

УДК 537.872.32

ОСЛАБЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В НИЖНЕЙ ИОНОСФЕРЕ В ШИРОКОМ ИНТЕРВАЛЕ ЧАСТОТ ОТ 1 кГц ДО 10 МГц

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 31 июля 2019 г.

Аннотация. Проведены численные расчеты коэффициентов поглощения и отражения электромагнитных волн в нижней ионосфере в широком интервале частот 1 кГц – 10 МГц, используемом современными станциями воздействия на ионосферу («нагревными стендами»). Для определенности расчеты проводились для условий, характерных для станции HAARP (Аляска, США). Показано, что в дневных условиях выделяются две основных полосы поглощения вблизи частот gyro и верхне-гибридного резонансов. Ночью эти полосы практически сливаются в одну уширенную полосу. В ночное время выявлен минимум коэффициентов отражения и поглощения вблизи частоты 2 кГц.

Ключевые слова: нижняя ионосфера, коэффициенты отражения и поглощения, нагревной стенд, плазменные резонансы.

Abstract. Modern ionosphere heating facilities use power short wave (SW) ground-based transmitters with low frequency (LF) modulation for creation a virtual LF antenna in D and E layers of the ionosphere. A frequency of the SW transmitter must guarantee the maximum absorption capacity of modulated waves for a given parameters of the lower ionosphere. This heating absorption leads to plasma conductivity and auroral electrojet current LF modulation. Thus, the disturbed region of the lower ionosphere becomes the LF demodulator. We propose a relatively simple combined method of numerical calculation of wave reflection and absorption coefficients in a wide range of LF-SW frequencies, which are commonly used in ionosphere heating experiments. For SW frequencies, we use classical magneto-ionic

approach and calculate height “profiles” of real and imagery parts of the wave refractive index for the ionosphere condition given. For LF frequencies, we use full wave approach when the ionosphere parameters are notably changed on one wavelength. All illustrative calculations are made for the HAARP station conditions. It is shown that for a daytime there are two distinct frequency bands with relatively high wave power attenuation near gyro-resonance and up hybrid resonance frequencies. In nighttime this bands consolidate to one wide frequency band. Full wave calculations show that in nighttime there is remarkable minimum of reflection and absorption coefficients near 2 kHz frequency. This frequency is slightly lower than cut-of frequency of the Earth-ionosphere waveguide. Hence, this frequency is very well for modulation frequency in case of upward radiation.

Key words: lower ionosphere, reflection and absorption coefficients, plasma resonances, heating facilities.

Введение

В последние десятилетия введены в строй ряд мощных наземных коротковолновых (КВ) передатчиков, излучение которых модулировано на низкой частоте (НЧ). Излучение таких передатчиков («нагревных стендов») интенсивно поглощается в нижней ионосфере, приводя к возникновению эффекта нелинейной демодуляции и излучению НЧ волн в ионосферу и волновод «Земля-ионосфера» [1]. В мире функционирует более десятка нагревных стендов, наиболее мощными и оснащенными научной аппаратурой из которых являются станции воздействия на ионосферу EISCAT (Норвегия) и HAARP (Аляска) [2, 3]. Для оценки параметров излучения таких станций требуется, в частности, информация о коэффициентах отражения и поглощения электромагнитных (ЭМ) волн при их прохождении через неоднородную анизотропную плазму нижней ионосферы в широком интервале частот.

При численном моделировании распространения НЧ радиоволн в ионосфере, магнитосфере и в волноводе «Земля-ионосфера» широко используются приближенные методы, основанные на лучевом приближении

(см., например, [4-8]). При этом указанные коэффициенты отражения и поглощения так же необходимо оценивать независимо.

Целью данной работы является проведение численных расчетов характеристик отражения и ослабления ЭМ волн в широком рабочем интервале частот (от 1 кГц до 10 МГц) типичной наземной станции воздействия на ионосферу (в качестве примера используются характеристики станции HAARP).

Для вычисления требуемой величины ослабления используем два независимых метода. Первый основан на интегрировании по высоте мнимой части комплексного показателя преломления n волны для модели холодной магнитоактивной плазмы [9]. Этот метод справедлив только в случае «высоких частот», когда параметры плазменного слоя достаточно медленно меняются на длине волны.

Второй метод основан на численном интегрировании системы дифференциальных волновых уравнений, описывающих прохождение ЭМ волн через вертикально неоднородный слой магнитоактивной плазмы [10]. Более подробно используемый нами алгоритм интегрирования такой системы уравнений рассмотрен в отдельной работе [11].

1. Основные соотношения

Большинство явлений, связанных с распространением ЭМ волн в ионосфере, можно объяснить в рамках приближения *холодной плазмы*, основное допущение которого состоит в том, что собственное тепловое движение частиц отсутствует, и электроны и ионы двигаются вынужденно во внешних полях, в том числе, в поле волны [12]. При этом плазма квазинейтральна, а ее магнитные свойства не отличаются от свойств вакуума. Введем комплексный фазовый показатель преломления плоской волны

$$n \equiv |k / k_0| = \mu - i\chi, \quad (1)$$

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

Для магнитоактивной плазмы выражение для показателя преломления n выглядит достаточно сложно даже для простейшей модели среды в виде однородной разреженной холодной плазмы. Наиболее компактно величину показателя преломления n (соударениями пока пренебрегаем) можно записать как корень биквадратного уравнения [13]:

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

где

$$\begin{aligned} A &= S \cdot \sin^2 \psi + P \cdot \cos^2 \psi; \quad B = RL \cdot \sin^2 \psi + PS \cdot (1 + \cos^2 \psi); \\ C &= PRL; \quad S = (R + L) / 2; \quad D = (R - L) / 2; \\ R &= 1 - \sum X_i / (1 + Y_i); \quad L = 1 - \sum X_i / (1 - Y_i); \quad P = 1 - \sum X_i; \end{aligned} \quad (3)$$

