

УДК 550.388

© 1995 г. М. Г. Деминов, А. Т. Карпачев, В. В. Афонин,  
С. К. Аннакулиев

### ДИНАМИКА СРЕДНШИРОТНОГО ИОНОСФЕРНОГО ПРОВАЛА В ПЕРИОД МАГНИТНОЙ БУРИ. ГЛАВНАЯ ФАЗА

Для неосвещенного времени суток местной зимы и равноденствия построена эмпирическая модель динамики изменения положения минимума главного ионосферного провала на высотах  $430 \pm 50$  км в главную фазу магнитной бури. Модель обеспечивает приблизительно вдвое большую точность по сравнению с известными ранее. Это достигнуто введением в модель более адекватного, чем  $K_p$  или  $Dst$ , индикатора магнитной активности для положения провала — магнитного поля кольцевого тока  $DR$ . Обнаружено, что в предполуденные часы в главную фазу интенсивной бури движение провала к экватору носит ступенчатоподобный характер, т. е. сильное скачкообразное изменение положения провала происходит в узком интервале изменений  $DR$ . Дана качественная интерпретация этого эффекта и некоторых других закономерностей, которые следуют из построенной модели.

#### Введение

Под среднширотным ионосферным провалом понимается область пониженной электронной концентрации на субавроральных широтах, расположенная вблизи экваториальной границы диффузных высыпаний электронов с энергиями  $\sim 0,5$  кэВ (см., например, [1]). В главную фазу магнитной бури в этой области обычно фиксируется только один главный ионосферный провал (ГИП) [2]. Следовательно, для этого периода ГИП и среднширотный ионосферный провал — эквивалентные понятия.

Качественный анализ показал [2], что движение ГИП к экватору в главную фазу магнитной бури запаздывает относительно увеличения  $K_p$ -индекса, характерное время этой задержки зависит от скорости роста магнитной активности. В этом заключается одна из причин относительно низкой точности эмпирических зависимостей инвариантной широты  $\Phi_T$  минимума ГИП от  $K_p$ , которые были получены неоднократно по различным наборам данных (см., например, [1]). Кроме того, для интенсивных магнитных бурь движение ГИП к экватору начинается до окончания фазы роста магнитной бури, т. е. опережает уменьшение  $Dst$ -индекса [2], поэтому было предположено [2], что в главную фазу магнитной бури  $\Phi_T$  лучше коррелирует с магнитным полем кольцевого тока  $DR$ , чем с  $K_p$  или  $Dst$ .

Цель данной работы — количественная проверка этой гипотезы на основе анализа данных зондовых измерений со спутника «Космос-900» на высотах  $430 \pm 50$  км для неосвещенного времени суток местной зимой и в равноденствие в периоды главных фаз 14 магнитных бурь 1978—1979 гг.

## Индексы магнитной активности

Магнитное поле кольцевого тока  $DR$  представим в виде

$$DR = Dst - k\sqrt{P} + 14, \quad (1)$$

где  $DR$  и  $Dst$  измеряются в нТл,  $P = 0,01nV^2$  — давление солнечного ветра,  $V$  — его скорость, км/с;  $n$  — концентрация, см<sup>-3</sup>,

$$\begin{aligned} k &= 0,2 \quad \text{при } B_z > 1, \\ k &= 0,25 \quad \text{при } -1 < B_z < 1, \\ k &= 0,3 \quad \text{при } B_z < -1. \end{aligned} \quad (2)$$

Зависимость коэффициента  $k$  от величины и направления вертикальной составляющей межпланетного магнитного поля  $B_z$  слабо отличается от приведенной в работе [3]. Уравнение (1) при  $k = 0,2$  и замене последнего слагаемого 14 на 20 наиболее часто используется (см., например, [4]). Отметим, что по определению  $DR \leq 0$ .

