

К ВОПРОСУ О МЕХАНИЗМЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ СТУПЕНЧАТОГО ЛИДЕРА ЛИНЕЙНОЙ МОЛНИИ

А. И. Голубев, В. И. Золотовский, А. В. Ивановский

Изложена предположительная схема развития ступенчатого лидера линейной молнии. Приводится математическая постановка задачи о моделировании распространения лидера в данной схеме. Оцениваются основные параметры лидера: длина и скорость распространения ступени, средняя скорость распространения и т. д. Проводится сравнение с данными натуральных наблюдений. Численно моделируется процесс распространения лидера. Проводится обсуждение результатов счета для двух „вспышек“ ступеней.

Введение

К настоящему времени достигнуты значительные успехи в лабораторных исследованиях длинных искр. Так, получение у отрицательной искры ступеней (3—5 штук на базе ~ 6 м [1]) дали возможность восстановить ход явления. Создание искры свыше 100 м позволило приблизить масштабы к минимально реализуемым в натуральных условиях: длина ступеней ~ 3.5 м, интервал времени между ступенями ~ 20 мкс [2]. Несмотря на успехи в лабораторном моделировании, ясности в понимании физической природы ступенчатого распространения лидеров линейной молнии не достигнуто [3].

Имеется ряд гипотез происхождения ступенчатого характера распространения лидеров (см., например, [4,5] и указанную там литературу). В одних полагается, что свойство распространяться ступенями обусловлено процессами, происходящими в облаке, в частности затрудненной подпиткой канала лидера (одна из последних публикаций [6]). В настоящей работе, следуя идеям, высказанным Б. Н. Козловым [7], считается, что ступенчатый характер распространения обусловлен процессами, происходящими в самом канале лидера. При этом предполагается без рассмотрения сложных физических явлений в облаке, что потенциал лидера у основания облака поддерживается постоянным в процессе развития лидера.

В рассматриваемой модели сложный двухскоростной режим распространения лидера (средняя скорость распространения $10^5 - 2.6 \cdot 10^6$ м/с, скорость ступени $1/6 - 1/3$ скорости света [4]), обусловлен двумя

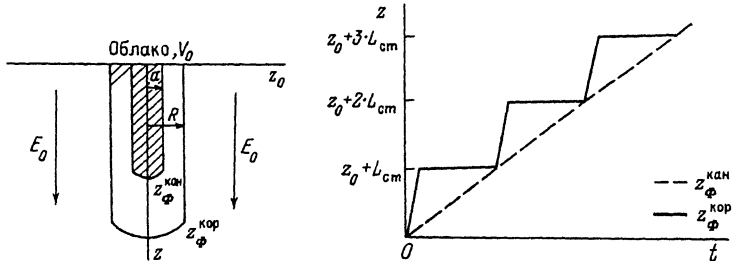


Рис. 1. Модель лидера.

Рис. 2. $z-t$ -диаграмма процесса.

возможными режимами пробоя воздуха. Первый режим — ступень лидера реализуется при быстром нарастании потенциала и является чисто электродинамическим. При втором режиме происходит медленное нарастание потенциала на разрядном промежутке и образуется за счет газодинамического движения разреженный высокотемпературный канал, обеспечивающий перенос заряда от облака к земле со средней для лидера скоростью. На фоне этого движения происходят вспышки ступеней лидера. При этом соответствующие скачки потенциала обеспечиваются за счет периодического образования и распада перенапряженного промежутка, характеризующегося отсутствием в течение некоторого времени необходимого для образования объемного разряда числа затравочных электронов. Последующие остановки ступеней происходят вследствие перекрытия токового канала за счет прилипания свободных электронов к молекулам воздуха. Существование перенапряженного промежутка в воздухе может быть объяснено наличием тяжелых (кластерных) отрицательных ионов с высокой энергией связи избыточного электрона. Ниже приводятся расчетные оценки, говорящие, по мнению авторов, в пользу описанной модели.

Рассматривается следующая схема процесса (рис 1). Потенциал V_0 у основания лидера $Z = Z_0$ постоянен. Распространение лидера происходит в однородном электрическом поле $E_0 \approx 10$ кВ/м [⁵], много меньшим пробойного $E_{пр} \approx 3$ МВ/м для воздуха нормальной плотности ($\delta = 1$). Структура лидера такова. Имеется корона радиуса R , в которой формируется разреженный высокотемпературный канал. Перенос заряда происходит в основном по каналу, скорость продвижения которого порядка средней для ступенчатого лидера ($10^5 \lesssim v_{ср} \lesssim 2.6 \cdot 10^6$ м/с [⁴]). Движение канала периодически создает условия для „вспышки“ короны, скорость которой много больше $V_{ср}$. Пройдя путь порядка длины ступени $\bar{L}_{ст}$, корона останавливается. По прошествии времени $t \sim \bar{L}_{ст} / v_{ер}$ процесс повторяется. Схематично $z-t$ -диаграмма процесса представлена на рис. 2.

