

УДК 537.877+537.871.52

ОСОБЕННОСТИ ВОЗБУЖДЕНИЯ ВОЛНОВОДА ЗЕМЛЯ–ИОНОСФЕРА НА ЧАСТОТАХ ВЫШЕ ЧАСТОТЫ ПЕРВОГО ПОПЕРЕЧНОГО РЕЗОНАНСА

© 2023 г. А. В. Ларченко¹, *, О. М. Лебедь¹, С. В. Пильгаев¹,
Д. И. Сидоренко¹, Ю. В. Федоренко¹

¹Федеральное государственное бюджетное научное учреждение
“Полярный геофизический институт”, Апатиты, Россия

*E-mail: alexey.larchenko@gmail.com

Поступила в редакцию 17.09.2022 г.

После доработки 05.10.2022 г.

Принята к публикации 26.10.2022 г.

Рассмотрены экспериментальные данные регистрации сигналов твик-атмосфериков и ионосферного источника, образованного в результате нагрева ионосферы, на частотах выше частоты первого поперечного резонанса волновода Земля–ионосфера (~1.8 кГц). Показано, что вдали от источника на частотах вблизи резонанса наблюдается практически полная круговая левая поляризация горизонтального магнитного поля, углы падения малы и составляют от 10° до 35°. Совместный анализ данных наблюдений и результатов моделирования показал, возможность расчета величины эффективной высоты отражения по оценкам угла падения, что может быть использовано для диагностики нижней ионосферы. При этом для ионосферного источника необходим учет его диаграммы излучения.

DOI: 10.31857/S036767652270048X, EDN: AIXQDM

ВВЕДЕНИЕ

Слой D ионосферы, расположенный на высотах 60–90 км, является одним из наименее изученных в силу сложности его диагностики. Контроль его состояния важен как для фундаментальных исследований физических процессов, так и в ряде прикладных задач: от организации связи в сверхнизкочастотном (СНЧ) диапазоне (30–300 Гц) до электромагнитного зондирования земной коры. Методы оценки высотных профилей электронной концентрации (N_e) D слоя, такие как ракетные измерения или измерения при помощи радаров, эпизодичны, дорогостоящи и в случае использования радаров обладают слишком малой точностью. Поэтому для диагностики D слоя часто используют сигналы СНЧ и очень низкочастотного (ОНЧ) диапазона (30 Гц–30 кГц), распространяющиеся в волноводе Земля–ионосфера.

Для сигналов в диапазоне частот от 1 кГц и выше поверхность Земли и нижняя ионосфера формируют волновод. При распространении в волноводе фазы волн, многократно отраженных от верхней и нижней стенок волновода, должны совпадать, что приводит к условию:

$$2h_{\text{эф}}k \cos \theta = 2\pi m, \quad (1)$$

где $k = 2\pi f/c$, θ – угол падения волны, m – номер моды, $h_{\text{эф}}$ – эффективная высота отражения, c –

скорость света, f – частота. При вертикальном падении волны на стенки волновода ($\theta = 0$) формируется стоячая волна, в этом случае частота для первой моды $f = c/(2h_{\text{эф}})$ является частотой первого поперечного резонанса. Для описания состояния нижней ионосферы зачастую используют именно понятие частоты первого поперечного резонанса и связанное с ней понятие эффективной высоты отражения $h_{\text{эф}}$ [1]. Снижение (увеличение) $h_{\text{эф}}$ соответствует увеличению (уменьшению) электронной концентрации N_e в D-слое ионосферы.

Наиболее информативными сигналами естественного происхождения являются атмосферерики, распространяющиеся в условиях ночной ионосферы. Затухание, обусловленное потерями в ионосфере, падает при повышении ее нижней границы, и, вследствие этого, наблюдаются многократно отраженные от верхней и нижней границ волновода атмосферерики, которые называют твиками или твик-атмосфериками. При увеличении дистанции от точки наблюдения до источника увеличивается диапазон углов падения θ , с которыми волны приходят в точку наблюдения, и, соответственно, в сигнале на частотах выше частоты первого поперечного резонанса наблюдается частотная дисперсия. При оценках $h_{\text{эф}}$ по

мощью твиков оценивают именно характер дисперсионной кривой [2, 3].

Как следует из соотношения (1), оценка $h_{эф}$ возможна даже в случае монохроматического сигнала, но при этом необходимо измерить угол падения θ . В [4] показано, что оценка угла θ возможна при измерении трех компонент поля (H_x , H_y , E_z) и условии преимущественно круговой поляризации регистрируемого сигнала. В работах [5, 6] показано, что сигналы ионосферного источника, образованного в эксперименте по модулированному нагреву ионосферы, на частотах вблизи частоты первого поперечного резонанса обладают преимущественно круговой левой поляризацией. Твики в хвостовой части так же обладают круговой поляризацией [7, 8]. Такой эффект вызван отличием коэффициентов отражения от ионосферы для правой и левой мод: левая отражается значительно лучше. Круговая поляризация хвостов твиков и сигналов ионосферного источника вместе с возможностью измерения трех компонент поля позволяют производить оценки $h_{эф}$ на выделенных частотах.

