

ДИАГНОСТИКА ГРАНИЦ АВРОРАЛЬНОГО ОВАЛА НА ОСНОВЕ ТЕХНИКИ ИНВЕРСИИ МАГНИТОГРАММ

DIAGNOSTICS OF AURORAL OVAL BOUNDARIES ON THE BASIS OF THE MAGNETOGRAM INVERSION TECHNIQUE

С.Б. Лунюшкин

*Институт солнечно-земной физики СО РАН,
Иркутск, Россия, lunyushkin@iszf.irk.ru*

Ю.В. Пенских

*Институт солнечно-земной физики СО РАН,
Иркутск, Россия, penskikh@iszf.irk.ru*

S.B. Lunyushkin

*Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS,
Irkutsk, Russia, lunyushkin@iszf.irk.ru*

Yu.V. Pensikh

*Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS,
Irkutsk, Russia, penskikh@iszf.irk.ru*

Аннотация. Показано, что граница обращения ионосферной конвекции является фундаментальным параметром магнитосферно-ионосферной связи, определяющим сильную аналогию между электростатическим потенциалом ионосферы и эквивалентной токовой функцией в приближении дипольного геомагнитного поля и однородной проводимости ионосферы. Разработан новый наземный метод автоматической диагностики границ аврорального овала по выходным данным техники инверсии магнитограмм (ТИМ). На основе карт распределений токовой функции и продольных токов, рассчитанных на первом этапе ТИМ при однородной проводимости ионосферы, определяются граница обращения ионосферной конвекции, граница полярной шапки, экваториальная граница аврорального овала и линия максимумов плотности авроральных электроструй. Указанные параметры ранее определялись визуально-ручным методом: анализом карт продольных и эквивалентных токов на экране монитора и проведением заданных границ с помощью мыши, что занимало очень много времени (недели и месяцы). Сравнение границ, полученных старым ручным и новым автоматическим методами, показало, что коэффициент корреляции между двумя границами составляет в среднем 0.85, а среднеквадратичное отклонение не превышает 2° по широте. Обеспечивая достаточную точность определения границ, автоматический метод сокращает время обработки необходимых объемов данных на два-три порядка (до минут и часов), освобождая исследователя от трудоемкой визуальной работы. Новый метод реализован как один из важных блоков модернизированного комплекса программ ТИМ.

Ключевые слова: ионосферная конвекция, эквивалентная токовая функция, авроральный овал, полярная шапка, продольные токи, граница обращения конвекции.

Abstract. It is shown that the convection reversal boundary is a fundamental parameter of the magnetosphere-ionosphere coupling, which determines a strong analogy between the electrostatic potential of the ionosphere and the equivalent current function in the dipole geomagnetic field approximation and the uniform ionospheric conductance. We have developed a new ground-based method for automatically diagnosing boundaries of the auroral oval using output data obtained with the magnetogram inversion technique (MIT). Using maps of the current function and field-aligned currents, calculated at the first stage of MIT with uniform ionospheric conductance, we determine the convection reversal boundary, polar cap boundary, equatorial boundary of the auroral oval, and line of maximum density of auroral electrojets. These parameters have previously been determined by a visual-manual method: analyzing maps of field-aligned and equivalent currents on the monitor screen and carrying out predetermined boundaries with the mouse — this took a very long time (weeks and months). The comparison between manually and automatically obtained boundaries has shown that the correlation coefficient between the two boundaries is, on average, 0.85, and the root-mean-square deviation does not exceed 2° in latitude. By providing an adequate accuracy for the boundary determination, the automatic method reduces the time for map processing by a factor of 2–3 (to minutes and hours), releasing a researcher from laborious visual work. The new method is implemented as one of the important modules in the updated MIT software.

Keywords: ionospheric convection, equivalent current function, auroral oval, polar cap, field-aligned currents, convection reversal boundary.

ВВЕДЕНИЕ

Концепция аврорального овала была введена в физику магнитосферы Земли полвека назад [Feldstein, Starkov, 1967; Akasofu, 1968; Feldstein, 1969] и основывалась на анализе конфигурации области распределения дуг и полос полярных сияний, созда-

ваемых потоками высокоэнергичных (>1 кэВ) частиц, высыпающихся в высокоширотную ионосферу. История полярных исследований, приведших к открытию и установлению конфигурации овала сияний, хорошо отражена в недавних обзорах [Лазутин, 2015; Feldstein, 2016].

В топологии магнитосферы авроральный овал в каждом полушарии представляет собой ионосферную проекцию плазменного слоя и имеет полярную и экваториальную границы, на которых наблюдается резкое уменьшение энергии и потока высыпавшихся из плазменного слоя электронов и ионов, создающих свечения. Полярная граница аврорального овала совпадает с границей полярной шапки, являющейся ионосферной проекцией доли магнитосферного хвоста. В модели открытой магнитосферы [Dungey, 1961] магнитные силовые линии долей хвоста связаны с межпланетным магнитным полем (ММП) и величина открытого магнитного потока определяет перенос электромагнитной энергии из солнечного ветра в магнитосферу. Расширение (сжатие) полярной шапки эквивалентно увеличению (уменьшению) магнитного потока через нее и отражает соответственно динамику накопления (расхода) магнитной энергии в хвосте магнитосферы — важнейшего параметра, контролирующего предварительную фазу и начало взрывной фазы магнитосферной суббури [Russell, McPherron, 1973; Akasofu, 1977; Milan et al., 2007; Shukhtina et al., 2016]. В модели закрытой магнитосферы [Axford, Hines, 1961; Heikkila, 2011] полярные шапки также топологически связаны с соответствующими долями хвоста магнитосферы, однако магнитные силовые линии в них замкнуты и сильно вытянуты в антисолнечном направлении. В полярных шапках редко наблюдаются полярные сияния, а спутники регистрируют в основном слабые потоки низкоэнергичных (<100 эВ) электронов, рассеянных из долей хвоста [Winningham, Heikkila, 1974; Naaland et al., 2017]. Экваториальной границе аврорального овала на полуночной стороне соответствует внутренняя кромка плазменного слоя, расстояние до которой немного уменьшается с усилением магнитосферной конвекции на предварительной фазе и резко уменьшается на взрывной фазе суббури в связи с процессами диполяризации магнитного поля и инжекции плазмы из области пересоединения в средней части хвоста $(15\div 20)R_E$ в направлении к Земле [Akasofu, 1977]. Ширина аврорального овала, определяемая обеими границами, также изменяется, сужаясь на предварительной фазе, что соответствует росту магнитного потока в доле хвоста и утоньшению плазменного слоя, и быстро расширяясь в ходе взрывной фазы магнитосферной суббури.

Таким образом, исследования динамики аврорального овала и его границ дают очень важную информацию о топологии магнитосферы и ее изменениях во время геомагнитных бурь и суббурь. В настоящее время основными прямыми методами наблюдений аврорального овала и определения его границ являются спутниковые измерения параметров высыпавшихся в полярную ионосферу частиц и глобальные снимки овала полярных сияний со спутников.

Метод определения границ аврорального овала на основе спутниковых данных измерений параметров энергетического спектра и питч-углового распределения высыпавшихся электронов и ионов начал активно применяться в связи с долгосрочной программой (DMSP) запусков спутников с поляр-

ными орбитами на высотах ~ 800 км [Makita et al., 1983, 1985]. Однако при достаточно высокой надежности этот метод имеет большой недостаток — измерения не являются глобальными и не дают всей мгновенной картины аврорального овала, поскольку последовательные спутниковые пролеты отделены друг от друга интервалом ~ 100 мин. Дальнейшее развитие метода привело к созданию известной модели аврорального овала OVATION [Sotirelis, Newell, 2000; Newell et al., 2014]. Из существующих статистических моделей, также основанных на данных спутников DMSP, можно выделить модель [Gussenhoven et al., 1983] для экваториальной границы аврорального овала на полуночном меридиане и интерактивную модель APM [Vorobjev et al., 2013].

Глобальный метод диагностики аврорального овала основан на его снимках со спутника IMAGE, получаемых в ультрафиолете каждые 2 мин с помощью камер широкого обзора и специально разработанных методов обработки таких изображений [Boakes et al., 2008; Hubert et al., 2010; Longden et al., 2010; Milan et al., 2010]. Для увеличения точности определения границ аврорального овала разработан специальный метод оценки интенсивности свечения и поиска пороговых значений [Longden et al., 2010], который автоматизирован для обработки большого количества изображений и создания базы данных, включающей более миллиона значений границ аврорального овала. В работе [Boakes et al., 2008] при сравнении оптических границ полярной шапки с данными спутников DMSP о высыпавшихся частицах установлено, что два независимых метода дают близкие результаты (в пределах $\pm 2^\circ$) — следовательно, полярная граница яркости свечения является хорошим индикатором границы полярной шапки.

С учетом вышеизложенного разработка новых методов диагностики границ аврорального овала остается одной из актуальных задач физики магнитосферы Земли. В технике инверсии магнитограмм (ТИМ), разработанной в ИСЗФ СО РАН [Базаржапов и др., 1979; Mishin, 1990], определение границ овала является обязательной процедурой. Метод ТИМ обеспечивает расчет в полярной ионосфере двумерных карт распределений эквивалентных токов, электрического потенциала, горизонтальных и продольных токов (ПТ) на основе данных наземных геомагнитных измерений на мировой сети станций. Важной составной частью ТИМ является оригинальная динамическая модель проводимости полярной ионосферы, создаваемой высыпаниями электронов и протонов [Mishin et al., 1986; Ширапов и др., 2000]. Необходимыми входными параметрами модели служат границы аврорального овала, которые определяются на основе карт ПТ, рассчитанных на первом этапе ТИМ в приближении однородной проводимости. Определяются три параметра: полярная R_0 и экваториальная R_2 границы аврорального овала, а также R_1 — линия максимумов плотности авроральных электроструй. Граница полярной шапки R_0 соответствует высокоширотной границе крупномасштабных ПТ зоны 1 Ииджимы—Потемры, а экваториальная граница R_2 — низкоширотной границе ПТ зоны 2. Широта максимумов плотности авро-

ральных электроструй R1 совпадает с границей между зонами 1 и 2. (Пояснение: в программном комплексе ТИМ и данной статье буква R в принятых обозначениях имеет смысл “Radius” (радиус южной границы соответствующей зоны ПТ), а не “Region” — принятого в литературе обозначения для зоны ПТ как области). Соответствие областей ПТ обеих зон и аврорального овала было сразу же отмечено в пионерской работе [Iijima, Potemra, 1978], что в дальнейшем подтверждено в целом ряде опубликованных данных одновременных наблюдений высыпающихся частиц, полярных сияний и продольных токов.

Границы аврорального овала R0, R1 и R2 до сих пор, к сожалению, определялись в ТИМ ручным способом, состоящим из визуального анализа карт продольных и эквивалентных токов и рисования границ мышью в специальной программе на экране монитора. Данный способ обработки карт занимает очень много рабочего времени сотрудника (недели и даже месяцы). Поэтому уже давно назрела необходимость создания такого автоматического метода определения основных границ аврорального овала, который бы заменил человека-оператора, работал быстро и с достаточной точностью, не уступающей визуально-ручному методу.

Целью данной работы является разработка и автоматизация нового метода наземной диагностики границ аврорального овала на основе ТИМ. Основные теоретические положения метода описаны в разделе 1. Алгоритм реализации автоматического метода и его сравнение с ручным методом изложены в разделе 2. В разделе 3 обсуждаются некоторые принципиальные вопросы. Основные результаты работы указаны в заключении.

1. ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ МЕТОДА

Во введении были названы два основных спутниковых метода диагностики границы полярной шапки: по данным о параметрах спектра высыпающихся частиц и на основе глобальных снимков аврорального овала. Третий метод, в котором граница полярной шапки отождествляется с границей обращения ионосферной конвекции, фактически возник с началом первых прямых измерений электрических полей на высотах 400–1100 км на спутникеOGO-6 вдоль траектории утро–вечер [Nerpen, 1972]. В дальнейшем этот метод развивался во многих работах, с использованием ионосферной конвекции, рассчитанной по данным измерений скоростей дрейфов на спутниках DMSP [Troshichev et al., 1996; Chen et al., 2015] и сети радаров SuperDARN [Bristow, Spaleta, 2013; Koustov, Fiori, 2016]. Следует отметить, что граница обращения ионосферной конвекции находится немного южнее границы полярной шапки — на расстоянии $\sim 1^\circ$ вблизи полудня и на расстоянии 2° – 3° вблизи меридиана утро–вечер, что соответствует ширине низкоширотного пограничного слоя магнитосферы [Drake et al., 2009].

Граница обращения магнитосферно-ионосферной конвекции является базовым положением нового метода диагностики границ аврорального овала.

1.1. Граница обращения конвекции

Фундаментальным природным явлением в магнитосфере Земли является непрерывная магнитосферная конвекция, состоящая из двух крупномасштабных вихрей, образованных плазмой, движущейся в антисолнечном направлении в пограничных слоях и в долях хвоста и дрейфующей в обратном направлении к Земле в плазменном слое. Закрытой и открытой моделям магнитосферы (см. введение) соответствуют два различных физических механизма генерации магнитосферной конвекции — квазивязкое взаимодействие солнечного ветра с магнитосферой в низкоширотном пограничном слое [Axford, Hines, 1961] и пересоединение ММП с магнитным полем Земли на дневной магнитопаузе с последующим формированием открытых долей магнитосферного хвоста [Dungey, 1961]. Первый механизм работает постоянно и в основном контролируется скоростью и плотностью солнечного ветра. Работа второго механизма зависит от часового угла ММП, где основную роль играет его южная компонента. Крупномасштабная магнитосферно-ионосферная конвекция существует постоянно, поскольку одновременная работа двух указанных физических механизмов обеспечивает непрерывное преобразование кинетической энергии солнечного ветра в электрическую в пограничных слоях магнитосферы по принципу плазменного МГД-генератора.