Ниже анализируются корреляции инвариантной широты  $\Phi_T(T)$  минимума ГИП, измеренной со спутника в мировое время  $T$ , с индексами магнитной активности  $Kp(T)$ ,  $Dst(T)$  и  $DR(T - T_0)$ . Временная задержка  $T_0$  изменения  $\Phi_T$  относительно  $DR$  определяется из условия наиболее высокой корреляции  $\Phi_T(T)$  с  $DR(T - T_0)$ . Вычисления  $DR$  для конкретного мирового времени  $T - T_0$  основаны на линейной интерполяции ближайших к этому времени среднечасовых значений  $DR$ . Например, если  $DR = -5, -10$  и  $-40$  для интервалов мирового времени 0—1, 1—2 и 2—3 часа, то для  $T = 1,7$  и  $T_0 = 0,5$  величина  $DR = -8,5$ , а для  $T = 1,7$  и  $T_0 = 0$  величина  $DR = -16$ . Здесь и ниже время измеряется в часах. Для краткости записи время  $T$  опускается, т. е.  $\Phi_T \sim DR(-1)$  означает, что  $\Phi_T(T) \sim DR(T - T_0)$ , где  $T_0 = 1$ .

### Зависимости положения ГИП от магнитной активности

Значения  $\Phi_T$ , полученные по данным «Космос-900» для периодов главных фаз 14 магнитных бурь, соответствуют следующим диапазонам изменений индексов магнитной активности:  $-5 > Dst > -210$ ,  $-15 > DR > -250$ ,  $2_0 < Kp < 8_+$ . Эти значения  $\Phi_T$  относятся к двум интервалам местного магнитного времени 18—22 и 23—05 MLT. При этом 10 из 14 анализируемых периодов главных фаз бурь относятся к интервалу 23—05 MLT. Анализ показал, что для этих интервалов MLT в главную фазу магнитной бури зависимости  $\Phi_T$  от индексов магнитной активности являются основными.

Уравнения регрессии, полученные по данным «Космос-900» для интервала 23—05 MLT, их стандартные отклонения в градусах широты и коэффициенты корреляции  $R$ :

$$\Phi_T = 63,8 - 2,1Kp \pm 3; \quad R = 0,68, \quad (3)$$

$$\Phi_T = 63 - [1 - 2Dst - 0,001Dst^2]^{0,5} \pm 1,5; \quad R = 0,93, \quad (4)$$

$$\Phi_T = 70 - [20 - 4DR(-1) - 0,005DR(-1)^2]^{0,5} \pm 1,1; \quad R = 0,97. \quad (5)$$

Поскольку  $\Phi_T$  не может увеличиваться при уменьшении  $DR$ , уравнение (5) должно быть дополнено условием  $\Phi_T = 41,4^\circ$  при  $DR < -400$ . Из стандартных отклонений и коэффициентов корреляции уравнений (3) — (5) видно, что  $DR(-1)$  является более адекватным, чем  $Kp$  или  $Dst$ , индикатором магнитной активности для положения провала. Для данного интервала местного времени

наиболее часто используемая эмпирическая модель положения ГИП [5] отличается от уравнения (3) не более чем на 2 градуса широты. Связь  $\Phi_T$  с  $Dst$  отмечалась и ранее [6, 7]. Приведенная в работе [6] зависимость  $\Phi_T$  от  $Dst$  основана на анализе данных сети ионосферных станций для периодов вблизи максимума развития магнитной бури. Эта зависимость дает завышенные значения  $\Phi_T$  по сравнению с уравнением (4), полученным для всего периода главной фазы бури. Подобная разница между зависимостью  $\Phi_T$  от  $Dst$  для всего периода бури и максимума развития бури следует и из приведенных в работе [7] данных сети ионосферных станций.

Из данных «Космос-900» следует, что на рассматриваемых высотах минимуму провала обычно соответствует отчетливый пик температуры электронов [2], который часто ассоциируется со среднеширотными красными дугами (SAR-дугами) [8], поэтому приведенные уравнения можно рассматривать как зависимости инвариантных широт субаврорального пика температуры электронов и, по-видимому, SAR-дуг от индексов магнитной активности в главную фазу магнитной бури в околополуночные и послеполуночные часы.

Из уравнения (5) следует, что ни при каких значениях  $DR$  главный ионосферный провал, субавроральный пик температуры электронов и SAR-дуга не могут сместиться экваториальнее предельной широты  $\Phi_L = 41,4^\circ$ . Это значение  $\Phi_L$  практически совпадает с наблюдавшимися для экстремально интенсивных бурь значениями предельной широты SAR-дуг [9]. Следовательно, уравнение (5), которое было получено по массиву данных для  $-15 > DR > -250$ , остается справедливым для всего возможного диапазона изменений  $DR$  в главную фазу магнитной бури.

