

Возбуждение электромагнитных волн в магнитоактивной плазме при наличии дактов плотности в нерезонансной области свистового диапазона частот

Т.М. Заборонкова, А.В. Кудрин, О.М. Остафийчук

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, 603950, г. Нижний Новгород, пр. Гагарина, д. 23, e-mail: kud@rf.unn.ru

Исследуется излучение кольцевого электрического тока в магнитоактивной плазме при наличии цилиндрического дакта с повышенной плотностью в нерезонансной области свистового диапазона частот. Определены полная мощность излучения и ее распределение по пространственному спектру возбуждаемых волн. Установлено, что наличие такого дакта может приводить к заметному увеличению сопротивления излучения данного источника по сравнению со случаем его размещения в фоновой магнитоактивной плазме.

A study is made of the electromagnetic radiation from a ring electric current in a magnetoplasma in the presence of a cylindrical duct with enhanced density in the nonresonant part of the whistler frequency range. The total radiated power and its distribution over the spatial spectrum of the excited waves are determined. It is established that the presence of such a duct can lead to a notable increase in the radiation resistance of this source compared with the case where it is immersed in the background magnetoplasma.

Введение

Исследованию возбуждения и распространения электромагнитных волн в космической и лабораторной плазме при наличии вытянутых вдоль внешнего магнитного поля цилиндрических плазменных неоднородностей (дактов плотности) посвящено большое число работ (см., например, [1, 2] и цитируемую там литературу). Повышенный интерес при этом вызывают волны свистового диапазона, лежащего в условиях околоземной плазмы между гирочастотой ионов и гирочастотой электронов. Как известно [2, 3], данный диапазон содержит нерезонансную и резонансную области, находящиеся ниже и выше частоты нижнего гибридного резонанса соответственно. Излучение волн заданными источниками, работающими в резонансной области свистового диапазона частот, при наличии дактов плотности изучено достаточно подробно [2]. В частности, применительно к этой области показано, что наличие дакта с повышенной плотностью может приводить к заметному увеличению сопротивления излучения кольцевого электрического тока по сравнению со случаем его размещения в однородной фоновой плазме. Не меньший интерес, особенно в связи с некоторыми новыми перспективными приложениями [4], вызывает нерезонансная область свистового диапазона, не получившая в указанных исследованиях достаточного внимания.

В настоящей работе рассматривается возбуждение электромагнитных волн кольцевым электрическим током в магнитоактивной плазме при наличии дакта с повышенной плотностью в нерезонансной области свистового диапазона частот. Для решения поставленной задачи используется строгий подход, основанный на разложении поля источника по системе собственных волн дакта [5, 6].

Постановка задачи и основные соотношения

Рассмотрим находящийся в холодной бесстолкновительной магнитоактивной плазме цилиндрический дакт плотности, ориентированный вдоль внешнего постоянного магнитного поля \mathbf{B}_0 , параллельного оси z цилиндрической системы координат (ρ, φ, z) . Предполагается, что плотность плазмы N при наличии такого дакта

является функцией только радиальной цилиндрической координаты ρ . Мы будем рассматривать простейший профиль плотности плазмы вида

$$N(\rho) = N_a + (\tilde{N} - N_a)[1 - U(\rho - a)], \quad (1)$$

где U – функция Хевисайда,

a – радиус дакта,

$N_a = \text{const}$ – плотность фоновой плазмы ($\rho > a$),

$\tilde{N} = \text{const}$ – плотность плазмы внутри дакта ($\rho < a$), причем $\tilde{N} > N_a$.

Все основные особенности возбуждения свистовых волн заданными источниками при наличии дакта плотности могут быть выяснены на примере этого профиля.

