

# Источник убегающих электронов в поле грозового облака, обусловленный космическим излучением

Л. П. Бабич, Е. И. Бочков,  
И. М. Куцык

*Вычислена объемная скорость генерации вторичных электронов, порождаемых космическим излучением в атмосфере Земли и способных ускоряться в электрическом поле грозового облака, как функция высоты над уровнем моря. Полученную функцию рекомендуется использовать в качестве источника при численном моделировании пробоя атмосферы в грозовых полях с участием лавин релятивистских убегающих электронов. Показано, что ионизация атмосферы космической частицей с энергией  $10^{16}$  эВ недостаточна для инициирования молнии.*

## Введение

Инициирование разряда молнии остается одной из нерешенных проблем физики атмосферного электричества. Неоднократно анализировалась возможность инициирования грозовых разрядов космическим излучением. Вильсоном была предложена и обоснована гипотеза об ускорении (убегании) электронов в относительно слабых грозовых полях [1], получившая экспериментальное подтверждение [2–5]. Обзор экспериментов, выполненных до 1990-х годов сделан в книге [6]. В 1990-х годах был предложен [7] и развит (см. [8, 9] и цитированную литературу) механизм электрического пробоя атмосферы в поле грозового облака, объединяющий эффект космического излучения и развитие лавин релятивистских убегающих электронов (ЛРУЭ). Для численного моделирования пробоя в рамках этого механизма необходимо знать источник УЭ, обусловленный потоком космического излучения в атмосфере Земли. Расчет источника является целью данной работы. Кроме того, вычисляется ионизация воздуха в редких событиях прохождения через атмосферу протона очень большой энергии ( $10^{16}$  эВ), чтобы выяснить, не является ли эта ионизация достаточной для инициирования молнии.

## 1. Модель прохождения космического излучения через атмосферу

Прохождение космического излучения через атмосферу моделируется методом Монте-Карло на основе представлений о ядерно-каскадном процессе [10] в рамках следующих упрощений.

Так как продольный размер широкого атмосферного ливня (ШАЛ) космических частиц вдоль вертикали составляет 10–20 км, а поперечный – не превышает 100 м [10], то решается одномерная задача и считается, что все вторичные частицы движутся в направлении движения первичной космической частицы.

Поскольку четкой границы у атмосферы нет, считаем, что ее плотность меняется с высотой  $h$  по закону  $\rho(h) = \rho_0 \exp(-h/7100)$ , где  $\rho_0 = 1,3 \text{ мг/см}^3$  – плотность воздуха на уровне моря, а  $h$  выражена в м. Эта идеализация несущественна, так как интеграл  $\rho(h)$  от  $h = 0$  до границы атмосферы,  $930 \text{ г/см}^2$ , близок к реальной оптической толщине атмосферы  $1030 \text{ г/см}^2$ . Заметная трансформация первичного космического излучения, например, фрагментация тяжелых ядер, начинается на глубинах  $3 \text{ г/см}^2$ . Соответствующую высоту  $h = 40 \text{ км}$  можно считать границей атмосферы.

Полагаем, что первичное излучение состоит из протонов, поскольку они доминируют в составе космических лучей [10]. Поток излучения аппроксимируется следующим образом:

$$J = \begin{cases} 1000\varepsilon^{-1,7}, & 1 \text{ ГэВ} < \varepsilon < 10 \text{ ГэВ}; \\ 12100\varepsilon^{-2,68}, & \varepsilon > 10 \text{ ГэВ}, \end{cases} \quad (1)$$

где поток  $J$  выражен в  $(1/\text{м}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{стер} \cdot \text{ГэВ})$ .

Используется упрощенная модель ядерного каскада. Полагается, что протон теряет всю энергию в первом взаимодействии, порождая 15 пионов с одинаковой энергией [11]:

$$p + N = N + 5\pi^0 + 5\pi^+ + 5\pi^-. \quad (2)$$

Массовый пробег протона до ядерного взаимодействия равен  $70 \text{ г/см}^2$  [11].