В данной работе мы рассмотрим электромагнитные поля (ЭМ) у земной поверхности от молниевых разрядов и ионосферного источника на частотах выше частоты первого поперечного резонанса. Цель — исследовать особенности поведения параметров поля данных типов источников в зависимости от расстояния точки наблюдения и определить диапазон расстояний, на которых возможно использование оценок угла θ для определения $h_{эф}$.

ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

В работе будем рассматривать данные регистрации ЭМ поля на сети станций ПГИ, полученные в ходе эксперимента по нагреву ионосферы мощной КВ волной, проведенного в октябре 2016 г. на стенде “EISCAT/Heating” г. Тромсе под руководством Арктического и антарктического научно-исследовательского института (ААНИИ). Регистрация производилась на станциях, расположенных на Кольском полуострове: Ловозеро (LOZ, 67.98° с.ш., 35.08° в.д.), Верхнетуломский (TUL, 68.59° с.ш., 31.75° в.д.), Лотта (LOT, 68.50° с.ш., 28.62° в.д.), и на станции Баренцбург (BAV, 78.09° с.ш., 14.21° в.д.) арх. Шпицберген. При помощи разработанного в ПГИ трехкомпонентного СНЧ/ОНЧ приемника [9] во всех точках наблюдений регистрировались горизонтальные магнитные и вертикальная электрическая компоненты ЭМ поля в диапазоне частот от 300 Гц до 15 кГц. Амплитудно-частотные и фазочастотные характеристики измерительных каналов приемников были измерены с высокой точностью при помощи специального устройства

для калибровки [10]. Ориентация антенн приемников соответствовала системе координат с осью X , направленной на географический север, осью Y , направленной на восток, и осью Z — вниз.

Нагрев ионосферы мощной модулированной КВ радиоволной производился 25 октября 2016 г. (299 день года) с 15:00 до 17:00 UT стенд “EISCAT/Heating”. Частота несущей волны составляла 4040 кГц, поляризация необыкновенная (X -мода), направление излучения — в магнитный зенит, эффективная мощность излучения 140 МВт. Излучение проводилось циклами 25 мин нагрев, 5 мин пауза. В каждом цикле происходило ступенчатое изменение частоты модуляции по схеме 1017, 1617, 1817, 2017 и 3017 Гц (5 мин на каждой частоте модуляции).

В результате эксперимента на сети станций на частотах модуляции были зарегистрированы сигналы ионосферного источника [6, 11]. Кроме того, в течение всего эксперимента на станциях регистрировались твики, генерируемые грозovým очагом, расположенным в районе Черного моря.

В данной работе мы проведем анализ параметров зарегистрированных сигналов, а именно: оценок индекса круговой поляризации горизонтального магнитного поля P_c , угла падения волн в точку наблюдения θ и эффективной высоты отражения $h_{эф}$. Индекс круговой поляризации определялся по формуле $P_c = 2 \operatorname{Im}(\dot{B}_x \dot{B}_y^*) / (\sqrt{|\dot{B}_x|^2 + |\dot{B}_y|^2})$ [12]. Для оценки θ использовали [4]:

$$\theta = \arcsin \sqrt{\frac{\operatorname{Im}(\dot{E}_z \dot{B}_x^*)^2 + \operatorname{Im}(\dot{E}_z \dot{B}_y^*)^2}{c^2 \operatorname{Im}(\dot{B}_x \dot{B}_y^*)^2}}.$$

Здесь $\dot{B}_x$, $\dot{B}_y$ и $\dot{E}_z$ — аналитическое представление компонент поля, полученное преобразованием Гильберта, x^* — комплексно-сопряженная величина числа x , $\operatorname{Im}(x)$ — мнимая часть числа x . $P_c = 1$ соответствует круговой правой поляризации, $P_c = -1$ — левой, $P_c = 0$ — поляризация линейная. Поляризация горизонтального магнитного поля считается правой, если вектор магнитного поля вращается в положительном направлении.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ГЕНЕРАЦИИ И РАСПРОСТРАНЕНИЯ ВОЛН

Для выявления характера зависимостей параметров поля у поверхности земли (P_c и θ) от расстояния до источника этого поля мы использовали численную модель. В модели рассматривали два типа источников, первый — молниевые разряды, представленные осциллирующим вертикальным токовым диполем, находящимся в волново-

де Земля–ионосфера, второй – токи в D-области ионосферы, вызванные изменениями холловской и педерсеновской проводимостей при нагреве ионосферы.

Моделирование процесса распространения волн в волноводе Земля–ионосфера выполнялось в приближении плоскостной среды при помощи решения волнового уравнения методом “full-wave”) [13]. Особенности моделирования рассматриваемых источников приведены ниже.

