

## ОСОБЕННОСТИ ХАРАКТЕРИСТИК КНЧ-ВОЛН В МНОГОКОМПОНЕНТНОЙ ИОНОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЕ

### PECULIARITIES OF ULF WAVE CHARACTERISTICS IN A MULTICOMPONENT IONOSPHERIC PLASMA

Д.С. Котик 

Научно-исследовательский радиофизический институт,  
Нижний Новгород, Россия, dmitry.kotik@nirfi.unn.ru

Е.В. Орлова 

Нижегородский государственный университет  
им. Н.И. Лобачевского,  
Нижний Новгород, Россия, ekaterina.orlova.94@bk.ru

В.А. Яшнов 

Нижегородский государственный университет  
им. Н.И. Лобачевского,  
Нижний Новгород, Россия, vay@rf.unn.ru

D.S. Kotik

Radiophysical Research Institute,  
Nizhny Novgorod, Russia, dmitry.kotik@nirfi.unn.ru

E.V. Orlova

N.I. Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod,  
Nizhny Novgorod, Russia, ekaterina.orlova.94@bk.ru

V.A. Yashnov

N.I. Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod,  
Nizhny Novgorod, Russia, vay@rf.unn.ru

**Аннотация.** На основе магнитоионной теории исследованы свойства низкочастотных электромагнитных волн в многокомпонентной ионосферной плазме в диапазоне частот 1–30 Гц. Рассчитаны компоненты тензора комплексной диэлектрической проницаемости ионосферной плазмы и показатели преломления нормальных волн в интервале высот от 80 до 750 км. Результаты расчетов продемонстрировали сильную зависимость показателей преломления от частоты и высоты. Поляризация обыкновенной и необыкновенной волн является эллиптической во всем диапазоне исследованных частот. Показано, что показатели преломления и поляризация нормальных волн стремятся к магнетогидродинамическим (МГД) значениям только на частотах, меньших 1 Гц. Вектор групповой скорости необыкновенной волны не направлен вдоль магнитного поля, как это следует из МГД-приближения, а отклоняется в зависимости от частоты на угол  $5^\circ$ – $10^\circ$ . Направление вектора групповой скорости обыкновенной волны практически не зависит от угла между волновым вектором и направлением геомагнитного поля, как и в МГД-приближении. Предложенная методика расчетов характеристик нормальных волн в ионосфере может быть использована при изучении распространения КНЧ-волн как от естественных, так и от искусственных ионосферных источников, возникающих под действием мощных КВ-радиоволн в нижней и верхней ионосфере.

**Ключевые слова:** КНЧ-волны, ионосфера, показатель преломления, поляризация, альфвеновская волна, быстрая магнитозвуковая волна.

**Abstract.** We have examined the properties of low-frequency electromagnetic waves in multicomponent ionospheric plasma in the 1–30 Hz band, using the magnetoionic theory. Complex permittivity tensor components and refractive indices of normal waves (ordinary and extraordinary) were calculated at altitudes from 80 to 750 km. The calculations show that the refractive indices are highly dependent on frequency and height. Polarization of ordinary and extraordinary waves is elliptical over the entire range of the frequencies investigated. The refractive index and the polarization of normal waves are demonstrated to tend to magnetohydrodynamic (MHD) values only at frequencies lower than 1 Hz. The group velocity vector of an extraordinary wave is not directed along the magnetic field, as follows from the MHD approximation, but it lies inside a cone within  $\pm(5$ – $10)$  degrees, depending on frequency. The group velocity vector of an ordinary wave is practically independent of the angle with the geomagnetic field as in the MHD approximation. The proposed method for calculating the characteristics of normal waves in the ionosphere can be used to study ULF wave propagation from both natural and artificial ionospheric sources, which arise under the action of powerful HF radio waves in the lower and upper ionosphere.

**Keywords:** ULF waves, ionosphere, refractive index, polarization, Alfvén wave, fast magnetosonic wave.

## ВВЕДЕНИЕ

Распространение КНЧ-волн в ионосферной плазме с момента первых публикаций [Jacobs, Watanabe, 1962; Greifinger, Greifinger, 1968] традиционно рассматривается в рамках магнитной гидродинамики

(МГД) в терминах альфвеновских (А) и быстрых магнитозвуковых (БМЗ) волн. Это приближение и сегодня используется достаточно часто при исследовании свойств ионосферного МГД-волновода [Fujita, 1987, 1988] или ионосферного альфвеновского резонатора (ИАР) (см., например, [Поляков, Рапопорт,

1981; Lysak et al., 2013]). Традиционно, начиная с одной из первых работ [Гинцбург, 1963], магнитоионная теория применяется при исследовании дисперсионных свойств ионосферной плазмы в области гирочастот ионов. Это так называемые проблемы кроссовера и ионных свистов (см., например, [Singh et al., 2002; Vavilov, Shklyar, 2016]). В некоторых работах модель многокомпонентной плазмы рассматривалась в связи с частными вопросами. Так, в статье [Aydogdu, Ozca, 1996] исследовалось влияние наклона магнитного поля на показатель преломления (в нашем алгоритме производится автоматически), а в статье [Yeşil, Sağır, 2019] проводилось сравнение тензора проводимости для холодной и теплой плазмы в F-слое экваториальной ионосферы.

Мы считаем важным и актуальным учет свойств нормальных волн в задачах распространения КНЧ-волн в МГД-волноводе, а также в задачах выхода КНЧ-волн к Земле и в магнитосферу, поскольку коэффициенты отражения, преломления и трансформации нормальных волн на границах ионосферных слоев (граничные условия) зависят от поляризации нормальных волн. Предложенный алгоритм использовался нами при расчете трасс распространения КНЧ-волн [Котик и др., 2021], генерируемых в верхней ионосфере установкой HAARP [Eliasson et al., 2012], и распространения сигналов от ионосферного или наземного КНЧ-источника в волноводе Земля—ионосфера [Ermakova et al., 2022]. Данная методика применялась также при исследовании влияния вариаций геомагнитной активности на поляризационные спектры низкочастотного магнитного шума в КНЧ-диапазоне [Ермакова и др., 2021]. Применение магнитоионной теории в КНЧ-диапазоне важно также для количественного моделирования спектральных характеристик ионосферного альфвеновского резонатора (см., например, [Ермакова и др., 2007]) и для интерпретации свойств естественных геомагнитных пульсаций [Ермакова и др., 2019].

Изложенный в данной работе алгоритм расчета показателя преломления в близкой к реальности модели ионосферы оказался полезным при моделировании и интерпретации динамики спектров ИАР в различных условиях и эффектов распространения КНЧ-волн (примеры приведены в цитированных выше и других работах соавторов).