Численное моделирование распространения лидера в указанной схеме проводилось в рамках уравнений типа „телеграфных“, связывающих ток I и напряжение V на столбе разряда радиуса R

$$\begin{aligned} \frac{\partial V}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial t} (L_0 I) + E &= E_0, \\ - \frac{\partial I}{\partial z} &= C_0 \frac{\partial V}{\partial t}, \\ I &= \pi R^2 \epsilon \frac{\partial E}{\partial t} + GE. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь

$$L_0 = \frac{\mu_0}{2\pi} \ln(2L\epsilon t/R), \quad C_0 = \frac{2\pi\epsilon_0}{\ln(2L\epsilon t/R)},$$

G — погонные индуктивность, емкость и проводимость трассы. В случае однородной по сечению проводимости воздуха σ — $G = \pi \cdot R^2 \cdot \sigma$.

Система уравнений (1) может быть получена из двумерных уравнений Максвелла [8] в следующих предположениях: между током I и потоком магнитного поля $\int_R^\infty S_\phi = SH_\phi(\rho, z, t) d\rho$ (H_ϕ — азимутальная компонента напряженности магнитного поля; ρ, z, ϕ — координаты точки в цилиндрической системе координат с осью z вдоль разряда) существует линейная связь

$$S = cL_0 I, \quad (2)$$

продольная компонента электрического поля E однородна по сечению разряда.

Уравнения (1) отличаются от стандартных телеграфных наличием в полном токе I компоненты, связанной с током смещения $\pi R^2 \epsilon_0 (\partial E / \partial t)$ (третье уравнение (1)). Введение этой компоненты потребовалось для корректного описания процессов на фронте волны (обеспечение непрерывности тока), где ионизация мала.

В дрейфовом приближении проводимость воздуха может быть определена по формуле

$$\sigma = e k_e n_e + e \sum_{j=1}^N k_j n_j, \quad (3)$$

где e — заряд электрона; k_e, k_j, n_e, n_j — соответственно подвижности и концентрации электронов и j -го сорта ионов; ионы считаются однократно ионизованными.

Прилипание электронов к молекулам воздуха идет по двум каналам [9]: в тройных соударениях с образованием иона O_2^- ($I_0^- = 0.46$ эВ

$[^{10}]$), в процессе диссоциативного прилипания с образованием иона O_2^- ($I_{O_2^-} = 1.5$ эВ). Ион O_2^- относительно устойчив, ион O^- вступает в

ион-молекулярные реакции с образованием тяжелых комплексных ионов с большой энергией связи I , сорт которых установить сложно. Одним из возможных продуктов диссоциативного прилипания является ион O_3^- $[^3]$ ($I_{O_3^-} = 2$ эВ $[^{10}]$). Считаем, что в воздухе существуют два сорта отрицательных ионов O_2^- и OM^- с большой $I_{OM^-} \geq 1.5$ эВ.

На основании изложенного концентрации частиц ищем, исходя из четырехчастичной системы уравнений кинетики ионизации $[^{11}]$.

$$\frac{\partial n_e^-}{\partial t} = v_{ion} n_e + v_{dett}^1 n_-^1 + v_{dett}^2 n_-^2 + Se(T, \delta) - \alpha_{ei} n_e n_+ - (v_{att}^1 + v_{att}^2) n_e,$$

$$\frac{\partial n_-^1}{\partial t} = v_{att}^1 n_e - v_{dett}^1 n_-^1 - \alpha_{ii} n_-^1 n_+,$$

$$\frac{\partial n_-^2}{\partial t} = v_{att}^2 n_e - v_{dett}^2 n_-^2 - \alpha_{ii} n_-^2 n_+,$$

$$n_+ = n_e + n_-^1 + n_-^2, \quad (4)$$

где n_+ , n_-^1 , n_-^2 — соответственно концентрации положительных и отрицательных ионов O_2^- и OM^- ; v_{ion} , v_{att}^1 , v_{att}^2 , v_{dett}^1 , v_{dett}^2 — частоты ионизации электронным ударом, прилипания в тройных соударениях и диссоциативного, отлипания от ионов O_2^- и OM^- ; α_{ei} , α_{ii} — коэффициенты электрон-ионной и ион-ионной рекомбинаций; вид источника ионизации $S_e(T, \delta)$, зависящего от температуры T и относительной плотности δ , оговорен в дальнейшем.

При построении модели пробоя возникает вопрос о появлении первых электронов, дающих начало электронным лавинам. Появление таких электронов может быть объяснено отлипанием их в сильном электрическом поле на фронте волны от отрицательных ионов, концентрация которых n_φ , обусловленная космическим фоном, составляет $n_\varphi \sim 10^{-3}$ см $[^3]$.

Уравнения (4) несправедливы на фронте волны на стадии образования отдельных лавин и лавинно-стримерного перехода. Описание этих процессов выходит за рамки работы. Одним из выводов теории „протекания“ (см., например, $[^{12}]$) является вывод о том, что переход диэлектрик — проводник с ростом числа лавин происходит скачком, т.е. при концентрации лавин больше некоторой имеет место геометрический фазовый переход. Для грубого макроскопического описания этих процессов будем решать (4) с момента времени, когда $n_e > n_e$. На ранних моментах считаем $v_{ion} n_e \equiv 0$. Для определенности n_0 положим равным $1/см^3$.

