



Originally published as:

Mishin, V., Förster, M., Saifudinova, T. I., Bazarzhapov, A. D., Karavaev, Yu. A., Sapronova, L. A., Solovyev, S. I. (2007): Spontaneous substorms and the ordered type of magnetospheric disturbances during the superstorm of November 20, 2003. - *Geomagnetism and Aeronomy*, 47, 4, 429-441.

УДК 550.385

СПОНТАННЫЕ СУББУРИ И УПОРЯДОЧЕННЫЙ ТИП МАГНИТОСФЕРНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ ВО ВРЕМЯ СУПЕРБУРИ 20 НОЯБРЯ 2003 г.

© 2007 г. В. М. Мишин¹, М. Ферстер², Т. И. Сайфудинова¹, А. Д. Базаржапов¹,
Ю. А. Караваев¹, Л. А. Сапронова¹, С. И. Соловьев³

¹Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск

²Max-Planck Institute of Extra-Terrestrial Physics, Garching, Germany

³Институт космофизических исследований и аэронауки им. Ю.Г. Шафера СО РАН, Якутск
e-mail: mishin@iszf.irk.ru

Поступила в редакцию 27.02.2006 г.

После доработки 30.05.2006 г.

После доработки 29.08.2006 г.

На основе данных ACE/WIND и техники инверсии магнитограмм ТИМ2 исследован интервал 00.00–14.00 UT супер-бури 20.11.2003 г. Вычислены распределения в ионосфере электрического потенциала и токов, плотности продольных токов, Джоулева тепла. Получены оценки переменной длины хвоста магнитосферы, переменных мощностей, поступающих в магнитосферу, ионосферу и кольцевой ток. Описаны избранные интервалы супер-бури, в которых удалось идентифицировать режимы возмущения, создаваемые взаимодействием переменного динамического давления солнечного ветра и эффектов ММП. Среди выделенных режимов – спонтанные суббури, два типа управляемых откликов на изменения ММП или динамического давления солнечного ветра P_d , нулевые события при одновременных скачках ММП и P_d , и ранее неизвестный режим насыщения ионосферного электрического поля при перераспределении поступающей в магнитосферу энергии между ионосферой и кольцевым током.

PACS: 94.30 Lr

1. ВВЕДЕНИЕ

В магнитосферных возмущениях типа суббури активная фаза развивается спонтанно, без наблюдаемой связи с изменениями параметров солнечного ветра. В возмущениях управляемого типа уровень активности изменяется коррелированно с изменениями названных граничных условий. Эти два вида возмущений известны, например, [Rostoker et al., 1987; Gonzalez et al., 1994], но в литературе обсуждаются альтернативные модели, как первого, так и второго типов. В модели [Baker et al., 1996] основной процесс суббури – образование крупномасштабного разрыва тока и нейтральной линии (NENL) в среднем хвосте. В модели CD [Lui, 2001], основной процесс суббури – множественные разрывы тока малого масштаба в ближнем хвосте без пересоединения открытого магнитного потока и образования NENL. В моделях [Russell and McPherron, 1973; Mishin et al., 2001; Cheng et al., 2002] рассматриваются два типа “атак суббури” (substorm onsets), создаваемые, соответственно, процессами типа CD и NENL.

Различные подходы предлагаются и в теории управляемых возмущений. Согласно Lyons et al. (2005) активная фаза суббури создается неустойчивостью в плазменном слое, которая возникает

при резком ослаблении ранее наблюдаемого сильного электрического поля (E) в солнечном ветре и плазменном слое. Если, однако, ослабление E компенсируется уменьшением магнитного поля (B_e) в плазменном слое, отношение E/B_e сохраняется. Тогда, согласно [Lyons et al., 2005] имеет место “Нулевое Событие”, т.е. ожидаемого резкого отклика на одновременные, даже сильные, изменения E и B_e нет, и возмущение остается управляемым. В другой модели, при южном ММП развивается либо суббуря, либо управляемое возмущение типа *SMC*, соответственно, при наличии или отсутствии “кризиса давления” в плазменном слое на $-x \sim (10-40)R_E$. Кризис создается вытяжением хвоста магнитосферы, когда нарушается баланс между конвекцией магнитосферной плазмы от Солнца и возвратной конвекцией в плазменном слое. Дисбаланс означает накопление потока при увеличенной или растущей длине (L) хвоста магнитосферы [Sergeev et al., 2001].

Задача настоящей статьи – сравнительное описание энергетики суббури и управляемого возмущения на основе количественных оценок входных и выходных параметров энергетики магнитосферы и ионосферы по данным избранных интерва-

лов супер-бури 20.11.2003 г., (00.00–14.00) UT. Среди входных параметров – мощность ϵ' (поток Пойнтинга – поток электромагнитной энергии из солнечного ветра в магнитосферу) и разность потенциалов на границе полярной шапки U_{pc} . Набор выходных параметров (индикаторов отклика магнитосферы) включает полную мощность возмущения в магнитосфере (Q) и мощности, потребляемые в ионосфере (Q_i) и кольцевом токе (Q_{DR}), а также полукачественную оценку параметра L .

В работе использовались данные наземных магнитометров на геомагнитных широтах $\Phi > 40^\circ$, обработанные с помощью техники инверсии магнитограмм ТИМ2, и измерения параметров солнечного ветра на спутниках ACE и WIND [см. п. 2.1].

2. ИЗМЕРЕННЫЕ И ВЫЧИСЛЕННЫЕ ПАРАМЕТРЫ. ТЕХНИКА ИНВЕРСИИ МАГНИТОГРАММ ТИМ2

2.1. В статье используются:

(1) Параметры солнечного ветра (СВ), полученные на космических аппаратах ACE и WIND и вычисленные на основе этих данных значения динамического давления солнечного ветра $P_d = nm_p V^2 \times 10^6$ (нПа), потока Пойнтинга $\epsilon_A = 10^{-7} V_{sw} B^2 \sin^4(\theta/2) L_0^2$ (единицы СИ). Здесь $m_p = 1.67 \times 10^{-27}$ кг, V_{sw} – скорость СВ, $B = (B_y^2 + B_z^2)^{1/2}$, $\theta = \arctg(B_y/B_z)$, B_y и B_z – компоненты ММП, и $L_0 = 7R_E$ [Akasofu, 1981]. Отметим, что все переменные в ϵ_A – параметры СВ, единственная характеристика магнитосферы – постоянная L_0 ;

(2) Dst , $SYM-H$, и $ASY-H$ – индексы, полученные из Мирового Центра Данных WDC-C2, Kyoto;

(3) AE -индексы, рассчитанные авторами по Н-магнитограммам 5 9 в высокоширотных станциях;

(4) Магнитограммы 1 15 в высокоширотных наземных станций и, основанные на них, выходные данные ТИМ2, перечисляемые ниже;

(5) Переменный открытый магнитный поток Ψ_1 , пронизывающий площадь “новой” полярной шапки (ПШ), созданную недавним пересоединением на магнитопаузе. Предполагается, что существует также “старая” полярная шапка, наблюдаемая при спокойных условиях перед началом возмущения и пронизываемая открытым потоком Ψ_2 . Полный открытый магнитный поток есть Ψ , так что $\Psi_1 = \Psi - \Psi_2$, $\Psi = \langle B \rangle S_{\text{мш}}$, $\langle B \rangle$ – среднее значение магнитного поля в ионосфере ПШ, $S_{\text{мш}}$ – переменная полная площадь ПШ. Аналогично, $\Psi_2 = \langle B \rangle S_0$, где S_0 – постоянная площадь старой ПШ. Здесь, как и всюду ниже, площадь ПШ определяется по данным ТИМ2 к ак высокоширотная граница зоны 1 И иджимы и Потемры распределения в ионосфере плотности продольных токов (ПТ);

(6) Поток Пойнтинга из СВ в магнитосферу $\epsilon' = \Psi_1^2 V_{sw} / \mu_0 S$, где $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ Гн/м, S – площадь сечения хвоста, пронизываемая потоком Ψ_1 . В отличие от ϵ_A , параметр ϵ' вычисляется на основе переменной магнитосферной характеристики Ψ_1 ;

(7) Полукачественная характеристика длины хвоста, $L = L_0(\epsilon'/\epsilon_A)^{1/2}$, $L_0 = 120R_E$;

(8) Полная мощность бури, $Q = k'\epsilon'$, и мощности, потребляемые в ионосфере (Q_i) и DR -токе (Q_{DR});

(9) Разность потенциалов на границе ПШ, U_{pc} ;

(10) 2D карты пространственного распределения в полярной ионосфере электрического потенциала U , плотности ПТ, эквивалентных и реальных ионосферных токов;

(11) Интенсивности авроральных электроструй, J_W и J_E , их суммы J_{W+E} и трансполярного тока J_{tr} , (полный эквивалентный ток через ПШ).

