

## ВЛИЯНИЕ СИЛЬНОГО ЛОКАЛЬНОГО АТМОСФЕРНОГО ВОЗМУЩЕНИЯ НА РЕЗОНАНСНУЮ СТРУКТУРУ БЛИЖНЕГО ПОЛЯ НИЗКОЧАСТОТНОЙ РАМОЧНОЙ АНТЕННЫ, РАСПОЛОЖЕННОЙ В ИОНОСФЕРЕ ЗЕМЛИ

© 2023 г. А. В. Мошков\*

*Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,  
ул. Моховая, 11, корп. 7, Москва, 125009 Российская Федерация*

*\*E-mail: kuzaf@inbox.ru*

Поступила в редакцию 07.04.2023 г.

После доработки 20.06.2023 г.

Принята к публикации 25.06.2023 г.

Проведены численные расчеты зависимости от времени величины напряженности ближнего электрического поля ионосферной рамочной антенны в интервале частот 1...10 кГц под влиянием всплывающего в атмосфере сильного локального возмущения. Использована модель возмущения в виде точечного источника энергии. Показано, что при приближении области возмущения к рамочной антенне качественно изменяется частотная и пространственная резонансная структура напряженности поля. Резонанс вблизи нижней гибридной частоты практически исчезает, а резонанс при малых углах наблюдения по отношению к направлению локального геомагнитного поля переходит в поперечный резонанс.

DOI: 10.31857/S0033849423090188, EDN: RHFVMX

### ВВЕДЕНИЕ

Электромагнитные (ЭМ) волны диапазонов очень низких и крайне низких частот широко используются для исследования строения ионосферы и магнитосферы Земли, а также процессов взаимодействия волн и частиц в этих средах. Источником таких низкочастотных (НЧ) волн могут служить естественные явления (например, разряды молний), мощные наземные передатчики, или передатчики, установленные на борту космического аппарата (так называемые активные волновые эксперименты).

Обоснованный выбор типа мощной излучающей антенны – первоочередная задача в проектировании активных экспериментов. Входной импеданс электрического диполя, помещенного в ионосферную плазму, является емкостным вследствие образования ионного экрана вокруг проводника антенны. Величина этого импеданса непредсказуемо изменяется в широких пределах при движении спутника в ионосфере. Кроме того, эта величина зависит от амплитуды НЧ-сигнала даже в линейном приближении [1].

Входной импеданс рамочной антенны имеет индуктивный характер и практически не зависит от параметров ионосферной плазмы, магнитная проницаемость которой равна магнитной прони-

цаемости свободного пространства. Оценки показывают, что в НЧ-диапазоне относительный вклад ионосферной плазмы в величину индуктивности рамочной антенны не превышает 0.1%. Модельные измерения в лабораторных условиях [2], данные натурального эксперимента [3] и результаты численного моделирования [4] подтверждают этот вывод.

Характерной особенностью ионосферы с точки зрения генерации ЭМ-волн низкой частоты является ее одноосная анизотропия, обусловленная присутствием постоянного геомагнитного поля. Направление и величина этого поля зависят от географического положения и высоты над поверхностью земли. Показатель преломления НЧ-волн в ионосфере может достигать десятков и сотен единиц. Соответственно, значительно сокращается длина волны и резко возрастает эффективность излучения рамки. Кроме того, пространственное и частотное распределение напряженности поля такого источника имеют ярко выраженный резонансный характер вследствие анизотропии среды [1, 5].

Цель данной работы состоит в численной оценке напряженности ближнего поля рамочной антенны конечных размеров и анализе изменения резонансной структуры этого поля в присутствии всплывающего в атмосфере сильного ло-

кального возмущения, вызванного возможным вторжением метеоритных тел.

