

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА
И РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

УДК 537.872.32

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ
НИЗКОЧАСТОТНОГО ПОЛЯ, СОЗДАВАЕМОГО
ПЕРЕДАЮЩЕЙ РАМОЧНОЙ АНТЕННОЙ, УСТАНОВЛЕННОЙ
НА БОРТУ КОСМИЧЕСКОГО АППАРАТА

© 2019 г. А. В. Мошков^{1, *}, В. Н. Пожидаев¹

¹Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
Российская Федерация, 125009 Москва, ул. Моховая, 11, стр. 7

*E-mail: kuzaf@inbox.ru

Поступила в редакцию 28.11.2018 г.

После доработки 14.01.2019 г.

Принята к публикации 24.01.2019 г.

На основе результатов численных расчетов величины напряженности низкочастотного (НЧ) электрического поля излучателя в виде рамочной антенны, установленной на борту искусственного спутника Земли, проведено сравнение этой величины с напряженностью поля, демодулированного в нижней ионосфере, возмущенной излучением мощного коротковолнового (КВ) передатчика (станция HAARP, Аляска). Показано, что бортовой НЧ-передатчик мощностью ~1 кВт способен обеспечить в нижней ионосфере приблизительно ту же напряженность поля, что и демодулятор HAARP при средней потребляемой мощности КВ-передатчика 3.6 МВт.

DOI: 10.1134/S0033849419080126

ВВЕДЕНИЕ

Предыдущие работы [1–4] были посвящены численному моделированию удаленной регистрации в магнитосфере и на земной поверхности низкочастотных волн от искусственных возмущений в ионосфере. В качестве конкретного объекта исследований были выбраны волны низкой частоты (НЧ), генерируемые в результате демодуляции мощного коротковолнового (КВ) излучения станции HAARP (Аляска, США).

Характерной особенностью ионосферы с точки зрения распространения радиоволн является ее высотная неоднородность и одноосная анизотропия, обусловленная присутствием постоянного геомагнитного поля, направление и величина которого зависят от географического положения и высоты. На средних широтах в ионосфере gyro-частота электрона $f_{He} \sim 1$ МГц и убывает $\sim r^{-3}$, где r – расстояние от центра Земли. Таким образом, в ионосфере и плазмосфере собственные частоты электромагнитных процессов находятся, как правило, в НЧ-диапазоне. Низкими частотами в этом случае будем условно называть частоты $f < f_{He}/2$. Это те частоты, свойства генерации и распространения которых определяются поведением составляющих плазму заряженных частиц [5].

Одной из важнейших научных задач, решаемых при помощи станций типа HAARP, является

задача построения эффективных “виртуальных” НЧ-излучателей, расположенных непосредственно в ионосфере. Создание мощных наземных излучающих вверх антенн затруднено из-за их сравнительно больших геометрических размеров и относительно высокой проводимости земли на низких частотах.

Закономерно возникает вопрос о возможности размещения НЧ-передатчика непосредственно в нижней ионосфере. Один из таких проектов был доведен до стадии реального пуска и раскрытия антенны на грузовом корабле “Прогресс” [6]. На рис. 1 приведен увеличенный фрагмент рисунка из работы [6]. На фоне облачности отчетливо виден грузовик с двумя рамочными антеннами диаметром 20 м каждая.

В такого рода проекте первоочередным является обоснованный выбор типа излучающей антенны, поскольку возможности лабораторного моделирования свойств НЧ-излучателя больших размеров крайне ограничены [7]. В наземных передатчиках используются электрические дипольные антенны, поскольку рамочные антенны имеют малую эффективную длину. В ионосфере ситуация радикально меняется. Электрический диполь становится малопригодным для использования. Любое металлическое тело, помещенное в ионизованную среду, заряжается отрицательно вследствие большей

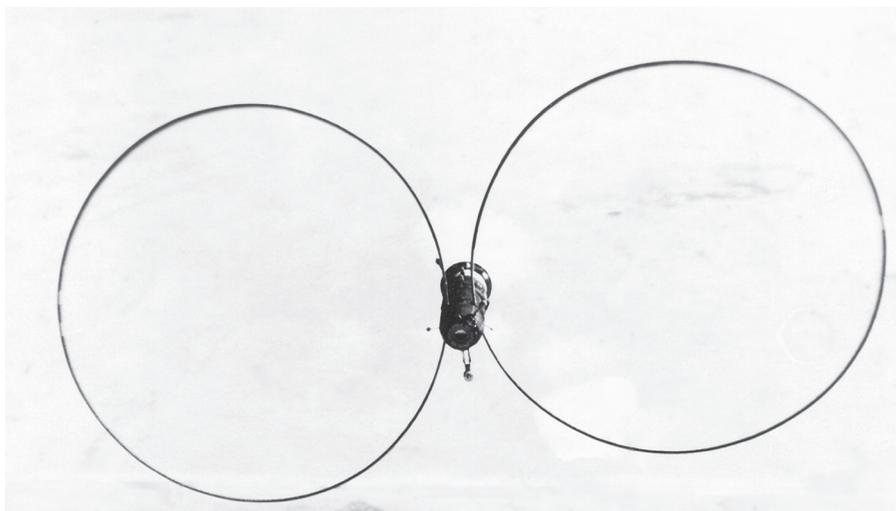


Рис. 1. Рамочные антенны, развернутые в ионосфере.