При определении проводимости (3) считаем, что подвижности всех ионов одинаковы и равны $k_l = 2 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. Зависимости подвижности k_e , первого коэффициента Таунсенда $\alpha_T (v_{10n} = \alpha_T \cdot k_e \cdot E)$ и частот прилипания v_{att}^1, v_{att}^2 от E получены путем обработки экспериментальных данных [8].

В соответствии с [13] коэффициент ион-ионной рекомбинации в тройных соударениях имеет вид $\alpha_{il} = \alpha_{ol} \cdot \delta \cdot (300 \text{ К}/T)^{5/2}$. Значение α_{ol} было выбрано равным $\alpha_{ol} = 2 \cdot 10^{-6} \text{ см}^3/\text{с}$. Зависимость коэффициента электронно-ионной рекомбинации от температуры среды выберем в виде $\alpha_{el} = \alpha_{oe} (300 \text{ К}/T)^{3/2}$, характерном для диссоциативной рекомбинации. При $\alpha_{oe} = 5.77 \cdot 10^7 \text{ см}^3/\text{с}$ это соответствует процессу $\text{NO}^+ + e \rightarrow \text{N} + \text{O}$ [14].

В общем виде зависимость частоты отлипания от температуры (вообще говоря, ионов T_{10n}) может быть записана в виде [10]

$$v_{dett}^l = \delta \cdot A_l \sqrt{T_{10n}} \cdot \exp\left(-\frac{I_l}{T_{10n}}\right) (\text{с}^{-1}), \quad l = 1, 2. \quad (5)$$

Хорошее совпадение с приведенной в [9, с. 464] зависимостью частоты отлипания от температуры для O_2^- получается при $A_1 = 10^{10} \text{ с}^{-1}/\text{эВ}^{1/2}$. Так как других данных нет, считаем $A_1 = A_2$.

При не зависящей от энергии частоте столкновений средняя энергия ионов определяется из [15]

$$T_{10n} = T + \frac{2}{3} W_l \left(\frac{E}{E_{np}}\right)^2, \quad (6)$$

где

$$W = \frac{m_l + M_a}{2} (k_l E)^2$$

— средняя энергия ионов, обусловленная дрейфом в пробойном поле (m_l, m_a — массы ионов и нейтральной молекулы).

Будем считать: $W_1 = 0.21 \text{ эВ}$, $k_1 = 2.7 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$, $W_2 = 0.026 \text{ эВ}$ (например, $k_2 = 0.86 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$; $m_2 = 50 \text{ а.е.м.}$).

Режим импульсной короны

Пусть при $z = z_0$ произошел скачок потенциала V_0 . Если V_0 достаточно велико, то в воздухе начнет распространяться разряд. На рис. 3 представлены результаты численного моделирования при $V_0 = 25 \text{ МВ}$,

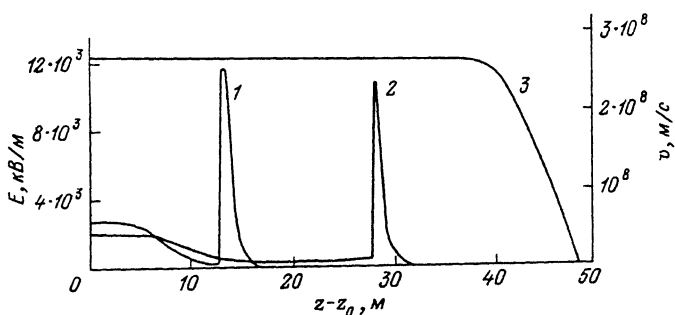


Рис. 3. Зависимости от z поля E при $t = 51$ (1) 108 нс (2), скорости v (3).

$R = 0.5$ м. Скорость волны ионизации близка к скорости света c . Ионизация происходит в основном на фронте волны, где $E > E_{\text{пр}}$. С течением времени образовавшиеся на фронте электроны проводимости прилипают к молекулам воздуха. При этом токовый канал перекрывается, энергия в разряд не поступает и корона останавливается. Численный анализ показывает, что масштаб удлинения короны — десятки метров достигается при V_0 порядка десятков МВ, что близко к размерам ступеней лидеров линейной молнии [4].

Из (1) можно получить [8], что поле на фронте меняется по закону

$$E = E^m \exp[-(z - z_{\phi}^{\text{к.о.р.}})/R_0], \quad R_0 = R\sqrt{\frac{\pi\epsilon_0}{C_0}}, \quad E^m \sim V_0/R_0.$$

Заменяя $\partial/(\partial t)$ на $-v(\partial/(\partial z))$ в первом уравнении (4) и интегрируя по dz , пренебрегая всеми членами в правой части, кроме $v_{\text{ion}} n_e$, получаем

$$v = -\int_{-\infty}^z v_{\text{ion}}(E(z)) dz / \ln(n_e^1/n_e^0) \sim v_{\text{ion}}(E^m) \cdot R_0 / \ln(n_e^1/n_e^0),$$

где n_e^1 и n_e^0 — концентрация электронов за и перед фронтом волны.