Модель молниевых разрядов

Единичный молниевый разряд, как правило, длится от 40 до 100 микросекунд, а его спектр простирается до сотен килогерц. Для моделирования поля твиков на расстояниях от нескольких сотен до нескольких тысяч километров вполне достаточно полосы частот с шириной до 10 кГц. Вследствие этого мелкие детали поведения тока разряда на временном интервале до 100 мкс практически не влияют на результаты моделирования. Мы использовали простую двойную экспоненциальную модель тока молнии в виде $I(t) = \exp(-at) - \exp(-bt)$ с параметрами $a = 5 \cdot 10^4$ и $b = 2 \cdot 10^6$ [14] и ограничили ширину его полосы частот до 10 кГц при помощи фильтра нижних частот с бесконечной импульсной характеристикой, гарантирующей каузальность результата фильтрации. Источник задавался единичным токовым диполем высотой 5 км, расположенным у поверхности Земли. Далее производилось преобразование Фурье $I(t)$ и рассчитывались горизонтальные компоненты магнитного поля и вертикальная компонента электрического поля для каждой спектральной гармоники тока как решение волнового уравнения в плоскостной среде. При решении волнового уравнения вертикальный ток молниевых разрядов задавался в виде граничных условий (формулы (A12) и (A13) в [13]). Временная зависимость этих полей на заданных расстояниях от источника вычислялась при помощи обратного преобразования Фурье.

Модель ионосферного источника

Модель ионосферного источника, образуемого в процессе нагрева ионосферы мощной модулированной КВ радиоволной, подробно описан в [15]. Расчет распределения добавочных проводимостей в каждом слое ионосферы, возникающих при модификации ее проводимости излучением нагревного стенда, производился при помощи решения уравнения теплового баланса [15–18]. Образующий источник пространственно распределен как по высоте, так и в горизонтальных направлениях в соответствии с диаграммой излучения нагревного стенда. На высоте 80 км поперечный размер источника составляет более 35 км.

Отличительной особенностью нашего подхода к моделированию ионосферного источника является учет нелинейной связи пространственного распределения мощности излучения нагревного стенда с пространственным распределением амплитуды модуляции проводимости ионосферы.

Входные параметры модели

Параметры среды были рассчитаны для времени проведения эксперимента с использованием моделей: IGRF [19] для параметров статического магнитного поля, MSIS-E-90 [20] для профилей концентрации и температуры нейтралов (N_2 , O_2), IRI-2016 [21] для профиля фоновой температуры электронов.

Профили электронной концентрации были взяты из работы [11], где рассматривался этот нагревный эксперимент. Фазовые скорости распространения сигналов ионосферного источника на частотах 1017 и 3017 Гц были измерены на трассе TUL-LOZ. Перебором семейства гладко деформированных профилей N_e были найдены профили, обеспечивающие в модели наблюдаемые в эксперименте фазовые скорости.

При рассмотрении процесса распространения сигнала ионосферного источника вдоль трассы EISCAT-BAB нижняя стенка волновода представляет собой преимущественно поверхность моря. Поэтому расчет полей в волноводе для данной трассы производился с использованием в качестве условий отражения от нижней стенки коэффициентов отражения, рассчитанных для перехода вакуум-проводник с удельной проводимостью $\sigma = 4 \text{ См} \cdot \text{м}^{-1}$ и относительной диэлектрической проницаемостью $\epsilon = 81$. При рассмотрении трасс распространения от EISCAT и источника молниевых разрядов к материковым станциям использованы условия отражения от нижней границы волновода как при переходе вакуум-проводник с $\sigma = 2 \cdot 10^{-5} \text{ См} \cdot \text{м}^{-1}$ и $\epsilon = 8$ [22].

Наблюдаемые в эксперименте твики приходили с юга, поэтому в модели распространения сигнала молниевых разрядов мы рассматривали трассу от источника на север.

АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ И РЕЗУЛЬТАТОВ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Твик-атмосферика

В течение нагревного эксперимента на станциях регистрировались твики. Для примера, на рис. 1 приведен один твик, зарегистрированный на станции LOT, и его характеристики. На частотах вблизи поперечного резонанса влияние ТЕМ моды несущественно в силу ее относительно слабого возбуждения и большого затухания. Поэтому для выделения одной моды и исключения из

