

УДК 533.9

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ГЛАВНОЙ СТАДИИ РАЗРЯДА МОЛНИИ

© 2024 г. А. Н. Бочаров^{а,*}, Е. А. Мареев^б, Н. А. Попов^{а,с}^а Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия^б Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия^с МГУ им. М.В. Ломоносова, НИИ ядерной физики им. Д.В. Скобельцына, Москва, Россия

* e-mail: bocharov@ihed.ras.ru

Поступила в редакцию 05.12.2023 г.

После доработки 19.01.2024 г.

Принята к публикации 20.01.2024 г.

Представлена численная модель главной стадии разряда молнии. В рамках данной модели эволюция параметров токового канала при обратном ударе (главной стадии разряда молнии) описывается системой уравнений сохранения массы, импульса, полной энергии, а также уравнений длинной линии для определения электрического потенциала и полного тока в каждом сечении канала. Численно продемонстрированы основные черты разряда молнии на стадии обратного удара, регистрируемые экспериментально: нагрев газа в канале до температур 10–40 кК; принципиальная возможность распространения волны градиента потенциала со скоростями от сотых до десятых долей скорости света, а также возможность распространения волны обратного удара без существенного затухания на достаточно большие расстояния. На основании представленных результатов по моделированию разрядов молнии различной интенсивности можно заключить, что разработанная физическая и численная модель разряда молнии качественно правильно описывает совокупность физических процессов, имеющих место в реальных условиях.

Ключевые слова: главная стадия, разряд, молния, волна градиента потенциала, локальное термодинамическое равновесие, уравнение длинной линии

DOI: 10.31857/S0367292124030086, EDN: RFUVNE

1. ВВЕДЕНИЕ

Волна обратного удара (главная стадия разряда молнии) — это наиболее ярко светящаяся в видимом диапазоне стадия всего молниевое разряда, поэтому она сравнительно легко регистрируется с помощью стрик-камер. В работах [1, 2] собрана большая база экспериментальных данных о форме и амплитуде импульса тока молнии в ее основании (в точке замыкания на землю) и о параметрах волны обратного удара, в частности о скорости этих волн.

Главная стадия разряда молнии начинается после перекрытия промежутка между облаком и землей нисходящим лидером [1, 2]. Заземление лидерного канала, несущего высокий потенциал, сопровождается сильным изменением распределенного вдоль него заряда. Измерения у земли показывают, что канал нисходящего лидера разряжается очень сильным током с амплитудой 10–100 кА длительностью 50–100 мкс. В течение примерно такого времени вверх по каналу бежит хорошо видимый на фоторазвертках короткий яркий участок — фронт волны градиента потенциала. В области фронта вследствие интенсивного энерговыделения канал разогревается до температур 30–35 кК,

что сопровождается газодинамическим расширением и существенным ростом проводимости канала.

Таким образом, эволюция параметров лидерного канала во время прохождения волны градиента потенциала, приводящая к резкому уменьшению сопротивления канала, определяет весь ход процесса главной стадии разряда молнии.

Изучение главной стадии остается одной из наиболее актуальных проблем физики молнии, хотя теоретические и экспериментальные аспекты этой проблемы рассматривались в целом ряде работ. Проведенные ранее исследования по самосогласованному моделированию электродинамических характеристик и газодинамики расширения формирующегося горячего канала с учетом радиационных процессов касались либо моделирования газодинамического расширения горячего газового канала при заданном временном профиле интенсивности источника тепловыделения, либо моделирования электродинамических характеристик, описывающих распространение волны градиента потенциала при заданном упрощенном законе изменения проводимости канала (см. работы [3–5] и цитированную там литературу).

Газодинамические модели описывают поведение выбранного отрезка цилиндрического плазменного столба, подвергаемого резистивному нагреву заданным изменяющимся во времени током. Среди работ, посвященных развитию самосогласованных газодинамических моделей, можно отметить [6–8], где система уравнений газодинамики канала и переноса излучения решается совместно с системой уравнений плазмохимической кинетики.

В частности, в исследовании [8] разработана физико-химическая 2D-модель, позволяющая описывать параметры импульсных сильноточных разрядов в диапазоне токов $I = 1–300$ кА. В модели учитывалось газодинамическое расширение разрядного канала, термодинамика реального воздуха в широком диапазоне давлений и температур газа, электродинамика разряда, включая пинч-эффект, а также уравнения для описания переноса излучения в диффузионном приближении.

Проведено тестирование 1D-осесимметричной версии модели путем сравнения результатов моделирования с расчетными данными других авторов и экспериментальными данными [9–12]. Получено согласие рассчитанного радиуса канала искрового разряда и положения фронта ударной волны с экспериментальными данными для всех рассмотренных амплитуд импульса тока и времен нарастания. Радиальные распределения температуры газа и плотности электронов также удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными.

Целью данной работы являются разработка и тестирование физической и численной модели главной стадии разряда молнии, включая как описание электродинамических характеристик разряда (распространение волны градиента потенциала [13]), так и газодинамическое расширение разрядного канала, уравнения для описания переноса излучения в диффузионном приближении, а также термодинамические характеристики реального воздуха в широком диапазоне давлений и температур газа [8]. Результаты расчетов сравниваются с экспериментальными данными о нагреве газа в канале и скоростях распространения свечения головной части разряда.

