

DOI: <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2025.4.8>

УДК: 537.872.32

ВЛИЯНИЕ СИЛЬНОГО ЛОКАЛЬНОГО АТМОСФЕРНОГО ВОЗМУЩЕНИЯ НА ВЕЛИЧИНУ СОПРОТИВЛЕНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ НИЗКОЧАСТОТНОЙ РАМОЧНОЙ АНТЕННЫ, РАСПОЛОЖЕННОЙ В ИОНОСФЕРЕ ЗЕМЛИ

А.В. Мошков

ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН
125009, Москва, ул. Моховая, 11, корп.7

Статья поступила в редакцию 13 января 2025 г.

Аннотация. Проведены численные расчеты изменения величины сопротивления излучения ионосферной рамочной антенны в интервале частот 1...10 кГц под влиянием всплывающего сильного локального возмущения, вызванного возможным вторжением в атмосферу метеоритных тел. Показано, что с приближением области возмущения к рамочной антенне величина сопротивления излучения сначала возрастает, а затем падает практически до нуля. Реактанс антенны изменяется при этом на несколько порядков величины, что затрудняет её согласование с передатчиком, особенно на частотах, превышающих нижнюю гибридную частоту.

Ключевые слова: ионосфера, рамочная антенна, низкие частоты, сопротивление излучения, сильное локальное возмущение.

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

Автор для переписки: Мошков Александр Владимирович, kuzaf@inbox.ru

Введение

Электромагнитные волны диапазонов очень низких и крайне низких частот (НЧ) широко используются для исследования строения ионосферы и магнитосферы Земли, а также процессов взаимодействия волн и частиц в этих средах. Обоснованный выбор типа мощной излучающей антенны – первоочередная задача при проектировании активных ионосферных экспериментов. Входной импеданс рамочной антенны имеет индуктивный характер и практически не зависит от параметров ионосферной плазмы, магнитная проницаемость которой равна магнитной проницаемости свободного пространства. Оценки показывают, что в НЧ-диапазоне относительный вклад ионосферной плазмы в величину индуктивности рамочной антенны не превышает 0.1% [1,2].

Характерной особенностью ионосферы с точки зрения генерации и распространения НЧ-волн является ее одноосная анизотропия, обусловленная присутствием постоянного геомагнитного поля. Показатель преломления таких волн может достигать десятков и сотен единиц. Соответственно, значительно сокращается длина волны и резко возрастает эффективность излучения антенны. Кроме того, пространственное и частотное распределение напряженности поля такого источника имеют ярко выраженный резонансный характер [1,3,4].

Цель данной работы состоит в численной оценке влияния сильного локального возмущения, вызванного возможным вторжением метеоритных тел, на сопротивление излучения рамочной антенны, расположенной в ионосфере. Такое возмущение представляет собой область сильно ионизированной атмосферы, всплывающей вверх под действием силы Архимеда.

В качестве модели возмущения используем простейшую регулярную (без учета тепловых эффектов и турбулентности) модель, описывающую в газодинамическом приближении поведение облака сильно ионизированной плазмы, образовавшегося после быстрого (секунда и менее) точечного выделения большого количества энергии в интервале значений $0.1 \dots 10$ ПДж (1 петаджоуль равен 10^{15} Дж) [5]. Эта модель зависит всего от двух начальных параметров возмущения – энергии Q и высоты h_0 над поверхностью земли. Она позволяет

вычислить изменение параметров ионосферы в окрестности рамочной антенны с течением времени.

Для дистанционной диагностики параметров сильного локального возмущения атмосферы необходимо определить напряженность поля ионосферного НЧ-источника на значительном удалении от него, в том числе, на поверхности земли. Для этого существует хорошо отработанная численная процедура [6,7], для использования которой необходимо знать величину сопротивления излучения R_{Σ} рамочной антенны. В невозмущенной ионосфере эта величина определяется простыми приближенными формулами [6]. В случае прихода возмущенной области, величины концентрации электронов плазмы N_e и эффективной частоты соударений электронов ν_e в окрестности антенны возрастают на несколько порядков. В этом случае для оценки величины R_{Σ} необходимо использовать общие соотношения [8], которые требуют приближенных численных расчетов.

