

УДК 55.084-2

ГРАНИЧНОЕ УСЛОВИЕ НА ТЕРМИНАТОРЕ ДЛЯ НЕСТАЦИОНАРНОГО ГОРИЗОНТАЛЬНОГО ИОНОСФЕРНОГО ТОКА С УЧЁТОМ ЗАТЕКАНИЯ ЧАСТИ ТОКА В ВЕРХНЮЮ ИОНОСФЕРУ И МАГНИТОСФЕРУ

С. В. Поляков *

Научно-исследовательский радиофизический институт, г. Нижний Новгород, Россия

Рассматривается граничное условие на терминаторе для горизонтальных ионосферных токов с учётом возможности затекания части тока в верхнюю ионосферу и магнитосферу. В теоретических моделях распространения крайне низкочастотных полей, представленных в литературе, предполагается, что нормальная к терминатору компонента горизонтального ионосферного тока непрерывна на терминаторе. В данной работе в качестве основы теоретических построений использовано хорошо известное граничное условие для альвеновских волн на горизонтально неоднородной ионосфере.

ВВЕДЕНИЕ

Вопрос о влиянии сильных горизонтальных неоднородностей ионосферы (в первую очередь, терминатора) на регулярный грозовой шумовой фон в диапазоне крайне низких частот (КНЧ) до сих пор остаётся открытым. К настоящему времени известны две попытки построения общей теории распространения крайне низкочастотных волн вблизи Земли, учитывающей все основные качественные особенности среды: гиротропия, вертикальные и горизонтальные неоднородности ионосферы, сферическая геометрия.

Во-первых, отметим большой и последовательный цикл работ по теории шумановских резонансов (см. [1, 2] и цитируемую литературу). Здесь решение для электромагнитного поля в полости Земля—ионосфера строится в виде разложения по собственным функциям полости Земля—ионосфера с идеально отражающими границами. При этом полагается, что поправки, связанные с учётом реальных параметров ионосферы, малы. В качестве малого параметра используется импеданс ионосферы. Для E -волн импеданс ионосферы, действительно, очень мал (по сравнению с импедансом системы, состоящей из полупространства Земли и полости Земля—ионосфера), чего нельзя сказать о H -волнах. Таким образом, в общем случае гиротропной ионосферы метод возмущений должным образом не обоснован, а полученные решения, по нашему мнению, представляют только методический интерес. Сказанное подтверждается опытным фактом существования резонансной структуры спектра естественного шумового фона, связанной с ионосферным альвеновским резонатором [3], где магнитные поля E - и H -волн соизмеримы между собой.

Далее в работах [4–9] было предложено развивать теорию распространения крайне низкочастотных волн в полости Земля—ионосфера на основе двумерного телеграфного уравнения. При этом в качестве динамических переменных выступают не напряжённости электрического и магнитного полей, а напряжение между Землёй и ионосферой, токи в Земле и ионосфере и поверхностные заряды. Подобный подход на крайне низких частотах представляется естественным, и на его основе был решён целый ряд частных модельных задач, учитывающих сферичность Земли, гиротропию и неоднородность ионосферы на границе «день—ночь». Подчеркнём, что до сих пор

* svp@nirfi.sci-nnov.ru

не получено решение, одновременно учитывающее все указанные свойства среды. На основе решений частных задач были сделаны смелые обобщения и заявлено решение обсуждаемой задачи в общем случае.

Необходимо сказать, что предложенный подход на основе двумерного телеграфного уравнения является реальным шагом вперёд в теории распространения низкочастотных волн. Он позволяет последовательно и корректно рассматривать сильные ионосферные неоднородности. На его основе естественным образом учитывается влияние ионосферного альвеновского резонатора.

Спорное звено обсуждаемых теоретических построений по учёту ионосферной неоднородности «день—ночь» (терминатора) состоит в некорректном, по нашему мнению, граничном условии на терминаторе для ионосферного тока. Эта задача строго решена только для модели изотропной ионосферы, где предполагается, что нормальная к терминатору горизонтальная компонента ионосферного тока непрерывна на терминаторе. При одновременном учёте анизотропии и горизонтальной неоднородности ионосферы необходимо учитывать возможность затекания части тока в верхнюю ионосферу (магнитосферу) или, другими словами, возможность излучения альвеновских волн, что и является целью данной работы.

