

УДК 550.383

ЗАВИСИМОСТЬ ОБЪЕМОВ МАГНИТНЫХ СИЛОВЫХ ТРУБОК ОТ ДАВЛЕНИЯ ПЛАЗМЫ И ВОЗМУЩЕНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В АКСИАЛЬНО СИММЕТРИЧНОМ СЛУЧАЕ

© 2012 г. В. В. Вовченко¹, Е. Е. Антонова^{2, 1}

¹ Учреждение РАН Институт космических исследований, г. Москва

² Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, г. Москва

e-mails: a1246@rambler.ru, antonova@orearm.msk.ru

Поступила в редакцию 16.05.2011 г.

Проведен анализ применимости приближения магнитного поля, создаваемого полем диполя и текущими в плазме токами, для описания величины Dst вариации во время магнитных бурь и зависимости положения максимума давления от величины Dst вариации. Приведены результаты численного моделирования зависимостей объемов магнитных силовых трубок от давления плазмы. Определена зависимость возмущения поля от геоцентрического расстояния. Показано, что экспериментально полученная зависимость положения максимума давления от Dst описывается в предположении о справедливости адиабатического закона изменения давления с изменением геоцентрического расстояния. Рассчитаны величины искажения магнитного поля и величина Dst вариации при экспериментально определенном радиальном профиле давления для трех магнитных бурь с $Dst \sim 100$ нТл. Показано, что с учетом нелинейных искажений магнитного поля, осесимметричная часть кольцевого тока вносит основной вклад в величину Dst вариации.

1. ВВЕДЕНИЕ

Во внешних областях магнитосферы Земли давление магнитосферной плазмы даже в магнитоспокойные периоды сравнимо с давлением магнитного поля, что приводит к искажениям формы магнитных силовых линий. На первых этапах исследований в качестве основного источника возмущений магнитного поля во время магнитных бурь рассматривался радиальный профиль давления плазмы (см. Akasofu [1962] и ссылки в работе Вовченко и Антонова [2010]). Позже возникло представление о доминирующей роли токов хвоста в искажении магнитного поля на высоких широтах. Результаты исследований распределения плазмы в высокоширотной магнитосфере (см. Кирпичев и Антонова [2011] и ссылки в данной работе) показали, что усредненное давление плазмы монотонно нарастает с уменьшением геоцентрического расстояния. При этом формируется близкая к азимутально-симметричной кольцевая плазменная структура на геоцентрических расстояниях $<10R_E$. Вблизи экваториальной плоскости на геоцентрических расстояниях $>7R_E$ магнитное поле в дневные часы намного превышает магнитное поле в ночные часы. Соответственно при почти азимутально-симметричном распределении давления плотность тока вблизи плоскости экватора в ночные часы в несколько раз превышает плотность тока в дневные часы. Поэтому токи в ночные часы на геоцентрических

расстояниях $>7R_E$ считались токами хвоста. Однако, было хорошо известно, что области минимальных значений магнитного поля на дневных магнитных силовых линиях локализованы на высоких широтах вне экваториальной плоскости. В работах [Antonova et al., 2009a, b] было показано, что интегральный поперечный ток вблизи полудня близок к интегральному поперечному току вблизи полуночи на тех же геоцентрических расстояниях. В результате поперечные токи в ночные часы должны замыкаться внутри магнитосферы, формируя высокоширотное продолжение кольцевого тока, названного в работе [Antonova and Ganushkina, 2000] разрезным кольцевым током (cut ring current – CRC).

Хвостовой ток в ряде моделей рассматривался в виде пластины, внутренний край которой мог сдвигаться на сравнительно небольшие геоцентрические расстояния во время магнитных бурь. Такое предположение приводило к ряду проблем. Так, например, в работе [Антонова, 2001] было показано, что при данном предположении должен возникать дисбаланс давлений на магнитопаузе. Сдвиг тока хвоста на малые геоцентрические расстояния должен был бы приводить к размыканию дрейфовых траекторий энергичных частиц. При этом возникают трудности с объяснением адиабатических вариаций во время магнитной бури (падение потоков энергичных частиц с последующим восстановлением до прежнего уровня

после бури). Трудно было также понять, каким образом происходит симметризация асимметричного кольцевого тока, который регистрировался в ночные часы на тех же геоцентрических расстояниях, на которых постулировалось существование хвостового тока. Учет существования высокоширотного продолжения кольцевого тока снимает указанные проблемы. С введением CRC удается восстановить представления о развитии асимметричного кольцевого тока как части динамики кольцевого тока. При этом возрастает интерес к решению задачи искажения магнитного поля диполя осесимметричным распределением давления горячей магнитосферной плазмы, так как такие искажения можно рассматривать в качестве первого приближения при анализе формирования *Dst* вариации.

Важным параметром, определяющим устойчивость плазмы в ловушке и величины текущих в ней токов, является объем магнитной силовой трубки. Данная величина в магнитосфере Земли обычно рассчитывается по моделям магнитного поля типа моделей Цыганенко (см., например, Stepanova et al., [2006]), которые фитированы по параметрам межпланетного магнитного поля, солнечного ветра и геомагнитным индексам. При этом не удается отследить искажение объема магнитной силовой трубки при изменениях давления плазмы. Развитые подходы для описания магнитостатически равновесных конфигураций (см. [Zaharia, 2008] и ссылки в данной работе) позволили достаточно точно описать самосогласованную картину распределения давления плазмы и магнитного поля для хвостовых конфигураций. Однако не проводился анализ изменений объемов магнитных силовых трубок на сравнительно небольших геоцентрических расстояниях. Первым шагом такого описания является анализ аксиально-симметричной конфигурации.

В работе [Вовченко и Антонова, 2010] было показано, что азимутально-симметричная компонента давления обеспечивает основной вклад в *Dst* вариацию во время гигантской магнитной бури февраля 1986 с минимальным *Dst* равным -307 нТл. Однако большие поперечные токи и увеличение давления плазмы во время больших магнитных бурь развиваются на сравнительно малых геоцентрических расстояниях, где велико магнитное поле диполя. Поэтому вклад нелинейных эффектов невелик и сравнительно хорошо работает соотношение Десслера–Паркера–Скопке. Для магнитных бурь с меньшими значениями $|Dst|$ эффект нелинейности должен сказываться сильнее.

Целью данной работы является анализ искажений магнитного поля заданным осесимметричным распределением давления плазмы. Для выяснения роли кольцевого тока, с учетом существования его высокоширотного продолжения, в

формировании *Dst* вариации для магнитных бурь с $|Dst| \sim 100$ нТл, необходимо провести расчеты искажения поля при экспериментально измеренных профилях давления.

2. ОБЪЕМЫ МАГНИТНЫХ СИЛОВЫХ ТРУБОК ПРИ ЗАДАННОМ РАДИАЛЬНОМ РАСПРЕДЕЛЕНИИ ДАВЛЕНИЯ ПЛАЗМЫ

Решение задачи о возмущении магнитного поля заданным распределением давления требует определения объемов магнитных силовых трубок. Объем магнитной силовой трубки с единичным потоком на уровне ионосферы, определяется соотношением

$$V = \int dl/B, \quad (1)$$

где dl – элемент длины магнитной силовой линии, B – магнитное поле и интегрирование проводится между сопряженными полусферами. Объем магнитной силовой трубки является одним из важнейших параметров, определяющих стабильность и перенос плазмы в магнитной ловушке [Кадомцев, 1963]. Продольные токи в магнитосфере Земли в условиях магнитостатического равновесия и изотропии давления определяются градиентами давления и объема магнитных силовых трубок (см. обзор [Антонова и Тверской, 1996]).

