

УДК 550.388.2

МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ СРЕДНИХ ВОЛН В МАГНИТОСФЕРЕ

© 2022 г. Д. В. Благовещенский¹, *, О. А. Мальцева², **

¹Санкт-Петербургский государственный университет аэрокосмического приборостроения,
г. Санкт-Петербург, Россия

²Научно-исследовательский институт физики Южного федерального университета,
г. Ростов-на-Дону, Россия

*e-mail: donatbl@mail.ru

**e-mail: oamaltseva@sfedu.ru

Поступила в редакцию 03.08.2021 г.

После доработки 23.09.2021 г.

Принята к публикации 24.09.2021 г.

Описана модель среды ионосферы и магнитосферы, включающая распределения концентраций и температур, частот соударений и параметров магнитного поля. Для моделирования параметров средних радиоволн в данной среде использован метод ray tracing. Расчет траекторий волн проводился в приближении геометрической оптики. Задавая уровень солнечной и геомагнитной активности, местонахождение передатчика и частоту, можно рассчитать параметры траекторий волн. Численное моделирование характеристик экспериментальных эхо-сигналов показало, что первостепенным является механизм магнитосферного распространения. В данном случае необычным каналом оказался главный ионосферный провал. Распространение средних волн происходит внутри провала вдоль плазмопаузы. Это возможно при достаточно четких соотношениях между положениями провала, плазмопаузы и передатчика. Рассмотренный эффект канализации средних волн может быть использован для диагностики положения провала и плазмопаузы.

DOI: 10.31857/S0016794022020043

1. ВВЕДЕНИЕ

Моделирование процессов, происходящих в плазме околоземного космического пространства, — одна из важнейших задач в современной солнечно-земной физике. Развитие этого направления стало возможным лишь в результате проведения комплексных спутниковых, ракетных и наземных экспериментов. Особое место в физике ионосферы и магнитосферы занимают следующие вопросы: получение морфологических сведений о различных параметрах ионосферы и магнитосферы; выявление экспериментальных факторов, влияющих на поведение волн; теоретическое исследование и моделирование процессов генерации, взаимодействия и распространения волн; сравнение экспериментальных и теоретических результатов.

К настоящему времени ни один из перечисленных вопросов не решен окончательно, однако в ходе исследований накоплен большой теоретический и экспериментальный материал [Кринберг и Тащилин, 1984; Ляцкий и Мальцев, 1983; Сергеев и Цыганенко, 1980; Шафранов, 1983] и сформулированы современные представления о

среде и процессе распространения радиоволн [Альперт, 1972; Лихтер, 1974; Сажин, 1972; Buden, 1966], что делает реальной задачу создания на базе этих представлений единой модели процесса распространения.

Модель среды должна описывать все параметры, которые влияют на свойства волн, поэтому в нее должны быть включены: распределения концентраций и температур, определяющие преломление волн; частоты соударений, определяющие столкновительное затухание; распределение магнитного поля, определяющее удержание волн в магнитосфере. Околоземная плазма является единой ионизированной областью пространства, однако при рассмотрении распространения волн в ней удобно выделить две области: ионосферу и магнитосферу. В первой существенное влияние на распространение волн оказывают электроны, во второй — магнитное поле Земли [Ратклифф, 1975].

В настоящей работе ставится задача описать метод и результаты моделирования процесса распространения средних радиоволн (СВ) в магнитосфере Земли. Как известно [Альперт, 1972; Шлионский, 1979], волны различных диапазонов