2. МОДЕЛЬ ГЛАВНОЙ СТАДИИ РАЗРЯДА МОЛНИИ

Главная стадия, или процесс разряда молнии, начинается после перекрытия промежутка между облаком и Землей нисходящим лидером. В рамках разработанной модели предполагалось, что эволюция параметров токового канала при обратном ударе (главной стадии разряда молнии) описывается двумерной системой уравнений сохранения массы, импульса, полной энергии, а также одномерных уравнений длинной линии для определения электри-

ческого потенциала и полного тока в каждом сечении канала. При этом предполагается, что электрическое поле имеет лишь одну продольную компоненту, которая однородна по радиусу. Кроме того, полагали, что уравнения состояния воздуха, связывающие плотность, внутреннюю энергию, давление и температуру в каждой точке среды, соответствуют уравнениям среды в локальном термодинамическом равновесии.

Пространственно-временные характеристики интенсивности источника тепловыделения, стоящего в правой части уравнения энергии, определялись на основании получаемых в результате моделирования распределений проводимости и напряженности электрического поля. С учетом этого данная система уравнения является замкнутой.

Следует подчеркнуть, что представляемая далее самосогласованная задача описания характеристик главной стадии разряда молнии реализована, по-видимому, впервые. Разработанный в рамках данной работы программный комплекс, обеспечивающий как самосогласованное моделирование электродинамических характеристик распространения волны градиента потенциала в рамках уравнения длинной линии, так и описание газодинамического расширения формирующегося горячего газового канала, позволяет получать данные обо всех основных параметрах главной стадии разряда молнии.

2.1. Модель электродинамики канала

За основу модели взята модель разряда молнии, изложенная в работе [1]. Описание процесса разряда молнии проводилось в рамках квазидвумерной (r, x) осесимметричной нестационарной модели. Пространственно-временные (x, t) распределения потенциала Φ и тока I описываются уравнениями длинной линии [1]

$$\frac{d\Phi}{dx} + L_0 \frac{dI}{dt} + R_0 I = 0, \quad (1)$$

$$\frac{dI}{dx} + C_0 \frac{d\Phi}{dt} = 0 \quad (2)$$

с постоянными значениями индуктивности единицы длины канала L_0 и емкости C_0 , R_0 — погонное сопротивление канала,

$$C_0 = \frac{2\pi\epsilon_0}{\ln(H/r_2)} \quad (3)$$

— емкость единицы длины канала,

$$L_0 = \frac{\mu_0}{2\pi} \ln\left(\frac{H}{r_1}\right) \quad (4)$$

— индуктивность единицы длины канала. Здесь r_1 — радиус канала лидера, r_2 — радиус канала ионного

чехла, H — длина канала, ε_0 и μ_0 — диэлектрическая и магнитная проницаемость вакуума соответственно.

В выражениях (1)–(4) все переменные считаются функциями x и t . Положим для определенности, что Земля находится в точке $x = 0$ и $\Phi(x = 0) = 0$, а в точке $x = H$, $\Phi(x = H) = \Phi_0$. В начальный момент ($t = 0$) полагаем $I(0, x) = 0$, $\Phi(0, x)$ — заданная функция, удовлетворяющая граничным условиям для потенциала.

При определении емкости учитывается наличие чехла объемного заряда вокруг плазменного канала молнии [1]. В качестве начальных условий задаются параметры плазменного канала нисходящего лидера, которые могут быть определены, например, в рамках моделей [14, 15].

Заземление лидерного канала, несущего высокий потенциал, сопровождается формированием волны градиента потенциала. На фронте этой волны, в области высокого поля и интенсивного энерговыделения, происходит быстрый рост проводимости $\sigma(x, r)$ канала и его разогрев до высоких температур, достигающих 30 000–35 000 К. Погонное сопротивление канала молнии $R_0(x)$, входящее в уравнение длинной линии, определяется как

$$R_0^{-1}(x) = \int_0^{\eta} 2\pi\sigma(x, r) dr. \quad (5)$$

Проводимость плазменного канала рассчитывается по известному радиальному профилю температуры газа $T(t, x, r)$ в данном сечении канала, которое, в свою очередь, находится из решения двумерной нестационарной системы газодинамических уравнений с учетом лучистого теплообмена и тепловыделения в области.

2.2. Система газодинамических уравнений

На этом этапе система уравнений, представляющая модификацию модели, изложенной в работах [16–18], имеет вид

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{V}) = 0, \quad (6)$$

$$\frac{\partial \rho \mathbf{U}}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{V} \mathbf{V}) - \nabla \boldsymbol{\tau} = -\nabla P, \quad (7)$$

$$\frac{\partial \rho e_0}{\partial t} + \nabla((\rho e_0 + P) \mathbf{V}) + \nabla(\mathbf{V} \boldsymbol{\tau}) + \nabla \mathbf{q} = Q_E - Q_r. \quad (8)$$

Здесь t — время, ρ — плотность, \mathbf{V} — скорость, e_0 — удельная полная энергия, P — давление, Q_E — мощность тепловыделения, $Q_r = \mathbf{J} \cdot \mathbf{E}$, \mathbf{J} — плотность электрического тока, \mathbf{E} — напряженность электрического поля, Q_r — мощность радиационных потерь. Для самосогласованной оценки параметров газа и электродинамических параметров используем

предположение о локальном термодинамическом равновесии. Аппроксимации термодинамических и переносных свойств воздуха построены на основе работы [19].

В исследованиях (7), (8) $\boldsymbol{\tau}$ — тензор вязких напряжений, \mathbf{q} — поток тепла за счет теплопроводности:

$$\tau_{ij} = -\frac{2}{3}\eta\delta_{ij}\nabla\mathbf{V} + \eta\left(\frac{\partial V_i}{\partial x_j} + \frac{\partial V_j}{\partial x_i}\right), \quad \mathbf{q} = -\lambda\nabla T,$$

δ_{ij} — символ Кронеккера–Капелли, η — коэффициент динамической вязкости, λ — коэффициент теплопроводности, T — температура. Коэффициенты переноса η , λ оцениваются из работы [19].