Уравнения регрессии для интервала 18—22 MLT:

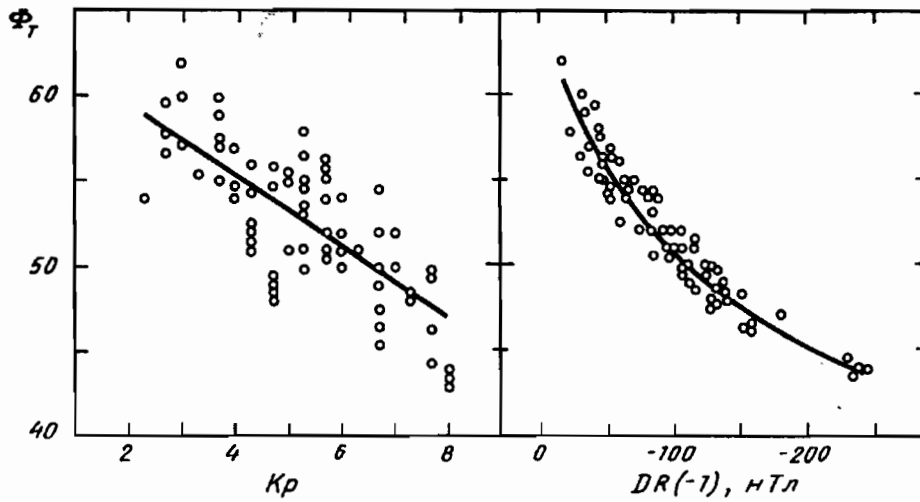
$$\Phi_T = 66 - 1,9Kp \pm 1,9; \quad R = 0,86, \quad (6)$$

$$\Phi_T = 66 - [1 - 1,5Dst - 0,001Dst^2]^{0,5} \pm 2; \quad R = 0,85, \quad (7)$$

$$\Phi_T = 70 - [20 - ADR(-0,5) - 0,005DR(-0,5)^2]^{0,5} \pm 1,3; \quad R = 0,93, \quad (8)$$

где  $A = 2,2$  для  $DR(-0,5) > -155$  и  $A = 3,5$  для  $DR(-0,5) < -150$ . Кроме того, уравнение (8) должно быть дополнено условием  $\Phi_T = \Phi_L = 45,1^\circ$  при  $DR(-0,5) < -300$ . Уравнение (8) для  $-150 > DR(-0,5) > -155$  дает значения  $\Phi_T = 54,5^\circ$  и  $\Phi_T = 49^\circ$  при фиксированном  $DR$ , т. е. для этого узкого интервала изменений  $DR(-0,5)$  возможно одновременное существование двух разнесенных по широте провалов. Следует отметить, что эти уравнения получены на основе ограниченного массива данных для главных фаз четырех бурь и только в одной из этих бурь фиксировались значения  $DR < -155$ , поэтому указанные точности уравнений (6)—(8) и тем более условия одновременного существования двух провалов являются приближенными. Тем не менее уравнение (8), по-видимому, справедливо для всего возможного в главную фазу бури диапазона изменений  $DR$ . Так, уравнение (8) практически точно воспроизводит наблюдавшееся 8 февраля 1986 г. вблизи 18 MLT (23,9 UT) значение  $\Phi_T = 45^\circ$  при  $DR < -300$ , т. е. вблизи максимума гигантской бури [10].