Отметим, что выражение для v аналогично полученному в [16] для стационарного стримера. Подставляя численные значения, можно получить, что v близко к скорости света c при $V_0 > V_* \sim 2$ МВ. При этом, естественно; время нарастания $V_0 - \tau_{\phi}$ должно быть меньшим характерного времени прилипания $\tau_{\text{пр}} \sim 10$ нс, т.е. $\partial V_0/\partial t \gg V_*/\tau_{\text{пр}} \sim 0.2$ МВ/нс. На возможность волнового распространения импульсной короны в рассмотренной схеме было впервые указано Б.Н.Козловым [7].

По-видимому, наиболее близкие условия пробоя реализуются в длинных разрядных трубках [17, 18], где наблюдается распространение волн

ионизации, близкое к волновому. Теоретические исследования в этой области [8, 19, 20], основанные на применении уравнений типа телеграфных, дают неплохое согласование с экспериментом.

Высокотемпературный режим пробоя

Будем искать решение уравнений (1) в виде, зависящем от переменной $\tau = t - z/v$, где v — скорость распространения разряда. При этом (1) переписется в виде

$$I = c_0 v V,$$

$$\frac{dv}{d\tau} = v(E - E_0),$$

$$\epsilon_0 \frac{dE}{d\tau} + \sigma E = \frac{c_0 \cdot v \cdot V}{\pi a^2}. \quad (7)$$

Для полноты постановки уравнения (7), (3), (4) необходимо дополнить уравнениями газодинамики и переноса излучения, что усложняет задачу. Исследуем решение на качественном уровне.

На больших временах $\tau \rightarrow \infty$ потенциал выравнивается по длине канала, т.е. $V \rightarrow V_0$, $E \rightarrow E_0$. Если известны установившиеся параметры канала — радиус a и температура T , то уравнения (7) позволяют по заданному потенциалу V_0 и полю E_0 определить скорость распространения v

$$v = \frac{I}{c_0 v_0},$$

$$I = e k_e n_e \pi a^2 E_0,$$

$$n_e = [S_e(T, \delta) / \alpha_{el}]^{1/2}. \quad (8)$$

При написании (8) учтено, что в воздухе при температурах $T \lesssim 1$ эВ основным механизмом ионизации служит реакция $N + O + 2.8 \text{ эВ} \rightleftharpoons \text{No}^+ + e$ [14]. Величина источника ионизации $S_e(t, \delta)$ (см. (4)) для этой реакции имеет вид [14]

$$S_e(T, \delta) = \frac{4.6 \cdot 10^{-13}}{\sqrt{T}} \exp\left(-\frac{2.8}{T}\right) N_N N_O [\text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}], \quad (9)$$

где N_N , N_O — концентрации атомарного азота и кислорода, определяемые формулой Саха.

Относительная плотность воздуха δ при заданной температуре T и атмосферном давлении может быть найдена из уравнения состояния [21].

Для оценки считаем, что состояние канала в конечном итоге определяется диссипированной энергией. Связь между диссипированной энергией и потенциалом V_0 найдем из (7). Уравнения (7) имеют интеграл энергии

$$\int_0^{\tau} I E_0 d\tau + \frac{IV}{v} = \frac{c_0 V^2}{2} + \pi a^2 E^2 \varepsilon_0 + \pi a^2 \int_0^{\tau} \sigma E^2 d\tau, \quad (10)$$

где IV , $v \int_0^{\tau} I E_0 d\tau$ — соответственно энергия, переносимая по каналу и поступающая от внешнего поля E_0 ; $(c_0 V^2/2)$, $\pi a^2 \varepsilon_0 E^2$, $\pi a^2 \int_0^{\tau} \sigma E^2 d\tau$ — энергии, сосредоточенные в емкости, в продольном электрическом поле и диссипированная на единице длины канала.

На больших временах ($V \rightarrow V_0$, $E \rightarrow E_0$), пренебрегая энергией в электрическом поле по сравнению с энергией в емкости, а также энергией, поступающей в разряд от внешнего поля, по сравнению с переносимой по каналу (что справедливо на масштабах $X \ll V_0/E_0$), будем иметь равенство

$$Q = \frac{IV}{v} = c_0 V_0^2 = \frac{c_0 V_0^2}{2} + \pi a^2 \int_0^{\tau} \sigma E^2 d\tau, \quad (11)$$

т.е. половина энергии, поступающей в разряд, $Q = c_0 V_0^2$ идет на зарядку емкости, половина — на нагрев канала.

Вообще говоря, не вся диссипирующая энергия идет на образование канала, часть греет корону. Доля от полной диссипирующей энергии α , идущая на образование канала, зависит от механизма его формирования, и для ее определения необходим детальный расчет динамики расширения канала, согласованный с образующейся вокруг него короной.