Будем предполагать наличие связи между плотностью электрического тока и напряженностью электрического поля в виде закона Ома

$$\mathbf{J} = \sigma\mathbf{E}. \quad (9)$$

Электропроводность плазмы σ также оценивается в соответствии с работой [19]. В (6)–(8)

$$\nabla = \frac{\partial}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r.$$

2.3. Радиационная модель плазмы

Для оценки мощности радиационных потерь в (8) используем модель переноса излучения в диффузионном приближении [8]

$$\frac{1}{c} \frac{\partial U}{\partial t} + \nabla \left(-\frac{1}{3\kappa} \nabla U \right) = \kappa \left(\frac{4\pi}{c} B(T) - U \right) = S_r. \quad (10)$$

В (10) $U = \frac{1}{c} \int I d\dot{U}$ — плотность энергии излучения, I — интенсивность излучения, κ — коэффициент поглощения, c — скорость света, $B(T)$ — функция Планка. В предварительных оценках использованы средняя (по спектру) плотность энергии и средний планковский коэффициент поглощения. Соответственно, правая часть уравнения (10) имеет вид

$$S_r = \frac{\kappa}{c} (4\sigma_{SB} T^4 - cU), \quad (11)$$

где σ_{SB} — постоянная Стефана–Больцмана. Тогда в уравнении энергии (8) $Q_r = cS_r$. Для решения (10), (11) необходимо задание граничных условий. На оси симметрии ($r = 0$) применялось условие $\partial U / \partial r = 0$. На границе области, достаточно удаленной от оси, использовали условие $\frac{2}{3\kappa} \frac{\partial U}{\partial r} + U = 0$.

Ключевым моментом является определение среднего планковского коэффициента поглощения. В данной модели он аппроксимируется по табличным значениям работы [20] в диапазоне температур до 20 кК и работы [21] — в диапазоне температур 20–300 кК.

Детали решения системы уравнений газовой динамики изложены, например, в [17, 18]. Вычислительные аспекты разработанной модели и тестирование основных компонентов представлены в работах [8, 22]. Там рассмотрено моделирование сильноточных разрядов в воздухе при заданных зависимостях тока от времени. Здесь скажем несколько слов об интегрировании нелинейных уравнений длинной линии (1)–(4).

Характерным масштабом скорости распространения сигнала в данном случае является скорость света. Решение газодинамической части общей системы на субсветовых временах смысла не имеет. Поэтому в общей схеме используется принцип разделения процессов по характерным временам.

Интегрирование уравнений длинной линии выполняется на интервале времени, равном «газодинамическому» временному шагу. При этом внутренний, «электродинамический» шаг составляет величину $\sim h/c$ (h — размер сеточной ячейки, c — скорость света). Каждый внутренний шаг выполняется по классической схеме Рунге–Кутты 4-го порядка аппроксимации по времени.

Пространственные производные аппроксимируются центральными разностями. Это дает 2-й порядок аппроксимации, но порождает осцилляции, связанные с явлением Гиббса. Поэтому по окончании каждого шага по схеме Рунге–Кутты полученное решение пропускается через фильтр 4-го порядка.

Описанная процедура является разновидностью компактных разностных схем (аппроксимация высокого порядка плюс фильтр еще более высокого порядка). Фильтрация решения в значительной степени подавляет нефизичные осцилляции решения, обусловленные аппроксимацией производных порядка выше первого.

3. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Для оценки параметров разряда на главной стадии будем считать, что начальным состоянием является плазменный канал нисходящего лидера (рис. 1).

Полагаем, что радиус канала $r_1 = 1$ см, в котором равновесная слабо ионизованная плазма находится

при атмосферном давлении, а температура распределена по радиусу как

$$\frac{T(r) - T_0}{T_1 - T_0} = 1 - \left(\frac{r}{d}\right)^2. \quad (12)$$

В расчетах принимались следующие параметры: $T_0 = 300$ К, $T_1 = 6000$ К, $d = 1$ см. Давление всюду считалось равным атмосферному. Состав плазмы и электропроводность определялись в соответствии с моделью термодинамического равновесия [19]. Предполагалось, что канал лидера однородно заряжен по всей длине $x = (0, H)$ до потенциала облака Φ_0 (параметр задачи), за исключением небольшого участка вблизи земли ($\Phi_3 = 0$). На этом участке полагаем линейное (или параболическое) распределение потенциала от 0 до Φ_0 . Эти параметры определяют начальные данные в момент $t = 0$.

Граничные условия для газодинамических переменных определяются следующим образом. На оси симметрии ставится условие нулевой нормальной производной для всех переменных, за исключением радиальной скорости, которая равна нулю при $r = 0$. На границах $x = 0$ (земля) и $x = H$ ставятся «мягкие» граничные условия, $\partial\psi / \partial x = 0$ для любой функции $\psi(t, x, r)$. На внешней границе $r = r_2$ также задаются условия равенства нулю нормальной производной: $\partial / \partial r = 0$.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ ГЛАВНОЙ СТАДИИ МОЛНИИ

