

УДК 537.87+621.371

ЗАРОЖДЕНИЕ МОЛНИЕВОГО РАЗРЯДА КАК ИНДУЦИРОВАННЫЙ ШУМОМ КИНЕТИЧЕСКИЙ ПЕРЕХОД

*Д. И. Иудин**

Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород, Россия

Наблюдаемые в грозовых облаках электрические поля имеют пиковые значения на порядок меньше, чем электрическая прочность воздуха. Этот факт делает вопрос инициации молниевых разрядов одной из самых загадочных проблем грозового электричества. В данной работе зарождение молнии в грозовом облаке рассматривается как индуцированный шумом кинетический переход. Источником шума является стохастическое электрическое поле заряженных гидрометеоров. Рассматриваемый кинетический переход имеет ряд характерных особенностей, отличающих его от других механизмов инициации молнии. Во-первых, динамическая реализация этого перехода, обусловленная взаимодействием электронной и ионной компонент, растягивается на время, которое существенно превышает время развития искрового разряда. При этом быстрое прилипание электронов, порождённых надкритическими всплесками электрического поля гидрометеоров, уравнивается на длительных временных интервалах процессами освобождения электронов при разрушении отрицательных ионов. Во-вторых, существенную роль в кинетике перехода играет стохастический дрейф электронов и ионов, обусловленный мелкомасштабными флуктуациями поля заряженных гидрометеоров. С формальной, математической, точки зрения этот стохастический дрейф неотличим от адвекции скалярной примеси в турбулентном потоке. В работе показано, что эффективность «адвективного перемешивания» на несколько порядков превосходит эффективность обычной диффузии. В-третьих, рассматриваемый переход приводит к резкому росту проводимости в экспоненциально редких компактных областях пространства на фоне исчезающе малых изменений средней проводимости среды. В свою очередь, пятна с повышенной проводимостью поляризуются в среднем поле с последующей инициацией стримеров и контракцией разряда.

ВВЕДЕНИЕ

Хотя молния является, пожалуй, самым известным из естественных атмосферных явлений, уровень понимания причин её возникновения остаётся неприемлемо низким. Общепринятое представление о процессе зарождения молниевых разрядов включает следующие этапы: 1) наращивание в облаке посредством динамических и микрофизических процессов крупномасштабных электрических полей; 2) появление областей с локальным усилением электрического поля и повышенным уровнем ионизации, обеспечивающим появление и распространение стримеров; 3) распространение через области очень высоких локальных полей электрического тока, достаточного для формирования горячего, полностью ионизированного канала лидера молнии. Задача анализа и, тем более, объяснения всей совокупности этих процессов выходит за рамки данного исследования. Здесь мы будем иметь дело только с шагом 2, т. е. с созданием в грозовом облаке условий зарождения и распространения искровой фазы электрического пробоя.

Электрическое поле пробоя E_b облачной среды определяется равновесием между процессами рождения и исчезновения свободных электронов. В отсутствие неоднородностей условие равновесия определяется порогом экспоненциального роста (во времени t) решения уравнения для концентрации числа свободных электронов n_e

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = (\nu_i - \nu_a)n_e \quad (1)$$

* iudin@ipfran.ru

и сводится к равенству частоты ионизации ν_i и частоты прилипания электронов к кислороду воздуха ν_a как функций приложенного поля [1]:

$$\nu_i(E_b) = \nu_a(E_b). \quad (2)$$

При развитии разряда в атмосфере прилипание к электроотрицательной компоненте воздуха — кислороду — играет главную роль среди механизмов потерь свободных электронов. В сухом воздухе при нормальных условиях частота прилипания в тройных столкновениях составляет $\nu_a \approx 0,9 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$ [1]. Прилипая, электроны формируют отрицательные ионы кислорода, которые имеют очень низкую подвижность и затрудняют развитие разряда. Поле пробоя воздуха меняется в пределах $E_b \approx 2,6 \div 3,2 \text{ МВ/м}$ при нормальных условиях на уровне моря и падает с высотой пропорционально атмосферному давлению. Ниже этого порогового поля частота прилипания электронов в воздухе больше частоты ионизации: $\nu_i \ll \nu_a$. Хорошо известно, что амплитуда электрических полей, измеренных в грозовом облаке, на порядок меньше пороговой величины, необходимой для обычного электрического пробоя воздуха [2]: $E_a \ll E_b$. Таким образом, поиск механизма зарождения молнии — это поиск процесса, при котором относительно слабые макроскопические поля грозового облака локально усиливаются так, чтобы начать процесс инициирования, описанный выше как шаг 2.

Для объяснения процесса зарождения молниевых разрядов в разное время было предложено несколько различных теорий, среди которых широкую известность приобрели два подхода: генерация молнии через инициацию положительного стримера с поверхности гидрометеора [3–5] и развитие молнии как пробоя на убегающих электронах [6–8]. История вопроса до 2003 года достаточно подробно изложена в книге [2]. Позднее в работах [9–11] было показано, что механизм пробоя на убегающих электронах не может обеспечить необходимой плотности тока из-за поперечного расплывания лавины убегающих электронов и соответствующего падения концентрации полученной плазмы. При этом, по мнению авторов работ [9, 10], совершенно не ясно, как эти диффузные разряды могут привести к созданию лидера молнии. В то же время автор статьи [9] предложил позитронную обратную связь в механизме пробоя на убегающих электронах, в которой развитие разряда поддерживается петлей обратной связи и может привести к возникновению локальной зоны сильного электрического поля вблизи границы распространения разрядной активности. Предполагается, что этот локальный всплеск электрического поля может достичь значений, превышающих 1 МВ/м при давлении на уровне моря, и, таким образом, поддерживать процесс традиционного разряда. Параллельно с развитием позитронной теории пробоя на убегающих электронах в работе [12] для объяснения локального усиления поля был предложен гибридный механизм, соединяющий пробой на убегающих электронах с инициацией положительной стримерной системы с поверхности гидрометеоров. Согласно [12] зарождение канала молнии является аналогом формирования пространственного лидера при развитии ступеней отрицательного лидера в лабораторных условиях. Работа [12] замкнула круг поисков механизма инициации молнии: научное сообщество, занимающееся грозовым электричеством, вернулось к идее традиционного пробоя, развивающегося в виде положительной стримерной системы с поверхности гидрометеора. В 2012 году в [13] было выполнено более тщательное теоретическое исследование инициации положительного стримера с модельного гидрометеора и показана возможность инициации традиционного пробоя в электрическом поле с амплитудой вдвое меньшей электрической прочности воздуха. Вскоре в [14] были представлены результаты моделирования процесса формирования стримера в электрических полях с амплитудой как минимум втрое меньшей порога пробоя. Согласно [14] возбуждение стабильного стримера с модельного гидрометеора в подпороговом поле, составляющем всего $0,3E_b$, возможно только в условиях повышенного уровня предыонизации окружающей среды впереди развивающегося стримера. В качестве возможного источника

повышенного уровня предыонизации авторы работы [14] со ссылкой на [15–17] указывают на развитие коронного разряда, обусловленного сближением заряженных и поляризованных внешним полем гидрометеоров [18, 19]. В работе [20] в качестве возможного источника повышенного уровня ионизации были рассмотрены метастабильные атомы азота и кислорода и впервые поставлен вопрос о роли отлипания в процессе инициирования молнии. Известно, что эффекты отлипания — освобождение электронов из отрицательных ионов — играют важную роль в стационарных разрядах, компенсируя действие прилипания. Они снижают потери электронов, причём иногда, как свидетельствуют факты из практики тлеющих разрядов в электроотрицательных газах, в весьма значительной степени [1]. Если бы потери численности электронов не были бы столь высокими, то согласно [20] компенсирующее действие отлипания могло бы проявиться в условиях грозового облака в весьма значительной степени, в несколько раз снижая поле пробоя E_b . В недавней работе [21] при интерпретации оригинальных экспериментов авторы делают однозначный выбор в пользу гидрометеорного сценария инициации молнии. По данным [21] положительный стримерный пробой в грозовом облаке может наблюдаться в условиях, когда сильное поле существует в сравнительно узком пространственном интервале, недостаточном для развития лавин убегающих электронов.

Важно отметить, что в рассмотренных выше подходах либо полностью игнорируют наличие заряженных гидрометеоров в облачной среде, либо сосредоточиваются на анализе одной или нескольких частиц. Между тем коллективная динамика заряженных гидрометеоров, формирующих внутриоблачную среду, играет, как будет видно из дальнейшего, фундаментальную роль в инициации молниевых разрядов. Идея рассмотрения коллективных эффектов в плазмоподобной облачной среде — ансамбле заряженных гидрометеоров — принадлежит В. Ю. Трахтенгерцу, который предложил простую двухкомпонентную модель пучковой неустойчивости [22], приводящей к стратификации внутриоблачной среды и инициации пробоя [23, 24]. В ряде последующих работ [25–27] в применении к обычным условиям грозовой тучи были исследованы мезомасштабные коллективные моды с длинами волн от 10 до 100 м. Позднее было изучено влияние коллективного поля гидрометеоров на эффекты убегания электронов в грозовом облаке [28, 29]. Недавно эффекты квазиэлектростатической стратификации внутриоблачной среды были рассмотрены в связи с проблемой инициирования компактных внутриоблачных разрядов [30, 31].

В данной работе коллективное поведение заряженных гидрометеоров анализируется с точки зрения создаваемого ими шума — мелкомасштабного электрического поля, которое оказывает фундаментальное влияние на генерацию свободных электронов. Происходящая в отсутствие электронов генерация свободных электронов стохастическим полем гидрометеоров рассматривается как неравновесное фазовое превращение, или индуцированный шумом кинетический переход. Редкие надкритические всплески стохастического поля обуславливают экспоненциальный рост электронной концентрации, а самосогласованная динамика этих всплесков обеспечивает выживание свободных электронов в условиях, когда уровень среднего поля существенно уступает порогу электрической прочности воздуха.

Индуцированные шумом кинетические переходы занимают особое место в статистической физике неравновесных процессов [32] и широко и активно обсуждались в последние 30 лет [33]. Стало очевидно, что даже небольшой шум может вызвать качественные изменения в системе, находящейся вдали от теплового равновесия [34]. Источники шума могут не просто уменьшать, а, наоборот, существенно увеличивать чувствительность систем к слабым внешним воздействиям и индуцировать некоторые режимы, которые при отсутствии шума нереализуемы. Подобная ситуация возникает и в грозовом облаке: рост концентрации и заряда гидрометеоров приводит к флуктуационному падению порога пробоя облачной среды. Рассматриваемый в работе кинетический переход имеет ряд характерных особенностей, которые будут последовательно рассмот-

рены ниже от простого к сложному.

