

В.Н. Морозов

**ВЛИЯНИЕ МОЛНИЕВЫХ ГРОЗОВЫХ РАЗРЯДОВ
НА ПАРАМЕТРЫ ГЛОБАЛЬНОЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ЦЕПИ**

V.N. Morozov

**THE INFLUENCE OF THUNDERSTORM LIGHTNINGS
ON THE GLOBAL ELECTRICAL CIRCUIT PARAMETERS**

На основе нестационарной модели глобальной электрической цепи, включающей грозовые облака как основные генераторы электрического поля атмосферы Земли, оценивается влияние молниевых разрядов на глобальный потенциал ионосферы и напряженность электрического поля вблизи земной поверхности.

The influence of lightnings on the global ionospheric potential and the strength of the electrical field near the Earth's surface is considered, based on the nonstationary theory of the global circuit that includes thunderstorm clouds as the basic generators of the electrical field of the Earth's atmosphere.

Общепринятая модель глобальной электрической цепи (ГЭЦ) включает в себя токовый генератор, действующий в грозовых облаках. Квазистационарные модели, подобные моделям [Морозов, 1988; Hays, 1979; Holser, 1952], могут описывать состояние электрического поля атмосферы, когда грозовые облака развиваются (или восстанавливаются) в отсутствии молниевых разрядов. Для учета влияния молниевых генераторов требуется нестационарная модель. Такая модель была рассмотрена в работе [Морозов, 2005] на основе решения уравнения для электрического потенциала φ в сферической системе координат (r, θ, ϕ) с началом в центре Земли с учетом грозовых генераторов. Это уравнение представляется в следующем виде:

$$\left(\frac{1}{4\pi} \frac{\partial}{\partial t} + \lambda(r) \right) \left[\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial \varphi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial \varphi}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \phi^2} \right] + \frac{\partial \lambda}{\partial r} \frac{\partial \varphi}{\partial r} =$$

$$= \sum_{s=1}^N \operatorname{div} \vec{j}_s = - \sum_{s=1}^N \frac{I_{cs}(t)}{r^2} [\delta(r - r_{s0}) - \delta(r - r_{s1})] \delta(\cos \theta - \cos \theta_s) \delta(\phi - \phi_s),$$

$$\vec{E} = -\operatorname{grad} \varphi, \tag{1}$$

где \vec{E} – напряженность электрического поля; λ – электрическая проводимость атмосферы; $I_{cs}(t)$ – ток электризации, текущий в s -м грозовом генераторе; $\delta(u)$ – функция Дирака; ϕ_s, θ_s – угловые координаты s -го грозового источника; N – число грозовых генераторов, действующих по всему земному шару в данный момент времени; r_{s0}, r_{s1} – радиальные расстояния, соответствующие положительному и отрицательному зарядам грозового облака ($r_{s0} > r_{s1}$).

Запись правой части уравнения (1) в представленном виде означает дипольное описание пространственной структуры грозových генераторов.

При выводе уравнения (1) предполагалось, что проводимость λ зависит только от радиальной координаты r и в дальнейшем предполагается, что она является изотропной и может быть представлена в виде [Атмосфера ..., 1981]:

$$\lambda = \lambda_0 e^{\alpha(r-R)}, \quad \alpha = (0,2 - 0,3) \text{ км}^{-1}, \quad (2)$$

где λ_0 – электрическая проводимость вблизи земной поверхности; R – радиус Земли.

Ток $I_{cs}(t)$ определяет генерацию электрических зарядов в грозовом облаке за счет столкновений облачных частиц и частиц осадков и является суммой электрических токов положительно заряженных частиц, движущихся вместе с конвективным потоком воздуха, и отрицательно заряженных частиц осадков, движущихся вниз под действием силы тяжести [Имянитов, 1981]. Этот ток можно определить следующим образом:

$$I_{cs}(t) = I_{cs0} \left(1 - e^{-\frac{t-t_s}{\tau_s}} \right) \theta(t-t_s), \quad (3)$$

где t_s – время начала действия s -го грозового генератора; τ_s – время релаксации, определяемое столкновениями частиц в грозовом облаке; $\theta(t-t_s)$ – функция Хевисайда.

