

## **ИОНИЗАЦИОННЫЕ ПОСЛЕДСТВИЯ КАТАСТРОФИЧЕСКОГО РАЗРУШЕНИЯ РАДИАЦИОННЫХ ПОЯСОВ ЗЕМЛИ**

*А.С. Стрелков, С.Н. Сиднева*

Произведена оценка возможных последствий разрушения радиационных поясов Земли и возмущений ионизационного состояния D-слоя ионосферы, возникающих за счет вторжения в атмосферу потоков частиц радиационных поясов. Показано, что возникающие повышенные концентрации электронов и ионов в течение нескольких часов спадают до уровня естественного фона и эффект разрушения радиационных поясов Земли не имеет катастрофических последствий.

### **Введение**

В последнее время в связи с ускорением смещения магнитных полюсов Земли, аномальными погодными явлениями, разрушительными землетрясениями и другими негативными природными процессами в прессе много пишется о катастрофических изменениях в среде обитания человечества. Предполагается, что одной из таких катастроф может быть быстрое разрушение радиационных поясов Земли в связи с исчезновением или переполусовкой земного магнитного поля.

В настоящей работе делаются максимальные оценки последствий «мгновенного» исчезновения магнитного поля Земли с точки зрения разрушения радиационных поясов Земли (без последующего их быстрого восстановления) и связанного с этим явлением воздействия на ионосферу и верхнюю атмосферу потока протонов и электронов, ранее удерживаемых в магнитной ловушке поясов.

Оценки проводятся для наихудшего варианта ионизационного воздействия, когда все протоны и электроны, ранее находящиеся на данной геомагнитной оболочке  $L$ , вторгаются в атмосферу либо в виде мононаправленного потока по направлению исчезнувшей геомагнитной линии, либо с образованием на «границе» атмосферы изотропного источника, направленного вглубь.

Такие предположения соответствуют максимальным потокам ионизирующих частиц, поскольку в каждой точке геомагнитной линии существует распределение частиц по питч-углам относительно направления магнитного поля. При снятии замagnetненности частицы будут сохранять прежнее направление движения, и только те частицы, которые при этом поглотятся в верхних слоях атмосферы, создадут ионизационный эффект. Это означает, что значительная часть частиц, находившихся в момент исчезновения поля в пределах радиационного пояса, свободно разлетится в околоземное пространство.

## Входные данные

Если исходить из предположения, что все захваченные частицы, вне зависимости от фазы ларморовского вращения и питч-угла, вторгнутся в атмосферу, то для оценки ионизационного возмущения необходимо знать: величину потока частиц, их энергетическое распределение и время воздействия, которое определяется баунд-периодом  $\tau_b$  – временем движения частицы между точками отражения в северном и южном полушариях.

Таблица 1

**Максимальные значения периодов колебания электронов  
и протонов между точками отражения в секундах**

| Электроны   |         |           |         |         |         |           |         |         |
|-------------|---------|-----------|---------|---------|---------|-----------|---------|---------|
| $E_e$ , КэВ | $L = 2$ | $L = 2,5$ | $L = 3$ | $L = 4$ | $L = 5$ | $L = 5,5$ | $L = 6$ | $L = 7$ |
| 40          | 0,9     | 0,74      | 0,89    | 1,18    | 1,48    | 1,65      | 1,77    | 2,07    |
| 150         | 0,35    | 0,44      | 0,52    | 0,70    | 0,87    | 0,96      | 1,04    | 1,22    |
| 1000        | 0,23    | 0,29      | 0,35    | 0,47    | 0,59    | 0,65      | 0,70    | 0,82    |
| 2000        | 0,22    | 0,28      | 0,33    | 0,44    | 0,55    | 0,61      | 0,66    | 0,77    |
| Протоны     |         |           |         |         |         |           |         |         |
| $E_p$ , МэВ | $L = 2$ | $L = 2,5$ | $L = 3$ | $L = 4$ | $L = 5$ | $L = 5,5$ | $L = 6$ | $L = 7$ |
| 1           | 4,79    | 5,99      | 7,18    | 9,58    | 12,0    | 13,2      | 14,4    | 16,8    |
| 10          | 1,53    | 1,91      | 2,29    | 3,05    | 3,81    | 4,19      | 4,58    | 5,34    |
| 30          | 0,89    | 1,12      | 1,34    | 1,79    | 2,24    | 2,46      | 2,68    | 3,13    |
| 100         | 0,52    | 0,64      | 0,77    | 1,03    | 1,29    | 1,42      | 1,55    | 1,81    |

Значения  $\tau_b$  в секундах, приведенные в таблице 1, вычислены по соотношению [Аллен, 1962; Кузнецов, Тверская, 2006]:

$$\tau_b = 0.085 \cdot \frac{L}{\beta} \cdot (1.3 - 0.563 \cdot \sin \alpha_0) \beta = v/c,$$

где  $v$  – скорость частицы,  $c$  – скорость света,  $\alpha_0$  – питч-угол на экваторе,  $L$  – экваториальное расстояние геомагнитной линии, выраженное в земных радиусах. При расчете принято:  $\alpha_0 = 0$ , то есть вычисляется максимальное значение  $\tau_b$ .

При движении по магнитной линии высыпание частиц, расположенных в пределах от экваториальной точки до точки отражения, произойдет за время  $1/2 \tau_b$ . Как видно из данных таблицы 1, значения  $1/2 \tau_b$  для электронов с энергией 40 КэВ не превосходят 1,03 с, а для протонов – 8,4 с. Учитывая, что на  $L > 3$  протонов с энергиями  $E \geq 1$  МэВ нет,  $1/2 \tau_b \leq 3,6$  с. Поэтому все дальнейшие вычисления кинетики ионизационного состояния верхних слоев атмосферы будут вестись для «мгновенного» вброса энергии и «мгновенного» образования добавочного количества электронно-ионных пар  $Q_{ei}$ .