1. ИНДУЦИРОВАННЫЙ ШУМОМ КИНЕТИЧЕСКИЙ ПЕРЕХОД

Важная роль шума наглядно проявляется в активных средах со случайным размножением, потерями и диффузией. Рассмотрим простую модель неравновесной распределённой системы с размножением и диффузией свободных электронов, в которой потери электронов определяются прилипанием. При этом частота прилипания электронов в тройных столкновениях ν_a однородна в пространстве и времени, а размножение электронов происходит лишь внутри центров ионизации, которые случайно возникают во времени в случайных точках среды, там где $E(\mathbf{r}, t) \gtrsim E_b$ (\mathbf{r} — радиус-вектор). Для наглядности предположим, что центры ионизации имеют одинаковую форму, интенсивность и продолжительность жизни. При наличии ионизации в среде может развиваться взрывная неустойчивость, заключающаяся в неограниченном росте со временем электронной концентрации n_e . Порог экспоненциального роста определяется конкуренцией между процессами размножения и исчезновения электронов. Соответствующей математической моделью является уравнение [35]

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = -\nu_a n_e + \nu_i(\mathbf{r}, t)n_e + D_e \nabla^2 n_e, \quad (3)$$

где D_e — коэффициент диффузии свободных электронов, ∇ — оператор набла, а флуктуирующее поле скорости размножения обусловлено зависящей от координат и времени частотой ионизации $\nu_i(\mathbf{r}, t)$, которая задаётся суммой расположенных в случайных точках в случайные моменты времени (\mathbf{r}_i, t_i) одинаковых импульсов $\mathfrak{I}(\mathbf{r}, t)$:

$$\nu_i(\mathbf{r}, t) = \sum_i \mathfrak{I}(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i, t - t_i). \quad (4)$$

Среднее число импульсов, приходящихся в единицу времени на единицу объёма, постоянно и равно \mathfrak{M} . Функция $\mathfrak{I}(\mathbf{r}, t)$ имеет вид

$$\mathfrak{I}(\mathbf{r}, t) = J\psi(\mathbf{r})\theta(t), \quad (5)$$

где величина $J = \nu_i(\mathbf{r}_i, t_i) = \nu_i[E(\mathbf{r}_i, t_i)]$ характеризует интенсивность центра ионизации, $\psi(\mathbf{r}) = 1$ при $r \leq r_0$ и $\psi(\mathbf{r}) = 0$ при $r > r_0$ и $\theta(t) = 1$ при $0 < t < \tau_0$ и $\theta(t) = 0$ при $t < 0$ и $t > \tau_0$, так что r_0 и τ_0 дают характерный пространственный размер отдельного центра и время его жизни соответственно. Средняя по пространству и времени частота ионизации равна

$$\langle \nu_i(\mathbf{r}, t) \rangle = \mathfrak{M} \int \mathfrak{I}(\mathbf{r}, t) d\mathbf{r} dt = J \frac{\pi^2}{2} r_0^3 \tau_0 \mathfrak{M} = J\mathfrak{G}, \quad (6)$$

где параметр

$$\mathfrak{G} = \frac{\pi^2}{2} r_0^3 \tau_0 \mathfrak{M} \quad (7)$$

определяет безразмерную пространственно-временную концентрацию центров ионизации.

Когда параметр \mathfrak{G} мал ($\mathfrak{G} \ll 1$), различные центры ионизации действуют независимо друг от друга, и расчёт порога взрывной неустойчивости осуществляется в рамках стандартного анализа в приближении среднего поля [35]. Отдельный центр ионизации можно рассматривать как сосредоточенную систему, производство свободных электронов в которой подчиняется уравнению

$$dn_e/dt = (J - \nu_a - \nu_D) n_e, \quad (8)$$

где $\nu_D = D_e/r_0^2$ — частота потерь электронов из-за диффузии. Поскольку независимые центры должны удовлетворять условию $J \gtrsim \nu_a + \nu_D$, полный прирост числа электронов в каждом из них за время их жизни можно оценить величиной

$$\Delta N = \frac{4\pi}{3} n_0 r_0^3 \{ \exp[(J - \nu_a - \nu_D)\tau_0] - 1 \}, \quad (9)$$

где n_0 — начальный постоянный в пространстве уровень концентрации электронов. Порог взрывной неустойчивости определяется из условия равенства прироста электронной концентрации в центрах ионизации и её релаксации в единице объёма в единицу времени. Если пренебречь взаимным влиянием центров, это условие можно представить в форме $\mathfrak{M} \Delta N = \nu_a n_0$, так что критическая концентрация центров \mathfrak{G}_0 даётся простым выражением

$$\mathfrak{G}_0 = \frac{3\pi}{8} \nu_a \tau_0 \{ \exp[(J - \nu_a - \nu_D)\tau_0] - 1 \}^{-1}. \quad (10)$$

Однако в выражении (10) не учитываются корреляционные эффекты. Так, если два центра оказались случайно расположенными достаточно близко друг к другу в пространстве и времени, то, помимо независимого прироста электронной концентрации на этих двух центрах, появляется дополнительный прирост, связанный с тем, что экспоненциальное нарастание числа электронов на втором центре начинается не от среднего по пространству значения концентрации в этот момент времени, а от более высокого уровня. Этот уровень соответствует пятну электронной концентрации, сохранившемуся от первого центра. Возможны и более сложные дополнительные вклады, обусловленные кластерами из трёх, четырёх и большего числа центров. Для учёта корреляционных эффектов введём объём \mathfrak{S} пространственно-временной области, занимаемой пятном приращения электронной концентрации от отдельного центра. Величина \mathfrak{S} приблизительно равна произведению времени τ^* , в течение которого приращение концентрации заметно на среднем фоне (например, превышает его на порядок или в e раз), на объём пространственной области, занимаемой приращением $n(\mathbf{r}, t)$ к этому времени. В свою очередь, объём, занимаемый приращением электронной концентрации ко времени τ^* , определяется длиной диффузии за это время, т. е. величиной $L = \sqrt{D\tau^*}$ [35]. Таким образом,

$$\mathfrak{S} = \frac{\pi^2}{2} L^3 \tau^* = \frac{\pi^2}{2} D^{3/2} \tau^{*5/2}. \quad (11)$$

Взаимное влияние центров размножения становится существенным, когда начинают перекрываться пространственно-временные области, занимаемые пятнами приращения электронной концентрации от отдельных центров. Степень такого перекрытия контролируется безразмерной пространственно-временной концентрацией \mathfrak{V} пространственно-временных областей, занимаемых пятнами приращения электронной концентрации от отдельных центров размножения:

$$\mathfrak{V} = \mathfrak{M}\mathfrak{S}. \quad (12)$$

По мере роста концентрации \mathfrak{V} появляются пространственно-временные цепочки пятен размножения — кластеры увеличивающейся электронной концентрации, эволюционирующие на фоне практически нулевой средней концентрации. Пространственно-временные масштабы этих кластеров расходятся при стремлении параметра \mathfrak{V} к некоторому критическому значению \mathfrak{V}_c . При этом

$$\mathfrak{G}_0 = \mathfrak{V}_c \frac{r_0^3 \tau_0}{L^3 \tau^*} = \mathfrak{V}_c \frac{r_0^3 \tau_0}{D^{3/2} \tau^{*5/2}}. \quad (13)$$

Надо отметить, что перекрытие пространственно-временных областей обладает определённой спецификой, связанной с выделенным направлением оси времени. При переходе в пространственно-временном континууме из одного пятна в другое необходимо всегда двигаться только в положительном направлении оси времени. Появление связной компоненты, отвечающей условию причинности, представляет собой геометрический фазовый переход, относящийся к типу направленной перколяции [36, 37]. Согласно имеющимся в литературе данным порог направленной перколяции в четырёхмерном пространстве составляет около 13% [38, 39]. Именно эта величина определяет реальный порог экспоненциального роста концентрации вещества в рамках модели (3):

$$\mathfrak{V}_c \approx 0,13. \quad (14)$$

Рассмотрим случай, когда время жизни центра ионизации существенно превышает характерное время прилипания ($\tau_0 \gg \nu_a^{-1}$). Пусть, например, $\nu_a \tau_0 \approx 10$ и, кроме того, центр является относительно долгоживущим ($D_e \tau_0 / r_0^2 \approx 4$), а его интенсивность J вдвое превышает скорость прилипания ($J \approx 2\nu_a$). Тогда согласно (10) без учёта корреляционных эффектов $\mathfrak{G}_0 \approx 0,03$. При этом на пороге взрывной неустойчивости средняя по пространству и времени скорость размножения (частота ионизации) $\langle \nu_i(\mathbf{r}, t) \rangle$ составляет согласно (6) всего 6% от скорости диссипации (частоты прилипания): $\langle \nu_i(\mathbf{r}, t) \rangle / \nu_a \approx 0,06$. Таким образом, даже без учёта перекрытия всплесков электронной концентрации импульсный характер размножения приводит к весьма заметному понижению порога взрывной неустойчивости по сравнению со случаем однородной скорости размножения, когда $\langle \nu_i(\mathbf{r}, t) \rangle = \nu_i$ и $\nu_i / \nu_a = 1$. Учёт взаимного влияния отдельных центров размножения усиливает эффект: для реального порога взрывной неустойчивости с использованием (13) и (14) получаем $\mathfrak{G}_0 \approx \mathfrak{V}_c / 8 \approx 0,016$. Соответственно, отношение средней частоты ионизации к частоте прилипания составляет всего $\langle \nu_i(\mathbf{r}, t) \rangle / \nu_a \approx 0,032$.

2. РАЗМНОЖЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ С ДЕПОНИРОВАНИЕМ

Импульсный характер действия центров ионизации в динамике системы (3) приводит к весьма заметному понижению порога взрывной неустойчивости по сравнению со случаем однородной скорости размножения электронов. Однако даже такое значительное понижение порога взрывной неустойчивости может оказаться недостаточным в условиях интенсивной потери электронов из-за прилипания. Дело в том, что и частота прилипания, и, особенно, частота ионизации сильно зависят от внешнего электрического поля: уменьшение амплитуды поля в λ раз по сравнению с пробойным значением E_b приводит к уменьшению отношения частоты ионизации к частоте прилипания примерно в λ^5 раз [40]. Другими словами, даже четырёхкратное уменьшение поля приводит к падению среднего уровня частоты ионизации в тысячи раз.

Выход подсказывает практика стационарных тлеющих разрядов в электроотрицательных газах [1]. Оказывается, что при квазистационарном развитии разряда на длительных временных интервалах, превышающих время развития искрового разряда, накапливаются активные частицы, которые разрушают отрицательные ионы, освобождая захваченные электроны. Процессы отлипания частично компенсируют действие прилипания и тем самым снижают потери электронов. Таким образом, появившиеся в центрах размножения электроны очень быстро переходят в своеобразный депозитарий, представленный совокупностью отрицательных ионов, который на временах порядка обратной частоты отлипания ν_d^{-1} сам становится эмитентом свободных электронов.

Для учёта обсуждаемых эффектов рассмотрим следующую систему:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = [\nu_i(\mathbf{r}, t) - \nu_a] n_e + \nu_d n_n + D_e \nabla^2 n_e, \quad \frac{\partial n_n}{\partial t} = \nu_a n_e - \nu_d n_n + D_i \nabla^2 n_n, \quad (15)$$

где n_n — концентрация отрицательных ионов, ν_d — частота отлипания электронов, причём $\nu_d \ll \ll \nu_a$, D_i — коэффициент диффузии ионов. Размножение электронной компоненты по-прежнему флуктуирует, а вот её потери связаны теперь не с полным исчезновением, а с депонированием — полной и быстрой передачей «ресурса» подсистеме отрицательных ионов. В свою очередь, отрицательные ионы в более длительной временной перспективе увеличивают концентрацию электронной компоненты в процессе отлипания. Кроме того, обе величины (n_e и n_n) в (15) имеют диффузионные потери, причём в силу большей продолжительности жизни отрицательных ионов ($\nu_d^{-1} \gg \nu_a^{-1}$) радиус расплывающегося пятна их концентрации может, в отличие от электронной компоненты, оказаться гораздо больше размеров области генерации r_0 . Система (15) является беспороговой и при любой отличной от нуля интенсивности шума описывает экспоненциальный рост суммарной концентрации отрицательных ионов и электронов. При этом отношение концентраций носителей стремится к динамическому равновесию:

$$n_e/n_n = \nu_d/\nu_a. \quad (16)$$

На сегодняшний день существует определённый дефицит данных о природе и количестве активных частиц, вызывающих разрушение отрицательных ионов в конкретных газоразрядных условиях. Существующие оценки получены путём сопоставления расчётов параметров разрядов с результатами измерений. Такой анализ [1, с. 181 и 433] позволяет оценить постоянную скорости отлипания k_d , рассчитанной на одну молекулу, в соответствии с определением

$$(dn_e/dt)_d = -(dn_n/dt)_d = \nu_d n_n = k_d N n_n, \quad (17)$$

где индекс d у временных производных означает изменение соответствующих концентраций при отлипании. Величина k_d менее чувствительна к давлению газа, чем частота ν_d , и составляет $k_d \approx 10^{-20}$ м³/с. Используя для нормальных условий концентрацию молекул воздуха $N \approx 2,7 \times 10^{25}$ м⁻³, получаем $\nu_d \approx 2,7 \cdot 10^5$ с⁻¹, что почти в 400 раз меньше частоты прилипания ν_a .