К току зарядки (3) могут быть добавлены как токи, обусловленные внутри-облачными разрядами, так и токи, обусловленные разрядами облако–земля. В первом случае для молниевых токов имеет место представление [Морозов, 2005]:

$$I_{cc} = - \sum_{n=1}^{N_{sc}} \Delta Q_{sc} \delta(t - nT_{sc}) [\theta(r - r_{s0}) - \theta(r - r_{s1})], \quad (4)$$

где ΔQ_{sc} – количество заряда, нейтрализуемого при разряде; T_{sc} – временной интервал между разрядами в s -м грозовом генераторе.

Во втором случае для тока, обусловленного разрядами облако–земля, имеем:

$$I_{cg} = - \sum_{n=1}^{N_{sg}} \Delta Q_{sg} \delta(t - nT_{sg}) [\theta(r - R) - \theta(r - r_{si})], \quad i = 0, 1. \quad (5)$$

Индекс « i » в представлении (5) соответствует при $i = 1$ разряду отрицательного нижнего заряда на землю, а при $i = 0$ – разряду положительного верхнего заряда на землю.

В работе [Морозов, 2005] с помощью уравнения (1) была решена задача об установлении стационарного электрического поля в атмосфере при включении в момент времени $t = 0$ N грозовых источников с токами $I_{cs}(t) = I_{cs0}(t)$ при следующих начальных и граничных условиях:

$$\varphi|_{r=R} = 0, \quad \varphi|_{|\vec{r}| \rightarrow \infty} = \varphi_{\infty}(t), \quad \Delta_{r,\theta,\phi} \varphi|_{t=0} = 0, \quad (6)$$

где $\Delta_{r,\theta,\phi}$ – оператор Лапласа, записанный в сферической системе координат (r, θ, ϕ) .

Глобальный потенциал ионосферы $\varphi_{\infty}(t)$ определялся на основе решения уравнения (1) с краевыми условиями (6) и использованием условия баланса полного электрического тока в нижней атмосфере:

$$\oint_{S_1} \left(\lambda \vec{E} + \frac{1}{4\pi} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right) d\vec{S} = 0, \quad (7)$$

где S_1 – замкнутая сферическая поверхность, расположенная выше или ниже грозовых генераторов.

Для потенциала ионосферы $\varphi_{\infty}(t)$ с использованием (7) и с учетом молниевых токов (4) и (5) получено следующее представление:

$$\begin{aligned} \varphi_{\infty}(t) &= \varphi_{\infty}^{cs}(t) + \Delta\varphi_{\infty}^{cc}(t) + \Delta\varphi_{\infty}^{cg}(t), \\ \varphi_{\infty}^{cs}(t) &= \frac{1}{4\pi R^2 \alpha} \sum_{s=1}^N \left\{ \frac{I_{cs0}}{\lambda_{s1}} \left(1 - \int_0^t e^{-\frac{t}{\tau_{s1}u}} du \right) - \frac{I_{cs0}}{\lambda_{s0}} \left(1 - \int_0^t e^{-\frac{t}{\tau_{s0}u}} du \right) \right\}, \\ \Delta\varphi_{\infty}^{cc}(t) &= \frac{1}{R^2 \alpha} \sum_{s=1}^N \left[\sum_{n=1}^{N_{sc}} \Delta Q_{sc} E_1 \left(\frac{t - nT_{sc}}{\tau_{s0}} \right) - \sum_{n=1}^{N_{sg}} \Delta Q_{sc} E_1 \left(\frac{t - nT_{sc}}{\tau_{s1}} \right) \right], \\ \Delta\varphi_{\infty}^{cg}(t) &= \frac{1}{R^2 \alpha} \sum_{s=1}^N \sum_{n=1}^{N_{sg}} \Delta Q_{sg} \left[E_1 \left(\frac{t - nT_{sg}}{\tau_{s0}} \right) - E_1 \left(\frac{t - nT_{sg}}{\tau_{si}} \right) \right], \end{aligned} \quad (8)$$

где $E_1(x) = \int_1^{\infty} e^{-xu} \frac{du}{u}$; $\lambda_{s1} = \lambda_0 e^{\alpha(r_{s1}-R)}$; $\lambda_{s0} = \lambda_0 e^{\alpha(r_{s0}-R)}$; $\tau_{s1} = (4\pi\lambda_{s1})^{-1}$; $\tau_{s0} = (4\pi\lambda_{s0})^{-1}$;

τ_{s1}, τ_{s0} – времена электрической релаксации в областях расположения основных электрических зарядов грозовых генераторов, $\tau_0 = (4\pi\lambda_0)^{-1}$.

