

УДК 537.872.32

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ НИЗКОЧАСТОТНОГО ПОЛЯ, СОЗДАВАЕМОГО ПЕРЕДАТЧИКОМ, УСТАНОВЛЕННЫМ НА БОРТУ КОСМИЧЕСКОГО АППАРАТА

А. В. Мошков, В. Н. Пожидаев

Институт радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН,
125009, Москва, ул. Моховая, 11-7

Статья поступила в редакцию 10 декабря 2018 г.

Аннотация. 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 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.

Ключевые слова: возмущенная высокоширотная ионосфера, нагревной стенд, рамочная антенна, низкочастотное излучение.

Abstract. Artificial power low frequency transmitters are widely used as wave sources in the Earth-ionosphere waveguide and in the ionosphere and the magnetosphere for active experiments, for navigation and communication especially with underground or under water objects. In such projects the correct choice of type and placement of the radiating device is especially important. It is well known that earth located electric dipole is relatively non-effective low frequency source because of high earth conductivity in this frequency range. The HAARP project was recently developed particularly for creating an effective low frequency source situated in low disturbed polar ionosphere. Such a source is a result of nonlinear process of

demodulation of modulated high frequency emission from a ground based power transmitter. This multistage process seems to have a relatively low efficiency. In this work we try to compare an electric field strength of the HAARP 'virtual' low frequency source with a field value of an onboard loop antenna in 1...10 kHz frequency range. The loop field calculations were carried out in linear cold plasma approximation. For excluding of plasma resonances singularities we use a model of the 'finite size' circular electric current source. It is shown that the loop field spatial distribution is extremely non uniform and is highly different from corresponding distribution in free space. It is also shown that onboard loop transmitter of ~1 kW power is capable to give approximately the same low frequency electric field strength in the low ionosphere as whole HAARP station.

Key words: disturbed high latitude low ionosphere, high power heating facility, low frequency emissions.

1. 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), образующиеся в результате демодуляции мощного коротковолнового излучения станции HAARP (Гакона, Аляска, США).

Эксперименты, связанные с контролируемым взаимодействием НЧ электромагнитных волн с магнитосферной плазмой, являются, как правило, главной составной частью так называемых «активных» экспериментов в околоземном пространстве. Идея таких экспериментов была выдвинута практически сразу после начала космической эры. В ходе активных экспериментов ионосфера и плазмосфера Земли рассматриваются как своеобразная «космическая лаборатория» [5,6].

Характерной особенностью ионосферы с точки зрения распространения радиоволн является ее высотная неоднородность и одноосная анизотропия,

обусловленная наличием постоянного геомагнитного поля, направление и величина которого зависит от географического положения и высоты. На средних широтах в ионосфере gyro частота электрона $f_{\text{He}} \sim 1$ МГц и убывает в магнитосфере с ростом расстояния R от центра Земли как R^{-3} . Таким образом, в ионосфере и плазмосфере собственные частоты электромагнитных процессов находятся, как правило, в НЧ диапазоне. Физически низкими частотами в этом случае будем называть частоты $f < f_{\text{He}}/2$. Это те частоты, свойства генерации и распространения которых определяются поведением составляющих плазму заряженных частиц [7].

Среди разнообразных научных задач, решаемых при помощи станций типа HAARP, выделяется задача построения эффективных «виртуальных» НЧ излучателей, расположенных непосредственно в ионосфере. Создание мощных наземных излучающих вверх антенн затруднено из-за их относительно больших размеров и относительно высокой проводимости земли на низких частотах. Такие излучатели могут входить в состав аппаратуры проведения активных экспериментов в ионосфере и магнитосфере. Кроме того, их можно использовать для целей связи, в частности, для связи с подводными или подземными объектами.

Закономерно возникает вопрос о возможности размещения НЧ передатчика непосредственно в нижней ионосфере. Подобные проекты активно разрабатывались в СССР в 80-х гг. прошлого века. Один из таких проектов был доведен до стадии реального пуска и раскрытия антенны на грузовом корабле «Прогресс» [8]. На рис.1 приведен увеличенный фрагмент рис.1 из работы [8]. На фоне облачности отчетливо виден грузовик с двумя рамочными антеннами диаметра 20 м каждая.

В таком проекте первоочередным является обоснованный выбор типа излучающей антенны, поскольку возможности лабораторного моделирования свойств НЧ излучателя больших размеров крайне ограничены [9]. В наземных передатчиках используются, как правило, электрические дипольные антенны, поскольку рамочные антенны имеют малую эффективную длину. В ионосфере

ситуация радикально меняется. Электрический диполь становится малоприспособленным для использования. Любое металлическое тело, помещенное в ионизированную среду, заряжается отрицательно вследствие большей подвижности электронов в сравнении с подвижностью ионов. В результате 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 с изменением параметров среды при движении космического аппарата (КА), и зависит от амплитуды НЧ сигнала даже в линейном приближении.

