

УДК 537.5; 533.9; 551.594; 537.531

Численное моделирование развития положительного стримера в поле грозового облака, усиленном вблизи дождевых капель

Л. П. Бабич, Е. И. Бочков

Для оценки адекватности популярной гипотезы об иницировании молнии стримерным разрядом в поле, усиленном вблизи гидрометеоров, выполнено численное моделирование развития положительного стримера в окрестности заряженных дождевых капель при давлении воздуха, типичном для высот грозовых облаков, различных значений напряженности грозового поля, размеров и зарядов капель. При реалистичных размерах и зарядах капель для формирования стримера требуется электрическое поле более сильное, чем измеренные поля, поэтому для локального усиления поля необходим дополнительный механизм.

Введение

Проблема иницирования молнии остается одной из нерешенных задач физики атмосферного электричества, несмотря на долгую историю исследований. Принято считать, что иницирование происходит в две стадии [1]. Вначале по каким-то причинам электрическое поле внутри грозового облака локально усиливается до пробивной величины E_{br} , достаточной для иницирования электрического пробоя в воздухе, при которой коэффициент ионизации молекул электронным ударом становится равным коэффициенту прилипания электронов к молекулам кислорода. В таком поле происходит иницирование электронных лавин и их переход в стримеры. Для сухого воздуха нормальной плотности $E_{br} \approx 26$ кВ/см [2] и уменьшается обратно пропорционально плотности воздуха с увеличением высоты. На следующей стадии через развитую стримерную корону протекает значительный ток и формируется горячий лидерный канал. Большинство исследований посвящено первой стадии. Основная трудность заключается в том, что измеряемые внутри грозовых облаков значения напряженности поля, приведенные к нормальным условиям, не превышают 3–4 кВ/(см·атм) [3, 4], что на порядок меньше E_{br} .

Существуют две основные гипотезы, призванные объяснить механизм усиления грозового электрического поля до пробойных значений. Согласно одной из них поле усиливается в окрестности гидрометеоров в результате их поляризации или наличия на них электрического заряда. В работе [5] приведены результаты численных расчетов по одномерной модели инициирования положительного разряда при давлении $P = 500$ млб с гидрометеоров во внешнем электрическом поле. Установлено, что инициирование стримеров возможно при столкновении капель радиусом 2,7 и 0,65 мм в поле с напряженностью 2 кВ/см (4 кВ/(см·атм)) и изолированных ледяных игл в поле 11 кВ/см (22 кВ/(см·атм)) либо в поле 9 кВ/см (18 кВ/(см·атм)) при заряде на игле 100 пКл.

В работе [6] усиление поля связывается с развитием в атмосфере лавин релятивистских убегающих электронов (ЛРУЭ), инициируемых вторичным космическим излучением. Авторы [6] рассматривали в качестве источника ЛРУЭ широкий атмосферный ливень (ШАЛ), генерируемый первичной космической частицей с энергией $\sim 10^{16}$ эВ. Однако численное моделирование [7, 8] показало, что максимально достижимое значение приведенной напряженности поля составляет 8,5 кВ/(см·атм); при этом требуется внешнее поле с приведенной напряженностью $E/P = 4$ кВ/(см·атм) и протяженностью более 2 км, что превышает фундаментальный предел на величину и протяженность поля в воздухе [9]. Помимо ШАЛ источником электронов, инициирующих ЛРУЭ, является стационарное фоновое космическое излучение. Согласно результатам численного моделирования [8, 10, 11] развитие в атмосфере ЛРУЭ, источником которых является фоновое космическое излучение, приводит к формированию в грозовом поле проводящего канала, прорастающего с верхнего края отрицательного заряда облака к нижнему краю положительного заряда. В процессе развития канала поле на его фронте усиливается и может достигать значения E_{br} . Однако это возможно при довольно большой скорости зарядки облака – 2–13 Кл/с. При более реалистичных значениях, 0,3–0,6 Кл/с, максимальная напряженность поля, достигаемая в процессе развития разряда, равна $E_{max}/P = 6–16$ кВ/(см·атм) [8, 11]. На наш взгляд, наиболее вероятным механизмом зарождения стримеров в грозовом поле является комбинация обоих механизмов, т. е. стримерный разряд развивается в окрестности гидрометеоров, находящихся в поле, уже усиленном в результате развития ЛРУЭ. Ниже представлена двумерная численная модель инициирования стримера с дождевых капель, помещенных в грозовое поле. Вначале формулируется математическая задача о развитии стримера в самосогласованном поле, а затем приводятся результаты и их анализ.

