемого пучком электромагнитных волн на критической поверхности радиально-неоднородного плазменного шара

© Н.С. Бухман

Мичуринская государственная сельскохозяйственная академия,
393740 Мичуринск, Тамбовская область, Россия

(Поступило в Редакцию 11 марта 1996 г.)

Получены простые оценочные формулы для длины поперечной амплитудно-фазовой неоднородности резонансного поля, возбуждаемого пучком электромагнитных волн на критической поверхности сферического сгустка плазмы.

Настоящая работа посвящена изучению поперечной неоднородности высокочастотного резонансного электрического поля, возбуждаемого на критической поверхности сгустка плотной слабостолкновительной плазмы электромагнитным пучком [1–3]. Этот вопрос представляет интерес, в частности, при изучении нагрева мишени световым пучком в лазерном термоядерном синтезе. Полная информация о поперечной (по критической поверхности) неоднородности резонансного поля может быть получена при проведении полного расчета поперечного распределения резонансного поля (например, в соответствии с методикой [4]). К сожалению, применение результатов [4] предполагает использование информации о рефракции пучка в плазменной короне и невозможно без использования (не всегда доступной) информации о радиальном распределении плотности плазмы вдали от критической поверхности и фазовых характеристиках пучка. Использование результатов работы [5], менее требовательных к исходной информации (используется только радиус критической поверхности и длина радиальной неоднородности плазмы вблизи критической поверхности, данные о падающей волне не используются), позволяет получить лишь информацию о минимально возможной (для произвольной электромагнитной волны) неоднородности поперечного распределения резонансного поля: в зависимости от характеристик падающей волны реальное распределение резонансного поля может быть существенно более однородным.

Приведенные в данном сообщении формулы позволяют при использовании минимума информации о плазменном шаре (радиус критической поверхности и длина неоднородности плазмы вблизи критической поверхности) и электромагнитном пучке (вакуумное распределение интенсивности поля пучка вблизи центра плазменного шара) найти среднюю длину амплитудно-фазовой неоднородности резонансного поля на критической поверхности плазменного шара.

Перейдем к изложению полученных результатов. Пусть параксиальный пучок электромагнитных волн падает на плазменный шар с плотностью $n(r)$, причем радиус критической поверхности равен r_0 , а длина не-

однородности плазмы вблизи критической поверхности равна L (вдали от критической поверхности профиль плазмы может отличаться от линейного). Пусть все геометрические размеры велики по сравнению с длиной волны ($k_0L \gg 1$, $k_0r_0 \gg 1$, где $k_0 = 2\pi/\lambda_0$) и, кроме того, выполняется дополнительное условие

$$k_0r_0 \gg (k_0L)^{1/3}, \quad (1)$$

более жесткое, чем традиционное условие $k_0r_0 \gg 1$. Как показано в [5], при нарушении условия (1) приведенные в [5] оценки теряют "минимальный" (по параметрам падающей волны) характер и характерная длина поперечной неоднородности резонансного поля независимо от характеристик пучка равна r_0 .

Тогда для длины неоднородности резонансного поля $\Lambda^{(res)}$, возбуждаемого этим пучком на критической поверхности плазменного шара, нетрудно получить (аналогично [6])

$$\Lambda^{(res)} = \frac{r_0\lambda_0}{2} \frac{\iint I_p(\rho)\tilde{Q}(\rho/r_1)dS}{\iint I_p(\rho)\tilde{Q}(\rho/r_1)\rho dS}, \quad (2)$$

где

$$r_1 = r_0(k_0L)^{-1/3} \ll r_0, \quad (3)$$

$\tilde{Q}(\tau)$ — неоднократно табулированный [7,8] 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 Oxy , проходящей через центр плазменного шара перпендикулярно вакуумной оси пучка (с учетом параксиальности пучка в качестве оси пучка может быть выбрана любая из его "средних линий"). Функция $I(\rho)$ — это распределение вакуумной интенсивности волнового пучка в упомянутой выше плоскости, функция $I_p(\rho)$ — распределение вакуумной интенсивности радиально поляризованной компоненты поля пучка в этой

плоскости

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

где $\boldsymbol{\rho} = x\hat{\mathbf{x}} + y\hat{\mathbf{y}}$, $\rho^2 = x^2 + y^2$, $\hat{\boldsymbol{\rho}} = \boldsymbol{\rho}/\rho$, $\hat{\boldsymbol{\Phi}} = (-x\hat{\mathbf{x}} + y\hat{\mathbf{y}})/\rho$, $\mathbf{E}_{\text{vac}}(\boldsymbol{\rho})$ — амплитуда вакуумного поля пучка в плоскости Oxy , $\hat{\mathbf{x}}$ и $\hat{\mathbf{y}}$ — орты прямоугольной декартовой системы координат 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 [6].