Данные о потоках протонов и электронов и их энергетических спектрах для дальнейших оценок могут быть взяты из [Гальпер, 2006; Сосновец, 2006] или вычислены с использованием [Trapped Proton Models, NASA].

В [Гальпер, 2006; Сосновец, 2006] приведены интегральные потоки частиц с энергией, большей заданной, а в [Trapped Proton Models, NASA] – еще и спектральные энергетические распределения. Данные об интегральных потоках в указанных источниках фактически не различаются, поэтому в дальнейшем исполь-

зуются значения потоков  $\Pi_{ep}(L)$ , взятые из [Гальпер, 2006], которые дают  $\Pi_e$  для  $E_e > 40, 150, 1000$  КэВ и  $1,5 < L < 7$ , а также  $\Pi_p$  для  $E_p > 1, 10, 30, 100$  МэВ для  $L = 1,5-5$ . Следует отметить, что для  $L = 4,5$  приведен только поток протонов с  $E > 1$  МэВ. Эти данные приведены в таблице 2.

В большинстве используемых литературных источников указывается, что энергетические спектральные распределения протонов могут аппроксимироваться зависимостями вида:

$$N_p(E) \sim A_p \cdot E^\gamma,$$

а для электронов энергетическое спектральное распределение задается в виде:

$$N_e(E) \sim A_e \cdot \exp(-E/E_0).$$

Эти зависимости для каждой пары электронных порогов с  $E > E_1$  и  $E > E_2$  позволяют найти  $A$  и  $\gamma$ , либо  $E_0$ .

Совокупность  $A_i, \gamma_i, E_{0i}$  для всех заданных энергий  $E_e, E_p$  дает возможность рассчитывать спектры во всем диапазоне энергий. В наших расчетах верхний предел  $E_e$  взят равным 2 МэВ, а  $E_p^{\max} = 200$  МэВ. Примеры спектров протонов и электронов, рассчитанных в таких приближениях, приведены на рис. 1.

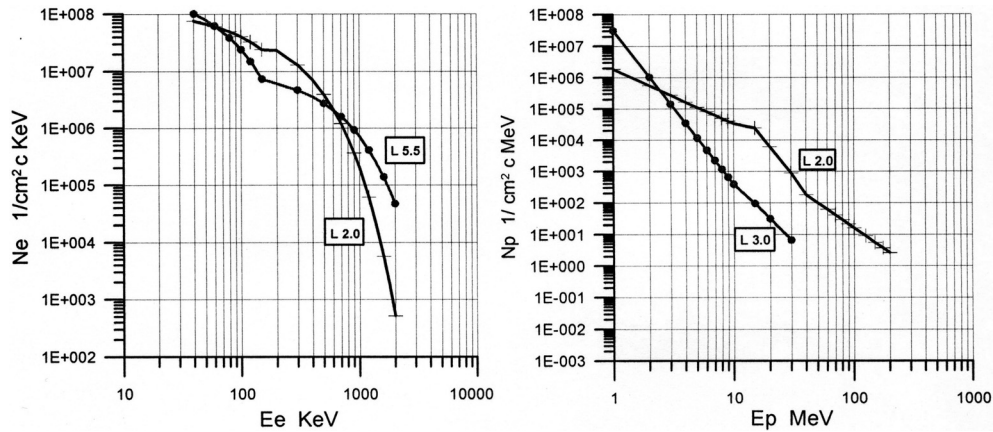


Рис. 1. Энергетические спектры электронов и протонов на различных  $L$  – оболочках.

Протонные спектры даны для  $L = 2$  и  $3$ , где потоки протонов, используемые в расчетах, имеют наибольшие и наименьшие значения. Спектры электронов даны для минимальных потоков ( $L = 2$ ) и в максимуме внешнего электронного пояса ( $L = 5,5$ ). На остальных  $L$  спектры электронов имеют тот же вид.

### Расчеты энергосвечения и числа образованных электронно-ионных пар

Для расчета энергосвечения от потоков электронов используются зависимости  $\frac{dE}{dm}(E_0, m), \frac{\text{КэВ}}{\text{г/см}^2}$  – значения потери энергии при проникновении частиц на глубину  $m, (\text{г/см}^2)$  вещества преграды. Поскольку электроны, взаимодействуя с ча-

стицами среды, рассеиваются на большие углы и их путь представляет собой траекторию, располагающуюся в пространстве случайным образом, то функция  $dE/dm$  имеет статистический характер и обычно рассчитывается методом Монте-Карло.

Для электронов, распространяющихся в воздушной среде, большой банк данных

$$\frac{dE}{dm}(E_0, m, \cos \alpha),$$

где  $\alpha$  – начальный питч-угол замагниченного электрона, представлен в [Стрелков, Сиднева, 2006]. Используя свертки данных [Стрелков, Сиднева, 2006] по угловому распределению, можно получить искомые функции энерговыделения для электронов с энергиями от 10 МэВ до 40 КэВ. Оценочные расчеты показали, что получаемые результаты хорошо совпадают с функциями энерговыделения, приводимыми в [Berger, Seltzer and Maeda, 1974]. В работе даны функции энерговыделения для двух видов источников – мононаправленного и изотропного потоков, падающих на воздушный слой. Диапазон энергий электронов –  $E_e$  для мононаправленного потока 20 КэВ – 2 МэВ, для изотропного 20 КэВ – 500 КэВ, что вполне достаточно для расчета энерговыделения от электронов радиационных поясов.

