УЛК 550.388.2

# МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОХОЖДЕНИЯ АВРОРАЛЬНОГО ХИССА ОТ ОБЛАСТИ ГЕНЕРАЦИИ К ЗЕМНОЙ ПОВЕРХНОСТИ

© 2019 г. О. М. Лебедь<sup>1, \*</sup>, Ю. В. Федоренко<sup>1</sup>, Ю. Маннинен<sup>2</sup>, Н. Г. Клейменова<sup>3</sup>, А. С. Никитенко<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Полярный геофизический институт (ПГИ), г. Апатиты (Мурманская обл.), Россия 
<sup>2</sup>Геофизическая обсерватория Соданкюля, г. Соданкюля, Финляндия 
<sup>3</sup>Институт физики Земли РАН (ИФЗ РАН), г. Москва, Россия 
\*e-mail: olga.m.lebed@gmail.com
Поступила в редакцию 05.03.2019 г. 
После доработки 20.03.2019 г. 
Принята к публикации 23.05.2019 г.

Разработана численная модель распространения аврорального хисса от области генерации к земной поверхности, предназначенная для интерпретации результатов наземных высокоширотных ОНЧ-наблюдений. Модель включает в себя модули, описывающие статистические свойства электростатических свистовых волн, генерируемых за счет черенковского резонанса на высотах порядка 6—20 тыс. км, распространение этих волн в магнитосфере до области верхней ионосферы (ниже 5 тыс. км), заполненной мелкомасштабными неоднородностями электронной концентрации, рассеяние электростатических волн на этих неоднородностях в конус прохождения и дальнейшее распространение волн через нижнюю ионосферу к земной поверхности. Результаты моделирования согласуются с результатами наблюдений.

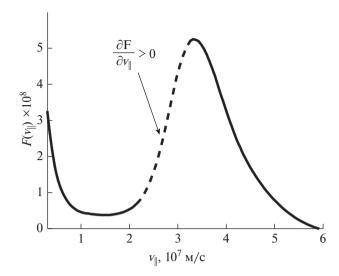
**DOI:** 10.1134/S0016794019050079

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Одним из основных типов регистрируемых ОНЧ-излучений в высоких широтах являются авроральные хиссы (шипения), наблюдающиеся на частотах выше 3-4 кГц в вечернее и ночное время. Эти излучения распространяются в магнитосфере и верхней ионосфере в виде электростатических свистовых волн. К настоящему времени по данным спутниковых и наземных наблюдений собран значительный объем информации о структуре таких волн, их морфологических характеристиках и связи с геомагнитными возмущениями и полярными сияниями, например, обзоры [Makita, 1979; Sazhin et al., 1993; LaBelle and Treumann, 2002], а также многие работы, например, [Mosier and Gurnett, 1972; Beghin et al., 1989; Sonwalkar, 1995; Ozaki et al., 2008]. Однако до сих пор остаются не до конца понятными механизмы распространения авроральных шипений от предполагаемой области их генерации к наземному наблюдателю.

Известно из работ, например, [Makita, 1979; Srivastava, 1976], что наблюдаемые на земной поверхности всплески авроральных хиссов тесно связаны с полярными сияниями. Их генерацию обычно связывают с развитием черенковской неустойчивости высыпающихся электронов с энер-

гиями 0.1–10 кэВ в магнитосфере на высотах порядка 6-20 тыс. км. Возникающий на этих высотах авроральный хисс представляет собой электростатическую волну с углом вектора показателя преломления **n** к магнитному полю, близким к 90°. Принято считать, что такая волна распространяется к земной поверхности двумя основными способами: а) внутри магнитосферного дакта, образованного расположенными вдоль силовых линий магнитного поля неоднородностями (повышениями или понижениями) электронной концентрации плазмы, б) вне дакта, например, [Makita, 1979]. Поскольку электростатические волны имеют большую поперечную компоненту вектора показателя преломления  $n_1 \gg 1$ , они не попадают в конус выхода  $n_1 < 1$  в волновод Земля-ионосфера и, согласно закону преломления в плоскослоистой среде, без дополнительных условий не могут достигнуть земной поверхности. Это находит отражение в экспериментальных результатах, когда авроральные шипения регистрировались на спутниках, но не были обнаружены наземной аппаратурой [Srivastava, 1976]. Для того объяснить прохождение авроральных хиссов к земной поверхности, использовалось очевидное предположение, что электростатические волны на высотах ниже 5 тыс. км рассеива-



**Рис. 1.** Распределение авроральных электронов по скоростям.

ются на мелкомасштабных неоднородностях электронной концентрации ионосферной плазмы [Sonwalkar and Harikumar, 2000]. В результате часть рассеянных волн имеет значения волновых нормалей  $n_{\perp} < 1$ , при которых они могут попасть в конус выхода и достигнуть земной поверхности.

Наиболее полная модель распространения аврорального хисса к земной поверхности была предложена в работе [Sonwalkar and Harikumar, 2000]. Для описания рассеяния на неоднородностях авторы использовали линейную конверсию мод на границе областей с разными электронными концентрациями [Bell and Ngo, 1990]. Основным недостатком данного подхода является то, что рассматривается сильно упрощенная модель неоднородностей, не учитывающая их статистическую природу. В работах [Shklyar et al., 2004; Kuzichev, 2012] задача рассеяния решается аналитически в рамках борновского приближения. Это позволяет авторам выявить физические процессы, определяющие рассеяние ОНЧ-излучения, но не позволяет решить реальную трехмерную физическую задачу распространения аврорального хисса.

Целью данной работы является представление численной модели, связывающей все этапы прохождения хисса от места генерации к земной поверхности и учитывающей случайный характер волновых полей, что в дальнейшем позволит принимать в расчет эффекты распространения при интерпретации наземных наблюдений ОНЧ-излучений. Рассмотрение ведется в предположении, что среду распространения в окрестности силовой линии можно считать плоскослоистой. Применимость предложенной модели будет рассмотрена на примере анализа события, зареги-

стрированного на российской станции Полярного геофизического института Ловозеро (67.97° N, 35.02° E) и финской ст. Каннуслехто (67.74° N, 26.27° E), расположенной вблизи обс. Соданкюля.