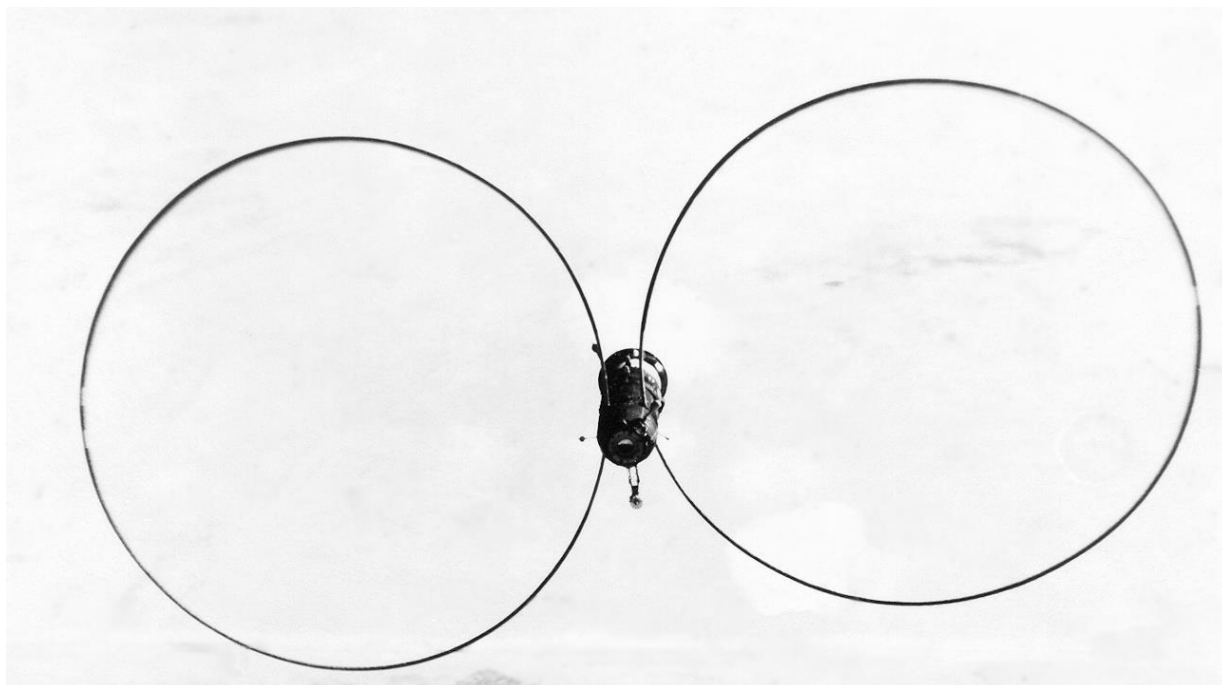


Рис.1. Рамочные антенны, развернутые в ионосфере.

Ионный экран образуется и вокруг проводника рамочной антенны. Однако входной импеданс рамки имеет индуктивный характер и практически не зависит от параметров ионосферной плазмы, магнитная проницаемость которой практически равна магнитной проницаемости свободного пространства. Наши оценки показывают, что в диапазоне НЧ 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 [9]. Кроме того, волны в интервале частот 1...10 кГц (основной НЧ интервал HAARP) 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 поля такой рамки в нижней ионосфере и сравнении результатов с напряженностью поля, создаваемой «демодулятором» мощного передатчика станции HAARP. Антенна расположена на борту низкоорбитального искусственного спутника Земли (ИСЗ), имеющего соответствующую приполярную орбиту. Оценки величины поля станции в нижней ионосфере опубликованы в литературе.

2. Ближнее поле бортовой рамочной антенны в ионосфере

Для расчетов напряженности поля антенны мы традиционно используем уравнения Максвелла. Для этого примем модель 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 [7]:

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

где

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

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

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

$$Y_i \equiv f_{\text{Hk}} / f; \quad X_i \equiv (f_{\text{pk}} / f)^2; \quad (2)$$

где f_{Hk} и f_{pk} – gyro и плазменная частота частицы сорта k : $k = 1$ (электроны), 2,... Предполагается, что волновая нормаль $\vec{\mathbf{k}}$ составляет с вектором геомагнитного поля $\vec{\mathbf{B}}_0$ угол ψ . Введем комплексный фазовый показатель преломления плоской волны с волновым вектором $\vec{\mathbf{k}}$:

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

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

$$f_{\text{pe}} = (e^2 \cdot N_e / 4\pi^2 \epsilon_0 m_e)^{1/2} \approx 8,97 N_e^{1/2} \text{ кГц}, \quad (4)$$

где плотность свободных электронов 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 $f_{\text{pe}} \approx 10$ МГц; ночью $f_{\text{pe}} \approx 2...5$ МГц в зависимости от условий (времени суток, сезона, географического положения и активности Солнца). Для ионов сорта k в формуле (4) следует использовать соответствующую концентрацию N_k и массу m_k . Для gyro частоты электронов имеем выражение:

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

В пределах ионосферы пространственная структура вектора геомагнитного поля $\vec{\mathbf{B}}_0$ 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 gyro частоты можно оценить так:

$$f_{\text{He}} \approx 876,0 (1+h / R_0)^{-3} (1 + 3\sin^2 \Phi)^{1/2} \text{ кГц}, \quad (6)$$

где R_0 – средний радиус Земли (~ 6370 км). На средних широтах в ионосфере $f_{\text{He}} \approx 1$ МГц и эта величина практически не зависит от высоты при $h \ll R_0$. В северном полушарии вектор \vec{B}_0 направлен к земле к северу, и составляет с вертикалью острый угол γ :

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

Для магнитоактивной плазмы выражение для фазового показателя преломления волны n выглядит достаточно сложно даже для простейшей модели среды в виде однородной разреженной холодной плазмы. Наиболее компактно величину n можно записать как корень биквадратного уравнения [7]:

$$A n^4 - B n^2 + C = 0, \quad (8)$$

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

Формально решение уравнения (8) выглядит просто:

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

Знаки « \pm » соответствуют необыкновенной и обыкновенной волнам. 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 столкновительное поглощение, особенно в нижней ионосфере, и обычно не учитывается.

Из уравнения (9) видно, что величина n имеет особенность при $A = 0$. Эта особенность соответствует углу $\psi = \psi_{\text{рез}}$, такому, что (см. (1) и (8)):

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

Такие углы называются резонансными и соответствуют повышенному поглощению энергии НЧ волн плазмой. В данной точке ионосферы при ее

фиксированных параметрах значение выражения (10) зависит от частоты. Можно показать [10], 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. Нас интересует низкочастотная свистовая ветвь, для которой важно понятие нижней гибридной частоты $f_{НГР}$, имеющее простой наглядный смысл. Из соотношений (8) видно, что зависимость $n(\psi)$ является поверхностью вращения с осью, совпадающей с направлением внешнего магнитного поля. Направим ось y декартовой системы вдоль оси вращения, а ось x – перпендикулярно оси y в плоскости сечения. Из соображений симметрии ясно, что для наглядного представления о $n(\psi)$ достаточно изобразить только первый квадрант сечения этой поверхности в плоскости (x,y) .

Для этого приведем численные значения параметров плазмы, которые мы будем использовать везде в данной работе, и которые соответствуют приполярной ионосфере над станцией HAARP [11] на широте 60° и высоте 200 км.

Дневная ионосфера: пять основных сортов ионов газов N, O, N₂, NO, O₂ - именно в этом порядке. $N_e = 3,55 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$; атомные массы ионов: 14, 16, 28, 30 и 32 соответственно. Процентный состав этих ионов: 0,3; 50,8; 1,7; 31,5; 15,1%, и их сумма менее 100%. Эффективные частоты соударений заряженных частиц: $\nu_e = 400 \text{ с}^{-1}$; $\nu_k = 18,4; 9,2; 19,0; 7,1; 5,0 \text{ с}^{-1}$, $k = 2 \dots 6$.

Ночная ионосфера: три сорта основных ионов газов O, NO, O₂ - именно в этом порядке. $N_e = 5,0 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$; атомные массы ионов: 16, 30 и 32 соответственно. Процентный состав ионов: 37,6; 10,0; 37,0%. Эффективные частоты соударений заряженных частиц: $\nu_e = 122 \text{ с}^{-1}$; $\nu_k = 8,0; 4,2; 4,4 \text{ с}^{-1}$, $k = 2 \dots 4$.

