

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Chuykova T. A. et al. Preprint N 002 P. N. Lebedev Physical Institute. Moscow, 1980. [2] Ivanenko I. P., Kanevsky B. L., Roganova T. M. Preprint N 001 P. N. Lebedev Physical Institute. Moscow, 1979. [3] Shibata T. Progr. of Theor. Phys., 1976, 56, p. 1845. [4] Kasahara K. CRL-Report-78, Cosmic Ray Laborat. Un. of Tokyo, 1978. [5] Беляев А. А. и др. Электронно-фотонные каскады в космических лучах при сверхвысоких энергиях. М.: Наука, 1980. [6] Fuchs V., Thielheim K. O. In: Proc. 7th European Cosmic Ray Symp., 1980, p. 92. [7] Бояджян М. Г., Гаряка А. П., Мамиджанян Э. А. Изв. АН СССР, сер. физ., 1981, 45, с. 1243. [8] Ерлыкин А. Д., Кузина Н. П. Изв. АН СССР, сер. физ., 1981, 45, с. 1226. [9] Astafiev V. A., Mukhamedshin R. In: Proc. 16th Intern. Cosmic Ray Conf., 1979, v. 7, p. 204. [10] Antonov R. A., Ivanenko I. P., Kuzmin V. A. In: Proc. 16th Intern. Cosmic Ray Conf., 1979, v. 9, p. 263. [11] Иваненко И. П. Электромагнитные каскадные процессы. М.: Изд-во МГУ, 1972. [12] Аминева Т. П. и др. Исследование мюонов сверхвысоких энергий. М.: Наука, 1975.

Поступила в редакцию  
03.07.85

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1986, Т. 27, № 1

УДК 550.383

### О ПРОИСХОЖДЕНИИ ПРОДОЛЬНЫХ ТОКОВ В ПОЛЯРНОЙ ТОКОВОЙ СИСТЕМЕ

**В. П. Шабанский**

В первом разделе настоящей работы будет кратко описана уточненная картина процессов в удаленных областях магнитосферы, связанных силовыми линиями геомагнитного поля с полярной ионосферой. Эта картина, последовательно развитая в работах автора [1—6] и основанная на данных об ионосферных токах, включала в себя как необходимый элемент составляющую токов вдоль магнитного поля, замыкающихся в ионосфере. В последние годы продольные токи были измерены на спутниках прямыми методами. Оказалось, что почти постоянно существуют продольные токи над полярной ионосферой.

Различают две системы продольных токов: 1-я концентрируется вдоль полярной границы аврорального овала; 2-я — у его приэкваториальной границы. (Полярный овал шириной 1—3° смещен относительно геомагнитного полюса в ночную сторону так, что дневная его граница проходит на широтах 75—80°, а ночная — на широтах 65—70°; магнитные силовые линии геомагнитного поля, проектирующиеся в овал, разделяют магнитосферу на сердцевину — область с замкнутыми силовыми линиями и хвост — область с разомкнутыми или резко изломанными в нейтральном слое силовыми линиями, вытянутыми в ночную сторону.) 1-я система продольных токов замыкается в ионосфере педерсеновскими токами, главным образом через полярный овал на 2-ю систему, а в случае отсутствия 2-й системы (в очень геомагнитно-спокойные периоды) — через полярную шапку. 1-я система состоит из токов, втекающих с утренней стороны и вытекающих с вечерней стороны полярного овала. Во 2-й системе направление токов противоположно.

Во втором разделе будет рассмотрен возможный механизм образования этих систем продольных токов, связанный с представлениями о процессах, описываемых в первом разделе. Можно сказать, что развиваемая ранее автором картина относится к возмущенным периодам (суббурия), а новые представления о продольных токах (второй раздел) — к более спокойным периодам.