Первый член в выражении (8) для $\varphi_{\infty}(t)$ определяет ту часть потенциала ионосферы, которая устанавливается при включении тока $I_{cs}(t)$ грозовых генераторов. Второй член определяет вариации потенциала ионосферы, обусловленные внутриоблачными разрядами. И, наконец, третий член $\Delta\varphi_{\infty}^{cg}(t)$ определяет вариации потенциала $\varphi_{\infty}(t)$ при разрядах облако–земля.

Внутриоблачные разряды уменьшают потенциал ионосферы. На это впервые было обращено внимание в работе [Hill, 1971]. В то же время отрицательные разряды облако–земля увеличивают потенциал ионосферы, а положительные – уменьшают его.

При $t \gg \tau_{s1}$, $t \gg \tau_{s0}$ потенциал ионосферы $\varphi_{\infty}(t)$, обусловленный током заряжения грозových генераторов I_{cs0} , стремится к стационарному значению φ_{∞}^0 , определяемому выражением:

$$\varphi_{\infty}^0 = \frac{1}{4\pi R^2 \alpha} \sum_{s=1}^N I_{cs0} \left(\frac{1}{\lambda_{s1}} - \frac{1}{\lambda_{s0}} \right) = \frac{1}{R^2 \alpha} \sum_{s=1}^N (|Q_{s1}| - Q_{s0}), \quad (9)$$

$$Q_{s0} = \frac{I_{cs0}}{4\pi \lambda(r_{s0})}, \quad |Q_{s1}| = \frac{I_{cs0}}{4\pi \lambda(r_{s1})}.$$

Получим оценки величины φ_{∞}^0 , используя выражение (9). Как указано в ряде работ [Muhleisen, 1977; Roble, 1986], использующих экспериментальные данные атмосферно-электрических измерений, для поддержания потенциала ионосферы $\varphi_{\infty}^0 = (250-300)$ кВ необходимо одновременное действие 2000 гроз по всему земному шару. Обычно в дипольной модели грозového облака $Q_{s1} < 0$, $Q_{s0} > 0$. Поскольку $\lambda(r_{s0}) > \lambda(r_{s1})$, то отсюда следует, что $|Q_{s1}| > Q_{s0}$ и $\varphi_{\infty}^0 > 0$.

При $|Q_{s1}| - Q_{s0} = 100$ Кл для всех грозových генераторов $N = 2000$, $\alpha = (0,2 - 0,3)$ км⁻¹, $R = 6,4 \times 10^6$ м из (9) получим $\varphi_{\infty}^0 = (220-140)$ кВ, а при $|Q_{s1}| - Q_{s0} = 150$ Кл $\varphi_{\infty}^0 = (330-220)$ кВ.

При этом, если $\varphi_{\infty}^0 = 330$ кВ, то $Q_{s0} = 30$ Кл, $Q_{s1} = -180$ Кл. Выбранные разности электрических зарядов грозového облака в предмолниевой стадии не противоречат экспериментальным данным [Rutledge, 1990] и модельным расчетам [Latham, 1979].

Обратимся теперь к оценке вариаций потенциала ионосферы $\Delta\varphi_{\infty}^{cs}(t)$, обусловленных разрядами облако-земля, в предположении, что разряды на землю происходят из нижней области отрицательного заряда облака. Допустим, что в момент $t = T_0 = nT_{sg}$ $t \gg \tau_{s0}$, $t \gg \tau_{s1}$ все N гроз испытывают разряд этого типа. Тогда предположив $\Delta Q_s = \Delta Q$, получим выражение для вариации потенциала $\Delta\varphi_{\infty}^{cg}(t)$:

$$\Delta\varphi_{\infty}^{cg} = \sum_{s=1}^N \Delta Q \frac{z_{s1}}{R^2}, \quad z_{s1} = r_{s1} - R, \quad (10)$$