Длину промежутка выбираем $H = 800$ м для напряжений $\Phi_0 = 4\text{--}12$ МВ, для $\Phi_0 = 16$ МВ длина промежутка составляла $H = 1200$ м. В этом случае среднее поле между облаком и землей составляет $E = 0.05\text{--}0.15$ кВ/см. Отношение радиуса ионного чехла r_2 к радиусу лидерного канала r_1 полагалось равным 100. Заметим, что для идеальной линии ($R_0 = 0$) скорость распространения сигнала $V_h \sim 1 / \sqrt{(L_0 C_0)}$. Если $r_2 / r_1 \sim 1$, то скорость сигнала равна скорости света. В общем случае для идеальной линии

$$V_h \sim \sqrt{\frac{\ln(H / r_2)}{\ln(H / r_1)}}.$$

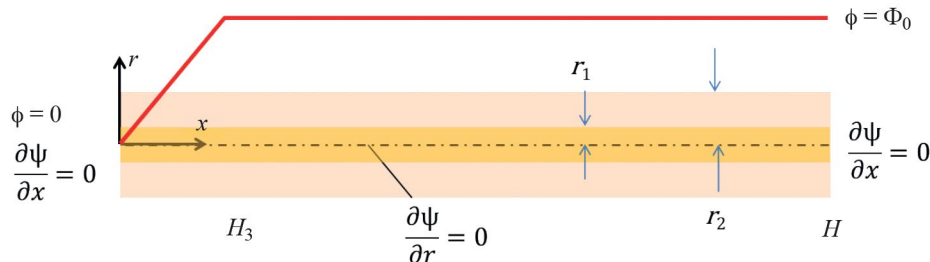


Рис. 1. К постановке задачи о расчете параметров главной стадии разряда молнии.

Волновое сопротивление лидерного канала $Z_0 \sim 680$ Ом. Начальное распределение потенциала в обоих случаях задается следующим образом: потенциал равен потенциалу облака Φ_0 всюду, вне интервала вблизи земли $x < H_E$. Внутри этого интервала потенциал меняется по параболическому закону от Φ_0 до 0:

$$\Phi(x) = -\frac{E_E}{H_E}x^2 + 2E_E x,$$

где $E_E = \Phi_0 / H_E$. H_E является параметром задачи, $H_E \sim 100$ м.

На рис. 2 и 3 представлены интегральные характеристики канала молнии в зависимости от потенциала облака.

На рис. 2 приведена эволюция тока в канале молнии у поверхности земли (а), напряженности среднего электрического поля у поверхности земли (б). На рис. 3 показаны эволюция погонного сопротивления канала (а) и электрической мощности разряда (б) в зависимости от потенциала облака.

Достаточно ожидаемый результат состоит в том, что большему напряжению соответствует больший

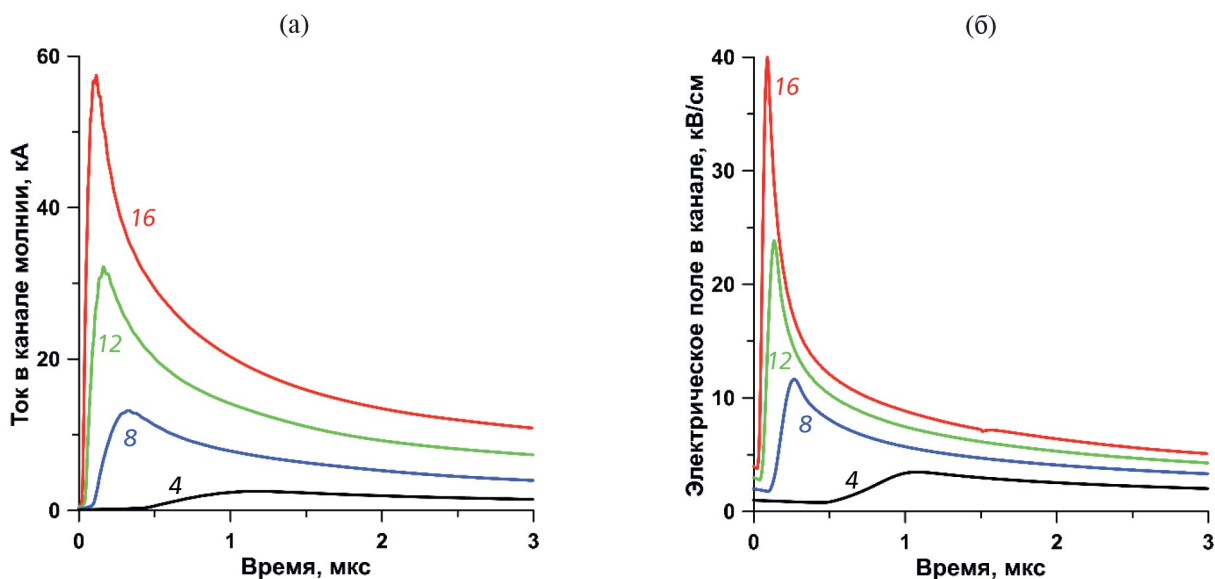


Рис. 2. Эволюция тока в канале молнии (а), напряженности среднего электрического поля у земли (б) в зависимости от потенциала облака. Цифры у кривых — значения потенциала (МВ).