В основе описанной ниже картины явлений в магнитосфере лежат некоторые новые в магнитной гидродинамике представления [1—6], в частности однозначно определяется скорость движения силовых линий, совпадающая со скоростью электрического дрейфа  $u = c[E \times B]/B^2$ . В простейшем случае  $u = (v_e + v_i)/2$ , где  $v_e$ ,  $v_i$  — массовые скорости электронов и ионов поперек поля.

1. В сечении хвоста магнитосферы можно различить два типа движений силовых линий  $u_1$  и  $u_2$ , которые назовем *DP-I*- и *DP-II*-гармониками. В нижней части рис. 1 показаны эти движения в северной по-

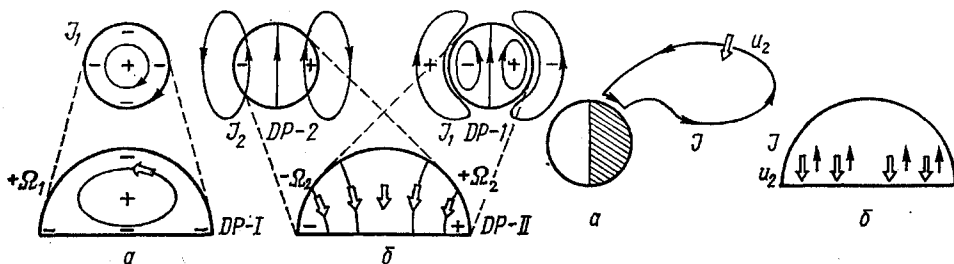


Рис. 1

Рис. 2

ловине хвоста (вид с ночной стороны), а в верхней части рис. 1 — соответствующие холловские токи в ионосфере, текущие в направлении, противоположном  $u$ . Эти токи замыкаются в ионосфере и дают основной вклад в возмущения магнитного поля на Земле. *DP-II*-гармоника движения в хвосте может порождать как *DP-2*-систему (спокойные условия), так и *DP-1*-систему (возмущенные условия) эквивалентных холловских токов (см. рис. 1, б). Соответствующий педерсеновский ток в ионосфере замыкается в хвосте магнитосферы током  $J$ . На рис. 2 он показан в меридиональном (а) и поперечном (б) сечениях северной половины хвоста. Там же указано направление скорости движения силовых линий  $u_2 = (v_e + v_i)/2 \approx v_e/2$ .

Подробно рассматривая механизм возникновения движения в хвосте [1—6], можно записать систему уравнений для скоростей электрического дрейфа  $\Omega_1$ ,  $\Omega_2$ , которые сохраняются при проекции движения в ионосферу:

$$\frac{d\Omega_1}{dt} + \frac{\Omega_1}{t_1} = \frac{4}{\pi} \frac{\Omega_2^3}{\omega_i \xi^3} + \frac{c}{2e(n_0 S)} \frac{d(BS)}{dt} - \frac{\Omega_1}{S} \frac{dS}{dt}, \quad (1)$$

$$\frac{d\Omega_2}{dt} + \frac{\Omega_2}{t_2} = Q_2 + \frac{\Sigma_{p1}}{\Sigma_{h1}} \left( \frac{d\Omega_1}{dt} + k \frac{\Omega_1}{t_1} \right), \quad (2)$$

$$t_1 = \frac{1}{2} \frac{\bar{m}_i c^2 n_0}{B_E^2} \left( \frac{R}{R_E \theta} \right)^4 \frac{1}{\xi} \frac{R}{\Sigma_{p1}}, \quad (3)$$

$$t_2 = \left( \frac{R_E \theta}{R} \right) \frac{\Sigma_{p1}}{\Sigma_{p2}} t_1. \quad (4)$$

Здесь  $t_1$ ,  $t_2$  — характерные времена затухания тока в ионосфере,  $\omega_i$  — ларморовская частота ионов,  $n_0$  — число частиц,  $B$  — поле в хвосте,  $\xi$  — наклон силовых линий к нейтральному слою ( $\xi \sim 1/20$ ),  $S$  — площадь сечения хвоста ( $S = \pi R^2$ ),  $R_E$  — радиус Земли,  $\bar{m}_i$  — масса ионов в ионосфере,  $c$  — скорость света,  $\Sigma_p$ ,  $\Sigma_h$  — интегральные

