ИЗВЕСТИЯ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ

Том XXX, № 8 *РАДИОФИЗИКА* *1987*

УДК 533.9.01.

О ВОЗБУЖДЕНИИ ПЛАЗМЕННОГО РЕЗОНАНСА СТОРОННИМ ИСТОЧНИКОМ В МАГНИТОАКТИВНОЙ ПЛАЗМЕ. I. ИСТОЧНИК В ОДНОРОДНОЙ ПЛАЗМЕ.

Е. А. Мареев, Ю. В. Чугунов

Найдена структура поля распределенного стороннего источника в однородной магнитоактивной плазме в условиях эффективного возбуждения им плазменных резонансов с учетом пространственной дисперсии и столкновений частиц. Показано, что при удалении от источника поле утрачивает резонансный характер; найдены параметры, соотношение между которыми определяет степень влияния электромагнитных, дисперсионных и диссипативных эффектов на пространственную эволюцию резонансной структуры.

Наличие собственных электростатических колебаний — резонансов плазмы — во многих случаях определяющим образом влияет на распределение полей и импедансные свойства находящихся в ней источников электромагнитного излучения. Это особенно существенно для магнитоактивной плазмы, спектр собственных колебаний которой весьма широк. К числу характерных проявлений резонанса относятся медленное убывание электрического поля при удалении от источника, а также возникновение особенностей поля на отдельных поверхностях, линиях или в точках [1]. Так, в однородной, «холодной» магнитоактивной плазме поле компактного (малого по сравнению с длиной электромагнитной волны) источника, осциллирующего с частотой ω, которая отвечает возбуждению собственных колебаний среды, локализовано на характеристической поверхности (резонансном конусе), и для модели точечного источника поля на этой поверхности и значение потерь энергии источника сингулярны. Отсюда ясно, что в резонансных условиях необходим учет конкретной геометрии источника и ряда дополнительных факторов, определяющих, наряду с анизотропией и временной дисперсией, структуру поля. Такими факторами являются, например, пространственная дисперсия, столкновительная диссипация, неоднородность среды (см. [1–4] и цитированную там литературу).

В настоящей работе показано, что квазистационарное поле источника в резонансных условиях является результатом своеобразной конкуренции указанных факторов. Установлено, что, несмотря на сложность резонансной структуры поля, существует несколько простых параметров, соотношение между которыми определяет тип этой структуры для достаточно широкого диапазона условий, реализующихся в эксперименте. Особое внимание в работе уделяется вопросам влияния геометрии источника на резонансную структуру поля, специфике полей источников магнитного типа, резонансных потерь энергии в неоднородной плазме, которые в настоящее время изучены весьма недостаточно.

1. Всюду в дальнейшем используется квазиэлектростатическое приближение, что предполагает малость характерного размера источника по сравнению с длиной электромагнитной моды. В этом приближении поле источника $E = -\nabla\psi$, где ψ — потенциал, который в однородной плазме записывается в виде

$$\psi = \frac{1}{2\pi^2 \varepsilon_1} \int\limits_{-\infty}^{\infty} \frac{\rho_k e^{ikr}\, dk}{D(\omega, k)}. \qquad (1)$$

Здесь ρ_k — фурье-образ распределения сторонних зарядов $\rho_{ст}(r)$. В пренебрежении тепловым движением заряженных частиц $D(\omega, k) = \varkappa^2 - k_z^2 \mu^{-2}$, $\varkappa = (k_x^2 + k_y^2)^{1/2}$, $\mu^2 = |\varepsilon_1/\varepsilon_3|$; $\varepsilon_1 = \varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy}$, $\varepsilon_3 = \varepsilon_{zz}$ — компоненты тензора диэлектрической проницаемости холодной плазмы. При этом, как видно из формулы (1), поверхность волновых чисел, отвечающая дисперсионному уравнению $D(\omega, k) = 0$, представляет собой конус с углом раствора $\alpha' = \operatorname{arctg} \mu$. Иными словами, угол α' определяет направление волнового вектора квазипотенциальной волны (независимо от его величины) по отношению к внешнему магнитному полю, а поток энергии волны $\Pi \perp k$. Вследствие этого поле источника имеет резкий максимум на поверхности конуса с углом раствора $\alpha = (\pi/2) - \alpha'$, вдоль которой распространяется энергия возбуждаемых волн.