В качестве модели такого возмущения используем простейшую регулярную (без учета тепловых эффектов и турбулентности) модель, описывающую в газодинамическом приближении поведение облака сильно ионизованной плазмы, образовавшегося после быстрого (секунда и менее) точечного выделения большого количества энергии в интервале значений 0.1...10 ПДж (1 петаджоуль равен  $10^{15}$  Дж) [6, 7]. Эта модель зависит всего от двух начальных параметров возмущения – энергии  $Q$  и высоты  $h_0$  над поверхностью земли. Она позволяет вычислить изменение ближнего поля рамки с течением времени. Расчеты проводим в интервале частот 1...10 кГц (длины волн 30...300 км). Радиус рамки  $a = 10$  м, амплитуда синусоидального тока в ней  $I_0 = 100$  А [3]. Антенна расположена в ионосфере на геомагнитной широте  $70^\circ$  и высоте 200 км над поверхностью земли. Отметим, что сама по себе процедура вычисления ближних полей рамки хорошо известна и была ранее неоднократно описана в литературе (см., например, [5, 8]).

### 1. ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

Используем модель холодной многокомпонентной магнитоактивной ионосферной плазмы. Считаем, что в окрестности излучателя среда однородна и безгранична. Тензор диэлектрической проницаемости плазмы имеет вид [9]

$$\hat{\epsilon} = \begin{bmatrix} S & -iD & 0 \\ iD & S & 0 \\ 0 & 0 & P \end{bmatrix}, \quad (1)$$

где

$$\begin{aligned} R &= 1 + \sum X_k / (Y_k - U_k); \\ L &= 1 - \sum X_k / (Y_k + U_k); \\ P &= 1 - \sum X_k / U_k; \\ S &= (R + L) / 2; \quad D = (R - L) / 2; \\ U_k &= 1 - i\nu_k / \omega, \end{aligned}$$

$\nu_k$  – эффективная частота соударений частиц сорта  $k$ ;  $f$  – частота волны,  $\omega = 2\pi f$ ,  $i$  – мнимая единица. Суммирование ведется по сорту  $k$  заряженных частиц, составляющих плазму, с учетом знака заряда в величинах  $Y_k$ :

$$Y_k \equiv f_{Hk} / f; \quad X_k \equiv (f_{pk} / f)^2, \quad (2)$$

где  $f_{Hk}$  и  $f_{pk}$  – гиро- и плазменная частота частицы сорта  $k$ :  $k = 1, 2, \dots$ , причем, значение  $k = 1$  соответствует электронам. Предполагается, что волновая нормаль  $\vec{k}$  составляет с вектором геомагнитного поля  $\vec{B}_0$  угол  $\psi$ . Введем комплексный фа-

зовый показатель преломления плоской волны с волновым вектором  $\vec{k}$ :

$$n \equiv |\vec{k} / k_0| = \mu - i\chi, \quad (3)$$

где  $k_0 = \omega / c$  – волновое число,  $c$  – скорость света в вакууме. Плазменная частота электронов имеет вид

$$f_{pe} = (e^2 N_e / 4\pi^2 \epsilon_0 m_e)^{1/2} \approx 8.97 N_e^{1/2}, \text{ кГц}, \quad (4)$$

где концентрация свободных электронов  $N_e$  измеряется в  $\text{см}^{-3}$ ;  $e$ ,  $m_e$  – заряд и масса электрона;  $\epsilon_0$  – диэлектрическая проницаемость вакуума. Для ионов сорта  $k$  в формуле (4) следует использовать соответствующие значения концентрации, заряда и массы иона. Для гирочастоты электронов имеем выражение

$$f_{He} = eB_0 / 2\pi m_e. \quad (5)$$

В пределах ионосферы пространственная структура вектора геомагнитного поля  $\vec{B}_0$  хорошо описывается моделью точечного магнитного диполя, расположенного вблизи центра Земли с осью, наклоненной под некоторым углом к оси вращения Земли. Если взять точку на высоте  $h$  и геомагнитной широте  $\Phi$ , то соответствующее значение гирочастоты (5) можно оценить так:

$$f_{He} \approx 876.0(1 + h/R_0)^{-3}(1 + 3\sin^2 \Phi)^{1/2}, \text{ кГц}, \quad (6)$$

где  $R_0 \approx 6370$  км – средний радиус Земли. В северном полушарии вектор  $\vec{B}_0$  направлен вниз к северу, и на широте  $70^\circ$  наклонен под углом  $\sim 10.3^\circ$  к вертикали.