Для монохроматического поля с гармонической зависимостью от времени в виде $\exp(i\omega t)$ холодная бесстолкновительная магнитоактивная плазма описывается тензором диэлектрической проницаемости с отличными от нуля компонентами $\varepsilon_{\rho\rho} = \varepsilon_{\phi\phi} = \varepsilon_0\varepsilon$, $\varepsilon_{\rho\phi} = -\varepsilon_{\phi\rho} = -i\varepsilon_0g$, $\varepsilon_{zz} = \varepsilon_0\eta$, где ε_0 – электрическая постоянная. В случае, когда частота ω принадлежит нерезонансной области свистового диапазона частот

$$\Omega_H < \omega < \omega_{\text{ЛН}} \square \min\{\omega_H, \omega_p\}, \quad (2)$$

величины ε , g , η имеют следующий вид [7]:

$$\varepsilon = \left(\frac{\omega_p^2}{\omega_H^2} + 1 \right) \frac{\omega^2 - \omega_{\text{ЛН}}^2}{\omega^2 - \Omega_H^2}, \quad g = -\frac{\omega_p^2 \omega}{(\omega^2 - \Omega_H^2)\omega_H}, \quad \eta = -\frac{\omega_p^2}{\omega^2}. \quad (3)$$

Здесь Ω_H – эффективная гирочастота ионов, $\omega_{\text{ЛН}}$ – частота нижнего гибридного резонанса, ω_H и ω_p – гирочастота и плазменная частота электронов соответственно. Следует отметить, что при записи компонент тензора диэлектрической проницаемости в виде (3) использовано дополнительное упрощающее условие $\Omega_H \square \omega$. В дальнейшем с учетом (1) величины ε , g , η для внутренней области дакта ($\rho < a$) обозначим через $\tilde{\varepsilon}$, \tilde{g} , $\tilde{\eta}$, а для фоновой плазмы ($\rho > a$) – через ε_a , g_a , η_a . Аналогично, плазменная частота электронов внутри и вне дакта будет обозначаться как $\tilde{\omega}_p$ и ω_{pa} соответственно.

Поле возбуждается заданным кольцевым электрическим током, комплексная амплитуда плотности которого может быть записана в виде

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}) = \phi_0 I_0 \delta(\rho - b) \delta(z), \quad (4)$$

где δ – функция Дирака,

b – радиус источника,

I_0 – его полный ток.

Основная цель настоящей работы заключается в определении эффективности возбуждения источником (4), расположенным внутри дакта с повышенной плотностью, направляемых и ненаправляемых волн. Заметим, что в нерезонансной области свистового диапазона частот дакт с повышенной плотностью может поддерживать собственные моды, свойства которых были изучены в работе [8]. Данное обстоятельство, как мы увидим далее, оказывает существенное влияние на характеристики излучения рассматриваемого источника.

Возбуждение свистовых волн кольцевым электрическим током

Получим вначале полное поле, возбуждаемое током (4). Оно может быть записано в виде разложения по собственным волнам дискретного и непрерывного спектра следующим образом [2]:

$$\begin{bmatrix} \mathbf{E}(\mathbf{r}) \\ \mathbf{B}(\mathbf{r}) \end{bmatrix} = \sum_n a_{s,n} \begin{bmatrix} \mathbf{E}_{s,n}(\mathbf{r}) \\ \mathbf{B}_{s,n}(\mathbf{r}) \end{bmatrix} + \sum_{\alpha=0,e} \int_0^{\infty} a_{s,\alpha}(q) \begin{bmatrix} \mathbf{E}_{s,\alpha}(\mathbf{r},q) \\ \mathbf{B}_{s,\alpha}(\mathbf{r},q) \end{bmatrix} dq. \quad (5)$$

Здесь индекс s обозначает направление распространения волны, отрицательное ($s=-$) или положительное ($s=+$) по отношению к оси z ; n – радиальный индекс собственных мод (волн дискретной части спектра с полями $\mathbf{E}_{s,n}(\mathbf{r})$, $\mathbf{B}_{s,n}(\mathbf{r})$); индекс α обозначает волны непрерывной части спектра «обыкновенного» ($\alpha=0$) и «необыкновенного» ($\alpha=e$) типа (с полями $\mathbf{E}_{s,\alpha}(\mathbf{r},q)$, $\mathbf{B}_{s,\alpha}(\mathbf{r},q)$); величина q является поперечным волновым числом в фоновой однородной магнитоактивной плазме, нормированным на волновое число в свободном пространстве $k_0 = \omega/c$ (c – скорость света в вакууме). Величины $a_{s,n}$ и $a_{s,\alpha}(q)$ – коэффициенты возбуждения соответствующих волн.