Рисунок 1 иллюстрирует механизм генерации ЭДС в низкоширотном пограничном слое в модели закрытой магнитосферы [Heikkila, 2011], ведущий к возникновению электрического поля утро–вечер поперек хвоста и в итоге — к формированию крупномасштабной двухвихревой системы магнитосферной конвекции. Существование пограничного слоя BL с характерной шириной d и антисолнечным течением плазмы обеспечивается механизмом квазивязкого взаимодействия солнечного ветра с магнитосферой. Поскольку движение плазмы со скоростью $\mathbf{V} = \mathbf{V}_x$ происходит в слое BL поперек магнитного поля $\mathbf{B} = \mathbf{B}_z$, протоны и электроны под действием силы Лоренца $\mathbf{F}_y = \pm e\mathbf{V}_x \times \mathbf{B}_z$ соответствующим образом отклоняются в таком МГД-канале к его внутренней и внешней границам. В результате в пограничном слое BL на утреннем и вечернем флангах магнитосферы возникают электрические поля полярizations E_{BL} и соответствующие ЭДС $U_{\pm} = E_{BL}d$. Из профиля изменения скорости течения плазмы поперек хвоста, выделенного штриховой линией на рис. 1, видно, что скорость плазмы V в пограничном слое BL падает от значения скорости солнечного ветра V_{sw} на внешней границе слоя до $V = 0$ на его внутренней границе. Далее плазма движется уже по направлению к Земле с растущей к центру плазменного слоя скоростью электрического дрейфа $V_E = E_M / B_z$, где $E_M = (U_+ - U_-) / (2R_T)$ — электрическое поле утро–вечер поперек цилиндрического хвоста с радиусом $R_T \approx 25R_E$.

Таким образом, внутренняя граница пограничного слоя BL является границей обращения магнитосферной конвекции RB, соответствующей «внешним

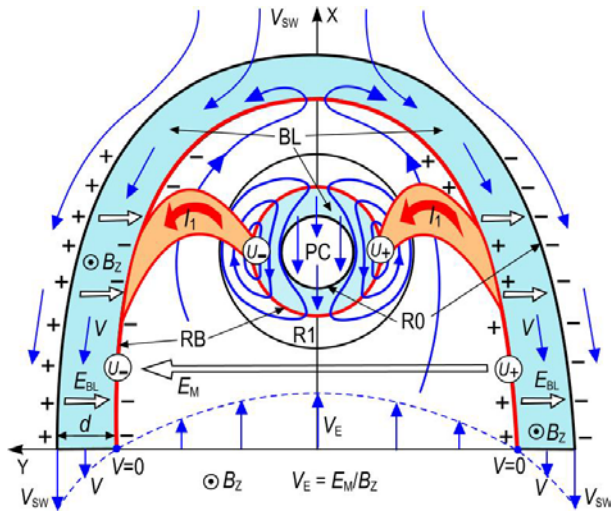


Рис. 1. Схема генерации крупномасштабной двухвихревой системы магнитосферно-ионосферной конвекции в закрытой магнитосфере. Обозначения: ось X — к Солнцу, ось Y — с утра на вечер; R0 — полярная граница аврорального овала (граница полярной шапки PC); RB (красная линия) — граница обращения конвекции; R1 — линия максимумов плотности авроральных электроструй; BL (бирюзовая заливка) — низкоширотный пограничный слой шириной d ; прямые, изогнутые и замкнутые синие линии со стрелками показывают течения (конвекцию) плазмы; V_{sw} — скорость солнечного ветра; V — скорость плазмы в канале BL; V_E — скорость электрического дрейфа к Земле в плазменном слое; B_z — вертикальная компонента магнитного поля в хвосте; знаки “+” (протоны) и “-” (электроны) показывают поляризацию в МГД-канале BL; толстые полые стрелки — электрическое поле поляризации E_{BL} в канале BL и электрическое поле утро-вечер E_M в плазменном слое; U_+ и U_- — электрические потенциалы, переносимые в ионосферу продольными токами зоны 1 Ииджимы—Потемры (I_1); штриховая синяя линия — профиль изменения x -компоненты скорости плазмы вдоль оси Y

обкладкам» двух (утреннего и вечернего) МГД-генераторов, напряжение на которых равно U_+ и U_- . Ионосфера всегда обладает ненулевой проводимостью, а вдоль магнитных силовых линий $\sigma_0 \rightarrow \infty$. Поэтому возникает пара ПТ (I_1), которая соединяет генераторы пограничного слоя с нагрузкой (ионосферой) в единую электрическую цепь. При этом связанные с границей RB в магнитосфере потенциалы U_+ и U_- без изменения проецируются на соответствующую границу RB в ионосфере (см. рис. 1), где они вызывают электрический дрейф плазмы и формируют двухвихревую систему ионосферной конвекции, аналогичную магнитосферной.

С учетом вышеизложенного, *имеющая ясный физический смысл граница обращения ионосферной конвекции RB принята в качестве базового положения метода диагностики границ аврорального овала.* Основным физическим свойством границы RB является ее взаимосвязь с максимумами плотности ПТ зоны 1, совпадающими с экстремумами электрических потенциалов.

1.2. Взаимосвязь ионосферной конвекции и эквивалентной токовой функции

Второе положение метода — *двумерные распределения электростатического потенциала и эквивалентной токовой функции полностью соответ-*

ствуют друг другу в области полярной ионосферы в приближении однородной проводимости — является одним из точных решений теоретической задачи, рассмотренной подробно в пионерской работе [Kern, 1966], которая стимулировала развитие ТИМ. Покажем это, основываясь на интегральном законе Ома для горизонтального ионосферного тока:

$$\mathbf{j} = \mathbf{j}_p + \mathbf{j}_H = \Sigma_p \mathbf{E} + \Sigma_H \mathbf{B} \times \mathbf{E} / B, \quad (1)$$

где \mathbf{j}_p , \mathbf{j}_H — линейные плотности горизонтальных ионосферных токов Педерсена и Холла, полученные интегрированием плотности тока по толщине ($90 \leq z \leq 140$ км) токонесущего слоя ионосферы; Σ_p , Σ_H — соответствующие интегральные проводимости; \mathbf{B} — вектор магнитной индукции геомагнитного поля; \mathbf{E} — горизонтальное электрическое поле.

При однородной проводимости выражению ионосферного тока как суммы реальных физических компонент (1) однозначно соответствует математическое выражение в виде суммы потенциальной \mathbf{j}_{cf} и соленоидальной \mathbf{j}_{df} частей: $\mathbf{j} = \mathbf{j}_{cf} + \mathbf{j}_{df}$ (теорема Гельмгольца), для которых выполняются условия $\nabla \times \mathbf{j}_{cf} = 0$ и $\nabla \cdot \mathbf{j}_{df} = 0$, где $\mathbf{j}_{cf} = \mathbf{j}_p$ и $\mathbf{j}_{df} = \mathbf{j}_H$.

В классической монографии [Chapman, Bartels, 1940] по геомагнетизму, а также в ряде последующих работ [Kern, 1966; Fukushima, 1976; Haines, Torta, 1994] было показано, что наземные геомагнитные вариации в высокоширотной области создаются в основном замкнутыми в полярной ионосфере соленоидальными токами Холла, которые связаны с двумерной токовой функцией $J(\theta, \lambda)$ простой формулой

$$\mathbf{j}_{df} = \mathbf{j}_H = \nabla J \times \mathbf{n}, \quad (2)$$

где $\mathbf{n} = \mathbf{r} / r$ — единичный вектор внешней нормали к сферическому слою с радиус-вектором \mathbf{r} .

Эквивалентная токовая функция J является классическим внешним решением обратной задачи теории потенциала и представляет собой скалярное поле вычисленных значений $J(\theta, \lambda)$ для разных точек сферического слоя радиусом r , изображаемое в виде карты изолиний равных значений J . Эквивалентный ток Холла течет вдоль этих изолиний, при этом разность значений J между двумя изолиниями соответствует силе тока, протекающего между ними.

Формула расчета распределения внешней эквивалентной токовой функции $J(\theta, \lambda)$ имеет вид [Chapman, Bartels, 1940; Базаржапов и др., 1979; Haines, Torta, 1994]

$$J(\theta, \lambda) = -\frac{R_E}{\mu_0} \sum_{n=1}^N \frac{2n+1}{n+1} \left(\frac{r}{R_E} \right)^n Y_n(\theta, \lambda), \quad (3)$$

где θ , λ — геомагнитные коширота и долгота (местное геомагнитное время); $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м — магнитная постоянная; $r = R_E + h$; $R_E = 6371$ км — радиус Земли; $h = 115$ км — приведенная высота токонесущего слоя ионосферы; сферическая гармоника $Y_n(\theta, \lambda)$ описывается формулой

$$Y_n(\theta, \lambda) = \sum_{m=0}^n (E_n^m \cos m\lambda + e_n^m \sin m\lambda) P_n^m(\cos \theta), \quad (4)$$

где $P_n^m(\cos \theta)$ — присоединенные полиномы Лежандра в нормировке Шмидта; коэффициенты сферического гармонического анализа E_n^m и e_n^m определяются при численном решении системы из $3K$ (три компоненты магнитного поля, K — количество наземных станций) линейных алгебраических уравнений на основе оригинального метода выбора оптимального спектра аппроксимирующих гармоник [Bazarzharov et al., 1976; Базаржапов и др., 1979].

Используем также формулу дрейфовой скорости ионосферной плазмы

$$\mathbf{V} = \mathbf{E} \times \mathbf{B} / B^2, \quad (5)$$

где $\mathbf{E} = -\nabla U$, U — электростатический потенциал ионосферы.

Учитывая (5), преобразуем ток Холла из формулы (1) к виду

$$\mathbf{j}_H = -(\Sigma_H B) \mathbf{V}. \quad (6)$$

Из (6) следует, что вектора скоростей дрейфа ионосферной плазмы и вектора токов Холла антипараллельны, а поскольку, согласно (2), эквивалентные токи Холла текут вдоль изолиний токовой функции, конвекция ионосферной плазмы осуществляется вдоль этих изолиний, но в противоположном направлении. Таким образом, двумерная карта изолиний эквивалентной токовой функции $J(\theta, \lambda)$ является несимметричным зеркальным отображением «вершин» и «впадин» распределения изолиний ионосферного электрического потенциала $U(\theta, \lambda)$. Асимметрия связана с неоднородностями проводимости Холла и геомагнитного поля.

Аналогия между токовой функцией $J(\theta, \lambda)$ и потенциалом $U(\theta, \lambda)$ более очевидна в приближении радиального геомагнитного поля, когда единичный вектор внешней нормали равен $\mathbf{n} = \mathbf{r} / r = \mp \mathbf{B} / B$, где знак минус соответствует Северному полушарию, а плюс — Южному. В этом случае с учетом $\mathbf{E} = -\nabla U$ ток Холла из формулы (1) примет

$$\mathbf{j}_H = \mp \Sigma_H (\nabla U \times \mathbf{n}). \quad (7)$$

Приравнивая формулы (2) и (7), получаем искомые взаимосвязи:

$$\nabla J = \mp \Sigma_H \nabla U, \quad (8)$$

$$J = \mp \Sigma_H U + const. \quad (9)$$

Из формулы (9) очевидно, что при радиальном геомагнитном поле токовая функция $J(\theta, \lambda)$ с точностью до множителя $\Sigma_H(\theta, \lambda)$ является хорошим аналогом электрического потенциала $U(\theta, \lambda)$, а при однородной проводимости Холла аналогия становится полной.

Из всего изложенного в настоящем подразделе следует вывод: *эквивалентная токовая функция как аналог электрического потенциала ионосферы может быть использована для определения границы обращения ионосферной конвекции.*

1.3. Граница обращения конвекции как максимум ротора дрейфовой скорости

Это третье положение метода вытекает из двух предыдущих и является основой нового алгоритма

диагностики границ аврорального овала и его программной реализации.

Согласно изложенному в подразделах 1.1 и 1.2, на границе обращения магнитосферно-ионосферной конвекции скорость течения плазмы испытывает изменения и по величине, и по направлению (см. рис. 1) — следовательно, *на границе RB ротор скорости дрейфа ионосферной плазмы достигает максимального значения.* Выведем формулу для ротора дрейфовой скорости в дипольном геомагнитном поле в приближении однородной проводимости ионосферы.

Приравнивая формулы (2) и (6), получаем равенство

$$\nabla J \times \mathbf{n} = -(\Sigma_H B) \mathbf{V}. \quad (10)$$

Применим оператор ротора к обеим частям (10). На основе формулы “bac-cab” и учитывая, что дивергенция единичной нормали в сферической системе координат равна $(\nabla, \mathbf{n}) = 2/r$, находим ротор левой части (10)

$$\begin{aligned} \nabla \times (\nabla J \times \mathbf{n}) &= \nabla J (\nabla, \mathbf{n}) - \mathbf{n} (\nabla, \nabla J) = \\ &= (2/r) \nabla J - (\Delta J) \mathbf{n}, \end{aligned} \quad (11)$$

а на основе формулы

$$\nabla \times (S \mathbf{V}) = \nabla S \times \mathbf{V} + S (\nabla \times \mathbf{V}),$$

где S и \mathbf{V} — скалярное и векторное поля, при однородной проводимости Σ_H получаем ротор правой части (10):

$$\nabla \times (-\Sigma_H B) \mathbf{V} = -\Sigma_H B (A_1 + A_2), \quad (12)$$

где $A_1 = \frac{\nabla B}{B} \times \mathbf{V}$ и $A_2 = \nabla \times \mathbf{V}$.

