

ФОРМИРОВАНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ ЭЛЕКТРОНОВ В ХВОСТЕ МАГНИТОСФЕРЫ: КОНВЕКТИВНЫЙ НАГРЕВ И ПОТЕРИ

^{1,2}**П.И. Шустов**, ¹**А.В. Артемьев**, ¹**И.Ю. Васко**, ¹**А.А. Петрукович**, ^{1,3}**Е.В. Юшков**

¹Институт космических исследований РАН, Москва, Россия
p.shustov@gmail.com

²Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», Москва, Россия

³Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

FORMATION OF THERMAL ELECTRON POPULATION IN THE MAGNETOTAIL: CONVECTION HEATING AND SCATTERING INDUCED LOSSES

^{1,2}**P.I. Shustov**, ¹**A.V. Artemyev**, ¹**I.V. Vasko**, ¹**A.A. Petrukovich**, ^{1,3}**E.V. Yushkov**

¹Space Research Institute of the RAS, Moscow, Russia
p.shustov@gmail.com

²National Research University Higher School of Economics, Moscow, Russia

³M.V. Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia

Аннотация. В представленной работе исследуется динамика энергетических спектров электронов, при конвекции частиц из дальнего плазменного слоя к Земле. Мы используем одновременные наблюдения спектров электронов тремя аппаратами THEMIS на разных радиальных расстояниях в хвосте магнитосферы. Спутниковые наблюдения вблизи экваториальной плоскости сопоставлены с моделью адиабатического нагрева электронов при конвекции к Земле. В рамках этой модели произведены оценки потери электронов, необходимые для воспроизведения наблюдаемых спектров. Дальнейшее сравнение модели и наблюдаемых спектров позволяет сделать вывод, что потери горячих (>1 кэВ) электронов должны достигать предела сильной диффузии или даже превосходить его, что говорит о необходимости *эффективного расширения* конуса потерь электронов за счет продольных электрических полей. Также в докладе рассматриваются возможные механизмы потерь электронов и их роль в формировании наблюдаемых спектров.

Ключевые слова: космическая плазма, магнитосферный хвост, электроны.

Abstract. In this work we investigate electrons spectra simultaneously observed by three THEMIS at different radial distances in the magnetotail. Combining observational spectra of electrons trapped near the equatorial plane with the model of electron adiabatic heating due the earthward convection, we have estimated the electron losses needed to reproduce observation within the convection model. Model-observation comparison demonstrates that losses of hot (>1 keV) electrons should reach the strong diffusion limit, whereas the loss-cone is likely widened by field-aligned electric field driving electron precipitations. We consider possible mechanisms of electron losses and their role in shaping of electron distribution function.

Keywords: space plasma, Earth magnetotail, electrons.

ВВЕДЕНИЕ

Формирование спектров электронной компоненты плазмы в хвосте магнитосферы Земли контролируется процессами нагрева электронов при конвекции к Земле [Sergeev et al., 1996] и потерями, за счет рассеяния электронов в ионосферу [Ni et al., 2016]. Исследование соотношения между этими процессами (нагревом и потерями) требует наличия информации об электронных спектрах на разных радиальных расстояниях. Однако, одновременное измерение электронных спектров вдоль токового слоя в хвосте магнитосферы возможно только в многоспутниковых миссиях с особой конфигурацией спутников. Четыре спутника миссия THEMIS [Angelopoulos, 2008] регулярно формировали подобную конфигурацию, выстраиваясь вдоль хвоста магнитосферы, в 2008–2009 гг. Эта работа посвящена анализу наблюдений данных спутников.

В силу недостаточного углового разрешения электростатических анализаторов, измеряющих функции распределения электронов [McFadden et al., 2008], не представляется возможным измерения частиц внутри конуса потерь (~1°). Однако, коэффициенты потерь, вычисленные из одновременных измерений спектров электронов вдоль токового слоя, могут позволить определить величину конуса потерь в предпо-

ложении предела сильной диффузии, а также выяснить, насколько близок процесс потерь электронов из хвоста магнитосферы к пределу сильной диффузии. Данные оценки проведены в настоящей работе.

СПУТНИКОВЫЕ ДАННЫЕ И ИХ АНАЛИЗ

В данной работе мы исследуем события, когда несколько спутников THEMIS (ThB, ThC, ThD) пересекают токовый слой магнитосферного хвоста в пределах одного часа. Мы отобрали 6 событий, когда на всех трех спутниках доступны измерения распределения скоростей электронов в течение хотя бы 10 мин. Пример конфигурации спутников представлен на левой панели рис. 1. Отметим, что для всех событий спутники THEMIS расположены именно в таком порядке с удалением от Земли — ThD ближе всех к Земле (расстояние ~10 радиусов Земли, R_E), ThB дальше всех (~20 R_E) и посередине между ними ThC (~15 R_E).