Поля волн непрерывного спектра $\mathbf{E}_{s,\alpha}(\mathbf{r},q)$ и $\mathbf{B}_{s,\alpha}(\mathbf{r},q)$ определяются азимутальными компонентами $E_{\phi;s,\alpha}(\mathbf{r},q)$ и $B_{\phi;s,\alpha}(\mathbf{r},q)$, которые могут быть записаны в виде

$$\begin{bmatrix} E_{\phi;s,\alpha}(\mathbf{r},q) \\ B_{\phi;s,\alpha}(\mathbf{r},q) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_{\phi;s,\alpha}(\rho,q) \\ B_{\phi;s,\alpha}(\rho,q) \end{bmatrix} \exp[-ik_0 p_{s,\alpha}(q)z]. \quad (6)$$

Здесь величины $p_{s,0}(q)$ и $p_{s,e}(q)$ подчиняются соотношению $p_{\pm,\alpha}(q) = \pm p_{\alpha}(q)$ и определяются формулой [2]

$$p_{\alpha}(q) = \left[\varepsilon_a - \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\varepsilon_a}{\eta_a} \right) q^2 + \chi_{\alpha} R_p(q) \right]^{1/2}, \quad (7)$$

где

$$R_p(q) = \left[\frac{1}{4} \left(1 - \frac{\varepsilon_a}{\eta_a} \right)^2 q^4 - \frac{g_a^2}{\eta_a} q^2 + g_a^2 \right]^{1/2},$$

$$\chi_0 = -\chi_e = -1.$$

Предполагается, что $\text{Im} p_{\alpha}(q) < 0$ и $\text{Re} R_p(q) > 0$. Если последние две величины обращаются в нуль, для выбора правильных ветвей функций $p_{\alpha}(q)$ и $R_p(q)$ следует ввести малые столкновительные потери в плазменной среде с последующим предельным переходом к случаю бесстолкновительной плазмы (т.е. среды без потерь) в результирующих формулах. Нетрудно убедиться, что функции p_{α} описывают поверхности показателя преломления «обыкновенной» ($\alpha=0$) и «необыкновенной» ($\alpha=e$) нормальных волн фоновой магнитоактивной плазмы.

Следуя [2], можно показать, что вне дакта ($\rho > a$) азимутальные компоненты полей волн непрерывного спектра записываются в виде

$$E_{\phi,s,\alpha}(\rho, q) = i \left[\sum_{k=1}^2 C_{s,\alpha}^{(k)}(q) H_1^{(k)}(k_0 q \rho) + D_{s,\alpha}(q) H_1^{(2)}(k_0 q \rho) \right], \quad (8)$$

$$B_{\phi,s,\alpha}(\rho, q) = -c^{-1} \left[\sum_{k=1}^2 C_{s,\alpha}^{(k)}(q) n_{s,\alpha}^{(1)} H_1^{(k)}(k_0 q \rho) + D_{s,\alpha}(q) n_{s,\alpha}^{(2)} H_1^{(2)}(k_0 q \rho) \right],$$

где $H_n^{(1)}$ и $H_n^{(2)}$ – функции Ханкеля n -го порядка первого и второго рода соответственно, $C_{s,\alpha}^{(1,2)}$ и $D_{s,\alpha}$ – некоторые коэффициенты,

$$q_\alpha(q) = \left[\varepsilon_a - p_\alpha^2(q) - \frac{g_a}{\varepsilon_a} \left(g_a - \frac{\eta_a p_{s,\alpha}(q)}{n_{s,\alpha}^{(1)}(q)} \right) \right]^{1/2},$$

$$n_{s,\alpha}^{(1)}(q) = -\frac{\varepsilon_a}{p_{s,\alpha}(q) g_a} \left[q^2 + p_\alpha^2(q) + \frac{g_a^2}{\varepsilon_a} - \varepsilon_a \right], \quad (9)$$

$$n_{s,\alpha}^{(2)}(q) = -\frac{\varepsilon_a}{p_{s,\alpha}(q) g_a} \left[q_\alpha^2(q) + p_\alpha^2(q) + \frac{g_a^2}{\varepsilon_a} - \varepsilon_a \right].$$