Оценим и сравним между собой характерные значения A_1 и A_2 . На основе формулы дипольного геомагнитного поля

$$\mathbf{B} = -(\mu_0 M_E / 4\pi r^3) (2 \cos \theta \mathbf{e}_r + \sin \theta \mathbf{e}_\theta), \quad (13)$$

где M_E — дипольный магнитный момент Земли, нетрудно получить формулу оценки A_1 :

$$A_1 = \left| \frac{\nabla B}{B} \times \mathbf{V} \right|_{\max} \approx \frac{|\nabla_\theta B|}{B} V_\lambda \approx \frac{3V_\lambda}{r} F(\theta), \quad (14)$$

где $B = (\mu_0 M_E / 4\pi r^3) \sqrt{1 + 3 \cos^2 \theta}$ — модуль геомагнитного диполя; $|\nabla_\theta B|$ — величина его широтного градиента; V_λ — характерное значение азимутальной компоненты скорости ионосферного дрейфа; функции $F(\theta) = \cos \theta \sin \theta / (1 + 3 \cos^2 \theta)$.

Граница обращения ионосферной конвекции RB практически всегда находится в области $10^\circ \leq \theta \leq 30^\circ$ — следовательно, функция $F(\theta)$ лежит в пределах $0.05 < F(\theta) < 0.15$. При таких значениях этой функции, характерной скорости дрейфа $V_\lambda \sim 500$ м/с и $r = R_E + h$ получаем из (14) оценку первого члена в формуле (12):

$$A_1 \sim 2 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}.$$

Если азимутальная скорость V_λ , сохраняя величину $V_\lambda \sim 500$ м/с, изменяет свое направление на противо-

положное на широтном масштабе $1^\circ-5^\circ \approx 100-500$ км, получаем оценку второго члена (12):

$$A_2 = |\nabla \times \mathbf{V}|_{\max} \approx \partial V_\lambda / \partial \theta \sim 1 \cdot 10^{-2} - 2 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}.$$

Из сравнения полученных оценок A_1 и A_2 видно, что второй член превышает первый на два-три порядка — следовательно, можно пренебречь членом A_1 (он составляет менее 1 % от A_2) и по условию $A_2 \gg A_1$ привести формулу (12) к виду

$$\nabla \times (-\Sigma_H \mathbf{B}) \mathbf{V} \approx -\Sigma_H \mathbf{B} (\nabla \times \mathbf{V}). \quad (15)$$

Приравнивая теперь правые части (11) и (15), получаем равенство:

$$(2/r) \nabla J - (\Delta J) \mathbf{n} = -\Sigma_H \mathbf{B} (\nabla \times \mathbf{V}), \quad (16)$$

откуда следует искомое уравнение для ротора дрейфовой скорости ионосферной плазмы в дипольном геомагнитном поле в приближении однородной проводимости:

$$\nabla \times \mathbf{V} = \frac{1}{\Sigma_H B} \left[(\Delta J) \mathbf{n} - \frac{2}{r} \nabla J \right]. \quad (17)$$

Формулы расчета градиента ∇J и поверхностного лапласиана ΔJ относительно просто выводятся из определяющих эквивалентную токовую функцию $J(\theta, \lambda)$ формул (3) и (4). Мы не приводим здесь довольно громоздкую формулу вычисления модуля градиента токовой функции $|\nabla J|$, поскольку в ней нет необходимости для последующего изложения. Формула расчета лапласиана ΔJ имеет вид

$$\Delta J = \frac{R_E}{\mu_0 r^2} \sum_{n=1}^N n(2n+1) \left(\frac{r}{R_E} \right)^n Y_n(\theta, \lambda). \quad (18)$$

Физический смысл поверхностного лапласиана токовой функции $\Delta J(\theta, \lambda)$ состоит в том, что он представляет собой пространственное распределение плотности продольных токов $i_{\parallel}(\theta, \lambda)$ в приближении радиального геомагнитного поля и однородной проводимости [Керн, 1966].

Используя формулы (2) и (8), закон Ома (1) можно переписать в виде

$$\mathbf{j} = \frac{\Sigma_P}{\Sigma_H} \nabla J \pm \nabla J \times \mathbf{n}, \quad (19)$$

где, в отличие от формул (7)–(9), знак плюс — Северное полушарие, минус — Южное.

Интегрируя стационарное уравнение непрерывности для плотности тока $\nabla \cdot \mathbf{i} = 0$ по толщине токопроводящего слоя ионосферы, имеем

$$i_{\parallel} = i_r = -\nabla \cdot \mathbf{j}, \quad (20)$$

где продольный ток является радиальным.

Тогда, подставляя (19) в (20) и учитывая, что $\nabla \cdot \mathbf{j}_H = \nabla \cdot (\nabla J \times \mathbf{n}) = 0$, получаем простую формулу плотности продольного (вертикального) тока в заданном приближении:

$$i_{\parallel} = -\frac{\Sigma_P}{\Sigma_H} \Delta J. \quad (21)$$

Формула (21) используется нами в еще более простом виде

$$i_{\parallel} = -\Delta J, \quad (22)$$

когда отношение проводимостей $\Sigma_P / \Sigma_H = 1$ не является критичным для нашей задачи.

Таким образом, задача определения границы обращения ионосферной конвекции RB сводится к определению замкнутой линии, в каждой точке которой модуль ротора дрейфовой скорости, вычисляемый по формуле (17), достигает своего максимального значения.

2. АЛГОРИТМ РЕАЛИЗАЦИИ И ТЕСТИРОВАНИЕ МЕТОДА

В новом автоматическом методе диагностики границ овала, основанном на ТИМ, в первую очередь находится граница обращения ионосферной конвекции RB, которая является опорной для определения остальных границ аврорального овала (R0, R1 и R2).

В данном исследовании для расчетов на основе ТИМ карт распределений эквивалентных и продольных токов использованы данные наземных геомагнитных вариаций мировой сети станций за 27.08.2001 из базы данных SuperMAG [Gjerloev, 2012], доступной на сайте этого проекта [<http://supermag.jhuapl.edu>]. Выбранная дата содержит хорошо известную в литературе [Baker et al., 2002; Mishin et al., 2017] изолированную суббурию в интервале 02:30–06:00 UT.

2.1. Основные процедуры алгоритма

2.1.1. Определение положения двух главных экстремумов на карте распределения эквивалентной токовой функции

Согласно изложенной в разделах 1.1, 1.3 теории и формулам (17), (21) граница обращения ионосферной конвекции, как линия максимума ротора скорости дрейфа, должна представлять собой замкнутую кривую линию, совпадающую с линией максимума плотности i_{\parallel} втекающих и вытекающих ПТ зоны 1. Изолинии токовой функции показывают характерный изгиб, а модуль градиента $|\nabla J|$ стремится к минимуму в каждой точке этой кривой. Очевидно, что в качестве первых опорных точек искомой границы RB следует взять точки утреннего и вечернего фокусов токовой функции $J(\theta, \lambda)$, совпадающие с фокусами распределения плотности $i_{\parallel}(\theta, \lambda)$ ПТ зоны 1. Пример карты эквивалентной токовой функции $J(\theta, \lambda)$ в Северном полушарии для 03:50 UT 27.08.2001 приведен на рис. 2, где точки двух главных фокусов обозначены A_1 и B_1 . Модуль градиента токовой функции в этих опорных точках имеет минимальное значение.

2.1.2. Проведение границы RB по минимуму модуля градиента токовой функции

После нахождения координат опорных точек A_1 и B_1 алгоритм на примере утреннего вихря $J(\theta, \lambda)$ работает дальше следующим образом (рис. 2). При движении от меридиана фокуса A_1 в направлении против часовой стрелки на каждом следующем через $\Delta\lambda = 10^\circ$ меридиане алгоритм находит широту точки,

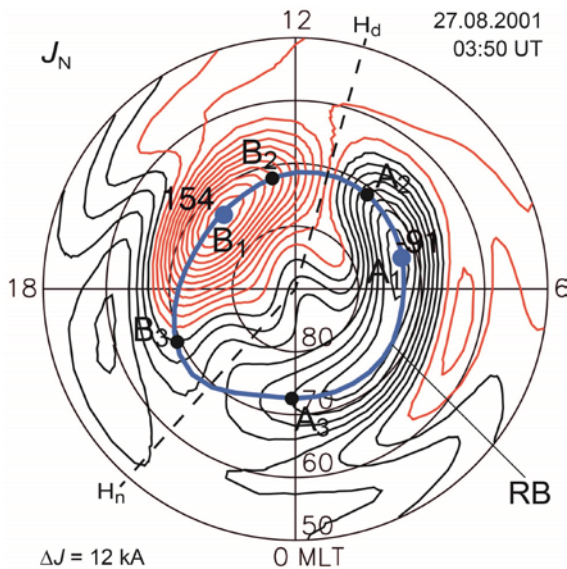


Рис. 2. Карта распределения эквивалентной токовой функции J_N в Северном полушарии для 03:50 UT 27.08.2001; ΔJ — шаг между изолиниями. Граница обращения ионосферной конвекции RB показана толстой синей линией; синие точки A_1 и B_1 — положения главных фокусов J_N ; черными точками A_2 , B_2 и A_3 , B_3 отмечены сектора дневного (H_d) и ночного (H_n) разрывов Харанга (см. раздел 2.1.2)

в которой $|\nabla J| \rightarrow \min$. Движение по минимумам модуля градиента токовой функции сопровождается контролем условия $\Delta\theta < 2^\circ$, ограничивающего максимальный скачок широты границы RB между соседними меридианами. Достаточно гладкий сегмент кривой линии RB определяется вплоть до меридиана точки A_2 , где имеет место скачок границы RB на величину $\Delta\theta > 2^\circ$ и начинается сектор дневного разрыва Харанга H_d . На меридиане точки A_2 алгоритм делает остановку, возвращается в исходную точку A_1 и вся описанная процедура выполняется аналогично, но в направлении по часовой стрелке от меридиана точки A_1 до меридиана точки A_3 , где скачок границы RB указывает на переход в сектор ночного разрыва Харанга H_n . В точке A_3 алгоритм снова делает остановку и переходит к анализу вечернего вихря токовой функции с фокусом B_1 . Вся процедура, изложенная на примере утреннего вихря, аналогичным образом выполняется в области вечернего вихря эквивалентной токовой функции $J(\theta, \lambda)$.

В результате описанных процедур формируются два основных сегмента границы RB: $A_3-A_1-A_2$ и $B_2-B_1-B_3$. Рассмотренный пример соответствует предварительной фазе суббури [Mishin et al., 2017] и является достаточно простым, что позволяет выполнять плавную интерполяцию в секторах дневного A_2-B_2 и ночного B_3-A_3 разрывов Харанга и после сглаживания методом скользящего среднего по трем точкам получить замкнутую границу обращения ионосферной конвекции RB в первом приближении (рис. 2).

2.1.3. Поиск дополнительных локальных экстремумов и опорных точек

Алгоритм содержит очень важную процедуру диагностики меридианов ночного H_n и дневного H_d

разрывов Харанга (рис. 2), которая основывается на первоначальном определении термина “Harang reversal”, введенного Л. Харангом как граница между положительными ($\Delta H > 0$) и отрицательными ($\Delta H < 0$) бухтами в горизонтальной компоненте возмущения наземного геомагнитного поля в полуночном секторе авроральной зоны [Harang, 1946]. В эквивалентной токовой функции это определение соответствует тому, что, согласно (8), меридиональная компонента градиента $\nabla_\theta J = \Sigma_H E_\theta$ меняет знак с $\nabla_\theta J < 0$ на $\nabla_\theta J > 0$ при переходе через меридиан H_n из восточного эквивалентного тока в западный; при переходе по часовой стрелке через меридиан H_d знак градиента меняется противоположным образом. Найденные меридианы H_n и H_d и главных фокусов A_1 и B_1 вместе с границей RB первого приближения (из раздела 2.1.2), используются далее в специальной процедуре алгоритма, позволяющей определить еще четыре дополнительных (не являющихся фокусами) локальных экстремума на карте распределения токовой функции $J(\theta, \lambda)$. В периоды геомагнитных возмущений (суббури, бури) крупномасштабные вихри эквивалентной токовой функции $J(\theta, \lambda)$ могут иметь не по одному, а по два-три фокуса, которые также рассматриваются как опорные точки для проведения границы RB.

2.1.4. Формирование сегментов границы RB

Два основных (из раздела 2.1.1) и четыре дополнительных (из 2.1.3) экстремума дают шесть опорных точек. В окрестности каждой из этих точек формируются опорные сегменты для искомой границы RB на основе правила $|\nabla J| \rightarrow \min$ и условия $\Delta\theta < 2^\circ$, описанных в разделе 2.1.2. После определения шести опорных сегментов выполняется интерполяция между ними, в том числе и в секторах ночного и дневного разрывов Харанга, а также трехточечное сглаживание границы.

В результате получена граница обращения ионосферной конвекции RB, построенная исключительно на основе скалярного поля эквивалентной токовой функции.

