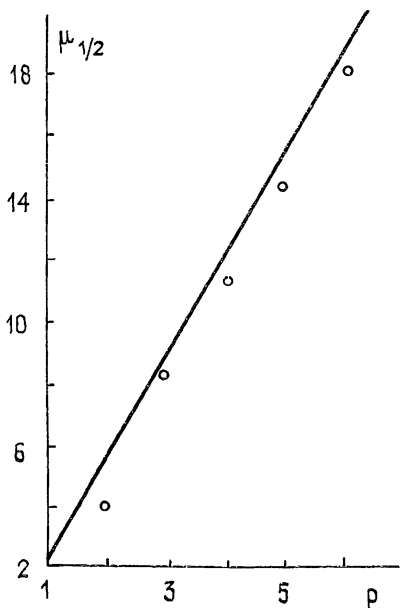


нированное поведение $x(t)$ простирается на времена, значительно превышающие «время» корреляции μ_{cor} . Время детерминированного поведения μ_{det} определяется по уровню $D=1/2$, что соответствовало 50-процентному расхождению между x и X . Как и ожидалось, чем меньше уровень шума, тем больше время детерминированного поведения μ_{det} . Так, уменьшение уровня шума на 4 порядка (параметр p увеличивается от 2 до 6) увеличивает время детерминированного поведения с 4 до 18.

На рис. 4 приведены значения «времени» динамического поведения μ_{det} , отвечающие различным индексам p уровня шумов. Оценочная прямая $\hat{\mu}(p)$ получена из



$$\hat{\mu}(p) = \log_2 \frac{\sigma_x}{\sigma_y} = p \log_2 10 - 1 = 3,32 p - 1.$$

Значения μ_{det} , полученные из рис. 2 и отмеченные на рис. 4 точками, удовлетворительно ложатся на оценочную прямую $\hat{\mu}(p)$, приведенную на рис. 4.

Рассмотренный пример показывает, что величина D может служить удовлетворительной мерой детерминированности динамического хаоса. Численные же результаты свидетельствуют о том, что время детерминированного поведения динамического хаоса существенно зависит от уровня шумов и может заметно превышать время корреляции.

Рис. 4 Зависимость «времени» детерминированного поведения μ_{det} от параметра p , характеризующего уровень шумов

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Кравцов Ю. А., Эткин В. С. — Изв. вузов — Радиофизика, 1981, 24, № 8, с. 992
- 2 Кравцов Ю. А., Эткин В. С. — Радиотехника и электроника, 1984, 29, № 12, с. 2358
- 3 Кравцов Ю. А., Эткин В. С. Труды международной рабочей группы по турбулентным и нелинейным процессам — Киев, 1983, с. 129
- 4 Ford J — Phys Today, 1983, 36, № 4, p. 40.

Институт общей физики
АН СССР

Поступила в редакцию
17 сентября 1984 г.

УДК 537 87

К ДИФРАКЦИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН НА НЕОДНОРОДНОМ МАГНИТОАКТИВНОМ ПЛАЗМЕННОМ ЦИЛИНДРЕ

Н. А. Азаренков, А. Н. Кондратенко, В. П. Олефир

Неоднородные по плотности плазменные образования, находящиеся в магнитном поле, — широко распространенный объект исследований как в лабораторной, так и в ионосферной плазме. В частности, в ионосфере такие неоднородности могут быть образованы в результате движения метеоров, искусственных спутников Земли или мощным радиоизлучением [1–3]. Радиальные размеры таких неоднородностей имеют значения от десятков метров до нескольких километров. В ионосфере существуют также и более крупные неоднородности — ионизованные облака (с размерами

1—10 км, 30—100 км) и крупномасштабные образования (с размерами более 100 км) [4]. Магнитное поле, направленное вдоль таких неоднородностей, может привести к их цилиндрической симметрии. Это позволяет свести задачу рассеяния электромагнитных волн на таких объектах к задаче дифракции на неоднородном магнитоактивном плазменном цилиндре. Дифракция на однородном магнитоактивном плазменном цилиндре рассматривалась в [5—10]. Неоднородность плотности плазмы существенно усложняет задачу дифракции. В случае произвольного закона изменения плотности плазмы найти точное аналитическое решение дифракционной задачи не удается. Однако для некоторых законов изменения плотности плазмы в определенных областях частот возможно аналитическое решение задачи.