## 2. ГЕНЕРАЦИЯ АВРОРАЛЬНОГО ХИССА И РАСПРОСТРАНЕНИЕ К ОБЛАСТИ РАССЕЯНИЯ

Как уже отмечалось ранее, генерацию аврорального хисса обычно связывают с развитием черенковской неустойчивости потока высыпающихся электронов с энергиями  $0.1-10~\mathrm{kpB}$  в магнитосфере на высотах порядка  $6-20~\mathrm{tic.}$  км [Maggs, 1976; Sazhin et al., 1993; Sonwalkar and Harikumar, 2000]. Необходимым условием черенковского резонанса является условие совпадения проекций фазовой скорости возникающей свистовой волны и скорости электрона на направление силовой линии внешнего магнитного поля. В системе координат  $\mathbf{B}_0 \parallel \hat{z}$  это условие записывается следующим образом:

$$v_{\parallel} = v_{ph} = c/n_z. \tag{1}$$

Здесь  $\upsilon_{\parallel} = \upsilon_e \cos \theta$  — продольная скорость электрона;  $\theta$  — питч-угол;  $\upsilon_{ph}$  — фазовая скорость волны; c — скорость света;  $n_z$  — проекция вектора показателя преломления  $\mathbf{n}$  на направление силовой линии;  $\mathbf{n} = \mathbf{k}/k_0$ , где  $\mathbf{k}$  — волновой вектор,  $k_0 = \omega/c$ ,  $\omega$  — круговая частота.

Известно [Stix, 1992], что генерация свистовых волн будет происходить только на том участке распределения электронов по скоростям, где выполняется условие  $\partial F/\partial v_{\parallel} > 0$ . В этом диапазоне скоростей энергия волн будет расти за счет энергии пучка электронов (эффект, обратный затуханию Ландау). В настоящей работе мы использовали типовое распределение энергий авроральных электронов (энергетический спектр), приведенное в работе [Pulliam et.al., 1981]. Рассчитанное из распределения электронов по энергиям распределение электронов по энергиям распределение электронов по скоростям  $F(v_{\parallel})$  приведено на рис. 1. Видно, что генерация аврорального хисса будет возможна в диапазоне значений  $v_{\parallel}$  от  $2.3 \times 10^7$  до  $3.3 \times 10^7$  м/с.

Из распределения электронов по скоростям из условия (1) следует распределение волн по  $n_z$ , при которых выполняется условие черенковского резонанса. Распределение поперечной компоненты вектора показателя преломления  $n_\perp$  находится из дисперсионного уравнения

$$\det(n^2\mathbf{I} - \mathbf{n} \cdot \mathbf{n}^{\mathrm{T}} - \hat{\mathbf{\epsilon}}) = 0.$$

Здесь **I** — единичная матрица;  $\mathbf{n} = [\mathbf{n}_{\perp}, n_z]^{\mathrm{T}}$  — вектор показателя преломления;  $\hat{\mathbf{\epsilon}}$  — тензор диэлектрической проницаемости плазмы на высоте генерации [Stix, 1992]. Профили концентраций

электронов и ионов, необходимые для расчета компонент тензора  $\hat{\epsilon}$ , мы брали из модели GCPM [Gallagher and Craven, 2000], частоту столкновений электронов с нейтралами рассчитывали в соответствии с работой [Banks, 1966], частоту столкновений ионов с нейтралами оценивали, следуя работе [Davies et al., 1997], величину и направление магнитного поля Земли задавали по модели Н.А. Цыганенко [Tsyganenko, 1995]. Из дисперсионного уравнения следует, что при  $v_c \cos \theta \ll c$  и рассчитанных из принятых молелей параметрах среды возникающая вследствие черенковского резонанса свистовая волна является электростатической с  $n_{\perp} \gg 1$ . Так, например, при генерации волн с частотой 8500 Гц на высоте 3500 км от земной поверхности в окрестности силовой линии, начинающейся в точке с координатами (70° N, 35° E), возникают электростатические волны со значениями  $n_{\perp}$ , распределенными в интервале от 250 до 370. В настоящее время принято считать, что наблюдаемые на земной поверхности авроральные хиссы являются результатом рассеяния электростатических волн в конус прохождения  $n_1 < 1$  на мелкомасштабных ионосферных неоднородностях [Sazhin et. al., 1993; Sonwalkar and Harikumar, 2000].

В системе координат  ${\bf B}_0 \parallel \hat{z}$  из симметрии задачи следует, что волны могут излучаться равновероятно во всех направлениях. В этом случае компоненты  $n_x$  и  $n_y$  рассчитываются в предположении равномерного распределения  ${\bf n}_\perp = [n_x, n_y]^{\rm T}$  по направлениям  $\phi$ ,  $p(\phi) = 1/2\pi$ .

$$n_x = n_{\perp} \cos \varphi, \quad n_v = n_{\perp} \sin \varphi.$$

Для моделирования распространения равномерно распределенных по направлениям случайных волн к земной поверхности, которое мы рассматриваем в приближении плоскослоистой ионосферы, необходимо перейти из системы координат  $\mathbf{B}_0 \parallel \hat{z}$ , связанной с направлением вектора магнитного поля Земли, в систему координат с осью z, направленной в зенит перпендикулярно ионосферным слоям. В новой системе координат вектор показателя преломления записывается как  $\mathbf{n}' = \hat{R}\mathbf{n}$ , где  $\hat{R}$  — матрица поворота,  $\mathbf{n} = [n_x, n_y, n_z]^{\mathrm{T}}$ .

$$\hat{R} = \begin{pmatrix} \cos \phi - \sin \phi & 0 \\ \sin \phi & \cos \phi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \theta & 0 & \sin \theta \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin \theta & 0 & \cos \theta \end{pmatrix}.$$

Здесь  $\theta$  — угол между  $\mathbf{B}_0$  и вертикалью;  $\phi$  — угол между осью x и проекцией  $\mathbf{B}_0$  на горизонтальную плоскость. Оси x и y направлены на юг и на восток, соответственно, что образует с направленной вверх осью z правую тройку векторов. Чтобы не усложнять запись, далее под вектором  $\mathbf{n}$  будет

подразумеваться вектор в системе координат, где ось z направлена вертикально.