В дипольной ловушке радиальная зависимость объема магнитной силовой трубки определяется соотношением $V = V_0 L^4$, $V_0 = 32R_E/35B_E$, $L = R/R_E$, R – расстояние от центра ловушки до вершины магнитной силовой линии, R_E – радиус Земли, B_E – магнитное поле на экваторе при $R = R_E$, равное в случае магнитосферы Земли $3 \cdot 10^4$ нТл. Зависимость $W \sim L^4$ справедлива, только если давление плазмы в ловушке много меньше давления магнитного поля. Данное условие, как известно, нарушается во внутренних областях магнитосферы во время магнитной бури. При этом расчет объемов магнитных силовых трубок требует определения конфигурации возмущенного магнитного поля.

В работе [Вовченко и Антонова, 2010] описана методика расчета аксиально-симметричного магнитного поля при заданном распределении давления плазмы. При этом решается уравнение

$$\left\{ \frac{1}{r \cos \theta} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial r^2} + \frac{1}{r^3} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{1}{\cos \theta} \frac{\partial \Phi}{\partial \theta} \right) \right\} = -4\pi r \cos \theta \frac{\partial p}{\partial \Phi}, \quad (2)$$

где $\Phi = r \cos \theta A_\varphi$, A_φ – азимутальная компонента вектор-потенциала магнитного поля ($\mathbf{B} = \text{rot} \mathbf{A}$) в сферической системе координат (r, θ, φ) , $p = p(r)$ – давление плазмы. Исходное магнитное поле не искаженное текущими в плазме токами считается

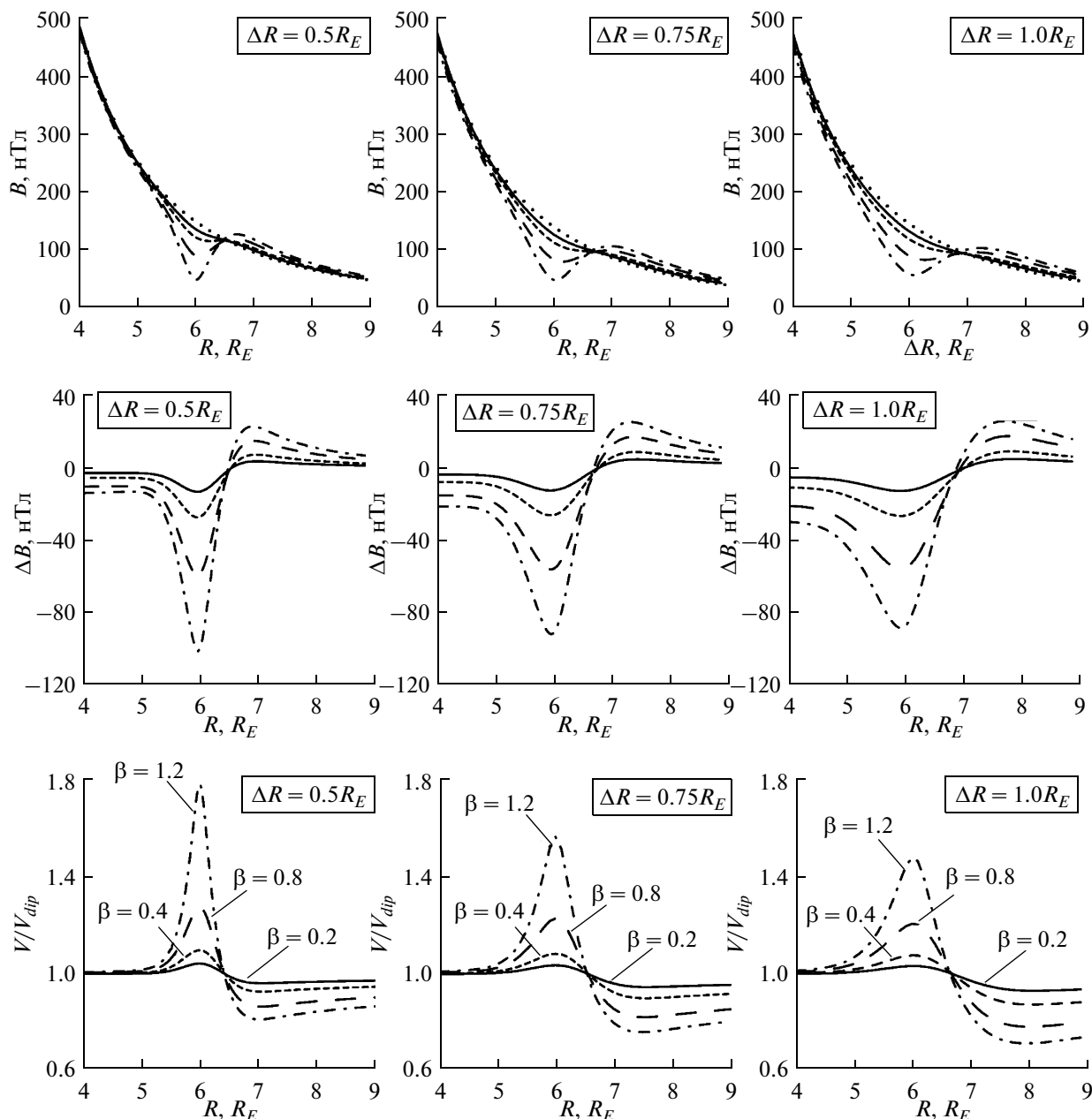


Рис. 1. Профиль B_z компоненты магнитного поля в плоскости экватора (первая горизонтальная строка), величина искажения магнитного поля в плоскости экватора (вторая горизонтальная строка) и объем магнитной силовой трубки V , отнормированный на объем дипольной магнитной силовой трубки (третья строка), при искажении поля диполя кольцом плазмы с $\Delta R = 0.75R_E$, $0.5R_E$ и $1R_E$.

полем диполя. Используется метод последовательных итераций [Годунов и Рябенская, 1977].

На рисунке 1 показан пример расчета измененный распределения B_z компоненты магнитного поля Земли в плоскости экватора и объемов магнитных силовых трубок азимутально-симметричным кольцом давления при давлении плазмы, задаваемом соотношением

$$p = p_{\max} \exp\left[-(R - R_{\max})^2 / \Delta R^2\right], \quad (3)$$

где R_{\max} – расстояние от центра Земли до положения максимума давления в плоскости экватора, p_{\max} – максимальная величина давления, ΔR – полуширина распределения. Рассмотрены случаи, когда центр кольца находился на геоцентрическом расстоянии в $6R_E$, ΔR изменялось от 0.5 до $1R_E$ и плазменный параметр $\beta = 2\mu_0 p / B^2$ (где μ_0 – магнитная проницаемость вакуума, B – магнитное поле) изменялся от 0.2 до 1.2 . Сплошные линии соответствуют $\beta = 0.2$, маленькие штриховые ли-

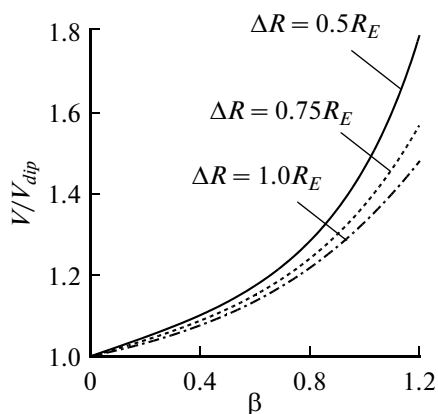


Рис. 2. Зависимость максимального возмущения объема магнитной силовой трубки по отношению к объему дипольной магнитной силовой трубки от величины плазменного параметра в области максимального давления.