Из уравнения (8) следует, что при изменении  $DR$  от  $-130$  до  $-150$  положение провала меняется очень слабо, т. е. при приближении уменьшающегося  $DR$  к  $-150$  происходит постепенное «насыщение» смещения провала к экватору вблизи граничной широты  $\Phi_B = 55^\circ$ . При дальнейшем уменьшении  $DR$  от  $-150$  до  $-155$  происходит резкий скачок провала к экватору приблизительно на  $6^\circ$  широты. Этот скачок к экватору может происходить через промежуточное состояние, когда одновременно существуют два провала. Последующее уменьшение  $DR$  приводит к плавному движению провала к экватору от  $\Phi_T = 49^\circ$  до тех пор, пока не наступит блокировка в смещении провала к экватору при приближении



Зависимости инвариантной широты минимума главного ионосферного провала  $\Phi_T$  от  $Kp$  и  $DR(-1)$  в полночь в периоды главной фазы магнитных бурь по моделям (13) и (9) (сплошные линии) и по приведенным к полуночи данным «Космос-900» (точки)

$\Phi_T$  к  $\Phi_L = 45^\circ$ . Итак, в вечерние часы при уменьшении  $DR$  от примерно  $-100$  до минимально возможных значений наиболее сильные изменения  $\Phi_T$  происходят в очень узком интервале  $DR$ , т. е. движение провала к экватору носит ступенчатоподобный характер. В этом заключается основное качественное отличие динамики ГИП в вечерние часы по сравнению с околополуночным и послеполуночными часами местного времени.

#### Модели положения ГИП в главную фазу магнитной бури

Объединим уравнения (5) и (8) и тем самым построим модель положения ГИП в главную фазу магнитной бури для всего интервала неосвещенного времени суток, в которой индикатором магнитной активности является  $DR$ . Для этого используем как переходную функцию гиперболический тангенс  $\text{th}(2t+4)$ , где  $t$  — местное магнитное время отсчитываемое от полуночи, т. е.  $t = \text{MLT}$  после полуночи  $t = \text{MLT} - 24$  до полуночи. В результате получим:

$$\Phi_T(DR, t) = 70 - [20 - ADR(-T_0) - 0,005DR(-T_0)^2]^{0,5} \pm 1,2; \quad R = 0,96, \quad (9)$$

$$T_0 = 0,75 + 0,25 \text{th}(2t + 4); \quad (10)$$

$$A = 3,1 + 0,9 \text{th}(2t + 4), \quad \text{при } DR(-T_0) > -155;$$

$$A = 3,75 + 0,25 \text{th}(2t + 4), \quad \text{при } DR(-T_0) < -150. \quad (11)$$

Из модели (9) можно получить зависимости предельной широты  $\Phi_L$  и соответствующей этой широте предельного значения  $L$ -оболочки  $L_L$  от  $t$ :

$$\Phi_L = 43,25 - 1,85 \text{th}(2t + 4); \quad L_L = 1,89 - 0,11 \text{th}(2t + 4). \quad (12)$$

Аналогично, объединяя уравнения (3) и (6), получим модель положения ГИП для всего интервала неосвещенного времени суток, в котором индикатором магнитной активности является  $Kp$ :

$$\Phi_T(Kp, t) = 64,9 - 2Kp - (1 + 0,1Kp) \text{th}(2t + 4) \pm 2,7; \quad R = 0,76. \quad (13)$$

По отмеченным выше причинам приведенные для уравнений (9) и (13)

стандартные отклонения и коэффициенты корреляции относятся в основном к околополуночным и послеполуночным часам MLT. Из этих уравнений следует, что модель (9) оказывается существенно более точной, чем (13). Более наглядно это видно из рисунка, где представлены зависимости положения ГИП от  $Kp$  и  $DR (-T_0)$  по моделям (13) и (9) для  $t=0$  (сплошные линии) совместно с приведенными к полуночи данными «Космос-900» (точки). Процедура приведения измеренного значения широты провала  $\Phi_T(t)$  при фиксированных  $t$  и, например,  $Kp$  к полуночи:

$$\Phi_T(0) = \Phi_T(t) - \Phi_T(Kp, t) + \Phi_T(Kp, 0),$$

где  $\Phi_T(Kp, t)$  и  $\Phi_T(Kp, 0)$  определяются по уравнению (13).

Для всего интервала  $-6 < t < 6$  и типичного для главной фазы диапазона  $2 < Kp < 8$  разница в положениях провалов между моделями (13) и [5] не превышает  $2^\circ$  широты, поэтому приведенное для уравнения (13) стандартное отклонение до некоторой степени характеризует точность полученных ранее эмпирических зависимостей  $\Phi_T$  от  $Kp$  и  $t$  при их использовании для главной фазы магнитной бури.