Сопоставление нормированных функций для мононаправленного потока для различных значений  $E_e$  показывает, что они в интервале энергий 40 КэВ – 1 МэВ мало отличаются друг от друга. Максимальное расхождение в значениях потери энергии составит ~7–16%. Исходя из этого, для интервала 40 КэВ – 1 МэВ была подобрана единая полиномиальная функция, описывающая энерговыделение для данного диапазона энергии электронов с погрешностью не более ~10%. Для диапазона энергии (1–2) МэВ значения находились линейной интерполяцией.

Необходимые для расчета энерговыделения параметры верхней атмосферы задавались согласно модели MSIS-2000 [NIST. Physical Reference Data]. Плотность атмосферного воздуха  $\rho(h)$  на высотах 150–30 км задавалась степенной функцией. Остаточная масса воздуха  $M_{air}(h)$  в г/см<sup>2</sup> для этих же высот рассчитывалась интегрированием плотности, начиная с высоты 300 км с шагом 1 км, и также представлялась в виде полиномиальной аппроксимации.

Зная спектр электронов, функции энерговыделения, плотность на заданной высоте  $\rho$  и остаточную массу  $M_{air}(h)$ , энергию, вложенную в 1 см<sup>3</sup> воздушной среды, можно представить в виде:

$$\varepsilon_e(h) = \rho(h) \cdot \int_{E_{e0}^{\min}}^{E_{e0}^{\max}} \frac{E_{e0}}{R_0(E_{e0})} \cdot N_e(E_{e0}) \cdot F_{st}(E_{e0}, z_m) \cdot dE_{e0}, \left[ \frac{\text{энергия}}{\text{см}^3 \cdot \text{с}} \right], \quad (1)$$

где  $E_{e0}$  и  $R_0$  – начальная энергия электрона и его массовый пробег,  $N_e$  – поток,  $F_{st}(E_{e0}, z_m)$  нормированная функция энерговыделения,  $z_m = m/R_0$ , а  $m$  – масса воздуха, пройденная электроном. Соответствующее величине  $\varepsilon_e(h)$  число рожденных электронно-ионных пар с учетом времени высыпания  $1/2 \tau_e$  составит:

$$Q_{ei}^E = 1/2 \cdot \tau_e \cdot \varepsilon_e(h) \cdot \frac{1}{EnPrice}, \left[ \frac{\text{пар}}{\text{см}^3} \right], \quad (2)$$

где  $EnPrice \approx 30$  эВ.

Совершенно аналогично вычисляются  $\varepsilon_e$  и  $Q_{ei}$  для изотропного потока с заменой  $F_{st}$  на функцию  $F_{is}(E_{e0}, z_m)$ , которая также представлена аппроксимирующим полиномом, единым для всех энергий от 20 до 500 КэВ

Для протонного излучения функций, подобных  $F(E_{p0}, z_m)$ , нет. Поэтому при определении энерговклада от потока протонов с начальной энергией  $E_{p0}$  приходится делать следующие вычисления:

– для массы воздуха  $m \leq R_p(E_{p0})$  определить энергию, остающуюся у потока, а затем, зная  $E_p(m)$ , найти величину удельных массовых потерь энергии  $\frac{dE_p}{dm}$ , которая так же, как и для электронов, дает энерговклад, в данном случае в единицах  $\frac{\text{МэВ}}{\text{г/см}^2}$ .

Зависимость  $E_p(m)$ , выражаемая в единицах  $E_p/E_{p0}$  и  $m/R_{p0}$ , определялась при расчете массы, проходимой протоном при изменении энергии от  $E_{p0}$  до  $E_p$ :

$$m(E_p^*) = \int_{E_p}^{E_{p0}^*} \frac{1}{\frac{dE_p}{dm}(E_p)} \cdot dE_p$$

Такой расчет был проведен для  $E_p = (1.0, 0.9, 0.8, \dots 0.1) \cdot E_{p0}$ , что позволило получить искомую функцию и затем аппроксимировать ее полиномом. Такие функции были рассчитаны для  $E_{p0} = 1, 3, 5, 7, 10, 30, 50, 70, 100$  МэВ.

Набор зависимостей  $E^{norm} = E_p^*/E_{p0}$  от  $M_{norm} = m/R_{p0}$  позволяет либо напрямую, либо интерполяцией определять  $E_p$  как функцию остаточной массы атмосферы  $M_{air}/R_{p0}$  для всех энергий спектра и получать удельный энерговклад от действия потока протонов:

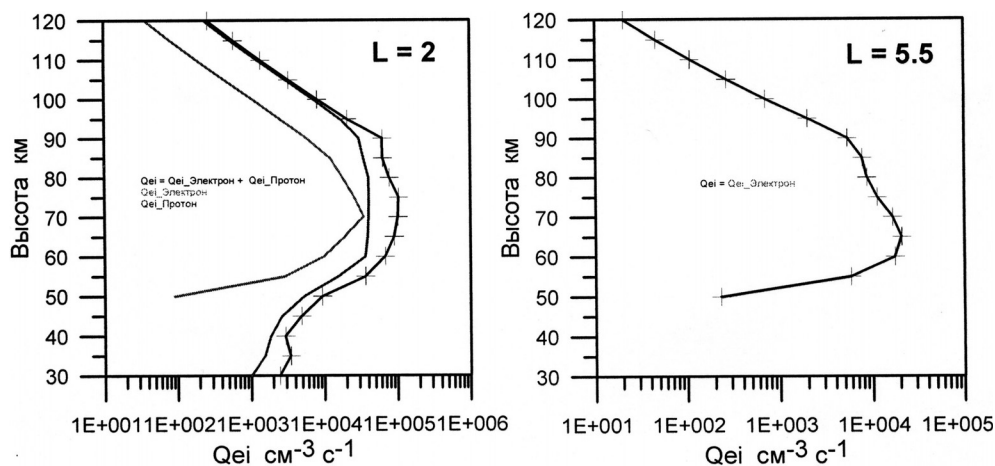
$$\varepsilon_p(h) = \rho(h) \cdot \int_{E_{p0}^{\min}}^{E_{p0}^{\max}} \frac{dE_p}{dm}(E_p) \cdot N_p(E_p) \cdot dE_p \quad (3)$$

