

Федеральное государственное бюджетное научное учреждение  
«Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики  
Российской академии наук»  
(ИПФ РАН)

На правах рукописи



Сысоев Артем Андреевич

ИССЛЕДОВАНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ МЕХАНИЗМОВ ИНИЦИАЦИИ  
МОЛНИЕВОГО РАЗРЯДА И РАСПРОСТРАНЕНИЯ СТУПЕНЧАТОГО  
ОТРИЦАТЕЛЬНОГО ЛИДЕРА МОЛНИИ

25.00.29 — физика атмосферы и гидросферы

Диссертация на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:  
доктор физико-математических наук  
Иудин Дмитрий Игоревич

Нижний Новгород — 2020

## Оглавление

<b>Оглавление</b> . . . . .	<b>2</b>
<b>Введение</b> . . . . .	<b>4</b>
<b>Глава 1. Инициация молнии в облаке</b> . . . . .	<b>16</b>
1.1. Обзор проблемы . . . . .	16
1.2. Формулировка задачи . . . . .	20
1.3. Уточнение концепции однородного электрического поля пробоя воздуха в условиях грозового облака . . . . .	23
1.3.1. Традиционная концепция поля пробоя воздуха . . . . .	23
1.3.2. Основные уравнения и реакции . . . . .	24
1.3.3. Нахождение однородного поля пробоя грозового облака . . . . .	29
1.3.4. Эффективная частота ионизации . . . . .	33
1.4. Переход от лавин к стримерам . . . . .	35
1.4.1. Динамика отрицательных ионов . . . . .	35
1.4.2. Центры производства ионов . . . . .	36
1.4.3. Эффект взаимного перекрыwania центров производства ионов . . . . .	38
1.4.4. Критическая частота возникновения центров производства ионов . . . . .	39
1.4.5. Механизм формирования стримеров . . . . .	43
1.5. Взаимодействие стримеров в грозовом облаке . . . . .	49
1.6. Моделирование процесса формирования лидера молнии в грозовом облаке . . . . .	56
1.6.1. Современные представления о процессе формирования лидера молнии . . . . .	56
1.6.2. Первый метод моделирования . . . . .	57
1.6.3. Второй метод моделирования . . . . .	66
1.7. Выводы главы 1 . . . . .	70
<b>Глава 2. Моделирование отрицательного ступенчатого лидера молнии</b> . . . . .	<b>74</b>
2.1. Обзор проблемы . . . . .	74
2.2. Формулировка модели . . . . .	76
2.2.1. Постановка задачи . . . . .	76
2.2.2. Распределение электрического поля и потенциала . . . . .	77
2.2.3. Асимметрия полярностей . . . . .	79
2.2.4. Пороговые поля инициации и распространения разряда . . . . .	81
2.2.5. Базовый алгоритм развития лидера . . . . .	84
2.2.6. Моделирование ступенчатого механизма развития отрицательного лидера . . . . .	89
2.3. Результаты . . . . .	93
2.3.1. Морфология модельных лидеров . . . . .	93

2.3.2. Основные характеристики модельных лидеров . . . . .	97
2.3.3. Динамика формирования ступеней . . . . .	102
2.3.4. Некоторые дополнительные особенности развития модельных лидеров . . .	107
2.4. Анализ чувствительности модели к изменению её входных параметров . . . . .	109
2.5. Обсуждение . . . . .	115
2.6. Выводы главы 2 . . . . .	120
<b>Заключение . . . . .</b>	<b>123</b>
<b>Список литературы . . . . .</b>	<b>125</b>

## Введение

### Современное состояние учения об атмосферном электричестве

Несмотря на многочисленные достижения современной науки, атмосферное электричество по-прежнему хранит множество загадок. Даже молния, будучи самым известным из его проявлений, изучена относительно слабо. Хотя исследования электрического пробоя в воздухе ведутся уже многие десятилетия, до сих пор не создана исчерпывающая теория, позволяющая количественно описать, а в некоторых случаях даже качественно объяснить динамику некоторых наблюдаемых в лабораторных и природных условиях процессов.

Сложность изучения явлений атмосферного электричества обусловлена как большим количеством процессов, сопровождающих пробой, так и принципиально стохастическим характером развития разряда. Так, например, даже в самых упрощённых физических постановках описание стримерного процесса, играющего важнейшую роль в физике искрового разряда, приводит к столь сложным уравнениям, что решить их можно только численными методами [1], возможности которых ограничены уровнем развития вычислительной техники. На данный момент создание первопринципной статистической модели, описывающей судьбу отдельного электрона и всех поколений вторичных частиц, в которой каждый раз рождается и умирает стример со своей уникальной «судьбой», находится за гранью возможностей вычислительной техники [2]. Тем более это касается описания стримерной короны даже лабораторного лидера с типичным значением тока порядка единиц ампер, в которой одновременно присутствует, по данным электронно-оптических разверток и осциллограмм тока, не менее  $10^3$ – $10^4$  [3], а по данным сравнения тока одиночного стримера с полным током, стекающим с электрода (см. [1] и ссылки там), более ста тысяч стримеров. Для молниевых лидеров, ток которого примерно на два порядка больше, чем у лабораторного разряда, число стримеров должно быть пропорционально больше. В то же время понятно, что без точных знаний о процессах в стримерной короне невозможно построение строгой модели стримерно-лидерного перехода, а, следовательно, и полной модели искрового разряда.

Дело осложняется ещё больше, если принять во внимание ветвления, которые свойственны всем разрядным структурам, начиная с элементарных составляющих. Дело в том, что искровой разряд является ярким примером самоорганизующейся критичности, основная идея которой состоит в том, что поведение системы из множества взаимодействующих элементов с резко меняющейся динамикой может быть спонтанным. Как известно, динамика таких систем тесно связана с фракталами в конфигурационном пространстве. Заметим, что фрактальность является общим свойством разрядных процессов. Явление искривления и ветвления канала пробоя в любой среде имеет универсальный характер. Физически это связано с наличием нелинейности в динамической системе, которая, как известно, может привести к стохастической неустойчивости, имеющей фрактальную природу [4]. Более того, все известные характерные формы разрядных структур (кустообразные, древовидные, линейные и т. д.) успешно описываются с помощью понятий фрактальной геометрии, фрактальных размерностей и критических показателей [5, 6]. Хорошо известно, что искровой



разряд, которому в данной работе уделяется особое внимание, начинает ветвиться уже на уровне стримеров [7–10]. По этой причине пространство разрядного древа не является ни Банаховым, ни Хаусдорфовым. Это говорит о том, что классический подход, подразумевающий решение системы дифференциальных уравнений, может быть применён только к отдельным неразветвлённым каналам разрядной структуры, но никак не ко всей системе в целом.

В заключении данного пункта отметим, что исследование активных геофизических систем в целом и экстремальных атмосферных явлений в частности объективно связано с большими трудностями. Сложность проблемы объясняется, прежде всего, масштабностью самих явлений. Величины физических параметров, характеризующих, например, активную атмосферу, изменяются на 15 порядков величины: от атомных расстояний, актуальных для процессов электризации грозового облака, до масштабов в десятки и сотни километров, охватывающих молниевые разряды и движения воздуха во всей грозовой системе.

### **Актуальность темы исследования**

На настоящий момент вопросы, связанные с изучением процесса инициации молнии, а также физических механизмов, отвечающих за распространение различных типов молниевых разрядов, в том числе и отрицательных ступенчатых лидеров, входят в число до конца нерешённых, но наиболее принципиальных проблем физики атмосферного электричества. Показательно, что авторы недавнего обзора [11] ставят именно эти задачи на первое и второе места сформулированного ими списка десяти наиболее актуальных вопросов физики молнии соответственно. Основная интрига процесса инициации молниевых разрядов заключается в том, что, согласно измерениям, максимальная напряжённость электрического поля внутри грозового облака на порядок ниже диэлектрической прочности воздуха [12]. При этом все предложенные на данный момент гипотезы либо ограничиваются описанием процесса возникновения одиночного положительного стримера, либо требуют реализации каких-либо экстремальных условий, что не позволяет принять ни одну из них в качестве ведущей. Если говорить об особенностях развития разрядов разной полярности, то благодаря начавшимся в первой половине прошлого века оптическим наблюдениям хорошо известно, что отрицательные лидеры молнии, в отличие от непрерывно растущих положительных, всегда распространяются ступенчатым образом. Данная особенность наблюдается также в многочисленных лабораторных экспериментах с длинной искрой отрицательной полярности. Однако причина столь сложного способа развития отрицательных лидеров до сих пор остаётся неизвестной. При этом особый интерес вызывает происходящий перед головкой отрицательного лидера процесс возникновения изолированных от него биполярных пространственных лидеров, играющих ключевую роль в формировании ступеней. Дополнительную мотивацию данному исследованию придаёт факт того, что недавние экспериментальные результаты многочисленных работ (см., например, [13–17]), посвящённых высокоскоростной съёмке молниевых разрядов отрицательной полярности, нуждаются в теоретическом осмыслении и создают богатую базу для численного моделирования.

Кроме чисто научного интереса, связанного с решением наиболее важных вопросов физики молнии, полученные в данной работе знания об особенностях развития ступенчатых отрицательных лидеров молнии будут иметь прикладную ценность, связанную с совершенствованием методов молниезащиты. Особенную важность их изучению придаёт факт того, что среди разрядов типа облако-земля на долю отрицательных лидеров приходится примерно 90% [18].

### **Основные объекты исследования и степень их изученности**

Одним из объектов исследования является механизм инициации молнии в облаке, развивающий идеи работы [19], в которой утверждается, что в основе процесса формирования зародыша молниевых лидеров лежит индуцированный шумом кинетический переход. Для объяснения процесса возникновения молниевых разрядов в своё время было предложено несколько различных механизмов, среди которых широкую известность приобрели два подхода: генерация молнии через инициацию положительного стримера с поверхности гидрометеора [20–22] и возникновение молнии в результате развития пробоя на убегающих электронах [12, 23, 24]. Последняя гипотеза, предложенная коллективом Гуревича, до недавнего времени активно развивалась и считалась ведущей. Однако позднее в работах [25–27] было показано, что механизм пробоя на убегающих электронах не может быть жизнеспособным из-за поперечного расплывания лавины и соответствующего падения плотности наработанной плазмы. По мнению [25, 26], совершенно не ясно, каким образом эти диффузные разряды могут привести к созданию лидера молнии. Указав на трудности оригинального подхода, Двайер предложил позитронную модернизацию механизма пробоя на убегающих электронах [25], в которой развитие разряда поддерживается петлей положительной 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, поддержать процесс традиционного пробоя. Ограниченность данного подхода заключается в том, что он становится работоспособным только при наличии в грозовом облаке нереалистично большой разности потенциалов, составляющей порядка нескольких сотен миллионов вольт [25]. Параллельно с развитием позитронной модернизации пробоя на убегающих электронах в работе [28] для объяснения локальной интенсификации поля был предложен гибридный механизм, соединяющий пробой на убегающих электронах с более ранней идеей инициации системы положительных стримеров с поверхности гидрометеоров. Согласно [28], зарождение канала молнии является аналогом формирования пространственного лидера в процессе развития ступеней отрицательного. Фактически работа [28] замкнула круг поисков механизма инициации молнии: научное сообщество, занимающееся грозовым электричеством, вернулось к идее традиционного пробоя, развивающегося в виде системы положительных стримеров, растущей с поверхности гидрометеоров. Однако и данная группа подходов имеет недостатки, связанные с необходимостью либо интенсивной предварительной ионизации [29], либо нереалистично больших гидрометеоров с высоким аспектным отношением [30]. Кроме того, даже при выполнении этих бла-

гоприятных условий формирование положительного стримера происходит в полях, превышающих максимальные наблюдаемые в грозовом облаке значения.

Вторым объектом исследования является механизм развития ступенчатого отрицательного лидера молнии. Благодаря работам коллектива Шонланда уже около сотни лет известно, что отрицательный лидер молнии, в отличие от положительного, всегда распространяется ступенчатым образом, прибегая к механизму так называемых пространственных лидеров. Однако причины данной асимметрии и сама физика процесса появления новой ступени отрицательного лидера до сих пор не ясны. Наиболее содержательные на настоящий момент данные высокоскоростной съёмки отрицательных лидеров молнии [13–17, 31], где на ряде фотографий видны каналы не только основного, но и пространственных лидеров, вкуче с накопленными экспериментальными знаниями предоставляют богатую базу для построения и верификации численных моделей. Особый интерес вызывает происходящее в объёме стримерной зоны отрицательного лидера формирование так называемых пространственных стемов. Эти плазменные образования, имеющие объём порядка  $1 \text{ см}^3$  (для лабораторных разрядов), являются потенциальными зачатками пространственных лидеров. На данный момент не существует общепринятого ответа на вопрос о том, каким образом пространственные стемы формируются в объёме стримерной короны отрицательного лидера, среднее электрическое поле внутри которой примерно втрое меньше диэлектрической прочности воздуха. Авторы монографии [1, с. 92] характеризуют картину испускания пространственным стемом положительных и отрицательных стримеров во внешне свободном объёме промежутка словами «прямо-таки мистическая».

Стоит отметить, что на текущий момент в изучении различных типов молниевых разрядов превалирует тенденция к накоплению экспериментальных данных. С появлением высокоскоростных видеокамер связан вал публикаций, посвящённых съёмке как натуральных (см., например [13–17, 31]) и триггерных [32] молниевых разрядов, так и лабораторных искр [33–36]. Хотя имеющиеся в литературе данные оптических наблюдений позволяют описать внешние проявления эволюции разрядов, ввиду чрезвычайной сложности процессов, сопровождающих развитие искрового разряда в воздухе, теория значительно отстает от эксперимента. Особенно остро данная проблема стоит для молниевых разрядов, изучение которых ведётся с заведомо большего, чем для лабораторных искр, расстояния.

## **Цели и задачи работы**

Целью данной работы является теоретическое исследование физического механизма инициации молнии в безэлектродном грозовом облаке и причин ступенчатого способа распространения отрицательного лидера молнии. Для достижения указанных целей были решены следующие задачи:

1. Определение величины однородного порогового поля пробоя воздуха с учётом ключевых для атмосферного воздуха плазмохимических процессов;

2. Определение физического механизма, отвечающего за инициацию и устойчивый рост стримеров в безэлектродной среде грозового облака, с их последующим объединением в способный к самостоятельному росту лидерный канал и установление необходимых для реализации данного механизма условий;
3. Разработка численной модели ступенчатого отрицательного лидера молнии с учётом асимметрии пороговых полей развития положительных и отрицательных стримеров с целью поиска физического механизма, отвечающего за формирование ступени отрицательного лидера и делающего ступенчатый способ его распространения более предпочтительным, и определения физической причины формирования пространственных стемов (зачатков пространственных лидеров) на периферии стримерной короны отрицательного лидера.

### **Научная новизна работы**

В диссертации теоретически исследован ряд ключевых вопросов физики молнии и получены следующие научные результаты:

1. Величина однородного поля пробоя воздуха определена с учётом происходящих между электронами и атмосферными ионами плазмохимических процессов. Показано, что учёт отлипания электронов от отрицательных ионов заметно понижает порог пробоя воздуха, причём влияние данного эффекта усиливается с увеличением высоты над уровнем моря.
2. Представлен принципиально новый механизм инициации молнии в облаке. Основными инновационными особенностями предложенного механизма является описание цепочки происходящих на различных пространственно-временных масштабах процессов формирования и эволюции в облаке областей повышенной ионной проводимости, в конце концов приводящих к возникновению заполняющих объём активной части облака стримерных систем. Установлен критерий работоспособности предложенного механизма и показано, что он выполняется в условиях типичного грозового облака. Определены условия, при которых возникающие в грозовом облаке стримерные системы объединяются в способный к самостоятельному росту горячий хорошо проводящий лидерный канал.
3. Разработана модель развития ступенчатого отрицательного лидера молнии, впервые учитывающая как асимметрию пороговых полей роста положительных и отрицательных стримеров, так и возможность возникновения пространственных стемов перед новообразованной головкой отрицательного лидера. Модель является первым реализованным подходом с «метаболизмом», под которым в данном случае понимается возможность объединения нескольких каналов в один. В рамках представленной модели впервые воспроизведён процесс формирования пространственных стемов на периферии стримерной короны отрицательного лидера. Показано, что пространственные стемы, потенциальные зачатки пространственных лидеров, возникают в результате динамики пространственно-временного шума, базовыми элементами

которого являются заряженные головки остановившихся отрицательных стримеров, образующих вспышку короны отрицательного лидера.

### **Теоретическая и практическая значимость работы**

Научная значимость работы определяется, прежде всего, самими объектами исследования. Как уже было отмечено, до сих пор не ясно, каким образом происходит процесс инициации молнии в грозовом облаке и какие физические механизмы отвечают за ступенчатый механизм распространения отрицательных лидеров молнии.

Представленная в диссертации модель развития отрицательного лидера не только объясняет причину присущего ему ступенчатого механизма распространения, но и имеет большую практическую ценность с точки зрения совершенствования методов молниезащиты. Особенную важность изучению именно отрицательных лидеров придаёт факт того, что среди разрядов типа облако-земля на их долю приходится около 90%. Кроме того, модель впервые позволила детально воспроизвести процесс формирования чехла заряда вокруг лидерного канала, знание структуры которого критически важно на главной стадии развития молнии, начинающейся после контакта её канала с землёй. Дело в том, что представляющий особую опасность импульс тока возвратного удара, амплитуда которого может составлять десятки и сотни тысяч ампер, связан именно с разрядкой чехла канала молнии. Далее, поскольку представленные в работе модели развития разрядов описывают динамику текущих по их каналам токов, они могут быть применены к расчёту производимого ими электромагнитного излучения.

### **Основные положения, выносимые на защиту**

1. Учёт отлипания электронов от отрицательных ионов заметно понижает пороговое поле пробоя воздуха, причём влияние данного эффекта усиливается с увеличением высоты над уровнем моря.
2. Процесс инициации молнии представляет собой ряд последовательных переходов на всё большие пространственно-временные масштабы: сначала происходит переход от мелкомасштабных коронных разрядов, возникающих при столкновениях (сближениях) гидрометеоров, к метровым стримерным разрядам, после чего коллективное взаимодействие биполярных стримерных систем приводит к формированию лидерного канала длиной в десятки метров. При этом промежуточным звеном при переходе от электронных лавин к биполярным стримерным системам являются дециметровые области повышенной ионной проводимости, повсеместно возникающие в объёме грозового облака как конечный результат развития коронных разрядов, выступающих в роли центров ионизации.
3. Для инициации молнии в грозовом облаке необходимо выполнение двух основных условий: (1) пространственно-временная частота столкновений (сближений) гидрометеоров, приводящих к образованию коронных разрядов, должна превышать порог, равный  $0.1 \text{ м}^{-3}\text{с}^{-1}$ ; (2)

разность потенциалов между границами активной зоны облака, ориентированными перпендикулярно макроскопическому электрическому полю, должна быть не меньше, чем 3 МВ. Поскольку предлагаемый в работе механизм инициации молнии не требует выполнения каких-либо экстремальных для типичного грозового облака условий, он является более предпочтительным по сравнению с альтернативными гипотезами.

4. Детально воспроизведён полный цикл формирования ступени отрицательного лидера молнии с учётом возникновения на границе его стримерной короны пространственных стемов и трансформации части из них в пространственные лидеры.
5. Ступенчатый характер развития отрицательного лидера обусловлен асимметрией пороговых полей распространения положительных и отрицательных стримеров.
6. Формирование пространственных стемов происходит на периферии стримерной зоны отрицательного лидера, где крупномасштабное внешнее поле усиливается полем пространственного заряда, неоднородно распределяемого перед новообразованной головкой лидера во время вспышки короны отрицательных стримеров, происходящей в конце формирования каждой ступени.

### **Методы исследования и степень достоверности результатов**

Для выполнения аналитических задач диссертационной работы применяются методы решения уравнений, описывающих эволюцию концентраций электронов и положительных и отрицательных ионов, совместно с уравнениями электродинамики, а также элементы теории перколяций. Достоверность представленного в работе сценария инициации молнии обеспечивается тем, что его реализация не предполагает выполнения каких-либо экстремальных условий. Описанный в работе механизм не требует напряжённостей электрических полей и масштабов, на которых существуют данные поля, превышающих максимальные измеренные в облаке значения, и становится жизнеспособным при величине пространственно-временной частоты столкновений гидрометеоров большей, чем  $0.1 \text{ м}^{-3} \text{ с}^{-1}$ , что легко достигается в типичном грозовом облаке.

Для решения задачи численного моделирования разрядного древа, являющегося классическим примером фрактального объекта, были задействованы методы теории графов, а сама феноменологическая модель была построена на базе сети стохастических клеточных автоматов. Такая модель содержит ограниченное число параметров, варьирование которых позволяет описать широкий круг наблюдаемых явлений (см., например, [5, 37–39]). Достоверность представленной в работе численной модели развития отрицательного ступенчатого лидера молнии обеспечивается тем, что она была верифицирована путём сравнения морфологии и параметров модельных разрядов с имеющимися в соответствующей литературе [14, 40–43] сведениями и результатами натуральных наблюдений [13–17]. Предсказываемые моделью параметры отрицательных лидеров хорошо согласуются с имеющимися на сегодняшний день данными. Модель успешно воспроизводит

ряд таких сложных по своей физической природе явлений, как полный цикл формирования ступени отрицательного лидера и формирование чехла заряда лидерного канала, не говоря уже об электростатической стороне эволюции разрядных каналов.

## **Структура и объём диссертации**

Диссертация состоит из введения, двух основных глав, заключения и списка литературы из 165 наименований, включая 27 публикаций автора по теме диссертации, 4 из которых опубликованы в рецензируемых научных журналах. Общий объём диссертации составляет 136 страниц, включая 10 таблиц и 23 рисунка.

В Главе 1 предлагается принципиально новый механизм инициации молнии в облаке, развивающий идеи, заложенные в работе [19]. Приведён обзор основных существующих на данный момент альтернативных гипотез, обсуждена возможность их реализации. Уточнено значение однородного поля пробоя воздуха в условиях грозового облака и показано, что оно на 15–30% меньше традиционно принятого значения. Введены понятия центров ионизации и областей повышенной ионной проводимости. Описана развивающаяся на трёх пространственно-временных масштабах последовательность процессов, приводящих к формированию лидера молнии в безэлектродном грозовом облаке. В рамках численной модели воспроизведена заключительная стадия сценария, на которой происходит формирование зародыша молнии за счёт объединения токов множества одновременно развивающихся стримерных систем. Сформулированы критерии, при которых реализация предложенного механизма становится возможной, и показано, что они могут быть выполнены в условиях типичного грозового облака.

В разделе 1.1 приводится подробный обзор существующих на настоящий момент альтернативных гипотез с акцентом на трудностях, с которыми они сталкиваются.

В разделе 1.2 кратко описана последовательность анализируемых процессов, приводящих к формированию зародыша молнии.

В разделе 1.3 обсуждается традиционная концепция поля пробоя воздуха (параграф 1.3.1), формулируется система дрейфово-диффузионных уравнений, описывающих эволюцию концентраций электронов, положительных и трёх типов отрицательных ионов (параграф 1.3.2), уточняется понятие пробойного электрического поля грозового облака в однородном случае и показывается, что учёт отлипания электронов от отрицательных ионов приводит к заметному падению его величины по сравнению с традиционно принятым значением, причём данный эффект усиливается с увеличением высоты над уровнем моря (параграф 1.3.3). В параграфе 1.3.4 в результате рассмотрения упрощённой системы двух эволюционных уравнений для концентраций электронов и отрицательных ионов вводится понятие эффективной частоты ионизации с учётом потерь облачных ионов на гидрометеорах и показывается, что экспоненциальный рост концентраций заряженных частиц начинается в существенно подпороговых (в традиционном смысле) полях.

В разделе 1.4 показывается, что анализируемая система дрейфово-диффузионных уравнений может быть сведена к анализу концентрации только отрицательных ионов (параграф 1.4.1). В

параграфе 1.4.2 вводятся понятия центров производства ионов, ассоциированных с мелкомасштабными коронными разрядами, возникающими при столкновениях (сближениях) гидрометеоров, и ионных пятен, повсеместно появляющихся в объёме грозового облака как конечный результат развития данных ионизационных центров. Описан механизм роста ионной компоненты (появления заполняющих объём активной части грозового облака областей повышенной ионной проводимости) за счёт образования новых вспышек поверх обладающих преионизацией останков старых (параграф 1.4.3). На базе теории направленных перколяций обосновано утверждение о том, что данный эффект начинает работать при значении пространственно-временной частоты соударений (сближений) гидрометеоров, приводящих к возникновению коронных разрядов, большей, чем  $0.1 \text{ м}^{-3} \text{ с}^{-1}$  (параграф 1.4.4). Показано, что ионные кластеры, поляризуясь во внешнем электрическом поле, становятся плацдармом для возникновения сперва положительных, а затем и отрицательных стримеров (параграф 1.4.5).

В разделе 1.5 обсуждается механизм положительной обратной связи, посредством которого биполярные стримерные системы заполняют значительную часть объёма грозового облака и обосновывается утверждение о том, что если разность потенциалов между границами активной зоны облака, ориентированными перпендикулярно внешнему электрическому полю, превышает 3 МВ, то стримерная активность приводит к формированию лидера молнии.

Раздел 1.6 посвящён численному моделированию финальной стадии предложенного механизма, на которой происходит процесс зарождения лидера молнии в облаке за счёт объединения токов множества одновременно развивающихся взаимодействующих стримерных систем. В параграфе 1.6.1 обсуждаются современные представления о механизме формирования лидера молнии в грозовом облаке. Данный процесс воспроизводится на базе двух альтернативных численных моделей, формулировка которых приводится в параграфах 1.6.2 и 1.6.3.

В разделе 1.7 подводятся итоги Главы 1 и подчёркивается факт того, что предлагаемый в работе механизм охватывает все стадии процесса инициации молнии и является жизнеспособным в типичных для грозового облака условиях, так как, в отличие от всех других существующих на данный момент подходов, не требует выполнения каких-либо экстремальных условий.

Глава 2 посвящена моделированию распространения и ветвления ступенчатого отрицательного лидера молнии на основе разработанной автором численной модели. Обсуждён современный уровень понимания механизма распространения ступенчатого отрицательного лидера. Описаны прогрессивные особенности модели, выгодно отличающие её от предшествующих работ. Показано, что в рамках модели был впервые детально описан полный цикл формирования ступени отрицательного лидера молнии. На базе современных теоретических представлений и имеющихся данных высокоскоростной съёмки натуральных отрицательных лидеров молнии проведена верификация модели и показана высокая степень соответствия модельных данных эксперименту. На базе результатов моделирования получены ответы на вопросы о том, почему отрицательные лидеры в воздухе всегда распространяются ступенчатым образом и в результате чего на границе стримерной зоны отрицательного лидера возникают пространственные стемы. В конце главы приведён подробный анализ влияния входных параметров модели на результаты моделирования, доказывающий её



робастность.

В разделе 2.1 приводится краткий обзор существующих моделей молниевых разрядов и обсуждается современный уровень понимания физических основ ступенчатого механизма распространения отрицательного лидера молнии с акцентом на нерешённых на данный момент вопросах.

В разделе 2.2 приводится подробное описание модели. Поясняется постановка задачи (параграф 2.2.1), методика расчёта электрического потенциала и напряжённости электрического поля (параграф 2.2.2), описываются современные представления об асимметрии развития положительных и отрицательных искровых разрядов (параграф 2.2.3) и то, каким образом алгоритм учитывает асимметрию пороговых полей развития положительных и отрицательных стримеров (параграф 2.2.4) и временную эволюцию параметров разрядных каналов (параграф 2.2.5). Обсуждаются положения модели, позволяющие воспроизвести полный цикл формирования ступени отрицательного лидера молнии (параграф 2.2.6).

В разделе 2.3 детально описываются результаты моделирования, включающие морфологию (параграф 2.3.1) и характеристики (параграф 2.3.2) модельных лидеров. Приводятся и обсуждаются осциллограммы процессов, сопровождающих формирование ступени модельного лидера в различных участках его канала (параграф 2.3.3). Анализируются свойства стримерной короны лидера и формирующихся на её периферии пространственных стемов/лидеров (параграф 2.3.4). Приводится подробное сравнение результатов моделирования с данными натурных измерений и имеющимися в литературе сведениями и делается вывод о высокой степени их сходства.

В разделе 2.4 описываются результаты дополнительных тестовых расчётов, которые позволяют говорить о робастности модели к изменениям её входных параметров.

В разделе 2.5 делается вывод о том, что ступенчатый характер распространения отрицательного лидера связан с асимметрией пороговых полей развития положительных и отрицательных стримеров. Обосновывается идея о том, что возникновение пространственных стемов на периферии стримерной зоны лидера происходит под влиянием поля пространственного заряда, распределяемого в пространстве перед новообразованной головкой лидера в ходе вспышки короны отрицательных стримеров, завершающей формирование каждой новой ступени.

В разделе 2.6 подводятся итоги Главы 2 с акцентом на полученных в ней результатах и обосновании высокой предсказательной силы представленной модели.

### **Публикации и апробация результатов**

Данная работа выполнена в Институте прикладной физики РАН. Результаты работы опубликованы в 4 статьях в ведущих рецензируемых российских и зарубежных журналах [44–47], 11 трудах Российских и международных конференций [48–58], 12 тезисах и абстрактах [59–70]; обсуждались на семинарах Института прикладной физики РАН; докладывались автором диссертации и его соавторами на следующих российских и международных конференциях:

- XVII Научная школа «Нелинейные волны – 2016» (Нижний Новгород, 2016);

- XX Всероссийская школа-конференция молодых ученых «Состав атмосферы. Атмосферное электричество. Климатические процессы» (Нижний Новгород, 2016);
- VI Международная конференция «Frontiers of Nonlinear Physics» (Нижний Новгород — Санкт-Петербург, 2016);
- Генеральная Ассамблея Европейского Геофизического Союза EGU-2017 (Вена, Австрия, 2017);
- Международная конференция «Topical Problems of Nonlinear Wave Physics» (Москва — Санкт-Петербург, 2017);
- Первая международная конференция по физике и метеорологии молнии ISLP&M (Пекин, Китай, 2017);
- Международная конференция «Thunderstorms and Elementary Particle Acceleration» (пос. Бюракан, Армения, 2017);
- XVIII Научная школа «Нелинейные волны – 2018» (Нижний Новгород, 2018);
- VI Российская конференция по молниезащите (Санкт-Петербург, 2018);
- XVI Международная конференция по атмосферному электричеству ICAE 2018 (Нара, Япония, 2018);
- XXIII Нижегородская сессия молодых ученых (технические, естественные, математические науки) (Нижний Новгород, 2018);
- Международная конференция «Thunderstorms and Elementary Particle Acceleration» (пос. Бюракан, Армения, 2018);
- Генеральная Ассамблея Европейского Геофизического Союза EGU-2019 (Вена, Австрия, 2019);
- Международная конференция «Thunderstorms and Elementary Particle Acceleration» (пос. Бюракан, Армения, 2019);
- 15-я Ежегодная конференция «Физика плазмы в Солнечной системе» (Москва, 2020);
- XIX Научная школа «Нелинейные волны – 2020» (Нижний Новгород, 2020);
- Генеральная Ассамблея Европейского Геофизического Союза EGU-2020 (Вена, Австрия, 2020);
- XXIII Всероссийская школа-конференция молодых ученых «Состав атмосферы. Атмосферное электричество. Климатические процессы» (Борок, 2020).

Кроме того, выступления автора на XXI-м Конкурсе работ молодых учёных ИПФ РАН и на XXIII-й Нижегородской сессии молодых учёных (технические, естественные, математические науки) были отмечены поощрительной премией и дипломом отделения Академии информатизации образования по Нижегородской области соответственно.

### **Личный вклад автора**

Все результаты, изложенные в диссертации и вошедшие в работы [44–70], получены лично автором или при его непосредственном участии. Автор принимал активное участие в выборе направления исследований, постановке задач и поиске путей их решения. Автор решал задачу поиска зависимости однородного критического поля пробоя воздуха от высоты и реализовывал алгоритм формирования лидера молнии в результате коллективного взаимодействия множества одновременно развивающихся стримерных систем, а также участвовал в формулировке ряда положений первой главы работы. Разработка представленной во второй главе численной модели и анализ полученных с помощью неё результатов были выполнены автором лично в творческом взаимодействии со старшими членами научного коллектива. При подготовке представленных результатов к публикации совместно с соавторами в работах [46, 48, 52, 54, 55, 58–64, 66–68, 70] вклад автора диссертации был определяющим, в работах [44, 45, 47, 49–51, 53, 56, 57, 65, 69] автор играл существенную роль в формулировке и интерпретации результатов.

### **Благодарности**

Автор выражает благодарность своему научному руководителю — доктору физико-математических и биологических наук, ведущему научному сотруднику ИПФ РАН Дмитрию Игоревичу Иудину за помощь в определении направлений научных исследований, постановке задач, интерпретации полученных результатов и подготовке публикаций. Автор также выражает благодарность своим соавторам, кандидату технических наук, профессору университета Флориды Владимиру Александровичу Ракову и младшему научному сотруднику ИПФ РАН Алексею Андреевичу Булатову за совместную работу над задачами, вошедшими в данную диссертацию.

## Глава 1. Инициация молнии в облаке

В данной главе предлагается принципиально новый механизм инициации молнии в облаке, развивающий идеи, заложенные в работе [19]. Приведён обзор основных существующих на данный момент альтернативных гипотез, обсуждена возможность их реализации. Уточнено значение однородного поля пробоя воздуха в условиях грозового облака и показано, что оно на 15–30% меньше традиционного значения. Введены понятия центров ионизации и областей повышенной ионной проводимости. Описана развивающаяся на трёх пространственно-временных масштабах последовательность процессов, приводящих к формированию лидера молнии в безэлектродном грозовом облаке. В рамках численной модели воспроизведена заключительная стадия сценария, на которой происходит формирование зародыша молнии за счёт объединения токов множества одновременно развивающихся стримерных систем. Сформулированы критерии, при которых реализация предложенного механизма становится возможной, и показано, что они могут быть достигнуты в условиях типичного грозового облака. Материалы, полученные в данной главе, опубликованы в работах [45, 47, 49, 51, 53, 56, 57, 65, 69].

### 1.1. Обзор проблемы

До сих пор не существует единой точки зрения на то, каким образом достаточно длинный для поддержания собственного развития хорошо проводящий лидерный канал формируется в грозовом облаке, максимальная напряжённость электрического поля в котором на порядок ниже поля пробоя воздуха [11, 12, таблица 3.1]. Нет ничего удивительного в том, что сегодня вопрос об инициации молниевых разрядов является одной из самых интригующих загадок атмосферного электричества и возглавляет список десяти наиболее важных нерешённых проблем, связанных с исследованием молниевых разрядов [11]. Предпринятые многочисленными научными коллективами попытки решения данной проблемы вылились в ряд конкурирующих гипотез, каждая из которых сталкивается с определёнными трудностями.

Исторически первый механизм восходит к работам [20, 22, 71], в которых изучалась возможность инициации стримеров с гидрометеоров. Предполагалось, что положительный стример зарождается в области усиленного поля, возникающего при поляризации одиночного гидрометеора во внешнем поле или при сближении пары противоположно заряженных гидрометеоров. При этом считалось, что развивающаяся с гидрометеора система положительных стримеров или несколько перекрывающихся стримерных систем, развивающихся с соседних гидрометеоров, выносят положительный заряд в направлении роста и аккумулируют отрицательный заряд в точке старта, что в конце концов приводит к появлению пучка отрицательных стримеров, растущих в противоположном направлении [22]. Прогреваясь токами поляризации, биполярная стримерная система формирует внутри себя горячий лидерный канал, способный к самостоятельному поддержанию своего дальнейшего распространения. Недостаток данного механизма состоит в том, что для обеспечения устойчивого развития стримерной системы необходимо электрическое поле, в

два-три раза превосходящее максимальные наблюдаемые в грозовом облаке значения [22].

Вторая гипотеза основана на предложенном Гуревичем [23] механизме пробоя на высокоэнергичных убегающих электронах, для которых эффективная сила трения убывает в интервале от 0.1 кэВ до 1 МэВ [72]. В данном энергетическом диапазоне электрон может набирать энергию вплоть до 1 МэВ, при которой сила трения становится достаточной для компенсации ускоряющего действия электрического поля. При удачном месте возникновения первых затравочных убегающих электронов, появляющихся под действием ионизации нейтралов частицами космических лучей, они могут породить электронную лавину, что, в свою очередь, способно привести к электрическому пробоя облачной среды. Предполагается, что пробой на убегающих электронах способен создать плазменное пятно, поляризация на границах которого приводит к существенному усилению поля. Если плазма, поляризуясь, локально приобретает форму стримерной головки, запускается описанный выше стримерный механизм формирования лидера молнии [24]. Несмотря на то, что пробой на убегающих электронах требует полей, примерно равных максимальным измеренным в грозовом облаке значениям, необходимая для реализации данного процесса протяжённость области сильного поля составляет порядка километра [73], что далеко не всегда подтверждается данными наблюдений.

В своей работе [25] Двайер оспаривает возможность сценария Гуревича, указывая на то, что затравочные электроны, произведённые частицами космического ветра, должны иметь большой поперечный разброс, вследствие чего производимая ими плазма будет сильно разреженной. Вместе с тем, в той же работе Двайер предлагает позитронную модернизацию механизма пробоя на убегающих электронах, в рамках которой развитие разряда поддерживается петлей положительной обратной связи между позитронными и гамма лучами и может привести к возникновению локальной зоны сильного электрического поля вблизи границы распространения разрядной активности, даже несмотря на отсутствие достаточно сильного крупномасштабного электрического поля, необходимого для механизма, предложенного Гуревичем. Проведённые Двайером вычисления показывают, что за счёт данного механизма электрическое поле даже в относительно компактной области может достичь значений, превышающих 1 МВ/м при давлении на уровне моря и, таким образом, поддержать процесс «традиционного» пробоя, приводящего к инициации молнии. Данный подход, однако, предполагает наличие в грозовом облаке нереалистично большой разности потенциалов, составляющей несколько сотен миллионов вольт (450 МВ при поле 350 кВ/м и 200 МВ при поле 600 кВ/м) [25].

Ещё один гибридный механизм, соединяющий идею пробоя на убегающих электронах с инициацией положительных стримерных систем с поверхности гидрометеоров, был предложен Петерсеном [28]. В рамках данной модели пробой на убегающих электронах обеспечивает наличие предварительной ионизации, необходимой для инициации положительных стримеров с поляризованных локальным полем гидрометеоров. Возникающий пучок положительных стримеров по мере развития накапливает отрицательный заряд в точке своего основания, локально усиливая поле и создавая условия для возникновения противоположно направленных отрицательных стримеров. Менее многочисленные, но более мощные отрицательные стримеры теперь уже биполяр-

ной стримерной системы, прогреваясь, формируют канал пространственного лидера и, участвуя в процессе разделения заряда, усиливают поле на периферии разрядной структуры, провоцируя появление ещё одной (вторичной) системы положительных стримеров, развитие которой происходит подобным же образом. Далее вторичная стримерная система поляризуется по аналогии с исходной. В ходе совместного развития положительные стримеры вторичной системы сливаются с отрицательными стримерами первичной, создавая единый канал, прогреваемый токами выравнивания потенциалов. В результате многократного повторения данного процесса перекрывающаяся и сливающаяся цепочка биполярных стримерных систем формирует канал лидера молнии. Фактически работа [28] обозначила тенденцию возврата к исходным идеям Леба, Фелпса и Гриффитса [20, 22, 71], в которых ключевую роль играет возникновение стримерного разряда с поверхности гидрометеора, и породила новую группу исследований (см., например, [29, 30, 74–80]). Однако и данные работы имеют ряд проблем, связанных с необходимостью либо чрезвычайно интенсивной предварительной ионизации, которая обеспечивается затравочной концентрацией электронов на уровне  $10^{20} \text{ м}^{-3}$  [29], либо меньшей исходной концентрации электронов в присутствии нереалистично больших гидрометеоров с высоким аспектным отношением [30], либо иных труднодостижимых условий (см. работу [77] и ссылки там). Например, согласно работе [30], даже при наличии космических частиц с энергиями не менее  $5 \cdot 10^{15} \text{ эВ}$ , обеспечивающих фоновую концентрацию свободных электронов на уровне  $10^8 \text{ м}^{-3}$ , для инициации одиночного стримера на высоте 5.5 км во внешнем поле, составляющем 15% от пробойного, требуются веретенообразные частички льда с размерами 6 см и более. Кроме того, даже при выполнении этих благоприятных условий данные механизмы обеспечивают возникновение положительного стримера в полях, составляющих от 10% до 50% от поля пробоя воздуха, наличие которых далеко не всегда подтверждается прямыми измерениями (см. таблицу 3.1 работы [11]). Стоит отметить и тот немаловажный факт, что появление положительного стримера само по себе не обеспечивает формирования горячего лидерного канала.

Существуют и более экзотические версии механизма инициации молнии, происхождение которых имеет чисто экспериментальный характер и не опирается на сколь-нибудь развитую теорию. Так, авторы работы [81] предполагают, что молниевый разряд может инициироваться так называемым быстрым положительным пробоем (fast positive breakdown). Данный вид разрядной активности является чисто диэлектрическим (в том смысле, что хорошо проводящий лидерный канал не формируется) и связывается с возникновением систем положительных стримеров, с чрезвычайно высокой скоростью порядка  $(3-7) \cdot 10^7 \text{ м/с}$  распространяющихся внутри ограниченных областей с размерами не более 500 м, электрическое поле внутри которых локально усилено. В результате интенсификации системы положительных стримеров из области их старта начинают развиваться отрицательные. В конце концов развитие биполярных стримерных систем приводит к возникновению молниевоего разряда. Хотя наблюдения показывают, что быстрый положительный пробой предшествует появлению многих молний, присущее ему характерное излучение было зафиксировано далеко не во всех случаях [82], что говорит не в пользу данной гипотезы. В недавней работе [83] было обнаружено, что инициация молнии может также быть связана с развитием

быстрого отрицательного пробоя (fast negative breakdown), обладающего приблизительно теми же характеристиками, что и быстрый положительный пробой. Поскольку характерные поля развития отрицательных стримеров примерно вдвое больше, чем у положительных, природа данного явления на данный момент непонятна и требует дальнейших исследований.

Авторы ещё одной недавней работы [84] объясняют процесс инициации молнии с точки зрения исключительно анализа имеющихся на настоящий момент данных лабораторных и натурных наблюдений. Они приходят к выводу о том, что триггером, запускающим процесс появления положительных стримеров с локализованных в пространстве областей повышенного ( $> 0.3 \text{ МВ} \cdot \text{м}^{-1} \text{ атм}^{-1}$ ) электрического поля с объёмом порядка  $10^{-3} \text{ м}^3$ , являются так называемые широкие атмосферные ливни. После того, как высокоэнергичные космические частицы «поджигают» области высокого электрического поля, с них начинают развиваться положительные и отрицательные стримеры, образующие единую объёмную сеть. Дальнейший процесс аналогичен развитию описанных в работе [85] так называемых необычных плазменных образований (unusual plasma formations), которое оканчивается формированием биполярного лидерного канала. Отметим, что авторы никак не поясняют процесс формирования областей повышенного электрического поля и что предложенный ими механизм нуждается в присутствии внешнего фактора в виде широких атмосферных ливней.

Недавно для целого ряда грозовых систем в разных регионах планеты появились сообщения о наблюдении непрерывной последовательности кратковременных разрядов, случайным образом заполняющих зону сильного поля между областями основного отрицательного и верхнего положительного заряда [81, 83, 86, 87]. Отдельные разряды в последовательности имеют длительность намного меньше миллисекунды и пространственную протяжённость, не превышающую нескольких сотен метров. В течение периода грозовой активности эти разряды происходят каждые несколько миллисекунд. После развития внутриоблачного разряда частоты появления этих импульсов резко снижаются до нескольких разрядов в секунду, а затем вновь возрастают до нескольких сотен в секунду вплоть до возникновения следующей внутриоблачной молнии. Эти разряды-предвестники дискретны как во времени, так и в пространстве, разделены во времени интервалами от сотен миллисекунд до нескольких секунд и локализуются в пространстве, как правило, очень близко к месту зарождения последующего внутриоблачного разряда. Возможное объяснение феномена возникновения многочисленных стримерных систем в объёме грозового облака будет предложено в параграфе 1.4.5 данной главы.

Важно отметить, что два основных рассмотренных выше подхода и почти все их многочисленные модификации фактически ограничены рассмотрением исключительно инициации одного положительного стримера и не объясняют, как он избегает затухания и трансформируется в лидерный канал. Известно, что положительные стримеры могут распространяться в более слабых электрических полях по сравнению с отрицательными ( $5 \cdot 10^5 \text{ В/м}$  против  $10^6 \text{ В/м}$  на уровне моря для положительных и отрицательных стримеров соответственно). Поэтому в естественных условиях положительные стримеры всегда возникают раньше отрицательных [2]. Для околосветовых полей скорость распространения стримера составляет порядка  $10^5 \text{ м/с}$  [2]. Поскольку свободные

электроны быстро прилипают к кислороду воздуха, проводимость стримера остаётся значительной только на расстоянии нескольких сантиметров за его головкой. В результате такие стримеры не будут переносить большие количества заряда на значительные расстояния. Поскольку одиночный стример распространяется без заметного нагрева воздуха [2], сам факт наличия малого числа стримеров вовсе не гарантирует появления лидерного канала.

Лабораторные лидеры наблюдаются, когда система стримеров, испускаемых из небольшой области металлического электрода, имеет достаточно высокую совокупную плотность тока, необходимую для нагрева воздуха вблизи него. Для грозовых туч, не имеющих металлических электродов, неясно, каким образом на самом деле происходит так называемый стримерно-лидерный переход. Авторы обзора [11] констатируют: «In order to create and maintain a hot channel, the energy from the electrostatic field must be concentrated into a much smaller volume, where the heating occurs. This may happen via the creation of an extended streamer network, with many streamers feeding their current into a narrow channel (Чтобы создать и поддерживать горячий канал, энергия электростатического поля должна быть сконцентрирована в существенно меньшем объёме, где и происходит нагрев. Это может произойти за счёт создания расширенной сети стримеров, где узкий канал питается токами многочисленных стримеров). . . » Анализу именно этого недостающего звена на пути от одиночного стримера к биполярному лидеру молнии посвящена данная глава диссертационной работы.

Недавно в работах [19,45] был предложен принципиально новый механизм инициации молнии, основанный на индуцированном шумом кинетическом переходе, происходящем в стохастическом поле заряженных гидрометеоров. Результатом неравновесного фазового перехода являются пятна ионной плазмы с линейными размерами, достигающими нескольких дециметров, и временем жизни порядка нескольких десятков миллисекунд (см. также [88]). При этом в работах [19,45] подчёркивается, что резкий рост ионной проводимости происходит в экспоненциально редких компактных областях пространства на фоне исчезающе малых изменений средней проводимости среды. В ходе поляризации, обусловленной крупномасштабным электрическим полем грозы, поле на концах плазменных пятен усиливается до величины, достаточной для инициации положительных стримеров. По мере роста концентрации пятен ионной плазмы коллективная динамика положительных стримерных систем обеспечивает появление лидерного канала в соответствии с качественной картиной описанных выше сценариев Леба и Петерсена, основанных на традиционной доктрине электрического пробоя в атмосфере. Развитие обозначенных в работе [19] идей составляет содержание данной главы.

## 1.2. Формулировка задачи

Авторы работы [89] формулируют понятие «зародыша» молнии как вытянутого плазменного образования, проводимость и длина которого составляют порядка  $10^{-4}$  См/м и 10 м соответственно. Обладающая такими свойствами ионизованная область способна поляризоваться на временных масштабах порядка миллисекунды, локально усиливая электрическое поле на своих



границах до уровня, достаточного для формирования самоподдерживающегося лидерного канала [90]. В данном разделе кратко описывается анализируемая в первой главе работы цепочка процессов, приводящих к формированию молодого лидера молнии, обладающего даже большими значениями длины и проводимости, чем у обсуждаемого в работе [89] «зародыша».

Электрическое поле грозового облака испытывает сильные флуктуации, связанные с присутствием гидрометеоров, к которым относятся движущиеся вместе с потоком воздуха частицы воды в твердом и жидком агрегатных состояниях (капли, льдинки, снежинки, крупа, град и т. д.). Наличие гидрометеоров является принципиальным отличием между облачной средой и окружающим облако «чистым» воздухом. Вследствие соударений и других типов взаимодействий во внутриоблачном электрическом поле гидрометеоры приобретают электрический заряд. Из-за того, что разноименно заряженные облачные частицы имеют различные характерные размеры, совокупное действие восходящего потока и гравитации приводит к крупномасштабному разделению положительно и отрицательно заряженных гидрометеоров (см., например, [40, гл. 3]). Посредством данного процесса механическая энергия конвективного потока воздуха преобразуется в электрическую.

