Список литературы:

[1] Попов А.В. Нормы, правила, стандарты в системах телекоммуникаций : конспект лекций. Ч. 1 // А.В. Попов. – Н. Новгород : Изд-во ФБОУ ВПО «ВГАВТ», 2012. – 32 с.
[2] Изюмов Н.М., Д.П. Линде «Основы радиотехники» М.,Л.; «Энергия», 1965г.
[3] Дугин Н.А., Заборонкова Т.М., Мясников Е.Н., «Измерение параметров рупорной СВЧ антенны» – Н. Новгород : Изд-во ФБОУ ВПО «ВГАВТ», 2010. – 71 с.

Т.М. Заборонкова, Н.Ф. Яшина
ФГБОУ «НГТУ им. Р.Е. Алексеева»

О КАНАЛИРОВАНИИ НЧ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН ДИЭЛЕКТРИЧСКИМ ЦИЛИНДРОМ, РАСПОЛОЖЕННЫМ В МАГНИТОАКТИВНОЙ ПЛАЗМЕ

Ключевые слова: магнитоактивная плазма, открытые волноводы, электромагнитные поверхностные волны.

Рассматривается распространение НЧ электромагнитных волн, направляемых диэлектрическим цилиндром, расположенным в однородной магнитоактивной плазме. Показано, что при определенных параметрах, возможно существование собственных поверхностных волн. Исследованы особенности их каналированного распространения.

Интерес к распространению и взаимодействию электромагнитных волн в неоднородной магнитоактивной плазме возник сравнительно давно и стимулировался многочисленными приложениями, в частности, волновой диагностикой плазмы, распространением электромагнитных волн в ионосфере, а также лабораторным моделированием соответствующих волновых процессов [1,2]. Настоящая работа посвящена изучению особенностей каналированного распространения низкочастотных волн, направляемых поверхностью бесконечно протяженного диэлектрического цилиндра, расположенного в однородной магнитоактивной плазме. Будем решать задачу в цилиндрической системе координат (ρ, φ, z). Как известно [3], бесстолкновительная замагниченная плазма (внешнее магнитное поле $\vec{H}_0 = H_0\vec{z}_0$), описывается тензором диэлектрической проницаемости вида

$$\hat{\varepsilon} = \varepsilon_0 \begin{pmatrix} \varepsilon & -ig & 0 \\ ig & \varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & \eta \end{pmatrix}, \qquad (1)$$

где величины ε, g, η определяются параметрами среды и в случае двухкомпонентной плазмы, состоящей из электронов и ионов, допускают для монохроматического поля $\exp(i\omega t)$ следующее представление

$$\varepsilon = \frac{(\omega^2 - \omega_{LH}^2)(\omega^2 - \omega_{UH}^2)}{(\omega^2 - \omega_H^2)(\omega^2 - \Omega_H^2)}, \quad g = \frac{\omega_p^2 \omega_H \omega}{(\omega^2 - \omega_H^2)(\omega^2 - \Omega_H^2)}, \qquad \eta = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2},$$

где ω – круговая частота,
ω_H и Ω_H -гирочастоты электронов и ионов,

ω_p – плазменная частота электронов,

ω_{LH} и ω_{UL} – нижняя и верхняя гибридная частоты, соответственно.

Ось диэлектрического цилиндра (радиуса b) ориентирована вдоль внешнего магнитного поля. Диэлектрическая проницаемость внутри цилиндра равна $\tilde{\varepsilon}$.

Выражения для полей

$$\begin{bmatrix} \vec{E}(\vec{r}) \\ \vec{B}(\vec{r}) \end{bmatrix} = \sum_{m=-\infty}^{m=\infty} \begin{bmatrix} \vec{E}_m(\rho, q(p)) \\ \vec{B}_m(\rho, q(p)) \end{bmatrix} \exp(i\omega t - im\varphi \mp ik_0 pz), \quad (2)$$

получаются из уравнений Максвелла без источников. В выражении (2) m – азимутальный индекс, p - нормированная постоянная распространения, $k_0 = \omega\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}$, знаки «$\mp$» отвечают волнам, распространяющимся в положительном и отрицательном направлении оси z соответственно. Поперечные волновые числа в диэлектрическом цилиндре и магнитоактивной плазме (q и q_k соответственно) связаны с продольной постоянной распространения p соотношениями

$$q(p) = \sqrt{\tilde{\varepsilon} - p^2}\ ; \quad (5)$$

$$q_k(p) = \frac{1}{\sqrt{2}}[\varepsilon - \frac{g^2}{\varepsilon} + \eta - (\frac{\eta}{\varepsilon} + 1)p^2 + (-1)^k \varepsilon^{-1} R(p)]^{1/2}, \quad (6)$$

где $R(p) = [(\eta - \varepsilon)^2 p^4 + 2[g^2(\eta + \varepsilon) - \varepsilon(\eta - \varepsilon)^2]p^2 - +(\varepsilon^2 - g^2 - \varepsilon\eta)^2]^{1/2}$.