подвижности электронов в сравнении с подвижностью ионов. Вокруг тела образуется обедненный электронами слой – “ионный экран”. Толщина такого слоя нелинейно меняется в зависимости от приложенного напряжения сигнала. В результате входной емкостной импеданс диполя непредсказуемо изменяется в широких пределах при движении космического аппарата (КА) и зависит от амплитуды НЧ-сигнала даже в линейном приближении.

Ионный экран образуется и вокруг проводника рамочной антенны. Однако входной импеданс рамки имеет индуктивный характер и не зависит от параметров ионосферной плазмы, магнитная проницаемость которой равна магнитной проницаемости свободного пространства. Наши оценки показывают, что в НЧ-диапазоне относительный вклад окружающей среды в величину индуктивности рамочной антенны не превышает 0.1%. Это позволяет надежно согласовать такую антенну с передатчиком в ходе полета КА. Модельные измерения в лабораторных условиях подтверждают этот вывод [7]. Кроме того, НЧ-волны в интервале частот 1...10 кГц (основной НЧ-интервал НААРП) имеют в ионосфере показатель преломления n , составляющий десятки и сотни единиц. Соответственно, значительно сокращается длина волны и резко возрастает эффективность излучения рамки.

Цель данной работы состоит в численной оценке напряженности ближнего поля рамочной антенны и в ее сравнении с напряженностью поля, создаваемой “демодулятором” мощного передатчика станции НААРП. Антенна расположена на борту низкоорбитального искусственного спутника Земли (ИСЗ), имеющего соответствующую приполярную орбиту. Оценки величины поля станции в нижней ионосфере опубликованы ранее.

1. БЛИЖНЕЕ ПОЛЕ БОРТОВОЙ РАМОЧНОЙ АНТЕННЫ В ИОНОСФЕРЕ

Для расчетов напряженности поля антенны мы используем уравнения Максвелла совместно с моделью среды в виде однородной холодной многокомпонентной магнитоактивной плазмы. Такая среда описывается тензором диэлектрической проницаемости $\hat{\epsilon}$. Как уже отмечалось выше, магнитная проницаемость ионосферной плазмы равна магнитной проницаемости вакуума μ_0 . Тензор $\hat{\epsilon}$ имеет вид [5]:

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

где

$$R = 1 + \sum X_k / (Y_k - U_k);$$

$$L = 1 - \sum X_k / (Y_k + U_k); \quad P = 1 - \sum X_k / U_k;$$

$$S = (R + L)/2; \quad D = (R - L)/2; \quad U_k = 1 - i\nu_k/\omega,$$

ν_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 : $k = 1$ (электроны), 2,... Предполагается, что волновая нормаль \vec{k} составляет с вектором геомагнитного поля \vec{B}_0 угол ψ . Введем комплекс-

ный фазовый показатель преломления плоской волны с волновым вектором \vec{k} :

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

где $k_0 = \omega/c = 2\pi f/c$ – волновое число (c – скорость света в вакууме). Для электронов имеем

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

где N_e измеряется в см^{-3} ; e , m_e – заряд и масса электрона; ϵ_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума. В максимуме слоя F2 ионосферы имеем днем $f_{pe} \approx 10$ МГц, ночью – $f_{pe} \approx 2...5$ МГц в зависимости от условий (времени суток, сезона, географического положения и активности Солнца). Для ионов сорта k в формуле (4) следует использовать соответствующие значения концентрации N_k и массы m_k . 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. По аналогии с географическими координатами вводятся понятия геомагнитной широты Φ и долготы Λ . Если взять точку на высоте h и широте Φ , то значение гирочастоты 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 – средний радиус Земли (~6370 км). В северном полушарии вектор \vec{B}_0 направлен вниз к северу и составляет с вертикалью острый угол γ :

$$\text{ctg} \gamma = 2 \text{tg} \Phi. \quad (7)$$

Для холодной магнитоактивной плазмы величину n фазового показателя преломления волны можно найти как корень биквадратного уравнения [8]:

$$An^4 - Bn^2 + C = 0, \quad (8)$$

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

Формально решение уравнения (8) можно записать в виде

$$n^2 = \{B \pm (B^2 - 4AC)^{1/2}\} / 2A, \quad (9)$$

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 ψ . 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 (9) видно, что величина n имеет сингулярность при $A = 0$, которая соответствует резонансному углу $\psi = \psi_{\text{рез}}$ такому, что (см. (1) и (8)) в результате получаем

$$\text{tg} \psi_{\text{рез}} = (-P/S)^{1/2}. \quad (10)$$

Такие углы соответствуют повышенному поглощению энергии НЧ-волн. В данной точке ионосферы при ее фиксированных параметрах значение выражения (10) зависит от частоты. Можно показать [8], что в многокомпонентной плазме имеется набор резонансов, которые служат границами различных типов распространения НЧ-волн. Отметим, что благодаря наличию соударений величина вещественной части n не имеет истинных сингулярностей.