$$Q_{ei}^p(h) = \frac{1}{2} \cdot \tau_p(h) \cdot \varepsilon_p(h) \cdot \frac{1}{EnPrice} \quad (4)$$

Подобный метод вычисления энерговклада основывается на том, что протон может испытывать значительное рассеяние, приводящее к изменению направления движения только в ядерных столкновениях. Как следует из таблиц [NIST. Physical Reference Data], тормозная способность в электронных столкновениях и в ядерных столкновениях для протонов с  $E_p = 1$  МэВ составляет  $2,2 \cdot 10^2$  и  $1,55 \cdot 10^{-1}$  МэВ см<sup>2</sup>/г соответственно, а для  $E_p = 100$  МэВ –  $6,44 \cdot 10^0$  и  $2,17 \cdot 10^{-3}$ . Такие соотношения тормозных способностей показывают, что предположение о прямолинейности траектории протона оправдано. Некоторое сомнение вызывает использование для случая протонов данного диапазона энергий, являющихся нерелятивистскими частицами, значение  $EnPrice = 30$  эВ, которое было получено для релятивистских электронов.

Для расчета энерговыделения от протонов в случае изотропного потока использовались те же зависимости:  $E^{norm} = f(M_{air}/R_{p0})$ , но в данном случае для протона, вторгающегося в атмосферу под углом  $\theta$  к вертикали:  $M_{air} = M_{air}/\cos \theta$ , при этом для каждой спектральной линии сначала происходит интегрирование вкладов по  $\theta$ , и только после получения суммарного энерговыделения для изотропного потока протонов с энергией  $E_p$  производится интегрирование по спектру, аналогично как это делается в соотношении (3), приведенном выше.

Расчеты числа пар заряженных частиц, «мгновенно вбрасываемых» на высотах от 120 до 30 км, с использованием обоих видов потоков выполнены для всего ряда  $L$ .



**Рис. 2.** Зависимость числа электронно-ионных пар от высоты для мононаправленных потоков протонов и электронов.

Для примера на рис. 2 приведены полученные высотные распределения  $Q_{ei}^{tot}$ ,  $Q_{ei}^p$ ,  $Q_{ei}^e$  для  $L = 2$  и  $Q_{ei}^{tot} = Q_{ei}^e$  для  $L = 5,5$ , полученные для случая мононаправленных потоков протонов и электронов. Для  $L = 2,0$  максимум возмущения лежит в диапазоне высот 80–60 км и обусловлен действием протонных потоков. Вклад, вносимый электронами в общие значения  $Q_{ei}^{tot}$ , составляет ~10–15%. Для  $L = 5,5$  максимум располагается на высотах ~70–60 км и по порядку величины равен  $\sim (1-2) \times 10^4$  1/см<sup>3</sup>·с.

Таблица 2

**Интегральные потоки протонов и электронов  
в экваториальной плоскости на различных  $L$  оболочках (см<sup>-2</sup> с<sup>-1</sup>)**

| Протоны     |                  |                  |                  |                  |                  |
|-------------|------------------|------------------|------------------|------------------|------------------|
| $E_p$ , МэВ | $L = 2$          | $L = 2.5$        | $L = 3$          | $L = 4$          | $L = 5$          |
| $E_p > 1$   | $2,5 \cdot 10^6$ | $6,3 \cdot 10^6$ | $7,9 \cdot 10^6$ | $7,9 \cdot 10^5$ | $7,8 \cdot 10^4$ |
| $E_p > 10$  | $5,0 \cdot 10^5$ | $1,6 \cdot 10^5$ | $2,2 \cdot 10^3$ | —                | —                |
| $E_p > 30$  | $7,1 \cdot 10^3$ | $1,0 \cdot 10^3$ | —                | —                | —                |
| $E_p > 100$ | $2,2 \cdot 10^3$ | —                | —                | —                | —                |

| Электроны     |                  |                  |                  |                  |                  |                  |                  |                  |                  |
|---------------|------------------|------------------|------------------|------------------|------------------|------------------|------------------|------------------|------------------|
| $E_p$ , КэВ   | $L = 2$          | $L = 2.5$        | $L = 3$          | $L = 4$          | $L = 5$          | $L = 5,5$        | $L = 6$          | $L = 7$          | $L = 8$          |
| $E_p > 40$    | $1,0 \cdot 10^8$ | $1,0 \cdot 10^8$ | $5,6 \cdot 10^7$ | $3,7 \cdot 10^7$ | $7,9 \cdot 10^7$ | $1,0 \cdot 10^8$ | $1,0 \cdot 10^8$ | $8,9 \cdot 10^7$ | $5,6 \cdot 10^7$ |
| $E_p > 150$   | $2,8 \cdot 10^6$ | $5,6 \cdot 10^6$ | $1,4 \cdot 10^6$ | $2,8 \cdot 10^6$ | $7,1 \cdot 10^6$ | $7,1 \cdot 10^6$ | $4,5 \cdot 10^6$ | $6,3 \cdot 10^5$ | $3,5 \cdot 10^4$ |
| $E_p > 1000$  | $1,8 \cdot 10^5$ | $2,4 \cdot 10^4$ | $1,8 \cdot 10^4$ | $1,0 \cdot 10^5$ | $8,0 \cdot 10^5$ | $7,8 \cdot 10^5$ | $4,0 \cdot 10^5$ | $2,0 \cdot 10^4$ | $7,1 \cdot 10^2$ |
| $E_p > 20000$ | $1,0 \cdot 10^1$ | —                | —                | —                | —                | —                | —                | —                | —                |