Обычно под словами «проведено моделирование» подразумевается большой труд по созданию алгоритма и программного кода, с применением которого достигаются те или иные результаты, фигурирующие обычно в виде графиков. Целью данной работы является представление нашего алгоритма в явном виде, чтобы любой желающий смог воспользоваться им для собственных исследований. Кроме того, мы удостоверились, что результаты наших исследований свойств КНЧ-волн в ионосфере на базе магнитоионной теории имеют самостоятельное значение и не публиковались кем-либо ранее. Рассчитанные по данному алгоритму основные характеристики КНЧ-волн в ионосфере существенно отличаются от получаемых в рамках МГД-приближения, что необходимо учитывать при численном моделировании процессов излучения и распространения КНЧ-волн,

а также при интерпретации результатов экспериментов по ионосферной генерации КНЧ-волн мощным КВ-радиоизлучением [Котик и др., 2013].

В данной работе свойства КНЧ-волн в ионосферной плазме детально исследованы на основе магнитоионной теории с использованием международных моделей ионосферы IRI-2016, атмосферы MSIS-E-90 и геомагнитного поля DGRF/IGRF. Рассчитаны высотные зависимости компонент тензора комплексной диэлектрической проницаемости, частоты столкновений, показателей преломления и поляризации нормальных волн в диапазоне КНЧ. Проанализированы особенности групповой скорости и поверхностей волновых нормалей. Представленные результаты демонстрируют значительное отличие от результатов, полученных в рамках МГД-приближения.

Свойства нормальных волн на высотах F-области ионосферы приближаются к А-волнам и БМЗ-волнам лишь на частотах менее 1 Гц (либо на высотах порядка 800–1000 км и выше для более высоких частот). В дальнейшем одну из нормальных волн (необыкновенную) мы будем условно называть А-волной, а вторую (обыкновенную) — БМЗ-волной.

## 1. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Для расчета компонент тензора комплексной диэлектрической проницаемости магнитоактивной плазмы используется система уравнений движения заряженных и нейтральных частиц. Выражение для скорости молекул  $\vec{v}_m$  в нижней ионосфере можно получить из системы уравнений (10.34)–(10.36) движения электронов, ионов и нейтральных частиц, приведенной в монографии [Гинзбург, 1967]:

$$\vec{v}_m = \left( \frac{mN_e}{MN_m} v_{em} (\vec{v}_e - \vec{v}_i) + \frac{N_e}{N_m} \vec{v}_{im} (\vec{v}_m - \vec{v}_i) \right) \times \left( -i\omega + v_{im} \frac{N_e}{N_m} \right)^{-1}, \quad (1)$$

где  $m, M$  — массы электронов и ионов;  $N_e, N_m$  — концентрации электронов и нейтральных частиц;  $\vec{v}_e, \vec{v}_i$  — скорости электронов и ионов;  $v_{em}, v_{im}$  — частоты соударений электронов и ионов с нейтральными частицами;  $\omega = 2\pi f$  — угловая частота волны. В нижней ионосфере неравенство  $\omega \gg v_{im} N_e / N_m$  выполняется для частот более 0.01 Гц с большим запасом (до  $\sim 10^{-5}$ ). Это обстоятельство позволяет исключить из системы уравнений (10.34) члены, содержащие скорость молекул. Пренебрегая членами порядка  $(m/M), \sqrt{m/M}$ , с учетом неравенства  $v_{im} \ll v_{em} \sqrt{m/M}$  систему уравнений движения электронов и ионов для многокомпонентной плазмы можно упростить и представить в виде

$$(-i\omega + v_{em} + v_{ei}) v_e = \frac{e}{m} \vec{E} + \frac{e}{mc} [\vec{v}_e, \vec{H}_0], \quad (2)$$

$$(-i\omega + v_{km}) \vec{v}_k = -\frac{e}{m_k} \vec{E} + \frac{e}{m_k c} [\vec{v}_k, \vec{H}_0], \quad (3)$$

где  $k$  — сорт заряженной частицы (электроны и ионы);  $m_k$  — масса частицы;  $\nu_{km}$  — частота соударений частицы  $k$ -го типа с молекулами и ионами;  $c$  — скорость света в вакууме;  $e$  — заряд электрона;  $\vec{H}_0$  — напряженность магнитного поля Земли.

Тензор диэлектрической проницаемости в диапазоне КНЧ в системе координат с осью  $Z$ , направленной вдоль магнитного поля, можно получить из (2), (3):

$$\begin{aligned} \varepsilon_{xx} &= \varepsilon_{yy} = \varepsilon_1 = \\ &= 1 - \frac{1}{2} \sum_{k=1}^K \frac{\omega_{pk}^2}{\omega} \left( \frac{1}{\omega - i\nu_k - \omega_{HK}} + \frac{1}{\omega - i\nu_k + \omega_{HK}} \right), \\ \varepsilon_{xy} &= \varepsilon_{yx} = -i\varepsilon_2 = \\ &= -i \frac{1}{2} \sum_{k=1}^K \frac{\omega_{pk}^2}{\omega} \left( \frac{1}{\omega - i\nu_k - \omega_{HK}} - \frac{1}{\omega - i\nu_k + \omega_{HK}} \right), \quad (4) \\ \varepsilon_{zz} &= \varepsilon_3 = 1 - \sum_{k=1}^K \frac{\omega_{pk}^2}{\omega(\omega - i\nu_k)}. \end{aligned}$$

Здесь  $\omega_{HK} = \pm eH_0 / (m_k c)$  — гирочастоты электронов ( $-$ ) и ионов ( $+$ );  $\omega_{pk} = (4\pi e^2 N_k / m_k)$  — плазменные частоты частиц  $k$ -го типа;  $\nu_k$  — эффективные частоты соударений, представляющие собой сумму частот соударений с ионами и нейтральными частицами всех типов.

Частоты соударений электронов и ионов с частицами плазмы рассчитывались по формулам из книги [Фаткуллин и др., 1981].

Суммарная частота соударений электронов с положительными ионами всех типов определяется формулой

$$\nu_{ei} = 54 \cdot 10^{-9} N_e / T_e^{3/2}. \quad (5)$$

Здесь  $N_e$ ,  $T_e$  — плотность и температура электронов соответственно.

