

УДК 533.9.01;537.811

СТРУКТУРА БЛИЖНЕЙ ЗОНЫ ТОКОВОЙ КРУГОВОЙ АНТЕННЫ В МАГНИТОАКТИВНОЙ ПЛАЗМЕ

В. И. Карпман, А. И. Осин, О. Ф. Погребняк

Проведены детальные расчеты поля в ближней зоне круговой токовой антенны в «холодной» магнитоактивной плазме. Результаты расчетов хорошо согласуются с полученными ранее асимптотиками для поля в окрестности резонансных конусов.

1. Введение. В [1] было показано, что в ближней зоне антенны в магнитоактивной плазме уже при сравнительно небольших токах становятся существенными нелинейные эффекты. Наряду с самосогласованными нелинейными решениями основных уравнений для поля в ближней зоне (некоторые из которых были получены в [1]), представляет интерес подробное исследование линеаризованных решений, с тем, чтобы затем оценить нелинейные эффекты в первом приближении. Такое исследование было проведено в [2] для круговых электрических и магнитных (или токовых) антенн. На основе этого была, в частности, изучена структура так называемых резонансных конусов, где поле достигает максимальных значений. В настоящей работе, исходя из общих решений линеаризованных уравнений ближней зоны, полученных в [2], проводятся детальные расчеты поля в ближней зоне круговой токовой антенны. Численные алгоритмы, разработанные при этом, позволяют решать, по крайней мере в первом приближении, ряд нелинейных задач, которые мы надеемся рассмотреть в следующих сообщениях.

Будем предполагать, что антенна имеет вид кругового витка радиуса a с током

$$I = |I| \exp(-i\omega t), \quad (1)$$

расположенным в плоскости (x, y) , а внешнее магнитное поле B_0 направлено вдоль оси z . Ограничимся приближением холодной плазмы для тензора диэлектрической проницаемости плазмы. Тогда для его неисчезающих компонент будем иметь

$$\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} = i\epsilon, \quad \epsilon_{xy} = -\epsilon_{yx} = -ig, \quad \epsilon_{zz} = \eta,$$

где

$$\epsilon = 1 + \sum_{\alpha} \frac{\omega_{p\alpha}^2}{\omega_{c\alpha}^2 - \omega^2}, \quad g = - \sum_{\alpha} \frac{\omega_{p\alpha}^2 \omega_{c\alpha}}{\omega (\omega_{c\alpha}^2 - \omega^2)} \frac{|e_{\alpha}|}{e_{\alpha}}, \quad (2)$$

$$\eta = 1 - \sum_{\alpha} \frac{\omega_{p\alpha}^2}{\omega^2}, \quad \alpha = e, i,$$

$\omega_{p\alpha}$ и $\omega_{c\alpha}$ — плазменная и циклотронная частоты для частиц сорта α .

В этой работе, как и в [2], мы рассмотрим наиболее интересный случай, когда существуют резонансные конуса. Это имеет место при $\epsilon\eta < 0$. Будем предполагать, для определенности, $\eta < 0$, что имеет место, если $\omega^2 < \omega_{pe}^2 + \omega_{pi}^2$. Введем обозначение*

* Переход к случаю, когда $\eta > 0$, $\epsilon < 0$, легко сделать на основе общих соотношений, полученных в [2].

$$\gamma^2 = -\varepsilon/\eta. \quad (3)$$

Тогда электромагнитное поле в ближней зоне рассматриваемой антенны определяется уравнениями [1, 2]

$$\mathbf{E} = -\nabla\psi + i\frac{\omega}{c}\mathbf{A}, \quad \mathbf{H} = \text{rot } \mathbf{A}, \quad (4)$$

где

$$A_r = A_z = 0, \quad (5)$$

$$A_\varphi = \frac{4I}{cs} \left(\frac{a}{r}\right)^{1/2} \left[\left(1 - \frac{1}{2}s^2\right) K(s) - E(s) \right],$$

$K(s)$, $E(s)$ — полные эллиптические интегралы с модулем s ,

$$s^2 = 4ar[(a+r)^2 + z^2]^{-1}, \quad (6)$$

$r^2 = x^2 + y^2$, а скалярный потенциал $\psi(r, z)$ состоит из двух частей,

$$\psi = \psi^{(1)}(r, z) + \psi^{(2)}(r, z), \quad (7)$$

которые могут быть написаны в виде

$$\psi^{(1)} = -\beta I \iint_S \frac{dx' dy'}{[(x-x')^2 + (y-y')^2 + z^2]^{1/2}}; \quad (8)$$

$$\psi^{(2)} = -\frac{\beta I}{\gamma} \iint_S \frac{dx' dy'}{[\gamma^2 z^2 - (x-x')^2 - (y-y')^2]^{1/2}}. \quad (9)$$

Здесь

$$\beta = -\omega g/c^2 \eta (1 + \gamma^2), \quad (10)$$

а интегрирование проводится по площади S , ограниченной контуром антенны, т. е. окружностью радиуса a с центром в точке $x'=y'=0$.