Для расчета траекторий распространения аврорального хисса от области генерации к области рассеяния в случае неканализированного распространения мы использовали результаты численного решения волнового уравнения [Lehtinen and Inan, 2008]. В каждом слое были рассчитаны направления вектора Пойнтинга и построены лучи, вдоль которых распространяется энергия электростатических волн. Для расчета вектора показателя преломления **п** в каждом слое мы воспользовались приближением плоскослоистой среды, в которой при переходе через границу слоя вследствие закона преломления сохраняются компоненты  $n_x$  и  $n_y$ . Компонента  $n_z$  пересчитывалась при каждом переходе от слоя к слою из дисперсионного уравнения.

Расчет показал, что в силу геометрического расхождения электростатические волны довольно быстро покидают место генерации, образуя в каждом слое кольцо вокруг силовой линии, вследствие чего уменьшается их интенсивность. Так, при удалении на 1000 км от области генерации, расположенной на высоте 6000 км, величина отклонения лучей от силовой линии составляет ~180 км. С дальнейшим удалением от места генерации скорость расхождения значительно снижается, но к этому моменту отклонение составляет уже ~350 км. В тоже время, результаты наблюдений авроральных хиссов на земной поверхности свидетельствуют об их локальности. Следовательно, можно предположить, что рассеяние электростатических волн будет в основном происходить внутри области генерации и вблизи нее, то есть внутри и в окрестности потока авроральных электронов.

При расчете направлений вектора Пойнтинга было выявлено, что при попадании электростатической волны в область, где ее частота равнялась частоте нижнего гибридного резонанса  $f = f_{\rm LHR}$ , волна испытывала отражение [Kimura, 1966] и вектор Пойнтинга резко изменял свое направление. Из этого следует, что при неканализированном распространении от области генерации рассеяние электростатических волн на ионосферных неоднородностях в конус выхода к земной поверхности должно происходить на высотах выше высоты нижнего гибридного резонанса.

Поток авроральных электронов, вызывающий генерацию электростатических волн, летит из магнитосферы к Земле вдоль силовых линий магнитного поля, и, высыпаясь на высотах ~100—200 км, приводит к возникновению полярных сияний. Поскольку поток электронов ограничен в пространстве, можно предположить, что волновые поля на высоте ионосферных неоднородностей также ограничены в пространстве. Пусть

плотность потока электронов в плоскости, перпендикулярной силовой линии магнитного поля Земли, описывается гауссианой

$$g(x, y) = \exp\left[-\left(x^{2}/2\sigma_{x}^{2}\right) - \left(y^{2}/2\sigma_{y}^{2}\right)\right].$$
 (2)

Для описания пространственного распределения интенсивности волновых полей, генерируемых потоком авроральных электронов, далее мы будем использовать такую же форму пространственной зависимости. Учитывая, что зона высыпаний представляет собой длинную полосу, вытянутую в направлении восток—запад, в расчетах мы принимали, что характерный размер зоны высыпаний авроральных электронов составляет  $\sigma_x = 10$  км в направлении NS и  $\sigma_y = 200$  км в направлении WE.

## 3. РАССЕЯНИЕ НА ИОНОСФЕРНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЯХ И РАСПРОСТРАНЕНИЕ К ЗЕМНОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Выход аврорального хисса к земной поверхности возможен только после рассеяния электростатических волн с  $n_{\perp} \gg 1$  на мелкомасштабных неоднородностях электронной концентрации ионосферной плазмы. При этом часть рассеянных волн будет иметь такие значения волновых нормалей, при которых они смогут попасть в конус выхода  $n_1 < 1$  и достигнуть земной поверхности. Расчет распространения свистовых волн в нижней ионосфере не может быть выполнен в приближении геометрической оптики из-за больших значений градиента показателя преломления на высотах ниже ~140 км. Однако, на этих высотах и даже до высот, занятых неоднородностями, с достаточной степенью точности можно считать ионосферу плоскослоистой. Это предположение позволяет применить для моделирования распространения аврорального хисса от области, занятой неоднородностями, до земной поверхности хорошо известный метод численного решения волнового уравнения, известный также как полновой или full-wave метод [Lehtinen and Inan, 20081.

Пусть в выбранном слое есть область, заполненная мелкомасштабными неоднородностями (повышениями и понижениями) электронной концентрации  $\Delta N_e$ , которые описываются тензором диэлектрической проницаемости  $\Delta \hat{\epsilon}$ . Полный тензор диэлектрической проницамости  $\hat{\epsilon}$  для

данного слоя является суммой невозмущенного тензора  $\hat{\epsilon}_0$  и возмущенного  $\Delta \hat{\epsilon}$ :  $\hat{\epsilon} = \hat{\epsilon}_0 + \Delta \hat{\epsilon}$ . Сверху на область с ионосферными неоднородностями палает волна

$$\mathbf{E}(x, y, z) = \mathbf{E}_0 e^{ik_0(n_x x + n_y y + n_z z)}.$$

Напряженность электрического поля падающей волны с точностью до постоянного множителя определяется нетривиальным решением однородного уравнения для невозмущенной среды

$$(n^2\mathbf{I} - \mathbf{n} \cdot \mathbf{n}^{\mathrm{T}} - \hat{\mathbf{\epsilon}})\mathbf{E}_0 = 0.$$

Так как решение однородного уравнения определено с точностью до постоянного множителя, например  $|\mathbf{E}_0|=1$ , для описания случайной природы возбужденных на черенковском резонансе электростатических волн мы полагаем, что их амплитуды являются случайными величинами, распределенными по Рэлею, а их начальные фазы равномерно распределены в интервале  $[0,2\pi]$ . Волна  $\mathbf{E}(x,y,z)$ , взаимодействуя с  $\Delta N_e$ , приводит к возникновению поля рассеяния  $\mathbf{E}_s$ . Таким образом поле в области неоднородностей представляет собой сумму падающей и рассеянной волн:  $\mathbf{E} + \mathbf{E}_s$ . Чтобы найти  $\mathbf{E}_s$ , нужно решить волновое уравнение

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}_s) - k_0^2 \hat{\mathbf{\epsilon}}_0 \mathbf{E}_s = k_0^2 \Delta \hat{\mathbf{\epsilon}} (\mathbf{E} + \mathbf{E}_s).$$