Такие же высотные профили были рассчитаны в приближении изотропных потоков выпадающих частиц. Из сравнения высотных распределений при  $L = 2$  следует, что эффект воздействия обоих видов потоков сравним, и различается не более чем в ~1,2 раза в интервале высот 80–60 км и в ~2–3 раза на предельно малых высотах.

При  $L = 5,5$  распределения  $Q_{ei}^{tot}(h)$  также несильно отличаются, составляя в максимуме  $\sim (1-2) \cdot 10^4 \text{ 1/см}^3 \cdot \text{с}$ . Для остальных  $L$  выводы, сделанные относительно воздействия разных типов потоков, сохраняются. Поэтому далее приводятся результаты, полученные только для случая мононаправленных потоков вторгающихся частиц.

### **Ионосферные возмущения, вызванные высыпанием частиц разрушенных радиационных поясов**

Кинетика возмущения, созданного ионизационным действием потоков электронов и протонов разрушенного радиационного пояса, зависит от скоростей аэрономических реакций. Сами скорости определяются температурой и потоками солнечного излучения, которые зависят от времени года, местного времени и географической широты места. Поэтому для каждого значения  $L$  и связанной с ним геомагнитной широтой были подобраны геомагнитные долготы, такие, что географические координаты выбранных точек располагались в северном полушарии в Европе и Западной Сибири. Так, для  $L = 2$  была выбрана точка с координатами  $41,6^\circ$  с.ш. и  $8,3^\circ$  в.д., расположенная на территории Франции, а для  $L = 5,5$  с координатами  $56,2^\circ$  с.ш. и  $60,3^\circ$  в.д., расположенная в Западной Сибири, для  $L = 2,5$  в Чехии, для  $L = 3$  в Польше, для  $L = 4$  в Белоруссии, для  $L = 5$  в районе Урала, для  $L = 6$  в Швеции, а для  $L = 7$  самая северная точка с координатами  $69,7^\circ$  с.ш. и  $15,3^\circ$  в.д. в Норвегии.

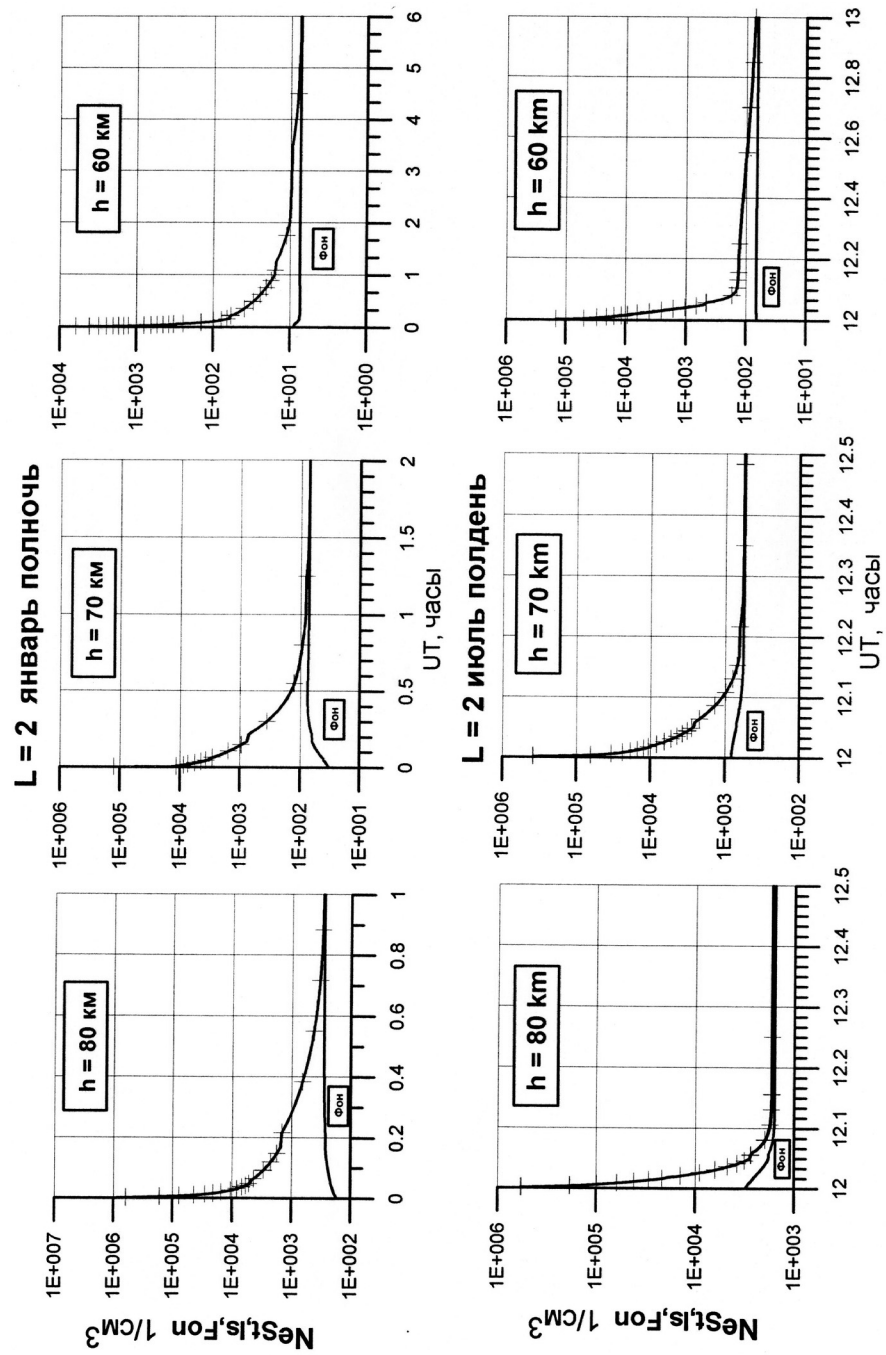
Расчеты изменения заряженных и нейтральных компонент ионосферы на высотах от 100 до 30 км проводились для четырех случаев: зима – 10 января, 0 и 12 часов, и лето – 1 июля, 0 и 12 часов.