Очевидно, что говорить о затекании тока в верхнюю ионосферу можно только в случае, когда нижняя ионосфера оптически тонка. На сверхнизких частотах ($f = 30 \div 300$ Гц) оптическая толщина нижней ионосферы больше единицы как для дневной, так и для ночной ионосферы. Поэтому для сверхнизкочастотного диапазона разработанная к настоящему времени теория двумерного телеграфного уравнения является адекватной. На крайне низких частотах ($3 \text{ Гц} < f < 30 \text{ Гц}$), по крайней мере, в части терминатора с ночной стороны нижняя ионосфера оптически тонка, и возможно затекание тока в верхнюю ионосферу.

В качестве основы использовано граничное условие [10] для альвеновских волн на горизонтально неоднородной ионосфере, которое широко используется в геофизике. Для модели терминатора в виде плавного перехода параметров ионосферы от дневных к ночным значениям получено искомое граничное условие для горизонтальной компоненты тока, нормальной к терминатору, с учётом излучения альвеновских волн.

1. ИСХОДНЫЕ УРАВНЕНИЯ. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Одним из важных результатов исследований в области магнитосферно-ионосферного взаимодействия является установление граничного условия для альвеновской волны магнитосферного происхождения на горизонтально неоднородной ионосфере [10]. Традиционная постановка обсуждаемой задачи, представленная в геофизической литературе, состоит в следующем. Рассмотрим плоскостную модель среды с осью z , направленной вертикально вверх. Земное магнитное поле также полагаем направленным по вертикали. Проводящую нижнюю ионосферу считаем оптически тонкой и описываем тензором поверхностной проводимости $\hat{\Sigma}$, причём тензор $\hat{\Sigma}$ может зависеть от горизонтальных координат. Пренебрегая током смещения, запишем уравнение непрерывности для электрического тока на уровне выше максимумов ионосферных проводимостей h^* (в этой области проводимости существенно спадают):

$$\operatorname{div} \mathbf{J} + j_z|_{z=h^*} = 0. \quad (1)$$

Здесь j_z — вертикальная составляющая плотности электрического тока, вытекающего из ионосферы, \mathbf{J} — плотность проинтегрированного по высоте горизонтального ионосферного тока. В соответствии с законом Ома

$$\mathbf{J} = \hat{\Sigma} \mathbf{E}, \quad (2)$$

где \mathbf{E} — напряжённость электрического поля. Полагая вертикальную компоненту поля $E_z = 0$, из уравнений Максвелла несложно получить хорошо известное соотношение между вертикальным током j_z и электрическим полем \mathbf{E} :

$$\frac{\partial j_z}{\partial t} = -\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial}{\partial z} \operatorname{div} \mathbf{E}, \quad (3)$$

где μ_0 — магнитная постоянная. Дифференцирование соотношения (1) по времени и подстановка в него величин из (2) и (3) позволяют получить известную запись обсуждаемого граничного условия

$$\operatorname{div} \left[\frac{\partial}{\partial t} (\hat{\Sigma} \mathbf{E}) - \frac{1}{\mu_0} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial z} \right]_{z=h^*} = 0. \quad (4)$$

Соотношение (4) представляет собой другую форму записи уравнения непрерывности и в общем виде для решения задачи отражения альвеновской волны от горизонтально неоднородной ионосферы практически бесполезно. В работе [10] показано, что для достаточно низких частот электрическое поле в формуле (4) можно отождествить с электрическим полем альвеновских волн (падающей и отражённой). Другими словами, электрическим полем трансформированной магнитозвуковой волны можно пренебречь. В этом случае электрическое поле в горизонтальной плоскости потенциально, что позволяет с успехом решать задачи магнитосферно-ионосферного взаимодействия.

Будем полагать, что распределение свойств среды вдоль оси z остаётся ранее указанным, но источники расположены в полости Земля—ионосфера. Это позволяет перейти к внутренней задаче по оси z . Очевидно, что на уровне $z = h^*$ для альвеновской волны выполняется импедансное граничное условие

$$\mathbf{E}_A = Z [\mathbf{H}_A, \mathbf{z}^0]. \quad (5)$$

Здесь Z — импеданс полупространства $z > h^*$, \mathbf{E}_A и \mathbf{H}_A — спектральные компоненты электрического и магнитного полей альвеновской волны. Предполагается, что зависимость от времени имеет вид $\exp(-i\omega t)$. Используя условие (5) и закон Фарадея, несложно получить

$$\frac{\partial \mathbf{E}_A}{\partial z} = \frac{i\omega\mu_0}{Z} \mathbf{E}_A. \quad (6)$$