Для холодной магнитоактивной плазмы величина  $n$  фазового показателя преломления является комплексным корнем биквадратного уравнения [9]:

$$An^4 - Bn^2 + C = 0, \quad (7)$$

где

$$\begin{aligned} A &= S \sin^2 \psi + P \cos^2 \psi; \\ B &= RL \sin^2 \psi + PS(1 + \cos^2 \psi); \\ C &= PRL. \end{aligned}$$

Решение уравнения (7) очевидно:

$$n^2 = \{B \pm (B^2 - 4AC)^{1/2}\} / 2A, \quad (8)$$

где знаки “ $\pm$ ” соответствуют необыкновенной и обыкновенной волнам. Известно, что в гиротропной среде понятие “обыкновенная” волна является условным. Обе характеристические волны имеют в общем случае эллиптическую поляризацию и их свойства зависят от угла  $\psi$ . Можно показать, что на низких частотах в ионосфере и магнитосфере условие  $\mu \gg \chi$  выполняется только для необыкновенной волны (“свистовой моды”). Обыкновенная НЧ-волна испытывает сильное поглощение, особенно в нижней ионосфере, и

обычно не учитывается. Из уравнения (8) видно, что величина  $n$  имеет сингулярность при  $A = 0$ , которая соответствует резонансному углу  $\psi = \psi_{\text{res}}$  такому, что

$$\text{tg}\psi_{\text{res}} = (-P/S)^{1/2}. \quad (9)$$

В данной точке ионосферы значение выражения (9) зависит от частоты.

Если геомагнитное поле отсутствует, то плазма изотропна и поверхность  $\mu(\psi)$  представляет собой сферу. С учетом геомагнитного поля эта поверхность изменяет форму и представляет собой поверхность вращения с осью, совпадающей с направлением  $\overline{B}_0$  [8]. Кроме того, из выражения (7) следует, что эта поверхность симметрична относительно плоскости  $\psi = 0$ , перпендикулярной направлению  $\overline{B}_0$ . Поэтому обычно для простоты достаточно изобразить плоскую кривую  $\mu(\psi)$  в интервале значений  $\psi$  от  $0^\circ$  до  $90^\circ$ .

Пусть столкновения частиц плазмы отсутствуют. Тогда существует частота нижнего гибридного резонанса  $f_{\text{LHR}}$  такая, что при  $f_{\text{LHR}} < f < f_{\text{He}}/2$  подкоренное выражение в (9) положительно, резонансный угол существует, и при  $\psi \rightarrow \psi_{\text{res}}$  получим сингулярность (“резонанс”)  $\mu(\psi) \rightarrow \infty$ . При этом при  $\psi > \psi_{\text{res}}$  для свистовой моды  $\mu = 0$ ,  $\chi < 0$  — поперечная волна быстро затухает. При  $f < f_{\text{LHR}}$  резонанс отсутствует, поверхность  $\mu(\psi)$  замкнута,  $\chi = 0$ .

В невозмущенной ионосфере на высоте расположения рамки присутствует не нулевая эффективная частота соударений электронов  $\nu_e \ll \omega$ . В этом случае описанная выше картина сохраняется, однако величина  $\mu(\psi_{\text{res}})$  конечна, хотя и относительно велика. При  $\psi > \psi_{\text{res}}$  выполняется условие  $\mu \ll |\chi|$  и волна быстро затухает.