Суммирование ведется по сорту i заряженных частиц, составляющих плазму с учетом знака заряда в величинах Y_i :

$$Y_i \equiv f_{Hi} / f; \quad X_i \equiv (f_{pi} / f)^2;$$

где f_{Hi} и f_{pi} – gyro и плазменная частота заряженной частицы сорта i . Предполагается, что волновая нормаль \vec{k} составляет с вектором \vec{B}_0 угол ψ . Формально решение уравнения (1) выглядит просто:

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

Знаки « \pm » соответствуют необыкновенной и обыкновенной волнам. Для учета соударений частиц достаточно немного модифицировать параметры (3). Для каждого сорта заряженных частиц введем комплексную величину

$$U_i \equiv 1 - i\nu_i/\omega,$$

где ν_i – эффективная частота соударений частиц сорта i . Соотношение (3) перепишем в виде:

$$R = 1 - \sum X_i / (U_i + Y_i); \quad L = 1 - \sum X_i / (U_i - Y_i); \quad P = 1 - \sum X_i / U_i. \quad (5)$$

В случае малого вклада соударений ($\mu \gg \chi$) для практических расчетов ослабления распространяющейся волны обычно используют вещественное

уравнение (2) на основе соотношений (3), а столкновительное затухание учитывают независимо.

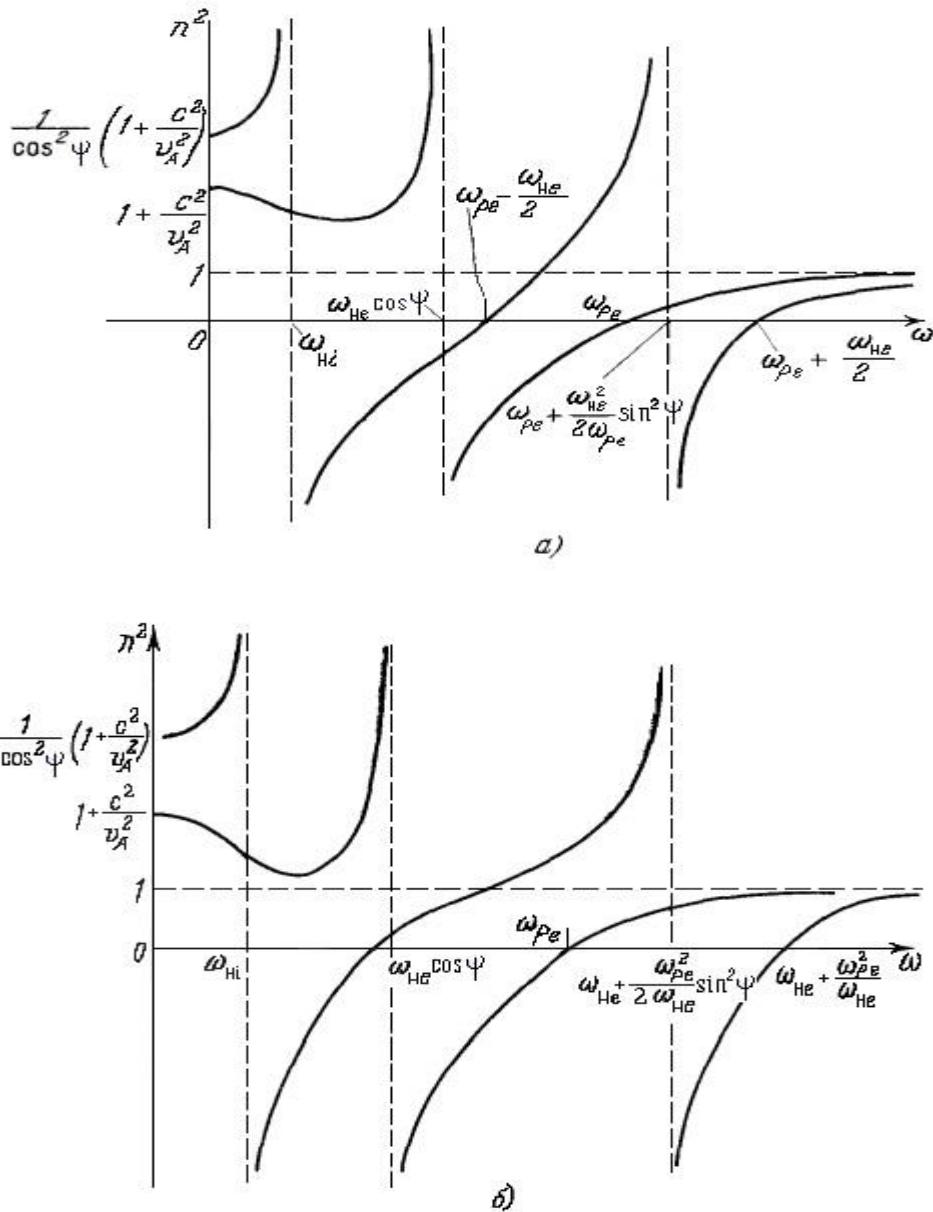


Рис. 1. Ветви зависимости квадрата фазового показателя преломления n^2 от частоты в холодной магнитоактивной плазме с одним сортом ионов [12].

На рис.1 схематически изображены ветви показателя преломления n^2 плазмы с одним сортом ионов (например, водорода) в зависимости от частоты волны ω для двух предельных случаев: $f_{pe} \gg f_{He}$ (а) и $f_{pe} \ll f_{He}$ (б) при значениях $\psi \neq 0; 90^\circ$. Обозначение $v_a = cf_{Hi}/f_{pi}$ соответствует Альвеновской скорости [12]. Интервалы частот, для которых $n^2 < 0$, образуют области непрозрачности плазмы. Кривые в верхней полуплоскости соответствуют возможным собственным колебаниям в плазме на различных интервалах

частот. Из рисунка видно, что в плазме существует пять ветвей собственных колебаний. Нули n соответствуют уровням отражения в неоднородной ионосфере; вертикальными штриховыми линиями отмечены особенности величины n , образующие уровни поглощения волны в ионосфере. Соответствующие значения f называются *резонансными частотами*. Их значения можно найти из общего решения (4), положив $A = 0$. Это уравнение имеет три решения [14], которые играют существенную роль при интерпретации результатов расчетов поглощения радиоволн в ионосфере:

Высокочастотная ветвь f_1 ; при изменении ψ от 0 до 90° частота f_1 изменяется от f_{pe} до частоты *верхнего гибридного резонанса* $f_{HGP} = (f_{pe}^2 + f_{He}^2)^{1/2}$.