В данной работе рассмотрена дифракция плоской ТМ-волны, нормально падающей из области однородной плазмы на неоднородный по радиусу плазменный цилиндр, находящийся в магнитном поле H_0 , параллельном оси цилиндра, совпадающей с осью z .

В магнитогидродинамической (МГД) области ($\omega^2 \ll \omega_i^2$, $\omega_i = eH_0/m_i$, c, e, m_i — заряд и масса ионов, H_0 — напряженность магнитного поля) система уравнений для электромагнитного поля в неоднородной плазме имеет вид

$$\frac{d^2 H_z}{dr^2} + \left[\frac{1}{r} - \frac{1}{N(r)} \frac{dN(r)}{dr} \right] \frac{dH_z}{dr} + \left[\frac{k^2 \Omega_{i0}^2}{\omega_i^2} N(r) - \frac{m^2}{r^2} \right] H_z = 0, \quad (1)$$

$$E_r \simeq \frac{m}{kr} \frac{H_z}{\epsilon_1}, \quad E_\varphi \simeq -\frac{i}{k\epsilon_1} \frac{dH_z}{dr},$$

где $N(r) = n(r)/n_0$, $k = \omega/c$, $\Omega_{i0}^2 = 4\pi e^2 n_0/m_i$, $\epsilon_1 \simeq \Omega_{i0}^2 N(r)/\omega_i^2$, $\Omega_{i0}^2/\omega_i^2 \gg 1$, $n(r)$ — невозмущенная плотность плазмы в области неоднородности, n_0 — невозмущенная плотность в области однородной плазмы.

Компоненты $H_z^{(l)}$ и $E_\varphi^{(l)}$ падающей волны можно записать следующим образом:

$$H_z^{(l)} = E_0 \sum_{m=-\infty}^{\infty} (-i)^m J_m(k_l r) e^{im\varphi}, \quad E_\varphi^{(l)} \simeq -\frac{iE_0}{\sqrt{\epsilon_1}} \sum_{m=-\infty}^{\infty} (-i)^m J'_m(k_l r) e^{im\varphi}, \quad (2)$$

где $k_l = k\Omega_{i0}/\omega_i$, E_0 — амплитуда падающей волны.

Компоненты рассеянного поля $H_z^{(s)}$ и $E_\varphi^{(s)}$ имеют вид

$$H_z^{(s)} = E_0 \sum_{m=-\infty}^{\infty} (-i)^m b_m H_m^{(1)}(k_l r) e^{im\varphi}, \quad (3)$$

$$E_\varphi^{(s)} \simeq -\frac{i}{\sqrt{\epsilon_1}} E_0 \sum_{m=-\infty}^{\infty} (-i)^m b_m H_m^{(1)'}(k_l r) e^{im\varphi}.$$

2. Рассмотрим рассеяние МГД-волн, распространяющихся в однородной плазме ($N=1$), на разрежении плотности цилиндрической формы, занимающей область $r < R$, в которой $N(r) = r/R$. Решение уравнений (1) для $H_z^{(l)}$ - и $E_\varphi^{(l)}$ -компонент электромагнитного поля в области неоднородности $r < R$ имеет вид [11]

$$H_z^{(l)} = E_0 \sum_{m=-\infty}^{\infty} (-i)^m a_m e^{im\varphi} r^\mu J_\nu(\xi), \quad (4)$$

$$E_\varphi^{(l)} \simeq E_0 \frac{-i\omega_i R}{k\Omega_{i0}^2} \sum_{m=-\infty}^{\infty} (-i)^m a_m e^{im\varphi} r^{\mu-1} [\mu J_\nu(\xi) + \sqrt{\beta} r^{3/2} J'_\nu(\xi)],$$