Расчет частот соударений электронов с молекулами (молекулярного и атомарного кислорода  $O_2$  и  $O$ , азота  $N_2$ , атомарного водорода  $H$ , гелия  $He$ ) проводился по следующим формулам:

$$\begin{aligned} \nu(e, O_2) &= 1.82 \cdot 10^{-10} n(O_2) \times \\ &\times (1 + 3.6 \cdot 10^{-2} T_e^{1/2}), \\ \nu(e, N_2) &= 2.33 \cdot 10^{-11} n(N_2) \times \\ &\times (1 - 1.21 \cdot 10^{-4} T_e) T_e, \\ \nu(e, O) &= 2.8 \cdot 10^{-10} n(O) T_e^{1/2}, \\ \nu(e, H) &= 4.5 \cdot 10^{-9} n(H) (1 - 1.35 \cdot 10^{-4} T_e) T_e^{1/2}, \\ \nu(e, He) &= 4.6 \cdot 10^{-10} n(He) T_e^{1/2}, \\ \nu_{em} &= \sum_{k=1}^5 \nu_{ek}. \end{aligned} \quad (6)$$

Полная эффективная частота соударений электронов равна  $\nu_e = \nu_{em} + \nu_{ei}$ .

Частоты соударений ионов  $O_2^+$  с молекулами рассчитывались по формулам

$$\begin{aligned} \nu(O_2^+, O_2) &= 1.17 \cdot 10^{-9} n(O_2) \left( \frac{T_i + T_n}{2000} \right)^{0.28}, \\ \nu(O_2^+, O, N_2) &= (0.75n(O) + 0.89n(N_2))^{-9}, \\ \nu_{O_2^+m} &= \nu(O_2^+, O_2) + \nu(O_2^+, O, N_2). \end{aligned} \quad (7)$$

Для расчета частоты соударений ионов  $NO^+$  с молекулами использовалась формула

$$\begin{aligned} \nu_{NO^+m} &= \\ &= (0.83n(O_2) + 0.76n(NO) + 0.76n(N_2)) 10^{-9}. \end{aligned} \quad (8)$$

Для частоты соударений ионов  $O^+$  с молекулами

$$\nu_{O^+m} = (n(NO) + 1.08n(N_2)) 10^{-9}. \quad (9)$$

В формулах (6)–(9) величины  $n(X_k)$  и  $n(Y_k^+)$  — концентрации нейтральных частиц и ионов всех типов в ионосфере. В формуле (9) столкновения с молекулами  $O_2$  не учитываются. Аналогичным образом для расчетов частот столкновений ионов различного типа с другими заряженными частицами были использованы также формулы из книги [Фаткуллин и др., 1981].

Показатели преломления нормальных волн в ионосферной плазме при произвольном угле  $\theta$  между направлением геомагнитного поля и волновым вектором (ось  $Z$  направлена в зенит) удобно представить в следующем виде [Helliwell, 1965]:

$$\begin{aligned} (n - ik)_{1,2}^2 &= \frac{L \pm \sqrt{R}}{D}, \\ L &= (\varepsilon_{xx}^2 + \varepsilon_{yy}^2) \sin^2 \theta + \varepsilon_{xx} \varepsilon_{zz} (1 + \cos^2 \theta), \\ D &= 2(\varepsilon_{xx} \sin^2 \theta + \varepsilon_{zz} \cos^2 \theta), \\ R &= L^2 - 2D(\varepsilon_{xx}^2 + \varepsilon_{xy}^2) \varepsilon_{zz}. \end{aligned} \quad (10)$$

Выражение (10) существенно упрощается в частном случае распространения вдоль магнитного поля и принимает вид (12), где 1 и 2 соответствуют двум нормальным модам в ионосфере:

$$(n - ik)_{1,2} = \sqrt{\varepsilon_{xx} \pm i\varepsilon_{xy}}. \quad (12)$$

Нетрудно показать также, что в нижней ионосфере на высоте Е-слоя, где ионы можно считать немагнитными, действительная часть показателя преломления одной из нормальных волн совпадает с показателем свистовой моды (волна имеет круговую поляризацию) и выражение для показателя преломления вертикально распространяющейся волны дается формулой

$$n^2 = \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{H(NO^+)} \omega \cos \theta}. \quad (13)$$

Здесь принято, что на высотах Е-слоя  $NO^+$  является доминирующим ионом (это следует из модели IRI-2016, см. рис. 1, а).

На высотах более 150 км показатель преломления обыкновенной волны  $n_1$  близок к показателю преломления БМЗ-волны, а необыкновенной  $n_2$  —

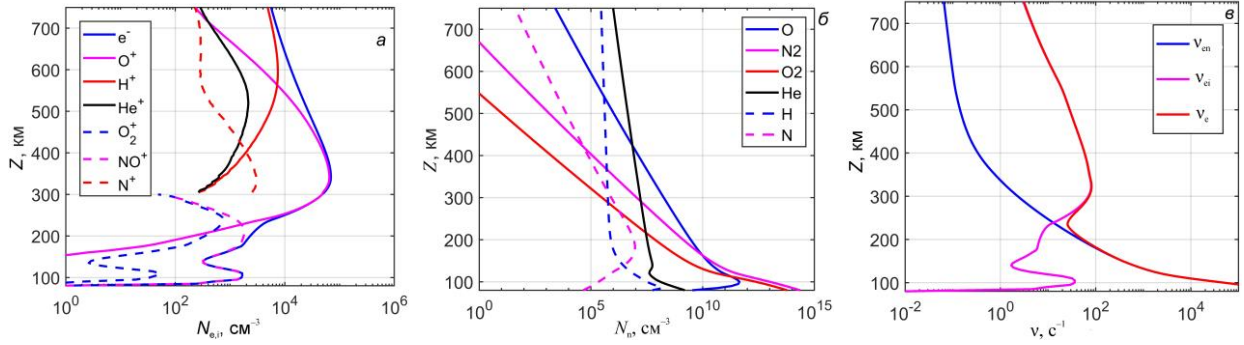


Рис. 1. Вертикальные профили: *a* — концентрация электронов и ионов (см<sup>-3</sup>); *б* — концентрация нейтральных молекул (см<sup>-3</sup>); *в* — расчетные частоты соударений электронов с нейтральными частицами, ионами и сумма двух последних величин (с<sup>-3</sup>). Зима, средние широты, полночь

к показателю преломления А-волны, скорректированному на близость частоты волны к ионной гирочастоте:

$$n_1 = \frac{\omega_{0i}}{\omega_{Hi}} \left( 1 + \frac{\omega^2}{\omega_{Hi}^2} \right), n_2 = n_1 \cos \theta, \quad (14)$$

где *i* — тип доминирующего иона на данной высоте.