нии $\beta = 0.4$, длинные штриховые линии $\beta = 0.8$, штриховая линия с точками $\beta = 1.2$. Большие точки в верхней части рисунка соответствуют дипольному полю. Три вертикальные колонки соответствуют $\Delta R = 0.5R_E$, $\Delta R = 0.75R_E$ и $\Delta R = 1R_E$.

На рисунке 2 показаны зависимости возмущения объема магнитной силовой трубки в области максимального давления от величины плазменного параметра при различных толщинах плазменного кольца. При малых β зависимость становится линейной и имеет место приближенное соотношение $V/V_{dip} \approx 1 + 0.2\beta$. Анализ рис. 1, 2 показывает, что возникновение плазменного кольца с конечным давлением плазмы может приводить к существенным искажениям объемов магнитных силовых трубок. При этом максимальное искажение имеет место в центре кольца. На больших геоцентрических расстояниях рост V_z компоненты по сравнению с полем диполя приводит к уменьшению объема трубки. Анализ рис. 1 и 2 показывает также, что при типичных для магнитной бури значениях возмущения давления, возмущения объемов магнитных силовых трубок довольно велики, т.е. эффект искажения объемов магнитных силовых трубок давлением плазмы необходимо учитывать при анализе процессов переноса плазмы и формирования Dst вариации.

Искажение магнитного поля диполя приводит к сдвигам проекции области максимального возмущения к экватору. На рисунке 3 приведен пример расчета проекции кольца давления, даваемого соотношением (3) с $\beta = 1.2$ и $\Delta R = 1.0R_E$, по силовым линиям искаженного давлением поля на ионосферные высоты (штриховая линия). Сплошной кривой показана проекция рассматриваемого кольца давления в дипольном поле.

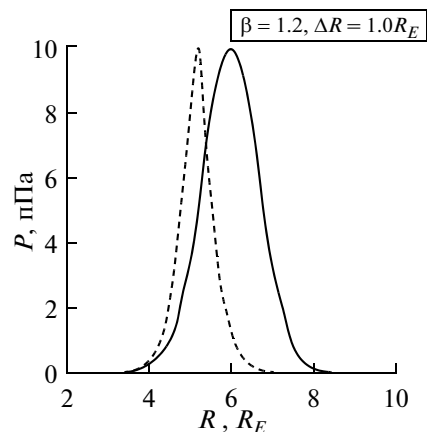


Рис. 3. Пример расчета проекции кольца давления с $\beta = 1.2$ и $\Delta R = 1.0R_E$ на ионосферные высоты (штриховая линия). Сплошная кривая — проекция в дипольном поле.

Сдвиг по L максимума давления составляет в данном случае $0.79L$. Существование такого сдвига необходимо учитывать при анализе измерений на малых высотах.

3. ЗАВИСИМОСТЬ ВЕЛИЧИНЫ Dst ОТ ПОЛОЖЕНИЯ МАКСИМУМА ДАВЛЕНИЯ

Во время магнитной бури резко нарастает давление плазмы во внутренних областях магнитосферы и развивается кольцевой ток. Соотношение Десслера–Паркера–Скопке дает зависимость величины осесимметричного возмущения магнитного поля Земли от полной энергии частиц в дипольной ловушке вне зависимости от радиального профиля давления. В работе [Тверской, 1997] получена зависимость величины Dst вариации от радиального расстояния, на котором локализован максимум давления плазмы в осесимметричном случае при малых искажениях поля диполя текущими в плазме токами. Предполагалось, что в процессе переноса плазмы с периферии ловушки во внутренние области сохраняется число частиц в трубке и средняя энергия пропорциональна L^3 . При этом в дипольном магнитном поле зависимость давления от объема трубки дается соотношением $p(W) \sim W^{-7/4}$, а зависимость от L соотношением $p(L) \sim L^{-7}$. При адиабатическом сжатии трубки с показателем адиабаты $\gamma = 5/3$ имеет место практически такая же зависимость $p(L) \sim L^{-20/3}$ [Кадомцев, 1963]. Полученная в работе [Тверской, 1997] зависимость величины Dst вариации от положения максимума давления L_m при адиабатическом переносе имеет вид

$$Dst = \text{const} L_m^{-4}. \quad (4)$$

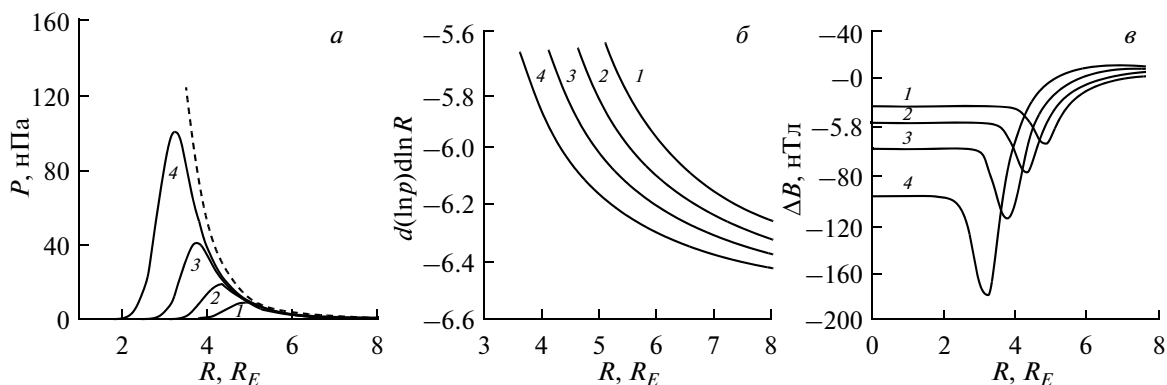


Рис. 4. Результаты моделирования при различных R^* . (а) – радиальная зависимость вычисленного распределения давления, (б) – зависимость $(d(\ln p)/d(\ln R))$ от радиального расстояния, (в) – радиальная зависимость возмущения магнитного поля.

Соотношение (4) справедливо не только при переносе плазмы малого давления с периферии ловушки, но и при формировании критического (по крутизне) профиля давления в дипольной ловушке [Антонова, 2006] за счет подъема и ускорения ионов из ионосферы.

