

УДК 550.388

Влияние вариаций интенсивности ОНЧ-излучения в магнитосфере на плотность потока высыпающихся электронов

Н.Д. Наумов, В.В. Руденко

Построена аналитическая модель зависимости плотности потока высыпающихся электронов от амплитуды и длительности изменения коэффициента диффузии частиц по питч-углам, вызванного всплеском интенсивности ОНЧ-излучения в магнитосфере.

PACS: 94.20.wj

Ключевые слова: магнитосфера, ОНЧ-излучение, диффузия по питч-углам, высыпание электронов.

Введение

Механизмом высыпания электронов из внешнего радиационного пояса является питч-угловое рассеяние частиц, обусловленное резонансным взаимодействием электронов с ОНЧ-волнами (частоты в диапазоне 1–30 кГц) [1]. Это подтверждается наблюдающейся на эксперименте корреляцией между высыпанием электронов и всплесками ОНЧ-излучения в магнитосфере [2]. В настоящее время проводятся исследования по использованию ОНЧ-излучения наземных передатчиков для контролируемого высыпания электронов из радиационных поясов [3], и поэтому оценка влияния вариаций интенсивности ОНЧ-излучения в магнитосфере на плотность потока электронов, высыпающихся из радиационного пояса, представляет несомненный интерес.

Один из методов теоретического анализа распада радиационных поясов основан на уравнении диффузии для функции распределения частиц по питч-углам [4]:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial q} \left(qD \frac{\partial f}{\partial q} \right) + Q(q, t), \quad (1)$$

где $q = \cos \alpha_0$, α_0 — питч-угол частицы в плоскости геомагнитного экватора. Функция распределения $f(q, t)$ определяется таким образом, что в момент времени t число частиц в силовой трубке, косинусы экваториальных питч-углов которых заключе-

ны между q и $q + dq$, равно $f(q, t) dq \Delta S_0$, где ΔS_0 — поперечное сечение силовой трубки в плоскости геомагнитного экватора. Коэффициент диффузии D зависит от интенсивности ОНЧ-излучения в магнитосфере [5]. Функция $Q(q, t)$ описывает источник, т. е. в единицу времени в силовую трубку в момент времени t вводится $Q(q, t) dq \Delta S_0$ частиц, соответствующих интервалу от q до $q + dq$.

Целью данной работы является построение аналитической модели зависимости плотности потока высыпающихся электронов от амплитуды и длительности изменения коэффициента диффузии частиц по питч-углам, обусловленного всплеском интенсивности ОНЧ-излучения в магнитосфере.

Постановка задачи

Выражение для плотности диффузионного потока частиц на границе конуса потерь $\alpha_0 = \alpha_{0c}$ имеет следующий вид:

$$\Pi = - qD \left. \frac{\partial f}{\partial q} \right|_{q=q_c},$$

где $q_c = \cos \alpha_{0c}$. Интегрируя уравнение (1), для этой плотности потока найдем:

$$\Pi = I - \frac{d}{dt} \int_0^{q_c} f dq,$$

где $I = \int_0^{q_c} Q dq$ — плотность потока частиц, вводимых в силовую трубку.

Для стационарного состояния полученное соотношение соответствует заранее очевидному результату, а именно, $\Pi_0 = I$. Плотность потока частиц, высыпающихся через один конец силовой

Наумов Николай Дмитриевич, вед. научн. сотрудник.

Руденко Виталий Владимирович, начальник отдела. ФКГУ «12 ЦНИИ МО РФ».

Россия, 141307, Московская обл., г. Сергиев Посад-7.

E-mail: jasmin@spnet.ru

Статья поступила в редакцию 15 декабря 2013 г.

© Наумов Н.Д., Руденко В.В., 2014

трубки, равна: $P = (\kappa/2) \Pi$, где $\kappa = \Delta S_0/\Delta S$, ΔS — поперечное сечение силовой трубки на высоте высыпания частиц, т.е. для стационарного состояния $P_0 = \kappa I/2$.

В случае стационарной функции источника и $D = D_0 (q/q_c)^s$, где постоянная $s < 2$, D_0 — величина коэффициента диффузии на границе конуса потерь, решение уравнения (1) имеет следующий вид [4]:

$$f(q, t) = \frac{Iq}{(2-s)D_0} [1 - \xi^{2-s} + \Gamma(v+1) \times \sum_{n=1}^{\infty} a_n \xi^{-s/2} \left(\frac{2}{\zeta_{vn}}\right)^v J_v(z_n) \exp(-\mu_n t)], \quad (2)$$

Здесь постоянные a_n определяются из начального условия, $z_n = \zeta_{vn} \xi^{1-s/2}$, $\xi = q/q_c$, $J_v(x)$ — функция Бесселя первого рода, ζ_{vn} — значение n -го положительного корня этой функции, а также введены обозначения:

$$v = \frac{s}{2-s}, \quad \mu_n = D_0 \left(1 - \frac{s}{2}\right)^2 \frac{\zeta_{vn}^2}{q_c^2}.$$