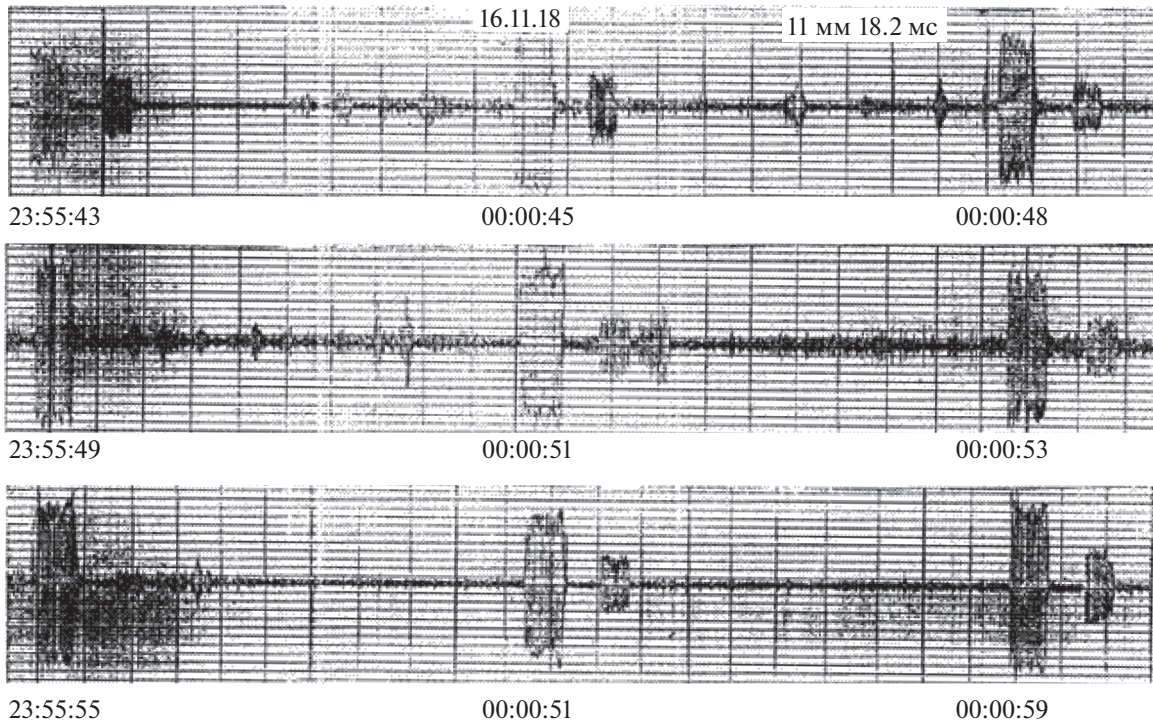


Рис. 1. Реальные фотозаписи эхо-сигналов на частоте $f = 1.8$ МГц 16 ноября 2018 г. (1 мм записи соответствует 18.2 мс).

могут распространяться в околоземной плазме. Традиционно низкочастотные волны используются при магнитосферном распространении, а высокочастотные – при ионосферном. Промежуточный средневолновый диапазон ($f = 1\text{--}3$ МГц) преимущественно также связывается с ионосферой. Хотя имеются доказательства магнитосферного распространения СВ, например [Nagy et al., 2018]. В данном исследовании делается попытка оценить возможности СВ для изучения, в частности, положения главного ионосферного провала и плазмопаузы в магнитосфере.

2. МОДЕЛЬ ОКОЛОЗЕМНОЙ ПЛАЗМЫ

В основу расчетов распространения СВ положены результаты анализа серии экспериментов по наблюдению сигналов передатчика на частоте $f = 1.8$ МГц, совмещенного с приемником и расположенного вблизи г. Санкт-Петербург ($L = 3.2$, где L – оболочка является параметром, равным отношению расстояния от центра Земли до силовой линии магнитного поля над экватором R к радиусу Земли R_0 , т.е. $L = R/R_0$), в зимний период 2018 г. В ходе экспериментов были обнаружены эхо-сигналы со средними задержками $t_{\text{экс}} = 0.28\text{--}0.29$ с, с низким уровнем затухания и практическим отсутствием доплеровского сдвига. Пример записи эхо-сигналов показан на рис. 1. На нем представлены три последовательные вре-

менные отрезка длиной четыре секунды каждый. Интервал между двумя соседними вертикальными штриховыми линиями составляет 200 мс. Каждый интенсивный импульс, например в 57-ую секунду, соответствует сигналу передатчика, каждый слабый импульс, отстоящий от импульса передатчика на $t_{\text{экс}}$, есть эхо-сигнал. В середине центрального рисунка после эхо-сигнала зафиксирован третий, невыраженный, импульс, который является помехой. Объяснить характеристики подобных сигналов можно только с помощью механизма магнитосферного распространения, контролируемого положением провала и плазмопаузы [Благовещенский и Гладкий, 2020].

Существуют определенные условия в ионосфере и магнитосфере, при которых наблюдалась канализация средних волн вдоль плазмопаузы. В моменты появления эхо-сигналов в месте приема были получены следующие сведения о геофизической обстановке: а) наблюдения проводились во время магнитосферных суббурь; б) данные вертикального зондирования станции, расположенной рядом с пунктом приема эхо-сигналов, свидетельствуют о том, что пункт наблюдения находился глубоко внутри главного ионосферного провала, ближе к его южной границе; в) критические частоты слоя $F2$ для рассматриваемых сеансов лежали в пределах $foF2 = 1.5\text{--}2.0$ МГц в районе передатчика и в пределах $4.0\text{--}6.0$ МГц – в магнитосопряженной области [Благовещенский и

Добросельский, 1995, 1996]. Эти результаты использовались для построения модели плазмы, максимально приближенной к экспериментальным условиям.