Перечисленные выходные данные ТИМ2 вычисляются с шагом 1–5 мин. Они надежны только на геомагнитных широтах $\Phi \geq 60^\circ$, так что результаты, относящиеся к $\Phi < 60^\circ$, рассматриваться не будут, также как данные о ПТ на широтах ниже границы зоны 2 Ииджимы и Потемры. В настоящей работе использованы данные ACE, WIND, и данные 115 наземных магнитных станций северного полушария на геомагнитных широтах $\Phi > 40^\circ$. Параметры СВ, измеренные на ACE, были транслированы к дневной магнитопаузе с задержкой $\Delta t^* = (\Delta t - 6)$ (в минутах), где $\Delta t = (x - 10R_E)/V_{sw}$, и x – геоцентрическое расстояние ACE вдоль оси x . Дополнительная задержка – 6 мин введена эмпирически, с учетом выводов [Weimer et al., 2002], для того чтобы согласовать наблюдаемый скачок AE -индекса в 08.02 UT со скачком динамического давления солнечного ветра. Краткое описание ТИМ2 дается ниже.

2.2. ТИМ2 – один из существующих вариантов техники инверсии магнитограмм [Mishin et al., 1979; Mishin, 1990]. Другие варианты были созданы в работах [Levitin et al., 1982; Kamide and Baumjohann, 1993]. ТИМ2, в отличие от названных аналогов, содержит дополнительные алгоритмы вычисления параметров Ψ_1 , Ψ_2 , ϵ' , L , и Q , Q_i , Q_{DR} .

Входами в ТИМ2 служат данные наземных магнитометров и двумерная пространственная модель электропроводности полярной ионосферы [Mishin, 1990]. Эта техника основана на двух уравнениях, следующих из закона Ома: $\text{curl}(\Sigma \nabla U) = \Delta J$ и $\text{div}(\Sigma \nabla U) = j_z$, где $J(\theta, t)$ – токовая функция, вычисляемая по данным наземных магнитометров, $\Sigma(\theta, t)$ – тензор электропроводности (функция сферических координат $\theta = 90^\circ - \Phi$, $t = \text{MLT}$), j_z – плотность ПТ, и curl , div , ∇ , Δ – известные двумерные операторы. Решения уравнений представляются в виде карт распределения в ионосфере потенциала U , плотности ПТ, и других данных, упомя-

нутых выше. Вычисления выполняются на основе модели неоднородного распределения ионосферной проводимости, но для качественного анализа распределения плотности ПТ используется также однородная модель $2\Sigma_p = \Sigma_H = 7$ См. Принимая $\Sigma(\theta, t) = \text{const}$, получаем $U = J/\Sigma_H$ и $j_z = (\Sigma_p/\Sigma_H)\Delta J$, где индексы H и P обозначают проводимости Холла и Педерсена, соответственно, ΔJ – Лапласиан токовой функции $J(\theta, t)$. Эта функция и электрический потенциал $U(\theta, t)$, аппроксимируются рядами полиномов Лежандра $P_n^m(\cos\theta)$, коэффициенты которых умножаются на $(2n+1)/(n+1)$. С другой стороны, коэффициенты аналогичного ряда, аппроксимирующего Лапласиан ΔJ , имеют множители $n(2n+1)$, квадратичные по n , что ведет к росту вклада (в Лапласиан по сравнению с функциями (∇U) и $J(\theta, t)$) высоких пространственных гармоник и сильно увеличивает погрешности вычисления коэффициентов, особенно, при использовании неоднородной модели электропроводности. Опыт показал, что замена однородной модели проводимости на более реалистичную неоднородную модель не изменяет пространственное распределение плотности ПТ качественно, но заметно усложняет это распределение, создавая дополнительные помехи для определения границ зон Ииджимы и Потемры. Поэтому для определения указанных границ используется однородная, а в других задачах – неоднородная модель ионосферной электропроводности.

2.3. Мировая сеть наземных магнитометров редка и неоднородна. В этой связи, были разработаны методы выбора оптимального спектра полиномов Лежандра, аппроксимирующих функции $J(\theta, t)$ и $U(\theta, t)$. По данным действующей сети магнитометров было найдено, что в большинстве случаев оптимальный спектр может быть отобран особым методом автоматической фильтрации гармоник $P_n^m(\cos\theta)$ из их полной последовательности от $n=0$ до $n=26$, и $m=0$ до $m=6$, хотя в отдельных случаях требовалось расширить пределы до $n=40-45$ [Mishin, 1990].

Из-за применения усеченных рядов аппроксимирующих функций пространственное распределение выходных параметров ТИМ2 сглаживается. Как показал опыт (см. детали в обзоре [Mishin, 1990]), эффект сглаживания сравнительно мал на картах распределения электрического потенциала U . Однако, этот эффект способен исказить даже основные искомые детали распределения плотности ПТ, так как в распределении ПТ вклад высоких пространственных гармоник преобладает. Основное искажение создается расширением областей максимума ПТ, т.е. зон Ииджимы и Потемры. Численные эксперименты показали, что при спектре $n \leq 10$ зона 1 растягивается по широте так, что площадь ПШ (т.е. зона 0) исчезает. До-

полнительно, границы ПШ, полученные на основе ТИМ2 с исходными спектрами от $n=26$ до $n=50$, были сопоставлены с границами аврорального овала на снимках со спутников, которые использовались как эталон. Сравнение выполнено по данным отдельных возмущений средней интенсивности ($AE < 1500$ нТл). Сделан вывод, что искажающий эффект указанного типа уменьшается до $< 10\%$ при $n=50$ [Mishin 1990; Mishin et al., 2005]. Однако при $n > 26$ усиливаются искажения другой природы, так что обычно используется исходный спектр аппроксимирующих сферических гармоник с $n=26$.

В целом, вычисленная на основе ТИМ2 площадь ПШ занижается в λ раз. В ранних работах было найдено $\lambda = 2.0$ при $AE \leq 1500$ нТл и спектре $n=26$. На основе этих данных при использовании ТИМ2 эффективный радиус границы п.ш. на картах Лапласиана ΔJ умножается на $\sqrt{2}$. Один из примеров, иллюстрирующих точность описанного метода ТИМ2, приведен на рис.1. Дополнительные примеры читатель может найти, например, в статье [Mishin et al., 2001]. Отметим, что возможная зависимость λ от уровня возмущенности, мирового времени UT, сезона и других факторов пока не изучена.

2.4. Уравнения для оценки потока Пойнтинга из СВ в магнитосферу получили, например, [Siscoe and Cummings, 1969; Gonzalez and Mozer, 1974; Lee and Roederer, 1982]. Подобно этим авторам, мы использовали определение $\epsilon' = \int \epsilon_B ds$, где ϵ_B – поток магнитной энергии через открытые доли хвоста. Обозначим S – площадь поперечного сечения двух долей хвоста, пронизанная полным магнитным потоком Ψ_1 , и $V = V_{sw}/2$ – средняя скорость переноса этого магнитного потока в долях хвоста в анти-солнечном направлении. Тогда из определения $\epsilon' = \int \epsilon_B ds$ следует уравнение $\epsilon' = \Psi_1^2 V_{sw}/\mu_0 S$ [например, Mishin et al., 2000]. Калибровочная постоянная $S = \langle S \rangle = 6 \times 10^{16} \text{ м}^2$ получена, приравнявая среднее для 12 суббурь значение ϵ' по данным ТИМ2 [Mishin et al., 2001] аналогичному среднему, вычисленному по данным GEOTAIL для 348 суббурь [Miyashita et al., 2001].