В пределе, когда частота волны  $\omega \rightarrow 0$ , первая из нормальных волн (обыкновенная О) становится БМЗ-волной, а вторая (необыкновенная НО) — А-волной. Формулы (13) и (14) удобно использовать для оценок. В данной работе для расчетов характеристик нормальных волн использованы формулы (4)–(11). Для удобства ниже будем называть их БМЗ и А-волнами.

Дисперсионное уравнение для нормальных волн в холодной магнитоактивной плазме можно записать следующим образом (см., например, [Гинзбург, Рухадзе, 1975]):

$$F \equiv \frac{1}{2} \left[ k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} n^2(\omega, \theta) \right] = 0, \quad (15)$$

где  $\vec{k}$  — волновой вектор;  $n(\omega, \theta)$  — показатель преломления волны, определяемый уравнением (15). Групповую скорость можно рассчитать по формуле

$$\vec{V}_g = - \left( \frac{\partial F}{\partial \vec{k}} \right) / \left( \frac{\partial F}{\partial \omega} \right). \quad (16)$$

При этом предполагается, что внешнее магнитное поле направлено вдоль оси Z, а волновой вектор лежит в плоскости XZ и составляет угол  $\theta$  с направлением геомагнитного поля. В этом случае  $n^2(\omega, \theta) = n^2(\omega, \cos \theta)$ ,  $\cos \theta = k_z / \sqrt{k_x^2 + k_z^2}$ .

## 2. МОДЕЛЬ ИОНОСФЕРЫ

Параметры верхней атмосферы получены с использованием международных моделей заряженных и нейтральных частиц и геомагнитного поля (см. Введение и раздел 5). Расчеты в основном проводились для среднеширотной ионосферы. Для определенности была выбрана точка с географическими координатами 59° N, 46° E, соответствующая положению станда СУРА. Приведены результаты расчетов для зимнего (1 января) и летнего (1 июля)

времени года. Эти модели использовались в большинстве дальнейших расчетов, если не указано иное.

На рис. 1 представлен пример профилей нейтральных (*a*) и заряженных (*б*) частиц в ионосферной плазме, а также высотная зависимость частоты соударений электронов с нейтральными частицами и ионами (*в*), рассчитанная по формулам (5)–(9).

## 3. РЕЗУЛЬТАТЫ

### 3.1. Тензор диэлектрической проницаемости и показатель преломления КНЧ-волн

На рис. 2 представлен пример расчета по формулам (4) компонент тензора комплексной диэлектрической проницаемости для указанных ранее даты и координат.

Видно, что значения компонент тензора сильно зависят от времени суток. Особо следует отметить компоненту тензора  $\epsilon_{xy}$ , отвечающую за гиротропию среды. Эта компонента заметно отличается от нуля до высот внешней ионосферы. Напомним, что в МГД-приближении гиротропная компонента тензора проводимости среды равна нулю.

На рис. 3 показан результат расчета высотных зависимостей показателя преломления КНЧ-волн для трех частот по формулам (2)–(10). Там же для сравнения приведена аналогичная зависимость, полученная в рамках МГД-приближения (черная кривая). Реальная и мнимая части показателя преломления и поглощения обеих нормальных мод сильно зависят от частоты. На частотах 10 и 20 Гц они значительно отличаются от МГД-значений как в нижней, так и в верхней ионосфере. На частоте 1 Гц и ниже действительная часть А-волны совпадает с показателем преломления А-волны, рассчитанной в МГД-приближении на высотах более 200 км. В нижней ионосфере наблюдается существенное различие.

Основной особенностью показанных профилей действительной и мнимой частей показателей преломления является сильная зависимость от частоты.

Очевидно также, что магнитоионная теория дает адекватные значения для мнимых частей показателей преломления, которые также существенно зависят от частоты. Видно, что А-волна сильно затухает в нижней ионосфере, в то время как БМЗ-волна испы-

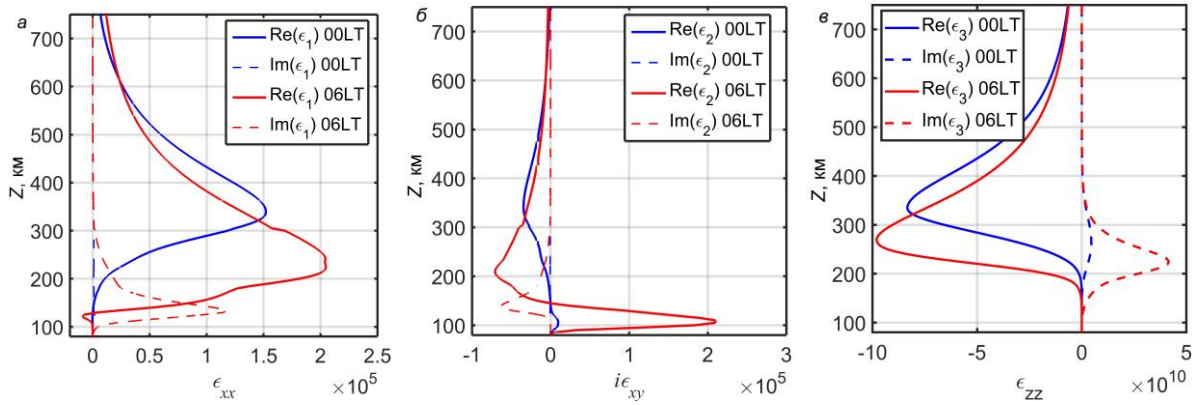


Рис. 2. Профили компонент тензора комплексной диэлектрической проницаемости для утра (красная кривая) и полуночи (синяя кривая), частота  $f=10$  Гц