Для описания распределения электронной концентрации $Ne(h)$, так называемого фона, использовались эмпирические модели среднеширотной ионосферы Ne^{mod} [Фаткуллин и др., 1981] в диапазоне высот от начальной высоты ионосферы до уровня 1000 км, который является базовым для модели диффузионного равновесия [Мальцева и Молчанов, 1984], описывающей распределение Ne в магнитосфере в виде степенного падения концентрации с расстоянием $Ne(r) \sim r^{-n}$ [Angerami and Thomas, 1964]. Чтобы варьировать фон, то есть $N_{e\text{max}}F2$ всех моделей в [Фаткуллин и др., 1981], оставляя вид профиля $Ne(h)$ неизменным, введен множитель div , с помощью которого можно подобрать значения $foF2$ (или $N_{e\text{max}}F2$), соответствующие экспериментальным значениям $foF2$ (или $N_{e\text{max}}F2$). Множитель div равен отношению концентраций в максимуме слоя $N_{e\text{max}}F2$ для модели и эксперимента

$$\text{div} = \frac{N_{e\text{max}}^{\text{mod}} F2}{N_{e\text{max}}^{\text{exp}} F2}. \quad (1)$$

Данный множитель определяет, во сколько раз должны быть изменены значения модельного профиля Ne^{mod} для соответствия экспериментальным данным, и варьируется в диапазоне $\text{div} = 1.9-7.8$ для $foF2 = 1.5-2.6$ МГц.

Факт увеличения $foF2$ в сопряженном (южном) полушарии относительно $foF2$ в полушарии передатчика смоделирован с помощью дополнительных высотных и широтных градиентов, описываемых для простоты двумя параметрами: ah и dr .

Параметр ah равен отношению максимальных концентраций $N_{e\text{max}}F2$ в обоих полушариях

$$ah = \frac{N_{e\text{max}}^{\text{conjug}} F2}{N_{e\text{max}}^{\text{tr}} F2}, \quad (2)$$

где tr обозначает передатчик (transmitter).

Параметр dr характеризует высотный размер области профиля, в пределах которой концентрация в сопряженном полушарии отличается от концентрации в полушарии передатчика, то есть это как бы масштаб вводимого различия по высоте.

В модель распределения концентрации в магнитосфере включены такие элементы, как главный ионосферный провал (trough) и плазмопауза (plasmopause). Данные элементы учитываются множителями F_{th} и F_{pp} так, чтобы

$$Ne = Ne \text{ фон } F_{th} F_{pp}. \quad (3)$$

Среднеширотный или главный ионосферный провал (ГИП), как известно, представляет собой

уменьшение электронной концентрации в области геомагнитных широт $\Phi_L = 50^\circ-65^\circ$ в спокойное время и $\Phi_L = 35^\circ-50^\circ$ – в периоды возмущений, образующихся под действием конвекции, высокоскоростного истечения ионов и электронов, а также вследствие различия положений географического и магнитного полюсов [Гальперин и др., 1980; Колесник и Голиков, 1983; Мизун, 1985]. ГИП является особенностью поведения электронной концентрации в области высот от $h_{\text{max}}F2$ до 2000–3000 км и наиболее четко проявляется в ночное время в годы минимума солнечной активности. Форма провала зависит от долготы, сезона, местного времени, уровня геомагнитной возмущенности и других параметров, как показано на рис. 2 из работы [Карпачев, 2003].

Множитель, описывающий ГИП, вводится в виде [Мальцева и Молчанов, 1984]

$$F_{th}(L) = 1 - a_{th} e^{-\frac{(L-L_{th})^2}{2d^2}}, \quad d = \begin{cases} \text{din}, & L \leq L_{th} \\ \text{dout}, & L \geq L_{th} \end{cases}, \quad (4)$$

где L_{th} определяет положение центра провала, a_{th} – падение концентрации в центре провала, d – величина внутренней (din) и внешней (dout) стенок провала. Коэффициент a_{th} зависит от расстояния r , становясь равным нулю вблизи экваториальной плоскости.

Плазмопауза (ПП) в отличие от ГИП является особенностью распределения концентрации в более высоких областях вплоть до экваториальной плоскости. Отличается и структура: в частности, плазмопауза имеет только одну стенку, а падение концентрации происходит на 1–2 порядка на расстоянии $\Delta L = 0.1-0.3$. Провал и плазмопауза не находятся на одной L -оболочке, в частности, провал лежит внутри плазмопаузы и движется к экватору быстрее во время возмущений при малых Kp [Гальперин и др., 1990]. Множитель, описывающий изменение концентрации вблизи ПП, имеет вид [Мальцева и Молчанов, 1984]

$$F_{pp}(L, r) = \begin{cases} \left(\frac{r_0}{r}\right)^n + \left[1 - \left(\frac{r_0}{r}\right)^n\right] e^{-\frac{(L-L_{pp})^2}{w^2}}, & L \geq L_{pp} \\ 1, & L \leq L_{pp} \end{cases}, \quad (5)$$

где L_{pp} – положение плазмопаузы; параметр w представляет собой полутолщину плазмопаузы, измеряется в единицах L и зависит от Kp ($w = w^0 - CKp$); n – показатель степени радиального спада концентрации за плазмопаузой.