В этом случае для плотности потока высыпающихся частиц найдем:

$$P(t) = P_0 [1 + \Gamma(v+1) \times \sum_{n=1}^{\infty} a_n \left(\frac{2}{\zeta_{vn}}\right)^{v-1} J_{v+1}(\zeta_{vn}) \exp(-\mu_n t)]. \quad (3)$$

Чтобы проанализировать влияние всплеска ОНЧ-излучения на высыпание электронов, рассмотрим следующую модельную задачу, полагая в дальнейшем для простоты $s = 0$. Пусть до момента времени $t = 0$ имеется стационарное состояние:

$$f_0(q) = A \xi (1 - \xi^2), \quad (4)$$

где $A = Iq_c/2D_0$, затем в течение промежутка времени $0 \leq t \leq \tau$ коэффициент диффузии становится равным σD_0 , где постоянная $\sigma > 1$, а при $t > \tau$ коэффициент диффузии вновь возвращается к первоначальному значению. Найдем в этих условиях изменение плотности потока высыпающихся электронов.

Аналитическая модель

Как следует из выражения (2), при $0 \leq t \leq \tau$ функция распределения запишется в следующем виде:

$$f_1(q, t) = A \frac{\xi}{\sigma} [1 - \xi^2 + \sum_{n=1}^{\infty} a_n J_0(x_n) \exp(-\sigma \gamma_n t)], \quad (5)$$

где коэффициенты a_n определяются из условия $f_1(q, 0) = f_0(q)$, $x_n = \zeta_{0n} \xi$, $\gamma_n = D_0 \zeta_{0n}^2/q_c^2$. Как нетрудно проверить, с приемлемой для практических оценок точностью функция $1 - \xi^2$ на отрезке $[0,$

1] может быть аппроксимирована комбинацией функций Бесселя $J_0(x_n)$:

$$1 - \xi^2 \approx \sum_{n=1}^3 c_n J_0(x_n),$$

где $c_1 = 1,1$, $c_2 = -0,13$, $c_3 = 0,03$. Эта аппроксимация позволяет найти приближенные значения фигурирующих в (5) коэффициентов в виде $a_n \approx (\sigma - 1) c_n$.

При $t > \tau$ функция распределения имеет аналогичный (5) вид:

$$f_2(q, t) = A \xi [1 - \xi^2 + \sum_{n=1}^{\infty} b_n J_0(x_n) \exp(-\gamma_n(t - \tau))]. \quad (6)$$

Из условия $f_2(q, \tau) = f_1(q, \tau)$ для коэффициентов b_n получим:

$$b_n \approx \frac{1-\sigma}{\sigma} [1 - \exp(-\sigma \tau \gamma_n)] c_n.$$

В итоге с помощью выражений (3), (5), (6) для плотности потока высыпающихся частиц при $t \geq 0$ найдем:

$$P(t) \approx \begin{cases} P_1(t), & 0 \leq t \leq \tau; \\ P_2(t), & t > \tau. \end{cases} \quad (7)$$

$$P_1(t) = P_0 [1 + \frac{1}{2} \sum_{n=1}^3 a_n \zeta_{0n} J_1(\zeta_{0n}) \exp(-\sigma \theta \zeta_{0n}^2)],$$

$$P_2(t) = P_0 [1 + \frac{1}{2} \sum_{n=1}^3 b_n \zeta_{0n} J_1(\zeta_{0n}) \exp[-(\theta - \eta) \zeta_{0n}^2]],$$

где $\theta = tD_0/q_c^2$, $\eta = \tau D_0/q_c^2$.

Для наглядности зависимость (7) представлена на рисунке для значений $\sigma = 2$, $\eta = 0,05$.

Полученные результаты показывают, что плотность потока высыпающихся электронов возрастает

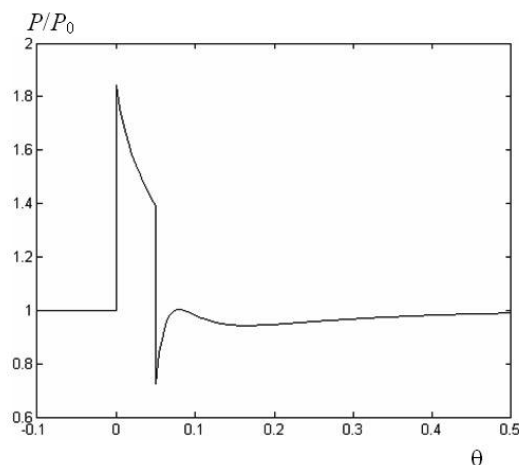


Рис. Изменение плотности потока высыпающихся электронов

тает при увеличении коэффициента диффузии частиц по питч-углам. Учитывая, что $\sum_{n=1}^3 c_n \zeta_{0n} J_1(\zeta_{0n}) = 1,688$, из выражения (7) найдем, что относительная амплитуда скачка плотности потока высыпавшихся электронов следующим образом зависит от относительного увеличения коэффициента диффузии:

$$\frac{P_1(0) - P_0}{P_0} \approx 0,844 (\sigma - 1).$$

Для характеристики радиационного пояса используется также такая величина, как мононаправленный поток частиц, который следующим образом связан с функцией распределения: $j = f/2\pi qT$, где T — период осцилляций частицы между зеркальными точками. С помощью этого потока можно вычислить всенаправленный поток частиц $J(\lambda)$ для любой геомагнитной широты λ [6]. В частности, в случае (4) для этого потока в плоскости геомагнитного экватора найдем:

$$J(0) = 4\pi \int_0^{q_c} j dq = \frac{2q_c I}{3TD_0},$$

т.е. для стационарного состояния этот поток в отличие от потока высыпавшихся частиц зависит от коэффициента диффузии. Поэтому после возвращения коэффициента диффузии к первоначальному значению всенаправленный поток частиц также должен вернуться к исходному состоянию. При неизменной плотности потока частиц, вводимых в силовую трубку, это возможно только за счет уменьшения плотности потока высыпавшихся электронов, что и проиллюстрировано на приведенном рисунке.

Заключение

Построенная аналитическая модель зависимости плотности потока высыпавшихся электронов

от амплитуды и длительности изменения коэффициента диффузии частиц по питч-углам, вызванного всплеском интенсивности ОНЧ-излучения в магнитосфере, определяет временную зависимость указанного потока. Кроме того, модель позволяет вычислить всенаправленный поток частиц $J(\lambda)$ для любой геомагнитной широты λ и в стационарном состоянии. В частности, для этого потока в плоскости геомагнитного экватора найдем:

$$J(0) = 4\pi \int_0^{q_c} j dq = \frac{2q_c I}{3TD_0},$$

т.е. для стационарного состояния этот поток в отличие от потока высыпавшихся частиц зависит от коэффициента диффузии. Поэтому после возвращения коэффициента диффузии к первоначальному значению всенаправленный поток частиц также должен вернуться к исходному состоянию. При неизменной плотности потока частиц, вводимых в силовую трубку, это возможно только за счет уменьшения плотности потока высыпавшихся электронов.

Литература

1. Гершман Б.Н., Трахтенгерц В.Ю. // УФН. 1966. Т. 89. Вып. 2. С. 201
2. Распопов О.М., Клейменова Н.Г. Возмущения электромагнитного поля Земли, ч. 3. ОНЧ-излучения. — Л.: Изд-во Лен. ун-та, 1977.
3. Marshall R.A., Newsome R.T., Lehtinen N.G., et al. // J. Geophys. Res. 2010. V. 115. P. A08206
4. Робертс Ч. С. Диффузия электронов по питч-углам в магнитосфере, в сб. Физика магнитосферы, под ред. Д. Вильямса и Дж. Мида, С. 374–412. — М.: Мир, 1972.
5. Kennel C.F., Petschek H.E. // J. Geophys. Res. 1966. V. 71. No. 1. P. 1–28.
6. Хесс В. Радиационный пояс и магнитосфера. — М.: Атомиздат, 1972.

The effect of the VLF radiation intensity variation in the magnetosphere on the precipitated electron flux

N. D. Naumov and V. V. Rudenko

12-th Central Research Institute,
Sergiev Posad-7, Moscow region, 141300, Russia
E-mail: jasmin@spnet.ru
Received December 15, 2013

An analytical relation between the precipitated electron flux and the pitch-angle diffusion coefficient jump caused by the VLF radiation intensity splash is obtained.

PACS: 94.20.wj

Keywords: magnetosphere, VLF radiation, pitch-angle diffusion, precipitation of electrons.

References

1. B. N. Gershman and V. Yu. Trakhtengerts, *Usp. Fiz. Nauk* **89**, 201 (1966).
2. O. M. Raspopov and N. G. Kleimenova, *Disturbances of the Earth's Electromagnetic Field, Pt. 3, VLF Radiation* (Leningrad University, Leningrad, 1977).
3. R. A. Marshall, R. T. Newsome, N. G. Lehtinen, et al., *J. Geophys. Res.* **115**, A08206 (2010).
4. Ch. S. Roberts, Electron Diffusion on the Pitch-Angles in the Magnetosphere, in *Physics of the Magnetosphere*, Ed. by D. Williams and J. Mid (Mir, Moscow, 1972), p. 374 [in Russian].
5. C. F. Kennel and H. E. Petschek, *J. Geophys. Res.* **71**, 28 (1966).
6. V. Hess, *Radiation Belt and Magnetosphere*. (Atomizdat, Moscow, 1972) [in Russian].