Для низкочастотной свистовой моды понятие частоты нижнего гибридного резонанса (НГР) $f_{\text{НГР}}$ имеет простой наглядный смысл. При $f < f_{\text{НГР}}$ поверхность $n(\psi)$ замкнута на рассматриваемом частотном интервале, а при $f > f_{\text{НГР}}$ – разомкнута и остается таковой вплоть до частоты $f_{\text{He}}/2$. Действительно, зависимость $n(\psi)$ является поверхностью вращения с осью, совпадающей с направлением \vec{B}_0 и симметричной относительно своего “экватора” $\psi = 90^\circ$. Поэтому достаточно изобразить один квадрант сечения такой поверхности любой плоскостью, содержащей \vec{B}_0 . Направим ось n_{\parallel} декартовой системы координат вдоль оси вращения, а ось n_{\perp} – перпендикулярно этой оси в плоскости сечения. Очевидно, что во всех четырех квадрантах будет присутствовать одна и та же кривая. Для наглядности изобразим только первый квадрант.

Далее везде будем использовать численные значения параметров плазмы, которые соответствуют приполярной ионосфере над станцией HAARP [9] на широте 60° и высоте 200 км (таблица 1).

На рис. 2 приведены сечения $n(\psi)$, рассчитанные для приведенных в таблице параметров ионосферы в виде зависимостей величины n_{\parallel} при $\psi = 0$ от величины n_{\perp} при $\psi = 90^\circ$ на частотах 1, 5 и 10 кГц. Нижняя гибридная частота для дневной и ночной ионосферы равна соответственно $f_{\text{НГР}} \approx 7.48$ и 5.55 кГц. Из рисунка видно, что, как отмечалось выше, величины n могут быть сравнительно велики и возрастают с уменьшением частоты. С увеличением частоты величина n_{\perp} растет и с приближением f к $f_{\text{НГР}}$ снизу становится чрезвычайно велика. При $f > f_{\text{НГР}}$ величина $\psi_{\text{рез}}$ становится меньше 90° , т.е. поверхность фазового по-

Таблица 1. Параметры ионосферы

Порядок сортов ионов газа	Атомная масса	Дневная ионосфера		Ночная ионосфера	
		состав, %	$v_k, c^{-1} (k = 2, \dots, 6)$	состав, %	$v_k, c^{-1} (k = 2, \dots, 4)$
N	14	0.3	18.4	—	—
O	16	50.8	9.2	37.6	8.0
N ₂	28	1.7	19.0	—	—
NO	30	31.5	7.1	10.0	4.2
O ₂	32	15.1	5.0	37.0	4.4

Примечание: $v_e = 400$ и $122 c^{-1}$ для дневной и ночной ионосферы соответственно.

казателя преломления становится “открытой”. Распространение НЧ-волн в пределах углов $90^\circ - \psi_{рез} < \psi < 90^\circ + \psi_{рез}$ становится практически невозможным: энергия излучателя трансформируется в тепло [8].

В качестве модели источника выберем рамку с осью, параллельной внешнему магнитному полю. Это делает вычисления более ясными и компактными. Выберем в физическом пространстве и в пространстве волновых векторов сферические системы координат, центр которых совпадает с центром рамки. Тогда радиус-вектор и вектор волновой нормали можно записать в виде

$$\vec{r} = \{x, y, z\} = \{R \sin \theta \cos \varphi, R \sin \theta \sin \varphi, R \cos \theta\}, \quad (11a)$$

$$\vec{k} = \{k_x, k_y, k_z\} = \{\Gamma \sin \psi \cos \alpha, \Gamma \sin \psi \sin \alpha, \Gamma \cos \psi\}. \quad (11b)$$

Предположим, что рамка имеет радиус a , и по ней протекает синфазный гармонический ток с амплитудным значением I_0 . Простейшая модель такой рамки соответствует элементарному точечному диполю:

$$\vec{J} = I_0 \delta(r - a) \delta\left(\frac{\pi}{2} - \theta\right) \vec{e}_\alpha, \quad (12)$$

где $\delta(x)$ – дельта-функция Дирака, \vec{e}_α – единичный вектор в азимутальном направлении. Для элементарной рамки $a \rightarrow 0$, и для фурье-образа плотности тока в пространстве волновых нормалей имеем

$$\vec{j} = iM_0 \{k_y, -k_x, 0\} = iM_0 \Gamma \sin \psi \{\sin \alpha, -\cos \alpha, 0\}, \quad (13)$$

где $M_0 = \pi a^2 I_0$ – дипольный момент рамки.