Везде в данной работе вычисления проводим в интервале частот $1 \dots 10$ кГц (длины волн $30 \dots 300$ км). Радиус рамки $a = 10$ м, амплитуда синусоидального тока в ней $I_0 = 100$ А [2]. Антенна расположена в ионосфере на геомагнитной широте 70° и высоте 200 км над поверхностью земли. Ось рамочной антенны параллельна локальному направлению геомагнитного поля. Выберем фиксированные параметры возмущения: $Q = 10$ ПДж, $h_0 = 10$ км (для сравнения: Тунгусский метеорит имел энергию ~ 200 ПДж [9]).

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 [10]:

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

где: $R = 1 + \sum X_k / (Y_k - U_k)$; $L = 1 - \sum X_k / (Y_k + U_k)$; $P = 1 - \sum X_k / U_k$; $S = (R + L) / 2$; $D = (R - L) / 2$; $U_k = 1 - iv_k/\omega$, v_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 :

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

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

$$n = \left| \vec{k} / k_0 \right| = \mu - i\gamma, \quad (3)$$

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 N_e измеряется в см^{-3} ; e , m_e – заряд и масса электрона; ϵ_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 известной дипольной моделью.

Для холодной магнитоактивной плазмы величина n фазового показателя преломления является комплексным корнем биквадратного уравнения [10]:

$$A n^4 - B n^2 + C = 0, \quad (6)$$

где: $A = S \sin^2 \psi + P \cos^2 \psi$; $B = RL \sin^2 \psi + PS(1 + \cos^2 \psi)$; $C = PRL$.

Решение уравнения (6) очевидно:

$$n_{1,2}^2 = \{B \pm (B^2 - 4AC)^{1/2}\} / 2A, \quad (7)$$

где индексы 1, 2 и знаки « \pm » соответствуют обыкновенной и необыкновенной («свистовой») волнам. Обе характеристические волны имеют в общем случае эллиптическую поляризацию и их свойства зависят от угла ψ . На низких частотах в ионосфере и магнитосфере условие $\mu \gg \gamma$ выполняется только для необыкновенной волны. Обыкновенная волна испытывает сильное затухание, особенно в нижней ионосфере, и обычно не учитывается. Из уравнения (7) видно, что величина n имеет сингулярность при $A = 0$, которая соответствует резонансному углу $\psi = \psi_{\text{res}}$ такому, что:

$$\text{tg} \psi_{\text{res}} = (-P / S)^{1/2}. \quad (8)$$

В данной точке ионосферы значение выражения (8) зависит от частоты.

Пусть столкновения частиц плазмы отсутствуют. Тогда существует частота нижнего гибридного резонанса f_{LHR} такая, что при $f_{\text{LHR}} < f < f_{\text{He}}/2$ подкоренное выражение в (8) положительно, и существует резонансный угол ψ_{res} такой, что при $\psi \rightarrow \psi_{\text{res}}$ имеем $\mu(\psi) \rightarrow \infty$. При этом, при $\psi > \psi_{\text{res}}$ для свистовой моды $\mu = 0$, $\gamma < 0$ – поперечная волна быстро затухает. При $f < f_{\text{LHR}}$ резонанс отсутствует, функция $\mu(\psi)$ конечна всюду, $\gamma = 0$; в этом случае условно считаем, что $\psi_{\text{res}} = \pi/2$.

Для диэлектрического тензора общего вида (1) полная излученная мощность рамочной антенны W является комплексной величиной.

Соответственно, полный импеданс Z рамочной антенны, в которой протекает синусоидальный синфазный ток амплитуды I_0 , определяется соотношением [8]:

$$Z = R_{\Sigma} - i\chi = 2W / I_0^2, \quad (9)$$

где вещественная величина χ является реактансом антенны. Знак минус перед мнимой единицей выбран для того, чтобы для рамочной антенны выполнялось условие $\chi > 0$. Для вычисления величины Z в случае параллельной ориентации антенны имеем следующее соотношение [8]:

$$Z = C_0 \int_0^{\psi_{res}} \frac{P - n^2(1 + \xi \cos^2 \psi)}{G(\psi)} n \sin^3 \psi d\psi, \quad (10)$$

где n – корень (7), соответствующий свистовой моде; $\xi = (PS - RL) / RL$ (см. определение (1)); $C_0 = (3RL/2) R_{\Sigma 0}$; $R_{\Sigma 0} = 20\pi^2(k_0 a)^4$ – сопротивление излучения рамочной антенны в свободном пространстве; $G(\psi) = (B^2 - 4AC)^{1/2}$. В случае ориентации оси антенны перпендикулярно магнитному полю выражение для Z аналогично (10) и в данной работе не используется (см. [8]).