Знаменатель под интегралом в (9) может быть мнимым в некоторой части (или во всей) области интегрирования. В этом случае имеет место следующее правило [1, 2]:

$$(\gamma^2 z^2 - \Sigma^2)^{1/2} = i(\Sigma^2 - \gamma^2 z^2)^{1/2}, \quad |\gamma z| < \Sigma \quad (11)$$

(корни из положительных величин считаются положительными). Условие (11) справедливо при $\eta < 0$ (при $\eta > 0$ перед правой частью (11) следует поставить знак минус [2]).

Рассмотрим теперь подробнее величину $\psi^{(1)}(r, z)$. Переходя в (8) к полярным координатам $x' = \rho \cos \varphi$, $y' = \rho \sin \varphi$ и интегрируя по φ , получим

$$\psi^{(1)}(r, z) = -\frac{2\beta I}{\sqrt{r}} \int_0^a d\rho \sqrt{\rho} s K(s), \quad (12)$$

где модуль $s = s(\rho, r, z)$ определен в (6). Если подставить в (12)

$$K(s) = \int_0^{\pi/2} \frac{d\alpha}{\sqrt{1 - s^2 \sin^2 \alpha}} \quad (13)$$

и провести интегрирование сначала по ρ , а потом по α , то получится некоторое выражение $\psi^{(1)}(r, z)$ в виде комбинации полных эллиптических интегралов первого, второго и третьего рода [1]. Такой же результат получается непосредственно из (8), если там сначала проинтегрировать по ρ , а затем по φ . Это выражение, однако, довольно громоздко,

и для исследования функций $\psi^{(1)}(r, z)$, а также численных расчетов проще пользоваться интегральным представлением (12).

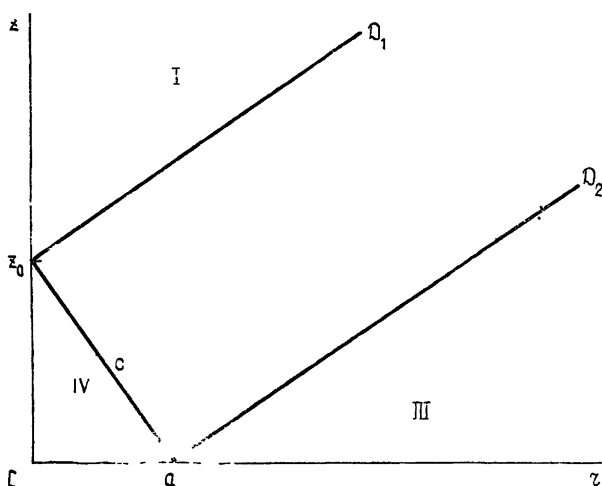


Рис. 1.

Для функции $\psi^{(2)}(r, z)$ дело осложняется тем, что подынтегральное выражение в (9) не является положительно определенным, и поэтому окончательные выражения $\psi^{(2)}(r, z)$ оказываются, вообще говоря, различными в разных областях, изображенных на рис. 1. Границы между этими областями есть резонансные конуса; они играют фундаментальную роль, так как поле в их окрестностях максимально. Выпишем уравнения для этих поверхностей при $z > 0$:

$$\begin{aligned} D_1: \quad \gamma z &= a + r, \\ D_2: \quad \gamma z &= r - a \quad (r > a), \\ C: \quad \gamma z &= a - r \quad (a > r), \end{aligned} \quad (14)$$

В области I и в более общем случае при $\gamma|z| > a + r$ подынтегральное выражение в (9) является положительно определенным и интегрирование может быть проведено так же, как и в (8). Вычисляя сначала интеграл по ϕ , а затем по ρ , получим

$$\psi^{(2)}(r, z) = -\frac{2\beta I}{\gamma \sqrt{r}} \int_0^a d\rho \sqrt{\rho} k_1 K(k_1) \quad (\gamma|z| > a + r); \quad (15)$$

$$k_1^2 = 4\rho r [\gamma^2 z^2 - (r - \rho)^2]^{-1}. \quad (16a)$$

При переходе к другим областям модуль k_1 становится либо больше единицы, либо мнимым. Соответствующие выражения для $\psi^{(2)}$ могут быть получены путем аналитических продолжений выражения (15) в области II—IV с учетом правила (11). Они выписаны и исследованы в [2] и здесь приводиться не будут. Укажем лишь, что они выражаются через линейные комбинации интегралов от $K(k_i)$, $K(k'_i)$, типа (15), где k_i выписано в (16a),

$$k_2^2 = [(r + \rho)^2 - \gamma^2 z^2]^{-1} (4\rho r)^{-1}, \quad k_3^2 = 4\rho r [(r + \rho)^2 - \gamma^2 z^2]^{-1}, \quad (16b)$$

$$k'_i = (1 - k_i^2)^{1/2} \quad (i = 1, 2, 3).$$

2. Выражения для напряженностей поля. Выражение для векторного потенциала (5) внешне совпадает с потенциалом статического

кругового тока (следует помнить, однако, что сила тока (1) осциллирует). Таким образом, согласно (4) напряженность магнитного поля в ближней зоне по внешнему виду совпадает с напряженностью статического кругового тока в вакууме и поэтому не зависит от свойств среды; в частности, \mathbf{H} не имеет особенностей на резонансных конусах (единственная особенность \mathbf{H} локализована на контуре тока, поскольку он предполагается бесконечно тонким). Мы не выписываем здесь явного выражения для \mathbf{H} , так как оно приводится в учебниках (см., например, [3], с. 164).