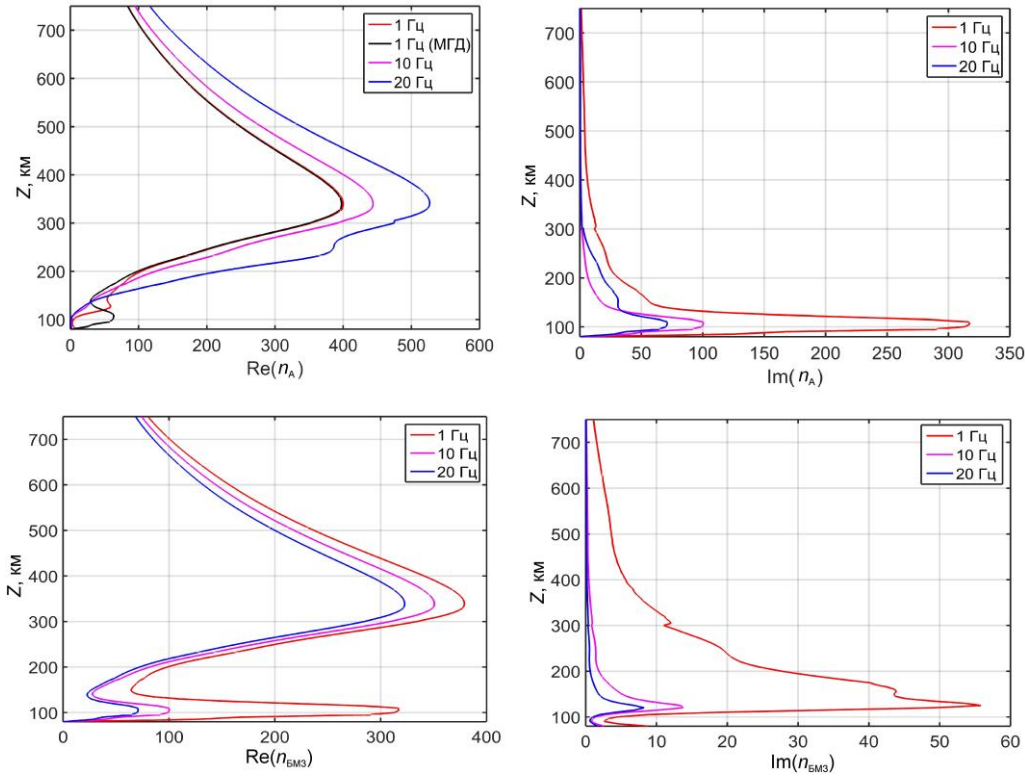


Рис. 3. Высотные профили реальной и мнимой частей показателей преломления нормальных волн: для А-волны (верхняя панель), для БМЗ-волны (нижняя панель)

тывает слабое затухание, а действительная часть ее показателя преломления приобретает характерную для свиста (вистлера) форму.

На рис. 4 показаны профили показателей преломления КНЧ-волн для зимы и лета и их изменения от дня к ночи.

Видно, что при переходе от зимнего к летнему времени года показатель преломления изменяется примерно в два раза, в то время как суточная вариация находится в пределах 4–5.

На рис. 5 показана зависимость показателя преломления КНЧ-волн от широты на примере трех известных нагревных стантов.

Видно, что различие между средними и высокими широтами незначительно. Для низких (субэкваториальных) широт показатель преломления могут в 3–4 раза отличаться от соответствующих значений для средних широт.

### 3.2 Затухание КНЧ-волн

Распространение КНЧ-волн в ионосферном МГД-волноводе на частотах ниже 3–4 Гц описывается в модовом приближении (см. цитируемые во Введении). Однако на более высоких частотах, когда поперечный размер волновода больше длины волны в среде, можно перейти к геометрической оптике (см. [Whang, 1997; Котик и др., 2021]). В частности, зная мнимую часть коэффициента преломления, можно легко рассчитать зависимость коэффициента поглощения МГД-волн в ионосфере от азимутального угла  $\varphi$  и от частоты. Примеры азимутальной зависимости показаны на рис. 6.

Видно, что А-волна на высотах МГД-волновода затухает гораздо сильнее БМЗ-волны, затухание которой практически не зависит от направления распространения. Этот факт согласуется с наблюда-

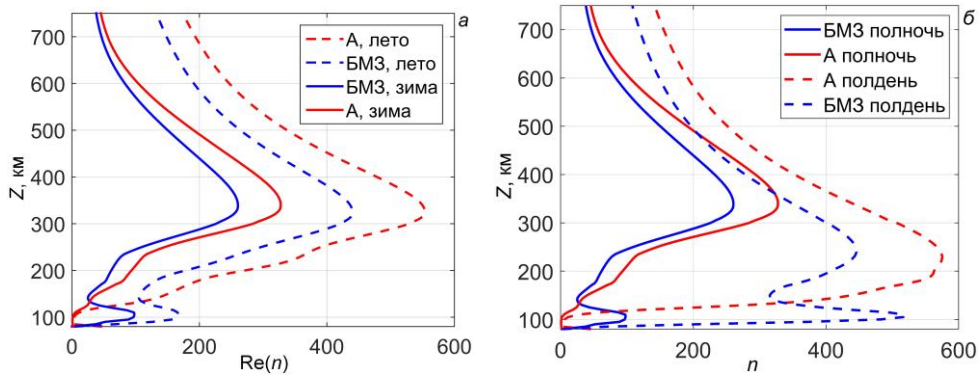


Рис. 4. Сравнение сезонных изменений высотных профилей показателей преломления КНЧ-волн для частоты 10 Гц (слева) и суточной вариации (справа) на средних широтах

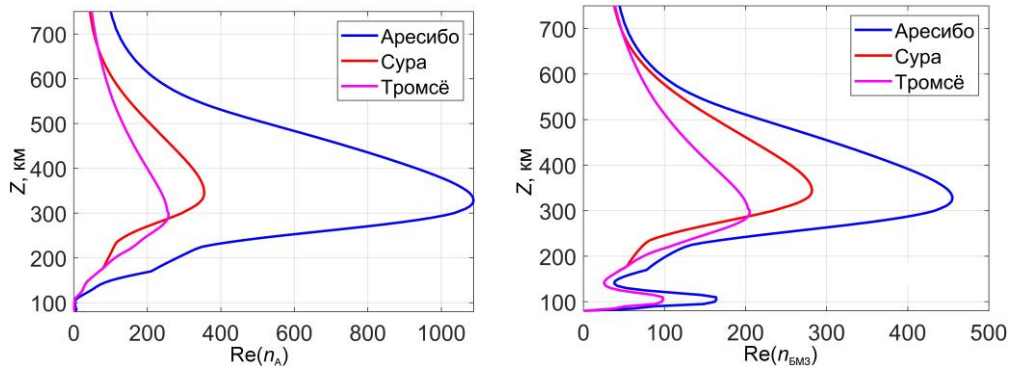


Рис. 5. Профили реальной части показателей преломления КНЧ-волн для различных широт (зима, полночь)