Пусть плазма состоит из  $k$  сортов ионов, причем  $p_i$  — доля иона сорта  $i$  от единицы,  $m_i$  — отношение массы иона к массе электрона. Тогда для нижней гибридной частоты имеем следующее выражение:

$$f_{\text{LHR}} = f_{\text{He}} f_{pe} \sqrt{\text{Sum}(f_{pe}^2 + f_{\text{He}}^2)}, \quad (10)$$

$$\text{Sum} = \sum_{i=1}^k p_i / m_i,$$

и в случае  $f_{pe}^2 \gg f_{\text{He}}^2$  получим

$$f_{\text{LHR}} \approx f_{\text{He}} \text{Sum}^{1/2}. \quad (11)$$

Пусть на высоте  $h_0$  в момент времени  $t = 0$  образуется сильное локальное возмущение атмосферы с начальной энергией  $Q$ . В результате образуется сильно разогретая область повышенной ионизации, которая начинает подниматься вверх под действием архимедовой силы, постепенно уве-

личиваясь в размерах, в основном в горизонтальном направлении. Для определенности далее будут использоваться значения  $h_0 = 5$  км,  $Q = 10$  ПДж (для сравнения: Тунгусский метеорит имел энергию  $\sim 200$  ПДж). В этом случае средняя скорость подъема центра возмущения от момента  $t = 0$  до момента достижения высоты расположения рамки  $h = 200$  км ( $t \approx 202$  с) составит  $\sim 0.97$  км/с. В центре возмущения в этот момент:  $N_e = 7.94 \times 10^9$  см $^{-3}$ ,  $\nu_e = 6.66 \times 10^7$  с $^{-1}$ ; горизонтальный размер возмущения  $\sim 200$  км; толщина  $\sim 10$  км.

Параметры возмущенной области не зависят от времени суток, сезона, географического положения и солнечной активности, поэтому для невозмущенной ионосферы достаточно выбрать одну модель значений ее параметров на широте  $70^\circ$ . Для проведения расчетов выберем дневные условия, равенство и среднюю активность солнца. Из данных [10] для высоты 200 км получим:  $N_e = 3.55 \times 10^5$  см $^{-3}$ ,  $\nu_e = 58.2$  с $^{-1}$ ,  $f_{pe} = 5.35$  МГц,  $f_{\text{He}} = 1.53$  МГц. Пять положительных ионов N, O, N $_2$ , NO, O $_2$  имеют доли 0.003, 0.508, 0.017, 0.315 и 0.15 соответственно. Тогда  $f_{\text{LHR}} \approx 7.48$  кГц — это значение находится в исследуемом интервале частот. Из приведенных числовых значений  $f_{pe}$  и  $f_{\text{He}}$  следует, что приближенное выражение (11) справедливо и величина  $f_{\text{LHR}}$  практически не зависит от величины  $N_e$ .

## 2. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Пусть ось рамочной антенны параллельна локальному направлению геомагнитного поля. Выберем начало сферической системы координат ( $r$ ,  $\theta$ ,  $\phi$ ) в центре рамки, где  $r$  — расстояние до точки наблюдения, зенитный угол  $\theta$  отсчитывается от направления  $\overline{B}_0$ , азимутальный угол  $\phi$  отсчитывается от прямой, перпендикулярной  $\overline{B}_0$  и лежащей в плоскости магнитного меридиана. Везде при расчетах используем точку наблюдения на расстоянии  $r = 1000$  м от центра рамки. Угол  $\theta$  с точки зрения наблюдателя численно равен углу  $\psi$  в уравнении (7) для величины фазового показателя преломления. В силу осевой симметрии задачи напряженность электрического поля не зависит от  $\phi$ .

Для проведения вычислений используем алгоритм, изложенный в работе [5]. Там же приведены результаты расчетов напряженности ближнего электрического поля рамки в невозмущенной ионосфере. Ближнее магнитное поле рамки совпадает с полем в пустом пространстве. Из результатов работы [5] следует, что зависимость  $E(\theta)$  амплитуды напряженности ближнего поля имеет резонансный максимум вблизи значения  $\theta = 0.5^\circ$ . Кроме того, величина  $E$  при фиксированном зна-