Компоненты напряженности электрического поля согласно (4), (7) можно представить в виде

$$E_r(r, z) = E_r^{(1)} + E_r^{(2)}, \quad E_z(r, z) = E_z^{(1)} + E_z^{(2)}; \quad (17)$$

$$E_\varphi(r, z) = i \frac{\omega}{c} A_\varphi(r, z), \quad (18)$$

где

$$\mathbf{E}^{(1)} = -\nabla\psi^{(1)}, \quad \mathbf{E}^{(2)} = -\nabla\psi^{(2)}.$$

Рассмотрим сначала $\mathbf{E}^{(1)}$. После некоторых вычислений (см. Приложение) получим

$$E_r^{(1)} = \frac{2\beta I}{s} \left(\frac{a}{r}\right)^{1/2} [2E(s) - (2 - s^2)K(s)]; \quad (19)$$

$$E_z^{(1)} = \beta I s \frac{z}{a} \left(\frac{a}{r}\right)^{1/2} \left[\frac{R - a}{R + r} \Pi\left(\frac{2r}{R + r}, s\right) + \frac{R + a}{R - r} \Pi\left(-\frac{2r}{R - r}, s\right) \right] - 2\pi\beta I \operatorname{sgn} z, \quad (20)$$

$$R = (r^2 + z^2)^{1/2}.$$

Здесь модуль s определяется формулой (6), $\Pi(v, s)$ — полный эллиптический интеграл третьего рода,

$$\Pi(v, s) = \int_0^{\pi/2} \frac{d\alpha}{(1 - v \sin^2 \alpha)(1 - s^2 \sin^2 \alpha)^{1/2}}. \quad (21)$$

Таким образом, $E_r^{(1)}$ выражается только через полные эллиптические интегралы первого и второго рода, в то время как $E_z^{(1)}$ — через интеграл третьего рода (21).

Перейдем теперь к $\mathbf{E}^{(2)}$. Вычисления, аналогичные тем, которые привели к (19), дают для различных областей на рис. 1 (краткий вывод см. в Приложении):

$$E_r^{(2)} = \frac{2\beta I}{\gamma s_1} \left(\frac{a}{r}\right)^{1/2} [(2 - s_1^2)K(s_1) - 2E(s_1)]; \quad (22a)$$

$$s_1^2 = \frac{4ar}{\gamma^2 z^2 - (r - a)^2} \quad (\gamma|z| > r + a); \quad (22b)$$

$$E_r^{(2)} = \frac{2\beta I}{\gamma} \left(\frac{a}{r}\right)^{1/2} \{K(s_2) - 2E(s_2) + i[K(s_2) - 2E(s_2)]\} \quad (|r - a| < \gamma|z| < r + a); \quad (23a)$$

$$s_2^2 = \frac{(r + a)^2 - \gamma^2 z^2}{4ar}, \quad s_2' = (1 - s_2^2)^{1/2} = s_1^{-1}; \quad (23b)$$

$$E_r^{(2)} = i \frac{2\beta I}{\gamma s_3} \left(\frac{a}{r}\right)^{1/2} [(2 - s_3^2)K(s_3) - 2E(s_3)]; \quad (24a)$$

$$s_3^2 = \frac{4ar}{(r+a)^2 - \gamma^2 z^2} = s_2^{-2} \quad (\gamma|z| < |r-a|). \quad (24b)$$

Таким образом, $E_r^{(2)}$ аналогично $E_r^{(1)}$ выражается через комбинации полных эллиптических интегралов 1-го и 2-го рода от модулей s_i , причем $0 < s_i < 1$ ($i=1, 2, 3$) в соответствующих областях. Видно также, что $E_r^{(2)}$ — вещественная величина в области I, чисто мнимая — в областях III и IV и комплексная — в области II. Как показано в Приложении, выражения (23) и (24) являются аналитическими продолжениями формул (22). Что касается $E_z^{(2)}$, то эта величина выражается через полный эллиптический интеграл 3-го рода. Например, в области III имеем

$$E_z^{(2)} = i\gamma\beta I s_3 \frac{z}{a} \left(\frac{a}{r}\right)^{1/2} \left[\frac{Q-a}{Q+r} \Pi\left(\frac{2r}{Q+r}, s_3\right) + \frac{Q+a}{Q-r} \Pi\left(-\frac{2r}{Q-r}, s_3\right) \right], \quad Q = |\gamma^2 z^2 - r^2|^{1/2} \quad (25)$$

(ср. с (20)). В области IV получается выражение, отличающееся от (25) комплексной функцией, зависящей только от z . В других областях $E_z^{(2)}$ опять сводится к комбинации $\Pi(\nu_i, s_i)$, однако с комплексными значениями ν_i ; это осложняет вычисление и исследование $E_z^{(2)}$ в этих областях. Поэтому мы предпочли для $E_z^{(2)}$ исходить из формулы $E_z^{(2)} = -\partial\psi^{(2)}/\partial z$ и использовать интегральные представления $\psi^{(2)}(r, z)$.