Расчеты кинетики производились с использованием модернизированной программы [Журавлева, Кудрявцев, 1994], которая позволяет отслеживать изменение во времени 24 нейтральных и 8 заряженных ионосферных компонент. К положительным заряженным компонентам относятся  $\text{NO}^+$ ,  $\text{O}_2^+$  и  $\text{Sb}_1^+$ ,  $\text{Sb}_2^+$  – тяжелые кластерные ионы, к отрицательным –  $n_e$ ,  $\text{K}^-$ ,  $\text{C}^-$  и  $\text{N}^-$  – электроны и три сорта отрицательных кластеров.

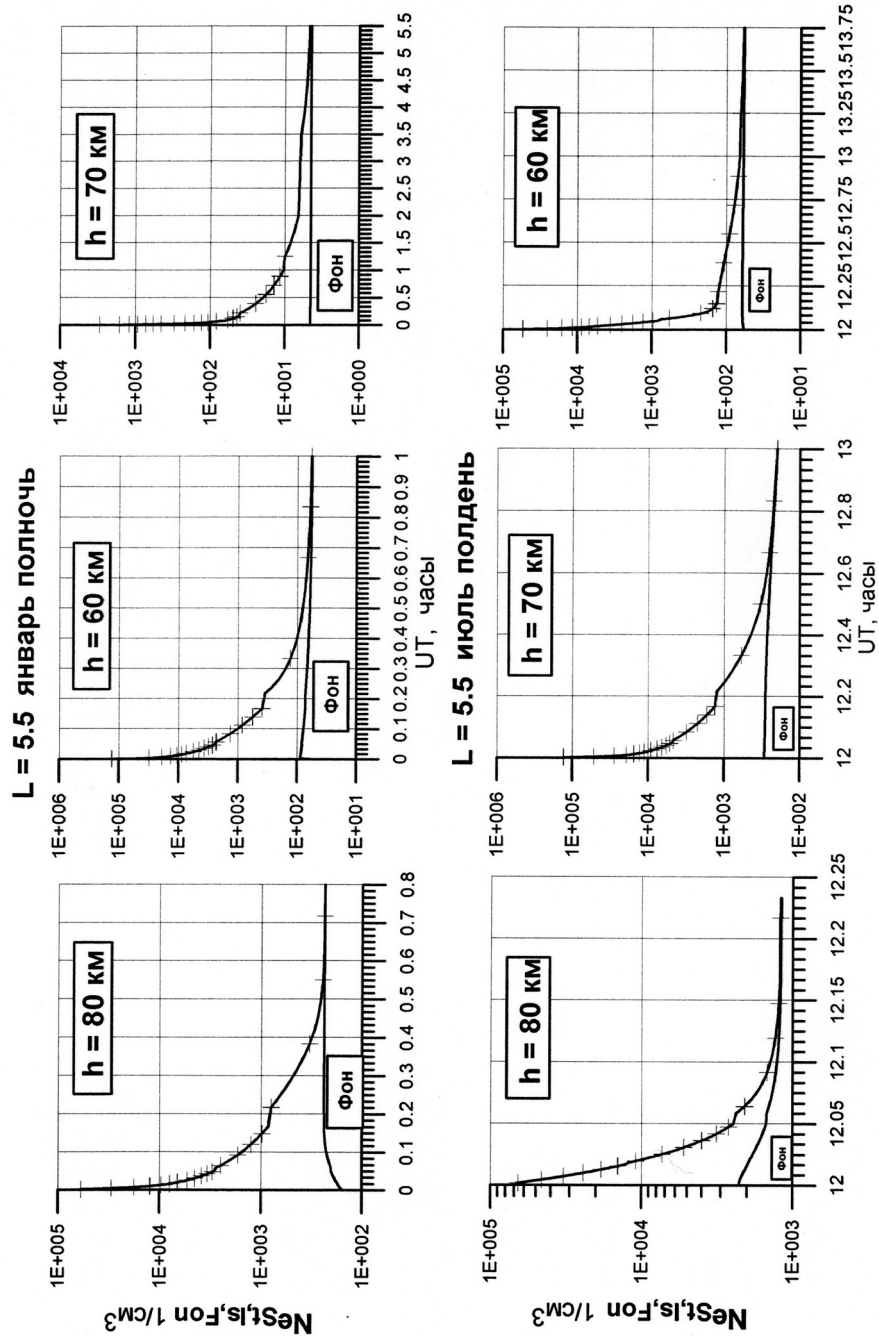
Чтобы выделить эффекты мгновенного вброса в ионосферу большого числа электронно-ионных пар для всех четырех вариантов: зима – лето – ночь – день рассчитывалась кинетика в невозмущенной среде, то есть при  $Q_{ei} = 0$ . Сравнение результатов расчетов с одинаковыми входными данными с  $Q_{ei}$  и  $Q_{ei} = 0$  позволяет четко выделить эффекты возмущения ионосферы.