Электрическая энергия облака аккумулирована в (1) крупномасштабном поле основных слоев заряда, формируемых за счёт крупномасштабного разделения разноименно заряженных гидрометеоров, (2) мезомасштабном поле, источником которого являются подхваченные воздушным потоком заряженные гидрометеоры и (3) мелкомасштабном поле, создаваемом собственными или наведёнными за счёт поляризации зарядами на поверхностях твердых и жидких частичек воды. Трём масштабам, на которых запасается электрическая энергия, можно сопоставить три канала её диссипации: электронные лавины на мелком (0.1–1 см) масштабе, стримерные разряды на промежуточном (0.1–1 м) и лидер молнии на крупном (10–10<sup>4</sup> м). Характерные параметры процессов, приводящих к появлению зародыша молнии представлены в Таблице 1.1.

Таблица 1.1 – Характерные параметры процессов, приводящих к появлению зародыша молнии

Процесс	Пространственный масштаб, м	Временной масштаб, с	$E^a$ , МВ/м	$\sigma^a$ , См/м
Коронный разряд (соударение гидрометеоров)	малый: $\sim 10^{-3}$ – $10^{-2}$	$10^{-4}$ – $10^{-3}$	$\sim 2.5$	$10^{-16}$ – $10^{-14}$
Развитие областей повышенной ионной проводимости	промежуточный: $\sim 0.1$ – $1$	$1$ – $10$	$\sim 0.5$	$10^{-10}$ – $10^{-9}$
Формирование зародыша молнии	крупный: $\sim 10$ – $100$	$10$ – $100$	$\sim 0.1$	$\sim 10^{-4}$

<sup>a</sup>  $E$  и  $\sigma$  – характерные значения электрического поля и проводимости на данном масштабе соответственно.

Мощные кратковременные всплески электрического поля в грозовом облаке всегда суще-

ствуют на малых масштабах, но сходят на нет при усреднении на больших масштабах. Данные всплески поля не могут быть детектированы с помощью современной измерительной аппаратуры, но факт их существования доказывается лабораторными наблюдениями коронных разрядов, возникающих при соударениях или сближениях капелек воды и частичек льда (см., например, [91]). Другим фактом, косвенно подтверждающим наличие в облаке компактных областей сильного электрического поля, является регистрация электромагнитного излучения, испускаемого грозовым облаком за 10–15 минут до появления первого молниевых разряда [92]. Электрическое поле на поверхности гидрометеоров усиливается за счёт поляризации, возникающей при их соударениях или сближениях [91]. При этом высокая степень поляризации объясняется относительно большой диэлектрической проницаемостью гидрометеоров по сравнению с окружающим воздухом [93]. Вероятнее всего, превышение пробойного поля воздуха, приводящее к формированию электронных лавин, происходит именно на наименьшем пространственном масштабе. Электрическое поле на промежуточных масштабах также должно испытывать существенное усиление как за счёт перемешивания в воздушном потоке заряженных гидрометеоров, так и за счёт стохастического дрейфа ионов, способного создать флуктуации электрического поля, амплитуда которых в несколько раз превышает максимальное значение детектируемого крупномасштабного поля облака [19]. В данной главе обосновывается схема, согласно которой процесс утилизации квазиэлектростатической энергии в грозовом облаке начинается с формирования электронных лавин и постепенно переходит на всё большие пространственные масштабы, что в конце концов приводит к формированию зародыша молнии.

Одним из основных результатов данной главы является формулировка и обоснование физического механизма, посредством которого мелкомасштабные электронные лавины, возникающие при соударениях (сближениях) гидрометеоров в конце концов приводят к инициации стримеров. Порождаемые взаимодействиями гидрометеоров мелкомасштабные флуктуации электрического поля, амплитуда которых превышает поле пробоя воздуха, релаксируют за счёт генерации электронных лавин, действие которых сводится к нейтрализации заряда, являющегося источником данного локального всплеска поля. Поскольку кратковременного импульса электрического поля, способного породить мелкомасштабную лавину электронов с поверхности гидрометеора, зачастую недостаточно для инициации и поддержания стримерного разряда, наиболее вероятна ситуация, когда вспышка поля релаксирует ещё до появления стримеров. Разумно полагать, что в данных условиях возможность развития прямого лавинно-стримерного перехода является крайне маловероятной. Вместе с тем, предлагаемый в данной главе механизм объясняет инициацию стримеров в условиях, когда поле пробоя воздуха превышено не во всем рассматриваемом объёме, а лишь в его пренебрежимо малой части, заполненной перманентно возникающими сильно локализованными центрами производства ионов, неоднородно распределёнными по объёму грозового облака. Данные центры имеют характерные размеры и времена жизни на уровне моря порядка миллиметра и нескольких десятков миллисекунд соответственно и возникают в результате мелкомасштабных вспышек электрического поля, сопровождающих столкновения (сближения) гидрометеоров в турбулентном потоке воздуха. В данной главе на основе анализа природы неоднородностей элек-

трического поля на промежуточных пространственных масштабах будет показано, каким образом диэлектрическая облачная среда становится заполненной ионными пятнами с масштабами порядка нескольких дециметров и временами жизни порядка секунды, появление которых приводит к инициации стримеров.

Если первое качественное изменение динамики системы связано с преобразованием мелкомасштабных таунсендовских лавин в мезомасштабный стримерный разряд, то второе заключается в трансформации сливающихся друг с другом стримерных систем в горячий лидерный канал зародыша молнии. В данной главе будет показано, что коллективная динамика практически непрерывной стримерной сети крайне чувствительна как к амплитуде крупномасштабного электрического поля, так и к пространственной протяжённости занятой сильным электрическим полем области. Поскольку биполярные стримерные системы развиваются преимущественно вдоль крупномасштабного электрического поля, положительные стримеры одной системы могут сливаться с отрицательными стримерами другой. Данный механизм позволяет увеличивать общую протяжённость стримерной сети даже при амплитуде крупномасштабного поля меньшей, чем порог распространения положительных стримеров. Будет установлена пороговая разность потенциалов между границами активной зоны грозового облака, при превышении которой развитие стримерной сети приводит к появлению лидера молнии. При меньшей разности потенциалов (меньшей амплитуде электрического поля или недостаточной протяжённости области, внутри которой оно существует) крупномасштабный стримерный пробой не развивается и лидер молнии не формируется. Будет показано, что сам факт существования проводящей стримерной сети в диэлектрической среде грозового облака понижает эффективное поле её пробоя за счёт поляризации стримерных систем в электрическом поле. Будет обоснован факт того, что предлагаемый в данной главе механизм является работоспособным при существующих в типичном грозовом облаке полях.

Прежде чем переходить к описанию процессов формирования в облаке стримерных систем, обсудим концепцию электрического поля пробоя в однородном случае.

### **1.3. Уточнение концепции однородного электрического поля пробоя воздуха в условиях грозового облака**

#### **1.3.1. Традиционная концепция поля пробоя воздуха**

Традиционно принято определять пробойное поле воздуха  $E_b$  как поле, при котором наступает баланс между процессами ионизации (производства электронов) и прилипания (убыли электронов). При этом считается, что концентрация электронов  $n_e$  меняется во времени в соответствии с уравнением:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = (\nu_i - \nu_a)n_e, \quad (1.1)$$

где  $\nu_i$  — частота ионизации, определяемая как число актов ударной ионизации, производимых электроном за 1 секунду,  $\nu_a$  — частота прилипания электронов к нейтралам. Очевидно, что в рамках уравнения (1.1), в котором частоты ионизации и прилипания являются резкими функциями

электрического поля [94], размножение электронов невозможно при  $\nu_a > \nu_i$ , а порог экспоненциального роста их концентрации во времени определяется соотношением:

$$\nu_i(E_b) - \nu_a(E_b) = 0. \quad (1.2)$$

В нижней атмосфере основным процессом, отвечающим за потерю электронов, является их прилипание к молекулам кислорода. При нормальных условиях частота прилипания  $\nu_a$  составляет порядка  $10^8 \text{ с}^{-1}$  [94], что позволяет оценить время жизни электрона как 10 нс. Прилипая к нейтралам, электроны формируют отрицательные ионы, относительно малая подвижность которых существенно затрудняет дальнейшую ионизацию. Найденное с помощью уравнения (1.2) поле пробоя воздуха  $E_b$  на уровне моря лежит в пределах от 2.6 до 3.2 МВ/м [94] и экспоненциально спадает с высотой вместе с концентрацией молекул воздуха.

Балансное уравнение (1.2) хорошо работает для случая, когда пробой развивается на временах, не превышающих время прилипания электронов к атомам кислорода. В облаке наиболее быстрые изменения структуры электрического поля обусловлены относительным движением гидрометеоров и происходят на миллисекундных временных масштабах. Поэтому корректный анализ динамики концентрации электронов на несопоставимо больших, чем  $\nu_a^{-1} \approx 10 \text{ нс}$ , временах развития процесса инициации молнии требует дополнительного учёта более медленного отлипания электронов от отрицательных ионов.

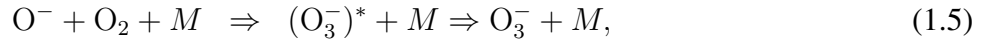
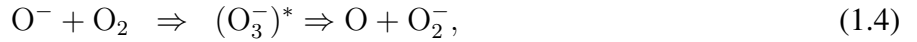
### 1.3.2. Основные уравнения и реакции

Для того, чтобы начать пробой, необходимо наличие некоторого количества затравочных свободных электронов. В нижних слоях атмосферы электроны практически мгновенно (за время порядка 10 нс) прилипают к нейтралам, формируя отрицательные ионы. В связи с этим, факт существования фоновой предиионизации тропосферы, источниками которой являются испускаемые Солнцем высокоэнергичные частицы и, по крайней мере на нескольких первых километрах над землей, испускаемая почвой естественная радиация, практически полностью связан с наличием в воздухе ионов. Среди основных реакций прилипания электронов в холодном воздухе можно выделить следующие:



При относительно слабых электрических полях (ниже 55 Тд в воздухе атмосферного давления [95]) процессы трёхчастичного прилипания (1.3b) и (1.3c) доминируют над двухчастичным прилипанием (1.3a). Ключевую роль в последующих изменениях компоненты отрицательных ионов

играют реакции быстрой перезарядки на молекулах азота и кислорода:



где роль частицы  $M$  обычно играют наиболее распространённые в воздухе молекулы  $\text{N}_2$  и  $\text{O}_2$ .

Если разгоняемый полем электрон набирает достаточную энергию, он может породить положительный ион и дополнительный электрон за счёт ударной ионизации молекул воздуха (преимущественно  $\text{N}_2$  и  $\text{O}_2$ ):



Другим источником электронов является их отлипание от отрицательных ионов. Чтобы оторвать электрон от отрицательного иона, необходимо сообщить ему энергию, которая по крайней мере превышала бы энергию его связи с нейтральным атомом или молекулой. Необходимая для ударного отлипания энергия может быть приобретена в результате соударения ионов  $\text{O}^-$  и  $\text{O}_2^-$  с нейтралими. Среди процессов отлипания в  $\text{N}_2 - \text{O}_2$  газе можно выделить следующие [95]:

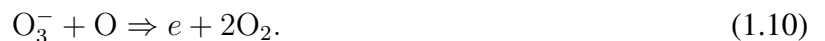


где  $\text{O}^-$  и  $\text{O}_2^-$  — основные типы отрицательных ионов, создаваемых в процессах (1.3a–c). Эффективность столкновительного отлипания электронов от отрицательных ионов зависит от трансляционной температуры последних, которая растёт за счёт дрейфа ионов в электрическом поле и может значительно отличаться от температуры окружающего газа. В случае дрейфа ионов в сильном электрическом поле их соударения с нейтралими имеют неупругий характер и сопровождаются обменом зарядами. В работе [95] показано, что в случае неупругих соударений константа реакции  $k$  с энергетическим порогом  $\Delta$  (энергия активации) может быть найдена как

$$k = k_0 \exp\left(-\frac{\Delta}{\Theta_i}\right), \quad (1.9)$$

где  $k_0$  — не зависящий от энергии множитель, а  $\Theta_i$  — эффективная температура ионов, дрейфующих вдоль электрического поля. В формуле (1.9) температура ионов  $\Theta_i$  выражена в энергетических единицах ( $\Theta_i = k_B T_i$ , где  $k_B = 1.38064852(79) \cdot 10^{-23}$  Дж/К — постоянная Больцмана,  $T_i$  — абсолютная температура ионов).

Электрон также может быть высвобожден в реакции распада иона озона в присутствии атомарного кислорода:



Дополнительным каналом распада иона озона является его диссоциативная конверсия:



которая также происходит в присутствии атомарного кислорода.

Основные реакции и соответствующие им константы скоростей и частоты как функции приведённого электрического поля  $\check{E} = E/N_a$ , где  $N_a$  — концентрация молекул воздуха, а также температур газа  $T$  и электронов  $T_e$  представлены в Таблице 1.2. В соответствии с [96], температура электронов  $T_e[\text{эВ}] = 0.447 \cdot \check{E}^{0.16}$  при  $\check{E} < 50$  Тд и  $T_e[\text{эВ}] = 0.0167 \cdot \check{E}$  при  $\check{E} \geq 50$  Тд.

Эффективное поле пробоя воздуха зависит от множества условий, включая абсолютную влажность, давление, температуру и объёмную плотность мощности диссипируемой в среде энергии. Перейдём к обсуждению данных факторов с акцентом на тех из них, которые представляют особую важность для предлагаемого в работе механизма инициации молнии. В частности, покажем, что эффективное поле пробоя воздуха заметно уменьшается с учётом отлипания электронов от отрицательных ионов.

Начнём с подробного описания процессов эволюции электронной и ионной компонент с учётом происходящих между ними плазмохимических превращений. В качестве источников электронной компоненты будем рассматривать процессы ионизации и отлипания, а в качестве её стоков — прилипание электронов к нейтралам и электрон-ионную рекомбинацию. Очевидно, что те же процессы (но, исключая рекомбинацию, с обратным знаком) отвечают за эволюцию концентраций положительных и отрицательных ионов. С целью повышения качества модели будем учитывать аналогичные реакциям (1.4) и (1.5) процессы обмена зарядом между тремя различными компонентами отрицательных ионов: двумя разновидностями легких нестабильных ионов  $\text{O}^-$  и  $\text{O}_2^-$ , которые вносят значительный вклад в процесс отлипания, и стабильными тяжелыми ионами  $\text{O}_3^-$ , вклад которых с точки зрения отлипания пренебрежимо мал при малых концентрациях атомарного кислорода [95, 97]. Принимая во внимание также процессы диффузии и дрейфа заряженных частиц, приходим к следующей системе дрейфово-диффузионных уравнений, описывающей эволюцию концентраций носителей заряда (за исключением гидрометеоров) в облаке:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = (\nu_i - \nu_{a1} - \nu_{a23})n_e + \nu_{du1}n_{nu1} + \nu_{du2}n_{nu2} + \nu_{ds}n_{n3} - \beta_{ep}n_en_p + \Omega - \nabla \cdot \mathbf{J}_e, \quad (1.12a)$$

$$\frac{\partial n_{n1}}{\partial t} = \nu_{a1}n_e - \nu_{du1}n_{n1} - \nu_{cu}n_{n1} - \nu_{cs}n_{n1} - \beta_{n1p}n_{n1}n_p - \nabla \cdot \mathbf{J}_{n1}, \quad (1.12b)$$

$$\frac{\partial n_{n2}}{\partial t} = \nu_{a23}n_e + \nu_{cu}n_{n1} - \nu_{du2}n_{n2} + \nu_r n_{n3} - \beta_{n2p}n_{n2}n_p - \nabla \cdot \mathbf{J}_{n2}, \quad (1.12c)$$

$$\frac{\partial n_{n3}}{\partial t} = \nu_{cs}n_{n1} - \nu_{ds}n_{n3} - \nu_r n_{n3} - \nu_h n_{n3} - \beta_{n3p}n_{n3}n_p - \nabla \cdot \mathbf{J}_{n3}, \quad (1.12d)$$

$$\frac{\partial n_p}{\partial t} = \nu_i n_e - \nu_h n_p - \beta_{ep}n_en_p - \beta_{n1p}n_{n1}n_p - \beta_{n2p}n_{n2}n_p - \beta_{n3p}n_{n3}n_p + \Omega - \nabla \cdot \mathbf{J}_p, \quad (1.12e)$$

где  $n_e, n_p, n_{n1}, n_{n2}, n_{n3}$  и  $\mathbf{J}_e, \mathbf{J}_p, \mathbf{J}_{n1}, \mathbf{J}_{n2}, \mathbf{J}_{n3}$  — концентрации и плотности потоков электронов, положительных и  $O^-, O_2^-, O_3^-$  отрицательных ионов соответственно;  $\nu_i$  — частота ионизации;  $\nu_{a1}$  и  $\nu_{a23} = \nu_{a2} + \nu_{a3}$  — двухчастичная и трёхчастичная частоты прилипания электронов к нейтралам (в соотношении (1.1)  $\nu_a = \nu_{a1} + \nu_{a23}$ );  $\nu_{du1}, \nu_{du2}, \nu_{ds}$  — частоты отлипания электронов от различных типов отрицательных ионов (см. Таблицу 1.2);  $\nu_h$  — частота потерь ионов на гидрометеорах;  $\beta_{ep}$  — коэффициент электрон-ионной рекомбинации;  $\beta_{n1p}, \beta_{n2p}, \beta_{n3p}$  — коэффициенты ион-ионной рекомбинации;  $\Omega$  — число пар электронов и положительных ионов, создаваемых в единице объёма в единицу времени в основном за счёт ионизации нейтралов космическими лучами (вклад естественной радиации почвы на высоте облака относительно мал).

Входящие в систему (1.12) частоты вычисляются по представленным в Таблице 1.2 формулам. Коэффициенты электрон-ионной  $\beta_{ep}$  и ион-ионной  $\beta_{n1p}, \beta_{n2p}, \beta_{n3p}$  рекомбинаций приблизительно одинаковы на уровне моря и составляют порядка  $10^{-13} \text{ м}^3 \text{ с}^{-1}$  ( $10^{-12} \text{ м}^3 \text{ с}^{-1}$  для гидратированных ионов). Влияние электрон-ионной рекомбинации на уменьшение концентрации электронной компоненты сравнивается с влиянием прилипания при условии  $\beta_{ep} n_p \simeq \nu_a \simeq 10^8 \text{ с}^{-1}$ , что соответствует концентрации положительных ионов на уровне  $n_p \simeq 10^{20} - 10^{21} \text{ м}^{-3}$ . Из этого следует, что при концентрациях положительных ионов  $n_p \lesssim 10^{19} \text{ м}^{-3}$  уменьшение электронной компоненты определяется в основном процессом прилипания электронов к нейтралам.

Таблица 1.2 – Основные плазмохимические реакции, используемые для анализа процесса инициации молнии в облаке

Реакция	Частота, $\text{с}^{-1}$	Константа скорости $k, \text{ м}^{-3} \text{ с}^{-1}$ или $\text{ м}^{-6} \text{ с}^{-1}$	Источник
(1.6a)	$\nu_{i1} = [\text{N}_2]k$	$10^{-14.09-402.9/\check{E}}, \check{E} = 80-300 \text{ Тд}$ $10^{-13.37-618.1/\check{E}}, \check{E} = 300-1000 \text{ Тд}$	[98]
(1.6b)	$\nu_{i2} = [\text{O}_2]k$	$10^{-14.31-285.7/\check{E}}, \check{E} = 60-260 \text{ Тд}$ $(1 + 4 \cdot 10^{-10} \check{E}^3) \cdot 10^{-13.54-485.7/\check{E}}, \check{E} = 260-1000 \text{ Тд}$	[98]
(1.3a)	$\nu_{a1} = [\text{O}_2]k$	$10^{-15.42-127/\check{E}}, \check{E} = 30-90 \text{ Тд}$ $10^{-16.21-57/\check{E}}, \check{E} = 90-300 \text{ Тд}$	[98]
(1.3b)	$\nu_{a2} = [\text{O}_2]^2 k$	$1.4 \cdot 10^{-41} (300/\text{T}_e) \exp(-600/\text{T}) \exp(700(\text{T}_e - \text{T})/(\text{T}_e \text{T}))$	[99]
(1.3c)	$\nu_{a3} = [\text{O}_2][\text{N}_2]k$	$1.07 \cdot 10^{-43} (300/\text{T}_e)^2 \exp(-70/\text{T}) \exp(1500(\text{T}_e - \text{T})/(\text{T}_e \text{T}))$	[99]
(1.7)	$\nu_{du1} = [\text{N}_2]k$	$1.16 \cdot 10^{-18} \exp(-(48.9/(11 + \check{E}))^2)$	[95]
(1.8)	$\nu_{du2} = [\text{M}]k$	$1.24 \cdot 10^{-17} \exp(-(179/(8.8 + \check{E}))^2)$	[95]
(1.10)	$\nu_{ds} = [\text{O}]k$	$3 \cdot 10^{-16}$	[99]
(1.4)	$\nu_{cu} = [\text{O}_2]k$	$6.96 \cdot 10^{-17} \exp(-(198/(5.6 + \check{E}))^2)$	[95]
(1.5)	$\nu_{cs} = [\text{O}_2][\text{M}]k$	$1.1 \cdot 10^{-42} \exp(-(\check{E}/65)^2)$	[95]
(1.11)	$\nu_r = [\text{O}]k$	$3.2 \cdot 10^{-16}$	[99]

Для того, чтобы оценить число пар электронов и положительных ионов  $\Omega$ , возникающих в единице объёма воздуха в единицу времени в условиях хорошей погоды, используем уравнение

(1.12e), подразумевая, что  $n_e = 0$ ,  $n_p = n_n = n_{n1} + n_{n2} + n_{n3}$  и  $\beta_{n1p} \simeq \beta_{n2p} \simeq \beta_{n3p}$ :

$$\frac{\partial n_p}{\partial t} = \Omega - \beta_{np} n_p^2, \quad (1.13)$$

где  $\beta_{np} = \beta_{n1p} + \beta_{n2p} + \beta_{n3p}$ . Из уравнения (1.13) следует, что стационарная концентрация ионов  $\bar{n}_p \approx \bar{n}_n$  (пренебрежём свободными электронами) в отсутствие гидрометеоров определяется соотношением  $\bar{n}_p = \sqrt{\Omega/\beta_{np}}$ . В условиях хорошей погоды знание стационарной концентрации ионов  $\bar{n}_p \approx 10^9 - 10^{10} \text{ м}^{-3}$  позволяет получить  $\Omega \approx 10^5 - 10^7 \text{ м}^{-3} \text{ с}^{-1}$ , что согласуется с приведенной в работе [94] оценкой  $\Omega \approx 10^7 \text{ м}^{-3} \text{ с}^{-1}$ . С другой стороны, рассматривая относительно небольшие концентрации ионов в условиях наличия облачных частиц, в уравнении (1.12e) можно пренебречь рекомбинацией по сравнению с потерями ионов на гидрометеорах, что даёт

$$\frac{\partial n_p}{\partial t} = \Omega - \nu_h n_p. \quad (1.14)$$

Данное соотношение позволяет оценить стационарную концентрацию ионов в облачных условиях, то есть при наличии гидрометеоров, как  $\check{n}_p = \Omega/\nu_h$ . Отметим, что, согласно данным [100], концентрация ионов внутри облака по крайней мере на два порядка ниже таковой вне облака на той же высоте, что существенно понижает проводимость облачной среды по сравнению с окружающим воздухом. Данный факт, вероятно, связан с оседанием ионов на капельках воды (в работе [100] не учитывалось наличие кристалликов льда). Если, следуя данным [100], с запасом принять, что концентрация ионов в облаке на три порядка меньше, чем в окружающем его воздухе,  $\check{n}_p = 10^{-3} \bar{n}_p$ , получаем следующую оценку для частоты потерь ионов на гидрометеорах:  $\nu_h \approx 10^{-1} - 1 \text{ с}^{-1}$ . Отметим, что уравнение (1.14) получено для обычного облака и может не вполне выполняться в характерных для грозового облака условиях. Столкновения гидрометеоров в грозовом облаке сопровождаются актами ионизации, что ведёт к сильным колебаниям проводимости облачной среды и созданию существенных неоднородностей в распределении положительных и отрицательных ионов. Иными словами, в грозовом облаке существуют области, в которых локально нарушается условие электронейтральности, то есть  $n_n(\mathbf{r}, t) \neq n_p(\mathbf{r}, t)$ .

Плотности потоков элементарных носителей заряда могут быть представлены как:

$$\mathbf{J}_s(\mathbf{r}, t) = n_s \mathbf{V}_s(\mathbf{r}, t) - D_n \nabla n_s, \quad (1.15)$$

где нижний индекс «s» может принимать значения «e», «p» и «n1», «n2», «n3» для электронов, положительных и трёх типов отрицательных ионов соответственно;  $n_s$ ,  $\mathbf{V}_s$  и  $D_s$  обозначают концентрацию, скорость дрейфа и коэффициент диффузии носителя заряда вида «s». В атмосфере при нормальных условиях  $D_e \simeq 0.1 \text{ м}^2 \text{ с}^{-1}$ ,  $D_{n1} \simeq D_{n2} \simeq D_{n3} \simeq D_p \simeq 2 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2 \text{ с}^{-1}$  [101].

В слабоионизованном газе столкновения электронов и ионов с нейтралами имеют преимущественно упругий характер. На пространственных масштабах, превышающих длину свободного пробега, и на временных масштабах, превышающих обратную частоту столкновений, носители



отрицательного заряда и положительные ионы движутся со скоростями  $\mathbf{V}_s$  и  $\mathbf{V}_p$  соответственно, которые представляют собой суперпозицию скорости потока воздуха  $\mathbf{V}_A(\mathbf{r}, t)$  и скорости дрейфа в локальном электрическом поле:

$$\mathbf{V}_s(\mathbf{r}, t) = \mathbf{V}_A(\mathbf{r}, t) - \mu_s \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}, t); \quad \mathbf{V}_p(\mathbf{r}, t) = \mathbf{V}_A(\mathbf{r}, t) + \mu_p \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}, t), \quad (1.16)$$

где  $\mu_s$  и  $\mu_p$  — подвижности носителей отрицательных зарядов и положительных ионов соответственно, а нижний индекс «s» в данном случае может принимать значения «e», «n1», «n2» или «n3». Типичные подвижности рассматриваемых носителей заряда в атмосфере при нормальных условиях составляют  $\mu_e \approx 0.1 \text{ м}^2\text{В}^{-1}\text{с}^{-1}$  и  $\mu_p \approx \mu_n \approx 2 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2\text{В}^{-1}\text{с}^{-1}$  [101]. Локальное значение напряжённости электрического поля  $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = -\nabla\varphi(\mathbf{r}, t)$  вычисляется в соответствии с уравнением Пуассона:

$$\nabla^2\varphi = -\frac{|e|}{\varepsilon_0}(n_p - n_e - n_{n1} - n_{n2} - n_{n3}) - \frac{\rho_h(\mathbf{r}, t)}{\varepsilon_0}, \quad (1.17)$$

где  $|e| = 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$  — модуль заряда электрона,  $\varepsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12} \text{ Ф/м}$  — диэлектрическая проницаемость вакуума,  $\rho_h(\mathbf{r}, t)$  — объёмная плотность заряда на гидрометеорах.

### 1.3.3. Нахождение однородного поля пробоя грозового облака

Для небольших значений концентраций носителей зарядов можно пренебречь нелинейностью в системе (1.12). На пороге генерации линеаризованная система дифференциальных уравнений (1.12) имеет вид:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = (\nu_i - \nu_{a1} - \nu_{a2})n_e + \nu_{du1}n_{nu1} + \nu_{du2}n_{nu2} + \nu_{ds}n_{n3} + \Omega, \quad (1.18a)$$

$$\frac{\partial n_{n1}}{\partial t} = \nu_{a1}n_e - \nu_{du1}n_{n1} - \nu_{cu}n_{n1} - \nu_{cs}n_{n1}, \quad (1.18b)$$

$$\frac{\partial n_{n2}}{\partial t} = \nu_{a2}n_e + \nu_{cu}n_{n1} - \nu_{du2}n_{nu2} + \nu_r n_{n3}, \quad (1.18c)$$

$$\frac{\partial n_{n3}}{\partial t} = \nu_{cs}n_{n1} - \nu_{ds}n_{n3} - \nu_r n_{n3} - \nu_h n_{n3}. \quad (1.18d)$$

Отметим, что в системе (1.18) не представлены положительные ионы, эволюция которых описывается следующим отделившимся от основного блока уравнением:

$$\frac{\partial n_p}{\partial t} = \nu_i(\mathbf{r}, t)n_e - \nu_h n_p. \quad (1.19)$$

Полная система уравнений (1.18) и (1.19) может быть представлена в матричном виде:

$$\frac{d\mathbf{n}}{dt} = \hat{\mathbf{A}} \cdot \mathbf{n} + \hat{\Omega}, \quad (1.20)$$

где  $\hat{\mathbf{A}}$  — матрица коэффициентов полной системы;  $\hat{\Omega} = (\Omega, 0, 0, 0, \Omega)^T$ ;  $\mathbf{n} = (n_e(t), n_{nu1}(t), n_{nu2}(t), n_{n3}(t), n_p(t))^T$  — вектор-столбец концентраций носителей заряда. Матрица  $\hat{\mathbf{A}}$  имеет вид:

$$\hat{\mathbf{A}} = \begin{pmatrix} \nu_i - \nu_{a1} - \nu_{a2} & \nu_{du1} & \nu_{du2} & \nu_{ds} & 0 \\ \nu_{a1} & -\nu_{du1} - \nu_{cu} - \nu_{cs} & 0 & 0 & 0 \\ \nu_{a2} & \nu_{cu} & -\nu_{du2} & \nu_r & 0 \\ 0 & \nu_{cs} & 0 & -\nu_{ds} - \nu_r - \nu_h & 0 \\ \nu_i & 0 & 0 & 0 & -\nu_h \end{pmatrix}. \quad (1.21)$$

Соответствующее системе (1.20) характеристическое уравнение имеет пятую степень по инкременту  $\lambda$ . Будем считать, что критическое поле пробоя соответствует появлению первого положительного корня  $\lambda^+$  характеристического уравнения теряющей устойчивость однородной подсистемы (1.18). Отметим, что система (1.20) не учитывает процесс прилипания положительных и отрицательных ионов к гидрометеорам, что ведёт к незначительному нарушению закона сохранения заряда. Решение полной системы уравнений (1.18) и (1.19) может быть представлено в виде

$$\mathbf{n}(t) = (n_e(t), n_{n1}(t), n_{n2}(t), n_{n3}(t), n_p(t))^T = n_0 \cdot \exp(\lambda^+ t) \cdot \hat{\mathbf{n}}, \quad (1.22)$$

где  $\hat{\mathbf{n}}$  — собственный вектор полной системы (1.18) и (1.19), соответствующий собственному значению  $\lambda^+$ ,  $n_0$  — начальная концентрация заряженных частиц. Зависимости критического поля пробоя от высоты над уровнем моря и несколько примеров зависимостей собственных значений  $\lambda^+$  от напряжённости электрического поля и высоты представлены на рисунке 1.1. Ряд зависимостей собственных векторов (мод) системы (1.18) от электрического поля при заданных высотах и, наоборот, от высоты при заданных значениях электрических полей представлены на секциях (а) и (б) рисунка 1.2 соответственно.

Прежде всего, из рисунка 1.1(а,б) явно следует, что учёт процесса отлипания электронов от отрицательных ионов ведёт к заметному снижению пробойного поля по сравнению с общепринятым значением  $E_b$ , полученным из решения традиционного уравнения (1.2). Из рисунка 1.1(в) следует, что на пороге пробоя даже небольшое увеличение поля ведёт к резкому росту инкремента  $\lambda^+$ . Отметим, что, хотя в случае учёта отлипания зависимость инкремента  $\lambda^+$  от электрического поля является более плавной по сравнению с традиционным случаем, в данной ситуации развитие пробоя начинается при заметно меньших полях.

Из рисунка 1.2 отчётливо видно, что при учёте эффекта отлипания развитие пробоя начинается при меньших полях и на меньших высотах по сравнению с традиционной концепцией. Примечательно, что при полях и высотах, соответствующих конвенциональному пробую, система уже содержит достаточно большое количество не только ионов, но и критически необходимых для развития пробоя свободных электронов. Вблизи порога пробоя отрицательный заряд существует преимущественно в форме отрицательных ионов, в то время как электроны при данных условиях не выживают, быстро приликая к нейтралам. При увеличении электрического поля и (или) высоты над уровнем моря быстро растёт роль отлипания, сопровождающегося распадом отрицательных ионов и высвобождением электронов, вследствие чего баланс постепенно меняется в пользу последних.

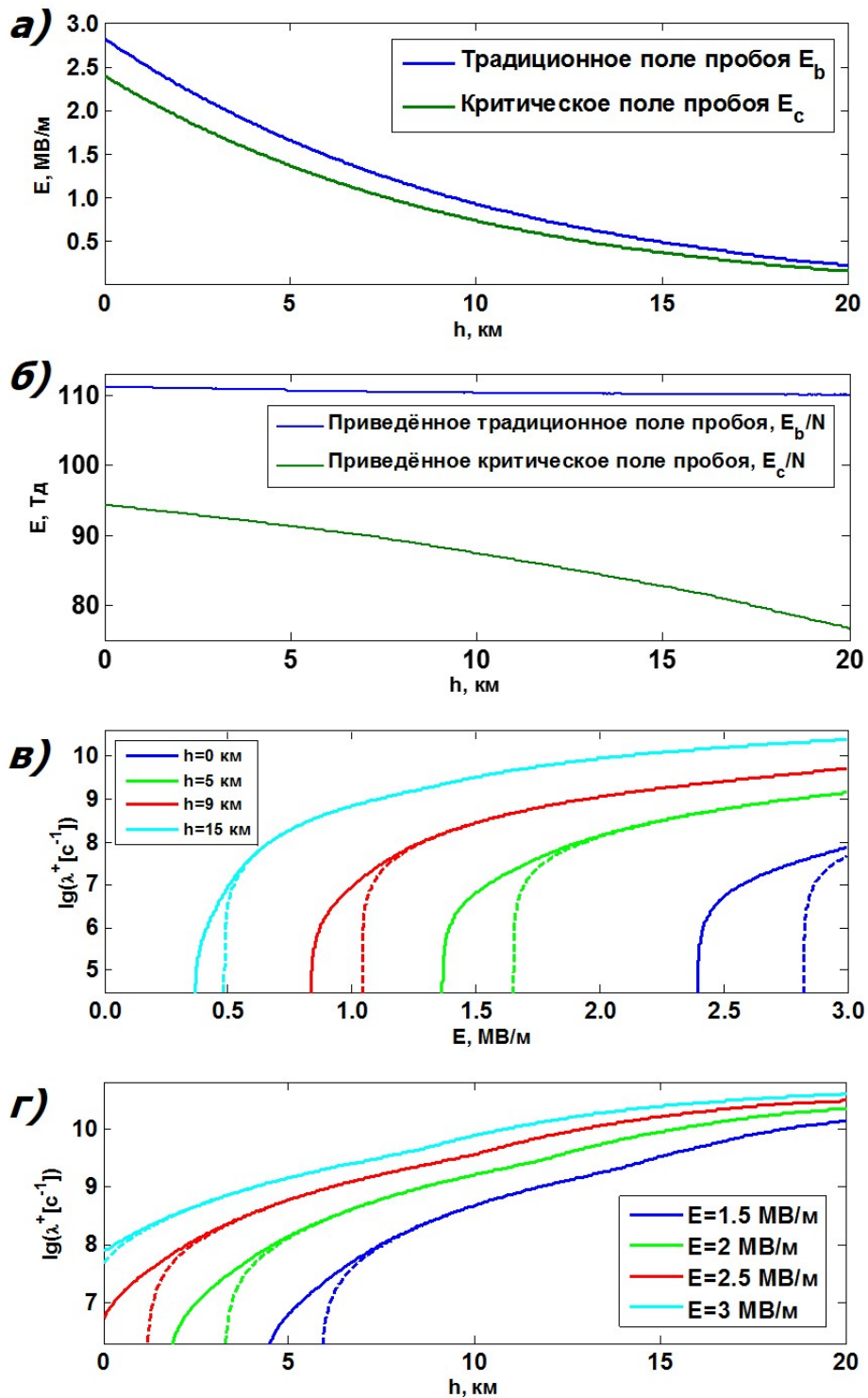


Рисунок 1.1 – Сравнение традиционного  $E_b$  и полученного в данной работе критического  $E_c$  полей пробоя воздуха: (а) — зависимость пробойных полей  $E_b$  и  $E_c$  от высоты над уровнем моря; (б) — то же, что и (а), но для приведённых полей  $E_b/N$  и  $E_c/N$ ; (в) — зависимость инкремента  $\lambda^+$  (минимального положительного корня характеристического уравнения системы (1.18)) от напряжённости электрического поля  $E$  на нескольких различных высотах над уровнем моря  $h$ ; (г) — зависимость инкремента  $\lambda^+$  от высоты над уровнем моря  $h$  при нескольких различных значениях электрического поля  $E$ . В секциях (в) и (г) рисунка сплошные и пунктирные линии соответствуют традиционному  $E_b$  и полученному в рамках данной работы критическому  $E_c$  полям пробоя воздуха соответственно

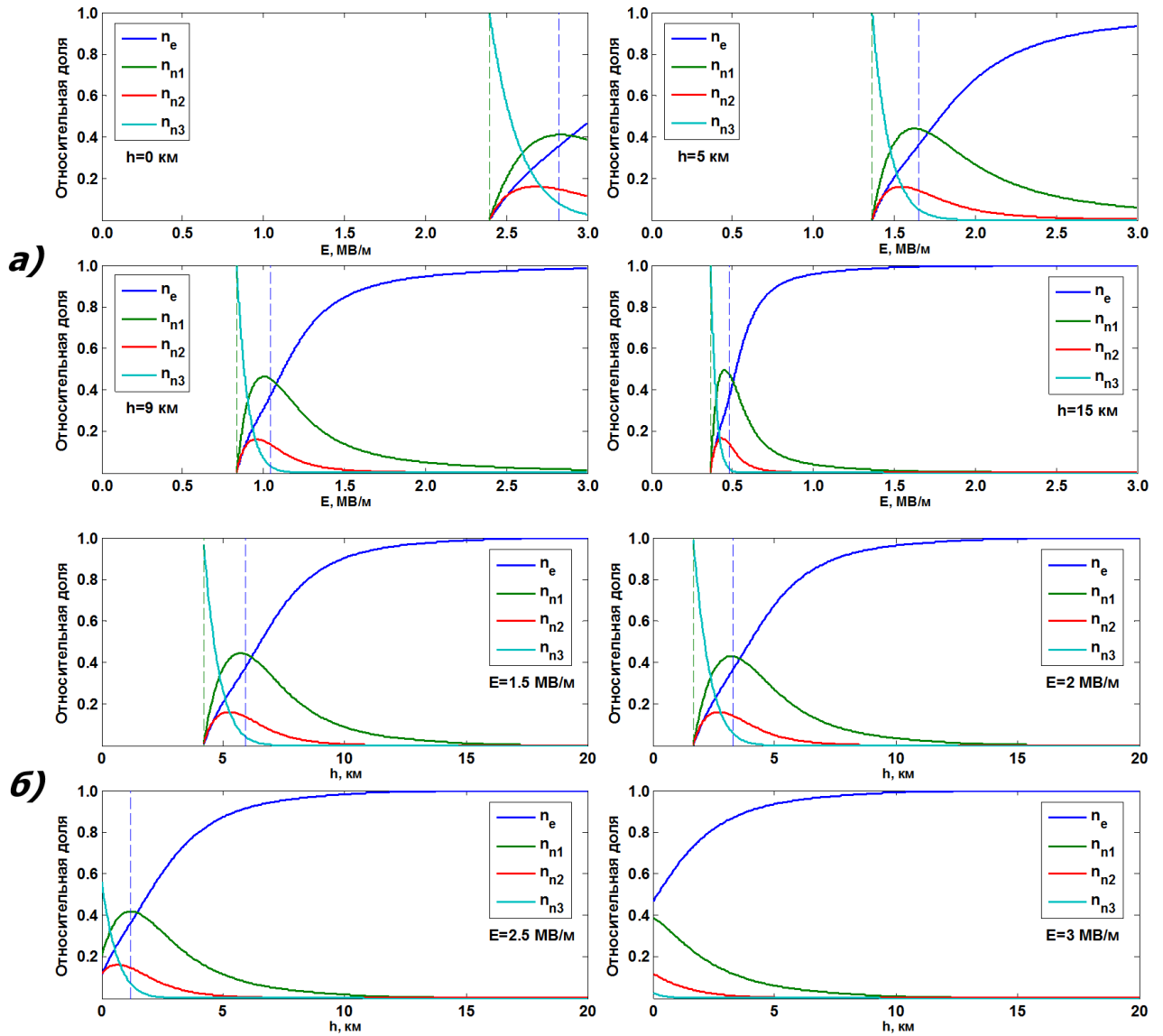


Рисунок 1.2 – Зависимости компонент собственных векторов (мод) системы (1.18) от электрического поля  $E$  при нескольких заданных высотах  $h$  (а) и от высоты  $h$  при нескольких заданных значениях электрических полей  $E$  (б). Синяя и зелёная вертикальные пунктирные линии отмечают уровни электрических полей и высот, отвечающих концепциям классического  $E_b$  и критического  $E_c$  полей пробоя воздуха соответственно

Отметим, что расчёты, необходимые для построения рисунков 1.1 и 1.2, были выполнены в приближении политропной атмосферы, при котором считается, что температура воздуха  $T$  зависит от высоты над уровнем моря  $h$  кусочно-линейным образом:

$$T_i = T_{0i} - \gamma_i h, \quad (1.23)$$

где  $T_{0i}$  и  $\gamma_i$  — температура на нижней границе  $i$ -того слоя и высотный градиент температуры в рамках данного слоя соответственно. В рассматриваемом диапазоне высот  $h = 0-20$  км в качестве таких слоёв выступают тропосфера и тропопауза [102]. Для политропной атмосферы давление

воздуха  $p$  меняется с высотой следующим образом:

$$p_i = p_{0i} \left( \frac{T_{0i} - \gamma_i h}{T_{0i}} \right)^{\frac{g}{R_c \gamma_i}}, \quad (1.24)$$

где  $p_{0i}$  — давление на нижней границе  $i$ -ого слоя,  $g = 9.81 \text{ м/с}^2$  — ускорение свободного падения,  $R_c = 287 \text{ Дж/(кг}\cdot\text{К)}$  — удельная газовая постоянная сухого воздуха. Концентрация нейтралов  $N$ , определяющая значение приведённого электрического поля  $E/N$ , вычисляется из уравнения состояния идеального газа:

$$N(h) = \frac{p(h)}{k_B T(h)}. \quad (1.25)$$

Коэффициенты  $T_{0i}$  и  $\gamma_i$  были найдены по данным рисунка 1.3 монографии [102]. Температура и давление воздуха на уровне земли были приняты равными 289 К и 760 Торр соответственно. Поскольку в рассматриваемом диапазоне высот допробойное значение концентрации атомарного кислорода мало [103, рис. VIII-10], оно для простоты было принято равным нулю.

#### 1.3.4. Эффективная частота ионизации

Для прояснения физического смысла возникающего при учёте отлипания эффекта падения пробойного электрического поля, рассмотрим упрощённую версию системы (1.18)–(1.19), в которой три типа отрицательных ионов сведены к одному с суммарной концентрацией  $n_n = n_{n1} + n_{n2} + n_{n3}$ . В этом случае на пороге генерации упрощённая система дифференциальных уравнений для концентраций электронов и отрицательных ионов принимает вид

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = (\nu_i(\mathbf{r}, t) - \nu_a) n_e + \nu_d(\mathbf{r}, t) n_n, \quad (1.26a)$$

$$\frac{\partial n_n}{\partial t} = \nu_a n_e - \nu_d(\mathbf{r}, t) n_n - \nu_h n_n, \quad (1.26b)$$

где  $\nu_a = \nu_{a1} + \nu_{a23}$  — эффективная частота прилипания, а  $\nu_d = (\nu_{d1} n_{n1} + \nu_{d2} n_{n2} + \nu_{d3} n_{n3}) / n_n$  — эффективная частота отлипания, определённая с учётом компонент собственного вектора системы (1.18). Очевидно, что система (1.26) также не зависит от концентрации положительных ионов, эволюция которой по-прежнему описывается уравнением (1.19). Характеристическое уравнение системы (1.26) имеет следующий вид:

$$\lambda^2 - \text{tr}(\mathbf{A})\lambda + \det(\mathbf{A}) = 0, \quad (1.27)$$

где  $\mathbf{A}$  — матрица коэффициентов линеаризованной системы (1.26);  $\text{tr}(\mathbf{A}) = \nu_i - \nu_a - \nu_d - \nu_h$  и  $\det(\mathbf{A}) = \nu_a \nu_h - \nu_i(\nu_d + \nu_h)$  — след и детерминант матрицы  $\mathbf{A}$  соответственно. Заметим, что, поскольку  $\nu_h \ll \nu_d$ , первый положительный корень  $\lambda^+$  характеристического уравнения системы (1.26) возникает при  $\nu_i \ll \nu_a$ , когда свободный член уравнения (1.27)  $\det(\mathbf{A})$  становится отрицательным. Учитывая, что модуль детерминанта матрицы  $\mathbf{A}$  много меньше квадрата её следа

$|\det(\mathbf{A})| \ll (\text{tr}(\mathbf{A}))^2$ , получаем следующее уравнение для собственного значения (инкремента экспоненциального роста или затухания)  $\lambda^+$  системы (1.26):

$$\lambda^+ \approx \frac{\det(\mathbf{A})}{\text{tr}(\mathbf{A})} = \frac{\nu_i(\nu_d + \nu_h) - \nu_a\nu_h}{\nu_a + \nu_d + \nu_h - \nu_i}. \quad (1.28)$$

При дополнительном условии  $\nu_a \gg \nu_d \gg \nu_h$  последнее выражение сводится к следующей упрощённой форме:

$$\lambda^+ \approx \frac{\nu_i\nu_d}{\nu_a} - \nu_h = \mathfrak{J}_i - \nu_h, \quad (1.29)$$

где  $\mathfrak{J}_i = \frac{\nu_i\nu_d}{\nu_a}$  — эффективная частота ионизации, впервые представленная в работе [104]. Другими словами, экспоненциальный рост в системе (1.26) возникает, если эффективная частота ионизации  $\mathfrak{J}_i$  превышает частоту потерь ионов на гидрометеорах  $\nu_h$ . Последнее условие выполняется, если электрическое поле становится больше определённого порога  $E_c$ , определяемого условием

$$\mathfrak{J}_i(E_c) \approx \frac{\nu_i(E_c)\nu_d(E_c)}{\nu_a(E_c)} > \nu_h. \quad (1.30)$$

Поскольку  $\nu_i(E_b) = \nu_a(E_b)$  и поскольку в условиях атмосферы  $\nu_d(E_b) \gg \nu_h$  даже на уровне моря, очевидно, что определённое выше критическое электрическое поле заметно ниже традиционно принятого поля пробоя:  $E_c < E_b$ .

Соответствующее решение полной системы уравнений (1.26) и (1.19) также может быть представлено в матричной форме

$$\mathbf{n}(t) = (n_e(t), n_n(t), n_p(t))^T = n_0 \cdot \exp(\lambda^+ \cdot t) \cdot \hat{\mathbf{n}}, \quad (1.31)$$

где

$$\hat{\mathbf{n}} = \begin{pmatrix} \frac{\nu_d + \nu_h + \lambda^+}{\nu_a} \\ 1 \\ \frac{\nu_i(\nu_d + \nu_h + \lambda^+)}{\nu_a(\nu_h + \lambda^+)} \end{pmatrix} \approx \begin{pmatrix} \frac{\nu_d}{\nu_a} \\ 1 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (1.32)$$

представляет собой собственный вектор полной системы (1.26) и (1.19), соответствующий собственному значению  $\lambda^+$ . Посредством реакций (1.3) заряд электронов переходит к отрицательным ионам, которые, в свою очередь, становятся важным источником электронов при увеличении электрического поля до критического уровня  $E_c$ . Из соотношения (1.32) следует, что в квазиравновесных условиях, когда

$$\frac{\partial E(\mathbf{r}, t)}{\partial t} \ll \nu_a \cdot E(\mathbf{r}, t), \quad (1.33)$$

концентрация электронов пропорциональна концентрации ионов в предпробойных полях:

$$n_e(\mathbf{r}, t) \approx \frac{\nu_d(\mathbf{r}, t)}{\nu_a} \cdot n_n(\mathbf{r}, t). \quad (1.34)$$

В дальнейшем будет показано, что роль отлипания становится решающей на этапе возникновения стримеров. Формально электроны выпадают из процессов, временной масштаб которых существенно превышает обратное время их прилипания к нейтралам, выполняя роль промежуточного продукта плазмохимических реакций. С другой стороны, захваченные нейтралами электроны могут быть впоследствии высвобождены в результате реакции отлипания и, таким образом, сыграть свою решающую роль в развитии пробоя.