Далее, используя (6), запишем вертикальный ток (3) в виде

$$j_z = Y \operatorname{div} \mathbf{E}, \quad (7)$$

где $Y = Z^{-1}$ — адмитанс полупространства верхняя ионосфера—магнитосфера. Мы полагаем адмитанс Y горизонтально однородным (см. ниже). В формуле (7) фигурирует полное электрическое поле, включающее электрическое поле магнитозвуковой волны. Это оправдано, поскольку для магнитозвуковой волны $j_z = 0$ и $\operatorname{div} \mathbf{E} = 0$.

Наконец, используя соотношения (2) и (7), запишем уравнение непрерывности (1) для внутренней задачи с источниками, расположенными в полости Земля—ионосфера, для гармонических процессов:

$$\operatorname{div} [(\hat{\Sigma} + Y) \mathbf{E}]_{z=h^*} = 0. \quad (8)$$

Несколько слов о пределе применимости уравнения (8). В отличие от задач магнитосферно-ионосферного взаимодействия, в (8) мы учитываем поля как альвеновской, так и магнитозвуковой волн. По этой причине пределы применимости уравнения (8) по частоте определяются пределами применимости модели оптически тонкой нижней ионосферы (частота $f < 20$ Гц для ночной ионосферы, $f < 0,2$ Гц для дневной).

2. ПРОДОЛЬНЫЕ ТОКИ В РАЙОНЕ ТЕРМИНАТОРА. ГРАНИЧНОЕ УСЛОВИЕ ДЛЯ ТОКА НА ТЕРМИНАТОРЕ

В данной работе под терминатором понимается линия (полоса) в проекции на земную поверхность, поперёк которой относительно резко изменяется интегральная проводимость от дневных значений к ночным или наоборот (вечер или утро) за счёт движения по высоте границы «свет—тьень». При этом условия освещённости верхней ионосферы над терминатором качественно не меняются. По этой причине в модели полагаем верхнюю ионосферу горизонтально однородной над терминатором. Далее учтём, что максимум холловской проводимости расположен ниже максимума педерсеновской проводимости. Это значит, что холловская проводимость по отношению к педерсеновской проводимости будет перестраиваться ранее в вечерние часы и позднее в утренние. А интересующие нас процессы (вертикальные токи), как будет видно из дальнейшего изложения, сосредоточены вблизи ночной ионосферы. Исходя из сказанного, предлагается следующая модель пространственного распределения интегральных проводимостей на ночной стороне терминатора:

$$\Sigma_p(x) = \Sigma_p^* g(x), \quad \Sigma_H(x) = \Sigma_H = \text{const}, \quad g(x) = \begin{cases} 1, & x < 0; \\ 1 + x/l, & x > 0. \end{cases} \quad (9)$$

Здесь Σ_p^* и Σ_H — ночные значения интегральных педерсеновской и холловской проводимостей соответственно, $x = 0$ — условная граница терминатора с ночной стороны, $x < 0$ — ночь, $0 < x \ll d$ — ночная сторона терминатора, d — ширина терминатора, l — характерная длина пространственного изменения интегральной проводимости. Длина l порядка нескольких километров, поскольку интегральные проводимости меняются почти на два порядка на горизонтальном масштабе $200 \div 300$ км.

Перепишем уравнение (8) в явном виде. При этом полагаем, что $Y = \text{const}$ ($dY/dx = 0$), а компонента поля E_y (вдоль терминатора) непрерывна на терминаторе:

$$[\Sigma_p(x) + Y] \frac{dE_x}{dx} + E_x \frac{d\Sigma_p(x)}{dx} = 0. \quad (10)$$

Решение уравнения (10) с учётом (9) запишется как

$$E_x = \frac{C}{x + l'}, \quad (11)$$

где $l' = l(1 + Y/\Sigma_p^*)$. Из соотношений (7) и (11) следует формула для плотности продольного тока