2.5. Для приближенной оценки “длины хвоста” L используем уравнения

$$d\Psi_1/dt = M - R \quad (1)$$

$$R(t) = M(t - \Delta t) \quad (2)$$

$$\Delta t = L/V_{sw} \quad (3)$$

$$M = \Psi_1 V_{sw}/L \quad (4)$$

$$\epsilon' = \Psi_1^2 V_{sw}/\mu_0 S \quad (5)$$

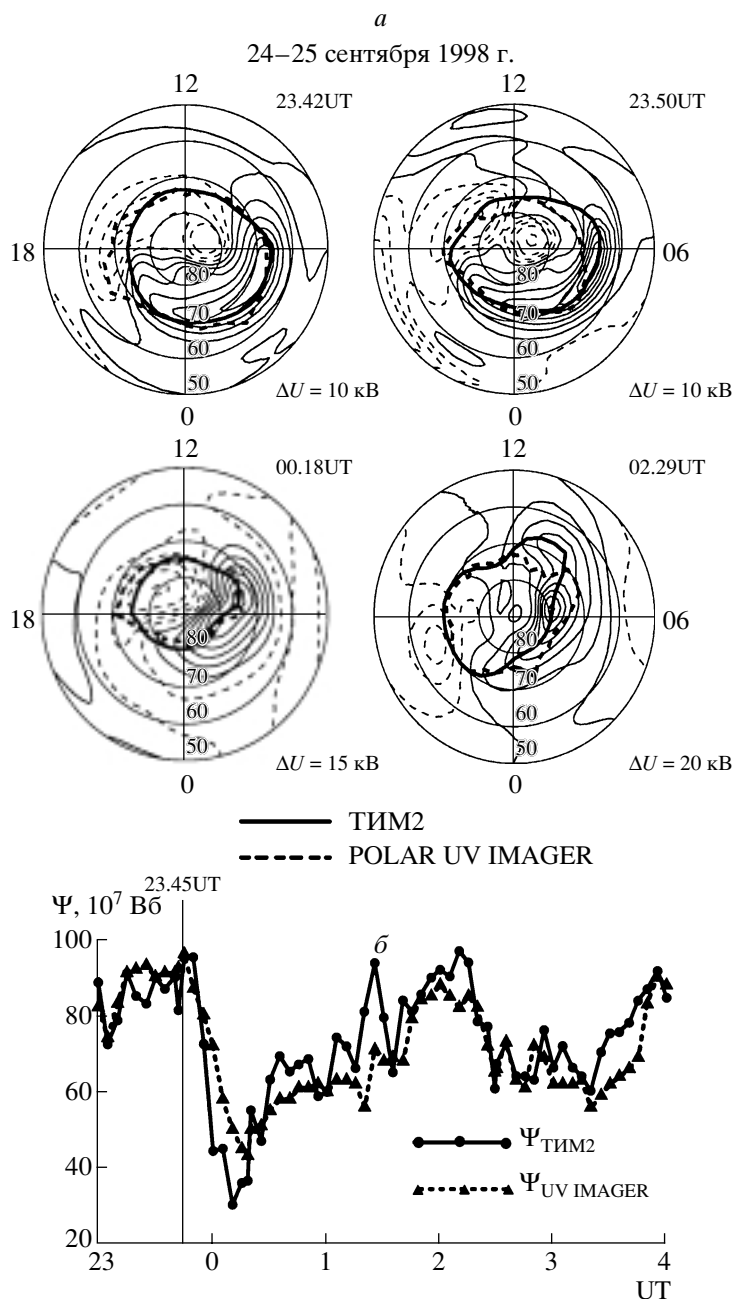


Рис. 1. Интервал (23.00–04.00) UT супер-бури 24–25 сентября 1998 года. (а) Изолинии ионосферного потенциала, рассчитанные методом ТИМ2: тонкие сплошные (штриховые) линии отмечают положительные (отрицательные) значения потенциала. Толстой сплошной (штриховой) линией отмечена граница полярной шапки по данным ТИМ2 (POLAR). Координаты: геомагнитная широта – MLT. ΔU – шаг между изолиниями; (б) Момент резкого увеличения давления солнечного ветра отмечен вертикальной линией. Сплошная линия – вариации открытого магнитного потока Ψ , рассчитанные с помощью ТИМ2. Штриховая линия – тот же магнитный поток в полярной шапке Ψ , определенный по UV имиджам POLAR [Clauer et al., 2001]).

$$\varepsilon' = M^2 L^2 / V_{sw} \mu_0 S$$

$$\varepsilon_A = (\mu_0 / 4\pi) V_{sw} B^2 \sin^4(\theta/2) L_0^2$$

$$M = ((\mu_0 / 4\pi) \varepsilon_A V_{sw})^{1/2}.$$

- (6) В уравнении (1) M и R – скорости пересоединения на дневной магнитопаузе (точка N_1) и в дальнем хвосте (точка N_2). В уравнении (3) Δt – время, которое затрачивает открытая силовая линия на путь между точками N_1 и N_2 , L – расстояние между этими точками [Dungey, 1961]. Уравнение (2)

предполагает, что последняя открытая силовая линия, рожденная в момент $t-\Delta t$, пересоединяется в момент t , пройдя путь L [Mishin et al., 2000]. (4) есть решение уравнения (1) с учетом (2) и (3), при $M = \text{const}$. Уравнение (6) следует из (5). Уравнения (8) следует из (7), и оба уравнения соответствуют модели [Akasofu, 1981].

Мы предполагаем, что уравнения (5) и (7) оба приближенно справедливы при среднем уровне активности, для которого они были получены с указанными средними значениями S и L_0 . При таком предположении, приравнивая значения M^2 в (4) и (8), заменяя при этом в (8) ϵ_A на ϵ' согласно (6), и обозначая для названных средних условий $L = L_0$, получим $(L_0)^2 = 4\pi S$. При $S = 6 \times 10^{16} \text{ м}^2$ имеем $L_0 = 136R_E$, что достаточно близко к значению $120R_E$ по результатам измерений [Slavin et al., 1985]. В целом, имеем уравнение для приближенной оценки длины хвоста $L = L_0(\epsilon'/\epsilon_A)^{1/2}$. В этом уравнении L есть длина хвоста в указанном выше смысле, если $\Delta t = t - t_0$ не меньше времени переноса к точке N_2 открытого магнитного потока, образованного в момент t_0 сразу после поворота ММП на юг ($\Delta t > 25$ мин). При $\Delta t < 25$ мин L – длина пути силовых линий, открытых в момент t . Если пересоединение происходит не в одной, а в K точках N_i со скоростями R_i , то $L = \sum_i^k L_i R_i / M$. Изложенный подход не является самосогласованным и универсально применимым, но поддерживается примерами, в которых приближенные оценки L на основе полуэмпирической формулы $L = L_0(\epsilon'/\epsilon_A)^{1/2}$ обеспечили важные качественные выводы, таймирование и анализ данных суббурь. Один из примеров отмечен выше: было найдено, что вычисленное значение L близко к ожидаемому по измерениям [Slavin et al., 1985] при среднем уровне активности. Далее, изменения вычисленных значений L в ходе суббурь были в рамках ожидаемых, т.е. от $\sim 100R_E$ в самом начале суббури до $\sim 200\text{--}400R_E$ в конце фазы роста, например, [Mishin et al., 2000; 2001, 2005]. В тех же многочисленных примерах вычисленные значения L всегда были растущими со скоростью, близкой к V_{sw} на фазе роста исследованных событий и в ходе “атак суббури” 1-го типа, и были быстро уменьшающимися в ходе атак 2-го типа (expansion onsets). Важным дополнительным примером могут служить приводимые ниже данные, свидетельствующие, что изменчивость значений L понижается при переходе от режима суббурь к режиму управляемых возмущений, также как характерное значение L .

Приведенные результаты поддерживают изложенный приближенный метод оценки L . С другой стороны, был случай, когда скачок вычисленных значений L , близкий по времени к скачку динамического давления с СВ, явно требовал иного

подхода по сравнению с изложенным [Mishin et al., 2005].

2.6. Имея значения ϵ' , полная (потребляемая в магнитосфере и ионосфере) мощность Q оценивается на основе метода [Mishin et al., 2001]. Этот метод, модифицированный применительно к различным режимам магнитосферного возмущения, излагается ниже.

Обозначим (t_1, t_2) , (t_2, t_3) , (t_3, t_4) , и $t > t_4$, соответственно, временные интервалы четырех фаз типичной суббури: фазу роста, 1-ю активную фазу, 2-ю активную фазу, и фазу возврата. (Две активные фазы соответствуют, первая – модели CD, вторая – модели NENL.). Пусть $Q_1 \dots Q_4$ – значения мощности каждой фазы, коэффициенты $0 < k < 1$, $0 < c < 1$ – неизвестные, и выполняются уравнения:

$$Q_1 = ck\epsilon' \quad (9)$$

$$Q_2 = k\epsilon' \quad (10)$$

$$Q_3 = k_1 AE \quad (11)$$

$$Q_4 = \epsilon' \quad (12)$$

$$W_1 = \int_{t_1}^{t_2} (1 - ck)\epsilon' dt \quad (13)$$

$$W_2 = \int_{t_2}^{t_3} (1 - k)\epsilon' dt. \quad (14)$$

Здесь W_1 и W_2 – значения энергии, запасаемой в ходе интервалов (t_1, t_2) , и (t_2, t_3) , соответственно. Коэффициенты k и k_1 связаны уравнением шивки на границе двух названных интервалов:

$$k_1 = k\epsilon'(t_3)/AE(t_3). \quad (15)$$

Уравнение баланса энергии, из которого вычисляется коэффициент k , имеет вид

$$k_1 \int_{t_3}^{t_4} AEdt = (1 - ck) \int_{t_1}^{t_2} \epsilon' dt + (1 - k) \int_{t_2}^{t_3} \epsilon' dt + \int_{t_3}^{t_4} \epsilon' dt. \quad (16)$$

Значения ϵ' и AE -индексов считаются заданными, свободный параметр c выбирается по данным наблюдений. Например, если при $t = t_2$ наблюдается резкий скачок AE -индекса в m раз, то предполагается $c = m^{-1}$.