Для решения волнового уравнения мы использовали борновское приближение [Born and Wolf, 1980]. Оно основано на предположении, что  $\mathbf{E} \gg \mathbf{E}_s$ . Тогда рассеянным полем  $\mathbf{E}_s$  в правой части уравнения можно пренебречь и считать, что поле внутри области ионосферы, заполненной неоднородностями, — это поле падающей волны. Из последнего уравнения следует [Lehtinen and Inan, 2009], что плотность тока  $\Delta \mathbf{J}(x,y,z)$ , вызванная полем падающей волны  $\mathbf{E}$ , в борновском приближении определяется как

$$\Delta \mathbf{J} = -ik_0 \Delta \hat{\mathbf{\epsilon}} \cdot \mathbf{E} / (Z_0 \mathbf{\epsilon}_0),$$

где  $Z_0$  — импеданс свободного пространства;  $\varepsilon_0$  — электрическая постоянная. Для расчета компонент электромагнитного поля на земной поверхности, вызванных полем рассеяния  $\mathbf{E}_{\rm s}$ , в full-wave методе плотность тока  $\Delta \mathbf{J}(n_{\rm x},n_{\rm y})$ , получаемая Фурье-преобразованием  $\Delta \mathbf{J}(x,y,z)$ , задается численно в виде граничных условий для полей  $\Delta \mathbf{E}_{\perp}$  и  $\Delta \mathbf{H}_{\perp}$  в слоях, содержащих неоднородности [Lehtinen and Inan, 2008].

$$\begin{split} \Delta\mathbf{E}_{xx} &= 0 & \Delta\mathbf{E}_{xy} &= 0 & \Delta\mathbf{E}_{xz} &= Z_0 n_x / \varepsilon_{33} \Delta J_z \\ \Delta\mathbf{E}_{yx} &= 0 & \Delta\mathbf{E}_{yy} &= 0 & \Delta\mathbf{E}_{yz} &= Z_0 n_y / \varepsilon_{33} \Delta J_z \\ \Delta\mathbf{H}_{xx} &= 0 & \Delta\mathbf{H}_{xy} &= Z_0 \Delta J_y & \Delta\mathbf{H}_{xz} &= -Z_0 \varepsilon_{23} / \varepsilon_{33} \Delta J_z \\ \Delta\mathbf{H}_{yx} &= -Z_0 \Delta J_x & \Delta\mathbf{H}_{yy} &= 0 & \Delta\mathbf{H}_{yz} &= Z_0 \varepsilon_{13} / \varepsilon_{33} \Delta J_z. \end{split}$$

Здесь первый индекс соответствует компоненте поля, а второй указывает, какая компонента тока  $\Delta J_x$ ,  $\Delta J_y$  или  $\Delta J_z$  вызвала изменение в выбранной компоненте поля. Так, например,  $\Delta \mathbf{E}_{xy}$  — это изменение в  $\Delta E_x$  компоненте, вызванное током  $\Delta J_y$ . Для напряженности магнитного поля в уравнениях использованы предложенные в работе [Budden, 1985] модифицированные единицы, так что  $H = Z_0 H_{\rm SI}$ ,  $H_{\rm SI}$  — напряженность магнитного поля в единицах СИ.

Для каждой падающей случайной волны рассчитываются пространственные спектры трех главных компонент поля на земной поверхности  $\tilde{H}_{x,j}(n_x,n_y),~\tilde{H}_{y,j}(n_x,n_y),~\tilde{E}_{z,j}(n_x,n_y),$  возбуждаемые компонентами тока  $\Delta J_j(n_x,n_y),$  где j=x,y,z. Далее выбираются координаты точек  $(X_k,Y_k)$  на земной поверхности (например, координаты точек наблюдения) и обратным Фурье-преобразованием рассчитываются компоненты поля в физическом пространстве

$$\begin{split} H_{x,j}\left(X_{k},Y_{k}\right) &= (k_{0}/2\pi)^{2} \iint \tilde{H}_{x,j}\left(n_{x},n_{y}\right) e^{ik_{0}(n_{x}X_{k}+n_{y}Y_{k})} dn_{x} dn_{y}, \\ H_{y,j}\left(X_{k},Y_{k}\right) &= (k_{0}/2\pi)^{2} \iint \tilde{H}_{y,j}\left(n_{x},n_{y}\right) e^{ik_{0}(n_{x}X_{k}+n_{y}Y_{k})} dn_{x} dn_{y}, \\ E_{z,j}\left(X_{k},Y_{k}\right) &= (k_{0}/2\pi)^{2} \iint \tilde{E}_{z,j}\left(n_{x},n_{y}\right) e^{ik_{0}(n_{x}X_{k}+n_{y}Y_{k})} dn_{x} dn_{y}. \end{split}$$

В нашем расчете область моделирования от земной поверхности до высоты неоднородностей разбивалась на слои, толщина которых была согласована со скоростью изменения  $N_e$  и изменялась от 1 км на высотах 60—80 км до 20 км на высотах выше 1000 км. На верхнем слое в качестве граничных условий использовалось условие свободного ухода волн. В нижнем слое граничные условия задавались как коэффициенты отражения ТЕ и ТМ мод от земной поверхности с проводимостью  $\sigma = 10^{-5}$  См и значением относительной диэлектрической проницаемости  $\varepsilon = 10$ , характерных для местоположения обс. Ловозеро и обс. Каннуслехто.

Опишем далее представление области с неоднородностями в пространстве. Авторами [Bell and Ngo, 1990; Sonwalkar, 1995] было показано, что на высотах ниже 5000 км существуют мелкомасштабные неоднородности со средними размерами порядка десятков метров в горизонтальной плоскости, вытянутые в направлении силовых линий магнитного поля на десятки километров. Можно предположить, что плотность распределения этих неоднородностей связана с плотностью потока авроральных электронов, вызывающих генерацию аврорального хисса. Тогда, при неканализированном распространении электростатических волн до области рассеяния, область неоднородностей следует расположить внутри области, которую пролетает поток электронов. В этом случае пространственная зависимость интенсивности рассеянных волн будет описываться формулой (2).