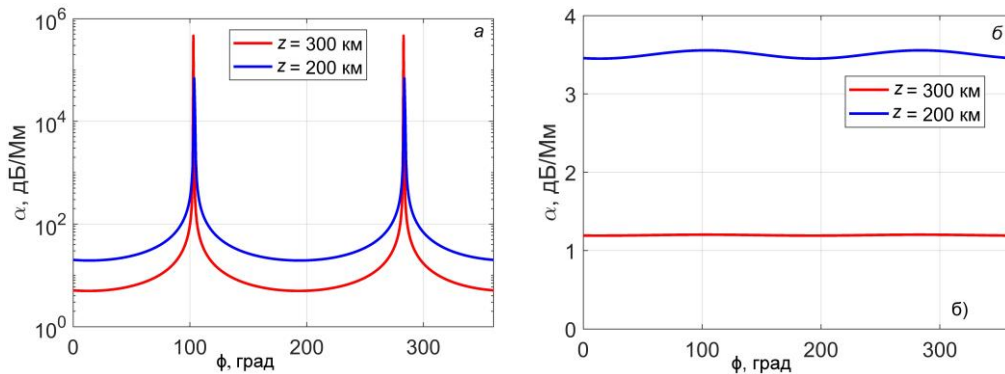


Рис. 6. Зависимости коэффициентов затухания от азимутального направления распространения для частоты 10 Гц на высотах 200 и 300 км: А-волна (а), БМЗ-волна (б)

емой в эксперименте одновременно регистрации пульсаций в значительно разнесенных по широте пунктах [Ермакова и др., 2019], а также с экспериментами по регистрации на сети пунктов в Тихом океане искусственных сигналов в диапазоне 1–40 Гц, генерированных в ионосфере стендом HAARP [Eliasson et al., 2012].

### 3.3 Поляризация КНЧ-волн в ионосфере

Степень поляризации КНЧ-волн будем характеризовать величиной  $P = |E_x / E_y| \exp(i\Delta\phi)$ , где  $\Delta\phi$  — фазовый сдвиг между составляющими  $E_x, E_y$ . Поляризация волны становится эллиптической в случае, когда  $\Delta\phi = \pm\pi/2$ . На рис. 7 показана зависимость поляризации от частоты (0.1, 1 и 10 Гц) для областей E и F ионосферы.

Видно, что поляризация КНЧ-волн в ионосфере сильно отличается от поляризации в МГД-приближении, которая, как хорошо известно, является линейной и не зависит от частоты [Альвен, 1952]. Поляризация становится почти линейной для частот ниже 0.1 Гц на высотах F-области и выше. Для частот ~1 Гц поляризация оказывается эллиптической, а для частот 10 Гц и выше почти круговой. На высоте E-области, где показатель преломления близок к свиттовому, поляризация становится почти круговой.

### 3.4. Групповая скорость КНЧ-волн в ионосфере

Зависимости направления вектора групповой скорости (угол  $\alpha$ ) и формы поверхностей волновых нормалей для КНЧ-волн от угла  $\theta$ , рассчитанные по формулам (15)–(17) для двух частот, показаны

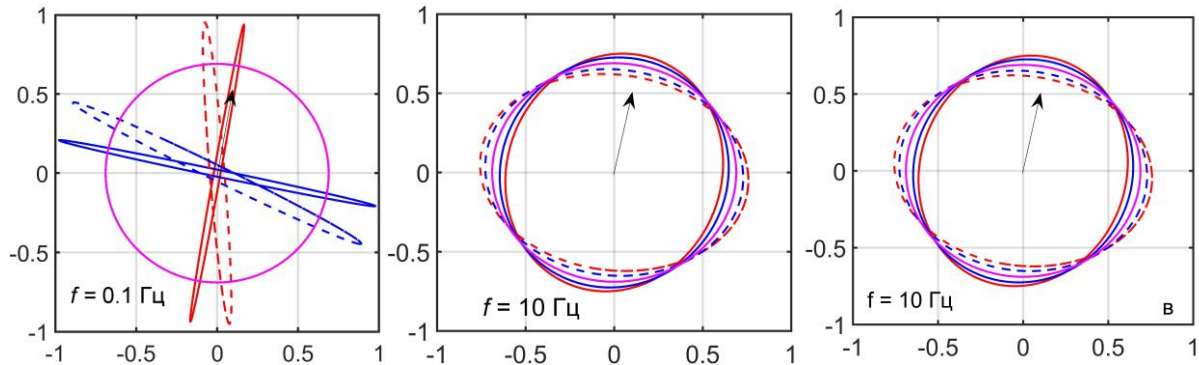


Рис. 7. Поляризационные свойства УНЧ-волн для трех частот и трех заданных высот (300 км — сплошные линии, 200 км — пунктирные линии, 100 км — линия розового цвета для свистовой моды). Синий цвет соответствует БМЗ-волне, красный — А-волне. Черная стрелка — проекция магнитного поля Земли на горизонтальную плоскость