В работе [Ковтюх, 2010] на основе анализа положения максимума в профиле давления для периодов концов главных фаз 12 магнитных бурь с амплитудами Dst от -61 до -422 нТл была получена более слабая по сравнению с (4) зависимость с показателями степени от 3.6 до 3.2. Значение показателя степени изменялось в зависимости от оценки надежности определения положения максимума давления. В работе использованы преимущественно данные наблюдений сравнительно медленно движущихся высокоапогейных спутников, что могло приводить к ошибкам в локализации максимума давления. Кроме того, зависимость (4) соответствует дипольной ловушке и справедлива только для бурь с большими $|Dst|_{\max}$, при которых максимум давления локализован на малых L_m , где текущие в плазме токи не приводят к большим искажениям поля диполя. Для слабых и умеренных бурь можно ожидать возникновение больших отклонений. В последнем случае, как это можно видеть из раздела 2 данной работы, объем магнитной силовой трубки сильно возрастает по сравнению с объемом дипольной магнитной силовой трубки.

Для проверки предположения об отклонении от зависимости (4) за счет искажения магнитного поля диполя текущими в плазме токами решалась задача о возмущении магнитного поля осесимметричным распределением плазмы. Предполагалось, что в плоскости экватора с приближением к Земле давление изменяется адиабатически при $R \geq R^*$ по закону

$$p = p_0 F(R) V_0^\gamma / V^\gamma, \quad (5)$$

где R – геоцентрическое расстояние, измеренное в радиусах Земли R_E , $\gamma = 5/3$, $p_0 = 0.5$ нПа – давление при $R = 8$ и $F(R) = 1$ при $R \geq R^*$ и $F(R) = \exp(-((R - R^*)/0.5)^2)$ при $R < R^*$. При $R \geq R^*$ в поле диполя зависимость (5) имеет вид $p = p_0 (R/8)^{-20/3}$, что соответствует безразличному конвективному равновесию. Функция $F(R)$ описывает резкое падение давления плазмы на внутренней кромке кольцевого тока. Предположение о величине $p_0 = 0.5$ нПа соответствует результатам работ [Lui and Hamilton, 1992], [Кирпичев и Антонова, 2011] и хорошо стыкуется с результатами наблюдений на геостационарной орбите [Riazantseva et al., 2000].

На рисунке 4 показаны результаты расчетов при $R^* = 5, 4.5, 4$ и 3.5 (помечено цифрами 1–4 соответственно). На рисунке 4а штриховая линия показывает радиальную зависимость давления, вычисленную по формуле (5) при дипольном поле, сплошные кривые, помеченные цифрами – радиальные профили давления, определенные в соответствии со значениями R^* . Из рисунка 4а следует, что при учете искажения магнитного поля диполя текущими в плазме токами радиальная зависимость давления при адиабатическом переносе существенно отличается от зависимости, при адиабатическом переносе в неискаженном поле. На рисунке 4б показана зависимость отношения $(d(\ln p)/d(\ln R))$, демонстрирующая отклонение от степенного закона зависимости давления от радиального расстояния при учете нелинейного искажения магнитного поля. Из рисунка следует, что при учете нелинейного искажения поля диполя имеет место сильное отклонение от закона $p = \text{const} L^{-20/3}$ и это отклонение уменьшается с приближением максимума давления к Земле, т.е. с увеличением мощности бури. На рисунке 4в показана радиальная зависимость возмущения магнитного поля, полученного в ходе моделирования. На рисунке 5 полученная зависимость Dst от

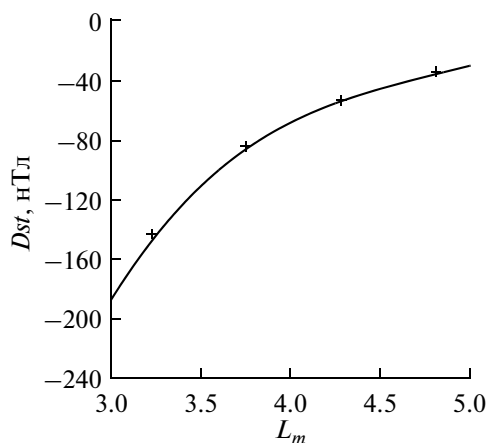


Рис. 5. Сравнение модельных значений D_{st} (кресты) с аппроксимацией экспериментальных данных (сплошная кривая) по формуле (1e) в работе [Ковтюх, 2010].

положения максимума давления (точки) сравнивается с экспериментальной аппроксимацией (1e) из работы [Ковтюх, 2010]. Обращает на себя внимание почти полное совпадение результатов расчетов и аппроксимации экспериментальных данных. Такое совпадение, с одной стороны, подчеркивает необходимость учета нелинейных искажений поля диполя текущими в плазме токами, а с другой, подтверждает применимость адиабатического приближения при анализе транспорта плазмы во время магнитных бурь.

4. РАСЧЕТЫ ВОЗМУЩЕНИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ПРИ ЗАДАННОМ ПРОФИЛЕ ДАВЛЕНИЯ И ИХ СРАВНЕНИЕ С НАБЛЮДАЕМОЙ D_{st} ВАРИАЦИЕЙ ДЛЯ УМЕРЕННЫХ МАГНИТНЫХ БУРЬ

Основные проблемы при определении вклада симметричной по долготе компоненты кольцевого тока в D_{st} вариацию, если известен измеряемый на спутнике профиль давления, связаны со сравнительно малой скоростью движения такого спутника. Реальный профиль давления может быть получен только, когда время пересечения спутником кольцевого тока меньше характерного времени изменения профиля давления. Такая ситуация характерна для гигантских магнитных бурь типа бури февраля 1986 г., для которой в работе [Вовченко и Антонова, 2010] было показано, что при учете нелинейного искажения магнитного поля диполя доминирующий вклад в D_{st} дает кольцевой ток. Суббуревые инъекции приводят к локальным азимутально-асимметричным изменениям давления плазмы. Данную особенность необходимо учитывать при анализе измеряемых профилей давления. Наблюдаемая на главной фазе бури асимметрия кольцевого тока также затрудняет оценку вклада азимутально-симметрич-

ной части давления в формирование D_{st} вариации. При этом асимметричная часть давления сконцентрирована, в основном, в ночные и вечерние часы. Поэтому надежные оценки могут быть получены на главной фазе бури только по результатам измерений в дневные и утренние часы. Однако при измерениях профиля давления в дневные часы может возникнуть трудность, связанная со сжатием магнитных силовых линий. Как уже упоминалось во введении, минимальные значения магнитного поля на дневных магнитных силовых линиях при $L > 7$ сдвинуты на высокие широты, т.е. экваториальный спутник определяет профиль давления не в области минимальных магнитных полей. При этом получение значений $\beta < 1$ в плоскости экватора не означает, что это соотношение справедливо в областях минимального магнитного поля и может происходить существенная модификация объемов магнитных силовых трубок. Небольшая анизотропия давления и изменение объемов магнитных силовых трубок могут приводить к существенной модификации результатов вычислений полной энергии частиц в ловушке при использовании данных экваториальных измерений и дипольной модели магнитного поля. Данные эффекты позволяют объяснить результаты работы [Greenspan and Hamilton, 2000], в которой была найдена хорошая корреляция D_{st} с полной энергией частиц в ловушке в ночные часы и отсутствие корреляции в дневные часы. Основной вклад в коэффициент корреляции в работе [Greenspan and Hamilton, 2000] вносили магнитные бури с $|D_{st}| \sim 50$ нТл. Поэтому при исследовании вклада магнитостатически равновесных поперечных токов в D_{st} по измерениям вблизи экваториальной плоскости можно рассматривать магнитные бури с $|D_{st}| \sim 100$ нТл, в которых максимумы давления локализованы там (на $L < 7$), где эффект сжатия дневных силовых линий не вносит существенных искажений.