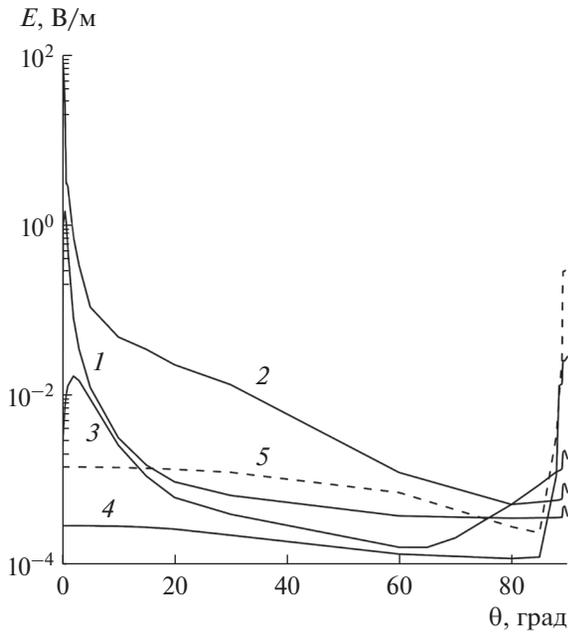


Рис. 1. Зависимость амплитуды напряженности поля  $E$  от угла  $\theta$  для моментов времени  $t = 0$  (1), 191 (2), 192 (3), 195 (4) и 202 с (5) на частоте 5 кГц.

чении  $\theta$  имеет резонансный максимум в частотной области при  $f = f_{\text{LHR}}$ .

На рис. 1 приведены угловые зависимости амплитуды напряженности ближнего электрического поля рамочной антенны в невозмущенной (кривая 1) и в возмущенной ионосфере на частоте 5 кГц. На кривых 1–3 отчетливо виден максимум при малых значениях  $\theta$ . Этот максимум условно назовем продольным резонансом, причем доминирующей компонентой напряженности поля является  $E_\theta$ . В момент времени  $t = 191$  с верхняя часть возмущения начинает увеличивать значения  $N_e$  и  $\nu_e$  в окрестности рамки ( $N_e = 1.75 \times 10^7 \text{ см}^{-3}$ ,  $\nu_e = 1.49 \times 10^5 \text{ с}^{-1}$ ). Это приводит к увеличению резонансной напряженности поля, но уже в момент  $t = 192$  с ( $N_e = 5.07 \times 10^7 \text{ см}^{-3}$ ,  $\nu_e = 4.36 \times 10^5 \text{ с}^{-1}$ ) величина резонансного поля начинает уменьшаться из-за роста величины  $\nu_e$ .

Когда центр возмущения поднимается на высоту расположения рамки (кривая 5,  $t = 202$  с,  $N_e = 7.94 \times 10^9 \text{ см}^{-3}$ ,  $\nu_e = 6.66 \times 10^7 \text{ с}^{-1}$ ), продольный резонанс полностью исчезает. Однако появляется узкий максимум напряженности поля при  $\theta = 90^\circ$  (“поперечный резонанс”). Компонента  $E_\theta$  в этом максимуме на два-три порядка превышает по величине остальные, т.е. напряженность поля направлена практически вдоль направления  $\vec{B}_0$ .

На рис. 2а приведена зависимость напряженности поля продольного резонанса от частоты. В случае невозмущенной ионосферы отчетливо ви-