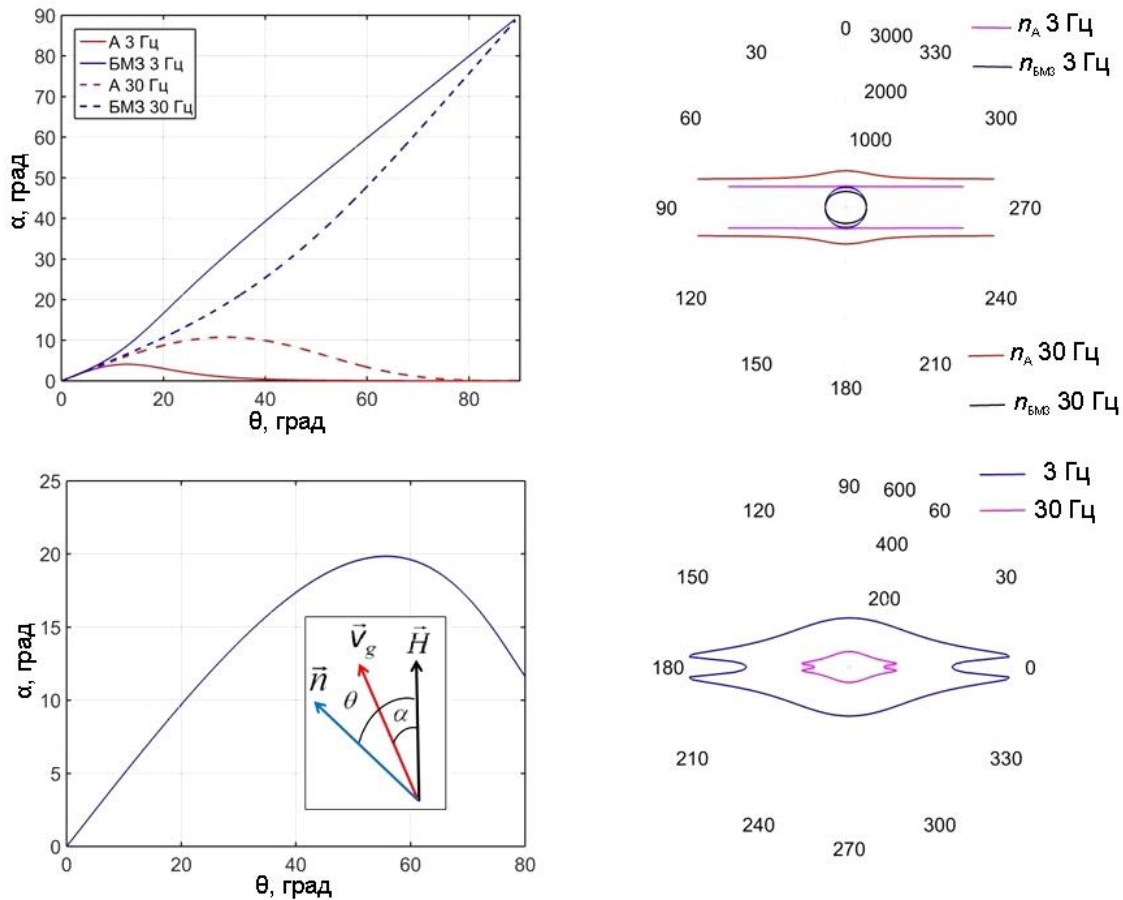


Рис. 8. Зависимость направления групповой скорости (угол  $\alpha$ ) от направления волновой нормали (угол  $\theta$ ):  $a$  — высота 350 км,  $b$  — высота 110 км; и формы поверхностей волновых нормалей:  $v$  — высота 350 км,  $z$  — высота 110 км для частот 3 и 30 Гц

на рис. 8 для высот 350 и 110 км. Напомним что вектор групповой скорости перпендикулярен поверхности волновой нормали. Видно, что на высотах F-области и выше отклонение вектора групповой скорости от направления геомагнитного поля не превышает  $5^\circ$  для частоты 3 Гц и  $10^\circ$  на частоте 30 Гц. БМЗ-волна распространяется практически изотропно на всех высотах, как и при МГД-подходе. Видно также, что для частоты 3 Гц и ниже поверхности волновых нормалей близки к аналогичным в МГД-приближении [Альвен, 1952], но заметно отличаются для частоты 30 Гц и выше на высотах F-слоя.

На высотах E-слоя зависимость направления вектора групповой скорости (панель  $v$ ) и поверхность волновых нормалей ( $z$ ) в КНЧ-диапазоне существенно отличаются как от МГД-приближения, так и от ОНЧ свистовой моды, несмотря на то, что показатель преломления близок к свистовому (теорема Стори, [Helliwell, 1965]).

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ

Результаты наших исследований свойств КНЧ-волн в диапазоне частот 0.3–30 Гц в многокомпонентной плазме ионосферы на основе магни-

тоионной теории показали существенное отличие от результатов, следующих из МГД-приближения.

1. Значения реальной части показателя преломления нормальных волн в области F ионосферы в полтора–два раза превышают значения, предсказываемые МГД-теорией. В области E велико влияние гиротропии, из-за чего показатель преломления одной из нормальных мод (БМЗ) становится близким к свистовой моде с круговой поляризацией, а вторая мода сильно затухает (см. рис. 1, 2). Сами значения показателя преломления очень зависят от времени суток, сезона и широты (см. рис. 3–5).

2. БМЗ-волны слабо затухают при распространении в любых направлениях как в МГД-волноводе, так и в магнитосфере. Это утверждение подтверждается экспериментами с искусственным ионосферным источником [Eliasson et al., 2012] и при наблюдениях естественных магнитных пульсаций на среднеширотных станциях, разнесенных по долготе на  $45^\circ$  [Ермакова и др., 2019]. Для А-волны затухание значительно увеличивается при распространении поперек магнитного поля — оно намного выше, чем для БМЗ-волны (см. рис. 6).

3. Поляризация нормальных волн во всем диапазоне частот и на всех высотах ионосферы преимущественно эллиптическая. Поляризация для всех частот КНЧ-диапазона становится почти линейной, а ориентация главных осей эллипса совпадает с ориентацией А-волн и БМЗ-волн только во внешней ионосфере на высотах более 600 км. На частотах ниже 0.1 Гц поляризация близка к случаю МГД-приближения уже на высотах F-слоя (см. рис. 7).

4. Направление вектора групповой скорости нормальных волн также сильно отличается от предсказываемого в рамках МГД-приближения. А-волна распространяется в конусе с осью вдоль магнитного поля, раскрыв которого зависит от частоты, достигая  $10^\circ$  на частоте 30 Гц. В то же время магнитное поле не оказывает на БМЗ-волну направляющего действия.

Применение магнитоионной теории в КНЧ-диапазоне важно для количественного моделирования спектральных характеристик ионосферного альфвеновского резонатора и интерпретации свойств естественных геомагнитных пульсаций (см. например, [Ермакова и др., 2007, 2019]).

## 5. УТВЕРЖДЕНИЕ О ДОСТУПНОСТИ ДАННЫХ

При подборе данных для заданных координат и времени использовались модели, рассчитанные по кодам, представленным на сайте:

- для электронной плотности — по модели IRI-2016 [[https://ccmc.gsfc.nasa.gov/modelweb/models/iri2016\\_vitmo.php](https://ccmc.gsfc.nasa.gov/modelweb/models/iri2016_vitmo.php)];
- для плотности атмосферных слоев — по MSIS-E-00 [[https://ccmc.gsfc.nasa.gov/modelweb/models/msis\\_vitmo.php](https://ccmc.gsfc.nasa.gov/modelweb/models/msis_vitmo.php)];
- для магнитного поля Земли — по данным DGRF/IGRF [[https://ccmc.gsfc.nasa.gov/modelweb/models/igrf\\_vitmo.php](https://ccmc.gsfc.nasa.gov/modelweb/models/igrf_vitmo.php)].