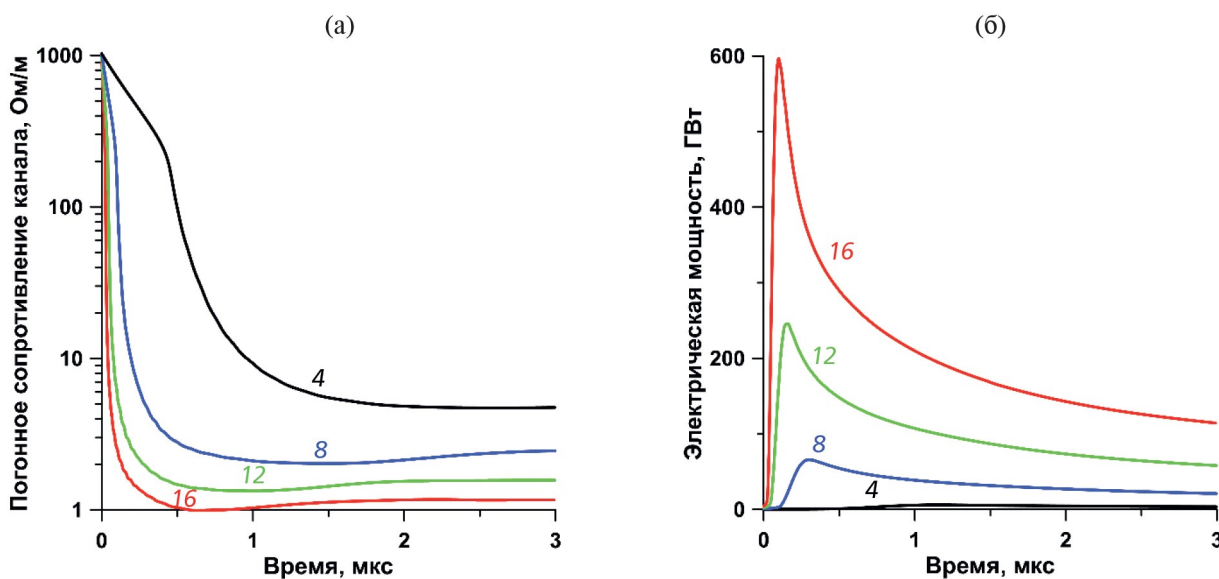


Рис. 3. Эволюция погонного сопротивления канала (а) и электрической мощности (б) в зависимости от потенциала облака. Цифры у кривых — значения потенциала (МВ).

ток, большее электрическое поле и большая электрическая мощность. Соответственно, погонное сопротивление канала падает в процессе эволюции токового канала.

Падение погонного сопротивления канала обусловлено, в первую очередь, нагревом канала. Рост температуры приводит к росту электропроводности, т.е. снижению сопротивления. Следует отметить, что представленная на рис. 3б электрическая мощность учитывает энерговклад от протекающего тока и не

учитывает потерь энергии, связанных с излучением, расширением канала и потерями за счет теплопроводности.

О роли излучения будет сказано далее. Стоит отметить также нелинейный характер зависимости тока у земли от напряжения: ток при $\Phi_0 = 4$ МВ через 3 мкс составляет примерно 1.5 кА, а при напряжении $\Phi_0 = 16$ МВ ~ 11 кА.

Рассмотрим эволюцию наиболее важных локальных характеристик разряда молнии. На рис. 4 и 5

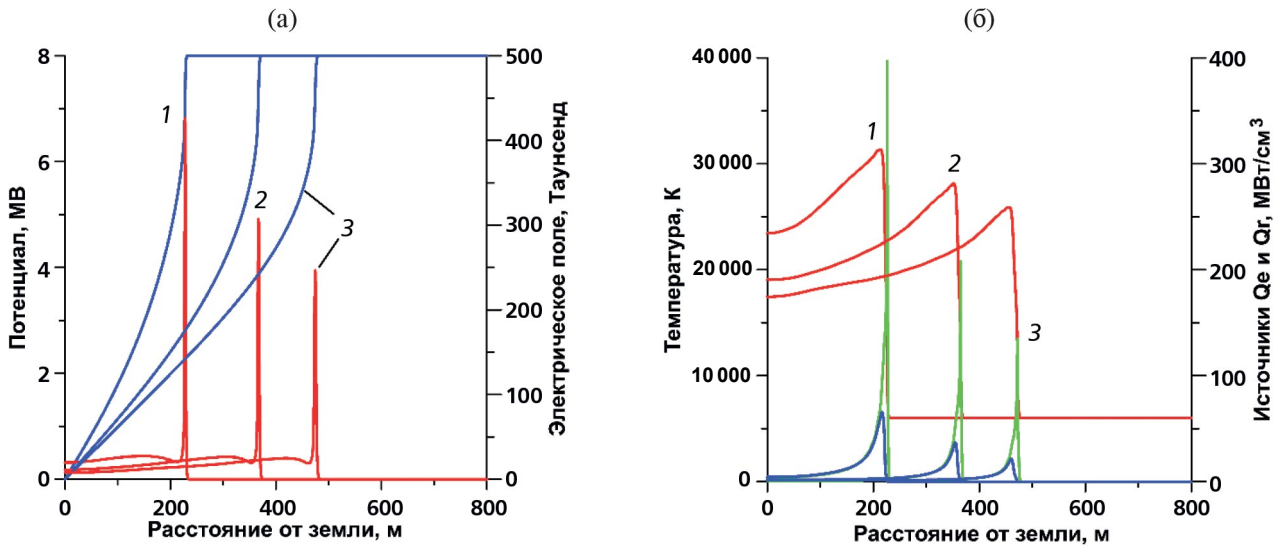


Рис. 4. Распределение электрического потенциала (синие кривые) и приведенного электрического поля (красные кривые) по длине канала (а); распределение температуры газа (красные кривые), электрической мощности (зеленые кривые) и мощности радиационных потерь (синие кривые) по длине канала (б). Потенциал облака $\Phi_0 = 8$ МВ. Цифрами указано время в микросекундах.

