

01;04

О МЕХАНИЗМЕ ПРОБОЯ ВОЗДУХА УБЕГАЮЩИМИ ЭЛЕКТРОНАМИ

© А. В. Ивановский

1. В [1] рассмотрено развитие лавины, инициируемой релятивистским электроном. В [1,2] высказываются предположения, что указанный пробой, названный пробоем убегающими электронами, может быть механизмом: инициирования молний; распространения вверх направленных молний; ступеней лидера. При этом первичный электрон возникает в результате взаимодействия космических лучей с атмосферой. Представляет интерес анализ развития процессов по аналогии с классической схемой: лавина; лавинно-стримерный переход; стример [3].

2. Пусть имеется однородное поле E_0 , ориентированное в отрицательном направлении оси z . Напряженность E_0 меньше классической пробойной E_{br} , определяемой равенством частот прилипания и ионизации. Величина $E_{br} = E^* \delta$, где $E^* \cong 30$ кВ/см, $\delta = \rho/\rho_0$ — относительная плотность воздуха ($\rho_0 = 1.23 \cdot 10^{-3}$ г/см³). При $t = 0$ в точке $z = 0$ появляется релятивистский электрон с энергией W_0 , летящий в положительном направлении оси z . На электрон действует ускоряющая сила eE_0 и сила торможения F_B , определяемая формулой Бете-Блоха (рис. 1). Если $eE_0 > F_B(W_0)$, то электрон ускоряется. В результате ионизации рождаются новые частицы, которые делятся на группы: быстрые ($eE_0 > F_B(W)$) и медленные ($eE_0 < F_B(W)$). Первые, ускоряясь, рождают новые электроны и т. д. Это явление получило название пробоя убегающими электронами [1]. Соответствующее пробойное поле E_{RA} определяется по минимуму F_B^{\min} в зависимости F_B от W (рис. 1). Величина $E_{RA} = E_1 \delta$, где $E_1 = F_B^{\min}/(e\delta) \cong 2$ кВ/см. На ранней стадии, пока токи малы, пробой идет в однородном поле. Эту стадию будем называть релятивистской электронной лавиной.

3. **Релятивистская лавина.** В [2] путем численного решения уравнений Больцмана в пространстве скоростей оценены времена развития процесса. В частности, при $E_0 = 2E_a \cdot \delta$ и $W_0 = 2$ МэВ время нарастания тока быстрых частиц в лавине в e раз $t_i = t_i^*/\delta$ ($t_i^* \sim 10$ нс). Число медленных частиц на единице длины лавины N_s определяется

из

$$\frac{dN_s}{dt} = N_r c \frac{F_B}{\langle I \rangle}, \quad (1)$$

где $\langle I \rangle$ — цена ионизации (для воздуха $\langle I \rangle = 34 \text{ эВ}$); $N_r = N_0 \cdot \exp(t/t_i)$ — число быстрых электронов на единицу длины; c — скорость света.

Решение для N_s имеет вид

$$N_s = N_r \cdot \frac{ct_i F_B}{\langle I \rangle}. \quad (2)$$

Отношение токов медленных I_s и быстрых I_r частиц находится из

$$\eta = \frac{\vartheta_{dr}(E_0/\delta) \cdot t_i \cdot F_B}{\langle I \rangle} \cong 2 \quad (3)$$

и не зависит от плотности среды. Численная оценка сделана для $E_0/\delta = 2E_1$ ($\vartheta_{dr}(E_0/\delta = 2E_1) = 3.4 \cdot 10^6 \text{ см/с}$ [4]).

Таким образом, на стадии лавины ионизация идет быстрыми электронами, т.е. пробой “тянется” быстрыми частицами. Однако ток лавины определяется в основном медленными электронами.

4. Релятивистский лавинно-стримерный переход. По мере развития происходит поляризация тела лавины в поле E_0 . Создаваемые зарядами лавины поля становятся сравнимыми с E_0 . Как показано выше, поляризация идет в основном токами медленных электронов. Момент перехода от лавины к стримеру определяется из равенства масштаба

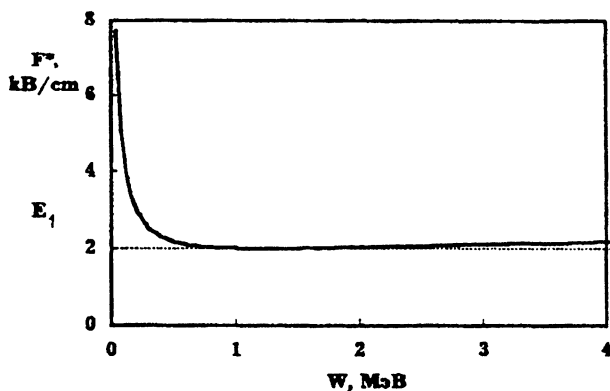


Рис. 1. Зависимость силы торможения $F^* = F_B/(e\delta)$ от энергии электронов ($E_1 = 2 \text{ кВ/см}$).