На рис. 1 на второй панели приведен пример электронных спектров, усредненных по интервалам времени, когда спутник находится близко к экваториальной плоскости (ограничение на магнитное поле $|B_x|$, измеряемое магнитометрами спутников, см. [Auster et al., 2008]) и в относительно спокойной

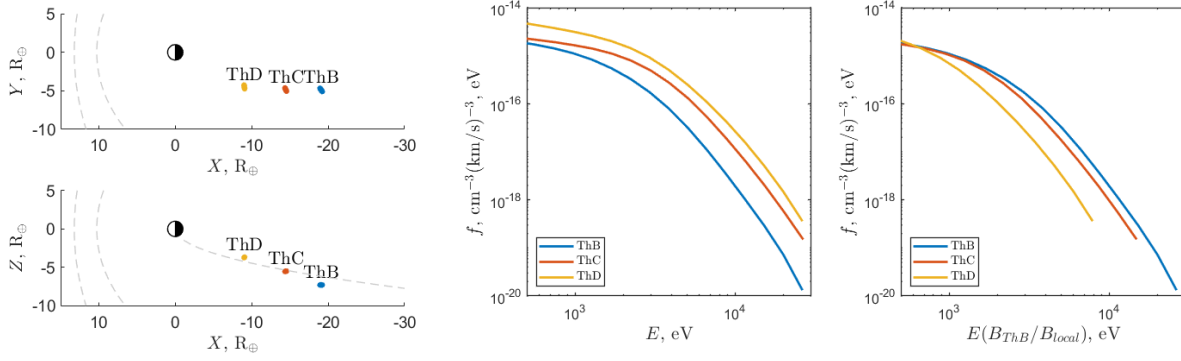


Рис. 1. На левой панели представлен график типичной для рассматриваемых событий конфигурации спутников в хвосте магнитосферы. Справа изображено два графика, на первом из которых представлен пример усредненных спектров электронов внутри токового слоя для трех спутников THEMIS, на втором графике справа изображены те же спектры, но с энергией, смещенной на оценочный множитель бетатронного нагрева V_{ThD}/B_{local}

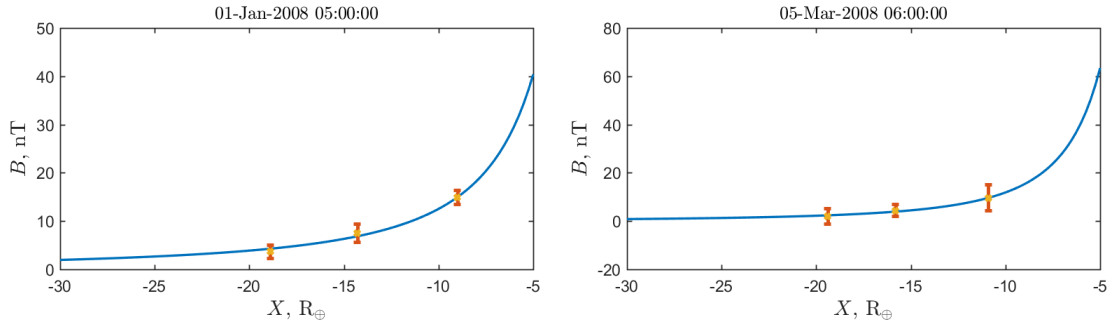


Рис. 2. Пример фитирования зависимости модуля магнитного поля от расстояния для двух событий

геомагнитной обстановке (ограничение на v_x ионов). Видно, что чем ближе к Земле, тем больше энергия электронов. Если предположить адиабатический нагрев электронов, то энергия электронов должна увеличиваться пропорционально амплитуде магнитного поля. Однако, если отнормировать энергию электронов на множитель V_{ThD}/B_{local} , получим значения спектров с ThB и ThC, пересчитанные на положение спутника ThD, в предположении адиабатического нагрева электронов. Можно видеть, что в таком случае в спектрах электронов с удаленных спутников (ThB и ThC) наблюдается избыток высокоэнергичных электронов. Следовательно, бетатронного (адиабатического) нагрева недостаточно для объяснения изменений в спектрах электронов, и необходимо учитывать потери таких электронов с приближением к Земле.

КОНВЕКТИВНЫЙ НАГРЕВ ЭЛЕКТРОНОВ С УЧЕТОМ ПОТЕРЬ ЭЛЕКТРОНОВ

Запишем уравнение на дрейф электронов с учетом потерь:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{\partial f}{\partial \varepsilon} \dot{\varepsilon} - \frac{f}{\tau_{loss}(\varepsilon)},$$

где f — функция распределения электронов, ε — энергия, $\tau_{loss}(\varepsilon)$ — зависящая от энергии функция потерь электронов

$$\frac{1}{\tau_{loss}} = \begin{cases} 0, & \varepsilon < \varepsilon_1 \\ \frac{1}{\tau_0} \left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_1} - 1 \right)^\beta, & \varepsilon \leq \varepsilon_1 \end{cases}.$$

Предположение об адиабатическом нагреве электронов в общем виде позволяет написать зависимость энергии от магнитного поля $\varepsilon = \varepsilon_0 (B/B_0)^q$.