Нетрудно получить, что векторные функции $\vec{E}(\rho, q(p))$ и $\vec{B}(\rho, q(p))$ могут быть записаны в следующем виде:

при $\rho < b$

$$E_{\rho,m} = B_{m1} m \frac{J_m(k_0 q\rho)}{k_0 q\rho} - B_{m2} \frac{p}{\tilde{\varepsilon}}[J_{m+1}(k_0 q\rho) - m\frac{J_m(k_0 q\rho)}{k_0 q\rho}],$$

$$E_{\varphi,m} = iB_{m1}[J_{m+1}(k_0 q\rho) - m\frac{J_m(k_0 q\rho)}{k_0 q\rho}] - iB_{m2}\frac{p}{\tilde{\varepsilon}} m\frac{J_m(k_0 q\rho)}{k_0 q\rho},$$

$$E_{z,m} = \frac{i}{\tilde{\varepsilon}} B_{m2} q J_m(k_0 q\rho),$$

$$B_{\rho,m} = -ic^{-1} p B_{m1}[J_{m+1}(k_0 q\rho) - m\frac{J_m(k_0 q\rho)}{k_0 q\rho}] + iZ_0^{-1} B_{m2} m \frac{J_m(k_0 q\rho)}{k_0 q\rho},$$

$$B_{\varphi,m} = c^{-1} B_{m1} p m \frac{J_m(k_0 q\rho)}{k_0 q\rho} - Z_0^{-1} B_{m2}[J_{m+1}(k_0 q\rho) - m\frac{J_m(k_0 q\rho)}{k_0 q\rho}],$$

$$B_{z,m} = -c^{-1} B_{m2} q J_m(k_0 q\rho). \quad (3)$$

при $\rho > b$

$$E_{\rho,m} = -\sum_{k=1}^{2} C_{mk}[\frac{n_k p + g}{\varepsilon} H_{m+1}^{(2)}(k_0 q_k \rho) + \alpha_k m \frac{H_m^{(2)}(k_0 q_k \rho)}{k_0 q_k \rho}],$$

$$E_{\varphi,m} = i\sum_{k=1}^{2} C_{mk}[H_{m+1}^{(2)}(k_0 q_k \rho) + \alpha_k m \frac{H_m^{(2)}(k_0 q_k \rho)}{k_0 q_k \rho}],$$

$$E_{z,m} = \frac{i}{\eta}\sum_{k=1}^{2} C_{mk} n_k q_k H_m^{(2)}(k_0 q_k \rho),$$

$$B_{\rho,m} = -ic^{-1}\sum_{k=1}^{2} C_{mk}[pH_{m+1}^{(2)}(k_0 q_k \rho) - n_k \beta_k m \frac{H_m^{(2)}(k_0 q_k \rho)}{k_0 q_k \rho}],$$

$$B_{\varphi,m} = -c^{-1}\sum_{k=1}^{2} C_{mk} n_k [H_{m+1}^{(2)}(k_0 q_k \rho) - \beta_k m \frac{H_m^{(2)}(k_0 q_k \rho)}{k_0 q_k \rho}],$$

$$B_{z,m} = -c^{-1}\sum_{k=1}^{2} C_{mk} q_k H_m^{(2)}(k_0 q_k \rho), \qquad (4)$$

где $J_m(\varsigma)$ и $H_m^{(2)}(\varsigma)$ – функции Бесселя и функции Ханкеля второго рода соответственно,

B_{mk} и C_{mk} – некоторые константы;

$c^{-1} = \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}$;

остальные величины определяются соотношениями

$$n_k = -\frac{\varepsilon}{pg}[p^2 + q_k^2 + \frac{g^2}{\varepsilon} - \varepsilon], \quad \alpha_k = \frac{p^2 + q_k^2 - \varepsilon}{g} - 1, \quad \beta_k = \frac{p}{n_k} + 1.$$

Из условия непрерывности тангенциальных компонент электрического и магнитного полей на поверхности цилиндра ($\rho = b$) можно получить следующее дисперсионное уравнения, позволяющее определить продольные постоянные распространения собственных мод, каналируемых цилиндром

$$n_2[\frac{\eta}{\tilde{\varepsilon}}\mathbf{H}_{m1}\mathbf{H}_{m2} - \mathbf{J}_m(\mathbf{H}_{m1} + \frac{\eta}{\tilde{\varepsilon}}\mathbf{H}_{m2})] - n_1[\frac{\eta}{\tilde{\varepsilon}}\tilde{\mathbf{H}}_{m1}\tilde{\mathbf{H}}_{m2} - \mathbf{J}_m(\tilde{\mathbf{H}}_{m2} + \frac{\eta}{\tilde{\varepsilon}}\tilde{\mathbf{H}}_{m1})]$$

$$+(n_2 - n_1)[(\mathbf{J}_m)^2 - \frac{p^2}{\tilde{\varepsilon}}\frac{m^2}{(k_0 qb)^4}] + p\frac{\eta}{\tilde{\varepsilon}}\frac{m}{(k_0 qb)^2}[\mathbf{H}_{m1} + \tilde{\mathbf{H}}_{m1} - \mathbf{H}_{m2} - \tilde{\mathbf{H}}_{m2}] = 0, \qquad (8)$$