Надо отметить, что кинетика элементарных зарядов в депозитарии отрицательных ионов оказывается достаточно сложной: после каждого всплеска ионизации и стремительного прилипания электронов к кислороду происходит относительно быстрая трансформация ионов O_2^- в результате реакций перезарядки в ионы с более высокой энергией связи электрона (O_3^- , NO_3^-), а во влажном воздухе — в гидратированные ионы $NO_3^-(H_2O)_m$ [41]. Однако активное образование гидратированных кластерных ионов может быть подавлено в грозном облаке из-за эффектов турбулентного высушивания [42].

Система (15) становится пороговой при внесении в неё недиффузионных потерь. При этом падение порога взрывной неустойчивости даже в диссипативном варианте системы (15) может быть весьма впечатляющим. В рассматриваемом случае генерации свободных электронов в роли недиффузионных потерь выступает рекомбинация, для учёта которой необходимо ввести в рассмотрение положительные ионы с концентрацией n_p . Тогда в гидродинамическом приближении система уравнений для концентраций ионов и свободных электронов примет вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \mathbf{J}_e &= (\nu_i - \nu_a)n_e + \nu_d n_n - \beta_{ep} n_e n_p + \Omega, \\ \frac{\partial n_p}{\partial t} + \nabla \mathbf{J}_p &= \nu_i n_e - \beta_{ep} n_e n_p - \beta_{np} n_n n_p + \Omega, \\ \frac{\partial n_n}{\partial t} + \nabla \mathbf{J}_n &= -\nu_d n_n + \nu_a n_e - \beta_{np} n_n n_p, \end{aligned} \quad (18)$$

где \mathbf{J}_e , \mathbf{J}_p и \mathbf{J}_n — плотности потоков электронов, положительных и отрицательных ионов соответственно, β_{ep} — коэффициент электрон-ионной рекомбинации, β_{np} — коэффициент ион-ионной

рекомбинации, Ω — число пар электронов и положительных ионов, образующихся в единице объёма за единицу времени при столкновениях нейтралов или путём их ионизации фотонами и космическими частицами. В книге [1] приведена оценка $\Omega \approx 10^7 \text{ м}^{-3} \text{ с}^{-1}$.

По порядку величины коэффициенты электрон-ионной (β_{ep}) и ион-ионной (β_{np}) рекомбинации сопоставимы друг с другом и составляют примерно $10^{-13} \text{ м}^3/\text{с}$ или $10^{-12} \text{ м}^3/\text{с}$ для гидратированных кластерных ионов. Следовательно роль рекомбинации, в частности электрон-ионной, становится существенной, когда $\beta_{ep} n_p \approx \nu_a$, т. е. при концентрации положительных ионов порядка $n_p \approx 10^{20} \div 10^{21} \text{ м}^{-3}$. При концентрации положительных ионов $n_p \lesssim 10^{19} \text{ м}^{-3}$ рекомбинация уступает прилипанию. Принципиальное значение имеет тот факт, что теперь вблизи порога взрывной неустойчивости размножение электронов в центрах ионизации противостоит не прилипанию, а рекомбинационным потерям, которые при $n_p \ll 10^{19} \text{ м}^{-3}$ являются медленными и незначительными. Заметим, что фоновый уровень концентрации ионов \bar{n}_p в атмосфере при нормальных условиях составляет всего 10^9 м^{-3} [1] и по данным [41] даже в условиях послесвечения стримерного разряда в воздухе не поднимается выше $10^{11} \div 10^{12} \text{ м}^{-3}$. Тогда даже для уровня концентрации положительных ионов $\bar{n}_p \approx 10^{15} \text{ м}^{-3}$ характерное время жизни всплесков концентрации отрицательных ионов $\tau_n \approx (\beta_{np} \bar{n}_p)^{-1}$ превышает миллисекунду.

Для фигурирующих в (18) плотностей потоков электронов и положительных и отрицательных ионов справедливы соотношения

$$\begin{aligned} \mathbf{J}_e &= \mu_e n_e \nabla \varphi - D_e \nabla n_e, & \mathbf{J}_n &= \mu_n n_n \nabla \varphi - D_i \nabla n_n, \\ \mathbf{J}_p &= -\mu_p n_p \nabla \varphi - D_i \nabla n_p, \end{aligned} \quad (19)$$

где μ_e , μ_p и μ_n — абсолютные величины подвижностей электронов, положительных и отрицательных ионов соответственно, φ — электрический потенциал, который подчиняется уравнению Пуассона

$$\nabla^2 \varphi = -\frac{e}{\varepsilon_0} (n_p - n_e - n_n) - \frac{\rho(\mathbf{r}, t)}{\varepsilon_0}, \quad (20)$$

где ε_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума, e — элементарный заряд, $\rho(\mathbf{r}, t)$ — плотность заряда, обусловленная заряженными гидрометеорами — различными жидкими или замороженными частицами воды в атмосфере.

Система уравнений (18)–(20), несомненно, богаче системы (15), и в следующих разделах мы займёмся выяснением деталей поведения её решений. Но уже сейчас можно сформулировать основную идею работы. Падение поля пробоя в грозном облаке связано с флуктуационным понижением порога взрывной неустойчивости роста концентрации отрицательных ионов, которые, в свою очередь, благодаря отлипанию увеличивают концентрацию электронов. При этом фундаментальную роль в динамике системы играет пространственно-временная стохастизация скорости размножения или, в нашем случае, частоты ионизации, которая, как уже отмечалось, сильно зависит от амплитуды локального электрического поля. Таким образом, главным агентом предлагаемого механизма инициации молнии является квазиэлектростатический шум, обусловленный мелкомасштабными флуктуациями электрического поля заряженных гидрометеоров.

2.1. Поле заряженных гидрометеоров

Поскольку заряды гидрометеоров в грозном облаке формируются при суммарном воздействии многих случайных факторов и событий, то согласно центральной предельной теореме можно рассчитывать на нормальное или близкое к нормальному распределение частиц по зарядам. Поэтому на масштабах, превышающих характерные межчастичные интервалы, можно

рассматривать ансамбль внутриоблачных гидрометеоров как газ точечных зарядов q с гауссовой функцией распределения:

$$P(q) = \frac{1}{Q\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{q-\bar{q}}{Q}\right)^2\right], \quad (21)$$

где средний заряд $\bar{q} = \langle q \rangle \neq 0$ может меняться во времени и пространстве, а величина $Q = \langle q^2 \rangle^{1/2}$ является среднеквадратичным отклонением заряда от среднего. Соответствующую плотность объёмного заряда гидрометеоров $\rho(\mathbf{r}, t)$ можно рассматривать как пространственный белый шум [43], который медленно (по сравнению с ν_a^{-1}) меняется во времени и удовлетворяет следующим соотношениям:

$$\langle \rho(\mathbf{r}_1, t) \rho(\mathbf{r}_2, t) \rangle = [Q(t)]^2 N_h(t) \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2), \quad \langle \rho(\mathbf{r}, t) \rangle \neq 0, \quad (22)$$

где N_h — концентрация гидрометеоров, а $\delta(\mathbf{r})$ — дельта-функция Дирака. Произведение $Q^2 N_h$ определяет интенсивность шума пространственного заряда. Второе из соотношений (22) характеризует особенности электрической структуры грозового облака.

Потенциал электрического поля, создаваемого распределением зарядов с заданной объёмной плотностью $\rho(\mathbf{r})$, является решением уравнения Пуассона $\nabla^2 \varphi = -\rho(\mathbf{r})/\varepsilon_0$:

$$\varphi(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \int d^3r' \frac{\rho(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}. \quad (23)$$

Выполняя усреднение по ансамблю, получаем, что первый момент потенциала равен нулю: $\langle \varphi(\mathbf{r}) \rangle = 0$. Аналогично для второго момента

$$\langle \varphi(\mathbf{r}_1) \varphi(\mathbf{r}_2) \rangle = \left(\frac{Q}{4\pi\varepsilon_0}\right)^2 N_h \int d^3r' \frac{1}{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}'|} \frac{1}{|\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}'|},$$

для среднего квадрата потенциала имеем

$$\langle \varphi^2(\mathbf{r}) \rangle = \left(\frac{Q}{4\pi\varepsilon_0}\right)^2 N_h \int d^3r' \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^2} = \frac{1}{4\pi} \left(\frac{Q}{\varepsilon_0}\right)^2 N_h r.$$

Таким образом, для среднеквадратичных флуктуаций потенциала вдоль выделенного направления при заданном $r = |\mathbf{r}|$ получаем степенную асимптотику

$$\delta\varphi(r) = \langle \varphi^2(r) \rangle^{1/2} = \frac{Q}{2\sqrt{\pi}\varepsilon_0} \sqrt{N_h r}, \quad (24)$$

характерную для стохастического рельефа, часто называемого броуновским [44]. Асимптотику (24) можно формально продлить и на масштабы порядка и меньше $N_h^{-1/3}$, где особенности электрического поля в значительной мере определяются уже кулоновским потенциалом отдельных гидрометеоров:

$$\delta\varphi(r) = \frac{Q}{2\sqrt{\pi}\varepsilon_0} \sqrt{N_h r} + \frac{Q}{4\pi\varepsilon_0 r} = \frac{Q}{2\sqrt{\pi}\varepsilon_0} \left(\sqrt{N_h r} + \frac{1}{2\sqrt{\pi}r} \right). \quad (25)$$

Характерная реализация потенциального рельефа ансамбля заряженных гидрометеоров с пространственной асимптотикой (25) представлена на рис. 1, где $(x, y, z) = \mathbf{r}$.

Благодаря движению и взаимодействию гидрометеоров потенциальный рельеф (25) эволюционирует во времени. При этом проведённые выше вычисления справедливы в условиях квазистатики, когда, во-первых, $Q(\partial Q/\partial t)^{-1} \gg L/c$ и, во-вторых, $N_h^{-1/3}/u \gg L/c$, где L — характерный

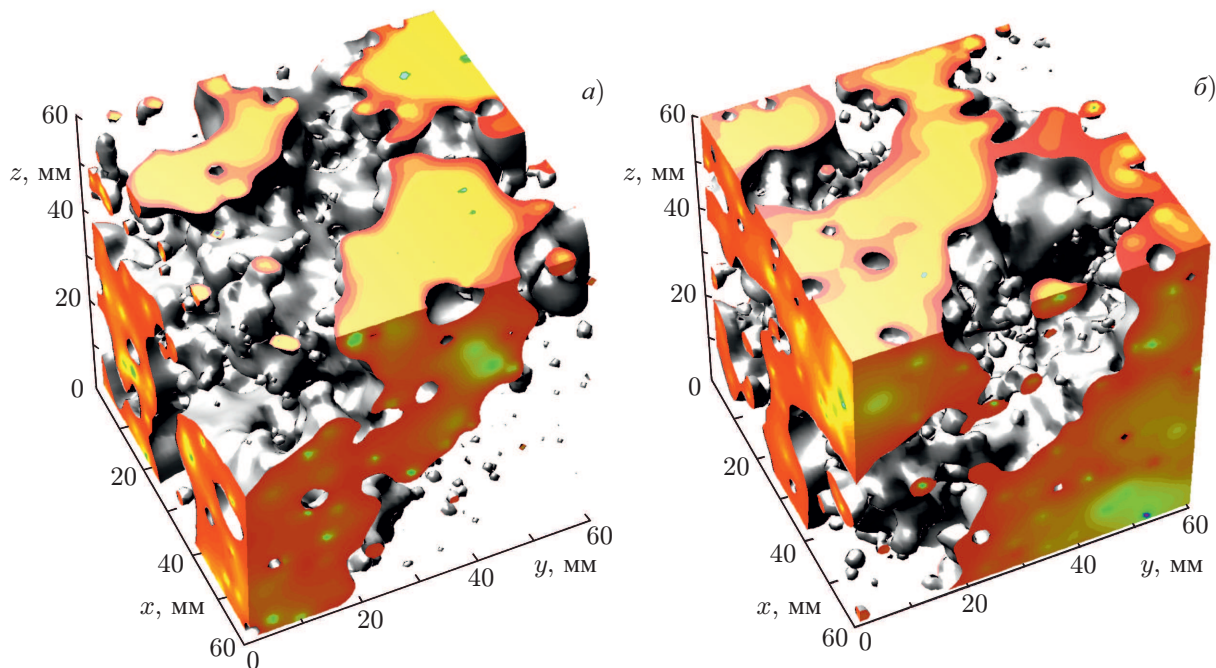


Рис. 1. Пространственное распределение электрического потенциала ансамбля заряженных гидрометеоров: $\varphi(\mathbf{r}, t) \geq 0$ (а); $\varphi(\mathbf{r}, t) \leq 0$ (б)

размер грозовой ячейки, u — характерная скорость турбулентного потока гидрометеоров и c — скорость света. Приведённые условия означают, что время распространения электромагнитного сигнала через грозовую ячейку существенно уступает как характерному времени изменения заряда гидрометеоров, так и времени изменения их взаимной конфигурации. В свою очередь, время изменения конфигурации частиц гораздо меньше максвелловского времени релаксации ($\epsilon_0/\sigma \gtrsim \gtrsim 1$ с, где σ — проводимость среды) зарядов в облаке, что позволяет пренебречь как токами проводимости, так и дебаевским экранированием заряженных гидрометеоров.