растекания заряда по длине лавины за время t_i длине ионизации $z_i = ct_i$. Растекание заряда носит диффузионный характер [5]. Его масштаб оценим из $L \sim \sqrt{Dt_i}$, где коэффициент диффузии $d = ek_e N_s |\Lambda / 2\pi\epsilon_0|$, $\Lambda = \ln(2ct_i/a)$, a — радиус лавины, $k_e = \vartheta_{dr}(E/\delta)/E$ — подвижность электронов. Приравнявая L и z_i , получаем критическое для перехода лавины в стример значение тока

$$I_s^* \cong \frac{\pi\epsilon_0}{2\Lambda} c^2 t_i E_0. \quad (4)$$

Интерпретация (4) проста. Вводя приложенный на масштабах z_i потенциал $V = ct_i E_0$ и волновое сопротивление $R_w = 1/2\pi \cdot \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$, имеем

$$I_s^* \cong \frac{V}{R_w}. \quad (5)$$

То есть переход от лавины к стримеру происходит в момент, когда проводимость медленных электронов способна обеспечить распространение разряда со скоростью, близкой к световой (волновое распространение). Принципиальное отличие лавины от стримера состоит в том, что в первом случае движение разряда обеспечивается механическим перемещением быстрых электронов, во втором — трассовой (кабельной) волной, бегущей с фазовой скоростью по длинной линии. Источником, формирующим трассу (создающим медленные электроны), может быть и классический пробой в усиленном на головке поле. При $E_0 \cong 2E_1 \cdot \delta$ величина $V = 12$ МВ, что достаточно для формирования идущего со скоростью, близкой к световой, классического пробоя [4,6]. При этом не исключается наличие вблизи головки волны быстрых электронов, но не они определяют распространение разряда в целом. Такая ситуация характерна для высокоскоростных волн ионизации [7].

Критерии перехода лавины в стример (5) не зависят от плотности среды. Для $E_0 \cong 2E_1 \cdot \delta$ с учетом (3) получаем значение $i_r^* \sim 5$ кА ($\Lambda = 2$). Время t_0 достижения лавинно-стримерного перехода определяется из

$$t_0 \cong t_i \ln \left(\frac{I_r^* \cdot t_i}{e} \right). \quad (6)$$

Для воздуха нормальной плотности $t_0 \cong 330$ нс ($z_0 \cong 100$ м).

5. Установившийся стримерный разряд. Усиление поляризации ведет к росту поля как на головке волны, так

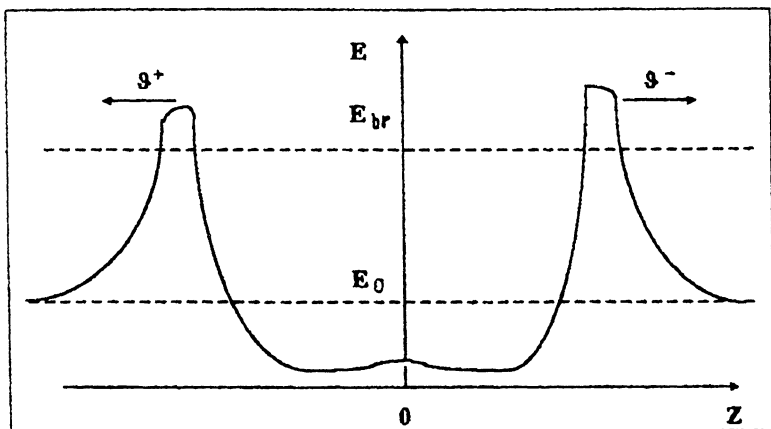


Рис. 2. Пояснение к схеме формирования установившегося стримерного разряда.