Что касается ГИП, то указанная модель провала имеет одинаковую глубину $(1 - a_{th})$ вдоль всего канала. И хотя такие случаи не редки [Благовещенский и Жеребцов, 1987], известно, что провал имеет определенную пространственную протяженность [Rodger and Dudeney, 1987; Rodger et al., 1992]. Для учета влияния данного фактора целе-

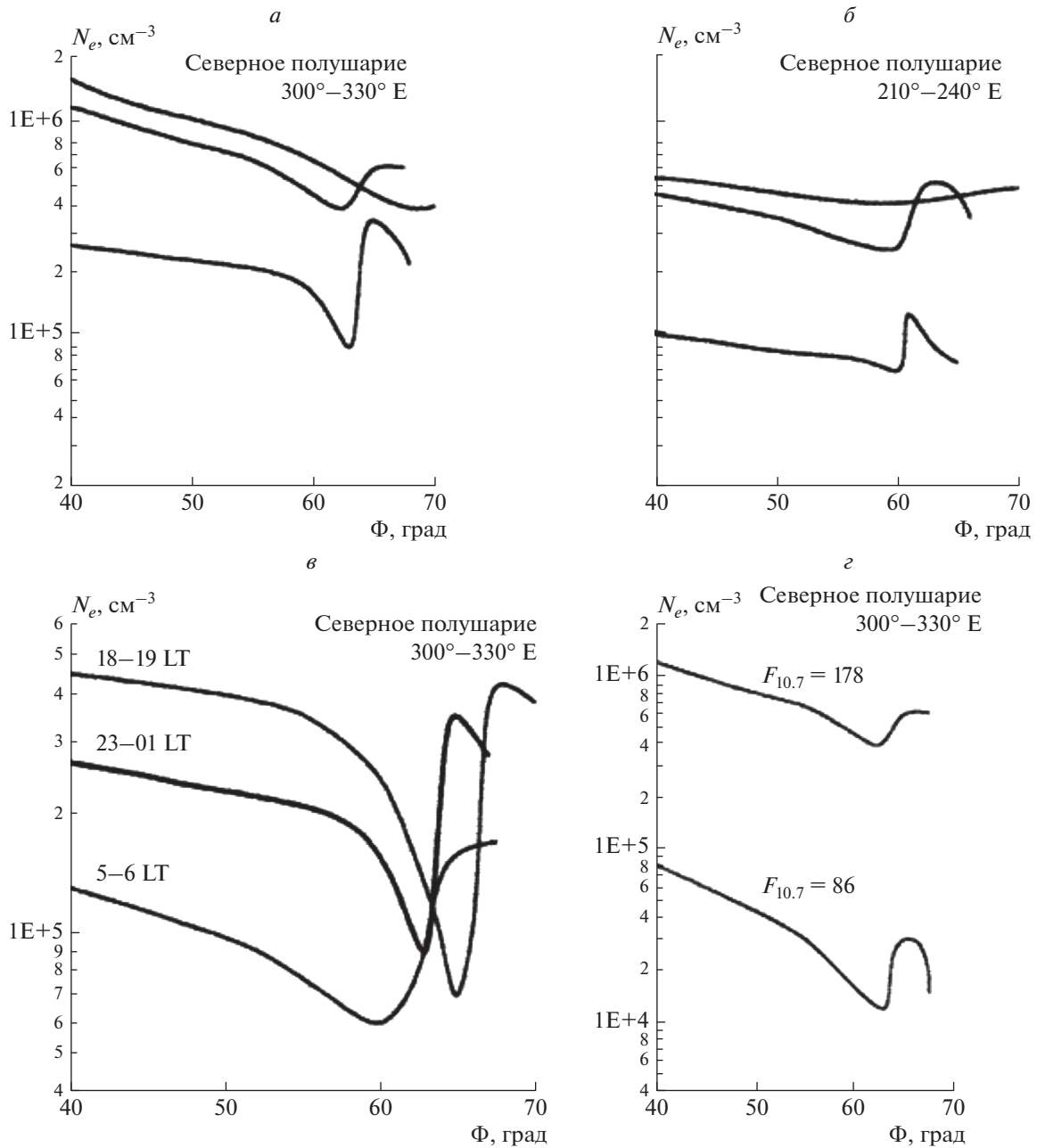


Рис. 2. Изменения формы главного ионосферного провала по данным спутника Космос-900: (а, б) – по сезонам в долготных секторах 300°–330° E и 210°–240° E. Верхние кривые – лето, средние – равенствие и нижние – зима; (в) – от местного времени (LT); (з) – от солнечной активности.

сообразно ввести пространственную зависимость коэффициента a_{th} , дающую уменьшение глубины провала к экваториальной плоскости. В этом случае

$$Fth(L) = 1 - a_{th} e^{\frac{-(R-R_{th})^2}{2(dR)^2}} e^{\frac{-(L-L_{th})^2}{2d^2}}, \quad (6)$$

$$dR = \begin{cases} drin, & R \leq R_{th} \\ drou, & R \geq R_{th} \end{cases}$$

Варьируя параметр dR , можно изменять протяженность провала, то есть его структуру.