На рис.2 приведен первый квадрант сечения поверхности фазового показателя преломления. Сечения рассчитаны для приведенных выше

параметров ионосферы в виде зависимостей величины $n_{||}$ при $\psi = 0$ от величины n_{\perp} при $\psi = 90^{\circ}$.

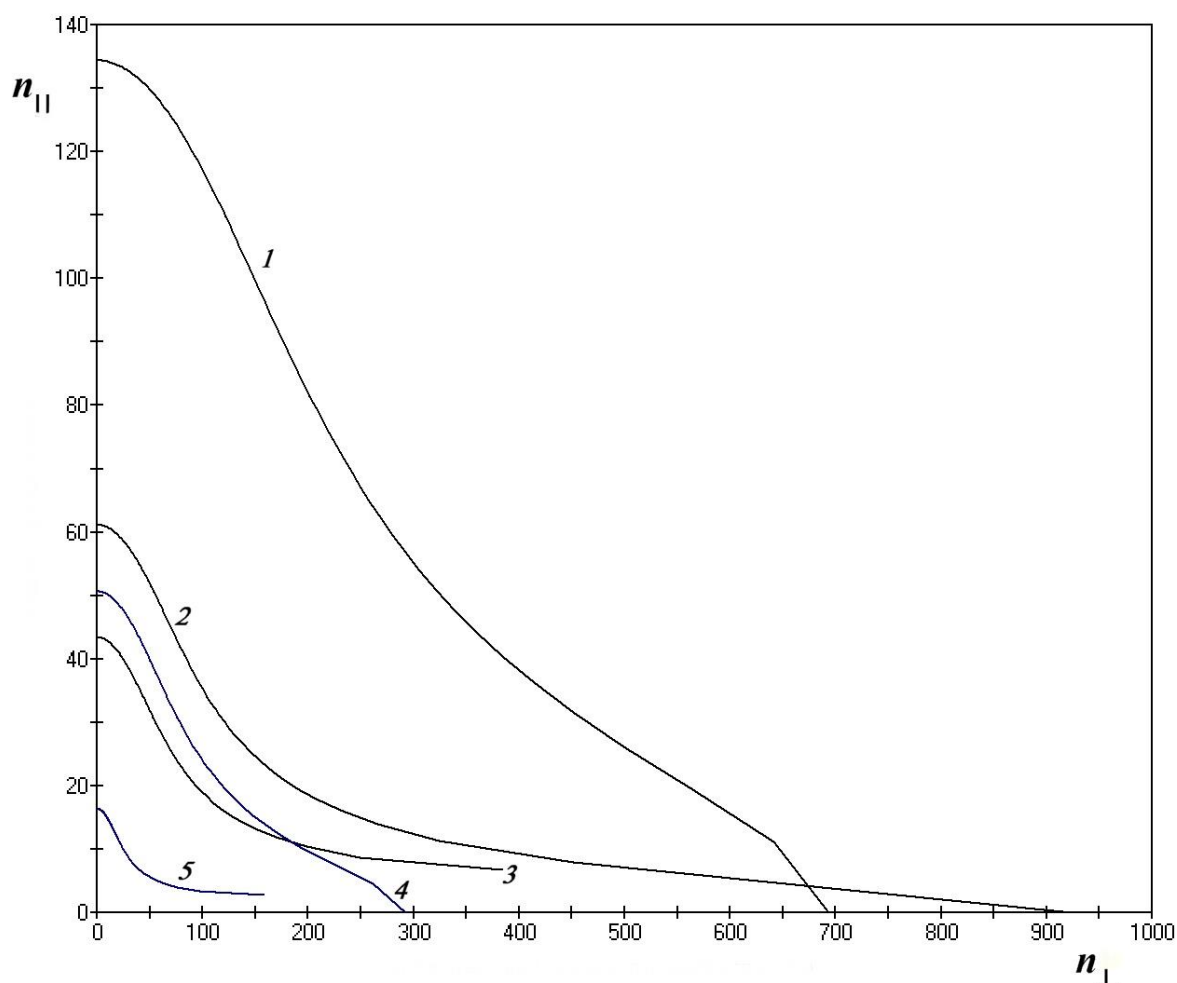


Рис.2. Сечения поверхности фазового показателя преломления в ионосфере.

Кривые 1, 2 и 3 относятся к дневной ионосфере и соответствуют частотам 1, 5 и 10 кГц. Нижняя гибридная частота $f_{\text{НГР}} \approx 7,48$ кГц. Из рисунка видно, что, как отмечалось выше, величины n могут быть весьма велики и возрастают с уменьшением частоты. С ростом частоты величина n вдоль оси x 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° , то есть поверхность фазового показателя преломления становится «открытой». Распространение НЧ волн в пределах углов $90^{\circ} - \psi_{\text{рез}} < \psi < 90^{\circ} + \psi_{\text{рез}}$ становится практически невозможным: энергия излучателя трансформируется в тепло [10]. Аналогично для ночной ионосферы кривые 4 и 5 соответствуют частотам 1 и 10 кГц, причем $f_{\text{НГР}} \approx 5,55$ кГц.

Таким образом, при $f < f_{\text{НГР}}$ поверхность показателя преломления замкнута на рассматриваемом частотном интервале, а при $f > f_{\text{НГР}}$ поверхность разомкнута и остается таковой вплоть до частоты $f_{\text{He}}/2$.

Все приведенные выше сведения имеют прямое отношение к вычислению полей ионосферного источника и к интерпретации результатов таких расчетов.

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

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

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

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 изотропной среде, когда величина n ограничена, эта особенность спектра не порождает каких-либо трудностей. Однако в анизотропной ионосфере существуют резонансные направления, в которых величина n чрезвычайно велика, даже с

учетом соударений. В результате расчеты напряженности поля элементарного источника, расположенного в ионосфере, могут дать физически нереалистичные результаты [12,13]. По этой причине для источника, находящегося в ионосфере, необходимо использовать модель, явно учитывающую конечные размеры антенны [14]. Для плотности магнитного тока имеем:

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

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

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

Вычисляя ротор (14), получим:

$$\vec{J} = (2M_0 r / \pi^{3/2} a^4 b) \cdot \exp[-(r/a)^2 - (z/b)^2] \vec{e}_\varphi, \quad (16)$$

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

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

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

$$\vec{j} = iM_0 \Gamma \sin\psi \cdot \exp[-\Gamma^2 (b^2 \cos^2\psi + 0,5a^2 \sin^2\psi)/2] \vec{v}(\alpha), \quad (17)$$

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 при $a = b = 0$, то есть в случае элементарной рамки, выражение (17) совпадает с (13).