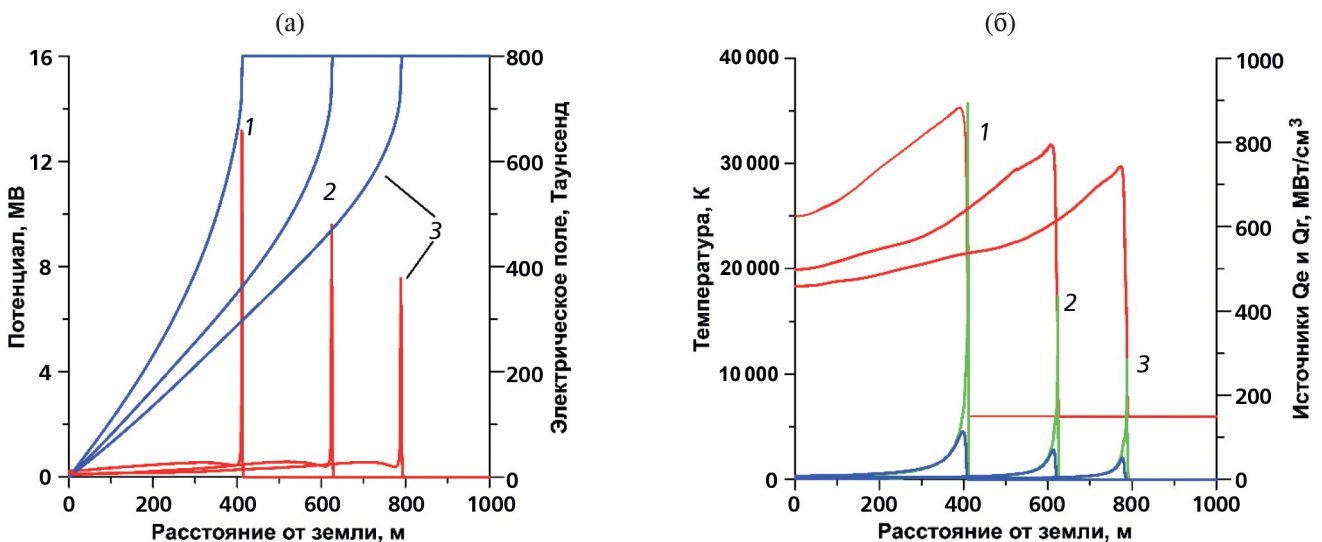


Рис. 5. Распределение электрического потенциала (синие кривые) и приведенного электрического поля (красные кривые) по длине канала (а); распределение температуры (красные кривые), электрической мощности (зеленые кривые) и мощности радиационных потерь (синие кривые) по длине канала (б). Потенциал облака $\Phi_0 = 16$ МВ. Цифрами указано время в микросекундах.

представлены распределения электрического потенциала, электрического поля, температуры, мощности тепловыделения и радиационных потерь по длине канала вдоль оси симметрии для напряжения $\Phi_0 = 8$ МВ (рис. 4) и $\Phi_0 = 16$ МВ (рис. 5).

Есть несколько факторов, общих для всех представленных вариантов.

Первое. Распространение высокопроводящего канала от земли к облаку происходит за счет движения зоны высокого электрического поля. Созданный начальными условиями скачок потенциала обуславливает высокую плотность тепловыделения и, как следствие, сильный нагрев газа и рост электропроводности этой части канала.

В свою очередь рост электропроводности приводит к «закорачиванию» данного участка канала: потенциал этой высокопроводящей зоны становится близок к потенциалу земли. Следовательно, зона высокого градиента потенциала смещается навстречу облаку. Таким образом происходит движение головной части молниевых канала от земли к облаку.

Второе. Скорость распространения канала от земли к облаку непосредственно зависит от разности потенциалов между облаком и землей. Чем выше разность потенциалов, тем (в среднем) выше скорость движения. Более высокие значения потенциала облака обеспечивают более высокие электрические поля в головной части разряда, т.е. более быстрый нагрев и «заземление» зоны фронта волны ионизации.

Положение головной части разряда хорошо идентифицируется пиками тепловыделения, представленными на рис. 4 и 5. Однако пикам тепловыделения предшествуют пики электрического поля. На рис. 4а и 5а показаны распределения так называемого приведенного электрического поля, E/N (E — амплитуда напряженности электрического поля, N — плотность частиц газа). Кроме случая $\Phi_0 = 4$ МВ пиковые поля превышают пробойное поле в воздухе атмосферного давления ($E_{br} \sim 120$ Тд).

Третье. Характеристики большей части канала молнии (от земли до фронта волны ионизации) определяются балансом мощности тепловыделения от протекающего тока и радиационным охлаждением канала (рис. 4б, 5б). Как видно из рисунков, эта часть канала всегда остывает со временем, причем это является, главным образом, следствием радиационного охлаждения, а не следствием газодинамического расширения канала. Температура канала молнии у земли остается достаточно высокой, порядка 15 кК, т.е. газ является практически полностью ионизованным. Ближе к головной части канала имеет место эффективное образование двукратно и трехкратно заряженных ионов.