2.1.5. Проведение границы RB по максимуму плотности продольных токов зоны 1

Согласно формулам (17) и (21), строгий максимум ротора скорости дрейфа достигается в той точке, где одновременно выполняются оба условия: (I) $|\nabla J| \rightarrow \min$ и (II) $|\nabla J| = |i_\parallel| \rightarrow \max$. Обозначим для удобства изложения как RB-I границу обращения ионосферной конвекции, полученную с помощью алгоритма, основанного на условии (I) и описанного в разделах 2.1.1–2.1.4. Второй алгоритм основан на условии (II) и использует в качестве ориентира полученную первым алгоритмом границу RB-I, которая наносится на карту распределения плотности продольных токов. Граница RB-I, как и следует по теории, ложится на карте $i_\parallel(\theta, \lambda)$ примерно вдоль линии максимумов плотности ПТ зоны 1. Далее на каждом меридиане анализируются широтные профили $i_\parallel(\theta)$ и в зоне 1 ПТ вблизи границы RB-I определяются широты точек, на которых $|i_\parallel| \rightarrow \max$. В результате

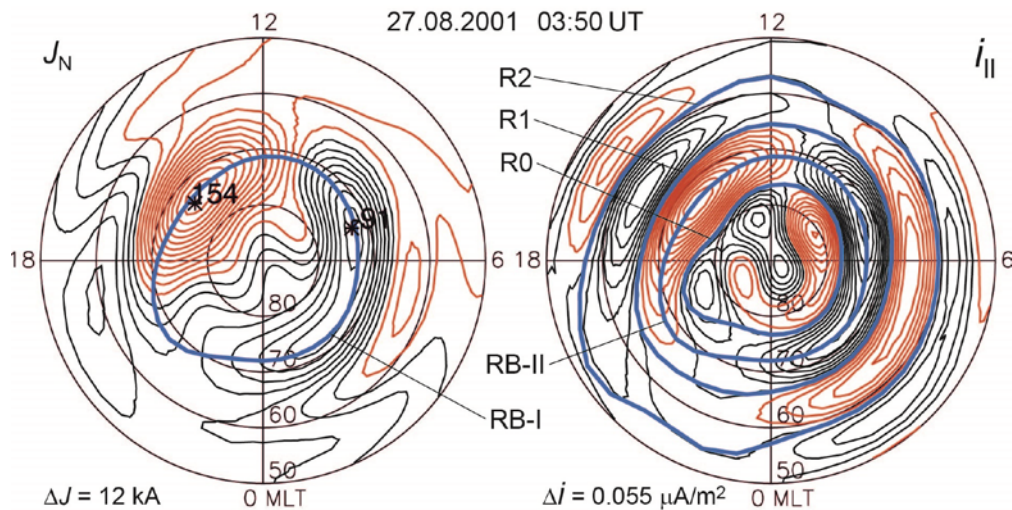


Рис. 3. Карты распределений эквивалентной токовой функции J_N (слева) и плотности продольных токов с однородной проводимостью i_{\parallel} (справа) в Северном полушарии для 03:50 UT 27.08.2001; черные изолинии на карте i_{\parallel} соответствуют втекающим продольным токам, красные — вытекающим; ΔJ и Δi — шаги между изолиниями; RB-I и RB-II — границы обращения конвекции, полученные на основе карт J_N и i_{\parallel} по условиям (I) и (II) соответственно (см. раздел 2.1.5); R0, R1 и R2 — граница полярной шапки, линия максимумов плотности электроструй и экваториальная граница овала, определенные по карте i_{\parallel}

определяются два протяженных по долготе сегмента границы, расположенных внутри областей втекающего (утром) и вытекающего (вечером) ПТ зоны 1. Как и в первом алгоритме, в секторах ночного и дневного разрывов Харанга между найденными сегментами выполняется интерполяция, затем трехточечное сглаживание замкнутой кривой линии — в результате получаем границу обращения конвекции RB-II, проходящую по линии максимумов плотности ПТ зоны 1 (рис. 3).

Объединяя условия (I) и (II) и результаты двух алгоритмов, вычисляем окончательную границу обращения ионосферной конвекции RB как среднее границ RB-I и RB-II.

2.1.6. Граница полярной шапки, экваториальная граница овала и линия максимумов плотности авроральных электроструй

При движении от полученной границы RB (или от близкой к ней RB-II) к югу, алгоритм анализирует на каждом меридиане профиль плотности $i_{\parallel}(\theta)$ и находит широту, на которой меняется знак i_{\parallel} , что указывает на границу R1 между зонами 1 и 2 ПТ. Поскольку граница R1 отождествляется с линией максимумов плотности электроструй, для более точного ее определения дополнительно используется карта распределения модуля градиента токовой функции $|\nabla J(\theta, \lambda)|$, рассчитанного на основе формул (3) и (4). Граница R1 корректируется на каждом меридиане с учетом положения максимумов $|\nabla J|$. Результатом описанной процедуры является сглаженная граница R1 между зонами 1 и 2 ПТ — линия максимумов плотности западной и восточной авроральных электроструй (рис. 3).

При движении по зоне 2 ПТ от границы R1 дальше к югу, по профилю $i_{\parallel}(\theta)$ определяется сначала линия максимума плотности ПТ зоны 2, а затем граница, на которой эта плотность достигает нуля, т. е. экваториальная граница аврорального овала R2 (см. рис. 3).

Аналогично находится граница полярной шапки R0. При анализе широтных профилей $i_{\parallel}(\theta)$ в зоне 1 ПТ в сторону к северу от границы RB (или RB-II), на каждом меридиане определяются точки, где плотность ПТ зоны 1 падает до нуля. При этом в качестве дополнительного ориентира используется оценка положения границы полярной шапки по формуле $R0 = 2RB - R1$, которая следует из того, что максимум плотности на профиле $i_{\parallel}(\theta)$ проходит по центру зоны 1 ПТ (рис. 3).

Таким образом, описанный в разделе 2.1 автоматический алгоритм диагностики границ аврорального овала дает на выходе четыре его основные границы: RB, R1, R2 и R0.

2.2. Сравнение ручного и автоматического методов

Как уже было отмечено во введении, до разработки автоматического алгоритма все описанные в разделе 2.1 процедуры выполнялись визуально-ручным методом: анализируя на экране монитора карты распределений эквивалентных и продольных токов с однородной проводимостью, оператор в специальной программе мышью проводит границы R0, R1 и R2 по контурам нулевых изолиний, ограничивающих зоны 1 и 2 ПТ на карте плотности $i_{\parallel}(\theta, \lambda)$, интерполируя границы «на глаз» в секторах Харанга. При этом граница RB оператором не проводится, а оценивается по формуле $RB = R0 + (R1 - R0)/2$. На обработку одной карты $i_{\parallel}(\theta, \lambda)$ требуется ~10 мин. Недостатком ручного метода является также человеческий фактор: один и тот же оператор в разное время может провести разные границы на одной и той же карте, так же как и у нескольких операторов границы на заданной карте будут отличаться друг от друга.

Автоматический метод диагностики границ лишен указанных недостатков визуально-ручного метода и сокращает время построения границ на два-три порядка.

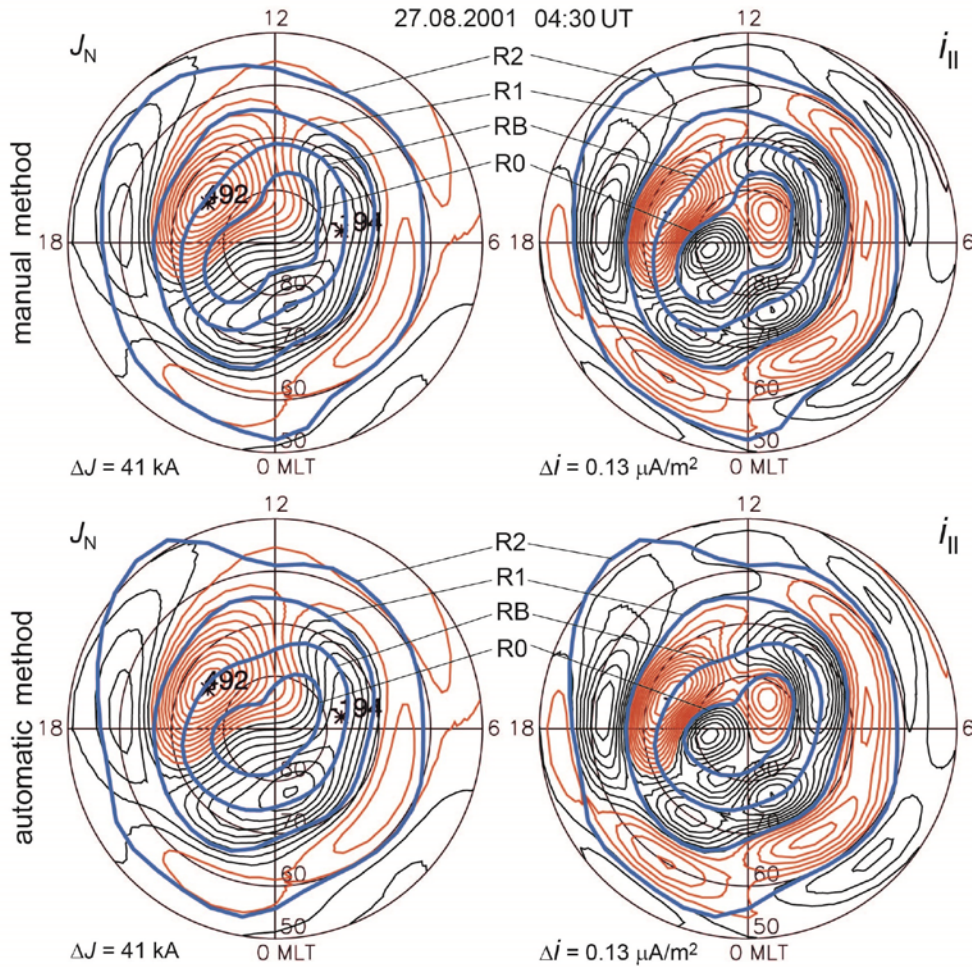


Рис. 4. Тот же формат данных, что и на рис. 3, для 04:30 UT 27.08.2001. Границы R0, RB, R1 и R2 в верхнем ряду определены визуально-ручным методом, в нижнем ряду — автоматическим

Для количественного сравнения двух методов на основе ТИМ были рассчитаны карты $J(\theta, \lambda)$ и $i_{||}(\theta, \lambda)$ для 133 моментов интервала 02:30–06:00 UT изолированной суббури 27.08.2001. Для каждого момента были определены границы R0, RB, R1 и R2 как ручным, так и автоматическим методами. Визуальное сравнение границ по всем моментам позволяет сделать вывод, что полученные двумя методами границы в основном соответствуют друг другу. На рис. 4 приведен пример, иллюстрирующий хорошее качественное совпадение всех границ аврорального овала, полученных ручным (верхний ряд) и автоматическим (нижний ряд) методами.

Количественное сравнение ручного и автоматического методов определения границ R0, RB, R1 и R2 было выполнено с помощью метода квантилей, объединяющего все 133 момента и 36 меридианов в одну статистическую выборку: $133 \times 36 = 4788$ значений коширот для каждой границы. Результаты сравнения приведены на рис. 5. Видно, что по границам R0, RB и R1 два метода согласуются с высоким коэффициентом корреляции $r = 0.74 \div 0.83$ и малой величиной $RMS = 2.0^\circ - 2.5^\circ$, примерно равной двум шагам ($2 \times 1^\circ$) расчетной сетки по широте. По границе R2 коэффициент корреляции соответствует среднему уровню при той же величине среднеквадратичного отклонения.

В завершение раздела 2 мы приводим качественное сравнение границы обращения ионосферной конвекции RB, полученной новым автоматическим методом, основанным на выходных параметрах ТИМ, с распределением электрического потенциала, полученного на основе данных радаров SuperDARN. Граница RB, полученная для 04:30 UT 27.08.2001 (см. рис. 4), нанесена на карту статистической модели RG96 для выбранного момента времени (рис. 6), взятую с сайта VT SuperDARN [<http://vt.superdarn.org/tiki-index.php>]. Из рис. 6 видно, что граница RB проходит практически по фокусам электрических потенциалов утреннего и вечернего вихрей, расположенных вблизи меридиана 06–18 MLT. При этом положение этих фокусов надежно подтверждается данными прямых измерений дрейфовых скоростей на радарх, расположенных в окружающих фокусы областях. Из рис. 6 также следует, что граница RB захватывает практически всю антисолнечную конвекцию, проходя примерно по линии обращения конвекции, видимой на карте электрического потенциала модели RG96.

3. ОБСУЖДЕНИЕ

Рассмотрим здесь три принципиальных вопроса, прямо связанных с разработанным нами методом диагностики границ аврорального овала по выходным данным ТИМ.

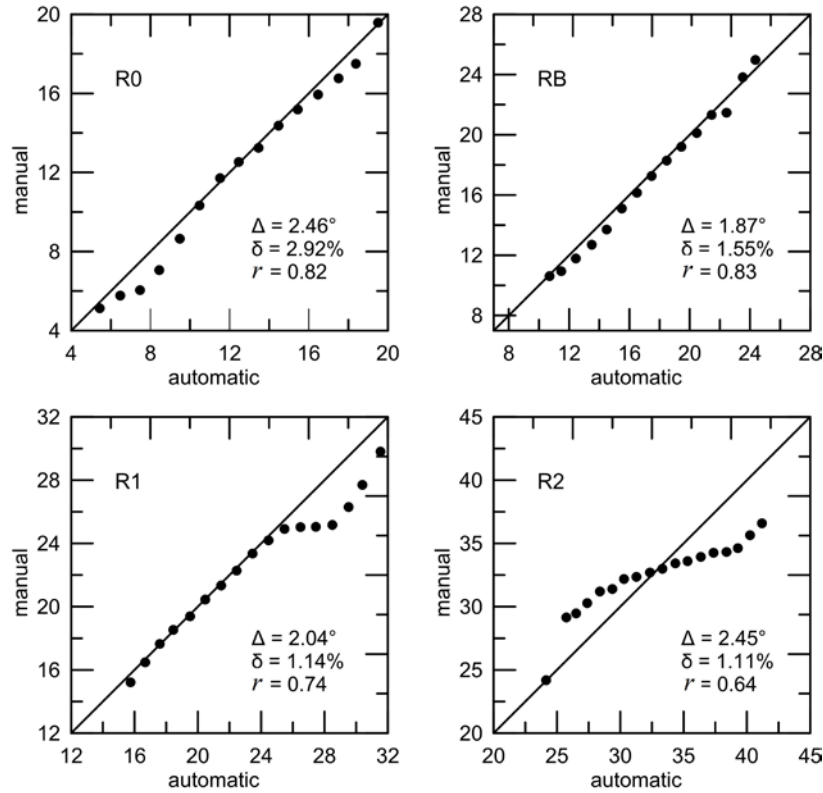


Рис. 5. Статистическое сравнение ручного и автоматического методов определения границ R0, RB, R1 и R2; по осям абсцисс и ординат — кошироты соответствующих границ. Оценки абсолютной Δ и относительной δ погрешностей и коэффициента корреляции r указаны на графиках квантилей

3.1. Приближение радиального геомагнитного поля

Из формул $B_\theta / B_r = 0.5 \tan \theta$ и $B_\theta / B_r = 1 / \tan I$ для геомагнитного диполя следует, что угол магнитного наклона дипольной силовой линии равен $I = \arctan(2 / \tan \theta)$. Используя эту формулу, получаем оценку относительной погрешности $\delta(\%) = 100 |I - 90^\circ| / 90^\circ$ радиального приближения: $5 < \delta < 18\%$ в авроральной области $10^\circ < \theta < 30^\circ$.