Математическая формулировка

Кинетика электронов (e), положительных (p) и отрицательных (n) ионов в стримерном разряде описывается известной системой уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_e}{\partial t} + \operatorname{div} \vec{j}_e &= (\alpha_{ion} - \alpha_{att}) |\vec{j}_e| - \beta_{ep} n_e n_p + S_{ph}, \\ \frac{\partial n_p}{\partial t} + \operatorname{div} \vec{j}_p &= \alpha_{ion} |\vec{j}_e| - \beta_{ep} n_e n_p - \beta_{pn} n_p n_n + S_{ph}, \\ \frac{\partial n_n}{\partial t} + \operatorname{div} \vec{j}_n &= \alpha_{att} |\vec{j}_e| - \beta_{pn} n_p n_n, \end{aligned} \quad (1)$$

где n_e, n_p, n_n и $\vec{j}_e = -\mu_e \vec{E} - D_e \nabla n_e, \vec{j}_p = \mu_p \vec{E}$ – концентрации и плотности потока частиц соответственно; μ_e и $\mu_{p,n}$ – подвижность электронов и ионов; D_e – коэффициент диффузии электронов; α_{ion}

α_{ion} – коэффициент Таунсенда; α_{att} – коэффициент прилипания электронов к молекулам кислорода; β_{ep} и β_{pn} – коэффициенты рекомбинации электронов с положительными ионами и положительных и отрицательных ионов; S_{ph} – источник фотоионизации. Коэффициенты ионизации, подвижности и диффузии электронов в зависимости от модуля напряженности поля $|\vec{E}|$ вычислены нами по программе BOLSIG+ [12]. Для остальных коэффициентов использованы те же данные, что и в работах [13, 14]. Для расчета S_{ph} применяется модель, развитая в работе [15], где расчет интеграла из классической модели [16] заменяется решением трех уравнений Гельмгольца.

В данной работе мы исследуем формирование положительных стримеров вокруг капель, находящихся во внешнем электрическом поле. В результате падения в вертикальном поле капли вытягиваются вдоль вертикали [17]. Моделируем капли проводящим эллипсоидом вращения с малой полуосью R_{dr} и большой полуосью $L_{\text{dr}}/2$. Эллипсоид несет положительный заряд Q_{dr} и находится в однородном поле с напряженностью $\vec{E}_{\text{ext}}(z, r) = E_{\text{ext}} \vec{e}_z$. Поскольку обычно положительный заряд расположен в верхней части грозового облака, а отрицательный – в нижней, то вектор \vec{e}_z направлен вниз, следовательно, ось OZ также направлена к земле. Ввиду цилиндрической симметрии задача является двумерной и решается в системе координат (z, r) .

Во внешнем поле капля поляризуется; положительный заряд концентрируется на нижнем краю эллипсоида, отрицательный – на верхнем. Перемещение заряда внутри капли описывается системой уравнений

$$\frac{\partial \rho_{\text{dr}}}{\partial t} + \text{div} \vec{J}_{\text{dr}} = 0, \quad \vec{J}_{\text{dr}} = \sigma_{\text{dr}} \vec{E}, \quad (2)$$

где \vec{J}_{dr} , ρ_{dr} , σ_{dr} – плотность тока, плотность заряда и электропроводность внутри капли соответственно. Согласно данным [18] электропроводность дождевой воды находится в пределах от 0,5 до 10 мСм/м. Мы полагаем

$$\sigma_{\text{dr}}(z, r) = \begin{cases} 5 \text{ мСм/м}, & (z, r) \in D_{\text{dr}}, \\ 0, & (z, r) \notin D_{\text{dr}}, \end{cases} \quad (3)$$

где D_{dr} – область пространства, занимаемая каплей.

Система уравнений (1), (2) замыкается уравнениями для самосогласованного поля

$$\Delta \varphi_{\text{int}} = -\frac{\rho_{\text{dr}} + \rho_{\text{dis}}}{\epsilon_0}, \quad \vec{E} = -\vec{\nabla} \varphi_{\text{int}} + \vec{E}_{\text{ext}}. \quad (4)$$

Здесь φ_{int} – потенциал поля пространственного заряда, $\rho_{\text{dis}} = e(n_p - n_n - n_e)$ – плотность заряда в стримере, ϵ_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума, e – элементарный заряд.