и у основания (рис. 2). Формируется две волны ионизации, распространяющиеся в положительном (отрицательный стример) направлениях оси z . Ионизацией в положительном стримере обеспечивается поставка заряда (подпитка), необходимая для распространения отрицательного стримера, и наоборот. Такая ситуация реализуется неминуемо, так как иначе нарушается закон непрерывности тока. С течением времени проводимость падает вследствие прилипания. С ростом расстояния между фронтами волн ионизации до $\sim 2c/\nu_{att}$ ($\nu_{att} = 1/t_{att}$ — частота прилипания) положительный и отрицательный стример начинают существовать автономно. Формируется установившийся стримерный разряд — аналог рассмотренного в [8] с приложенным вследствие поляризации на длине прилипания [9] потенциалом $V \sim ct_{att}E_0$.

Как в классическом, так и релятивистском случаях процесс инициируется механическим перемещением электронов, ионизирующих воздух. В первом случае — с дрейфовой скоростью, во втором — со световой. Имеется порог по полю, определяемый равенством: в классическом случае — частот прилипания и ионизации; в релятивистском — ускоряющей силы и силы торможения. Переход лавины в стример происходит, когда наработанная проводимость достаточна для электродинамического распространения, в первом случае со скоростью дрейфа, во втором — со световой, т. е. на смену механической тянущей силы приходит электродинамика. Имеется большое количественное отличие в

масштабах и скоростях, а следовательно, и реализуемых потенциалах.

6. Отрицательный стример может дать начало направленной вверх молнии, положительный — к земле, или наоборот. Одна из волн или обе могут соответствовать внутриоблачному разряду. Оценивая напряжение установившегося стримерного разряда из

$$V_{st} \cong E_0 c t_{att}^{\max}, \quad (7)$$

видим, что для воздуха нормальной плотности оно составляет ~ 10 МВ ($t_{att}^{\max} \cong 50$ нс — время прилипания в максимуме [4]), т.е. близко к молниевым напряжениям [10]. Ток $I_{st} \cong V_{st}/R_w$ составляют десятки килоампер. В случае нагрева среды, а возможно, шнурования канала, V_{st} может быть большим, т.е. не исключена трактовка механизма инициирования молнии как релятивистского лавинно-стримерного перехода.

На высотах $\sim 20-25$ км, минимальных для направленных вверх молний, масштаб формирования лавинно-стримерного перехода ~ 1 км. Отсюда пробой убегающими электронами можно рассматривать как механизм инициирования, а не распространения молний. Можно предположить, что механизм распространения направленной вверх молнии близок к установившемуся стримерному разряду с возможным выходом на высокоскоростную волну ионизации [7] при уменьшении E_0, δ .

За время ~ 50 мкс, характерное для ступеней лидера, вероятность появления релятивистского электрона близка к 1 для объемов $\sim 10^3$ м³ [11]. Поэтому интересно исследование возможности инициирования ступеней пробоем убегающими электронами при высоких потенциалах, например в схеме [6]. Хотя данные экспериментов [12] свидетельствуют, что со стороны низких потенциалов есть альтернативный механизм.

Список литературы

- [1] Gurevich A.V., Milikh G.M., Roussel-Dupre R.A. // Phys. Lett. A. 1992. V. 165. P. 463.
- [2] Roussel-Dupre R.A., Gurevich A.V., Tunnel T., Milikh G.M. // Kinetic theory of runaway air breakdown and the implications for lightning initiation. Los Alamos National Laboratory Report No. La-12601-MS, 1993.
- [3] Лозанский Э.Д., Фирсов О.В. Теория искры. М.: Атомиздат, 1975. 272 с.
- [4] Голубев А.И., Ивановский А.В., Соловьев А.А. и др. // ВАНТ. Сер. Теор. и прикл. физика. 1985. В. 2. С. 17-27.
- [5] Дьяконов М.И., Качоровский В.Ю. // ЖЭТФ. 1990. Т. 98. В3(9). С. 895-907.
- [6] Голубев А.И., Золотовский В.И., Ивановский А.В. // ЖТФ. 1992. Т. 62. В. 5. С. 29-43.

- [7] *Василяк Л.М., Костюченко С.В., Кудрявцев Н.Н. и др. // УФН. 1994. Т. 164. № 3. С. 263-285.*
- [8] *Dowson G., Winn W. // Z. Phys. 1965. V. 183. P. 165-171.*
- [9] *Базелян Э.М., Горюнов А.Ю. // Электричество. 1986. N 11. С. 27-33.*
- [10] *Юман М. Молния. М.: Мир, 1972. 326 с.*
- [11] *Райзер Ю.П. // Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. 591 с.*
- [12] *Горин Б.Н., Шкилев А.В. Электричество. 1976. № 2. С. 31-39.*

Поступило в Редакцию
22 августа 1995 г.
В окончательной редакции
6 мая 1996 г.