Равенства (2)–(5) показывают, что в общем случае неосесимметричного пучка произвольной поляризованной поляризации длина неоднородности $\Lambda^{(\text{res})}$ зависит только от поляризации и распределения вакуумной интенсивности падающего поля в плоскости, проходящей через центр плазменного шара перпендикулярно оси пучка. Видно также, что существенным для величины этого параметра является только вакуумное поле в круге $\rho \lesssim r_1 = r_0(k_0L)^{-1/3} \ll r_0$, потому что при $\rho \gg r_1$ функция $\tilde{Q}(\rho/r_1)$ является экспоненциально малой. Отметим, что радиус этого круга r_1 мал по сравнению с радиусом кривизны критической поверхности r_0 .

Займемся анализом полученного соотношения (2). Ограничимся рассмотрением простейшего случая осесимметричного (по интенсивности) эллиптически поляризованного пучка, ось которого проходит через центр плазменного шара ($I(\boldsymbol{\rho}) = I(\rho)$). В этом случае

$$\Lambda^{(\text{res})} = \frac{r_0\lambda_0}{2} \frac{\int_0^\infty I(\rho)\tilde{Q}(\rho/r_1)\rho d\rho}{\int_0^\infty I(\rho)\tilde{Q}(\rho/r_1)\rho^2 d\rho}. \quad (6)$$

Для каждого конкретного профиля пучка $I(\rho)$ интегралы в (6) могут быть вычислены точно, но мы ограничимся приближенной оценкой величины параметра $\Lambda^{(\text{res})}$ при различных значениях параметра w/r_1 , где w — вакуумный радиус пучка в центре плазменного шара.

Так, в случае $w \ll r_1$, когда вакуумный радиус пучка в центре шара мал по сравнению с r_1 , имеем

$$\Lambda^{(\text{res})} \approx \pi r_0 / (k_0 w). \quad (7)$$

В случае же $w \approx r_1$ или $w > r_1$, когда вакуумный радиус пучка в центре шара одного порядка с r_1 или больше r_1 (в том числе и для плоской волны), имеем

$$\Lambda^{(\text{res})} \approx \lambda_0 (k_0 L)^{1/3} \gg \lambda_0. \quad (8)$$

Нетрудно проверить, что в случае $w \approx r_1$ оценки (7) и (8) совпадают, причем их можно объединить в виде

$$\Lambda^{(\text{res})} \approx \max \left\{ \pi r_0 / (k_0 w), \lambda_0 (k_0 L)^{1/3} \right\}. \quad (9)$$

В результате проведенного рассмотрения можно заключить, что достаточно острая вакуумная фокусировка электромагнитного пучка в центр плазменного шара обеспечивает повышение однородности углового распределения резонансного поля по критической поверхности независимо от характера рефракции пучка вдали от критической поверхности плазменного шара. Поскольку формула (9) дает "несмещенную" оценку для амплитудно-фазовой неоднородности поперечного распределения резонансного поля, то она является оценкой снизу на длину амплитудной неоднородности резонансного поля, возбуждаемого соответствующим электромагнитным пучком. Достоинством этой оценки является ее независимость от характера рефракции электромагнитного пучка вдали от критической поверхности.

Список литературы

- [1] Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Наука, 1967. 683 с.
- [2] Голант В.Е., Пилюя А.Д. // УФН. 1971. Т. 104. № 3. С. 413–457.
- [3] Силин В.П. // УФН. 1985. Т. 145. № 2. С. 225–253.
- [4] Бухман Н.С. // Письма в ЖТФ. 1995. Т. 21. Вып. 4. С. 51–54.
- [5] Бухман В.С., Бухман Н.С. // ЖТФ. 1995. Т. 65. Вып. 2. С. 206–207.
- [6] Бухман Н.С. // ЖТФ. 1995. Т. 65. Вып. 2. С. 30–40.
- [7] Омельченко О.Я., Панченко В.И., Степанов К.Н. // Изв. вузов. Радиофизика. 1971. Т. 14. № 10. С. 1484–1487.
- [8] Бухман Н.С. // Изв. вузов. Радиофизика. 1990. Т. 33. № 8. С. 912–918.