Структуру поля вблизи резонансного конуса легко найти, переходя в систему отсчета с осью τ, направленной вдоль резонансной поверхности, и осью Δ поперек нее, т. е. повернув систему xyz вокруг оси y на угол α' *. Выражение (1) тогда принимает вид

$$\psi = \frac{1}{2\pi^2 \varepsilon_1} \int\limits_{-\infty}^{\infty} \frac{\rho_k (k_\tau, k_y, k_\Delta)\, e^{ik_\tau \tau + ik_y y + ik_\Delta \Delta}}{D(\omega, k_\tau, k_y, k_\Delta)}\, dk_\tau\, dk_y\, dk_\Delta. \qquad (2)$$

Выполняя интегрирование по k_τ, получаем

$$\psi = \frac{i}{\pi \varepsilon_1} \int\limits_{S+} \frac{\rho_k (k_\tau(k_y, k_\Delta), k_y, k_\Delta)\, e^{ikr}}{D'_{k_\tau}(\omega, k_\tau(k_y, k_\Delta), k_y, k_\Delta)}\, dk_y\, dk_\Delta. \qquad (3)$$

В соответствии с условием излучения интегрирование в формуле (3) ведется лишь по той части волновой поверхности S, на которой $\partial\omega/\partial k_\tau > 0$. Если τ достаточно велико по сравнению с характерным размером источника h, интеграл по k_y можно вычислить методом стационарной фазы. Дифференцируя дисперсионное соотношение по k_y, нетрудно убедиться в том, что производная $(k_\tau)'_{k_y}$ равна нулю на прямой $\{k_\tau = k_y = 0,\ k_\Delta \in (-\infty, \infty)\}$, однако на поверхности S_+ лежит лишь ее положительная (при $\varepsilon_1 > 0$) или отрицательная (при $\varepsilon_1 < 0$) часть. Учитывая, что на указанной полупрямой, которая представляет собой множество точек стационарной фазы, отвечающих излучению в направлении τ, $(k_\tau)''_{k_y k_y} = -2/D'_{k_\tau} = \mu/k_\Delta$, в результате интегрирования находим

$$\psi = \frac{\mu^{1/2}}{(2\pi\tau)^{1/2}\varepsilon_1} \begin{cases} e^{-i\pi/4} \int\limits_0^{\infty} k_\Delta^{-1/2}\, \rho_k(0, 0, k_\Delta)\, e^{ik_\Delta \Delta}\, dk_\Delta, & \varepsilon_1 > 0 \\ e^{i\pi/4} \int\limits_{-\infty}^{0} (-k_\Delta)^{-1/2}\, \rho_k(0, 0, k_\Delta)\, e^{-ik_\Delta \Delta}\, dk_\Delta, & \varepsilon_1 < 0 \end{cases}. \qquad (4)$$

Таким образом, вдоль резонансного конуса потенциал медленно спадает, а зависимость $\psi(\Delta)$ обусловлена распределением сторонних зарядов на источнике. Заметим, что волновой пакет, описываемый формулой (4), является суперпозицией плоских волн, бегущих в одном направлении, поэтому результирующее распределение потенциала $\psi(\Delta, t)$ имеет волнообразный характер: пакет бежит перпендикулярно

* Предполагается, без ограничения общности, что интересующее нас направление на резонансном конусе лежит в плоскости xz, ось z ориентирована вдоль внешнего магнитного поля.

поверхности резонансного конуса. Потери энергии источника на возбуждение пакета плазменных волн (резонансные потери) можно найти, вычисляя поток квазиэлектростатического вектора Пойнтинга через поверхность, охватывающую источник. Легко показать, что вблизи резонансного конуса вектор Пойнтинга направлен вдоль τ, причем

$$\Pi_\tau = \frac{\omega\varepsilon_1}{8\pi\mu} \operatorname{Im}\left(\frac{\partial\psi}{\partial\Delta}\psi^*\right). \tag{5}$$