Из выражения (13) видно, что в пространстве волновых векторов спектр элементарного источника неограниченно растет, если $\Gamma \rightarrow \infty$. В анизотропной ионосфере существуют резонансные направления, в которых величина n чрезвычайно велика, даже с учетом соударений. В результате расчеты напряженности поля элементарного источника могут дать физически нереалистичные результаты [10]. По этой причине для источника,

находящегося в ионосфере, необходимо использовать модель, явно учитывающую конечные размеры антенны [11]. Для плотности магнитного тока имеем

$$\vec{J}_m = (i\omega\mu_0 M_0 / \pi^{3/2} a^2 b) \exp\left[-(r/a)^2 - (z/b)^2\right] \vec{e}_z, \quad (14)$$

где a и b – эффективные радиус и толщина антенны. Выражение записано во вспомогательной цилиндрической системе координат: ось z направлена вдоль магнитного поля, центр этой системы совпадает с центром рамки, плоскость $z = 0$ совпадает с плоскостью рамки; \vec{e}_z – единичный вектор вдоль оси z . Для подстановки в уравнения Максвелла удобнее использовать плотность электрического тока

$$\vec{J} = (i\omega\mu_0)^{-1} \text{rot}(\vec{J}_m). \quad (15)$$

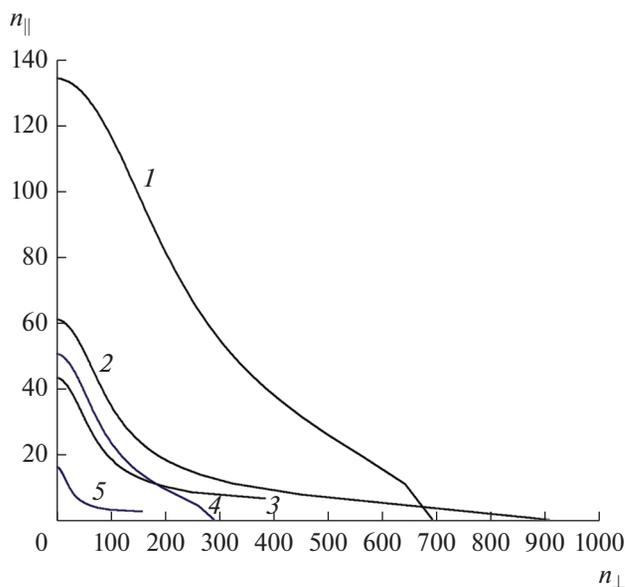


Рис. 2. Сечения поверхности фазового показателя преломления для дневной (кривые 1–3) и ночной (кривые 4, 5) ионосферы при $f = 1$ (1, 4), 5 (2) и 10 кГц (3, 5).

Вычисляя ротор (14), получим

$$\vec{J} = (2M_0r/\pi^{3/2}a^4b)\exp\left[-(r/a)^2 - (z/b)^2\right]\vec{e}_\varphi, \quad (16)$$

где \vec{e}_φ – азимутальный единичный вектор. Этот ток распределен, вообще говоря, по всему пространству. Для прояснения ситуации вычислим средний квадрат радиуса такого тока $R_{\text{эф}}$:

$$R_{\text{эф}}^2 = \int_0^\infty r^2 J(r) dr / \int_0^\infty J(r) dr = a^2,$$

т.е. a – радиус эквивалентного кольцевого тока бесконечно малого сечения. Фурье-образ (16) в сферических координатах в пространстве волновых векторов (11б) вычисляется явно:

$$\vec{j} = iM_0\Gamma \sin \psi \times \exp\left[-\Gamma^2(b^2 \cos^2 \psi + 0.5a^2 \sin^2 \psi)/2\right] \vec{v}(\alpha), \quad (17)$$

где вектор \vec{v} имеет компоненты: $\vec{v} = \{\sin \alpha, -\cos \alpha, 0\}$. Из выражения (17) видно, что спектр источника конечных размеров имеет экспоненциальный обрезающий множитель, устраняющей проблему сингулярности напряженности поля в резонансах. Кроме того, легко видеть, что в случае элементарной рамки ($a = b = 0$) выражение (17) совпадает с (13).

Уравнения Максвелла для стационарного гармонического тока и зависимости от времени вида $\exp(+i\omega t)$ имеют вид

$$\text{rot} \vec{E} = -i\omega\mu_0 \vec{H}, \quad (18a)$$

$$\text{rot} \vec{H} = i\omega\epsilon_0 \hat{\epsilon} \vec{E} + \vec{J}, \quad (18б)$$

где \vec{E} и \vec{H} – напряженности электрического и магнитного полей волны. Для напряженности электрического поля волны имеем

$$\text{rot rot} \vec{E} = k_0^2 - i\omega\mu_0 \vec{J}. \quad (19)$$

Используем фурье-преобразование в пространство волновых нормалей:

$$\vec{E} = \iiint_{-\infty}^{\infty} \vec{E}(x, y, z) \exp(+ik\vec{r}) d\vec{r}. \quad (20)$$