(по высоте) ионосферные педерсеновская и холловская проводимости,  $\theta$  — полярный угол для овала ( $\sim 15-20^\circ$ ). Индекс 1 относится к области внутри овала шириной  $\sim 5^\circ$  с повышенной проводимостью, индекс 2 — к области вне овала. Коэффициент  $k$  порядка 1.

Вторые члены в левых частях уравнений (1), (2) очевидны: они описывают затухание соответствующих гармоник движения силовых линий. Первый член в правой части уравнения (1) — угловое ускорение толщи половины хвоста на восток за счет реактивного эффекта протонов, поступающих из толщи хвоста в нейтральный слой при аннигиляции полей (со скоростью  $u_2 \sim \Omega_2 R$ ) и выбрасываемых с вечернего торца слоя. При обычных условиях он мал (так как характерная величина  $\Omega_2 \sim 10^{-5} \text{ с}^{-1}$  при скорости аннигиляции  $u_2 \sim 10^5 \text{ см/с}$ ).

Второй и третий члены в (1) учитывают изменение сечения хвоста и магнитного потока в нем (переброс силовых линий магнитного поля из сердцевины в хвост при увеличении динамического давления солнечного ветра или пересоединении геомагнитного поля с межпланетным). Происхождение этих членов легко понять, если отвлечься от тормозящего действия ионосферы и других сил. При сжатии пучка силовых линий с плазмой он закрутится с угловой скоростью  $\Omega_1$ , определяемой из законов сохранения моментов движения частиц с учетом изменения радиального электрического поля  $\sim \Omega_1$ . Еще в [1] было получено  $\delta(BS) = (2e/c)(nS)\delta(\Omega_1 S)$  при  $nS = \text{const}$ . Отсюда следует связь первого члена слева в уравнении (1) с двумя последними членами в отсутствие других сил.

В уравнении (2) член  $Q_2$  пропорционален давлению солнечного ветра и степени пересоединения геомагнитного поля с межпланетным. Он соответствует самопроизвольной аннигиляции в хвосте, верхний предел скорости которой определяется величиной  $u_2 \sim \Omega_2 R \sim 10^6 \text{ см/с}$ .

Второй член в правой части (2) связывает гармонику  $\Omega_1$  с  $\Omega_2$  через ионосферу. Если он преобладает над первым членом, то вращение хвоста, определяемое уравнением (1), вызовет движение силовых линий к нейтральному слою со скоростью  $u_2$  — вынужденная аннигиляция. Связь гармоник  $\Omega_1$  и  $\Omega_2$  в уравнении (2) легче всего понять для случая преобладания холловской проводимости (с утренне-ночной стороны овала, где протекает электроджет, действительно  $\Sigma_{p1}/\Sigma_{h1} \sim 10^{-1}$ ). Западный холловский ток (соответствующий  $\Omega_1$ ) сопровождается педерсеновским, направленным через овал к экватору. Величина этого тока в  $\Sigma_{h1}/\Sigma_{p1}$  раз меньше холловского тока. Но педерсеновский ток замыкается через нейтральный слой и толщу хвоста магнитосферы (см. рис. 2, а) и определяет скорость движения силовых линий к нейтральному слою (соответствующее электрическое поле  $E_2$  будет проектироваться в ионосферу, искажая первоначальное радиальное поле  $E_1$ ). Таков же механизм пересоединения геомагнитного поля с межпланетным. Часть замкнутого контура тока при этом проходит в плазме солнечного ветра. Таким образом, по нашим представлениям пересоединение (аннигиляция) магнитных полей при наличии проводящих торцов (ионосфера) и возникновении продольных токов определяются не локальной в месте пересоединения кулоновской проводимостью, а проводимостью торцов.