Низкочастотная ветвь f_2 ; при $\psi = 0$ соответствует *гирорезонансу* f_{He} и с ростом ψ стремится к *нижней гибридной частоте*

$$f_{HGP} \sim \{ f_{He} f_{Hi} / (1 + f_{He}^2 / f_{pe}^2) \}^{1/2}.$$

Наконец, *ультранизкочастотная ветвь f_3* ; при $\psi = 0$ она соответствует *ионному гирорезонансу* и стремится к 0 при $\psi \rightarrow 90^\circ$.

С учетом большего количества сортов ионов, составляющих плазму, число характерных частот и ветвей колебаний в плазме соответственно возрастает (см., например, [13]). Следует отметить, что учет даже малых соударений снимает бесконечности в резонансах, которые превращаются в относительно острые экстремумы.

Отметим два случая, когда формула для n значительно упрощается и выглядят одинаково для КВ и НЧ колебаний.

Случай *высоких частот* ($f \gg f_{pe}$ и $f \gg f_{He}$ – ОВЧ диапазон и выше), когда плазменные эффекты весьма малы и ионосфера практически прозрачна для таких волн и поглощение пренебрежимо мало.

Случай *низких частот* и относительно плотной плазмы, когда $f_{Hi} < f < f_{pe}$ и $f < f_{He}/2$ («расширенный» СДВ диапазон), $n \gg 1$, а угол ψ не слишком близок к 90° (так называемое квазипродольное приближение). В этих случаях имеем следующее выражение для *фазового показателя преломления* [9]:

$$n_{1,2}^2 \approx 1 - X / (1 \pm Y \cos \psi). \quad (6)$$

Пусть $Y > 0$, тогда знак «+» соответствует обыкновенной, а знак «-» - необыкновенной волне, которая может проходить через ионосферу на низких частотах, благодаря чему импульсы молниевых разрядов распространяются в магнитосфере из полушария в полушарие Земли, создавая хорошо известные свистящие атмосферерики. Эту волну часто называют просто «свистовой». Она является основным объектом исследования в данной работе.

2. Результаты расчетов

Будем считать, что источник ЭМ излучения расположен на поверхности земли на геомагнитной широте 70° и излучает вертикально вверх. На рис.2 приведены используемые в расчетах профили высотного распределения концентрации электронов ионосферы N_e на широте 70° , соответствующие равноденствию при низкой солнечной активности [15]. Кривая 1 – ночь; кривая 2 – день. Соответствующий профиль эффективной частоты соударений электронов ν_e приведен на рис.3. Поскольку в нижней ионосфере величина ν_e определяется, в основном, столкновениями с нейтральными молекулами атмосферы, то высотная изменчивость ν_e слабо подвержена воздействию гелио- и геофизических факторов [12,14,15]. По этой причине мы будем использовать одну зависимость $\nu_e(h)$ для всех случаев.

Сначала проведем вычисления при помощи метода интегрирования величины χ по высоте. В отсутствие столкновений и геомагнитного поля при $f = f_{pe}$ из соотношения (6) имеем $n = 0$, что соответствует полному отражению волны. В максимуме слоя F ионосферы для используемых профилей величина $f_{pe} \sim 2,7$ и $5,8$ МГц для ночи и дня соответственно. Следовательно, волны всех частот, меньших указанных, должны испытывать сильное ослабление выше слоя F.

Учет магнитного поля приводит к появлению резонансов. Это, прежде всего, gyro резонанс $f = f_{He}$ и верхний гибридный резонанс $f = f_{BIP}$. Напомним, что с учетом соударений частиц плазмы особенности n снимаются, а резонансы

и уровни отражения характеризуются относительно сильным столкновительным затуханием волны.