В этом случае дифференциальные уравнения (19) преобразуются в алгебраические и их легко разрешить относительно \vec{E} :

$$\vec{E} = -(i\omega\mu_0/\Delta)\hat{a}\vec{j}, \quad (21)$$

где $\Delta = -k_0^2 A(\psi)(\Gamma^2 - n_1^2)(\Gamma^2 - n_2^2)$ – см. выражения (8), (9). Элементы 3×3 матрицы \hat{a} имеют вид

$$\begin{aligned} a_{11} &= \Gamma^2 \sin^2 \psi (\Gamma^2 - k_0^2 P) \cos^2 \alpha - \\ &\quad - k_0^2 \Gamma^2 A(\psi) + k_0^4 SP; \\ a_{12} &= \Gamma^2 \sin^2 \psi (\Gamma^2 - k_0^2 P) \cos \alpha \sin \alpha - \\ &\quad - ik_0^2 D(\Gamma^2 \sin^2 \psi - k_0^2 P); \\ a_{13} &= \Gamma^2 [(\Gamma^2 - k_0^2 S) \cos \alpha - ik_0^2 D \sin \alpha] \sin \psi \cos \psi; \\ a_{21} &= \Gamma^2 \sin^2 \psi (\Gamma^2 - k_0^2 P) \cos \alpha \sin \alpha + \\ &\quad + ik_0^2 D(\Gamma^2 \sin^2 \psi - k_0^2 P); \\ a_{22} &= \Gamma^2 \sin^2 \psi (\Gamma^2 - k_0^2 P) \sin^2 \alpha - \\ &\quad - k_0^2 \Gamma^2 A(\psi) + k_0^4 SP; \\ a_{23} &= \Gamma^2 [(\Gamma^2 - k_0^2 S) \sin \alpha + ik_0^2 D \cos \alpha] \sin \psi \cos \psi; \\ a_{31} &= \Gamma^2 [(\Gamma^2 - k_0^2 S) \cos \alpha + ik_0^2 D \sin \alpha] \sin \psi \cos \psi; \\ a_{32} &= \Gamma^2 [(\Gamma^2 - k_0^2 S) \sin \alpha - ik_0^2 D \cos \alpha] \sin \psi \cos \psi; \\ a_{33} &= \Gamma^4 \cos^2 \psi - k_0^2 S \Gamma^2 (1 + \cos^2 \psi) + k_0^4 RL. \end{aligned} \quad (22)$$

Выражения (21), (22) можно использовать в обратном преобразовании Фурье для получения компонент напряженности электрического поля в реальном пространстве. При этом величина Δ находится в знаменателе подынтегральных выражений, и для получения ближнего поля необходимо использовать процедуру выделения не сингулярных частей соответствующих интегралов [12]. Результат получается почти в аналитическом виде, если считать интегралы от функции ошибок такими же функциями, как синус или косинус:

$$\begin{aligned} E_R &= E_1 \sin \theta + E_z \cos \theta, \\ E_\theta &= E_1 \cos \theta - E_z \sin \theta, \\ E_\varphi &= Q_1(g_1, \beta_1), \end{aligned} \quad (23)$$

где

$$\begin{aligned} E_1 &= iD [Q_1(g_1, \beta_1) + i(-S/P)^{-1/2} Q_1(g_2, \beta_2)] / (S - P), \\ E_z &= -D \text{sign}(z) [Q_0(g_1, \beta_1) + Q_0(g_2, \beta_2) + \\ &\quad + \omega\mu_0 M_0 (g_1^2 + g_2^2) / 8\pi g_1^2 g_2^2] / (S - P), \\ Q_m(g, \beta) &= (-\omega\mu_0 M_0 / 16\pi^2 g^2) \int_0^{2\pi} \frac{\sqrt{\pi\beta}}{2g} \times \\ &\quad \times \exp\left(\frac{\beta^2}{4g^2}\right) \text{erfc}\left(\frac{\beta}{2g}\right) \exp(im\zeta) d\zeta, \\ g_1^2 &= 0.5(0.5a^2 - b^2); \quad g_2^2 = 0.5(0.5a^2 - Sb^2/P); \\ \beta_1 &= |z| - ip \cos \zeta; \quad \beta_2 = i(-S/P)^{1/2} |z| - ip \cos \zeta; \\ \rho &= R \sin \theta; \quad m = 0, 1. \end{aligned} \quad (24)$$

В общем случае интегралы вида (24) не берутся аналитически. Однако при $R > a$ можно использовать асимптотику вида [13]

$$\frac{\sqrt{\pi}\beta}{2g} \exp\left(\frac{\beta^2}{4g^2}\right) \operatorname{erfc}\left(\frac{\beta}{2g}\right) \sim 1 + \sum_{m=1} (-1)^m (2m-1)!! \left(\frac{2g^2}{\beta^2}\right)^m. \quad (25)$$

В случае элементарного точечного источника нужно оставить только первое слагаемое в (25) при $m = 1$, причем интегралы (24) берутся явно, и мы получим аналитические выражения для напряженности ближнего поля элементарного точечного источника. Это поле спадает при увеличении расстояния как $\sim r^{-2}$, так же как и поле рамки конечных размеров (23) при $r \gg a$.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ БЛИЖНЕГО ПОЛЯ

Результаты расчетов величины $E = (E_R^2 + E_\theta^2 + E_\phi^2)^{1/2}$ получены для дневной и ночной моделей нижней приполярной ионосферы. Параметры моделей были приведены в таблице. На рис. 3а и 3б представлены зависимости $E(f)$ на расстоянии 1 км от источника для дневной и ночной моделей ионосферы соответственно для различных значений углов $\theta = 0, 5, 10, 15$ и 90 град. Параметры излучателя взяты из реального эксперимента [6]: $I_0 = 100$ А, $a = 10$ м, $b = 0.2$ м. По оценкам авторов [6], выходная мощность бортового НЧ-передатчика составляла примерно 1 кВт. В узком диапазоне высот нижней ионосферы можно считать мощность излучения неизменной по порядку величины.