Подводя промежуточные результаты данного раздела, можно отметить, что полученное критическое поле пробоя  $E_c$  более, чем на 15% меньше традиционно принятого значения  $E_b$ , причём разрыв между двумя значениями растёт с увеличением высоты над уровнем моря (см. рисунок 1.1(б)). Его величина, однако, по-прежнему намного превышает максимальные значения измеряемого в облаке крупномасштабного поля. Более того, столь большие амплитуды локального электрического поля могут быть достигнуты лишь на короткое время и лишь вблизи поверхностей отдельных гидрометеоров, то есть в очень малой доле пространственно-временного объёма активной части грозовой системы. Данные факты приводят нас к фундаментальному вопросу о том, каким образом процесс инициации молнии может произойти в условиях, когда критическое поле достигается лишь в отдельных сильно локализованных в пространстве центрах с конечными временами жизни. Ответ на данный вопрос будет дан в следующих двух разделах данной главы.

## 1.4. Переход от лавин к стримерам

### 1.4.1. Динамика отрицательных ионов

В параграфе 1.3.2 была представлена система дрейфово-диффузионных уравнений (1.12), описывающая динамику концентраций носителей заряда в облаке. Анализ упрощённой версии данной системы позволил уточнить понятие критического поля пробоя воздуха  $E_c$  с учётом эффекта отлипания электронов от отрицательных ионов. В общем случае амплитуда электрического поля  $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$  является случайной функцией пространственных координат и времени, что влечёт за собой сильные флуктуации поля эффективной частоты ионизации  $\tilde{\mathcal{J}}_i(\mathbf{r}, t) = \frac{\nu_i(\mathbf{r}, t)\nu_d(\mathbf{r}, t)}{\nu_a(\mathbf{r}, t)}$  (см. параграф 1.3.4). Соответствующее собственному значению  $\lambda^+ = \tilde{\mathcal{J}}_i - \nu_h$  уравнение для отрицательных ионов, учитывающее рекомбинационные потери, прилипание к гидрометеорам и стохастический дрейф в локальном электрическом поле, имеет вид

$$\frac{\partial n_n}{\partial t} = (\tilde{\mathcal{J}}_i(\mathbf{r}, t) - \nu_h)n_n - \beta_{np}n_n n_p - \nabla \cdot \mathbf{J}_n. \quad (1.35)$$

Принимая во внимание выражение для скорости дрейфа отрицательных ионов  $\mathbf{V}_n = -\mu_n \mathbf{E}$  и уравнение Пуассона (1.17) (без учёта исчезающе малой на пороге пробоя концентрации электронов), в котором  $n_{n1} + n_{n2} + n_{n3} = n_n$ , получаем следующее выражение для дивергенции плотности потока

отрицательных ионов (без учёта диффузии):

$$\nabla \cdot \mathbf{J}_n = \mathbf{V}_n \nabla n_n - \frac{\mu_n}{\varepsilon_0} (|e|(n_p - n_n) + \rho_h(\mathbf{r}, t)) n_n. \quad (1.36)$$

Подставляя соотношение (1.36) в уравнение (1.35), получаем

$$\frac{\partial n_n}{\partial t} + \mathbf{V}_n \cdot \nabla n_n = (\mathfrak{J}_i - \nu_h + \frac{\mu_n}{\varepsilon_0} \rho_h) n_n + \left( \frac{|e|\mu_n}{\varepsilon_0} - \beta_{np} \right) n_n n_p - \frac{|e|\mu_n}{\varepsilon_0} n_n^2. \quad (1.37)$$

Учёт неоднородности распределения пространственного заряда приводит к появлению дополнительного линейного члена  $\frac{\mu_n}{\varepsilon_0} \rho_h(\mathbf{r}, t) n_n$  в правой части уравнения (1.37), величина которого много меньше потерь ионов на гидрометеорах  $\nu_h n_n$  при типичных значениях частоты данных потерь  $\nu_h \simeq 1 \text{ с}^{-1}$  и при типичной пространственной плотности заряда грозового облака  $\rho_h \simeq 1 \text{ нКл}\cdot\text{м}^{-3}$  [40, гл. 3]. Отметим, что, с одной стороны, член  $\frac{\mu_n}{\varepsilon_0} \rho_h(\mathbf{r}, t) n_n$  способствует увеличению концентрации отрицательных ионов при положительном значении локальной плотности заряда на гидрометеорах  $\rho_h(\mathbf{r}, t)$  и её уменьшению в ином случае. С другой стороны, положительно заряженные гидрометеоры притягивают отрицательные ионы, увеличивая их потери. Данные эффекты могут быть важны для описания процесса зарядки гидрометеоров, рассмотрение которого выходит за пределы данного исследования. Поэтому в ходе дальнейшего анализа уравнения (1.37) неоднозначно проявляющий себя член  $\frac{\mu_n}{\varepsilon_0} \rho_h(\mathbf{r}, t) n_n$  будет опущен. Далее, анализируя динамику концентрации отрицательных ионов, разумно предположить, что за счёт дрейфового разделения заряда в электрическом поле в области, занятой преимущественно отрицательными ионами,  $n_p \ll n_n$ . Отметим также, что  $\frac{|e|\mu_n}{\varepsilon_0} \gtrsim \beta_{np}$  [105]. Два последних обстоятельства позволяют пренебречь членом  $\left( \frac{|e|\mu_n}{\varepsilon_0} - \beta_{np} \right) n_n n_p$  уравнения (1.37), которое принимает вид

$$\frac{\partial n_n}{\partial t} + \mathbf{V}_n(\mathbf{r}, t) \cdot \nabla n_n = (\mathfrak{J}_i(\mathbf{r}, t) - \nu_h) n_n - \frac{|e|\mu_n}{\varepsilon_0} n_n^2. \quad (1.38)$$

В данной форме уравнение (1.38) содержит концентрацию только отрицательных ионов  $n_n$ , что позволяет рассматривать его в отрыве от положительных ионов и зарядов на гидрометеорах. Величина  $\mathfrak{J}_i$ , отвечающая за рост концентрации отрицательных ионов, представляет собой произведение двух резких функций электрического поля:  $\mathfrak{J}_i(\mathbf{r}, t) \propto \nu_i(\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)) \cdot \nu_d(\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)) = \nu_i(\mathbf{r}, t) \cdot \nu_d(\mathbf{r}, t)$ . При этом выпавшие из анализа электроны являются промежуточным звеном: с точки зрения уравнения (1.38) всё выглядит так, как будто отрицательные ионы воспроизводят сами себя.

## 1.4.2. Центры производства ионов

В окрестности отдельных гидрометеоров электрическое поле, представляющее собой суперпозицию крупномасштабного и мезомасштабного электрических полей, усиливается по крайней мере втрое (в случае сферы) вследствие поляризации водяных частиц. Поэтому при соударениях (или сближениях на сравнимые с размерами частиц расстояния) пары даже незаряженных гидроме-



теоров вероятность возникновения разряда будет выше, чем в случае одиночных гидрометеоров. В работе [106] отмечено, что при сближении двух одинаковых противоположно заряженных сфер на расстояние, равное одной десятой части их радиуса, амплитуда поля на их поверхностях увеличивается в 14 раз по сравнению со случаем, когда заряды распределены по сферам равномерно. Известно, что соударения или сближения капель воды и частичек льда ведут к возникновению коронных разрядов (см. [91] и ссылки там). Согласно результатам работы [107], коронный разряд между капельками воды с радиусами в диапазоне 400–600 мкм возникает при их сближении на расстояние, не превосходящее 1.5 мм (2.3 мм для частичек льда). Из рисунка 1 работы [107] следует, что при интенсивности осадков, равной 10 мм/ч, частота сближений водяных капелек на расстояние 1.5 мм на порядок превосходит частоту их столкновений.

Введём понятие центра производства ионов как 4-х мерной пространственно-временной области, в объёме которой амплитуда мелкомасштабного электрического поля превышает введённый в параграфе 1.3.3 эффективный порог пробоя  $E_c$ . Иными словами, в объёме данных центров эффективная частота ионизации  $\tilde{\mathcal{J}}_i = \frac{\nu_i \nu_d}{\nu_a}$  (впервые рассмотренная в работе [104]) превышает частоту потерь ионов на гидрометеорах  $\nu_h$ . Очевидно, что центры производства ионов существуют дольше характерного времени прилипания электронов к нейтралам  $\nu_a^{-1} \approx 10$  нс. Поскольку отвечающие за появление областей ионизации всплески сильного электрического поля  $E(\mathbf{r}, t) > E_c$  создаются поляризационными зарядами на поверхностях гидрометеоров, центры производства ионов имеют линейные масштабы порядка радиуса гидрометеора  $r_0$ . Поскольку при взаимном перемещении гидрометеоров относительно друг друга профиль электрического поля меняется, время жизни центра производства ионов может быть оценено как

$$\tau_0 \approx \frac{r_0}{u} \approx 2 \cdot 10^{-4} \text{ с}, \quad (1.39)$$

где  $u \approx 10$  м/с — характерная скорость потока воздуха в активной грозовой ячейке облака, а величина  $r_0$  условно принята равной 2 мм.

Поле эффективной частоты ионизации  $\tilde{\mathcal{J}}_i(\mathbf{r}, t)$  может быть представлено как сумма идентичных импульсов  $\mathcal{J}(\mathbf{r}, t)$ , возникающих в случайных точках 4-х мерного пространства-времени  $(\mathbf{r}_i, t_i)$ :

$$\tilde{\mathcal{J}}(\mathbf{r}, t) = \sum_i \mathcal{J}(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i; t - t_i). \quad (1.40)$$

При этом будем считать, что среднее число импульсов, возникающих в единице объёма в единицу времени (пространственно-временная частота появления центров производства ионов)  $\mathfrak{M}$  остается неизменной. Функция  $\mathcal{J}(\mathbf{r}, t)$  может быть представлена в следующем общем виде:

$$\mathcal{J}(\mathbf{r}, t) = J\psi(\mathbf{r})\theta(t), \quad (1.41)$$

где параметр  $J$  характеризует интенсивность центра производства ионов,  $0 < \psi(\mathbf{r}) \leq 1$  при  $r \leq r_0$  и  $\psi(\mathbf{r}) = 0$  при  $r > r_0$ ;  $0 < \theta(t) \leq 1$  при  $0 < t < \tau_0$  и  $\theta(t) = 0$  для  $t \leq 0$  и  $t \geq \tau_0$ . Таким образом,

величины  $r_0$  и  $\tau_0$  задают пространственный масштаб и время жизни центров производства ионов соответственно.

Активная внутриоблачная среда может рассматриваться как система со стохастическим депонированием заряда: центры производства ионов увеличивают степень пространственных флуктуаций объёмной плотности заряда, в то время как процессы рекомбинации и прилипания ионов к поверхностям гидрометеоров, напротив, уменьшают их. Заметим, что вследствие дрейфа ионов в локальном электрическом поле, каждый центр их производства представляет собой пару ионных пятен противоположной полярности, причём поляризационное разделение положительных и отрицательных ионов уменьшает рекомбинационные потери. За время жизни центра  $\tau_0$  положительный полюс пятна отдаляется от отрицательного на расстояние порядка  $l = \tau_0 V_c = \tau_0 \mu_n E_c \simeq 1$  см, где  $V_c$  — скорость дрейфа ионов в критическом поле  $E_c$ . На временах много больших  $\tau_0$  увеличение размера ионных пятен связано с аэродинамическим перемешиванием воздушных масс в турбулентном потоке.

### 1.4.3. Эффект взаимного перекрывания центров производства ионов

Если частота возникновения центров производства ионов достаточно высока, некоторая доля новообразованных центров неизбежно будет возникать на останках (поверх) старых, то есть в области повышенной ионной концентрации. Этому способствуют относительно большие масштабы ионных пятен, достигающие десятков сантиметров – метров (см. параграф 1.4.4), намного превосходящие миллиметровые размеры центров производства ионов. В случае появления нового центра производства в области повышенной концентрации отрицательных ионов, процесс отлипания электронов начинается ещё до начала развития ионизации, так как требует меньшей амплитуды электрического поля (см. также эволюционное уравнение (1.38), для которого прирост концентрации отрицательных ионов на каждом новом центре зависит от её начального значения). Высвобождающиеся при этом затравочные электроны значительно усиливают темп образования электронных лавин (ионизации). Повторение ряда таких событий ведёт к накоплению электрической энергии в некоторых выделенных областях с повышенной концентрацией отрицательных ионов. Последовательность процессов, приводящих к постепенному увеличению концентрации ионов за счёт возникновения новых центров ионизации внутри отрицательных полюсов областей повышенной ионной проводимости, показана на рисунке 1.3

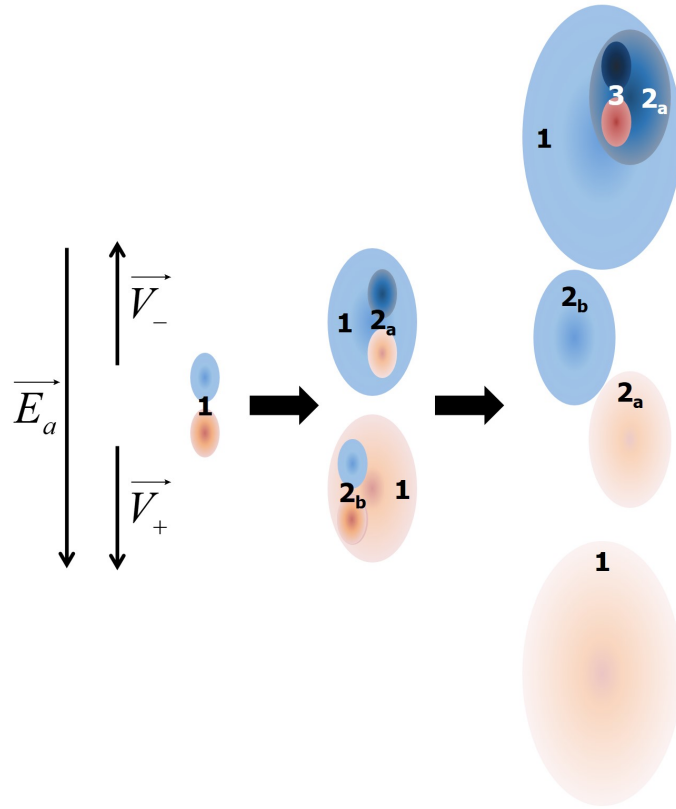


Рисунок 1.3 – Схематическая визуализация последовательности процессов, приводящих к образованию областей повышенной концентрации отрицательных ионов за счёт взаимного наложения новых центров производства ионов на останки старых. По мере развития положительные (светло-розовые) и отрицательные (синие) полюса областей повышенной ионной концентрации разделяются вследствие дрейфа во внешнем электрическом поле и вытягиваются вдоль него под действием адвективной диффузии (см. параграф 1.4.4). Цифрами отмечены последовательные поколения центров производства ионов, индексы «а» и «б» обозначают различные центры, возникающие в рамках одного поколения. Более насыщенные цвета соответствуют большим концентрациям положительных и отрицательных ионов

#### 1.4.4. Критическая частота возникновения центров производства ионов

Взаимное влияние центров производства ионов становится существенным при достаточно высокой частоте соударений гидрометеоров, приводящих к возникновению коронных разрядов, когда пятна повышенной ионной концентрации начинают перекрываться в пространстве и во времени. Пространственно-временной объём  $\mathfrak{S}$ , занимаемый отдельным центром производства ионов, может быть представлен как произведение времени жизни ионов  $\tau_n$ , в течение которого всплеск ионной концентрации  $n(\mathbf{r}, t)$  остаётся заметным на окружающем фоне, и объёма, занимаемого пятном к концу времени его жизни. В свою очередь, объём ионного пятна к моменту времени  $\tau_n$  определяется стохастическим дрейфом отрицательных ионов (см. второй член левой части уравнения (1.38)) вкуче с их аэродинамическим перемешиванием и может быть оценён как  $L_{\perp} = \sqrt{\mathfrak{D}_n \tau_n}$ , где эффективный коэффициент диффузии (или коэффициент адвективной диффузии) отрицательных ионов  $\mathfrak{D}_n \approx \langle (\mathbf{V}_n(\mathbf{r}, t) - \mathbf{V}_{na})^2 \rangle^{\frac{1}{2}} \cdot N_h^{-1/3}$  представлен в терминах концентрации крупных гидрометеоров  $N_h$  и стохастической  $\mathbf{V}_n(\mathbf{r}, t) = -\mu_n \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$  и усреднённой  $\mathbf{V}_{na} = -\mu_n \mathbf{E}_a$  ско-

ростей дрейфа отрицательных ионов [19]. Физически адвективная диффузия ионов связана с их дрейфом в сильно флуктуирующих мелкомасштабных полях, создаваемых зарядами крупных гидрометеоров. Подчеркнём, что на временах много больших  $\tau_n$  увеличение размера пятен ионной концентрации связано в основном с аэродинамическим перемешиванием в турбулентном потоке воздуха.

С геометрической точки зрения, проблема взаимного перекрывания ионных пятен может быть сведена к рассмотрению взаимной ориентации 4-х мерных объектов, случайным образом расположенных в пространственно-временном континууме. Причём среднее число таких 4-х мерных объектов, приходящихся на единицу пространственно-временного гиперобъёма, совпадает с пространственно-временной частотой возникновения центров производства ионов  $\mathcal{M}$ . Пару ионных пятен можно считать взаимно перекрывающимися в следующих двух случаях: (1) если они имеют общие области, то есть непосредственно накладываются друг на друга в пространственно-временном континууме и (2) если пятна связаны друг с другом не напрямую, а через цепочку последовательно перекрывающихся пятен. В последнем случае подразумевается, что если пятно **A** связано с пятном **B** и пятно **B** связано с пятном **C**, то пятно **A** связано с пятном **C**. Важно отметить, что 4-х мерные пятна, образующие связанные цепочки в пространственно-временном континууме, в определённые моменты времени могут быть не связаны в пространстве (на мгновенных снимках). Иллюстрация данного геометрического факта для нескольких вариантов размерностей пространства представлена на рисунке 1.4. В рассматриваемом в данной работе случае кластер перекрывающихся пятен представляет собой четырёхмерную структуру, пересечения внутри которой могут быть визуализированы только в трёхмерном пространстве в какой-либо фиксированный момент времени  $t = t_1$  (см. красные круги на рисунке 1.4(в)).

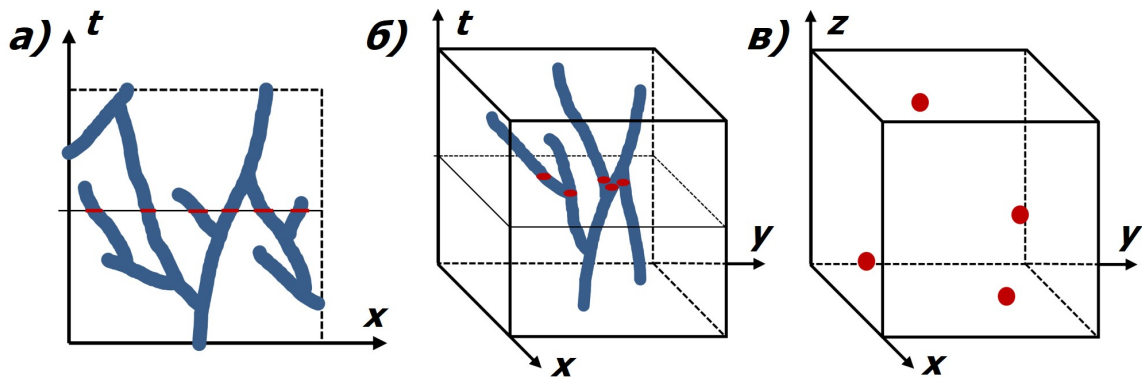


Рисунок 1.4 – Схематическое представление геометрически связанной структуры в случаях различных размерностей пространства: (а)  $1D + 1$  случай с одной пространственной координатой и временем, где красные сегменты соответствуют сечениям системы линией  $t = t_1$ ; (б)  $2D + 1$  случай с двумя пространственными координатами и временем, где красные окружности соответствуют сечениям связанной системы плоскостью  $t = t_1$ ; (в) анализируемый случай  $3D + 1$  с тремя пространственными координатами и временем, где красные окружности соответствуют сечениям системы при  $t = t_1$

Одной из поставленных в работе задач является изучение вопроса о том, каким образом данные кластеры становятся достаточно протяжёнными в пространственно-временном контину-

уме в сравнении с характерными пространственными ( $\approx L_{\perp}$ ) и временными ( $\approx \tau_n$ ) размерами отдельных пятен. Отметим, что, в соответствии с принципом причинности, нужно принимать во внимание только те пространственно-временные цепочки, формирование которых происходит в положительном направлении оси времени.

Ключевым параметром, определяющим степень перекрытия ионных пятен, является произведение пространственно-временной частоты их появления  $\mathfrak{M}$  и 4-х мерного гиперобъёма одного пятна  $\mathfrak{S}$ , которое может рассматриваться как некий безразмерный фактор заполнения:

$$\mathfrak{V} = \mathfrak{S}\mathfrak{M} \simeq \frac{\pi^2}{2} L_{\perp}^3 \tau_n \mathfrak{M} = \frac{\pi^2}{2} \mathfrak{D}_n^{3/2} \tau_n^{5/2} \mathfrak{M}. \quad (1.42)$$

Согласно теории направленных перколяций (см. [108] и ссылки там), критерий формирования областей повышенной ионной проводимости может быть сформулирован в терминах минимальной пространственно-временной частоты возникновения ионных вспышек  $\mathfrak{M}_c$ , при которой кластеры с рассматриваемыми 4-х мерными объёмами  $\mathfrak{S}$  начинают перекрываться между собой. Для характерных значений подвижности ионов  $\mu_n \approx 2 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$  [101], получаем  $\mathfrak{D}_n \approx 1 \text{ м}^2 \text{ с}^{-1}$ . Подставляя значения  $\mathfrak{D}_n \simeq 1 \text{ м}^2 \text{ с}^{-1}$  и  $\tau_n \approx \nu_h^{-1} \approx 1 \text{ с}$  в формулу (1.42), получаем  $L_{\perp} \approx 1 \text{ м}$  и  $\mathfrak{S} \simeq 1 \text{ м}^3 \text{ с}$ . По мере увеличения фактора заполнения  $\mathfrak{V}$ , пространственно-временные цепочки ионных кластеров начинают появляться на фоне практически нулевой концентрации положительных и отрицательных ионов, причём пространственно-временные масштабы данных кластеров расходятся (устремляются к бесконечности), когда параметр  $\mathfrak{V}$  подходит к некоему критическому значению, величина которого зависит от размерности пространства (см. Таблицу 1.3). Для рассматриваемого в работе случая 4-х мерного пространственно-временного континуума критическое значение фактора заполнения  $\mathfrak{V}_c$  составляет примерно 0.13 (13 %) [109].

Таблица 1.3 – Безразмерные факторы заполнения для различных размерностей пространства по данным [109]

Размерность	2D = 1D + 1	3D = 2D + 1	4D = 3D + 1
Фактор заполнения $\mathfrak{V}$	$\pi L_{\perp} \tau_n \mathfrak{M}$	$(4\pi/3) L_{\perp}^2 \tau_n \mathfrak{M}$	$(\pi^2/2) L_{\perp}^3 \tau_n \mathfrak{M}$
Критическое значение $\mathfrak{V}_c$	$\simeq 1.13$	$\simeq 0.34$	$\simeq 0.13$

Выполнение условия  $\mathfrak{V} > \mathfrak{V}_c$  означает, что при превышении фактором заполнения перколяционного порога возникает ненулевая вероятность того, что рассматриваемый пространственно-временной объём будет перекрыт кластером повышенной ионной проводимости. Конкретное значение  $\mathfrak{V}_c \simeq 0.13$  означает, что на пороге перколяции суммарный объём областей повышенной ионной проводимости составляет 13% от общего объёма рассматриваемой области. Таким образом, эффект наложения новых центров производства ионов на останки старых становится существенным, когда частота их возникновения начинает превышать критическое значение, которое может быть найдено как:

$$\mathfrak{M}_c = \frac{\mathfrak{V}_c}{\mathfrak{S}} \approx 0.1 \text{ м}^{-3} \text{ с}^{-1}. \quad (1.43)$$

Полученная оценка по крайней мере на три порядка меньше экспериментально обнаруженной максимальной частоты соударений гидрометеоров в облаке (см. дальнейший текст). Это говорит о том, что предлагаемый в данной работе механизм начинает работать, когда хотя бы одно из тысячи соударений (сближений) гидрометеоров приводит к возникновению коронного разряда.

Существует множество работ, посвящённых оценке частоты столкновений гидрометеоров на основе как экспериментальных измерений, так и численного моделирования. Отметим, что частота столкновений пропорциональна произведению концентрации соударяющихся частиц (обычно миллиметровых частичек крупы и маленьких кристалликов льда или снежинок), сечения взаимодействия и скорости осаждения крупных частиц (обычно крупы) (см., например, [110]). Авторы работы [111] приводят оценку частоты соударений крупных частиц крупы и малых кристалликов льда на уровне  $25 \text{ м}^{-3}\text{с}^{-1}$ , полученную при анализе небольшой изолированной грозы в американском штате Монтана. Похожая оценка пространственно-временной частоты соударений частичек крупы (с диаметром до 2 мм) и снега (с диаметром до 0.3 мм) на уровне  $30 \text{ м}^{-3}\text{с}^{-1}$  приводится в работе [110, рис. 17], авторы которой сравнивают измерения на ранней стадии развития грозы в Нью-Мексико с предсказаниями модели электрификации облака. Важно отметить, что авторы работы [110, с. 12,848] приводят очень высокое наблюдаемое значение концентрации льдинок на уровне  $10^3$  частиц на литр, что не согласуется с полученными в работе модельными предсказаниями. Столь большие концентрации льдинок должны обеспечивать пространственно-временную частоту соударений на уровне на несколько порядков величины превышающую используемые в модели значения, ограниченные величиной  $30 \text{ м}^{-3}\text{с}^{-1}$ . По мнению авторов, данное расхождение вызвано тем, что в измерениях учитывались мелкие частички льда с диаметром менее нескольких сотен микрометров, которые предположительно не должны давать значительного вклада в обмен зарядом при соударениях с другими частицами. Отметим, что, поскольку большинство лабораторных измерений проводилось для капелек воды с диаметрами более 150 мкм, на данный момент нет чётких данных о том, могут ли соударения мелких частичек льда приводить к возникновению коронного разряда. В работе [112], посвящённой исследованию начальной стадии развития двух небольших гроз в Нью-Мексико, приводится оценка пространственно-временной частоты соударений гидрометеоров, превышающая  $10^2 \text{ м}^{-3}\text{с}^{-1}$  (см. рисунок 9 этой работы) и достигающая  $10^3 \text{ м}^{-3}\text{с}^{-1}$  (см. рисунок 8 этой работы). В последнем случае, измеряемые концентрации частичек льда достигали нескольких тысяч на литр (детектировались частицы с диаметром более 50 мкм). Авторы исследования [112] обсуждают потенциальные проблемы измерений и корректируют пространственно-временные частоты соударений (см. рисунок 8 этой работы) с целью учёта возможной переоценки концентрации гидрометеоров. В работе [113, с. 841 и рис. 5] приводится значение пространственно-временной частоты соударений между частичками крупы и снега на уровне  $50\text{--}250 \text{ м}^{-3}\text{с}^{-1}$ , полученное для случая смерча. Таким образом, пространственно-временные частоты соударений гидрометеоров в грозовом облаке на уровне десятков – сотен актов соударений на кубический метр в секунду можно считать типичными, в то время как значения на уровне  $10^3 \text{ м}^{-3}\text{с}^{-1}$  и более относятся скорее к трудно достижимым.

Важно подчеркнуть, что каждый центр эффективного размножения ионов оставляет после

себя суперпозицию пятен повышенной концентрации ионов противоположной полярности. Это облако ионной плазмы может быть представлено гиперэллипсоидом в четырехмерном евклидовом пространстве (пространственно-временном континууме) с длинами полуосей  $L_{\parallel}$  и  $L_{\perp}$  в пространстве, вдоль и поперек поля  $\mathbf{E}_a$  соответственно, и  $\tau_s$  во времени. Пятна повышенной проводимости имеют вид диполей, ориентированных вдоль внешнего поля (см. рисунок 1.3). При этом продольное смещение пятна  $L_{\parallel}$  определяется не только адвективным расплыванием, но и дрейфом ионов в среднем поле  $\mathbf{E}_a$ :

$$L_{\parallel} \approx L_{\perp} + \mathbf{V}_{sa}\tau_s \approx \sqrt{\mathcal{D}_s\tau_s} + \mathbf{V}_{sa}\tau_s, \quad (1.44)$$

где индекс  $s = p, n$  для положительных и отрицательных ионов соответственно. Пятна повышенной плотности отрицательных и положительных ионов дрейфуют в электрическом поле  $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$  в противоположные стороны, что снижает эффективность как ион-ионной, так и электрон-ионной рекомбинации.

Крупномасштабное поле грозовой ячейки играет принципиальную роль в создании неоднородностей пространственного заряда. В отсутствие поля данные неоднородности также практически отсутствуют. Для их появления продольное смещение пятен ионной концентрации должно заметно превышать их адвективное расплывание  $\mathbf{V}_{sa}\tau_s \gg \sqrt{\mathcal{D}_s\tau_s}$  и, следовательно, амплитуда крупномасштабного поля должна удовлетворять условию

$$E_a \gg \frac{1}{\mu_s} \sqrt{\frac{\mathcal{D}_s}{\tau_s}} = \frac{1}{\mu_s} \sqrt{\mathcal{D}_s\nu_h} \approx 5 \cdot 10^3 \text{ В/м}. \quad (1.45)$$

В конечном итоге результатом столкновений гидрометеоров является наполнение диэлектрической (в среднем) облачной среды областями повышенной ионной концентрации (проводимости) с пространственными масштабами порядка 0.1–10 м и временами жизни порядка 1–10 с. Как будет показано в следующем параграфе, наличие данных областей способствует инициации стримеров, причём в гораздо большей степени, чем несравнимо более мелкие гидрометеоры. Таким образом, происходящие на самых малых масштабах диссипационные процессы (формирование электронных лавин вблизи соударяющихся гидрометеоров) приводят к формированию неоднородностей мезомасштабного электрического поля, которые, в свою очередь, приводят к формированию стримеров.

#### 1.4.5. Механизм формирования стримеров

Не вызывает сомнений (см. параграф 1.4.2), что столкновения гидрометеоров могут существенно усилить мелкомасштабное электрическое поле грозового облака по крайней мере на порядок величины, что само по себе достаточно для инициации электронных лавин. Обоснование физического механизма преобразования электронных лавин в стримерную форму разряда, напротив, является серьёзным вызовом для формулировки механизма инициации молнии. Электронная лавина развивается до тех пор, пока поле, создаваемое её собственным пространственным зарядом, не сравнивается с внешним иницирующим лавину полем (критерий Мика) [2]. При

этом поляризационное разделение электронов и положительных ионов лавины во внешнем поле усиливает поле на её фронте, что обеспечивает дальнейшее развитие лавинного разряда и может приводить к появлению новых лавин. Данный процесс, называемый лавинно-стримерным переходом, способен поддерживать распространение разряда в относительно слабом внешнем поле, так как основной вклад в локальное поле вносит пространственный заряд, сосредоточенный в области стримерной головки, которая по мере роста стримера переносит область сильного электрического поля вместе с собой. В работе [114] показано, что критерий Мика формирования стримера выполняется для лавин, имеющих по крайней мере  $10^8$  электронов. Последнее означает, что соударения крупных гидрометеоров с поверхностным зарядом около 10 нКл могут обеспечить лавинно-стримерный переход. Хорошо известно, что, в силу асимметрии (см. параграф 2.2.3), положительные стримеры имеют примерно вдвое меньшие пороговые поля роста по сравнению с отрицательными ( $\sim 5 \cdot 10^5$  В/м против  $\sim 10^6$  В/м), поэтому они всегда возникают первыми [2].

Существующие подходы к моделированию процесса инициации молнии (см., например, [22, 29, 74–76, 78, 79, 115]) ограничиваются рассмотрением только лавинно-стримерного перехода, не затрагивая последующий процесс стримерно-лидерного перехода. Фактически в них постулируется прямой переход от электронных лавин к горячему лидерному каналу, промежуточным звеном в котором является инициация одиночных стримеров или стримерных систем с поверхности гидрометеоров. Идея о том, что электрическое поле на поверхности гидрометеоров может быть усилено до уровня, достаточного для инициации стримеров, восходит к работам Леба и Гриффитса [20, 22], которые рассматривали положительные стримеры в качестве разделителей облачного заряда. В недавних работах [78] и [79] было показано, что положительные стримеры могут быть инициированы с гидрометеора, который моделировался как ионизационная колонна, в однородном поле вдвое меньшем диэлектрической прочности воздуха  $E_b$ . Результаты работы [29] свидетельствуют о том, что в условиях интенсивной преионизации появление стабильных стримеров с гидрометеора становится возможным в полях, составляющих  $0.3 \cdot E_b$ , и что существенную роль в данном процессе играет размер гидрометеора. В исследовании [76] на основе численного моделирования было показано, что поле в окрестности заряженной капельки воды может быть усилено до уровня, необходимого для обеспечения лавинно-стримерного перехода, если диаметр и заряд капельки составляют порядка 0.5–1.5 мм и 100–400 пКл соответственно.

Предположение о том, что в основе процесса инициации молнии лежит усиление поля, создаваемое близко расположенными кластерами гидрометеоров, было впервые высказано в работе [115]. В недавнем исследовании [116] изучалось влияние массива проводящих частиц на процесс перехода от стримерной стадии разряда к лидерной. При этом было показано, что массив частиц проявляет себя подобно одному большому слабо проводящему заряженному телу, обеспечивающему существенно большее усиление поля по сравнению с отдельными частицами. В работе [74] исследовалась возможность инициации стримеров в области между двумя сферическими частицами с одинаковыми радиусами. При этом было обнаружено, что пара частиц с радиусами порядка 2.5 мм может привести к формированию стримеров во внешнем поле, равном порогу распространения положительных стримеров в воздухе (около 5 кВ/см на уровне моря [94, с. 596]).



Не вызывает сомнений тот факт, что электрическое поле между парой сталкивающихся частиц может быть усилено до уровня, необходимого для возникновения электронных лавин и даже стримеров. Но также ясно, что для дальнейшего развития разряда стример должен каким-то образом выйти за пределы пространства между парой коронирующих частиц. На данный момент было предложено несколько сценариев данного процесса. Одна из возможностей, соответствующая тому, что стример возникает на внешней границе одной из двух сфер равного радиуса после того, как промежуток между ними перекрывается предшествующим разрядом, была изучена в работе [117]. При этом было обнаружено, что минимальное поле, превышение которого делает инициацию стримеров возможной, должно составлять две трети от диэлектрической прочности воздуха. Похожее исследование представлено в работе [75], посвящённой изучению соотношения радиусов пары сферических гидрометеоров, при котором стримерный разряд возникает между ними или с внешней границы частиц на стадии, когда они уже связаны стримерным каналом. Было обнаружено, что появление стримеров с внешней границы частиц на высотах 3 и 6 км становится возможным только в относительно больших электрических полях, составляющих по крайней мере половину от поля пробоя воздуха.

Важно подчеркнуть, что во всех описанных выше подходах вопрос об инициации стримеров рассматривается с точки зрения величины внешнего электрического поля. Ниже будет продемонстрировано, что, во-первых, в рамках предлагаемого в работе сценария механизм появления стримеров связан не с величиной внешнего, а с флуктуациями мезомасштабного электрического поля, которые, в свою очередь, практически не зависят от амплитуды крупномасштабного [19]. Во-вторых, будет показано, что длина возникающих стримеров определяется размерами областей повышенной концентрации ионов. В-третьих, в отличие от предшествующих работ, описываемый в настоящем исследовании сценарий более физически обоснован, так как не предполагает того, что возникновение одиночного стримера автоматически приводит к его трансформации в лидерный канал, но, как будет показано ниже, предлагает определённый механизм реализации этого процесса. Наконец, в данной главе работы возникновение одиночного стримера не рассматривается как чрезвычайно редкое событие, происходящее вследствие крайне удачного стечения обстоятельств. Напротив, будет продемонстрировано, что если пространственно-временная частота возникновения центров производства ионов в облаке превышает критический уровень, равный  $\mathcal{M}_c \approx 0.1 \text{ м}^{-3} \text{ с}^{-1}$  (см. параграф 1.4.4), то начинается развитие сразу множества стримеров, которые перманентно возникают, отмирают и вновь появляются, что позволяет говорить о чрезвычайно важном для данной работы эффекте их коллективного взаимодействия (см. раздел 1.5).

Описанный в параграфе 1.4.3 кумулятивный эффект перекрывания затухающих и вновь возникающих центров производства ионов ведёт к постепенному росту проводимости ионных пятен (см. также работу [19]). Когда их проводимость  $\sigma$  достигает примерно  $10^{-9} \text{ См/м}$  (что на несколько порядков величины больше проводимости окружающей облачной среды, на уровне моря составляющей порядка  $10^{-14} \text{ См/м}$  [40, рис. 1.3]), характерное время максвелловской релаксации  $\varepsilon_0/\sigma$ , где  $\varepsilon_0$  — диэлектрическая проницаемость вакуума, становится порядка  $10^{-2} \text{ с}$ . В дальнейшем будем называть данные области с высокой концентрацией ионов областями повышенной ионной про-

водимости (ОПИП). При обозначенном выше значении проводимости ОПИП поляризуются ещё до того, как будут разрушены аэродинамическими потоками воздуха, что приводит к появлению стримеров с их периферийных областей. Для гидрометеоров, находящихся вблизи отрицательного полюса ОПИП, поле на поверхности усиливается совместным действием двух механизмов: втрое из-за поляризации ОПИП и второе из-за поляризации самого гидрометеора (если для простоты считать их формы сферическими). В данном случае усиление поля на поверхности гидрометеора практически на порядок величины способствует появлению положительных стримеров, растущих в направлении отрицательного полюса ОПИП. Отметим, что вследствие дрейфа ионов во внешнем поле ОПИП вытягивается вдоль него, становясь диполем, состоящим из областей, образованных преимущественно положительными и отрицательными ионами (см. рисунок 1.3).

Оценим количество заряда, сосредоточенного в отрицательном полюсе ОПИП, необходимое для инициации стримеров. Эволюция отрицательных ионов, составляющих один из полюсов ОПИП, описывается уравнением (1.38). Второе слагаемое левой части уравнения (1.38) описывает эффект адвективного перемешивания и может быть представлено как

$$\mathbf{V}_n(\mathbf{r}, t) \cdot \nabla n_n \simeq \frac{\mu_n \tilde{E}}{\Lambda} n_n = \nu_\Lambda n_n, \quad (1.46)$$

где  $\tilde{E}$  — характерная амплитуда мезомасштабных флуктуаций электрического поля,  $\Lambda \simeq 0.1-1$  м — характерный масштаб, на котором происходит адвективное перемешивание,  $\nu_\Lambda = \mu_n \tilde{E} / \Lambda$  — частота адвективных потерь ионов. Уравнение (1.38) может быть записано в следующем приближении:

$$\frac{\partial n_n}{\partial t} = (\mathfrak{J}_i(\mathbf{r}, t) - \nu_\Lambda - \nu_h) n_n - \frac{|e| \mu_n}{\varepsilon_0} n_n^2. \quad (1.47)$$

Считая, что уровень флуктуаций мезомасштабного электрического поля не превышает порога распространения положительных стримеров  $E_{pth}^+ \simeq 5 \cdot 10^5$  В/м, имеем  $\nu_\Lambda \lesssim 10^3$  с<sup>-1</sup>.

Характерный уровень насыщения ионной концентрации полюса ОПИП может быть оценён из уравнения (1.47) в приближении относительно высокой интенсивности центров производства ионов  $J \gg \nu_\Lambda \gg \nu_h$  (см. параграф 1.4.2). В этом приближении для отдельного центра получаем

$$\frac{\partial n_n}{\partial t} = J n_n - \frac{|e| \mu_n}{\varepsilon_0} n_n^2, \quad (1.48)$$

где величина  $J$  характеризует его эффективность. Решение данного уравнения, применимое на временах жизни центра производства ионов  $0 < t < \tau_0$ , выглядит следующим образом:

$$n_n(t) = \frac{n_0}{1 + \left( \exp(Jt) - 1 \right) n_0 / \bar{n}_n} \exp(Jt), \quad (1.49)$$

где

$$\bar{n}_n = \frac{J \varepsilon_0}{|e| \mu_n} \simeq \frac{J}{\beta_{np}} \quad (1.50)$$

представляет собой уровень насыщения ионной концентрации, составляющий порядка  $\bar{n}_n \simeq 10^{20} \text{ м}^{-3}$  при  $J \simeq 10^9 \text{ с}^{-1}$ , то есть при электрическом поле примерно вдвое большем определённого в параграфе 1.3.3 данной работы критического уровня (см. рисунок 1.1(в)). Отметим, что столь высокие ионные концентрации неустойчивы и быстро затухают вследствие адвективного расплывания пятна. Для оценённой концентрации ионов характерный заряд отрицательного полюса новообразованной ОПИП, сосредоточенный на масштабе центра производства ионов  $r_0 \approx 2 \text{ мм}$ ,  $Q_s \simeq 4\pi|e|r_0^3\bar{n}_n/3 \simeq 5 \cdot 10^{-7} \text{ Кл}$ . Отметим, что полученный характерный заряд ионного пятна на несколько порядков величины превышает максимальные значения заряда крупных гидрометеоров  $Q_h \simeq 2 \cdot 10^{-10} \text{ Кл}$  [118]. Даже на расстоянии 10 см от центра ионного пятна с зарядом  $Q_s$  создаваемое им электрическое поле превышает порог распространения положительных стримеров  $E_{pth}^+ \simeq 500 \text{ кВ/м}$ . Таким образом, появление ионных пятен с зарядами на уровне  $Q_s$  обеспечивает значительное усиление флуктуаций мезомасштабного электрического поля, которые, в свою очередь, приводят к возникновению положительных стримеров.

Вспышки электрического поля, приводящие к появлению стримеров, как правило, связаны со взаимодействиями между ОПИП и близко расположенными гидрометеорами либо со взаимодействием двух и более удачно расположенных ОПИП между собой и могут быть реализованы множеством различных способов, наиболее вероятные из которых описаны ниже и показаны на рисунке 1.5.

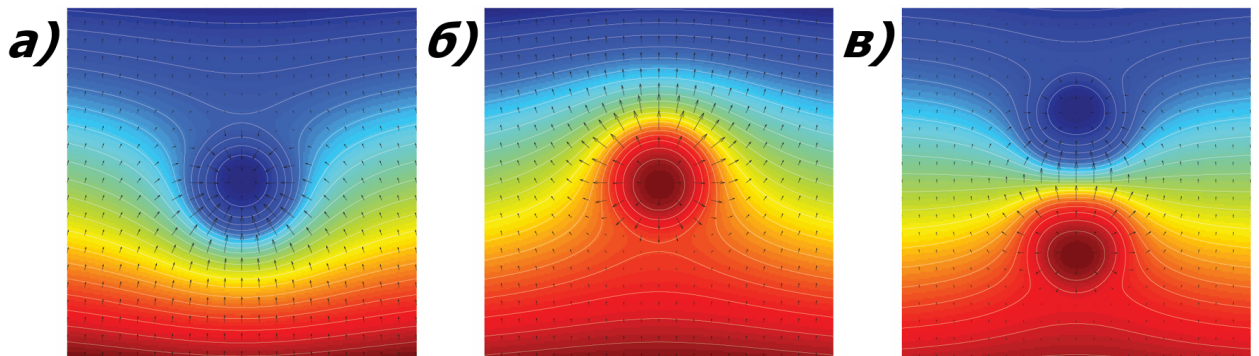


Рисунок 1.5 – Три возможных варианта усиления внешнего электрического поля в присутствии ионных пятен. Внешнее поле направлено вертикально вверх, белые линии обозначают эквипотенциальные поверхности, чёрные стрелки визуализируют амплитуду и направление электрического поля. Случаи (а), (б) и (в) соответствуют усилению поля вблизи областей отрицательных и положительных ионов и между парой ионных пятен противоположной полярности, ориентированных вдоль внешнего электрического поля (случай максимального усиления), соответственно

Как было показано выше, эволюция ионных пятен может приводить к формированию областей с пиковой концентрацией отрицательных ионов на уровне  $10^{20} \text{ м}^{-3}$ . Сосредоточение столь большого количества отрицательного заряда в малой области пространства создаёт электрическое поле достаточно большое, чтобы породить множественные электронные лавины. Далее, поскольку занятые положительными и отрицательными ионами области постоянно дрейфуют во внешнем

электрическом поле, возможна ситуация, когда положительный полюс одной ОПИП оказывается вблизи отрицательного полюса другой. При этом, если данные области имеют достаточно большой заряд и удачно расположены по отношению ко внешнему электрическому полю (что, впрочем, вовсе не обязательно), возникают положительные стримеры, растущие из области положительного заряда в сторону отрицательного. В данном случае в качестве затравочных выступают свободные электроны, всегда существующие в занятой отрицательными ионами области благодаря отлипанию (см. соотношение (1.34)). В случае, когда положительные стримеры внедряются в занятую отрицательными ионами область, сильное электрическое поле в окрестностях их головок (согласно результатам работ [29, 78], пиковое поле на фронте стримерной головки в 3–5 раз превышает диэлектрическую прочность воздуха) существенно увеличивает частоту отлипания электронов от отрицательных ионов. Высвобождающиеся при этом электроны способствуют дальнейшему разрастанию системы положительных стримеров. Причём происходящее согласно описанной схеме увеличение концентрации затравочных электронов, в принципе, должно работать при концентрациях отрицательных ионов много меньших максимально достижимого значения, равного  $10^{20} \text{ м}^{-3}$ . Возможна также ситуация, когда положительные стримеры возникают с поверхности гидрометеора, поле на котором усиливается из-за наличия рядом ОПИП (даже если сам гидрометеор не заряжен). Ещё одной альтернативой является возникновение стримеров с поверхности гидрометеора, пролетающего между парой противоположно заряженных ОПИП. В последнем случае усиление поля на поверхности поляризованного гидрометеора будет особенно существенным при удачной ориентации положительного и отрицательного полюсов пары ОПИП по отношению ко внешнему электрическому полю (см. рисунок 1.5(в)). Ещё раз подчеркнём, что отрицательные ионы не только являются источником затравочных электронов, но и выступают в роли их долгоживущего хранилища, благодаря чему электроны могут быть высвобождены в нужный момент в присутствии сильного поля стримерной головки, способствуя дальнейшему росту стримера. В любом из трёх рассмотренных на рисунке 1.5 случаев поле может быть усилено до значения порогового поля роста положительных стримеров  $E_{pth}^+ \simeq 5 \cdot 10^5 \text{ В/м}$ .

Важно подчеркнуть, что существует своеобразная асимметрия развития положительных и отрицательных ионных пятен (см. рисунок 1.3). Так, если очередной центр производства возникает на фоне пятна отрицательных ионов, экспоненциальный рост их концентрации начинается не с усреднённого фонового уровня, а с уровня остаточной концентрации внутри пятна, что способствует увеличению числа произведённых центром пар положительных и отрицательных ионов (см. уравнение (1.49) и рисунок 1.3). В случае, если новый центр ионизации появляется на фоне пятна положительных ионов, данного эффекта не наблюдается. Это ещё раз подчёркивает утверждение о том, что в предлагаемом механизме ведущая роль принадлежит именно отрицательным ионам, в то время как положительные, хотя и могут быть полезны (см. рисунок 1.5(б,в)), играют второстепенную роль.