Сформулируем граничные условия для системы уравнений (1), (2), (4). Для уравнений (2) на границе расчетной области S_{sim} приняты следующие условия:

$$\vec{j}_e(z, r) = \vec{j}_p(z, r) = \vec{j}_n(z, r) = \vec{0}, \quad (z, r) \in G_{\text{sim}}. \quad (5)$$

Обозначив плотность разрядного тока $\vec{J}_{\text{dis}} = e(\vec{j}_p - \vec{j}_n - \vec{j}_e)$ и направленную наружу нормаль к поверхности капли \vec{n}_{dr} , граничные условия для уравнений (1) на поверхности эллипсоида G_{dr} определим следующим образом:

$$\vec{J}_{dr}(z,r) = \begin{cases} \vec{0}, & (\vec{J}_{dis}(z,r)\vec{n}_{dr}(z,r)) > 0, \\ \vec{J}_{dis}(z,r), & (\vec{J}_{dis}(z,r)\vec{n}_{dr}(z,r)) < 0. \end{cases} \quad (z,r) \in G_{dr}, \quad (6)$$

Электрический потенциал φ_{int} на границе расчетной области D_{sim} рассчитывается на основе общего решения уравнения Пуассона:

$$\varphi_{int}(z,r) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_{D_{sim}} \frac{(\rho_{dr}(z',r') + \rho_{dis}(z',r'))2\pi r' dr' dz'}{\sqrt{(z-z')^2 + (r-r')^2}}, \quad (z,r) \in G_{sim}. \quad (7)$$

Для инициирования разряда необходимо наличие в электрическом поле хотя бы одного электрона (в атмосфере электроны рождаются вторичным космическим излучением или под действием естественной радиоактивности). Если напряженность поля превышает E_{br} , начинает развиваться лавина электронов, которая может перерасти в стример. В исследуемом случае электрическое поле неоднородно: его напряженность максимальна на вершинах эллипсоида и быстро уменьшается по мере удаления от них, достигая на бесконечности значения E_{ext} . Следовательно, условие возникновения стримера имеет вид [2]

$$\int_{L_{dr}/2}^{z_{in}} (\alpha_{ion}(E(z), P_g(z)) - \alpha_{att}(E(z), P_g(z))) dz = 20, \quad (8)$$

где z_{in} – точка, в которой $\alpha_{ion} = \alpha_{att}$; P_g – давление газа.

При фиксированных размерах капли (R_{dr} , L_{dr}) в заданном внешнем поле (E_{ext}) единственным параметром, определяющим $E(z)$, является заряд капли Q_{dr} . Следовательно, варьируя Q_{dr} , можно добиться выполнения условия (8). Для нахождения необходимого значения Q_{dr} были выполнены предварительные расчеты поляризации капли во внешнем поле. Система уравнений (2), (4) решалась со следующими начальными условиями:

$$\rho_{dr}(z,r,0) = Q_{dr}/V_{dr}, \quad \vec{E}(z,r,0) = \vec{E}_{ext}, \quad (9)$$

где V_{dr} – объем капли. Расчеты велись до момента достижения максимумом напряженности поля стационарного значения.

Таблица 1

Условия выполнения (8)

R_{dr} , мм	L_{dr} , мм	E_{ext}/P_g , кВ/(см·атм)	v_f , м/с	Q_{dr} , пКл
0,5	1,0	5	$<4,5 \cdot 10^4$	220
		10	$1,3 \cdot 10^5$	200
		20	$2,9 \cdot 10^5$	157
0,25	0,5	5	$<3,2 \cdot 10^4$	80
		10	$7,3 \cdot 10^4$	75
		20	$1,6 \cdot 10^5$	63
0,15	0,3	5	$<3,6 \cdot 10^3$	40
		10	$<1,3 \cdot 10^4$	38
		20	$9,5 \cdot 10^4$	33

R_{dr} , мм	L_{dr} , мм	E_{ext}/P_g , кВ/(см·атм)	v_f , м/с	Q_{dr} , пКл
0,5	2,0	5	$<5,9 \cdot 10^4$	270
		10	$1,4 \cdot 10^5$	235
		20	$2,6 \cdot 10^5$	165
0,25	1,0	5	$<4,9 \cdot 10^4$	103
		10	$8,3 \cdot 10^4$	93
		20	$1,6 \cdot 10^5$	74
0,15	0,6	5	$<6,4 \cdot 10^3$	54
		10	$4,1 \cdot 10^4$	50
		20	$1,1 \cdot 10^5$	42

Примечание: знак «<» показывает, что в процессе развития скорость стримера v_f не выходит на стационарное значение. Эллипсоидальная капля с малой (R_{dr}) и большой ($L_{dr}/2$) полуосями в однородном поле с напряженностью E_{ext} при давлении воздуха $P_g = 0,4$ атм.