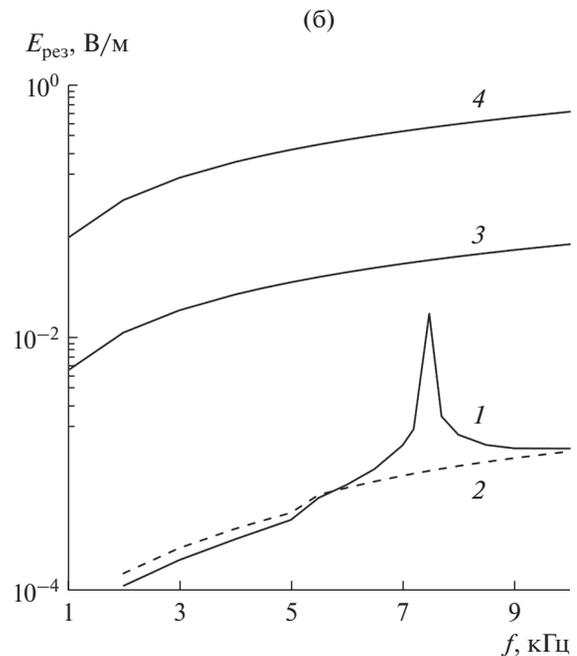
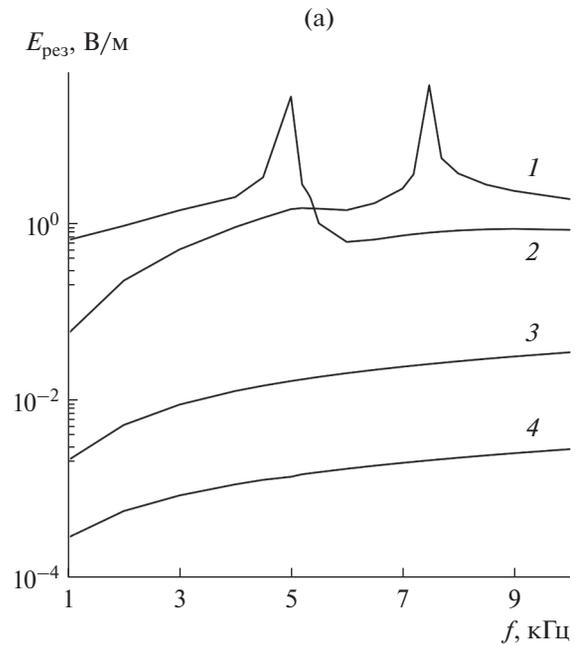
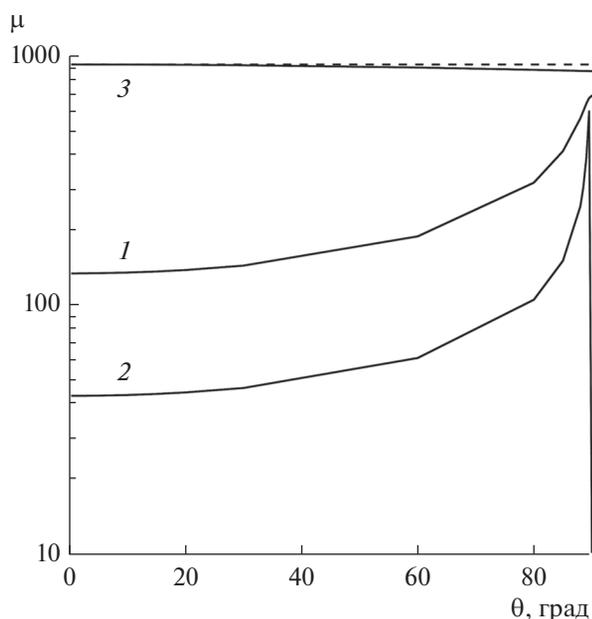


Рис. 2. Зависимость амплитуды поля продольного (а) и поперечного (б) резонанса  $E_{\text{рез}}$  от частоты  $f$  для моментов времени  $t = 0$  (1), 190 (2), 192 (3), 202 с (4).

ден рост резонансного поля в окрестности частоты нижнего гибридного резонанса. С приходом области возмущения этот максимум сначала сдвигается, а затем исчезает. На рис. 2б приведена аналогичная частотная зависимость напряженности поля поперечного резонанса. В невозмущенной ионосфере это поле относительно мало и также демонстрирует максимум вблизи  $f = f_{\text{LHR}}$ . С приходом возмущенной области этот максимум