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

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

$$\text{rot}\vec{H} = i\omega\varepsilon_0\hat{\varepsilon}\vec{E} + \vec{J}, \quad (18b)$$

где \vec{E} и \vec{H} – напряженности электрического и магнитного полей волны. Далее поступим стандартным образом: возьмем ротор от (18a) и подставим в результат (18b). Получим уравнение только для напряженности электрического поля волны:

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

Используем фурье-преобразование в пространство волновых нормалей:

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

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 3x3 матрицы \hat{a} имеют вид:

$$a_{11} = \Gamma^2 \sin^2 \psi (\Gamma^2 - k_0^2 P) \cos^2 \alpha - k_0^2 \Gamma^2 A(\psi) + k_0^4 S P;$$

$$a_{12} = \Gamma^2 \sin^2 \psi (\Gamma^2 - k_0^2 P) \cos \alpha \sin \alpha - i k_0^2 D (\Gamma^2 \sin^2 \psi - k_0^2 P);$$

$$a_{13} = \Gamma^2 [(\Gamma^2 - k_0^2 S) \cos \alpha - i k_0^2 D \sin \alpha] \sin \psi \cos \psi;$$

$$\begin{aligned}
 a_{21} &= \Gamma^2 \sin^2 \psi (\Gamma^2 - k_0^2 P) \cos \alpha \sin \alpha + i k_0^2 D (\Gamma^2 \sin^2 \psi - k_0^2 P); \\
 a_{22} &= \Gamma^2 \sin^2 \psi (\Gamma^2 - k_0^2 P) \sin^2 \alpha - k_0^2 \Gamma^2 A(\psi) + k_0^4 S P; \\
 a_{23} &= \Gamma^2 [(\Gamma^2 - k_0^2 S) \sin \alpha + i k_0^2 D \cos \alpha] \sin \psi \cos \psi; \\
 a_{31} &= \Gamma^2 [(\Gamma^2 - k_0^2 S) \cos \alpha + i k_0^2 D \sin \alpha] \sin \psi \cos \psi; \\
 a_{32} &= \Gamma^2 [(\Gamma^2 - k_0^2 S) \sin \alpha - i k_0^2 D \cos \alpha] \sin \psi \cos \psi; \\
 a_{33} &= \Gamma^4 \cos^2 \psi - k_0^2 S \Gamma^2 (1 + \cos^2 \psi) + k_0^4 R L.
 \end{aligned}
 \tag{22}$$

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 подынтегрального выражения, и для получения ближнего поля необходимо использовать специальную процедуру выделения сингулярных частей соответствующих интегралов [15]. Результат получается практически в аналитическом виде, если считать интегралы от функции ошибок такими же функциями, как синус или косинус:

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

где

$$\begin{aligned}
 E_1 &= iD [Q_1(g_1, \beta_1) + i(-S/P)^{-1/2} Q_1(g_2, \beta_2)] / (S-P), \\
 E_z &= -D \cdot \text{sign}(z) [Q_0(g_1, \beta_1) + Q_0(g_2, \beta_2) + \omega \mu_0 M_0 (g_1^2 + g_2^2) / 8\pi g_1^2 g_2^2] / (S-P), \\
 Q_m(g, \beta) &= (-\omega \mu_0 M_0 / 16\pi^2 g^2) \int_0^{2\pi} \frac{\sqrt{\pi} \beta}{2g} \exp\left(\frac{\beta^2}{4g^2}\right) \text{erfc}\left(\frac{\beta}{2g}\right) e^{im\zeta} d\zeta,
 \end{aligned}
 \tag{24}$$

$$\begin{aligned}
 g_1^2 &= 0,5(0,5a^2 - b^2); \quad g_2^2 = 0,5(0,5a^2 - Sb^2/P); \\
 \beta_1 &= |z| - i\rho \cdot \cos \zeta; \quad \beta_2 = i(-S/P)^{1/2} |z| - i\rho \cdot \cos \zeta; \quad \rho = R \cdot \sin \theta; \quad m = 0, 1.
 \end{aligned}$$

В общем случае интегралы вида (24) не берутся аналитически. Однако при $R > a$ можно использовать асимптотику вида [16]:

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

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 с расстоянием $\sim R^{-2}$. Следовательно, при $R \gg a$ поле рамки конечных размеров (23) спадает с расстоянием по тому же простому закону. Ниже мы приведем подробные результаты расчетов модуля напряженности электрического поля рамки, и его зависимости от частоты НЧ тока и угла места θ используемой сферической системы координат.

3. Результаты расчетов ближнего поля

Результаты расчетов величины $E = (E_R + E_\theta + E_\varphi)^{1/2}$ приводятся для дневной и ночной моделей нижней приполярной ионосферы. Параметры моделей были приведены выше в п.1.1. На рис.3 и рис.4 приведены зависимости $E(f)$ на расстоянии 1 км от источника для дневной и ночной моделей ионосферы соответственно.

Кривые 1-5 соответствуют значениям угла $\theta = 0, 5, 10, 15$ и 90° . Параметры излучателя аналогичны параметрам реального эксперимента [8]: $I_0 = 100$ А, $a = 10$ м, $b = 0,2$ м. По оценкам авторов [8], выходная мощность бортового НЧ передатчика составляла примерно 1 кВт. Нет никаких оснований полагать, что мощность передатчика в нашем случае будет существенно отличаться от указанной выше, поскольку параметры согласования рамки с передатчиком практически не зависят от параметров окружающей плазмы. От этих параметров зависит сопротивление излучения, и, следовательно, излучаемая мощность. Более того, сопротивление излучения зависит и от ориентации рамки. В узком диапазоне высот нижней ионосферы можно считать мощность излучения неизменной по порядку величины.