В табл. 1 для различных конфигураций, определяемых числами R_{dr} , L_{dr} , E_{ext} , приведены значения Q_{dr} , при которых выполняется условие (8). Согласно [18] усредненное по результатам различных измерений минимальное значение напряженности поля, при котором возможно распространение катодонаправленных (положительных) стримеров в воздухе при нормальных условиях, составляет 4,65 кВ/см. Нами выполнены расчеты для трех значений $E_{ext}/P_g = 5, 10, 20$ кВ/(см·атм) при давлении газа $P_g = 0,4$ атм, что примерно соответствует высоте 8 км над уровнем моря. Согласно табл. 1 полученные значения Q_{dr} лежат в диапазоне 33–220 пКл. Поскольку измеренный заряд гидрометеоров может достигать 200 пКл [19], расчетные значения Q_{dr} вполне реалистичны.

Далее приведены результаты численного моделирования инициирования стримерного разряда для конфигураций R_{dr} , L_{dr} , E_{ext} из табл. 1.

Результаты и анализ

Система уравнений (1), (2), (4) решалась методом конечных разностей. Чтобы избавиться от численной диффузии при расчете потоковых членов в (1), использовался метод коррекции потока [20]. При этом в качестве схемы высокого порядка применялась QUICKEST 3 [21], в качестве схемы низкого порядка – «donor cell». Во всех расчетах использовалась однородная квадратная пространственная сетка с шагом $\Delta z = \Delta r = 2 \cdot 10^{-6}$; $2,5 \cdot 10^{-6}$ и $5 \cdot 10^{-6}$ м для $R_{dr} = 0,15$; 0,25 и 0,5 мм соответственно.

Моделирование проводилось в два этапа. С целью получения стационарного распределения электрического поля вокруг заряженного эллипсоида во внешнем поле вначале повторялись расчеты, описанные в разделе «Математическая формулировка». Для этого решались уравнения (2), (4) с начальными условиями (10) и шагом по времени $\Delta t = 0,1 \tau_M$, где $\tau_M = \sigma_{dr} / \epsilon_0 \sim 10^{-9}$ с – максвелловское время релаксации поля. В момент достижения максимумом поля стационарного значения (далее этот момент выбран в качестве начального) выполнялся второй этап расчетов: решалась полная система уравнений (1), (2), (4) с граничными условиями (5)–(7) и шагом по времени $\Delta t = 2 \cdot 10^{-13}$ с.

Остановимся подробно на выборе начальных условий для системы (1). Полагаем, что разряд иницируется в результате рождения одной электрон-ионной пары в окрестности капли. Но

поскольку уравнения сплошной среды (1) адекватны для описания эволюции большого числа частиц, некорректно задавать начальные условия в виде $n_e(z, r, 0) = n_p(z, r, 0) = \delta(z - z_{in})$, так как это приводит к нереально большой диффузии электронов на начальном этапе развития лавины. Вместо этого мы задавали в начальный момент времени наличие N_e^0 электрон-ионных пар в точке, координата которой $z = z_{st}$ определялась из уравнения

$$\int_{L_{dr}/2}^{z_{st}} \left(\alpha_{ion}(E(z, r=0), P_g) - \alpha_{att}(E(z, r=0), P_g) \right) dz = 20 - \ln(N_e^0). \quad (10)$$

При выполнении (10) сохраняется значение коэффициента усиления 10^8 . В итоге начальные условия для системы (1) выглядят следующим образом:

$$\begin{aligned} n_e(z, r, 0) &= N_e^0 \delta(z - z_{st}), \\ n_p(z, r, 0) &= n_e(z, r, 0), \\ n_n(z, r, 0) &= 0. \end{aligned} \quad (11)$$

Ниже приведены результаты, полученные для $N_e^0 = 100$, однако, как показали расчеты, выполненные для случая $R_{dr} = 0,5$ мм, $L_{dr} = 1,0$ мм, $E_{ext}/P_g = 10$ кВ/(см·атм), они существенно не меняются при увеличении N_e^0 до 1000.

Расчеты велись до момента времени $t_{run} = 15$ нс либо до момента достижения фронтом стримера границы расчетной области по оси OZ . Отметим, что за это время для всех исследуемых конфигураций фронт стримера, определяемый по положению максимума напряженности поля, преодолевал точку z_{in} , т. е. входил в область с $\alpha_{ion} < \alpha_{att}$. На рис. 1 показано распределение напряженности поля и концентрации электронов вдоль оси разряда в зависимости от времени для конфигурации $R_{dr} = 0,5$ мм, $L_{dr} = 1,0$ мм, $E_{ext}/P_g = 10$ кВ/(см·атм). Наблюдается типичный процесс распространения стримера. Концентрация электронов в канале $\sim 10^{20}$ м⁻³, приведенная напряженность поля на фронте стримера 160 кВ/(см·атм). По мере продвижения стримера в область со слабым (внешним) полем напряженность на фронте падает. Это связано прежде всего с увеличением радиуса головки стримера, что хорошо видно на рис. 2, где для конфигурации $R_{dr} = 0,5$ мм, $L_{dr} = 1,0$ мм, $E_{ext}/P_g = 10$ кВ/(см·атм) показано двумерное распределение модуля напряженности поля и концентрации электронов в начальный момент времени и моменты времени, когда фронт стримера достигает точек с координатами $z = 1,5$ и $2,5$ мм. Видно, что радиус канала стримера равен 0,25 мм. Картина, показанная на рис. 1 и 2, характерна для всех конфигураций, приведенных в табл. 1.