Вопрос о радиальности прямо связан с магнитным эффектом продольных токов на поверхности Земли. При $I = 90^\circ$ продольные токи являются строго вертикальными, замыкаются горизонтальными токами Педерсена, а при однородной проводимости ионосферы суммарный наземный магнитный эффект обоих токов равен нулю [Fukushima, 1976]. В таком случае наземные геомагнитные вариации полностью обусловлены соленоидальными эквивалентными токами Холла. В работе [Sun et al., 1985] рассчитан наземный магнитный эффект трехмерной токовой системы в дипольном поле Земли и получено, что вклад ПТ в высокоширотной области $10^\circ < \theta < 30^\circ$ составляет 5–20 %, что совпадает с нашей простейшей оценкой.

3.2. О соответствии эквивалентных и реальных токов Холла

Данный вопрос сначала рассматривался только теоретически [Kern, 1966; Vasyliūnas, 1970; Fukushima, 1976], но позже Sugiura [1984] по данным одновремен-

ных измерений электрических и магнитных полей на спутнике DE-2 сделал вывод о том, что дивергенция ионосферных токов Холла близка к нулю и продольные токи замыкаются в основном меридиональными токами Педерсена. В работе [Laundal et al., 2015] сделан вывод, что полное совпадение эквивалентного и реального токов Холла возможно только в случае однородной проводимости ионосферы или когда градиенты проводимости перпендикулярны линиям ионосферной конвекции. Обсудим это.

В приближении радиального магнитного поля из формул (1), (5) нетрудно вывести для Северного полушария выражения $\nabla \cdot \mathbf{j}_H = -B(\nabla \Sigma_H \cdot \mathbf{V})$ и $\nabla \times \mathbf{j}_p = -B(\nabla \Sigma_p \cdot \mathbf{V})\mathbf{n}$, определяющие холловскую компоненту дивергенции и педерсеновскую компоненту ротора реального ионосферного тока (1). Из полученных выражений следует, что $\nabla \cdot \mathbf{j}_H = 0$ и $\nabla \times \mathbf{j}_p = 0$ в трех случаях: (i) $\Sigma_p = \Sigma_H \rightarrow 0$ — очень низкая проводимость (на уровне фона); (ii) $\nabla \Sigma_p = \nabla \Sigma_H = 0$ — однородная проводимость ионосферы; (iii) $\nabla \Sigma_p \cdot \mathbf{V} = \nabla \Sigma_H \cdot \mathbf{V} = 0$ — градиенты проводимости направлены перпендикулярно линиям ионосферной конвекции. При выполнении какого-либо из этих условий реальный ток Педерсена является полностью потенциальным (безвихревым), т. е. $\mathbf{j}_p = \mathbf{j}_{cf}$, а реальный ток Холла становится строго соленоидальным (бездивергентным) и равным эквивалентному току Холла: $\mathbf{j}_H = \mathbf{j}_{df} = \mathbf{j}_{eq} = \nabla J \times \mathbf{n}$. Условие (iii) достаточно хорошо выполняется в областях возвратной ионосферной конвекции, соответствующих

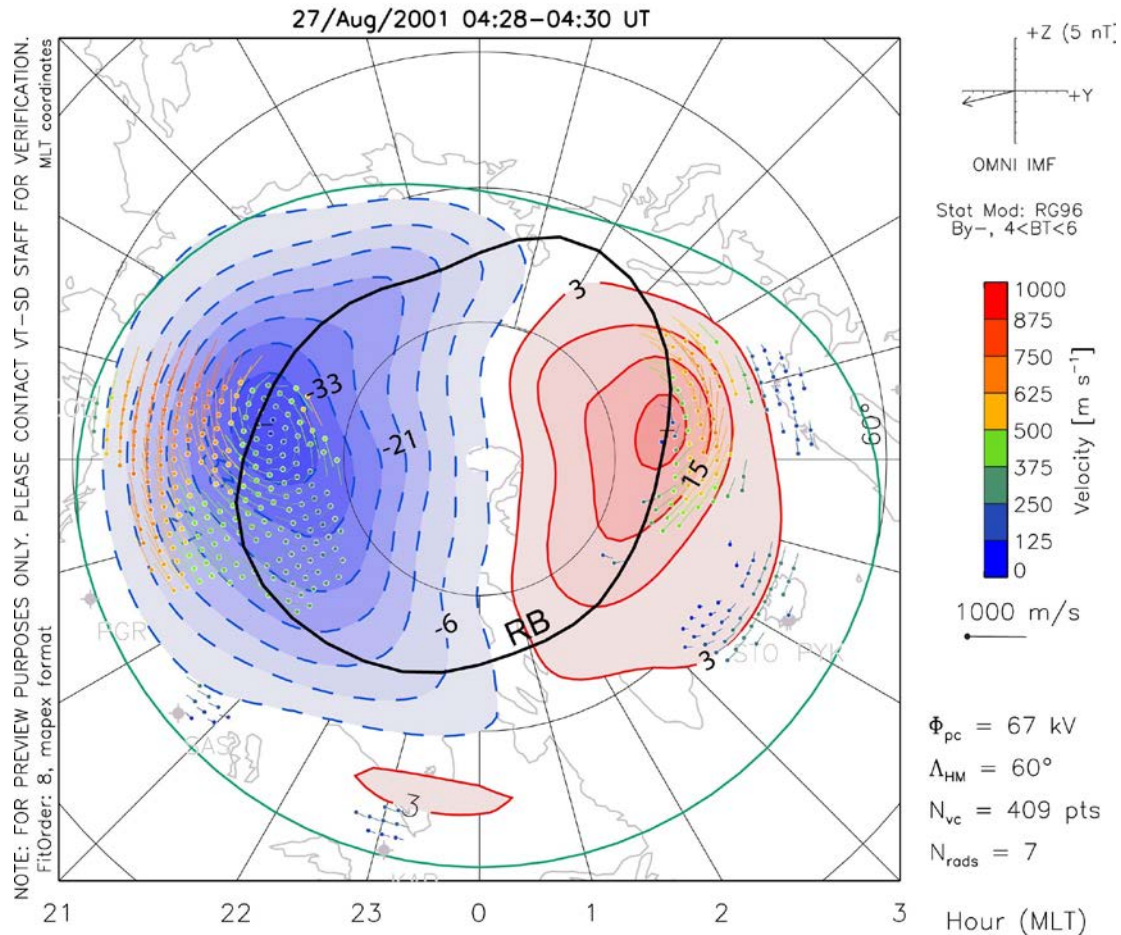


Рис. 6. Граница обращения ионосферной конвекции (RB, толстая черная линия), определенная на основе нового автоматического метода для 04:30 UT 27.08.2001 и нанесенная на карту распределения электрического потенциала по статистической модели RG96 (копия с сайта VT SuperDARN [<http://vt.superdarn.org/tiki-index.php>])

авроральным электроструям, которые являются основным источником наземных геомагнитных вариаций. В этих двух протяженных по местному времени секторах градиенты ионосферной проводимости имеют в основном меридиональную компоненту, а скорость конвекции — азимутальную. В секторах ночного и дневного разрывов Харанга условие (iii) нарушается. В полярной шапке условия близки к (ii), за исключением области вблизи терминатора.

3.3. Продольные токи и граница обращения ионосферной конвекции

Термин «каблирование» для текущих вдоль магнитных силовых линий токов был введен в физику магнитосферы Альфвенем [Alfvén, 1981]. Подобно тому, как два мощных передающих кабеля соединяют созданный человеком генератор с потребителем энергии, пара плазменных «кабелей» — продольных токов зоны 1 — соединяет природный магнитосферный генератор с нагрузкой (ионосферой). Кабели ПТ зоны 1 представляют собой два протяженных по длине тонких листа, подключенных утром и вечером к ионосфере на границе обращения ионосферной конвекции (см. рис. 1). Принципиально важен тот факт, что центральное место подключения кабелей к ионосфере (максимум плотности ПТ зоны 1 — граница RB) не зависит от спо-

соба, которым оно определено (по спутниковым или радарным данным, или новым методом ТИМ). Подтверждением этого фундаментального свойства границы RB является рис. 6, где два независимых наземных метода (SuperDARN и ТИМ) дают совпадающие границы RB.

В ТИМ пространственная структура эквивалентных и продольных токов определяется спектром $\{n, m\}$ сферических гармонических функций в формулах (3), (4) и (18). Если представить спектр $\{n, m\}$ как аналог «линейки», с помощью которой в ТИМ измеряется положение границы RB относительно полюса, то в силу отмеченного выше фундаментального свойства широта границы RB не должна заметным образом зависеть от длины спектра (масштаба линейки). Мы выполнили простое тестирование этого принципиального положения. Были рассчитаны карты распределений $J(\theta, \lambda)$ и $i_{||}(\theta, \lambda)$ для момента 03:50 UT 27.08.2001 со спектром $\{n, m\} = \{1, 2, 3, \dots, N; 0, 1, 2, \dots, n\}$, в котором максимальное значение N (масштаб линейки) задавалось переменным: $N = 16, 17, 18, \dots, 50$. На картах $J(\theta, \lambda)$ были определены координаты фокусов утреннего и вечернего вихрей конвекции и исследована зависимость кошироты этих фокусов от параметра N . Было установлено, что на всем заданном интервале N коширота утреннего фокуса изменяется

в пределах $18.3^\circ \pm 1.1^\circ$, а вечернего — $17.5^\circ \pm 0.9^\circ$, где первое число — среднее значение, а второе — стандартное отклонение, сравнимое с шагом 1° расчетной сетки по широте, принятым во всех программах ТИМ. Из проведенного теста следует важный методический вывод: положение границы обращения ионосферной конвекции RB, диагностируемое на основе ТИМ, практически не зависит от длины спектра сферических гармоник. В связи с этим представленный на рис. 6 результат сравнения независимых методов выглядит еще более убедительным.

3.4. Проводимость ионосферы, электрический потенциал и продольные токи

В трехмерном анализе ТИМ [Матвеев, Шпынев, 1975; Базаржапов и др., 1979; Kamide, Matsushita, 1979; Kamide, Baumjohann, 1993] электрический потенциал и продольные токи (ПТ) в полярной ионосфере рассчитываются на основе уравнений

$$\operatorname{rot}_r (\hat{\Sigma} \cdot \nabla U) = -\Delta J, \quad (23)$$

$$\operatorname{div}_\perp (\hat{\Sigma} \cdot \nabla U) = i_\parallel \sin I, \quad (24)$$

где $\hat{\Sigma}$ — тензор неоднородной интегральной ионосферной проводимости; U — электрический потенциал; ΔJ — поверхностный лапласиан токовой функции; rot_r — радиальная компонента ротора; div_\perp — двумерный оператор дивергенции; i_\parallel — плотность продольных токов; I — магнитное наклонение. Сначала численно решается уравнение (23) относительно электрического потенциала U при заданной модели проводимости $\hat{\Sigma}$ и с правой частью, рассчитанной по формуле (18). Затем, с использованием найденного решения U и модели $\hat{\Sigma}$ по формуле (24) рассчитывается плотность i_\parallel .

Уже в первых работах по апробации трехмерного анализа в ТИМ [Мишин и др., 1981; Kamide, Richmond, 1982; Reiff, 1984] было выяснено, что «правильность» решения уравнения (23) относительно потенциала U сильно зависит от заданной модели $\hat{\Sigma}$, а главным образом — от пространственного согласования неоднородностей тензора $\hat{\Sigma}$ с неоднородной правой частью уравнения (23). Правильное решение должно иметь вид крупномасштабной двухвихревой системы изолиний электрического потенциала U , в основном подобной крупномасштабной двухвихревой эквивалентной токовой системе J , что обсуждалось нами в разделах 1.2 и 3.2. Согласование левой и правой частей уравнения (23) обеспечивается с помощью границ аврорального овала, являющихся предметом данной работы и входящих в динамическую модель проводимости, разработанную в ИСЗФ [Mishin et al., 1986; Ширапов и др., 2000].

В тех же работах [Мишин и др., 1981; Kamide, Richmond, 1982], а также в дальнейшей многолетней практике решения уравнений (23), (24) был установлен факт, что в отличие от электрического потенциала крупномасштабная структура основных зон 1 и 2 продольных токов Ииджимы—Потемры, а следовательно и связанных с ними границ аврорального овала,

слабо зависит от модели проводимости. Физический смысл этого факта понятен из уравнения

$$i_\parallel = i_r = -\Sigma_p \nabla \cdot \mathbf{E} - \nabla \Sigma_p \cdot \mathbf{E} - \nabla \Sigma_H \cdot (\mathbf{E} \times \mathbf{n}), \quad (25)$$

следующего из формул (1) и (24) для Северного полушария в радиальном приближении.

Исходя из формулы (25), Boström [1974] классифицировал источники ПТ на “primary” и “secondary”: первичный (основной) магнитосферный источник крупномасштабных ПТ определяется первым членом (25); вторичные ионосферные источники мезомасштабных ПТ, связанные с электрическими полями поляризации на градиентах проводимостей, — вторым и третьим членами (25). Поскольку $\nabla \cdot \mathbf{E} = \rho / (\epsilon \epsilon_0)$ и $\mathbf{E} = -\nabla U$, то $\nabla \cdot \mathbf{E} = -\Delta U$ и из (25) получаем ПТ магнитосферного источника $i_{r,m} = \Sigma_p \Delta U$, где $\Delta U = -\rho / (\epsilon \epsilon_0)$, U — электростатический потенциал, передаваемый ПТ зоны 1 от магнитосферного генератора в ионосферу (см. рис. 1).