Напомним, что частоты нижнего гибридного резонанса для дня и ночи в рамках нашей модели ионосферы равны соответственно 7.48 и 5.55 кГц. В изотропной среде поле рамки вдоль ее оси равно 0. При наличии анизотропии кривая $n(\theta)$ отличается от окружности (см. рис. 2) и возникает поле рамки вдоль направления \vec{B}_0 (кривая 1 для $\theta = 0$). В зависимости от частоты и времени суток напряженность продольного поля может достигать 20...30 мВ/м. При $f \sim f_{\text{НГР}}$ поверхность фазового показателя преломления сильно вытягивается в направлении $\theta = 90^\circ$, при этом нормаль к поверхности на вытянутых участках составляет малый угол с направлением \vec{B}_0 . Это объясняет появление резких пиков напряженности поля вблизи $f_{\text{НГР}}$ при малых θ . В целом из рис. 3а и 3б видно, что картины распределения напряженности НЧ-поля рамки в магнитоактивной плазме и в пустом пространстве качественно различаются. В плазме поле в направлении $\theta = 90^\circ$ имеет заметно мень-

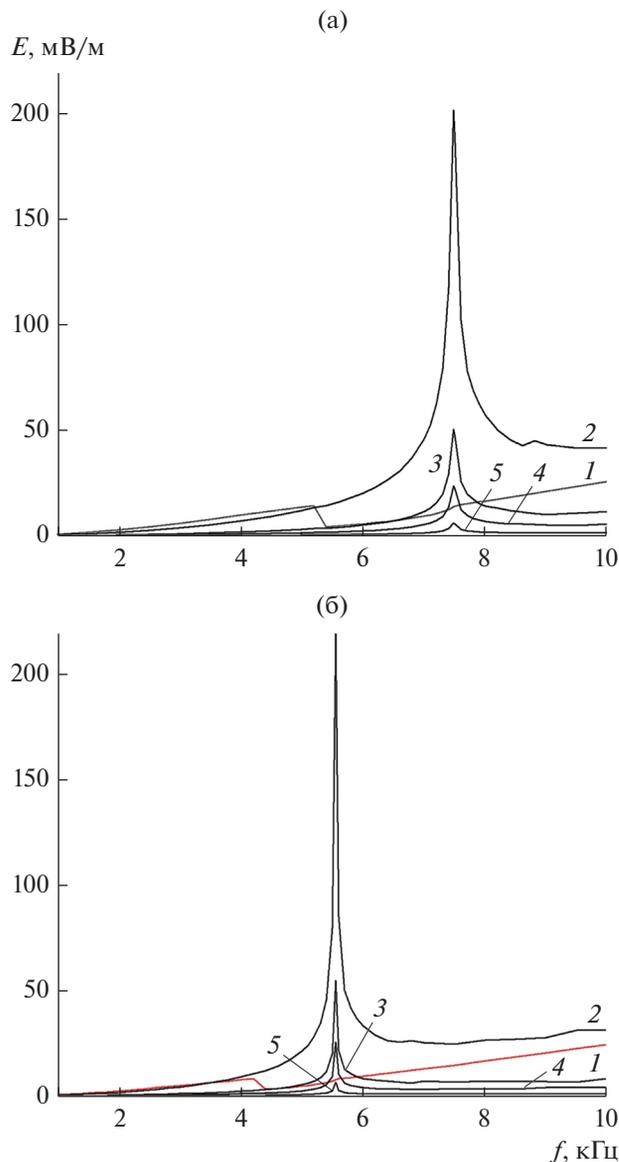


Рис. 3. Зависимость напряженности поля от частоты для дневной (а) и ночной (б) ионосферы при различных значениях угла: $\theta = 0$ (1), 5 (2), 10 (3), 15 (4) и 90 град (5).

шую величину по сравнению с полем при малых углах θ .

На рис. 4а и 4б приведены зависимости $E(\theta)$ на расстоянии 1 км от источника соответственно для дневной и ночной моделей ионосферы для частот 1, 5 и 10 кГц (параметры рамки те же, что и для рис. 3). На рисунках отчетливо видны максимумы напряженности поля при малых значениях угла θ , о которых говорилось выше при обсуждении рис. 3. При $\theta \geq 30^\circ$ кривые $E(\theta)$ для данной частоты изменяются относительно слабо. Соответствующие величины E находятся в интервале от десятков микровольт на метр до единиц микровольт на метр. В ра-

