

**КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ
И ПИСЬМА В РЕДАКЦИЮ**

УДК 621 372.821.2

**О ВЛИЯНИИ ПОЛЯРИЗАЦИИ ПАДАЮЩЕГО ПОЛЯ НА СЕЧЕНИЕ ОБРАТНОГО
РАССЕЯНИЯ НЕОДНОРОДНОГО ПЛАЗМЕННОГО ЦИЛИНДРА
БОЛЬШОГО РАДИУСА**

В. М. Кузавев, В. А. Пермьяков

Обратное рассеяние электромагнитных волн радиально-неоднородным плазменным цилиндром со сверхкритической концентрацией электронов на оси цилиндра z изучалось в связи с локацией метеорных следов и диагностикой лабораторной плазмы [1-5]. Было выяснено, что величина сечения обратного рассеяния (СОР) для H -волн ($H_z \neq 0, E_z = 0$) может примерно вдвое превышать СОР для E -волн ($E_z \neq 0, H_z = 0$), что согласуется с экспериментальными данными для метеорных следов. Повышенное рассеяние H -волн при малых радиусах цилиндра объясняется явлением дипольного квазистатического резонанса [1-3]. Однако эффект повышенного рассеяния H -волн сохраняется, когда характерный масштаб неоднородности плазмы и нормированный радиус сверхкритической области плазмы ρ_0 ($\epsilon(\rho_0) = 0$) становятся больше единицы* [5]. Повышенное рассеяние H -волн в этом случае не может быть объяснено мультипольными резонансами плазмы, поскольку они подавляются вследствие заметного поглощения поля в окрестности нуля ϵ даже в отсутствие столкновений в плазме [3, 6].

В настоящей работе явление повышенного обратного рассеяния H -волн плазмой неоднородным плазменным цилиндром будет объяснено с позиций квазиоптики.

СОР H -волны на единицу длины цилиндра определим как

$$\sigma = \lim_{r \rightarrow \infty} 2\pi r |H_z|^2, \tag{1}$$

где H_z — амплитуда рассеянного магнитного поля при единичной амплитуде падающей плоской волны,

$$H_z = \sum_{-\infty}^{\infty} i^n a_n H_n^{(2)}(r), \tag{2}$$

коэффициент отражения равен

$$a_n = - \frac{J_n(\alpha) U_n'(\alpha) - \epsilon(\alpha) U_n(\alpha) J_n'(\alpha)}{H_n^{(2)}(\alpha) U_n'(\alpha) - \epsilon(\alpha) U_n(\alpha) H_n^{(2)'}(\alpha)}, \tag{3}$$

радиальная функция $U_n(r)$ удовлетворяет уравнению

$$U'' - \left(\frac{1}{r} - \frac{\epsilon'}{\epsilon} \right) U' + \left(\epsilon - \frac{n^2}{r^2} \right) U = 0, \tag{4}$$

$\epsilon = 1$ при $r > \alpha$, $\epsilon = \epsilon(r)$ при $r \leq \alpha$, штрих означает производную по аргументу

В случае E -волны сечение определяется аналогичным образом через E_z . Приближенное аналитическое описание СОР получим, как и в случае радиально-неоднородного шара [7], переходя от ряда (2) к интегралу по непрерывному индексу ν и заменяя цилиндрические функции в однородной и неоднородной среде их ВКБ асимптотиками. Полученный интеграл сводится далее к интегралу Френеля.

Принципиальным моментом при анализе рассеяния H -волн является отыскание асимптотики (4) при малых ν/r . При $1 \gg \epsilon' \gg \epsilon''$, $\rho_0 \gg 1$ эталонным для (4) является уравнение, возникающее при анализе поля плоской E -волны ($E_x \neq 0$) в среде с линейным законом $\epsilon(x)$, асимптотика которого найдена Якушкиным [8]. Ее обоснованность

подтверждается переходом в известные выражения в предельных случаях $\theta \rightarrow 0$, $\theta \rightarrow \frac{\pi}{2}$ (θ — угол падения волны) и согласием со строгим расчетом коэффициента отражения

* Здесь и ниже полагаем, что все линейные размеры нормированы умножением на волновое число свободного пространства.