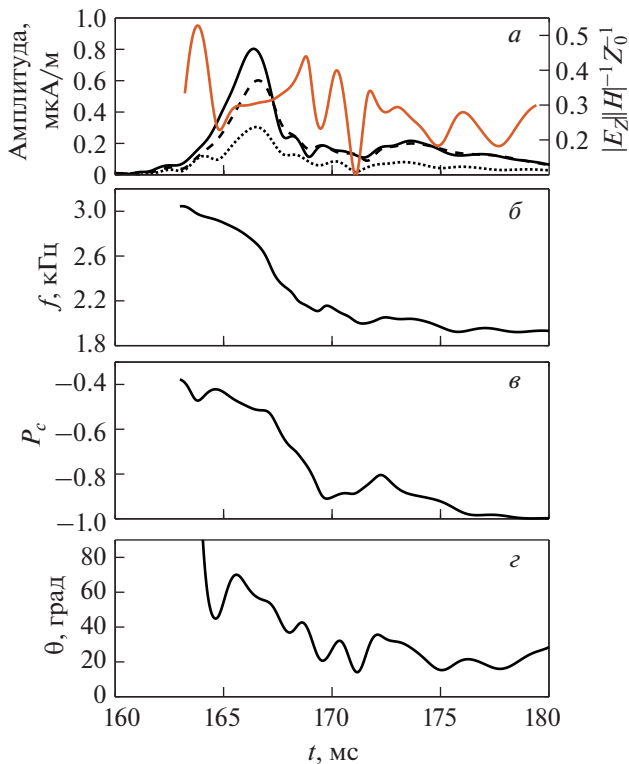


Рис. 1. Характеристики поля зарегистрированного твика: амплитуда компонент поля H_r – черная сплошная линия, H_t – черная штриховая, E_z/Z_0 – черная пунктирная и отношение $E_z/|H|$ – оранжевая сплошная линия, где Z_0 – импеданс свободного пространства $Z_0 = 120\pi$ Ом (а); мгновенная частота (б); индекс круговой поляризации (в); угол падения (г). Время указано с 16:49:47 УТ.

рассмотрения ТЕМ и высших мод данные регистрации отфильтрованы полосовым фильтром с полосой пропускания 1.4–3 кГц. За счет поворота системы координат в систему, связанную с направлением распространения энергии сигнала, компоненты магнитного поля разделены на радиальную (H_r) и тангенциальную (H_t). При этом направление распространения энергии определялось по углу вектора Пойнтинга ТЕМ моды в диапазоне частот 300 Гц–1 кГц. Оценка азимутального угла вектора Пойнтинга составила 348° .

Рисунок 1а иллюстрирует поведение амплитуд компонент поля и отношение амплитуды компоненты E_z к амплитуде горизонтального магнитного поля $|H| = (H_t^2 + H_r^2)^{1/2}$. С приближением мгновенной частоты (рис. 1б) хвоста твика к частоте поперечного резонанса падение волны близко к вертикальному, на что указывает уменьшение E_z относительно $|H|$ с одновременным выравниванием амплитуд H_r и H_t (рис. 1а) и стремление поляризации горизонтального магнитного поля к полностью круговой левой (рис. 1в). О падении,

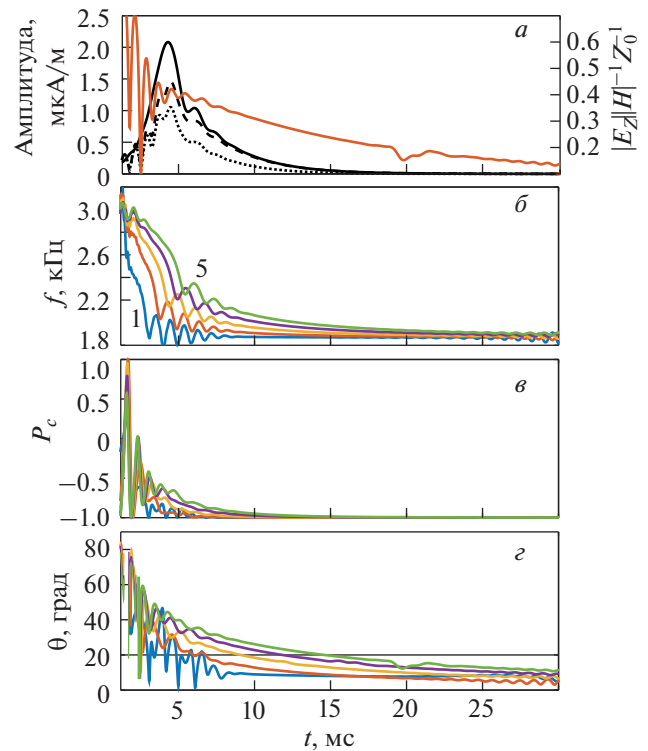


Рис. 2. Характеристики поля модельного твика на расстоянии 1800 км от источника: амплитуда компонент поля H_r – черная сплошная линия, H_t – черная штриховая, E_z/Z_0 – черная пунктирная и отношение $E_z/|H|$ – оранжевая сплошная линия (а); мгновенная частота (б); индекс круговой поляризации (в); угол падения (г). Номер кривой на панелях б, в, и г соответствует расстоянию от источника: 1 – 200, 2 – 600, 3 – 1000, 4 – 1400, 5 – 1800 км.

близком к вертикальному, также свидетельствуют и оценки угла θ (рис. 1г). Видно, что θ уменьшается с частотой и к концу рассматриваемого интервала достигает значений около 20° .