Отметим, что вычисление R_{Σ} из соотношения (10) корректно, строго говоря, только при условии $\mu \gg |\gamma|$, или $R_{\Sigma} \gg \chi$. Из результатов работы [11] следует, что в сильно возмущенной ионосфере $\mu \sim |\gamma|$, и эти величины существенно превышают свои значения в невозмущенной среде. Однако из физических соображений и результатов проведенных ниже расчетов видно, что в сильно возмущенной ионосфере величина R_{Σ} чрезвычайно мала. Таким образом, вопрос о корректности вычисления по формуле (10) в окрестности центра возмущения снимается.

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 увеличиваясь в размерах, в основном в горизонтальном направлении. В этом случае средняя скорость подъема центра возмущения до момента достижения высоты

расположения рамки $h = 200$ км ($t \approx 189$ с) составит ~ 1 км/с. В центре возмущения в этот момент: $N_e = 6.76 \times 10^9$ см⁻³, $v_e = 3.94 \times 10^7$ с⁻¹; горизонтальный размер возмущения ~ 230 км; толщина ~ 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° . Для проведения расчетов выберем дневные условия, равноденствие и среднюю активность солнца. Из данных [12] для высоты 200 км получим: $N_e = 3.55 \times 10^5$ см⁻³, $v_e = 58.4$ с⁻¹, $f_{pe} = 5.35$ МГц, $f_{He} = 1.53$ МГц. Пять положительных ионов N, O, N₂, NO, O₂ имеют доли 0.003, 0.508, 0.017, 0.315 и 0.15 соответственно. Тогда $f_{LHR} \approx 7.48$ кГц – это значение находится в исследуемом интервале частот и практически не зависит от величины N_e .

2. Результаты расчетов

Для получения значений R_Σ и χ численно интегрируем выражение (10) для заданных параметров рамочной антенны и окружающей её ионосферной плазмы.

На рис. 1 приведена зависимость величины сопротивления излучения рамочной антенны от времени для трёх частот. Вычисления проводятся с шагом по времени 1 с и стартуют при $t = 165$ с, когда плазму в окрестности антенны ещё можно считать невозмущенной.

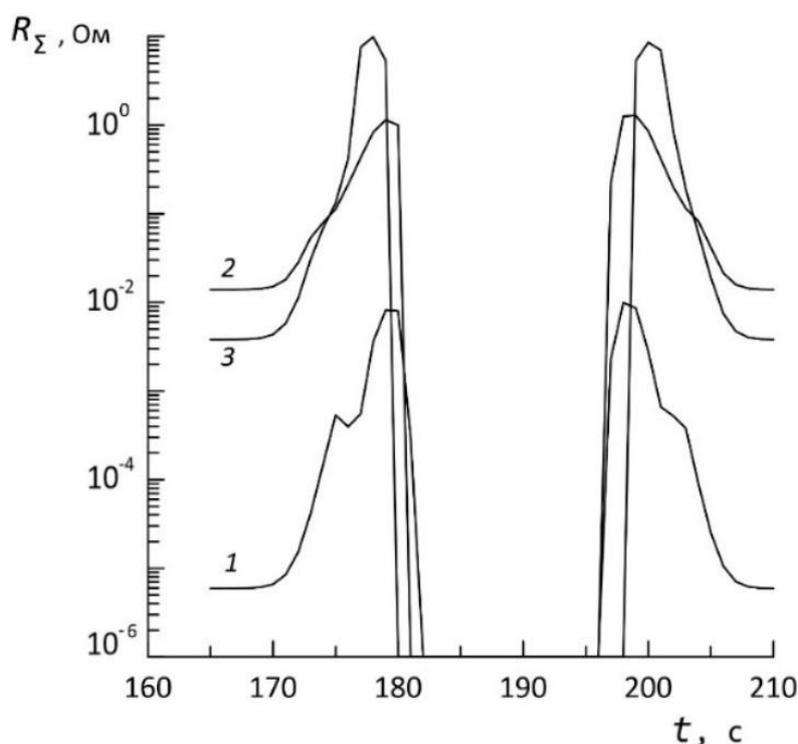


Рис. 1. Зависимость величины R_{Σ} от времени для частот $f = 1$ (1), 7 (2) и 10 кГц (3).