Пионы с пробегом  $100 \text{ г/см}^2$  во взаимодействиях с ядрами воздуха порождают также 15 пионов следующего поколения. В этой реакции они расходуют всю свою энергию либо распадаются:

$$\begin{aligned} \pi^\pm &\rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu, \quad \pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma, \\ &\hookrightarrow \mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu_e + \nu_\mu. \end{aligned} \quad (3)$$

Возникающие фотоны порождают электронно-фотонный каскад посредством реакций фоторождения электрон-позитронных пар и тормозного излучения электронов

$$\gamma + N \rightarrow N + e^+ + e^-, \quad e^\pm + N \rightarrow N + e^\pm + \gamma. \quad (4)$$

Массовый пробег между взаимодействиями в этих реакциях равен  $37 \text{ г/см}^2$ .

Учтены энергетические потери электронов и позитронов на ионизацию в приближении дифференциальных потерь [12]. При энергиях, меньших критической величины  $\varepsilon_{rad} \approx 80 \text{ МэВ}$ , потери на ионизацию в воздухе превышают радиационные потери, поэтому процесс тормозного излучения при энергии электрона, меньшей  $\varepsilon_{rad}$ , не учитывается.

В области меньших энергий фотонов процесс образования пар сменяется эффектом Комптона

$$\gamma + N \rightarrow N + \gamma + e^-, \quad (5)$$

сечение которого зависит от энергии фотона [12, 13]. Для упрощения вычислений ограничиваем энергию фотонов снизу величиной 1 МэВ, полагая, что фотоны меньших энергий поглощаются. Энергия вторичных частиц, рождающихся в реакциях (4) и (5), вычислялась на основании элементарных сечений для полностью экранированного ядра [13].

## 2. Вычисление источника убегающих электронов, создаваемого потоком космического излучения

Результатом расчетов, которые выполнялись без учета электрического поля грозового облака, явился источник затравочных УЭ  $S_{RE}$  как функция пороговой энергии убегания  $\epsilon_c$ . Для его получения вычислялось количество вторичных электронов с энергией выше  $\epsilon_c$ , т. е. число затравочных УЭ, создаваемых на единице длины при движении через вещество заряженной частицей (электроном, позитроном или мюоном) с энергией  $\epsilon$ . Значения  $\epsilon_c$  приведены в статье [14] в зависимости от величины перенапряжения  $\delta = eE/F_{\min}$ , где  $e$  – элементарный заряд,  $E$  – напряженность внешнего электрического поля,  $F_{\min}$  – минимальное значение силы трения  $F(\epsilon)$ , испытываемой электроном с энергией  $\epsilon$  при его движении в веществе, для которой принята формула Бете для удельных энергетических потерь [12]. Участие пионов в процессах ионизации не учитывается, так как они быстро поглощаются в атмосфере.

Для вычисления источника УЭ от потока космических частиц первичное излучение разбивается на угловые группы так, чтобы в каждой группе находилось одинаковое число частиц, причем учитывается изотропность первичного космического излучения. Вклад частиц данного сорта из  $j$ -й угловой группы в линейную концентрацию УЭ на высоте  $h$  вычисляется как сумма по всем частицам данного сорта с энергией  $\epsilon_i$ ,

$$S_j = \sum_i \frac{1}{\lambda(h, \epsilon_c, \epsilon_i) \cos \alpha_j} = \sum_i \frac{n(h)Q(h, \epsilon_c, \epsilon_i)}{\cos \alpha_j}, \quad (6)$$

$j = 1 - 20,$

где  $S_j$  выражается в  $1/m$ ;  $\lambda$  – длина пробега частицы до ионизации на высоте  $h$ ;  $n(h)$  – локальная концентрация молекул воздуха;  $Q(\epsilon_c, \epsilon)$  – сечение рождения вторичного электрона с энергией, большей  $\epsilon_c$ ;  $\cos \alpha_j = 1 - \frac{(j-1)}{20}$  – косинус угла между направлением движения частиц  $j$ -й угловой группы и вертикалью; 20 – принятое в данной работе число угловых групп. Значения сечений берутся из книги [12].