Значения Q в уравнениях (9)–(12) есть полная мощность возмущения. Мощность, выделяемая в ионосфере, есть $Q_i = Q'_i + Q_a$ – сумма Джоулева нагрева Q'_i и мощности потоков высыпающихся частиц Q_a . Здесь $Q'_i = \int \sum_p \mathbf{E} ds$, – вычисляется в рамках ТИМ2, $Q_a = 0.12AE(\text{нТ}) \times 10^9$ (Вт) – согласно [Ahn et al., 1989]. По данным [Turner et al., 2001],

в исправленном за давление с.в. индексе D_{st}^* вклады кольцевого тока, тока поперек хвоста, и индукционных токов в Земле составляют 54, 25, и 21%, соответственно. По другим оценкам, в D_{st}^* доминирует вклад тока хвоста, например, [Maltsev, 2004]. Мы использовали компромиссный вариант, полагая, что вклады в D_{st}^* кольцевого тока и других источников равны и $Q_{DR} = 0.5(Q - Q_i)$.

Изложенные выше методы используются в последующих разделах для оценок мощностей возмущения в избранных интервалах супербури 20.11.2003 г.

3. СУББУРЯ В ИНТЕРВАЛЕ (00.00–04.17) UT

Данные рисунков 2–4 позволяют выделить в рассматриваемом интервале признаки известных фаз типичной суббури.

В (00.00–03.14) UT на рис. 4б виден тренд роста площади ПШ – значения параметра Ψ увеличиваются до $\sim 6 \times 10^8$ Вб. На рис. 4е виден тренд роста длины хвоста, значение L увеличивается к концу интервала до $>250R_E$. Входная мощность ϵ_A растет и превышает порог для суббури 1×10^{11} Вт с самого начала названного интервала, но AE -индексы сохраняются на уровне ниже или вблизи 100 нТл (рис. 2). Продолжительность интервала ~ 3 ч. За это время накопленная энергия $W = \int \epsilon_A dt$ достигает уровня $\sim 6 \times 10^{14}$ Дж. Все эти данные соответствуют признакам фазы роста слабой изолированной суббури [Petrukovich et al., 2000; Alexeev et al., 2000].

Первый substorm onset (начало первой активной фазы) наблюдается на графике AE -индексов и магнитограммах рис. 3 вблизи 03.14 UT. Первая активная фаза развивается вместе с продолжающимся ростом длины хвоста L (рис. 4е), и она наблюдается на магнитограммах магнитных станций на широтах $\Phi = 68^\circ$ и $<72^\circ$. Если сравнивать эти два факта с ожидаемыми согласно сценариям CD и NENL, то они благоприятствуют скорее процессу CD мелкомасштабных разрывов тока в ближнем хвосте, чем сценарию с образованием крупномасштабной NENL, которая создает диполизацию магнитного поля хвоста и сокращение параметра L .

Второй substorm onset (начало второй активной фазы) виден на графике AE индексов и магнитограммах вблизи 03.51 UT. В отличие от первой, вторая атака суббури сопровождается резким падением L . Интенсивность второй атаки заметно выше первой, и широтный диапазон, где эта атака видна на магнитограммах, расширяется до $\Phi > 74^\circ$ (рис. 3). Эти данные предполагают увеличение

масштаба разрывов тока хвоста, расширение области разрыва от Земли и образование крупномасштабной NENL.

Моменты времени 00.00, 03.14, 03.51 и 04.17 UT соответствуют моментам t_1 , t_2 , t_3 и t_4 раздела 2.6, т.е. границам фаз суббури. На основе этих данных, данных рисунков 2–4, и метода раздела 2.6 выполнены вычисления мощности суббури. Использовалось значение $c = 0.5$ в уравнении (9) потому, что при таком выборе сохраняется подобие вариаций Q и AE в интервале (t_1, t_3) , в особенности, значения AE и Q вблизи границы $t = t_2 = 03.14$ UT оба увеличиваются скачком в ~ 2 раза. Графики Q , AE , и ϵ' приведены на рис. 5. Можно видеть также, что отношение Q/ϵ' увеличилось в ~ 4 раза в (03.51–03.57) UT, и уменьшилось до ~ 1 к концу интервала (03.57–04.17) UT. Последний есть переходный интервал от режима суббури к колебаниям AE и Q с уменьшающимся периодом и амплитудой (рис. 5). Эти колебания подобны релаксационным колебаниям, которые поддерживают вблизи равновесия систему в состоянии самоорганизованной критичности (SOC). Когда система отклоняется от равновесного (критического) состояния, релаксационные колебания возвращают ее к равновесию действием внутренних процессов, управляемых внешним источником энергии [например, Klimas et al., 2000; Antonova, 2002].

В целом, в интервале (00.00–04.17) UT имела место суббуря с признаками вытяжения хвоста и последующей быстрой и спонтанной диполизации магнитного поля хвоста. Таким образом, наблюдался цикл управляемой загрузки и спонтанной разгрузки, ожидаемый в типичной суббуре. Вычисленное среднее значение входной и выходной мощностей на загрузочной фазе удовлетворяет соотношению $\langle Q \rangle = 0.4\langle \epsilon' \rangle$. Для средних значений на 1-й и 2-й активных фазах имеют место неравенства $0.4\epsilon' < Q \leq 0.9\epsilon'$ и $Q > 3.6\epsilon'$, соответственно. В конце суббури и начале следующего режима выполнялось условие $Q \approx \epsilon'$. Отметим, что этот уровень $Q \approx \epsilon'$ – выше, чем пред-суббурный уровень. Таким образом, конец рассмотренной суббури был не изолирован, но сливался с началом следующего возмущения.

4. УПРАВЛЯЕМЫЙ РЕЖИМ И НУЛЕВОЕ СОБЫТИЕ

4.1. В отличие от рассмотренной суббури, в интервале (04.17–06.30) UT можно видеть положительную корреляцию между входными параметрами U_{pc} , ϵ' и выходными параметрами AE , Q , Q_i , L (рис. 4). Наблюдаемые вариации параметров заметно сглажены по сравнению с таковыми в интервале суббури (00.00–04.17) UT. Это касается и длины хвоста L , хотя размах изменений L велик и среднее значение длины хвоста L в этом интервале не меньше, чем в интервале предшествующей