На рис. 2 приведены для сравнения характеристики поля модельного атмосферика в том же диапазоне частот (1.4–3 кГц), что и экспериментальные данные. Моделирование проводилось для профиля N_e из работы [11], соответствующего временному интервалу 16:21–16:36 УТ (см. рис. 3а). Рисунок 2а иллюстрирует компоненты поля на расстоянии 1800 км к северу от молниевоего разряда. Здесь видно, что временной ход полученных в модели амплитуд компонент поля и их отношения соответствует экспериментальным данным. На рис. 2б–2г приведены временные зависимости мгновенной частоты f , индекса круговой поляризации P_c и угла падения θ для различных расстояний от источника. В приведенных зависимостях время распространения сигнала до точки наблюдения скомпенсировано, т.е. на рисунке время начала сфериков для всех расстояний одинаково. Из рис. 2б видно, что мгновенная

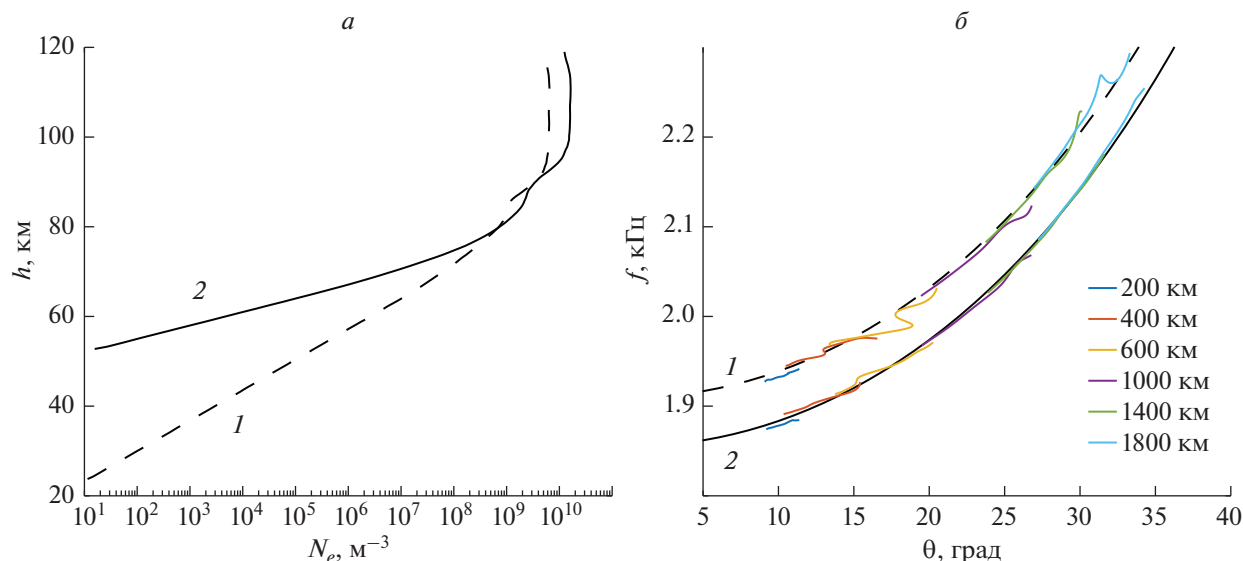


Рис. 3. Профили электронной концентрации (а): 1 — профиль, полученный для интервала времени 15:21–15:36 UT, 2 — 16:21–16:36 UT и соответствующие им зависимости мгновенной частоты от угла падения (б): кривые 1 и 2 — теоретические оценки для профилей на панели (а) 1 и 2, соответственно, цветом приведены оценки полученные при помощи моделирования для различных расстояний точки наблюдения от источника.

частота с расстоянием точки наблюдения от источника для одного и того же участка хвоста растёт. Похожую зависимость иллюстрирует и поведение угла падения (рис. 2г). Поляризация горизонтального магнитного поля спустя примерно 10 мс от начала сферика вне зависимости от расстояния становится полностью круговой левой. И в этом случае характеристики поля, полученные в результате моделирования, хорошо согласуются с экспериментальными оценками. Оценки $h_{\text{эф}}$, сделанные для хвоста твика (начиная с 10 мс) по мгновенной частоте f и углу падения θ , для всех рассмотренных дистанций отличаются незначительно и, в данном случае, в среднем составляют 80.8 км.