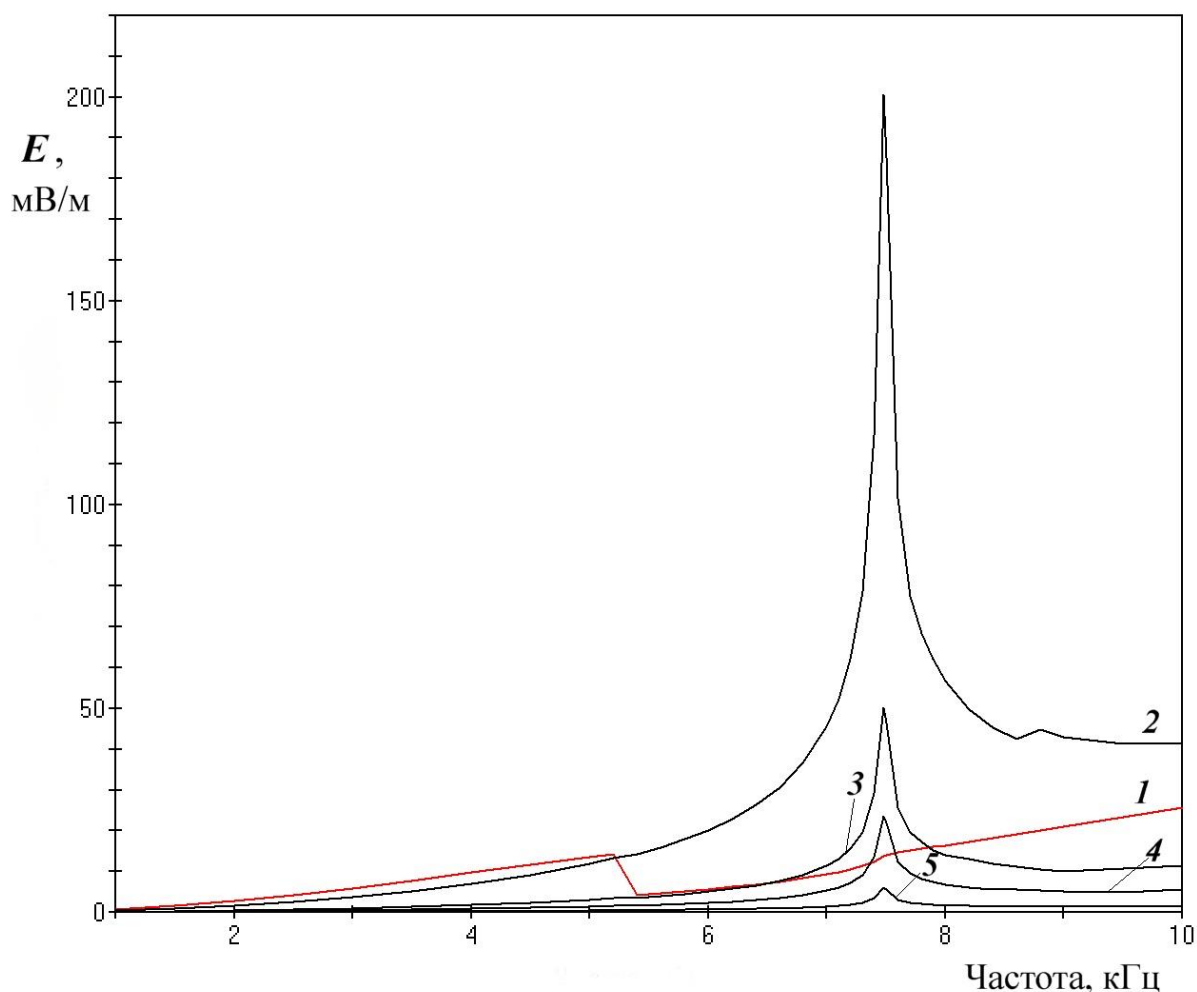


Рис.3. Зависимость напряженности поля от частоты для дневной ионосферы.

Напомним, что частоты нижнего гибридного резонанса для дня и ночи в рамках нашей модели ионосферы равны, соответственно, 7,48 кГц и 5,55 кГц. Кривая 1 для $\theta = 0$ (вдоль $\vec{\mathbf{V}}_0$) выделена красным цветом. 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 вдоль $\vec{\mathbf{V}}_0$, причем, все три компонента (23). В зависимости от частоты и времени суток напряженность продольного поля может достигать 20-30 мВ/м. Вблизи $f_{\text{нгр}}$ поверхность фазового показателя преломления сильно вытянута в направлении $\theta = 90^\circ$. При этом нормаль к поверхности на вытянутых участках составляет малый угол с направлением $\vec{\mathbf{V}}_0$. Это объясняет появление резких пиков напряженности поля вблизи $f_{\text{нгр}}$ при малых θ . В целом, из рис.3 и 4 видно, что картина распределения напряженности поля НЧ рамки в магнитоактивной плазме и в пустом

пространстве качественно различаются. В плазме поле в направлении $\theta = 90^\circ$ имеет заметно меньшую величину в сравнении с полем при малых θ .