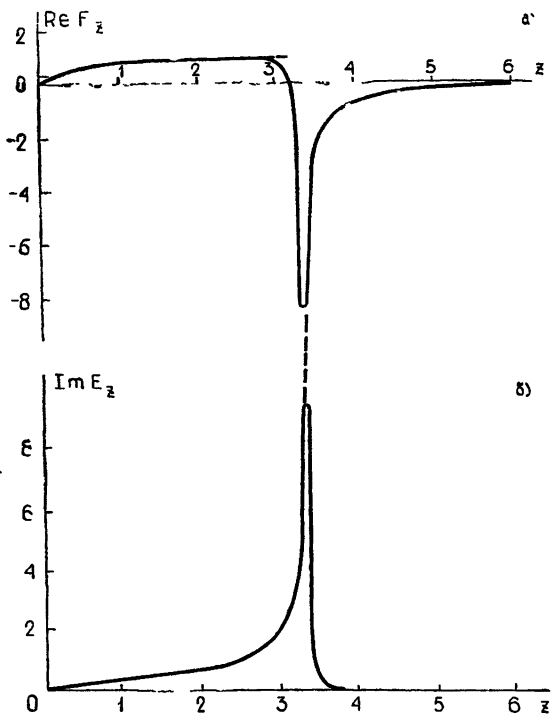


Рис. 2. Графики $\text{Re } E_z$, $\text{Im } E_z$ при замене (27) в первом члене формулы (26). Сплошная линия отвечает $b/a=0,01$; пунктир — $b=0$.

Для области I (рис. 1) это представление имеет вид (15); его аналитические продолжения в остальные области выписаны в Приложении из работы [2].

Общее исследование, проведенное в [2], показывает, что $E_z^{(2)}$ и $E_r^{(2)}$ имеют логарифмические особенности на резонансных конусах (14). На оси z

$$E_z(0, z) = -2\pi\beta I z [\gamma(\gamma^2 z^2 - a^2)^{-1/2} - (z^2 + a^2)^{-1/2}], \quad (26)$$

т. е. в фокусе $z = z_0 \equiv a/\gamma$, $r = 0$, имеется особенность типа $(z - z_0)^{-1/2}$. Все эти особенности, однако, исчезают, если ток не является бесконечно тонким, а имеет конечную ширину b . В этом случае можно получить эффективные приближенные выражения без особенностей, положив в соответствующих формулах (например, в (26)) [2]

$$z \rightarrow z + ib \quad (27)$$

(рис. 2).

Наконец, остановимся кратко на компоненте поля

$$E_\varphi = i(\omega/c) A_\varphi \quad (28)$$

(см. (4), (5)). Эта величина имеет логарифмические особенности только на контуре тока (если $b = 0$). Поведение E_φ ясно из (5).

3. Численные расчеты. Изложенные выше результаты позволяют разработать эффективные алгоритмы численных расчетов, позволяющих достаточно точно и быстро вычислять поле круговой токовой антенны в любой точке ближней зоны. Такие расчеты необходимы для исследования различных физических эффектов (в том числе и нелинейных), которые будут рассмотрены в последующих работах.

Введем безразмерные величины

$$\tilde{\psi}^{(1, 2)} = \frac{\gamma}{2\beta I a} \psi^{(1, 2)}, \quad \tilde{\psi} = \tilde{\psi}^{(1)} + \tilde{\psi}^{(2)}; \quad (29)$$

$$\tilde{r} = \frac{r}{a}, \quad \tilde{z} = \frac{z}{a}; \quad (30)$$

$$\tilde{E}_r = -\frac{\partial \tilde{\psi}}{\partial \tilde{r}}, \quad \tilde{E}_z = -\frac{\partial \tilde{\psi}}{\partial \tilde{z}}, \quad E = \frac{2\beta I}{\gamma} \tilde{E}. \quad (31)$$

Вычисления E_r проводились по формулам (17), (19) и (22)–(24). Величина E_z вычислялась на основе численного интегрирования выражения (15) и соответствующих формул для других областей, полученных в [2]. Действительные и мнимые части \tilde{E}_r , \tilde{E}_z как функции от \tilde{z}

при различных значениях \tilde{r} изображены на рис. 3–6 (на рисунках, а также в последующем тексте тильды опускаются). Буквы на рисунках отвечают определенным значениям r —

a: $r = 0$; b: $r = 0,5$; c: $r = 1,0$; d: $r = 1,5$; e: $r = 2,0$; f: $r = 3,0$; g: $r = 4,0$; h: $r = 5,0$; i: $r = 6,0$. Всюду принято $\gamma = 0,3$.