По мере развития разряда отрицательный заряд переносится из канала стримера на каплю, заряд которой уменьшается, в результате чего поле на ее краях слабеет. Возникает естественный вопрос: насколько устойчиво развитие стримерного разряда после того, как заряд на капле исчезнет либо фронт стримера выйдет из области с сильным внешним полем в окрестности капли? На рис. 3 приведены зависимости от времени скорости стримера, напряженности поля на его фронте, числа свободных электронов и заряда капли для конфигурации $R_{dr} = 0,5$ мм, $L_{dr} = 1,0$ мм, $E_{ex}/P_g = 10$ кВ/(см·атм). Видно, что положительный заряд на капле исчезает за $\approx 2,5$ нс, после чего капля медленно заряжается до отрицательного заряда $Q_{dr} \approx -30$ пКл. Напряженность поля на фронте стримера выходит на стационарное значение $E_f \approx 65$ кВ/см к моменту времени $t \approx 8$ нс. Примерно с этого же момента наблюдается линейный рост числа электронов в разряде. Скорость

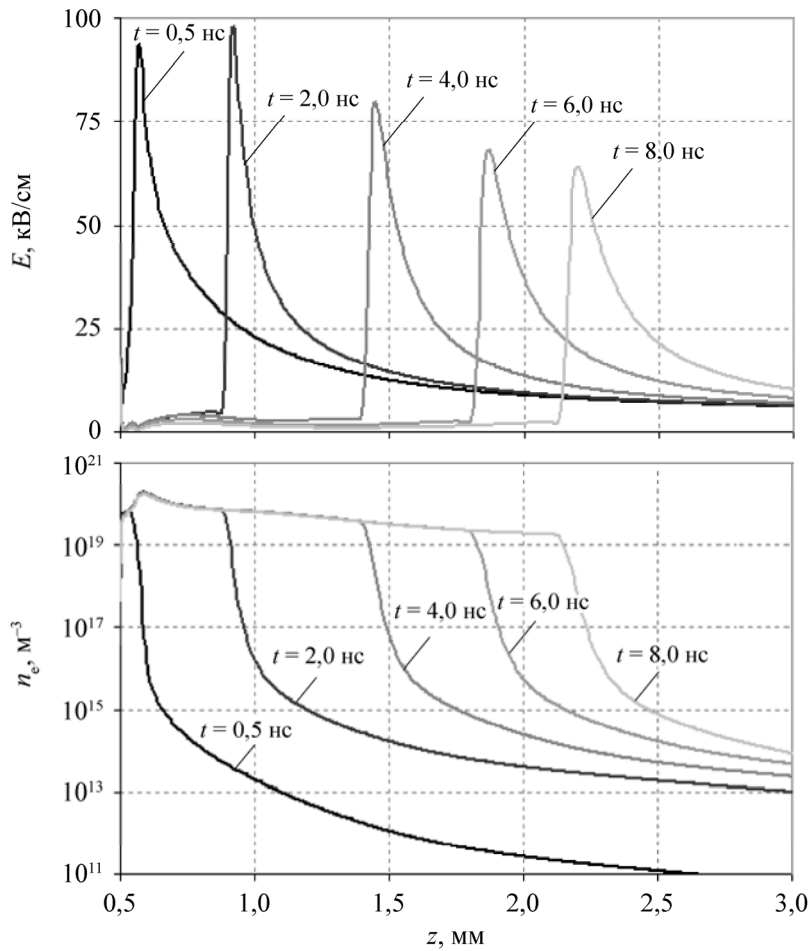


Рис. 1. Эволюция напряженности поля и концентрации электронов на оси разряда:
 $R_{dr} = 0,5$ мм, $L_{dr} = 1,0$ мм, $E_{ext}/P_g = 10$ кВ/(см·атм)