где $J_\nu(\xi)$ — цилиндрическая функция Бесселя, $\beta = k^2 \Omega_{i0}^2 / (R\omega_i^2)$, $\nu = \sqrt{4m^2 + 1}/3$, $\mu = 0,5 + 3\nu$, $\xi = 2\sqrt{\beta} r^{3/2}/3$, штрих в функциях Бесселя означает дифференцирование по аргументу.

Из непрерывности тангенциальных компонент электромагнитного поля H_z и E_φ на границе неоднородной области $r=R$ найдем коэффициенты разложения полей a_m , b_m :

$$a_m = \frac{J'_m(x_l) H_m^{(1)}(x_l) - J_m(x_l) H_m^{(1)'}(x_l)}{J_\nu(\xi_R) R^\mu [H_m^{(1)'}(x_l) - H_m^{(1)}(x_l) \Delta_m]}, \quad b_m = -\frac{J'_m(x_l) - J_m(x_l) \Delta_m}{H_m^{(1)'}(x_l) - H_m^{(1)}(x_l) \Delta_m}, \quad (5)$$

где

$$\xi_R = 2R^{3/2} \sqrt{\beta} / 3, \quad x_t = k_t R,$$

$$\Delta_m = \frac{1}{kR \sqrt{\varepsilon_1}} \left[\mu + \sqrt{\beta} R^{3/2} J'_\nu(\xi_R) / J_\nu(\xi_R) \right].$$

Поскольку эти решения системы (1) не отличаются наглядностью, исследуем численно сечение рассеяния на неоднородном цилиндре. Дифференциальное сечение рассеяния определяется следующим образом [11]:

$$\sigma(\varphi) = \lim_{r \rightarrow \infty} \frac{\pi r}{2R} \frac{|H_z^{(s)}|^2}{|E_0|^2}. \quad (6)$$

На рис. 1 представлена зависимость $\sigma(\varphi)$ для $k_t R = 4; 8$ (кривые 1, 2 соответственно). С ростом $k_t R$ максимум $\sigma(\varphi)$ в зоне «геометрической тени» (при $\varphi = \pi$) увеличивается по амплитуде и сужается по углу φ .

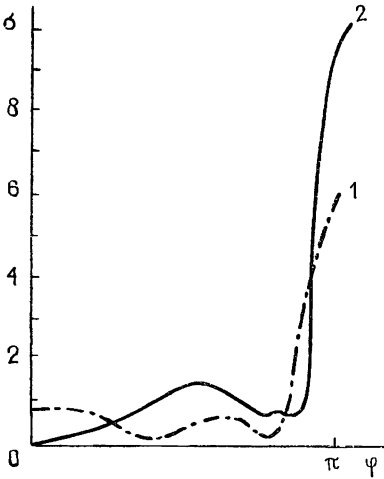


Рис. 1.

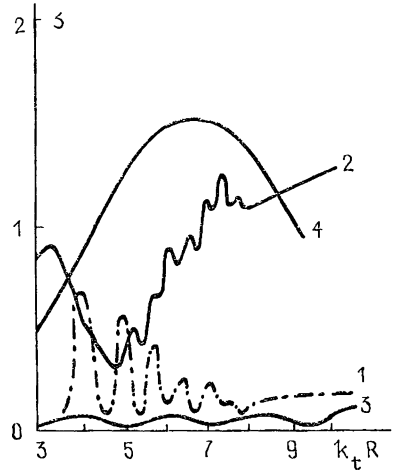


Рис. 2.