Особенности достигаются в фокусе ($r = 0$, $z = z_0 \approx 3,3$), на резонансных конусах (рис. 1), а также на контуре тока ($z = 0$, $r = 1$). На оси z $E_r \equiv 0$. Вещественные части E_r и E_z (рис. 3, 5) имеют логарифмические особенности на конусе D_1 и конечные разрывы на конусах C и D_2 . Мнимые части E_r и E_z (рис. 4, 6) имеют логарифмические особенности на конусах D_2 и C , а также конечные разрывы на конусе D_1 . В фокусе $\text{Re } E_z$, $\text{Im } E_z$ имеют особенности типа $(z - z_0)^{-1/2}$. Наконец, E_r и E_z имеют сингулярности на контуре тока ($z = 0$, $r = 1$). Мы не будем здесь, однако, останавливаться на этом вопросе, так как задача о поведении поля в непосредственной близости от контура тока должна решаться с учетом контактного взаимодействия антенны с

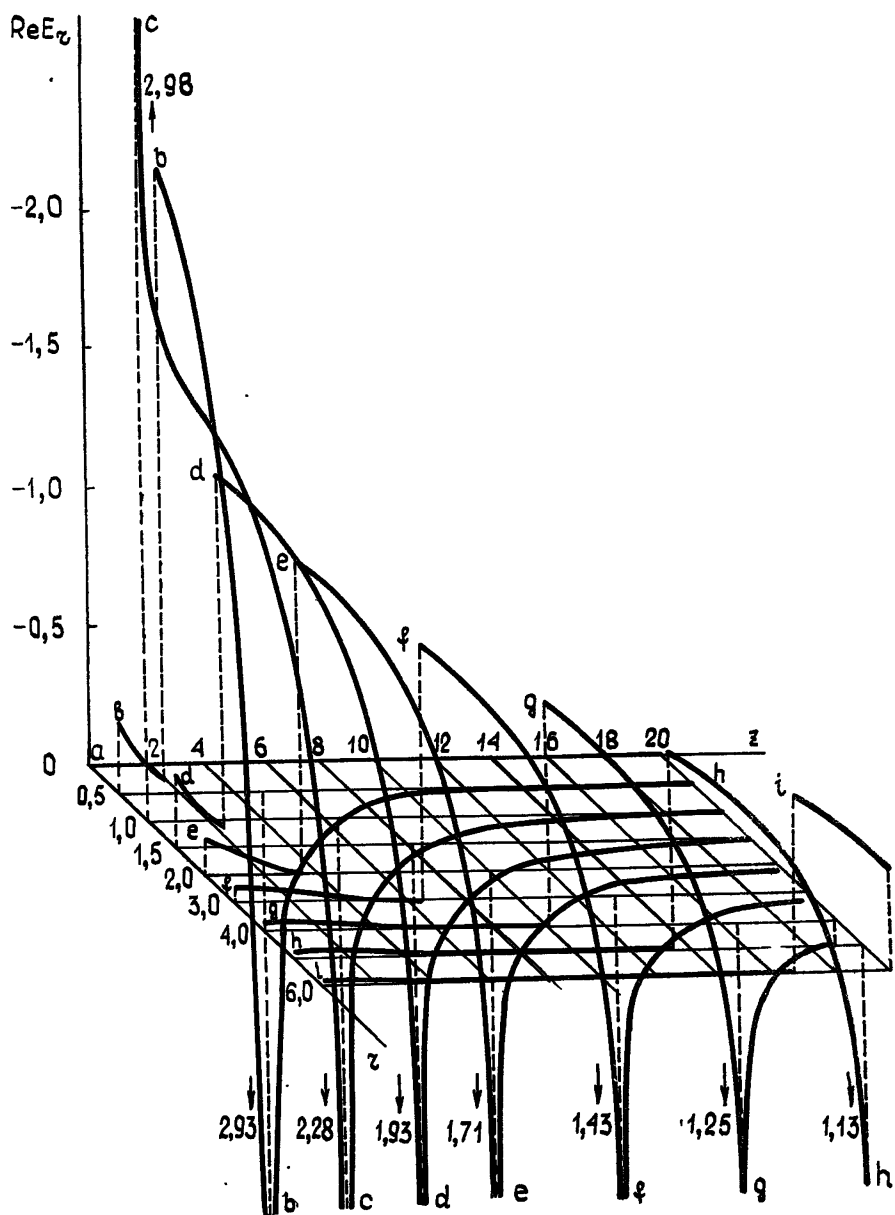


Рис. 3.