Для оценки применимости зависимости $h_{\text{эф}}(f, \theta)$ к данным наблюдений на различных расстояниях на рис. 3б приведены рассчитанные по модели зависимости $f(\theta)$ для двух профилей из работы [11] (рис. 3а). Данные профили получены в ходе этого же нагревного эксперимента по измерениям фазовых скоростей распространения сигналов на частотах 1017 и 3017 Гц на трассе TUL—LOZ и имеют существенное различие в нижней части. В момент начала эксперимента угол погружения Солнца за горизонт в районе нагревного станда составлял 4° и в конце эксперимента составлял 14° . Этот факт не позволяет нам объяснить изменения профиля N_e влиянием солнечного терминатора. Вероятно, данная изменчивость вызвана какими-то другими неизвестными нам факторами. Средняя оценка $h_{\text{эф}}$ для профиля 1 составляет 78.5 км, для профиля 2 80.8 км. Исходя

из этих оценок $h_{\text{эф}}$ на рис. 3б нанесены теоретические зависимости $f(\theta)$ (кривые 1 и 2). Цветом приведены зависимости $f(\theta)$, полученные по оценкам f и θ хвоста твика, для различных расстояний. Как видно из рисунка, зависимости $f(\theta)$ для обеих профилей и приведенных расстояний, хорошо повторяют ход теоретических кривых. Этот факт говорит о возможности применения измерений угла θ к оценкам $h_{\text{эф}}$ в случае молниевых разрядов даже на расстояниях порядка 200 км от молнии. Важно отметить, что аналогичные результаты были получены и при рассмотрении трассы от источника на запад и наоборот.

Ионосферный источник

Данные, полученные в ходе нагревных экспериментов, предоставляют возможность оценки $h_{\text{эф}}$ по оценкам θ даже в случае работы нагревного станда на одной частоте модуляции. При этом для наиболее эффективного распространения частоты ближайшего поперечного резонанса волновода Земля—ионосфера. Необходимо учитывать сложное устройство и сравнительно большие размеры (десятки километров) образуемого в ходе модулированного нагрева ионосферы источника. Это приводит к образованию большого числа слабозатухающих мод даже на значительных расстояниях от источника, что приводит к невозможности использования оценок угла падения.

На рис. 4а и 4б приведены данные регистрации сигналов ионосферного источника на частоте мо-

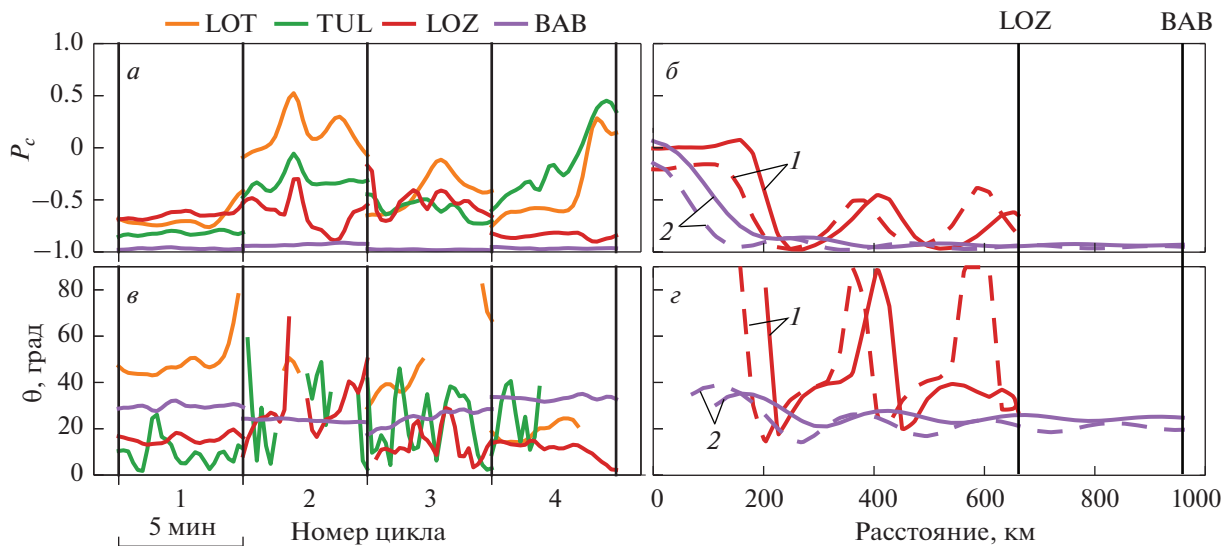


Рис. 4. Индексы круговой поляризации (*а, б*) и оценки угла падения (*в, г*) сигналов ионосферного источника на частоте модуляции 2017 Гц, полученные в ходе эксперимента и в результате моделирования. Правая панель — характеристики поля, зарегистрированного на станциях в 4 циклах нагрева. Левая панель — модельные зависимости параметров поля от расстояния вдоль трасс EISCAT-LOZ (1) и EISCAT-BAB (2), полученные для профилей рис. 3а 1 (штриховая линия) и рис. 3а 2 (сплошная).

дуляции 2017 Гц, полученные на сети станций в 4 циклах нагрева. Удаленность станций от нагревного стенда составляет для LOT — 395 км, TUL — 509 км, LOZ — 661 км и BAB — 946 км. Рисунок 4а иллюстрирует поведение индекса круговой поляризации P_c . Здесь видно, что P_c на материковых станциях всегда выше, чем в BAB, при этом в BAB наблюдается стабильная полностью круговая левая поляризация. На материковых же станциях P_c испытывает сильные вариации, четко выраженной зависимости P_c от расстояния здесь не наблюдается. Аналогичным образом ведет себя и угол падения θ (рис. 4в), только для BAB он относительно стабилен и варьируется в пределах 20° – 35° .