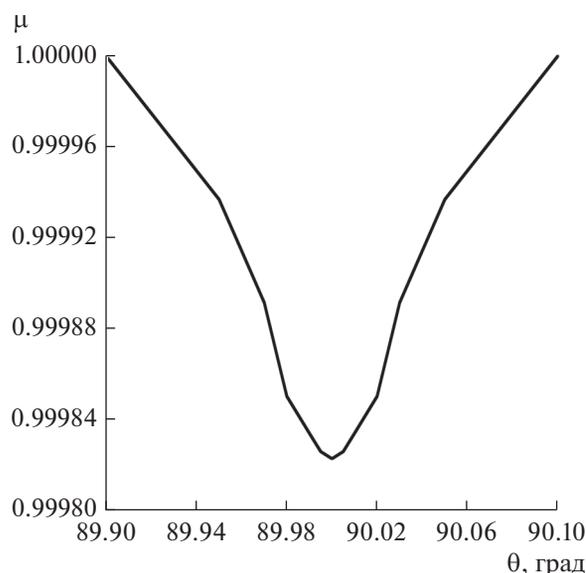


**Рис. 3.** Зависимость величины показателя преломления  $\mu$  от угла  $\theta$  для невозмущенной (1, 2) и возмущенной при  $t = 202$  с (3) ионосферы в окрестности излучателя для частот 1 (1) и 10 кГц (2, 3).

исчезает, а напряженность поля поперечного резонанса значительно возрастает.

Для пояснения качественного поведения кривых на рис. 1, 2а и 2б приводим на рис. 3 зависимости вещественной части показателя преломления  $\mu$  от угла  $\theta$  для невозмущенной (кривые 1, 2) и возмущенной (кривая 3,  $t = 202$  с) ионосферы. Кривая 1 соответствует частоте 1 кГц, которая заметно меньше величины  $f_{LHR} \approx 7.48$  кГц, поэтому зависимость  $\mu(\theta)$  является гладкой и непрерывной при  $\theta \rightarrow 90^\circ$ , а  $|\chi| \ll \mu$  всюду. Кривая 2 соответствует частоте 10 кГц, которая превышает значение  $f_{LHR}$ , поэтому существует узкий резонансный пик при  $\theta = \theta_{рез} \approx 89.7^\circ$ . Значение  $\mu$  в резонансе достигает нескольких тысяч, оно ограничено сравнительно малой величиной  $v_e$  и конечными размерами рамки (на рисунке резонансный пик искусственно обрезан). При  $\theta > \theta_{рез}$  величина  $|\chi|$  резко возрастает, а значения  $\mu$ , напротив, становятся чрезвычайно малы. Это означает, что при этих углах волновой процесс в дальней зоне излучателя не может сформироваться.

В случае возмущенной ионосферы картина качественно меняется. Выросшие на несколько порядков значения  $N_e$  и  $v_e$  в окрестности рамки приводят к тому, что величина  $\mu$  сильно возрастает и при этом  $|\chi| \sim \mu$ . В то же время зависимость от  $\theta$  становится слабой. На рис. 3 этой ситуации соответствует кривая 3, которая изображает величину  $\mu$  в масштабе 1 : 2. Для частот 1, 5 и 10 кГц величины  $\mu(0)$  равны соответственно 5850, 2616 и 1850.



**Рис. 4.** Зависимость нормированной величины показателя преломления  $\mu$  от угла  $\theta$  вблизи значения  $90^\circ$  для возмущенной ионосферы при  $t = 202$  с на частотах 1...10 кГц.

Из рис. 3 видно, что при наличии возмущения зависимость  $\mu(\theta)$  представляет собой практически окружность в широком диапазоне изменения углов  $\theta$ . Следовательно, такая среда является почти изотропной, за исключением узкой области углов вблизи значения  $90^\circ$ . Действительно, кривая 3 монотонно убывает с ростом  $\theta$  на относительно небольшую величину (ср. со штриховой горизонтальной прямой). Из свойств симметрии этой кривой следует, что при дальнейшем росте угла  $\theta$  свыше  $90^\circ$  кривая  $\mu(\theta)$  будет так же монотонно возрастать. Таким образом, при  $\theta = 90^\circ$  образуется минимум, т.е. участок с обратной кривизной.

На рис. 4 приведено детальное изображение зависимости  $\mu(\theta)$  в интервале значений  $\theta$  от  $89.9^\circ$  до  $90.1^\circ$ . При этом величина  $\mu$  нормирована на свое значение  $\mu(89.9^\circ)$ . При таком способе изображения нормированная кривая практически не зависит от частоты в интервале частот 1...10 кГц. Нормированная кривая  $\chi(\theta)$  является зеркальным отражением кривой  $\mu(\theta)$  вверх относительно горизонтали  $\mu = 1$ .