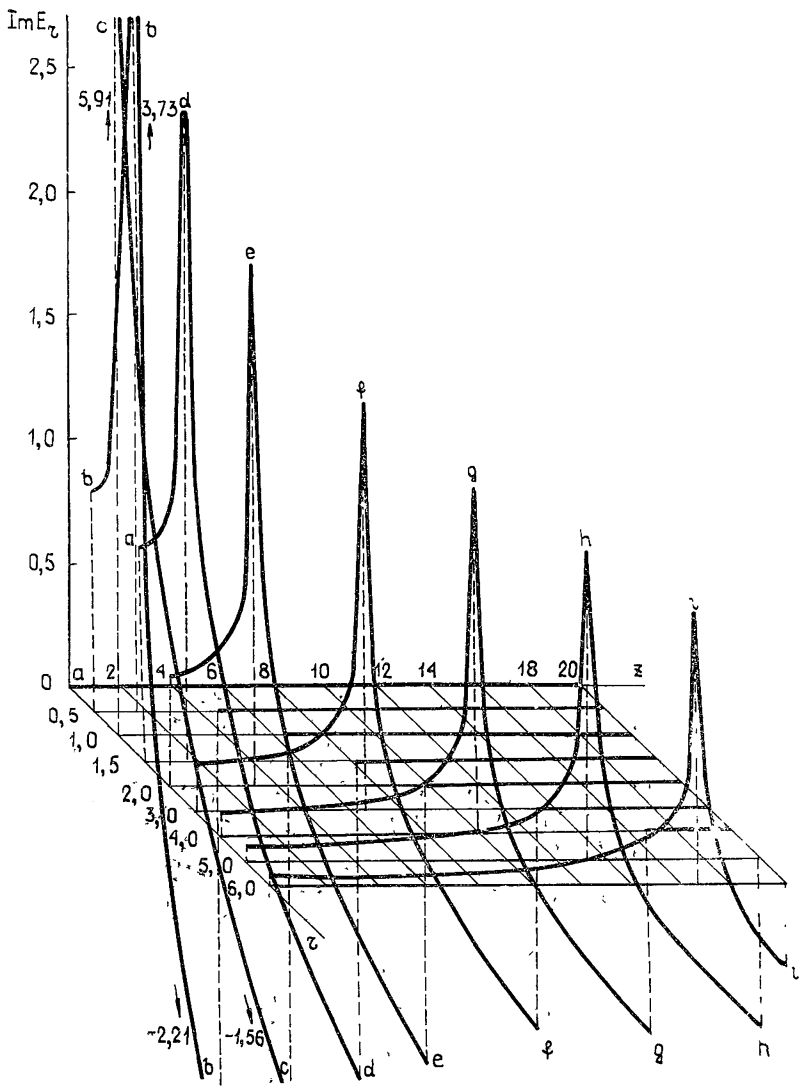


Рис. 4.

плазмой, что выходит за пределы настоящей работы. (Выше фактически предполагалось, что проводник является не только бесконечно тонким, но и идеально изолированным от плазмы.)

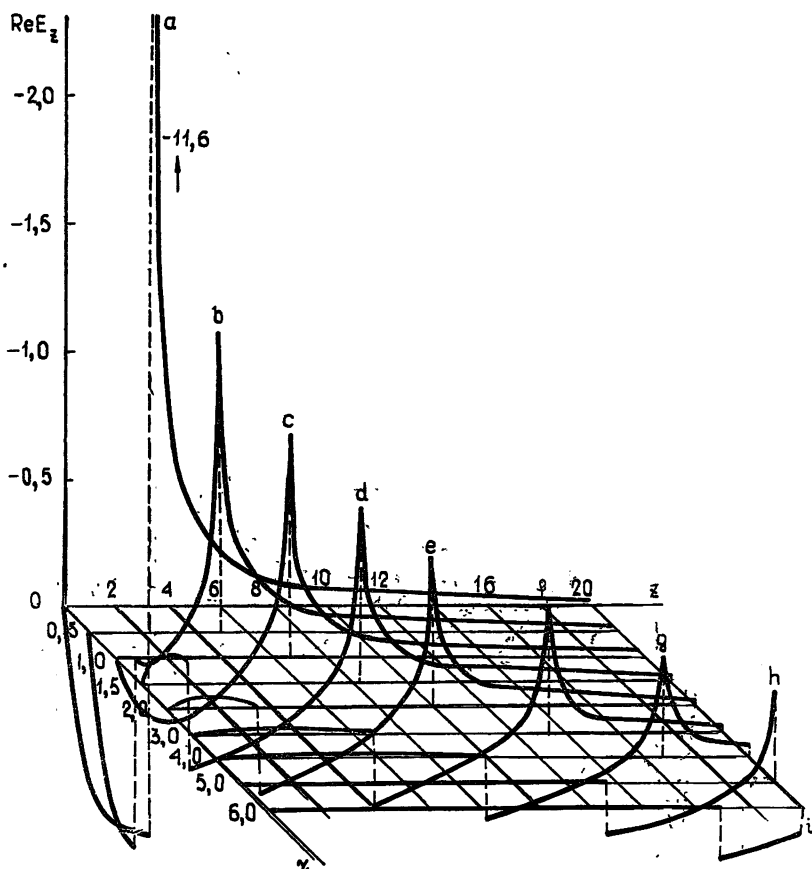


Рис. 5.

Численные результаты для $\text{Re } E$, $\text{Im } E$ вблизи резонансных конусов и фокуса хорошо согласуются с аналитическими асимптотиками, полученными в [2], что свидетельствует о точности численных расчетов и о возможности использования соответствующих алгоритмов и программ для решения различных задач, где требуется знание поля антенны в ближней зоне. В частности, с их помощью предполагается исследовать некоторые вопросы взаимодействия поля антенны с плазмой.