К сожалению, радиальные профили давления вблизи экваториальной плоскости были получены в небольшом числе экспериментов, проводившихся в 70-х–80-х годах. При этом часто отсутствовали данные по солнечному ветру, что затрудняет оценку возможного положительного вклада в D_{st} токов на магнитопаузе. Кроме того, не всегда удавалось измерять потоки частиц в диапазоне от энергий \sim кэВ до сотен кэВ. Тем не менее, были получены профили давления, удовлетворяющие указанным выше условиям. Сравнение аксиально-симметричной компоненты возмущения магнитного поля такими профилями давления может помочь решить задачу о вкладе различных крупномасштабных магнитосферных токовых систем в D_{st} вариацию.

Ниже приведены результаты вычислений величины вклада в D_{st} вариацию магнитного поля токов, создаваемых экспериментально измерен-

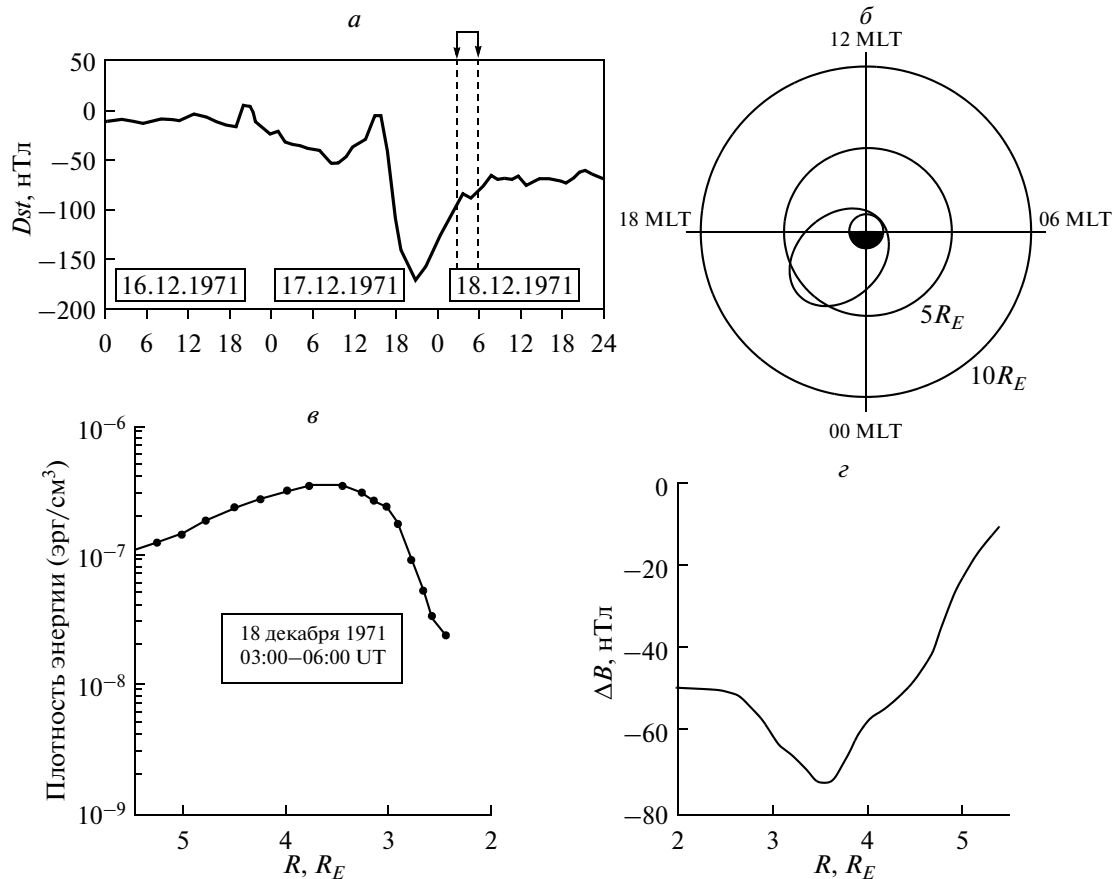


Рис. 6. Магнитная буря 16–18 декабря 1971 г. (а) – величина Dst вариации, (б) – орбита спутника Explorer 45, (в) – радиальный профиль плотности энергии протонов, измеренный вдоль нисходящего витка орбиты спутника Explorer 45 на фазе восстановления магнитной бури, (г) – результаты расчетов изменения магнитного поля в экваториальной плоскости.

ными профилями давления для трех магнитных бурь: 16–18 декабря 1971 г., 4–7 сентября 1984 г. и 30 ноября 1988 г. Будет показано, что с учетом нелинейных эффектов градиентные и диамагнитные токи, связанные с существованием радиального градиента давления, вносят основной вклад в Dst .

Магнитная буря 16–18 декабря 1971 г.

В работе [Smith and Hoffman, 1973] приведены радиальные профили плотности энергии (давления), полученные по измерениям на спутнике Explorer 45 на геоцентрических расстояниях от 2.5 до 5.5 R_E вблизи экваториальной плоскости. Измерялись потоки протонов с энергиями 0.8 до 3800 кэВ. Необходимо отметить, что измерялся не весь радиальный профиль давления, так как апогей спутника составлял только 5.5 R_E . На рисунке 6а показана Dst вариация. Минимальное значение Dst составляло -171 нТл. На рисунке 6б показана орбита спутника, апогей которой для рассматриваемого события находился в вечернем секторе. Так как измерения проводились в вечернем секторе,

для анализа была выбрана нисходящая часть витка 102 во время фазы восстановления бури, когда кольцевой ток был близок к азимутально-симметричному. На рисунке 6а этот интервал выделен стрелками. На рисунке 6в показана плотность энергии. На рисунке 6г приведено возмущение магнитного поля, рассчитанное в соответствии с соотношением (2) по профилю давления ионов, показанному на рисунке 6в. Уменьшение магнитного поля у Земли составляет -50 нТл. При введении коэффициента $3/2$ за счет индукционных токов в Земле в соответствии с результатами работы [Jorgensen et al., 2004] вклад в Dst составляет -75 нТл. При введении коэффициента 1.3 в соответствии с работой [Su and Kongradi, 1975] составляет -65 нТл. Полученное модельное Dst в пределах точности его определения по наземным данным (не превышающей 10 нТл) хорошо соответствует измеренным Dst .

Магнитная буря 4–7 сентября 1984 г.