## 1.5. Взаимодействие стримеров в грозовом облаке

В предыдущих разделах данной главы был описан механизм возникновения стримеров на флуктуациях мезомасштабного электрического поля, ключевым звеном которого является кумулятивный эффект наложения новых центров производства ионов на остаточную плазму старых. Одной из отличительных черт предложенного механизма является факт того, что процесс инициации стримеров определяется уровнем средних квадратичных флуктуаций мезомасштабного электрического поля и практически не зависит от крупномасштабного поля. Более того, предложенный эстафетный механизм роста ионной концентрации обеспечивает появление стримеров даже при нулевом среднем поле. В этом случае стримерные системы могут расти в любом направлении, а их длина не будет превышать масштабов флуктуаций электрического поля, которые совпадают с размерами ионных пятен. Рождение и отмирание многочисленных стримеров создаёт дополнительный канал диссипации квазиэлектростатической энергии на промежуточном масштабе. Но без крупномасштабного электрического поля не возникает упорядоченных крупномасштабных токов. При увеличении амплитуды данного поля у стримеров появляется выделенное направление роста, что приводит к упорядоченному слиянию растущих в противоположные стороны положительных и отрицательных частей стримерных систем и, как следствие, увеличению их длин вдоль данного направления. По мере объединения множества стримеров в единую проводящую сеть, в рамках разрастающегося разрядного древа (в принципе, их одновременно может быть несколько) формируется сложная иерархическая система взаимодействующих каналов, находящихся на разных стадиях развития. Со временем происходит объединение токов множества стримеров в единый прогревающийся за счёт джоулевого энерговыделения канал (эффект бутылочного горлышка). Прогретые хорошо проводящие элементы стримерной сети начинают удлиняться за счёт эффектов поляризации во внешнем поле, продолжая концентрировать в себе электростатическую энергию, собранную с относительно большого объёма пространства грозового облака. Таким образом, существует некое пороговое значение электрического поля, превышение которого обеспечивает взрывной рост стримерной сети с последующим формированием зародыша молнии.

Для более глубокого изучения роли крупномасштабного электрического поля выполним относительно простое, но показательное вероятностное рассмотрение, основанное на ренормгрупповом подходе, аналогичном предложенному в работе [119]. Сразу оговоримся, что в рамках рассматриваемой вероятностной схемы под разрядным каналом будем подразумевать не одиночный стример, а более прогретый способный к эффективной поляризации канал, являющийся элементом стримерной сети, описанной в недавнем эксперименте [85]. Авторы работы [85] называют формирующиеся в рамках сети взаимодействующих друг с другом положительных и отрицательных стримеров горячие каналы необычными плазменными образованиями (*unusual plasma formations*). Разумно предположить, что именно они являются наиболее вероятными кандидатами на роль зародышей биполярных лидеров молнии (см. также параграф 1.6.1). Разделим занятый достаточно сильным вертикально ориентированным электрическим полем слой толщины  $H$  на  $2^k$ , где  $k$  — натуральное число, промежутков длины  $r$ , составляющей порядка нескольких сантиметров. Пример

подобного деления, выполненного при  $k = 4$  и  $r \simeq 4$  см, соответствующий переходу от таунсендовских лавин к стримерному разряду (при нормальных условиях), приведён на верхней панели рисунка 1.6(а). При  $k = 9$  протяжённость слоя  $H$  становится равной примерно 20 м. Каждый промежуток характеризуется величиной однородного мезомасштабного электрического поля  $E_r$  и может быть перекрыт разрядным каналом в случае, если данное поле превышает порог распространения положительных стримеров  $E_{pth}^+$ . Будем считать, что стример перекрывает дистанцию  $r$  в направлении крупномасштабного поля  $E_a$  с вероятностью  $p_r$ , задаваемой распределением Вейбулла [120]:

$$p_r = 1 - \exp\{-(E_a/E_{pth}^+)^m\}, \quad (1.51)$$

где  $0 < m < \infty$  — показатель распределения Вейбулла. Данное распределение и его упрощённые формы широко применяются для поиска вероятностей возникновения новых каналов растущего разрядного древа (см. [44] и ссылки там). В существующих исследованиях (см., например, [44, 46, 121]) применяются различные значения параметра  $m$ . Например,  $m = 2$  отражает зависимость функции распределения (1.51) от энергии электрического поля, а  $m = 1$  — от самого поля. Поскольку принципиальные выводы, которые будут получены в ходе дальнейшего анализа, не зависят от конкретного значения параметра  $m$ , для примера будут рассмотрены случаи, когда он меняется от 1 до 2 включительно. Отметим, что отсутствие порогового поля в формуле (1.51) связано с тем, что в действительности появление разрядного канала происходит не во внешнем поле  $E_a$ , а в сильно неоднородном локальном поле  $E_r$ , испытывающем сильные флуктуации, величина которых, однако, растёт с увеличением  $E_a$ .

Для дальнейшего построения иерархической модели разделим имеющийся массив, состоящий из  $2^k$  промежутков, на  $2^{k-1}$  ячеек, каждая из которых содержит два соседних промежутка (см. рисунок 1.6(а)). Существует два возможных процесса, приводящих к пробое ячеек, под которым подразумевается перекрытие разрядами обоих промежутков. Первым является независимый пробой каждого из промежутков, который становится возможным, когда мезомасштабное поле на всей длине ячейки превышает порог распространения положительных стримеров:  $E_r \geq E_{pth}^+$ . Вторая возможность может быть реализована, если поля хватает для пробоя только одного из промежутков. При этом второй промежуток может быть перекрыт за счёт усиления поля на конце канала уже существующего разряда.

Возможность индуцированного пробоя обусловлена переносом потенциала к границе непробитой ячейки, который возникает вследствие поляризации проводящей связи во внешнем поле. При этом подразумевается, что слияние каналов также сопровождается переносом потенциала, что позволяет учесть влияние крупномасштабного электрического поля на динамику развития системы. Ситуация схематично представлена на рисунке 1.6, панели (б) и (в) которого отображают распределения потенциала и вертикальной компоненты электрического поля соответственно. Доминирующая наклонная прямая на рисунке 1.6(б) соответствует однородному внешнему полю  $E_a$ .

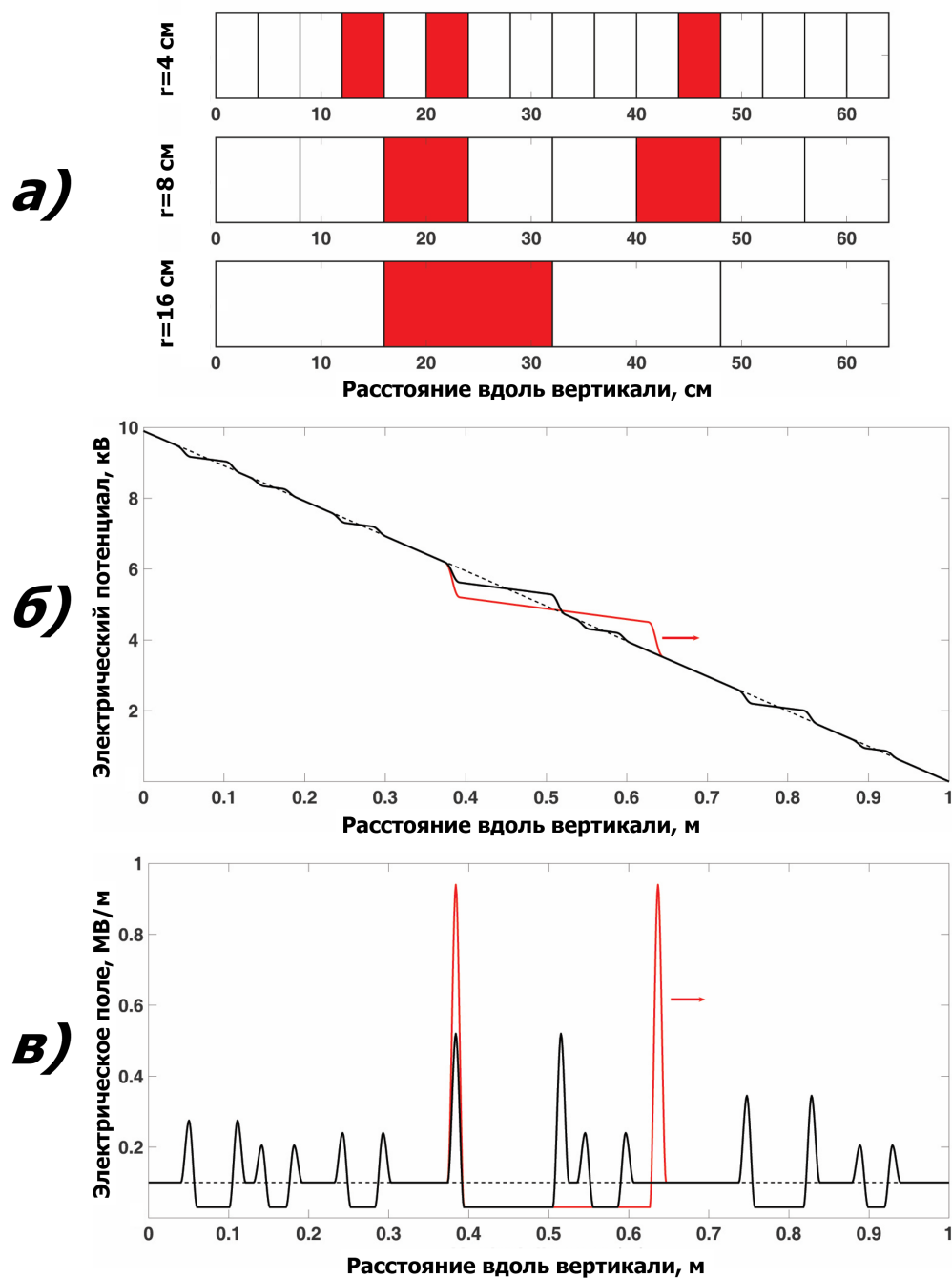


Рисунок 1.6 – Иерархическая модель роста разрядных каналов. На секции (а) представлена схема, согласно которой происходит объединение промежутков (начиная с элементарных, имеющих длину  $r = 4$  см) в ячейки вдвое большего масштаба. Перекрытые пробойными каналами промежутки и ячейки закрашены. Секции (б) и (в) показывают схематичное распределение электрического потенциала и вертикальной компоненты электрического поля для двух последовательных итераций развития разряда соответственно. Красная линия соответствует структуре, образующейся при слиянии двух меньших каналов из соседних ячеек. Красные стрелки показывают направление роста положительных стримеров

Использование даже такого простого одномерного механизма перераспределения потенциала в рамках иерархической системы приводит к воспроизведению относительно сложных эффектов. Каждый последующий порядок иерархии получается уменьшением числа  $2^{k-1}$  рассмат-

риваемых ячеек и числа  $2^k$  образующих их промежутков с удвоением их пространственной протяжённости (см. рисунок 1.6(а)). Соответствующие вариации потенциала и электрического поля для двух последовательных итераций показаны на панелях (б) и (в) рисунка 1.6. Для количественного анализа динамики процесса пробоя ячеек вследствие переноса потенциала по рассматриваемой системе каналов необходимо ввести условную вероятность  $P_r$  возникновения индуцированного разряда в подпороговом поле  $E_r \geq E_{pth}^+/\lambda$  (событие  $A$ ) при условии  $E_r < E_{pth}^+$  (событие  $B$ ). Согласно определению условной вероятности,

$$P_r = p(A|B) = \frac{p(A \cap B)}{p(B)} = \frac{p(A) - p(B)}{1 - p(B)}, \quad (1.52)$$

где

$$p(A) = 1 - \exp\left(-(\lambda E_a/E_{pth}^+)^m\right), \quad p(B) = p_r. \quad (1.53)$$

Подставляя соотношение (1.53) в определение (1.52), получаем

$$P_r = 1 - (1 - p_r)^{\lambda^m - 1}. \quad (1.54)$$

При данном подходе последующий разрядный канал возникает, если электрическое поле превышает некий уровень активации, который в  $\lambda$  раз меньше порогового поля  $E_{pth}^+$ . Согласно [122], для проводящего эллипсоида с главными полуосями  $a$  и  $b$  степень усиления поля

$$\lambda = \frac{\epsilon^3}{(1 - \epsilon^2)(\operatorname{arth}(\epsilon) - \epsilon)}, \quad (1.55)$$

где  $\epsilon = \sqrt{1 - b^2/a^2}$  — эксцентриситет эллипсоида вращения, а  $\operatorname{arth}$  обозначает гиперболический арктангенс. Для случая сферы, когда  $a = b$ ,  $\lambda = 3$ , в то время как даже для незначительного удлинения  $a = 2.5b$  электрическое поле на конце эллипсоида усиливается более, чем в 7 раз. В качестве оценки величины параметра  $\lambda$  можно взять отношение поля на фронте стримерной головки к диэлектрической прочности воздуха. Из результатов недавних теоретических работ [29, 78] следует, что данное отношение лежит в пределах  $3 \leq \lambda \leq 5$ . Далее, поскольку конечный результат возникновения двух последовательных разрядных каналов длины  $r$  аналогичен перекрытию промежутка разрядом длины  $2r$ , полная вероятность  $p_{2r}$  пробоя промежутка длины  $2r$  может быть представлена как

$$p_{2r} = p_r^2 + 2p_r(1 - p_r) \cdot P_r. \quad (1.56)$$

Первое слагаемое правой части уравнения (1.56) описывает одновременное и независимое возникновение пары примыкающих друг к другу разрядных каналов, а второе соответствует случаю, когда один из них появляется независимо, а второй — за счёт эффекта поляризационного усиления поля на конце ранее возникшего канала.



Наконец, подставляя (1.54) в (1.56), получаем следующее рекуррентное соотношение

$$p_{2r} = 2p_r(1 - (1 - p_r)^{\lambda^m}) - p_r^2, \quad (1.57)$$

связывающее  $p_{2r}$  с  $p_r$ . Функциональная зависимость (1.57), которая также может рассматриваться как логистическое отображение, представлена на рисунке 1.7 при  $m = 1$  и  $m = 2$  для случаев  $\lambda = 2$  и  $\lambda = 3$ .

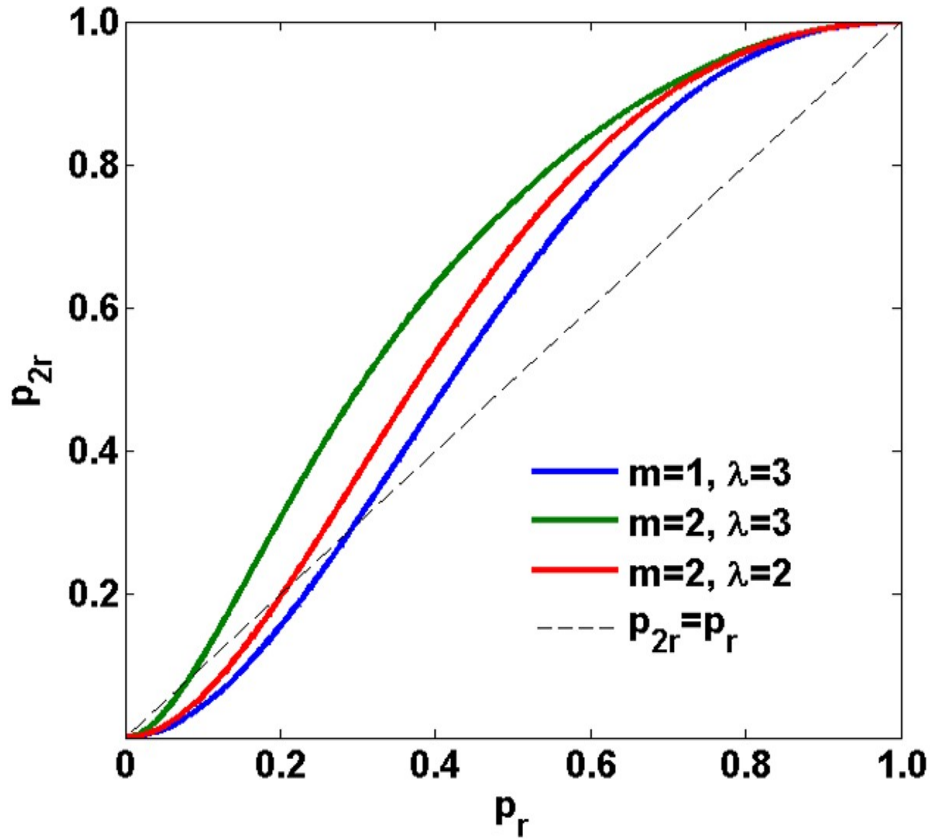


Рисунок 1.7 – Функциональная зависимость  $p_{2r}$  от  $p_r$  при различных значениях  $m$  и  $\lambda$  (см. рекуррентное соотношение (1.57)). Критические точки  $p_c(m = 1, \lambda = 3) = 0.2929$ ,  $p_c(m = 2, \lambda = 3) = 0.083$  и  $p_c(m = 2, \lambda = 2) = 0.2063$

Условие стационарности  $p_{2r} = p_r$  выполняется для значений  $p_r$ , равных 0, 1 и  $p_c$ . Последнее может быть найдено из соотношения

$$p_c = 1 - (1/2)^{1/(\lambda^m - 1)} \quad (1.58)$$

и соответствует переходу от режима, при котором занятая разрядом область остается ограниченной ( $p_r < p_c$ ) к режиму самоусиления разряда, при котором он выходит за границы рассматриваемой области. Соответствующее критическому значению вероятности  $p_c$  внешнее электрическое поле  $E_e$  может быть найдено из формулы Вейбулла (1.51) при подстановке  $p_c = 1 - \exp\{-(E_e/E_{pth}^+)^m\}$ .

В результате имеем

$$E_e = \left\{ \frac{\ln 2}{\lambda^m - 1} \right\}^{1/m} E_{pth}^+ \quad (1.59)$$

Зависимость крупномасштабного порогового поля  $E_e$  от модельных параметров представлена на рисунке 1.8.

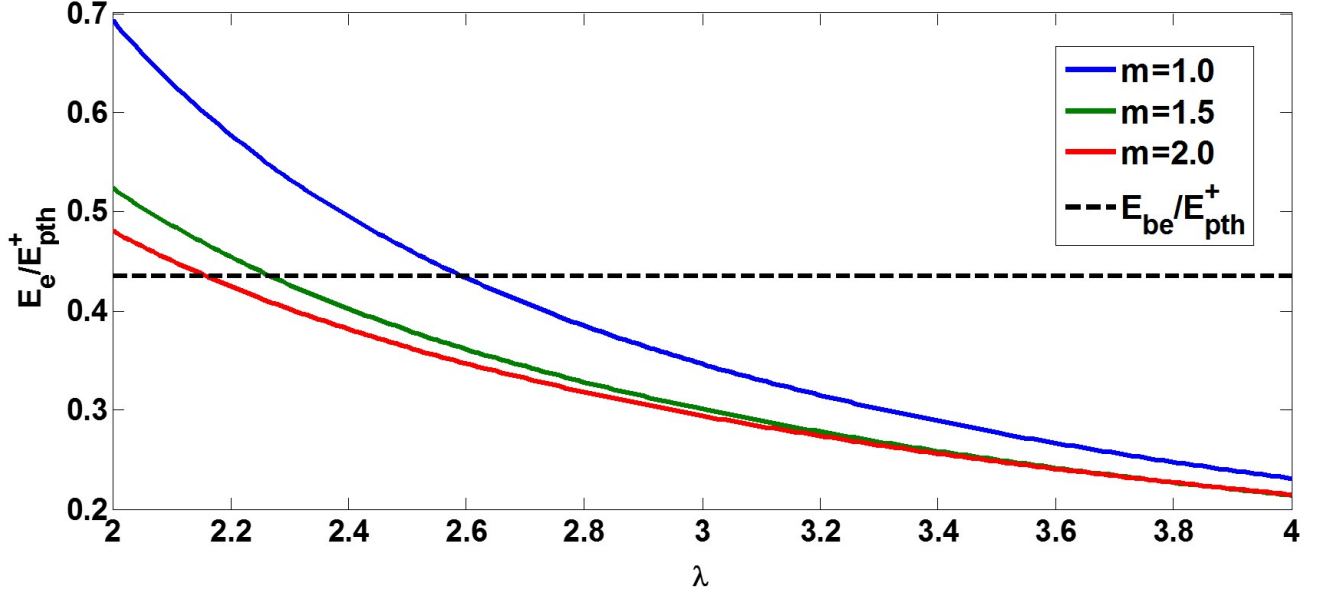


Рисунок 1.8 – Зависимость отношения порогового поля взрывного роста разряда к пороговому полю распространения положительных стримеров  $E_e/E_{pth}^+$  от параметра  $\lambda$  при различных значениях показателя  $m$ . Горизонтальная пунктирная прямая соответствует пороговому полю поддержания пробоя на убегающих электронах  $E_{be}$ , причём  $E_{be}/E_{pth}^+ \simeq 0.436$

В литературе зачастую можно встретить понятие порогового поля поддержания пробоя на убегающих электронах  $E_{be} = 2.18 \cdot 10^5$  В/(м·атм). Заметим, что даже при  $m = 1$  и довольно скромном значении  $\lambda \simeq 2.6$ , которое даже меньше, чем для случая идеально проводящей сферы, наблюдается довольно существенное уменьшение порогового поля взрывного роста разрядной системы:  $E_e \simeq E_{be}$ . С увеличением фактора усиления  $\lambda$  наблюдается существенное падение порогового поля  $E_e$ : при  $\lambda = 3$  имеем  $E_e \simeq 0.35 \cdot E_{pth}^+ \simeq 1.75 \cdot 10^5$  В/м на уровне моря. При малых крупномасштабных полях  $E_a < E_e$  разрядная активность на больших масштабах не развивается. При относительно больших полях  $E_a \geq E_e$  стримерная сеть выходит за пределы зоны инициации и полностью заполняет весь промежуток, занятый достаточно сильным крупномасштабным электрическим полем.

Превышение крупномасштабным полем критического уровня  $E_e$  является необходимым, но не достаточным условием возникновения горячего лидерного канала. Необходимо также, чтобы измеренный вдоль направления внешнего поля размер занятой им области  $H$  удовлетворял следующему условию:

$$U_H = \int_0^H (\mathbf{E}_a, \mathbf{z}_0) dz \gtrsim 3 \text{ МВ}, \quad (1.60)$$

где  $\mathbf{z}_0$  — единичный вектор вдоль направления внешнего поля. В работе [123] методом запуска

триггерных (заземлённых через провод) ракет в грозовое облако изучались условия, необходимые для инициации и роста восходящего положительного лидера. Было обнаружено, что инициация лидера с конца провода длиной 400 м требует наличия внешнего электрического поля, равного 13 кВ/м. На момент появления лидера молнии потенциал ракеты относительно фонового потенциала на высоте её нахождения был равен 3.6 МВ (отрицательный относительно земли). При этом первые зарегистрированные импульсы тока у основания провода (так называемые предшественники), означающие наличие стримерной активности на его верхнем конце, наблюдались при вдвое меньшей длине провода, когда разность потенциалов между ракетой и окружающим её воздухом составляла 1.3 МВ. Далее, в исследовании [124], посвящённом изучению процесса инициации молнии с заземлённых объектов высоты  $h$  и незаземлённых объектов длины  $L$  во внешнем поле  $E_a$ , было обнаружено, что необходимый для появления разряда «скачок потенциала», вычисляемый как  $E_a h$  и  $E_a(L/2)$  для заземлённых и незаземлённых объектов соответственно, должен составлять порядка 1 МВ. В частности, для космического корабля «Аполлон-12», эффективная длина которого (с учётом хвоста реактивных газов) на момент появления молнии насчитывала около 400 м, «скачок потенциала» во внешнем поле  $\geq 10$  кВ/м составлял не менее 2 МВ. Следовательно, в случае «Аполлона-12» величина  $U_H$  из соотношения (1.60) была не меньше, чем 4 МВ, что практически совпадает с выбранным критическим значением, равным 3 МВ. Близость двух величин, независимо полученных в экспериментальных работах [123] и [124], свидетельствует о разумности критерия (1.60). Таким образом, условие (1.60) позволяет связать лавинообразное разрастание стримерной сети с формированием горячего лидерного канала, происходящим в относительно слабом внешнем поле грозового облака.

Если внешнее поле  $E_a$  превышает порог взрывного роста  $E_e$ , но условие (1.60) не выполнено, описанный механизм обеспечивает формирование относительно мощных стримерных разрядов, которые, даже несмотря на свою сравнительно невысокую проводимость, могут быть экспериментально обнаружены [81, 83, 87, 125]. Было зафиксировано несколько примеров кратковременных пространственно ограниченных пробоев в грозовом облаке с длительностью в несколько микросекунд и протяженностью не более нескольких сотен метров на высотах более 10 км над уровнем моря [81, 83]. Можно предположить, что источниками обнаруженного фонового электромагнитного излучения облака послужили предсказываемые предлагаемым в данной главе механизмом зоны интенсивного взаимодействия стримерных систем.

В завершении данного параграфа отметим, что асимметрия развития положительных и отрицательных стримеров играет важную роль в эволюции стримерной сети. Полученные результаты могут быть обобщены на случай, когда отношение полей на фронте головок положительных и отрицательных стримеров к диэлектрической прочности воздуха  $\lambda$  и, соответственно, условные вероятности развития стримеров в направлении и против направления внешнего электрического поля различны:

$$P_r^\pm = 1 - (1 - p_r)^{(\lambda^\pm)^m - 1}. \quad (1.61)$$

Тогда соотношение (1.57) приобретает вид

$$p_{2r} = p_r(2 - (1 - p_r)^{(\lambda^+)^m} - (1 - p_r)^{(\lambda^-)^m}) - p_r^2. \quad (1.62)$$

В следующем разделе на примере двух альтернативных численных моделей искрового разряда будет продемонстрирован процесс формирования лидера молнии в облаке на основе слияния токов десятков тысяч одновременно развивающихся положительных и отрицательных стримеров.

## 1.6. Моделирование процесса формирования лидера молнии в грозовом облаке

### 1.6.1. Современные представления о процессе формирования лидера молнии

Как уже было отмечено, не вызывает сомнения тот факт, что зарождению молнии предшествует появление в грозовом облаке стримерных систем. Вместе с тем, до сих пор нет единого мнения о том, каким образом стримерная активность приводит к формированию молниевых разрядов. Не существует также численных моделей, способных воспроизвести процесс формирования достаточно длинного для поддержания собственного развития хорошо проводящего лидерного канала в грозовом облаке, максимальная напряжённость электрического поля в котором на порядок ниже поля пробоя воздуха [12].

Наиболее цельное, по мнению автора, гипотетическое описание механизма формирования зародыша молнии в облаке с опорой на базовые работы [20, 22, 71] было приведено в исследовании [28, рис. 8]. Предполагается, что положительные стримеры зарождаются с поверхности поляризованного во внешнем поле гидрометеора. Вынося положительный заряд в направлении роста и аккумулируя отрицательный заряд в точке старта, положительные стримеры создают условия для появления растущих в противоположном направлении отрицательных. Отрицательная часть биполярной стримерной системы в процессе развития усиливает поле на своей периферии, провоцируя появление еще одной (вторичной) системы положительных стримеров, развитие которой происходит подобным же образом. Далее положительные стримеры вторичной системы сливаются с отрицательными стримерами первичной, создавая единый канал, прогреваемый токами выравнивания потенциалов. В результате многократного повторения данного процесса перекрывающаяся и сливающаяся цепочка биполярных стримерных систем формирует канал лидера молнии.

В недавнем эксперименте с искусственным аэрозольным облаком [85] были зарегистрированы так называемые необычные плазменные образования (*unusual plasma formations*). Хотя параметры плазмы данных образований оказались близки к таковым для типичной лабораторной длинной искры, специфическая морфология обнаруженной формы разряда позволяет отнести его к новому ранее неизвестному типу. Более того, авторами работ [84, 85] было высказано предположение о том, что данная форма разряда, представляющая собой сеть взаимодействующих друг с другом посредством положительных и отрицательных стримеров плазменных каналов, является промежуточным звеном при переходе от слабо проводящей стримерной формы разряда к горячему самоподдерживающемуся лидерному каналу в процессе инициации молнии в облаке. Вероятно,

наиболее прогретые в местах слияния токов множества стримеров сегменты необычных плазменных образований могут эффективно поляризоваться и удлиняться, формируя лидерный канал за счёт концентрации собранной с достаточно большого объёма электростатической энергии в малой области пространства. В работах [84, 85] утверждается, что необычные плазменные образования «металлизируют» облачный объём, формируя зародыш молнии. Данный раздел фактически посвящён проверке этого предположения методом численного моделирования. В нём будет показано, каким образом коллективная динамика развития слабо проводящих стримерных систем приводит к формированию горячего сильно поляризованного лидерного канала.

В следующих двух параграфах данного раздела будут представлены две мелкомасштабные транспортные модели формирования лидера молнии в грозовом облаке, развивающие идеи модельных подходов [44, 46], каждая из которых специализируется на воспроизведении определённых специфических особенностей данного процесса и, таким образом, дополняет другую. Первая модель, результаты применения которой опубликованы в работе [47], реализована без использования пространственной решётки и имеет беспрецедентно высокое пространственно-временное разрешение, равное 0.3 м. Используемый в ней критерий стримерно-лидерного перехода сформулирован в терминах температуры канала и опирается на универсальный для искрового разряда механизм ионизационно-перегревной неустойчивости. Модель детально описывает формирование лидерного канала, развивающегося из единственной исходной связи. Вторая модель имеет большее пространственное разрешение, равное 1 м, и ограничена использованием пространственной решётки, но отражает объёмный характер стримерной активности: пробой начинает развиваться не из единственной связи, а сразу по всему рассматриваемому объёму. Обе модели учитывают асимметрию развития положительных и отрицательных стримеров и временную эволюцию параметров разрядных каналов. В рамках используемых модельных подходов прогретый хорошо проводящий лидерный канал формируется за счёт объединения токов десятков тысяч стримеров, каждый из которых изначально обладает пренебрежимо малой проводимостью. В обоих случаях морфологические характеристики и электрические параметры разрядного древа зарождающегося модельного лидера молнии согласуются с современными представлениями о развитии молниевых разрядов.

### **1.6.2. Первый метод моделирования**

В данном параграфе будут описаны результаты применения первого модельного подхода, опубликованные в недавней работе [47]. В целях сокращения изложения основной акцент будет сделан на конечных выводах работы [47], в то время как описание алгоритма модели будет сведено к минимуму.

#### **Постановка задачи**

В качестве области моделирования рассматривается относительно небольшая часть грозового облака с размерами порядка сотен метров, что позволяет считать внешнее вертикально ориентированное электрическое поле внутри неё постоянным и равным 270 кВ/м. Предполага-

ется, что область пространства, в которой начинает развиваться разрядное древо, находится на высоте 6-и км над уровнем моря, что совпадает с типичной высотой инициации молнии [126, 127].

Электрическая цепь, образуемая проводящими структурами молниевого разряда, моделируется в виде динамического графа, вложенного в трёхмерное пространство (см. рисунок 1 работы [47] и рисунок A1 работы [44]). Базовыми элементами модели являются вершины и рёбра графа. Вершины соответствуют ёмкостным элементам цепи, а рёбра — резистивным. Каждой вершине графа с индексом  $i$  соответствует динамическая переменная — сосредоточенный в ней электрический заряд  $q_i$ . Каждому ребру с индексом  $j$  ставится в соответствие удельная проводимость  $G_j$  и температура нейтралов  $T_j$ , которые также являются динамическими переменными задачи. Единственным геометрическим параметром вершины является её эффективный радиус  $R = 3$  см. Все рёбра являются цилиндрами и имеют одинаковые длины  $L_0 = 30$  см и радиусы  $r = 1.4$  мм. Таким образом, с точки зрения электродинамики система представляет собой совокупность идеально проводящих сфер, соединённых проводниками с конечными проводимостями, благодаря чему модель учитывает распределённую ёмкость проводников. Индуктивности каждой отдельной связи и образуемых ими электрических цепей считаются пренебрежимо малыми. Отметим, что для обеспечения корректности расчётов используется алгоритм с автоматическим выбором шага по времени, который гарантирует, что его величина всегда будет много меньше времени релаксации элементарной  $RC$ -цепочки.

Эволюция системы определяется двумя процессами: непрерывной эволюцией параметров разрядных каналов под действием текущих по ним токов и изменением структуры графа вследствие приращения либо распада его каналов.

### **Рост и распад разрядных каналов**

Разряд начинает развиваться из единственной простейшей проводящей структуры, образованной парой изначально незаряженных вершин и ребром между ними, поляризация которой происходит под действием внешнего электрического поля.

Изменение структуры графа может происходить тремя заложенными в модель способами: (1) возникновение новых вершин одновременно с новыми рёбрами, (2) возникновение рёбер между парой уже существующих вершин и (3) отмирание существующих рёбер-проводников из-за диссипации их проводимости при недостаточном электрическом поле. Рассмотрим каждый из этих процессов подробнее.

Рост моделируемого разряда происходит посредством возникновения новых вершин графа, соединённых новыми рёбрами с уже существующими вершинами. Каждые новообразованные вершина и ребро ассоциируется с однонаправленным пучком стримеров одинаковой полярности длиной  $L_0 = 30$  см.

Вероятность возникновения стримерного разряда с малого элемента поверхности некото-

рого проводника площади  $dS$  за малый интервал времени  $dt$  описывается следующим выражением:

$$P_s(E_n, dS, dt) = f(E_n)dSdt, \quad (1.63)$$

где  $E_n$  — нормальная компонента электрического поля,  $f(E_n)$  — зависящая от поля вероятность возникновения стримера в единицу времени с единицы площади поверхности проводника. Функция  $f(E_n)$  определяется свойствами газовой среды и зависит от направления электрического поля на поверхности электрода. В данной работе используется следующий простейший вид функции  $f(E_n)$ :

$$f(E_n) = \begin{cases} (E_n - 0.5 \text{ МВ/м}) \cdot 25 (\text{МВ} \cdot \text{м} \cdot \text{с})^{-1}, & E_n \geq 0.5 \text{ МВ/м}, \\ 0, & -1.0 \text{ МВ/м} < E_n < 0.5 \text{ МВ/м}, \\ (-E_n - 1 \text{ МВ/м}) \cdot 25 (\text{МВ} \cdot \text{м} \cdot \text{с})^{-1}, & E_n \leq -1.0 \text{ МВ/м}, \end{cases} \quad (1.64)$$

причём знак поля считается положительным, если оно направлено от вершины, и отрицательным в ином случае.

Таким образом, модель учитывает асимметрию критических полей развития стримеров положительной и отрицательной полярностей, причём отрицательные стримеры, в соответствии с многочисленным экспериментом [2], имеют вдвое большие пороговые поля (см. также параграф 2.2.3 следующей главы). Заметим, что функция  $f(E_n)$  не является плотностью вероятности и поэтому не нормирована на единицу. Её физический смысл — количество возникающих стримерных разрядов на  $1 \text{ м}^2$  за  $1 \text{ с}$  при заданном поле  $E_n$ .

В рамках рассматриваемой модели роль электродов, дающих начало пучкам стримеров, то есть новым рёбрам и вершинам графа, играют идеально проводящие сферы, расположенные в вершинах графа. Распределение электрического поля на поверхности сферы во внешнем поле  $\mathbf{E}_0$  описывается следующим выражением:

$$E_n(\theta) = 3|\mathbf{E}_0| \cos \theta + E_1, \quad (1.65)$$

где  $\mathbf{E}_0$  — внешнее по отношению к рассматриваемой сфере поле, создаваемое постоянным вертикальным полем  $E_{ext}$  и зарядами, сосредоточенными на всех прочих вершинах графа,  $\theta$  — угловая координата точки на сфере относительно направления внешнего поля  $\mathbf{E}_0$ ,  $E_1$  — собственное поле сферы, которое при величине её заряда  $q_i$  и радиусе  $R$  может быть найдено как

$$E_1 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_i}{R^2}. \quad (1.66)$$

Из (1.63) и (1.65) следует распределение вероятности возникновения стримера с поверхно-

сти сферы по углу  $\theta$ :

$$dP(\theta < \theta_0) = \frac{2\pi R^2}{3E_0} (F(3E_0 + E_1) - F(3E_0 \cos \theta_0 + E_1)) dt, \quad (1.67)$$

где  $F(x)$  — неопределённый интеграл функции  $f$ . В обозначении  $dP$  присутствует дифференциал, поскольку вероятность по-прежнему записывается для дифференциально малого промежутка времени  $dt$ .

Условием корректности выбранного метода генерации случайного события является малость шага по времени  $\Delta t$ , входящего в соотношение

$$\frac{dP_{max}}{dt} \cdot \Delta t \ll 1. \quad (1.68)$$

При выполнении данного условия количество сгенерированных событий роста графа в единицу времени и, как следствие, скорость роста моделируемого разряда не зависят от выбора шага по времени  $\Delta t$ . Поскольку при моделировании уравнение (1.67) решается численно, функция  $F$  для ускорения расчётов табулируется.

При данном подходе степень ветвления вершины ограничивается лишь локальным значением электрического поля, поэтому воспроизводимая моделью структура проводников и их связность может быть гораздо более богатой, чем в случае моделей, использующих пространственные решётки. Поскольку автоматический выбор шага по времени предохраняет систему от развития неустойчивости, максимально наблюдаемое в расчётах число рёбер, имеющих общий узел-источник, не превышает нескольких десятков.

Образование нового ребра между парой уже существующих узлов  $i$  и  $j$  графа происходит, если величина среднего поля между вершинами превышает заданный порог  $E^* = 3 \cdot 10^5$  В/м:

$$\frac{|\varphi_i - \varphi_j|}{L_{i,j}} > E^*, \quad (1.69)$$

где  $L_{i,j}$  — расстояние между вершинами с индексами  $i$  и  $j$ . При этом соединяемые вершины должны быть расположены достаточно близко друг к другу:

$$L_{i,j} < 3L_0. \quad (1.70)$$

Отмирание ребра графа  $k$  происходит, когда его проводимость падает ниже критического значения:

$$G_k < 0.95G_0, \quad (1.71)$$

где  $G_0 = 10^{-10}$  См/м — начальная проводимость канала.

При отмирании проводящего ребра графа одна или несколько вершин могут оказаться отсоединёнными от основного разряда. Впоследствии они могут снова оказаться «подключёнными» к разрядной структуре при выполнении условий (1.69) и (1.70), либо же оставаться изолированными,



внося вклад в пространственный заряд чехла лидерного канала.

### Эволюция динамических переменных

Электрический потенциал и электрическое поле в любой точке пространства с радиус-вектором  $\mathbf{r}$  находятся в электростатическом приближении и вычисляются следующим образом:

$$\begin{aligned}\varphi(\mathbf{r}) &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum_{i=1}^N \frac{q_i}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_i|} + \varphi_{ext}(\mathbf{r}), \\ \mathbf{E}(\mathbf{r}) &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum_{i=1}^N \frac{q_i(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i)}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_i|^3} + \nabla\varphi_{ext}(\mathbf{r}),\end{aligned}\tag{1.72}$$

где  $N$  — количество вершин графа,  $\mathbf{r}_i$  и  $q_i$  — координаты и заряд вершины с индексом  $i$ ,  $\varphi_{ext}(\mathbf{r})$  — потенциал, создаваемый внешним электрическим полем  $\mathbf{E}_{ext}$ . Потенциал вершины  $i$ , представляющей собой идеально проводящую сферу радиуса  $R$ , можно представить как

$$\varphi_i = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum_{j \neq i} \frac{q_j}{|\mathbf{r}_k - \mathbf{r}_j|} + \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_i}{R} + \varphi_{ext}(\mathbf{r}).\tag{1.73}$$

Эволюция заряда вершины  $i$  описывается уравнением непрерывности

$$\dot{q}_i = \sum_{j=1}^{N_i} I_j,\tag{1.74}$$

где  $N_i$  — кратность вершины  $i$ , а  $I_j$  — ориентированные токи, втекающие в вершину  $i$  или вытекающие из неё по примыкающим к данной вершине рёбрам. Ток, текущий по ребру  $j$ , определяется его проводимостью и разностью потенциалов на его концах:

$$I_j = G \frac{\pi r^2}{L} (\varphi_{j1} - \varphi_{j2}),\tag{1.75}$$

где  $r$  и  $L$  — радиус и длина ребра,  $\varphi_{j1}$  и  $\varphi_{j2}$  — потенциалы соединяемых ребром вершин.

В процессе развития разрядного канала происходит увеличение температуры сосредоточенного в нём воздуха. Когда температура канала превышает характерный порог  $T^* = 3000$  К, развивается ионизационно-перегревная неустойчивость. В простейшем приближении отсутствия потерь тепла за счёт теплового потока с поверхности канала эволюцию температуры нейтралов в объёме ребра  $k$  можно описать как:

$$\frac{dT_k}{dt} = \frac{1}{\pi L_k R_k^2 \rho c} I_k (\varphi_{k1} - \varphi_{k2}),\tag{1.76}$$

где  $c = 1$  кДж/(кг · К) — удельная теплоёмкость воздуха,  $\rho = 0.63$  кг/м<sup>3</sup> — его плотность на рассматриваемой высоте, равной 6-и км над уровнем моря.

Эволюция проводимости ребра  $k$  и параметризация развития ионизационно-перегревной неустойчивости описываются следующим образом:

$$G_k = [1 - \alpha(T_k)]G_k^I + \alpha(T_k)G_k^{II}, \quad (1.77)$$

$$\frac{dG_k^I}{dt} = \left[ \eta \left( \frac{\varphi_{k1} - \varphi_{k2}}{L_k} \right)^2 - \beta \right] G_k^I. \quad (1.78)$$

Здесь  $G_k^I$  — характерная проводимость канала до развития неустойчивости с начальным значением  $G_0 = 10^{-10}$  См/м, а  $G_k^{II} = 10$  См/м — проводимость канала после её развития. Коэффициент  $\alpha(T)$  — сглаженная степ-функция, описывающая скачкообразный переход от стримерной проводимости к лидерной, происходящий при приближении температуры канала к пороговому значению  $T^* = 3000$  К:

$$\alpha(T) = \begin{cases} 0, & T < T^* - 50 \text{ К}, \\ 0,5 + \sin \left[ \frac{\pi}{2} \frac{T - T^*}{100 \text{ К}} \right], & 2950 \text{ К} \leq T \leq 3050 \text{ К}, \\ 1, & T > T^* + 50 \text{ К}. \end{cases} \quad (1.79)$$

Уравнение (1.78) описывает эволюцию проводимости до начала развития ионизационно-перегревной неустойчивости. Параметры  $\eta = 4.3 \cdot 10^{-5} \text{ В}^{-2} \text{ м}^2 \text{ с}^{-1}$  и  $\beta = 2.5 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$  отвечают за рост температуры канала в результате выделения джоулева тепла и её диссипацию соответственно.

## Результаты

На рисунке 1.9 показана временная динамика моделирования долидерной части процесса зарождения молниевых каналов в облаке. Спустя  $t = 100$  мкс от начала моделирования система состоит всего из 22-х вершин с небольшим количеством перманентно возникающих и гаснущих связей. Электрическое поле, создаваемое разделёнными зарядами, на данном этапе недостаточно для возникновения большего числа стримерных каналов. Через 500 мкс от начала моделирования количество узлов составляет 3330. Разряд на данном этапе представляет собой совокупность слабо связанных проводников, образующих группы по 2–3 ребра, причём большинство связей угасает через 10–20 мкс после появления. Затем число рёбер начинает ускоренно расти, и в момент времени  $t = 800$  мкс наблюдаются устойчивые цепочки связанных каналов, эффективно прогреваемых токами поляризации. При этом общее число узлов модели составляет 25 тысяч. Вследствие учёта асимметрии пороговых полей появления положительных и отрицательных стримеров, на данном этапе все связи имеют положительную поляриность. Только спустя примерно 800 мкс от начала моделирования электрическое поле на нижнем конце разряда становится достаточным для возникновения отрицательных стримеров.

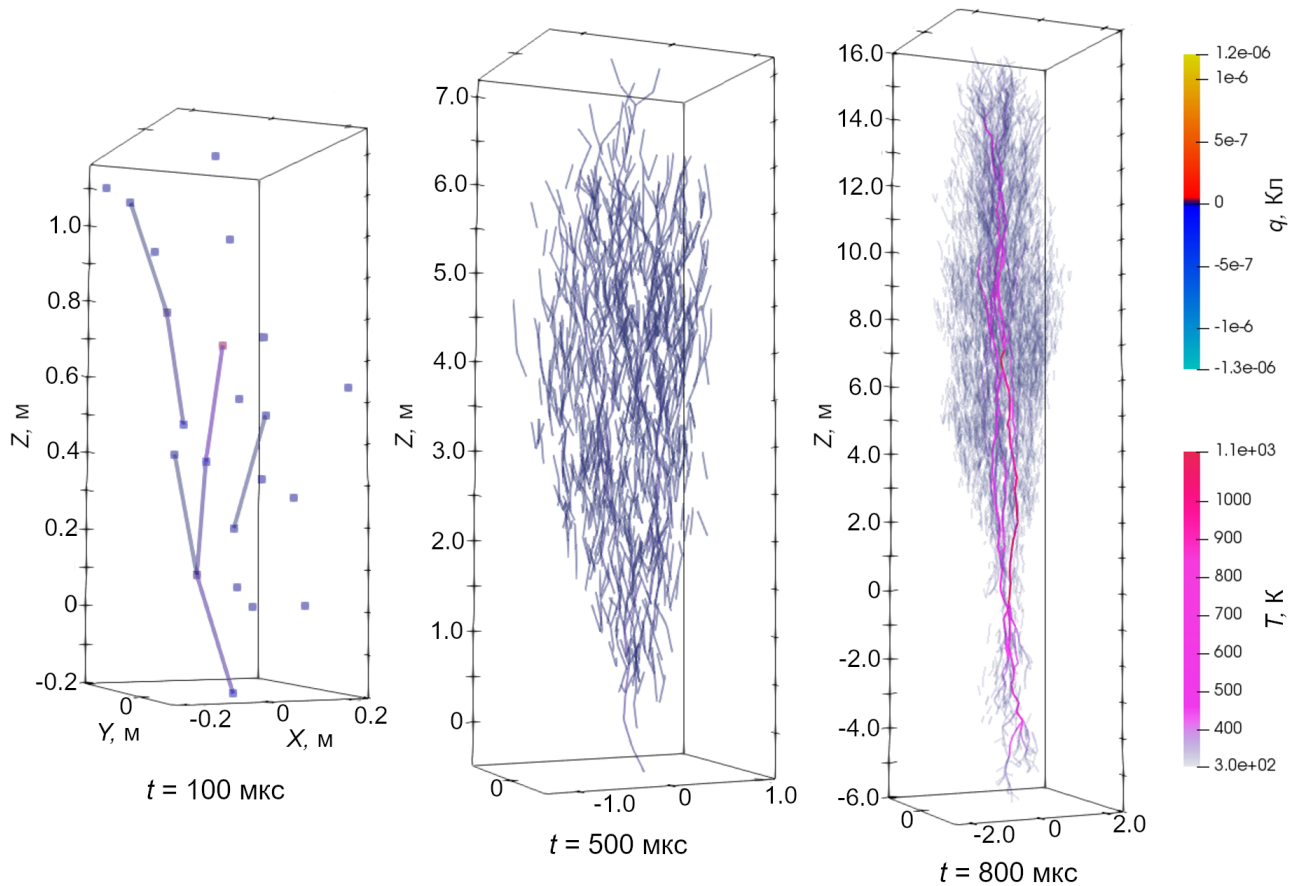


Рисунок 1.9 – Визуализация долидерной стадии развития модельного разряда. Возникновение первых одиночных стимеров, их объединение в связную токовую структуру и появление первых отрицательных стимеров

На рисунке 1.10 приведена временная динамика моделируемого молниевых канала после возникновения стримерно-лидерного перехода. В верхней части рисунка показаны проводящие структуры, в нижней — распределение заряда в пространстве. Начиная с момента времени  $t = 927 \text{ мкс}$  биполярный лидер стремительно развивается двунаправленным образом: его положительная часть распространяется вверх, а отрицательная — вниз, причём головки обоих лидеров продвигаются с примерно одинаковой скоростью порядка  $210 \text{ км/с}$ , которая хорошо согласуется с типичными скоростями распространения положительных и отрицательных лидеров молнии (см., например, [128] и ссылки там). К моменту времени  $t = 1116 \text{ мкс}$  число вершин модельного графа возрастает до 484 тысяч.