Крупномасштабные ПТ зон 1 и 2 магнитосферного происхождения лежат в основе разработанного нами метода диагностики границ аврорального овала (раздел 2.1.6). С учетом вышеизложенного рассчитанные в приближении однородной ионосферной проводимости двумерные карты ПТ обеспечивают достаточную точность определения границ овала. Рисунок 7 иллюстрирует очень высокую степень подобия крупномасштабных ПТ, рассчитанных в двух вариантах: с однородной (слева) и неоднородной (справа) проводимостями ионосферы. Хорошее подобие карт ПТ видно как в умеренно возмущенных условиях (верхний ряд — предварительная фаза), так и во время взрывной фазы магнитной суббури (нижний ряд). Границы аврорального овала R0, R1 и R2 левой панели (однородная проводимость) наложены на карты ПТ правой панели (неоднородная проводимость). Видно, что с точностью до 2° , что соответствует двум шагам расчетной сетки по широте, эти границы R0, R1 и R2 проходят по границам (нулевым изолиниям) крупномасштабных продольных токов зон 1 и 2, рассчитанных с моделью неоднородной проводимости [Ширапов и др., 2000].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Перечислим основные результаты, полученные в настоящей работе.

1. Показано, что граница обращения ионосферной конвекции является фундаментальным параметром магнитосферно-ионосферной связи. Выполнен теоретический анализ взаимосвязи между электростатическим потенциалом ионосферы и эквивалентной токовой функцией в приближении дипольного геомагнитного поля и однородной проводимости ионосферы. Получено уравнение для ротора скорости дрейфа ионосферной плазмы, выраженное через токовую функцию. Максимум ротора определяет границу обращения ионосферной конвекции.

2. Разработан новый наземный метод диагностики границ аврорального овала по выходным данным техники инверсии магнитограмм. На основе карт распределений токовой функции и продольных

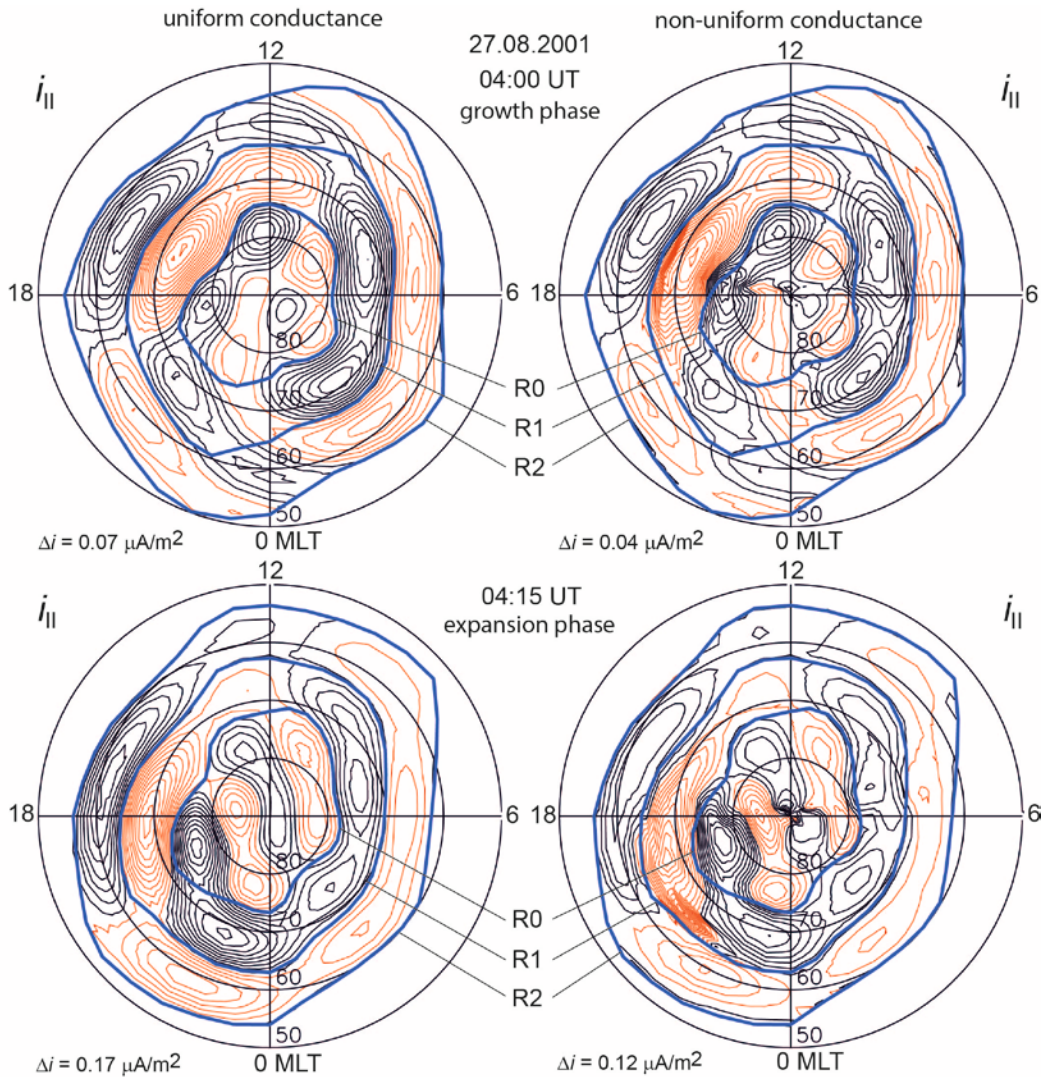


Рис. 7. Карты распределений плотности продольных токов $i_{||}$ для фазы роста (04:00 UT) и взрывной фазы (04:15 UT) магнитной суббури 27.08.2001, рассчитанные с однородной (слева) и неоднородной (справа) проводимостями ионосферы. Границы аврорального овала R0, R1 и R2 (синие жирные линии), определенные на картах ПТ при однородной проводимости, перенесены на соответствующие карты ПТ при неоднородной проводимости. Подробности в тексте

токов при однородной проводимости ионосферы определяются граница обращения ионосферной конвекции, граница полярной шапки, экваториальная граница аврорального овала и линия максимумов плотности авроральных электроструй.

3. Новый метод реализован в виде алгоритма и программы автоматического определения указанных границ аврорального овала. Сравнение с прежним визуально-ручным методом показало, что новый автоматический метод обеспечивает достаточную точность определения всех границ не хуже чем человек-оператор, сокращая при этом время обработки необходимых объемов данных на два-три порядка.

Работа выполнена в рамках базового финансирования программы ФНИ П.16 и при частичной поддержке фондом РФФИ гранта № 18-05-00437. Авторы благодарят В.М. Мишина, В.В. Мишина и А.В. Тащилина за интерес к работе и полезные дискуссии.

В заключение приводим список сотрудников и организаций, мы выражаем глубокую признательность за использование данных наземных магнитометров: Мировая сеть магнитных обсерваторий ИНТЕРМАГНЕТ; Дж.Дж. Лав (Геологическая служба США, USGS);

Я. Манн (CARISMA); CANMOS; К. Юмото и К. Шиокава (база данных S-RAMP); база данных SPIDR; О. Трошичев (AARI); М. Энгебретсон (программа MACCS, Отдел геомагнетизма Геологической службы Канады); GIMA; MEASURE, UCLA IGPP и Флоридский технологический институт; Е. Зеста (SAMBA); К. Юмото (Chain 210); Ф. Онари (SAMNET); Э. Тансканен (Институты, которые поддерживают сеть магнитометров IMAGE); PENGUIN; М. Коннорс (AUTUMN); Р. Бельке (DTU Space); Л.Дж. Ланцаротти и А.Т. Везервак (магнитометр МакМердо); ICESAR; RAPIDMAG; Британская арктическая служба; Р. Чи (McMac); С. Макмиллан (BGS); Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Пушкина (ИЗМИРАН); Дж. Мацка (GFZ); Б. Хейлиг (MFGI); Дж. Реда (IGFAS); М. Велланте (Университет Аквилы); В. Лесур и А. Чемболат (BCMT); М. Костелло (данные получены в сотрудничестве с Австралийским агентством по наукам о Земле); Дж.В. Гьерлоев (SuperMAG). Данные, использованные в настоящем исследовании, доступны на сайте SuperMAG [<http://supermag.jhuapl.edu>].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Базаржапов А.Д., Матвеев М.И., Мишин В.М. Геомагнитные вариации и бури. Новосибирск. Наука, 1979. 248 с.
- Лазутин Л.Л. Овал полярных сияний — прекрасная, но устаревшая парадигма // Солнечно-земная физика. 2015. Т. 1, № 1, С. 23–35. DOI: [10.12737/5673](https://doi.org/10.12737/5673).
- Матвеев М.И., Шпынев Г.Б. Определение электрических полей и продольных токов в магнитосфере по данным геомагнитных возмущений (высокоширотная область) // Исследования по геомагнетизму, аэронауке и физике Солнца. 1975. Вып. 36. С. 34–39.
- Мишин В.М., Шпынев Г.Б., Базаржапов А.Д., Ширапов Д.Ш. Электрическое поле и токи в неоднородно-проводящей высокоширотной ионосфере // Исследования по геомагнетизму, аэронауке и физике Солнца. 1981. Вып. 53. С. 116–133.
- Ширапов Д.Ш., Мишин В.М., Базаржапов А.Д., Сайфудинова Т.И. Адаптированная динамическая модель проводимости ионосферы // Геомагнетизм и аэронаука. 2000. Т. 40, № 4. С. 471–475.
- Akasofu S.I. Polar and Magnetospheric Substorms. Dordrecht, Holland, Springer Netherlands, 1968. 280 p. DOI: [10.1007/978-94-010-3461-6](https://doi.org/10.1007/978-94-010-3461-6).
- Akasofu S.I. Physics of Magnetospheric Substorms. Dordrecht, Holland, Springer Netherlands, 1977. 617 p. DOI: [10.1007/978-94-010-1164-8_1](https://doi.org/10.1007/978-94-010-1164-8_1).
- Alfvén H. Cosmic plasma. Dordrecht, Holland, Springer Netherlands, 1981, 168 p. DOI: [10.1007/978-94-009-8374-8](https://doi.org/10.1007/978-94-009-8374-8).
- Axford W.I., Hines C.O. A Unifying Theory of High-Latitude Geophysical Phenomena and Geomagnetic Storms // Can. J. Phys. 1961. V. 39, N 10. P. 1433–1464. DOI: [10.1139/p61-172](https://doi.org/10.1139/p61-172).
- Baker D.N., Peterson W.K., Eriksson S., et al. Timing of magnetic reconnection initiation during a global magnetospheric substorm onset // Geophys. Res. Lett. 2002. V. 29, N 24. P. 2190. DOI: [10.1029/2002GL015539](https://doi.org/10.1029/2002GL015539).
- Bazarzhapov A.D., Mishin V.M., Shpynev G.B. A Mathematical Analysis of Geomagnetic Variation Fields // Gerlands Beitr. Geophys. 1976. V. 85, N 1. P. 76–82.
- Boakes P.D., Milan S.E., Abel G.A., et al. On the use of IMAGE FUV for estimating the latitude of the open/closed magnetic field line boundary in the ionosphere // Ann. Geophys. 2008. V 26, N 9. P. 2759–2769. DOI: [10.5194/angeo-26-2759-2008](https://doi.org/10.5194/angeo-26-2759-2008).
- Boström R. Ionosphere-magnetosphere coupling // Magnetospheric Physics. Ed. by B.M. McCormac. D. Reidel Publishing Company, Dordrecht-Holland, 1974. P. 45–59.
- Bristow W.A., Spaleta J. An investigation of the characteristics of the convection reversal boundary under southward interplanetary magnetic field // J. Geophys. Res.: Space Phys. 2013. V. 118, N 10. P. 6338–6351. DOI: [10.1002/jgra.50526](https://doi.org/10.1002/jgra.50526).
- Chapman S., Bartels J. Geomagnetism. V. 2. Great Britain, Oxford University Press, 1940. 520 p.
- Chen Y.J., Heelis R.A., Cummock J.A. Response of the ionospheric convection reversal boundary at high latitudes to changes in the interplanetary magnetic field // J. Geophys. Res.: Space Phys. 2015. V. 120, N 6. P. 5022–5034. DOI: [10.1002/2015ja021024](https://doi.org/10.1002/2015ja021024).
- Drake K.A., Heelis R.A., Hairston M.R., Anderson P.C. Electrostatic potential drop across the ionospheric signature of the low-latitude boundary layer // J. Geophys. Res. 2009. V. 114, N A4. DOI: [10.1029/2008ja013608](https://doi.org/10.1029/2008ja013608).
- Dungey J.W. Interplanetary magnetic field and the auroral zones // Phys. Rev. Lett. 1961. V. 6, N 2. P. 47–48. DOI: [10.1103/PhysRevLett.6.47](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.6.47).
- Feldstein Y.I. Polar auroras, polar substorms, and their relationships with the dynamics of the magnetosphere // Rev. Geophys. 1969. V. 7, N 1–2. P. 179–218. DOI: [10.1029/RG007i001p00179](https://doi.org/10.1029/RG007i001p00179).
- Feldstein Y.I. The discovery and the first studies of the auroral oval: A review // Geomagnetism and Aeronomy. 2016. V. 56, N 2. P. 129–142. DOI: [10.1134/s0016793216020043](https://doi.org/10.1134/s0016793216020043).
- Feldstein Y.I., Starkov G.V. Dynamics of auroral belt and polar geomagnetic disturbances // Planet. Space Sci. 1967. V. 15, N 2. P. 209–229. DOI: [10.1016/0032-0633\(67\)90190-0](https://doi.org/10.1016/0032-0633(67)90190-0).
- Fukushima N. Generalized theorem for no ground magnetic effect of vertical currents connected with Pedersen currents in the uniform-conductivity ionosphere // Report of Ionosphere and Space Research in Japan. 1976. V. 30, N 1–2. P. 35–40.
- Gjerloev J.W. The SuperMAG data processing technique // J. Geophys. Res. 2012. V. 117, N A9. P. A09213. DOI: [10.1029/2012ja017683](https://doi.org/10.1029/2012ja017683).
- Gussenhoven M.S., Hardy D.A., Heinemann N. Systematics of the equatorward diffuse auroral boundary // J. Geophys. Res. 1983. V. 88, N A7. P. 5692–5708. DOI: [10.1029/JA088iA07p05692](https://doi.org/10.1029/JA088iA07p05692).
- Haaland S., Lybekk B., Maes L., et al. North-south asymmetries in cold plasma density in the magnetotail lobes: Cluster observations // J. Geophys. Res.: Space Phys. 2017. V. 122, N 1. P. 136–149. DOI: [10.1002/2016ja023404](https://doi.org/10.1002/2016ja023404).
- Haines G.V., Torta J.M. Determination of equivalent current sources from spherical cap harmonic models of geomagnetic field variations // Geophys. J. Int. 1994. V. 118, N 3. P. 499–514. DOI: [10.1111/j.1365-246X.1994.tb03981.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.1994.tb03981.x).
- Harang L. The mean field of disturbance of polar geomagnetic storms // Terr. Magn. Atmos. Electr. 1946. V. 51, N 3. P. 353–380. DOI: [10.1029/TE051i003p00353](https://doi.org/10.1029/TE051i003p00353).
- Heikkilä W.J. Earth's Magnetosphere: Formed by the Low-Latitude Boundary Layer. Amsterdam, Elsevier Science, 2011. 536 p. DOI: [10.1016/B978-0-444-52864-3.10012-7](https://doi.org/10.1016/B978-0-444-52864-3.10012-7).
- Heppner J.P. Electric field variations during substorms: OGO-6 measurements // Planet. Space Sci. 1972. V. 20, N 9. P. 1475–1498. DOI: [10.1016/0032-0633\(72\)90052-9](https://doi.org/10.1016/0032-0633(72)90052-9).
- Hubert B., Aikio A.T., Amm O., et al. Comparison of the open-closed field line boundary location inferred using IMAGE-FUV S112 images and EISCAT radar observations // Ann. Geophys. 2010. V. 28, N 4. P. 883–892. DOI: [10.5194/angeo-28-883-2010](https://doi.org/10.5194/angeo-28-883-2010).
- Iijima T., Potemra T.A. Large-scale characteristics of field-aligned currents associated with substorms // J. Geophys. Res. 1978. V. 83, N A2. P. 599–615. DOI: [10.1029/JA083iA02p00599](https://doi.org/10.1029/JA083iA02p00599).
- Kamide Y., Matsushita S. Simulation studies of ionospheric electric fields and currents in relation to field-aligned currents. 1. Quiet periods // J. Geophys. Res. 1979. V. 84, N A8. P. 4083–4098. DOI: [10.1029/JA084iA08p04083](https://doi.org/10.1029/JA084iA08p04083).
- Kamide Y., Richmond A.D. Ionospheric conductivity dependence of electric fields and currents estimated from ground magnetic observations // J. Geophys. Res. 1982. V. 87, N A10. P. 8331–8337. DOI: [10.1029/JA087iA10p08331](https://doi.org/10.1029/JA087iA10p08331).
- Kamide Y., Baumjohann W. Magnetosphere-ionosphere coupling. Berlin, Springer Berlin Heidelberg, 1993. 178 p. DOI: [10.1007/978-3-642-50062-6](https://doi.org/10.1007/978-3-642-50062-6).
- Kern J.W. Analysis of Polar Magnetic Storms // J. Geomag. Geoelectr. 1966. V. 18, N 2. P. 125–131. DOI: [10.5636/jgg.18.125](https://doi.org/10.5636/jgg.18.125).
- Koustov A.V., Fiori R.A.D. Seasonal and solar cycle variations in the ionospheric convection reversal boundary location inferred from monthly SuperDARN data sets // Ann. Geophys. 2016. V. 34, N 2. P. 227–239. DOI: [10.5194/angeo-34-227-2016](https://doi.org/10.5194/angeo-34-227-2016).
- Laundal K.M., Haaland S.E., Lehtinen N., et al. Birkeland current effects on high-latitude ground magnetic field perturbations // Geophys. Res. Lett. 2015. V. 42, N 18. P. 7248–7254. DOI: [10.1002/2015gl065776](https://doi.org/10.1002/2015gl065776).
- Longden N., Chisham G., Freeman M.P., et al. Estimating the location of the open-closed magnetic field line boundary from auroral images // Ann. Geophys. 2010. V. 28, N 9. P. 1659–1678. DOI: [10.5194/angeo-28-1659-2010](https://doi.org/10.5194/angeo-28-1659-2010).