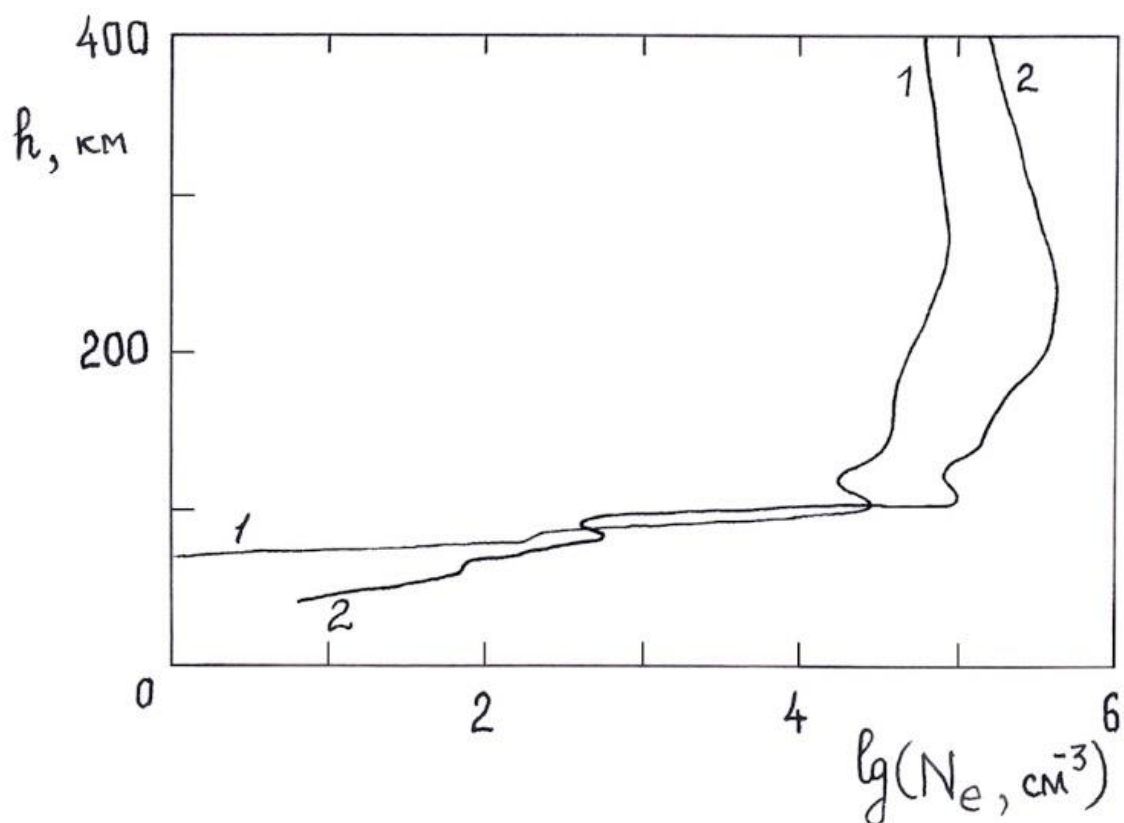


Рис. 2. Высотные профили концентрации электронов в ионосфере.

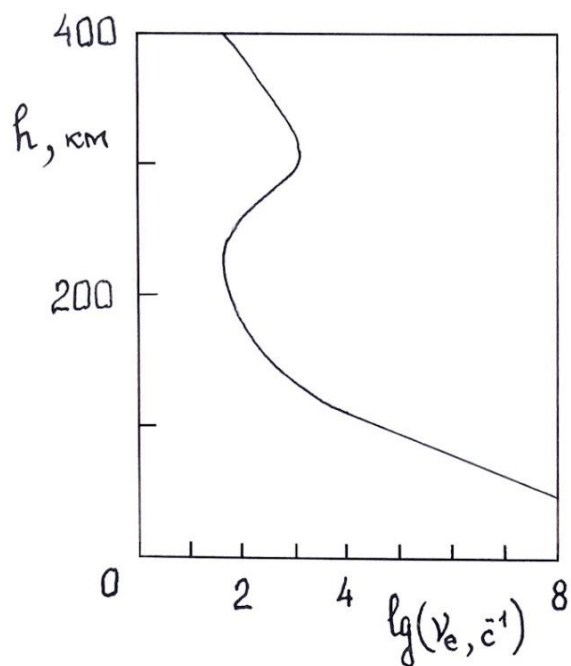


Рис. 3. Профиль эффективной частоты соударений электронов в нижней ионосфере.

На ионосферных высотах, где $h \ll R_0$ ($R_0 \approx 6370$ км – средний радиус Земли), значение f_{He} меняется слабо. Так, если на высоте 50 км $f_{He} \approx 1,6$ МГц, то на высотах 200 и 300 км $f_{He} \approx 1,5$ и 1,4 МГц соответственно. Плазменная частота $f_{pe} \sim N_e^{1/2}$, то есть величина f_{pe} в нижней ионосфере, напротив, относительно быстро меняется с высотой (см. рис.2).

На рис. 4 в качестве примера приведена зависимость величин $\mu = \text{Re}(n)$ (сплошная линия) и $\chi = -\text{Im}(n)$ (штриховая) от высоты для дневной модели ионосферы. Частота $f = f_1 \approx 1,597$ МГц подобрана так, чтобы на определенной высоте выполнялось условие $f_{pe} \approx f_{He}$. Из рисунка видно, что резонанс расположен чуть ниже высоты $h = 100$ км, а высота отражения - чуть выше высоты 100 км. В этих условиях волна должна особенно интенсивно затухать с высотой.

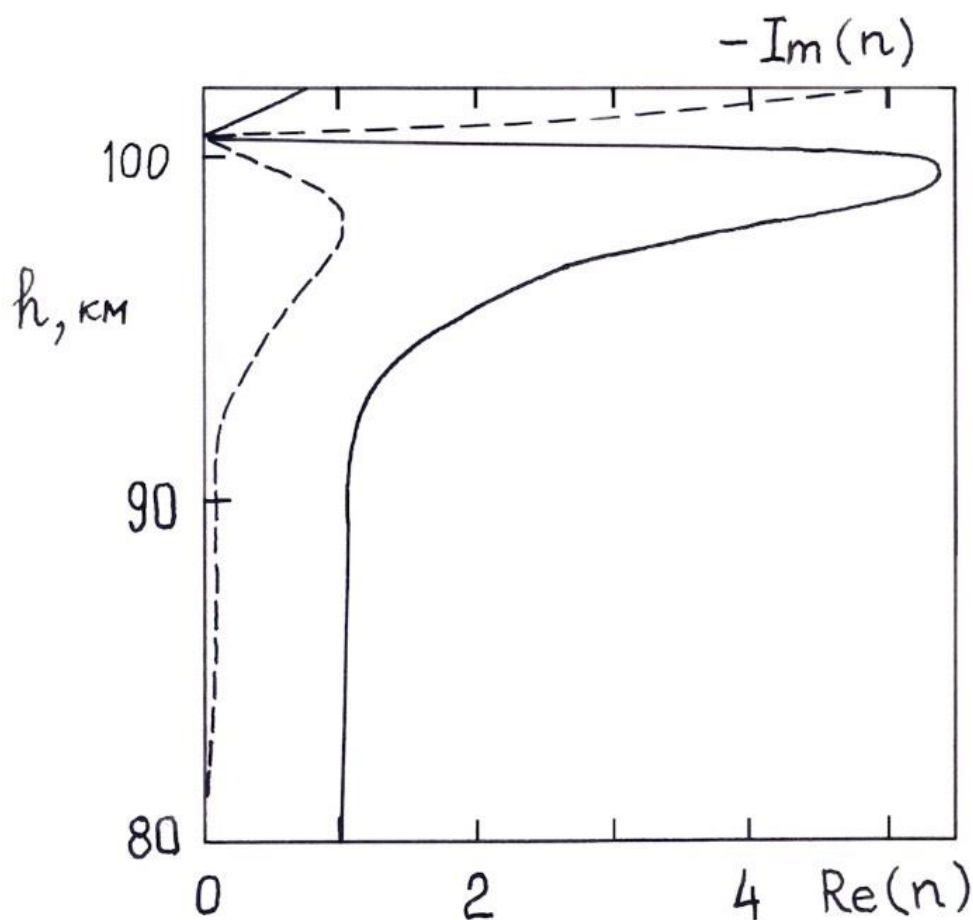


Рис. 4. Зависимость показателя преломления от высоты при $f \sim f_{He}$.