Из рисунка видно, что в пределах исследуемого интервала частот кривые ведут себя однотипно: в начальные ~ 10 с после прихода возмущения сопротивление излучения резко растет. Это связано с тем, что верхняя часть возмущения начинает увеличивать значение N_e в окрестности антенны (от $\sim 3.55 \times 10^5 \text{ см}^{-3}$ при $t = 165$ с до $\sim 7.63 \times 10^6 \text{ см}^{-3}$ при $t = 175$ с). Величина v_e растет быстрее, чем N_e , поскольку она зависит и от N_e , и от температуры, которая так же возрастает с приходом возмущения. Однако, поскольку величина v_e растет от относительно малых фоновых значений $v_e \sim 58.4 \text{ с}^{-1}$, в первые секунды значения R_{Σ} возрастают. В то же время отношение N_e/v_e уменьшается от $\sim 6.08 \times 10^3$ до $\sim 1.65 \times 10^2$. Это приводит к фактической потере плазмой свойства анизотропии [11] и к резкому уменьшению величины R_{Σ} с течением времени. После подъема области возмущения выше расположения рамочной антенны ионосфера в окрестности излучателя возвращается к своему исходному состоянию.

На рис. 2 приведены аналогичные зависимости от времени величины реактанса χ рамочной антенны. Из рисунка видно, что в области возмущения

реактанс рамки возрастает на несколько порядков. Это приводит к резкому рассогласованию антенны с передатчиком и лишает рамочную антенну основного преимущества – практического постоянства её входного сопротивления при изменении параметров плазмы при движении космического аппарата в ионосфере.

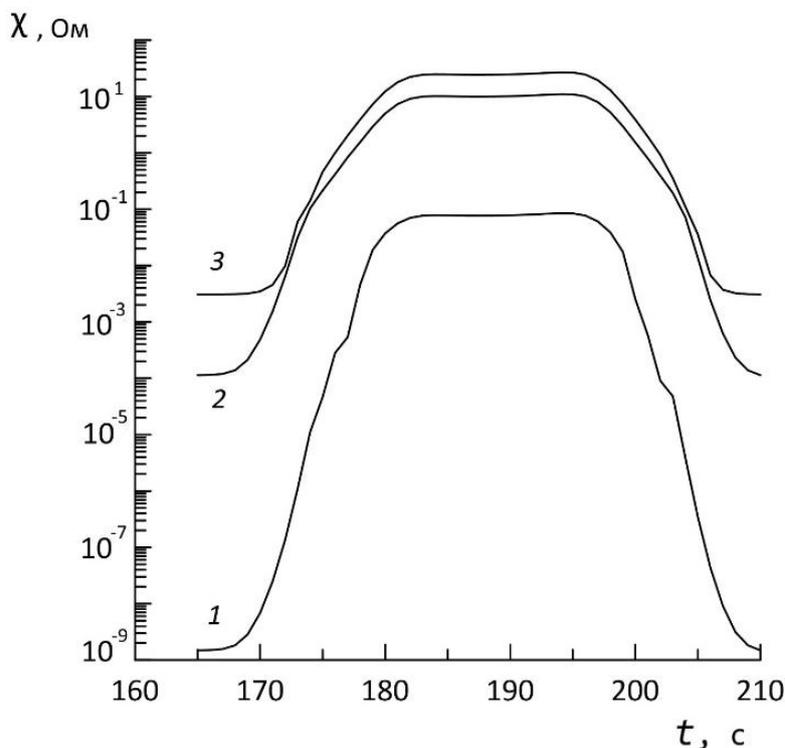


Рис. 2. Зависимость величины χ от времени для частот $f = 1$ (1), 7 (2) и 10 кГц (3).