Здесь ветвь функции $q_\alpha(q)$ выбирается таким образом, чтобы ее мнимая часть была меньше нуля: $\text{Im } q_\alpha(q) < 0$. Заметим, что величина $q_\alpha(q)$, которую можно назвать дополнительным поперечным волновым числом, появляется в решении для поля во внешней области вследствие анизотропных свойств магнитоактивной плазмы и отвечает той же постоянной распространения $p_\alpha(q)$, что и поперечное волновое число q [2].

Внутри дакта ($\rho < a$) азимутальные компоненты $E_{\phi,s,\alpha}(\rho, q)$ и $B_{\phi,s,\alpha}(\rho, q)$ полей волн непрерывного спектра принимают вид

$$E_{\phi,s,\alpha}(\rho, q) = i \sum_{k=1}^2 A_{s,\alpha}^{(k)}(q) J_1(k_0 \tilde{q}_\alpha^{(k)} \rho), \quad (10)$$

$$B_{\phi,s,\alpha}(\rho, q) = -c^{-1} \sum_{k=1}^2 A_{s,\alpha}^{(k)}(q) \tilde{n}_{s,\alpha}^{(k)} J_1(k_0 \tilde{q}_\alpha^{(k)} \rho).$$

Здесь J_n обозначает функцию Бесселя порядка n , $A_{s,\alpha}^{(1)}$ и $A_{s,\alpha}^{(2)}$ – неизвестные коэффициенты,

$$\tilde{n}_{s,\alpha}^{(k)}(q) = -\frac{\tilde{\varepsilon}}{p_{s,\alpha}(q) \tilde{g}} \left\{ [\tilde{q}_\alpha^{(k)}(q)]^2 + p_\alpha^2(q) + \frac{\tilde{g}^2}{\tilde{\varepsilon}} - \tilde{\varepsilon} \right\}, \quad k=1,2,$$

$$\tilde{q}_\alpha^{(k)}(q) = \frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ \tilde{\varepsilon} - \frac{\tilde{g}^2}{\tilde{\varepsilon}} + \tilde{\eta} - \left(\frac{\tilde{\eta}}{\tilde{\varepsilon}} + 1 \right) p_\alpha^2(q) - \left(\frac{\tilde{\eta}}{\tilde{\varepsilon}} - 1 \right) \times \right. \quad (11)$$

$$\left. \times (-1)^k \left[(p_\alpha^2(q) - P_b^2)(p_\alpha^2(q) - P_c^2) \right]^{1/2} \right\}^{1/2},$$

где

$$P_{b,c} = \left\{ \tilde{\varepsilon} - (\tilde{\eta} + \tilde{\varepsilon}) \frac{\tilde{g}^2}{(\tilde{\eta} - \tilde{\varepsilon})^2} + \frac{2\chi_{b,c}}{(\tilde{\eta} - \tilde{\varepsilon})^2} \{ \tilde{\varepsilon} \tilde{g}^2 \tilde{\eta} [\tilde{g}^2 - (\tilde{\eta} - \tilde{\varepsilon})^2] \}^{1/2} \right\}^{1/2},$$

$$\chi_b = -\chi_c = -1.$$

Коэффициенты $A_{s,\alpha}^{(1,2)}$, $C_{s,\alpha}^{(1,2)}$ и $D_{s,\alpha}$ в (8) и (10) являются функциями q и определяются из граничных условий для тангенциальных компонент поля при $\rho = a$, причем один из этих коэффициентов может быть выбран произвольным образом. Оказывается, что в этом качестве наиболее удобно использовать коэффициент $C_{s,\alpha}^{(1)}$, если задать его таким образом, чтобы нули данного коэффициента $q = q_n$, удовлетворяющие условию $\text{Im} q_n < 0$, определяли поля $\mathbf{E}_{s,n}(\mathbf{r}) = \mathbf{E}_{s,e}(\mathbf{r}, q_n)$, $\mathbf{B}_{s,n}(\mathbf{r}) = \mathbf{B}_{s,e}(\mathbf{r}, q_n)$ и постоянные распространения $p_{s,n} = p_{s,e}(q_n)$ собственных мод (волн дискретного спектра), поддерживаемых дактом в диапазоне частот (2) при $\alpha = e$. Здесь приняты соотношения $p_{\pm,n} = \pm p_n$ и $\text{Im} p_n < 0$.