Мы выполнили моделирование компонент поля на земной поверхности для областей генерации и рассеяния, расположенных на высотах 3500 и 3000 км, соответственно. Поле неоднородностей электронной концентрации  $\Delta N_e$ , необходимое для расчета тока  $\Delta \mathbf{J}(x, y, z)$ , определялось

гауссовой плотностью распределения вариаций с нулевым средним и стандартным отклонением  $0.01\,N_e$  и их пространственной корреляционной функцией с радиусом корреляции порядка нескольких десятков метров в плоскости  $z=3000\,\mathrm{km}$ . Результаты расчетов приведены в разделе 5.

## 4. ПРИМЕР СОПОСТАВЛЕНИЯ ОНЧ НАБЛЮДЕНИЙ В ДВУХ РАЗНЕСЕННЫХ ПО ДОЛГОТЕ СТАНЦИЯХ ЛОВОЗЕРО И КАННУСЛЕХТО

Регулярные наземные наблюдения ОНЧ-излучений в высоких широтах ведутся в обс. Ловозеро и обс. Каннуслехто. Взаимное расположение станций показано на рис. 2. Станции находятся на одной L-оболочке, L=5.5. В обс. Ловозеро (LOZ), начиная с 2012 г., для ОНЧ-измерений применяется регистратор двух горизонтальных магнитных компонент и вертикальной электрической компоненты электромагнитного поля. Отметим, что регистрация трех компонент снимает неопределенность измерения азимутальных углов прихода ОНЧ волн  $\pm 180^{\circ}$ , которая до последнего времени присутствовала в обс. Каннуслехто. В конце 2018 г. двухкомпонентные измерения магнитного поля на ст. Кануслехто (KAN) были дополнены измерением вертикальной компоненты электрического поля. Калибровка измерительных каналов ОНЧ-регистраторов на обеих станциях проводилась в соответствии с методикой, описанной в работе [Fedorenko et al., 2014]. Наблюдения трех компоописанной в работе нент в обсерваториях Ловозеро и Каннуслехто позволяют рассчитывать и совместно анализировать не только средние значения поляризации и направления вектора Пойнтинга поля ОНЧ-излучений, но и плотности распределения этих параметров [Никитенко и др., 2018]. Учет распреде-



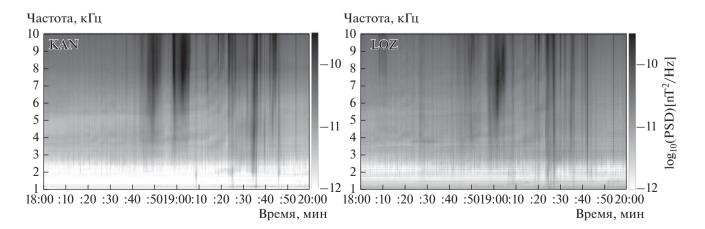
**Рис. 2.** Географическое положение обсерваторий Ловозеро и Каннуслехто.

лений углов прихода авроральных хиссов на регистрирующие станции дает возможность более детально исследовать структуру и динамику ОНЧ-волн, регистрируемых на земной поверхности.

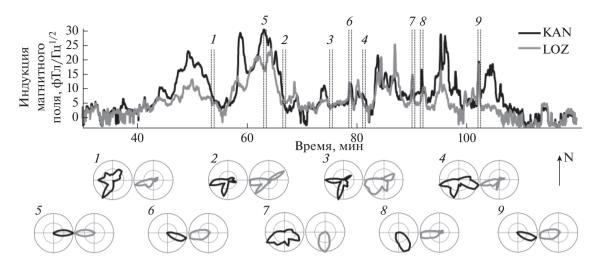
Следует заметить, что регистрация ОНЧ-излучений на обеих станциях даже в зимнее время существенно затруднена из-за пришедших по волноводу Земля-ионосфера интенсивных импульсных атмосферных помех (sferics) дальних молниевых разрядов [Smith and Jenkins, 1998]. Эти атмосферные помехи иногда почти полностью экранируют ОНЧ-сигналы магнитосферного происхождения на частотах выше 5-6 кГц [Manninen et al., 2016; Клейменова и др., 2019]. Для подавления этих помех был применен метод, сводившийся к нахождению по временной форме каждого атмосферика в сигнале, его удалению и замещению образовавшегося зазора отрезком прямой, соединяющей крайние отсчеты сигнала. В работе [Munteanu et al., 2016] показано, что такой метод замешения атмосфериков имеет преимущество перед заполнением зазора нулями, так как вносит меньшие искажения в спектры сигнала.

Наблюдаемые на земной поверхности авроральные хиссы значительно отличаются друг от друга как по занимаемому частотному диапазону, так и по интенсивности и длительности излучения. В качестве примера рассмотрим авроральный хисс, зарегистрированный в Каннуслехто и Ловозеро 9 декабря 2018 г. в 18-20 UT. Спектрограммы этого хисса в полосе 1–10 кГц приведены на рис. 3. Видно, что излучения представляют собой последовательность отдельных импульсных излучений различной длительности, наблюдаемых на некотором шумовом фоне. Максимум интенсивности всплесков аврорального хисса отмечается, как и в опубликованных ранее работах, например, [Makita, 1979], в полосе частот ~7— 11 кГц, поэтому для исследования структуры и динамики ОНЧ-излучений была выбрана частота 8.5 кГц.

Для обеих станций были вычислены огибающие горизонтальных компонент магнитного поля в полосе  $8.5 \pm 0.5$  кГц, показанные в верхней части рис. 4. Видно, что авроральный хисс начался около 18:40 UT и закончился около 19:45 UT практически одновременно на обеих станциях. Анализируя вид огибающих, можно отметить, что они состоят из фонового медленно меняющегося сигнала и сравнительно коротких импульсных всплесков. Вероятно, именно такие фоновые ОНЧ-излучения в ранних работах были названы "регулярным шумовым фоном" (РШФ), например, [Вершинин, 1966; Мурзаева, 1974]. Мы выделили несколько 15-ти секундных интервалов, которые, как нам кажется, соответствуют этому разделению. Временной интервал в 15 с был выбран по аналогии с синоптическими наблюдениями аврорального хисса на антарктической полярной станции South Pole [Spasojevic, 2016]. На рис. 4 интервалы 1-4 относятся к фоновому сигналу, а интервалы 5-9 - к импульсным всплескам. Для данного примера аврорального хисса характерно



**Рис. 3.** Спектрограммы ОНЧ-излучений, зарегистрированных в обс. Каннуслехто (слева) и обс. Ловозеро (справа) 09.12.2018 г. с 18:00 до 20:00 UT.