Формула (6) позволяет вычислить линейную концентрацию УЭ, создаваемую угловой группой частиц  $j$ . Для нахождения источника УЭ результат необходимо умножить на плотность потока первичного космического излучения в данной угловой группе  $\Phi_j$  ( $1/(m^2 \cdot c)$ ) и просуммировать по всем группам

$$S_{RE}(\epsilon_c, h) = \sum_{j=1}^{20} \Phi_j \sum_i \frac{n(h)Q(h, \epsilon_c, \epsilon_i)}{\cos \alpha_j}, \quad (7)$$

где источник  $S_{RE}$  выражен в ( $1/(m^3 \cdot c)$ ). Удобно представлять результаты расчетов в виде  $S_{RE}(\delta) = S_{RE}(\epsilon_c(\delta))$ . Физический смысл  $S_{RE}(\delta)$  – удельная скорость генерации космическим излучением вторичных электронов с энергиями, достаточно большими для того, чтобы электроны могли непрерывно ускоряться, т. е. стать убегающими, в присутствии электрического поля с перенапряжением  $\delta$ . Пробой на УЭ возможен, если в достаточно большом объеме атмосферы реализуется перенапряжение  $\delta > 1$  [7, 8].

### 3. Вычисление ионизации, производимой высокоэнергетичной частицей

Мощность ионизационных потерь частицы описывается уравнением:

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = -F(\varepsilon)v(\varepsilon), \quad (8)$$

где  $v$  – скорость частицы.

Число электрон-ионных пар, образующихся на единицу длины на высоте  $h$  в результате ионизации атмосферы частицей с энергией  $\varepsilon$ , оценивается формулой

$$W = \frac{F(\varepsilon, h)}{\Delta\varepsilon}, \quad (9)$$

где  $W$  выражается в  $1/\text{м}$ ;  $\Delta\varepsilon = 34$  эВ – средняя энергетическая "цена" рождения одной пары в воздухе.

Суммируя (9) по всем частицам данного сорта и далее по всем типам частиц, находим их вклад в линейную концентрацию электрон-ионных пар. Концентрация пар получается делением на площадь поперечного сечения ШАЛ  $S = \pi R^2$ . Радиус ШАЛ  $R$  принимается равным 100 м [10]. Концентрация пар полагается не зависящей от расстояния до оси симметрии ШАЛ.

### 4. Результаты расчетов и их анализ

На рис. 1 представлена зависимость источника УЭ от высоты для трех значений  $\delta$ , полученная в результате численного моделирования.

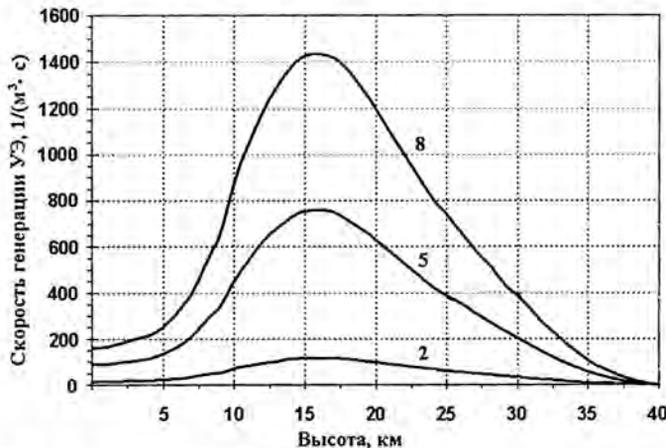


Рис. 1. Зависимость от высоты над уровнем моря источника убегающих электронов для трех значений переполюсовки  $\delta$