Долготная зависимость Ne здесь не рассматривалась в силу своей малой значимости.

Диапазон изменения каждого указанного выше модельного параметра (div , ah , dr) задавался в соответствии с экспериментальными данными. Так, распределение плазменных частот f_{Ne} характеризуется значениями f_oF2 в полушарии передатчика $f_oF2 = 1.5-2.6$ МГц, что дает диапазон из-

менения $\text{div} = 1.9\text{--}7.8$. Критические частоты $f_oF2 = 4.0\text{--}6.0$ МГц в сопряженном полушарии определяют диапазон изменений $ah = 2\text{--}10$. Статистических данных по распределению N_e вдоль силовых линий между асимметричными полушариями нет, однако в соответствии с некоторыми данными [Berger and Barlier, 1981; Brace et al., 1988; Brace et al., 1967; Strangeways, 1982] параметр dr может изменяться в диапазоне 1000–10000 км.

Параметры главного ионосферного провала (L -оболочка его центра L_{th} , коэффициент глубины a_{th}) и плазмопаузы соответствуют возмущенным условиям (L_{th} , $L_{pp} = 3.2\text{--}3.6$, $a_{th} = 0.6\text{--}0.9$). Кроме того, задавалась величина разности $\Delta L_{th} = L_{pp} - L_{th}$ в диапазоне 0 – 0.6, исходя из того, что среднестатистическое значение ΔL_{th} составляет 0.2–0.3 [Rycroft and Burnell, 1970; Rycroft and Thomas, 1970], а во время возмущений эта разность может достигать 0.6 [Titheridge, 1976] и более [Smith et al., 1987].

3. МЕТОД РАСЧЕТА ТРАЕКТОРИЙ РАДИОВОЛН

Для моделирования характеристик волн (L -оболочек точек наблюдения волн L_k , времен распространения t_{tr} и др.) использовался традиционный метод ray tracing в версии [Мальцева и Молчанов, 1984]. При определении L_k и t_{tr} необходимо задать положение источника и углы излучения волн. В соответствии с данными эксперимента источник располагался на $L_{tr} = 3.23$. Для получения более общих результатов в модельных расчетах использовались и другие значения. Углы “старта” волн δ между волновым вектором \mathbf{k} и вертикалью задавались в диапазоне $-20^\circ \leq \delta \leq 60^\circ$. Эти углы определяли соответствующие начальные углы ψ между вектором \mathbf{k} и вектором магнитного поля Земли \mathbf{B}_0 , анализ поведения которых играет важную роль при проведении траекторных расчетов. Значения параметров, использованных в расчетах, сведены в табл. 1.

4. МЕХАНИЗМЫ РАСПРОСТРАНЕНИЯ

Значения экспериментальных групповых задержек эхо-сигналов, как указывалось выше, составили порядка 0.28–0.29 с. Подобным величинам задержек могут соответствовать три физических механизма: распространение средних волн в верхней ионосфере, кругосветное распространение СВ и магнитосферное распространение.

Первый механизм – распространение с отражением волн от верхней ионосферы. Здесь O -мода конвертирует в X -моду на высотах $h < h_{\max}F2$, затем распространяется в верхней ионосфере ($h > h_{\max}F2$), отражается в данной области и возвра-

Таблица 1. Диапазон изменений параметров, используемых в расчетах траекторий радиоволн

Параметры	Область изменений
f_oF2	1.5–2.6
div	1.0–7.8
ah	1.0–10.0
L_{pp}	3.3–3.6
L_{th}	3.0–3.6
L_{tr}	3.23
a_{th}	0.6–0.9
D_r	1000–10000
δ	$20^\circ\text{--}60^\circ$

щается назад. Вблизи $h_{\max}F2$ теперь уже X -мода конвертирует в O -моду и достигает Земли.

Второй механизм – кругосветное распространение. За счет него имеется возможность проникновения волн в сопряженное полушарие. Там волна может отразиться, вернуться к передатчику и, повторив этот процесс несколько раз, набрать большую задержку.

Третий механизм – магнитосферное распространение, т.е. прохождение волн в сопряженное полушарие и обратно через магнитосферу.

В работе [Благовещенский и Гладкий, 2020] было показано, что экспериментальные эхо-сигналы обязаны только распространению СВ в магнитосфере. Здесь это обстоятельство доказывается еще раз путем моделирования. А именно, методом численного моделирования исследовались три механизма:

1) распространение волн в верхней ионосфере полушария, в котором находится передатчик, и возврат к передатчику после отражения; 2) кругосветное распространение волн и 3) магнитосферное распространение.

Выбор наиболее вероятного механизма основан на сравнении измеренных и рассчитанных значений групповых задержек с привлечением информации о поведении других характеристик. Рассмотрим каждый из механизмов отдельно.