Магнитная буря 4–7 сентября 1984 г. относится к одному из наиболее исследованных событий,

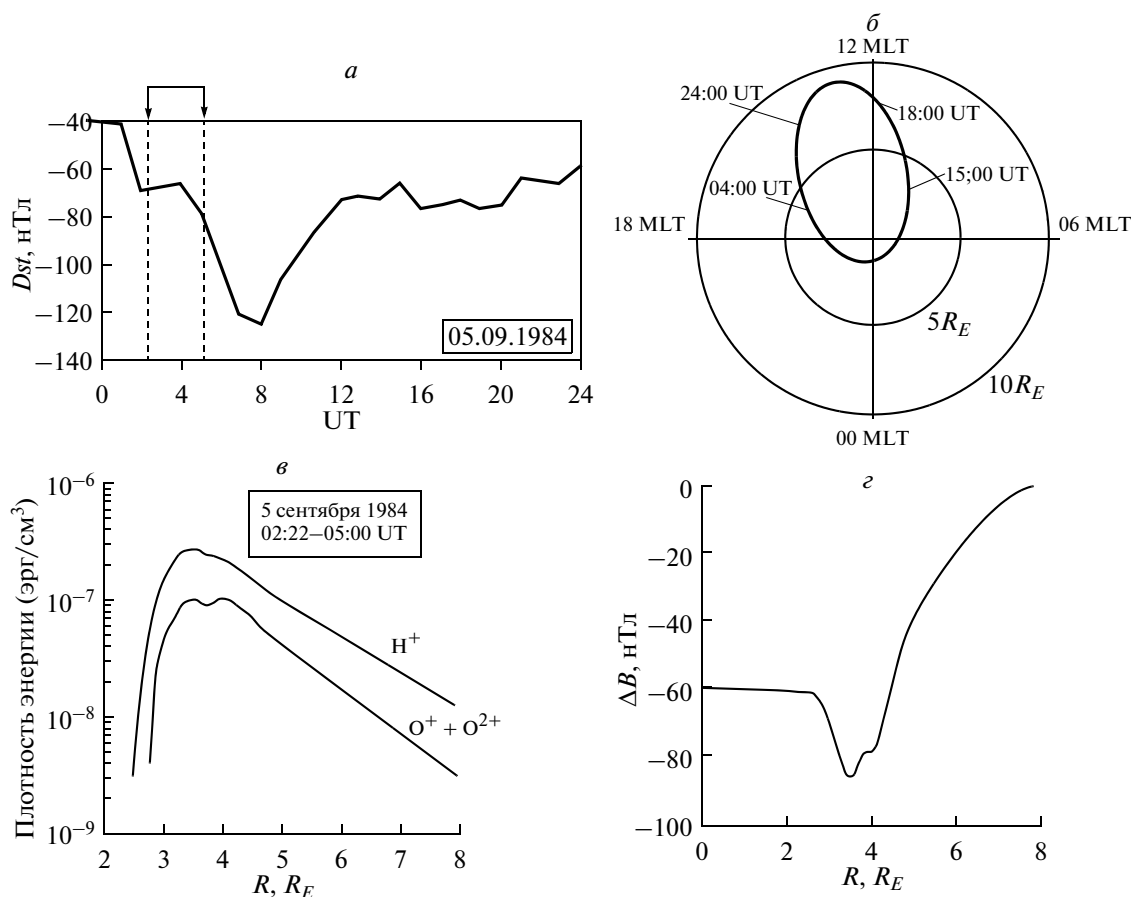


Рис. 7. То же, что на рис. 6 для магнитной бури 5 сентября 1984 г.

для которых на спутнике AMPTE/CSE был получен горизонтальный профиль давления в экваториальной плоскости [Williams and Sugiura, 1985; Krimigis et al., 1985]. Минимальная величина Dst вариации составляла -125 нТл. На рисунке 7а показано изменение Dst 5 сентября 1984 г., на рисунке 7б — орбита спутника, а на рисунке 7в — измеренный профиль давления ионов H^+ и $O^+ + O^{2+}$ в интервале времени от 02.22–05.00 UT (где UT измеряется в часах и минутах). Данный временной интервал приходится на главную фазу бури. При этом Dst изменялось от -68 до -100 нТл. Радиальный профиль давления был получен в дневные часы. Поэтому данный профиль также как и в случае магнитной бури февраля 1986 г., проанализированной в работе [Вовченко и Антонова, 2010], соответствует азимутально симметричной компоненте распределения давления. На рисунке 7г показано возмущение магнитного поля, рассчитанное в соответствии с соотношением (2) по суммарному профилю давления ионов, показанных на рисунке 7в. Уменьшение магнитного поля у Земли составляет 60 нТл, что дает с учетом коэффициента $3/2$, связанного с индукционными токами в Земле, величину $Dst = -90$ нТл. Коэф-

фициенту 1.3 отвечает $Dst = -78$ нТл. Таким образом, вычисленное значение Dst хорошо соответствует Dst , полученному по данным наземных измерений.

Магнитная буря 30 ноября 1988 г.

Радиальный профиль давления, измеренный на спутнике AMPTE/CSE 30 ноября 1988 г. между 09.49 и 12.42 UT приведен в статье [Greenspan and Hamilton, 2000]. На рисунке 8 показаны величина Dst вариации (а), орбита спутника (б), измеренная плотность энергии (в) и рассчитанное возмущение магнитного поля (г). Минимальное значение Dst составляло -111 нТл. Апогей спутника для рассматриваемого события находился в утреннем секторе. За время измерений Dst вариация изменялась от -14 до -80 нТл. Точки на рисунке 8в — результаты измерений, сплошная кривая — результат сглаживания. Измерения проводились во время главной фазы бури. При этом локальные всплески плотности энергии были связаны с азимутально-асимметричными инжекциями во время суббури. Проведение измерений, в основном, в утренние часы могло рассматри-