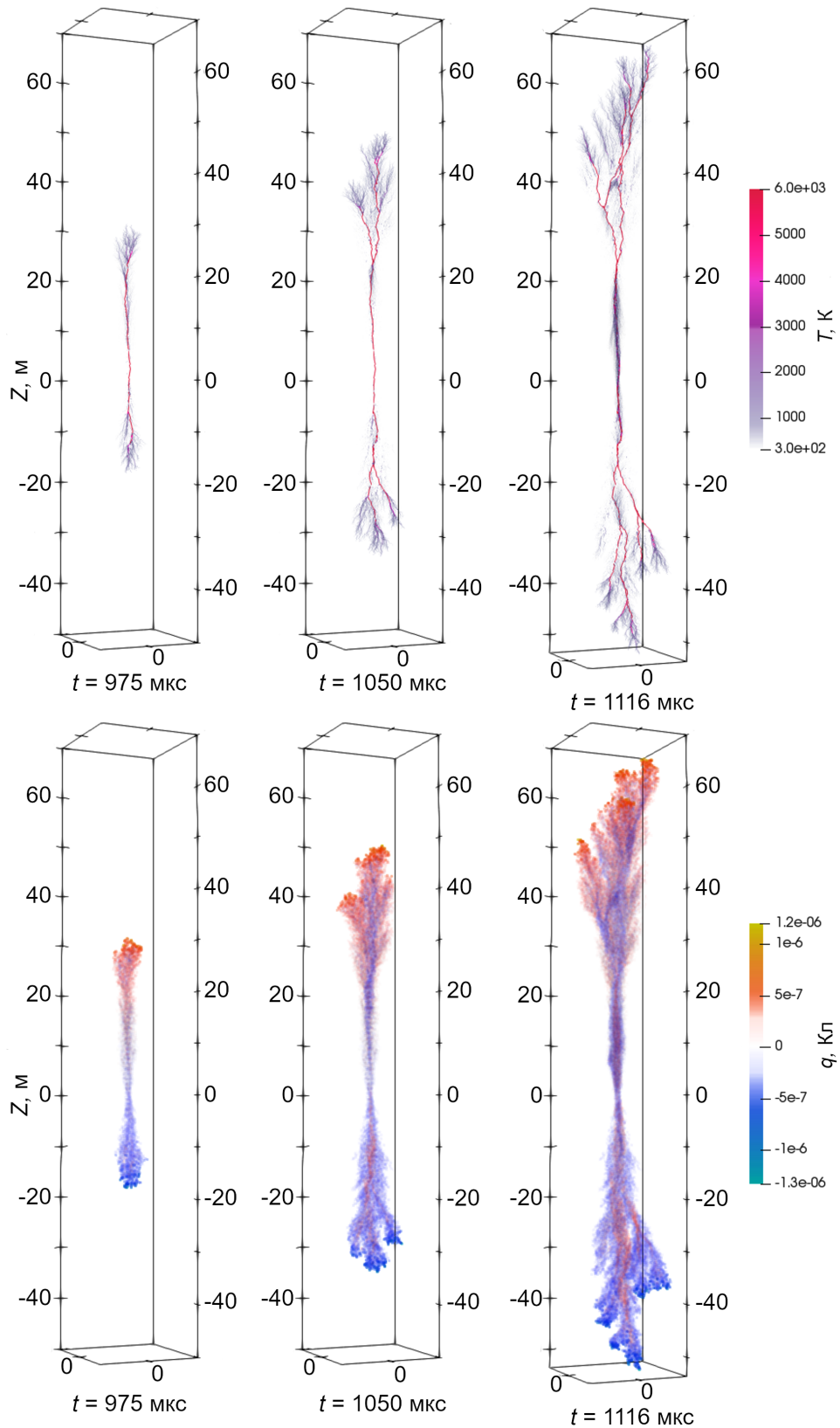


Рисунок 1.10 – Визуализация лидерной стадии развития молниевое разряда. Распространение биполярного лидера молнии. На верхней и нижней панелях рисунка показаны распределения температуры и пространственного заряда лидерного канала соответственно

Расчёты показывают, что, начиная с момента времени  $t = 500$  мкс, по мере развития коллективного канала его ток стабилизируется и следующие 400 мкс постепенно растёт от десятитысячных до десятых долей ампера (см. рисунок 1.11). Скачкообразное увеличение тока до нескольких ампер в момент времени  $t = 927$  мкс соответствует формированию молниевое лидера. Второй, более плавный скачок тока до примерно 20 А при  $t = 1100$  мкс соответствует моменту соединения двух ветвей положительной части лидера с образованием петли, что привело к снижению общего сопротивления канала.

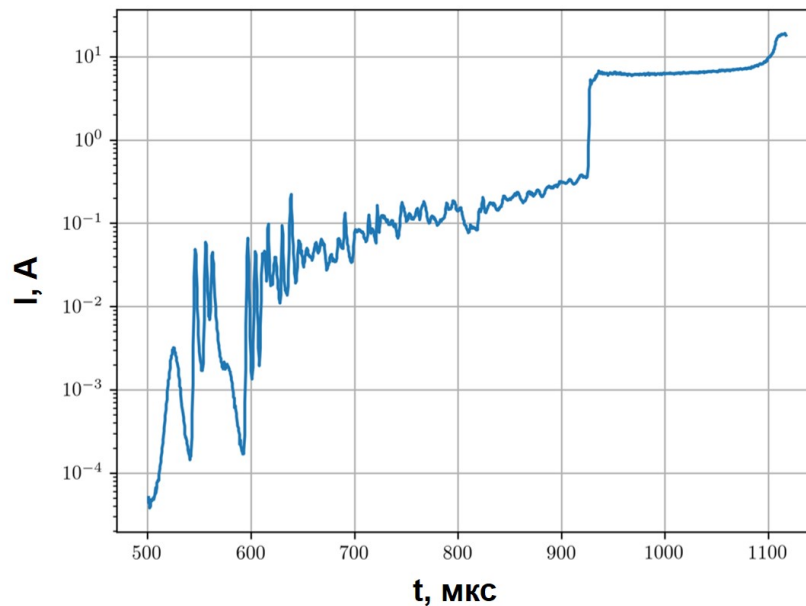


Рисунок 1.11 – Осциллограмма тока в канале зарождающегося лидера молнии

### Анализ результатов моделирования

Стоит отметить, что электрические параметры модельного лидера ставят его в промежуточное положение между лабораторной длинной искрой и «зрелым» лидером молнии. Так, проводимость лидерного канала, составляющая порядка 10 См/м, превышает типичную проводимость лабораторного положительного лидера, равную 1 См/м [94], но на три порядка меньше проводимости дугового канала молнии (порядка  $10^4$  См/м [40]). То же самое можно сказать о токе лидерного канала, составляющем порядка 10 А, в то время как типичные токи в каналах лабораторного и молниевое лидеров равны 1 А [94] и 100 А [40] соответственно. Продольное поле канала модельного лидера падает до  $2.1 \cdot 10^5$  В/м, что меньше поля в канале только что сформировавшегося стримера, которое, по крайней мере, должно превышать порог его роста (5 и 10 кВ/см для положительных и отрицательных стримеров соответственно), но более чем на порядок больше характерного поля канала развитой молнии, составляющего порядка  $10^4$  В/м [1]. Погонная плотность чехла заряда, составляющая 40 мкКл/м и 60 мкКл/м для положительного и отрицательного модельных лидеров соответственно, также оказывается немного больше экспериментальных оценок для длинной положительной искры, лежащих в диапазоне 20–50 мкКл/м [129], но меньше линейной плотно-

сти заряда канала лидера молнии, по некоторым оценкам составляющей 20–330 мкКл/м [130] и 700–1000 мкКл/м [40].

Приведённые характеристики модельного лидера выглядят вполне естественно, так как в данном разделе рассматривается переходная стадия от стримерной формы разряда к лидерной. Разумно предположить, что на начальном этапе развития электрические свойства «молодого» канала лидера молнии будут промежуточными между слабочными лабораторными искровыми разрядами и установившимся дуговым каналом развитой молнии.

Отметим, однако, что у представленного метода, специализирующегося на очень подробном описании процессов, происходящих в относительно малой области пространства, есть определённые ограничения, связанные с трудностями воспроизведения эффекта объёмного стримерного пробоя, когда на начальном этапе стримерные системы начинают одновременно возникать во множестве мест, взаимно влияя друг на друга. Вместо этого развитие модельного разряда начинается из единственной связи, что обусловлено ограниченностью вычислительных возможностей используемой для расчётов техники. Данная проблема решена в рамках второго предлагаемого в данном разделе подхода, который позволяет воспроизвести объёмный характер развития пробоя за счёт уменьшения степени детализации моделируемого разряда.

### 1.6.3. Второй метод моделирования

В данном параграфе будут описаны результаты применения альтернативного модельного подхода, в основе которого лежит численная модель, описанная в главе 2 диссертационной работы. Во избежание повторов описание модели будет сведено к перечислению особенностей, отличающих её от представленной в следующей главе модели ступенчатого отрицательного лидера молнии.

#### Постановка задачи

Подразумевается, что модельный объём, представляющий собой прямоугольный параллелепипед, разбитый на  $60 \times 60 \times 120$  одинаковых кубических ячеек с длиной ребра, равной 1 м, находится на той же типичной для инициации молнии высоте 6-и км над уровнем моря [127]. Величина однородного направленного вверх электрического поля  $E_e$ , в котором начинает развиваться разряд, является исследуемым параметром модели, величина которого, в соответствии с изложенной в разделе 1.5 концепцией, много меньше порога роста положительных стримеров  $E_{pth}^+ \approx 5 \cdot 10^5$  В/(м·атм). Считается, что на начальном этапе развития появляющиеся в случайных местах модельного объёма положительные стримеры возникают в результате мелкомасштабных флуктуаций электрического поля, создаваемых областями повышенной ионной проводимости (см. параграф 1.4.5 и работу [45]). Предполагается, что ассоциированные с данными всплесками векторы напряжённости электрического поля между парой соседних узлов пространственной решётки имеют произвольное направление и амплитуду, в точности равную порогу роста положительных стримеров  $E_{pth}^+$  на рассматриваемой высоте. При этом в численных расчётах участвует векторная сумма локального, внешнего ( $E_e$ ) и создаваемого зарядами в узлах пространственной решётки

полей. Поскольку используемая модель имеет метровый шаг пространственной решётки, она не способна описывать электрические поля, возникающие в результате взаимодействия дециметровых ОПИП, поэтому инициация отдельных положительных стримеров рассматривается как подсеточный эффект. Расчёт вероятностей приращения уже существующих разрядных каналов (см. формулу (1.80)) проводится без учёта локальных всплесков электрического поля.

### Описание модели

В данной модели появление новой связи, которое может быть ассоциировано как с возникновением нового изолированного канала, так и с приращением уже существующего, является вероятностным процессом и зависит от напряжённости электрического поля между парой соседних узлов пространственной решётки с номерами  $i$  и  $j$ :

$$P(E_{i,j}) = 1 - \exp \left\{ - \left( \frac{E_{i,j}}{E_{th}} \right)^2 \right\}, \quad (1.80)$$

где  $E_{th} = E_{pth}^+ = 5 \cdot 10^5 \text{ В/(м·атм)}$  и  $E_{th} = E_{pth}^- = 2E_{pth}^+$  для положительной и отрицательной полярностей возникающей связи соответственно. Отметим, что данная формула фактически дублирует соотношение (1.51), что позволяет численно реализовать изложенные в параграфе 1.4.5 идеи для частного случая  $m = 2$ . Направления роста положительных и отрицательных стримеров противоположны и определяются направлением электрического поля между соединяемыми связью соседними узлами пространственной решётки. По мере поляризации стримерной системы её проводимость увеличивается, что способствует усилению электрического поля на концах разрядных структур. В определённый момент поле на периферии разрядного дерева может стать достаточным для инициации нового не имеющего с ним контакта канала (данный процесс следует отделять от возникновения положительных стримеров с полюсов ОПИП, которое связано с локальными всплесками электрического поля, возникающими на подсеточных масштабах). Процесс инициации описывается той же формулой (1.80), но со значениями пороговых полей  $E_{th} = E_{ith}^+ = 3 \cdot 10^6 \text{ В/(м·атм)}$  и  $E_{th} = E_{ith}^- = 2E_{ith}^+$  для каналов положительной и отрицательной полярностей соответственно.

Возникновение новой стримерной связи, ассоциируемой с пучком однонаправленных стримеров и соединяющей пару соседних узлов пространственной решётки с индексами  $i$  и  $j$ , сопровождается дипольным разделением заряда, величина которого зависит от локальной напряжённости электрического поля:  $\delta q_{i,j} = \alpha E_{i,j}$ , причём коэффициент пропорциональности  $\alpha$  принят равным  $10^{-14} \text{ (Кл·м)/В}$ . Новообразованный канал имеет малую начальную проводимость  $\sigma_0 = 10^{-9} \text{ См/м}$ , которая в дальнейшем эволюционирует в соответствии с формулой (1.78) при значениях входящих в неё параметров  $\eta = 3 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2/(\text{В}^2 \cdot \text{с})$  и  $\beta = 3 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$ .

По всем разрядным каналам протекают токи выравнивания потенциалов (1.75). Радиусы всех каналов считаются одинаковыми и равными 1 мм.

В данной модели изменение морфологии разрядных структур (рост и отмирание каналов) происходит с временным шагом, равным 7.1 мкс, в то время как все эволюционные уравнения,

описывающие изменение параметров разрядных каналов, решаются с гораздо меньшим шагом, равным 14.2 нс.

### Результаты моделирования и их обсуждение

В соответствии с выводами раздела 1.5, результат моделирования зависит от величины внешнего электрического поля  $E_e$ . В случае, когда оно слабо, выделенное направление роста стримеров отсутствует и объединения стримерных систем вдоль этого направления не наблюдается. Это происходит потому, что величина мелкомасштабного поля, приводящего к инициации положительных стримеров, много больше амплитуды внешнего поля и вероятность пробоя (1.80) практически одинакова во всех направлениях. В данном случае разделяемые стримерными пробоями заряды могут как усиливать, так и ослаблять внешнее поле, поэтому никаких качественных изменений динамики развития разряда не наблюдается: стримеры возникают и практически сразу гибнут, не создавая благоприятных условий для развития последующих поколений стримерных пробоев.

В случае, когда внешнее поле превышает установленный в результате численного эксперимента порог  $E_e^{th}$ , равный примерно  $6 \cdot 10^4 \text{ В/м} \approx 0.25 \cdot E_{pth}^+$ , его влияние на направление роста появляющихся в результате мелкомасштабных пробоев положительных стримеров становится существенным. Возникает критическая масса положительных стримеров, ориентированных вдоль внешнего поля и усиливающих его на своих концах посредством создаваемого ими разделения заряда. Первые поколения положительных стримеров затухают из-за недостатка внешнего поля (см. рисунок 1.12(а)), но генерируемые ими флуктуации заряда улучшают условия роста для последующих поколений стримеров. Из-за сильной пространственной неоднородности в некоторых местах модельного объёма постепенно возникают достаточно долгоживущие каналы, успевающие за счёт поляризации повысить свою проводимость до лидерных значений (см. рисунок 1.12(б)). На каком-то этапе развития накапливаемый в точке их возникновения отрицательный заряд становится достаточным для возникновения отрицательных стримеров.

Чем длиннее становится хорошо проводящий лидерный канал, тем больше усиливается поле на его концах и тем быстрее происходит его дальнейший рост. Когда каналы стримерных зон двух биполярных лидеров вступают в контакт друг с другом, происходит объединение двух лидеров в один (см. рисунок 1.12(в,г)). Слияние лидерных каналов сопровождается интенсивным импульсом тока выравнивания потенциалов, в результате которого поля на концах новообразованного канала резко усиливаются, что способствует «притяжению» к нему других близкорасположенных лидеров. Когда длина наиболее развитого, возникшего в результате множественных последовательных слияний, канала достигает критического значения, формируется молодой лидер молнии, способный к дальнейшему самостоятельному росту после выхода из зоны относительно сильного поля за счёт собственной поляризации (см. рисунок 1.12(г)). Согласно критерию (1.60), при напряжённости внешнего электрического поля  $E_e^{th} \approx 6 \cdot 10^4 \text{ В/м}$ , длина лидера вдоль направления данного поля должна быть не менее 50 м.



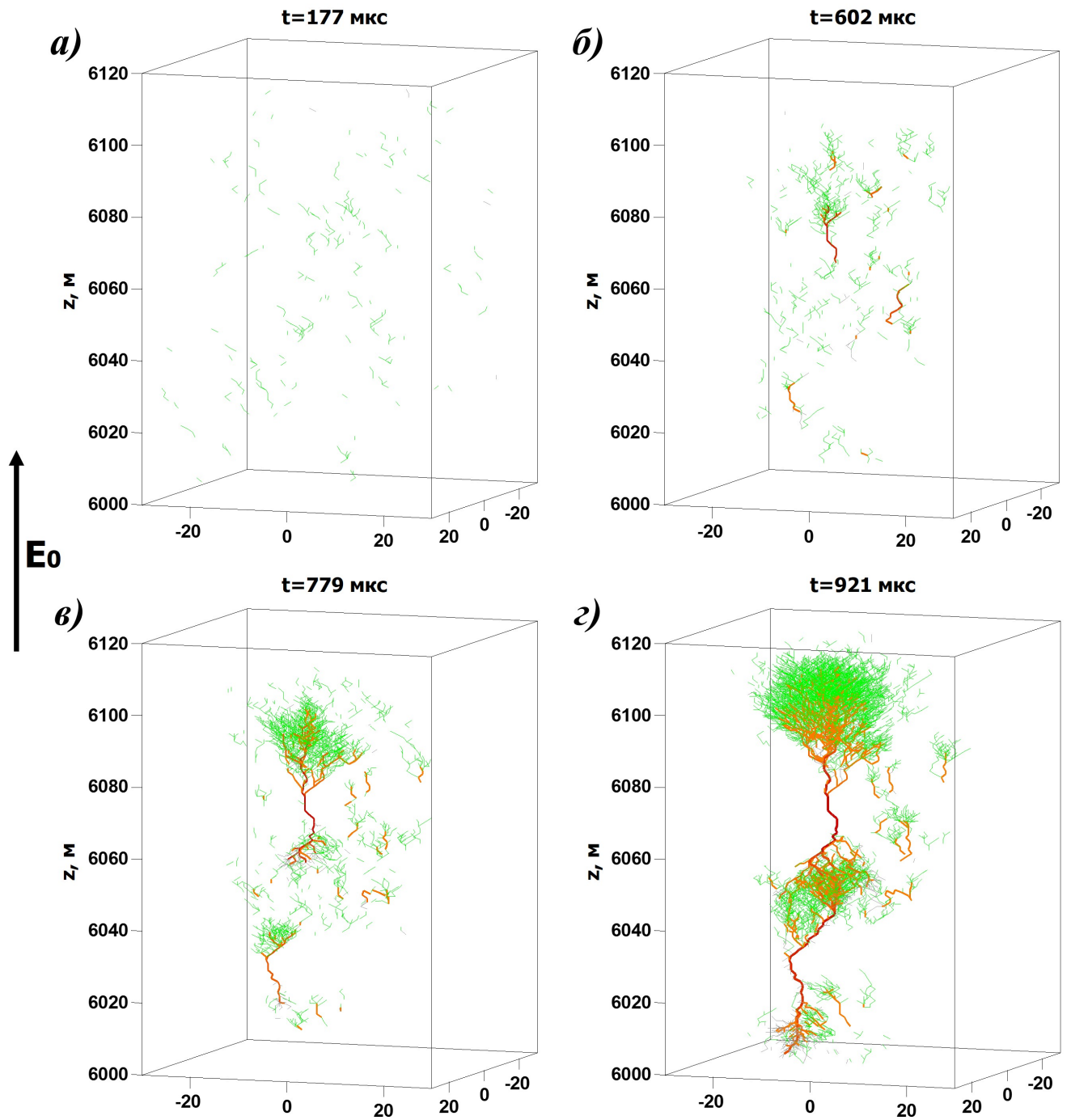


Рисунок 1.12 – Иллюстрация динамики эволюции одновременно развивающихся стримерных систем в случае наличия внешнего электрического поля  $E_e = 6 \cdot 10^4$  В/м, достаточного для формирования лидера молнии. На стадии (а) модельный объём заполнен разделёнными в пространстве положительными стримерами, стартующими с областей повышенной ионной проводимости. На стадиях (б) и (в) некоторые из них поляризуются достаточно для того, чтобы трансформироваться в двунаправленные лидерные каналы, которые срастаются друг с другом на стадии (г), формируя полноценный лидер молнии

Отметим, что, несмотря на беспороговый характер формулы (1.80), физически порог формирования лидера молнии определяется полем  $E_e^{th} \approx 6 \cdot 10^4$  В/м, при котором становится возможной ориентация возникающих в результате первичных пробоев положительных стримеров вдоль внешнего поля. Согласно формуле (1.51) и рисунку 1.8, при используемом в формуле (1.80)

показателе экспоненты  $m = 2$  для обеспечения отношения  $E_e^{th}/E_{pth}^+ = 0.25$  необходима величина усиления поля на конце разрядного канала  $\lambda \approx 3.5$ , что вполне достижимо.

## 1.7. Выводы главы 1

Данная глава посвящена анализу принципиально нового механизма формирования лидера молнии в облаке, фундамент которого составляют мелкомасштабные электронные лавины, возникающие при соударениях (сближениях) гидрометеоров. Предлагаемый в работе сценарий инициации стримеров не требует наличия высоко энергичных космических частиц с энергиями порядка  $10^{16}$  эВ [30, 87, 131], чрезвычайно большой разности потенциалов внутри облака (несколько сотен миллионов вольт, согласно механизму, предложенному в работе [25]), неестественно длинных стримеров, растущих с одиночных гидрометеоров [29], экстремально больших сильно вытянутых гидрометеоров [30] или изначально существующего фона повышенной ионизации воздуха [29, 30, 76]. Отличительной особенностью предлагаемого механизма, выгодно отличающей его от предшествующих работ, является факт того, что для реализации описанного сценария необходимо лишь наличие крупномасштабного электрического поля, не превышающего максимальных измеряемых в облаке значений и существующего на масштабах порядка всего лишь нескольких десятков метров (см. раздел 1.5), и пространственно-временной частоты возникновения центров производства ионов, превышающей пороговое значение  $\mathfrak{M}_c \approx 0.1 \text{ м}^{-3}\text{с}^{-1}$ , которое легко может быть достигнуто в типичном грозовом облаке. Для сравнения, существующие работы, посвящённые оценкам пространственно-временной частоты столкновений гидрометеоров, позволяют говорить о значениях порядка десятков – сотен и даже тысяч актов, происходящих в одном кубическом метре за одну секунду (см. параграф 1.4.4).

Отметим, что приведённые в данной работе оценки пространственно-временной частоты всплесков электрического поля  $\mathfrak{M}$ , происходящих при взаимодействиях гидрометеоров, были получены при учёте исключительно парных взаимодействий. Данный подход подразумевает относительно малую вероятность тройных взаимодействий:

$$\frac{4\pi}{3}r_b^3n_h \ll 1, \quad (1.81)$$

где  $n_h$  — концентрация малых частиц,  $r_b$  — радиус крупных частиц. Однако роль взаимодействий между крупными и мелкими гидрометеорами существенно возрастает, если характерное расстояние между малыми частицами  $n_h^{-1/3}$  приближается к диаметру крупных:  $\frac{4\pi}{3}r_b^3n_h \gtrsim 1$ . В этом случае многочастичные взаимодействия становятся даже более вероятными, чем парные, что приводит к значительному росту пространственно-временной частоты возникновения мелкомасштабных всплесков электрического поля. Ещё одним фактором, дающим аналогичный эффект, является наличие флуктуаций концентрации гидрометеоров, возникающих из-за турбулентного перемешивания [19].

Краеугольным камнем многочисленных работ, посвящённых проблеме инициации молнии

в облаке (см., например, [23, 28–30, 74, 76, 80] и ссылки там), является поиск механизма, который обеспечил бы появление положительных стримеров, имеющих меньшие пороговые поля инициации и распространения по сравнению с отрицательными. Для того, чтобы породить положительный стример, необходимо одновременное присутствие двух факторов: достаточно большого электрического поля, способного инициировать электронную лавину, и предионизации, которая обеспечивает наличие достаточного количества затравочных электронов. Преимуществом предлагаемого в данной работе механизма является факт того, что он естественным образом, то есть без привлечения каких-либо труднореализуемых условий, объясняет наличие обоих упомянутых факторов. Так, всплески электрического поля являются следствием соударений (сближений) гидрометеоров, а наличие затравочных электронов объясняется их отлипанием от отрицательных ионов (см. балансное соотношение (1.34)), нарабатываемых центрами производства ионов и относительно долгое время существующих в форме областей повышенной ионной проводимости.

Ещё одним достижением данной главы является уход от изучения одиночных стримеров, свойственного предшествующим работам, в которых появление стримера рассматривается как экспоненциально редкое событие. При описываемом в данной главе подходе стримеры могут возникать в рамках значительного объёма облака, внутри которого пространственно-временная частота появления центров производства ионов превышает критический уровень  $\mathcal{M}_c \approx 0.1 \text{ м}^{-3}\text{с}^{-1}$ . Возникновение в активной части грозового облака областей повышенной ионной проводимости приводит к инициации множественных положительных стримеров, сеть которых практически непрерывным образом заполняет занятый сильным полем объём. Данная разрядная активность является проявлением коллективного процесса образования сложной иерархической системы взаимодействующих каналов, которая способна формировать внутри себя горячие участки аналогичные недавно открытым в рамках эксперимента с искусственным облаком из заряженных капелек воды необычным плазменным образованиям [85]. Результат эволюции описанной разрядной активности множества одновременно развивающихся стримеров зависит от линейных размеров занятой ионными кластерами части грозового облака. Как показано в разделе 1.6, развитие «роя» стримеров может закончиться формированием биполярного лидера в занятой сравнительно сильным электрическим полем области в случае, когда её линейные размеры превышают по крайней мере несколько десятков метров, что позволяет обеспечить значение разности потенциалов между границами активной части грозового облака не меньшее, чем 3 МВ (см. критерий (1.60)).

С формальной точки зрения, инициация молнии в облаке включает ту же последовательность событий, что и процесс появления лабораторного разряда. В обоих случаях всё начинается с электронных лавин, затем, по мере увеличения флуктуаций пространственного заряда, происходит лавинно-стримерный переход. Взаимодействие стримерных систем во внешнем поле приводит к их слиянию в единый постепенно прогревающийся канал, который впоследствии становится лидером. Фундаментальным отличием лабораторного разряда от облачного является факт того, что в лаборатории описанные процессы начинаются вблизи электрода, сильное поле на котором создаётся искусственно, и распространяются строго в рамках разрядного промежутка. В грозовом облаке электроды отсутствуют, а разрядная активность заполняет гораздо большую область

пространства, что говорит о принципиально объёмном характере процесса зарождения молнии.

Описанный сценарий инициации молнии представляет собой последовательность переходов разрядной активности на всё большие пространственно-временные масштабы. Сначала происходит переход от мелкомасштабных электронных лавин к мезомасштабным стримерным разрядам, а затем совокупность множества стримеров образует единую крупномасштабную сеть, развитие которой заканчивается формированием горячего лидерного канала. На первой стадии необходимо получить заполненную стримерами область, на второй — сформировать лидер из множества стримеров. В простейшем случае однородного поля стример может быть сформирован, только если величина поля превышает диэлектрическую прочность воздуха. Если распределение поля содержит неоднородности, создаваемые, например, гидрометеорами, стримеры могут возникать в значительно меньшем внешнем поле. Например, в работе [78] было промоделировано формирование стримера с гидрометеора, происходящее во внешнем поле вдвое меньшем поля пробоя воздуха  $E_b$ . В модели [29] заявляется о возможности инициации стримера в электрическом поле, составляющем всего лишь треть от пробойного, при условии наличия предварительной ионизации среды. Заметим, что для распространения положительных стримеров требуется поле  $E_{pth}^+$ , примерно в шесть раз меньшее поля пробоя воздуха. При полях, лишь немного превышающих  $E_{pth}^+$ , стримеры распространяются относительно медленно и разделяют заряд не самым эффективным образом. При больших полях заряд на стримерных головках увеличивается, что приводит к росту их скорости, проводимости, длины и степени ветвления [11]. При этом увеличивается ток и скорость прогрева каналов, способствуя формированию зачатка лидера молнии [90].

В литературе существует представление о том, что, поскольку интенсивность развития стримеров увеличивается с ростом электрического поля, пороговое поле стримерно-лидерного перехода лежит в области между критическим полем распространения положительных стримеров  $E_{pth}^+$  и полем пробоя воздуха  $E_b$  [11]. Следует, однако, понимать, что данные рассуждения справедливы только для отдельно взятого стримера, распространяющегося в однородном поле. Для случая неоднородного поля, когда присутствуют его флуктуации на различных пространственных масштабах, высокое поле стримерной головки способно поднять уровень флуктуаций от докритического к сверхкритическому, что позволяет стримеру распространяться даже в подпороговых средних полях. При этом стримеры «выедают» флуктуации электрического поля, что позволяет им не только не затухать, но и ветвиться вследствие увеличения заряда на головке.

Отметим, что предложенный в данной главе механизм может быть применён для объяснения зарегистрированной стримерной и лидерной активности, возникающей внутри восходящего столба частичек пепла во время извержения вулкана Сакурадзима в Японии [132]. Очевидно, что в данном случае можно исключить фактор наличия предварительной ионизации, лавины убегающих электронов и изначально существующего внешнего поля с напряжённостью на уровне пробойного значения. Понятно также, что на начальном этапе зарождение искрового разряда было связано с интенсивной электризацией среды под действием турбулентного перемешивания частичек пепла внутри поднимающегося из жерла вулкана облака с последующим высвобождением накопившейся электрической энергии на больших пространственных масштабах.

С целью систематизации представленных в данной главе идей на рисунке 1.13 приведена краткая схема процессов, приводящих к инициации молнии в облаке.

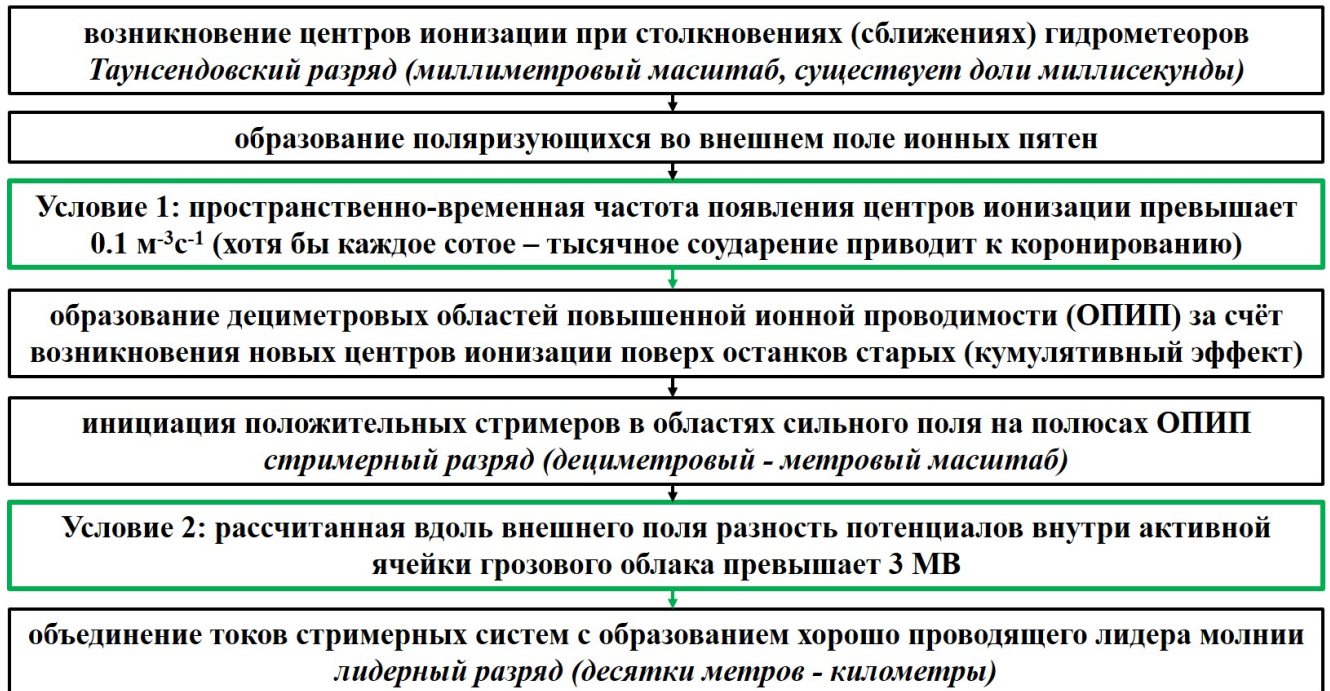


Рисунок 1.13 – Иерархическая схема формирования зародыша лидера молнии в грозовом облаке

## Глава 2. Моделирование отрицательного ступенчатого лидера молнии

Данная глава посвящена моделированию распространения и ветвления ступенчатого отрицательного лидера молнии с помощью разработанной автором численной модели, опубликованной в недавней работе [46], в основе которой лежит базовая модель [44]. Обсуждён современный уровень понимания механизма распространения ступенчатого отрицательного лидера молнии. Описаны прогрессивные особенности модели, выгодно отличающие её от предшествующих работ. Показано, что в рамках модели был впервые детально воспроизведён полный цикл формирования ступени отрицательного лидера молнии. На базе современных теоретических представлений о физике молниевых разрядов и имеющихся данных высокоскоростной съёмки натуральных отрицательных лидеров молнии проведена верификация модели и показана высокая степень соответствия модельных данных эксперименту. С помощью результатов моделирования получены ответы на вопросы о том, почему отрицательные лидеры в воздухе всегда распространяются ступенчатым образом и в результате чего на границе стримерной зоны отрицательного лидера возникают пространственные стемы. В конце главы приведён подробный анализ чувствительности модели к изменению её входных параметров, доказывающий её робастность. Материалы, полученные в данной главе, опубликованы в работах [44, 46, 48, 50, 52, 54, 55, 58–64, 66–68, 70].

### 2.1. Обзор проблемы

Начиная с 1930-х годов, когда Шонланд с коллегами начал свои пионерские оптические наблюдения (см., например [40, гл. 4] и ссылки там), стало известно, что отрицательные лидеры молнии, в отличие от положительных, всегда распространяются ступенчатым образом. Наблюдаемые с помощью стрик-камеры ступени имели длину порядка нескольких десятков метров, а интервалы времени между ними насчитывали десятки микросекунд. Современные наблюдения ступенчатого развития триггерных [32] и натуральных [13–17, 31] молний свидетельствуют о меньших длинах ступеней и паузах между ними. Выяснилось, что формирование ступени молниевых лидера в целом происходит так же, как и в случае длинной отрицательной искры [33–35]. Несмотря на значительный прогресс, многие детали процесса формирования ступени, такие как появление и эволюция пространственных стемов, присоединение пространственного лидера к каналу основного отрицательного и развитие вспышки короны отрицательных стримеров, завершающей процесс формирования ступени, остаются недостаточно изученными. Среди предшествующих работ, посвящённых исследованию ступенчатых отрицательных лидеров, можно отметить [133], [134] и [135]. Первое исследование воспроизводит развитие ступеней длинных отрицательных искр с токами в несколько ампер, что на 1–2 порядка величины меньше токов нисходящих молниевых лидеров. Второе моделирует ступени отрицательного лидера с точки зрения рассмотрения лидерного канала как линии передачи. Третье предлагает фрактальную модель развития нисходящего отрицательного лидера молнии, учитывающую возможности его ветвления и затухания отдельных ветвей разряда и симулирующую распределение заряда вдоль разрядных каналов. Модель используется

для расчёта расстояний поражения линий электропередач различных конструкций. Кроме того, насколько известно автору, на настоящий момент существуют две одномерные модели развития ступенчатого лидера, учитывающие процессы, происходящие в его стримерной зоне. Первая [136] посвящена оценке длины ступени, времени её формирования и скорости распространения ступенчатого лидера как функции ожидаемого пикового тока возвратного удара. Вторая модель [137] направлена на изучение динамики ветвления нисходящего отрицательного лидера молнии.

Процесс формирования ступеней отрицательного лидера происходит в несколько этапов. Он включает в себя формирование активного элемента, так называемого пространственного лидера, перед головкой канала основного отрицательного. Источниками пространственных лидеров являются изолированные от канала отрицательного лидера вытянутые вдоль поля плазменные образования с объёмом порядка  $1 \text{ см}^3$  (в лабораторных условиях), называемые пространственными стемами. Механизм появления пространственных стемов до сих пор остаётся непонятным. Так, авторы монографии [1, с. 92] характеризуют картину испускания пространственным стемом положительных и отрицательных стримеров словами «прямо-таки мистическая». Существующие на данный момент наблюдения ступенчатого развития отрицательных лидеров ограничены и не могут дать достаточного понимания физической сущности процесса. В данной ситуации наиболее приемлемым методом исследования является предлагаемое в данной главе численное моделирование. Кроме того, поскольку до 90% разрядов типа облако-земля имеют отрицательную полярность [40], лучшее понимание ступенчатого развития отрицательного лидера необходимо для улучшения молниезащитных схем. Особый интерес представляет импульс тока возвратного удара, параметры которого сильно зависят от распределения заряда в чехле лидерного канала. В данной работе формирование лидерного чехла обеспечивается вспышками короны отрицательных стримеров с новообразованной головкой отрицательного лидера и является естественным элементом модели.

Представленный в данной главе подход развивает идеи работы [44] с акцентом на процессах образования ступеней и ветвления нисходящего отрицательного лидера молнии. Модель имеет относительно малый 3-х метровый шаг пространственной решётки и учитывает временную эволюцию параметров разрядных каналов. Для сравнения, типичные значения пространственного разрешения в моделях развития молниевых разрядов составляют 12.5–500 м [6, 38, 44, 138–140]. Необходимость столь высокого пространственного разрешения обусловлена тем, что типичные значения длин стримерной зоны [40, с. 134–135] и ступеней [14, 15, 17] отрицательного лидера составляют порядка 10 м. Отметим, что на данный момент лишь очень немногие численные модели (см., например, [38, 39, 44]) воспроизводят временную эволюцию параметров разрядных каналов, в то время как в большинстве из них (см., например, [138, 139]) физическое время отсутствует (подробный обзор работ, посвящённых моделированию молниевых разрядов, приведён в работе [44]). Насколько известно автору, ни одна из предшествующих моделей не учитывает хорошо известную асимметрию пороговых полей роста положительных и отрицательных стримеров. Совместное рассмотрение асимметрии развития стримеров различных полярностей и временной эволюции параметров разрядных каналов впервые позволило воспроизвести полный цикл формирования ступени отрицательного лидера молнии. В отличие от предшествующих работ модель воспроиз-

водит все стадии формирования ступени, включая возникновение и эволюцию пространственных лидеров, что неизбежно увеличивает число её входных параметров. Анализ влияния значений данных параметров на результаты моделирования представлен в разделе 2.4 данной главы.

Верификация модели производится на основе сравнения результатов моделирования с наиболее содержательными на сегодняшний день данными высокоскоростной съёмки молниевых [13–17, 31] и лабораторных искровых [33–35] разрядов. Предсказанные моделью параметры отрицательных лидеров, основными из которых являются скорость распространения, длины ступеней и паузы между ними, а также перенесённый ступенью заряд, сравниваются с таковыми из литературы. Известные на настоящий момент экспериментальные данные об отрицательных лидерах молнии задают границы представленной стохастической модели, которая является первой попыткой объяснить, почему отрицательные молниевые лидеры распространяются не путём самостоятельного роста (как это свойственно непрерывно растущим положительным лидерам), а посредством присоединения к ним пространственных лидеров.

## 2.2. Формулировка модели

### 2.2.1. Постановка задачи

Область моделирования представляет собой куб с длиной ребра 300 м, разделённый на  $100 \times 100 \times 100$  кубических ячеек с 3-х метровым ребром. Центр модельного объёма расположен на высоте 1 км над уровнем земли. Это обусловлено тем, что данное значение высоты является типичным для работ, посвящённых высокоскоростной съёмке отрицательных лидеров молнии (см., например, [13–15]). Отметим, что, в силу относительно слабой зависимости давления (и, соответственно, приведённого электрического поля) от высоты, использование, например, значений 0.5 или 2 км не вызвало бы существенного изменения динамики развития разряда. К центру верхней грани модельного куба примыкает вертикально ориентированный однородно заряженный цилиндр с радиусом 9 м и образующей, равной 300 м (см. рисунок 2.1), отождествляемый с уже существующим на момент начала моделирования каналом отрицательного лидера. Таким образом, в данной работе моделируется только конец нисходящего отрицательного лидера молнии. Фоновый потенциал, в котором начинает развиваться модельный разряд, создается постоянным вертикально направленным полем  $E_0$  и отрицательным зарядом, размещённым в канале предшествующего (фонового) лидера с учётом его отражения в идеально проводящей поверхности земли.

Погонный заряд фонового лидерного канала принимается равным 800 мкКл/м. Заряд, приходящийся на единицу длины его оси, составляет 132 мкКл/м и, в приближении постоянства радиального поля в объёме чехла заряда лидерного канала [2, с. 260], убывает обратно пропорционально расстоянию от неё (подразумевается, что заряд самого лидерного канала является частью заряда его чехла). Величина постоянного вертикально ориентированного поля  $E_0$  принята равной 30 кВ/м, что характерно для высот 1 км над землёй [141, с. 53]. Поступление отрицательного заряда к разрядной структуре обеспечивается присутствием питающего тока  $I_b$ , текущего по каналу



предшествующего лидера. В работе рассматриваются значения тока  $I_b$ , равные 100, 200 и 300 А.

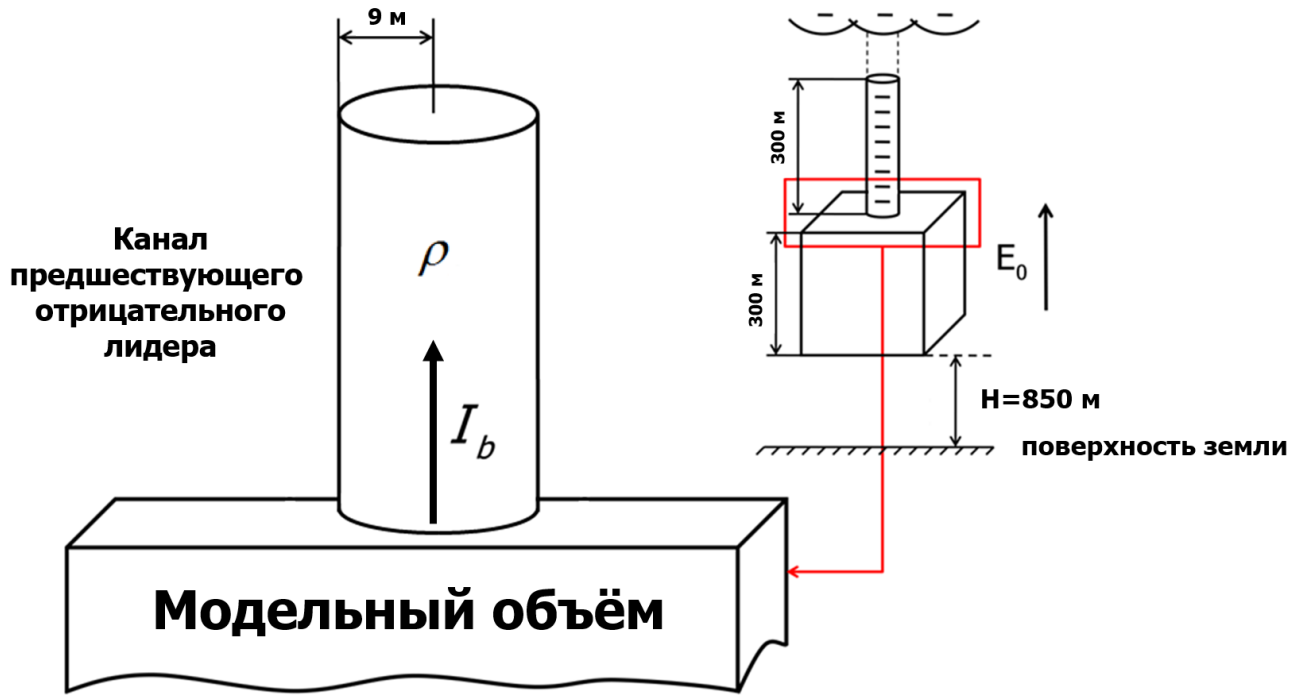


Рисунок 2.1 – Модельный объём, центр которого расположен на высоте 1 км над уровнем земли, и прилегающий к середине его верхней грани отрицательно заряженный вертикальный канал предшествующего лидера (не в масштабе) с погонной плотностью заряда  $\rho$ . Постоянное вертикально направленное электрическое поле  $\mathbf{E}_0$  создается облачными и наведёнными на поверхности земли (отражёнными) зарядами. Облачные заряды и заряд чехла канала предшествующего лидера создают начальное распределение потенциала, в котором начинает развиваться модельный лидер. Граничный (питающий) ток  $I_b$  снабжает лидер отрицательным зарядом. В данной работе параметры  $\rho$  и  $I_b$  являются независимыми

### 2.2.2. Распределение электрического поля и потенциала

Электрический потенциал  $\varphi$ , создаваемый постоянным электрическим полем  $\mathbf{E}_0$  и точечными зарядами (и их отражениями), расположенными в узлах пространственной решётки и чехле канала фонового лидера вычисляется как решение уравнения Пуассона. Потенциал в узле решётки с радиус-вектором  $\mathbf{r}$  может быть найден как

$$\varphi(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left( \sum_{\mathbf{r}' \neq \mathbf{r}} \left\{ \frac{q_{r'}}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} - \frac{q_{r'}}{|\mathbf{r}_\perp - \mathbf{r}'_\perp + (2H + z' + z)\mathbf{z}_0|} \right\} + \frac{q_r}{a/2} - \frac{q_r}{2(H + z)} \right) + \varphi_0, \quad (2.1)$$

где  $q_r$  и  $q_{r'}$  — точечные заряды, расположенные в узлах решётки с радиус-векторами  $\mathbf{r} = \{\mathbf{r}_\perp, z\}$  (рассматриваемая точка, соответствующая двум последним слагаемым в скобках) и  $\mathbf{r}' = \{\mathbf{r}'_\perp, z'\}$  (точка источника, соответствующая двум первым слагаемым в скобках) соответственно,  $\epsilon_0$  — диэлектрическая проницаемость вакуума,  $a = 3$  м — шаг пространственной решётки,  $H = 850$  м — высота нижней грани модельного куба относительно уровня земли, отвечающего аппликате  $z = 0$ ,  $\mathbf{z}_0$  — вертикально направленный орт оси  $z$ ,  $\varphi_0$  — фоновый потенциал, создаваемый облачными

зарядами (постоянным вертикальным полем  $\mathbf{E}_0$ ) и зарядами, расположенными в чехле канала фонового лидера. В формуле (2.1) суммирование проводится по всем узлам пространственной решётки, кроме того, в котором вычисляется потенциал. В последнем случае, потенциал узла оценивается как отношение расположенного в нём заряда к половине шага пространственной решётки  $a/2 = 1.5$  м, а потенциал отражённого заряда находится как отношение его величины к расстоянию  $2(H + z)$  (см. два последних слагаемых в скобках). Фоновый потенциал  $\varphi_0$  вычисляется как

$$\varphi_0(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum_{\mathbf{r}'} \left\{ \frac{q_{r'}(\mathbf{r}'_{\perp})}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} - \frac{q_{r'}(\mathbf{r}'_{\perp})}{|\mathbf{r}_{\perp} - \mathbf{r}'_{\perp} + (2H + z' + z)\mathbf{z}_0|} \right\} - E_0 z, \quad (2.2)$$

причём суммирование проводится по всем узлам с радиус-векторами  $\mathbf{r}' = \{\mathbf{r}'_{\perp}, z'\}$ , принадлежащими чехлу канала фонового лидера, имеющему радиус  $R = 9$  м и содержащему точечные заряды, величины которых не зависят от  $z$  и могут быть найдены как

$$q_{\mathbf{r}_{\perp}} = \begin{cases} q_0, & \mathbf{r}_{\perp} = \mathbf{r}_{\perp}^0 \\ \frac{q_0 \cdot (1 \text{ М})}{|\mathbf{r}_{\perp} - \mathbf{r}_{\perp}^0|}, & 0 < |\mathbf{r}_{\perp} - \mathbf{r}_{\perp}^0| \leq R \\ 0, & |\mathbf{r}_{\perp} - \mathbf{r}_{\perp}^0| > R \end{cases}, \quad (2.3)$$

где  $q_0 = 397$  мкКл — величина каждого из точечных зарядов на оси цилиндрического чехла канала фонового лидера с  $\mathbf{r}_{\perp} = \mathbf{r}_{\perp}^0$ . Подразумевается, что трёхсотметровый канал фонового лидера включает в себя узлы пространственной решётки, заключённые внутри цилиндрического объёма с координатами  $1150 \text{ м} < z < 1450 \text{ м}$  и  $0 \leq |\mathbf{r}_{\perp} - \mathbf{r}_{\perp}^0| \leq R$  (см. рисунок 2.1).