а при $t - T_0 = \tau_0$

$$\Delta\varphi_{\infty}^{cg} = \sum_{s=1}^N \Delta Q \frac{z_{s1}}{R^2} \left[E_1(1) - E\left(\frac{\tau_0}{\tau_{s1}}\right) \right]. \quad (11)$$

Для $\Delta Q = 10$ Кл, $\alpha = (0,2-0,3)$ км⁻¹, $N = 2000$, $\tau_0 = 600$ с, $\tau_1 = 100$ с, $z_{s1} = 6$ км получим, что при $t = T_0$ $\Delta\varphi_{\infty}^{cg}(t) = 26,4$ кВ и затем $\Delta\varphi_{\infty}^{cg}(t)$ уменьшается и при $t - T_0 = \tau_0$ $\Delta\varphi_{\infty}^{cg}(t) = (3,2-4,8)$ кВ.

Согласно работе [Морозов, 2002], вариация напряженности электрического поля вблизи земной поверхности, обусловленная разрядами облако–земля, равна при $\ln \frac{\tau_0}{t} \gg 1$:

$$\Delta E_z(z=0,t) = -\sum_{s=1}^N \frac{\Delta Q}{R^2} \frac{z_{s1}}{h(t)}, \quad h(t) = \frac{1}{\alpha} \ln \frac{\tau_0}{t}. \quad (12)$$

Для $t \gg \tau_{s1}$ и $t \gg \tau_0$ имеет место асимптотическое выражение для ΔE_z :

$$\Delta E_z(z=0,t) = -\frac{1}{R^2} \sum_{s=1}^N \Delta Q e^{-\frac{t}{\tau_0}} \left\{ 1 - \frac{\tau_{s1}}{\tau_0} \int_0^{\infty} \frac{(u+1)e^{-\frac{t}{\tau_0}u}}{u(\ln^2 u + \pi^2)} du \right\}. \quad (13)$$

Численные оценки показывают, что для $\frac{\tau_{s1}}{\tau_0} < 1$ выражение в скобках приблизительно равно 1.

Из уравнения (12) для $t = 0,1$ с, $\alpha = 0,3$ км⁻¹, $h(t) = 29$ км получим $\Delta E_z = 0,9$ В/м, а при $t = 1$ с, $h(t) = 21,3$ км $\Delta E_z = 1,24$ В/м. В то же время из (13) получим для $t = 2\tau_0$ $\Delta E_z = 0,6$ В/м.

Приведенные выше оценки показывают, что вклад отрицательных разрядов облако–земля в потенциал ионосферы и в напряженность электрического поля не превышает 1 % от стационарного значения потенциала даже при допущении, что все 2000 грозовых облаков производят одновременно молниевые разряды этого типа.

Другую оценку вклада разрядов облако–земля можно получить, рассматривая следующую модель. Согласно оценкам, приведенным в работе [Rakov, 2002], среднее число грозовых разрядов, происходящих на всей нашей планете в течение одной секунды, составляет 60–100 разрядов. Из них примерно 20 % составляют разряды облако–земля, т.е. 12–20 разрядов в секунду. Обозначим эту величину как n_1 . Тогда временной интервал между разрядами будет равен $T_1 = \frac{1}{n_1} = (0,083–0,05)$ с. В этом случае выражение для вариации потенциала ионосферы представляется в виде:

$$\Delta \varphi_{\infty}^{cg}(t) = \sum_{m=0}^{N_1} \frac{\Delta Q}{\alpha R^2} \left[E_1 \left(\frac{t - mT_1}{\tau_0} \right) - E_1 \left(\frac{t - mT_1}{\tau_{s1}} \right) \right], \quad (14)$$

где $N_1 = t/T_1$ – число разрядов, произошедших в грозовых облаках к моменту времени t .