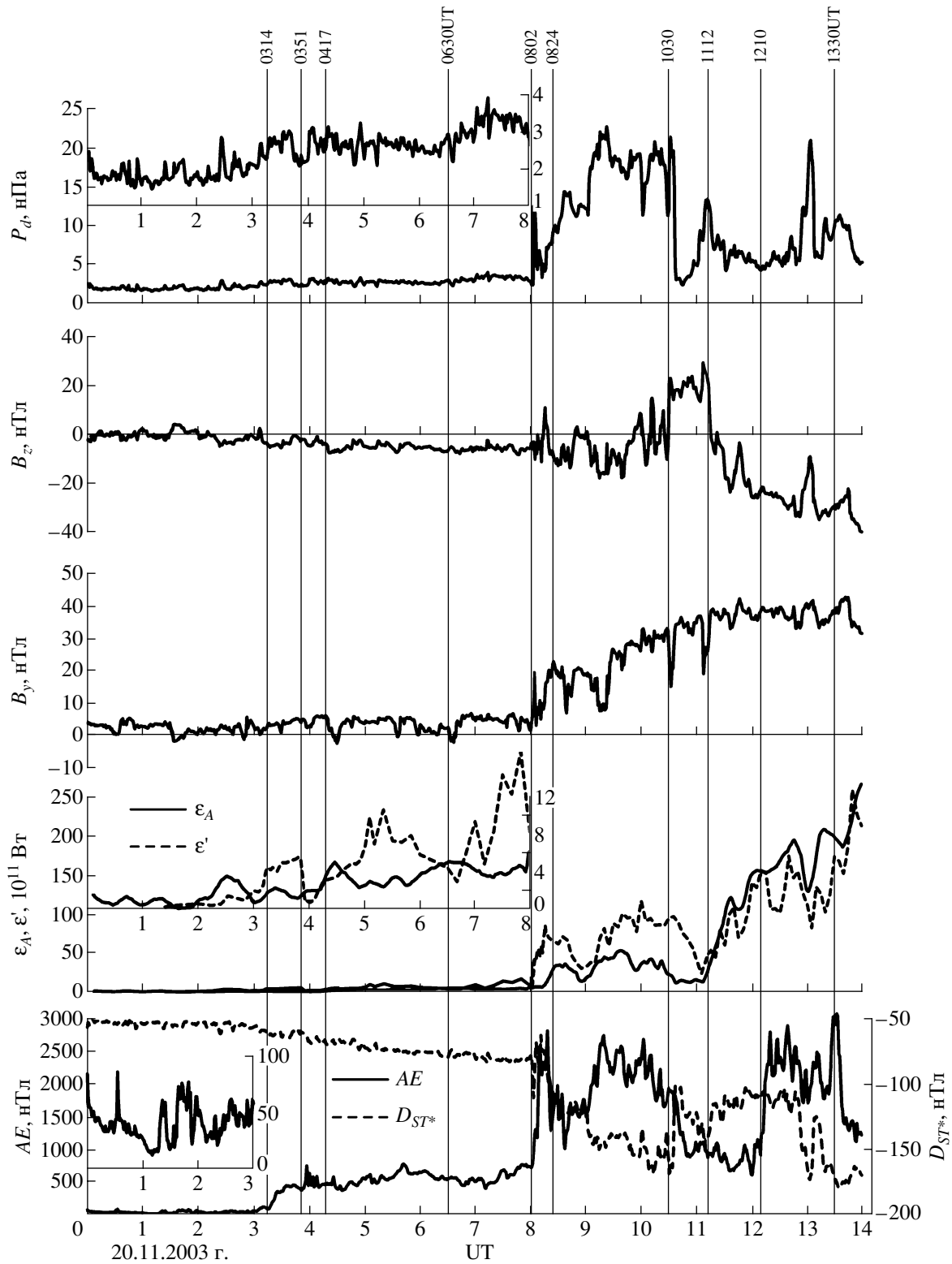


Рис. 2. Интервал (00.00–14.00) UT супер-бури 20.11.2003 г. Сверху-вниз: динамическое давление солнечного ветра P_d и компоненты B_z и B_y ММП по данным космического аппарата ACE; поток вектора Пойнтинга из солнечного ветра в магнитосферу ϵ' , и тот же поток, вычисленный по формуле Перро-Акасофу, ϵ_A ; индексы AE и D_{ST}^* (исправлено за давление солнечного ветра).

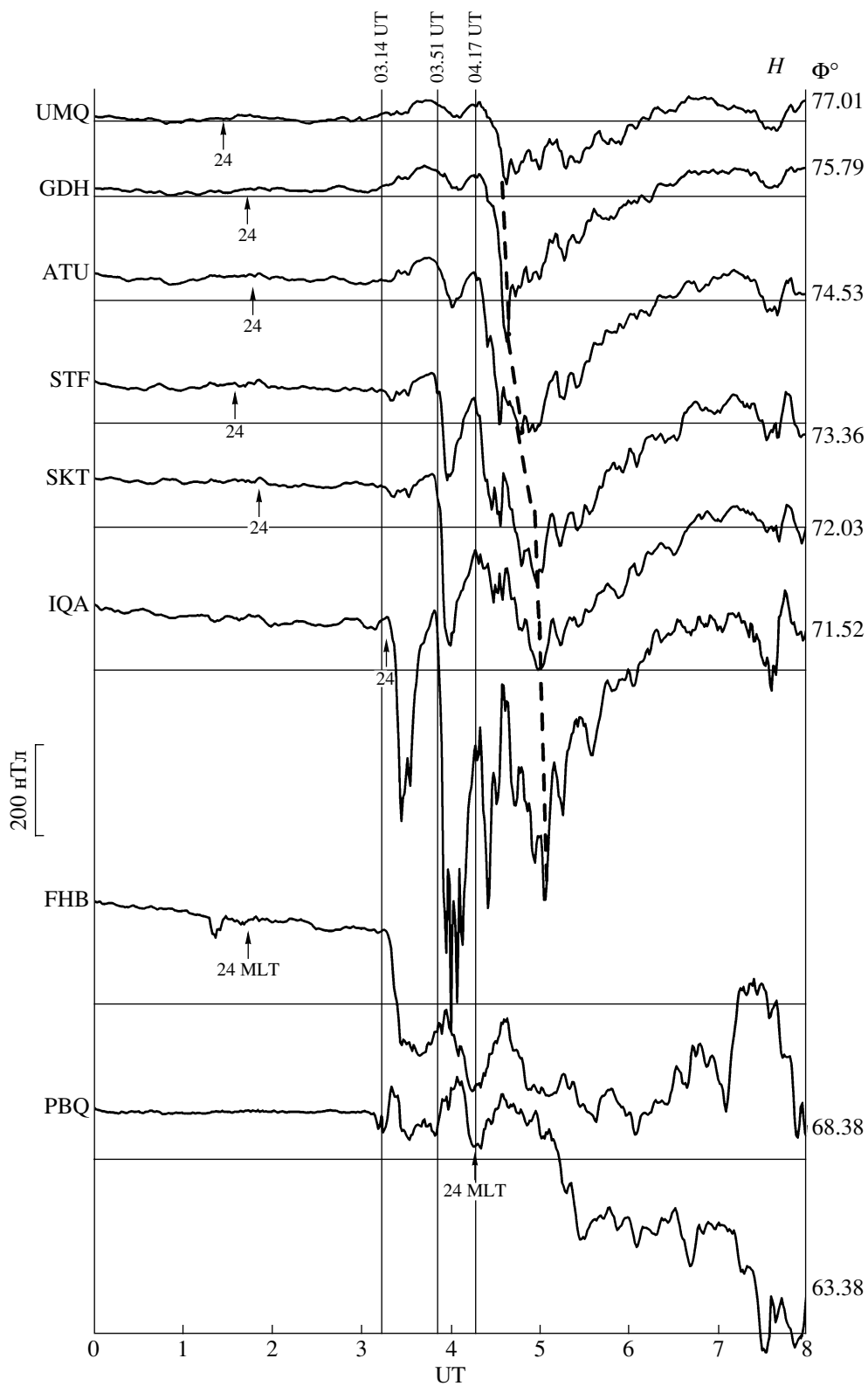


Рис. 3. Магнитограммы Гренландской цепочки наземных магнитометров. Вертикальные сплошные линии отмечают два substorm onsets в 03.14 UT и 03.51 UT и конец режима суббури в 04.17 UT. Штриховая линия иллюстрирует распространение возмущения от полюса к экватору; геомагнитные широты справа.

