

12. Арсеньев С.А. // Гидрофизика Северного Каспия. М., 1985. С. 125.
13. Арсеньев С.А., Шелковников Н.К. // Метеорология и гидрология. 1985. №1. С. 77.
14. Роджерс Р.Р. Краткий курс физики облаков. Л., 1979.
15. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М., 1974.
16. Хргиан А.Х. Физика атмосферы. Т. 2. Л., 1978.
17. Шулейкин В.В. Расчет развития движения и затухания

тропических ураганов и главных волн, создаваемых ураганами. Л., 1978.

18. Morton B.R. // Progress in Aero Sci. V. 7. N. Y., 1966. P. 145.
19. Энциклопедия катастроф. Лазерный диск для CD-ROM. © Gnome-V and Intel Art, 1994.

Поступила в редакцию
17.03.99

АСТРОНОМИЯ

УДК 550.383:550.385

СОВМЕСТНЫЙ АНАЛИЗ ВАРИАЦИЙ ПОТОКОВ И СПЕКТРОВ ИОНОВ В ГЕОМАГНИТНОЙ ЛОВУШКЕ ВО ВРЕМЯ БУРЬ

А. С. Ковтюх

(кафедра космических лучей и физики космоса)

Предложены новые методы анализа адиабатической составляющей вариаций потоков и спектров ионов для радиационных поясов и кольцевого тока по спутниковым данным во время бурь.

Квазидипольная область планетарного магнитного поля является магнитной ловушкой, где частицы удерживаются на замкнутых дрейфовых траекториях (оболочках) и формируют радиационные пояса (РП) и кольцевой ток (КТ). В РП частицы имеют энергию $E \sim 0,1 \div 100$ МэВ, а в КТ — энергию $E \sim 10 \div 100$ кэВ. В качестве инвариантных (не зависящих от азимута) координат дрейфовых траекторий частиц используются параметры L (в экваториальной плоскости для дипольного поля L совпадает с расстоянием от данной частицы до центра Земли, выраженным в радиусах планеты R_E) и B/B_0 (B — индукция поля в точке наблюдения, а B_0 — на той же силовой линии в экваториальной плоскости). РП заполняют ловушку целиком, а КТ концентрируется в области $L \approx 5 \div 7$ в спокойные периоды и $L \approx 3 \div 7$ во время бурь.

Хотя стационарный КТ органически входит в структуру РП, динамика его во время геомагнитных бурь принципиально отличается от динамики РП: в КТ движение частиц управляется быстрой конвекцией в скрещенных электрическом и магнитном полях, а в РП — магнитным дрейфом частиц по данной оболочке и медленной радиальной диффузией под действием небольших резких скачков геомагнитного поля (внезапных импульсов), отвечающих флуктуациям давления солнечного ветра на магнитосферу. КТ направлен на запад, и сила его изменяется от сотен тысяч ампер в спокойные периоды до нескольких десятков миллионов ампер во время бурь. На фазе восстановления бурь КТ распадается (затухает до стационарного уровня) под действием ионизационных потерь и пичч-угловой диффузии частиц в конус потерь в результате развития ионно-циклотронной и других видов неустойчивости горячей плазмы.

Планетарный КТ был введен, чтобы объяснить наземные наблюдения вариаций геомагнитного поля

во время бурь [1]. Глобальный магнитный эффект КТ (D_{st}) пропорционален суммарной кинетической энергии всех составляющих его частиц, а локальные вариации поля в ловушке связаны в основном с вариациями плотности энергии КТ в данной точке. Средние энергии электронов и ионов в КТ практически совпадают, но взаимодействие частиц с волнами ограничивает электронные потоки критическим уровнем, гораздо более низким по сравнению с ионными. Поэтому магнитный эффект КТ во время бурь определяется в основном ионами (квазинейтральность плазмы обеспечивается притоком ионосферных электронов). Такая теория получила разнообразные и многочисленные экспериментальные подтверждения. Так, по данным ИСЗ «Explorer-45» в спокойные периоды максимум радиального профиля плотности энергии w ионов с $E > 1$ кэВ и наибольшее ослабление (депрессия) магнитного поля ΔB наблюдаются при $L = 3,4$ ($w_m \sim 10^{-7}$ эрг/см³, $\Delta B_m \sim 40$ нТ) и хорошо согласуются между собой [2]. Магнитный эффект КТ подробно изучался по данным ИСЗ «Молния-1» [3].

Вариации потоков и спектров частиц в геомагнитной ловушке определяются изменениями магнитного поля во время бурь (адиабатическая вариация) и двумя неадиабатическими эффектами: инжекцией частиц и диссипацией их потоков в результате взаимодействия с волнами, холодной ионосферной плазмой и атомами (молекулами) атмосферы. При адиабатических вариациях, отвечающих изменениям индукции магнитного поля в данной силовой трубке, число частиц каждого вида в трубке сохраняется.