Указанные выше коды были встроены в основной код расчета показателя преломления нормальных волн в ионосфере.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда: разработка модели многокомпонентной ионосферной плазмы в рамках проекта № 20-17-00050 и расчеты характеристик нормальных КНЧ-волн в ионосфере в рамках проекта № 20-12-00197.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Альвен Х. *Космическая электродинамика*. М.: Иностранная литература, 1952. 260 с.
- Гинцбург М.А. Низкочастотные волны в многокомпонентной плазме. *Геомагнетизм и аэронавигация*. 1963, № 3. С. 610–614.
- Гинцбург В.Л. *Распространение электромагнитных волн в плазме*. М.: Наука, 1967. 685 с.
- Гинцбург В.Л., Рухадзе А.А. *Волны в магнитоактивной плазме*. М.: Наука, 1975. 256 с.
- Ермакова Е.Н., Котик Д.С., Поляков С.В., Щенников А.В. О механизме формирования широкополосного максимума в спектре фонового шума на частотах 2–6 Гц. *Изв. вузов. Радиофизика*. 2007. Т. 50, № 7. С. 607–623.
- Ермакова Е.Н., Демехов А.Г., Яхнина Т.А. и др. Особенности динамики спектров многополосных пульсаций Pc1 при наличии множественных областей ионно-циклотронной неустойчивости в магнитосфере. *Изв. вузов. Радиофизика*. 2019. Т. 62, № 1. С. 1–28.
- Ермакова Е.Н., Рябов А.В., Котик Д.С. Влияние вариаций геомагнитной активности на спектры поляризации УНЧ магнитного шума по данным наземного мониторинга. *XXVII Всероссийская открытая научная конференция «Распространение радиоволн»: Труды*. Калининград, 2021. С. 269–274.
- Котик Д.С., Рябов А.В., Ермакова Е.Н. и др. Свойства УНЧ/ОНЧ сигналов, генерируемых стендом СУРА в верхней ионосфере. *Изв. вузов. Радиофизика*. 2013. Т. 56, № 6. С. 382–394.
- Котик Д.С., Рябов А.В., Яшнов В.А. и др. Распространение крайне низкочастотного излучения от искусственного ионосферного источника в трехмерном неоднородном магнитогидродинамическом волноводе. *Изв. вузов. Радиофизика*. 2021. Т. 64, № 1. С. 1–11.
- Поляков С.В., Рапопорт В.О. Ионосферный альфвеновский резонатор. *Геомагнетизм и аэронавигация*. 1981. Т. 21. С. 816–822.
- Фаткуллин М.Н., Зеленова Т.И., Козлов В.К. и др. *Эмпирические модели среднеширотной ионосферы*. М.: Наука, 1981. 256 с.
- Aydogdu M., Ozca O. Effect of magnetic declination on refractive index and wave polarization coefficients of electromagnetic waves in mid-latitude ionosphere. *Indian J. Radio and Space Phys.* 1996. Vol. 25. P. 263–270.
- Eliasson B., Chang C.-L., Papadopoulos K. Generation of ELF and ULF electromagnetic waves by modulated heating of the ionospheric F2 region. *J. Geophys. Res.* 2012. Vol. 117, no. A10320. DOI: [10.1029/2012JA017935](https://doi.org/10.1029/2012JA017935).
- Ermakova E.N., Kotik D.S., Ryabov A.V. Characteristics of ULF magnetic fields in the 3D inhomogeneous Earth — ionosphere waveguide. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2022. Vol. 127, no. 3. DOI: [10.1029/2021JA030025](https://doi.org/10.1029/2021JA030025).
- Fujita S. Duct propagation of a short-period hydromagnetic wave based on the International Reference Ionosphere Model. *Planetary Space Sci.* 1987. Vol. 35, no. 91. P. 91–103. DOI: [10.1016/0032-0633\(87\)90148-6](https://doi.org/10.1016/0032-0633(87)90148-6).
- Fujita S. Duct propagation of hydromagnetic waves in the upper ionosphere. Dispersion characteristics and loss mechanism. *J. Geophys. Res.* 1988. Vol. 93, no. A12. P. 14674–14682. DOI: [10.1029/JA093iA12p14674](https://doi.org/10.1029/JA093iA12p14674).
- Greifinger C., Greifinger S. Theory of hydromagnetic propagation in the ionospheric waveguide. *J. Geophys. Res.* 1968. Vol. 73, no. 23. P. 7473–7490.



Helliwell R. *Whistlers and Related Ionospheric Phenomena*. Stanford University Press, 1965.

Jacobs J.A., Watanabe T. Propagation of hydromagnetic waves in the lower exosphere and the origin of short period geomagnetic pulsations. *J. Atmos. Terr. Phys.* 1962. Vol. 24, P. 413-419.

Lysak R.L., Waters C.L., Sciffer M.D. Modeling of the ionospheric Alfvén resonator in dipolar geometry. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2013. Vol. 118, no. 4. P. 1514–1528. DOI: [10.1002/jgra.50090](https://doi.org/10.1002/jgra.50090).

Singh A.K., Narayan D., Singh R.P. Propagation of extremely low frequency waves through the ionosphere. *Earth, Moon and Planets*. 2002. Vol. 91. P. 161–179. DOI: [10.1023/A:1022420426950](https://doi.org/10.1023/A:1022420426950).

Vavilov D.I., Shklyar D.R. Wave effects related to altitude variations in the ion composition of the ionosphere. *Radiophysics and Quantum Electronics*. 2016. Vol. 59, no. 7. P. 519–534. DOI: [10.1007/s11141-016-9720-8](https://doi.org/10.1007/s11141-016-9720-8).

Whang Y.C. Attenuation of magnetohydrodynamic waves. *Astronomical J.* 1997. Vol. 485, no.1. P. 389–397.

Yeşil A., Sağır S. Updating conductivity tensor of cold and warm plasma for equatorial ionosphere F2-region in the Northern Hemisphere. *Iranian J. Science and Technology. Transaction A*. 2019. Vol. 43, no. 5. P. 315–320. DOI: [10.1007/s40995-017-0408-5](https://doi.org/10.1007/s40995-017-0408-5).

URL: [https://ccmc.gsfc.nasa.gov/modelweb/models/iri2016\\_vitmo.php](https://ccmc.gsfc.nasa.gov/modelweb/models/iri2016_vitmo.php) (дата обращения 16 ноября 2022 г.).

URL: [https://ccmc.gsfc.nasa.gov/modelweb/models/msis\\_vitmo.php](https://ccmc.gsfc.nasa.gov/modelweb/models/msis_vitmo.php) (дата обращения 16 ноября 2022 г.).

URL: [https://ccmc.gsfc.nasa.gov/modelweb/models/igrf\\_vitmo.php](https://ccmc.gsfc.nasa.gov/modelweb/models/igrf_vitmo.php) (дата обращения 16 ноября 2022 г.).

*Как цитировать эту статью:*

Котик Д.С., Орлова Е.В., Яшнов В.А. Особенности характеристик КНЧ-волн в многокомпонентной ионосферной плазме. *Солнечно-земная физика*. 2022. Т. 8, № 4. С. 57–65. DOI: [10.12737/szf-84202205](https://doi.org/10.12737/szf-84202205).