#### Модель положения ГИП для всего периода роста магнитной активности

При  $DR=0$  из уравнения (9) следует, что  $\Phi_T(0, t) = 65,5^\circ$  независимо от местного времени  $t$ . Однако для невозмущенных условий зависимости  $\Phi_T$  от  $t$  и, кроме того, от географической долготы  $\Lambda$  существенны:

$$\Phi_T(0, t, \Lambda) = 65,5 - \Delta\Phi_T(t) - \Delta\Phi_T(\Lambda) \pm 2; \quad (14)$$

$$\Delta\Phi_T(t) = 0,7(t - 0,1t^2 - 0,01t^3); \quad (15)$$

$$\Delta\Phi_T^N(\Lambda) = \cos(2\Lambda - 45^\circ) - \cos(\Lambda + 40^\circ); \quad (16)$$

$$\Delta\Phi_T^S(\Lambda) = 2 \cos(\Lambda + 35^\circ),$$

где индексы N и S соответствуют  $\Delta\Phi_T(\Lambda)$  для северного и южного полушарий. Зависимость (15) получена на основе предварительного анализа данных «Космос-900» для интервала 18—06 MLT. Эта зависимость слабо отличается от приведенной в работе [11] на рис. 10 для  $Kp=0$ . Зависимость (16) совпадает с приведенной в работе [12]. Указанная точность уравнения (14) совпадает с приведенной в [5, 12]. Сравнивая уравнение (9) при  $DR=0$  с (14), можно заключить, что при переходе от спокойных условий к главной фазе магнитной бури зависимости  $\Delta\Phi_T(t)$  и  $\Delta\Phi_T(\Lambda)$  исчезают, поэтому модель положения ГИП для всего периода роста магнитной активности бури можно представить в виде

$$\Phi_T(DR, t, \Lambda) = \Phi_T(DR, t) - [\Delta\Phi_T(t) + \Delta\Phi_T(\Lambda)] \exp(DR(-T_0)/20), \quad (17)$$

где  $\Phi_T(DR, t)$ ,  $\Delta\Phi_T(t)$ ,  $\Delta\Phi_T(\Lambda)$  и  $T_0$  определяются уравнениями (9), (15), (16) и (10) соответственно. Определение точности этой модели выходит за рамки данной работы. Тем не менее из (9) и (14) видно, что при переходе от спокойных условий к главной фазе магнитной бури точность модели (17) увеличивается.

#### Обсуждение

Рассмотрим возможные причины динамики ГИП в период роста активности интенсивной магнитной бури, которая следует из модели (17). В спокойных условиях  $\Phi_T(0, t, \Lambda)$  зависит от местного времени и долготы. В частности, в вечерние часы провал расположен полюснее, чем в околополуночные и послеполуночные часы. Подобная зависимость от местного времени характерна для

многих авроральных структур, включая экваториальную границу диффузных высыпаний электронов (ГДВ) [13]. В этот период вертикальная составляющая межпланетного магнитного поля  $B_z$  обычно направлена на север, т. е.  $B_z > 0$ , и электрическое поле магнитосферной конвекции на авроральных и субавроральных широтах ослаблено. На этом фоне дополнительно проявляется зависимость  $\Phi_T$  от горизонтальной компоненты межпланетного магнитного поля  $B_y$  с коэффициентом корреляции  $R = 0,66$  [14]. Кроме того, даже относительно слабые флуктуации электрического поля конвекции и скорости термосферного ветра могут приводить к заметному разбросу измеренных значений  $\Phi_T$  относительно модели. Приведенное для уравнения (14) стандартное отклонение является характеристикой этого разброса при  $DR = 0$ .