Оценим форму зависимости  $\mu(\theta)$  на рис. 4. Предположим, что возмущенная плазма в окрестности рамки состоит только из электронов. Опустим индексы и знаки у параметров (2), тогда выполняются условия

$$Y \gg 1, \quad X \gg Y, \quad v_e/\omega \gg Y,$$

при выполнении которых из соотношения (8) получим в окрестности  $\theta = 90^\circ$

$$n^2 \approx n_m^2 (1 + \cos^2 \theta / \sin^2 \theta), \quad (12)$$

где  $n_m$  — некоторая комплексная величина, зависящая от частоты и параметров плазмы  $N_e$  и  $\nu_e$ . Определим малый угол  $\gamma = 90^\circ - \theta$ , тогда из (12) получим

$$n \approx n_m (1 + \gamma^2 / 2),$$

т.е. в условиях сильного возмущения зависимость показателя преломления от угла  $\gamma$  является квадратичной (ср. с рис. 4).

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведены численные расчеты напряженности ближнего электрического поля рамочной антенны, расположенной в ионосфере, в интервале частот 1...10 кГц. Параметры плазмы изменялись с течением времени под действием вертикально всплывающего сильного локального возмущения ионизации. В центре возмущенной области на высоте расположения антенны концентрация электронов увеличивается на четыре порядка, а эффективная частота соударения электронов — на шесть порядков. Из анализа полученных результатов можно сделать следующие выводы.

1. Возмущение ионосферной плазмы существенно влияет на частотную и пространственную резонансную структуру напряженности низкочастотного ближнего поля рамочной антенны.

2. Продольный резонанс, существующий в невозмущенной плазме при малых углах наблюдения относительно направления геомагнитного поля, с приходом области возмущения исчезает в течение одной-двух секунд.

3. Частотный резонанс напряженности поля, связанный с частотой нижнего гибридного резонанса в многокомпонентной магнитоактивной плазме, также исчезает.

4. Указанные в п. 2 и 3 явления происходят вследствие быстрого увеличения эффективной

частоты соударения электронов на несколько порядков величины, что делает среду сильно диссипативной и практически изотропной.

5. Слабая анизотропия среды сохраняется только в поперечном относительно геомагнитного поля направлении. Это приводит к возникновению поперечного резонанса ближнего поля, направленного параллельно направлению геомагнитного поля. Вследствие высоких значений эффективной частоты соударений, амплитуда этого поля относительно невелика в сравнении с резонансным полем в невозмущенной плазме, и оно не может привести к формированию поля излучения. В этом случае вся энергия, подведенная к рамочной антенне, расходуется на нагрев окружающей плазмы.

### ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН (тема № FFWZ-2022-0014).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Акиндинов В.В., Еремин С.М., Лишин И.В. // РЭ. 1985. Т. 30. № 5. С. 833.
2. Koons H.C., Dazey M.N., Edgar B.C. // Radio Sci. 1984. V. 19. № 1. P. 395.
3. Арманд Н.А., Семенов Ю.П., Черток Б.Е. и др. // РЭ. 1988. Т. 33. № 11. С. 2225.
4. Hui Ran Zeng, Tong He, Kai Li // IEEE Trans. 2023. V. PS-51. № 1. P. 26.
5. Мошков А.В., Пожидаев В.Н. // РЭ. 2019. Т. 64. № 9. С. 866.
6. Мошков А.В., Пожидаев В.Н. // РЭ. 2013. Т. 58. № 4. С. 317.
7. Мошков А.В. // РЭ. 2023. Т. 68. № 2. С. 121.
8. Lukin D.S., Presniakov V.B., Savtchenko P.P. // Geomagnetism and Aeronomy. 1988. V. 27. № 2. P. 262.
9. Стикс Т. Теория плазменных волн. М.: Атомиздат, 1965.
10. Фаткуллин М.Н., Зеленова Т.И., Козлов В.К. и др. Эмпирические модели среднеширотной ионосферы. М.: Наука, 1981.