Пусть в первом приближении вся энергия αQ вкладывается мгновенно в бесконечно малой области вблизи оси разряда. Расчет газодинамического расширения канала совместно с переносом излучения в диффузионном приближении [14] проводился по численной методике [22]. При этом для описания спектрального распределения излучения использовалось трехгрупповое приближение (1-я группа $\lambda = 402-8000$ нм, 2-я группа $\lambda = 304-402$ нм, 3-я группа $\lambda = 240-304$ нм). Константы взаимодействия излучения с воздухом брались из [23].

Расчеты показали, что температура канала в установившемся состоянии слабо зависит от вложенной энергии ($T \approx 0.6$ эВ), что объясняется сильной зависимостью состояния канала от оптических свойств воздуха. Фактически T устанавливается такой, что дальнейшее изучение малоэффективно. Радиус a растет пропорционально $\sqrt{\alpha Q}$, т.е. линейно по потенциалу. При $10 \lesssim V_0 \lesssim 200$ МВ, $0.5 \lesssim a/\sqrt{\alpha} \lesssim 13$ см можно пользоваться оценкой a [см] = $A\sqrt{\alpha} V_0$ [МВ] ($A = 0.05$).

С учетом сказанного из (8) получаем

$$V = \pi \alpha A^2 \sigma (T = 0.6 \text{ эВ}, P = 1 \text{ атм}) V_0 E_0 / c_0 \approx 1.3 \cdot 10^4 V_0 \text{ [М/с]},$$

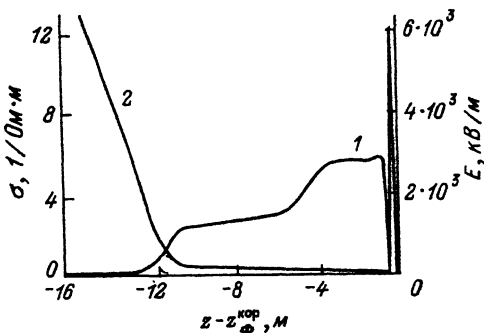


Рис. 4. Зависимости от z напряженности поля E (1), проводимости σ (2).

$$I = \pi \alpha A^2 \sigma (T = 0.6 \text{ эВ}, P = 1 \text{ атм}) \cdot V_0^2 E_0 \approx 0.15 V_0^2 [\text{A}], \quad (12)$$

где для оценок считалось $\alpha = 0.2$; $\sigma = 1 \text{ 1/Ом} \cdot \text{см} [^3]$; $E_0 = 10 \text{ кВ/м}$; $[V_0] = \text{МВ}$; $C_0 = 2\pi\epsilon_0 \ln(100)$, т.е. v растет линейно с ростом V_0 , ток — квадратично.

При $10 \leq V_0 \leq 200 \text{ МВ}$ $1.3 \cdot 10^5 \leq v \leq 2.5 \cdot 10^6 \text{ м/с}$, $15 \text{ А} \leq I \leq 6 \text{ кА}$. Оцененные по заряду (минимальный 3 кЛ, максимальный 20 кЛ [⁴]) и скорости распространения ($v_{\min} = 10^5 \text{ м/с}$, $v_{\max} = 2.6 \cdot 10^6 \text{ м/с} [^4]$) токи в предположении длины канала 5 км составляют 60 А (минимальные) и 10 кА (максимальные), что неплохо согласуется с полученными оценками. Близки и диапазоны изменения скоростей.

Для качественного анализа динамики прогресса будем считать, что $\delta = 1$, т.е. не будем учитывать газодинамическое расширение канала и перенос излучения. При $V_0 = 25 \text{ МВ}$, $v = 10^6 \text{ м/с}$, с учетом энергетического баланса $(c_0 V_0^2)/2 = \pi \cdot a \cdot \epsilon(T, \delta = 1) \cdot \rho_0$ (ϵ — внутренняя энергия, ρ_0 — нормальная плотность) из (8) можно получить $a = 0.9 \text{ см}$.

Результаты решения (3), (4), (7) с этими параметрами представлены на рис. 4. Особенностью решения является резкое нарастание проводимости при выходе на стационарное значение. Это связано с сильной зависимостью концентрации электронов, а также времени ее установления от температуры. Зона прогресса может быть оценена из соотношения $z_{\text{пр}} = z_{\text{ф}}^{\text{кор}} - z_{\text{ф}}^{\text{кан}} \sim V_0 / E_{\text{пр}}$.

Совместное распространение канала и короны

Если предположить, что электрические поля E в сечениях короны и канала слабо различаются, то совместное распространение короны и канала может быть смоделировано в рамках уравнений (1), где под G понимается сумма проводимостей короны $\pi R_{\text{кор}}^2 \sigma$ и канала $\pi a_{\text{кан}}^2 \sigma$. Такое предположение оправдывается тем, что время релаксации заряда с канала на поверхность короны

$$\tau_p \sim \frac{1}{4\pi\sigma_{\text{кор}}} \sim \frac{1}{4\pi \cdot 2ek_i n_i} \sim \frac{\alpha_{ii} t_x}{8\pi ek_i}$$

меньше характерного времени процесса t_x

$$\frac{\tau_p}{t_x} \sim \frac{\alpha_{ii}}{8\pi ek_i} \sim 0.1.$$

При проведении оценок концентрация ионов бралась из соотношения

$$n_i = \frac{n_n}{1 + \alpha_{ii} \frac{n_n t_x}{n_i}} \sim \frac{1}{\alpha_{ii} t_x} [\alpha_{ii} n_n \cdot t_x \gg 1],$$

где n_n — начальная концентрация в момент остановки короны, $t_x \sim 50$ мкс.