Начало фазы роста магнитной бури связано с приходом к Земле высокоскоростного потока плазмы солнечного ветра [4], что сопровождается ростом  $Kp$  и  $Dst$  при почти неизменных  $DR$  и  $\Phi_T$ . В этот период корреляция  $\Phi_T$  с  $Kp$  или  $Dst$  отсутствует [2]. Поворот вертикальной компоненты магнитного поля  $B_z$  с севера на юг в этом потоке плазмы солнечного ветра через электрическое поле в хвосте магнитосферы приводит к началу инжекции энергичных ионов плазменного слоя в глубь магнитосферы [4]. Эти ионы являются источником кольцевого тока магнитосферы и, кроме того, основной причиной существования альвеновского слоя, который обеспечивает образование отчетливой границы высокоширотной конвекции плазмы [4] и, как следствие, формирование ГДВ и ГИП [13]. Итак, инжекция ионов плазменного слоя к Земле, увеличение интенсивности кольцевого тока магнитосферы, уменьшение поля  $DR$ , смещение ГДВ и ГИП к экватору обусловлены одной и той же причиной. Поэтому  $\Phi_T$  коррелирует с  $DR$  ( $-T_0$ ). Особенности дрейфовых траекторий инжектированных ионов плазменного слоя и перераспределения электрического поля магнитосферной конвекции, по-видимому, являются основными причинами увеличения времени задержки  $T_0$  изменения  $\Phi_T$  относительно  $DR$  при переходе от вечерних к околополуночным и послеполуночным часам (см. уравнение (10)).

Как следствие, движение провала к экватору в вечерние часы начинается раньше, чем в околополуночные и послеполуночные часы, и характерная для спокойных условий разница в положении провала между этими секторами местного времени начинает уменьшаться. Кроме того, увеличение магнитной активности приводит к ослаблению зависимости  $\Phi_T$  от долготы [12] и горизонтальной компоненты межпланетного магнитного поля  $B_y$  [14]. Такое ослабление перечисленных факторов после поворота  $B_z$  на юг учтено в модели (17) с помощью экспоненциального множителя при  $\Delta\Phi_T(t)$  и  $\Delta\Phi_T(\lambda)$ . Для интенсивных бурь поворот  $B_z$  на юг, начало уменьшения  $DR$  и начало смещения провала к экватору происходят до окончания фазы роста магнитной бури. К началу главной фазы интенсивной магнитной бури обычно  $DR < -20$  и характерные для спокойных условий зависимости  $\Phi_T$  от местного времени и долготы уже ослаблены. В главную фазу бури как для вечерних, так и для околополуночных и послеполуночных часов из множества параметров, от которых зависит  $\Phi_T$ , фактически остается только один параметр  $DR$ . С этим, по-видимому, связано увеличение точности модели (17) при переходе от спокойных условий к главной фазе магнитной бури. Для зависимости  $\Phi_T$  от  $Kp$  характерна противоположная тенденция, по-видимому, из-за связи времени задержки изменения  $\Phi_T$  относительно  $Kp$  от темпа изменения  $Kp$ , которая для разных бурь различна [2]. Вблизи максимума развития интенсивной бури  $DR$  в большей степени зависит от  $Dst$ , чем от давления солнечного ветра. В этот период корреляция  $\Phi_T$  с  $Dst$  почти такая же высокая, как с  $DR$ . Для всего периода роста активности магнитной

бури корреляция  $\Phi_T$  с  $DR$  заметно выше, чем с  $Dst$ , по отмеченным выше причинам.

В главную фазу магнитной бури для предполуночных часов (18—22 MLT) модель (17) совпадает с уравнением (8), которое показывает «насыщение» смещения провала к экватору вблизи  $\Phi_B = 55^\circ$  при приближении уменьшающегося  $DR$  к  $-150$ . Из данных «Космос-900» следует, что при таком «насыщении» главный ионосферный провал часто дополнительно углубляется в относительно узкой области и приобретает структуру узкого провала ионизации. Этот эффект, по-видимому, связан с формированием вблизи внутренней границы ионов плазменного слоя средних энергий, но экваториальнее ГДВ, поляризационного джета — пика увеличенного значения электрического поля на север [13]. Он характерен для предполуночного сектора [15], часто ассоциируется с узким провалом ионизации [13] и может приводить к существенному уменьшению скорости движения ГДВ и провала к экватору [16]. Последнее означает, что если образовался интенсивный поляризационный джет, то его положение меняется слабо, несмотря на продолжающееся смещение внутренней границы ионов плазменного слоя в глубь магнитосферы. Из модели (17) следует, что для главной фазы интенсивной бури оптимальные условия образования интенсивного поляризационного джета реализуются вблизи  $\Phi_B = 55^\circ$  или  $L_B = 3$ .