На рис. 5 приведена соответствующая зависимость коэффициента затухания A по амплитуде от высоты (кривая 1). Для того, чтобы особенности затухания «резонансной» волны были отчетливо видны, сравним ее поведение с двумя волнами близких частот $f_2 = 1 \text{ МГц} < f_1$ и $f_3 = 2 \text{ МГц} > f_1$. На рисунках 6 и 7 приведены зависимости величин μ и χ для частоты 1 МГц. Им соответствует кривая 2 на рисунке 5.

Из рисунков видно, что влияние giro резонанса на волну f_2 практически отсутствует и ее затухание определяется уровнем отражения, расположенным чуть ниже высоты $h = 100 \text{ км}$. Аналогично частота f_3 также не испытывает заметного влияния giro резонанса (кривая 3 на рисунке 5), однако в окрестности высоты 100 км она затухает более, чем на порядок сильнее, чем волна f_1 . Это связано с тем, что значение $f_{BGP} \approx f_3 = 2 \text{ МГц}$ находится как раз в окрестности этой высоты. Заметим, что волна частоты 1 МГц не испытывает влияния верхнего гибридного резонанса, поскольку в ионосфере $f_2 < f_H$, а $f_{BGP} > f_H$ по определению.

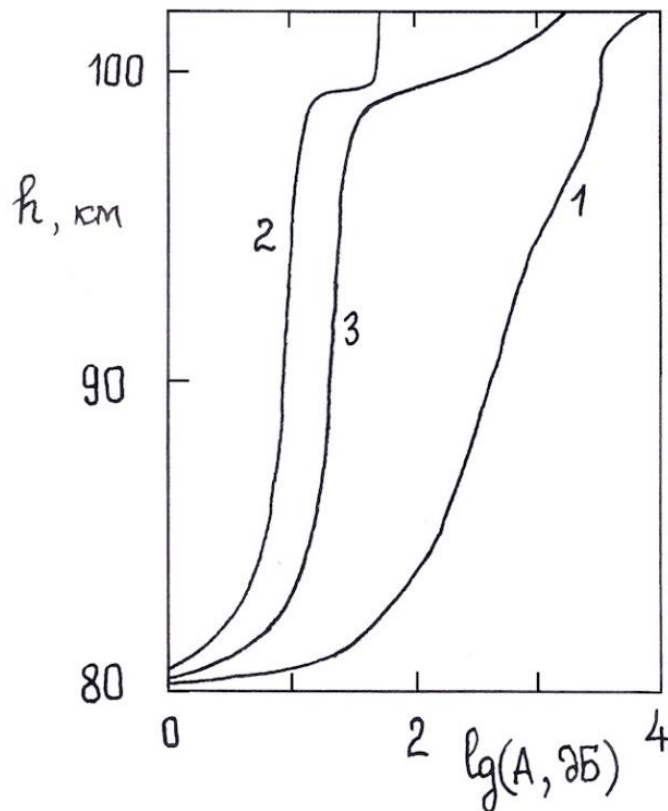


Рис. 5. Зависимость коэффициента затухания A от высоты для трех характерных частот $f_{1,2,3}$ (подробнее – в тексте).

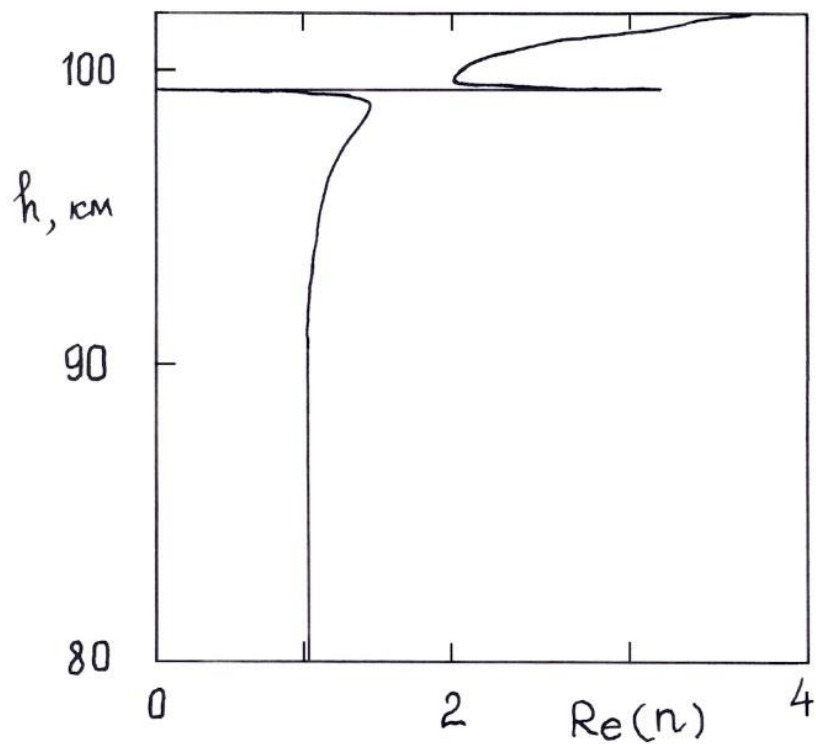


Рис. 6. Зависимость величины $\mu = Re(n)$ от высоты для $f = 1$ МГц ($< f_{He}$).