стримера вначале медленно падает, но к моменту времени $t \approx 10$ нс падение замедляется и скорость выходит практически на стационарное значение $1,3 \cdot 10^5$ м/с, что согласуется с минимальным значением скорости стримера при нормальных условиях $v_{s,min} = (1,5-2) \cdot 10^5$ м/с; стримеры с меньшей скоростью никогда не наблюдались [18]. С поправками на то, что расчеты выполнены при давлении $P_g = 0,4$ атм и некоторой неопределенности значения $v_{s,min}$, можно предположить, что развитие стримера будет продолжаться. В табл. 1 приведены значения скорости стримера для всех моделируемых конфигураций. Видно, что при $E_{ext} = 5$ кВ/(см·атм) значение скорости стримера существенно меньше $v_{s,min}$ для всех конфигураций; кроме того, с некоторого момента уменьшается число электронов в разряде. Таким образом, можно утверждать, что при $E_{ext} = 5$ кВ/(см·атм) инициирование стримера невозможно с индивидуальных капель с принятыми размерами. Из табл. 1 следует, что инициирование стримера с капель с $R_{dr} = 0,5$ и $0,25$ мм вероятно в поле с напряженностью $E_{ext} = 10$ и 20 кВ/(см·атм) соответственно. С капель с $R_{dr} = 0,15$ мм инициирование стримеров маловероятно при принятых значениях напряженности внешнего поля E_{ext} .

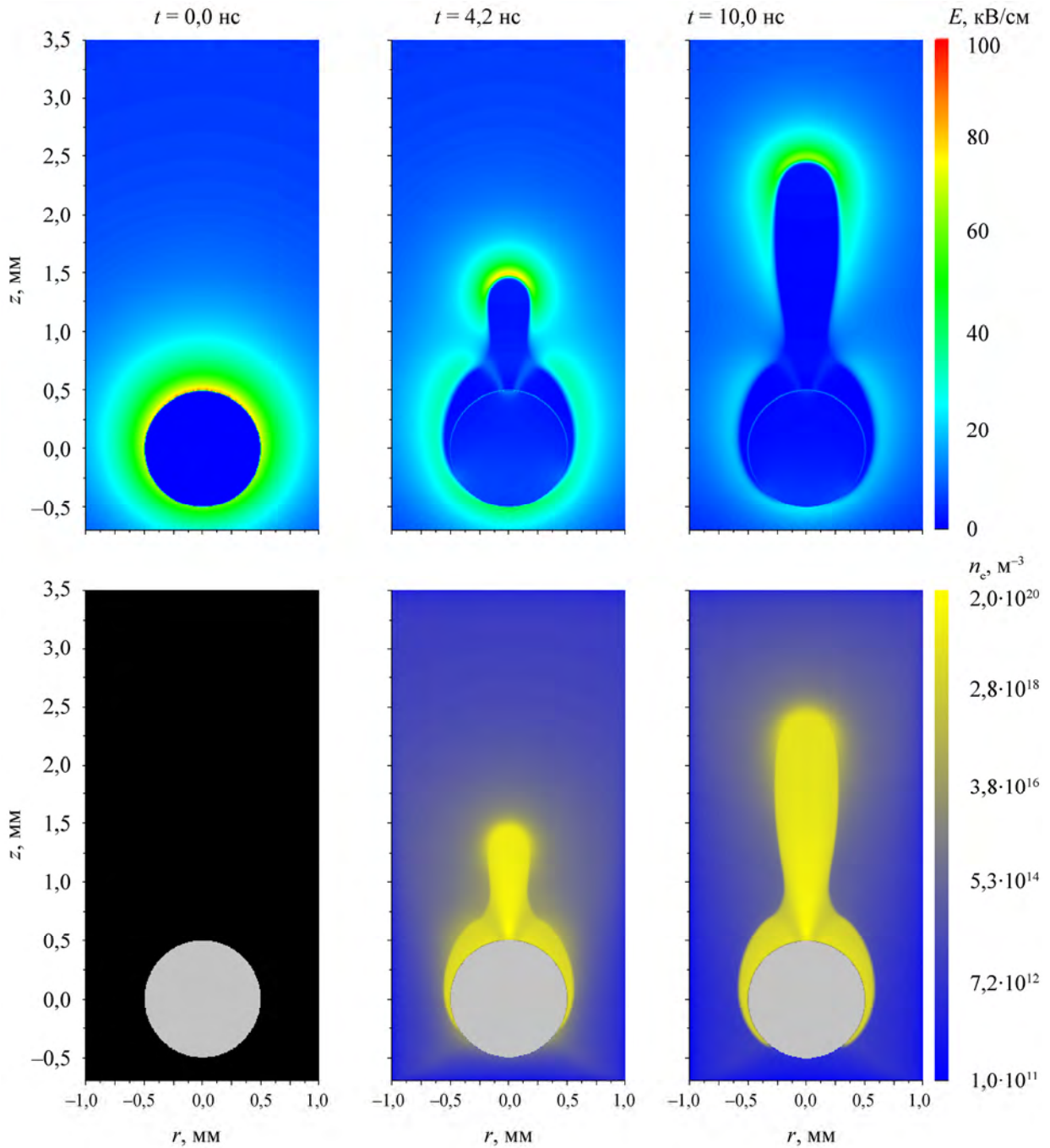


Рис. 2. Двумерное распределение напряженности поля (вверху) и концентрации электронов (внизу) в различные моменты времени развития стримера ($R_{\text{др}} = 0,5$ мм, $L_{\text{др}} = 1,0$ мм, $E_{\text{ext}}/P_g = 10$ кВ/(см·атм))