Такая ситуация сохранится до тех пор, пока максимум плотности ионов плазменного слоя не пересечет  $L$ -оболочку, на которой расположены провал и поляризационный джет, поскольку эффективность образования поляризационного джета зависит от величины и знака градиента плотности этих ионов в экваториальной плоскости магнитосферы [16]. Последующее исчезновение поляризационного джета вблизи  $L = 3$  приведет к почти скачкообразному смещению ГДВ к экватору, формированию поляризационного джета и провала экваториальнее нового положения ГДВ и постепенному исчезновению провала вблизи  $L = 3$ . Этот процесс будет восприниматься как скачкообразное смещение провала к экватору через промежуточное состояние, когда возможно одновременное существование двух разнесенных по широте провалов.

Дальнейшее уменьшение  $DR$  приведет к плавному смещению нового провала до предельного значения  $L_L = 2$ . Завершение такого процесса, по-видимому, наблюдалось 8 февраля 1986 г. вблизи 18 MLT (23,9 UT) при  $DR < -300$ , когда максимум плотности энергии кольцевого тока оказался на  $L = 2,6$  [17], ГДВ и примыкающий к ней поляризационный джет на  $L = 2,4-2,5$  [10], глубокий провал на  $L = 2$  [10]. Поскольку ГДВ приближенно соответствует плазмопаузе [13], т. е. границе крупномасштабной высокоширотной конвекции относительно холодной плазмы, то провал находился внутри плазмосферы и, кроме того, не был непосредственно связан с поляризационным джетом. Плотность энергии ионов кольцевого тока на  $L = 2$  была значительна и при средних энергиях  $E < 30$  кэВ эта плотность обеспечивалась в основном ионами  $O^+$  [17]. Это означает, что кулоновские взаимодействия ионов  $O^+$  кольцевого тока с окружающими электронами внутри плазмосферы, нагрев окружающих электронов в области этого взаимодействия, формирование пика температуры электронов и SAR-дуг на ионосферных высотах через передачу тепла вдоль  $L$ -оболочки из области нагрева [18], увеличение коэффициента рекомбинации ионосферных электронов на высотах  $F$ -области через колебательно-возбужденные компоненты, такие как  $N_2^*$  и  $O_2^*$ , в области пика температуры электронов (см., например, [1]), по-видимому, являются основной цепочкой процессов, приводящих к формированию ионосферного провала в главную фазу магнитной бури в предполуночные часы при  $DR (-0,5) < -160$ . В послеполуночные часы ГДВ, примыкающий к ней провал и плазмопауза, по-видимому, расположены на почти одних и тех же  $L$ -оболочках в течение всей главной фазы магнитной бури, что не противоречит приведенным в [13] результатам, поэтому разница между пре-

дельными положениями провала в вечерние и утренние часы  $\Delta L_L$  меньше аналогичной разницы между предельными положениями плазмопаузы  $\Delta L_p$ . Из уравнения (12) и приведенных выше оценок следует, что приблизительно  $\Delta L_L = 0,22$  и  $\Delta L_p = 0,7$ .

### Выводы

1. Для неосвещенного времени суток местной зимы и равноденствия построена эмпирическая модель динамики изменения положения минимума ГИП на высотах  $430 \pm 50$  км в главную фазу магнитной бури, которая по величине стандартного отклонения обеспечивает приблизительно вдвое большую точность по сравнению с построенными ранее. Это достигнуто введением в модель более адекватного, чем  $Kp$  или  $Dst$ , индикатора магнитной активности для положения провала — магнитного поля кольцевого тока  $DR$ . Получено, что модель не имеет ограничения по величине интенсивности бури.

2. Дано обобщение этой модели на весь период роста магнитной активности бури. Получено, что точность модели увеличивается при переходе от спокойных условий к главной фазе бури.

3. Обнаружено, что в предполуночные часы в главную фазу интенсивной бури движение провала к экватору носит ступенчатоподобный характер, т. е. сильное скачкообразное изменение положения провала происходит в узком интервале изменений  $DR$ . В этом интервале изменений  $DR$  возможно промежуточное состояние, когда одновременно существуют два разнесенных по широте провала.