Отметим, что используемый в формуле (2.1) метод описания собственного потенциала точечного заряда является типичным способом решения проблемы расходимости расчётов (см., например, [142, с. 783]) и что уравнения (2.1) и (2.2), используемые также в работе [44], автоматически обеспечивают нулевое значение потенциала на поверхности земли и на бесконечности. Поэтому модель не нуждается в использовании каких-либо дополнительных граничных условий.

Напряжённость электрического поля  $\mathbf{E}_{r,r'}$  между парой узлов пространственной решётки с радиус-векторами  $\mathbf{r}$  и  $\mathbf{r}'$  может быть найдена как

$$\mathbf{E}_{r,r'} = -(\varphi(\mathbf{r}) - \varphi(\mathbf{r}')) \cdot \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{L \cdot |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}, \quad (2.4)$$

где  $L = \{(6 + 12\sqrt{2} + 8\sqrt{3})/26\} a \approx 4.25$  м — усреднённая по 26 возможным направлениям роста разряда (см. рисунок 2.2) длина модельной связи, которая используется в вычислениях вместо реальных длин каналов, меняющихся от  $a$  до  $\sqrt{3}a$ .

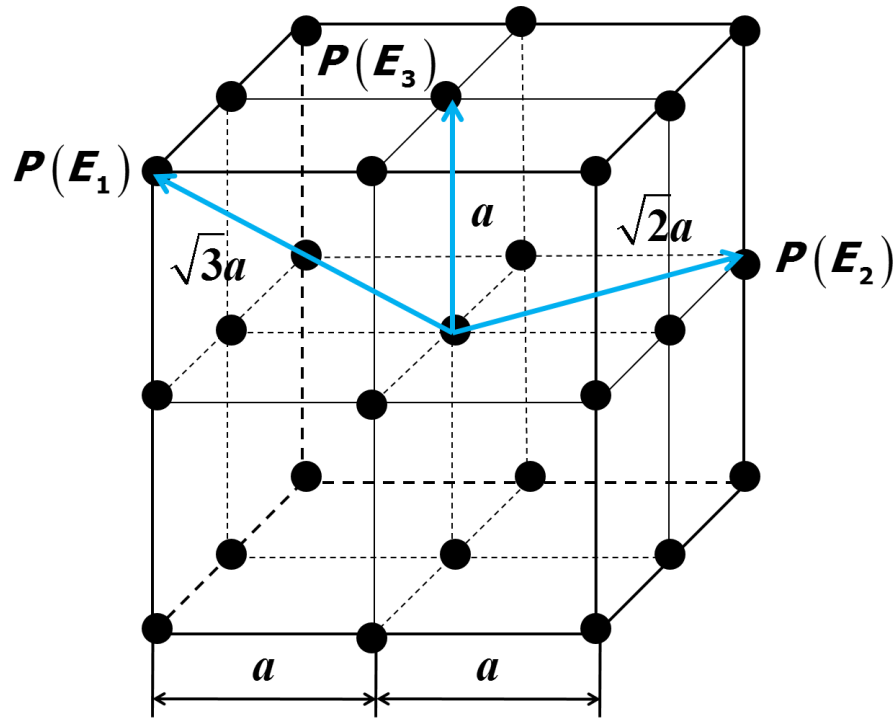


Рисунок 2.2 – Возможные направления распространения разряда (всего 26, 3 из которых обозначены голубыми стрелками с длинами  $\sqrt{3}a$ ,  $\sqrt{2}a$  и  $a$ ) в трёхмерном пространстве (узлы пространственной решётки обозначены чёрными кружками).  $P(E_1)$ ,  $P(E_2)$  и  $P(E_3)$  — вероятности пробоя (см. формулу (2.5)) в направлениях, обозначенных тремя голубыми стрелками

### 2.2.3. Асимметрия полярностей

Все существующие на данный момент модели развития молниевых разрядов (см., например, [6, 38, 39, 44, 121, 138–140, 143]) не принимают во внимание факта различия полей, требуемых для распространения положительных и отрицательных стримеров (для полноты картины отметим, что в работе [144], посвящённой моделированию высотной инициированной биполярной триггерной молнии, используются различные пороговые поля появления первого канала положительной и отрицательной полярностей, равные 80 и 100 кВ/м соответственно). Данная асимметрия полярностей хорошо известна из лабораторных исследований искрового разряда, которые указывают на то, что поля в стримерных зонах положительных и отрицательных лидеров различаются вдвое и составляют примерно 5 и 10 кВ/см соответственно [94, с. 596]. Разумно предположить, что поля распространения положительных и отрицательных стримеров близки к полям в объёмах стримерных зон положительных и отрицательных лидеров соответственно, то есть также отличаются примерно в 2 раза. Данный вывод в целом подтверждается результатами, полученными в работе [145], в которой теоретически исследовалось выделение и рассеяние энергии на фронте растущего стримера и было показано, что энергетически устойчивое распространение положительного и отрицательного стримеров происходит при полях 5 и 7.5 кВ/см соответственно.

Асимметрия полярностей связана с различным направлением движения электронов по отношению к стримерным головкам разной полярности. Головка положительного стримера притягивает произведённые в её окрестности электроны, поэтому ионизация происходит в области более

сильного поля. Головка отрицательного стримера отталкивает электроны, заставляя их двигаться в область слабого поля, вследствие чего ионизация происходит в менее выгодных условиях (см., например, [1, с. 91]). Ещё одной причиной преимущества положительных стримеров может быть то, что электроны в области головки отрицательного стримера дрейфуют в направлении от её центра, что способствует «расползанию» её пространственного заряда и «расфокусировке» создаваемого им электрического поля [146]. Эффект асимметрии может быть также связан с влиянием электрического поля неподвижных положительных ионов, находящихся в хвосте электронной лавины, которое либо усиливает (в случае положительных стримеров), либо ослабляет (в случае отрицательных стримеров) внешнее поле на фронте роста стримера. Более подробное описание возможных причин асимметрии полярностей может быть найдено в работах [147] и [36].

Наблюдения показывают, что стримерная зона лабораторного положительного лидера состоит только из положительных стримеров (см., например, [1, с. 93]). Распространение лабораторных положительных лидеров происходит непрерывно, по крайней мере когда абсолютная влажность воздуха ниже  $10 \text{ г/м}^3$  и когда длительность фронта импульса напряжения не превышает 1 мс (см. [36] и ссылки там). В случае молниевых разрядов наблюдались как непрерывные, так и ступенчатые положительные лидеры (см. [40, с. 137] и ссылки там).

Наблюдения как лабораторных длинных искр, так и молниевых разрядов свидетельствуют о том, что стримерные зоны отрицательных лидеров, в противоположность положительным, одновременно содержат стримеры обеих полярностей [1, с. 93], [32, 33]. Распространяющиеся в воздухе отрицательные лидеры всегда являются ступенчатыми. Во время процесса формирования ступени растущие из пространственного стема или из головки пространственного лидера положительные стримеры вступают в контакт с отрицательными стримерами, испускаемыми головкой основного отрицательного лидера. Наблюдаются также отрицательные стримеры, растущие из пространственного стема или из головки отрицательного пространственного лидера в направлении роста основного отрицательного. Когда головка пространственного положительного лидера вступает в контакт с каналом основного отрицательного, происходит объединение двух лидерных каналов, в результате чего высокий потенциал головки отрицательного лидера практически мгновенно перемещается в конец отрицательной части пространственного лидера. Это приводит к мощной вспышке стримерной короны с новообразованной головкой отрицательного лидера, которая недавно исследовалась в работе [36]. Вспышка стримерной короны создаёт условия для возникновения пространственных стемов, некоторые из которых развиваются в пространственные лидеры и дают начало новым ступеням. Полный цикл образования ступени (см. рисунок 2.4) обычно насчитывает несколько десятков микросекунд.

В представленной модели ступенчатый характер развития отрицательного лидера реализуется с помощью введения асимметрии пороговых полей роста положительных и отрицательных стримеров. Все тестовые попытки моделирования без учёта данной асимметрии неизбежно приводили к непрерывному росту отрицательного лидера.

## 2.2.4. Пороговые поля инициации и распространения разряда

В данной работе присутствует два процесса возникновения новых разрядных каналов: появление канала, не имеющего контакта с другими разрядными структурами, рассматриваемое как возникновение пространственного стема, и приращение уже существующего канала. Первый из двух процессов может быть назван инициацией, второй — распространением. При этом возникновение новой проводящей связи возможно только между парой соседних узлов пространственной решётки. Появляющийся разрядный канал имеет начальную проводимость  $\sigma_0 = 10^{-5}$  См/м [148] и ассоциируется со стримерной системой [71] или коллективным стримером [149]. В процессе развития он может либо отмереть, либо трансформироваться в лидерный канал, если его проводимость превысит порог стримерно-лидерного перехода, в данной работе равный 1 См/м (см. параграф 2.2.5). Лидерные каналы, имеющие меньшую вероятность отмирания, отвечают за рост разрядного древа, в то время как затухающие (преимущественно стримерные) каналы участвуют в процессе перераспределения пространственного заряда.

Необходимым условием формирования канала, не имеющего контакта с другими разрядными структурами, является превышение электрическим полем между парой соседних узлов пространственной решётки порога инициации  $E_{ith}$ . Рост уже существующей разрядной структуры требует превышения полем меньшего значения, называемого порогом распространения  $E_{pth}$ .

Пороговые поля инициации и распространения, используемые в численных моделях развития молниевых разрядов, зависят от шага пространственной решётки и должны рассматриваться как эффективные (см., например, [44, 121]). В данной работе учитывается, что пороговые поля инициации и распространения для каналов положительной полярности (верхний индекс "+") в два раза меньше соответствующих полей для каналов отрицательной полярности (верхний индекс "-"):  $E_{ith}^+ = 1.34$  МВ/м,  $E_{ith}^- = 2.68$  МВ/м,  $E_{pth}^+ = 0.31$  МВ/м и  $E_{pth}^- = 0.62$  МВ/м, причём приведённые значения полей соответствуют высоте 1 км над уровнем земли, на которой расположен центр модельного объёма. Близкие к используемым в данной работе поля распространения положительных и отрицательных стримеров были получены с помощью теоретических оценок [145] и в результате эксперимента [150] и использованы во множестве моделей развития молниевых разрядов независимо от полярности [38, 138, 139, 143]. Важно отметить, что, поскольку  $E_{ith}^- > E_{ith}^+$ , процесс инициации всегда связан с появлением только положительного стримера, поэтому в данной работе поле  $E_{ith}^-$  не используется как порог появления первого отрицательного стримера. В качестве пороговых полей возникновения последующих положительных и отрицательных стримеров, растущих из узла пространственного стема, используются поля  $E_s^+ = 0.67$  МВ/м и  $E_s^- = 0.81$  МВ/м соответственно. Отметим, что в силу использования относительно малого 3-х метрового шага пространственной решётки, используемые в модели пороговые поля существенно превышают соответствующие значения, используемые в других моделях молниевых разрядов (см., например, [44, 121]).

Стримерные каналы имеют относительно низкую температуру и сравнительно большую площадь поперечного сечения [1]. Узкие (с радиусом порядка 1 мм) лидерные каналы характеризуются температурой в несколько тысяч градусов Кельвина (порядка  $10^4$  К для ступенчатых

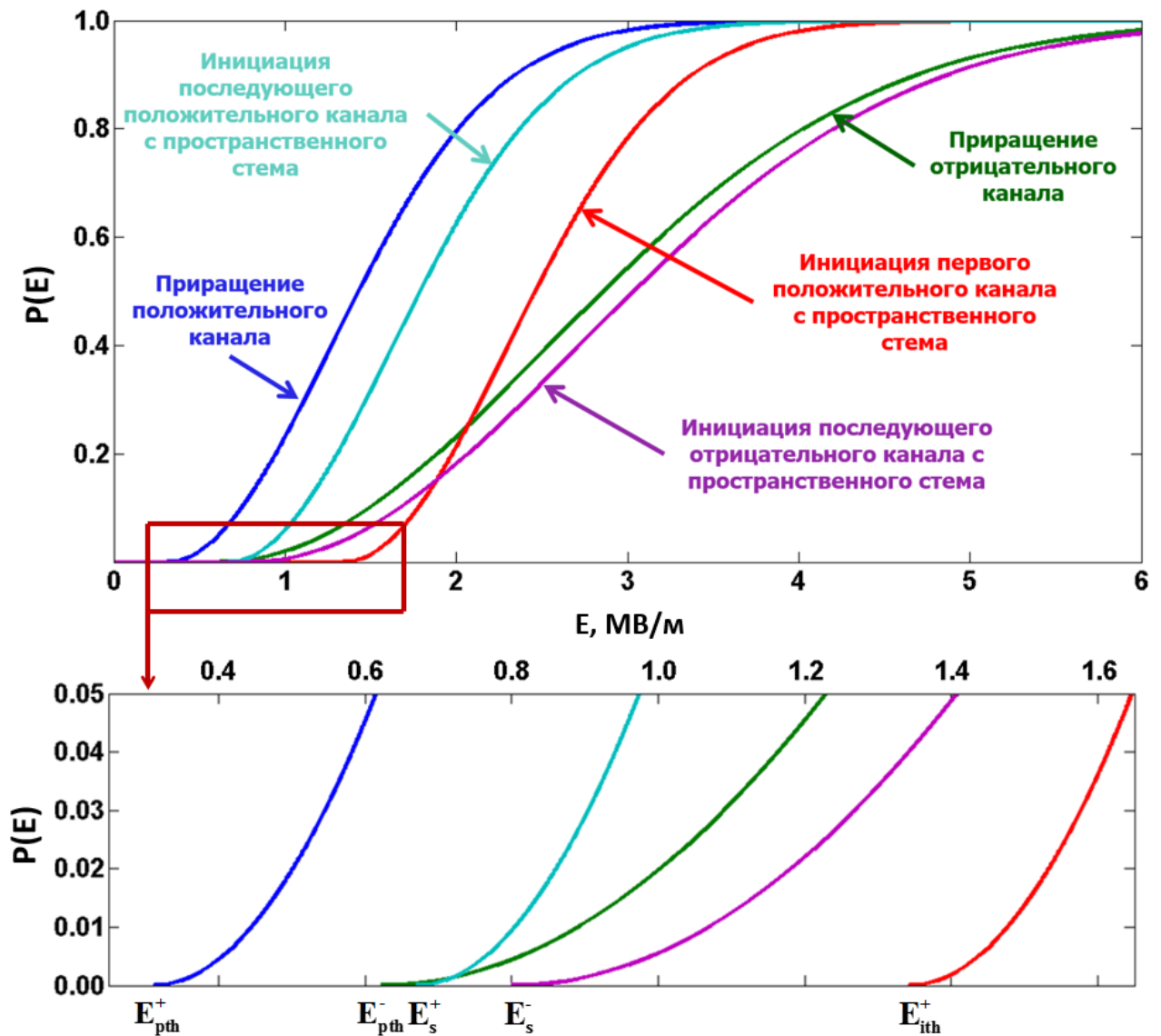
лидеров молнии [40, с. 7]) и окружены широким чехлом пространственного заряда. Детальное описание процесса стримерно-лидерного перехода, в результате которого стримерная связь превращается в лидерную, выходит за рамки приведённой модели. Предполагается, что превращение стримерного канала, ассоциируемого с пучком однонаправленных стримеров, в лидерный постепенно происходит в результате его нагрева посредством джоулева энерговыделения.

В случае распространения существующего канала стохастическая природа развития разряда выражается в использовании функции распределения, которая описывает вероятность пробоя в заданном направлении и одновременно включает пороговые поля инициации и распространения. Вероятность образования пробоя между парой узлов пространственной решётки с радиус-векторами  $\mathbf{r}$  и  $\mathbf{r}'$  может быть записана как

$$P(E_{r,r'}) = \begin{cases} 1 - \exp \left[ - \left| \frac{E_{r,r'} - E_{pth}}{E_{ith}} \right|^m \right], & E_{r,r'} \geq E_{pth} \\ 0, & E_{r,r'} < E_{pth} \end{cases}, \quad (2.5)$$

где  $m$  — индекс, определяющий крутизну функции вероятности, причём в данной работе используется  $m = 2$ . Данная вероятность будет ненулевой, если напряжённость электрического поля  $E_{r,r'}$  между парой соседних узлов пространственной решётки превышает порог распространения, и увеличивается с ростом  $E_{r,r'}$ . Подробный обзор функций вероятности роста разрядных структур, используемых в различных моделях, приведён в работе [44]. Выражение (2.5) также применяется к случаю появления новых разрядных каналов, не имеющих контакта с основным отрицательным лидером, для чего необходимо заменить порог роста  $E_{pth}$  на порог инициации  $E_{ith}$  (возникновение первого канала, растущего из пространственного стема) или  $E_s$  (инициация последующих каналов из узла пространственного стема). Как отмечено выше, инициация первого отрицательного канала с пространственного стема, будучи нереалистичной, не рассматривается в данной работе. Функция вероятности появления пробоя (2.5) графически показана на рисунке 2.3 для следующих пяти случаев: инициация первого положительного ( $E_{ith}^+$ ) и последующих положительных ( $E_s^+$ ) и отрицательных ( $E_s^-$ ) стримеров с пространственного стема и приращение существующих положительных ( $E_{pth}^+$ ) и отрицательных ( $E_{pth}^-$ ) каналов. Отметим, что  $E_{pth}^+ < E_{pth}^- < E_s^+ < E_s^- < E_{ith}^+$ , причём

$$\begin{cases} E_{pth}^- = 2 \cdot E_{pth}^+ \\ E_s^- = 1.2 \cdot E_s^+ \end{cases}. \quad (2.6)$$



### Пороговые поля

$E_{pth}^+$ , МВ/м	$E_{pth}^-$ , МВ/м	$E_s^+$ , МВ/м	$E_s^-$ , МВ/м	$E_{itth}^+$ , МВ/м	$E_{itth}^-$ , МВ/м
<b>0.31</b>	<b>0.62</b>	<b>0.67</b>	<b>0.81</b>	<b>1.34</b>	<b>2.68</b>
<b>(1.43)</b>	<b>(2.86)</b>	<b>(1.79)</b>	<b>(3.04)</b>	<b>(2.46)</b>	<b>(4.92)</b>

Рисунок 2.3 – Вероятности пробоя для случаев распространения положительных ( $E_{pth}^+$ ) и отрицательных ( $E_{pth}^-$ ) стримеров и инициации первого положительного ( $E_{itth}^+$ ) (вместе с возникновением пространственного стема) и последующих положительных ( $E_s^+$ ) и отрицательных ( $E_s^-$ ) стримеров с пространственного стема (верхняя панель) и вставка, показывающая увеличенный фрагмент графика с целью демонстрации пороговых полей (нижняя панель). В таблице приведены значения используемых в модели пороговых полей, причём в скобках указаны амплитуды, при которых показанные на рисунке вероятности достигают 0.5 (50%)

Использование уменьшенных пороговых полей  $E_s$  для инициации последующих стримеров с пространственного стема позволяет воспроизвести экспериментально наблюдаемое (см., например, [33–35]) возникновение отрицательных стримеров с пространственного стема и, таким образом, корректно описать эволюцию пространственных лидеров. В случае использования только пороговых полей  $E_{pth}$  и  $E_{ith}$  число отрицательных стримеров, возникающих с пространственного стема, было бы исчезающе малым. С физической точки зрения, использование меньших пороговых полей для последующих стримеров, растущих с пространственного стема, может быть объяснено поляризацией и вытягиванием последнего, причём сам пространственный стем возникает вместе с первым положительным стримером. Удлинение пространственного стема вдоль локального вектора напряжённости электрического поля ведёт к уменьшению эффективных полей появления последующих стримеров. Отметим, что, в отличие от других пороговых полей,  $E_s^- \neq 2E_s^+$ . Это необходимо для ограничения числа положительных стримеров, возникающих с пространственного стема. Используемые в данной работе пороговые поля позволяют приемлемо воспроизвести наблюдаемые особенности развития ступенчатых отрицательных лидеров. Большое число порогов в формуле (2.5) связано со стремлением максимально близко воспроизвести особенности процесса развития отрицательного ступенчатого лидера молнии и обусловлено его сложностью.

### 2.2.5. Базовый алгоритм развития лидера

В данном параграфе приводится описание всего процесса развития отрицательного лидера, за исключением формирования его ступеней, описанного в параграфе 2.2.6. Каждую временную итерацию любой узел пространственной решётки, принадлежащий положительной или отрицательной части разрядного древа, может породить новую положительную или отрицательную связь соответственно, соединяющую его с любым соседним узлом, не принадлежащим разрядной структуре той же полярности, с вероятностью, заданной формулой (2.5). Единственное исключение представляют узлы, симулирующие пространственные стемы, которые могут давать начало связям обеих полярностей. Появление связей, возникающих из узлов уже существующих разрядных структур, в данной работе относится к распространению. Кроме того, любой свободный узел может породить первый положительный канал новой разрядной структуры, что может быть названо инициацией. При этом узел, из которого появляется первый положительный канал, выполняет роль пространственного стема. Отметим, что модель допускает возможность роста каналов положительных стримеров поверх связей, принадлежащих стримерной зоне отрицательного лидера. Используемый алгоритм не допускает формирования петель в структуре разрядного древа.

Базовым элементом модели является связь, которая представляет собой проводящий канал (изначально это коллективный стример с малой проводимостью, который потенциально имеет возможность стать лидером) между парой узлов пространственной решётки. Периферийные каналы разрядного древа с большой вероятностью остаются на стримерной стадии и в дальнейшем отмирают.

Возникновение новой связи приводит к разделению зарядов между парой узлов, которые



она соединяет. В то время как в одном из узлов размещается положительный заряд, равный по модулю отрицательный заряд приписывается второму узлу. Величина заряда, разделённого пробоем между парой соседних узлов решётки с радиус-векторами  $\mathbf{r}$  и  $\mathbf{r}'$ , может быть рассчитана как  $\delta q_{r,r'} = \alpha E_{r,r'}$ , причём константа  $\alpha$  принята равной  $5 \cdot 10^{-12}$  Кл  $\cdot$  м  $\cdot$  В $^{-1}$ . Для значений электрического поля, при которых вероятность приращения канала (2.5) достигает 0.5 (50%), разделяемые новой стримерной связью заряды составляют 7.2 и 14.4 мкКл для стримеров положительной и отрицательной полярностей соответственно. Физически параметр  $\alpha$  зависит от свойств новообразованной стримерной связи, таких как сечение и проводимость коллективного канала.

В представленной модели проводимость канала  $\sigma$  может меняться более, чем на девять порядков величины, и определяется балансом между производством и диссипацией джоулевой энергии (зависимость проводимости канала от температуры и давления может быть найдена в работе [151]). В представленной модели не рассматривается являющаяся предметом отдельного исследования динамика температуры канала. Вместо этого для описания эволюции его проводимости используется следующее эмпирическое уравнение:

$$\frac{\partial \sigma}{\partial t} = (\eta E^2 - \beta) \sigma, \quad (2.7)$$

где  $\eta$  и  $\beta$  — параметры, отвечающие за скорость нагрева и охлаждения канала соответственно. Аналогичные параметризации широко используются в моделях подобного типа (см., например, [5, 44, 152]). В моделировании для расчёта эволюции проводимости канала, заключённого между парой узлов пространственной решётки с радиус-векторами  $\mathbf{r}$  и  $\mathbf{r}'$ , используется следующая рекуррентная форма уравнения (2.7):

$$\sigma_{r,r'}(\tau + 1) = \{1 + (\eta' E_{r,r'}^2 - \beta')\} \sigma_{r,r'}(\tau), \quad (2.8)$$

где  $\sigma_{r,r'}(\tau)$  и  $\sigma_{r,r'}(\tau + 1)$  — значения проводимости в текущий  $\tau$  и последующий  $(\tau + 1)$  моменты модельного времени соответственно,  $\eta' = \eta \tau$ ,  $\beta' = \beta \tau$  и  $\tau = L/v_{str} = 2.12$  мкс — шаг модельного времени, усреднённый по всем возможным направлениям роста (см. рисунок 2.2) и вычисленный для скорости стримера  $v_{str} = 2 \cdot 10^6$  м/с (экспериментально обнаруженная минимальная скорость лабораторных положительных стримеров составляет  $(1.5-2) \cdot 10^5$  м/с [1, с. 39]). В данной работе ответственный за скорость роста проводимости параметр  $\eta'$  полагается постоянным и равным  $6 \cdot 10^{-13}$  м $^2$ В $^{-2}$ , в то время как определяющий скорость её диссипации параметр  $\beta'$  зависит от её текущего значения и может быть найден как

$$\beta'_{r,r'}(\sigma_{r,r'}(\tau)) = 10^{-5} \left\{ 1 + \exp \left( \frac{\sigma_{r,r'}(\tau)}{\bar{\sigma}} \right) \right\}, \quad (2.9)$$

где  $\bar{\sigma} = 10^4$  См/м — характерная проводимость развитого лидера молнии. Начальное значение проводимости  $\sigma_0$ , которой обладает только что сформировавшийся канал, принято равным  $10^{-5}$  См/м, что близко к ожидаемому значению стримерной проводимости [148]. Поскольку для дугового разряда в воздухе, каковым является установившийся лидер молнии, при давлении от 1 до 10 атмосфер

и температурах, превышающих  $1.5 \cdot 10^4$  К, проводимость канала практически не меняется и составляет порядка  $10^4$  См/м (см., например, [153] и ссылки там), проводимость модельного лидера ограничена значением  $2 \cdot 10^4$  См/м. Отметим, что уравнение (2.9) было получено методом проб и ошибок и имеет полуэмпирический характер.

Заметим, что используемая в модели величина скорости роста стримеров  $v_{str} = 2 \cdot 10^6$  м/с более, чем на порядок, превышает типичное для «молодых» стримеров из стримерной зоны положительного лидера минимально возможное значение  $v_{str}^{min} = 10^5$  м/с. Данный выбор связан с беспрецедентно малым трёхметровым шагом пространственной решётки, который ведёт к увеличению длины разрядного канала (чем меньше шаг пространственной решётки, тем больше может быть трёхмерная длина канала, связывающего пару узлов с фиксированными координатами).

Отметим, что в данной работе модельная связь (канал) является виртуальным объектом, который можно рассматривать, например, как прямоугольный параллелепипед или цилиндр. Единственным физически значимым параметром такого объекта (кроме длины) является площадь поперечного сечения, с которой однозначно связана проводимость канала. Таким образом, для получения корректного значения проводимости модельной связи необходимо включить в модель физически обоснованное значение её радиуса  $r$ , величина которого обсуждается ниже.

Продольное электрическое поле канала, которое может быть найдено как отношение разности потенциалов между парой узлов пространственной решётки к усреднённому расстоянию между ними (см. формулу (2.4)), постепенно релаксирует от допробойного значения порядка нескольких МВ/м к значению поля хорошо прогретого лидерного канала (если произошёл процесс образования ступени), составляющему порядка  $10^4$  В/м [139]. Данный переход осуществляется под действием токов выравнивания потенциалов, постоянно протекающих по всем каналам разрядного дерева [44]. Для каждой связи, соединяющей узлы пространственной решётки с радиус-векторами  $\mathbf{r}$  и  $\mathbf{r}'$ , данный ток может быть найден из закона Ома:

$$I_{r,r'} = \sigma_{r,r'} \pi r^2 E_{r,r'}. \quad (2.10)$$

Токи выравнивания потенциалов (2.10) обеспечивают поляризацию разрядного дерева и накопление заряда на его концах, что приводит к вытеснению электрического поля из объёма разрядной структуры на его периферию [44].

До контакта с землёй все лидеры молнии имеют положительную и отрицательную части (см., например, [128, 154]). Распределение заряда между двумя частями происходит таким образом, что положительная часть служит источником отрицательного заряда для отрицательной и наоборот. Поскольку разрядное дерево в целом электрически нейтрально, отрицательный заряд, поступающий к отрицательной части с токами (2.10), должен быть равен положительному заряду, поступающему к положительной части. Поскольку в данной модели положительная часть разрядного дерева не рассматривается (см. рисунок 2.1), заряд, постоянно поступающий к начальному (верхнему) узлу моделируемого разрядного дерева, обеспечивается введением граничного (питающего) тока  $I_b$ . В данной работе представлены результаты трёх симуляций для значений питающих

токов  $I_b$ , равных 100, 200 и 300 А, что не выходит за рамки ожидаемого тока нисходящего отрицательного лидера молнии (см. работы [130] и [40, с. 7]). Перераспределение заряда, вызванное токами (2.10), протекающими по всем каналам разрядного древа, перенормируется таким образом, что ток, внедряемый в исходный узел моделируемого отрицательного лидера со стороны всех его каналов, равен  $I_b$ . В целях обеспечения устойчивости счёта данная процедура перенормировки заряда происходит с меньшим временным шагом  $\tau_s = 1.42$  нс, где индекс «s» означает «малый» (от английского слова «small») и используется для отделения  $\tau_s$  от модельного шага по времени  $\tau = 1500 \cdot \tau_s = 2.12$  мкс. Таким образом, положительный заряд, внедряемый в исходный узел со стороны каналов отрицательного лидера, компенсируется равным количеством отрицательного заряда, поставляемого питающим током  $I_b$ . Описанную процедуру перенормировки токов можно рассматривать как подстройку радиусов каналов (при фиксированной проводимости), принадлежащих древу отрицательного лидера, которая необходима для обеспечения требуемых токов выравнивания потенциалов (2.10). Данный алгоритм позволяет избежать накопления заряда в исходном узле разрядной структуры. В то же время перенормировка токов в каналах пространственных стримеров/лидеров не производится, а их радиусы полагаются постоянными и равными  $2 \cdot 10^{-4}$  м.

Поскольку в данной работе положительная часть разрядного древа заменена искусственно введённым источником питающего тока, электрические параметры соединённого с данным источником исходного (верхнего) канала требуют особого рассмотрения. В модели полагается, что исходный канал характеризуется постоянными значениями продольного электрического поля  $E_b = 10^4$  В/м [1, с. 277] и проводимости  $\sigma_b = 10^4$  См/м [40, с. 164]. Данные значения характерны для установившегося лидерного канала, по своим электрическим свойствам схожего с дугой. Основанные на законе Ома вычисления показывают, что канал лидера с проводимостью  $\sigma_b$  и продольным электрическим полем  $E_b$  должен обладать радиусами 0.56, 0.80 и 0.98 мм для питающих токов  $I_b$ , составляющих 100, 200 и 300 А соответственно.

Как было отмечено выше, возникающий разрядный канал изначально обладает типичной для стримера малой проводимостью ( $\sigma = 10^{-5}$  См/м), но может трансформироваться в хорошо проводящий лидерный канал посредством джоулева нагрева. В данной работе критерием стримерно-лидерного перехода является проводимость канала, причём пороговое значение  $\sigma_{th}$  принято равным 1 См/м. Оно типично для стримерной головки [94] и совпадает с проводимостью только что сформированного лабораторного лидерного канала с током 1 А [94, с. 602], но на несколько порядков меньше типичной проводимости молниевоего лидера [40]. В модели полагается, что все каналы, возникающие с головки отрицательного лидера и составляющие его стримерную зону, являются стримерными, а их проводимость ограничена значением 1 См/м, в результате чего они остаются стримерными независимо от текущего по ним тока. Это необходимо для устранения возможности непрерывного роста отрицательного лидера, которая, в принципе, может иметь место, и выделения именно ступенчатого механизма его развития. В то же время стримеры обеих полярностей, развивающиеся с пространственных стемов, имеют возможность трансформации в каналы пространственных лидеров, способствуя ступенчатому развитию основного отрицательного. Мо-

дель также не учитывает возможность экспериментально наблюдаемого дрейфа пространственных стемов (см., например, [33]).

Подавляющее большинство пространственных стримеров не достигает лидерной стадии и, следовательно, не вступает в контакт с каналом отрицательного лидера. Если первый положительный стример, возникающий из пространственного стема, одним из своих концов попадает в канал отрицательного лидера, он удаляется, оставляя разделённый пробоем пространственный заряд. Такие разряды, преждевременно вступающие в контакт с отрицательным лидером и не имеющие дальнейшего развития, могут быть названы «неудавшимися» пространственными стемами. Далее, хорошо известно, что в процессе развития некоторые ветви разрядного дерева, даже будучи лидерными, могут прекратить свой рост, потерять электрическую связь с разрядной структурой и отмереть. В данной работе необходимым, но недостаточным условием затухания периферийного канала является факт того, что в течение одной временной итерации с его конца не возникло ни одного нового канала (единственное исключение из данного правила описано в следующем параграфе). Заряд, предварительно вынесенный в узел, соответствующий концу удалённой связи (или обоим концам, если отмирающий канал не был связан с другими каналами), остаётся «вмороженным» в данный узел (или узлы) вследствие низкой проводимости окружающей среды и сравнительно небольшого (относительно времени релаксации заряда) времени развития разряда (см. Таблицу 2.2). Процесс «заморозки» пространственного заряда вблизи канала основного лидера приводит к формированию заряженного чехла (см., например, [1, с. 230]). Альтернативный механизм формирования чехла заряда лидера, связанный с радиальными токами короны с поверхности его канала (см., например, [148]), в данной модели не рассматривается.

Если в течение одной временной итерации периферийный канал с проводимостью  $\sigma$  не производит ни одной новой связи, вероятность его отмирания определяется следующим соотношением:

$$P_d(\sigma) = 1 - \tanh(\sigma/\sigma_m), \quad (2.11)$$

где  $\sigma_m = 10^4$  См/м — проводимость, достижение которой делает канал практически «бессмертным», даже если он не порождает новых связей, а  $\tanh$  обозначает гиперболический тангенс. Исходный (верхний) канал с фиксированной проводимостью, равной  $10^4$  См/м, из которого растёт моделируемый отрицательный лидер, алгоритмически застрахован от отмирания.

Отметим, что в данной работе рост и отмирание каналов могут одновременно происходить в различных частях одной и той же разрядной структуры и что количество связей, возникающих из одного и того же узла, не может превышать 26 (см. рисунок 2.2).

Модель не учитывает магнитное и, как следствие, вихревое электрическое поля.

Моделирование завершается, как только одна из ветвей моделируемого отрицательного лидера достигает грани модельного куба.

Ниже приведены ключевые моменты алгоритма развития модельного лидера:

- Формирование новой связи сопровождается дипольным разделением заряда. Начальная проводимость новообразованной связи принимается равной  $10^{-5}$  См/м.

- Проводимость каждой связи эволюционирует в соответствии с уравнением (2.8). Стримерный канал становится лидерным, когда его проводимость превышает условный порог, равный  $1 \text{ См/м}$ .
- Проводимость каналов, принадлежащих стримерной зоне отрицательного лидера, ограничена величиной, равной  $1 \text{ См/м}$ .
- Каждая связь участвует в переносе заряда посредством токов выравнивания потенциалов (2.10).
- Поляризация разрядной структуры приводит к уменьшению электрического поля в её объёме и его усилению на периферии разряда.
- Каждая связь либо участвует в ступенчатом распространении отрицательного лидера, либо отмирает с вероятностью (2.11), зависящей от её проводимости.
- Разделённые отмершей связью заряды остаются «замороженными» в узлах пространственной решётки и становятся частью чехла заряда лидерного канала.

### 2.2.6. Моделирование ступенчатого механизма развития отрицательного лидера

Представленная в данной работе модель впервые позволила промоделировать ступенчатое развитие отрицательного лидера молнии, что было бы невозможно без учёта асимметрии развития положительных и отрицательных стримеров (см. параграф 2.2.3). Циклическая последовательность процессов, составляющих образование ступени модельного отрицательного лидера, схематично представлена на рисунке 2.4 и может быть описана следующим образом:

(1) Вспышка короны отрицательных стримеров, возникающая с новообразованной головки отрицательного лидера, завершает процесс формирования предыдущей ступени и внедряет большое количество отрицательного заряда в область пространства перед головкой лидера, что показано на стадии А рисунка 2.4.

(2) Внедрённый вспышкой отрицательный заряд создаёт перед головкой отрицательного лидера область сильно неоднородного электрического поля. В результате этого внутри или вблизи области, занятой отрицательным пространственным зарядом, возникают сильно локализованные плазменные образования, называемые пространственными стемами. Три конкурирующих пространственных стема, расположенных ниже области вспышки стримерной короны, показаны на стадии Б рисунка 2.4.

(3) Пространственные стема испускают положительные стримеры в направлении канала отрицательного лидера. Происходящее при этом накопление отрицательного заряда в точке стема создает условия для возникновения растущих из него в противоположную сторону отрицательных стримеров. В результате этого формируется биполярная система стримеров, развивающаяся из точки пространственного стема.

(4) По мере того, как пространственные стримеры прогреваются токами поляризации и увеличивают свою проводимость, они трансформируются в пространственные лидеры. Поскольку

положительные пространственные стримеры возникают раньше отрицательных, на момент формирования пространственного лидера его отрицательная часть может быть в стримерном состоянии или вовсе отсутствовать. В последнем случае по мере роста положительного пространственного лидера отрицательный заряд накапливается в точке пространственного стема. Оба варианта представлены на стадии В рисунка 2.4.

В целях простоты изложения дальнейшее описание приводится для отдельно взятого пространственного лидера.

(5) Положительный конец пространственного стримера/лидера прорастает навстречу основному (отрицательному) лидеру, расстояние между концами их каналов сокращается до длины одной связи (см. стадию В рисунка 2.4).

(6) Если канал, отстоящий от основного отрицательного лидера на длину одной связи, находится на лидерной стадии, он может испустить положительный стример, соединяющий конец положительной части пространственного лидера с каналом отрицательного. На стадии Г рисунка 2.4 данная связь обозначена как «стримерная перемычка между основным и пространственным лидерами».

(7) Возникновение проводящей связи между каналами пространственного и основного отрицательного лидеров приводит к быстрому перераспределению заряда по всей длине канала, начинающегося в отрицательном конце пространственного лидера (или в точке пространственного стема, если отрицательная часть пространственного лидера не успела сформироваться к данному моменту времени), и заканчивающегося в исходном (верхнем) узле нисходящего отрицательного лидера. Возникающий при этом ток прогревает все каналы, по которым протекает, увеличивая их проводимость. Головка отрицательного лидера перемещается в отрицательный конец бывшего пространственного лидера (или в точку бывшего пространственного стема, если на момент контакта пространственный лидер имел только положительную часть). Большое количество отрицательного заряда, внедрённого в новообразованную головку отрицательного лидера токами поляризации нового сегмента канала, становится причиной возникновения новой вспышки короны отрицательных стримеров (см. стадию Д рисунка 2.4). Каналы отрицательных стримеров (если они есть), принадлежавшие бывшему пространственному лидеру, становятся частью вспышки короны отрицательных стримеров.

(8) После стадии Д, аналогичной стадии А, перед новообразованной головкой отрицательного лидера формируется следующее поколение пространственных стемов и весь описанный процесс повторяется (стадии Б и Е рисунка 2.4 также аналогичны друг другу).

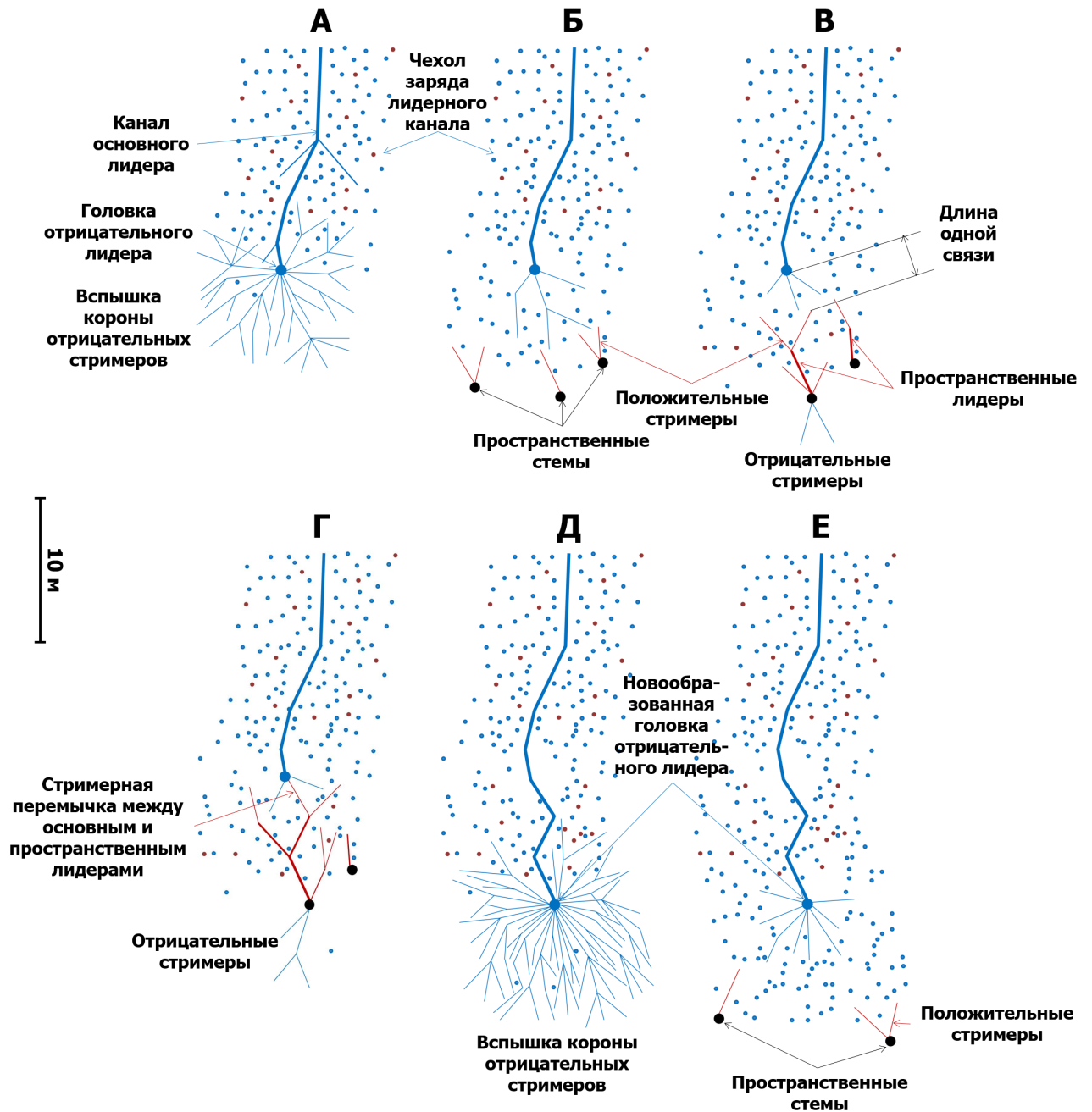


Рисунок 2.4 – Схема формирования ступени отрицательного лидера. Полный цикл (А–Д) обычно длится несколько десятков микросекунд. Тёмно-красный и голубой цвета отвечают положительной и отрицательной полярностям соответственно. Более жирные линии отвечают большим проводимостям каналов. Чёрные кружки символизируют пространственные стемы. Положительные и отрицательные пространственные заряды обозначены тёмно-красными и голубыми точками соответственно

Если в определённый момент модельного времени электрическое поле между узлом пространственной решётки, не принадлежащим какой-либо разрядной структуре (потенциальный пространственный стем) и другим (не обязательно свободным) соседним узлом превышает порог инициации  $E_{ith}$ , с вероятностью, вычисляемой по формуле (2.5), данная пара узлов соединяется стримерной связью. Расчёты показывают, что в результате развития разряда локальная напряжён-

ность электрического поля в точке появления пространственного стема увеличивается примерно в 50 раз по сравнению с соответствующим значением на начало моделирования, что позволяет преодолеть порог его зарождения  $E_{ith}^+ = 1.34$  МВ/м. Отметим, что из-за существующей асимметрии полярностей (см. параграф 2.2.3) нереалистичный сценарий, когда пространственный стем испускает отрицательные стримеры раньше положительных, в данной модели не рассматривается. Пространственный стем может впоследствии породить другие положительные и отрицательные стримеры, причём пороговые поля их возникновения  $E_s^+ = 0.67$  МВ/м и  $E_s^- = 0.81$  МВ/м заключены между соответствующими порогами распространения и инициации. Важно отметить, что каналы пространственных стримеров/лидеров могут развиваться поверх каналов стримерной зоны отрицательного лидера, но не поверх канала основного отрицательного лидера. В случае взаимного перекрытия обе связи независимо участвуют в переносе заряда посредством тока (2.10).

Не любой контакт между положительным пространственным стримером и каналом основного отрицательного лидера приводит к появлению новой ступени. В данной модели необходимым условием её возникновения является наличие каналов с проводимостью  $\geq 1$  См/м по обе стороны от положительной стримерной перемычки, соединяющей каналы пространственного и основного отрицательного лидеров (см. стадию Г рисунка 2.4). Другими словами, для успешного контакта канал положительного стримера должен быть заключён между двумя лидерными секциями. Если на момент контакта данное условие не выполняется, положительная стримерная перемычка отмирает. В случае выполнения описанного критерия запускается процесс образования ступени отрицательного лидера, в результате которого положительная стримерная перемычка с начальной проводимостью  $\sigma_0 = 10^{-5}$  См/м преобразуется в новую секцию канала отрицательного лидера. Перейдем к описанию алгоритма, отвечающего за образование ступени отрицательного лидера.

В конце каждой временной итерации все существующие на данный момент каналы делятся на две категории. В первую попадают каналы, заключённые между исходным (верхним) узлом основного отрицательного лидера и узлами, отвечающими отрицательным концам пространственных лидеров (или узлами пространственных стемов, если к моменту контакта отрицательные части пространственных лидеров не успели сформироваться), которые успешно образовали положительную стримерную связь с каналом основного отрицательного лидера. Таким образом, к первой категории относятся каналы, которые в рамках данной временной итерации оказались вовлечёнными в процесс формирования новых ступеней отрицательного лидера. Все остальные каналы считаются относящимися ко второй категории. Проводимость и заряды в узлах всех разрядных каналов (независимо от их категории) пересчитываются по формулам (2.8) и (2.10) соответственно. Как уже было отмечено, изменения заряда, связанные с током (2.10), происходят с малым временным шагом  $\tau_s = 1.42$  нс, что в 1500 раз меньше, чем шаг модельного времени  $\tau = 2.12$  мкс. Проводимость каналов первой категории пересчитывается 50 раз, то есть на каждом 30-м малом временном шаге  $\tau_s$ , в то время как проводимость каналов второй категории пересчитывается только один раз, в середине процесса пересчёта заряда. Поскольку при расчёте проводимости по рекуррентной формуле (2.8) для каналов обеих категорий используются одни и те же значения параметров  $\eta'$  и  $\beta'$ , но при этом пересчёт проводимостей связей первого типа происходит в



50 раз чаще, то, с физической точки зрения, для каналов, вовлечённых в формирование новых ступеней, применяются в 50 раз большие значения параметров  $\eta'$  и  $\beta'$ . Применение данного подхода связано с тем, что используемый в работе 3-х метровый шаг пространственной решётки не позволяет корректно описать мелкомасштабные процессы, связанные с развитием импульса электрического поля, генерируемого в результате встречи и слияния пары лидеров противоположной полярности. Описанная процедура позволяет воспроизвести процесс быстрого прогрева стримерной перемычки между сливающимися лидерными секциями и трансформацию пространственного лидера в новый дуговой сегмент канала основного отрицательного (см. рисунок 2.7). Отметим, что использование неравноценных для различных категорий каналов значений  $\eta'$  и  $\beta'$  практически не влияет на состояние установившихся каналов отрицательного лидера, находящихся относительно далеко от места формирования ступени (см. рисунок 2.8). Любые изменения заряда, происходящие в течение каждого малого временного шага  $\tau_s$ , сопровождаются пересчётом электрического потенциала в соответствии с формулой (2.1). Изменения зарядов в узлах, принадлежащих основному отрицательному лидеру (с учётом его стримерной зоны), перенормируются таким образом, что положительный заряд, поступающий в исходный канал отрицательного лидера со стороны его разрядного древа, полностью компенсируется граничным током  $I_b$ .