$$j_z|_{x < 0} = - \frac{CY}{(x + l')^2}. \quad (12)$$

Оценим толщину слоя продольных токов $l' = l(1 + Y/\Sigma_p^*)$. Пусть $l = 5$ км. Положим для ночной ионосферы $\Sigma_p^* = 0,3 \text{ Ом}^{-1}$. Адмитанс верхней ионосферы при наличии волн, отражённых от внешней части главного ионосферного максимума, будет иметь осциллирующий характер по частоте. Для оценки положим, что отражённых волн нет, тогда $Y = n/Z_0$, где $Z_0 = 120\pi \text{ Ом}$ — импеданс вакуума, $n \approx 500$ — показатель преломления альвеновской волны в верхней ионосфере. В итоге получаем $l' \approx 27$ км, т. е. слой с продольным током очень тонкий по сравнению с горизонтальным масштабом терминатора. При этом $Y/\Sigma_p^* = 4,4$. Интегрируя (12) по координате x , запишем линейную вдоль терминатора плотность вертикального тока

$$J_z = \int_0^\infty j_z dx = - \frac{CY}{l'}. \quad (13)$$

Введём следующие обозначения: J_{np} — педерсеновский поверхностный ток в ночной ионосфере, текущий по нормали x к терминатору, J_{dp} — педерсеновский поверхностный ток в области терминатора правее токового листа J_z и также текущий по оси x , J_H — ионосферный холловский поверхностный ток, который в рамках рассматриваемой модели однороден, J_n и J_d — полные ионосферные поверхностные токи, определённые аналогично J_{np} и J_{dp} соответственно. Используя (9) и (11), запишем J_d как

$$J_d = J_x|_{x \rightarrow \infty} = \Sigma_p(x)E_x(x) + \Sigma_H E_y|_{x \rightarrow \infty} = C\Sigma_p^*/l + \Sigma_H E_y = J_{dp} + J_H. \quad (14)$$

В соответствии с первым правилом Кирхгофа

$$J_n = J_d + J_z, \quad J_{np} = J_{dp} + J_z. \quad (15)$$

Взяв за основу ночной ток J_{np} и используя соотношения (13)–(15), определим константу C и линейную вдоль терминатора плотность вертикального тока:

$$C = \frac{J_{np}l'}{\Sigma_p^*}, \quad J_z = -J_{np} \frac{Y}{\Sigma_p^*}. \quad (16)$$

В результате искомое граничное условие для нормальной компоненты ионосферного тока на терминаторе можно записать как

$$J_d - J_n = J_{np} \frac{Y}{\Sigma_p^*}, \quad (17)$$

или

$$J_{dp} - J_{np} \left(1 + \frac{Y}{\Sigma_p^*} \right) = 0. \quad (18)$$

Типичное отношение $Y/\Sigma_p^* \approx 4 \div 5$, т. е. полученное граничное условие (17), (18) радикально отличается от случая изотропной ионосферы [4–9], где полагалось $J_d = J_n$. На рис. 1 приведена иллюстрация растекания токов на терминаторе для случая $Y/\Sigma_p^* = 4$. Количество линий на рис. 1 пропорционально силе тока.

Обратим внимание на универсальный вид граничного условия (17), (18), которое не зависит от параметра l модели. Вопрос о модели терминатора требует дополнительного изучения, однако в данной работе мы ограничимся проведённым рассмотрением.

3. ИОНОСФЕРНЫЙ АЛЬВЕНОВСКИЙ РЕЗОНАНС НА ТЕРМИНАТОРЕ

Широко известная резонансная структура спектра, связанная с ионосферным альвеновским резонатором, наблюдается, как правило, в ночных условиях вне терминатора [3]. При рассмотрении механизма формирования резонансной структуры [11] полагается, что и ионосфера, и электромагнитное поле от дальних гроздовых разрядов пространственно однородны на масштабе высоты полости Земля–ионосфера, т. е. предполагается, что резонансная структура спектра формируется ионосферой в районе точки наблюдения (локальность). С традиционной точки зрения,

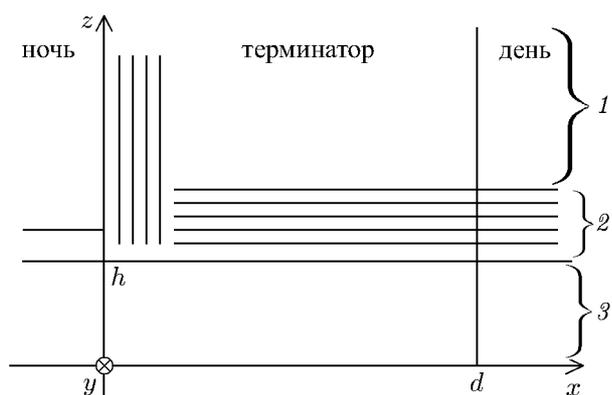


Рис. 1. Иллюстрация растекания токов на терминаторе: 1 — верхняя ионосфера, 2 — нижняя ионосфера, 3 — полость Земля–ионосфера

название данного раздела выглядит парадоксальным. Тем не менее, три обстоятельства позволяют говорить о резонансе.