Если рассматривать всю толщу магнитосферы, проинтегрировав поперечные токи вдоль силовых линий магнитного поля (основной вклад в эту проводимость даст ионосфера с толщиной  $h \sim 10^7 \text{ см}$ ), то можно оценить эффективную проводимость  $\sigma_0 \sim \Sigma_{p1}/h \sim 10^6 \text{ с}^{-1}$  при  $\Sigma_{p1} \sim 10 \text{ МО}$  и скорость аннигиляции  $u_0 \sim c^2/(4\pi\sigma_0 x) \sim c^2 h/(4\pi\Sigma_p x)$ . При характерном размере диффузии поля в удаленных областях магнитосферы  $x \sim 10^9 \text{ см}$  получим  $u_0 \sim 10^5 \text{ см/с}$ .

Формулы (3), (4) определяют времена затухания гармоник для соответствующих областей. Для характерных параметров  $\theta \sim \pi/6$  ( $R_E \theta/R \sim 1/40$ ),  $\Sigma_{p1} \sim \Sigma_{p2} \sim 10 \text{ МО}$  времена  $t_1 \sim 5 \cdot 10^3 \text{ с}$ ,  $t_2 \sim 10^2 \text{ с}$ .

Выражения (3), (4) отличаются от соответствующих выражений в цитированных работах. Там  $\Sigma_p$  и  $\Sigma_h$  были выражены приближенно через среднее время столкновений заряженных частиц ионосферы с нейтральными атомами. При этом неправильно учитывались лишь электроны. В действительности электроны вносят основной вклад лишь в холловскую проводимость, педерсеновская проводимость (и связанная с ней диссипация тока) обеспечивается преимущественно положительными ионами. Это автоматически учитывается в выражениях (3), (4), куда вошли вычисляемые из эксперимента интегральные проводимости ионосферы. Числовые оценки  $t_1$ ,  $t_2$  по формулам (3), (4) дают значения приблизительно на 2 порядка меньшие, чем в работах [1—6].

В простейшем стационарном случае (времена  $t_1, t_2$  малы,  $d/dt=0, \Sigma_1=\Sigma_2, Q=0$ ) уравнение (2) дает

$$\Omega_2 = k \frac{t_1}{t_2} \frac{\Sigma_{p1}}{\Sigma_{h1}} \Omega_1. \quad (5)$$

Здесь под  $\Omega_1$  следует понимать скорость вращения хвоста относительно Земли (вращение на восток — супервращение). Для средних бурь  $\Omega_1 \sim \Omega_E$  — порядка угловой скорости вращения Земли. Соответствующая скорость аннигиляции  $u_2 \sim R\Omega_1 \sim 10^5 - 10^6$  см/с, разность потенциалов электрического поля поперек полярной шапки или хвоста в направлении с утра на вечер  $\Delta\phi \sim 2RE \sim (u_2 B/c) 2R \sim 10 - 100$  кэВ. Таким образом, в рассмотренном случае скорость аннигиляции поля в хвосте определяется диссипацией в ионосфере.

Продольные токи в хвосте образуются при определенных условиях распределения давления и магнитного поля в сечении хвоста. Подробно это будет объяснено ниже.

2. Как уже говорилось, двухвихревая система типа изображенной в верхней части рис. 1, б сопровождается продольными токами  $J_{1\parallel}$  и  $J_{2\parallel}$ , показанными на рис. 3, а (вид на Землю с ночной стороны). Система продольных токов  $J_{2\parallel}$  замыкается в области сердцевины магнитосферы у края плазменного слоя, где магнитное поле не сильно отличается от дипольного. Частицы, попадая из хвоста в сердцевину магнитосферы, совершают электрический и магнитный дрейфы. При учете потерь в процессе движения реализуется распределение плотности плазмы, подобное изображенному на рис. 3, б (вид с Северного полюса, солнце сверху). Здесь замкнутые серповидные кривые — экваториальные сечения поверхностей равного давления (изобар). Вдоль этих линий текут токи  $j_{\perp}$ . По мере удаления вдоль силовых линий от экватора поперечный ток  $j_{\perp}$  все в большей и большей степени переходит в продольный (в плоскости экватора  $j_{\perp}=0$ ), замыкая систему  $J_2$ .