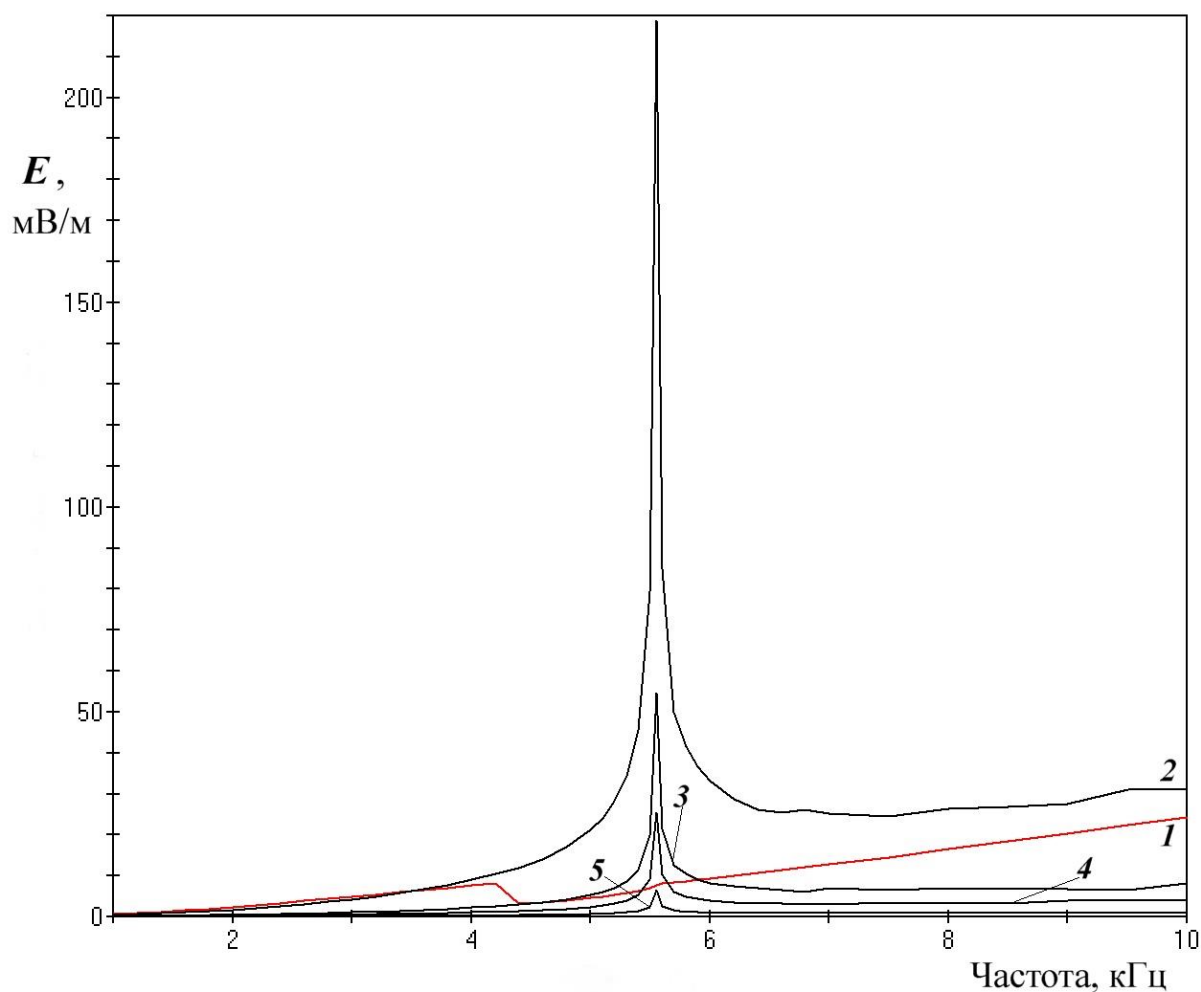


Рис.4. Зависимость напряженности поля от частоты для ночной ионосферы.

На рис.5 и рис.6 приведены зависимости $E(\theta)$ на расстоянии 1 км от источника соответственно для дневной и ночной моделей ионосферы. Кривые 1-3 соответствуют частотам 1, 5 и 10 кГц. Параметры рамки те же, что и для рис.3 и рис.4. На рисунках отчетливо видны максимумы напряженности поля при малых значениях угла θ , о которых говорилось выше при обсуждении рис.3 и 4. При $\theta \gtrsim 30^\circ$ кривые $E(\theta)$ для данной частоты изменяются относительно слабо. Соответствующие величины E находятся в интервале от десятков мкВ/м до единиц мВ/м. Экспериментально [8] измерялись поля при малых θ на расстоянии 12 км от источника на почти вдвое большей высоте ($N_e \sim 5 \dots 6 \cdot 10^5$

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. При этом необходимо учесть, что на процессы генерации и распределения НЧ поля в пространстве и во времени существенно влияют локальные текущие гелио- и геофизические условия [17]. Поэтому подобное сравнение неизбежно носит качественный характер.

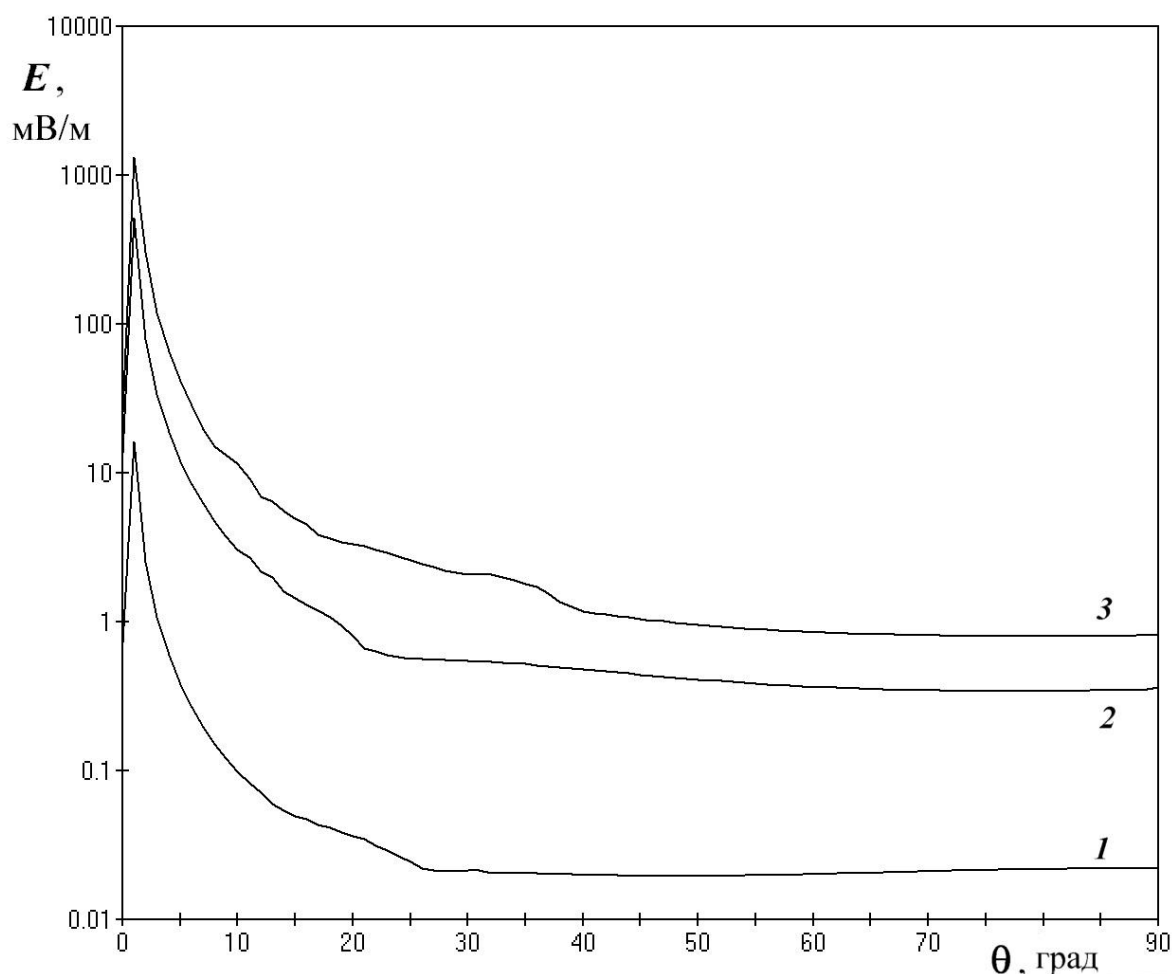


Рис.5. Зависимость напряженности поля от угла места (день).