На рис. 3 приведены зависимости величины R_{Σ} от частоты для трёх последовательных моментов времени в начальной стадии прихода возмущенной области на уровень расположения рамочной антенны. Момент $t = 170$ с соответствует малому возмущению ($N_e = 3.83 \times 10^5 \text{ см}^{-3}$; $\nu_e = 240 \text{ с}^{-1}$; $N_e/\nu_e = 1.59 \times 10^3$; $\mu = 139.5$; $\gamma = -3.95 \times 10^{-3}$ для $f = 1$ кГц). Кривая 1 имеет характерный резонансный максимум при $f \sim f_{\text{LHR}} = 7.48$ кГц. Значения R_{Σ} при этом изменяются на несколько порядков выше 10^{-6} Ом. Эти значения чрезвычайно велики, если учесть, что в свободном пространстве соответствующая величина колеблется в пределах $4 \times 10^{-17} \dots 4 \times 10^{-13}$ Ом в исследуемом интервале частот.

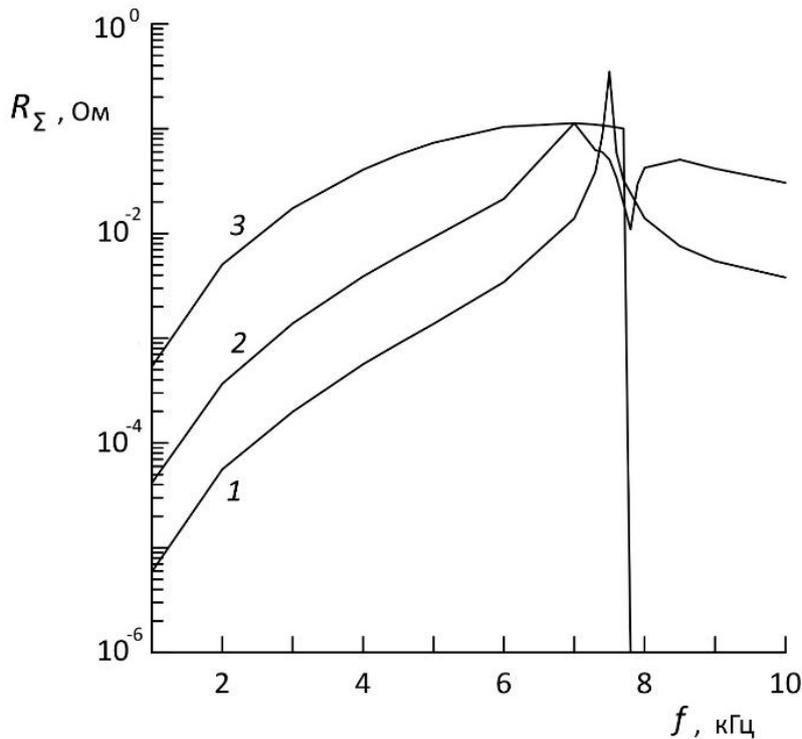


Рис. 3. Зависимость величины R_{Σ} от частоты для моментов времени $t = 170$ (1), 173 (2) и 175 с (3).

Момент времени $t = 173$ с соответствует условно среднему возмущению ($N_e = 1.3 \times 10^6 \text{ см}^{-3}$; $v_e = 6.1 \times 10^3 \text{ с}^{-1}$; $N_e/v_e = 2.1 \times 10^2$; $\mu = 257.4$; $\gamma = -1.9 \times 10^{-1}$ для $f = 1 \text{ кГц}$). Увеличение столкновительного затухания начинает компенсировать анизотропию плазмы [11], при этом растёт мнимая часть показателя преломления и, соответственно, реактанс антенны. Нижний гибридный резонанс на кривой 2 выражен гораздо слабее, чем на кривой 1.

Момент времени $t = 175$ с соответствует относительно сильному возмущению ($N_e = 7.6 \times 10^6 \text{ см}^{-3}$; $v_e = 4.6 \times 10^4 \text{ с}^{-1}$; $N_e/v_e = 1.65 \times 10^2$; $\mu = 623.2$; $\gamma = -3.34$ для $f = 1 \text{ кГц}$). На кривой 3 отчетливо видно резкое уменьшение величины сопротивления излучения при $f > f_{\text{LHR}}$. Это соответствует моменту спада кривых на рис. 1 и поясняет тот факт, что с увеличением частоты этот спад наступает в более ранние моменты времени.