Продольный ток может быть вычислен из уравнения движения (без инерционного члена  $dv/dt=0$ ) для изотропного давления

$$c \nabla p = [\mathbf{j} \times \mathbf{B}] \quad (6)$$

при условиях

$$\operatorname{div} \mathbf{j} = 0, \operatorname{div} \mathbf{B} = 0, \operatorname{rot} \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}. \quad (7)$$

Если плотность тока представить в виде

$$\mathbf{j} = \mathbf{j}_{\perp} + h \mathbf{j}_{\parallel}, \quad \mathbf{j}_{\perp} = c [\mathbf{B} \times \nabla p] / B^2, \quad h = \mathbf{B} / B, \quad (8)$$

то с помощью (6), (7) нетрудно получить выражение

$$h \nabla \left( \frac{j_{\parallel}}{B} \right) = \frac{\partial}{\partial l} \frac{j_{\parallel}}{B} = - \frac{c}{B} \nabla \mathbf{j}_{\perp} = \frac{2c \mathbf{B} [\nabla p \times \nabla B]}{B^4}, \quad (9)$$

где  $l$  — длина силовой линии, отсчитываемая от экватора. Из (9) следует, что правая часть отлична от нуля, если линии равного  $B$  (или магнитного давления) не совпадают с изобарами плазмы. Из рис. 3, б видно, что это так. Наибольший продольный ток образуется (над экваториальной плоскостью) на концах серпов, где угол между  $\nabla p$  и  $\nabla B$  близок к  $\pi/2$ . С утренней стороны ток направлен вдоль силовых линий к экватору (из ионосферы), с вечерней стороны — от экватора (в ионосферу), образуя систему  $J_2$ .

Интегрируя (9) вдоль силовой линии, получаем

$$\frac{j_{\parallel}(l)}{B(l)} - \frac{j_{\parallel}(l_0)}{B(l_0)} = 2c \int_{l_0}^{l_1} \frac{\mathbf{B}[\nabla p \times \nabla B]}{B^4} dl = -2c \int_{l_0}^{l_1} [\mathbf{h} \times \nabla p] \frac{1}{B} \nabla \frac{1}{B} dl. \quad (10)$$

Наряду с формулой (10) в литературе часто употребляется полученная на основе тех же уравнений статики (6)–(8) эквивалентная ей формула

$$j_{\parallel} = ch[\nabla p \times \nabla \omega], \quad \omega = \int_0^{l_1} \frac{dl}{B}, \quad (10')$$

где  $\omega$  — элементарный объем силовой трубки с постоянным магнитным потоком. В данной записи оператор  $\nabla$  и величины  $p$ ,  $\omega$  рассматриваются на широте ионосферы  $\varphi$ , но могут быть отнесены к любому уровню, в том числе к экваториальной плоскости ( $\varphi=0$ ), при этом (10') следует умножить на  $B(\varphi)/B_e$ . Формула (10') наиболее удобна при вычислениях продольных токов в произвольных (недипольных) магнитных полях реальной магнитосферы. Формула (10') получается из рассмотрения непрерывности тока в силовой трубке конечного сечения  $\delta S$ , которое устремляется к нулю ( $\delta S \rightarrow dS$ ) после интегрирования вдоль силовой линии. Выражения (9) и (10) получаются автоматически из (6) и (7) с помощью простых известных преобразований дифференциальных операторов (подразумевается, что интегрирование в (10) происходит после устремления  $\delta S$  к нулю). Поэтому с помощью одних дифференциальных операций трудно (если вообще возможно) перейти от (10) к (10') и наоборот. Если же сначала рассматривать (как при выводе (10')) силовую трубку конечной толщины, то в зависимости от последовательности операций интегрирования вдоль  $l$  и стремления  $\delta S$  к нулю можно получить как (10), так и (10'). Наиболее убедительно для случая изотропного давления формула (10') получена в [7]. Действуя методом, подобным [7], в пределе можно получить обе формулы (10) и (10') (подробности будут опубликованы).