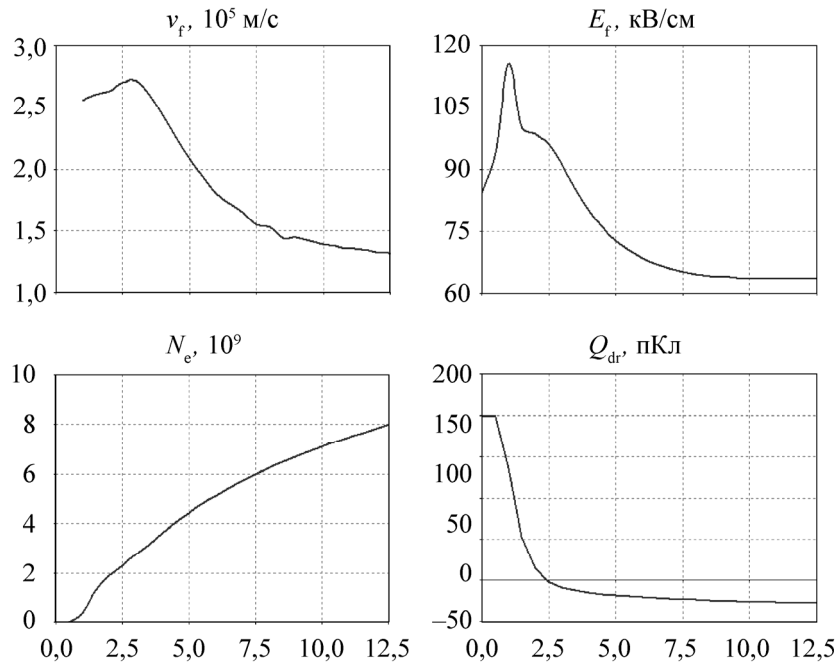


Рис. 3. Зависимости от времени скорости стримера v_f , напряженности поля на фронте стримера E_f , числа электронов в разряде N_e , заряда капли Q_{dr} ($R_{dr} = 0,5$ мм, $L_{dr} = 1,0$ мм, $E_{ext}/P_g = 10$ кВ/(см·атм))

Заклучение

В рамках проблемы инициирования разряда молнии в поле грозового облака выполнено двумерное численное моделирование развития разряда в самосогласованном электрическом поле в окрестности гидрометеора (дождевой капли), моделируемого заряженным до Q_{dr} эллипсоидом вращения. Расчеты выполнены при давлении воздуха $P_g = 0,4$ атм (высота 8 км) и приведенной напряженности внешнего (грозового) поля $E_{ext}/P_g = 5-20$ кВ/(см·атм). Вычислялась пространственно-временная эволюция концентраций заряженных частиц и напряженности поля. Показано, что при реалистичных для дождевых капель характерных размеров эллипсоида (малая ось $2R_{dr} = 0,3-1$ мм, большая $L_{dr} = 0,6-2$ мм) лавинно-стримерный переход в поле гидрометеора возможен, если заряд находится в диапазоне $Q_{dr} = 33-220$ пКл. Установлено, что с малых капель с $R_{dr} \leq 0,15$ мм инициирование стримеров маловероятно. Инициирование с капель с $R_{dr} \geq 0,5$ и $0,25$ мм и дальнейшее развитие стримера возможно в полях с напряженностью $E_{ext} = 10$ и 20 кВ/(см·атм) соответственно. Таким образом, наши результаты не согласуются с выводом работы [22], согласно которой инициирование стримерного разряда в облаках возможно только при соударении капель или с индивидуальных ледяных частиц.