Из-за отсутствия экспериментальных данных непосредственно по источнику невозможно прямо оценить точность полученных результатов. Однако в процессе моделирования находятся распределения компонентов вторичного излучения по высоте и спектры частиц на различных высотах, на основании чего и вычисляется источник УЭ. Поэтому надежность модели косвенно можно проверить, сравнивая результаты расчетов вторичного излучения с измеренными зависимостями интенсивности вторичных космических лучей от высоты и их энергетическими спектрами, по которым опубликована обширная литература, например [15, 16]. На рис. 2 зависимость потока электронов и позитронов с энергией, большей 100 МэВ, от глубины атмосферы, вычисленная нами,

сравнивается с зависимостью, построенной на основании данных, приведенных в книге [15]. Согласно результатам численного моделирования и измерений очевидно: формы кривых и абсолютные значения потоков близки друг к другу.

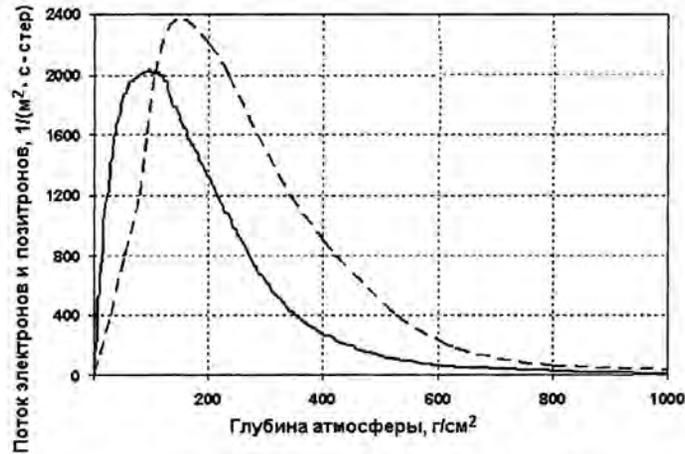


Рис. 2. Зависимость потока электронного компонента космического излучения от глубины атмосферы: - - - эксперимент; — — численное моделирование

На рис. 3 энергетический спектр электронов, полученный нами численным моделированием, сравнивается со спектром, построенным на основании экспериментальных данных [16], который имеет степенной вид с показателем степени  $-2,5$ . Спектры нормированы на единицу. Видно, что при 100 МэВ различие не превышает 47 %, а в области более высоких энергий спектры очень близки.

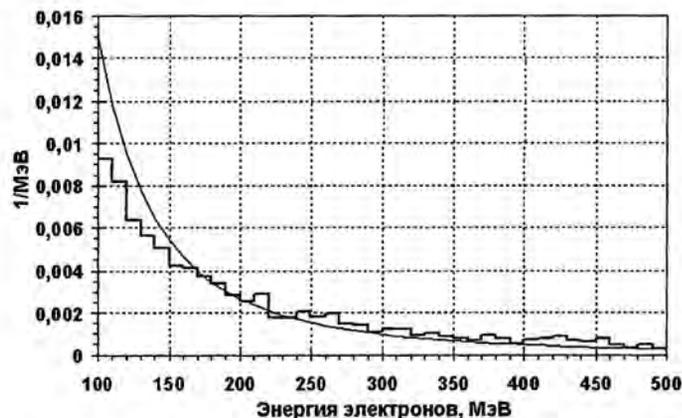


Рис. 3. Энергетический спектр электронов на глубине атмосферы 240 г/см<sup>2</sup>: — — эксперимент; — — численное моделирование

Согласие энергетических и пространственных распределений, полученных численным моделированием, с экспериментальными данными позволяет полагать, что источник УЭ вычислен довольно точно.