Во-первых, мы говорим не о резонаторе, а о резонансе как о вынужденном решении. Во-вторых, вертикальный ток, как следует из проведённых расчётов, существует вблизи ночной стороны терминатора, где при движении от ночной к дневной стороне терминатора изменяется освещённость нижней ионосферы. При этом освещённость верхней ионосферы, где набирается основной набег фазы альвеновских волн, практически не меняется. В-третьих, толщина слоя с вертикальным током, как следует из проведённых оценок, составляет десятки километров. Таким образом, требования к степени однородности верхней ионосферы по горизонтали очень мягкие. При резонансе мы полагаем, что выполняются условия для отражения альвеновских волн в верхней ионосфере. Грубо говоря, на терминаторе (точнее, на малой части терминатора с ночной стороны) мы имеем ионосферный альвеновский резонанс с дневной верхней ионосферой и с ночной нижней ионосферой. Соответственно, частотный шаг между соседними гармониками ионосферного альвеновского резонанса на терминаторе будет существенно уже частотного шага этого резонанса в ночной ионосфере.

Существование резонанса приведёт к тому, что в граничном условии для ионосферного тока (17), (18) параметр Y (адмитанс верхней ионосферы) будет комплексным, а также осциллировать по частоте.

Выше при описании волн в верхней ионосфере мы находились в рамках идеальной магнитной гидродинамики. Относительно малый горизонтальный размер токового листа требует оценки корректности этого приближения в рассматриваемой задаче. В приближении идеальной магнитной гидродинамики ограниченный в пространстве пакет альвеновских волн без искажений распространяется вдоль внешнего магнитного поля с групповой скоростью, равной альвеновской скорости. При учёте инерции ионов с учётом малого параметра ω/Ω_H , где Ω_H — гирочастота ионов, появятся отклонения от идеальной магнитной гидродинамики. Во-первых, групповая скорость пакета альвеновских волн будет отклоняться от направления внешнего магнитного поля, и, во-вторых, пакет в процессе распространения будет расплываться.

Математический аппарат для описания обсуждаемых искажений был предложен в работе [12], где использовано разложение

$$k_z = k_0 n + \alpha k_y + \beta k_x^2 + \gamma k_y^2 + \dots \quad (19)$$

Здесь k_x , k_y , k_z — волновые числа (пространственные гармоники) вдоль осей x , y и z соответственно. Ось z направлена по вертикали. В [12] учтён наклон земного магнитного поля и предполагается, что магнитное поле лежит в плоскости yz . Коэффициенты в (19), вообще говоря, комплексные; если они действительные, то первый член разложения в (19) определяет набег фазы, второй — отклонение групповой скорости от направления магнитного поля, квадратичные члены — расплывание волнового пучка.

В работе [12] приведены общие громоздкие формулы для коэффициентов в (19) через угол θ между вертикалью и внешним магнитным полем и компоненты тензора диэлектрической проницаемости ε , g , η в системе координат с осью z вдоль внешнего магнитного поля:

$$\hat{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon & ig & 0 \\ -ig & \varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & \eta \end{pmatrix}. \quad (20)$$

В рамках идеальной магнитной гидродинамики $g = 0$, $\eta \rightarrow \infty$. Мы также будем полагать величину η бесконечной, но учтём конечное значение g .

Возвращаясь к рассматриваемой задаче о терминаторе, отметим, что терминатор, как линия на глобусе, ориентирован, грубо говоря, с севера на юг, как и земное магнитное поле. Отсюда следует, что в направлении поперёк терминатора будет иметь место, в основном, расплывание волнового пучка, определяемое коэффициентом β в (19), а смещение пучка волн (коэффициент α) с соответствующим расплыванием (коэффициент γ) будет происходить вдоль терминатора. Очевидно, что характерные пространственные масштабы изменения полей вдоль терминатора существенно длиннее характерных масштабов изменения полей поперёк терминатора, т. е. $k_x^2 \gg k_y^2$. Это означает, что основным эффектом неидеальности задачи является расплывание волнового пакета поперёк терминатора. Используя результаты [12], запишем упрощённые приближённые выражения для интересующих нас коэффициентов разложения (19):

$$n^2 = \varepsilon (1 + g^2 \varepsilon^{-2} \operatorname{ctg}^2 \theta) / (\cos^2 \theta), \quad (21)$$

$$\alpha = \operatorname{tg}(\theta) [1 - g^2 \varepsilon^{-2} \operatorname{ctg}^2(\theta) / \sin^2(\theta)], \quad \beta = (2nk_0)^{-1} g^2 \varepsilon^{-2} \operatorname{ctg}^2(\theta) / \sin^2(\theta). \quad (22)$$