На рис. 4б и 4г приведены P_c и θ , полученные в результате моделирования процессов генерации и распространения сигналов ионосферного источника, распространяющихся вдоль трасс EISCAT-LOZ и EISCAT-BAB, для профилей 1 и 2 рис. 3а. Для трассы EISCAT-BAB распространение происходит над поверхностью моря ($\sigma = 4 \text{ См} \cdot \text{м}^{-1}$), для трассы EISCAT-LOZ — над земной поверхностью ($\sigma = 2 \cdot 10^{-5} \text{ См} \cdot \text{м}^{-1}$). Как видно из рисунка, для рассмотренных профилей P_c и θ ведут себя относительно стабильно только при распространении вдоль трассы EISCAT-BAB на расстояниях более 200 км. Поляризация сигнала, как и в эксперименте, близка к полностью круговой левой. При этом величина угла θ для профиля 1 меньше, чем для профиля 2, что говорит о меньшей $h_{\text{эф}}$ профиля 1 по сравнению с 2.

Оценки P_c и θ вдоль трассы EISCAT-LOZ испытывают сильные вариации, что, вероятно, связано с присутствием нескольких распространяющихся мод. В этом случае угол θ практически невозможно использовать для оценки $h_{\text{эф}}$. Аналогичную картину мы наблюдаем в эксперименте, т.е. в северном направлении вдали от источника характеристики поля стабильны, в то время как в восточном направлении ближе к источнику наблюдаются сильные вариации как во времени, так и в пространстве. Анализ пространственных распределений поля ионосферного источника показал, что такой эффект связан как с неоднородностью диаграммы излучения ионосферного источника, так и с влиянием величины проводимости нижней стенки волновода.

Оценки эффективной высоты отражения по экспериментальным данным

По полученным в ходе нагревного эксперимента данным регистрации компонент ЭМ поля мы провели оценки $h_{\text{эф}}$ в четырех циклах нагрева. Для этих оценок были использованы сигналы ионосферного источника на частоте 2017 Гц в BAB и зарегистрированные в это же время твики на станции LOT. Оценки $h_{\text{эф}}$ по твикам проводились только по данным станции LOT в силу того, что на данной станции уровень промышленных помех был минимален. В табл. 1 приведены полученные оценки $h_{\text{эф}}$.

Таблица 1. Результаты оценки $h_{\text{эф}}$ по сигналам ионосферного источника, зарегистрированным в ВАВ, и сигналам твиков, зарегистрированным в LOT

№ цикла	1	2	3	4
По нагреву, км	85.6	81.2	81.9	88.9
По твикам, км	83.1	77.2	80.0	84.3

Из приведенных данных видно, что $h_{\text{эф}}$ определенные по нагреву во всех случаях выше, чем определенные по твикам. В то же время оценки $h_{\text{эф}}$ обладают схожей динамикой. Это объясняется различием трасс распространения сигналов. Как было отмечено выше, источник твиков был расположен в районе Черного моря, поэтому трасса до LOT в основном среднеширотная, а трасса EISCA–BAV высокоширотная. Нижняя среднеширотная ионосфера, по сравнению с высокоширотной, в среднем имеет большие значения N_e , и, соответственно, меньшую $h_{\text{эф}}$. При этом схожесть изменений $h_{\text{эф}}$ для данных трасс, вероятно, вызвана изменениями профиля N_e в их высокоширотной части.

Оценки угла θ и в том, и в другом случае дают адекватные величины $h_{\text{эф}}$ и могут быть использованы для диагностики ионосферы, но в случае нагрева необходимо учитывать неоднородность диаграммы излучения ионосферного источника.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнен анализ данных регистрации компонент поля ионосферного источника и твиков на сети высокоширотных станций на частотах выше первого поперечного резонанса. Показано, что и в том, и в другом случае вдали от источника на частотах вблизи поперечного резонанса наблюдается практически полная круговая левая поляризация горизонтального магнитного поля, а углы падения θ , определенные с привлечением данных измерений вертикальной электрической компоненты, малы и составляют от 10° до 35° . Вблизи ионосферного источника поляризация и оценки θ нестабильны. Результаты моделирования хорошо согласуются с результатами наблюдений.