ПРИЛОЖЕНИЕ

1. **Вычисление $E^{(1)}(r, z)$.** Рассмотрим величину $\tilde{\varphi}^{(1)}$, определенную в (29). Переходя к полярным координатам

$$x' = \rho \cos \varphi, \quad y' = \rho \sin \varphi \quad (\text{П.1})$$

в (8) и интегрируя по ρ , получим после простых вычислений

$$\tilde{\varphi}^{(1)} = -\frac{\gamma}{a} \left[4 \sqrt{ar} \frac{E(s)}{s} - \pi |z| + J^{(1)} \right], \quad (\text{П.2})$$

где s определено в (6), а

$$J^{(1)} = \int_0^\pi d\varphi r \cos \varphi \operatorname{arsh} \frac{a - r \cos \varphi}{(z^2 + r^2 \sin^2 \varphi)^{1/2}}. \quad (\text{П.3})$$

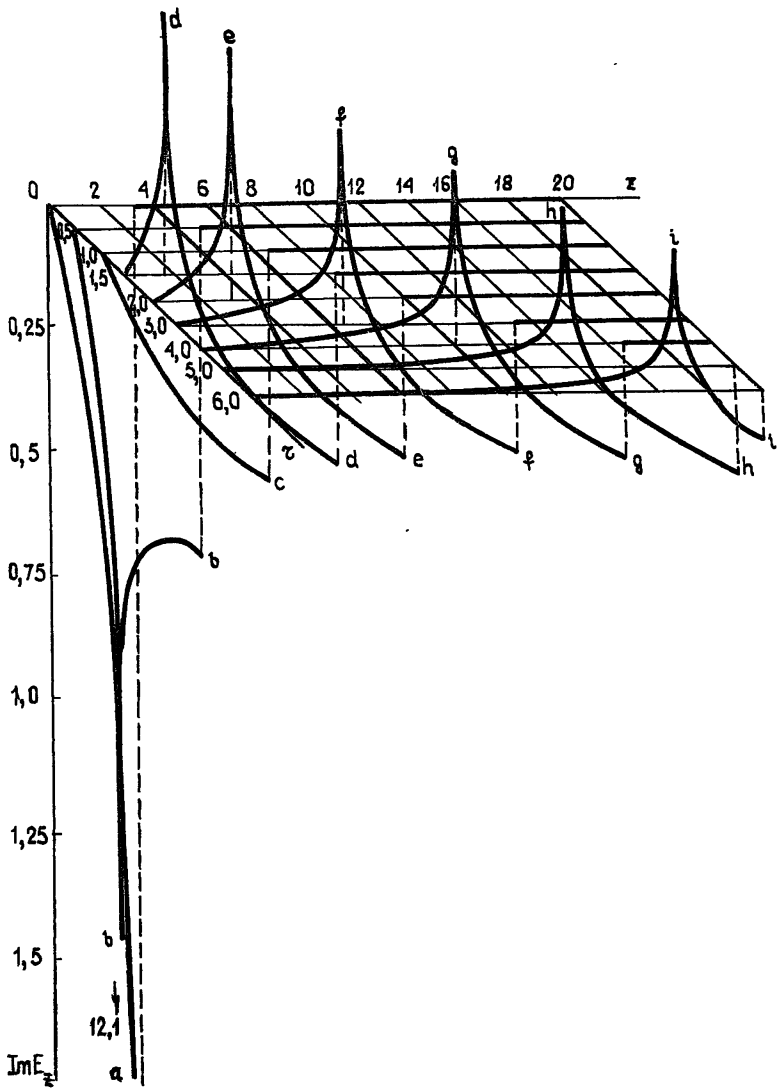


Рис. 6.

Этот интеграл сводится к комбинации полных эллиптических интегралов $E(s)$, $K(s)$ и $\Pi(v, s)$, где $\Pi(v, s)$ определено в (21). В результате получим выражение (5.13) из [1]*. Для определения $\partial\tilde{\psi}^{(1)}/\partial r$, однако, не нужно вычислять интеграл (П.3); удобнее сделать подстановку $r \sin \varphi = u$, после чего получим

$$J^{(1)} = \int_0^r du \left(\operatorname{arsh} \frac{a - \sqrt{r^2 - u^2}}{\sqrt{z^2 + u^2}} - \operatorname{arsh} \frac{a + \sqrt{r^2 - u^2}}{\sqrt{z^2 + u^2}} \right). \quad (\text{П.4})$$

Подставляя (П.4) в (П.2) и вычисляя $-\partial\tilde{\psi}^{(1)}/\partial r$, придем непосредственно к (19). Аналогичное вычисление для $-\partial\tilde{\psi}^{(1)}/\partial z$ приводит к (20).