Далее с помощью известного метода отыскания коэффициентов возбуждения волн открытых направляющих систем можно получить

$$a_{\pm,n} = \frac{1}{N_n} \int \mathbf{j}(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{E}_{\mp,n}^{(T)}(\mathbf{r}) d\mathbf{r}, \quad (12)$$

$$a_{\pm,\alpha}(q) = \frac{1}{N_\alpha(q)} \int \mathbf{j}(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{E}_{\mp,\alpha}^{(T)}(\mathbf{r}, q) d\mathbf{r}, \quad (13)$$

где интегрирование выполняется по области, занятой источником (4), индекс (Т) обозначает поле в среде, описываемой транспонированным тензором диэлектрической проницаемости $\boldsymbol{\varepsilon}^T$, а нормы волн N_n и $N_\alpha(q)$ даются выражениями

$$N_n = \frac{2\pi}{\mu_0} \int_0^\infty \left[\mathbf{E}_{+,n}(\mathbf{r}) \times \mathbf{B}_{-,n}^{(T)}(\mathbf{r}) - \mathbf{E}_{-,n}^{(T)}(\mathbf{r}) \times \mathbf{B}_{+,n}(\mathbf{r}) \right] \cdot \mathbf{z}_0 \rho d\rho, \quad (14)$$

$$N_\alpha(q) = -\frac{16\pi}{Z_0 k_0^2} \left(\frac{dp_\alpha}{dq} \right)^{-1} \left[1 + \eta_a^{-1} \left(n_{s,\alpha}^{(1)} \right)^2 \right] C_{s,\alpha}^{(1)}(q) C_{s,\alpha}^{(2)}(q), \quad (15)$$

в которых μ_0 и Z_0 – магнитная постоянная и импеданс вакуума соответственно.

Из выражений (12) и (13) следует, что в случае источника (4) коэффициенты возбуждения определяются величинами $E_{\phi;s,n}(\mathbf{r})$ и $E_{\phi;s,\alpha}(\mathbf{r}, q)$ в месте нахождения источника и могут быть записаны в виде

$$a_{\pm,n} = I_0 2\pi b N_n^{-1} E_{\phi;\mp,n}^{(T)}(b), \quad (16)$$

$$a_{\pm,\alpha}(q) = I_0 2\pi b N_\alpha^{-1}(q) E_{\phi;\mp,\alpha}^{(T)}(b, q), \quad (17)$$

где $E_{\phi;s,n}(b) = E_{\phi;s,e}(b, q_n)$.

Полная мощность, излучаемая током $\mathbf{j}(\mathbf{r})$, определяется по формуле

$$P_\Sigma = -\frac{1}{2} \text{Re} \int \mathbf{j}^*(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}) d\mathbf{r}, \quad (18)$$

где $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ – полное электрическое поле, возбуждаемое источником, а знак «*» обозначает операцию комплексного сопряжения.

Если в формуле (18) заменить $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ на электрическое поле $\mathbf{E}_n(\mathbf{r})$ n -ой распространяющейся собственной моды или на поле волн непрерывного спектра $\mathbf{E}_{cs}(\mathbf{r})$, то можно получить парциальную мощность P_n , идущую в n -ую собственную моду, или парциальную мощность P_{cs} , идущую в волны непрерывного спектра. Таким образом, имеем

$$R_{\Sigma} = R_{\Sigma} |I_0|^2 / 2 = \sum_n P_n + P_{cs}, \quad (19)$$

где R_{Σ} – полное сопротивление излучения источника.