плоской E -волны в линейном слое при произвольных θ [8]. Аналогично [8] искомое асимптотическое решение (4) находим в виде

$$U = \sqrt{\frac{\epsilon}{r}} g^{-1/4} \exp\left(i \int_{r_1}^r \sqrt{g} dr\right) + \Gamma(\nu) \sqrt{\frac{\epsilon}{r}} g^{-1/4} \exp\left(-i \int_{r_1}^r \sqrt{g} dr\right), \quad (5)$$

где $\Gamma(\nu) = i \left[1 + \exp\left(2i \int_{r_2}^{r_1} \sqrt{g} dr\right) \right]$, $g = \epsilon + \frac{\epsilon''}{\epsilon} + \frac{\epsilon'}{2r\epsilon} - \left(\frac{\epsilon'}{\epsilon}\right)^2 - \frac{\nu^2}{r^2}$, r_1 и r_2 — бли-

жайшие к точке $r = \rho_0$ нули функции $g(r)$, определенные условиями $r_1 > \rho_0$, $\text{Im } r_2 > 0$. Решение (5) имеет следующий смысл: первое слагаемое представляет собой волну, распространяющуюся к точке поворота $r = r_1$ в цилиндрически слоистой среде, второе — отраженную с коэффициентом отражения $\Gamma(\nu)$ волну. По сравнению с обычной ВКБ асимптотикой E -волны, для которой в (5) нужно положить $g = \epsilon - \frac{\nu^2}{r^2}$, $\Gamma = -i$, $r_1 = \rho_0$, выражение (5) можно интерпретировать как описание распространения H -волны в среде с эффективной диэлектрической проницаемостью

$$\epsilon_{\text{эфф}} = \epsilon + \frac{\epsilon''}{\epsilon} + \frac{\epsilon'}{2r\epsilon} - \left(\frac{\epsilon'}{\epsilon}\right)^2. \quad (6)$$

Используя асимптотику (5) и ВКБ асимптотику для E -волн и сводя интегральные представления поля к интегралам Френеля (при этом, как и в [7], $\Gamma(\nu)$ полагаем равным $\Gamma(0)$ для H -волн), получим следующие выражения для СОР:

$$\sigma = \frac{\pi}{I}, \quad I = \begin{cases} \frac{1}{\alpha} + \int_{\rho_0}^{\alpha} \frac{dr}{r^2 \sqrt{\epsilon_{\text{эфф}}}} & \text{для } E\text{-волн} \\ \frac{1}{\alpha} + \int_{r_1}^{\alpha} \frac{dr}{r^2 \sqrt{\epsilon_{\text{эфф}}}} & \text{для } H\text{-волн} \end{cases}, \quad (7)$$

причем r_1 в (7) берется при $\nu = 0$.

Полученные СОР E -волны (см. (7)) совпадают с приближением геометрической оптики. Уменьшение СОР неоднородной среды по сравнению с СОР идеального проводника радиуса ρ_0 при этом обусловлено рефракционной расходимостью лучей. Для монотонно убывающих при $r \rightarrow 0$ законов $\epsilon(r)$ рефракция лучей тем больше, а СОР тем меньше, чем меньше градиент ϵ и радиус сверхкритической области ρ_0 . Отсюда ясно, что в случае H -волны СОР должно быть больше, чем в случае E -волны, так как рассеяние H -волн можно в соответствии с (7) интерпретировать как рефракцию лучей в среде с эффективной проницаемостью (6), для которой радиус отражающего ядра $r_1 > \rho_0$ и $\frac{d}{dr}(\epsilon_{\text{эфф}} - \epsilon) > 0$.

С целью оценки применимости указанной интерпретации были рассчитаны на ЭВМ по строгим формулам (2)–(4) и в приближении (7) СОР цилиндра с линейным законом $\epsilon(r) = a(r - \rho_0)$. При строгом расчете для интегрирования (4) использовался метод степенных рядов [9]. Результаты расчетов приведены на рис. 1, где сплошной линией показаны расчеты по точным формулам, штриховой — приближение геометрической оптики для E -волны, штрихпунктирной — приближение для H -волн. Видно, что в случае E -волн геометрическая оптика в среднем хорошо описывает поведение точного СОР уже при $\rho_0 = 2$. В случае H -волн согласие несколько хуже, но эффект повышенного рассеяния H -волн описывается приближением (7) вполне удовлетворительно.

Авторы благодарят В. К. Полищука и И. Г. Якушкина за внимание к работе и полезные обсуждения.