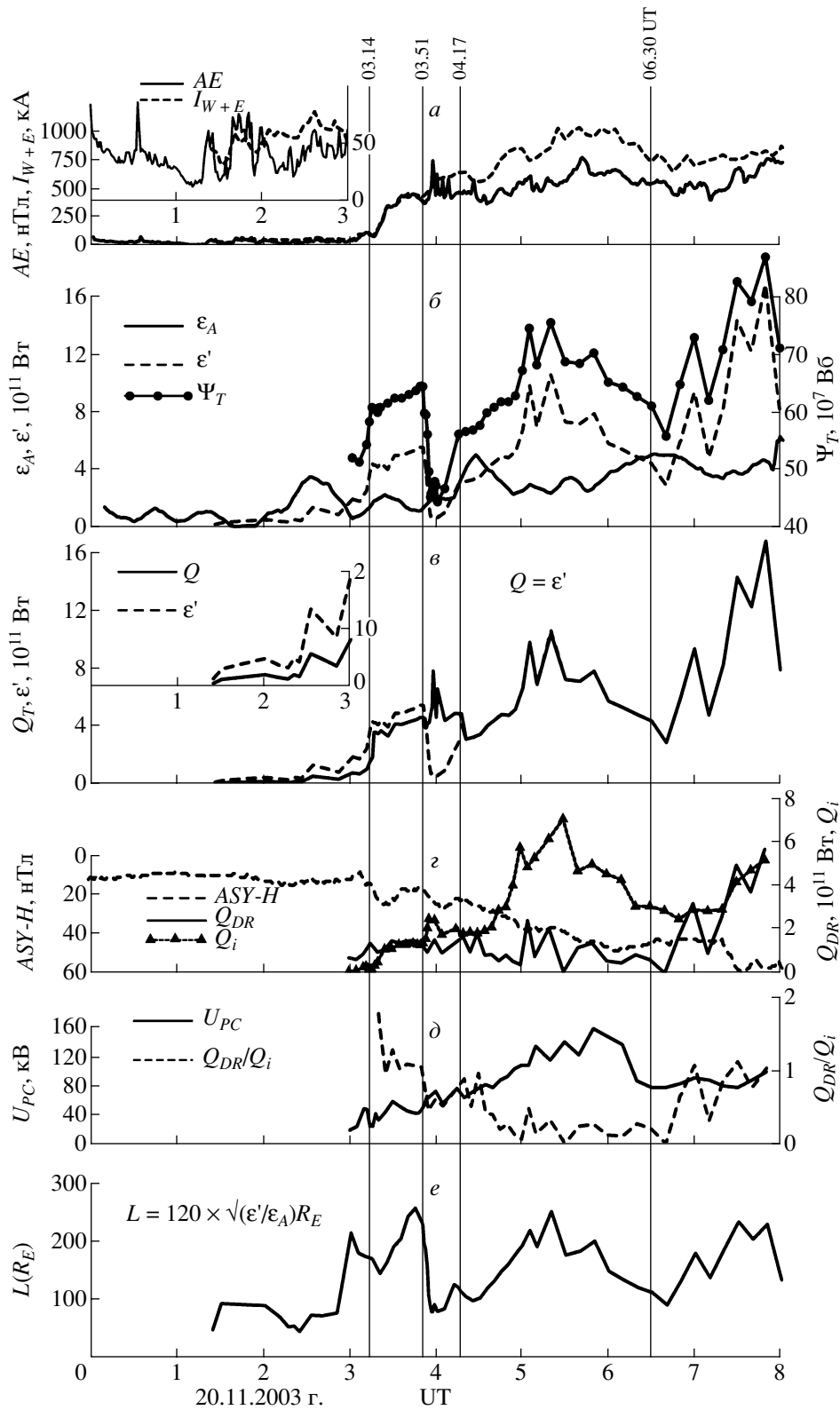


Рис. 4. Интервал (00.00–08.00) UT супер-бури 20.11.2003 г. Сверху-вниз: *a* – *AE*-индексы и полный ток в авроральных электроструях; *б* – Открытый магнитный поток в полярной шапке Ψ_T ; потоки вектора Пойнтинга в магнитосфере ϵ_A и ϵ' ; *в* – поток вектора Пойнтинга ϵ' и полная мощность Q ; *г* – *ASY-H* индекс интенсивности частичного кольцевого тока, мощность Q_{DR} кольцевого тока и мощность Джоулева нагрева ионосферы Q_i ; *д* – Разность электрического потенциала на границе полярной шапки U_{PC} и отношение Q_{DR}/Q_i ; *е* – характеристика длины хвоста магнитосферы $L = L_0(\epsilon'/\epsilon_A)^{1/2}$.

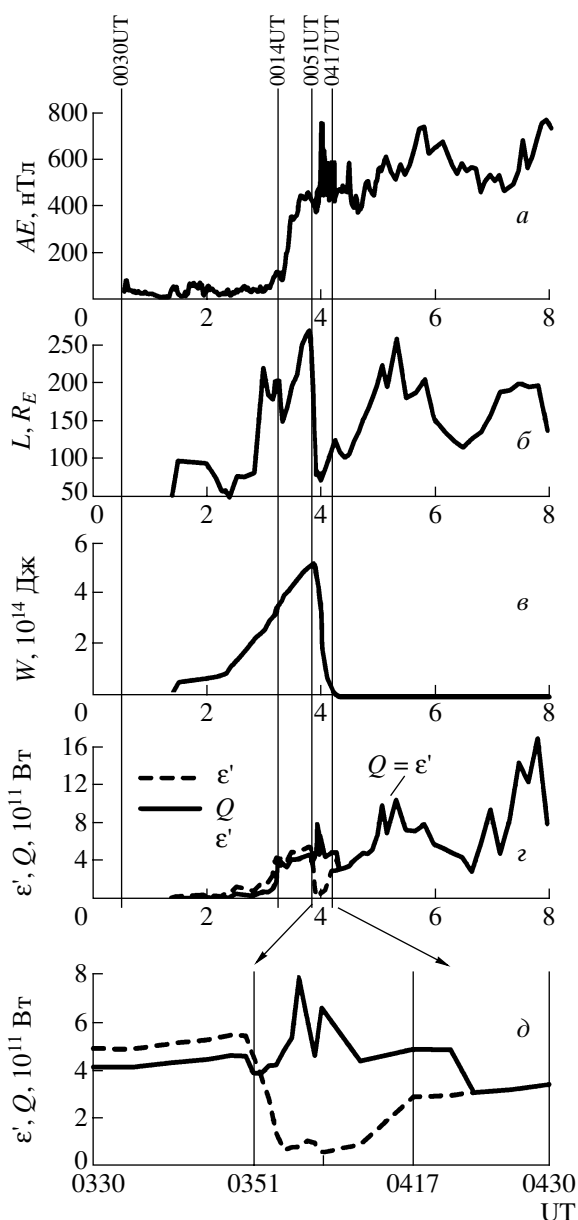


Рис. 5. Интервал (00.00–08.00) UT супер-бури 20.11.2003 г. Сверху-вниз: *a* – AE-индексы; *b* – характеристика длины хвоста магнитосферы *L*; *в* – накопленная энергия $W = \int (\epsilon' - Q) dt$; *г* – поток вектора Пойнтинга ϵ' и полная реализованная мощность Q ; *д* – графики ϵ' и Q в интервале суббури (03.30–04.17) UT.

суббури. Другая особенность интервала (04.17–06.30) UT заключается в том, что в нем нет ясно видимого начала загрузочной фазы и нет спонтанного начала разгрузочной фазы. Описанные особенности позволяют предположить, что в интервале (04.17–06.30) UT произошел переход от режима суббури к доминирующему управляемому режиму возмущения. Аналогичные признаки, плюс сравнительно малая изменчивость и малая средняя длина хвоста *L*, видны на рис. 4 и 6 в ин-

тервалах (06.30–08.02) и (08.24–11.12) UT. Поэтому преобладающий управляемый режим был идентифицирован нами также в этих двух интервалах.

Вычисления на основе уравнений (9)–(16) показали, что во всех отмеченных управляемых интервалах выполняется слабое неравенство $Q_2 < \epsilon'$ на первой фазе интервала, и слабое неравенство $Q_3 > \epsilon'$ на второй (конечной) фазе. Заменяя оба слабых неравенства приближенным равенством $Q \approx \epsilon'$, получаем определение выделенной управляемой моды в физических терминах.

4.2. Следующий выделенный особый интервал – (10.30–11.12) UT. Данные рис. 6 свидетельствуют, что вблизи 10.30 UT имело место скачкообразное уменьшение динамического давления P_d , и внезапный одновременный поворот B_z ММП на север. Хорошо известно, что такой поворот в условиях типичной суббури создает expansion onset из-за уменьшения электрического поля (**E**) в солнечном ветре и плазменном слое. Однако, признаков суббури на магнитограммах рис. 3 или графике AE-индексов не видно. Объяснение этого факта может быть основано на модели [Lyons et al., 2005]. В этой модели, эффект уменьшения **E** вблизи 10.30 UT компенсируется одновременным уменьшением магнитного поля B_e плазменного слоя, которое ожидается из-за наблюдаемого уменьшения P_d . В случае полной компенсации, модель [Lyons et al., 2005] предсказывает, что отношение E/B_e не изменяется, потому равновесное состояние в плазменном слое сохраняется. Таким образом, скачкообразное уменьшение **E** в модели не триггерит expansion onset (как было бы при отсутствии одновременного уменьшения P_d), но имеет место Null Event – отсутствует резкий магнитосферный отклик. С другой стороны, поворот ММП на север, не триггируя взрывного отклика, создает наблюдаемое медленное уменьшение ϵ' , Q , и AE после 10.30 UT, что соответствует режиму преобладающего управляемого возмущения.

Отметим, что управляемый режим был только преобладающим. Признаки суббури не видны на графике AE-индексов после 10.30 UT, но они видны на магнитограммах, хотя последние не показаны на отдельном рисунке. Это замечание относится и к другим событиям, где был идентифицирован нами преобладающий управляемый режим, и оно имеет интересные следствия, которые будут отмечены ниже в данном разделе.

Следующая пара быстрых изменений ϵ' и P_d видна на рис. 6 вблизи 11.12 UT, Эти изменения вызвали одновременно сильный рост **E** (из-за поворота ММП на юг) и рост B_e (из-за роста P_d). Однако, по данным рис. 6, ионосферные параметры AE, I_w , Q_i не проявили отклика на эти изменения вплоть до 12.10 UT.