Полученный объем данных для 8 значений  $L$ , высот от 100 до 30 км с шагом 5 км, для 4 сезонно-суточных условий и трех вариантов воздействия потоков, включая фоновые расчеты, содержится в 1440 файлах. Полная обработка такого большого объема информации имеет смысл только в том случае, если выборочная обработка вариантов с сильно различающимися входными данными выявит существенные отличия в процессах кинетики ионосферных компонент. Исходя из этого для обработки, также как, это было сделано в предыдущем разделе, были выбраны варианты  $L = 2$  и  $L = 5,5$  при использовании всех остальных параметров.

На рис. 3 и 4 приведен ход изменения концентраций электронов  $N_e$ , которые являются основной ионосферной компонентой, определяющей радиофизические свойства среды распространения радиоволн, в зависимости от времени, выраженного в часах всемирного времени UT. Рис. 3 относится к  $L = 2$  и в его верхней части



**Рис. 3.** Временной ход концентрации электронов после мгновенного высыпания протонов и электронов из оболочки радиационного пояса с  $L = 2$ .  
Верхний ряд: зима полночь  $h = 80, 70, 60$  км. Нижний ряд: лето полдень  $h = 80, 70, 60$  км.



**Рис. 4.** Временной ход концентрации электронов после мгновенного высыпания протонов и электронов из оболочки радиационного пояса с  $L = 5,5$ .  
Верхний ряд: зима полночь  $h = 80, 70, 60$  км. Нижний ряд: лето полдень  $h = 80, 70, 60$  км.

представлены изменения  $Ne$  в зимних ночных условиях (10 января, UT = 0), нижний ряд графиков относится к летним дневным условиям (1 июля, UT = 12), как уже сказано выше, для этого варианта расчета местное время превышает UT на 33 минуты.

В зимних условиях спад возмущенных электронных концентраций до фоновому уровня в интервале высот 80–60 км занимает от ~0,8 ч до от ~6 ч, что является наибольшим значением времени спада для всех высот от 100 до 30 км. За это время происходит спад значений  $Ne$  приблизительно на 4 порядка. Исходя из максимального времени релаксации, следует, что весь процесс изменения  $Ne$  происходит в ночных условиях и не затрагивает утреннего терминатора.

В летних условиях время релаксации заметно меньше и составляет от ~12 мин до ~1 ч, что объясняется более высоким уровнем фоновых концентраций  $Ne$  и соответствует спаду в пределах ~3 порядков величины. Релаксация и в этом случае не распространяется на время вечернего терминатора.

Построение рис. 4 аналогично рис. 3. При этом следует учитывать, что сдвиг местного времени по сравнению с UT составляет +4 часа. Большой временной сдвиг не выводит время релаксации за ночные или дневные часы и не затрагивает утренний или вечерний терминатор. Это приводит к тому, что изменение во времени  $Ne$  для  $L = 5,5$  мало отличается от временного хода  $Ne$  для  $L = 2$  как для зимних, так и для летних условий. При этом сохраняются и диапазоны изменения  $Ne \sim 10^4$  для зимы и  $\sim 10^3$  для лета.

Более подробные сведения о временах релаксации заряженных компонент на высотах D-слоя приведены в таблице 3.

Таблица 3

**Время релаксации возмущенных концентраций электронов  
и суммарного числа положительных ионов к уровню  
на 10% превышающему фоновые значения**

| Высота,<br>км | $L = 2$ |         |         |         | $L = 5,5$ |         |         |         |
|---------------|---------|---------|---------|---------|-----------|---------|---------|---------|
|               | Зима    |         | Лето    |         | Зима      |         | Лето    |         |
|               | Полдень | Полночь | Полдень | Полночь | Полдень   | Полночь | Полдень | Полночь |
| 100           | 0:04:20 | 0:21:00 | 0:02:00 | 0:22:00 | 0:00:06   | 0:14:00 | 0:00:55 | 0:13:00 |
| 90            | 0:31:00 | 0:30:00 | 0:09:00 | 0:25:00 | 0:31:00   | 0:31:00 | 0:16:00 | 0:25:00 |
| 80            | 0:32:00 | 0:49:00 | 0:07:00 | 0:17:00 | 0:34:00   | 0:29:00 | 0:06:00 | 0:15:00 |
|               |         | 0:49:00 | 0:07:00 |         |           | 0:29:00 | 0:06:00 |         |
| 70            | 0:41:00 | 1:20:00 | 0:14:00 | 0:15:00 | 0:43:00   | 0:44:00 | 0:37:00 | 0:47:00 |
|               |         | 1:25:00 | 0:14:00 |         |           | 0:48:00 | 0:37:00 |         |
| 60            | 1:25:00 | 4:30:00 | 1:10:00 | 4:30:00 | 5:00:00   | 5:00:00 | 1:15:00 | 1:35:00 |
|               |         | 4:00:00 | 1:25:00 |         |           | 5:00:00 | 1:25:00 |         |
| 50            | 2:30:00 | 3:30:00 | 1:55:00 | 3:45:00 | 0:35:00   | 1:35:00 | 1:20:00 | 1:30:00 |
|               |         | 3:45:00 | 1:30:00 |         |           | 1:35:00 |         |         |
| 40            | —       | 1:20:00 | 1:20:00 | —       | Фон       | Фон     | Фон     | Фон     |
| 30            | —       | 0:29:00 | 0:30:00 | —       | Фон       | Фон     | Фон     | Фон     |

Времена релаксации даны в виде — часы: минуты: секунды. В нижней части ячеек таблицы приведены времена релаксации суммарного числа положительных ионов.