Для наших грубых оценок вообще достаточно формулы (9), из которой нагляднее всего видно существование продольных токов в областях, где линии равного  $B$  не совпадают с изобарами.

На широтах 2-й системы продольных токов можно воспользоваться дипольным приближением для  $B$ . Дифференцирование в (9) или под интегралом (10) проще всего провести в любой ортогональной системе координат, например в сферической системе в переменных  $\varphi$ ,  $r$ ,  $\lambda$  или в дипольной системе в переменных  $r_p$ ,  $r_e$ ,  $\lambda$  (см. дополнение в [4]) с последующим переходом к переменным (неортогональным)  $\varphi$ ,  $r_e$ ,  $\lambda$  ( $\varphi$  — широта,  $r_e$  — экваториальное расстояние до силовой линии,  $\lambda$  — долгота). При  $p = \text{const}$  вдоль силовой линии и интегрировании в (10) от экватора, где  $j_{\parallel}(0) = 0$ , до широты  $\varphi$  найдем

$$j_{\parallel} = \frac{2cB(\varphi)}{B_0^2 R_E} L^5 \left( \frac{\partial p}{\partial \lambda} \right)_e I(\varphi), \quad (11)$$

$$I(\varphi) = 3 \int_0^{\varphi} \frac{\cos^3 \xi (1 + \sin^2 \xi)}{(1 + 3 \cos^2 \xi)^2} d\xi = \\ = \frac{3x}{1 + 3x^2} \left( 1 + \frac{2}{5} x^4 - \frac{8}{35} x^6 + \frac{1}{21} x^8 \right); \quad x = \sin \varphi. \quad (12)$$

Здесь  $B(\varphi)$  — поле на широте  $\varphi$  (в частности, на уровне ионосферы) на силовой линии с экваториальным расстоянием  $r_e = R_E L$ ,  $R_E$  — радиус Земли,  $B_e \sim 0,3$  Гс — поле на поверхности Земли у экватора,  $\lambda$  — долгота в восточном направлении. Выражение (11) может быть представлено в различных других эквивалентных формах, если использовать соотношение  $B_e = M/r_e^3 = B_0 R_E^3 / r_e^3 = B_0 L^3$ ,  $L^{-1} = \cos^2 \varphi$ , где  $M$  — магнитный момент Земли,  $B_e$  — поле на экваторе данной сило-

вой линии  $r=r_e \cos^2 \varphi$ . За положительное направление принят ток  $j_{\parallel}$  от экватора в ионосферу. При  $\varphi \ll 1$  интеграл  $I(\varphi) \sim 3 \sin \varphi$ , а предельное значение  $I(\pi/2) = 32/35$ . Кривая  $I(\varphi)$  круто растет с  $\varphi$  и достигает своего предельного значения уже на широтах  $\varphi \gtrsim 30^\circ$ . При  $\varphi \gtrsim 30^\circ$  вклад в интеграл (10) на длине от  $l_0(\varphi_0)$  до  $l(\varphi)$  очень мал ( $j_{\perp}/j_{\parallel} \ll 1$ ), и левая часть (10) означает сохранение полного продольного тока в сечении силовой трубки на широтах  $\varphi \gtrsim 30^\circ$ .