Совместный анализ данных наблюдений и результатов моделирования показал, что оценки угла θ как для твиков, так и для ионосферного источника, дают адекватные величины эффективной высоты отражения $h_{\text{эф}}$ и могут быть использованы для диагностики нижней ионосферы. Однако, в случае ионосферного источника важно учитывать неоднородность его диаграммы излучения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Yamashita M. // J. Atm. Terr. Phys. 1978. V. 40. No. 2. P. 151.
2. Ohya H., Shiokawa K., Miyoshi Y. // Earth Planets Space. 2008. V. 60. P. 837.
3. Maurya A.K., Singh R., Veenadhari B. et al. // J. Geophys. Res. 2012. V. 117. Art. No. A05301.
4. Tsuruda K., Hayashi K. // J. Atm. Terr. Phys. 1975. V. 37. No. 9. P. 1193.
5. Fedorenko Yu.V., Tereshchenko E.D., Pilgaev S.V. et al. // Radio Sci. 2014. V. 49. No. 12. P. 1 254.
6. Ларченко А.В., Лебедь О.М., Благовещенская Н.Ф. и др. // Изв. вузов. Радиофиз. 2019. Т. 62. № 6. С. 429; Larchenko A.V., Lebed' O.M., Pilgaev S.V. et al. // Radiophys. Quant. Electron. 2019. V. 62. No. 6. P. 385.
7. Ostapenko A.A., Titova E.E., Nickolaenko A.P. et al. // Ann. Geophys. 2010. V. 28. No. 1. P. 193.
8. Shvets A.V., Hayakawa M. // J. Atm. Terr. Phys. 1975. V. 37. No. 9. P. 1193.
9. Пильгаев С.В., Ларченко А.В., Федоренко Ю.В. и др. // ПТЭ. 2021. № 5. С. 115; Pil'gaev S.V., Larchenko A.V., Fedorenko Y.V. et al. // Instrum. Exper. Tech. 2021. V. 64. No. 5. P. 744.
10. Пильгаев С.В., Ларченко А.В., Филатов М.В. и др. // ПТЭ. 2018. № 6. С. 49; Pil'gaev S.V., Larchenko A.V., Filatov M.V. et al. // Pil'gaev S.V., Larchenko A.V., Fedorenko Y.V. et al. // Instrum. Exper. Tech. 2018. V. 61. No. 6. P. 809.
11. Лебедь О.М., Федоренко Ю.В., Благовещенская Н.Ф. и др. // Геомагн. и аэрон. 2017. Т. 6, № 57. С. 751; Lebed' O.M., Fedorenko Y.V., Larchenko A.V. et al. // Geomagn. Aeron. 2017. T. 57. No. 6. C. 698.
12. Рытов С.М. Введение в статистическую радиофизику. Ч. 1. Случайные процессы. М.: Наука: ГРФМЛ, 1976. 494 с.
13. Lehtinen N.G., Inan U.S. // J. Geophys. Res. Space Phys. 2008. V. 113. No. 6. Art. No. 06301.
14. Li H.F., He W., He Q.Q., Zheng J.J. // Adv. Engin. Res. 2016. V. 115. P. 259.
15. Moore R. ELF/VLF wave generation by modulated HF heating of the auroral electrojet: PhD thesis. Stanford University, 2007. 107 p.
16. Rietveld M.T., Mauelshagen H.P., Stubbe P. et al. // J. Geophys. Res. Space Phys. 1987. V. 92. No. A8. Art. No. 8707.
17. Rietveld M.T., Stubbe P., Kopka H. // Radio Sci. 1989. V. 24. No. 3. P. 270.
18. Cohen M.B., Golkowski M., Inan U.S. // Geophys. Res. Lett. 2008. V. 35. No. L02. Art. No. 02806.
19. www.geomag.bgs.ac.uk/data_service/models_compass/igrf_calc.html.
20. https://ccmc.gsfc.nasa.gov/modelweb/models/msis_vitmo.php.
21. https://ccmc.gsfc.nasa.gov/modelweb/models/iri2016_vitmo.php.
22. Korja T., Engels M., Zhamaletdinov A.A. et al. // Earth Planets Space. 2002. V. 54. No. 5. P. 535.

Peculiarities of excitation of the Earth–ionosphere waveguide at frequencies above the frequency of the first transverse resonance

A. V. Larchenko^{a,*}, O. M. Lebed^a, S. V. Pilgaev^a, D. I. Sidorenko^a, Yu. V. Fedorenko^a

^a *Polar Geophysical Institute, Apatity, 184209 Russia*

^{*}*e-mail: alexey.larchenko@gmail.com*

Experimental data on the registration of signals from tweek-atmospherics and an ionospheric source formed because of heating of the ionosphere at frequencies higher than the frequency of the first transverse resonance of the Earth–ionosphere waveguide (~ 1.8 kHz) are considered. It is shown that, far from the source, at frequencies near the resonance, almost complete circular left-hand polarization of the horizontal magnetic field is observed, and the angles of incidence are small and range from 10° to 35° . A joint analysis of observational data and simulation results showed that it is possible to calculate the effective reflection height from estimates of the incidence angle, which can be used to diagnose the lower ionosphere. But, in the case of an ionospheric source, it is important to take into account the inhomogeneity of its radiation pattern.