Если распределение стороннего заряда аксиально-симметрично относительно оси z, то из формул (4), (5) следует простое выражение для резонансных потерь:

$$\dot W = W_+ + W_- = \frac{\omega \sin\alpha}{4\,|\varepsilon_1|}\left\{\int\limits_0^\infty |\rho_k(0,0,k_\Delta)|^2\, dk_\Delta + \int\limits_{-\infty}^0 |\rho_k(0,0,k_\Delta)|^2\, dk_\Delta\right\}. \tag{6}$$

Первое слагаемое в формуле (6) отвечает излучению в верхнюю часть резонансного конуса, а второе — в нижнюю. Их относительный вклад в потери определяется геометрией источника. Пусть, например, распределение заряда на тонкой антенне имеет дипольный характер:

$$\rho_{\text{ст}}(\boldsymbol r) = \frac{qh}{2\pi}\{(z-ih)^{-2} - (z+ih)^{-2}\}\,\delta(x)\,\delta(y). \tag{7}$$

Тогда $W_+ = W_- = \omega P^2/16h^3|\varepsilon_1|$, где $P = qh$ — дипольный момент. Если же функция $\rho_{\text{ст}}(\boldsymbol r)$ содержит фурье-гармоники только с положительными (или только с отрицательными) k_Δ, то, в зависимости от знака ε_1, соответствующий источник излучает только в верхнюю (нижнюю) часть резонансного конуса. Так, если $\rho_{\text{ст}} = (P/2\pi)(z-ih)^{-2}$, то $W_- = 0$ и $W = W_+ = P^2/16h^3|\varepsilon_1|$. Таким образом, при возбуждении плазменного резонанса малым источником вдоль резонансной поверхности переносится «поперечная» (по отношению к последней) структура источника, и это позволяет управлять пространственным распределением излучаемой энергии, которое в указанных условиях является остронаправленным. Наличие узкой «диаграммы направленности» у источника, малого по сравнению с длиной электромагнитной волны λ, еще более замечательно в силу того, что, как будет видно из дальнейшего, эта диаграмма может тянуться на расстояния, много большие λ.

Отметим, что формулы (4)—(6) могут быть использованы при рассмотрении не только электрических, но и магнитных источников в плазме. В самом деле, поскольку в магнитоактивной плазме электромагнитная и плазменная моды связаны между собой, источник магнитного типа здесь возбуждает плазменный резонанс [5]. Можно показать, что поле плазменной волны при этом также удовлетворяет уравнению Пуассона с эффективным источником, выраженным через вихревое электрическое поле сторонних токов:

$$\operatorname{div}\hat\varepsilon\nabla\psi = -4\pi\rho_{\text{эфф}} = \operatorname{div}\hat\varepsilon\,\boldsymbol E_t\,,\quad \Delta\boldsymbol E_t = -\frac{4\pi i\omega}{c^2}\boldsymbol j\,. \tag{8}$$

Рассмотрим в качестве примера рамку с током, плоскость которой перпендикулярна магнитному полю: $\boldsymbol j = I\,\delta(z)\,\delta(r_\perp - b)\,\boldsymbol\varphi^0$. Фурье-компонента эффективной плотности стороннего заряда имеет вид $\rho_{\text{эфф}\,k} = -ig\,I_{\text{эфф}}\,\varkappa J_1(\varkappa b)/ck^2$, где $I_{\text{эфф}} = 2\pi b\omega I/c$, J_1 — функция Бесселя, $g = -i\varepsilon_{xy}$. Считая для определенности $\varepsilon_1 > 0$, с помощью формулы (4) находим

$$\psi = -\frac{\mu^{1/2}\,g\,I_{\text{эфф}}\cos\alpha}{(2\pi\tau)^{1/2}\,\varepsilon_1 c}\,e^{i\pi/4}\int\limits_0^\infty k_\Delta^{-3/2} J_1(bk_\Delta\cos\alpha)\,e^{ik_\Delta\Delta}\,dk_\Delta\,. \tag{9}$$

Из выражения (9) следует, что потенциал рамки не имеет особенности на резонансном конусе, а поперечная компонента электрического поля логарифмически расходится при $\Delta=\pm b\cos\alpha$. Детали можно понять, анализируя точное выражение для потенциала:

$$\psi=-\frac{i\,\mu^{1/2}\,b\,g\,I_{\text{эфф}}}{2(2\Delta\tau)^{1/2}\varepsilon_1 c(1+\mu^2)}\,F\left(\frac{1}{4}\,,\,\frac{3}{4}\,;\,2;\,y^2/\Delta^2\right), \tag{10}$$

где F — гипергеометрическая [6] функция.