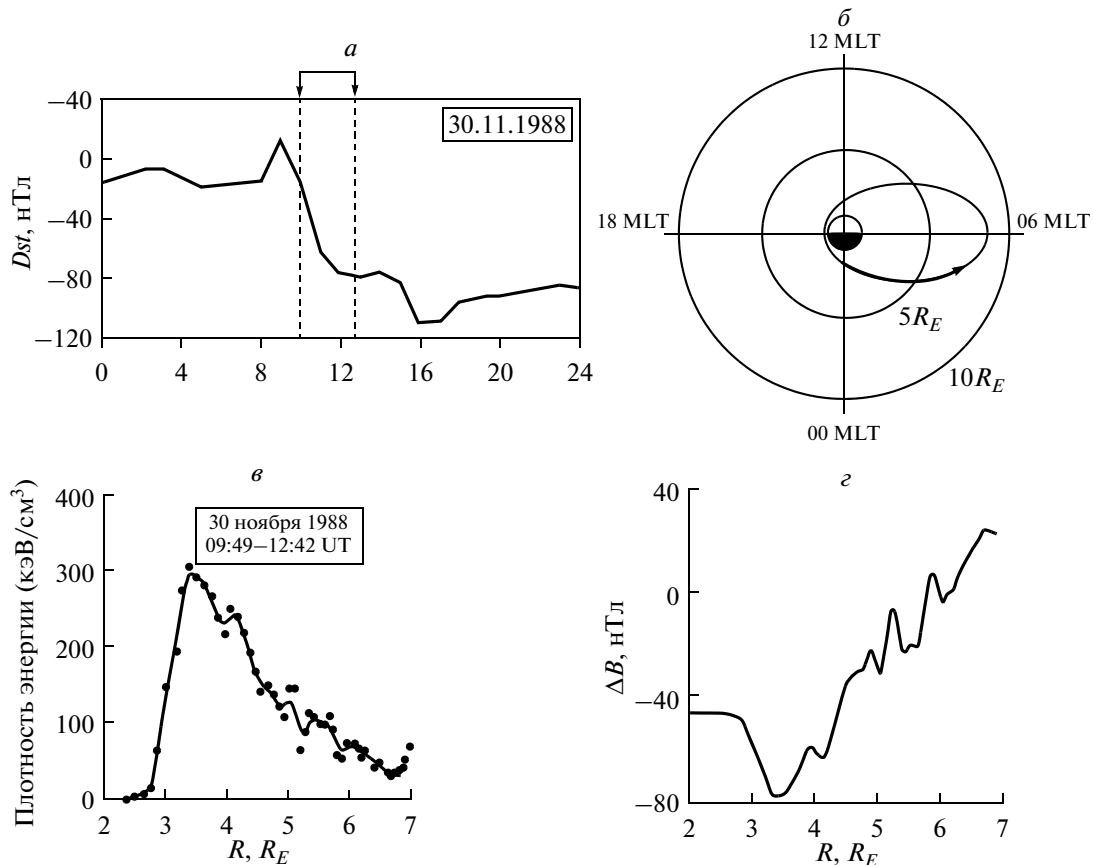


Рис. 8. То же, что на рис. 6 и 7 для магнитной бури 30 ноября 1988 г.

ваться как результат наблюдений азимутально-симметричной компоненты кольцевого тока, так как асимметричная часть кольцевого тока сосредоточена, в основном, до полуночи в вечерние часы. Рассчитанное изменение магнитного поля в центре кольца составило -44.55 нТл, что при введении коэффициента $3/2$ за счет индукционных токов в Земле дает вклад в Dst равный -66.8 нТл, а при введении коэффициента 1.3 — 57.9 нТл. Таким образом, с учетом изменения профиля давления за время измерений, полученные значения хорошо соответствуют величине Dst .

5. ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Проведенное рассмотрение позволяет прийти к следующим выводам:

- Полученные решения задачи нелинейного искажения поля диполя текущими в плазме аксиально-симметричными магнитостатически равновесными токами позволяют анализировать изменение объема магнитной силовой трубки.

- Результаты сравнения расчетов профиля давления, образующегося при адиабатическом переносе плазмы с учетом искажения поля диполя те-

кущими в плазме токами, продемонстрировали практически полное совпадение с экспериментальной кривой, полученной в работе [Ковтюх, 2010], что говорит о возможности использования приближения адиабатического сжатия частиц в магнитных силовых трубках в процессе сравнительно быстрого переноса частиц во время магнитных бурь.

- Показано, что для проанализированных магнитных бурь, кольцевой ток, с учетом нелинейного искажения поля диполя текущими в плазме токами, вносит доминирующий вклад в формирование Dst .

Необходимо отметить, что полученные оценки полезны при решении задач конвекции плазмы в магнитосферной ловушке при заданных граничных условиях. В дипольной ловушке такому переносу соответствует измерение давления $p = p_0(L_0/L)^{20/3} \approx p_0(L_0/L)^7$ (где p_0 и L_0 значение давления и геоцентрическое расстояние на границе ловушки). С учетом искажения поля диполя текущими в плазме токами эта зависимость становится более пологой.

Во время магнитных бурь происходит значительное нарастание давления плазмы во внутрен-

них областях магнитосферы и формируется мощный кольцевой ток. Классическое соотношение Десслера—Паркера—Скопке связывает величину *Dst* вариации с полной энергией частиц в дипольной ловушке в азимутально-симметричном случае. При этом не учитывалась конечность размеров ловушки и существование конечного давления на ее границе. При анализе магнитной бури февраля 1986 г. в работе [Hamilton et al., 1988] не были учтены индукционные токи в Земле при вычислении *Dst* вариации. Кроме того, в работе [Yuemogi and Rao, 1996] было зафиксировано падение модуля *Dst* при суббуревых инжекциях. В результате появилось много работ, в которых подвергся сомнению доминирующий вклад кольцевого тока в формировании *Dst*. Неточность, допущенная в работе [Hamilton et al., 1988], была исправлена в работе [Feldstein, 1992] (см., также, результаты [Вовченко, Антонова, 1988]). Введение в рассмотрение возможности возникновения восточного кольцевого тока [Антонова, 2001, 2006; Liemohn, 2003] в результате формирования направленного от Земли градиента давления плазмы дало возможность объяснить эффект [Yuemogi and Rao, 1996]. Полученные выше результаты также демонстрируют доминирующий вклад кольцевого тока, включая его высокоширотное продолжение CRC, в формирование *Dst*. Таким образом, удается отказаться от гипотезы о значительном вкладе хвостового тока в формировании *Dst*.

При учете искажения поля диполя текущими в плазме азимутально-симметричными токами возникает поправка, требующая проведение вычислений методом итераций. Еще в работе [Verko et al., 1975] было показано, что данный метод позволяет практически полностью описать магнитный эффект кольцевого тока на фазе восстановления магнитной бури 17 июня 1972 г. Приведенные выше вычисления на фазе восстановления магнитной бури 16–18 декабря 1971 г. подтверждают такую возможность. Однако результаты нелинейного моделирования в используемой сравнительно простой модели позволяют получить значение *Dst* близкое к экспериментально наблюдаемому **не только** на фазе восстановления магнитной бури. В работе [Вовченко, Антонова, 2010] было продемонстрировано хорошее согласие результатов моделирования с величиной *Dst* для гигантской магнитной бури февраля 1986 г. и во время главной фазы бури, когда, как известно, кольцевой ток сильно асимметричен. Выше приводятся результаты вычислений, демонстрирующих хорошее соответствие модели на главных фазах магнитных бурь 4–7 сентября 1984 г. и 30 ноября 1988 г. Во всех трех случаях радиальный профиль давления измерялся в дневные или утренние часы, т.е. анализировалась азимутально-симметричная компонента давления частиц

кольцевого тока. Последний результат может привести к изменениям традиционных представлений о формировании кольцевого тока. Обычно считается, что основной вклад в изменение давления во время магнитной бури вносит радиальный перенос, сопровождаемый ускорением частиц, крупномасштабным полем утро—вечер и локальные суббуревые инжекции. Формируется асимметричный кольцевой ток, который становится симметричным только на фазе восстановления бури. Если измеряемый в утренние и дневные часы радиальный профиль давления с учетом нелинейных искажений поля диполя позволяет получить наблюдаемое значение *Dst*, это означает, что во время главной фазы бури формируется достаточно мощная азимутально симметричная компонента кольцевого тока. Формирование данной компоненты трудно понять, рассматривая только перенос плазмы крупномасштабным электрическим полем и инжекции вблизи полуночи.

В настоящей работе удалось показать, что азимутально-симметричная компонента радиального градиента давления ионов обеспечивает доминирующий вклад в *Dst*. При этом вклад азимутально-асимметричных источников магнитного поля видимо невелик, но такая оценка требует более аккуратного анализа. Для этого требуется использование моделей магнитного поля, не постулирующих существование жестко определенных магнитосферных токовых систем, таких как последний вариант модели TS07D (см. [Sitnov et al., 2010]), и подробная информация об изменениях параметров солнечного ветра. Последнее особенно важно для выделения типа возмущения солнечного ветра в соответствии с классификацией Ермолаев и др. [2010], вызвавшего данную конкретную бурю. Такое исследование может быть проведено в будущих работах.