Makita K., Meng C.I., Akasofu S.I. The shift of the auroral electron precipitation boundaries in the dawn-dusk sector in association with geomagnetic activity and interplanetary magnetic field // *J. Geophys. Res.* 1983. V. 88, N A10. P. 7967–7981. DOI: [10.1029/JA088iA10p07967](https://doi.org/10.1029/JA088iA10p07967).

Makita K., Meng C.I., Akasofu S.I. Temporal and spatial variations of the polar cap dimension inferred from the precipitation boundaries // *J. Geophys. Res.* 1985. V. 90, N A3. P. 2744–2752. DOI: [10.1029/JA090iA03p02744](https://doi.org/10.1029/JA090iA03p02744).

Milan S.E., Provan G., Hubert B. Magnetic flux transport in the Dungey cycle: A survey of dayside and nightside reconnection rates // *J. Geophys. Res.* 2007. V. 112, N A1. P. A01209. DOI: [10.1029/2006ja011642](https://doi.org/10.1029/2006ja011642).

Milan S.E., Evans T.A., Hubert B. Average auroral configuration parameterized by geomagnetic activity and solar wind conditions // *Ann. Geophys.* 2010. V. 28, N 4. P. 1003–1012. DOI: [10.5194/angeo-28-1003-2010](https://doi.org/10.5194/angeo-28-1003-2010).

Mishin V.M. The magnetogram inversion technique and some applications // *Space Sci Rev.* 1990. V. 53, N 1–2. P. 83–163. DOI: [10.1007/bf00217429](https://doi.org/10.1007/bf00217429).

Mishin V.M., Lunyushkin S.B., Shirapov D.S., Baumjohann W. A new method for generating instantaneous ionospheric conductivity models using ground-based magnetic data // *Planet. Space Sci.* 1986. V. 34, N 8. P. 713–722. DOI: [10.1016/0032-0633\(86\)90125-x](https://doi.org/10.1016/0032-0633(86)90125-x).

Mishin V.M., Mishin V.V., Lunyushkin S.B., et al. 27 August 2001 substorm: Preonset phenomena, two main onsets, field-aligned current systems, and plasma flow channels in the ionosphere and in the magnetosphere // *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2017. V. 122, N 5. P. 4988–5007. DOI: [10.1002/2017ja023915](https://doi.org/10.1002/2017ja023915).

Newell P.T., Liou K., Zhang Y., et al. OVATION Prime-2013: Extension of auroral precipitation model to higher disturbance levels // *Space Weather.* 2014. V. 12, N 6. P. 368–379. DOI: [10.1002/2014sw001056](https://doi.org/10.1002/2014sw001056).

Reiff P.H. Models of auroral-zone conductances // *Magnetospheric Currents*. Ed. by T.A. Potemra, Washington, DC, AGU, 1984. P. 180–191. DOI: [10.1029/GM028p0180](https://doi.org/10.1029/GM028p0180).

Russell C.T., McPherron R.L. The magnetotail and substorms // *Space Sci Rev.* 1973. V. 15, N 2–3. P. 205–266. DOI: [10.1007/bf00169321](https://doi.org/10.1007/bf00169321).

Shukhtina M.A., Gordeev E.I., Sergeev V.A., et al. Magnetotail magnetic flux monitoring based on simultaneous solar wind and magnetotail observations // *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2016. V. 121, N 9. P. 8821–8839. DOI: [10.1002/2016ja022911](https://doi.org/10.1002/2016ja022911).

Sotirelis T., Newell P.T. Boundary-oriented electron precipitation model // *J. Geophys. Res.* 2000. V. 105, N A8. P. 18655–18673. DOI: [10.1029/1999ja000269](https://doi.org/10.1029/1999ja000269).

Sugiura M. A fundamental magnetosphere-ionosphere coupling mode involving field-aligned currents as deduced from DE-2 observations // *Geophys. Res. Lett.* 1984. V. 11, N 9. P. 877–880. DOI: [10.1029/GL011i009p00877](https://doi.org/10.1029/GL011i009p00877).

Sun W., Lee L.C., Kamide Y., Akasofu S.I. An improvement of the Kamide–Richmond–Matsushita scheme for the estimation of the three-dimensional current system // *J. Geophys. Res.* 1985. V. 90, N A7. P. 6469–6474. DOI: [10.1029/JA090iA07p06469](https://doi.org/10.1029/JA090iA07p06469).

Troshichev O.A., Shishkina E.M., Lu G., Richmond A.D. Relationship of the ionospheric convection reversal to the hard auroral precipitation boundary // *J. Geophys. Res.* 1996. V. 101, N A7. P. 15423–15432. DOI: [10.1029/96ja01192](https://doi.org/10.1029/96ja01192).

Vasyliūnas V.M. Mathematical Models of Magnetospheric Convection and its Coupling to the Ionosphere // *Particles and Fields in the Magnetosphere*. Ed. by B.M. McCormac, Springer Netherlands, 1970. P. 60–71. DOI: [10.1007/978-94-010-3284-1_6](https://doi.org/10.1007/978-94-010-3284-1_6).

Vorobjev V.G., Yagodkina O.I., Katkalov Y.V. Auroral Precipitation Model and its applications to ionospheric and magnetospheric studies // *J. Atmos. Solar. Terr. Phys.* 2013. V. 102, P. 157–171. DOI: [10.1016/j.jastp.2013.05.007](https://doi.org/10.1016/j.jastp.2013.05.007).

Winningham J.D., Heikkila W.J. Polar cap auroral electron fluxes observed with Isis 1 // *J. Geophys. Res.* 1974. V. 79, N 7. P. 949–957. DOI: [10.1029/JA079i007p00949](https://doi.org/10.1029/JA079i007p00949).

URL: <http://supermag.jhuapl.edu> (дата обращения 2 июня 2018).

URL: <http://vt.superdam.org/tiki-index.php> (дата обращения 2 июня 2018).

REFERENCES

Akasofu S.I. *Polar and Magnetospheric Substorms*. Dordrecht, Holland, Springer Netherlands, 1968, 280 p. DOI: [10.1007/978-94-010-3461-6](https://doi.org/10.1007/978-94-010-3461-6).

Akasofu S.I. *Physics of Magnetospheric Substorms*. Dordrecht, Holland, Springer Netherlands, 1977, 617 p. DOI: [10.1007/978-94-010-1164-8_1](https://doi.org/10.1007/978-94-010-1164-8_1).

Alfvén H. *Cosmic plasma*. Dordrecht, Holland, Springer Netherlands, 1981, 168 p. DOI: [10.1007/978-94-009-8374-8](https://doi.org/10.1007/978-94-009-8374-8).

Axford W.I., Hines C.O. A Unifying theory of high-latitude geophysical phenomena and geomagnetic storms. *Can. J. Phys.* 1961, vol. 39, no. 10, pp. 1433–1464. DOI: [10.1139/p61-172](https://doi.org/10.1139/p61-172).

Baker D.N., Peterson W.K., Eriksson S., Li X., Blake J.B., Burch J.L., Daly P.W., Dunlop M.W., Korth A., Donovan E., Friedel R., Fritz T.A., Frey H.U., Mende S.B., Roeder J., Singer H.J. Timing of magnetic reconnection initiation during a global magnetospheric substorm onset. *Geophys. Res. Lett.* 2002, vol. 29, no. 24, pp. 2190. DOI: [10.1029/2002GL015539](https://doi.org/10.1029/2002GL015539).

Bazarzhapov A.D., Mishin V.M., Shpynev G.B. A mathematical analysis of geomagnetic variation fields. *Gerlands Beitr. Geophysik.* 1976, vol. 85, no. 1, pp. 76–82.

Bazarzhapov A.D., Matveev M.I., Mishin V.M. *Geomagnitnye variatsii i buri* [Geomagnetic Variations and Storms]. Novosibirsk, Nauka Publ. 1979, 248 p. (In Russian).

Boakes P.D., Milan S.E., Abel G.A., Freeman M.P., Chisham G., Hubert B., Sotirelis T. On the use of IMAGE FUV for estimating the latitude of the open/closed magnetic field line boundary in the ionosphere. *Ann. Geophys.* 2008, vol. 26, no. 9, pp. 2759–2769. DOI: [10.5194/angeo-26-2759-2008](https://doi.org/10.5194/angeo-26-2759-2008).

Boström R. Ionosphere-magnetosphere coupling. *Magnetospheric Physics*. Ed. by B.M. McCormac. D. Reidel Publishing Company, Dordrecht-Holland, 1974, pp. 45–59.

Bristow W.A., Spaleta J. An investigation of the characteristics of the convection reversal boundary under southward interplanetary magnetic field. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2013, vol. 118, no. 10, pp. 6338–6351. DOI: [10.1002/jgra.50526](https://doi.org/10.1002/jgra.50526).

Chapman S., Bartels J. *Geomagnetism*. Vol. 2. Great Britain, Oxford University Press, 1940, 520 p.

Chen Y.J., Heelis R.A., Cumnock J.A. Response of the ionospheric convection reversal boundary at high latitudes to changes in the interplanetary magnetic field. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2015, vol. 120, no. 6, pp. 5022–5034. DOI: [10.1002/2015ja021024](https://doi.org/10.1002/2015ja021024).

Drake K.A., Heelis R.A., Hairston M.R., Anderson P.C. Electrostatic potential drop across the ionospheric signature of the low-latitude boundary layer. *J. Geophys. Res.* 2009, vol. 114, no. A4. DOI: [10.1029/2008ja013608](https://doi.org/10.1029/2008ja013608).