2. Как уже отмечалось, в условиях резонанса важное значение приобретает учет дополнительных факторов, определяющих структуру поля источника, в том числе теплового движения частиц плазмы. Если с учетом этих факторов волновая поверхность, задаваемая уравнением $D(\omega,\boldsymbol{k})=0$, искажается слабо, структура поля сохраняет резонансный характер и может быть исследована путем обобщения вышеприведенных формул.

С учетом дисперсионной, столкновительной и электромагнитной поправок, при условии малости последних оператор $D(\omega,\boldsymbol{k})$ записывается в виде

$$D(\omega,\boldsymbol{k})=\varkappa^2-\frac{k_z^2}{\mu^2}+\frac{\delta^2}{\varepsilon_1}\,(A\varkappa^4+B\varkappa^2k_z^2+Ck_z^4)+$$
$$+\,i\left(\varkappa^2\,\frac{\delta\varepsilon_1}{\varepsilon^1}+k_z^2\,\frac{\delta\varepsilon_3}{\varepsilon_1}\right)+\frac{\omega^2}{c^2}\left(\frac{\varepsilon_1}{\mu^2}+\frac{g^2}{\varepsilon_1(1+\mu^2)}\right). \tag{11}$$

Здесь $\delta=v_T/\omega$, v_T — тепловая скорость электронов,

$$A=-\frac{3\omega_{pe}^2\,\omega^2}{(\omega^2-\omega_{He}^2)(\omega^2-4\omega_{He}^2)},$$

$$B=-\frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2-\omega_{He}^2}\left[1+\frac{\omega^2\,(5\omega^2-\omega_{He}^2)}{(\omega^2-\omega_{He}^2)^2}\right],$$

$$C=-3\,\frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2},\qquad \delta\varepsilon_1=\frac{\nu_e}{\omega}\,\frac{\omega_{pe}^2\,(\omega^2+\omega_{He}^2)}{(\omega^2-\omega_{He}^2)^2},\qquad \delta\varepsilon_3=\frac{\nu_e}{\omega}\,\frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}.$$

Предполагается, что $(\nu_e/\omega)\ll1$, ν_e — частота столкновений электронов.

Распределение потенциала вблизи резонансной поверхности с учетом выражения (11) для D дается формулой (3). Заметим, что фаза экспоненты под интегралом (3) в данном случае имеет экстремум на кривой $\left\{k_\tau=-\frac{1}{3}R^2k_\Delta^3+\frac{1}{4}\,k_\Delta^{-1}\lambda^{-2}+isk_\Delta,\quad k_y=0\right\}$, где $R^2=-3\delta^2G=$ $=-\frac{3\mu\delta^2}{2\varepsilon_1}\,(A\cos^4\alpha+B\sin^2\alpha\cos^2\alpha+C\sin^4\alpha)$, R — эффективный дебаевский радиус, $\lambda=\frac{c}{\omega}\left(\frac{2\varepsilon_1}{\mu}+\frac{2g^2\,\mu}{\varepsilon_1\,(1+\mu^2)}\right)^{-1/2}$ — длина электромагнитной волны, $s=\frac{\mu}{2}\left(\frac{\delta\varepsilon_1}{\varepsilon_1}\cos^2\alpha+\frac{\delta\varepsilon_3}{\varepsilon_1}\sin^2\alpha\right)$, и считается для определенности, что $\varepsilon_1>0$, $G>0$. Подчеркнем, что условие слабости пространственной дисперсии предполагает выполнение неравенства $R\ll h$, а условие квазистатики — $h\ll\lambda$.