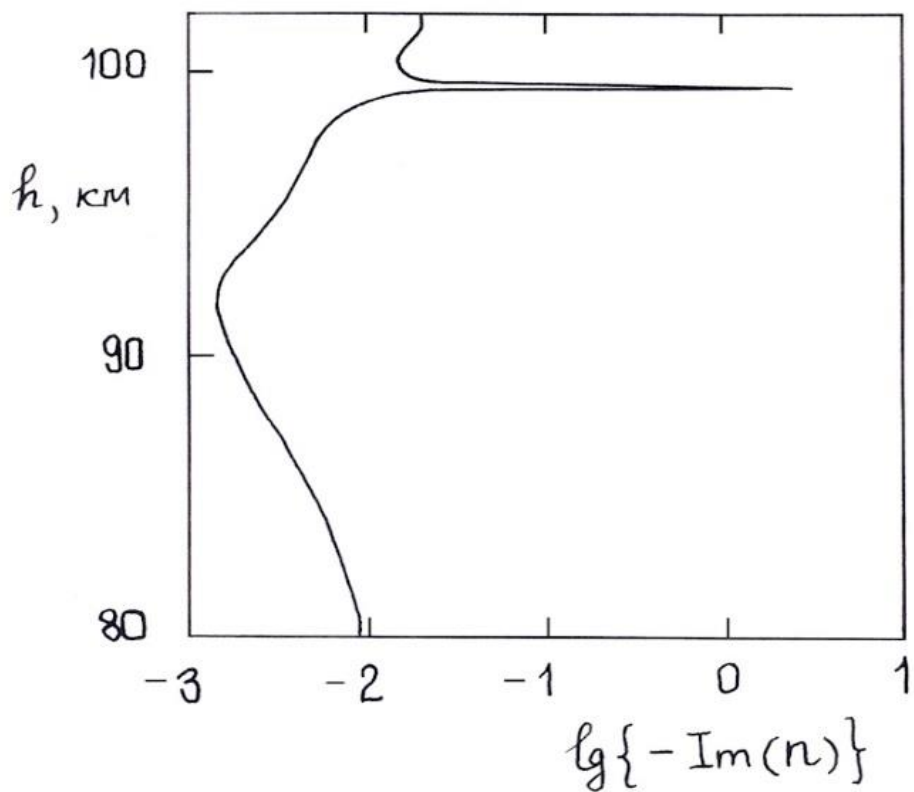


Рис. 7. Зависимость величины $\chi = -Im(n)$ от высоты для $f = 1$ МГц ($< f_{He}$).

Как уже отмечалось выше, метод интегрирования величины χ по высоте не может быть использован в широком интервале частот от КВ до СДВ. Кроме того, часть мощности волны (особенно в случае низких частот) не затухает, а отражается от ионосферного слоя. По этой причине мы использовали для расчетов прямое численное интегрирование волновых уравнений. На рисунках 8 и 9 приведены зависимости элементов R_{11} (кривые 1) и R_{12} (кривые 2) матрицы коэффициентов отражения [10] от частоты в интервале 1 кГц – 10 МГц для дневной (рис. 8) и ночной (рис. 9) модели ионосферы. Из рисунков видно, что ионосфера является относительно прозрачной средой на низких частотах (благодаря влиянию геомагнитного поля). При $f > f_{pe}$ в максимуме слоя F ионосфера практически полностью прозрачна.

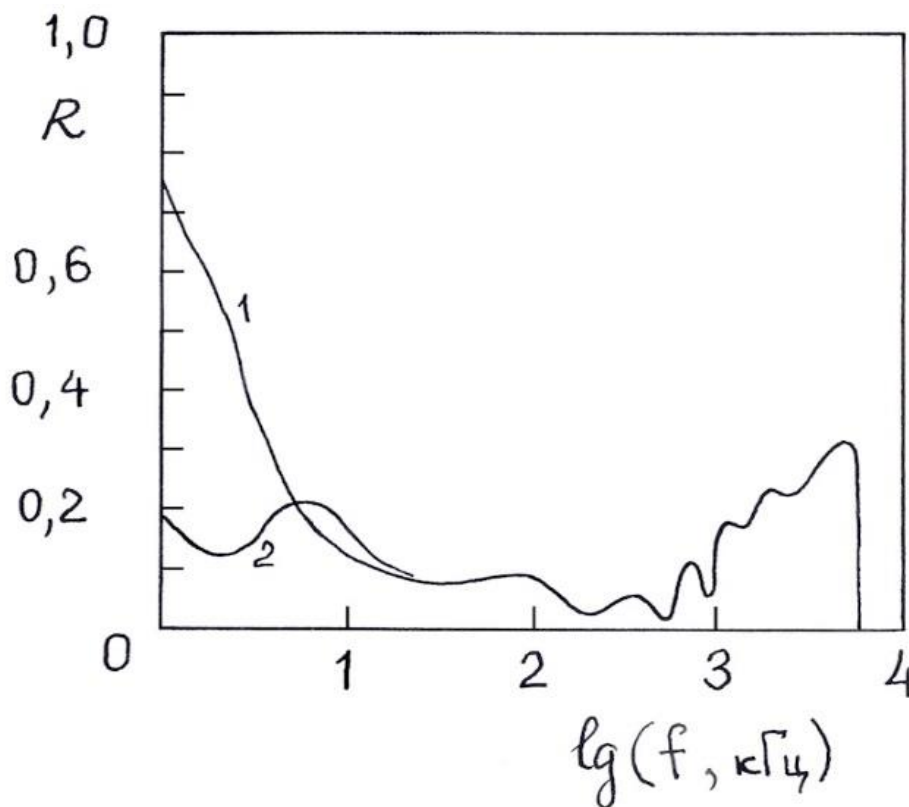


Рис. 8. Зависимость коэффициентов отражения от частоты днем.