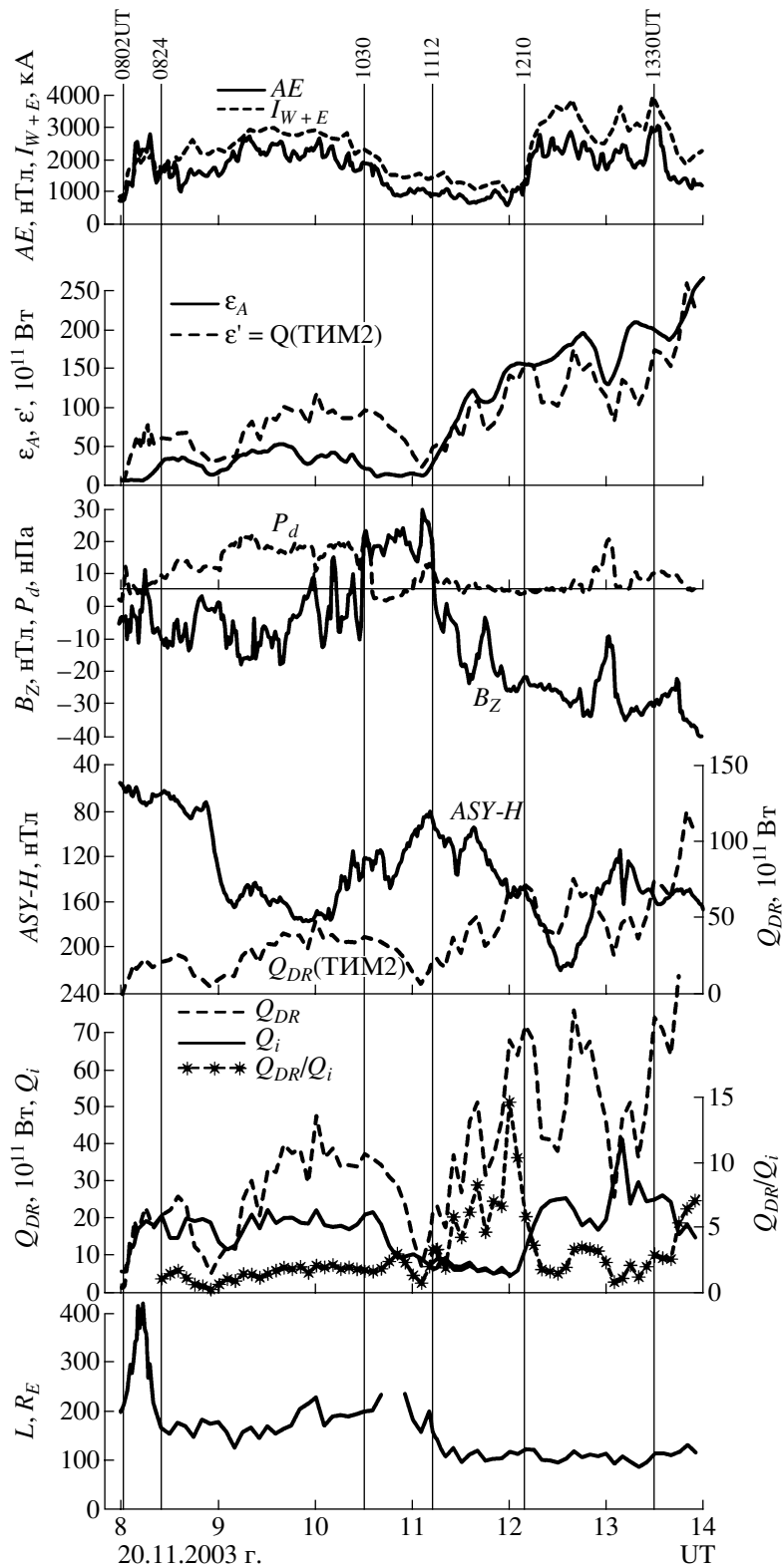


Рис. 6. Интервал (08.00–14.00) UT супер-бури 20.11.2003 г. Сверху-вниз: *a* – *AE*-индексы и полный ток в авроральных электроструях; *b* – потоки вектора Пойнтинга, ϵ_A и ϵ' ; *c* – графики динамического давления солнечного ветра и ММП B_Z ; *d* – графики *ASY-H* и Q_{DR} (видна ясная анти-корреляция); *e* – значения Q_{DR} , Q_i и отношение Q_{DR}/Q_i (имеет место неравенство $Q_{DR} \gg Q_i$ в интервале (11–12) UT); *e* – характеристика длины хвоста магнитосферы $L = L_0(\epsilon'/\epsilon_A)^{1/2}$. Отметим признаки режима насыщения ионосферы в интервале (11.12–12.10) UT: *AE*-индексы и Q_i не реагируют на сильные изменения ММП B_Z , ϵ' и P_d в названном интервале.

С другой стороны, модель [Lyons et al., 2005] получена без учета данных ϵ' , ϵ_A , Q , Q_{DR} , Q_i и *ASY-H*. Эти дополнительные данные показывают, что наблюдаемый сильный рост входных мощностей ϵ' и ϵ_A в 11.12 UT, не сопровождаемый откликом ионосферных параметров AE , I_w , Q_i до 12.10 UT, означает не только “Нулевое Событие”, но и то, что в интервале (11.12–12.10) UT имело место насыщение ионосферного электрического поля и токов. Насыщение ионосферы не сопровождалось ростом параметра L , т.е. удлинением хвоста магнитосферы. Более того, значения L заметно понизились, что соответствует отклику на северный поворот ММП магнитосферы в управляемом режиме, т.е. насыщение не было аналогом загрузочной фазы суббури (рис. 6). Кроме того, в интервале (11.12–12.10) UT значения Q_i сохраняются, но Q_{DR} и отношения Q_{DR}/Q_i резко увеличиваются, т.е. происходит ясно выраженное перераспределение поступающего в магнитосферу потока энергии в пользу Q_{DR} . Учитывая сделанное выше замечание об относительности термина “управляемое возмущение”, мы предполагаем, что такое перераспределение энергии между Q_i и Q_{DR} в пользу Q_{DR} является более или менее общим свойством управляемых режимов в ходе супербури. Другими словами, мы предполагаем, что с ростом интенсивности возмущения усиливается корреляция интенсивности и граничных условий, и происходит названное выше перераспределение поступающей энергии между ионосферой и внутренней магнитосферой в пользу последней. “Рост управляемости возмущения” при переходе к супербурям отметили также [Gonzalez et al., 1994].

Дополнительно, в (11.12–12.10) UT, по-видимому, произошел переход от режима крупномасштабной NENL к режиму мелкомасштабных разрывов тока хвоста (*CDs*). Такой переход подтверждается данными ТИМ2 о ПТ (не показаны) и аналогичными данными о ПТ, полученными [Ebihara et al., 2005]. Уменьшение линейного масштаба области разрыва тока в *SCW* компенсирует переносимую в ионосферу дополнительную разность электрических потенциалов ΔU . В магнитосфере и *DR* токе дополнительная ΔU возникает из-за южного поворота ММП в 11.12 UT, как и дополнительная входная мощность $\Delta \epsilon'$. Компенсация дополнительной ΔU объясняет упомянутое насыщение ионосферы. Компенсация при наличии дополнительного входного потока энергии $\Delta \epsilon'$ объясняет рост Q_{DR} и отношения Q_{DR}/Q_i .

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Применение техники инверсии магнитограмм ТИМ2 в исследовании избранных интервалов супербури 20.11.2003 г. позволили выделить две моды магнитосферной активности: суббури и управляемые возмущения. Нетривиальным в описании

наблюдаемой суббури является вывод о наличии в ней двух последовательных активных фаз с признаками, соответственно, мелкомасштабных разрывов тока в ближнем замкнутом хвосте (модель *CD*), и крупномасштабного разрыва тока хвоста с пересоединением открытого магнитного потока (модель NENL). Из вывода следует, что две модели – не альтернативные, а дополняющие одна другую, что поддерживает сценарий [Russell and McPherron, 1973; Mishin et al., 2001; Cheng et al., 2002]. Новыми также являются полученные оценки полной мощности возмущения на каждой фазе суббури.

Описаны новые признаки управляемого режима возмущения, в котором спонтанные усиления активности, характерные для суббурь, ослаблены так, что они не маскируют общую положительную корреляцию изменений уровня активности и граничных условий. Вычисленные значения длины хвоста L в интервалах управляемого возмущения, и изменчивость L , понижены по сравнению с таковыми в суббуре, что поддерживает интерпретацию *SMC* (одного из управляемых видов), разрабатываемую в работах [Sergeev et al., 2001]. В терминах входной мощности и наблюдаемой полной мощности возмущения, управляемый режим характеризуется приближенным неравенством $Q \approx \epsilon'$.

Особые детали отмечены в управляемом интервале (10.30–12.10) UT, где имели место две пары одновременных скачков динамического давления СВ P_d и входного потока энергии ϵ_A . Эти данные интерпретированы на основе модели [Lyons et al., 2005], описывающей так называемые “Нулевые События”, но с важными дополнениями. Последние ведут к сценарию возмущения, в котором крупномасштабный разрыв тока хвоста в области NENL сменяется группой мелкомасштабных разрывов (*CDs*). Такой сценарий мог бы объяснить на качественном уровне наблюдаемое в (11.12–12.10) UT насыщение электрического поля и токов ионосферы, и перераспределение поступающего потока энергии $\Delta \epsilon'$ в пользу мощности кольцевого тока Q_{DR} .