Основные данные – задержки τ и локализация точки наблюдения Lk , дополнительные данные – поглощение и доплеровские сдвиги.

Первый механизм дает групповые задержки в широком диапазоне, в том числе и равные экспериментальным, но измеренные значения лежат в узком диапазоне. Кроме того, волна может испытывать большое ослабление в результате двух конверсий из O -моды в X -моду и обратно. Это находится в противоречии с измеренными малыми значениями ослабления.

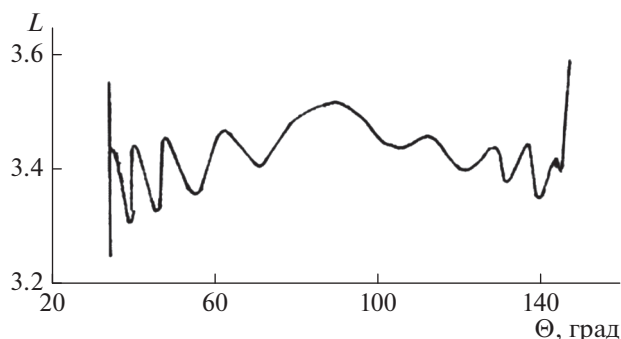


Рис. 3. Траектория луча при прохождении радиоволн СВ-диапазона в сопряженное полушарие для конкретных параметров главного ионосферного провала и плазмопаузы: $L_{pp} = 3.6$, $L_{th} = 3.4$, $a_{th} = 0.9$, $div = 5.0$, $Lk = 3.41$.

Второй механизм обеспечивает $Lk \approx L_{tr}$ и малое ослабление с постоянной задержкой 0.25 с, но это значение меньше экспериментального. Согласно расчетам, единственный случай мог бы обеспечить необходимое τ при нескольких отражениях от Земли, однако в этом случае должны наблюдаться сигналы с промежуточными задержками, но они отсутствуют.

Третий механизм — магнитосферное распространение — включает два случая: отражение от Земли и от ионосферы. Если выбираем первый случай, то измеренные значения должны сравниваться с величинами 2τ . Расчеты показывают, что величина 2τ для всех минимальных задержек больше измеренных значений. Следовательно, волна должна отражаться от сопряженной ионосферы и только этот второй случай необходимо использовать для объяснения экспериментальных значений.

Все модельные расчеты во втором случае проводились с учетом соответствующей геофизической обстановки. Два обстоятельства здесь являются главными [Бенькова и др., 1985; Гальперин и др., 1990].

1) В условиях длительных умеренных магнитных возмущений ($Kp \geq 2$) северная граница провала в максимуме F -слоя ионосферы совпадает с положением плазмопаузы, то есть главный провал ионизации в ночное время располагается внутри плазмопаузы.

2) В стационарных спокойных условиях в вечернем и околополночном секторах северная граница провала располагается вне L -оболочек плазмопаузы.

Моделирование магнитосферного распространения для всех диапазонов параметров, указанных в табл. 1, показало, что экспериментальные значения τ можно получить в довольно

широком диапазоне фоновой плазмы ($div = 3.5-7.8$).

а) Умеренно возмущенные условия ($L_{pp} = 3.6$; $L_{th} = 3-3.6$; $L_{tr} = 3.2$; $f = 1.8$ МГц). Результат расчетов показан на рис. 3.

— Низкая фоновая плазма дает в основном завышенные значения τ . Здесь центр ГИП не должен находиться много южнее передатчика.

— Высокая фоновая плазма требует более глубоких провалов ($a_{th} = 0.8-0.9$). Хорошее соответствие $\tau^{эксп}$ и $\tau^{модель}$ дают случаи, когда передатчик расположен несколько южнее центра провала.

— Наиболее благоприятные условия для интерпретации данных экспериментов создаются умеренной фоновой плазмой ($div = 5$), причем для четко ограниченных относительных положений провала и передатчика ($\Delta L = 0.1$) и умеренно глубоких провалов ($a_{th} = 0.6-0.7$).

— Волны не канализируются и не проходят в сопряженное полушарие при $L_{pp} = L_{th}$.

б) Значительное возмущение ($L_{pp} = 3.3-3.5$, $L_{th} = 3.0-3.5$, $L_{tr} = 3.2$, $f = 1.8$ МГц).

Здесь результаты расчетов не сильно изменили картину, описанную в пункте (а), но распространение волн в магнито-сопряженную область и их отражение в ней становятся маловероятными для $L_{pp} - L_{th} \geq 0.3$ и совсем невероятными при $L_{pp} < L_{th}$. Последнее неравенство физически неосуществимо для $L_{pp} = 3.3-3.4$.