Суммирование величин P_n по n дает мощность P_{mod} , идущую в собственные волны. Следует также отметить, что величина P_{cs} определяется волнами непрерывного спектра, отвечающим $\alpha = e$, так как лишь «необыкновенная» волна является распространяющейся в магнитоактивной плазме в свистовом диапазоне частот. Введем также парциальные сопротивления излучения $R_{\text{mod}} = 2P_{\text{mod}} / |I_0|^2$ и $R_{cs} = 2P_{cs} / |I_0|^2$, определяющие вклады собственных волн и волн непрерывного спектра в полное сопротивление излучения:

$$R_{\Sigma} = R_{\text{mod}} + R_{cs}.$$

Результаты численных расчетов

Для выбранной модели дакта полное сопротивление излучения R_{Σ} и парциальные сопротивления излучения R_{mod} и R_{cs} были найдены численно при значениях параметров плазмы, отвечающих условиям активных экспериментов по созданию искусственных дактов плотности в нижней ионосфере Земли [9]: плотность фоновой плазмы $N_a = 3 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$, величина внешнего постоянного магнитного поля $B_0 = 0,5 \text{ Гс}$. При выбранных значениях параметров плазменная частота электронов вне дакта и гирочастота электронов составляют $\omega_{pe} = 3,1 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$ и $\omega_H = 8,8 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$ соответственно. Значение эффективной гирочастоты ионов было принято равным $\Omega_H = 160 \text{ с}^{-1}$. Частота нижнего гибридного резонанса для использованных значений параметров составляет $\omega_{LH} = 3,7 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$.

На рис. 1 показаны полное сопротивление излучения R_{Σ} , а также парциальные сопротивления излучения R_{mod} и R_{cs} в зависимости от радиуса источника b на частоте $\omega = 0,9\omega_{LH}$ для дакта с плотностью $\tilde{N} = 100N_a = 3 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}$ и радиусом $a = 5 \text{ м}$. В этом случае дакт может поддерживать лишь низшую собственную моду с радиальным индексом $n=1$ и постоянной распространения $p_n = 169,7$, так что $R_{\text{mod}} = R_1$. Для сравнения на рис. 1 также представлены аналогичные зависимости полных сопротивлений излучения того же источника, помещенного в однородную магнитоактивную плазму, плотность которой совпадает с плотностью внутри и вне дакта (величины \tilde{R} и R_a соответственно). Можно видеть, что наличие цилиндрического дакта с плотностью $\tilde{N} \gg N_a$ приводит к значительному увеличению полного сопротивления излучения рассматриваемого источника по сравнению с величиной R_a , соответствующей его размещению в однородной магнитоактивной плазме с фоновой плотностью N_a . Кроме того, за исключением сравнительно малых значений радиуса источника ($b < 0,2a$), излучаемая мощность преимущественно определяется вкладом собственной моды, так что $R_{\Sigma} \approx R_{\text{mod}} = R_1 \approx R_{cs}$ и $R_{\Sigma} \geq \tilde{R}$.

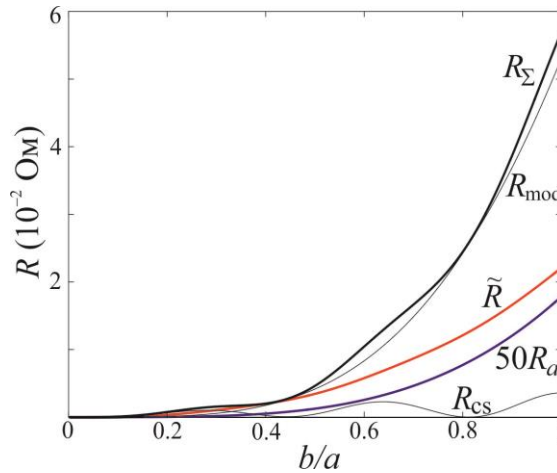


Рис. 1. Полное сопротивление излучения R_Σ (жирная черная кривая) и парциальные сопротивления излучения R_{mod} и R_{cs} (тонкие черные сплошные кривые) в зависимости от радиуса источника b при наличии дакта плотности в случае $\omega = 0,9\omega_{\text{ЛH}}$, $\tilde{N} / N_a = 100$, $a = 5\text{ м}$, $\omega_{\text{pa}} = 3,1 \cdot 10^7\text{ с}^{-1}$, $\omega_{\text{H}} = 8,8 \cdot 10^6\text{ с}^{-1}$, $\omega_{\text{ЛH}} = 3,7 \cdot 10^4\text{ с}^{-1}$, $\Omega_{\text{H}} = 160\text{ с}^{-1}$. Зависимости величин \tilde{R} (красная кривая) и R_a (синяя кривая) от b показывают сопротивления излучения того же источника, находящегося в однородной магнитоактивной плазме с плотностью, равной плотности внутри и вне дакта соответственно (величина R_a при этом умножена на 50).