**Рис. 4.** Огибающие (вверху) и нормированная плотность распределения энергии по углам (внизу) аврорального хисса, зарегистрированного 09.12.2018 г. с 18:00 до 20:00 UT на частоте 8.5 к $\Gamma$ ц в обс. Каннуслехто (черным цветом) и обс. Ловозеро (серым цветом).

то, что фоновый сигнал имеет примерно одинаковые амплитуды на обеих станциях, а амплитуды импульсных сигналов на этих станциях поразному изменяются со временем. Возможны ситуации, когда амплитуда в KAN больше амплитуды в LOZ (интервалы 5 и 8), и, наоборот, когда амплитуда в LOZ больше амплитуды в KAN (интервал 7), а также равенство амплитуд (интервалы 6 и 9).

В нижней части рис. 4 показаны нормированные плотности распределения энергии ОНЧ-излучения по азимутальным углам для выделенных интервалов. Они были получены следующим образом. Сначала для каждого отсчета данных в выбранном временном интервале рассчитывался азимутальный угол вектора Пойнтинга ф. Затем оценивалась плотность вероятности этих углов  $p(\phi)$  и строилась гистограмма с заданным числом интервалов углов. Поскольку  $p(\phi)$  не содержит существенной для анализа информации об интенсивности источника ОНЧ-излучения, мы модифицировали гистограмму  $p(\phi)$  так, что при попадании  $\phi_i$  в заданный интервал углов, значение  $p(\phi_i)$  увеличивалось на абсолютную величину вектора Пойнтинга, соответствующую ф, образуя плотность распределения потока энергии ОНЧ-излучения по азимутальным углам  $p_{w}(\phi)$ . Далее величина  $p_{w}(\phi)$  нормировалась на ее максимум и строилась в полярных координатах. Для удобства график  $p_{w}(\varphi)$  был повернут на 180°, чтобы анализировать направление на источник энергии аврорального хисса.

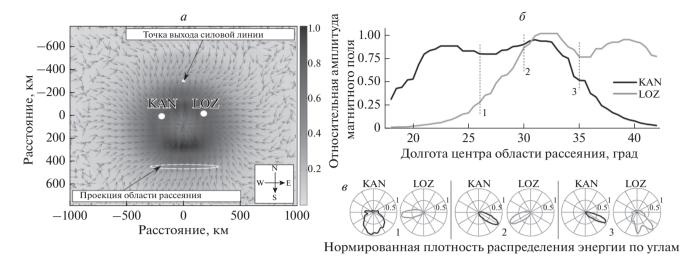
Мы предполагаем, что максимум распределения соответствует наиболее вероятному направлению на область выхода ОНЧ-сигнала из ионосферы в волновод Земля—ионосфера. Из рисунка 4

следует, что для фонового сигнала на обеих станциях наиболее вероятным, чаще всего, является направление на запад или юго-запад, т.е. фоновые излучения приходят с дневной стороны. В свою очередь, импульсные сигналы имеют, в основном, другое выделенное направление. Так, в интервалах 5 и 9, когда амплитуда ОНЧ в КАN была больше, чем в LOZ, направление прихода волн в КАN было близким к восточному, а в LOZ — к западному. Можно предположить, что в этом интервале область выхода ОНЧ волн из ионосферы находилась между LOZ и KAN.

Для анализа такого сложного квазислучайного поведения огибающих авроральных хиссов и распределений энергии по кажущимся направлениям подходит представляемая в данной работе модель. Она позволяет рассчитать компоненты поля аврорального хисса на земной поверхности с учетом высоты и протяженности областей генерации электростатических ОНЧ-волн, особенностей рассеяния этих волн на мелкомасштабных неоднородностях верхней ионосферы и прохождения рассеянных волн к земной поверхности, а также влияния отражений от верхней и нижней границ волновода Земля—ионосфера.

#### 5. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Чтобы выявить основные особенности аврорального хисса, мы провели моделирование двух типовых ситуаций. Первая — описывает смещение по долготе области высыпаний авроральных электронов, которое возникает при движении Солнца вокруг Земли. Вторая — ситуация является попыткой объяснить случайный характер сигнала. Здесь мы моделировали поле рассеянных электромагнитных волн, вызванное несколькими



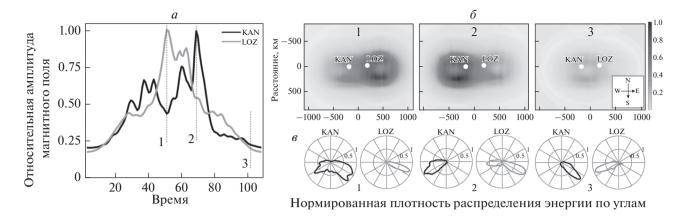
**Рис. 5.** Результаты моделирования перемещения аврорального хисса по долготе: (a) — поле рассеянных волн на земной поверхности,  $(\delta)$  — огибающие и (s) — нормированные плотности распределения энергии по углам в обсерваториях Ловозеро (LOZ) и Каннуслехто (KAN).

несвязанными между собой источниками с меняющимися во времени интенсивностями.