Вышесказанное можно интерпретировать с точки зрения физических представлений. Канал для распространения необразуется и канализация волн вдоль плазмопаузы будет отсутствовать в двух ситуациях:

1) положение провала много южнее плазмопаузы ($L_{pp} - L_{th} > 0.5$), т.е. провал находится внутри плазмосферы почти полностью;

2) центр провала близок к положению плазмопаузы ($L_{pp} \approx L_{th}$), т.е. провал своей южной частью расположен в плазмосфере, а северной границей — вне плазмосферы, происходит размытие северной границы провала.

Для создания оптимальных условий канализации волн необходимо, чтобы центр ГИП был несколько южнее положения плазмопаузы ($L_{pp} - L_{th} \leq 0.2$) и передатчик находился вблизи центра провала ($-0.1 \leq L_{th} - L_{tr} \leq 0.1$). Распространение волн происходит вдоль ступеньки ионизации, образованной центром ГИП и плазмопаузой.

5. ВЫВОДЫ

1. Описана модель среды (ионосферы и магнитосферы), включающая распределения концентраций и температур, частот соударений и параметров магнитного поля. Для моделирования па-

раметров СВ в данной среде использован метод ray tracing. Расчет траекторий волн проводится в приближении геометрической оптики. Привлечение этого метода оказалось наиболее оправданным, поскольку он является достаточно развитым и широко распространенным. Создана конкретная программа, с помощью которой, задавая уровень солнечной и геомагнитной активности, местонахождение передатчика и частоту, можно рассчитать параметры траекторий волн.

2. Численное моделирование характеристик сигналов показало, что в условиях эксперимента, описанного в [Благовещенский и Гладкий, 2020], возврат сигналов к передатчику возможен по крайней мере в трех случаях: а) при отражении в верхней ионосфере на высотах как ниже, так и выше $h_{\max} F2$, б) при распространении вокруг земного шара и в) в результате магнитосферного распространения (канализации волн). Сравнение измеренных и рассчитанных значений групповых задержек сигнала совместно с анализом других характеристик позволило отдать предпочтение механизму магнитосферного распространения. В отличие от традиционной канализации волн в дактах в данном случае необычным каналом оказался главный ионосферный провал. Распространение СВ происходит внутри провала вдоль плазмопаузы во время умеренных и сильных возмущений.

3. Канализация средних волн возможна при достаточно четких соотношениях между положениями провала, плазмопаузы и передатчика:

- относительное положение передатчика и провала определяется условием $\Delta L = L_{\text{th}} - L_{\text{tr}} = 0.0 \pm 0.1$;

- ограничение на положение провала и плазмопаузы задается равенством $L_{\text{pp}} = L_{\text{th}} + (0.1 - 0.3)$.

Наиболее благоприятными условиями для существования эхо-сигналов являются следующие:

- критические частоты слоя F ионосферы должны быть близки к частоте зондирования;

- малые высотные градиенты N_e вдоль силовых линий магнитного поля.

4. Рассмотренный эффект канализации средних волн вдоль плазмопаузы дает основание для возможного использования средневолновых сигналов (как случаев наблюдения эхо-сигналов, так и случаев прохождения волн в магнито-сопряженную область) для оперативного определения положения провала и плазмопаузы, а также диагностики явлений, связанных с этими областями.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

– Альперт Я.Л. Распространение электромагнитных волн в ионосфере. М.: Наука, 563 с. 1972.
 – Бенькова Н.П., Козлов Е.Ф., Саморокин И.И., Гальперин Ю.И., Беген К. Двумерная картина распределения

электронной плотности в районе главного ионосферного провала и диффузной авроральной зоны по данным сети близкорасположенных ионосферных станций: сравнение с измерениями на спутнике “Ореол-3” // Пр-т № 34. М.: ИЗМИРАН, 32 с. 1985.

– Благовещенский Д.В., Гладкий Н.А. Распространение средних радиоволн в магнитосфере Земли. VI Всероссийская научная конференция “Проблемы военно-прикладной геофизики и контроля состояния природной среды” – Материалы конференции. Санкт-Петербург. 16–18 сентября. С. 195–197. 2020.

– Благовещенский Д.В., Добросельский К.А. Магнитно-ионосферные условия во время явлений гидрирования средних волн в магнитосфере // Геомагнетизм и аэрoномия. Т. 36. № 4. С. 198–201. 1996.

– Благовещенский Д.В., Добросельский К.А. Магнитно-ионосферные условия во время явлений гидрирования СВ в магнитосфере // Физика авроральных явлений. Тез. докл. Апатиты. КФАН. 28 февраля–3 марта 1995 г. С. 41. 1995.

– Благовещенский Д.В., Жеребцов Г.А. Высокоширотные геофизические явления и прогнозирование коротковолновых радиоканалов. М.: Наука, 272 с. 1987.

– Гальперин Ю.И., Засимова А.Г., Ларина Т.И. и др. Изменения в структуре F -слоя полярной ионосферы при смене знака Y -компоненты ММП. Эффект Свальгарда-Мансурова // Космические исследования. Т. 18. № 6. С. 877–898. 1980.