Здесь $\varepsilon = n_A^2 = n^2$, n_A — альвеновский показатель преломления, $g^2/\varepsilon^2 = (\omega/\Omega_H)^2$. При выводе формул (21), (22) использовано неравенство

$$\varepsilon^2 \sin^4 \theta \gg 4g^2 \cos^2 \theta. \quad (23)$$

Выполним некоторые оценки. Рассмотрим условия на средних широтах, положив $\theta = \theta_0 = 19^\circ$, $\Omega_H = 200 \text{ с}^{-1}$. В этом случае для частоты $f = 1 \text{ Гц}$ неравенство (23) выполняется, но с небольшим запасом. В соответствии с [12] компоненту k_z можно представить в виде разложения (19) при выполнении неравенства

$$\beta k_\perp^2 \ll nk_0. \quad (24)$$

Отсюда следует, что разложение (19) справедливо при $k_\perp^2 \ll k_{\perp \max}^2$, где

$$k_{\perp \max}^2 = nk_0/\beta. \quad (25)$$

Используя (22) и полагая, как и ранее, $\theta = 19^\circ$, $\Omega_H = 200 \text{ с}^{-1}$, $f = 1 \text{ Гц}$, $n = 10^3$, получаем

$$k_{\perp \max} = 10^{-1} \text{ км}^{-1}. \quad (26)$$

В соответствии с ранее сделанными оценками, горизонтальный размер (толщина) вертикального токового листа в верхней ионосфере составляет десятки километров.

Характерную длину Δz , на которой расплывается волновой пучок, можно оценить, исходя из формулы

$$\beta k_\perp^2 \Delta z = \pi. \quad (27)$$

При подстановке использованных выше значений параметров получаем оценку $\beta = 1,8 \text{ км}$. Полагая $k_\perp^2 = 10^{-3} \text{ км}^{-2}$, получаем $\Delta z_1 = 1,7 \cdot 10^3 \text{ км}$, т. е. волна может пробежать несколько раз между уровнями отражения в нижней и верхней ионосфере без значительного расплывания. В магнитосфере показатель преломления уменьшается, соответственно, увеличивается коэффициент β и уменьшается длина Δz . Для $n = 3 \cdot 10^2$ величина $\Delta z_m = 5 \cdot 10^2 \text{ км}$. Следовательно, эффекты, связанные с отражением волн от сопряжённой точки в ионосфере, в рассматриваемой задаче можно не учитывать.

Угол отклонения групповой скорости пучка от направления магнитного поля определяется как

$$\tilde{\theta} = \operatorname{arctg} \alpha. \quad (28)$$

В идеальной магнитной гидродинамике ($g = 0$) в соответствии с (22) $\alpha = \operatorname{tg} \theta$, т. е. $\tilde{\theta} = \theta$. Оценки показывают, что отклонение угла распространения пучка, измеряемого от направления магнитного поля, при принятых в данной работе параметрах задачи составляет менее десяти процентов.

Вернёмся к вопросу о пределах применимости по частоте граничного условия для тока на терминаторе (17), (18). Вывод граничного условия (17), (18) является корректным, если оптическая толщина нижней ионосферы меньше единицы в той области терминатора, где сосредоточена основная часть вертикального тока. Очевидно, что предел применимости по частоте \bar{f} лежит в диапазоне частот

$$0,2 \text{ Гц} = \bar{f}_{\text{день}} < \bar{f} < \bar{f}_{\text{ночь}} = 20 \text{ Гц}. \quad (29)$$

Здесь $\bar{f}_{\text{день}}$ и $\bar{f}_{\text{ночь}}$ — частоты, на которых оптическая толщина нижней ионосферы равна единице для дневной и ночной ионосферы соответственно.