Обратимость адиабатических вариаций потоков частиц и возможность количественного их анализа обеспечиваются тем, что при достаточно медленных изменениях магнитного поля в ловушке первый (μ) и второй (I) интегралы движения частиц сохраняют-

ся, т. е. являются адиабатическими инвариантами [4]. Поскольку характерные времена вариаций геомагнитного поля во время бури намного превышают периоды осцилляций между точками отражения и тем более гиропериоды частиц, эти условия выполняются.

Однако для выделения и количественного анализа адиабатической составляющей вариаций потоков и спектров частиц необходима привязка к магнитным силовым трубкам (дрейфовым оболочкам), которая возможна только при наличии достаточно подробной информации о вариациях поля в ловушке, синхронных с измерениями потоков частиц. Адекватная трехмерная структура поля воспроизводится только по одновременным измерениям в достаточно большом числе точек. До настоящего времени таких подробных экспериментов не проводилось. Между тем при проведении измерений вблизи плоскости геомагнитного экватора выделение и корректный количественный анализ адиабатической составляющей вариаций потоков частиц возможны и по данным одного спутника. Если при этом известна форма энергетического спектра частиц во внешней части ловушки, такой анализ реализуется даже при отсутствии синхронных измерений локального магнитного поля.

В самом деле, для каждой ионной компоненты (H^+ , He^{2+} и т. д.) функции распределения $f_i(\mu, L)$ в экваториальной плоскости не меняются при адиабатических вариациях потоков (вне экваториальной плоскости они могут существенно изменяться даже в условиях стабильности магнитного поля вдоль траектории спутника, отвечая на изменения поля на меньших широтах). При этом во внешней части ловушки для достаточно энергичных частиц $\partial f_i / \partial L = 0$ в связи с тем, что времена радиального переноса этих частиц много меньше времени диссипации их потоков. Исходя из таких предпосылок, с помощью теоремы Лиувилля нетрудно получить выражения, связывающие адиабатические вариации потоков частиц с локальными изменениями магнитного поля в экваториальной плоскости. Далее, для простоты будем рассматривать только потоки частиц с питч-углом $\alpha_0 \approx 90^\circ$ ($I \approx 0$). Поскольку для каждой из ионных компонент $f_i(L, \mu) \propto j_i[L, E(L, \mu)] / E(L, \mu)$, адиабатическое изменение потоков имеет вид

$$j'_i(E, B'_0) = \frac{B'_0}{B_0} j_i \left(E \frac{B_0}{B'_0} \right), \quad (1)$$

где B_0 и B'_0 — индукция в точке наблюдения стационарного и возмущенного магнитного поля соответственно. Соотношение (1) учитывает как расширение магнитных трубок, так и смещение их относительно Земли во время бури.

На основе соотношения (1) можно построить практическую методику разделения вариаций спектров на адиабатические и неадиабатические. Необходимым условием адиабатичности вариаций является подобие спектров в спокойные периоды и во время бури (в целом или на отдельных участках), построенных в двойном логарифмическом масшта-

бе. В этом случае для указанных участков спектров $j'(E) = aj(bE)$, где a и b — постоянные величины. При $a = b = B'_0/B_0$ выполняется не только необходимое, но и достаточное условие адиабатичности вариаций на данном участке спектров и можно найти B'_0/B_0 . Так, для степенных ($j \propto E^{-\gamma}$) спектров (они совмещаются друг с другом, только когда $\gamma' = \gamma$)

$$\ln \frac{B'_0}{B_0} = \frac{\Delta \ln j}{\gamma + 1}, \quad (2)$$

где $\Delta \ln j \equiv \ln[j'(E, B'_0)/j(E, B_0)]$, а для экспоненциальных ($j \propto \exp[-E/E_0]$, где E_0 — средняя энергия частиц) спектров (совместить их можно, только если $E'_0/E_0 = B'_0/B_0$)

$$\ln \frac{B'_0}{B_0} = \Delta \ln j + \left(\frac{E}{E'_0} - \frac{E}{E_0} \right), \quad (3)$$

где значения потоков берутся при фиксированной энергии частиц.