После интегрирования по k_y выражение для потенциала принимает вид

$$\psi=\frac{\mu^{1/2}\,e^{-i\pi/4}}{(2\pi\tau)^{1/2}\,\varepsilon_1}\int\limits_0^\infty k_\Delta^{-1/2}\,\rho_k(0,0,k_\Delta)\,\times$$

$$\times \exp\left\{-i\left(\frac{1}{3}R^2\tau k_\Delta^3 - k_\Delta\Delta - \frac{\tau}{4k_\Delta\lambda^2}\right) - sk_\Delta\tau\right\} dk_\Delta. \qquad (12)$$

В качестве примера рассмотрим тонкую антенну с дипольным распределением стороннего заряда (7). Без учета пространственной дисперсии ($R=0$) интеграл (12) вычисляется точно [6]:

$$\psi=\psi_1=\frac{iP_{\text{эфф}}}{2\tau^{1/2}(\Delta+iL)^{3/2}}\left(1+\sqrt{-\frac{\tau}{\lambda^2}(\Delta+iL_s)}\right)\times$$
$$\times\exp\left(-\sqrt{-\frac{\tau}{\lambda^2}(\Delta+iL_s)}\right). \qquad (13)$$

Здесь $\operatorname{Re}\sqrt{-\frac{\tau}{\lambda^2}(\Delta+iL_s)}>0$, $L_s=L+s\tau$, $L=h\sin\alpha$, $P_{\text{эфф}}=$ $=P\mu^{1/2}\sin\alpha/2\sqrt{2}\,\varepsilon_1$. Из выражения (13) видно, что по мере удаления от источника структура его поля утрачивает резонансный характер. Вблизи характеристики ψ спадает экспоненциально: $\psi(\Delta=0)\sim$ $\sim\exp\left(-\left(\frac{\tau L_s}{2\lambda^2}\right)^{1/2}\right)$, масштаб спадания $l_x=2\lambda(\lambda/L)$ при $\tau\ll L/s$ и $l_x=$ $=\lambda/(s/2)^{1/2}$ при $\tau\gg L/s$. В освещенной зоне ($\Delta>0$) поле имеет осциллирующий характер, что обусловлено возбуждением электромагнитной волны. Так, при $\Delta\gg L_s$, полагая $\tau=r$, $\Delta=\theta r$, получаем

$$\psi=\frac{iP_{\text{эфф}}}{r^2\theta^{3/2}}\left(1-i\frac{r}{\lambda}\theta^{1/2}\right)\exp\left(i\frac{r}{\lambda}\theta^{1/2}-\frac{L_s}{2\lambda}\theta^{-1/2}\right). \qquad (14)$$

Таким образом, в случае слабого поглощения $s\ll(L/\lambda)^2$ амплитуда поля в освещенной зоне спадает по степенному закону, пока $r<L/s$, а при $r>L/s$ спадание экспоненциальное, но масштаб спадания $l_c=$ $=(2\lambda/s)\theta^{1/2}\gg l_x$. Ясно, что максимум амплитуды поля в этих условиях сдвигается в освещенную область*. Как показывают оценки, при $\lambda(\lambda/L)\ll r\ll(L/s)$ $\theta_{\max}=(L/4\lambda)^2$, при $r\gg L/s$ $\theta_{\max}=(sr/4\lambda)^2$.

С учетом дисперсионной поправки интеграл (12) преобразуется к виду

$$\psi=\frac{e^{-i\pi/4}\,2P_{\text{эфф}}(\Delta+iL_s)^{3/4}}{\pi^{1/2}\tau^{5/4}R^{3/2}}\int_0^\infty\zeta^{1/2}\exp\left\{-i\Omega\left(\frac{\zeta^3}{3}-\zeta-\frac{a}{4\zeta}\right)\right\}d\zeta. \qquad (15)$$