Используя выражение для скорости конвекции электронов к Земле, можно заменить производную по времени t на производную по координате x . Таким образом, уравнение на дрейф электронов можно записать:

$$\frac{\partial f}{\partial x} = \frac{\partial f}{\partial \varepsilon} \frac{\varepsilon}{l(x)} - \frac{1}{V(x)} \frac{1}{\tau_{loss} \varepsilon},$$

где функции $l(x)$ и $V(x)$ зависят только от функции $B_z(x)$ и параметров q и E_y . Что бы получить функции $l(x)$ и $V(x)$ аппроксимируем значения магнитного поля на трех спутниках выражением $B = B_0(-X_{R_earth})^a$. Примеры соответствующей аппроксимации приведены на рис. 2.

На рис. 3 для всех 6 событий представлены графики электронных спектров на ThD (синяя линия) и спектры, являющиеся решением уравнения нагрева с потерями с начальными условиями, взятыми из данных спутника ThB, до значения $x = x_{ThD}$ без учета потерь (красная линия) и с их учетом (желтая пунктирная линия). Параметры уравнения q , β и ε_1 подобраны таким образом, что бы обеспечить наилучшее совпадение спектров ThD и проэволюционированных спектров ThB с учетом потерь. Заметим, что эффект потерь от спутника ThB до ThC практически отсутствует из-за относительно малого изменения магнитного поля на интервале между этими двумя спутниками.

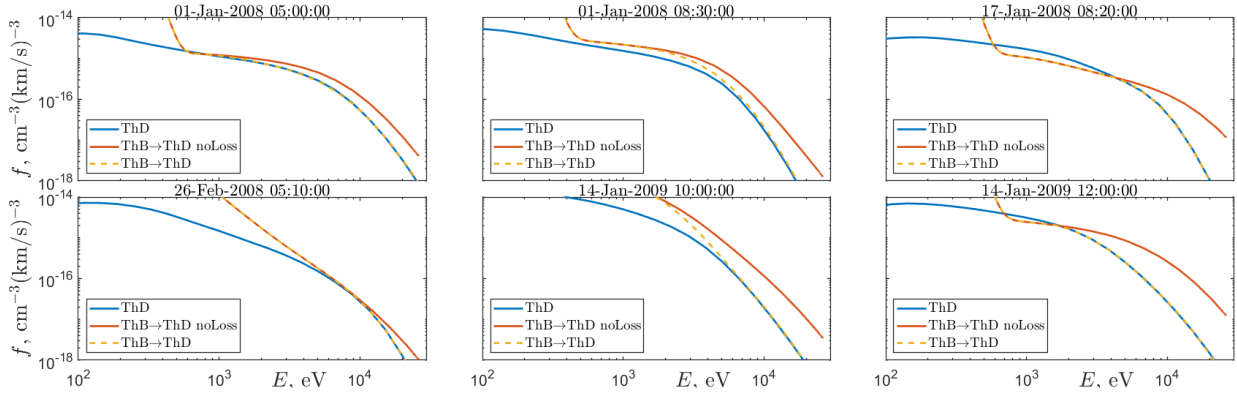


Рис. 3. Графики усредненных электронных спектров для всех 6 событий. Синим изображен спектр электронов на спутнике ThD, красной линией — спектр ThB, являющийся решением уравнения дрейфа электронов БЕЗ потерь, ой пунктирной — такое же решение, но с учетом потерь электронов