Вычисления, аналогичные приведённым выше, позволяют оценить уровень флуктуаций амплитуды электрического поля $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ как функцию $r = |\mathbf{r}|$:

$$\delta E(r) = \frac{Q}{2\sqrt{\pi}\epsilon_0} \sqrt{\frac{N_h}{r}} + \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 r^2} = \frac{Q}{2\sqrt{\pi}\epsilon_0} \left(\sqrt{\frac{N_h}{r}} + \frac{1}{2\sqrt{\pi} r^2} \right). \quad (26)$$

Видно, что флуктуации электрического поля (26) зависят от абсолютной величины характерного заряда и концентрации гидрометеоров, демонстрируют степенной закон распределения и на масштабах $r \gg (4\pi N_h)^{-1/3}$ очень медленно спадают в пространстве с критическим показателем, равным $-1/2$.

Однако выражение (26) не учитывает эффектов кластеризации гидрометеоров в турбулентном потоке воздушной среды [45–47]. С геометрической точки зрения кластеризация приводит к преимущественному распределению частиц на фрактальном подмножестве трёхмерного пространства с фрактальной размерностью $d_h < 3$. Образование кластеров в этом случае — это чисто кинематический эффект. Очевидно, что при усреднении по ансамблю реализаций случайного поля скоростей такая особенность динамики частиц полностью исчезает. Однако для инициации молнии кластеризация имеет принципиальное значение, т. к. на временах развития разряда кинематический рисунок распределения гидрометеоров остаётся практически неизменным [48]. Следуя [49], можно использовать в качестве d_h фрактальную размерность скорлупы трёхмерного

перколяционного кластера: $d_h \approx 2,54$. Опираясь на закон подобия в распределении турбулентных вихрей в грозовой ячейке с линейными размерами L , можно связать возмущения концентрации числа частиц \tilde{N}_h на масштабе r с её средним значением N_h :

$$\tilde{N}_h(L/r)^{d_h} \approx N_h(L/r)^3. \quad (27)$$

Для учёта эффекта кластеризации гидрометеоров в турбулентном потоке в выражении (26) необходимо вместо средней концентрации гидрометеоров N_h использовать значение возмущённой концентрации \tilde{N}_h , даваемой соотношением (27). Тогда оценка уровня флуктуаций амплитуды электрического поля принимает вид

$$\delta E(r) = \frac{Q}{2\sqrt{\pi}\varepsilon_0} \left(\sqrt{\frac{\tilde{N}_h}{r}} + \frac{1}{2\sqrt{\pi}r^2} \right) = \frac{Q}{2\sqrt{\pi}\varepsilon_0} \left[\sqrt{\frac{N_h}{r}} \left(\frac{L}{r} \right)^{(3-d_h)/2} + \frac{1}{2\sqrt{\pi}r^2} \right]. \quad (28)$$

Очевидно, что генерация электронов в центрах ионизации обусловлена надкритическими всплесками поля (28). Поэтому характерный пространственный масштаб и время жизни как самих надкритических флуктуаций, так и определяемых ими центров ионизации совпадают с радиусом и временем корреляции мелкомасштабного электрического поля $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$. В качестве радиуса корреляции стохастического мелкомасштабного поля можно рассматривать значение r_0 , при котором $[\tilde{N}_h(r)]^{-1/3} \approx r$. Используя (27), получаем

$$r_0 \approx N_h^{-1/d_h} L^{(d_h-3)/d_h}, \quad (29)$$

что в грозовой ячейке с диаметром $L \approx 1$ км и при концентрации частиц $N_h \approx 10^4 \text{ м}^{-3}$ [16, 50–52] даёт $r_0 \approx 1$ см. При этом время корреляции потенциального рельефа, как и время жизни τ_0 надкритического всплеска поля, определяется движением гидрометеоров:

$$\tau_0 \approx r_0/u. \quad (30)$$

Для дальнейшего важно, что на зрелой стадии развития грозового облака флуктуации электрического поля (28), обусловленные заряженными гидрометеорами, существенно превосходят среднее поле $\langle \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \rangle = \mathbf{E}_a$ и могут достигать пробойных значений E_b на масштабах порядка радиуса корреляции r_0 случайного поля $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$. Так, для характерных значений среднего заряда $Q \approx 10^{-11}$ Кл получаем $\delta E(r \lesssim r_0) \gtrsim 1$ МВ/м.

Оценим объёмную долю пространственно-временной области, занятой надкритическим полем, предполагая, что амплитуды декартовых компонент мелкомасштабного электрического поля распределены по нормальному закону

$$dw(\mathbf{E}) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2} E_s^3} \exp \left[-\frac{E_x^2}{2E_s^2} - \frac{E_y^2}{2E_s^2} - \frac{(E_a - E_z)^2}{2E_s^2} \right] dE_x dE_y dE_z \quad (31)$$

с дисперсией E_s^2 . Величина E_a — это амплитуда макрополя грозы в рассматриваемой области: $\mathbf{E}_a = E_a \mathbf{z}_0 = \langle \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \rangle$, \mathbf{z}_0 — орт оси z . Переход к сферическим координатам с центром в точке $(0; 0; E_a)$ даёт следующее распределение по абсолютной величине E мелкомасштабного электрического поля:

$$dw(E) = \frac{\sqrt{2/\pi}}{E_s^3} \exp \left(-\frac{E^2}{2E_s^2} \right) E^2 dE. \quad (32)$$

Вычисляя дисперсию распределения (32)

$$D(E) = \int_0^{\infty} E^2 dw(E) = \frac{4\pi}{(2\pi)^{3/2} E_s^3} \int_0^{\infty} \exp\left(-\frac{E^2}{2E_s^2}\right) E^4 dE = 3E_s^2, \quad (33)$$

найдем средний квадрат поля на масштабе r_0 :

$$\langle \mathbf{E}^2 \rangle = \langle \mathbf{E} \rangle^2 + D(E) = E_a^2 + 3E_s^2. \quad (34)$$

Используя функцию распределения (32) мелкомасштабного электрического поля по абсолютной величине его амплитуды, можно выразить безразмерную концентрацию центров ионизации \mathfrak{G} , которая представляет собой объемную долю пространственно-временной области, занятой надкритическим полем:

$$\mathfrak{G} = \int_{w(E_b)}^{\infty} dw(E). \quad (35)$$

Соответственно, для среднеквадратичной амплитуды мелкомасштабного электрического поля получаем

$$\langle \mathbf{E}^2 \rangle^{1/2} = \sqrt{3E_s^2 + E_a^2}. \quad (36)$$

Параметризуем связь среднеквадратичного отклонения E_s распределения (31) с полем пробоя E_b :

$$E_s \approx E_b/\kappa. \quad (37)$$

Далее учтем, что в соответствии с наблюдениями $E_a = E_b/10$, тогда

$$\langle \mathbf{E}^2 \rangle^{1/2} = \sqrt{3E_s^2 + E_a^2} = E_b \sqrt{3/\kappa^2 + 0,01}. \quad (38)$$

На рис. 2 представлен случай $\kappa = 5$, для которого $\langle \mathbf{E}^2 \rangle^{1/2} \approx 0,36E_b$ и $\mathfrak{G} = \int_{w(E_b)}^{\infty} dw(E) \approx 1,55 \cdot 10^{-5}$. Видно, что появление надкритического всплеска поля с амплитудой $E \gtrsim E_b$ является экспоненциально редким событием. Более того, незначительное увеличение значения κ приводит к резкому уменьшению доли надкритического поля. При этом среднеквадратичная амплитуда мелкомасштабного электрического поля меняется слабо: например, для $\kappa = 5,54$ имеем $\langle \mathbf{E}^2 \rangle^{1/2} \approx 0,33E_b$ и $\mathfrak{G} = \int_{w(E_b)}^{\infty} dw(E) \approx 10^{-6}$, а для $\kappa = 5,95$ получим $\langle \mathbf{E}^2 \rangle^{1/2} \approx 0,31E_b$ и $\mathfrak{G} = \int_{w(E_b)}^{\infty} dw(E) \approx 10^{-7}$.

Заметим, что среднеквадратичная амплитуда мелкомасштабного электрического поля существенно превышает амплитуду E_a среднего поля. Это имеет важные последствия для энергетического баланса на малых масштабах, т. к. при среднеполевом описании именно величина $\langle \mathbf{E}^2 \rangle^{1/2}$ отвечает за джоулевы потери в среде.

2.2. Расширение пятен ионной концентрации в стохастическом поле гидрометеоров

Другим важным проявлением флуктуаций мелкомасштабного электрического поля (28) является стохастизация дрейфовых скоростей электронов и ионов. Как следует из выражений для

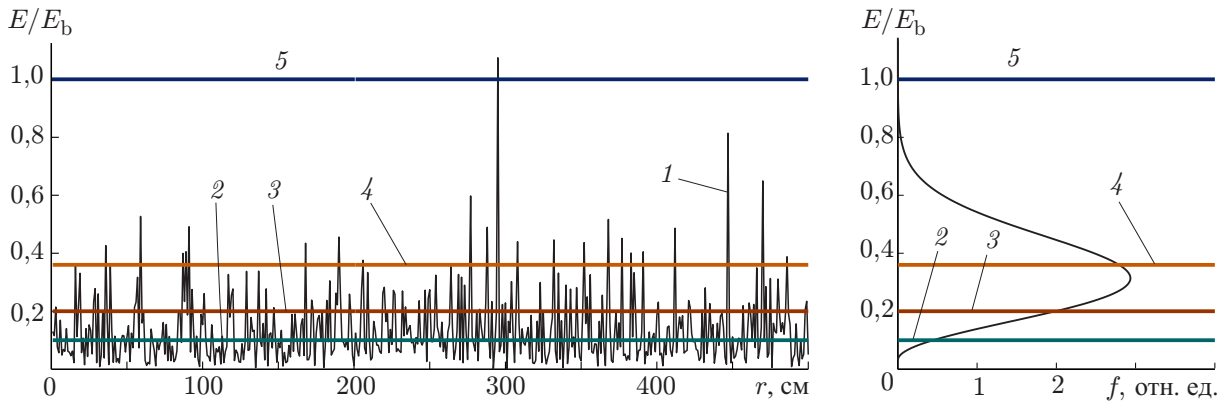


Рис. 2. Характерная пространственная зависимость абсолютной величины мелкомасштабного поля, нормированной на величину поля пробоя E_b (кривая 1), и соответствующее распределение плотности вероятности $f(E) = dw(E)/dE$. Распределение построено для случая $\kappa = 5$. Уровни 2, 3, 4 и 5 соответствуют среднему полю, стандартному отклонению, среднеквадратичному полю и полю пробоя