4. Дана качественная интерпретация этого эффекта и некоторых других закономерностей, которые следуют из построенной модели.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 95-05-14226), Международного научного фонда и Правительства России (грант J 41100).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Rodger A. S., Moffett R. J., Quegan S. The role of ion drift in the formation of ionisation troughs in the mid- and high-latitude ionosphere — a review//J. Atmos. Terr. Phys. 1992. V. 54. № 1. P. 1.
2. Деминов М. Г., Карпачев А. Т., Афонин В. В. и др. Динамика среднеширотного ионосферного провала в периоды бурь. 1. Качественная картина//Геомагнетизм и аэрономия. 1995. Т. 35. № 1. С. 73.
3. Кузнецова Т. В., Шевнин А. Д. О расчете поля DCF на поверхности Земли в зависимости от направления ММП//Геомагнитные вариации и электрические поля. М.: ИЗМИРАН, 1984. С. 35.
4. Нишида А. Геомагнитный диагноз магнитосферы. М.: Мир, 1980. 299 с.
5. Kohnlein W., Raitt W. J. Position of the mid-latitude trough in the topside ionosphere as deduced from ESRO-4 observations//Planet. Space Sci. V. 25. № 3. P. 600.
6. Беспрозванная А. С., Щука Т. И. Динамика главного ионосферного провала в период мировых бурь с развитым кольцевым током//Геомагнетизм и аэрономия. 1993. Т. 33. № 6. С. 145.
7. Беспрозванная А. С., Щука Т. И., Кица П. В. и др. Влияние  $DR$ -тока на динамику ночного ионосферного провала в периоды магнитных бурь сентября 1989 г.//Геомагнетизм и аэрономия. 1994. Т. 34. № 4. С. 166.
8. Rees M. H., Roble R. G. Observations and theory of the formation of stable auroral red arcs//Rev. Geophys. 1975. V. 13. № 1. P. 201.
9. Хорошева О. В. Магнитосферные возмущения и связанная с ними динамика ионосферных электроструй, полярных сияний и плазмопаузы//Геомагнетизм и аэрономия. 1987. Т. 27. № 5. С. 804.
10. Yeh H.-C., Foster J. C., Rich F. J., Swider W. Storm time electric field penetration observed at mid-latitude//J. Geophys Res. 1991. V. 96. № A4. P. 5707.
11. Moffett R. J., Quegan S. The mid-latitude trough in the electron concentration of the F-layer: a review of observation and modelling//J. Atmos. Phys. 1983. V. 45. № 5. P. 315.
12. Деминов М. Г., Карпачев А. Т., Афонин В. В., Шмилауэр Я. Изменения положения главного ионосферного провала в зависимости от долготы и геомагнитной активности//Геомагнетизм и аэрономия. 1992. Т. 32. № 5. С. 185.
13. Гальперин Ю. И., Сивцева Л. Д., Филиппов В. М., Халипов В. Л. Субавроральная верхняя ионосфера. Новосибирск: Наука, 1990. 192 с.
14. Бенькова Н. П., Беспрозванная А. С., Козлов Е. Ф. и др. Влияние ММП на положение главного



- ионосферного провала по данным ИСЗ «Интеркосмос-19»//Геомagnetизм и аэрономия. 1989. Т. 29. № 5. С. 863.
15. *Spiro R. W., Heelis R. A., Hanson W. B.* Rapid subauroral ion drifts observed by Atmosphere Explorer C.//Geophys. Res. Lett. 1979. V. 6. № 8. P. 657.
  16. *Деминов М. Г., Шубин В. Н.* Динамика субавроральной ионосферы в возмущенных условиях//Геомagnetизм и аэрономия. 1987. Т. 27. № 3. С. 398.
  17. *Hamilton D., Gloecler G., Ipravich F. et al.* Ring current development during the great geomagnetic storm of February 1986//J. Geophys. Res. 1988. V. 93. № A12. P. 14343.
  18. *Kozyra J. U., Shelley E. G., Comfort R. H.* The role of ring current  $O^+$  in the formation of stable auroral red arcs//J. Geophys. Res. 1987. V. 92. № A7. P. 7487.

Институт земного магнетизма, ионосферы  
и распространения радиоволн РАН,  
Институт космических исследований РАН

Поступила в редакцию  
10.03.95