Здесь $\Omega=(\Delta+iL_s)^{3/2}(R^2\tau)^{-1/2}$, $a=R^2\tau/\lambda^2(\Delta+iL_s)^2$. Вид искомой функции ψ зависит от соотношения параметров s, $(R/L)^2$ и $(L/\lambda)^2$, которые по условию малы. В случае слабого поглощения структура поля при $r<L/s$ определяется конкуренцией волновых и дисперсионных эффектов. Пусть, например, $L\ll\sqrt{\lambda R}$. Тогда дисперсионная структура развивается при $r\gtrsim L(L/R)^2$, а электромагнитная поправка становится существенной на гораздо больших расстояниях. В самом деле, при $G>0$ осцилляторная структура, связанная с возбуждением плазменных волн, также развивается в области $\Delta>0$, т. е. внутри резонансного конуса. При $|\Omega|\gg1$ интеграл (15) можно вычислить методом перевала. Вычисляя поле в освещенной области, из четырех перевальных точек в соответствии с условием излучения необходимо учесть две: $p_{1,2}=(1/\sqrt{2})(1\mp\sqrt{1-a})^{1/2}$. Если $\tau\ll L(\lambda/R)$ или $\tau\gg L(\lambda/R)$, $\theta\gg R/\lambda$, параметр a мал по модулю, и вклады точек $p_1=a/2$ и $p_2=1$ отвечают независимому учету электромагнитной и дисперсионной поправок соответственно. Учитывая, что p_1 лежит вблизи конечной точки контура интегрирования, находим

* Для точечного диполя это обстоятельство отмечено в работе [7].

$$\psi=\psi_1+\psi_2,$$

$$\psi_2=-\frac{2iP_{\text{эфф}}}{R\tau}\exp\left(\frac{2i(\Delta+iL_s)^{3/2}}{3(R^2\tau)^{1/2}}\right),\quad (2\pi/3)<\arg(\Delta+iL_s)^{3/2}\leqslant\pi. \tag{16}$$

Как показывает выражение (16), область, занятая осцилляциями поля плазменных волн, находится в интервале углов $(R/r)^{2/3}<\theta<(R/L)^2$. При $r\gg\lambda(\lambda/R)^{1/2}$, $\theta\simeq R/\lambda$ также можно воспользоваться методом перевала, но с учетом того обстоятельства, что седловые точки $p_{1,2}$ сливаются, когда $\theta\to R/\lambda$. Выражение для потенциала содержит функцию Эйри Ai:

$$\psi=\psi_x+\psi_c,\quad \psi_x=iP_{\text{эфф}}\tau^{-1/2}(\Delta+iL_s)^{-3/2}; \tag{17}$$

$$\psi_c=\frac{P_{\text{эфф}}\,\pi^{1/2}\,2^{13/12}\,e^{-i\pi/4}}{R^{11/12}\,\lambda^{1/4}\,r^{5/6}}\,e^{-i\Omega(2\sqrt{2}/3)}\,\mathrm{Ai}\,(-\eta\Omega^{2/3}), \tag{18}$$

где $\eta=2^{-5/3}((\lambda/R)\delta\theta)^2\,\mathrm{sign}(\delta\theta)$, $\delta\theta=\theta-(R/\lambda)$. Выражение (17) не является равномерным асимптотическим разложением интеграла (12) (равномерное по θ разложение можно построить, пользуясь формулами из монографии [2]), оно справедливо при $|\eta|\sim\Omega^{-2/3}$. Из выражения (18) следует, что максимум амплитуды поля в области $\lambda(\lambda/R)^{1/2}\ll r\ll L/s$ находится вблизи луча $\theta=R/\lambda$, где пространственные масштабы плазменной и электромагнитной волн совпадают. При $r\gg L/s$ вступают в силу эффекты столкновительной диссипации. В области $\theta\gg R/\lambda$, где пространственные масштабы плазменной и электромагнитной мод сильно отличаются, в соответствии с формулой (16), плазменная волна при удалении от источника затухает гораздо быстрее (на масштабе $l_{sp}\simeq(R/s)\theta^{-1/2}$), чем электромагнитная (для которой $l_{se}\simeq(\lambda/s)\theta^{1/2}$).

Если масштаб источника $L\simeq\sqrt{\lambda R}$, и электромагнитные, и дисперсионные эффекты становятся существенными, начиная с $r\simeq L(\lambda/R)$. В этом случае поле описывается выражениями (17), (18) при $r\gg\gg L(\lambda/R)$, $\theta\simeq R/\lambda$ и (16) при $\theta\gg R/\lambda$. Если поглощение слабое, но масштаб источника велик по сравнению с параметром $\sqrt{\lambda R}$, дисперсионные эффекты слабо искажают структуру поля, описываемую формулой (13).