плотности потоков ионов и электронов (19), их выход из области надкритического поля осуществляется как за счёт диффузии, так и посредством дрейфа в стохастическом поле заряженных гидрометеоров. В силу малости длины свободного пробега электронов и ионов в атмосферном воздухе по сравнению с характерными расстояниями между гидрометеорами хаотизация скорости основных носителей заряда происходит существенно быстрее изменений внешнего по отношению к ним локального электрического поля. Таким образом, движение основных носителей заряда в рамках рассматриваемой задачи имеет характер дрейфа в стохастическом поле $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$. При этом флуктуации поля скоростей дрейфа электронов \mathbf{V}_e и ионов $\mathbf{V}_n, \mathbf{V}_p$ повторяют флуктуации электрического поля:

$$\mathbf{V}_e = -\mu_e \mathbf{E}(\mathbf{r}, t), \quad \mathbf{V}_n = -\mu_n \mathbf{E}(\mathbf{r}, t), \quad \mathbf{V}_p = \mu_p \mathbf{E}(\mathbf{r}, t). \tag{39}$$

Выясним эффективность каждого из механизмов вывода основных носителей заряда из области генерации. За время τ_e возвращения всплеска концентрации электронов к уровню фона характерная длина диффузионного расплывания пятна электронной концентрации составляет $l_e \approx \sqrt{D_e \tau_e}$. Для характерного коэффициента диффузии электронов $D_e \approx 0,1 \text{ м}^2/\text{с}$ [40] и времени жизни пятна $\tau_e \approx 10^{-7} \text{ с}$ получаем $l_e \approx 0,1 \text{ мм}$. Следовательно, форма пятна электронной концентрации за счёт диффузии практически не меняется: $l_e \ll r_0$. Аналогично для ионов при $D_n \approx D_p \approx 2 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$ и $\tau_n \approx \tau_p \approx 5 \cdot 10^{-3} \text{ с}$ получаем $l_n \approx l_p \approx 1 \text{ мм}$, что также мало по сравнению с размерами пятна концентрации ионов.

Обратимся теперь к выносу основных носителей заряда, обусловленному дрейфом. С использованием выражений (19) для потоков и (39) для скоростей дрейфа эволюционное уравнение для концентрации, например, электронов можно переписать в форме уравнения адвективного перемешивания безынерционной скалярной примеси $n_e(\mathbf{r}, t)$ «турбулентным» потоком со скоростью $\mathbf{V}_e(\mathbf{r}, t)$ с учётом поглощения и размножения этой примеси [47, 53]:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \mathbf{V}_e(\mathbf{r}, t) \nabla n_e = [\nu_i(\mathbf{r}, t) - \nu_a(\mathbf{r}, t) - \mu_e \nabla^2 \varphi(\mathbf{r}, t)] n_e + D_e \nabla^2 n_e. \tag{40}$$

Слово «турбулентный» заключено в кавычки в связи с тем, что в рассматриваемом случае физической причиной переноса является не поле скоростей атмосферной турбулентности, а стохастическое электрическое поле заряженных гидрометеоров $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$. Это предопределяет специфические

особенности стохастической адвекции заряженных частиц в случайном потенциале. Во-первых, рассматриваемое поле скоростей зависит от заряда и подвижности дрейфующих частиц. Для положительных ионов, например, поле скоростей дрейфа имеет существенно меньшую амплитуду и противоположное направление по отношению к полю скоростей электронов: $\mathbf{V}_p(\mathbf{r}, t) = -(\mu_p/\mu_e)\mathbf{V}_e(\mathbf{r}, t)$. Во-вторых, заряженная «примесь» не является пассивной, т. к. её адвективный перенос меняет распределение объёмной плотности заряда, а следовательно и электрическое поле $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$. И наконец, в-третьих, если для обычной турбулентной адвекции характерное время изменения скорости отдельной частицы примеси совпадает с временем корреляции самого поля скоростей, то для стохастического дрейфа эти временные масштабы различаются. Действительно, в силу широты спектра размеров и зарядов гидрометеоров флуктуации электрического поля имеют мультимасштабный характер, изменяясь от размеров мелких фракций гидрометеоров до характерных расстояний между крупными частицами. Другими словами, инерционный интервал поля «электрической турбулентности» простирается от субмикронных масштабов до масштаба порядка радиуса корреляции r_0 стохастического поля $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$. При этом последний играет роль интегрального масштаба «электрической турбулентности». Для обычной турбулентной адвекции отношение интегрального масштаба турбулентности к среднеквадратичной флуктуации скорости определяет время корреляции поля скоростей. Для стохастического дрейфа это отношение характеризует время изменения скорости отдельной «примесной» частицы. Например, для времён изменения скорости отдельного электрона (τ_e) и отдельного отрицательного иона (τ_n) можно записать соотношения

$$\tau_e \approx \frac{r_0}{\langle [\mathbf{V}_e(\mathbf{r}, t) - \mathbf{V}_{ea}]^2 \rangle^{1/2}}, \quad \tau_n \approx \frac{r_0}{\langle [\mathbf{V}_n(\mathbf{r}, t) - \mathbf{V}_{na}]^2 \rangle^{1/2}}, \quad (41)$$

где $\mathbf{V}_{ea} = -\mu_e \mathbf{E}_a$ и $\mathbf{V}_{na} = -\mu_n \mathbf{E}_a$ — средние скорости «турбулентных» потоков электронов и отрицательных ионов соответственно. При этом реальное время корреляции стохастического поля $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ может существенно отличаться как от τ_e , так и от τ_n .

Тем не менее с учётом сделанных замечаний можно воспользоваться аналогией с адвективным перемешиванием для оценки характерного масштаба «турбулентного» выноса электронов и ионов из области генерации. Согласно предположению Тейлора [53–55] смещение отдельной частицы в турбулентном потоке имеет диффузионный характер и для электронов, например, описывается соотношением

$$\langle r^2(t) \rangle \approx \mathfrak{D}_e t, \quad (42)$$

где функция $r(t)$ описывает смещение частицы в системе отсчёта, движущейся со средней скоростью «турбулентного» потока \mathbf{V}_{ea} , с эффективным коэффициентом диффузии или коэффициентом адвективного перемешивания \mathfrak{D}_e , который определяется временем корреляции τ_e и средним квадратом $\langle (\mathbf{V}_e(\mathbf{r}, t) - \mathbf{V}_{ea})^2 \rangle$ флуктуации скорости «турбулентного» потока:

$$\mathfrak{D}_e \approx \langle [\mathbf{V}_e(\mathbf{r}, t) - \mathbf{V}_{ea}]^2 \rangle \tau_e. \quad (43)$$

Очевидно, что в нашем случае средний квадрат флуктуации турбулентной скорости представлен средним квадратом скорости дрейфа электрона в стохастическом поле $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) - \mathbf{E}_a$. Используя первое из выражений (41) совместно с (43), для коэффициента эффективной диффузии электронов имеем

$$\mathfrak{D}_e \approx \langle [\mathbf{V}_e(\mathbf{r}, t) - \mathbf{V}_{ea}]^2 \rangle^{1/2} r_0. \quad (44)$$

Для характерной среднеквадратичной скорости электронов $\langle [\mathbf{V}_e(\mathbf{r}, t)]^2 \rangle^{1/2} \approx 10^5$ м/с и радиуса корреляции $r_0 \approx 10^{-2}$ м получаем $\mathfrak{D}_e \approx 10^3$ м²/с, т. е. $\mathfrak{D}_e \gg D_e$. Соответственно, за время жизни τ_e всплеска численности электронов характерная длина адвективного расплывания пятна

электронной концентрации составляет $L_e \approx \sqrt{\mathcal{D}_e/\tau_e} \approx \tau_e \langle [V_e(\mathbf{r}, t)]^2 \rangle^{1/2} \approx 1$ см, что сопоставимо с размерами зоны генерации r_0 и существенно превосходит диффузионную длину l_e .

Для коэффициентов эффективной диффузии ионов, обусловленной их стохастическим дрейфом, по аналогии с (44) получаем

$$\mathcal{D}_n \approx \langle [V_n(\mathbf{r}, t) - V_{na}]^2 \rangle^{1/2} r_0, \quad \mathcal{D}_p \approx \langle [V_p(\mathbf{r}, t) - V_{pa}]^2 \rangle^{1/2} r_0, \tag{45}$$

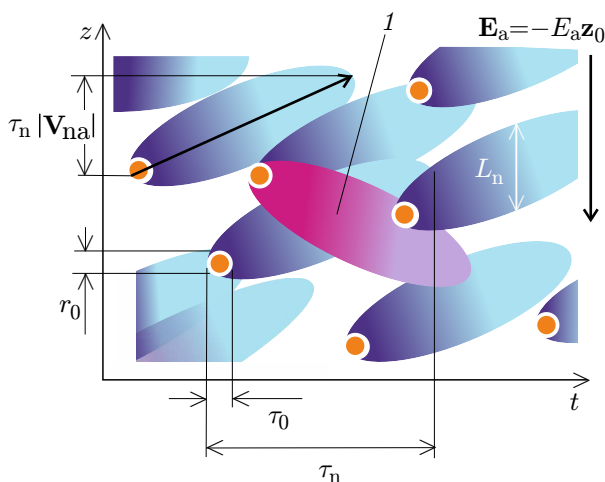


Рис.3. Схематическое изображение пространственно-временной динамики перекрывающихся пятен ионной концентрации. Маленькие оранжевые круги соответствуют ионизационным центрам, эллипсы с градиентной заливкой отвечают пятнам концентрации отрицательных ионов и вытянуты вдоль направления $z = |\mathbf{V}_{na}| t$. Эллипс 1 соответствует пятнам концентрации положительных ионов и растягивается вдоль направления $z = -|\mathbf{V}_{pa}| t$ и времени соответственно (см. рис. 3). При этом продольное смещение пятна $L_{||}$ определяется дрейфом иона в среднем поле \mathbf{E}_a и дается формулой

$$L_{||} \approx \mathbf{V}_{na} \tau_n \approx \mathbf{V}_{pa} \tau_p \approx 0,3 \text{ м}. \tag{46}$$

Важно подчеркнуть при этом, что пятна повышенной концентрации отрицательных и положительных ионов дрейфуют в среднем поле \mathbf{E}_a в противоположные стороны, что снижает эффективность как ион-ионной, так и электрон-ионной рекомбинации.

Именно адвективный вынос ионов играет принципиальную роль в реализации рассматриваемого механизма инициации молниевых разряда: порог экспоненциального роста концентрации ионов в рамках модели (18)–(20) определяется появлением связной геометрической компоненты в ансамбле перекрывающихся в пространственно-временном континууме всплесков концентрации отрицательных ионов. Безразмерная концентрация всплесков определяется выражением, аналогичным соотношению (12):

$$\mathfrak{M} = \frac{\pi^2}{2} L_n^3 \tau_n \mathfrak{M}, \tag{47}$$

где величина \mathfrak{M} обозначает теперь скорость появления в единице объема в единицу времени надкритических всплесков случайного поля, превышающих поле пробоя ($E(\mathbf{r}, t) \geq E_b$). Связная геометрическая компонента в ансамбле перекрывающихся всплесков концентрации ионов появляется

где $\mathbf{V}_{pa} = \mu_p \mathbf{E}_a$ — средняя скорость «турбулентного» потока положительных ионов. Для характерных значений подвижностей $\mu_p \approx \mu_n \approx 2 \times 10^{-4}$ м/(В · с) [40] имеем $\mathcal{D}_n \approx \mathcal{D}_p \approx 2$ м²/с. Соответственно, за время жизни всплеска численности ионов $\tau_n \approx \tau_p \approx 5 \cdot 10^{-3}$ с характерная длина адвективного расплывания пятна ионной концентрации составляет $L_n \approx \sqrt{\mathcal{D}_n \tau_n} \approx 0,1$ м, что на два порядка превосходит радиус адвективного расплывания пятна электронной концентрации L_e и на порядок — характерный масштаб центра ионизации r_0 . Время жизни ионов существенно (в сотни тысяч раз) больше времени жизни подверженных прилипанию электронов. Поэтому, несмотря на свою низкую подвижность, именно ионы выносят элементарные заряды из центров ионизации.