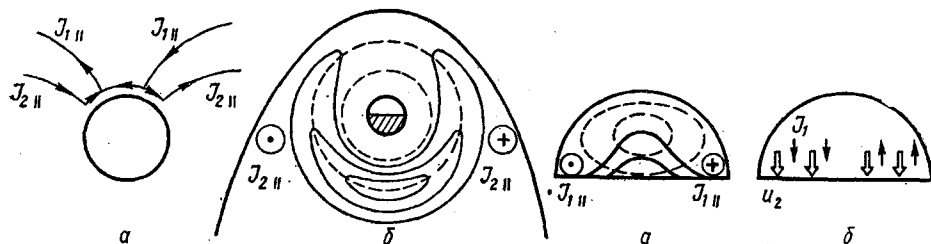


Рис. 3

Рис. 4

Если принять, что давление плазмы порядка магнитного и от полуночи до полудня падает по долготе  $\lambda$  в два раза, то на широтах, соответствующих  $L \sim 8$ , получим из (11) на уровне ионосферы  $j_{\parallel}(\varphi) \sim 10^{-6}$  А/м<sup>2</sup> в соответствии со средним измеренным значением (иногда наблюдаются токи на порядок больше).

Система 1 продольных токов  $j_{\parallel i}$ , расположенных на больших широтах  $\varphi_i$  (по сравнению с системой 2), проектируется в хвост магнитосферы. При аннигиляции поля в хвосте магнитосферы естественно ожидать, что изобары плазмы в сечении хвоста будут иметь вид сплошных линий на рис. 4, а (стрелки указывают направление  $j_{\perp}$ ), так как плазма должна концентрироваться в центре хвоста, где наиболее эффективно пересоединяются силовые линии, перебрасываемые в хвост с боковых сторон магнитосферы. Магнитное поле (вследствие той же аннигиляции) ослабляется к центру хвоста (пунктирные линии — линии равного  $B$ ). Знак векторного произведения в формуле (9) соответствует первой токовой системе. (Утром токи текут из хвоста в ионосферу, вечером — наоборот. В случае частичного пересоединения силовых линий хвоста с линиями межпланетного магнитного поля токи  $j_{\parallel}$  будут замкнуты в плазме солнечного ветра).

На рис. 4, б обозначены перпендикулярные слою составляющие токов системы 1. Для того чтобы скорость аннигиляции  $u$  была направлена к нейтральному слою, следует предположить, что с утренней стороны в сечении хвоста ток в основном электронный ( $u \sim v_e/2$ ,  $v_i \approx 0$ ), а с вечерней стороны — ионный ( $u \sim v_i/2$ ,  $v_e \approx 0$ ). Такое предположение соответствует тому, что в вечерние часы наблюдаются так называемые диффузные сияния от высыпавшихся протонов.

Оценка величины  $j_{\parallel}$  может быть сделана по формуле (9) или (10). Если за длину силовой линии принять значение  $l \sim 20 R_E$ , то получим  $j_{\parallel}(\varphi_i) \sim 10^{-6}$  А/м<sup>2</sup>, т. е. ту же величину, что и при оценке  $j_{\parallel 2}(\varphi_i)$ .

Качественные объяснения системы 2, сходные с теми, что даны в начале раздела 2, встречались ранее. Что касается системы 1, то с точки зрения автора удовлетворительного объяснения ее происхождения пока не было.