Если в некоторых энергетических интервалах спектры различных ионных компонент подобны, т. е. $j_m(E/\xi_m)/j_n(E/\xi_n) = \text{const}$, но форма спектров неизвестна заранее, то выделение и анализ адиабатической составляющей по данным одного спутника возможны только для вариаций *отношений* потоков и спектральных параметров различных ионных компонент. Скейлинговые параметры ξ_i инвариантны относительно адиабатических преобразований спектров, причем при достаточно больших μ (> 1 кэВ/нТ) они не меняются во время бурь [5], что позволяет разделять вариации на адиабатическую и неадиабатическую составляющие. При этом границы интервалов подобия спектров и значения ξ_i могут быть неизвестны заранее. Они находятся в результате анализа зависимости амплитуды пространственно-временных вариаций $j_m(E/\zeta_m)/j_n(E/\zeta_n)$ от ζ_i ($i = m$ или n) для различных ионных компонент: при $\zeta_i = \xi_i$ амплитуда этих вариаций минимальна (равна нулю).

Например, для ионов (i) и протонов (H), имеющих подобные (с коэффициентом подобия ξ_i) экспоненциальные спектры ($E_{0i}/\xi_i = E_{0H}$), адиабатическое изменение логарифма отношения потока ионов с энергией $E/\zeta_i = E_H$ к потоку протонов с энергией E_H может быть записано в виде

$$\begin{aligned} \Delta \ln j_i - \Delta \ln j_H &= \left(\frac{\zeta_i}{\xi_i} - 1 \right) \left(1 - \frac{B_0}{B'_0} \right) \frac{E_H}{E_{0H}} = \\ &= \left(\frac{\zeta_i}{\xi_i} - 1 \right) \left(\frac{B'_0}{B_0} - 1 \right) \frac{E_H}{E'_{0H}}. \end{aligned} \quad (4)$$

Из (4) следует, что если $\xi_i = \zeta_i$, то локальные вариации магнитного поля не меняют отношений потоков протонов к потокам других ионных компонент; при $\xi_i < \zeta_i$ вариации j_i/j_H ($E/\zeta_i = E_H$) коррелируют, а при $\xi_i > \zeta_i$ — антикоррелируют с вариациями B_0 .

Первый из этих выводов (для случая $\xi_i = \zeta_i$) инвариантен относительно формы ионных спект-

ров. Остальные два вывода справедливы не только для экспоненциальных спектров, но и для подобных (с коэффициентом ξ_i) монотонно спадающих спектров любой другой формы, удовлетворяющей условию

$$\left| \frac{d \ln j}{d \ln E} \right|_{E_1} < \left| \frac{d \ln j}{d \ln E} \right|_{E_2},$$

где $E_1 < E_2$. Если форма ионных спектров не удовлетворяет последнему условию, то при $\xi_i > \zeta_i$ вариации j_i/j_H коррелируют, а при $\xi_i < \zeta_i$ антикоррелируют с B_0 .

В результате анализа и систематизации спутниковых данных за 1965–1994 гг. методом «спектрометра с магнитным парусом» для области адиабатичности найдены основные параметры стационарных энергетических спектров ионов H^+ , He^+ , He^{2+} и группы CNO в КТ и РП Земли [5]. Переходя от E к μ при расчете спектров, получаем инвариантную их форму, которая не зависит от L и очень удобна для анализа. Для ионов с $\alpha_0 \approx 90^\circ$ величина $\mu = E/B_0$. В стационарных условиях $\mu_m/\xi_i \approx (0,5 \pm 0,2)$ кэВ/нТ отвечает максимуму в ионных спектрах, при $\mu_m/\xi_i < \mu/\xi_i < \mu_b/\xi_i$ эти спектры имеют экспоненциальную форму с постоянной $E_0/B_0 \xi_i = \mu_0/\xi_i = (0,35 \pm 0,25)$ кэВ/нТ и при $\mu/\xi_i > \mu_b/\xi_i = (1,4 \pm 0,8)$ кэВ/нТ — степенную форму с показателем $\gamma = 4,7 \pm 2,2$. При изменении солнечной активности от минимума к максимуму ξ_i изменяется от M_i к Q_i (Q_i — заряд ионов по отношению к заряду электрона, M_i — масса ионов по отношению к массе протона). Для протонного спектра были получены более точные параметры: $\mu_m \approx (0,55 \pm 0,10)$ кэВ/нТ, $\mu_0 = (0,31 \pm 0,11)$ кэВ/нТ, $\mu_b = (1,16 \pm 0,29)$ кэВ/нТ и $\gamma = 4,25 \pm 0,75$ [6, 7].

Рассмотренные здесь взаимосвязи между вариациями потоков ионов во время бурь и формой их энергетических спектров хорошо прослеживаются по данным «Молнии-1» при $L \sim 3 \div 5$ ($B/B_0 < 2$), а также по данным ИСЗ «Горизонт-21» и «Горизонт-35» с геостационарной орбиты (ГСО).