Каждый центр ионизации оставляет после себя пятно повышенной концентрации ионной компоненты, которое может быть представлено гиперэллипсоидом в четырехмерном евклидовом пространстве (пространственно-временном континууме) с длинами полуосей L_n и τ_n в пространстве

в результате перколяционного фазового перехода, когда безразмерная концентрация вспышек \mathfrak{N} достигает критической величины порядка 13 % (см. (14)). В свою очередь, безразмерная концентрация самих центров ионизации определяется выражением (7). Из соотношений (7) и (14) следует, что критическая концентрация центров ионизации даётся выражением

$$\mathfrak{G}_c = \frac{r_0^3 \tau_0}{L_n^3 \tau_n} \mathfrak{N}_c \ll \mathfrak{N}_c. \quad (48)$$

Для характерных значений геометрических параметров всплесков поля и соответствующих адвективных пятен получаем $\mathfrak{G}_c \approx 10^{-6}$. При этом критическая скорость появления надкритических всплесков случайного поля составляет всего $\mathfrak{M}_c \approx 10^3 \text{ м}^{-3} \text{ с}^{-1}$.

Связная геометрическая компонента в ансамбле перекрывающихся вспышек концентрации ионов на пороге взрывной неустойчивости представляет собой самоаффинную фрактальную сеть [56], которая вложена в четырёхмерное пространство-время. Трёхмерное сечение этой структуры гиперплоскостью фиксированного времени уже не обладает геометрической связностью, т. к. порог неустойчивости (14) меньше порога континуального протекания в трёхмерном пространстве. Это объясняет тот факт, что рассматриваемый переход не приводит к существенному изменению средней проводимости среды.

2.3. Результаты численного моделирования

Мы рассматриваем область грозового облака с линейными размерами порядка нескольких метров, которые вполне приемлемы для инициации молнии и в то же время достаточно компактными для того, чтобы считать внешнее поле \mathbf{E}_a однородным. Полное электрическое поле в рассматриваемой области задано в виде суммы двух слагаемых, $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_a + \mathbf{E}_n(\mathbf{r}, t)$, второе из которых представляет собой сильно неоднородное поле заряженных гидрометеоров и задаётся суперпозицией расположенных в случайных точках пространства в случайные моменты времени (\mathbf{r}_i, t_i) одинаковых надкритических импульсов. При численном моделировании системы (18)–(20) мы пренебрегали диффузией основных носителей заряда по сравнению с их стохастическим дрейфом.

Как видно из рис. 4, адвективные пятна положительных и отрицательных ионов, расплывающиеся синхронно во времени от одного центра ионизации, расходятся в пространстве вдоль направления внешнего поля \mathbf{E}_a в противоположные стороны, что увеличивает контраст концентраций положительных (n_p) и отрицательных (n_n) ионов и, таким образом, снижает эффективность как ион-ионной, так и электрон-ионной рекомбинации.

Эволюция системы во времени при различных значениях частоты отлипания ν_d представлена на рис. 5. Видно, что, поскольку отрицательные ионы разрушаются в актах отлипания гораздо быстрее, чем рекомбинируют ($\nu_d \gg \beta_{np} \bar{n}_p$), система эволюционирует к динамическому равновесию между прилипанием и отлипанием, когда, несмотря на вариации численности электронов и ионов в пятнах концентрации, их отношение выходит на постоянный уровень

$$n_n/n_e \approx \eta = \nu_a/\nu_d. \quad (49)$$

Таким образом, ионная компонента сама становится источником свободных электронов.

Пересечение шумом критического уровня \mathfrak{G}_c приводит к интенсивному росту концентрации отрицательных и положительных ионов. Рост концентрации ионов осуществляется только на геометрически связанных компонентах (четырёхмерных перколяционных кластерах) в ансамбле перекрывающихся в пространственно-временном континууме вспышек ионной концентрации. Ограничение этого роста обусловлено рекомбинацией, причём характерное время перехода в режим

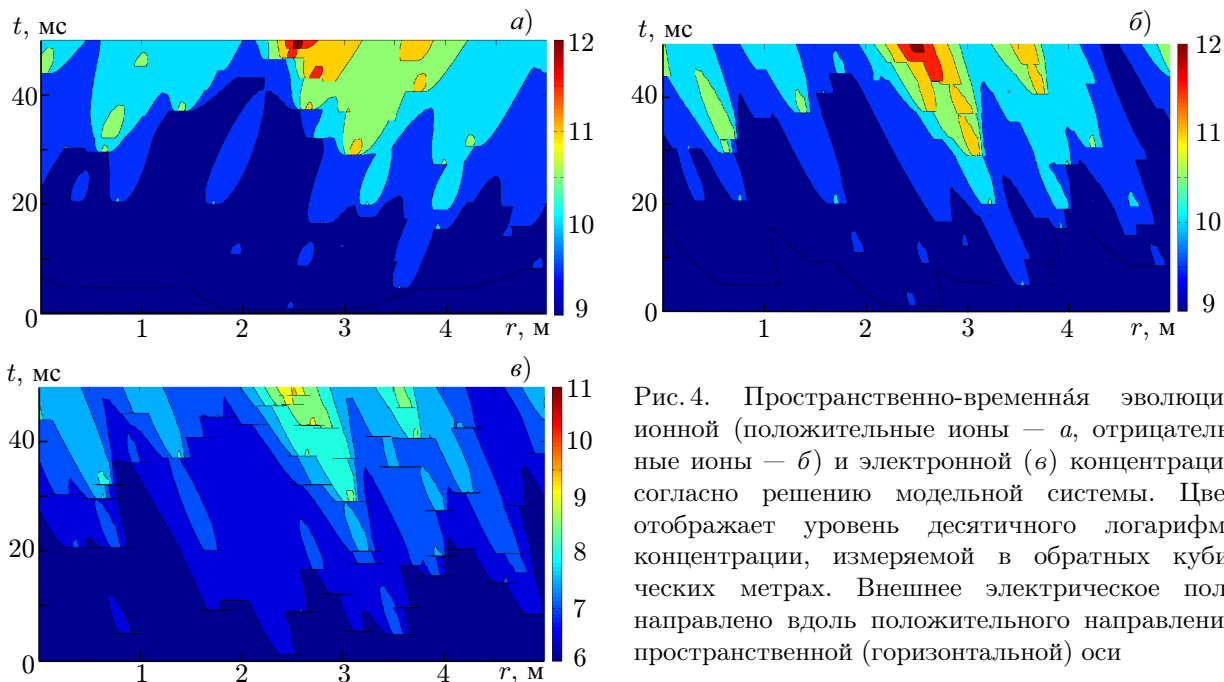


Рис. 4. Пространственно-временная эволюция ионной (положительные ионы — *a*, отрицательные ионы — *б*) и электронной (*в*) концентраций согласно решению модельной системы. Цвет отображает уровень десятичного логарифма концентрации, измеряемой в обратных кубических метрах. Внешнее электрическое поле направлено вдоль положительного направления пространственной (горизонтальной) оси

насыщения оказывается тем короче, чем бóльшая частота отлипания ν_d используется при вычислениях.

Из-за быстрого прилипания электронов в области адвективного пятна электронной концентрации релаксация поля в этой зоне осуществляется в основном за счёт стохастического дрейфа менее подвижных положительных и отрицательных ионов. Таким образом, время релаксации поля в зоне пятна оценивается по формуле

$$\tau_n \approx L_n^2 / \mathcal{D}_n \tag{50}$$

и составляет примерно $5 \cdot 10^{-3}$ с, что совпадает по порядку величины с характерным временем (30) гидродинамической перестройки поля $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ заряженных гидрометеоров на масштабах порядка сантиметра.

Важно подчеркнуть, что релаксация надкритического всплеска поля осуществляется крайне неоднородно в пространстве и времени. Сгустки пространственного заряда, обусловленные быстрой адвекцией электронов и компенсирующие надкритическое поле, формируются за время порядка $r_0^2 / \mathcal{D}_e \approx 10^{-8}$ с. Сгустки электронной концентрации за время порядка ν_a^{-1} превращаются в сгустки концентрации отрицательных ионов, адвекция которых и восстановление поля осуществляются за времена порядка $r_0^2 / \mathcal{D}_n \approx 10^{-5} \div 10^{-4}$ с.

Рассмотренный в данной работе кинетический переход приводит к появлению зародышей проводящей фазы, которые, в отличие от стримеров, имеют уровень проводимости, достаточный для возникновения поля поляризации. Это поле складывается с внешним полем и усиливает его. Кроме того, эти зародыши заряжены отрицательно (в них доминируют отрицательные ионы и, в меньшей степени, электроны) и сосуществуют с положительно заряженными пятнами концентрации положительных ионов. Это также приводит к дополнительным всплескам поля с масштабами порядка и больше L_n , которые существенно превосходят масштабы неоднородностей, связанных с гидрометеорами. Последующая стадия рождения молнии заключается в формировании пробоя этой неравновесной и неоднородной среды, которую можно рассматривать как композит проводник—диэлектрик. Ключевую роль здесь играют эффекты, обусловленные поляризациями

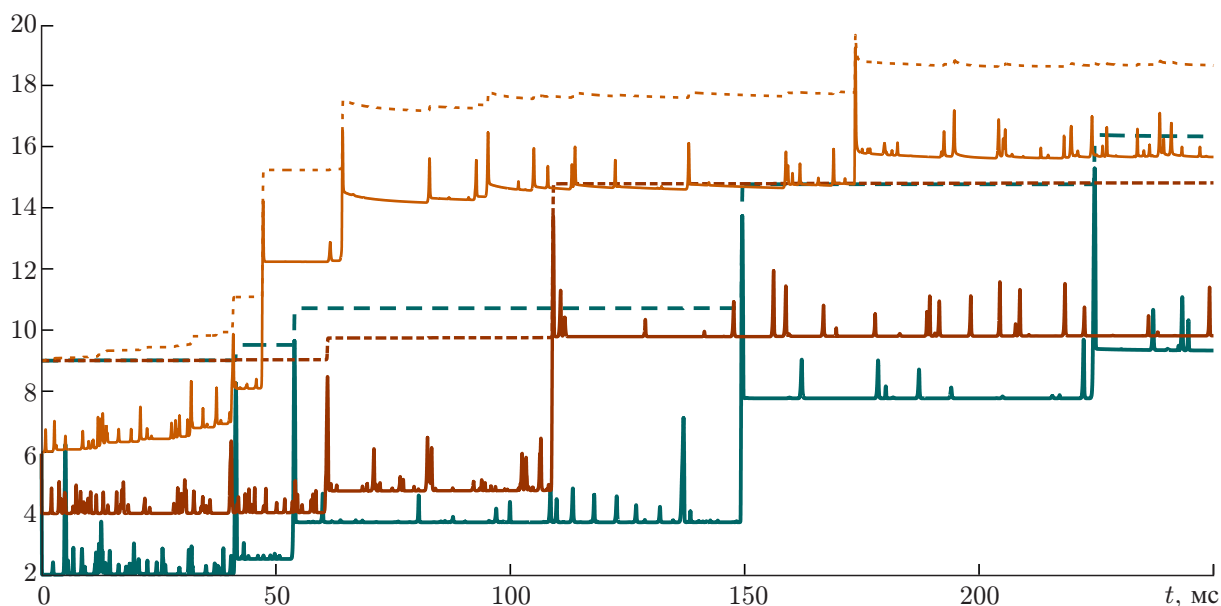


Рис. 5. Эволюция во времени модельной системы при различных значениях частоты отлипания: $n_a/n_d = 10^7$ (тёмно-зелёные линии), $n_a/n_d = 10^3$ (оранжевые линии). Сплошные и штриховые линии соответствуют концентрациям электронов (n_e) и отрицательных ионов (n_n). По вертикальной оси отложен десятичный логарифм концентрации, измеряемой в обратных кубических метрах

вкраплений проводящей фазы в диэлектрической среде. События здесь могут развиваться следующим образом. Как только неоднородности поля превысят поле инициации положительных стримеров, начнётся стадия активного роста последних, что приведёт к дополнительному переносу заряда и росту неоднородностей поля. Возникновение положительной обратной связи обеспечит кластер-кластерную агрегацию стримерных деревьев, подобную описанной в работах [30, 31]. Завершением сценария может стать быстрый положительный пробой, подробно рассмотренный в недавней работе [21].