На рисунке 5 показаны результаты моделирования аврорального хисса, область генерации которого перемещается по долготе. Предположим, что хисс генерировался на частоте 8.5 кГц. Области генерации и рассеяния расположены на высотах 3500 и 3000 км, соответственно. Расчитанное эффективное значение горизонтальной компоненты магнитного поля  $H_{\mathrm{rms}} = \left\langle \left(H_x^2 + H_y^2\right)\right\rangle^{1/2}$ , нормированное на максимальное значение, показано на рис. 5a градациями серого цвета и на рис. 56в виде огибащих в точках, соответствующих КАМ и LOZ. Угловые скобки означают усреднение по ансамблю реализаций. Рисунок 5а показывает поле рассеянных волн для точки 2, отмеченной на рис. 56. Здесь линия магнитного поля пересекает земную поверхность в точке с координатами (70° N, 30° E), обозначенной как точка выхода силовой линии. Также на рис. 5а показано местоположение проекции области рассеяния на земную поверхность, т.е. сечения плоскостью на уровне 0.71 от максимума двумерной гауссианы (2), представляющей пространственное распределение амплитуд электрического поля электростатических волн, падающих на область неоднородностей. Координаты (0,0) соответствуют точке, находящейся посередине между станциями KAN и LOZ. Видно, что рассеянные электромагнитные волны смещаются к югу от точки выхода силовой линии. Поле рассеянных волн на земной поверхности имеет форму окружности, несмотря на то, что область рассеяния вытянута по долготе. По-видимому, такая форма определяется эффектами распространения через нижнюю ионосферу, а снижение интенсивности регистрируемого излучения к

центру объясняется преобладающим влиянием возбуждаемых в неоднородностях токов, которые на этих высотах из-за малой частоты столкновений электронов с нейтралами текут вдоль магнитного поля и не излучают в этом направлении.

Серые стрелки на рис. 5а указывают направление, обратное направлению вектора Пойнтинга, кажущийся азимут на центр поля рассеянных волн на земной поверхности. В основном они направлены к центру рассеянного поля, однако на расстояниях порядка 400 км от него это правило нарушается. Этот факт может быть объяснен влиянием волн, испытавших отражения от земной поверхности и от верхней стенки волновода Земля—ионосфера. Из рисунка 56 видно, что при прохождении области рассеяния над станциями на огибающих возникают локальные максимумы и минимумы. Так, минимумы, отмеченные точками 1 и 3, соответствуют прохождению центра области рассеяния через долготы, на которых находятся станции KAN (26° E) и LOZ (35° E). Небольшая асимметричность картины поля возникает вследствие влияния наклона силовой линии магнитного поля Земли. На рисунке 5e показаны нормированные плотности распределения энергии хисса по углам  $p_{w}(\varphi)$  в точках 1, 2 и 3. Максимумы плотностей распределений энергии хисса, в основном, соответствуют направлениям на центр поля рассеянных волн. Когда этот центр находится вблизи станции,  $p_W(\phi)$  выглядит довольно широкой (рис. 5*6*, точка 1 KAN и точка 3 LOZ). Если бы мы измерили  $p_{W}(\varphi)$  в центре поля рассеянных волн, то мы бы увидели, что плотность распределения ожидаемо стремится к однородному распределению вследствие того, что здесь направление на центр не определено. На удале-



**Рис. 6.** Результаты моделирования аврорального хисса: (a) — огибающие в обс. Ловозеро (LOZ) и Каннуслехто (KAN), ( $\delta$ ) — поле рассеянных волн на земной поверхности, (s) — нормированные плотности распределения энергии по углам.

нии от центра  $p_W(\varphi)$  становится узкой и позволяет с высокой степенью точности определить направление на источник.

Приведенные на рис. 5 результаты моделирования согласутся с результатами наблюдений, в том числе показанными на рис. 4. Это свидетельствует о том, что по результатам наблюдений на двух разнесенных станциях можно судить о положении области рассеянных волн. Однако, данные результаты справедливы для единственного источника аврорального хисса.

На рисунке 6 представлены результаты моделирования аврорального хисса на на той же частоте 8.5 кГц, вызванного пятью не связанными между собой источниками с меняющимися во времени интенсивностями. Каждый момент времени соответствует одному модельному расчету. Характер изменений амплитуды магнитного поля, наблюдающийся в огибающих для КАР и LOZ (рис. 6a), схож с тем, который наблюдался в эксперименте (рис. 4). В обоих случаях в сигнале присутствуют квазислучайные всплески амплитуды магнитного поля. На рисунке 66 показаны поля рассеянных волн на земной поверхности для двух наиболее существенных всплесков (точки 1 и 2) и участка с источником низкой интенсивности (точка 3). Для этих точек на рис. 6e показаны плотности распределения энергии по углам  $p_{W}(\phi)$ в KAN и LOZ. Видно, что в случае существования нескольких источников в  $p_W(\phi)$  наблюдается появление нескольких мод в распределениях направлений. Комбинируя интенсивность и расположение источников, по-видимому, можно получить формы огибающих и распределения энергии по углам, близкие к наблюдаемым в эксперименте.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для интерпретации наблюдений авроральных хиссов разработана численная модель, описыва-

ющая все этапы прохождения аврорального хисса от места генерации к земной поверхности и учитывающая случайный характер волновых полей. Модель позволяет рассчитать компоненты поля аврорального хисса на земной поверхности с учетом высоты и протяженности областей генерации электростатических ОНЧ-волн, особенностей рассеяния этих волн на мелкомасштабных неоднородностях верхней ионосферы и прохождения рассеянных волн к земной поверхности, а также влияния отражений от верхней и нижней границ волновода Земля—ионосфера.

Проведено моделирование нескольких типовых ситуаций. Первая описывает перемещение по долготе области высыпаний авроральных электронов, вторая моделирует авроральный хисс, вызванный несколькими фиксированными в пространстве и не связанными между собой источниками с меняющимися во времени интенсивностями. Показано, что результаты моделирования согласуются с результатами наблюдений.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Вершинин Е.Ф. О регулярном шумовом фоне непрерывного УНЧ излучения в верхней атмосфере // Земной магнетизм, полярные сияния и ультранизкочастотное излучение. Вып. 1. Иркутск. Изд. СибИЗМИР. С. 44—49. 1966.
- Клейменова Н.Г., Маннинен Ю., Громова Л.И., Громов С.В., Турунен Т. Всплески ОНЧ-излучений типа "авроральный хисс" на земной поверхности на  $L \sim 5.5$  и геомагнитные возмущения // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 59. № 3. С. 291—300. 2019.
- *Мурзаева Н.Н.* Регулярный шумовой фон ОНЧ излучения // Низкочастотные волны и сигналы во внешней ионосфере // Изд. Кольский филиал АН СССР. С. 20—23. 1974.
- Никитенко А.С., Лебедь О.М., Федоренко Ю.В. Первые результаты локализации области выхода естественных СНЧ/ОНЧ излучений в высоких широтах по