На рис. 4 приведены соответствующие частотные зависимости величины реактанса χ рамочной антенны. Выше было отмечено, что в случае сильного возмущения (в нашем случае, при $t > 180$ с) не выполняется условие $|\gamma| \ll \mu$. Даже в невозмущенной плазме при $f > f_{\text{LHR}}$ существует узкий резонансный

пик (8) при $\psi = \psi_{\text{рез}} \approx 89.5^\circ$. Значение μ в резонансе достигает нескольких тысяч, оно ограничено сравнительно малой величиной ν_e . При $\psi > \psi_{\text{рез}}$ величина $|\gamma|$ резко возрастает, а значения μ , напротив, становятся чрезвычайно малы и при этих углах волновой процесс в дальней зоне излучателя не может сформироваться.

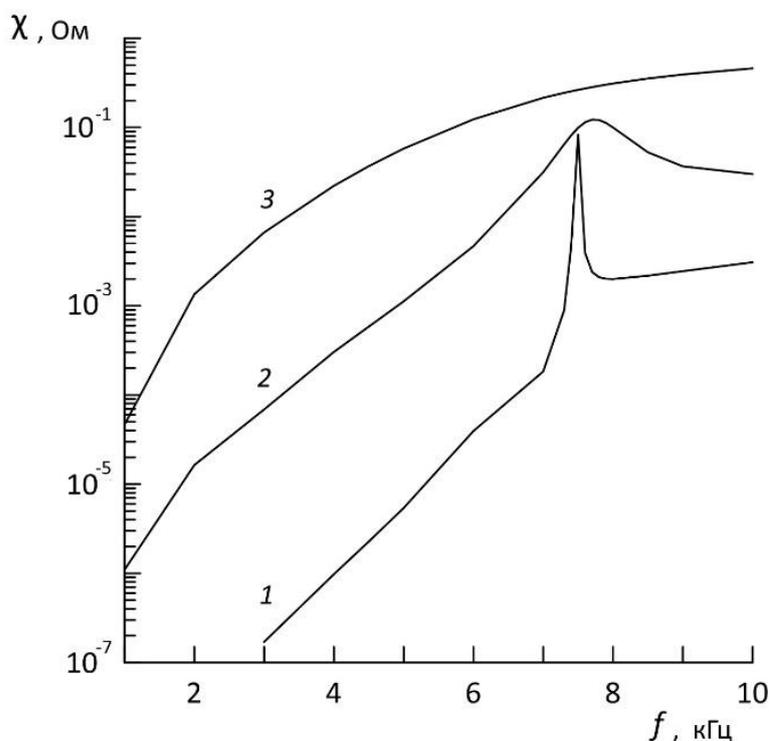


Рис. 4. Зависимость величины χ от частоты для моментов времени $t = 170$ (1), 173 (2) и 175 с (3).

Если центр возмущения совпадает с местом расположения рамочной антенны ($t = 189$ с), то $N_e = 6.76 \times 10^9 \text{ см}^{-3}$; $\nu_e = 3.94 \times 10^7 \text{ с}^{-1}$; $\mu = 7232$ и 2285 ; $\gamma = -5686$ и -1800 для частот 1 и 10 кГц соответственно. Величина μ сильно возрастает и практически не зависит от ψ , при этом $|\gamma| \sim \mu$. Такая среда является почти изотропной, за исключением узкой области углов ψ вблизи значения 90° [11]. Строго говоря, в этих условиях приближение холодной плазмы неприменимо. Физически это означает, что вся энергия излучателя расходуется на возбуждение продольных плазменных колебаний, которые быстро затухают в окрестности антенны, разогревая частицы окружающей плазмы [10].

Заключение

Проведены численные расчеты величины сопротивления излучения рамочной антенны, расположенной в ионосфере, в интервале частот $1 \dots 10$ 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) С приходом возмущения сопротивление излучения существенно возрастает в течение ~ 10 с, а затем его величина падает практически до нуля. Исходные значения восстанавливаются за время ~ 25 с после спада.