В таблице даются времена возврата концентрации электронов и суммарного числа положительных ионов  $\Sigma N_i^+$  к уровню естественного фона. За время возврата

принято время, за которое  $Ne$  спадает до уровня, не превышающего естественный фон более чем на 10%, то есть  $100 \cdot (Ne - Ne^{\text{фон}}) / Ne^{\text{фон}} \approx 10$ . Время восстановления  $Ne$  приводится для всех 4 вариантов сезон – время дня,  $L = 2, 5, 5$  и высот 100–30 км. Положительная ионная компонента рассматривается только для резко различающихся условий зима – полночь, лето – полдень и высот 80–30 км, то есть в том интервале высот, где начинает проявляться влияние ионных компонент на радиофизические свойства воздушной среды.

Как следует из данных таблицы 3, времена восстановления  $Ne$  и  $\Sigma N_i^+$  или совпадают, или мало отличаются. Этим обстоятельством и обусловлено менее подробное рассмотрение ионной компоненты.

Основные выводы, которые можно сделать, анализируя данные таблицы 3:

1. Максимальное время существования возмущенного состояния D-слоя после разрушения радиационных поясов Земли не превышает ~6 часов.

2. Восстановление ионизационного состояния в зимний период на больших высотах ~100–90 км происходит медленнее, чем летом, что связано с низкими фоновыми концентрациями заряженных компонент.

3. Наибольшие времена восстановления относятся к высотам 60–50 км, для которых характерен переход от преобладания электронной компоненты над отрицательными кластерными ионами к обратному их соотношению и переход от электронной проводимости к ионной проводимости.

4. Для  $L = 2$  за счет ионизационного действия потока протонов с энергиями ~100 МэВ происходит заметное возмущение на высотах 30–40 км, длящееся от 0,5 до ~1,5 часов.

### Заключение

Приведенные в работе данные о возмущении D-слоя ионосферы потоками протонов и электронов при мгновенном разрушении радиационных поясов Земли показывают, что за время ~ 5–6 часов ионосфера восстановит свое естественное состояние, и каких-либо катастрофических событий не произойдет.

Это не означает, что в период существования возмущенного состояния не будут наблюдаться помехи в радиосвязи в различных частотных диапазонах. Определение таких помех не входило в задачи данной работы, но полученный объем сведений о состоянии D-слоя ионосферы для обширного географического региона, включающего Европу и Западную Сибирь, позволит сделать такие оценки. Кроме того, использование созданных программ расчета ионизационных воздействий потоков радиации позволяет получить необходимые данные и для других регионов земного шара.

Следует отметить, что разрушение радиационных поясов, как следствие исчезновения геомагнитного поля, может быть одним из наименее опасных последствий для экологии Земли. Так, длительное непосредственное воздействие солнечного ветра на верхнюю атмосферу может оказать более сильное влияние на состояние ионосферы на высотах E- и F-слоев.

### Литература

Ван Аллен Дж. Динамика, состав и происхождение корпускулярного излучения, захваченного магнитным полем Земли // Сборник статей «Радиационные пояса Земли» / под ред. В.П. Шабанского. М.: ИЛ, 1962.

Кузнецов С.Н., Тверская Л.В. Радиационные пояса // Глава из книги «Модель космоса», НИИЯФ МГУ, 2007. <http://www.kosmofizika.ru/obzor.html>

Гальпер А.М. Радиационный пояс Земли. МИФИ, Астронет. <http://www.pereplet.ru/cgi/soros/readdb.cgi?f=ST737>.

Сосновец Э.Н. Радиационный пояс Земли // Глава из книги «Модель космоса» НИИЯФ. МГУ, 2006.

*Trapped Proton Models.* APSmin, APSmax, NASA. [http://www.nasa.gov/vitmo/msis\\_vitmo.html](http://www.nasa.gov/vitmo/msis_vitmo.html).

Стрелков А.С., Сиднева С.Н. Банк данных характеристик транспорта замагниченных электронов в верхней атмосфере. // Динамические процессы во взаимодействующих геосферах: сборник научных трудов ИДГ РАН. М.: ГЕОС, 2006. С. 259–269.

Berger M.J., Seltzer S.M. and Maeda K. Some new results on electron transport in the atmosphere // *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*. 1974 V. 36. P. 591–617.

NASA. MSIS-E-90 Atmosphere Model. [http://www.nasa.gov/vitmo/msis\\_vitmo.html](http://www.nasa.gov/vitmo/msis_vitmo.html).

NIST. Physical Reference Data. Radiation Dosimetry Data. Stopping-Power and Range Tables for Electrons, Protons and Helium Ions. <http://www.nist.gov/pml/data/radiation.cmf>

Журавлева Л.А., Кудрявцев В.П. Нестационарная фотохимическая модель малых составляющих средней атмосферы // Динамические процессы в геосферах: геофизика сильных возмущений: сборник трудов ИДГ РАН. М.: 1994. С. 191–204.