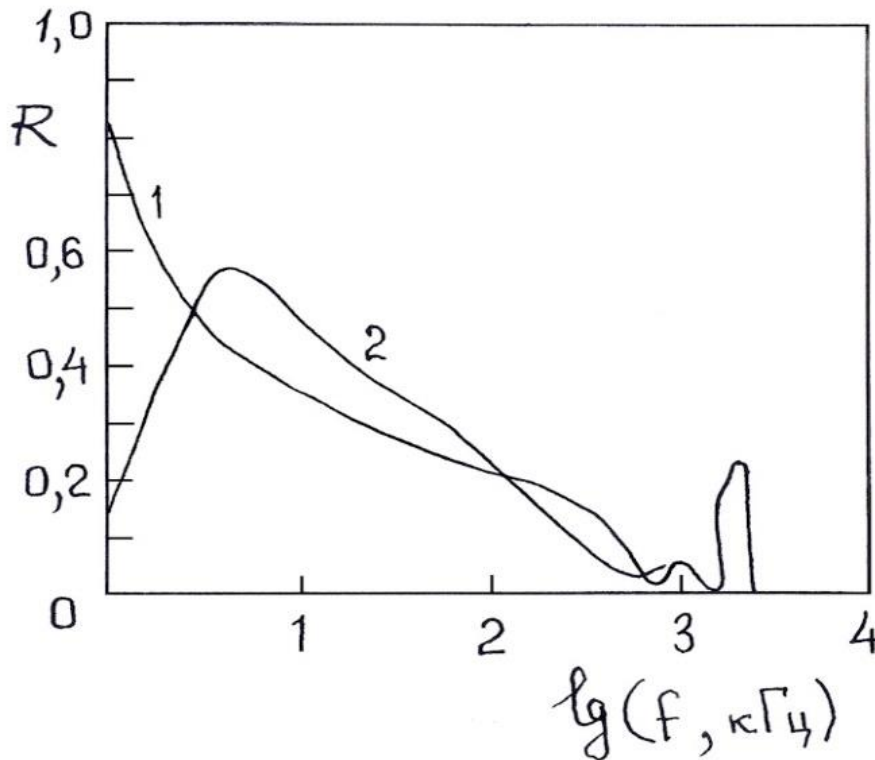


Рис. 9. Зависимость коэффициентов отражения от частоты ночью.

На рис. 10 приведена зависимость коэффициента ослабления волны по мощности в широком интервале частот 1 кГц – 10 МГц. Сплошная кривая соответствует дневной ионосфере, штриховая – ночной модели. Поскольку в дневное время частота f_{He} и максимальная частота f_{pe} заметно отличаются, то на дневной кривой на рис. 10 видны два максимума поглощения – вблизи гиросрезонанса и вблизи верхнего гибридного резонанса. В ночное время эти частоты близки, и видна практически одна широкая полоса поглощения. В ночное время обращает на себя внимание локальный минимум ослабления волны вблизи $f \approx 2$ кГц.

Заключение

Приведенные выше результаты расчетов получены для конкретных моделей распределения параметров ионосферной плазмы и геомагнитного поля и носят иллюстративный характер. При планировании экспериментов, например, по нагреву ионосферы КВ излучением, или при анализе их результатов, следует выбирать параметры ионосферы и геомагнитного поля, соответствующие периоду времени проведения конкретного эксперимента. Так,

выбор частоты нагрева ночью обусловлен значением gyro частоты электронов (около 2 МГц); в дневное время кроме этой частоты может быть использована частота 4...5 МГц (см. рис.11), точное значение которой может меняться от времени суток, сезона и солнечной активности.