Возникшую проблему формирования мощной азимутально-симметричной компоненты кольцевого тока на главной фазе бури, видимо, удастся решить, учитывая существование высокоширотной компоненты кольцевого тока — CRC, на область которого, видимо, проецируется значительная часть аврорального овала. Хорошо известно, что во время магнитной бури авроральный овал расширяется и уходит на низкие широты. При этом на низких широтах на всех долготах наблюдаются быстро движущиеся яркие дискретные формы полярных сияний, что свидетельствует о существовании на широтах овала интенсивных сильно флуктуирующих электрических полей. Амплитуды таких полей внутри аврорального овала намного превышают амплитуду поля утро—вечер. Роль таких полей в переносе и ускорении ионов пока не исследована. Однако понятно, что формирование азимутально-симметричной компоненты кольцевого тока может быть связана с такими стохастическими полями.

В заключении отметим, что проведенное исследование помогает разобраться с токовыми конфигурациями во время магнитной бури.

Работа поддержана грантами РФФИ № 10-05-91001а, 10-05-00247а.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Антонова Е.Е., Тверской Б.А. О природе электрических полей во внутренней магнитосфере Земли // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 36. № 2. С. 1–18. 1996.
- Антонова Е.Е. Радиальные градиенты давления в магнитосфере Земли и величина *Dst*-вариации // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 41. № 2. С. 148–156. 2001.
- Вовченко В.В., Антонова Е.Е.. Нелинейное возмущение дипольного поля осесимметричным распределением плазмы // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 50. № 6. С. 768–777. 2010.
- Годунов С.К., Рябенкий В.С. Разностные схемы. М.: Наука, 1977.
- Ермолаев Ю.И., Лодкина И.Г., Николаева Н.С., Ермолаев М.Ю. Статистическое исследование влияния межпланетных условий на геомагнитные бури // Космич. исслед. Т. 48. № 6. С. 499–515. 2010.
- Кадомцев Б.Б. Гидромагнитная устойчивость плазмы // Вопросы теории плазмы, ред. М.А. Леонтович. Вып. 2. С. 132–176. 1963.
- Ковтюх А.С. Радиальный профиль давления бурового кольцевого тока как функция *Dst* // Космич. исслед. Т. 48. № 3. С. 218–238. 2010.
- Кирпичев И.П., Антонова Е.Е. Распределение давления плазмы в экваториальной плоскости магнитосферы Земли на геоцентрических расстояниях от 6 до $10R_E$ по данным международного проекта THEMIS // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 51. № 4. С. 456–461. 2011.
- Тверской Б.А. Механизм формирования структуры кольцевого тока магнитных бурь // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 37. № 5. С. 29–34. 1997.
- Akasofu S.-I. On a self-consistent calculation of the ring current field // J. Geophys. Res. V. 67. P. 3617–3618. 1962.
- Antonova E.E., Ganushkina N.Yu. Inner magnetospheric currents and their role in the magnetosphere dynamics // Phys. Chem. Earth (C). V. 25. P. 23–26. 2000.
- Antonova E.E. Stability of the magnetospheric plasma pressure distribution and magnetospheric storms // Adv. Space Res. V. 38. P. 1626–1630. 2006.
- Antonova E.E., Kirpichev I.P., Stepanova M.V., Orlova K.G., Ovchinnikov I.L. Topology of the high latitude magnetosphere during large magnetic storms and the main mechanisms of relativistic electron acceleration // Adv. Space Res. V. 43. P. 628–633. 2009a.
- Antonova E.E., Kirpichev I.P., Ovchinnikov, I.L., Orlova K.G., Stepanova M.V. High latitude magnetospheric topology and magnetospheric substorm // Ann. Geophys. V. 27. № 10. P. 4069–4073. 2009b.
- Berko F.W., Cahill J., T. Fritz T.A. Protons as the prime contributors to storm time ring current // J. Geophys. Res. V. 80. № 25. P. 3549–3552. 1975.
- Feldstein Ya.I. Modelling of the magnetic field of magnetospheric ring current as a function of interplanetary medium parameters // Space Sci. Rev. V. 59. № 1/2. P. 83–166. 1992.
- Greenspan M.E., Hamilton D.C. A test of the Dessler–Parker–Sckopke relation during magnetic storms // J. Geophys. Res. V. 105. № 3. P. 5419–5430. 2000.
- Hamilton D.C., Gloeckler G., Ipavich F.M., Stüdemann W., Wilken B., Kremser G. Ring current development during the great geomagnetic storm of February 1986 // J. Geophys. Res. V. 93. № A12. P. 14343–14355. 1988.
- Iyemori T., Rao D.K.K. Decay of the *Dst* field of geomagnetic disturbance after substorm onset and its implications to storm-substorm relation // Ann. Geophys. V. 14. P. 608–618. 1996.
- Jorgensen A.M., Spence H.E., Hughes W.J., Singer H.J. A statistical study of the global structure of the ring current // J. Geophys. Res. V. 109. A12204. doi:10.1029/2003JA010090. 2004.
- Krimigis S.M., Gloeckler G., McEntire R.W., Potemra T.A., Scarf F.L., Shelley E.G. Magnetic storm of September 4, 1984: A synthesis of ring current spectra and energy densities measured with AMPTE/CCE // Geophys. Res. Lett. V. 12. № 5. P. 329–332. 1985.
- Liemohn M.W. Yet another caveat to using Dessler–Parker–Sckopke relation // J. Geophys. Res. V. 108. № A6. 1251. doi:10.1029/2003JA009839. 2003.
- Lui A.T.Y., Hamilton D.C. Radial profile of quiet time magnetospheric parameters // J. Geophys. Res. V. 97. № A12. P. 19325–19332. 1992.
- Riazantseva M.O., Sosnovets E.N., Teltsov M.V., Vlasova N.A. Hot plasma pressure variations on the geostationary orbit on the base of Gorizont satellite data // Phys. Chem. Earth (C). V. 25. № 1–2. P. 55–58. 2000.
- Sitnov M.I., Tsyganenko N.A., Ukhorskiy A.Y., Anderson B.J., Korth H., Lui A.T.Y., Brandt P.C. Empirical modeling of a CIR-driven magnetic storm // J. Geophys. Res. V. 115. A07231. doi:10.1029/2009JA015169. 2010.
- Smith P.H., Hoffman R.A. Ring current particle distributions during the magnetic storms of December 16–18, 1971 // J. Geophys. Res. V. 78(22). P. 4731–4737. 1973.
- Stepanova M., Antonova E.E., Bosqued J.-M. Study of plasma pressure distribution in the inner magnetosphere using low-altitude satellites and its importance for the large-scale magnetospheric dynamics // Adv. Space Res. V. 38. P. 1631–1636. 2006.
- Su S.-Y., Konradi A. Magnetic field depression at the Earth's surface calculated from the relationship between the size of the magnetosphere and the *Dst* values // J. Geophys. Res. V. 80. P. 195–199. 1975.
- Williams D.J., Sugiura M. The AMPTE charge composition explorer and 4–7 September 1984 geomagnetic storm // Geophys. Res. Lett. V. 12. № 5. P. 305–308. 1985.
- Zaharia S. Improved Euler potential method for three-dimensional magnetospheric equilibrium // J. Geophys. Res. V. 113. A08221. doi:10.1029/2008JA013325. 2008.