Все положительные боковые ветви пространственного лидера, не принимавшие участия в образовании ступени, удаляются независимо от их проводимостей, как только положительный конец пространственного лидера образует стримерную связь с каналом основного отрицательного. Находящиеся в их узлах положительные пространственные заряды становятся частью чехла заряда канала отрицательного лидера. Отметим, что в целом чехол отрицательного лидера заряжен отрицательно, причём источником его заряда служат вспышки стримерной короны отрицательного лидера, завершающие процесс формирования каждой ступени.

## 2.3. Результаты

### 2.3.1. Морфология модельных лидеров

На рисунке 2.5 представлены 2D проекции на плоскости x-y, x-z и y-z трёх модельных ступенчатых отрицательных лидеров с питающими токами 100, 200 и 300 А на момент окончания моделирования. На рисунке также представлены диаграммы, отображающие динамику изменения положения головок отрицательного лидера (высот образования ступеней) во времени и зависимости погонных плотностей заряда чехлов модельных лидеров  $\rho_z$  от вертикальной координаты. Рисунок 2.6 демонстрирует 3D изображения трёх ступенчатых отрицательных лидеров, 2D проекции которых представлены на рисунке 2.5, и увеличенный фрагмент нижней части лидера с питающим током 300 А, отображающий тонкую структуру его стримерной зоны.

Морфология модельных отрицательных лидеров, представленная на рисунках 2.5 и 2.6, хорошо согласуется с данными высокоскоростной съёмки отрицательных молниевых разрядов [13–17, 31]. Рисунок 2.6(II) свидетельствует о том, что в области вблизи головки отрицательного

лидера одновременно присутствует множество пространственных стримеров/лидеров (преимущественно стримеров). Образование новых ветвей отрицательного лидера имеет вероятностный характер и обусловлено случайным присоединением канала пространственного лидера к основному отрицательному, что соответствует современным оптическим наблюдениям [16, 17]. Пространственные лидеры, прирастающие к головкам основного отрицательного, удлиняют существующие каналы, в то время как те, что вступают в контакт с боковой поверхностью канала, создают боковые ветви, одна из которых впоследствии может стать основной. Как видно из рисунков 2.5 и 2.6, каналы некоторых отрицательных лидеров распространяются практически горизонтально или даже вертикально (на малых дистанциях).

Число наблюдаемых в рамках модели стримерных каналов превышает число оптически наблюдаемых стримеров, что может быть объяснено недостаточной светимостью последних [13–15, 40, 155, с. 135–136].

Видео файлы, описывающие развитие модельных лидеров с питающими токами  $I_b$ , равными 100, 200 и 300 А, доступны по ссылке [156].

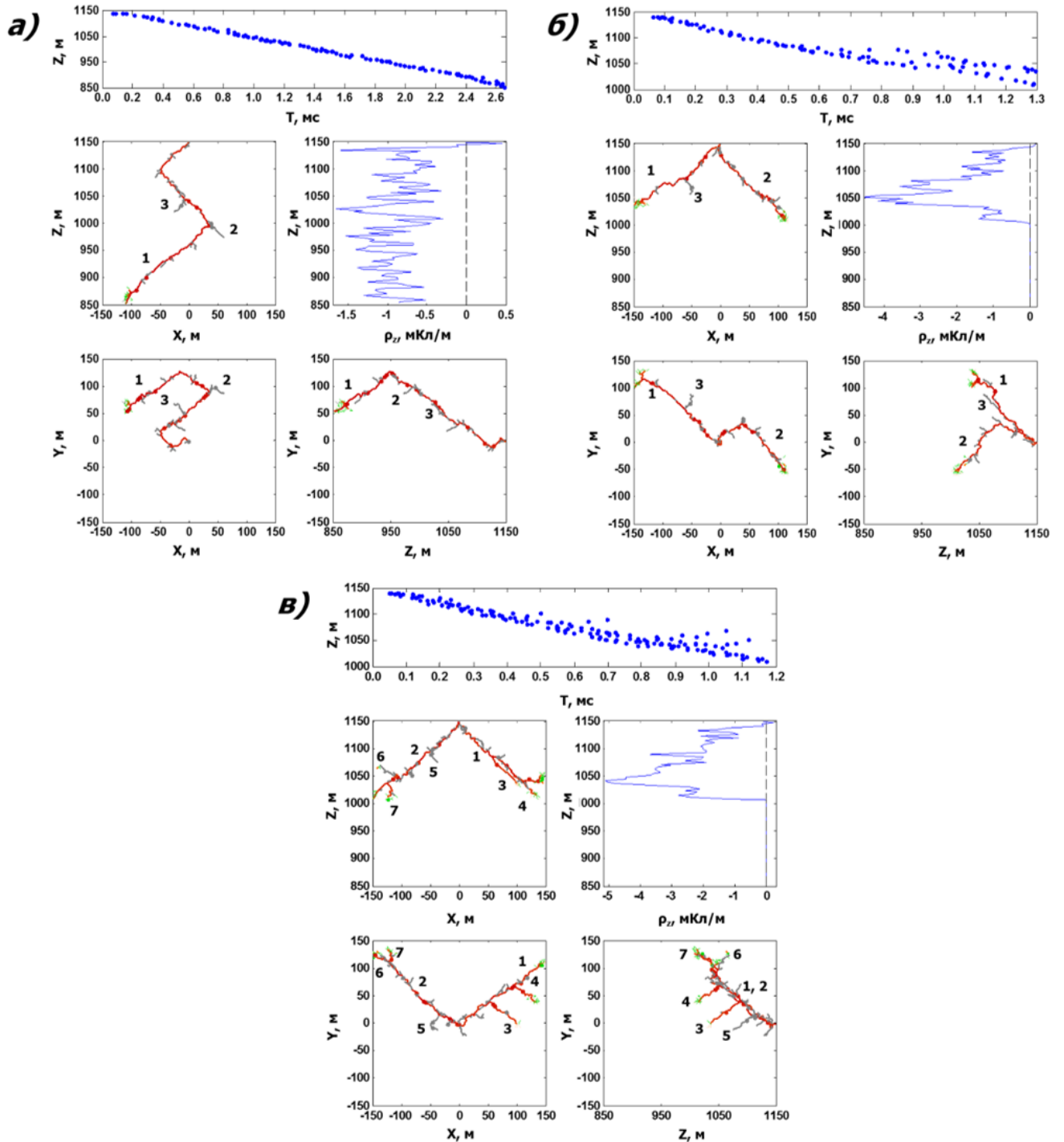


Рисунок 2.5 – 2D проекции на плоскости  $x$ - $z$  и  $y$ - $z$  моделируемых ступенчатых отрицательных лидеров с питающими токами (а) 100, (б) 200 и (в) 300 А на момент окончания моделирования (2.65, 1.30 и 1.17 мс соответственно), показанные вместе с диаграммами, отображающими динамику изменения положений головок отрицательных лидеров во времени и зависимости погонных плотностей заряда чехлов модельных лидеров  $\rho_z$  от вертикальной координаты. Активные на момент окончания моделирования лидерные каналы показаны красным. Отмершие в процессе развития ветви лидера и каналы положительных пространственных стримеров показаны серым и зелёным соответственно. 3D визуализации соответствующих отрицательных лидеров приведены на рисунке 2.6. Нумерация отдельных ветвей отрицательного лидера здесь и на рисунке 2.6 совпадает с соответствующей нумерацией в Таблицах 2.2–2.4

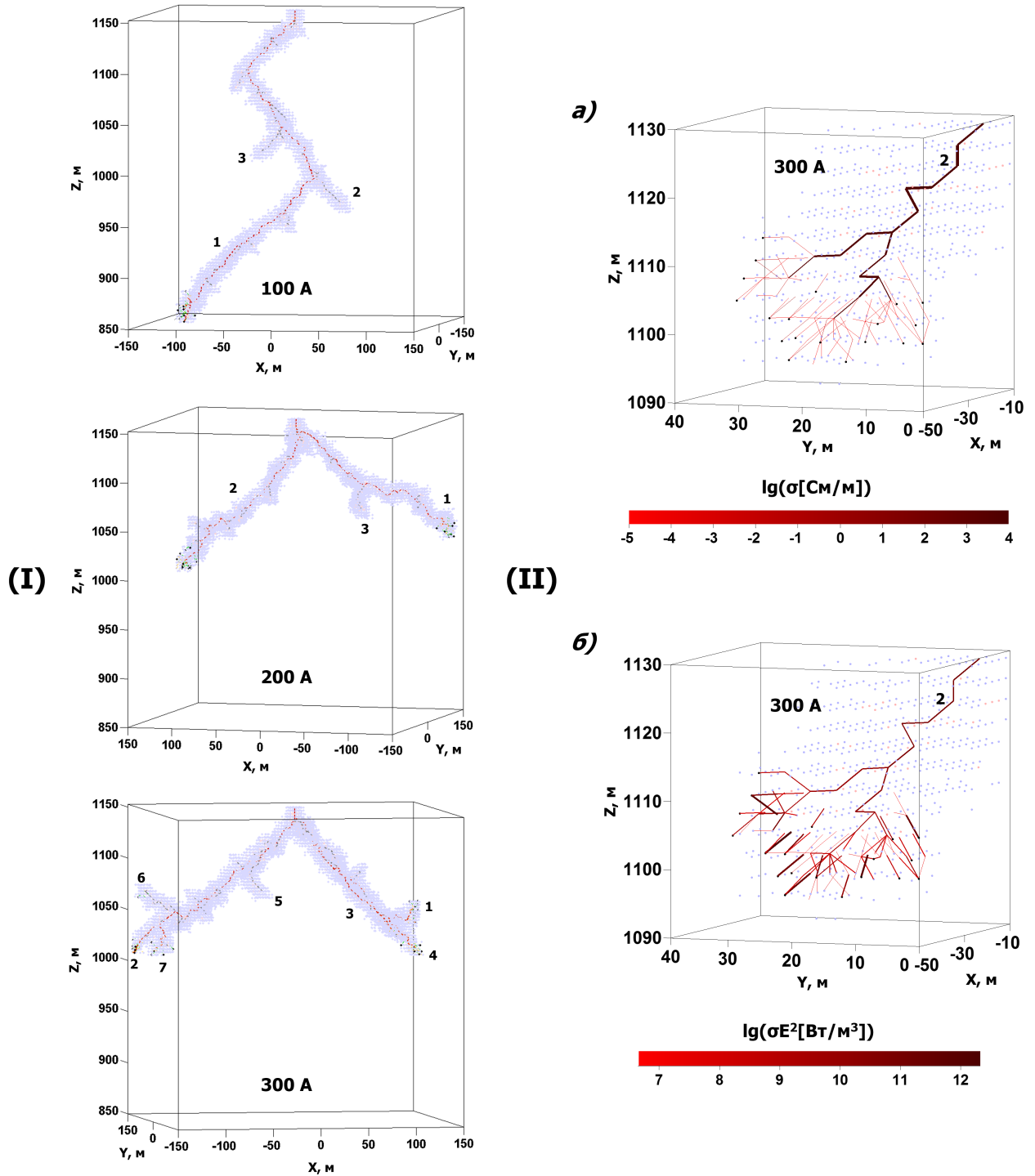


Рисунок 2.6 – (I) 3D визуализация трёх модельных отрицательных ступенчатых лидеров с питающими токами 100, 200 и 300 А на момент окончания моделирования (2.65, 1.30 и 1.17 мс соответственно). Активные на момент окончания моделирования лидерные каналы показаны красным. Отмершие в процессе развития ветви лидера и каналы положительных пространственных стримеров показаны серым и зелёным соответственно. Чёрные, голубые и розовые точки визуализируют пространственные стемы и отрицательные и положительные пространственные заряды чехла канала лидера соответственно. Нумерация ветвей совпадает с рисунком 2.5 и Таблицами 2.2–2.4. (II) Увеличенные фрагменты нижней части отрицательного лидера с питающим током 300 А на момент 319 мкс от начала моделирования, показывающие тонкую структуру его стримерной зоны. На фрагментах (а) и (б) цветом закодированы значения проводимостей каналов и плотностей мощности энерговыделения в них соответственно

### 2.3.2. Основные характеристики модельных лидеров

Параметры отрицательных ступенчатых лидеров молнии, полученные с помощью фотоэлектрических систем и высокоскоростных камер, приведены в Таблице 2.1. Широкий разброс представленных в Таблице 2.1 параметров, вероятно, связан с малым числом изученных лидеров (всего один или два в каждой из перечисленных в таблице работ).

Таблица 2.1 – Параметры натуральных отрицательных ступенчатых лидеров, измеренные с помощью фотоэлектрических систем и высокоскоростных камер

Исследование	Пауза между ступенями, мкс	2D длина ступени <sup>а</sup> , м	2D <sup>б</sup> скорость лидера, 10 <sup>5</sup> м/с
[157] <sup>в</sup> (Австралия)	5.0–50.0	7.9–19.8	4.5–11.2
[157] <sup>в</sup> (Китай)	18.0–21.0	8.5	4.9–5.8
[158] (Флорида)	0.2–15.7	–	15.0
[14] (Флорида)	12.2–40.0	4.8–7.1	2.7–6.2
[13] (Оклахома)	–	–	5.6
[16] (Флорида)	–	14, 15	3.0
[15] (Китай)	13.9–23.9	–	4.1–14.6
[17] (Китай)	6.9 <sup>г</sup>	1.3–8.6	–

<sup>а</sup> Длина ступеней стреловидно-ступенчатых лидеров обычно лежит в диапазоне 5–10 м [32, 159].

<sup>б</sup> Кроме работы [13], в которой измерялась 1D скорость лидера.

<sup>в</sup> Измерения, проведённые с помощью ALPS фотоэлектрических систем, в отличие от высокоскоростных камер, использовавшихся в остальных работах, приведённых в данной таблице.

<sup>г</sup> Рассчитано как отношение полного времени наблюдения (667 мкс) к полному числу ступеней (96).

Количественные характеристики модельных лидеров приведены в Таблицах 2.2–2.5. Скорость роста модельных отрицательных лидеров составляет порядка  $2 \cdot 10^5$  м/с (см. Таблицу 2.2). Интервалы времени между ступенями меняются в пределах 0.7–146.6 мкс, причём среднее значение составляет 37.4 мкс (см. Таблицу 2.3). Для сравнения, в работе [14], где для наблюдения натурального молниевых разряда использовалась высокоскоростная камера с временным разрешением 3.33 мкс, усреднённый промежуток времени между ступенями оказался равным 20 мкс. Средняя длина ступени модельного лидера составляет порядка 10 м (см. Таблицу 2.3). Данное значение существенно меньше 50-и метровой длины ступени, характерной для не включённых в Таблицу 2.1 наблюдений, проводимых с помощью стрик-камер, но больше, чем 1–9 м (см. Таблицу 2.1), измеряемые с помощью современных высокоскоростных оптических камер. Возможные причины расхождений оптически измеряемых длин ступеней обсуждаются в работе [14]. Важно отметить, что оптически измеряют двумерные длины ступеней, что приводит к их недооценке. В данной модели минимальная длина ступени обусловлена использованием 3-х метрового шага пространственной решётки. Это вполне приемлемо, поскольку подавляющее большинство экспериментальных данных указы-

вает на то, что минимальная длина ступени превышает данное значение. Наличие небольшого числа ступеней с меньшими длинами в диапазоне от 1.3 до 3 м (10 из 192 или менее 6% ступеней представленных в Таблице 2.1), вероятно, связано с нетипичным способом образования ступеней, имеющих «общий корень», описанным в работе [17, рис. 3 и 5]. Типичное значение погонной плотности заряда чехла ветвей модельных лидеров составляет примерно 400 мкКл/м (см. Таблицы 2.2 и 2.4). Это близко к значению 500 мкКл/м, используемому в модели [6], и экспериментальным оценкам 20–330 мкКл/м и 1 мКл/м, полученным в исследованиях [130] и [160] соответственно. Средняя интегральная плотность заряда отрицательного лидера вдоль вертикальной оси составляет порядка 2000 мкКл/м (см. Таблицу 2.2). Для сравнения, принятая в данной работе погонная плотность заряда чехла канала фонового лидера (см. рисунок 2.1) равна 800 мкКл/м. Каждая ячейка в Таблицах 2.3 и 2.4 содержит два значения, соответствующих различным подходам к анализу параметров ступеней. Основное значение (не в скобках) рассчитано для всех ступеней, включая те, которые отвечают за формирование малых ветвей (не пронумерованных на рисунках 2.5 и 2.6 и в Таблицах 2.2–2.4), в то время как второе значение (в скобках) рассчитано для ступеней, внесших вклад в распространение только пронумерованных ветвей.

Электрические параметры ступеней модельных отрицательных лидеров приведены в Таблице 2.4. Осциллограммы некоторых параметров, связанных с формированием ступени, представлены на рисунках 2.7 и 2.8.

Таблица 2.2 – Характеристики ветвей отрицательных ступенчатых лидеров, представленных на рисунках 2.5 и 2.6(1)

Номер ветви	Длина ветви, м	Момент старта, мкс	Момент остановки <sup>а</sup> , мкс	Время жизни, мкс	Скорость роста <sup>б</sup> , $10^5$ м/с	Пауза между ступенями <sup>в</sup> , мкс	Погонная плотность заряда, мкКл/м	
							3D <sup>г</sup>	1D <sup>д</sup>
Лидер с током 100 А								
1	568	0	2654	2654	2.14	24.6	394	886
2	58	1409	2556	1147	1.88			
3	42	1045	1810	765	2.27			
Лидер с током 200 А								
1	289	0	1298	1298	2.23	12.5	413	1812
2	282	79	1298	1219	2.33			
3	47	552	1049	497	2.15			
Лидер с током 300 А								
1	305	0	1173	1173	2.72	7.4	370	2451
2	303	51	1173	1122	2.70			
3	94	523	1173	650	1.81			
4	77	795	1173	378	2.11			
5	57	289	792	503	2.20			
6	54	846	1173	327	2.62			
7	45	984	1173	189	2.75			
Среднее	171	–	–	–	2.30	14.8	392	1716

<sup>а</sup> Момент остановки растущей ветви совпадает с окончанием моделирования.

<sup>б</sup> Скорость роста индивидуальной ветви лидера рассчитывалась как отношение её длины ко времени, в течение которого происходило удлинение ветви.

<sup>в</sup> Усреднённое значение 3D паузы между ступенями вычислялось как отношение времени моделирования к полному числу ступеней.

<sup>г</sup> Погонный заряд лидерных ветвей рассчитывался как модуль отношения внедрённого в модельный объём заряда к суммарной длине представленных в таблице ветвей на момент окончания моделирования.

<sup>д</sup> Интегральная погонная плотность заряда лидера вдоль оси  $z$  рассчитывалась в предположении о том, что лидер имеет единственный вертикальный канал, длина которого равна разности высот верхней грани модельного объёма (1150 м) и самой нижней головки канала отрицательного лидера на момент окончания моделирования.

Таблица 2.3 – Характеристики ступеней отрицательных лидеров, показанных на рисунках 2.5 и 2.6(I)

Номер ветви	Число ступеней	Пауза между ступенями, мкс			Длина ступени, м		
		Мин.	Макс.	Средн.	Мин.	Макс.	Средн.
Лидер с током 100 А							
1	90 (61)	0.7 (19.1)	104.1 (133.9)	29.1 (42.7)	7.2 (8.2)	10.4 (10.4)	9.0 (8.9)
2	8 (6)	0.7 (27.6)	97.7 (97.7)	44.0 (61.6)	7.2 (8.2)	10.4 (10.4)	8.8 (9.2)
3	5 (5)	29.7 (29.7)	74.4 (74.4)	46.2 (46.2)	8.2 (8.2)	9.4 (9.4)	8.9 (8.9)
Лидер с током 200 А							
1	35 (29)	0.7 (23.4)	91.4 (102.0)	36.3 (43.0)	7.2 (7.2)	10.4 (10.4)	9.1 (9.2)
2	47 (29)	0.7 (19.1)	61.6 (97.7)	26.4 (41.8)	7.2 (8.2)	10.4 (10.4)	8.8 (9.0)
3	6 (4)	25.5 (33.4)	68.0 (99.9)	43.8 (64.4)	8.2 (8.2)	10.4 (10.4)	9.2 (9.1)
Лидер с током 300 А							
1	45 (31)	0.7 (17.0)	63.7 (63.7)	24.2 (35.5)	8.2 (8.2)	10.4 (10.4)	9.2 (9.2)
2	53 (33)	0.7 (19.1)	61.6 (61.6)	21.6 (35.1)	7.2 (7.2)	10.4 (10.4)	9.1 (9.0)
3	11 (10)	25.5 (25.5)	87.1 (146.6)	51.8 (57.6)	7.2 (7.2)	10.4 (10.4)	8.8 (8.9)
4	9 (9)	23.4 (23.4)	68.0 (68.0)	45.7 (45.7)	8.2 (8.2)	10.4 (10.4)	8.9 (8.9)
5	7 (7)	23.4 (23.4)	89.2 (89.2)	43.2 (43.2)	8.2 (8.2)	9.4 (9.4)	8.6 (8.6)
6	6 (6)	31.9 (31.9)	55.2 (55.2)	41.2 (41.2)	7.2 (7.2)	10.4 (10.4)	9.1 (9.1)
7	6 (5)	2.1 (31.9)	44.6 (46.7)	32.7 (40.9)	8.2 (8.2)	9.4 (9.4)	9.1 (9.0)
Среднее	25 (18)	12.7 (25.0)	74.4 (87.4)	37.4 (46.1)	7.7 (7.9)	10.2 (10.2)	9.0 (9.0)

Каждая ячейка в Таблице 2.3 содержит два значения, первое из которых (не в скобках) рассчитано для всех ступеней, ассоциированных с данной ветвью (включая те из них, которые отвечают за формирование мелких пронумерованных ветвей), в то время как второе (в скобках) получено с учётом только тех ступеней, которые вносят вклад в приращение основных ветвей, пронумерованных на рисунках 2.5 и 2.6.



Таблица 2.4 – Электрические характеристики отрицательных лидеров, показанных на рисунках 2.5 и 2.6(I)

Номер ветви	Финальная проводимость канала <sup>a</sup> , кСм/м			Пиковый ток <sup>a</sup> , кА			Заряд ступени, мКл			Погонный заряд <sup>b</sup> , мкКл
	Мин.	Макс.	Средн.	Мин.	Макс.	Средн.	Мин.	Макс.	Средн.	
Лидер с током 100 А										
1	8.50 (13.83)	20.00 (20.00)	17.74 (18.87)	2.61 (7.28)	31.23 (31.23)	15.96 (18.09)	0.92 (1.59)	2.53 (2.53)	1.99 (2.12)	369
2	11.36 (14.19)	20.00 (20.00)	16.29 (17.50)	5.49 (9.70)	21.64 (21.64)	12.90 (15.01)	1.53 (1.59)	2.35 (2.35)	1.92 (2.01)	524
3	7.97 (7.97)	19.63 (19.63)	16.08 (16.08)	2.36 (2.36)	16.20 (16.20)	12.24 (12.24)	1.12 (1.12)	2.15 (2.15)	1.83 (1.83)	504
Лидер с током 200 А										
1	4.40 (5.11)	13.22 (12.42)	9.75 (9.99)	3.15 (4.80)	29.78 (29.78)	17.30 (17.47)	0.96 (0.96)	2.52 (2.52)	2.04 (2.09)	379
2	3.15 (5.89)	12.76 (12.76)	8.91 (9.56)	1.79 (5.60)	27.08 (27.08)	13.99 (15.92)	0.93 (1.38)	2.40 (2.40)	1.92 (2.02)	408
3	8.90 (9.46)	10.35 (10.35)	9.54 (9.86)	14.22 (14.73)	16.74 (16.54)	15.47 (15.46)	1.92 (1.92)	2.11 (2.11)	1.99 (2.01)	563
Лидер с током 300 А										
1	2.85 (4.00)	7.94 (7.94)	5.49 (5.83)	3.79 (5.68)	25.29 (25.29)	12.25 (13.51)	1.23 (1.39)	2.43 (2.43)	1.88 (1.96)	325
2	$4.5 \cdot 10^{-3}$ (4.07)	8.95 (8.95)	6.32 (6.55)	0.01 (6.14)	29.96 (29.96)	15.55 (16.31)	$1.3 \cdot 10^{-4}$ (1.61)	2.72 (2.72)	2.05 (2.12)	406
3	3.89 (3.89)	7.55 (7.55)	6.36 (6.55)	6.66 (6.66)	22.49 (22.49)	16.56 (17.24)	1.35 (1.35)	2.28 (2.28)	2.01 (2.05)	398
4	5.17 (5.17)	7.68 (7.68)	6.38 (6.38)	11.21 (11.21)	22.29 (22.29)	16.70 (16.70)	1.71 (1.71)	2.24 (2.24)	2.01 (2.01)	346
5	5.89 (5.89)	7.18 (7.18)	6.58 (6.58)	12.29 (12.29)	19.20 (19.20)	16.20 (16.20)	1.97 (1.97)	2.18 (2.18)	2.11 (2.11)	493
6	3.12 (3.12)	6.79 (6.79)	5.47 (5.47)	3.71 (3.71)	20.18 (20.18)	13.53 (13.53)	1.25 (1.25)	2.18 (2.18)	1.88 (1.88)	524
7	4.62 (5.57)	6.99 (6.99)	5.92 (6.18)	7.87 (12.06)	17.64 (17.64)	14.30 (15.59)	1.67 (1.84)	2.08 (2.08)	1.94 (2.00)	442
Среднее	5.37 (6.78)	11.46 (11.40)	9.29 (9.65)	5.78 (7.86)	23.06 (23.04)	14.84 (15.64)	1.27 (1.51)	2.32 (2.32)	1.97 (2.02)	437

Каждая ячейка в Таблице 2.4 содержит два значения, первое из которых (не в скобках) рассчитано для всех ступеней, ассоциированных с данной ветвью (включая те из них, которые отвечают за формирование мелких пронумерованных ветвей), в то время как второе (в скобках) получено с учётом только тех ступеней, которые вносят вклад в приращение основных ветвей, пронумерованных на рисунках 2.5 и 2.6.

<sup>a</sup>Величины конечной проводимости и пикового значения тока приведены для канала, служившего стримерной переключкой, соединявшей пространственный и основной отрицательный лидеры на момент начала процесса формирования ступени.

<sup>b</sup>При расчёте погонной плотности заряда отдельных ветвей лидера подразумевалось, что каждый точечный пространственный заряд принадлежит чехлу только одной из ветвей, то есть не учитывается дважды или большее число раз.

### 2.3.3. Динамика формирования ступеней

На рисунке 2.7 представлен типичный пример эволюции проводимости, модуля продольного электрического поля, тока и плотности мощности в канале, служившем стримерной перемычкой между пространственным и основным отрицательными лидерами (верхняя панель), и в положительной части пространственного лидера (нижняя панель) для лидера с питающим током 200 А.

В процессе формирования ступени происходит быстрый рост проводимости связи, являющейся стримерной перемычкой между каналами пространственного и основного отрицательного лидеров, сопровождающийся падением модуля продольного электрического поля канала и кратковременными импульсами тока и плотности мощности. Интервал времени, на протяжении которого происходят существенные изменения параметров канала, составляет примерно 0.3–0.4 мкс. Постепенный рост модуля электрического поля канала, предшествующий его более быстрому падению, может быть объяснён накоплением заряда на концах плохо проводящей стримерной секции, служившей перемычкой между пространственным и основным отрицательными лидерами. Как только проводимость данной связи становится достаточно большой, электрическое поле в ней резко падает.

Отметим, что минимальные значения амплитуды импульса тока и величины заряда, внедряемого в новообразованную головку отрицательного лидера, по данным [42] составляют 2–8 кА и 1–4 мКл соответственно. В представленной в работе [134] модели для описания отрицательного ступенчатого лидера использовались пиковые значения тока, равные 10 кА вблизи земли и 1 кА на больших высотах. Для представленной на рисунке 2.7(I) ступени значения пикового тока и перенесённого заряда составляют 18.9 кА и 2.1 мКл, что хорошо согласуется с имеющимися в литературе данными, за исключением пикового тока ступени, ожидаемая величина которого должна быть меньше. Проводимость канала молниевое лидера, согласно [40, с. 164], составляет типичное для дугового разряда значение  $10^4$  См/м, которое хорошо воспроизводится в рамках данной модели.

В отличие от стримерной перемычки, соединявшей две лидерные секции на момент начала формирования ступени, эволюция канала положительной части пространственного лидера, один из концов которого в процессе формирования ступени становится новообразованной головкой отрицательного лидера, происходит в два этапа (см. рисунок 2.7(II)). На первом этапе (от 0 до 0.6 мкс) стримерная перемычка между двумя лидерными секциями имеет недостаточно высокую проводимость и не может обеспечить выравнивание потенциалов основного и пространственного лидеров. На данном отрезке времени канал пространственного лидера продолжает поляризоваться таким же образом, как если бы он не был связан с каналом основного отрицательного. Первый импульс тока с амплитудой около 5 кА уменьшает продольное электрическое поле канала от 1.5 МВ/м до примерно 50 кВ/м, одновременно увеличивая его проводимость от 1–10 См/м до 4 кСм/м. Как только проводимость стримерной перемычки становится достаточно большой, начинается вторая стадия, на которой пространственный лидер окончательно становится частью основного отрицательного. Относительно небольшое увеличение электрического поля после 0.6 мкс (см. рисунок 2.7(II)(б)) вызвано перераспределением заряда между двумя хорошо проводящими лидерными секциями,

в результате которого в новообразованную головку отрицательного лидера поступает дополнительное количество отрицательного заряда, а такое же количество положительного заряда перемещается вверх по каналу вплоть до исходной (верхней) связи. Данный процесс сопровождается вторым импульсом тока выравнивания потенциалов (см. рисунок 2.7(II)(в)), который окончательно преобразует перемычку между парой лидерных каналов в полноценный канал отрицательного лидера (см. рисунок 2.7(I)(а,б)). Описанный двухэтапный процесс эволюции представленных на рисунке 2.7(II) параметров типичен для подавляющего большинства воспроизводимых моделью ступеней, хотя интервалы времени между двумя стадиями и их длительность, а также амплитуды вариаций представленных на рисунке 2.7(II) величин могут претерпевать некоторые изменения.

Аналогичные двухстадийные процессы могут иметь место во время встречи и слияния стримерных зон нисходящего и восходящего лидеров противоположной полярности, когда первый приближается к земле. Вероятно, встреча не только молниевых, но и лабораторных лидеров противоположной полярности происходит в два этапа: слияние стримерных зон и хорошо проводящих лидерных каналов, каждый из которых связан со значительным ростом тока [161]. Для триггерных молний встреча стримеров сопровождается ростом тока от нескольких ампер до нескольких сотен ампер [162], в то время как слияние лидерных каналов происходит с задержкой в пару микросекунд и приводит к увеличению тока до нескольких килоампер. Иногда между двумя основными этапами наблюдаются дополнительные попытки слияния лидерных каналов (см. [161] и ссылки там). Два последовательных импульса тока и светимости были зарегистрированы в процессе объединения лидеров в экспериментах с лабораторной длинной искрой [163, рис. 2 и 4].

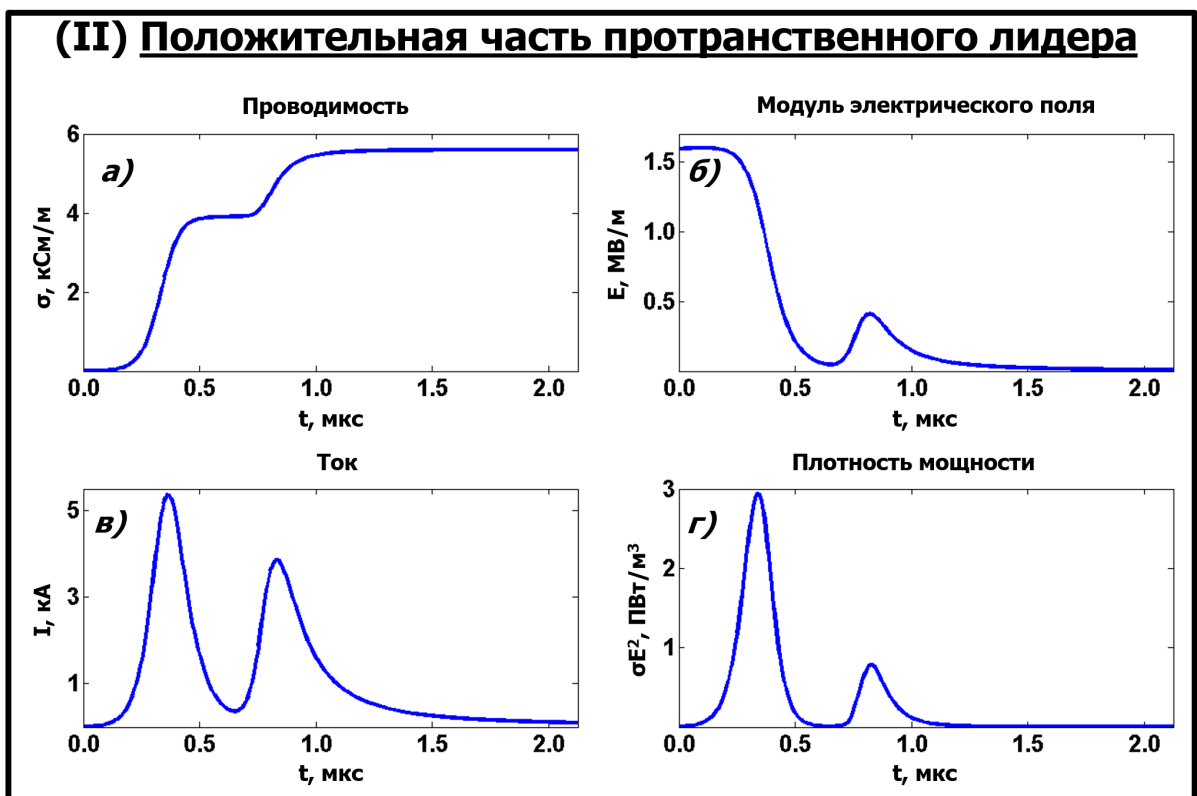
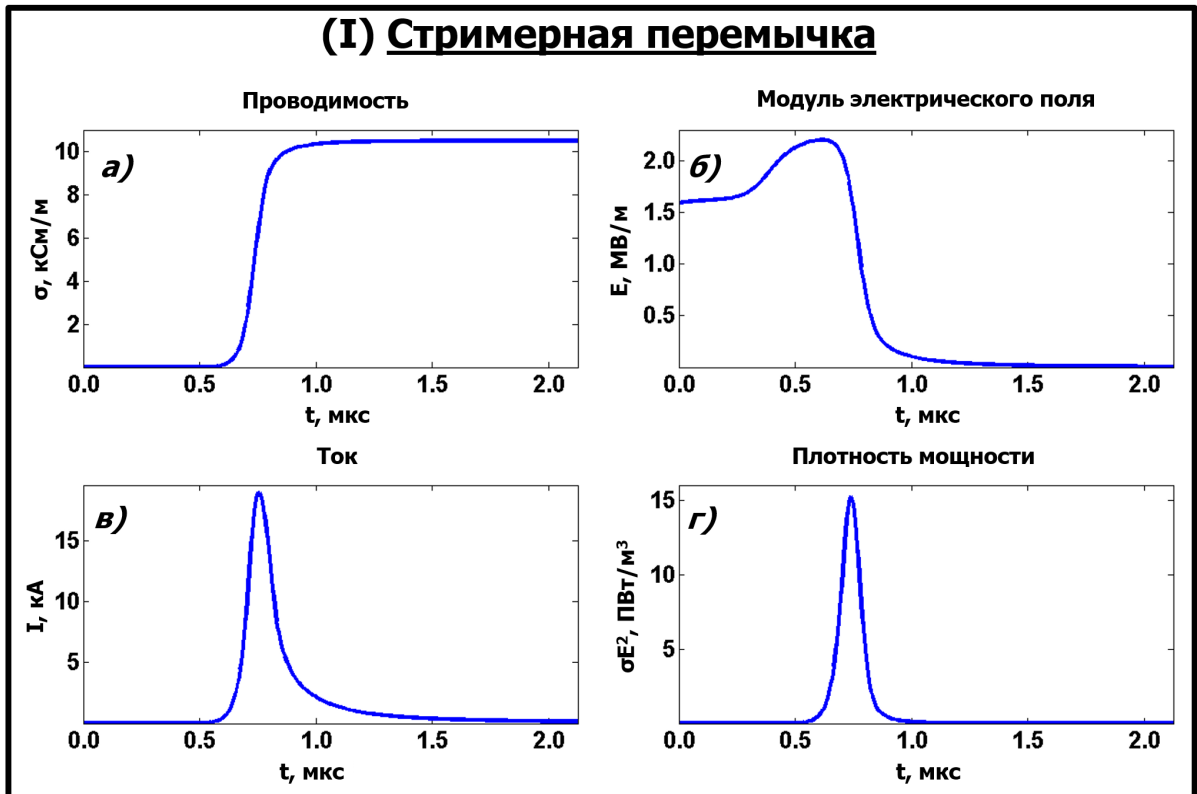


Рисунок 2.7 – Типичный пример временной эволюции (а) проводимости, (б) модуля напряжённости продольного электрического поля, (в) тока и (г) плотности мощности энерговыделения (I) в канале, служившем стримерной перемычкой между пространственным и основным отрицательным лидерами, и (II) в канале положительной части пространственного лидера, одним из концов которого является пространственный стем, на протяжении процесса формирования ступени отрицательного лидера с питающим током 200 А. Временной масштаб соответствует шагу модельного времени (2.12 мкс)

Рисунок 2.8 демонстрирует осциллограммы волн тока и плотности мощности в различных секциях канала отрицательного лидера, причём распространение данной волны вызвано образованием той же ступени, эволюция параметров которой представлена на рисунке 2.7. Измеренные вдоль канала расстояния между центрами каждого сегмента и новообразованной головкой отрицательного лидера составляют (снизу вверх) 6, 17, 58, 82 и 132 м. Из рисунка 2.8 следует, что ступень отрицательного лидера сопровождается резким импульсом тока с амплитудой порядка 19 кА, возмущение от которого, затухая, распространяется на сотни метров вверх по каналу лидера. Данный эффект качественно согласуется с наблюдаемым распространением порождённой ступенью волны светимости, бегущей вверх по каналу от новообразованной головки отрицательного лидера [43, 157]. Анализ скоростей распространения импульсов светимости (плотности мощности) даёт значения от  $7 \cdot 10^7$  м/с до  $8 \cdot 10^7$  м/с, причём величина данной скорости практически не зависит от значения питающего тока  $I_b$  в диапазоне от 100 до 300 А. Модельные данные хорошо согласуются с результатами экспериментальных измерений [43], в результате которых была получена оценка значения скорости распространения импульса светимости, составляющая  $6.7 \cdot 10^7$  м/с. Было также обнаружено, что, если не принимать в расчёт первые 10–20 м, на которых наблюдается особенно сильное затухание, характерное расстояние, на котором пиковое значение волны плотности мощности спадает в 10 раз, составляет около 30 м. Для сравнения, в работе [43] было обнаружено, что амплитуда волны светимости спадает в 10 раз на расстоянии порядка 50 м. Отметим, что пространственное разрешение используемого в работе [43] оборудования составляет 30 м, что не позволяет разрешить все ступени, и что в ней исследовался стреловидно-ступенчатый лидер, распространяющийся вдоль останков ранее сформированного канала.

Расстояние до  
головки лидера

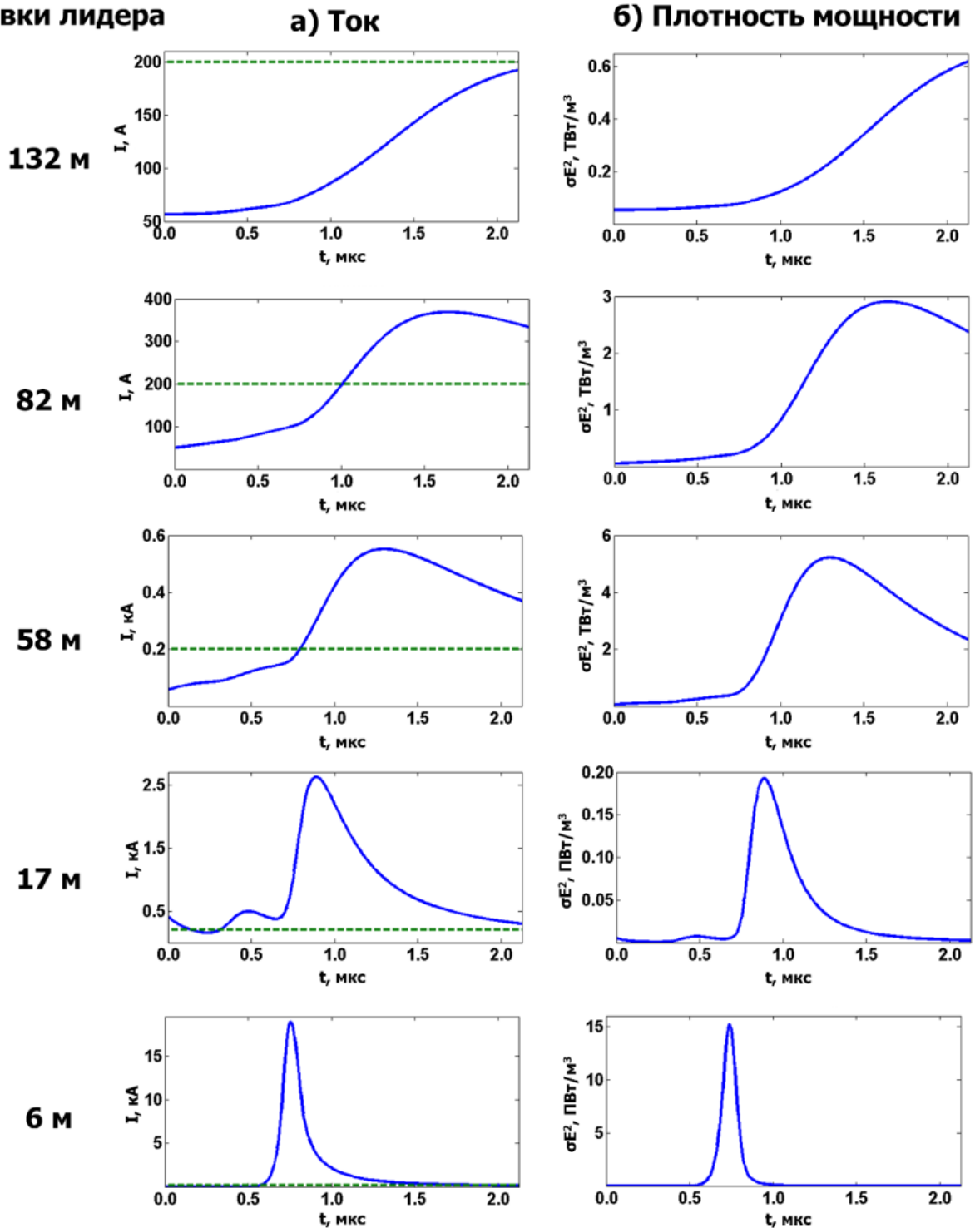


Рисунок 2.8 – Временная эволюция (а) тока и (б) плотности мощности в различных сечениях канала отрицательного лидера, связанная с формированием той же ступени, временная эволюция параметров которой показана на рисунке 2.7. Зелёная пунктирная линия на рисунках панели (а) соответствует значению питающего тока, равного 200 А. 3D расстояния между центрами каждой секции и новообразованной головкой отрицательного лидера (снизу вверх) составляют 6, 17, 58, 82 и 132 м. Скорость распространения пика волны светимости (плотности мощности) для показанной на данном рисунке ступени, рассчитанная для расстояния от 6 до 82 м от новообразованной головки отрицательного лидера, составляет порядка  $8.2 \cdot 10^7$  м/с. Амплитуда волны светимости на расстоянии 82 м спадает до 1.53% от своего значения на расстоянии 17 м. Панель, обозначенная как «6 м», соответствует рисунку 2.7(1)(в,г). Отметим, что для различных расстояний от новообразованной головки отрицательного лидера используются различные масштабы вертикальных осей

### 2.3.4. Некоторые дополнительные особенности развития модельных лидеров

В Таблице 2.5 приведена информация об усреднённых по выборке длинах пространственных лидеров, а также частотах возникновения и отмирания пространственных стримеров/лидеров, слияния пространственных лидеров с основным отрицательным и возникновения отрицательных стримеров в стримерных зонах отрицательных лидеров. Отметим, что полученные в рамках модели длины пространственных лидеров хорошо согласуются с данными высокоскоростной съёмки стреловидно-ступенчатых лидеров триггерной молнии [32]. Из Таблицы 2.5 следует, что лишь очень незначительная доля (менее 1% и менее 5% с учётом и без учёта неудавшихся пространственных стемов соответственно) пространственных стримеров доживает до лидерной стадии и вступает в контакт с каналом основного отрицательного, принимая участие в формировании степеней. Подавляющее большинство пространственных стемов даёт начало только положительным стримерам, которые вступают в контакт с каналом основного отрицательного лидера и отмирают, оставляя после себя пространственный заряд, вносящий относительно небольшой вклад в формирование чехла лидерного канала. Отметим, что большинство пространственных зарядов, составляющих чехол лидера, являются отрицательными и возникают во время вспышек корон отрицательных стримеров, завершающих формирование каждой ступени.

Таблица 2.5 – Характеристики пространственных стримеров/лидеров и вспышек корон отрицательных стримеров для трёх моделируемых отрицательных лидеров, показанных на рисунках 2.5 и 2.6(I)

Питающий ток, А	Средняя 3D длина пространственных лидеров, м	Частота появления неудавшихся пространственных стемов, $10^6 \text{ с}^{-1}$	Частота появления пространственных стемов, $10^6 \text{ с}^{-1}$	Частота отмирания пространственных стримеров/лидеров, $10^6 \text{ с}^{-1}$	Частота слияния пространственных лидеров с основным отрицательным, $10^3 \text{ с}^{-1}$	Частота возникновения стримеров с головки отрицательного лидера <sup>a</sup> , $10^6 \text{ с}^{-1}$
100	4.9	3.53	1.00	0.95	40.70	3.71 (7.01)
200	4.9	6.44	1.73	1.63	80.12	6.23 (12.74)
300	5.0	9.48	2.66	2.50	134.72	9.41 (19.29)
Среднее	4.9	6.48	1.80	1.69	85.18	6.45 (13.01)

<sup>a</sup> Меньшее значение (не в скобках) получено для каналов отрицательных стримеров, возникающих непосредственно с головки отрицательного лидера или боковой поверхности лидерного канала, в то время как большее значение (в скобках) дополнительно учитывает те каналы отрицательных стримеров, которые возникают как продолжение каналов других отрицательных стримеров, не имея непосредственного контакта с каналом отрицательного лидера. При этом стримерными считаются каналы с проводимостью менее 1 См/м.

В работе [15] было выделено три наблюдаемых сценария развития пространственных лидеров. Сценарий А подразумевает, что пространственный лидер не смог вступить в контакт с каналом основного отрицательного и затух. Согласно сценарию В, пространственный лидер соединяется с каналом основного отрицательного через слабо светящуюся стримерную переемычку. При этом не

наблюдается распространения вверх по каналу ассоциированной с образованием ступени волны светимости. В рамках сценария С пространственный лидер соединяется с основным отрицательным с образованием ступени. Сценарий В был также описан в работе [164], посвящённой анализу фотографических данных ступеней отрицательного лидера типа облако-воздух, а сценарий С наблюдался в исследовании [14]. Все три сценария, описанные в работе [15], были воспроизведены в рамках данной модели.

Моделирование показывает, что одним из вариантов развития ветвей отрицательного лидера является отмирание. Несмотря на высокую проводимость лидерного канала, его периферийные ветви могут затухать с вероятностью (2.11), если они теряют способность производить новые отрицательные стримеры. Если ветвь отрицательного лидера начинает отмирать, она обычно оказывается блокированной пространственным зарядом своего собственного чехла и практически не имеет шансов снова стать «активной». Поскольку заряд чехла канала отрицательного лидера уменьшает электрическое поле внутри занятого им объёма, вероятность прорастания пространственного лидера к отмирающему каналу основного отрицательного резко падает, что делает образование новой ступени практически невозможным. Похожие процессы происходят во время вспышки короны отрицательных стримеров, когда вынесенный стримерами заряд уменьшает поле перед новообразованной головкой отрицательного лидера. После того, как один из каналов отрицательного лидера отмирает, пространственные стримеры/лидеры какое-то время продолжают возникать на периферии оставленного им чехла заряда (см. видео файлы [156]). Данный процесс оканчивается, когда ослабленное появлением пространственных стримеров/лидеров электрическое поле становится недостаточным для инициации новых пространственных стемов. Таким образом, канал отрицательного лидера остается «живым», пока он способен соединиться с пространственными лидерами с образованием новых ступеней. В противном случае, канал постепенно отмирает.