Во время возмущений усредненная картина токов, обсуждаемых в разделе 2, переходит в картину токов раздела 1: утренняя часть с токами, направленными от нейтрального слоя (см. рис. 4, а, б) расширяется почти на весь слой (см. рис. 2, б), и, следовательно, почти на весь полярный овал (утренне-ночную сторону с заходом на вечернюю), так как разрез нейтрального слоя проектируется почти на весь овал вплотную к точке проекции полуденного каспа. Из-за возрастания  $DP-I$ -гармоники суммарная картина ( $DP-I+DP-II$ ) становится резко асимметричной относительно полуденной меридиональной плоскости.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Shabansky V. P. Space Sci. Rev., 1968, 8, p. 366. [2] Shabansky V. P. In: Particle motions in the Earth's magnetosphere. Solar-Terrestrial physics. Part III. Dordrecht—Holland, 1970, D. Reidel P. C., p. 25. [3] Shabansky V. P. Space Sci. Rev., 1971, 12, p. 299. [4] Шабанский В. П. Явления в околоземном пространстве. М.: Наука, 1972. [5] Шабанский В. П. В кн.: Исследования по геомагнетизму, аэронауке и физике Солнца. Вып. 23. Иркутск: Наука, 1972, с. 110. [6] Афонина Р. Г., Фельдштейн Я. И., Шабанский В. П. В кн.: Полярные сияния и свечение ночного неба (результаты исследования по международным геофизическим проектам). Вып. 22. М.: Сов. радио, 1975, с. 34. [7] Тверской Б. А. Геомагнетизм и аэронаука, 1982, 22, с. 991.

Поступила в редакцию  
03.07.85

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1986, Т. 27, № 1

УДК 539.17

#### ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОРИЕНТАЦИИ РАЗЛИЧНЫХ ТЕНЗОРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ ЯДЕР ПУТЕМ ИССЛЕДОВАНИЯ ФУНКЦИИ УГЛОВОЙ КОРРЕЛЯЦИИ КОНЕЧНЫХ ЧАСТИЦ И $\gamma$ -КВАНТОВ

Н. С. Зеленская, В. М. Лебедев, А. В. Спасский, И. Б. Теплов

Как показано в работе [1], экспериментальное исследование функции угловой корреляции заряженных частиц  $y$  в реакциях  $A(x, y)B^*$  и  $\gamma$ -квантов, испускаемых конечным ядром  $B^*$  при переходе в основное состояние, под различными углами вылета  $\gamma$ -квантов к плоскости реакции позволяет восстановить спиновую матрицу плотности возбужденного состояния ядра. В НИИЯФ МГУ впервые подобным способом экспериментально определены [2, 3] все спин-тензоры  $\rho_{hk}(\vartheta_y)$  четного ранга матрицы плотности состояния  $2^+$  ядра  $^{12}\text{C}$ , образованного в реакциях  $^{12}\text{C}(\alpha, \alpha'\gamma)^{12}\text{C}$  с  $E_\alpha=25$  МэВ и  $^{13}\text{C}(\alpha'\gamma)^{12}\text{C}$  с  $E_{\alpha'}=22,5$  МэВ. В настоящей работе  $\rho_{hk}(\vartheta_\alpha)$  в реакции  $^{12}\text{C}(\alpha, \alpha'\gamma)^{12}\text{C}$  определены для двух значений энергии  $E_\alpha=25$  и 30 МэВ в интервале углов регистрации рассеянных  $\alpha$ -частиц от 20 до 160° с шагом 4° (в работе [2] углы регистрации  $\alpha$ -частиц для  $E_\alpha=25$  МэВ менялись от 27 до 149°). Полученные результаты показывают, что зависимости  $\rho_{hk}(\vartheta_\alpha)$  при этих энергиях качественно одинаковы. Спин-тензоры  $\rho_{hk}(\vartheta_\alpha)$  в реакции  $^{13}\text{C}(\alpha'\gamma)^{12}\text{C}$  с  $E_{\alpha'}=22,5$  МэВ получены при семи значениях угла  $\vartheta_\alpha$  в передней полусфере. Подробная схема эксперимента и его детальное описание содержатся в работах [2, 3].

Найденные величины  $\rho_{hk}(\vartheta_y)$  могут быть использованы для определения различных характеристик состояния  $2^+$  ядра  $^{12}\text{C}$ , в частности таких, прямое экспериментальное измерение которых чрезвычайно затруднено. В работах [1—3] с помощью величин  $\rho_{hk}(\vartheta_y)$  получены за-