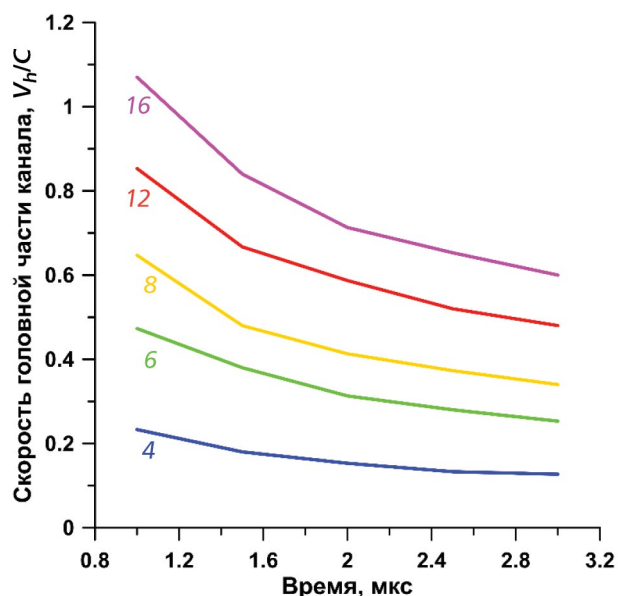


Рис. 6. Скорость движения головной части канала молнии в зависимости от потенциала облака Φ_0 . Цифры у кривых — значения потенциала (МВ).

Следует отметить, что аналогичные выводы о доминирующей роли радиационного охлаждения разрядного канала при относительно высоких температурах газа ($T > 10^4$ К) были сделаны также в работах [3, 4] и др. Кроме того, в [4] была показана важная роль относительно малого остаточного тока (на уровне 100 А) в динамике охлаждения искрового канала на миллисекундных временах и подавлении зарождающихся турбулентных пульсаций.

Оценка скорости движения головной части канала разряда также представляет значительный интерес. На рис. 6 представлена скорость движения фронта волны ионизации в зависимости от потенциала облака. Как видно, движение головной части канала разряда проходит на скоростях, немного меньших скорости света.

Скорость движения канала V_h оценивалась по движению координаты точки фронта с максимумом температуры газа (см. рис. 5б). На начальном участке происходит переход от начального, искусственно заданного, состояния к регулярному движению, описанному выше. Поэтому при высоких напряжениях возможно формальное превышение V_h над скоростью света, обусловленное релаксацией начального состояния, достаточно произвольно заданного. Со временем происходит снижение скорости распространения разряда, что согласуется с данными наблюдений [1, 2].

На рис. 7 приведена временная динамика импульсов тока разряда на разных расстояниях от земли,

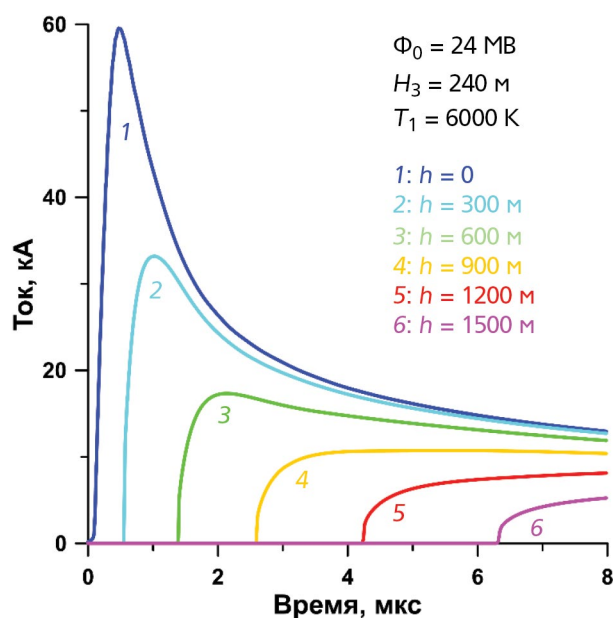


Рис. 7. Ток в канале молнии на различных высотах.

$H = 0$ — 1500 м при $U = 24 \text{ МВ}$. Временные профили импульса тока представляют интерес, поскольку они определяют напряженность магнитного поля в дальней зоне молниевых разрядов [23].

В представленных расчетах скорость роста тока достаточно велика, максимум тока достигается примерно за 0.5 мкс . Столь быстрое нарастание тока связано с двумя факторами: (i) предположением о «мгновенном» установлении термодинамического равновесия, которое использовалось для определения электропроводности и состава плазмы, а также (ii) предположением о «мгновенном» замыкании канала нисходящего лидера на землю.

В действительности замыкание лидерного канала происходит через образование стримерной зоны нисходящего лидера, развитие которой и последующее преобразование в лидерный канал требует определенного времени. При токе нисходящего лидера $I \sim 1 \text{ кА}$ скорость его распространения составит примерно $V = 10^6 \text{ м/с}$ [24]. Если длина стримерной зоны достигает $L_s = 3$ — 5 м , то характерное время замыкания лидерного канала на землю составит $\tau = L_s/V = 3$ — 5 мкс . Учет этих факторов может существенно сказываться на скорости роста тока главной стадии молнии и требует дополнительных исследований.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработана численная модель главной стадии разряда молнии. Модель основана на решении двумерной нестационарной системы уравнений, включающей уравнения газовой динамики в приближении

локального термодинамического равновесия, уравнения электродинамики в приближении нелинейной модели длинной линии, и переноса излучения.

Показано, что распространение высокопроводящего канала от земли к облаку происходит за счет движения зоны высокого электрического поля. Это приводит к сильному нагреву газа и росту электропроводности этой части канала, что, в свою очередь, приводит к «закорачиванию» данного участка канала: потенциал этой высокопроводящей зоны становится близок к потенциалу земли. Зона высокого градиента потенциала смещается навстречу облаку, и таким образом проходит движение головной части молниевых канала от земли к облаку.

Скорость распространения канала от земли к облаку непосредственно зависит от разности потенциалов между облаком и землей. Чем выше разность потенциалов, тем (в среднем) выше скорость движения. Более высокие значения потенциала облака обеспечивают более высокие электрические поля в головной части разряда, т.е. более быстрый нагрев и «заземление» зоны фронта волны ионизации.

