

МНОГОКАНАЛЬНОЕ РАСПРОСТРАНЕНИЕ КРАЙНЕ НИЗКОЧАСТОТНЫХ ПОЛЕЙ ОТ ИОНОСФЕРНОГО И НАЗЕМНОГО ИСТОЧНИКОВ

С.В. Поляков, Е.Е. Чебышева (Научно-исследовательский радиофизический институт, 603950, Нижний Новгород)

Введение

Вопросам распространения КНЧ электромагнитных полей в волноводе земля-ионосфера (ВЗИ) и в ионосферном магнитозвуковом волноводе (ИМВ) посвящено огромное количество литературы. При этом по умолчанию полагается, что электромагнитные поля от наземных источников распространяются в ВЗИ, а от ионосферных и магнитосферных источников в ИМВ. Сравнительная оценка вклада двух обсуждаемых каналов распространения в результирующее поле от различных источников, насколько нам известно, никем и никогда не проводилась. В данной работе эта задача рассматривается для случая источников, расположенных в нижней атмосфере и на земле. Роль подобных источников может выполнять система низкочастотных токов, возникающих в нижней ионосфере при воздействии на неё мощным модулированным радиоизлучением[1] и приземные заземленные на концах линии электропередач (ЛЭП)[2].

Модель среды

Целью данной работы является получение оценок сравнительного вклада различных каналов распространения, поэтому при дальнейшем анализе используются достаточно простые модели среды, но с учетом всех основных структурных элементов. Мы будем рассматривать модель только ночной ионосферы, поскольку только в ночных условиях можно говорить о существовании ИМВ. Аналогично [3], рассмотрим дискретно слоистую модель среды с оптически тонким слоем ионосферных интегральных проводимостей.

Рассматриваем декартову систему координат с осью z , направленной по вертикали:

$z < 0$ – идеально проводящая земля;

$0 < z < h$ – полость земля – ионосфера;

$z = h$ – бесконечно тонкий слой ионосферных проводимостей с тензором поверхностной интегральной проводимости $\hat{\Sigma}$;

$h < z < H$ – однородная верхняя ионосфера в рамках идеальной магнитной гидродинамики с альвеновским показателем преломления n_A ;

$H < z$ – однородная магнитосфера в рамках идеальной магнитной гидродинамики с альвеновским показателем преломления n_{Am} .

Тензор поверхностной интегральной проводимости:

$$\hat{\Sigma} = \begin{pmatrix} \Sigma_p & -\Sigma_H \\ \Sigma_H & \Sigma_p \end{pmatrix} \quad (1)$$

Заменой $n_A \rightarrow n_A \left(1 + i \frac{n}{w}\right)$, где n – частота столкновений ионов с нейтрами, можно учесть

затухание в верхней ионосфере. Земное магнитное поле полагаем направленным по вертикали. Полагаем, что точечный электрический диполь с токовым моментом $\mathbf{J} = J_x \mathbf{x}_0 + J_y \mathbf{y}_0$ расположен в точке с координатами $x = 0$, $y = 0$, $z = h$. Рассматриваем зависимость от времени вида $e^{-i\omega t}$.

Интегральные представления для поля на земле от ионосферного источника

После разложения полей и источников в интеграл Фурье в горизонтальной плоскости, выражения для Фурье-компонент, удовлетворяющие уравнениям Максвелла, записываются для полости земля-ионосфера, верхней ионосферы и магнитосферы. Далее, подставляя выражения для Фурье-компонент в граничные условия, получаем систему уравнений, которая впоследствии приведет нас к интегральным представлениям для поля на земле для ионосферного источника в полярной системе координат. Даже для сравнительно

простой модели среды, используемой в настоящей работе, интегральные представления имеют весьма громоздкий вид и допускают получение конкретных результатов только с использованием численного счёта. На данном этапе мы ограничимся получением грубых аналитических оценок, из которых будет следовать целесообразность более детальных расчётов.

Оценки сравнительного вклада различных каналов распространения

Для решения этой задачи нам придется упростить модель среды. В дальнейшем мы будем полагать:

$$S_H = S_P = 0, R_A = R_M = 1 \quad (2)$$

Здесь R_A и R_M - коэффициенты отражения альвеновской и магнитозвуковой волн от границы $z = H$ при падении волны снизу.

В этом случае интегральные представления для полей в полярной системе координат (r, y) упрощаются и приобретают следующий вид:

$$H_r = \frac{J_x \sin y}{4p} \left\{ \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{k \cos k_z d}{k_0 D_{\perp}} \left[\frac{1}{k_{\perp} r} H_1^{(1)}(k_{\perp} r) - H_2^{(1)}(k_{\perp} r) \right] k_{\perp} dk_{\perp} + \frac{1}{r} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{k_0 \cos k_A d}{k D_{\parallel}} H_1^{(1)}(k_{\perp} r) dk_{\perp} \right\} \quad (3)$$

$$H_y = \frac{J_x \cos y}{4p} \left\{ \frac{1}{r} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{k \cos k_z d}{k_0 D_{\perp}} H_1^{(1)}(k_{\perp} r) dk_{\perp} + \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{k_0 \cos k_A d}{k D_{\parallel}} \left[\frac{1}{k_{\perp} r} H_1^{(1)}(k_{\perp} r) - H_2^{(1)}(k_{\perp} r) \right] k_{\perp} dk_{\perp} \right\}$$

Где $k_x = k_{\perp}$, $k_y = 0$, $k = \sqrt{k_0^2 - k_{\perp}^2}$, $k_A = k_0 n_A$, $k_z = \sqrt{k_A^2 - k_{\perp}^2}$

$H_{1,2}^{(1)}(k_{\perp} r)$ - функции Ханкеля первого рода и первого и второго порядка.