Спутниковые измерения НЧ излучения ионосферного демодулятора в рамках проекта HAARP проводились при помощи аппаратуры спутника европейского проекта DEMETER [18]. Спутник запущен 29 июня 2004 года для проведения мониторинга НЧ электромагнитного поля Земли, в частности,

аномалий, вызванных землетрясениями, вулканическими процессами и деятельностью людей. Выведен с орбиты 17 марта 2012 г. Высота полета спутника составляла ~ 670 км, наклонение орбиты $\sim 98,3^\circ$, средняя горизонтальная орбитальная скорость $\sim 7,6$ км/с. Измерения электрического и магнитного НЧ поля HAARP проводились в 2007 г. [19-21]. Для сравнения проводились измерения полей наземных НЧ передатчиков [22]. Параллельно спутниковым измерениям проводились соответствующие численные эксперименты [23,24].

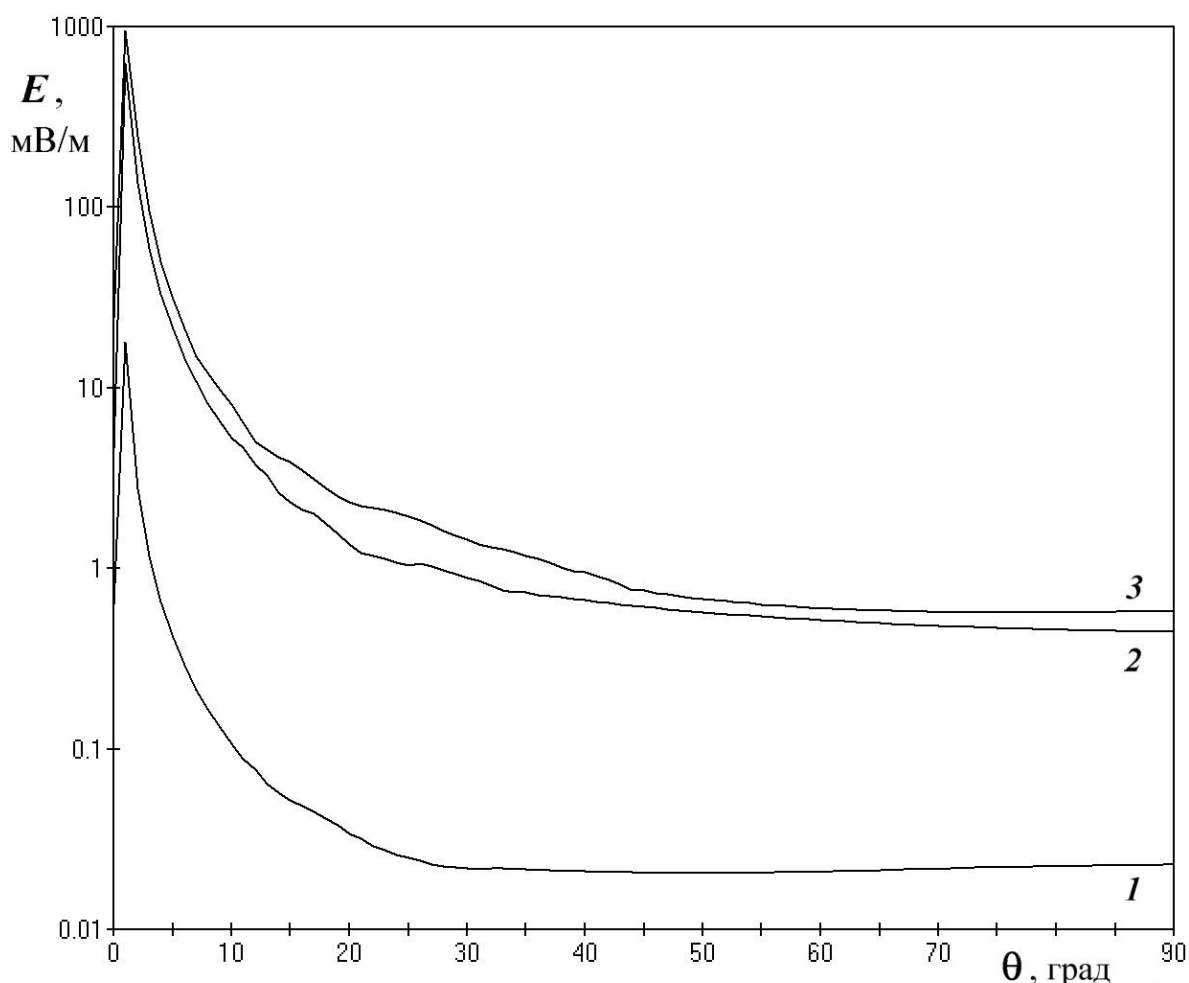


Рис.6. Зависимость напряженности поля от угла места (ночь).

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» [25]. Напомним, что полная излучаемая КВ мощность передатчика составляет $\sim 3,6$

МВт, а с учетом диаграммы направленности достигает 1 ГВт. Таким образом, спектральный коэффициент преобразования КВ мощности в НЧ составляет ничтожно малую величину порядка $4 \cdot 10^{-7} \%$. Аналогичные данные получены и для частоты 2 кГц [23]. Кроме того, и теоретически, и экспериментально показано [1,19,23], 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, и оценки делаются путем пересчета результатов измерений на больших высотах. При этом, у разных авторов получаемые ими значения заметно различаются. В целом, по результатам оценок [19-23], в нижней ионосфере следует ожидать значений НЧ напряженности поля в интервале $\sim 1 \dots 30$ мВ/м.

4. Заключение

Приведены результаты компьютерного моделирования одного из возможных способов генерации и воздействия НЧ излучения на ионосферу Земли. Рассмотренный способ заключается в установке на борту ИСЗ 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 концепция источника «конечных» размеров [13,14]. Строго говоря, в резонансных областях приближение холодной плазмы не справедливо. С учетом «тепловых» добавок поверхность фазового показателя преломления остается замкнутой, и резонансные особенности исчезают [10,26]. 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 НЧ модуляции от 1 до 10 кГц.

Показано, что НЧ волны указанных частот в нижней ионосфере на высоте ~ 200 км имеют показатель преломления $\sim 50 \dots 100$ днем и $\sim 20 \dots 50$ ночью, что соответствует длинам волн ~ 3.5 км и $\sim 6 \dots 15$ км. Таким образом, в ночное время (главным образом, в это время работает демодулятор HAARP) для ИСЗ, расположенного на низкой орбите, 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 литературными источниками показывает, что бортовой НЧ передатчик мощностью ~ 1 кВт способен обеспечить в нижней ионосфере приблизительно ту же напряженность поля, что и НЧ демодулятор HAARP. Напомним, что этот демодулятор «запитывается» наземным КВ передатчиком мощностью $\sim 3,6$ МВт.