3. ОБСУЖДЕНИЕ

Предложенный в работе механизм связывает процессы зарождения молниевых разряда с особенностями тонкой структуры внутриоблачного электрического поля, которое можно представить суммой двух компонент. Первая, квазирегулярная, компонента обусловлена крупномасштабной конвективной динамикой грозы, и её значения на разных высотах в грозовом облаке могут быть охарактеризованы приведённой к концентрации молекул воздуха N (для нормальных условий $N \approx 2,7 \cdot 10^{25} \text{ м}^{-3}$) амплитудой E_a/N . Максимальные измеренные значения приведённой амплитуды достигают величин $E_a/N \approx 9 \text{ Тд} = 9 \cdot 10^{-21} \text{ В} \cdot \text{м}^2$, что на порядок меньше приведённой электрической прочности атмосферного воздуха. Несмотря на то, что среднее поле E_a является существенно подпороговым ($E_a \ll E_b$), оно играет важнейшую роль в зарождении разряда. Во-первых, поле E_a увеличивает интенсивность квазиэлектростатического шума, стимулируя индукционные механизмы зарядки гидрометеоров. Во-вторых, дрейф в поле E_a сносит адвективные пятна положительных ионов в противоположную сторону относительно дрейфующих всплесков концентрации электронов и отрицательных ионов, что существенно снижает рекомбинационные потери.

Вторая компонента электрического поля является следствием мелкомасштабных флуктуаций коллективного поля заряженных гидрометеоров. В данной работе показано, что инициация мол-

нии в грозном облаке в подпороговых полях $E_a \ll E_b$ может рассматриваться как индуцированный шумом кинетический переход, причём источником шума как раз и является стохастическая компонента поля заряженных гидрометеоров. Предложенный в настоящей работе кинетический механизм подготовки инициации молниевых разрядов объясняет как усиление локального электрического поля в грозном облаке, так и самосогласованную поддержку разрядного процесса в условиях, когда прилипание свободных электронов доминирует над их ионизационным размножением. Необходимо подчеркнуть, что именно флуктуации коллективного поля гидрометеоров играют принципиальную роль в рассматриваемом механизме инициации молниевых разрядов. Попытки объяснения иницирования молнии усилением электрического поля возле отдельно взятого гидрометеора или даже в непосредственной близости от небольшой группы гидрометеоров не приведут к успеху, точно так же как и попытка объяснить движение броуновской частицы её взаимодействием с одной или несколькими молекулами. Реальной причиной и броуновского движения и иницирования молнии являются флуктуации коллективной динамики. В первом случае речь идёт о флуктуации числа молекул, которые взаимодействуют с броуновской частицей и имеют положительную проекцию скорости в выбранном направлении. Уровень этих флуктуаций пропорционален квадратному корню из общего числа молекул, которые взаимодействуют с броуновской частицей. В случае разряда молнии характерные мелкомасштабные флуктуации электрического поля определяются пространственным шумом плотности заряда, интенсивность которого пропорциональна произведению концентрации частиц на дисперсию величины их заряда.

Надкритические флуктуации коллективного поля заряженных гидрометеоров обусловлены их сближением при кластеризации в турбулентном потоке [45–47]. Оценка скорости появления мелкомасштабных надкритических всплесков электрического поля в грозном облаке представляется задачей настолько же актуальной, насколько экспериментально трудно реализуемой. Теоретические оценки частоты появления вспышек коронных разрядов в облаках были выполнены ещё в конце прошлого века сотрудниками Главной геофизической обсерватории им. А. И. Воейкова. Полагая, что каждое соударение крупных гидрометеоров (частиц осадков) приводит к коронированию, автор статьи [16] рассчитал частоту появления коронных разрядов в облаке. Им было показано, что при интенсивности осадков в облаке 10 мм/ч следует ожидать $10 \text{ м}^{-3} \text{ с}^{-1}$ соударений крупных частиц друг с другом и, соответственно, равное число актов коронирования. Вместе с тем можно полагать, что коронирование будет происходить не только при соударениях, но и при сближении гидрометеоров. Авторы работ [16, 18, 19] оценивали число сближений при разных расстояниях между падающими частицами осадков. Для распределения частиц дождя по размерам использовалась формула Маршалла—Пальмера. Распределение частиц осадков в пространстве предполагалось случайным. Было установлено, что число сближений существенным образом зависит от интенсивности дождя и расстояния сближения. При этом для расстояния в 1,5 мм, когда, как показали лабораторные эксперименты, следует с высокой вероятностью ожидать актов коронирования частиц, суммарное число сближений при интенсивности осадков в 10 мм/ч оказалось равным $100 \text{ м}^{-3} \text{ с}^{-1}$. Число сближений такого же порядка было получено для реального ливневого дождя при использовании данных непосредственных измерений размеров капель [19]. Не обошлось и без курьёзов. Так, в работе [14] ошибочная интерпретация данных обзора [17] привела авторов к оценке частоты появления вспышек коронных разрядов в $10^{31} \text{ м}^{-3} \text{ с}^{-1}$. Важно подчеркнуть, что приведённые выше оценки скорости появления мелкомасштабных надкритических всплесков электрического поля в грозном облаке были получены с учётом только парных сближений или столкновений гидрометеоров. Такой подход предполагает относительно низкий уровень вероятности тройных актов взаимодействия. Однако в грозном облаке ситуация меняется. Особую роль здесь играют акты сближения крупных гидрометеоров с представителями

фракции мелких гидрометеоров, таких что характерное расстояние между мелкими частицами совпадает по порядку величины с размерами крупных. Несложно показать, что при этом много-частичные акты сближения становятся более вероятными по сравнению с двухчастичными. Это значительно повышает оценку частоты появления вспышек коронных разрядов и делает полученное в данной работе условие $\mathcal{M}_c \approx 10^3 \text{ м}^{-3} \text{ с}^{-1}$ вполне реализуемым.

Рассматриваемый кинетический переход имеет ряд характерных особенностей, отличающих его от других механизмов инициации молнии, обсуждаемых в литературе. Во-первых, динамическая реализация этого перехода обусловлена взаимодействием электронной и ионной компонент, причём на начальной, линейной, стадии развития кинетического перехода происходит взрывной рост концентрации отрицательных ионов. Процесс растягивается на время, которое существенно превышает время развития искрового разряда и придаёт разрядному процессу, предваряющему формирование молнии, черты квазистационарности. Этот факт позволяет провести параллель между рассматриваемым явлением и развитием тлеющего разряда в электроотрицательном газе при полях, существенно уступающих пробойному, когда быстрое прилипание электронов уравновешивается на длительных временных интервалах процессами освобождения электронов при разрушении отрицательных ионов. На увеличение роли отлипания электронов от ионов O^- с ростом степени ионизации в верхней атмосфере указывалось в целом ряде исследований [57, 58]. Так, авторы работы [57] установили, что процессы отлипания воздействуют на динамику гало спрайтов, обеспечивая рост концентрации электронов в подпороговых условиях. Однако отрыв электронов от ионов кислорода при столкновениях с невозбуждёнными частицами N_2 и O_2 в атмосферных условиях на высоте инициации молнии практически не происходит [14, 59]. Что касается ионов O_2^- , то за счёт меньшей энергии сродства электрона к иону по сравнению с энергией сродства к атому кислорода реакции отрыва электрона от O_2^- при столкновениях с нейтральными частицами становятся заметными уже при $T \approx 400 \text{ К}$ [59, 60]. При этом скорость отлипания растёт экспоненциально с уменьшением обратной температуры [59, 60]. В недавней работе [20] было установлено, что роль прилипания может быть снижена за счёт влияния метастабильного кислорода и метастабильных колебательных состояний азота. Метастабильный кислород стимулирует отлипание электронов в ходе реакции



а метастабильные колебательные состояния азота повышают уровень ионизации посредством передачи энергии электронам при столкновениях. Как отмечено в [20], оба процесса требуют для своей реализации время, существенно превышающее время развития искрового разряда. Но если на характерных временах развития положительного стримера процессы отлипания могут быть проигнорированы [14], то в рамках предлагаемого механизма обсуждаемые в [20] реакции могут быть легко осуществлены. Важно подчеркнуть, что предлагаемый механизм является исключительно устойчивым по отношению к частоте отлипания ν_d до тех пор, пока $\nu_d \gg \beta_{\text{нр}} \bar{n}_p$, где $\beta_{\text{нр}}$ — коэффициент рекомбинации положительных и отрицательных ионов, \bar{n}_p — фоновый уровень концентрации положительных ионов. Для $\bar{n}_p \simeq 10^{11} \div 10^{12} \text{ м}^{-3}$ [58] при $\beta_{\text{нр}} \approx 10^{-13} \text{ м}^3/\text{с}$ получаем, что работоспособность механизма определяется условием $\nu_d \gg 0,01$. Заметим, что рассмотрение процессов прилипания и отлипания требует детального анализа кинетики соответствующих реакций с учётом нестационарности и пространственных неоднородностей, а также зависимости скоростей реакций от температуры. Разумеется, такой анализ требует дальнейших исследований и выходит за рамки данной работы.

Интересной особенностью рассматриваемого механизма является обусловленный им рост масштабов областей сильного поля, а значит и масштабов разрядной активности, предваряющей появление молнии. Сначала процесс определяется надкритическими всплесками стохастического

поля заряженных гидрометеоров с характерными размерами $r_0 \approx 1$ см, затем в игру вовлекаются пятна ионной концентрации с эффективной длиной адвективного расплывания $L_n \gtrsim 10$ см. Именно на масштабах d порядка дециметра начинает работать искровой механизм пробоя ($pd > 4000$ торр·см, где p — давление воздуха), тогда как на масштабах порядка r_0 реализуется таунсендовский механизм [1, 61].

Следующей особенностью перехода является тот факт, что мелкомасштабные флуктуации электрического поля заряженных гидрометеоров не только поддерживают своими надкритическими всплесками существование центров ионизации, но и обеспечивают стохастический дрейф электронов и ионов. Причём с формальной, математической, точки зрения этот стохастический дрейф неотличим от адвекции скалярной примеси в турбулентном потоке. В данной работе показано, что эффективность «адвективного перемешивания» на несколько порядков превосходит эффективность обычной диффузии. Мелкомасштабное стохастическое поле играет, таким образом, двойную роль: отвечает за флуктуационное размножение носителей заряда и обеспечивает их эффективный вынос из области генерации. Появление редких надкритических всплесков мелкомасштабного электрического поля можно рассматривать как развитие биполярного коронного разряда в мультиэлектродном пространстве заряженных гидрометеоров. Частичная взаимная нейтрализация носителей заряда противоположного знака в биполярной короне снижает степень ограничения плотности тока пространственным зарядом. В немногочисленных публикациях, посвящённых развитию короны в грозовом облаке, указывается на возможную роль коронирования гидрометеоров в повышении уровня предыонизации облачной среды [15–17].