Потери на излучение падают с уменьшением частоты ω в рассматриваемом диапазоне. Данный факт иллюстрируется результатами численных расчетов, представленными на рис. 2 для $\omega = 0,6\omega_{\text{ЛH}}$ и тех же значений остальных параметров, что и на рис. 1. При этом относительный вклад волн непрерывного спектра в излучаемую мощность в интервале значений радиуса источника $0,2a < b < a$ настолько мал, что величины R_Σ и R_{mod} совпадают с графической точностью при данных значениях b . По этой причине парциальное сопротивление излучения R_{mod} не показано на рис. 2.

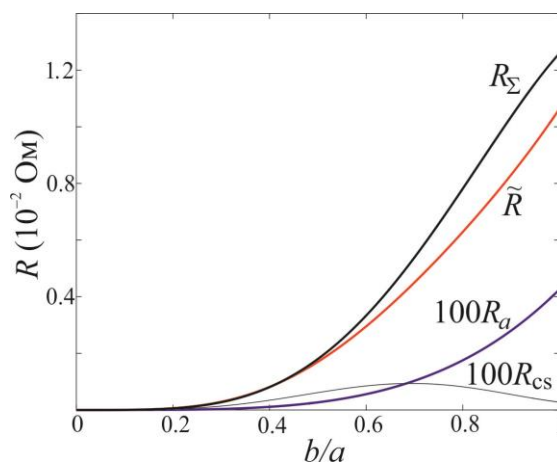


Рис. 2. Сопротивления излучения R_Σ , R_{cs} (умножено на 10^2), \tilde{R} , R_a (умножено на 10^2) в зависимости от радиуса источника b при $\omega = 0,6\omega_{\text{ЛH}}$. Значения остальных параметров и обозначения кривых те же, что и на рис. 1.

Следует отметить, что полное сопротивление излучения R_{Σ} и частичное сопротивление излучения R_{mod} , приведенные на рис. 1 и 2, являются монотонными функциями радиуса источника (при $b < a$) для использованных параметров дакта, что обусловлено зависимостью азимутальной компоненты электрического поля собственной моды от поперечной координаты ρ [8]. В качестве иллюстрации на рис. 3 приведены компоненты поля низшей ($n=1$) осесимметричной собственной моды в зависимости от координаты ρ для значений параметров, соответствующих рис. 2.

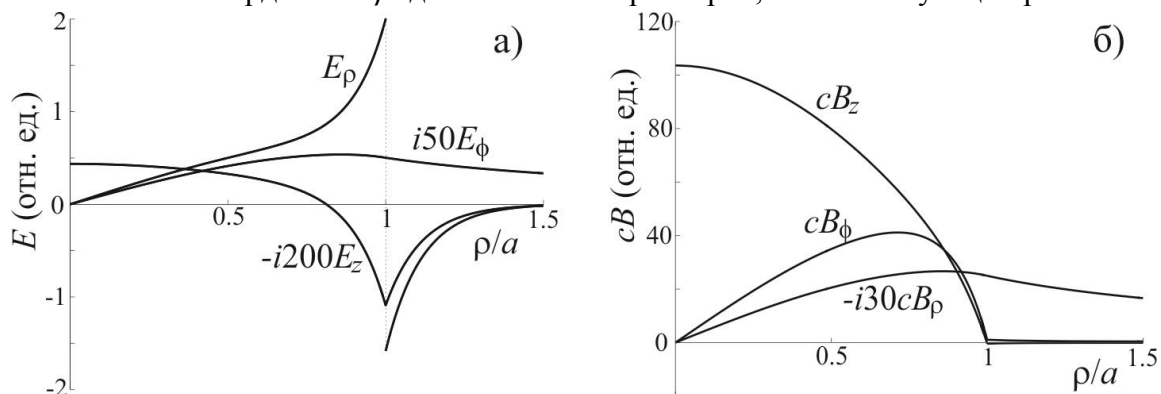


Рис. 3. Компоненты поля низшей ($n=1$) моды в зависимости от координаты ρ при значениях параметров, использованных для рис. 2. Постоянная распространения моды $p_1 = 82,77$.