На рис. 2 приведена зависимость сечения рассеяния назад $\sigma(0)$ и вперед $\sigma(\pi) \cdot 10^{-1}$ от $k_t R$ (кривые 1, 2 соответственно). Для сравнения на этом же рисунке приведены сечения $\sigma(0)$ и $\sigma(\pi) \cdot 10^{-1}$ для усредненной плотности (кривые 3, 4 соответственно). В области $4 \lesssim k_t R \lesssim 9$ рассеяние вперед от линейной неоднородности меньше, чем от усредненной ямы плотности. Обратное же рассеяние более эффективно для неоднородности линейного вида.

3. Рассмотрим дифракцию ТМ-волны, частота которой лежит в МГД-области на цилиндрическом следе разреза, имеющем параболический профиль плотности. При этом плотность плазмы в пространстве распределена по закону

$$N(\xi) = \begin{cases} 1 + (N_0 - 1) \xi^2, & \xi \leq 1 \\ N_0, & \xi > 1 \end{cases}, \quad (7)$$

где $\xi = r/R$.

Тогда решение внутренней задачи можно искать методом Фробениуса [12]:

$$H_z^{(i)} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} (-i)^m c_m e^{im\varphi} \xi^m \sum_{n=0}^{\infty} \alpha_{2n} \xi^{2n}, \quad (8)$$

где

$$\alpha_0 = 1, \quad \alpha_j \equiv 0 \text{ при } j < 0,$$

$$\alpha_{2n} = -\{\alpha_{2n-2}[(N_0 - 1)(m + 2n - 4)(m + 2n - 2) + \gamma] + \alpha_{2n-4}(N_0 - 1)2\gamma + \alpha_{2n-6}\gamma(N_0 - 1)^2\}[4n(m + n)]^{-1},$$

$$\gamma = \frac{\Omega_{i0}^2}{\omega_i^2} k^2 R^2, \quad c_m = - \frac{\tilde{\Delta}_m}{\sum_{n=0}^{\infty} \alpha_{2n}} \frac{J'_m(x_i) H_m^{(1)}(x_i) - J_m(x_i) H_m^{(1)'}(x_i)}{H_m^{(1)'}(x_i) - H_m^{(1)}(x_i) \tilde{\Delta}_m},$$

$$\tilde{\Delta}_m = \frac{\omega_i}{\Omega_{i0} k R \sqrt{N_0}} \left[m + \sum_{n=0}^{\infty} \alpha_{2n} 2n / \sum_{n=0}^{\infty} \alpha_{2n} \right].$$

Коэффициент b_m разложения рассеянной волны в ряды (3) имеет вид

$$b_m = - \frac{J'_m(x_i) - J_m(x_i) \tilde{\Delta}_m}{H_m^{(1)'}(x_i) - H_m^{(1)}(x_i) \tilde{\Delta}_m}.$$

На рис. 3 приведена зависимость $\sigma(0)$ и $\sigma(\pi) \cdot 10^{-1}$ от x_i на параболических разрежениях плотности с $N_0=1,5$. Анализ рис. 2 и 3 показывает, что поведение сечений для линейной и параболической неоднородностей носит сходный характер. Так имеются области осцилляций сечений рассеяния, а начиная с некоторого значения $k_i R$ они увеличиваются монотонно.

Метод Фробениуса позволяет находить аналитическое решение системы (1) и в том случае, когда радиальный профиль плотности плазменного цилиндра имеет максимум на оси. В этом случае N_0 в (7) должно быть меньше единицы.

Зависимость $\sigma(\varphi)$ для неоднородности плотности с $N_0=0,5$ для $k_i R=0,1; 1; 5$ показана на рис. 4 (кривые 1, 2, 3 соответственно). При малых значениях $k_i R$ (кривая 1) рассеяние почти изотропно по углу φ . С ростом $k_i R$ растет амплитуда рассеянного поля в области «тени» и анизотропия рассеяния увеличивается.