Для вариаций вертикальной составляющей напряженности электрического поля вблизи земной поверхности имеем:

$$\Delta E_z(z=0, t) = -\frac{1}{R} \Delta Q \sum_{m=0}^{N_1} \left(e^{-\frac{t-mT_1}{\tau_0}} - \int_0^{t-mT_1} E_1 \left(\frac{t-\tau_1}{\tau_{s1}} \right) \psi \left(\frac{\tau_1}{\tau_0} \right) d\tau_1 \right), \quad (15)$$

$$\psi \left(\frac{\tau_1}{\tau_0} \right) = \frac{1}{\tau_0} e^{-\frac{\tau_1}{\tau_0}} \int_0^{\infty} \frac{e^{-x \frac{\tau_1}{\tau_0}}}{x(\ln^2 x + \pi^2)} dx.$$

Из (15) следует верхняя оценка для $\Delta E_z(z=0, t)$:

$$|\Delta E_z(z=0, t)| < \frac{\Delta Q}{R} \sum_{m=0}^{N_1} e^{-\frac{t-mT_1}{\tau_0}} = \frac{\Delta Q}{R} e^{-\frac{t}{\tau_0}} \frac{e^{(N_1+1)\frac{T_1}{\tau_0}} - 1}{e^{\frac{T_1}{\tau_0}} - 1} = \frac{\Delta Q}{R} \frac{e^{\frac{T_1}{\tau_0}} - e^{-\frac{t}{\tau_0}}}{e^{\frac{T_1}{\tau_0}} - 1}. \quad (16)$$

При $t \gg \tau_0$, $\Delta Q = 10$ Кл получаем для $T_1 = 0,083$ с, $|\Delta E_z| < 16$ В/м, а для $T_1 = 0,05$ с $|\Delta E_z| < 26,4$ В/м. Если предположить, что среди разрядов облако–земля половина приходится на отрицательные разряды, то получим $n_1 = (6-10)$ разрядов в секунду, $T_1 = (0,17-0,1)$ с и для $t > \tau_0$, $\Delta Q = 10$ Кл имеем для $T_1 = 0,17$ с $|\Delta E_z| < 7$ В/м и для $T_1 = 0,1$ с $|\Delta E_z| < 13$ В/м. Эти оценки показывают, что максимальный вклад в вариации напряженности электрического поля не превышает 10–20 %, что совпадает с оценками по электрическому току, даваемому молниевыми разрядами облако–земля [Rakov, 2002].

Литература

1. Атмосфера. Справочник (справочные данные, модели). – Л.: Гидрометеиздат, 1991. – 509 с.
2. *Имянитов И.М.* Стрoение и условия развития грозoвых oблаков // Метеорология и гидрология, 1981, № 3, с. 5–17.
3. *Морозов В.Н., Селезнева А.Н.* К обобщению модели глобальной атмосферно-электрической цепи с учетом влияния пограничного слоя атмосферы // Тр. ГГО, 1988, вып. 514, с. 64–74.
4. *Морозов В.Н.* Расчет электрических полей грозoвых oблаков для инициирования электрических разрядов oблако–верхние слои атмосферы // Геомагнетизм и аэрoномия, 2002, т. 2, № 1, с. 121–129.
5. *Морозов В.Н.* Модель нестационарного электрического поля в нижней атмосфере // Геомагнетизм и аэрoномия, 2005, т. 45, № 2, с. 268–278.
6. *Hays P.B., Roble R.G.* Quasi-static model of global atmospheric electricity: the lower atmosphere // J. Geophys. Res., 1979, v. 84, No A7, p. 3291–3305.
7. *Hill R.D.* Spherical capacitor hypothesis of the Earth’s electric field // Pure and Appl. Geophys, 1971, v. 84, No 1, p. 67–75.
8. *Holser R.E., Saxon D.S.* Distribution of electrical conduction current in the vicinity of thunderstorms // J. Geophys. Res., 1952, v. 57, No 2, p. 207–216.
9. *Latham J., Dye J.E.* Calculations on the electric development of a small thunderstorm // J. Geophys. Res., 1979, v. 94, No D11, p. 13.141–13.144.
10. *Mühleisen R.* The global circuit and its parameters // Electrical processes in atmosphere. Ed. H. Dolezalek and R. Reiter. Darmstadt, West Germany, Steinkopff. 1977, p. 467–476.
11. *Rakov V.A., Uman M.A.* Lightning Cambridge: University Press, 2002, 687 p.
12. *Roble R.G., Tzur I.* The global atmospheric-electrical circuit // The Earth Electrical Environment. Ed. E.P. Krider and R.G. Roble. Washington, National Academy Press, 1986, p. 206–231.
13. *Rutledge S.A., Lu C., MacGorman D.* Positive cloud-to-ground lightning in mesoscale convective system // J. Atmos. Sci., 1990, v. 47, No 17, p. 2085–2100.