– Гальперин Ю.И., Сивцева Л.Д., Филиппов В.М., Халипов В.Л. Субавроральная верхняя ионосфера. Новосибирск: Наука, Сиб. отд-ие, 192 с. 1990.

– Карпачев А.Т. Зависимость формы ГИП от долготы, высоты, сезона, местного времени, солнечной и магнитной активности // Геомагнетизм и аэрoномия. Т. 43. № 2. С. 256–269. 2003.

– Колесник А.Г., Голиков И.А. Механизм формирования главного ионосферного провала области F // Геомагнетизм и аэрoномия. Т. 23. № 6. С. 909–914. 1983.

– Кринберг И.А., Тащилин А.В. Ионосфера и плазмосфера. М.: Наука, 192 с. 1984.

– Лихтер Я.И. Волновые явления в магнитосферах Земли и планет // Геомагнетизм и высокие слои атмосферы. (Итоги науки и техники ВИНТИ; Т. 7). С. 5–113. 1984.

– Ляцкий В.Б., Мальцев Ю.П. Магнитосферно-ионосферное взаимодействие. М.: Наука, 192 с. 1983.

– Мальцева О.А., Молчанов О.А. Распространение низкочастотных волн в магнитосфере Земли. М.: Наука, 120 с. 1987.

– Мизун Ю.Г. Ионосфера Земли. М.: Наука, 157 с. 1985.

– Ратклифф Дж. Введение в физику ионосферы и магнитосферы. М.: Мир, 296 с. 1975.

– Сажин С.С. Естественные радиоизлучения в магнитосфере Земли. М.: Наука, 157 с. 1982.

– Сергеев В.А., Цыганенко Н.А. Магнитосфера Земли. М.: Наука, 176 с. 1980.

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

- Шафранов В.Д. Электромагнитные волны в плазме // Вопросы теории плазмы. М.: Госатомиздат. Вып. 3. С. 3–140. 1963.
- Шлионский А.Г. Дальнее распространение радиоволн в ионосфере. М.: Наука, 152 с. 1979.
- Angerami J.J., Thomas J.O. Studies of planetary atmosphere. 1. The distribution of electrons and ions in the Earth's exosphere // J. Geophys. Res. V. 64. P. 4537–4566. 1964.
- Berger C., Barlier F. Asymmetric structure in the thermosphere during magnetic storms as deduced from the *CACTUS* accelerometer data // Adv. Space Res. V. 1. № 12. P. 231–240. 1981.
- Brace C., Chappell C.R., Chandler M.O. et al. F-region electron temperature signatures of the plasmopause based on *DE1,2* measurements // J. Geophys. Res. V. 93. № A3. P. 1986–1997. 1988.
- Brace L.H., Reddy B.M., Mayer H.G. Global behaviour of the ionosphere at 1000 km // J. Geophys. Res. V. 72. № 1. P. 265–278. 1967.
- Budden K.G. Radio waves in the ionosphere. Cambridge. 547 p. 1966.
- Carpenter D.L. Whistler studies of the plasmopause in the magnetosphere. 1. Temporal variations in position of the knee and some evidence on plasma-motions near knee // J. Geophys. Res. V. 71. № A3. P. 693–699. 1966.
- Nagy M., Steinbach P., Lichtenberger J. What are the source of MF signatures recorded on *DEMETER* satellite? 2nd URSI AT-RASC, Gran Canaria, 28 May–1 June. P. 1–4. 2018.
<https://doi.org/10.23919/URSI-AT-RASC.2018.8471630>
- Rodger A.S., Dudeney J.R. Is the poleward edge of the trough a sensitive indicator of geospace interaction? // Adv. Space Res. V. 7. № 8. P. 65–70. 1987.
- Rodger A.S., Moffett R.J., Quegan S. The role of ion drift in the formation troughs in the mid- and high-latitude ionosphere – a review // J. Atmos. Terrest. Phys. V. 54. № 1. P. 1–30. 1992.
- Rycroft M.J., Burnell S.J. Statistical analysis of movements of the ionospheric trough and plasmopause // J. Geophys. Res. V. 75. № 28. P. 5600–5608. 1970.
- Rycroft M.J., Thomas J.O. The magnetospheric plasmopause and electron density trough at the *ALOUETTE* orbit // Planet. Space Sci. V. 18. № 1. P. 65–72. 1970.
- Smith A.J., Rodger A.S., Thomas D.W.P. Simultaneous groundbased observation of the plasmopause and the F-region mid-latitude trough // J. Atm. Terr. Phys. V. 49. № 1. P. 43–49. 1987.
- Strangeways H.J. Investigation by ray-tracing of the effect of summer-winter asymmetry on whistler ducting // J. Atm. Terr. Phys. V. 44. № 10. P. 889–896. 1982.
- Titheridge J.E. Plasmopause effects in the topside ionosphere // J. Geophys. Res. V. 81. № 19. P. 3227–3234. 1976.