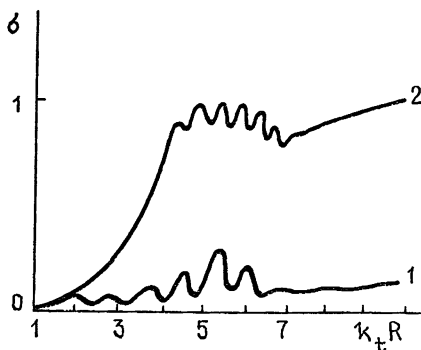


Рис. 3.

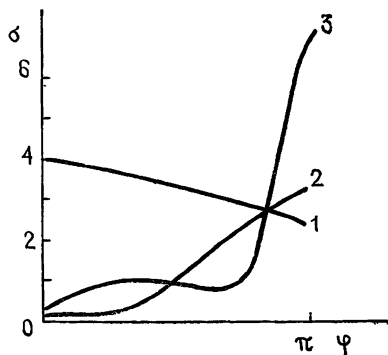


Рис. 4.

Результаты, полученные для дифракции низкочастотных волн ($\omega^2 < \omega_i^2$), распространяющихся в плотной плазме ($\Omega_{i0}^2 \gg \omega_i^2$) на разреженностях плазмы цилиндрической симметрии, показывают, что для заданных частоты падающей волны и радиуса цилиндра с ростом плотности в области однородности (с ростом величины «ям» плотности при неизменном магнитном поле) появляются осцилляции дифференциального сечения рассеяния, исчезающие при достаточно больших $k_i R$. Такие же осцилляции имеют место и при уменьшении магнитного поля H_0 при неизменных других параметрах. Эти резонансы аналогичны электромагнитным резонансам в полости плазмы, так как эффективное волновое число для электромагнитной волны в полости плазмы k' для случая, например, линейной неоднородности удовлетворяет условию $k'R = \xi_R \gg 1$. В этом случае они аналогичны электромагнитным резонансам в полости изотропной плазмы [14]. Сравнение полученных результатов с сечениями рассеяния на магнитоактивных цилиндрах с усредненной плотностью показывает, что неоднородность сглаживает оси осцилляции σ в зависимости от $k_i R$. Анализ результатов, полученных для линейного и параболического законов изменения плотности, показывает, что сечения рассеяния слабо зависят от конкретного закона изменения плотности плазмы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Альперт Я. Л. Волны и искусственные тела в приземной плазме. — М.: Наука, 1974. — 214 с.
2. Новиков Г. Г., Цыганков С. Ф. — Изв. вузов — Радиофизика, 1981, 24, № 12, с. 1459.

3. Бубнов В. А., Киселев Ю. В., Куприянов С. М., Митякова Э. Е. — Изв. вузов — Радиофизика, 1981, 24, № 9, с. 1077.
4. Альперт Я. Л. Распространение электромагнитных волн и ионосфера. — М.: Наука, 1972. — 563 с.
5. Клавдиев В. В. — Радиотехника и электроника, 1971, 16, № 11, с. 2048.
6. Кондратьев И. Г. — Изв. вузов — Радиофизика, 1977, 20, № 5, с. 798.
7. Никольский В. В. — Радиотехника и электроника, 1958, 3, № 6, с. 756.
8. Platzman P. M., Ozaki H. T. — J. Appl. Phys., 1960, 31, № 9, p. 1597.
9. Шеффилд Дж. Рассеяние электромагнитных волн в плазме. — М.: Атомиздат, 1978. — 311 с.
10. Днестровский Ю. Н., Костомаров Д. П. — Радиотехника и электроника, 1963, 8, № 3, с. 408.
11. Камке Э. Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям. — М.: Наука, 1971. — 576 с.
12. Иванов Е. А. Дифракция электромагнитных волн на двух телах. — Минск: Наука и техника, 1968. — 584 с.
13. Селезов И. Т., Яковлев В. В. Дифракция волн на симметричных неоднородностях. — Киев: Наукова думка, 1978. — 148 с.
14. Гильденбург В. Б., Жидко Ю. М., Кондратьев И. Г., Миллер М. А. — Изв. вузов — Радиофизика, 1967, 10, № 9—10, с. 1358.