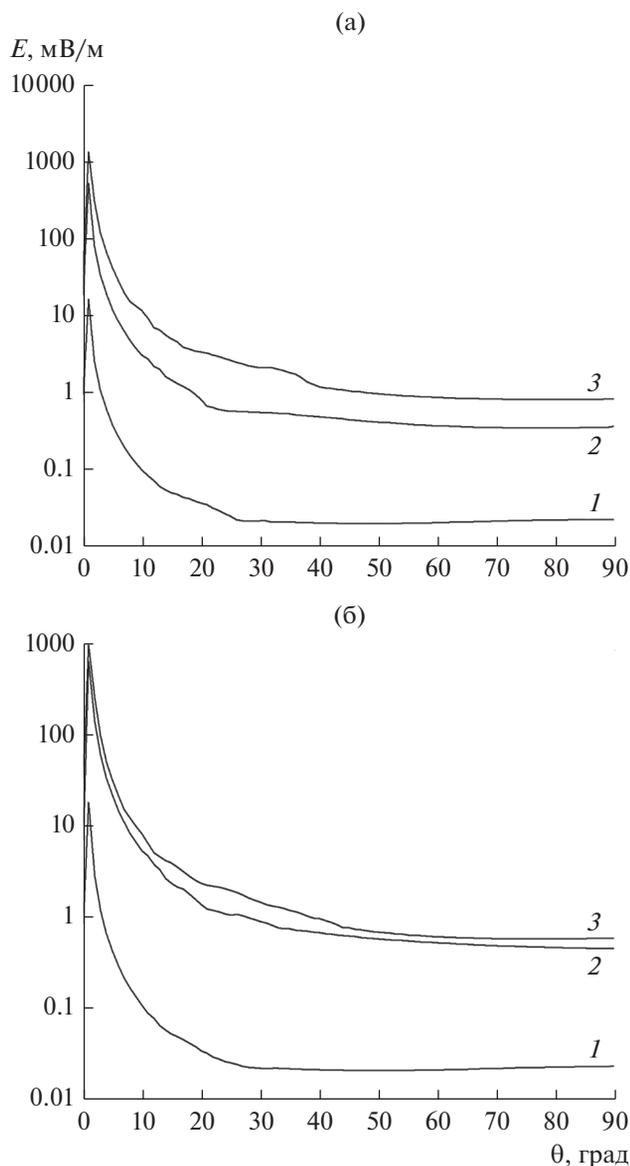


Рис. 4. Зависимость напряженности поля от угла места для дневной (а) и ночной (б) ионосферы при различных значениях частоты: $f=1$ (1), 5 (2) и 10 кГц (3).

боте [6] экспериментально были измерены поля при малых θ на расстоянии 12 км от источника на почти вдвое большей высоте ($N_e \sim 5 \dots 6 \times 10^5 \text{ см}^{-3}$); максимальные напряженности поля составляли ~ 30 мВ/м на частоте 5 кГц.

Полученные числовые значения напряженности поля E сравним с аналогичными значениями НЧ-поля ионосферного демодулятора над станцией HAARP. Подобное сравнение неизбежно носит качественный характер, поскольку на процессы генерации и распределения НЧ-поля в пространстве и во времени существенно влияют локальные текущие гелио- и геофизические условия [14].

Спутниковые измерения НЧ-излучения ионосферного демодулятора в рамках проекта HAARP проводили при помощи аппаратуры спутника европейского проекта DEMETER [15]. Спутник выведен с орбиты 17 марта 2012 г. Высота его полета составляла ~ 670 км, наклонение орбиты $\sim 98.3^\circ$, средняя горизонтальная орбитальная скорость ~ 7.6 км/с. Измерения электрического и магнитного НЧ-поля HAARP проводились в 2007 г. [16–18].

Было, в частности, показано, что эквивалентная мощность НЧ-демодулятора, излучаемая вверх, составляет ~ 4 Вт на частоте около 1 кГц. Примерно столько же излучается вниз в волновод “Земля-ионосфера” [19]. Напомним, что полная излучаемая мощность КВ-передатчика составляет ~ 3.6 МВт, а с учетом диаграммы направленности достигает 1 ГВт. Таким образом, спектральный коэффициент преобразования КВ-мощности в НЧ-мощность составляет ничтожно малую величину, порядка $4 \times 10^{-7}\%$. Аналогичные данные получены и для частоты 2 кГц. Кроме того, и теоретически, и экспериментально показано [1, 16], что демодулированная НЧ энергия распространяется в ионосферу в виде относительно узкого (шириной 10...20 км) пучка. Приведенные выше значения мощности источника относятся именно к этому пучку, за пределами которого и поток мощности, и напряженность поля резко уменьшаются по величине.

В нижней ионосфере прямые измерения напряженности поля НЧ-демодулятора практически отсутствуют, поэтому оценки делаются путем пересчета результатов измерений на больших высотах, в связи с чем у разных авторов получаемые значения заметно различаются. В целом, по результатам оценок [16–18], в нижней ионосфере следует ожидать значений напряженности НЧ-поля от ~ 1 до ~ 30 мВ/м.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведены результаты компьютерного моделирования одного из возможных способов генерации и воздействия НЧ-излучения на ионосферу Земли. Рассмотренный способ заключается в установке на борту искусственного спутника Земли низкочастотного передатчика, нагруженного на внешнюю рамочную антенну относительно большого диаметра. Расчеты велись в приближении “холодной” плазмы. Для исключения резонансных особенностей в распределении напряженности излучаемого НЧ-поля использовалась модель источника “конечных” размеров [10, 11]. Строго говоря, в резонансных областях приближение холодной плазмы не справедливо. С учетом “тепловых” добавок поверхность фазового показателя преломления остается замкнутой, и резонансные особенности также исчезают [8, 20]. На наш

взгляд, в рамках данной задачи введение тепловых поправок неоправданно усложняет процедуру расчетов и не дает каких-либо значимых результатов в сравнении с относительно простой моделью источника конечных размеров.