где

$$\mathbf{H}_{m1} = \frac{H_{m+1}^{(2)}(k_0 q_1 b)}{k_0 q_1 b H_m^{(2)}(k_0 q_1 b)} + m\frac{\alpha_1}{(k_0 q_1 b)^2}, \quad \mathbf{H}_{m2} = \frac{H_{m+1}^{(2)}(k_0 q_2 b)}{k_0 q_2 b H_m^{(2)}(k_0 q_2 b)} - m\frac{\beta_2}{(k_0 q_2 b)^2},$$

$$\tilde{\mathbf{H}}_{m1} = \frac{H_{m+1}^{(2)}(k_0 q_1 b)}{k_0 q_1 b H_m^{(2)}(k_0 q_1 b)} - m\frac{\beta_1}{(k_0 q_1 b)^2}, \quad \tilde{\mathbf{H}}_{m2} = \frac{H_{m+1}^{(2)}(k_0 q_2 b)}{k_0 q_2 b H_m^{(2)}(k_0 q_2 b)} + m\frac{\alpha_2}{(k_0 q_2 b)^2},$$

$$\mathbf{J}_m = \frac{J_{m+1}(kqb)}{k_0 qb J_m(k_0 qb)} - m\frac{1}{(k_0 qb)^2}.$$

Уравнение (8) допускает лишь численные исследования. Расчеты проводились при следующих значениях параметров окружающей плазмы $\omega_p = 3.088 \cdot 10^{10} s^{-1}$, $\omega_H = 9.67 \cdot 10^9 s^{-1}$ и цилиндра $\tilde{\varepsilon} = 20$, $b = 1\mathrm{cm}$. Результаты численного анализа показали, что в частотных интервалах $\omega_H / 2 < \omega < \omega_H < \omega_p$ и $\omega_H < \omega < \omega_p$ диэлектрический цилиндр может поддерживать поверхностные волны с действительной постоянной распространения. Например, при изменении круговой частоты в интервале $\omega_H / 2 < \omega < \omega_H < \omega_p$ постоянная распространения поверхностной волны, соответствующая азимутальному индексу $m = 1$ изменяется в пределах $6.5 < p < 10.6$.

Кроме того, было показано, что при наличии в среде радиального переменного монохроматического электрического поля на удвоенной частоте ω возможно развитие параметрической неустойчивости встречных поверхностных волн, распространяющихся в противоположных направлениях оси z. В приближении слабой нелинейности из уравнений гидродинамики было получено выражение для нелинейного тока в магнитоактивной плазме, отвечающего за возникновение нелинейного трехволнового взаимодействия при выполнении между волнами условий пространственно-временного синхронизма. В пространственно-однородном случае из системы уравнений для амплитуд поверхностных волн было получено выражение для инкремента неустойчивости встречных поверхностных волн.

Список литературы:

[1] Kondrat`ev I.G., Kudrin A.V, Zaboronkova T.M. // Electrodynamics of density ducts in magnetized plasmas. – Gordon and Breach, Amsterdam, 1999.
[2] Kostrov A.V., Kudrin A.V., Kurina L.E., Luchinin G.A., Shaykin A.A., and Zaboronkova T.M// Physica Scripta. 2000. V. 62, Pt.1, P.51-65.
[3] Гинзбург В.Л. // Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Наука. 1967.

Е.Ю. Засыпкина
Нижегородский планетарий

РАЗВИТИЕ СРЕДСТВ НАВИГАЦИИ В МОРЕ И В КОСМИЧЕСКОМ ПРОСТРАНСТВЕ

Ключевые слова: карта звездного неба, навигационные искусственные спутники Земли

Дан обзор методов навигации, использующих как наблюдения звезд, так и современных спутниковых систем GPS и ГЛОНАСС.

История человеческой цивилизации неразрывно связана с морем и мореплаванием. Древнеегипетские источники возрастом более 4-х тысяч лет упоминают, что уже в то время египтяне вели оживленную торговлю по Нилу и по морю. С той отдаленной поры и возникла надобность в навигации. В переводе с латыни «навигация» означает «мореплавание, судоходство».

Перед древними мореходами стояли те же самые задачи, что и перед современными моряками – это определение своего местоположения и направления движения. Сначала морские торговые пути шли вдоль берегов, и местонахождение судна определялось по береговым ориентирам. В Древней Греции для помощи капитанам была принята система маяков. Александрийский маяк, одно из семи чудес древнего мира, был построен для того, чтобы корабли могли благополучно миновать рифы на пути в александрийскую бухту. При высоте 140 метров маяк был виден с расстояния более 60 км. Со временем морские пути стали пролегать вдали от берегов. А в открытом море ориентиром может служить только то, что видно на небе. Известно, что самые искусные мореплаватели и торговцы античности – финикийцы – в своих плаваниях