На рис. 4 представлена зависимость от высоты концентрации электрон-ионных пар, созданных в результате ионизации частицей с энергией  $10^{16}$  эВ. Одна из гипотез инициирования разряда молнии основана на усилении электрического поля до пробойного значения за счет объемных зарядов, возникающих в результате протекания тока по узкому проводящему каналу, созданному

ШАЛ [8]. Очевидно, что для реализации этого механизма проводимость канала должна быть значительно выше, чем проводимость окружающей среды. Видно, что на интересующих высотах, 2–6 км, где развиваются разряды молнии, концентрация равна  $10^5$ – $10^6$  пар/м<sup>3</sup>, что значительно меньше измеренной на тех же высотах полной концентрации ионов  $10^9$  ион/м<sup>3</sup>, генерируемой космическим излучением. Эти расчеты, выполненные в предположении однородного распределения ионов по радиусу, показали, что частица с энергией  $\sim 10^{16}$  эВ не может создать канал с проводимостью, достаточной для развития молнии. При учете неоднородного распределения ионов по радиусу на оси симметрии получена концентрация  $\sim 10^8$  ион/м<sup>3</sup>, также недостаточная для реализации необходимой проводимости. Из экспериментов известно, что на 1 км<sup>2</sup> за сутки падает всего несколько частиц с энергией  $10^{16}$  эВ [10]. Частота появления частиц с большей энергией еще меньше. И хотя частицы с энергией более  $10^{18}$  эВ способны произвести ионизацию более  $10^9$  ион/м<sup>3</sup>, их поток слишком мал для инициирования разрядов молнии с наблюдаемой частотой. Оценки выполнены без учета влияния ЛРУЭ на проводимость канала.

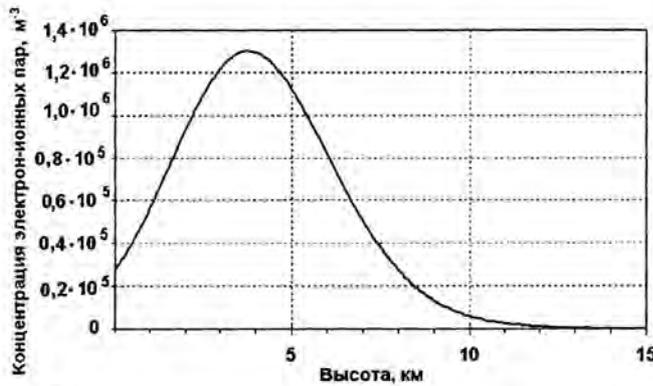


Рис. 4. Зависимость от высоты над уровнем моря концентрации электрон-ионных пар, созданных частицей с энергией  $10^{16}$  эВ

Правомерной является постановка вопроса о непосредственном влиянии электрического поля грозового облака на источник  $S_{RE}$ . Проведение полномасштабных расчетов с учетом поля связано с большими техническими трудностями. Поэтому мы ограничились иллюстративным расчетом, выполненным для одной угловой группы, движущейся вертикально, так как в этом случае учет поля не требует существенного усложнения программы. Полагалось, что на высотах  $h \geq h_0$  поле отсутствует. После пересечения границы  $h_0$  частицы ШАЛ попадают в область однородного поля, ускоряющего электроны. Начинается лавинное размножение УЭ, и источник, рассчитанный по формуле (7), экспоненциально растет. Электрическое поле, с одной стороны, влияет на скорость размножения УЭ, а с другой — на увеличение полного числа создаваемых затравочных электронов за счет роста полного пробега. Для разделения этих процессов введем поколения УЭ: первое поколение порождается электронами с энергией  $\varepsilon \geq \varepsilon_{rad}$  и другими частицами (позитронами, мюонами); второе — порождается электронами первого поколения; третье — электронами второго поколения и т. д. Расчеты, выполненные без учета поля, показали, что подавляющий вклад в  $S_{RE}$  ( $\sim 100\%$ ) дает компонент  $S_{RE}^{(1)}$ , обусловленный первым поколением. Следовательно, по зависимости  $S_{RE}^{(1)}(h_0 - h)$ , вычисленной с учетом поля, можно сделать вывод о влиянии поля на генерацию "затравочных" электронов. Для целей моделирования ЛРУЭ достаточно знать источник инициирующих электронов вблизи высоты  $h_0$ , где лавина стартует, поскольку на расстояниях