Для простоты будем предполагать, что вспышка короны не влияет на состояние канала (на его проводимость). Проводимость короны ищем из решения уравнений кинетики ионизации (4).

При движении со скоростью v уравнения (7) дают

$$\sigma_{\text{кан}} = \frac{C_0 v V}{\pi a E^2}. \quad (13)$$

В области прогрева $z_{\phi}^{\text{кор}} > z > z_{\phi}^{\text{кан}}$ (рис. 1) поле практически постоянно и оценивается $E \sim E_{\text{пр}}$ (рис. 4), т.е.

$$\sigma_{\text{кан}} \sim \frac{C_0 v}{\pi a^2} (z_{\phi}^{\text{кор}} - z).$$

При $z \lesssim z_{\phi}^{\text{кан}}$ решение достаточно резко выходит на стационарное

$$\sigma_{\text{кан}} = \frac{C_0 v V_0}{\pi a^2 E_0}.$$

На основании изложенного при проведении расчета примем

$$G = \pi R^2 \sigma_{\text{кор}} + \pi a^2 \sigma_{\text{кан}} = \pi R^2 \sigma_{\text{кор}} + \frac{C_0 v z_{\text{пр}}}{\pi a^2} \begin{cases} 0, & t - \frac{z}{v} < 0, \\ \frac{v - z}{z_{\text{пр}}}, & \frac{z_{\text{пр}}}{v} > t - \frac{z}{v} > 0, \\ \frac{V_0}{E_0 z_{\text{пр}}}, & t - \frac{z}{v} > \frac{z_{\text{пр}}}{v}, \end{cases} \quad (14)$$

$\sigma_{\text{кор}}$ определяется путем решения (4).

Численное моделирование проводилось с параметрами $V_0 = 50$ МВ, $R = 1$ м, $v = 2 \cdot 10^5$ м/с, $z_{пр} = 10$ м. В плазме, оставшейся от вспышки предыдущей короны, имеются положительные и отрицательные ионы с низкой энергией связи электрона. Концентрация ионов в короне $z < z_{\varphi}^{korp}$ определяется по соотношению $n \sim \frac{1}{\alpha_{li} t_x}$ ($t_x = 50$ мкс), при $z > z_{\varphi}^{korp}$ равно фоновому значению n_{φ} , т.е. начальные условия при решении (4) имеют вид

$$n_e, n_-^2 \equiv 0,$$

$$n_-^1 = \begin{cases} 10^{10} \text{ см}^{-3}, & z < z_{\varphi}^{korp} \\ 10^{10} \text{ см}^{-3}, & z > z_{\varphi}^{korp}. \end{cases} \quad (15)$$

Считаем, что в начальный момент времени поле E однородно по длине короны. При $z < z_{\varphi}^{korp}$ E спадает по закону (7). В соответствии с этим начальные условия для решения (1) имеют вид

$$E = \frac{V_0}{L + R\sqrt{\frac{c_0}{\pi\epsilon_0}}} \begin{cases} 1, & z < z_{\varphi}^{korp}, \\ \exp\left(-\frac{z - z_{\varphi}^{korp}}{R} \sqrt{\frac{c_0}{\pi\epsilon_0}}\right), & z > z_{\varphi}^{korp} + E_0, \end{cases}$$

$$V = \frac{V_0}{L + R\sqrt{\frac{c_0}{\pi\epsilon_0}}} - \frac{R}{\sqrt{\frac{c_0}{\pi\epsilon_0}}} \begin{cases} \exp\left(-\frac{z - z_{\varphi}^{korp}}{R} \sqrt{\frac{c_0}{\pi\epsilon_0}}\right), & z > z_{\varphi}^{korp}, \\ \frac{z_{\varphi}^{korp} - z}{R} \sqrt{\frac{c_0}{\pi\epsilon_0}}, & z < z_{\varphi}^{korp}, \end{cases}$$

$$I = E\pi a^2 2ek_l n_l / t=0. \quad (16)$$

Начальная длина короны $L = z_{\varphi}^{korp} - z_0$ была взята равной $h = 30$ м.

Результаты численного решения системы уравнений (1) с граничными условиями

$$V|z = z_0 = V_0, \quad V|z \rightarrow \infty = 0 \quad (17)$$

совместно с системой уравнений кинетики ионизации воздуха в короне (4) и проводимостью (14) канала при начальных условиях (15), (16) иллюстрируются на рис. 5, 6.