Харьковский государственный университет

Поступила в редакцию
24 сентября 1984 г.

УДК 691.396.677.001.24

СОГЛАСОВАНИЕ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ И ЗЕРКАЛЬНОЙ ЩЕЛЕВЫХ ЛИНИИ С ПРЯМОУГОЛЬНЫМ ВОЛНОВОДОМ

Г. И. Комарь, Ю. Н. Нефедов

В [1, 2] предложены новые перспективные (миниатюрные и широкополосные) линии передачи (ЛП) миллиметрового (ММ) диапазона: цилиндрическая и зеркальная щелевые линии (ЦЩЛ и ЗЩЛ). ЦЩЛ представляет собой круговой диэлектрический стержень (с диэлектрической проницаемостью ϵ) диаметром $2a$, частично экранированный тонким проводящим слоем толщиной $2d_2$ с узкой продольной щелью угловой ширины 2θ ; ЗЩЛ — модификация ЦЩЛ, в которой часть проводящего слоя выполнена в виде подложки, а щель шириной $2d_1$ образована краем экрана и подложкой. Диэлектрический стержень ЗЩЛ чаще изготавливается прямоугольной формы ($2a \times 2b$). В настоящее время ЗЩЛ — самая миниатюрная ЛП [2], ее погонное затухание в миллиметровом диапазоне составляет величину порядка единиц дБ/м [2, 3].

В процессе экспериментального исследования ЦЩЛ и ЗЩЛ возбуждались от волноводно-щелевых переходов (ВЩП), однако результаты исследования ВЩП до сих пор не публиковались. При разработке ВЩП следует учитывать, что электромагнитная энергия в ЦЩЛ (ЗЩЛ) сосредоточена в малой окрестности щели так, что область концентрации потока вектора Умова—Поинтинга не превышает $\sim 0,01 \lambda_0^2$ (λ_0 — рабочая длина волны) [1–3]. ЦЩЛ (ЗЩЛ) — открытые ЛП, и при определенных условиях [4] из них возможно излучение как на основной щелевой (квази- H_{00}) моде, так и на высших модах (H_{11} , H_{01} и др.). Поэтому простое сужение волновода с одновременным прорезанием щели не может служить высокоэффективным ВЩП, так как при этом неизбежны участки с сильным излучением H_{11} - или H_{01} -мод. ВЩП обычно конструируется с применением промежуточной закрытой ЛП, амплитудное распределение поля в которой похоже на случай ЦЩЛ (ЗЩЛ). Диэлектрик вводится еще в закрытой линии.

На рис. 1 приведены схемы конструкции ВЩП от стандартного волновода к ЦЩЛ и ЗЩЛ через несимметричный Н-образный волновод, через П-образный волновод и экранированную ЗЩЛ (ЭЗЩЛ). В случае рис. 1а, б проводящая ламель 2 разделяет волновод на две частные полости 1 и 3, одна из которых (1) переходит в объем ЦЩЛ (ЗЩЛ), а другая (3) раскрывается как миниатюрный рупор. В случае рис. 1в строится ЭЗЩЛ, которую образует отрезок ЗЩЛ в режиме излучения ($\epsilon = 1$) и отрезок прямоугольного волновода, причем надо согласовать угол излучения (приема) ЗЩЛ [4] с бриллюэновским углом H_{01} -моды прямоугольного волновода. Для расчета конструкции ВЩП необходимо определить дисперсию h'_z и волновое сопротивление Z_w всех названных ЛП. Для несимметричного Н-образного волновода

$$h'_{zH} = k\sqrt{\epsilon_0\epsilon\phi - \pi/k^2\eta_H L_0}, \quad (1)$$