от  $h_0$ , больших 1–2 длин усиления лавины в  $e$  раз  $l_e$ , вклад объемного источника в концентрацию УЭ становится малым по сравнению с вкладом вследствие экспоненциального размножения УЭ в электрическом поле. Результаты расчетов, выполненных с учетом электрического поля для единичного источника УЭ, расположенного на границе  $h_0 = 5$  км, и трех значений перенапряжения  $\delta$ , приведены на рис. 5. Для  $h_0 = 3$  и 10 км результаты близки к приведенным на рис. 5. Видно, что рост  $S_{RE}^{(1)}$  на длине усиления лавины не превышает 40 %. Для электронов других угловых групп влияние поля еще меньше, поскольку направление электрической силы, действующей на эти электроны, не совпадает с направлением их движения. Таким образом, величина 40% является завышенной оценкой вклада в источник УЭ процессов с участием поля. Следовательно, источник УЭ, вычисленный без учета электрического поля (см. рис. 1), можно использовать при численном моделировании ЛРУЭ и пробоя атмосферы с участием УЭ.

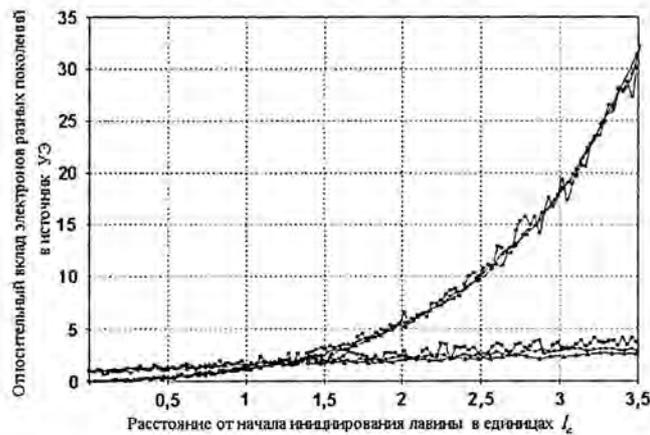


Рис. 5. Влияние электрического поля на источник убегающих электронов для  $h_0 = 5$  км:

□ – 1-е поколение  $\delta = 2$ ; ■ – другие поколения  $\delta = 2$ ; ○ – 1-е поколение  $\delta = 5$ ; ● – другие поколения  $\delta = 5$ ; △ – 1-е поколение  $\delta = 8$ ; ▲ – другие поколения  $\delta = 8$

### Заключение

Вычислена объемная скорость генерации вторичных электронов высоких энергий  $S_{RE}$ , рожденных космическим излучением в атмосфере Земли и способных ускоряться в электрическом поле грозового облака, как функция высоты над уровнем моря. Полученная функция может использоваться в качестве источника лавин релятивистских УЭ в численном моделировании электрического пробоя атмосферы на УЭ в условиях грозовой активности.

Показано, что вкладом в  $S_{RE}$  процессов с участием электрического поля облака можно пренебречь.

Вычислена концентрация электрон-ионных пар, образующихся в результате прохождения через атмосферу космической частицы с энергией  $10^{16}$  эВ. Показано, что ионизация атмосферы такой частицей недостаточна для инициирования разрядов молнии.

Авторы выражают глубокую благодарность акад. А. В. Гуревичу и д-ру Р. А. Рюсселю-Дюпре (R. A. Roussel-Dupre) за сотрудничество по физике грозových разрядов, директору ВНИИЭФ акад. Р. И. Ильяеву и д-ру С. Д. Гитомеру (S. J. Gitomer) за поддержку исследований в этом направлении.