Dungey J.W. Interplanetary magnetic field and the auroral zones. *Phys. Rev. Lett.* 1961, vol. 6, no. 2, pp. 47–48. DOI: [10.1103/PhysRevLett.6.47](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.6.47).

Feldstein Y.I. Polar auroras, polar substorms, and their relationships with the dynamics of the magnetosphere. *Rev. Geophys.* 1969, vol. 7, no. 1–2, pp. 179–218. DOI: [10.1029/RG007i001p00179](https://doi.org/10.1029/RG007i001p00179).

Feldstein Y.I. The discovery and the first studies of the auroral oval: A review. *Geomagnetism and Aeronomy.* 2016, vol. 56, no. 2, pp. 129–142. DOI: [10.1134/s0016793216020043](https://doi.org/10.1134/s0016793216020043).

Feldstein Y.I., Starkov G.V. Dynamics of auroral belt and polar geomagnetic disturbances. *Planet. Space Sci.* 1967, vol. 15, no. 2, pp. 209–229. DOI: [10.1016/0032-0633\(67\)90190-0](https://doi.org/10.1016/0032-0633(67)90190-0).

Fukushima N. Generalized theorem for no ground magnetic effect of vertical currents connected with Pedersen currents in the uniform-conductivity ionosphere. *Report of Ionosphere and Space Research in Japan*. 1976, vol. 30, no. 1-2, pp. 35–40.

Gjerloev J.W. The SuperMAG data processing technique. *J. Geophys. Res.* 2012, vol. 117, no. A9, pp. A09213. DOI: [10.1029/2012ja017683](https://doi.org/10.1029/2012ja017683).

Gussenhoven M.S., Hardy D.A., Heinemann N. Systematics of the equatorward diffuse auroral boundary. *J. Geophys. Res.* 1983, vol. 88, no. A7, pp. 5692–5708. DOI: [10.1029/JA088iA07p05692](https://doi.org/10.1029/JA088iA07p05692).

Haaland S., Lybekk B., Maes L., Laundal K., Pedersen A., Tenfjord P., Ohma A., Østgaard N., Reistad J., Snekvik K. North-south asymmetries in cold plasma density in the magnetotail lobes: Cluster observations. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2017, vol. 122, no. 1, pp. 136–149. DOI: [10.1002/2016ja023404](https://doi.org/10.1002/2016ja023404).

Haines G.V., Torta J.M. Determination of equivalent current sources from spherical cap harmonic models of geomagnetic field variations. *Geophys. J. Int.* 1994, vol. 118, no. 3, pp. 499–514. DOI: [10.1111/j.1365-246X.1994.tb03981.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.1994.tb03981.x).

Harang L. The mean field of disturbance of polar geomagnetic storms. *Terr. Magn. Atmos. Electr.* 1946, vol. 51, no. 3, pp. 353–380. DOI: [10.1029/TE051i003p00353](https://doi.org/10.1029/TE051i003p00353).

Heikkilä W.J. *Earth's Magnetosphere: Formed by the Low-Latitude Boundary Layer*. Amsterdam, Elsevier Science, 2011, 536 p. DOI: [10.1016/B978-0-444-52864-3.10012-7](https://doi.org/10.1016/B978-0-444-52864-3.10012-7).

Heppner J.P. Electric field variations during substorms: OGO-6 measurements. *Planet. Space Sci.* 1972, vol. 20, no. 9, pp. 1475–1498. DOI: [10.1016/0032-0633\(72\)90052-9](https://doi.org/10.1016/0032-0633(72)90052-9).

Hubert B., Aikio A.T., Amm O., Pitkänen T., Kauristie K., Milan S.E., Crowley S.W.H., Gérard J.C. Comparison of the open-closed field line boundary location inferred using IMAGE-FUV SI12 images and EISCAT radar observations. *Ann. Geophys.* 2010, vol. 28, no. 4, pp. 883–892. DOI: [10.5194/angeo-28-883-2010](https://doi.org/10.5194/angeo-28-883-2010).

Iijima T., Potemra T.A. Large-scale characteristics of field-aligned currents associated with substorms. *J. Geophys. Res.* 1978, vol. 83, no. A2, pp. 599–615. DOI: [10.1029/JA083iA02p00599](https://doi.org/10.1029/JA083iA02p00599).

Kamide Y., Matsushita S. Simulation studies of ionospheric electric fields and currents in relation to field-aligned currents. 1. Quiet periods. *J. Geophys. Res.* 1979, vol. 84, no. A8, pp. 4083–4098. DOI: [10.1029/JA084iA08p04083](https://doi.org/10.1029/JA084iA08p04083).

Kamide Y., Richmond A.D. Ionospheric conductivity dependence of electric fields and currents estimated from ground magnetic observations. *J. Geophys. Res.* 1982, vol. 87, no. A10, pp. 8331–8337. DOI: [10.1029/JA087iA10p08331](https://doi.org/10.1029/JA087iA10p08331).

Kamide Y., Baumjohann W. *Magnetosphere-ionosphere coupling*. Berlin, Springer Berlin Heidelberg, 1993, 178 p. DOI: [10.1007/978-3-642-50062-6](https://doi.org/10.1007/978-3-642-50062-6).

Kern J.W. Analysis of Polar Magnetic Storms. *J. Geomag. Geoelectr.* 1966, vol. 18, no. 2, pp. 125–131. DOI: [10.5636/jgg.18.125](https://doi.org/10.5636/jgg.18.125).

Koustov A.V., Fiori R.A.D. Seasonal and solar cycle variations in the ionospheric convection reversal boundary location inferred from monthly SuperDARN data sets. *Ann. Geophys.* 2016, vol. 34, no. 2, pp. 227–239. DOI: [10.5194/angeo-34-227-2016](https://doi.org/10.5194/angeo-34-227-2016).

Laundal K.M., Haaland S.E., Lehtinen N., Gjerloev J.W., Østgaard N., Tenfjord P., Reistad J.P., Snekvik K., Milan S.E., Ohtani S., Anderson B.J. Birkeland current effects on high-latitude ground magnetic field perturbations. *Geophys. Res. Lett.* 2015, vol. 42, no. 18, pp. 7248–7254. DOI: [10.1002/2015gl065776](https://doi.org/10.1002/2015gl065776).

Lazutin L.L. Auroral oval as a beautiful but outdated paradigm. *Solnechno-zemnaya fizika* [Solar-Terrestrial Phys.]. 2015, vol. 1, no. 1, pp. 23–35. DOI: [10.12737/5673](https://doi.org/10.12737/5673). (In Russian).

Longden N., Chisham G., Freeman M.P., Abel G.A., Sotirelis T. Estimating the location of the open-closed

magnetic field line boundary from auroral images. *Ann. Geophys.* 2010, vol. 28, no. 9, pp. 1659–1678. DOI: [10.5194/angeo-28-1659-2010](https://doi.org/10.5194/angeo-28-1659-2010).

Makita K., Meng C.I., Akasofu S.I. The shift of the auroral electron precipitation boundaries in the dawn-dusk sector in association with geomagnetic activity and interplanetary magnetic field. *J. Geophys. Res.* 1983, vol. 88, no. A10, pp. 7967–7981. DOI: [10.1029/JA088iA10p07967](https://doi.org/10.1029/JA088iA10p07967).

Makita K., Meng C.I., Akasofu S.I. Temporal and spatial variations of the polar cap dimension inferred from the precipitation boundaries. *J. Geophys. Res.* 1985, vol. 90, no. A3, pp. 2744–2752. DOI: [10.1029/JA090iA03p02744](https://doi.org/10.1029/JA090iA03p02744).

Matveev M.I., Shpynev G.B. Determination of electric fields and field-aligned currents in the magnetosphere on data of geomagnetic variations (high-latitude region). *Issledovaniya po geomagnetizmu, aeronomii i fizike Solntsa* [Research on Geomagnetism, Aeronomy and Solar Physics]. 1975, no. 36, pp. 34–39. (In Russian).

Milan S.E., Provan G., Hubert B. Magnetic flux transport in the Dungey cycle: A survey of dayside and nightside reconnection rates. *J. Geophys. Res.* 2007, vol. 112, no. A1, pp. A01209. DOI: [10.1029/2006ja011642](https://doi.org/10.1029/2006ja011642).

Milan S.E., Evans T.A., Hubert B. Average auroral configuration parameterized by geomagnetic activity and solar wind conditions. *Ann. Geophys.* 2010, vol. 28, no. 4, pp. 1003–1012. DOI: [10.5194/angeo-28-1003-2010](https://doi.org/10.5194/angeo-28-1003-2010).

Mishin V.M. The magnetogram inversion technique and some applications. *Space Sci Rev.* 1990, vol. 53, no. 1-2, pp. 83–163. DOI: [10.1007/bf00217429](https://doi.org/10.1007/bf00217429).

Mishin V.M., Shpynev G.B., Bazarshapov A.D., Shirapov D.S. Electric field and currents in the nonuniformly-conductive high-latitude ionosphere. *Issledovaniya po geomagnetizmu, aeronomii i fizike Solntsa* [Research on Geomagnetism, Aeronomy and Solar Physics]. 1981, no. 53, pp. 116–133. (In Russian).

Mishin V.M., Lunyushkin S.B., Shirapov D.S., Baumjohann W. A new method for generating instantaneous ionospheric conductivity models using ground-based magnetic data. *Planet. Space Sci.* 1986, vol. 34, no. 8, pp. 713–722. DOI: [10.1016/0032-0633\(86\)90125-x](https://doi.org/10.1016/0032-0633(86)90125-x).

Mishin V.M., Mishin V.V., Lunyushkin S.B., Wang J.Y., Moiseev A.V. 27 August 2001 substorm: Preonset phenomena, two main onsets, field-aligned current systems, and plasma flow channels in the ionosphere and in the magnetosphere. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2017, vol. 122, no. 5, pp. 4988–5007. DOI: [10.1002/2017ja023915](https://doi.org/10.1002/2017ja023915).

Newell P.T., Liou K., Zhang Y., Sotirelis T., Paxton L.J., Mitchell E.J. OVATION Prime-2013: Extension of auroral precipitation model to higher disturbance levels. *Space Weather*. 2014, vol. 12, no. 6, pp. 368–379. DOI: [10.1002/2014sw001056](https://doi.org/10.1002/2014sw001056).

Reiff P.H. Models of auroral-zone conductances. *Magnetospheric Currents*. Ed. by T.A. Potemra, Washington, DC, AGU, 1984, pp. 180–191. DOI: [10.1029/GM028p0180](https://doi.org/10.1029/GM028p0180).

Russell C.T., McPherron R.L. The magnetotail and substorms. *Space Sci Rev.* 1973, vol. 15, no. 2-3, pp. 205–266. DOI: [10.1007/bf00169321](https://doi.org/10.1007/bf00169321).

Shirapov D.S., Mishin V.M., Bazarshapov A.D., Saifudinova T.I. Adapted dynamic model of ionospheric conductivity. *Geomagnetism and Aeronomy*. 2000, vol. 40, no. 4, pp. 471–475.

Shukhtina M.A., Gordeev E.I., Sergeev V.A., Tsyganenko N.A., Clausen L.B.N., Milan S.E. Magnetotail magnetic flux monitoring based on simultaneous solar wind and magnetotail observations. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2016, vol. 121, no. 9, pp. 8821–8839. DOI: [10.1002/2016ja022911](https://doi.org/10.1002/2016ja022911).

Sotirelis T., Newell P.T. Boundary-oriented electron precipitation model. *J. Geophys. Res.* 2000, vol. 105, no. A8, pp. 18655–18673. DOI: [10.1029/1999ja000269](https://doi.org/10.1029/1999ja000269).

Sugiura M. A fundamental magnetosphere-ionosphere coupling mode involving field-aligned currents as deduced from DE-2 observations. *Geophys. Res. Lett.* 1984, vol. 11, no. 9, pp. 877–880. DOI: [10.1029/GL011i009p00877](https://doi.org/10.1029/GL011i009p00877).

Sun W., Lee L.C., Kamide Y., Akasofu S.I. An improvement of the Kamide–Richmond–Matsushita scheme for the estimation of the three-dimensional current system. *J. Geophys. Res.* 1985, vol. 90, no. A7, pp. 6469–6474. DOI: [10.1029/JA090iA07p06469](https://doi.org/10.1029/JA090iA07p06469).

Troshichev O.A., Shishkina E.M., Lu G., Richmond A.D. Relationship of the ionospheric convection reversal to the hard auroral precipitation boundary. *J. Geophys. Res.* 1996, vol. 101, no. A7, pp. 15423–15432. DOI: [10.1029/96ja01192](https://doi.org/10.1029/96ja01192).

Vasyliūnas V.M. Mathematical Models of Magnetospheric Convection and its Coupling to the Ionosphere. *Particles and Fields in the Magnetosphere*. Ed. by B.M. McCormac, Springer Netherlands, 1970, pp. 60–71. DOI: [10.1007/978-94-010-3284-1_6](https://doi.org/10.1007/978-94-010-3284-1_6).

Vorobjev V.G., Yagodkina O.I., Katkalov Y.V. Auroral Precipitation Model and its applications to ionospheric and magnetospheric studies. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* 2013, vol. 102, pp. 157–171. DOI: [10.1016/j.jastp.2013.05.007](https://doi.org/10.1016/j.jastp.2013.05.007).

Winningham J.D., Heikkila W.J. Polar cap auroral electron fluxes observed with Isis 1. *J. Geophys. Res.* 1974, vol. 79, no. 7, pp. 949–957. DOI: [10.1029/JA079i007p00949](https://doi.org/10.1029/JA079i007p00949).

URL: <http://supermag.jhuapl.edu> (accessed June 2, 2018).

URL: <http://vt.superdam.org/tiki-index.php> (accessed June 2, 2018).

Как цитировать эту статью:

Луношкин С.Б., Пенских Ю.В. Диагностика границ аврорального овала на основе техники инверсии магнитограмм. *Солнечно-земная физика*. 2019. Т. 5. №. 2. Р. 97–113. DOI: [10.12737/szf-52201913](https://doi.org/10.12737/szf-52201913).