Характеристики большей части канала молнии (от земли до фронта волны ионизации) определяются балансом мощности тепловыделения от протекающего тока и радиационным охлаждением канала. Расчеты показывают, что эта часть канала всегда остывает со временем, причем это является, главным образом, следствием радиационного охлаждения, а не следствием газодинамического расширения канальным.

На основании результатов моделирования разрядов молнии различной интенсивности можно заключить, что разработанная физическая и численная модель качественно правильно описывает совокупность физических процессов, имеющих место в реальных молниевых разрядах, включая главную стадию разряда молнии.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (23-17-00264).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Базелян Э. М., Райзер Ю. П. Физика молнии и молниезащиты. М.: Физматлит, 2001. 320 с.
2. Rakov V., Uman M. Lightning: physics and effects. Cambridge University Press, 2003.
3. Paxton A. H., Gardner R. L., Baker L. // Phys. Fluids. 1986. V. 29. P. 2736.
4. Александров Н. Л., Базелян Э. М., Шнейдер М. Н. // Физика плазмы. 2000. Т. 26. С. 952.
5. Plooster M. N. // Phys. Fluids. 1971. V. 14. P. 2111.

6. Ripoll J.-F., Zinn J., Jeffery C. A., Colestock P. L. // *J. Geophys. Res. Atmos.* 2014. V. 119. P. 9196.
7. Ripoll J.-F., Zinn J., Colestock P. L., Jeffery C. A. // *J. Geophys. Res. Atmos.* 2014. V. 119. P. 9218.
8. Bocharov A. N., Mareev E. A., Popov N. A. // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2022. V. 55. P. 115204.
9. Robledo-Martinez A., Sobral H., Ruiz-Meza A. // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2008. V. 41. P. 175207.
10. Sousa Martins R., Chemartin L., Zaepffel C., Lalande Ph., Soufiani A. // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2016. V. 49. P. 185204.
11. Sousa Martins R., Zaepffel C., Chemartin L., Lalande Ph., Soufiani A. // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2016. V. 49. P. 415205.
12. Sousa Martins R., Zaepffel C., Chemartin L., Lalande Ph., Lago F. // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2019. V. 52. P. 185203.
13. Василяк Л. М., Костюченко С. В., Кудрявцев Н. Н., Филюгин И. В. // *УФН.* 1994. Т. 164. С. 261.
14. Попов Н. А. // *Физика плазмы.* 2003. Т. 29. С. 754.
15. Александров Н. Л., Базелян Э. М., Кончаков А. М. // *Физика плазмы.* 2001. Т. 27. С. 928.
16. Битюрин В. А., Бочаров А. Н., Попов Н. А. // *Изв. РАН. МЖГ.* 2008. № 4. С. 161.
17. Bityurin V. A., Bocharov A. N. // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2018. V. 51. P. 264001.
<https://doi.org/10.1088/1361-6463/aac566>
18. Bityurin V. A., Bocharov A. N., Popov N. A. // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2019. V. 52. P. 354001.
<https://doi.org/10.1088/1361-6463/ab2181>
19. D'Angola A., Colonna G., Gorse C., Capitelli M. // *European Phys. J. D.* 2008. V. 46. P. 129.
<https://doi.org/10.1140/epjd/e2007-00305-4>
20. Авилова И. В., Биберман Л. М., Воробьев В. С., Замалин В. М., Кобзев Г. А., Лагарьков А. Н., Мнацаканян А. Х., Норман Г. Э. *Оптические свойства горячего воздуха.* М.: Наука, 1970. 320 с.
21. Kobzev G. A., Nuzhnyi V. A. // *IVTAN Revs.* 1989. V. 3. P. 57.
22. Bocharov A. N., Mareev E. A., Popov N. A. // *J. Phys.: Confer. Ser.* 2021. V. 2100. P. 012031.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/2100/1/012031>
23. Базелян Э. М., Чичинский М. И. // *Физика плазмы.* 2009. Т. 35. С. 861.
24. Bogatov N. A., Syssoev V. S., Sukharevsky D. I., Orlov A. I., Rakov V. A., Mareev E. A. // *J. Geophys. Res.: Atmospheres.* 2022. V. 127. P. e2021JD035870.

Numerical Simulation of the Main Stage of a Lightning

© 2024 A. N. Bocharov^{a,*}, E. A. Mareev^b, N. A. Popov^{a,c}

^a Joint Institute for High Temperatures, Russian Academy of Sciences, Moscow, 125412, Russia

^b Institute of Applied Physics, Russian Academy of Sciences, Nizhny Novgorod, 603950, Russia

^c Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Moscow State University, Moscow, 119991, Russia

* e-mail: bocharov@ihed.ras.ru

We present a numerical model of the main stage of a lightning discharge. Within the framework of the developed model, evolution of parameters of the current channel upon the return stroke (the lightning main stage) is described by the system of equations governing conservation of mass, momentum, total energy, along with the transmission-line equations for determining the electric potential and the total current in each channel cross section. The main characteristics of lightning at the stage of the return stroke detectable experimentally, such as gas heating in the channel to temperatures in the range of 10–40 kK, the fundamental possibility of propagation of the potential-gradient wave at a speed varying from several hundredth to several tenths of the speed of light, and the possibility of the return-stroke wave propagating a relatively long distance without substantial attenuation, are demonstrated numerically. The conclusion that the developed physical and numerical model of the lightning discharge describes physical processes that occur under real conditions qualitatively correctly can be drawn based on the results on simulation of lightning discharges of various intensity.

Keywords: main stage of lightning discharge, potential gradient wave, local thermodynamic equilibrium, transmission line equations