Работа поддержана грантами РФФИ № 02-05-64519, RFBR-DFG № 02-05-04002 и INTAS № 01-0142. Авторы ИСЗФ благодарят коллег группы ТИМ ИСЗФ М.В. Толочко и М.И. Смехнову за техническую помощь. Авторы благодарят: за представление данных ACE и WIND Д-ров D. McComas, R. Lepping, K. Ogilvie, J. Stenberg и A. Larson; за представление геомагнитных данных Д-ров A. Viljanen (проект IMAGE), J. Posch (проект MACCS), T. Iyemori (WDC-C2), K. Yumoto (Nagoya университет), О. Трошичева (Институт Арктики и Антарктики), E. Donovan и F. Crenzenberg (CANOPUS), E. Харина (МСД-Б), В.М. Шевцова и А. Винницкого (ИКИР); и руководителей про-

ектов: INTERMAGNET, GIMA (Аляскинский университет), DMI (Копенгаген), ИКФИА (Якутск); С. Хомутова (обс. Новосибирск), О. Кусонского (обс. Арты).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Ahn B.-H., Kroehl H.W., Kamide Y., Gorney D.J., Akasofu S.-I., Kan J.R. The auroral energy deposition over the polar ionosphere during substorms // *Planet. Space Sci.* V. 37. № 3. P. 239–252. 1989.
- Akasofu S.-I. Energy coupling between the solar wind and the magnetosphere // *Space Sci. Rev.* V. 28. P. 121–190. 1981.
- Alexeev I.I., Belenkaya E.S., Clauer C.R., Jr. A model of region 1 field-aligned currents dependent on ionospheric conductivity and solar wind parameters // *J. Geophys. Res.* V. 105. № A9. P. 21119–21127. 2000.
- Antonova E.E. Magnetostatic equilibrium and turbulent transport in Earth's magnetosphere: A review of experimental observation data and theoretical approach, // *International Journal of Geomagnetism and Aeronomy.* V. 3. № 2. P. 117–130. 2002.
- Baker D.N., Pulkkinen T.I., Angelopoulos V., Baumjohann W., McPherron R.L. Neutral line model of substorms: Past results and present view // *J. Geophys. Res.* V. 101. № 6. P. 12975–13010. 1996.
- Cheng C.-C., Russell C.T., Connors M., Chi P.J. Relationship between multiple substorm onsets and the IMF: A case study // *J. Geophys. Res.* V. 107. № A10, 1289. doi:10.1029/2001JA007553. 2002.
- Clauer C.R., Alexeev I.I., Belenkaya E.S., Baker J.B. Special Features of the September 24–27, 1998 storm during high solar wind dynamic pressure and northward interplanetary magnetic field // *J. Geophys. Res.* V. 106. № A11. P. 25695–25711. 2001.
- Dungey J.W. Interplanetary magnetic field and the auroral zones // *Phys. Rev. Lett.* V. P. 47–49. 1961.
- Ebihara Y., Fok M.-C., Sazykin S., Thomsen M.F., Hairston M.R., Evans D.S., Rich F.J., Ejiri M. Ring current and the magnetosphere – ionosphere coupling during the superstorm of November 2003 // *J. Geophys. Res.* V. 110, A09S22, doi: 10.1029/2004JA010924. 2005.
- Gonzalez W.D., Mozer F.S. A quantitative model for the potential resulting from reconnection with an arbitrary interplanetary magnetic field // *J. Geophys. Res.* V. 79. P. 4186. 1974.
- Gonzalez W.D., Joselyn J.A., Kamide Y., Kroehl H.W., Rostoker G., Tsurutani B.T., Vasyliunas V.M. What is a geomagnetic storm? // *J. Geophys. Res.* V. 99. № A4. P. 5771–5792. 1994.
- Kamide Y., Baumjohann W. Magnetosphere - ionosphere coupling, ed. M.C.E. Huber. Springer-Verlag. Berlin. Heidelberg. 178 p. 1993.
- Klimas A.J., Valdivia J.A., Vassiliadis D., Baker D.N., Hesse M., Takalo J. Self-organized criticality in the substorm phenomenon and its relation to localized reconnection in the magnetospheric plasma sheet // *J. Geophys. Res.* V. 105. № A8. P. 18765–18780. 2000.
- Lee L. C., Roederer J.G. Solar Wind energy transfer through the magnetopause of an open magnetosphere // *J. Geophys. Res.* V. 87. P. 1439. 1982.
- Levitin A.E., Afonina R.G., Belov B.A., Feldstein Y.I. Geomagnetic variation and field-aligned currents at northern high latitudes, and their relations to the solar wind parameters // *Philos. Trans. R. Soc. Lond. Ser. A.* 304. P. 253. 1982.
- Lui A.T.Y. Current controversies in magnetospheric physics // *Rev. Geophys.* V. 39. P. 535–563. 2001.
- Lyons L.R., Lee D.-Y., Wang C.-P., Mende S.B. Global auroral responses to abrupt solar wind changes: Dynamic pressure, substorm, and null events // *J. Geophys. Res.* V. 110. A08208. doi: 10.1029/2005JA011089. 2005.
- Maltsev Y. P. Points of controversy in the study of magnetic storms // *Space Sci. Rev.* V. 110. P. 227–267. 2004.
- Mishin V.M., Bazarzhapov A.D., Shpynev G.B. Electric fields and currents in the Earth's magnetosphere // *Dynamics of the magnetosphere*, ed. by S.-I. Akasofu. *Astrophys. Space Sci. Libr. D. Reidel Pub. Comp.* V. 78. P. 249–268. 1979.
- Mishin V.M. The magnetogram inversion technique and some applications // *Space Sci. Rev.* V. 53. P. 83–163. 1990.
- Mishin V.M., Russell C.T., Saifudinova T.I., Bazarzhapov A.D. Study of weak substorms observed during December 8, 1990, Geospace Environment Modeling campaign: Timing of different types of substorm onsets // *J. Geophys. Res.* V. 105. № A10. P. 23263–23276. 2000.
- Mishin V.M., Saifudinova T.I., Bazarzhapov A.D., Russell C.T., Baumjohann W., Nakamura R., Kubyschkina M. Two distinct substorm onsets // *J. Geophys. Res.* V. 106. № A7. P. 13105–13118. 2001.
- Mishin V.M., Foerster M., Saifudinova T.I., Bazarzhapov A.D., Sapronova L.A., Golovkov V.P., Stauning P., Watermann J., Soloviyev S.I. Basic regimes of the super-storm on Nov. 20, 2003 and the problem substorms-storm // *Sun and Geosphere*, 2005 (submitted).
- Miyashita Y., Machida S., Mukai T., Saito Y., Sutcliffe P.R. Mass and energy transport in the near and middistant magnetotail around substorm onsets: Geotail observations // *J. Geophys. Res.* V. 106. № A4. P. 6259–6274. 2001.
- Petrukovich A. A., Baumjohann W., Nakamura R., Mukai T., Troshichev O.A. Small substorms: Solar Wind input and magnetotail dynamics // *J. Geophys. Res.* V. 105. № A9. P. 21109–21118. 2000.
- Rostoker G., Akasofu S.-I., Baumjohann W., Kamide Y., McPherron R.L. The roles of different input of energy from the solar wind and unloading of stored magnetotail energy in driving magnetospheric substorms // *Space Sci. Rev.* V. 46. P. 93–111. 1987.
- Russell C.T., McPherron R.L. The magnetotail and substorm // *Space Sci. Rev.* V. 15. P. 205–266. 1973.
- Sergeev V.A., Kubyschkina M., Liou K., Newell P.T., Parks G., Nakamura R. Mukai T. Substorm and convection bay compared: Auroral and magnetotail dynamics

- during convection bay // *J. Geophys. Res.* V. 106. № A9. P. 18843–18855. 2001.
- *Siscoe G.L., Cummings W.D.* On the cause of geomagnetic bays // *Planetary and Space Science*. V. 17. № 10. P. 1795–1802. 1969.
- *Slavin J.A., Smith E.J., Sibeck D.G., Baker D.N., Zwickl R.D., Akasofu S.-I.* An ISEE 3 study of average and substorm conditions in the distant magnetotail // *J. Geophys. Res.* V. 90. № A11. P. 10875–10895. 1985.
- *Turner N.E., Baker D.N., Pulkkinen T.I., Roeder J.L., Fennell J.F., Jordanova V.K.* Energy content in the storm time ring current // *J. Geophys. Res.* V. 106. № A9. P. 19149–19156. 2001.
- *Weimer D.R., Ober D.M., Maynard N.C., Burke W.J., Collier M.R., McComas D.J., Ness N.F., Smith C.W.* Variable time delays in the propagation of the interplanetary magnetic field // *J. Geophys. Res.* V. 107. № A8. 10. 1029/2001JA009102. 2002.