Выше было показано, что толщина l' слоя с продольным током мала по сравнению с шириной терминатора, и приведена оценка $l' \approx 27$ км для $l = 5$ км. Отсюда и из соотношения (9) получаем оценку для $g(l') \approx 6,4$, т. е. $\Sigma_p(l')/\Sigma_p^* = 6,4$ (Σ_p^* — интегральная проводимость ночной нижней ионосферы). Отсюда и из соотношения (29) получаем оценку $\bar{f} = 20 \text{ Гц}/6,4 = 3,1 \text{ Гц}$. Таким образом, резонансные эффекты на терминаторе могут наблюдаться на частотах $f < 3 \text{ Гц}$. С другой стороны, эта оценка даёт пределы применимости по частоте ранее развитой теории двумерного телеграфного уравнения.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе на основе широко известного в геофизике граничного условия на ионосфере для альвеновской волны магнитосферного происхождения получено граничное условие для горизонтального ионосферного тока на терминаторе с учётом затекания части тока в верхнюю ионосферу и магнитосферу. При этом предполагается, что источники расположены в полости Земля—ионосфера. Получена оценка пределов применимости граничного условия по частоте, которые в то же время являются пределами применения двумерного телеграфного уравнения.

Теоретически обоснована возможность существования ионосферного альвеновского резонанса на терминаторе. Проанализированы вопросы расплывания и смещения поперёк магнитного поля волнового пакета в верхней ионосфере и магнитосфере.

В качестве дальнейшего шага планируется теоретическое исследование прохождения электромагнитных полей через терминатор и рассеяние назад. Полученные результаты могут служить основой механизма формирования тонкой резонансной структуры спектра грозового электромагнитного шумового фона [13].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Блюх П. В., Николаенко А. П., Филлипов Ю. Ф. Глобальные электромагнитные резонансы в полости Земля—ионосфера. Киев: Наукова думка, 1977. 200 с.
2. Nickolaenko A. P., Hayakawa M. Resonances in the Earth-ionosphere cavity. Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 2010. 375 с.
3. Беляев П. П., Поляков С. В., Рапопорт В. О., Трахтенгерц В. Ю. // Изв. вузов. Радиофизика. 1989. Т. 32, № 6. С. 663.
4. Кириллов В. В. // Изв. вузов. Радиофизика. 1996. Т. 39, № 9. С. 1103.
5. Кириллов В. В., Копейкин В. Н., Муштак В. К. // Геомагнетизм и аэрономия. 1997. Т. 37, № 3. С. 114.

6. Кириллов В. В. // Радиотехника и электроника. 1998. Т. 43, № 7. С. 779.
7. Кириллов В. В. // Космическая радиофизика. 1998. Вып. 3. С. 11.
8. Кириллов В. В., Копейкин В. Н. // Изв. вузов. Радиофизика. 2002. Т. 45, № 12. С. 1011.
9. Кириллов В. В., Копейкин В. Н. // Изв. вузов. Радиофизика. 2003. Т. 46, № 1. С. 1.
10. Ляцкий В. Б., Мальцев Ю. П. Магнитосферно-ионосферное взаимодействие. М.: Наука, 1983. 192 с.
11. Беляев П. П., Поляков С. В., Рапопорт В. О., Трахтенгерц В. Ю. // Изв. вузов. Радиофизика. 1989. Т. 32, № 7. С. 802.
12. Беллюстин Н. С., Поляков С. В. // Изв. вузов. Радиофизика. 1977. Т. 20, № 1. С. 87.
13. Ермакова Е. Н., Поляков С. В., Семёнова Н. В. // Изв. вузов. Радиофизика. 2011. Т. 54, № 12. С. 881.

Поступила в редакцию 19 марта 2014 г.; принята в печать 14 июля 2014 г.

**BOUNDARY CONDITION FOR A NONSTATIONARY HORIZONTAL
IONOSPHERIC CURRENT AT THE TERMINATOR WITH ALLOWANCE FOR
FLOWING OF A PART OF THE CURRENT INTO THE UPPER IONOSPHERE
AND MAGNETOSPHERE**

S. V. Polyakov

We consider the boundary condition for horizontal ionospheric currents at the terminator with allowance for the possibility of flowing of a part of the current into the upper ionosphere and magnetosphere. Theoretical models of extremely low frequency field propagation presented in the literature assume that the horizontal ionospheric current component orthogonal to the terminator is continuous at the terminator. A well-known boundary condition for Alfvén waves in a horizontally inhomogeneous ionosphere is used as the basis for theoretical constructs.