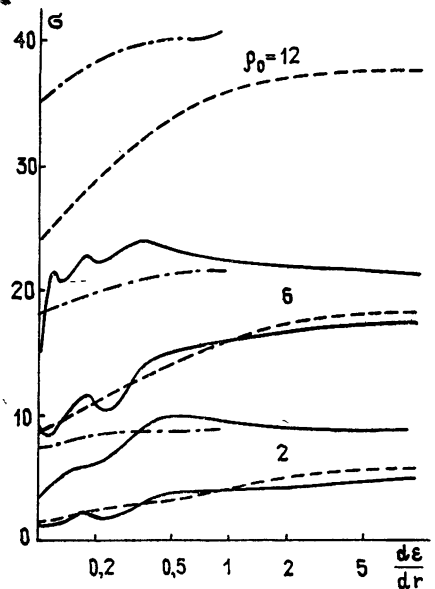


Рис. 1.

ЛИТЕРАТУРА

1. N. Herlofson, Arkiv. Fys., 3, 247 (1951).
2. T. R. Kaiser, R. L. Closs, Phil. Mag., Ser. 7, 53, № 336, 314 (1952).
3. В. Б. Гильденбург, Ю. М. Жидко, И. Г. Кондратьев, М. А. Миллер, Изв. вузов — Радиофизика, 10, № 9—10, 1359 (1967).
4. В. Н. Крепак, Л. А. Назаренко, И. П. Якименко, Радиотехника и электроника, 18, № 11, 1225 (1973).
5. Ю. В. Чумаков, Р. И. Мойся, Изв. вузов — Радиофизика, 20, № 1, 51 (1977).
6. В. А. Пермяков, Изв. вузов — Радиофизика, 11, № 4, 531 (1968).
7. В. А. Пермяков, Изв. вузов — Радиофизика (в печати).
8. И. Г. Якушкин, В. А. Пермяков, Тр. МЭИ, вып. 100, 14 (1972).

Московский энергетический институт

Поступила в редакцию
19 июня 1979 г.

УДК 533.9 ... 1

О МОДУЛЯЦИОННОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ В ПЛАЗМЕ, ПОМЕЩЕННОЙ В ПОЛЕ СИЛЬНОЙ ЦИРКУЛЯРНО ПОЛЯРИЗОВАННОЙ ВОЛНЫ

Е. А. Дубинина, С. М. Файнштейн

Известно [1], что точным решением уравнений Максвелла и релятивистских квази-гидродинамических уравнений для электронов холодной плазмы является поперечная электромагнитная волна круговой поляризации, в которой волновой вектор k_0 и циклическая частота ω_0 связаны соотношением

$$k_0 = \frac{\omega_0}{c} \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2} \sqrt{1 + \nu_0^2} \right)^{1/2}, \quad (1)$$

$$\omega_p^2 = \frac{4\pi e^2 n_0}{m}, \quad \nu_0 = \frac{eE_0}{mc\omega_0},$$

где E_0 — амплитуда волны, e , m , n_0 — заряд, масса покоя и концентрация электронов. Дисперсионное соотношение (1) по существу совпадает с линейным дисперсионным уравнением с той лишь разницей, что в него вместо массы покоя входит релятивистская масса электронов, движущихся в поле волны по круговым орбитам с постоянной скоростью.

Рассматривая малые колебания плазмы на фоне волны накачки (1), можно получить дисперсионное уравнение для волновых возмущений, распространяющихся вдоль k_0 [2]:

$$(\Omega^2 - 1)[1 - (\Omega + \delta)^2 + (q + \tau)^2][1 - (\Omega - \delta)^2 + (q - \tau)^2] + \beta^2(q^2 - \Omega^2)(q^2 - \Omega^2 + 1) = 0, \quad (2)$$

где $\Omega = \omega/\omega_L$, $q = ck/\omega_L$ — безразмерные частота и волновой вектор волновых возмущений, $\omega_L = \omega_p/\sqrt{\chi}$, $\chi = (1 + \nu_0^2)^{1/2}$, $\delta = \omega_0/\omega_L$, $\tau = ck_0/\omega_L$, $\beta = \nu_0/c$, $\nu_0 = c\nu_0/\chi$.

В [2] анализировались решения дисперсионного уравнения (2) с точки зрения неустойчивости малых волновых возмущений, были найдены инкременты неустойчивостей при различных β , δ , τ .

В работе [3] рассматривалась взрывная неустойчивость в этой системе, в связи с чем для различных значений параметров β , δ и τ был проведен детальный численный анализ решений дисперсионного уравнения (2), а также получены коэффициенты при нелинейных членах второго и третьего порядка, определяющие возможность реализации взрывной неустойчивости и ее стабилизацию.

В данной заметке обращается внимание на возможность возникновения модуляционной неустойчивости достаточно интенсивных начальных возмущений в холодной плазме, помещенной в поле сильной циркулярно поляризованной волны. Указанная не-