$D_{\parallel}$ и $D_{\perp}$ определяется формулами:

$$D_{\parallel} = \frac{k_0}{k} \cos k_A d \cdot \cos kh - \frac{k_A}{k_0} \sin k_A d \cdot \sin kh$$

$$D_{\perp} = \frac{k}{h} \cos k_z d \cdot \cos kh - \frac{k_z}{k_0} \sin k_z d \cdot \sin kh \quad (4)$$

Уравнения $D_{\parallel} = 0, D_{\perp} = 0$ (5) определяют постоянные распространения нормальных волн волновода земля-ионосфера (ВЗИ) и ионосферного магнитозвукового волновода (ИМВ). Рассмотрим вклад ВЗИ и ИМВ последовательно.

В волноводе земля-ионосфера будем учитывать только главную волну, для которой $k_{\perp 0}$ порядка k_0 . В этом случае с достаточно высокой степенью точности можно положить $\sin kh = kh, \cos kh = 1$ и решение дисперсионного уравнения имеет вид:

$$k_{\perp 0}^2 = k_0^2 \left(1 - \frac{\text{ctg} k_A d}{n_A k_0 h} \right) \quad (6)$$

С использованием теории вычетов из интегральных представлений (3) и неравенства $k_{\perp 0} r \ll 1$ для поля главной волны ВЗИ получаем:

$$H_r = \frac{k_0 J_x \sin y \cdot \text{ctg} k_A d}{2p n_A h (k_{\perp 0} r)^2}$$

$$H_y = - \frac{k_0 J_x \cos y \cdot \text{ctg} k_A d}{2p n_A h (k_{\perp 0} r)^2} \quad (7)$$

Для ионосферного магнитозвукового волновода получить простое аналитическое решение дисперсионного уравнения не удаётся. По порядку величины постоянные распространения нормальных волн ИМВ $k_{\perp n}$ порядка k_A . В отличие от ВЗИ важной особенностью ИМВ является наличие частоты отсечки, то есть частоты, ниже которой распространение волн в ИМВ невозможно. Используя неравенство

$k_{\perp} \gg k_0$ и полагая, что вблизи частот отсечки $k_{\perp} h \ll 1$ и $k_{\perp} \ll k_A$ дисперсионное уравнение для ИМВ запишется в виде:

$$\operatorname{tg} k_A d = \frac{1}{k_A h} \quad (8)$$

Вблизи нижней критической частоты $k_A h \ll 1$. То есть минимальную частоту, на которой возможно распространение волн в ИМВ, находим из соотношения: $k_A d = \frac{p}{2}$ (9)

Полагая $n_A = 10^3$, $d = 300 \text{ км}$, получаем $f_{\min} = 0,25 \text{ Гц}$.

Далее, полагая $k_{\perp n} r \gg 1$, используя асимптотику функций Ханкеля при больших значениях аргумента и теорию вычетов из интегральных представлений (3), получаем оценку магнитного поля на земле для ИМВ:

$$H_r \approx \sum_n -\frac{J_x \sin y}{\sqrt{2p k_{\perp n}} r} k_{zn}^2 h e^{i k_{\perp n} - i \frac{p}{4}} \cdot \frac{1}{d+h} \quad (10)$$

Здесь сумма берется по распространяющимся волнам. Используя (7) и (10) оценим сравнительный вклад двух различных каналов транспортировки сигнала. Полагая $k_{\perp n} \sim k_{zn} \sim k_A$, $\operatorname{ctg} k_A d \sim 1$ можно записать:

$$\left| \frac{H_r^{\text{ИМВ}}}{H_r^{\text{ВЗН}}} \right| \sim \frac{\sqrt{2p} \cdot h}{d+h} (k_A r)^{3/2} (k_A h) \quad (11)$$

Оценки показывают, что на расстояниях $r \sim h$ различные каналы дают соизмеримый вклад в поле на земле. При увеличении расстояния, вклад ИМВ возрастает до тех пор, пока не «включится» затухание нормальных волн ИМВ.

Задача для наземного источника в виде горизонтального магнитного диполя рассматривается аналогично. Здесь для частот вблизи частот отсечки нормальных волн ИМВ общий вывод о сравнительной эффективности различных каналов распространения совпадает с выводом, сделанным выше для ионосферного источника. Для частот, далёких от частот отсечки, вклад соответствующих нормальных волн будет ослаблен. Проведенное рассмотрение говорит о необходимости и целесообразности анализа многоканального распространения для более сложных и адекватных моделей.

Список литературы

1. С. Chang, J. Labenski, I. Doxas, T. Wallace, N. Gumerov, and D. Popadopoulos, ULF-ELF Generation Without Electrojets. // RF Ionospheric Interactions Workshop, Santa Fe, New Mexico, 8 – 21 April 2010
2. Беляев П.П. Поляков С.В. Ермакова Е.Н. и др. Первые эксперименты по генерации и приёму искусственных УНЧ излучений (0,3-12 Гц) на дистанции 1500 км. – Изв. ВУЗов, Радиофизика 2002, т. 45, №2, с. 156-162.
3. С.В. Поляков, Е.Н. Ермакова, А.С. Поляков, М.Н. Якунин «Формирование спектров и поляризации фонового ультранизкочастотного электромагнитного шума на поверхности земли.» - Геомагнетизм и аэронавигация, 2003, том 43, №2, с. 240-247.