Таким образом, можно утверждать, что при наличии дакта с повышенной плотностью плазмы в нерезонансной области свистового диапазона частот имеет место значительное увеличение сопротивления излучения кольцевого электрического тока. Кроме того, направляющие свойства дакта приводят к тому, что сопротивление излучения R_{Σ} может даже несколько превышать величину \tilde{R} при оптимально подобранных значениях радиуса источника. Существенно, что увеличение сопротивления излучения происходит даже в случае, когда дакт поддерживает лишь одну низшую собственную моду. Данное обстоятельство может способствовать облегчению согласования излучения, выходящего с конца вытянутой плазменной неоднородности конечной длины, с фоновой плазмой в условиях активных ионосферных экспериментов.

Заключение

Итак, в результате исследования возбуждения электромагнитных волн кольцевым электрическим током, расположенным в цилиндрическом дакте с повышенной плотностью плазмы, показана возможность значительного увеличения сопротивления излучения данного источника по сравнению со случаем его размещения в фоновой магнитоактивной плазменной среде в нерезонансной области свистового диапазона частот. Определены условия, при которых большая часть излучаемой мощности идет в собственные моды дакта. Установлено, что значительное возрастание сопротивления излучения может иметь место даже в том случае, когда дакт поддерживает лишь одну собственную моду низшего порядка. Результаты, полученные в настоящей работе применительно к условиям формирования цилиндрических плазменных неоднородностей вблизи антенн космических аппаратов в условиях активных ионосферных экспериментов, могут оказаться полезными для планирования новых экспериментов, а также постановки соответствующих модельных экспериментов в лабораторной плазме.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации (Проект № 3.1358.2017/4.6)

Литература

1. Helliwell R. A. Whistlers and Related Ionospheric Phenomena. Mineola: Dover Publications, 2006. 368 p.
2. Kondrat'ev I. G., Kudrin A. V., Zaboronkova T. M. Electrodynamics of Density Ducts in Magnetized Plasmas. Amsterdam: Gordon and Breach Science Publishers, 1999. 288 p.
3. Мареев Е. А., Чугунов Ю. В. Антенны в плазме. Нижний Новгород: ИПФ АН СССР, 1991. 232 с.
4. Karavaev A. V., Gumerov N. A., Papadopoulos K., Shao X., Sharma A. S., Gekelman W., Gigliotti A., Pribyl P., Vincena S. Generation of whistler waves by a rotating magnetic field source // *Phys. Plasmas*. 2010. Vol. 17, No. 1. P. 012102.
5. Kondrat'ev I. G., Kudrin A. V., Zaboronkova T. M. Excitation and propagation of electromagnetic waves in nonuniform density ducts // *Physica Scripta*. 1996. V. 54, Pt. 1. P. 96-112.
6. Kostrov A. V., Kudrin A. V., Kurina L. E., Luchinin G. A., Shaykin A. A., Zaboronkova T. M. Whistlers in thermally generated ducts with enhanced plasma density: Excitation and propagation // *Physica Scripta*. 2000. V. 62, Pt. 1. P. 51-65.
7. Гинзбург В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Наука, 1967. 684 с.
8. Еськин В. А., Заборонкова Т. М., Кудрин А. В., Остафийчук О. М. Волны, направляемые дуктами плотности в магнитоактивной плазме в нерезонансной области свистового диапазона частот // *Физика плазмы*. 2015. Т. 41, № 3. С. 252-261.
9. Chugunov Yu. V., Markov G. A. Active plasma antenna in the Earth's ionosphere // *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.* 2001. V. 63, No. 17. P. 1775-1787.