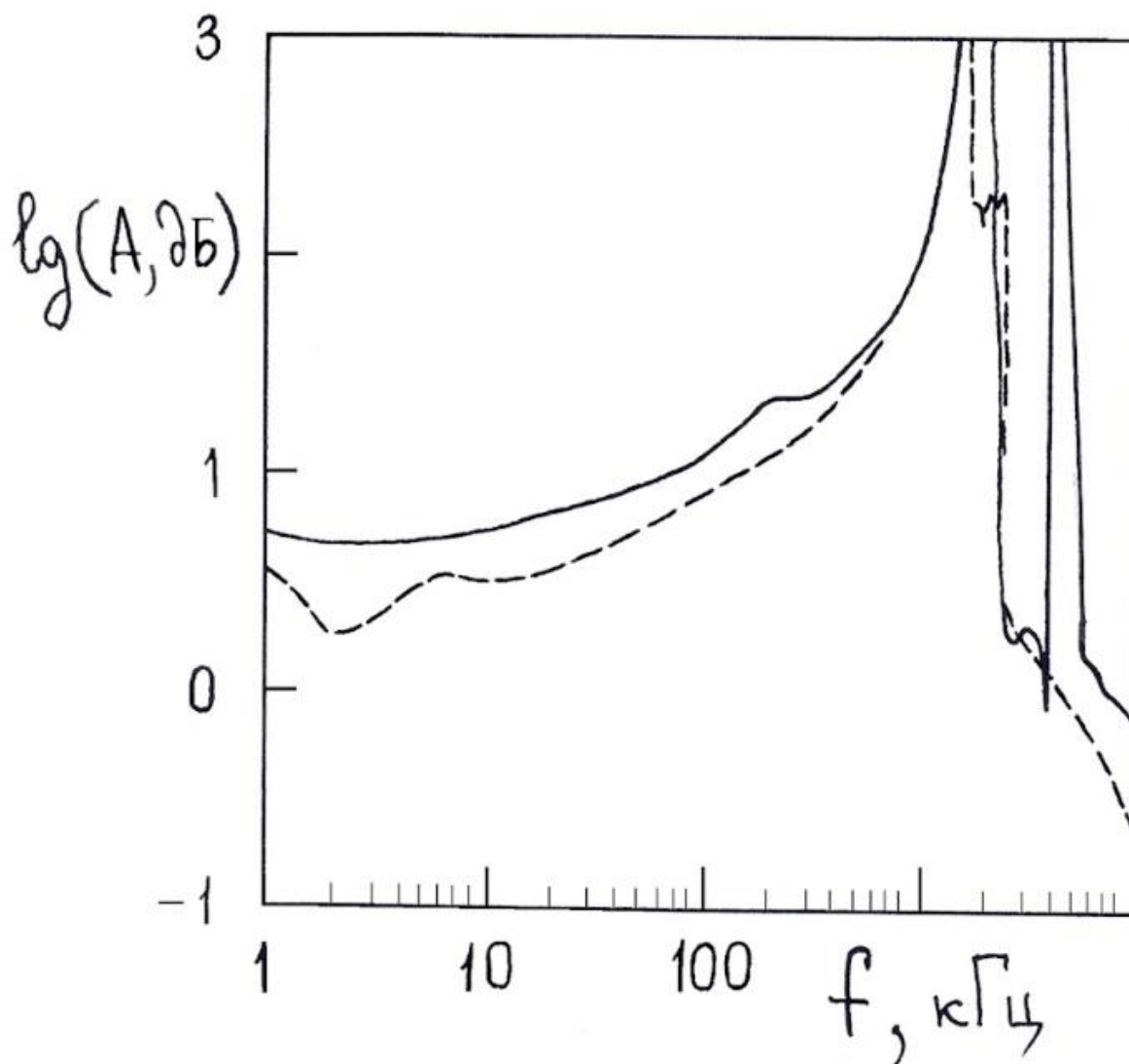


Рис. 10. Зависимость коэффициента затухания A от частоты.

Модулированное низкой частотой КВ излучение образует в области кольцевого аврорального тока эквивалентный электрический низкочастотный диполь [3]. Если задачей такой антенны является максимизация излучения вверх, то следует учесть отмеченный выше минимум поглощения вблизи частоты 2 кГц в ночное время. Такой диполь нагружен, кроме всего прочего, на

волновод «Земля-ионосфера». Частота отсечки $f_{отс}$ волновода составляет 2,5...3 кГц. С ростом частоты излучательная способность диполя растет, но при $f > f_{отс}$ волновод «Земля-ионосфера» представляет собой активную нагрузку, и эффективность излучения вверх падает. Таким образом, выбор значения частоты модуляции $f \sim 2$ кГц, что немного меньше величины $f_{отс}$, позволяет излучить больше низкочастотной мощности в ионосферу при относительно малом поглощении в ней.

Приведенные выше результаты расчетов получены без учета ионных составляющих. В случае $f < 1$ кГц нельзя, вообще говоря, пренебрегать влиянием ионов ионосферной плазмы, что с учетом соотношений (2) и (5) и использованием данных [15] не представляет принципиальных трудностей. Волновые уравнения также легко допускают учет ионов [11].

Литература

1. Гуревич А.В. Нелинейные явления в ионосфере. // УФН. 2007. Т.177. № 11. С.1145-1177. DOI: [10.3367/UFNr.0177.200711a.1145](https://doi.org/10.3367/UFNr.0177.200711a.1145)
2. Белов А.С., Марков Г.А., Фролов В.Л., Рапопорт В.О., Парро М., Ритвельд М. Возмущения внешней ионосферы Земли мощным КВ радиоизлучением нагревного стенда EISCAT. // Совр. проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. 2008. Т. 5. № 1. С. 539-545.
3. Cohen M.B., Golkowski M., Inan U.S. Orientation of the HAARP ELF ionospheric dipole and the auroral electrojet. // Geophys. Res. Lett. 2008. V. 35. L02806. DOI: [10.1029/2007GL032424](https://doi.org/10.1029/2007GL032424).
4. Аксенов В.И., Мошков А.В. Трехмерные лучевые траектории электромагнитных волн низкой частоты в магнитосфере Земли. // Космические исследования. 1981. Т. 19. № 6. С. 876-883.
5. 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: [10.7868/S0033849418020043](https://doi.org/10.7868/S0033849418020043).

6. Макаров Г.И., Федорова Л.А. Метод многократно отраженных волн в задаче о распространении электромагнитных волн в регулярных волноводах. // Известия вузов. Радиофизика. 1982. Т. 25. № 12. С. 1384–1409.

7. Аксенов В.И., Мошков А.В. О напряженности поля на поверхности земли от источника очень низкой частоты, расположенного в ионосфере. // Радиотехника и электроника. 1987. Т. 32. № 5. С. 913-921.

8. 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: [10.7868/S0033849418050030](https://doi.org/10.7868/S0033849418050030).

9. Дэвис К. Радиоволны в ионосфере. М.: Мир. 1973. 504 с.

10. Budden K.G. Radio Waves in the Ionosphere. Cambridge: University Press. 1961. 542 p.

11. Мошков А.В., Пожидаев В.Н. Численное моделирование прохождения волн очень низкой частоты через магнитоактивную плоскоструйную плазму нижней ионосферы земли. // Радиотехника и электроника. 2020. Т. 65. (в печати).

12. Гинзбург В.Л., Рухадзе А.А. Волны в магнитоактивной плазме. М.: Наука. 1975. 256 с.

13. Стикс Т. Теория плазменных волн. М.: Атомиздат. 1965. 343с.

14. Альперт Я.Л. Распространение электромагнитных волн и ионосфера. М.: Наука. 1972. 563 с.

15. Фаткуллин М.Н., Зеленова Т.И., Козлов В.К., Легенька А.Д., Соболева Т.Н. Эмпирические модели среднеширотной ионосферы. М.: Наука. 1981. 256 с.

Для цитирования:

А. В. Мошков, В. Н. Пожидаев. Ослабление электромагнитных волн в нижней ионосфере в широком интервале частот от 1 кГц до 10 МГц. Журнал радиоэлектроники [электронный журнал]. 2019. № 8. Режим доступа: <http://jre.cplire.ru/jre/aug19/3/text.pdf>
DOI 10.30898/1684-1719.2019.8.3