### Список литературы

1. Wilson C. T. R. The acceleration of  $\beta$ -particles in strong electric fields such as those of thunderclouds // Proc. Cambridge Phil. Soc. 1924. Vol. 22. P. 534–538.
2. Fishman G. J., Bhat P. N., Mallozzi R., Horack J. M., Koshut T., Kouveliotou C., Pendleton G. N., Meegan C. A., Wilson R. B., Paciesas W. S., Goodman S. J., Christian H. J. Discovery of intense gamma-ray flashes of atmospheric origin // Science. 1994. Vol. 264. P. 1313.
3. Eack K. B., Beasley W. B., Suszcynsky D. M., Roussel-Dupre R., Symbalysty E. Gamma-ray emissions in a thunderstorm anvil // Geophys. Res. Lett. 2000. Vol. 27. P. 185–188.
4. Chubenko A. P., Antonova V. P., Kryukov S. P., Piskal V. V., Ptitsyn M. O., Shepetov A. L., Vildanova L. I., Zybin K. P., Gurevich A. V. Intensive X-ray emission bursts during thunderstorms // Phys. Lett. A. 2000. Vol. 275. P. 90–100.
5. Smith D. M., Lopez L. I., Lin R. P., Barrington-Leigh C. P. Terrestrial gamma-ray flashes observed up to 20 MeV // Science. 2005. Vol. 307. P. 1085–1088.
6. Babich L. P. High-energy phenomena in electric discharges in dense gases: theory, experiment and natural phenomena. Virginia USA: Futurepast Inc. Arlington, 2003.
7. Gurevich A. V., Milikh G. M., Roussel-Dupre R. A. Runaway electron mechanism of air breakdown and preconditioning during a thunderstorm // Phys. Lett. A. 1992. Vol. 165. P. 463–468.
8. Гуревич А. В., Зыбин К. П. Пробой на убегающих электронах и электрические разряды во время грозы // УФН. 2001. Т. 171, № 11. С. 1177–1198.
9. Кудрявцев А. Ю., Кудрявцева М. Л., Куцык И. М. Расчет гигантского восходящего разряда и кинетики оптического излучения. Препринт. № 98. Саров: ВНИИЭФ, 2005.
10. Мурзин В. С. Введение в физику космических лучей. М.: Атомиздат, 1988.
11. Крымский Г. Ф. Лекции по физике космических лучей. <http://www.usn.ru/krymsky/FKR/index.html>.
12. Бете Г. А., Ашкин Ю. Прохождение излучения через вещество // Экспериментальная ядерная физика / Под ред. Э. Сегре. М.: Изд-во иностранной литературы, 1955.
13. Беленький С. З. Лавинные процессы в космических лучах. М.: Огиз – Гостехиздат, 1948.
14. Babich L. P., Donskoy E. N., Kutsyk I. M., Kudryavtsev A. Yu. New data on space and time scales of relativistic runaway electron avalanche for thunderstorm environment: Monte Carlo calculations // Phys. Lett. A. 1998. Vol. 245. P. 460–470.
15. Дорман И. В. Космические лучи. М.: Наука, 1981.
16. Daniel R. R., Stephens S. A. Cosmic-ray-produced electrons and gamma-rays in the atmosphere // Reviews of Geophysics and Space Physics. 1974. Vol. 12, N 2. P. 233–257.

## The Source of Runaway Electrons Produced by Cosmic Rays in Thundercloud Field

L. P. Babich, E. I. Bochkov, I. M. Kutsyk

*The volumetric rate of secondary electrons generation produced by cosmic rays in the Earth's atmosphere and capable to be accelerated in thundercloud electrical field is calculated as a function of altitude above the sea level. The obtained function is recommended for using as a source in numerical simulations of the atmosphere breakdown with participation of relativistic runaway electron avalanches. The ionization of the atmosphere by a cosmic particle with the energy of  $10^{16}$  is shown to be insufficient for the lightning initiation.*