2. Вычисление $E^{(2)}(r, z)$. Рассмотрим сначала область I (рис. 1), т. е. $\gamma|z| > r + a$. Поступая аналогично вышеизложенному, рассмотрим $\tilde{\psi}^{(2)}$ из (29). Перейдем к полярным координатам (П.1) и проинтегрируем по ρ . В результате

$$\tilde{\psi}^{(2)} = \frac{1}{a} \left[4\sqrt{ar} \frac{E(s_1)}{s_1} - \gamma\pi|z| - J^{(2)} \right], \quad (\text{П.5})$$

где s_1 определено в (22б),

$$J^{(2)} = \int_0^\pi d\varphi r \cos \varphi \arcsin \frac{a - r \cos \varphi}{(\gamma^2 z^2 - r^2 \sin^2 \varphi)^{1/2}}. \quad (\text{П.6})$$

Выражения (П.5), (П.6) аналогичны (П.2), (П.3). Заменяя переменную интегрирования в (П.6) $r \sin \varphi = u$, получим

$$J^{(2)} = \int_0^r du \left(\arcsin \frac{a - \sqrt{r^2 - u^2}}{\sqrt{\gamma^2 z^2 - u^2}} - \arcsin \frac{a + \sqrt{r^2 - u^2}}{\sqrt{\gamma^2 z^2 - u^2}} \right). \quad (\text{П.7})$$

(ср. с (П.4)). Подставляя $J^{(2)}$ в (П.5) и вычисляя $-\partial\tilde{\psi}^{(2)}/\partial r$, $-\partial\tilde{\psi}^{(2)}/\partial z$, придем к (22а).

Выражения $E_r^{(2)}$ в других областях проще всего получить путем аналитического продолжения (22а). Так, нетрудно убедиться, что в области II (рис. 1) $s_1^2 > 1$. Подставляя в (22а) $s_1 = 1/s_2'$, где s_2' определено в (23б), и используя формулы**

$$K(s_1) = s_2' [K(s_2') - iK(s_2)]; \quad (\text{П.8})$$

$$E(s_1) = \frac{1}{s_2'} [E(s_2') + iE(s_2) - s_2'^2 K(s_2') - i(s_2')^2 K(s_2)]; \quad (\text{П.9})$$

сразу приходим к (23а).

В областях III и IV $s_1^2 < 0$. Замечая, что

$$s_1 = -is_3(1 - s_3^2)^{-1/2} = -is_3(s_3')^{-1}, \quad (\text{П.10})$$

где s_3 определено в (24б) (в областях III, IV, очевидно, $0 < s_3 < 1$), и учитывая формулы ([4], с. 27)

* Заметим, что определение $\Pi(v, s)$ в [1] приведено с опечаткой (перед v там стоит плюс). Правильное выражение, отвечающее (5.13) из [1], имеет вид (21).

** В (П.8) и (П.9) знаки перед i противоположны тем, которые имеются в табл. 4 (с. 27) из [4]. Это связано с тем, что согласно правилу (11) точку ветвления $s_1 = 1$ у нас следует обходить ниже вещественной оси, в то время как в [4] она обходится выше этой оси.

$$K\left(\frac{is_3}{s'_3}\right) = s'_3 K(s_3), \quad E\left(\frac{is_3}{s'_3}\right) = \frac{E(s_3)}{s'_3}, \quad (\text{П.11})$$

приходим к (24а).

ЛИТЕРАТУРА

1. Карпман В. И. — ЖЭТФ, 1985, 89, вып. 1 (7), с. 71.
2. Карпман В. И. — Физика плазмы, 1986, 12, № 7, с. 836.
3. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. — М.: Наука, 1982.
4. Бэйтмен Г., Эрдейи А. Высшие трансцендентные функции. — М.: Наука, 1967, т. 3.

Институт земного магнетизма, ионосферы
и распространения радиоволн
АН СССР

Поступила в редакцию
14 июля 1986 г.

THE STRUCTURE OF THE NEAR ZONE OF A CIRCULAR CURRENT LOOP ANTENNA IN A MAGNETIZED PLASMA

V. I. Karpman, A. I. Osin, O. F. Pogrebnyak

Detailed calculations of the field in the near zone of a circular current loop antenna in a cold magnetized plasma are presented. Numerical results are in a good agreement with the field asymptotics near the resonance cones.

Аннотации депонированных статей

УДК 533.951

ВЛИЯНИЕ ЛУЧИСТОГО ТЕПЛООБМЕНА НА РЕЗОНАНСНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ МАГНИТОГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН

В. И. Жуков

Рассмотрено поглощение магнитогравитационных волн на касповом резонансном уровне в изотермической излучающей атмосфере бесконечной проводимости с однородным горизонтальным магнитным полем. Показано, что как и при конечной, но достаточно высокой проводимости среды, количество энергии, поглощаемой в окрестности резонансного уровня, равно количеству энергии, которое идет на раскачку колебаний на резонансном уровне в идеальной среде.

*Статья депонирована в ВИНТИ,
рег. № 1673—В 88. Деп. 2 марта 1988 г.*

УДК 621.372.826

КРИТИЧЕСКИЙ РЕЖИМ ПОЛОСКОВОГО МЕТАЛЛОДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ВОЛНОВОДА

И. В. Кудрявченко, А. В. Мельников, В. В. Саламатин

Дана ясная физическая картина процессов, происходящих в режиме отсечки в полосковом металлодиэлектрическом волноводе. Волновод содержит диэлектрический полосок с подложкой, расположенные между двумя параллельными металлическими пластинами. Получены соотношения для расчета критических длин волн различных типов колебаний. Приведен метод определения параметров волновода для максимальной широкополосности одномодового режима работы.

*Статья депонирована в ВИНТИ,
рег. № 1672—В 88. Деп. 2 марта 1988 г.*