Приведены результаты расчетов, пригодные для сравнения с характеристиками излучения НЧ-демодулятора станции HAARP (Аляска). Рассмотрен характерный диапазон частот модуляции от 1 до 10 кГц.

Показано, что НЧ-волны указанного диапазона в нижней ионосфере на высоте ~200 км имеют показатель преломления ~50...100 днем и ~20...50 ночью, что соответствует длинам волн ~3..5 и ~6...15 км. Следовательно, в ночное время, когда работает демодулятор HAARP, для ИСЗ на высоте 200 км область возмущения в нижней ионосфере находится в ближней зоне источника. В дневное время – это ближняя и промежуточная зоны.

Получены соотношения, описывающие ближнее поле рамки конечных размеров, ось которой параллельна внешнему геомагнитному полю \vec{B}_0 . Проведены расчеты напряженности электрического поля такого источника в зависимости от угла наблюдения относительно направления \vec{B}_0 и в зависимости от частоты.

Показано, что НЧ-поле рамки распределено крайне неравномерно. В пространстве максимальные значения напряженности поля сосредоточены вблизи локального направления \vec{B}_0 . В зависимости от частоты напряженность поля имеет острый максимум вблизи локального значения частоты нижнего гибридного резонанса.

Сравнение с опубликованными данными показывает, что бортовой НЧ-передатчик мощностью ~1 кВт способен обеспечить в нижней ионосфере по порядку величины ту же напряженность НЧ-поля, что и НЧ-демодулятор HAARP, который создается наземным КВ-передатчиком мощностью 3.6 МВт.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Мошков А.В., Пожидаев В.Н. // РЭ. 2013. Т. 58. № 9. С. 965. <https://doi.org/10.7868/S0033849413090106>
2. Мошков А.В., Пожидаев В.Н. // РЭ. 2017. Т. 62. № 2. С. 112. <https://doi.org/10.7868/S0033849417020085>
3. Мошков А.В., Пожидаев В.Н. // РЭ. 2018. Т. 63. № 2. С. 134. <https://doi.org/10.7868/S0033849418020043>
4. Мошков А.В., Пожидаев В.Н. // РЭ. 2018. Т. 63. № 5. С. 409. <https://doi.org/10.7868/S0033849418050030>
5. Дэвис К. Радиоволны в ионосфере. М.: Мир, 1973.
6. Арманд Н.А., Семенов Ю.П., Черток Б.Е. и др. // РЭ. 1988. Т. 33. № 11. С. 2225.
7. Koons H.C., Dazey M.N., Edgar B.C. // Radio Sci. 1984. V. 19. № 1. P. 395.
8. Стукс Т. Теория плазменных волн. М.: Атомиздат, 1965.
9. Фаткуллин М.Н., Зеленова Т.И., Козлов В.К. и др. Эмпирические модели среднеширотной ионосферы. М.: Наука, 1981.
10. Stara H. // Radio Sci. 1966. V. 1. № 9. P.1013.
11. Беллюстин Н.С. // Изв. вузов. Радиофизика. 1978. Т. 21. № 1. С. 22.
12. Mittra R., Deschamps G.A. // Electromagnetic Theory and Antennas, part 1 / Ed. E.C. Jordan. Pergamon Press. 1963. P. 495.
13. Справочник по специальным функциям / Под ред. Абрамовиц А., Стиган И. М.: Наука, 1979.
14. Jin G., Spasojevic M., Cohen M.B. et al. // J. Geophys. Res.: Space Phys. 2011. V. 116. № A07310. <https://doi.org/10.1029/2011JA016664>
15. Palmer T.N., Alessandri A., Andersen U. et al. // Bull. Amer. Meteorol. Soc. 2004. V. 85. № 6. P. 853.
16. Piddyachiy D., Inan U.S., Bell T.F. et al. // J. Geophys. Res. 2008. V. 113. A10308. <https://doi.org/10.1029/2008JA013208>
17. Piddyachiy D., Bell T.F., Berthelier J.-J. et al. // J. Geophys. Res.: Space Phys. 2011. V. 116. № A06304. <https://doi.org/10.1029/2010JA016128>
18. Cohen M.B., Inan U.S., Piddyachiy D. et al. // J. Geophys. Res.: Space Phys. 2011. V. 116. № A06308. <https://doi.org/10.1029/2010JA016194>
19. Platino M., Inan U.S., Bell T.F. et al. // Geophys. Res. Lett. 2006. V. 33. № L16101. <https://doi.org/10.1029/2006GL026462>
20. Kulkarni P., Golkowski M., Inan U.S., Bell T.F. // J. Geophys. Res.: Space Phys. 2015. V. 120. № 2. P. 581. <https://doi.org/10.1002/2014JA020669>