Полученные результаты легко обобщаются на случай, когда параметр s достаточно велик. В частности, при $s\gg(R/L)^2$, $(L/\lambda)^2$ дисперсионной поправкой можно пренебречь, и поле также описывается выражением (13), откуда видно, что волновые эффекты существенны лишь в области $\theta\gg s$, а вблизи характеристики $\psi=iP_{\text{эфф}}/r^2(\theta+is)^{3/2}$.

Таким образом, вышеприведенный анализ позволяет выделить факторы, учет которых необходим при расчете полей антенны в однородной магнитоактивной плазме, и найти поле с учетом указанных факторов. В качестве примера приведем оценки характерных параметров задачи при условиях $(\omega_{He}\omega_{Hi})^{1/2}\ll\omega\ll\omega_{He}\ll\omega_{pe}$, когда источник возбуждает квазипотенциальные и свистовые волны. Так, в ионосферной плазме на высоте 300 км $\omega_{pe}\simeq7\cdot10^7$ с$^{-1}$, $\omega_{He}=7{,}7\cdot10^6$ с$^{-1}$, $r_D=v_T/\omega_{pe}\simeq0{,}5$ см, $\nu_e\simeq0{,}8\cdot10^3$ с$^{-1}$. Полагая $\omega/\omega_{He}=4\cdot10^{-2}$, находим $R\simeq1$ см, $\lambda\simeq10$ м, $s\simeq10^{-4}$. Следовательно, дисперсионные эффекты можно не учитывать, если размер источника $L\gg\sqrt{\lambda R}\simeq30$ см. Пусть, например, $L\simeq3$ м. Тогда на расстоянии $r\leqslant30$ м от источника его поле носит резонансный характер.

ЛИТЕРАТУРА

1. Андронов А. А., Чугунов Ю. В. — УФН, 1975, 16, вып. 1, с. 79.
2. Фелсен Л., Маркувиц Н. Излучение и рассеяние волн. — М.: Мир, 1978, 2, с. 374.

3. Balmain K. G. — Ann. Telecommunic., 1979, 34, № 3—4, p. 273.
4. Ерохин Н. С., Кузелев М. В., Моисеев С. С., Рухадзе А. А., Шварцбург А. Б. Неравновесные и резонансные процессы в плазменной радиофизике.— М.: Наука, 1982, с. 106.
5. Чугунов Ю. В. — Радиотехника и электроника, 1973, 18, № 6, с. 1111.
6. Градштейн И. С., Рыжик И. М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. — М.: Физматгиз, 1962, с. 725, 354.
7. Альперт Я. Л., Моисеев Б. С. — Геомагнетизм и аэрономия, 1980, 20, № 2, с. 235.

Научно-исследовательский
радиофизический институт

Поступила в редакцию
16 мая 1986 г.

EXCITATION OF PLASMA RESONANCE BY AN EXTERNAL SOURCE IN THE MAGNETOACTIVE PLASMA. I. THE SOURCE IN A HOMOGENEOUS PLASMA

E. A. Mareev, Yu. V. Chugunov

The field structure has been found of a distributed external source in a homogeneous magnetoactive plasma under the condition of the plasma resonance effective excitation taking into account spatial dispersion and particle collisions. It is shown that the field losses the resonance character at a distance from the source; the parameters found define the degree of the influence of electromagnetic, dispersion and dissipation effects on the spatial evolution of the resonance structure.

Аннотации депонированных статей

УДК 535.41

СТАТИСТИКА ОТСЧЕТОВ ПРИ ФОТОДЕТЕКТИРОВАНИИ НЕПОЛЯРИЗОВАННОГО КОГЕРЕНТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ФОНЕ НЕПОЛЯРИЗОВАННОГО ГАУССОВА ШУМА

А. С. Мазманишвили

Задача о статистике фотоотсчетов при регистрации смеси поляризованного когерентного и некогерентного излучений распространена на случай детектирования обеих компонент поляризации излучения. Для когерентного излучения с произвольной комплексной амплитудой и нормального марковского шума получено аналитическое выражение для производящей функции фотоотсчетов. Приведены также выражения для двух первых моментов распределения фотоотсчетов, проанализирована зависимость от корреляции между поляризационными компонентами некогерентного излучения.

Статья депонирована в ВИНИТИ,
рег. № 4688—В87. Деп. от 25 июня 1987 г.