По мере движения в глубь короны заряд, переносимый по каналу, растекается по ионной проводимости на ее поверхность. Это приводит к формированию волны градиента потенциала, распространяющейся по короне ($t, 87\ 891$ нс) (рис. 5). Z_{φ}^{korp} — координата выхода проводимости

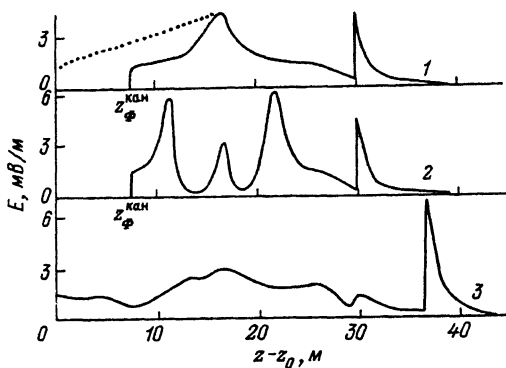


Рис. 5. Пространственное распределение поля E .
 t , нс: 1 — 87 891, 2 — 88 449, 3 — 88 549.

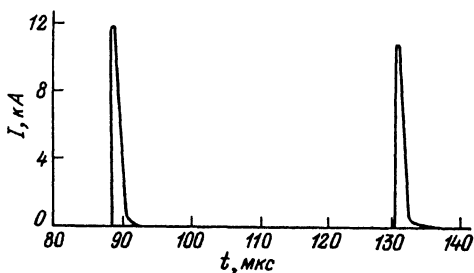


Рис. 6. Зависимость тока от времени при $z = z_0$.

мости канала на стационарное значение. С течением времени амплитуда E в волне градиента потенциала нарастает (пунктир) и превышает $E_{пр}$. В результате пробоя образуется две волны ионизации: одна (импульсная корона) распространяется к земле; другая — к облаку ($t = 88\ 449$ нс). Интерпретация последней полностью аналогична интерпретации возвратного удара линейной молнии [3]. В данном случае хорошо проводящим резервуаром (землей), в который „сбрасываются“ освобожденные в результате ионизации этой волны заряды трассы, является область, заионизованная импульсной короной, т.е. каждая вспышка импульсной короны сопровождается „микровозвратным“ ударом, распространяющимся до самого облака. При $t = 88\ 549$ нс процесс полностью развился: возвратная волна ионизации достигла облака, импульсная корона распространяется по воздуху без предварительной ионизации.

В дальнейшем прилипание электронов приводит к перекрытию токовых каналов и остановке короны. Поскольку стало видно, что в описанной модели „вспышки“ будут периодически повторяться, мы ограничились счетом двух ступеней. Интервал времени между ними составил ~ 40 мкс. Зависимость тока от времени у основания облака $z = z_0$ представлена на рис. 6.

В [3] отмечено, что простая интерпретация картины распространения лидера — удлинение за время вспышки на масштаб ступени не вя-

жестя с наблюдением в натуральных условиях (каждая следующая ступень начинается из глубины предыдущей, т.е. вспышки ступеней идут „внахлест“). Действительно, разделив среднюю длину ступени $L_{\text{ст}} \approx 50$ м на среднее время между ступенями ~ 50 мкс, получаем среднюю скорость $v \approx 10^6$ м/с. Однако наблюдаемая средняя скорость заметно меньше $v_2 \approx 1.5 \cdot 10^5$ м/с [4]. Это свидетельствует о том, что фактическое удлинение лидера за время вспышки ступени меньше ее длины $\sim L_{\text{ст}} \cdot (V_2/V_1) \sim 10$ м.

Полученная в счете общая длина 1-й ступени (расстояние от $z = z_{\varphi}^{\text{кан}}$ до точки остановки короны $z = z_{\varphi}^{\text{коп}}$) $L_{\text{ст}} \approx 40$ м, фактическое удлинение лидера $L_{\varphi} = z_{\varphi}^{\text{коп}} - L \sim 18$ м, для 2-й ступени $L_{\text{ст}} \sim 42$ м, $L_{\varphi} \sim 12$ м.

Механизм формирования ступеней лидера

Необходимое условие для формирования каждой последующей ступени — возникновение в ионной плазме, оставшейся после предыдущей „вспышки“, волны напряженности электрического поля с возрастающей амплитудой обеспечивается резким нарастанием проводимости канала при выходе на стационарное значение. Однако этого условия недостаточно. Действительно, можно представить себе следующую ситуацию. Электрическое поле, достигнув пробойного значения, ионизирует корону. Образующиеся при этом свободные электроны ограничивают нарастание E , и корона, „подионизовываясь“, распространяется вместе с каналом, не отрываясь от него. Исследования показали, что для отрыва короны от канала необходимо, кроме того, предположить возможность существования в ионной плазме метастабильного состояния, в котором напряженность поля превышает $E_{\text{пр}}$ (примерно на $\gtrsim 25\%$), а развития разряда не происходит по крайней мере в течение 1 мкс. Такое метастабильное состояние было смоделировано введением в расчетную модель тяжелых комплексных ионов OM^- , способных связать свободные электроны в полях $\sim E_{\text{пр}}$. Эти ионы образуются по мере движения волны градиента потенциала (рис. 5) ($t = 87\ 891$ нс) в результате перезарядки $\text{O}_2^- \rightarrow \text{OM}^-$ в сильном электрическом поле.