Список литературы

1. Petersen D., Bailey M., Beasley W. H., Hallett J. A brief review of the problem of lightning initiation and a hypothesis of initial lightning leader formation // *J. Geophys. Res.* 2008. Vol. 113. P. D17205.
2. Raizer Y. P. *Gas Discharge Physics* – Berlin: Springer, 1991.
3. Marshall T. C., McCarthy M. P., Rust W. D. Electric field magnitudes and lightning initiation in thunderstorms // *J. Geophys. Res.* 1995. Vol. 100(D4). P. 7097–7103.
4. Marshall T. C., Stolzenburg M., Maggio C. R. et al. Observed electric fields associated with lightning initiation // *Geophys. Res. Lett.* 2005. Vol. 32. P. L03813.
5. Solomon R., Schroeder V., Baker M. B. Lightning initiation: Conventional and runaway-breakdown hypothesis // *Q. J. R. Meteorol. Soc.* 2001. Vol. 127. P. 2683–2704.
6. Gurevich A. V., Milikh G. M., Valdivia J. A. Model of X-ray emission and fast preconditioning during a thunderstorm // *Phys. Lett. A.* 1997. Vol. 231. P. 402–408.
7. Babich L. P., Bochkov E. I., Kutsyk I. M. Numerical simulation of a conducting channel initiated by an extensive air shower in a thunderstorm electric field // *Geomagnetism and Aeronomy.* 2009. Vol. 49(2). P. 232–238.
8. Babich L. P., Bochkov E. I., Dwyer J. R., Kutsyk I. M. Numerical simulations of local enhancement of thundercloud field capable of lightning initiation trigger allowing for the runaway electron avalanches seeded by cosmic rays. *J. Geophys. Res.* 2012. Vol. 117. P. A09316.
9. Dwyer J. R. A fundamental limit on electric fields in air // *Geophys. Res. Lett.* 2003. Vol. 30(20). P. 2055.
10. Dwyer J. R. The initiation of lightning by runaway air breakdown // *Ibid.* 2005. Vol. 32. P. L20808.
11. Бабич Л. П., Бочков Е. И., Куцык И. М. Механизм инициирования молнии, основанный на развитии лавин релятивистских убегающих электронов, инициируемых фоновым космическим излучением. Численное моделирование // *ЖЭТФ.* 2011. Т. 139(5). С. 1028–1036.
12. Hagelaar G. J. M., Pitchford L. C. Solving the Boltzmann equation to obtain electron transport coefficients and rate coefficients for fluid models // *Plasma Sources Sci. and Tech.* 2005. Vol. 14. P. 722–733.
13. Бабич Л. П., Бочков Е. И., Куцык И. М. Механизм генерации убегающих электронов лидером молнии // *Письма в ЖЭТФ.* 2014. Т. 99(7). С. 452–456.

14. Babich L. P., Bochkov E. I., Kutsyk I. M. et. al. A model for electric field enhancement in lightning leader tips to levels allowing X-ray and γ ray emissions // *J. Geophys. Res. Space Physics*. 2015. Vol. 120 [doi:10.1002/2014JA020923].
15. Bourdon A., Pasko V. P., Liu N. Y. et al. Efficient models for photoionization produced by non-thermal gas discharges in air based on radiative transfer and the Helmholtz equations // *Plasma Sources Sci. Tech.* 2007. Vol. 16. P. 656–678.
16. Железняк М. В., Мнацакянян А. Х., Сизых С. В. Фотоионизация смесей азота с кислородом излучением газового разряда // *Теплофизика высоких температур*. 1982. Т. 20. С. 423–428.
17. Шишкин Н. С. Облака, осадки и грозовое электричество. – Л.: Гидрометеиздат, 1964.
18. Bazelyan E. M., Raizer Y. P. *Lightning physics and lightning protection*. – Bristol: IOP Publishing, 2000.
19. Мучник В. М. Физика грозы. – Л.: Гидрометеиздат, 1974.
20. Zalesak S. T. Fully multidimensional flux-corrected transport algorithms for fluids // *J. Comput. Phys.* 1979. Vol. 31. P. 335–365.
21. Leonard B. P. The ULTIMATE conservative difference scheme applied to unsteady one-dimensional advection // *Appl. Mech. and Eng. Comp. Math.* 1991. Vol. 88. P. 17–74.
22. Blyth A. M., Christian M. J., Latham J. Corona emission thresholds for three types of hydrometeor interaction in thunderclouds // *J. Geophys. Res. Atmos.* 1998. Vol. 103(D12). P. 13975–13977.

Numerical Simulation of Positive Streamer Development in Thundercloud Field Enhanced Near Raindrops

L. P. Babich, E. I. Bochkov

According to the popular idea, lightning can be initiated from streamer discharges developed in the enhanced electric field in a vicinity of hydrometeors. To test the idea, we carry out numerical simulations of positive streamer development around charged water drops at air pressure typical at thundercloud altitudes and at different background fields, drop sizes and charges. With realistic drop sizes and charges, the electric field required for the streamer formation is stronger than the measured fields; therefore, the second mechanism is required to amplify the local field.