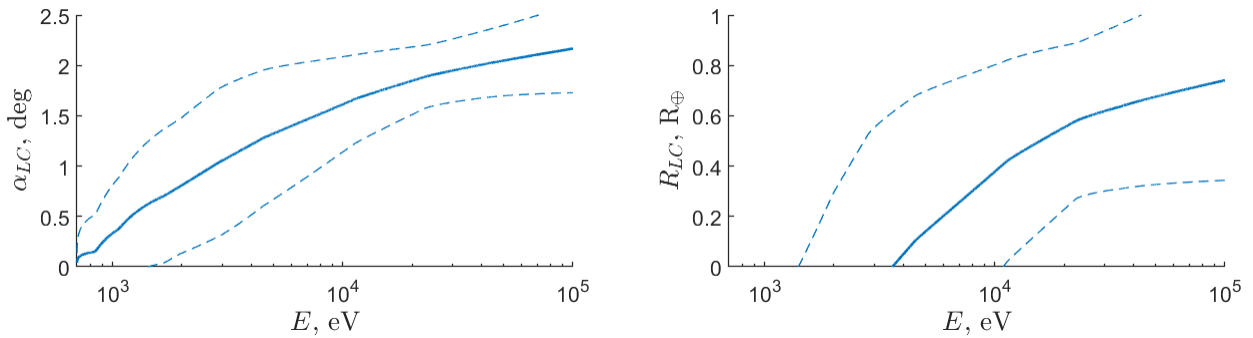


Рис. 4. На левой панели приведен график среднего по шести событиям угла конуса потерь (сплошная линия) в границах стандартного отклонения (пунктирные линии). На правой панели представлен график высоты точки отражения над земной поверхностью, которая соответствует углу конуса потерь (сплошная линия) в границах стандартного отклонения (пунктирные линии)

КОНУС ПОТЕРЬ И ПРЕДЕЛ СИЛЬНОЙ ДИФфуЗИИ

Характерное время наполнения конуса потерь $\tau_{LC} = D^{-1}$ равно обратному значению коэффициента диффузии частиц по питч-углам $D = 4\alpha_{LC}^2 / \tau_b$, где α_{LC} — угол конуса потерь и τ_b — баунс-период. Характерное время потерь электронов τ_{loss} (определенное из сравнения модельных спектров) не может превосходить характерное время наполнения конуса

$$\text{потерь } \tau_{LC} : \tau_{loss} \leq \frac{\tau_b}{4\alpha_{LC}^2}.$$

Если две эти характерные величины одного порядка, то это, так называемый, предел сильной диффузии. Используя модели конфигурации магнитных линий $B(s)$, можно взять интеграл для оценки баунс-периода:

$$\begin{aligned} \tau_b(\varepsilon) &= \sqrt{\frac{m_e}{2\varepsilon}} \int_0^{s_m} \frac{ds}{\sqrt{1 - \sin^2 \alpha_{LC} (B(s)/B_{eq})^2}} = \\ &= \sqrt{\frac{m_e}{2\varepsilon}} g(B(s); \alpha_{LC}). \end{aligned}$$

Это позволяет переписать неравенство предела сильной диффузии как:

$$\tau_{loss}(\varepsilon) \sqrt{2\varepsilon / m_e} \leq \frac{g(B(s); \alpha_{LC})}{4\alpha_{LC}^2}.$$

Таким образом, зная функцию потерь $\tau_{loss}(\varepsilon)$ и зависимость амплитуды магнитного поля вдоль силовой линии $B(s)$ мы можем оценить угол потерь α_{LC} , который соответствует пределу сильной диффузии. На приведенном ниже рисунке построена зависимость данного угла α_{LC} и высота соответствующей точки отражения над поверхностью Земли (пунктирными линиями построены границы области одного стандартного отклонения). Из приведенного графика можно видеть, что потери из-за выпадения в ионосферу становятся существенными на энергии в несколько кэВ.

Из графика высоты точки отражения видно, что угол конуса потерь, соответствующий пределу сильной диффузии шире, чем угол выпадения в ионосферу. Уменьшение конуса потерь приведет к нарушению неравенства. Таким образом, можно утверждать, что (1) выпадение частиц происходит в пределе сильной диффузии, (2) высокоэнергичные частицы теряются существенно выше ионосферы, например, в области аврального ускорения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

- Показано, что потеря электронов оказывает существенное влияние на формирование электрон-

ного спектра и существенно ограничивает фазовую плотность горячих электронов в околоземном хвосте магнитосферы.

- Потери электронов близки к пределу сильной диффузии — наблюдения в хвосте магнитосферы показывают, что конус потерь должен быть заполнен.

- Потери, превышающие предел сильной диффузии, могут быть объяснены потерей электронов в области аврорального ускорения ($\sim 0.5\text{—}1 R_E$ над ионосферой).

Данная работа поддержана грантом РФФИ № 18-32-00054.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Angelopoulos V. The THEMIS Mission // *Space Sci Rev.* 2008. V. 141. P. 5.

Auster H.U., Glassmeier K.H., Magnes W., et al. The THEMIS Fluxgate Magnetometer // *Space Sci. Rev.* 2008. V. 141. P. 235.

McFadden J.P., Carlson C.W., Larson D., et al. THEMIS ESA First Science Results and Performance Issues // *Space Sci. Rev.* 2008. V. 141. P. 477.

Ni B., Thorne R.M., Zhang X., et al. Origins of the Earth's Diffuse Auroral Precipitation // *Space Sci. Rev.* 2016. V. 200. P. 205.

Sergeev V.A., Pellinen R.J., Pulkkinen T.I. Steady magnetospheric convection: A review of recent results // *Space Sci. Rev.* 1996. V. 75. P. 551.