- данным наземных наблюдений // Тр. 41-го Семинара "Физика авроральных явлений", Апатиты, 12-16 марта 2018. С. 61-65. 2018.
- Banks P. Collision frequencies and energy transfer electrons // Planet. Space Sci. V. 14. № 11. P. 1085–1103. 1966.
- Beghin C., Rauch J.L., Bosqued J.M. Electrostatic plasma waves and HF auroral hiss generated at low altitude // J. Geophys. Res. V. 94. P. 1359–1378. 1989.
- Bell T.F., Ngo H.D. Electrostatic lower hybrid waves excited by electromagnetic whistler mode waves scattering from planar magnetic-field-aligned plasma density irregularities // J. Geophys. Res. V. 95. P. 149–172. 1990.
- Born M., Wolf E. Principles of optics. Pergamon Press. 836 p. 1980.
- Budden K.G. The propagation of radio waves: the theory of radio waves of low power in the ionosphere and magnetosphere. Cambridge University Press. Cambridge. 669 p. 1985.
- Davies A., Lester M., Robinson T.R. Deriving the normalized ion-neutral collision frequency from EISCAT observations // Ann. Geophys. V. 15. № 12. P. 1557–1569. 1997.
- Fedorenko Y., Tereshchenko E., Pilgaev S., Grigoryev V., Blagoveshchenskaya N. Polarization of ELF waves generated during "beating-wave" heating experiment near cutoff frequency of the Earth-ionosphere waveguide // Radio Sci. V. 49. P. 1254–1264. 2014.
- https://doi.org/10.1002/2013RS005336
- Gallagher D.L., Craven P.D. Global core plasma model //
   J. Geophys. Res. V. 105. P. 18819–18833. 2000.
- *Horne R.B.* Ray tracing of electrostatic waves in a hot plasma and its application to the generation of terrestrial myriametric radiation // Geophys. Res. Let. V. 15. № 6. P. 553–556. 1988.
- Kimura I. Effects of ions on whistler-mode ray tracing // Radio Sci. V. 1. № 3. P. 269–284. 1966.
- *Kuzichev I.V.* On whistler mode wave scattering from density irregularities in the upper ionosphere // J. Geophys. Res. V. 117. A06325. 2012.
- LaBelle J., Treumann R. Auroral Radio Emissions.
   Hisses, Roars, and Bursts // Space Sci. Rev. V. 101(3).
   P. 295–440. 2002.
- Lehtinen N.G., Inan U.S. Radiation of ELF/VLF waves by harmonically varying currents into a stratified ionosphere with application to radiation by a modulated electrojet // J. Geophys. Res. V. 113. A06301. 2008.
- Lehtinen N.G., Inan U.S. Full-wave modeling of transionospheric propagation of VLF waves // Geophys. Res. Let. V. 36. L03104. 2009.
- Maggs J.E. Coherent generation of VLF hiss // J. Geophys. Res. V. 81. P. 1707—1724. 1976.

- Makita K. VLF-LF hiss emissions associated with aurora // Mem. Nat. Inst. Polar Res. Tokyo. Ser. A. № 16. P. 1–126.
   1979.
- Manninen J., Turunen T., Kleimenova N., Rycroft M., Gromova L., Sirviö I. Unusually high frequency natural VLF radio emissions observed during daytime in Northern Finland // Environ. Res. Lett. V. 11. 124006. 2016. https://doi.org/10.1088/1748-9326/11/12/124006
- *Mosier S.R., Gurnett D.A.* Observed correlation between auroral and VLF emissions // J. Geophys. Res. V. 77. № 7. P. 1137—1145. 1972.
- Munteanu C., Negrea C., Echim M., Mursula K. Effect of data gaps: comparison of different spectral analysis methods // Ann. Geophys. V. 34. P. 437–449. 2016. https://doi.org/10.5194/angeo-34-437-2016
- Ozaki M., Yagitani S., Nagano I., Hata Y., Yamagishi H., Sato N., Kadokura A. Localization of VLF ionospheric exit point by comparison of multipoint ground-based observation with full-wave analysis // Polar Sci. V. 2. P. 237—249. 2008.
- Pulliam D.M., Anderson H.R., Stamnes K., Rees M.H. Auroral electron acceleration and atmospheric interaction (1) rocket-born observation and (2) scattering calculation // J. Geophys. Res. V. 86. P. 2397–2404. 1981.
- Sazhin S.S., Bullough K., Hayakawa M. Auroral hiss: a review // Planet. Space Sci. V. 41. № 2. P. 153–166. 1993.
- Shklyar D., Chum J., Jiricek F. Characteristic properties of Nu whistlers as inferred from observations and numerical modelling // Ann. Geophys. V. 22. № 10. P. 3589–3606. 2004.
- *Smith A.J., Jenkins P.J.* A survey of natural electromagnetic noise in the frequency range f=1-10 kHz at Halley station, Antarctica: 1. Radio atmospherics from lightning // J. Atmos. Solar. Terr. Phys. V. 60. P. 263–277. 1998.
- Sonwalkar V.S. Magnetospheric LF-, VLF-, and ELF-waves, in Handbook of Atmospheric Electrodynamics. CRC Press. Boca Raton. Fla. P. 407–462. 1995.
- Sonwalkar V.S., Harikumar J. An explanation of ground observations of auroral hiss: Role of density depletions and meter-scale irregularities // J. Geophys. Res. V. 105. P. 18867–18883. 2000.
- Spasojevic M. Statistics of auroral hiss and relationship to auroral boundaries and upward current regions // J. Geophys. Res. Space Physics. V. 121. P. 7547–7560. 2016. https://doi.org/10.1002/2016JA022851
- *Srivastava R.N.* VLF hiss, visual aurora and geomagnetic activity // Planet. Space Sci. V. 24. P. 375–379. 1976.
- Stix T.N. Waves in Plasmas. Springer. New York. 566 p. 1992.
- Tsyganenko N.A. Modeling the Earth's magnetospheric magnetic field confined within a realistic magnetopause // J. Geophys. Res. V. 100. P. 5599–5612. 1995.