Литература

1. 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. DOI: [10.1134/S106422691309009X](https://doi.org/10.1134/S106422691309009X)
2. Мошков А.В., Пожидаев В.Н. Пространственное распределение демодулированного низкочастотного поля в низкоширотной возмущенной ионосфере. // Радиотехника и электроника. 2017. Т. 62. № 2, С.112-116. DOI: [10.1134/S1064226917020085](https://doi.org/10.1134/S1064226917020085)
3. Мошков А.В., Пожидаев В.Н. Вертикальное распределение демодулированного низкочастотного поля в низкоширотной возмущенной ионосфере. // Радиотехника и электроника. 2018. Т. 63. № 2. С. 134-138. DOI: [10.1134/S1064226918020079](https://doi.org/10.1134/S1064226918020079)
4. Мошков А.В., Пожидаев В.Н. Распределение на поверхности земли напряженности поля низкой частоты, демодулированного в возмущенной нижней ионосфере. // Радиотехника и электроника. 2018. Т. 63. № 5. С. 409-414. DOI: [10.1134/S1064226918050091](https://doi.org/10.1134/S1064226918050091).
5. Сагдеев Р.З., Жулин И.А. Активные эксперименты в ионосфере и магнитосфере. // ДАН СССР. 1975. Т. 220, № 4. С. 874-877.
6. Ерухимов Л.М., Генкин Л.Г. Ионосфера как плазменная лаборатория. // Изв. вузов. Радиофизика. 1992. Т. 35, № 11/12. С. 363-387.
7. Дэвис К. Радиоволны в ионосфере. М.: Мир. 1973. 504 с.
8. 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.
9. Koons H.C., Dazey M.N., Edgar B.C. Impedance Measurements on a VLF Multiturn Loop Antenna in a Space Plasma Simulation Chamber. // Radio Sci. 1984. V. 19. N 1. P. 395-399.

10. Стикс Т. Теория плазменных волн. М.: Атомиздат. 1965. 343с.
11. Фаткуллин М.Н., Зеленова Т.И., Козлов В.К. и др. Эмпирические модели среднеширотной ионосферы. М.: Наука. 1981. 256 с.
12. Staras H. The Impedance of an Electric Dipole in a Magnetoionic Medium. // IEEE Trans. on Antennas and Propagation. 1964. V. AP-12. N 6. P. 695-702.
13. Staras H. The “Infinity Catastrophe” associated with Radiation in Magnetoionic Media. // Radio Sci. 1966. V. 1. N 9. P. 1013-1020.
14. Беллюстин Н.С. Об излучении волн свистового диапазона в плазме. // Известия вузов, Радиофизика. 1978. Т. 21. № 1. С. 22-35.
15. Mittra R., Deschamps G.A. Field Solution for a Dipole in an Anisotropic Medium. / “Electromagnetic Theory and Antennas”, part 1. Ed. E.C.Jordan. Pergamon Press. 1963. P. 495-512.
16. Справочник по специальным функциям. / Ред. Абрамовиц А., Стиган И. М: Наука. 1979. 832 с.
17. Jin G., Spasojevic M., Cohen M.B., Inan U.S., Lehtinen N.G. The relationship between geophysical conditions and ELF amplitude in modulated heating experiments at HAARP: Modeling and experimental results. // J. Geophys. Res.: Space Physics. 2011. V. 116. N A07310. DOI: [10.1029/2011JA016664](https://doi.org/10.1029/2011JA016664).
18. Palmer T.N., Alessandri A., Andersen U. et al. Development of a European multi-model ensemble system for seasonal to inter-annual prediction (DEMETER). // Bulletin of the American Meteorological Society. 2004. V. 85. N 6. P. 853-872.
19. Piddyachiy D., Inan U.S., Bell T.F., Lehtinen N.G., Parrot M. DEMETER observations of an intense upgoing column of ELF/VLF radiation excited by the HAARP HF heater. // J. Geophys. Res. 2008. V. 113. N A10308. DOI: [10.1029/2008JA013208](https://doi.org/10.1029/2008JA013208).
20. Piddyachiy D., Bell T.F., Berthelier J.-J., Inan U.S., Parrot M. DEMETER observations of the ionospheric trough over HAARP in relation to HF heating experiments. // J. Geophys. Res.: Space Physics. 2011. V. 116. N A06304. DOI: [10.1029/2010JA016128](https://doi.org/10.1029/2010JA016128).

21. Cohen M.B., Inan U.S., Piddychiy D., Lehtinen N.G., Golkowski M. Magnetospheric injection of ELF/VLF waves with modulated or steered HF heating of the lower ionosphere. // J. Geophys. Res.: Space Physics. 2011. V. 116. N A06308. DOI: [DOI: 10.1029/2010JA016194](https://doi.org/10.1029/2010JA016194).
22. Cohen M.B., Inan U. S. Terrestrial VLF transmitter injection into the magnetosphere. // J. Geophys. Res.: Space Physics. 2012. V. 117. N A08310. DOI: [10.1029/2012JA017992](https://doi.org/10.1029/2012JA017992).
23. Lehtinen N.G., Inan U.S. Radiation of ELF/VLF waves by harmonically varying currents into a stratified ionosphere with application to radiation by a modulated electrojet. // J. Geophys. Res. 2008. V. 113. N A06301. DOI: [10.1029/2007JA012911](https://doi.org/10.1029/2007JA012911).
24. Lehtinen N.G., Inan U.S. Full-wave modeling of transionospheric propagation of VLF waves. // Geophys. Res. Lett. 2009. V. 36. N L03104. DOI: [10.1029/2008GL036535](https://doi.org/10.1029/2008GL036535).
25. Platino M., U.S. Inan U.S., Bell T.F., Parrot M., Kennedy E.J. DEMETER observations of ELF waves injected with the HAARP HF transmitter. // Geophys. Res. Lett. 2006. V. 33. N L16101. DOI: [10.1029/2006GL026462](https://doi.org/10.1029/2006GL026462).
26. Kulkarni P., Golkowski M., Inan U.S., Bell T.F. The effect of electron and ion temperature on the refractive index surface of 1 -10 kHz whistler mode waves in the inner magnetosphere. // J. Geophys. Res.: Space Physics. 2015. V. 120. N 2. P.581-591. DOI: [10.1002/2014JA020669](https://doi.org/10.1002/2014JA020669).

Для цитирования:

А. В. Мошков, В. Н. Пожидаев. Численное моделирование пространственного распределения низкочастотного поля, создаваемого передатчиком, установленным на борту космического аппарата. Журнал радиоэлектроники [электронный журнал]. 2019. № 1. Режим доступа: <http://jre.cplire.ru/jre/jan19/1/text.pdf>
DOI 10.30898/1684-1719.2019.1.1