2) По мере всплытия возмущения в ионосфере эффективная частота соударений электронов в окрестности рамочной антенны возрастает существенно быстрее концентрации электронов. Это делает возмущенную ионосферную плазму сильно диссипативной и практически изотропной, что приводит к резкому уменьшению величины сопротивления излучения и значительному, на несколько порядков величины, росту реактанса рамочной антенны.

3) Частотный резонанс величины сопротивления излучения и реактанса антенны, связанный с частотой нижнего гибридного резонанса в многокомпонентной магнитоактивной плазме, исчезает по мере развития возмущения.

4) Указанные особенности изменения величины сопротивления излучения рамочной антенны могут быть использованы для диагностики параметров возмущения при удаленных бортовых или наземных измерениях изменения характеристик НЧ-сигнала во времени.

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

Литература

1. Акиндинов В.В., Еремин С.М., Лишин И.В. Антенны низкой частоты в магнитоактивной плазме (обзор) // Радиотехника и электроника. - 1985. - Т. 30. - № 5. - С. 833-850.
2. Арманд Н.А., Семенов Ю.П., Черток Б.Е. и др. Экспериментальное исследование в ионосфере Земли излучения рамочной антенны в диапазоне очень низких частот, установленной на орбитальном комплексе «Мир-Прогресс-28-Союз ТМ-2» // Радиотехника и электроника. - 1988. - Т. 33. - № 11. - С. 2225-2233.
3. Лукин Д.С., Пресняков В.Б., Савченко П.П. Расчеты волновых полей ближней зоны рамочного ОНЧ-излучателя в однородной магнитоактивной плазме // Геомагнетизм и аэронавигация. - 1988. - Т. 28. - № 2. - С. 262-267.
4. Мошков А.В., Пожидаев В.Н. Численное моделирование распределения низкочастотного поля, создаваемого передающей рамочной антенной, установленной на борту космического аппарата // Радиотехника и электроника. - 2019. - Т. 64. - № 9. - С. 866-873. - <https://doi.org/10.1134/S0033849419080126>.
5. Мошков А.В., Пожидаев В.Н. Пространственное распределение демодулированного низкочастотного поля в ионосфере, возмущенной мощным коротковолновым радиоизлучением // Радиотехника и электроника. - 2013. - Т. 58. - № 9. - С. 965-970. - <https://doi.org/10.7868/S0033849413090106>.
6. Мошков А.В. Оценка величины напряженности поля низкочастотного ионосферного источника вблизи главного максимума распределения на поверхности земли // Радиотехника и электроника. - 2009. - Т. 54. - № 12. - С. 1436-1442.
7. Мошков А.В. Численное моделирование наземного распределения напряженности поля бортового низкочастотного передатчика в ионосфере // Журнал радиоэлектроники [электронный журнал]. - 2021. - № 6. - <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2021.6.13>.

8. Wang T.N.C., Bell T.F. Radiation Resistance of a Short Dipole Immersed in a Cold Magnetoionic Medium // Radio Sci. - 1969. - Vol. 4. - No. 2. - P. 167-177. - <https://doi.org/10.1029/RS004i002p00167>.
9. Бронштэн В.А. Физика метеорных явлений. – Москва: Наука, 1981. - 416 с.
10. Стикс Т. Теория плазменных волн. – Москва: Атомиздат, 1965. - 343 с.
11. Мошков А.В. Влияние сильного локального атмосферного возмущения на резонансную структуру ближнего поля низкочастотной рамочной антенны, расположенной в ионосфере Земли // Радиотехника и электроника. - 2023. - Т. 68. - № 9. - С. 852-857. - <https://doi.org/10.31857/S0033849423090188>.
12. Фаткуллин М.Н., Зеленова Т.И., Козлов В.К. и др. Эмпирические модели среднеширотной ионосферы. - Москва: Наука, 1981. - 256 с.

Для цитирования:

Мошков А.В. Влияние сильного локального атмосферного возмущения на величину сопротивления излучения низкочастотной рамочной антенны, расположенной в ионосфере Земли. // Журнал радиоэлектроники. – 2025. – №. 4. <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2025.4.8>