Наконец, ещё одной существенной особенностью представленного механизма является то обстоятельство, что индуцированный шумом взрывной рост концентрации свободных электронов и ионов ограничен пространственно-временными кластерами, имеющими фрактальную структуру и занимающими, как следствие, исчезающе малую долю объёма актуальной области четырёхмерного пространства. В результате рассматриваемый переход приводит к резкому росту проводимости в экспоненциально редких компактных областях пространства на фоне малых изменений средней проводимости среды. Во внешнем поле E_a происходит поляризация этих всплесков повышенной электронной концентрации, и, благодаря нагреву воздуха токами проводимости и поляризационными токами, повышенная проводимость пятен концентрации поддерживается достаточно долго (более 1 мс) для развития в них на фоне поперечных неоднородностей ионизационно-перегревной неустойчивости. Таким образом, токнесущие пятна повышенной проводимости обуславливают появление в относительно слабом поле своеобразных плазменных образований (так называемых стемов) — потенциальных зачатков пространственных лидеров. При этом процесс ионизации в пятнах повышенной проводимости определяется уже суммой внешнего поля с индуцированным полем плазмы, а сами пятна становятся центрами зарождения стримерных систем. Однако вопросы, связанные с особенностями зрелой стадии развития рассматриваемого кинетического перехода, требуют отдельного исследования, выходящего за рамки данной работы. Подчеркнём только, что предложенный механизм образования стемов может работать и при развитии лидера в отсутствие заряженных гидрометеоров: роль шума здесь играют флуктуации объёмного заряда, выносимого в переходную зону стримерной короной отрицательного лидера.

В заключение отметим, что рассмотренный в разделе 2 механизм размножения с депонированием может быть задействован в широком диапазоне радиофизических приложений — от эволюции связанных астроцитарных и нейрональных сетей до взаимодействия солнечного ветра с ионосферной плазмой. Всегда, когда в системе можно выделить быстрые и медленные движения, а потери быстрой компоненты утилизируются медленным партнёром, добавление шума может привести к существенной перестройке неравновесной динамики.

Автор благодарит Н. А. Попова и С. С. Давыденко за плодотворные обсуждения полученных результатов и важные замечания, а также В. А. Ракова, Н. А. Богатова, А. А. Сысоева и А. Ю. Костинского за полезные дискуссии. Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект 16-17-00132).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Райзер Ю. П. Физика газового разряда. Долгопрудный: Изд. дом «Интеллект», 2009. 736 с.
2. Rakov V. A., Uman M. A. Lightning: physics and effects. New York: Cambridge Univ. Press, 2003. 687 p.
3. Loeb L. B. // J. Geophys. Res. 1966. V. 71. P. 4711.
4. Griffiths R., Phelps C. // J. Geophys. Res. 1974. V. 31. P. 3671.
5. Phelps C. T., Griffiths R. F. // J. Appl. Phys. 1976. V. 47, No. 7. P. 2929.
6. Gurevich A. V., Milikh G. M., Roussel-Dupre R. // Phys. Lett. A. 1992. V. 165. P. 463.
7. Marshall T. C., McCarthy M. P., Rust W. D. // J. Geophys. Res. 1995. V. 100, No. D4. P. 7097.
8. Gurevich A. V., Zybin K. P., Roussel-Dupre R. A. // Phys. Lett. A. 1999. V. 254. P. 79.
9. Dwyer J. R. // Geophys. Res. Lett. 2005. V. 32. Art. no. L20808.
10. Dwyer J. R., Babich L. P. // J. Geophys. Res. 2011. V. 116. Art. no. A09301.
11. Arabshahi S., Dwyer J. R., Nag A., et al. // J. Geophys. Res. Space Phys. 2014. V. 119. P. 479.
12. Petersen D., Bailey M., Beasley W. H., Hallett J. // J. Geophys. Res. 2008. V. 113. Art. no. D17205.
13. Liu N. Y., Kosar B., Sadighi S., et al. // Phys. Rev. Lett. 2012. V. 109, No. 2. Art. no. 025002.
14. Sadighi S., Liu N., Dwyer J. R., Rassoul H. K. // J. Geophys. Res. Atmos. 2015. V. 120. P. 3660.
15. Шишкин Н. С. // Тр. главн. геофиз. обсерватории им. А. И. Воейкова. 1974. Вып. 290. С. 16.
16. Шишкин Н. С. // Тр. главн. геофиз. обсерватории им. А. И. Воейкова. 1983. Вып. 469. С. 3.
17. Синькевич А. А., Довгалоук Ю. А. // Изв. вузов. Радиофизика. 2013. Т. 56, № 11–12. С. 908.
18. Сталевич Д. Д., Учеваткина Т. С. // Тр. главн. геофиз. обсерватории им. А. И. Воейкова. 1979. Вып. 405. С. 33.
19. Сталевич Д. Д., Учеваткина Т. С. // Тр. главн. геофиз. обсерватории им. А. И. Воейкова. 1979. Вып. 420. С. 3.
20. Lowke J. J. // J. Geophys. Res. Atmos. 2015. V. 120. P. 3183.
21. Rison W., Krehbiel P. R., Stock M. G., et al. // Nature Communications. 2016. V. 7. Art. no. 10721.
22. Файнберг Я. Б. // Атом. энергия. 1961. Т. 11, № 4. С. 313
23. Трахтенгерц В. Ю. // Докл. АН СССР. 1989. Т. 308. С. 584.
24. Trakhtengerts V. Y., Iudin D. I. Sprites, elves and intense lightning discharges Dordrecht: Springer, 2006. P. 341.
25. Трахтенгерц В. Ю., Мареев Е. А., Сорокин А. Е. // Изв. вузов. Радиофизика. 1997. Т. 40, № 1–2. С. 123.
26. Мареев Е. А., Сорокин А. Е., Трахтенгерц В. Ю. // Физика плазмы. 1999. № 3. С. 123.
27. Iudin D. I., Trakhtengertz V. Y., Hayakawa M. // Phys. Rev. E. 2003. V. 68. Art. no. 016601.
28. Trakhtengerts V. Y., Iudin D. I., Kulchitsky A. V., Hayakawa M. // Phys. Plasmas. 2002. V. 9, No. 6. P. 2762.
29. Trakhtengerts V. Y., Iudin D. I., Kulchitsky A. V., Hayakawa M. // Phys. Plasmas. 2003. V. 10, No. 8. P. 3290.
30. Иудин Д. И., Давыденко С. С. // Изв. вузов. Радиофизика. 2015. Т. 58, № 7. С. 530.
31. Давыденко С. С., Иудин Д. И. // Изв. вузов. Радиофизика. 2016. Т. 59, № 7. С. 620.
32. Horsthemke W., Lefever R. Noise-induced transitions. Berlin: Springer, 1984. 397 p.

33. Sancho J.M., Garcia-Ojalvo J. // Stochastic processes in physics, chemistry and biology. Berlin: Springer, 2000. 235 p.
34. Landa P.S., McClintock P.V.E. // Phys. Repts. 2000. V. 323, No. 1. P. 1.
35. Михайлов А. С., Упоров И. В. // Успехи физ. наук. 1984. Т. 144, № 1. С. 79.
36. Bunde A., Halvin S. Fractals and disordered systems. Berlin: Springer-Verlag, 1995. 408 p.
37. Hayakawa M., Iudin D., Mareev E., Trakhtengerts V. // Phys. Plasmas. 2007. V. 14, No. 4. Art. no. 042902.
38. Torquato S., Jiao Y. // J. Chem. Phys. 2012. V. 137, No. 7. Art. no. 074106.
39. Wang J., Zhou Z., Liu Q., et al. // Phys. Rev. E. 2013. V. 88. Art. no. 042102.
40. Dutton J. // J. Phys. Chem. Ref. Data. 1975. V. 4, No. 3. P. 577.
41. Попов Н. А. // Физика плазмы. 2010. Т. 36, № 9. С. 867.
42. Elperin T., Kleorin N., Krasovtsov V., et al. // Phys. Rev. E. 2015. V. 92. Art. no. 013012.
43. Иудин Д. И., Иудин Ф. Д., Хаякава М. // Изв. вузов. Радиофизика. 2015. Т. 58, № 3. С. 187.
44. Федер Е. Фракталы. М.: Мир, 1991. 254 с.
45. Кляцкин В. И. // Успехи физ. наук. 1994. Т. 164. С. 531.
46. Кляцкин В. И., Кошель К. В. // Успехи физ. наук. 2000. Т. 170. С. 771.
47. Кляцкин В. И. // Успехи физ. наук. 2003. Т. 173. С. 689.
48. Davydenko S.S., Iudin D.I., Klimashov V.Y., et al. // XV Int. Conf. Atmospheric Electricity. 15–20 June 2014, Norman, USA. Art. no. P-08-19.
49. Бершадский А. Г. // Успехи физ. наук. 1990. Т. 160, вып. 12. С. 189.
50. Bateman M.G., Rust W.D., Marshall T.C. // J. Atmos. Oceanic Technol. 1994. V. 11. P. 161.
51. Bateman M.G., Rust W.D., Smull B.F., Marshall T.C. // J. Geophys. Res. 1995. V. 100. P. 16341.
52. Bateman M.G., Marshall T.C., Stolzenburg M., Rust W.D. // J. Geophys. Res. 1999. V. 104. P. 9643.
53. Shraiman B.I., Siggia E.D. // Nature. 2000. V. 405. P. 639.
54. Isichenko M.B. // Rev. Modern Physics. 1992. V. 64, No. 4. P. 961.
55. Taylor G.I. // Proc. London Math. Soc. Ser. 2. 1921. V. 20. P. 196.
56. Wang X., Perlsman E., Havlin S. // Phys. Rev. E. 2003. V. 67. Art. no. 050101.
57. Liu N.Y. // J. Geophys. Res. 2012. V. 117. Art. no. A03308.
58. Neubert T., Chanrion O. // Geophys. Res. Lett. 2013. V. 40. P. 2373.
59. Kossyi I.A., Kostinsky A.Yu., Matveyev A.A., Silakov V.P. // Plasma Sources Sci. Technol. 1992. V. 1. P. 207.
60. Козлов С. И., Власов В. А., Смирнова Н. В. // Космические исследования. 1988. Т. 26, № 5. С. 738.
61. Маршак И. С. // Успехи физ. наук. 1960. Т. 71. С. 631.

Поступила в редакцию 25 ноября 2016 г.; принята в печать 7 апреля 2017 г.

LIGHTNING-DISCHARGE INITIATION AS A NOISE-INDUCED KINETIC TRANSITION

D. I. Iudin

The electric fields observed in thunderclouds have the peak values one order of magnitude smaller than the electric strength of air. This fact renders the issue of the lightning-discharge initiation one of the most intriguing problems of thunderstorm electricity. In this work, the lightning initiation in a thundercloud is considered as a noise-induced kinetic transition. The stochastic electric field of the

charged hydrometeors is the noise source. The considered kinetic transition has some features which distinguish it from other lightning-initiation mechanisms. First, the dynamic realization of this transition, which is due to interaction of the electron and ion components, is extended for a time significantly exceeding the lightning-discharge development time. In this case, the fast adhesion of electrons generated by supercritical bursts of the electric field of hydrometeors is balanced during the long-term time intervals by the electron-release processes when negative ions are destroyed. Second, an important role in the transition kinetics is played by the stochastic drift of electrons and ions caused by the small-scale fluctuations of the field of charged hydrometeors. From the formal mathematical viewpoint, this stochastic drift is indistinguishable from the scalar-impurity advection in a turbulent flow. In this work, it is shown that the efficiency of “advective mixing” is several orders of magnitude greater than that of the ordinary diffusion. Third, the considered transition leads to a sharp increase in the conductivity in the exponentially rare compact regions of space against a background of the vanishingly small variations in the average conductivity of the medium. In turn, the spots with increased conductivity are polarized in the mean field followed by the streamer initiation and discharge contraction.