Следует отметить, что аналогичные описанному расчеты с одним сортом ионов O_2^- показали, что отрыва короны и образования ступеней не происходит. В описанной модели перенапряженного промежутка не наблюдается также при температуре воздуха в ионной плазме в несколько тысяч градусов. Это обстоятельство может служить объяснением непрерывного характера распространения стреловидного лидера [4].

Свойством распространяться ступенями обладают как положительные, так и отрицательные лидеры [4], однако более ярко выражен ступенчатый характер движения у отрицательных лидеров. При движении волны напряженности электрического поля (рис. 5) ($t = 87\ 891$ нс) электроны, отлипающие от ионов O_2^- , в случае отрицательного лидера уходят вперед в область низкого поля, способствуя образованию перенапряженного промежутка в области пика. При положительной полярности си-

туация обратная. Этим может быть объяснена в использованной модели указанная закономерность.

В [1,5] описана наблюдаемая в экспериментах ступенчатая картина развития отрицательной длинной искры. Получаемая картина внешне похожа на представленную выше по результатам численного моделирования, если предположить, что гипотетическое плазменное ядро является сечением распадающегося описанного выше метастабильного состояния. Отметим, что распространение положительной длинной искры при тех же условиях идет без всплеск свечения канала и бросков амплитуды тока [2,4,5]. Однако при моделировании положительной искры, правда, в значительно меньших объемах (~ 3 см) в газе SF_6 [2,5], где в процессе диссоциативного прилипания образуются ионы SF_5^- с очень большой энергией связи $I_{SF_5} = 3.4$ эВ [9], картина развития процесса при определенных условиях близка к описанной в [1,5].

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Горин Б.Н., Шкилев А.В. // Электричество. 1976. № 2. С. 31—39.
- [2] Анисимов Е.И., Богданов О.В., Гайворонский А.С. и др. // Электричество. 1988. № 11. С. 60—67.
- [3] Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1967. 591 с.
- [4] Юман М.М. Молния. М.: Мир, 1972. 326 с.
- [5] Базелян Э.М., Горин Б.Н., Левитов В.И. Физические и инженерные основы молниезащиты. Л.: Гидрометеоздат, 1978. 223 с.
- [6] Григорьев А.И., Ширяева С.О. // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 5. С. 6—13.
- [7] Козлов Б.Н. // ПМТФ. 1979. № 2. С. 82—104.
- [8] Голубев А.И., Ивановский А.В., Соловьев А.А. и др. // ВАНТ. Сер. Теоретическая и прикладная физика. 1985. Вып. 2. С. 17—27.
- [9] Мак-Даниэль И. Процессы столкновений в ионизованных газах. М.: Мир, 1967. 832 с.
- [10] Лозанский Э.Д., Фирсов О.Б. Теория искры. М.: Атомиздат, 1975. 271 с.
- [11] Браун С. Элементарные процессы в плазме газового разряда. М.: Госатомиздат, 1981. 323 с.
- [12] Эфрос А.А. Физика и геометрия беспорядка. М.: Наука, 1982. 176 с.
- [13] Tomson J.J. // Phil. Mag. 1924. Vol. 47. P. 337—342.
- [14] Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966. 686 с.
- [15] Wannier G.H. // Phys. Rev. 1951. Vol. 84. P. 615—619.
- [16] Дьяконов М.И., Качаровский В.Ю. // ЖЭТФ. 1990. Т. 98. Вып. 3(9); Там же. Т. 98. Вып. 3(9). С. 895—907.
- [17] Асиновский Э.И., Василяк Л.М., Марковец В.В. // ТВТ. 1983. Т. 21. № 2. С. 371—381.
- [18] Асиновский Э.И., Василяк Л.М., Марковец В.В. // ТВТ. 1983. Т. 21. № 3. С. 577—590.
- [19] Синкевич О.А., Трофимов Ю.В. // ДАН АН СССР. 1979. Т. 249. № 3. С. 597—600.

- [20] Лагарьков А.Н., Руткевич И.М. // ДАН АН СССР. 1979. Т. 249. № 3. С. 593—596.
- [21] Кузнецов Н.М. Термодинамические функции и ударные адиабаты воздуха при высоких температурах. М.: Машиностроение, 1965. 463 с.
- [22] Долголева Г.В. // ВАНТ. Сер. Методики и программы численного решения задач математической физики. 1983. Вып. 2(13). С. 29—33.
- [23] Авилова И.В., Бибберман Л.Н., Лагарьков А.Н. и др. Оптические свойства горячего воздуха. М.: Наука, 1970.
- [24] Горин Б.Н., Шкилев А.В. // Электричество. 1974. № 2. С. 29—38.
- [25] Бортник И.М., Вертинов В.П., Подгорнов Д.Л. // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 11. С. 2111—2116.

Поступило в Редакцию
25 февраля 1991 г.
В окончательной редакции
13 февраля 1992 г.