Так, по данным «Молнии-1» [8], во время бури 31.03 1973 г. потоки протонов с $E_1 = 100 \div 235$ кэВ возрастали в $\sim 1,75$ раза при $L = 3,5$ и уменьшались в $\sim 1,93$ раза при $L = 5$; потоки протонов с $E_2 = 235 \div 370$ кэВ уменьшались в $\sim 1,6$ раза при $L = 3,5$ и в $\sim 12,6$ раза при $L = 5$. Различие амплитуд и характера вариаций потоков протонов с $E = E_1$ и $E = E_2$ можно связать с наличием в спектре максимума. В спокойные периоды, судя по приведенным результатам, при $L = 3,5$ этот максимум локализуется в конце, а при $L = 5$ — в начале рассматриваемого интервала (100 \div 370 кэВ). Эти данные отвечают адиабатическим вариациям спектра протонов с максимумом при $\mu_m \sim 0,55$ кэВ/нТ (в спокойные периоды этой величине отвечают значения $E_m \sim 400$ кэВ при $L = 3,5$ и $E_m \sim 140$ кэВ при $L = 5$). При $L = 5$ большая часть протонов с $E = E_2$ принадлежит степенному участку спектра; учитывая, что для рассматриваемого события $\Delta \ln j_2 \approx -2,53$

($L = 5$), а $\gamma \approx 4,25 \pm 0,75$, по формуле (2) находим: $B'_0/B_0 = 0,63^{+0,02}_{-0,15}$

По данным «Горизонта-21» [9] спектр протонов на ГСО имел максимум при $E_m \approx 60 \div 70$ кэВ до бури и при $E'_m \approx 70$ кэВ во время бури 27.02 1985 г.; при $E > E_m$ протонный спектр имел очень близкую к экспоненциальной форму и $E'_0/E_0 \approx 2,2$, где E_0 и E'_0 — значения средней энергии протонов до и после начала бури соответственно, т. е. $E'_m/E_m < E'_0/E_0$ (при адиабатических преобразованиях спектров $E'_0/E_0 = E'_m/E_m$). Эти результаты отвечают инжекции на ГСО протонов с $E < 100$ кэВ, причем большая часть свежинжектированных частиц имеет энергию $E < 70$ кэВ. В районе ГСО во время главной фазы бурь (при $K_p > 4$) величина B_0 возрастает. Поэтому уменьшения j_i/j_H ($E/Q_i \sim 100$ кэВ), наблюдаемые в эти периоды по данным «Горизонта-21» [9, 10], отвечают спектрам многозарядных ионов, более пологим по сравнению с протонными. В районе ГСО значение $E/Q_i \sim 100$ кэВ приходится на экспоненциальный участок спектров и, следовательно, локальное увеличение магнитного поля должно приводить к возрастанию j и E_0 в фиксированном энергетическом интервале, что подтверждается приведенными в [9, 10] результатами.

Динамику спектров ионов H^+ , He^{2+} и O^+ с $E/Q_i \sim 40 \div 130$ кэВ на ГСО во время бурь можно проследить по данным «Горизонта-35» [11–12]. Согласно этим результатам, адиабатические вариации надежно отделяются от неадиабатических, причем с уменьшением энергии влияние последних быстро возрастает. Изменения j_i/j_H во время активных периодов бурь отвечают инжекции частиц в КТ, причем преимущественно протонов, о чем говорит знак вариаций j_i/j_H .

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 97-02-16870).

Литература

1. Chapman S., Ferraro V.C.A. // *Terrest. Magn. Atm. Elec.* 1932. **37**. P. 147.
2. Lee Yue C., Cahill L.J., Jr. // *J. Geophys. Res.* 1975. **80**. P. 1003.
3. Ковтюх А.С., Панасюк М.И., Сосновец Э.Н. // *Космич. исслед.* 1977. **15**. С. 559.
4. Alfvén H. *Cosmical Electrodynamics*. Oxford: Clarendon Press, 1950.
5. Ковтюх А.С. // *Космич. исслед.* 1999. **37**. С. 57.
6. Ковтюх А.С. // *Геомагнетизм и аэрономия*. 1985. **25**. С. 23.
7. Ковтюх А.С. // *Геомагнетизм и аэрономия*. 1989. **29**. С. 26.
8. Ковтюх А.С., Матвеева Э.Т., Панасюк М.И. и др. // *Космич. исслед.* 1975. **13**. С. 942.
9. Власова Н.А., Ковтюх А.С., Панасюк М.И. и др. // *Там же*. 1988. **26**. С. 746.
10. Власова Н.А., Ковтюх А.С., Панасюк М.И. и др. // *Там же*. 1988. **26**. С. 881.
11. Ковтюх А.С., Мартыненко Г.Б. // *Там же*. 1996. **34**. С. 115.
12. Ковтюх А.С. // *Там же*. 1998. **36**. С. 142.

Поступила в редакцию
30.12.98