Основным физическим параметром модели, определяющим морфологию отрицательного лидера, является питающий ток  $I_b$ . Из рисунков 2.5 и 2.6(I) следует, что большие значения питающего тока приводят к большему числу лидерных ветвей. В частности, лидер с питающим током 100 А может поддерживать 1 главную и 2 вторичных (всего 3) ветви, в то время как лидеры с токами 200 и 300 А к концу моделирования имеют 2 основных и 1 вторичную (всего 3) и 2 основных и 5 вторичных (всего 7) ветвей соответственно. Данные ветви пронумерованы на рисунках 2.5 и 2.6 и в Таблицах 2.2–2.4. Кроме того, все три модельных лидера имеют большое число (29, 31 и 40 для питающих токов, составляющих 100, 200 и 300 А соответственно) более мелких ветвей с длинами порядка 10 м и временами жизни порядка десятков микросекунд. Таким образом, средний ток, приходящийся на одну ветвь отрицательного лидера, не зависит от питающего тока и составляет примерно 100–150 А. При больших питающих токах направление роста лидерного канала становится менее чувствительным к фоновому электрическому полю и в основном определяется полем пространственного заряда возле головки лидера. Поэтому лидеры с питающими токами 200 и 300 А более склонны к горизонтальному распространению по сравнению с лидером с питающим током 100 А. Опираясь на данные Таблиц 2.2–2.5, можно заключить, что большинство параметров отдельных ветвей отрицательных лидеров с питающими токами 100, 200 и 300 А практически не



отличаются друг от друга. Из этого следует, что большие токи, питающие разрядное древо лидера, приводят к более интенсивному ветвлению, причём отдельные ветви отталкивают друг друга. При этом полное число ветвей ограничивается минимальным током (в районе 100 А), необходимым для поддержания роста отдельной ветви.

#### 2.4. Анализ чувствительности модели к изменению её входных параметров

Поскольку представленная в данной главе модель содержит большое количество до некоторой степени произвольных допущений и управляющих параметров (см. Таблицу 2.6), необходимо изучить её чувствительность к их вариациям. Эффект от изменения наиболее значимых входных параметров модели, за исключением питающего тока  $I_b$ , роль которого подробно обсуждается в параграфе 2.3.4, с точки зрения свойств моделируемых разрядов (выходных параметров модели), представлен в Таблице 2.7.

Приведённые в Таблице 2.7 характеристики модельных отрицательных лидеров, изменения которых анализируются в данном разделе, могут быть условно разделены на общие и те, которые непосредственно связаны с процессом образования ступеней. К первому типу относятся частоты возникновения пространственных стемов ( $f_{sa}$ ) и формирования ступеней ( $f_{stf}$ ), скорость распространения отрицательного лидера ( $v_l$ ), погонная плотность заряда ( $\rho_{sh}$ ) и радиус ( $R_{sh}$ ) чехла лидерного канала и число ветвей лидера ( $n_{br}$ ). Среди параметров второго типа можно выделить время роста проводимости стримерной перемычки, соединяющей каналы основного отрицательного и пространственного лидеров на момент начала образования ступени, до дугового значения ( $t_r^\sigma$ ) и само установившееся значение проводимости канала на момент окончания формирования ступени ( $\sigma_f^{st}$ ), время нарастания ( $t_r^I$ ) импульса тока ступени до пикового значения и само это значение ( $I_p^{st}$ ), а также длительность (оценённую по уровню половины амплитуды) ( $\Delta t_p^I$ ) данного импульса и заряд, поступающий в новообразованную головку отрицательного лидера за время образования ступени ( $q_t^{st}$ ). Поскольку развитие модельного лидера имеет вероятностный характер (см. соотношение (2.5)), его характеристики могут меняться от одной реализации к другой, даже если все входные параметры остаются неизменными. Поэтому при тестировании модели те изменения её выходных параметров, величина которых не превышает 15% (по сравнению с полученными в оригинальном моделировании значениями), игнорируются. Приведённые в Таблице 2.7 коэффициенты представляют собой отношения значений представленных в таблице выходных параметров, полученных после изменения соответствующего входного (управляющего) параметра, к их значениям, полученным в оригинальном моделировании, то есть до изменения соответствующего входного параметра. Например, коэффициент 2.0 (0.5) означает, что данный тест приводит к удвоению (уменьшению вдвое) рассматриваемого выходного параметра модельного лидера. Проверк означает, что в результате проведённого теста соответствующая характеристика модельного лидера изменилась менее, чем на 15%. Краткий анализ тестов чувствительности модели к вариациям её входных параметров представлен ниже.

Характеристики модельных отрицательных лидеров в основном определяются выбором па-

параметров  $E_{ith}$ ,  $E_{pth}$  и  $m$ , входящих в вероятностную формулу (2.5). Увеличение (уменьшение) их значений приводит к формированию менее разветвлённой (более «пышной») стримерной сети. Отметим, что попытка одновременного использования уменьшенных вдвое значений  $E_{ith}$  и  $E_{pth}$  не удалась из-за резкого падения скорости счёта, связанного с аномально большим увеличением числа одновременно существующих модельных связей. Вычисления показывают, что увеличение (уменьшение) параметра  $E_{th}$  препятствует (способствует) процессу формирования пространственных лидеров, что отражается в уменьшении (увеличении) частоты  $f_{sa}$ . Это, в свою очередь, ведёт к уменьшению (увеличению) как частоты образования ступеней отрицательного лидера  $f_{stf}$ , так и количества его ветвей  $n_{br}$ . Однако увеличение (уменьшение) порогового поля распространения  $E_{pth}$  приводит к большим (меньшим) значениям  $f_{sa}$ . Это связано с тем, что большие (меньшие) значения  $E_{pth}$  означают усиление (падение) электрического поля перед головкой отрицательного лидера, что при неизменном  $E_{ith}$  способствует (препятствует) формированию пространственных стемов. В случае удвоения всех пороговых полей  $E_{th}$  падение частоты появления ступеней  $f_{stf}$  оказывается настолько большим, что наблюдается одновременное уменьшение как скорости роста лидера  $v_l$ , так и числа его ветвей  $n_{br}$ , что неизбежно влечёт за собой увеличение погонной плотности заряда чехла лидерного канала  $\rho_{sh}$ . Отметим, что падение  $f_{sa}$  в случае четырёхкратного уменьшения параметра  $m$  не отражает физической сущности процесса и связано с тем, что охватывающая головку лидера стримерная сеть становится настолько плотной, что заполняет собой практически все узлы пространственной решётки, не оставляя места для появления пространственных стемов. Далее, поскольку каждая модельная связь обладает ненулевой проводимостью, электрическое поле в занятом модельными связями объёме постепенно падает. Поскольку встреча пространственного лидера с основным отрицательным происходит внутри стримерной зоны последнего, увеличение (уменьшение) пороговых полей  $E_{th}$  и (или)  $m$  ведёт усилению (ослаблению) интенсивности волны ионизации, отвечающей за формирование ступени.

Таблица 2.6 – Наиболее значимые входные параметры модели

Параметр	Значение	Единица измерения	Соотношение
Шаг пространственной решётки, $a$	3	м	–
Шаг по времени, $\tau$	$2.12 \cdot 10^{-6}$	с	–
Фоновое электрическое поле, $E_0$	$3 \cdot 10^4$	В/м	(2.2)
Погонный заряд предшествующего канала, $\rho$	$8 \cdot 10^{-4}$	Кл/м	–
Продольное поле исходного канала, $E_b$	$10^4$	В/м	–
Проводимость исходного канала, $\sigma_b$	$10^4$	См/м	–
Питающий ток, $I_b$	100, 200, 300	А	–
Эффективный масштаб распределения заряда вокруг узла пространственной решётки, $R_{eff}^a$	1.5	м	(2.1)
Усреднённая длина связи, $L$	4.25	м	(2.4)
Радиус каналов пространственных стримеров/лидеров, $r_{str}$	$2 \cdot 10^{-4}$	м	(2.10)
Порог инициации положительных стримеров, $E_{ith}^+$	$1.34 \cdot 10^6$	В/м	(2.5)
Порог инициации отрицательных стримеров, $E_{ith}^-$	$2.68 \cdot 10^6$	В/м	(2.5)
Порог распространения положительных стримеров, $E_{pth}^+$	$0.31 \cdot 10^6$	В/м	(2.5)
Порог распространения отрицательных стримеров, $E_{pth}^-$	$0.62 \cdot 10^6$	В/м	(2.5)
Порог инициации последующих положительных стримеров, $E_s^+$	$0.67 \cdot 10^6$	В/м	(2.5)
Порог инициации последующих отрицательных стримеров, $E_s^-$	$0.81 \cdot 10^6$	В/м	(2.5)
Параметр, определяющий вид функции (2.5), $m$	2	–	(2.5)
Параметр, определяющий величину разделённого новообразованной связью заряда, $\alpha$	$5.0 \cdot 10^{-12}$	Кл·м/В	–
Начальная проводимость связи, $\sigma_0$	$10^{-5}$	См/м	–
Пороговая проводимость, отделяющая стримерные каналы от лидерных, $\sigma_{th}$	1	См/м	–
Параметр, отвечающий за рост проводимости, $\eta'$	$6 \cdot 10^{-13}$	м <sup>2</sup> /В <sup>2</sup>	(2.8)
Ожидаемая проводимость лидера молнии, $\bar{\sigma}$	$10^4$	См/м	(2.9)
Проводимость, превышение которой делает канал практически «бессмертным», $\sigma_m$	$10^4$	См/м	(2.11)

<sup>a</sup> В формуле (2.1) величина  $R_{eff}$  представлена как  $a/2$ .

Таблица 2.7 – Результаты анализа чувствительности модели к изменениям её входных параметров

При умноже- нии	на	Представленные параметры <sup>a</sup> модельных отрицательных лидеров меняются следующим образом												
		$f_{sa}$	$f_{stf}$	$v_l$	$\rho_{sh}$	$R_{sh}$	$n_{br}$	$\sigma_f^{st}$	$I_p^{st}$	$q_t^{st}$	$t_r^\sigma$	$t_r^I$	$\Delta t_p^I$	
$E_{ith}$	0.5	1.4	1.2	–	–	2.1	–	0.5	0.4	0.6	1.7	1.5	2.4	
$E_{ith}$	2.0	0.3	0.4	0.8	3.0	1.2	0.5	2.1	4.9	1.8	0.6	0.6	0.4	
$E_{pth}$	0.5	0.8	1.2	–	–	1.5	–	0.8	0.8	–	1.3	1.2	1.4	
$E_{pth}$	2.0	1.2	0.6	0.8	1.3	–	0.5	1.4	2.0	1.3	0.7	0.8	0.8	
$E_{ith}$ и $E_{pth}$	0.75	1.2	–	–	0.8	1.3	1.5	0.7	0.5	0.8	1.3	1.3	1.8	
$E_{ith}$ и $E_{pth}$	2.0	0.5	0.4	0.6	2.2	–	0.5	2.3	6.5	2.1	0.5	0.6	0.5	
$m$	0.25	0.6	–	–	2.6	2.4	–	0.5	0.4	0.6	1.3	1.4	1.3	
$m$	0.5	–	–	0.7	–	1.5	2.0	0.7	0.6	0.8	1.3	1.2	1.6	
$m$	1.5	–	–	0.8	–	0.8	–	1.2	1.3	–	0.8	–	–	
$m$	2.5	–	0.8	–	1.2	0.8	0.5	1.4	1.8	1.3	0.7	0.8	0.8	
$\alpha$	0.1	3.1	2.1	–	0.6	–	3.0	–	–	–	–	0.8	1.4	
$\alpha$	2.0	0.5	0.5	–	1.6	1.2	0.5	–	–	–	–	–	–	
$\alpha$	3.0	0.4	0.4	–	2.2	–	0.3	–	–	–	–	–	–	
$R_{eff}$	0.2	1.2	0.8	–	1.6	1.4	0.5	0.2	0.2	0.2	–	0.8	–	
$R_{eff}$	1.6	0.7	–	–	–	–	–	1.5	1.3	1.7	1.2	1.2	2.0	
$\eta'$	0.5	0.7	0.6	0.7	1.7	1.3	–	0.7	0.8	–	1.2	1.4	1.5	
$\eta'$	2.0	–	1.2	–	–	–	–	1.7	1.7	–	0.7	0.7	0.8	
$\eta'$	5.0	–	1.4	1.4	0.8	–	–	2.3	3.1	–	0.5	0.5	0.5	
$\bar{\sigma}$	0.1	–	–	0.8	–	–	–	0.7	–	–	–	–	–	
$\sigma_0$	$10^{-2}$	0.8	0.7	0.8	1.6	1.2	–	–	–	–	1.2	1.2	1.3	
$\sigma_0$	$10^4$	–	1.5	1.4	0.7	0.8	–	–	0.7	–	0.8	0.7	–	
$\sigma_{th}$	$10^{-3}$	–	1.5	1.8	0.8	–	0.5	–	–	–	1.5	–	1.4	
$\sigma_{th}$	100	0.6	0.5	0.7	1.7	1.3	0.5	–	–	–	0.8	–	–	
$r_{str}$	40	0.5	0.3	0.7	2.3	1.6	0.5	–	–	0.6	0.8	0.8	0.7	
$\sigma_m$	$10^{-4}$	–	1.2	0.8	–	–	1.5	0.8	0.7	0.8	1.2	–	–	
$\rho^\delta$	0.5	–	0.7	–	1.9	–	–	–	–	–	–	–	–	
$\rho^\delta$	2.0	–	1.4	1.2	0.7	1.3	1.5	–	–	–	–	–	–	

<sup>a</sup> Смотри второй абзац данного раздела.

<sup>b</sup> Влияние параметра  $\rho$ , отвечающего за распределение фонового потенциала, в котором начинает развиваться модельный лидер, быстро убывает при удалении головки лидера от исходного узла.

Ещё одним важнейшим параметром модели является величина  $\alpha$ , которая отвечает за сте-

пень экранировки головки отрицательного лидера. Во время вспышки короны отрицательных стримеров, завершающей формирование каждой ступени (см. параграф 2.2.6), отрицательные стримеры внедряют несколько милликулон отрицательного заряда в пространство перед новообразованной головкой отрицательного лидера, уменьшая электрическое поле в её окрестности. Большие (меньшие) значения  $\alpha$  действует аналогично увеличению (уменьшению)  $E_{th}$ . Увеличение  $\alpha$  ведёт к более эффективному падению поля в стримерной зоне отрицательного лидера, что препятствует его соединению с пространственным лидером. Это, в свою очередь, обеспечивает падение  $f_{sa}$  и  $f_{stf}$  и уменьшение степени ветвления отрицательного лидера. При этом также растут длины пространственных лидеров, поскольку теперь они могут дольше развиваться до встречи с основным отрицательным. Анализ показывает, что пятикратное увеличение  $\alpha$  (по отношению к выбранному значению) делает распространение отрицательного лидера невозможным. Использование меньших значений  $\alpha$ , напротив, уменьшает степень экранирования головки отрицательного лидера, что приводит к его более интенсивному ветвлению за счёт увеличения частот появления пространственных стемов  $f_{sa}$  и образования ступеней  $f_{stf}$ . Отметим, что выбранное значение  $\alpha$  обеспечивает хороший уровень соответствия морфологии и измеряемых параметров модельных и реальных разрядов.

Важность выбора эффективного радиуса распределения заряда вокруг узла пространственной решётки  $R_{eff}$ , входящего в формулу (2.1), в которой он принят равным  $a/2 = 1.5$  м, обусловлена тем, что он регулирует величину 26-и электрических полей между узлом, в котором сосредоточен заряд и 26-ю соседними узлами. Уменьшение (увеличение)  $R_{eff}$  усиливает (ослабляет) электрическое поле на концах каналов, что сильно сказывается на динамике процессов инициации и распространения разрядных структур. В результате этого модельный лидер будет распространяться в существенно меньшем (большем) электрическом поле по сравнению с  $R_{eff} = 1.5$  м. Отметим, что уменьшение  $R_{eff}$  приводит к уменьшению числа ветвей отрицательного лидера. Это связано с тем, что проводимость установившегося лидерного канала сильно падает из-за уменьшения продольного электрического в нём, что делает ветви отрицательного лидера чрезвычайно узкими к отмиранию (см. формулу (2.11) в случае  $\sigma \ll \sigma_m$ ).

Параметры  $\eta'$  и  $\bar{\sigma}$ , входящие в уравнения (2.8) и (2.9) соответственно, определяют свойства волны ионизации, которая преобразует пространственный лидер в новый сегмент основного отрицательного. Большие (меньшие) значения  $\eta'$  приводят к увеличению (уменьшению) интенсивности и сокращению (удлинению) во времени импульса тока ступени, что ускоряет (замедляет) процесс трансформации стримерного канала в лидерный. Кроме того, применение больших (меньших) значений  $\eta'$  ускоряет (замедляет) процесс формирования пространственных лидеров, что, в свою очередь, увеличивает (уменьшает) частоту образования ступеней  $f_{stf}$  и, как следствие, скорость лидера  $v_l$ . Использование меньших значений  $\bar{\sigma}$  приводит к уменьшению установившейся проводимости лидерного канала.

Начальная проводимость канала  $\sigma_0$  и пороговая проводимость  $\sigma_{th}$ , отделяющая стримерный канал от лидерного, определяют длительность промежутка времени, в течение которого пространственные стримеры трансформируются в пространственные лидеры. Поскольку в данной модели

только пространственные лидеры могут давать вклад в ступенчатое распространение основного отрицательного, использование больших (меньших)  $\sigma_0$  и меньших (больших)  $\sigma_{th}$  увеличивает (уменьшает) частоту образования ступеней  $f_{stf}$  и скорость роста лидера  $v_l$ .

Использование больших значений радиуса каналов пространственных стримеров/лидеров  $r_{str}$  способствует их поляризации (см. формулу (2.10)). Это приводит к ускорению процесса релаксации продольного поля канала, увеличивая время формирования пространственных лидеров. В результате уменьшаются частота формирования ступеней  $f_{stf}$ , скорость роста лидера  $v_l$  и число его ветвей  $n_{br}$ , что приводит к увеличению погонной плотности заряда чехла лидерного канала  $\rho_{sh}$ . Численные эксперименты показывают, что использование  $r_{str} = 10^{-2}$  м делает распространение отрицательного лидера невозможным.

Те модификации параметров модели, которые затрудняют процесс возникновения пространственных стемов и (или) формирования пространственных лидеров и их слияние с каналом основного отрицательного (например, увеличение  $E_{th}$  или  $\alpha$ ), приводят к падению темпа образования ступеней. Обычно это также приводит к сокращению числа ветвей модельного лидера, падению скорости его распространения и, как следствие, к росту погонной плотности заряда чехла лидерного канала. Поскольку свойственное таким модификациям уменьшение числа проводящих связей в стримерной зоне лидера приводит к увеличению напряжённости электрического поля в её объёме, наблюдается рост интенсивности волны ионизации, отвечающей за формирование ступеней.

Попытка использования меньших значений радиуса каналов пространственных стримеров/лидеров  $r_{str}$  (вплоть до  $4 \cdot 10^{-5}$  м) не привела к сколь-нибудь заметным изменениям модельных результатов. Применение меньших и больших значений амплитуды внешнего электрического поля  $E_0$ , равных 0 и 100 кВ/м соответственно (не отражено в Таблице 2.7), также не приводит к каким-либо изменениям, кроме направления роста ветвей отрицательного лидера, которое становится чуть более горизонтальным (вертикальным) для меньших (больших) амплитуд поля  $E_0$ . Использование больших значений  $\sigma_m$  и  $\bar{\sigma}$  физически необоснованно, поскольку характерная проводимость установившегося лидерного канала составляет порядка  $10^4$  См/м [40, с. 164].

Заметим, что значение каждого из входных параметров в отдельности не должно рассматриваться в отрыве от остальных параметров. Например, не имеет смысла обсуждать величины пороговых полей  $E_{th}$  отдельно от параметра  $m$ , поскольку они в равной степени определяют вид функции вероятности (2.5). Более того, пороговые поля должны рассматриваться как эффективные, поскольку их выбор сильно связан с величиной шага пространственной решётки  $a$ . То же самое может быть сказано про ток выравнивания потенциалов (2.10), который пропорционален произведению проводимости канала и квадрата его радиуса. Поэтому обсуждение величины проводимости канала имеет смысл только при заданном радиусе, который принят равным  $r_{str}$  для всех каналов пространственных стримеров/лидеров и определяется выбором  $E_b$ ,  $\sigma_b$  и  $I_b$  для каналов, принадлежащих древу основного отрицательного лидера. Далее, свойства волны ионизации, трансформирующей каналы пространственных стримеров/лидеров в дуговые в течение процесса формирования ступени, определяются множеством факторов, таких как электрическое поле перед

головкой отрицательного лидера, начальная проводимость стримерной связи  $\sigma_0$  и параметры  $\eta'$  и  $\bar{\sigma}$ , непосредственно отвечающие за эволюцию проводимости. Ещё одним примером является частота  $f_{stf}$  слияния пространственных лидеров с основным отрицательным, которая существенно зависит от выбора пороговых полей  $E_{th}$ , начальной проводимости стримерной связи  $\sigma_0$  и пороговой проводимости  $\sigma_{th}$ , отделяющей стримерные каналы от лидерных. Все описанные выше примеры приведены для демонстрации глубокой связи, существующей между различными модельными параметрами.

Таким образом, описанная в данной главе модель достаточно устойчива к изменению своих параметров. Способность модели адекватно описывать поведение молниевых разрядов в широком диапазоне входных параметров крайне важна, поскольку многие характеристики натуральных молниевых разрядов известны недостаточно хорошо.

## 2.5. Обсуждение

Важнейшим элементом представленной модели является учёт асимметрии полярностей (см. параграф 2.2.3), которая выражается в различии пороговых полей инициации и распространения положительных и отрицательных стримеров и без которой результаты моделирования были бы далеки от данных наблюдений нисходящего ступенчатого отрицательного лидера молнии. Несмотря на то, что пороговое поле инициации положительных стримеров  $E_{ith}^+ = 1.34$  МВ/м превышает порог распространения отрицательных  $E_{pth}^- = 0.62$  МВ/м, для значения поля 1.43 МВ/м, при котором вероятность появления ассоциированного с пространственным стемом первого положительного стримера достигает 50%, вероятность приращения отрицательного стримера составляет всего 37% (см. красную и зеленую линии на рисунке 2.3). В результате рост положительных стримеров по направлению к головке отрицательного лидера становится более вероятным, чем появление новых отрицательных стримеров с головки отрицательного лидера. Таким образом, основную роль в процессе формирования ступени играют возникающие из пространственных стемов положительные стримеры, что согласуется с данными наблюдений за длинными отрицательными искрами [1].

Ещё одной важной особенностью модели является введение пороговой проводимости стримерно-лидерного перехода, что позволяет отделять стримерные каналы от лидерных. Ожидаемая проводимость стримерного канала составляет порядка  $10^{-6} - 10^{-5}$  См/м [148], в то время как проводимость «зрелого» лидерного канала может достигать  $10^4$  См/м [40, с. 164]. В данной работе минимальная (начальная) проводимость стримерного канала равна  $10^{-5}$  См/м, а пороговая проводимость стримерно-лидерного перехода принята равной 1 См/м.

Обсудим различия между стримерными зонами положительного и отрицательного лидеров. В то время как положительная стримерная зона обычно однородна и развивается непрерывно, стримерная зона отрицательного лидера сильно структурирована и существует в форме вспышек [33]. На финальной стадии процесса формирования ступени отрицательная корона существует в виде мощной краткосрочной вспышки отрицательных стримеров с новообразованной головкой отрицательного лидера. Несмотря на то, что представленная в данной главе модель не направлена на

детальное описание эволюции стримерной зоны отрицательного лидера, она способна воспроизвести все основные свойства данного процесса. Поскольку длина модельной связи меняется от  $a = 3$  м до  $a = \sqrt{3}a \approx 5.2$  м, что меньше, чем протяжённость стримерной короны отрицательного лидера молнии (см., например, [13]), вспышка короны отрицательных стримеров формируется в течение нескольких итераций. Каждый последующий шаг модельного времени новые каналы отрицательных стримеров возникают с концов уже существующих, унося отрицательный заряд всё дальше и дальше от новообразованной головки отрицательного лидера. Данная эстафета заканчивается, когда электрическое поле на переднем фронте растущей стримерной короны становится недостаточным для поддержания её дальнейшего распространения. Таким образом, протяжённость стримерной короны определяется величиной электрического поля в окрестности головки отрицательного лидера. Сформированная стримерная зона отрицательного лидера не играет большой роли в переносе заряда, так как проводимость входящих в неё каналов ограничена значением  $1$  См/м. Кроме того, каналы стримерной зоны отрицательного лидера быстро перекрываются каналами пространственных стримеров/лидеров, растущих с пространственных стемов, проводимость которых может расти до существенно больших значений. В конце концов каналы стримерной зоны отрицательного лидера постепенно отмирают, оставляя вынесенный ими отрицательный заряд и обнажая головку отрицательного лидера.

Как было отмечено выше, тонкий хорошо проводящий лидерный канал окружён слабо проводящим чехлом гораздо большего радиуса. Хотя известно, что чехол заряда лидера формируется растущей из его головки стримерной зоной и радиальной короной, возникающей с поверхности лидерного канала, в данной работе рассматривается только первый из двух источников заряда чехла. Затухая, периферийные разрядные каналы (преимущественно стримерные) оставляют «вмороженные» в узлы решётки пространственные заряды, совокупность которых и образует чехол заряда лидера. Причём особенно активно процесс формирования чехла происходит вблизи лидерной головки. Радиальная корона с поверхности лидерного канала детально исследована в работе [148]. Важно отметить, что используемый в данной модели 3-х метровый шаг пространственной решётки недостаточно мал для отделения заряда, сосредоточенного в узлах лидерного канала от пространственного заряда его чехла. Для корректного воспроизведения радиальной короны, источником которой является лидерный канал, необходимо иметь возможность вычислять напряжённость электрического поля на его поверхности. В данной работе электрическое поле может быть найдено только между парой узлов пространственной решётки, минимальное расстояние между которыми составляет 3 м, и не имеет ничего общего с радиальным полем на поверхности очень тонкого (с радиусом порядка миллиметра) лидерного канала. Вопрос определения относительного вклада двух механизмов в процесс формирования чехла заряда лидера в будущем может быть решён с помощью учёта подсеточных эффектов. Численная модель коронного разряда с поверхности горизонтально расположенных проводников была недавно предложена в работе [165].

Рисунок 2.9 демонстрирует осциллограммы наведённого ступенями тока, протекающего через 5 узлов основного отрицательного лидера, расположенных на высотах 1099, 1045, 997, 949 и 901 м над уровнем земли, для случая лидера с питающим током 100 А. Данные узлы соответствуют



положениям головки отрицательного лидера, в которые она ступенчатым образом перемещалась в моменты времени 0.50, 0.99, 1.41, 1.90 и 2.34 мс соответственно. Термин «наведённый» означает, что представленный на рисунке ток связан с изменениями заряда, возникающими исключительно вследствие образования ступени, то есть без учёта питающего тока. Положительный знак тока соответствует перемещению положительного заряда вверх, а отрицательного — вниз по каналу, что ожидаемо для нисходящего отрицательного лидера. Наибольший первичный импульс тока связан с быстрым внедрением большого количества отрицательного заряда в новообразованную головку отрицательного лидера, происходящим в результате формирования ступени. Данное внедрение заряда находит отражение в максимумах вертикального распределения заряда чехла канала лидера (см. рисунок 2.5). За наиболее мощным первичным импульсом тока следует ряд пиков с меньшей амплитудой, связанных со ступенями, возникающими позже (ниже по каналу) и переносящими положительный заряд вверх по каналу лидера. При этом более поздние (более мелкие) импульсы тока связаны с более удалёнными от точки наблюдения ступенями. Рисунок 2.9 качественно совпадает с рисунком 6 из работы [43], в которой приведены экспериментально полученные осциллограммы волн светимости, распространяющихся по каналу стреловидно-ступенчатого лидера. Отметим, что связанные со ступенями импульсы тока могут существенно превышать значения питающего тока (100 А). Это связано с большими электрическими полями (около 1–2 МВ/м), существующими между головками пространственного и основного отрицательного лидеров на момент начала процесса формирования ступени, которые затем спадают до типичных для канала «зрелого» лидера значений, составляющих около 10 кВ/м. Поскольку время спадания продольного поля канала составляет доли микросекунды (см. рисунок 2.7(б)), его релаксация требует очень больших токов (см. рисунок 2.7(в)). Важно отметить, что питающий ток отвечает только за величину отрицательного заряда, внедряемого в область моделирования на каждом шаге модельного времени, и не имеет прямого отношения к токам в отдельных ветвях основного отрицательного лидера, в основном определяемым локальными значениями электрического поля.

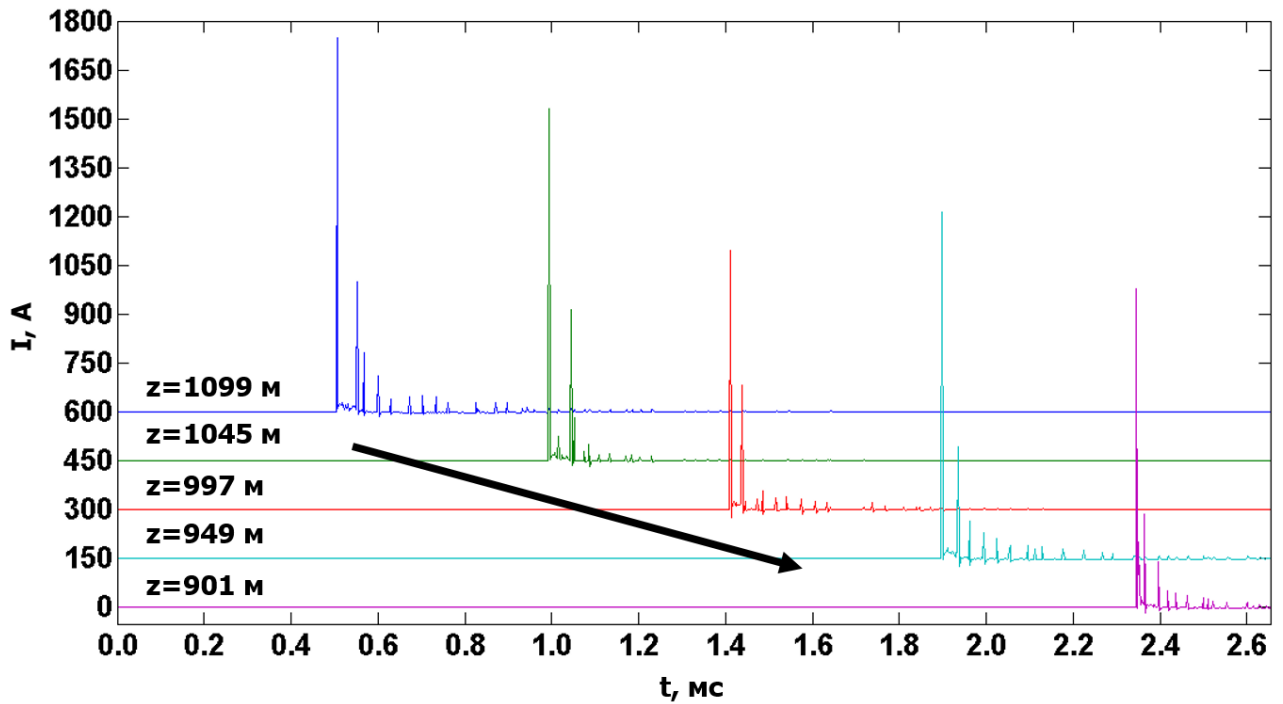


Рисунок 2.9 – Осциллограммы наведённого ступенями тока в узлах канала отрицательного лидера с питающим током 100 А (см. рисунки 2.5(а) и 2.6(І)), находящихся на высотах 901, 949, 997, 1045 и 1099 м над поверхностью земли. Представленные осциллограммы показаны без учёта питающего тока. Графики, соответствующие высотам 949, 997, 1045 и 1099 м, для удобства представления смещены вверх на 150, 300, 450 и 600 А соответственно. Положительный знак тока соответствует перемещению вверх положительного заряда и вниз отрицательного, что ожидаемо для нисходящего отрицательного лидера. Чёрная стрелка характеризует нисходящее движение головки лидера со средней одномерной скоростью порядка  $10^5$  м/с

На рисунке 2.10 показаны времена возникновения ступеней для каждой из ветвей трёх моделируемых лидеров. Разброс более, чем на два порядка (0.7–146.6 мкс), наблюдаемый для пауз между ступенями, может быть объяснён конкуренцией между отдельными ветвями отрицательного лидера. Важно отметить, что многочисленные быстро отмирающие ветви с длинами и временами жизни порядка 10 м и десятков микросекунд соответственно, показанные серым на рисунках 2.5 и 2.6(І), также принимают участие в данной конкуренции и влияют на промежутки времени между ступенями, что особенно очевидно для лидера с питающим током 100 А, который имеет один основной канал и около 30 коротких недолго живущих боковых ответвлений.

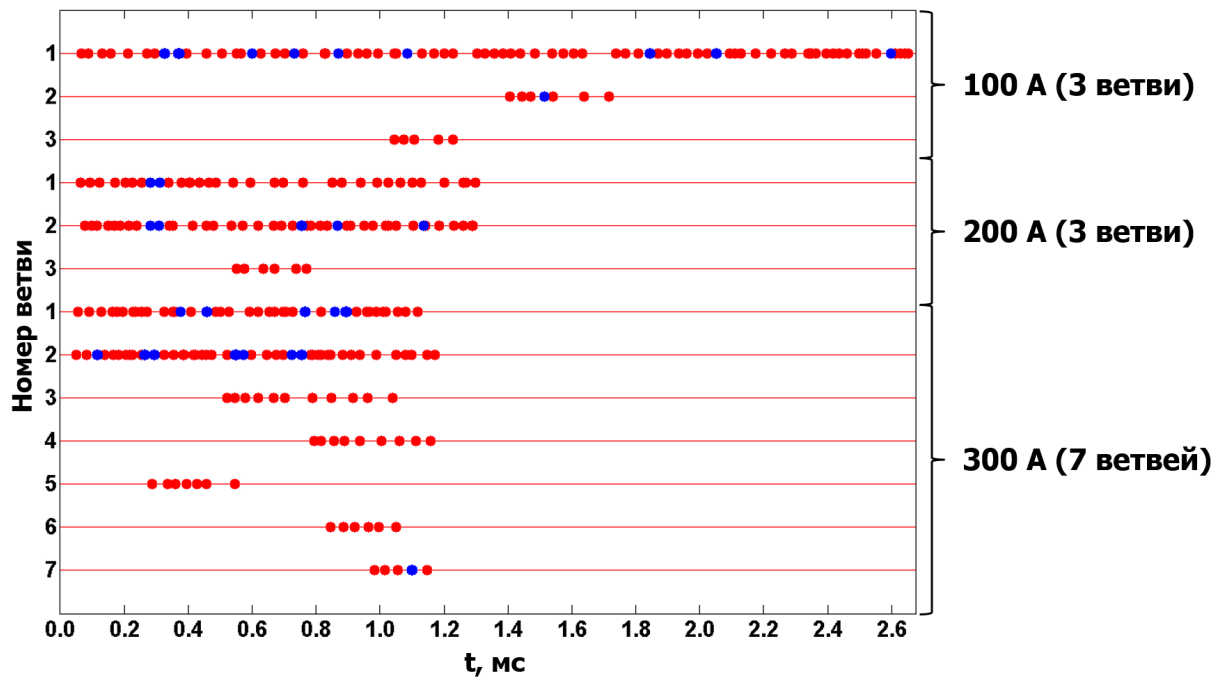


Рисунок 2.10 – Времена образования ступеней в различных ветвях отрицательных лидеров, показанных на рисунках 2.5 и 2.6(I). Моменты образования ступеней, отстоящие друг от друга менее, чем на 3.33 мкс, обозначены синим, моменты образования остальных ступеней обозначены красным

Отметим, что такие параметры ступеней, как перенесённый заряд, пиковое значение импульса тока и установившаяся проводимость стримерной перемычки, соединявшей каналы пространственного и основного отрицательного лидеров, значительно отличаются для разных ступеней. Их величина сильно зависит от значения локальной напряжённости электрического поля на момент контакта двух лидеров. Из Таблицы 2.4 следует, что конечная проводимость стримерной перемычки между каналами пространственного и основного отрицательного лидеров примерно вдвое выше для лидера с питающим током 100 А, чем для лидеров с питающими токами 200 и 300 А. Это может быть связано с относительно малым числом пространственных стримеров/лидеров для лидера с питающим током 100 А, что приводит к менее эффективному снижению поля между головками двух лидеров на момент их контакта и, как следствие, к большей проводимости, устанавливающейся в связывающем их канале. Большее количество более развитых пространственных стримеров/лидеров, наблюдаемое для больших питающих токов отрицательного лидера (см. Таблицу 2.5), более эффективно снижает поле в окрестности его головки, приводя к меньшей конечной проводимости перемычки, связывавшей каналы пространственного и основного отрицательного лидеров.

Одним из важнейших результатов моделирования является вывод о том, что возникновение пространственных стемов и, следовательно, пространственных лидеров связано с усилением электрического поля, происходящим под действием отрицательного заряда, распределяемого перед головкой отрицательного лидера во время вспышки короны отрицательных стримеров в конце процесса формирования ступени (см. рисунок 2.4). Численные оценки показывают, что усиление

поля (по сравнению со значением на начало моделирования) в точке возникновения пространственного стема достигает двух порядков величины, что позволяет превысить порог инициации (возникновения пространственного стема)  $E_{ith}^+ = 1.34 \text{ МВ/м}$ .

Стоит отметить, что результаты моделирования в значительной мере определяются не только выбором модельных параметров, наиболее важными из которых являются пороговые поля распространения и инициации, но и видом соотношений (2.8) и (2.9), определяющих эволюцию ступеней, и формулы (2.11), описывающей вероятность отмирания периферийных каналов. В большой степени субъективный выбор данных соотношений направлен на достижение ожидаемых результатов моделирования. Наличие в рамках модели подобных условностей неизбежно потому, что, как отмечено в работе [2, с. 228], сложность моделирования развития электрического разряда с неизбежностью приводит к использованию дополнительных полуэмпирических соотношений. Для получения более точных параметризаций необходимы дальнейшие экспериментальные и теоретические исследования. Отметим также, что сложность моделируемого процесса формирования ступени отрицательного лидера молнии не позволяет построить модель, исходя только из первых принципов. Вместо этого необходимо использовать метод проб и ошибок, с помощью многочисленных пробных тестов подбирая значения параметров модели таким образом, чтобы они максимально приблизили свойства модельных лидеров к реальным (см. раздел 2.4 данной главы). С другой стороны, реализованный в данной работе подход может быть использован для определения границ изменения модельных параметров, при которых происходит корректное воспроизведение наблюдаемых особенностей развития отрицательного ступенчатого лидера молнии. Отметим, что хорошее соответствие между предсказанными моделью и реальными параметрами модельных лидеров само по себе свидетельствует об адекватности используемого метода моделирования.

## 2.6. Выводы главы 2

В данной главе на основе численной модели с беспрецедентно малым 3-х метровым шагом пространственной решётки был воспроизведён процесс распространения ступенчатого отрицательного лидера молнии. Модель принимает во внимание различие пороговых полей инициации и распространения и впервые учитывает асимметрию развития положительных и отрицательных стримеров. С помощью построенной модели была подтверждена идея о том, что ступенчатый механизм развития отрицательных лидеров молнии обусловлен данной асимметрией. Получается, что из-за более высокого порога роста отрицательный лидер фактически не успевает удлиняться самостоятельно к моменту, когда к его головке приближается положительная часть пространственного лидера, характерные пороговые поля распространения которого примерно вдвое меньше. Описанные особенности модели позволяют воспроизвести полный цикл процессов, составляющих образование ступени отрицательного лидера, включая возникновение внутри и в ближайшей окрестности стримерной зоны (вспышки стримерной короны) отрицательного лидера пространственных стемов и дальнейшую трансформацию некоторых из них в пространственные лидеры, которые, соединяясь с основным отрицательным, способствуют его ступенчатому распространению. Результаты моде-

лирования свидетельствуют о том, что генерируемые ступенями отрицательного лидера импульсы тока, напоминающие таковые на стадии возвратного удара, но происходящие на меньших масштабах, переносят положительный заряд на сотни метров вверх по каналу. Ещё одной важнейшей особенностью модели является воспроизведение процесса формирования чехла заряда лидера, структура которого критически важна для корректного описания главной стадии молнии, когда заряд чехла стекает в землю, формируя импульс тока возвратного удара.

Расчёты показывают, что возникновение пространственных стемов вызвано усилением электрического поля, происходящим под влиянием отрицательного заряда, распределяемого перед головкой отрицательного лидера в процессе вспышки короны отрицательных стримеров, завершающей процесс формирования ступени.

Предсказываемые моделью морфология и динамика распространения отрицательного лидера хорошо согласуются с результатами недавних наблюдений развития ступенчатых и стреловидно-ступенчатых лидеров молнии, полученных с помощью высокоскоростных видеокамер ([14, рис. 1–4], [13, рис. 1, 4, 5], [32, рис. 2–4], [16, рис. 1, 2], [31, рис. 2–4, 6, 7], [15, рис. 1, 6, 7, 9], [17, рис. 1–3]). В частности, импульсы тока и светимости (плотности мощности), производимые модельными ступенями (см. рисунок 2.8), распространяются вверх по каналу отрицательного лидера аналогично тому, как это было зафиксировано в работе [43] (см. их рисунок б) для стреловидно-ступенчатого лидера, распространяющегося по оставленному триггерной молнией каналу. Данный результат до некоторой степени демонстрирует не только предсказательную силу модели, но и правильность используемых при её построении приближений, так как не может быть получен простым подбором входных параметров. Воспроизводимые моделью свойства отрицательных лидеров также хорошо согласуются с современными представлениями о физике молнии. Экспериментальные данные (не только количественные), большинство из которых может быть найдено в монографии [40], играют роль своеобразных ограничителей в процессе построения модели. Среди параметров модельных лидеров, хорошо согласующихся с экспериментальными результатами, можно отметить следующие:

- усреднённая по всем каналам скорость распространения отрицательных лидеров, составляющая  $2.3 \cdot 10^5$  м/с, очень близка к медианному значению 2D скорости, равному  $2.2 \cdot 10^5$  м/с, которое было получено в результате оптических измерений, проведённых для 62 отрицательных лидеров, инициирующих первый импульс тока возвратного удара [41];
- промежутки времени между ступенями, лежащие в пределах 10–90 мкс, согласуются с характерными значениями межступенчатых интервалов, равными 16 и 25 мкс, полученными с помощью измерений электрического поля во Флориде и Аризоне соответственно [42], и с усреднённым значением в 16 мкс, извлечённым из оптических наблюдений в работе [14];
- длины модельных ступеней на высотах 850–1350 м над уровнем моря, составляющие порядка 10 м, лежат в диапазоне значений 1.3–19.8 м, полученных на основе наблюдений с использованием фотоэлектрических и оптических камер (см. Таблицу 2.1);
- переносимый ступенью заряд, составляющий порядка 2 мКл, попадает в диапазон значений 1–4 мКл, полученных в работе [42];

- погонный заряд чехла отдельных ветвей модельных лидеров, составляющий несколько сотен мкКл/м, сравним с оценками 20–330 мкКл/м и 1 мКл/м, полученными для отрицательных лидеров в работах [130] и [160] соответственно;
- предсказываемая моделью скорость распространяющихся вверх по каналу импульсов светимости, лежащая в диапазоне от  $7 \cdot 10^7$  до  $8 \cdot 10^7$  м/с, хорошо согласуется со средним значением  $6.7 \cdot 10^7$  м/с, полученным в работе [43];
- модель воспроизводит все три сценария формирования ступени отрицательного лидера, описанные в работе [15]: пространственный лидер не создает связи с основным отрицательным и постепенно отмирает (сценарий А), между пространственным и основным отрицательным лидерами формируется слабо светящаяся связь (сценарий В), контакт пространственного лидера с основным отрицательным приводит к формированию новой ступени (сценарий С).

Анализ отклика модели на изменение её входных параметров (см. раздел 2.4) свидетельствует об устойчивости полученных результатов.

## Заключение

Данная работа вносит вклад в решение двух фундаментальных вопросов атмосферного электричества, возглавляющих список десяти наиболее важных проблем, касающихся современной физики молнии: какие процессы лежат в основе инициации молнии в грозовом облаке и какие физические механизмы отвечают за распространение различных типов молниевых разрядов [11]. Что касается второго вопроса, в данном исследовании был рассмотрен конкретный случай ступенчатого отрицательного лидера молнии. Его особая важность обусловлена тем, что среди разрядов типа облако-земля на долю отрицательных приходится примерно 90% [18].

В главе 1 работы предлагается принципиально новый механизм инициации молнии в облаке, развивающий идеи, заложенные в работе [19]. Последовательность описанных процессов начинается с мелкомасштабных коронных разрядов (электронных лавин), возникающих при столкновениях (сближениях) гидрометеоров, и распространяется на все большие пространственные масштабы вплоть до формирования лидера молнии длиной в десятки метров. Промежуточным звеном при переходе от электронных лавин к биполярным стримерным системам являются дециметровые области повышенной ионной проводимости, повсеместно возникающие в объеме грозового облака как конечный результат развития центров ионизации. Поляризуясь во внешнем электрическом поле, биполярные ионные кластеры усиливают электрическое поле на своих границах и становятся плацдармом для возникновения сперва положительных, а затем и отрицательных стримеров. Сливающиеся между собой биполярные стримерные системы за счёт объединения токов многих тысяч стримеров постепенно формируют горячий хорошо проводящий лидерный канал, способный к самостоятельному поддержанию своего дальнейшего распространения. Важнейшей особенностью предлагаемого подхода, выгодно отличающей его от аналогичных работ, является факт того, что предлагаемый в работе механизм является жизнеспособным в типичных для грозового облака условиях, так как не требует выполнения каких-либо экстремальных предположений.

В главе 2 было показано, что ступенчатый характер распространения отрицательного лидера связан с асимметрией пороговых полей развития положительных и отрицательных стримеров, причём возникновение пространственных стемов на периферии стримерной зоны лидера происходит под влиянием поля заряда, распределяемого в пространстве перед его новообразованной головкой в ходе вспышки короны отрицательных стримеров, завершающей формирование каждой новой ступени. Высокая степень соответствия морфологии и параметров модельных разрядов экспериментальным данным вкупе с робастностью модели к изменениям её входных параметров позволяют говорить о том, что основные положения модели верно отражают физическую сторону процесса формирования ступени отрицательного лидера, как и о перспективах применения представленной в главе 2 модели к широкому спектру актуальных задач. Сохраняя наиболее общие положения алгоритма, касающиеся электрической стороны развития разряда, и варьируя пространственно-временное разрешение модели, можно воспроизвести развитие как слабых лабораторных лидеров, так и высотных атмосферных разрядов. Учитывая тенденцию к укрепле-

нию позиций численного моделирования в естественных науках в целом и в физике атмосферного электричества в частности, можно сказать, что полученные в данном исследовании результаты являются актуальными и имеют перспективы дальнейшего развития. При этом наиболее очевидным из возможных приложений представленных в работе численных моделей развития разрядов является расчёт генерируемого ими электромагнитного излучения.



### Список литературы

1. Базелян Э.М. Физика молнии и молниезащиты / Э.М. Базелян, Ю.П. Райзер. — Москва: Физматлит, 2001. — 320 с.
2. Базелян Э.М. Искровой разряд / Э.М. Базелян, Ю.П. Райзер. — М.: Изд-во МФТИ, 1997. — 320 с.
3. Базелян Э.М. Некоторые задачи исследования лидерного пробоя в воздухе / Э.М. Базелян, Б.Н. Горин, В.И. Левитов // Изв. АН СССР: Энергетика и транспорт. — 1975. — Т. 5. — С. 30–38.
4. Заславский Г.М. Введение в нелинейную физику: от маятника до турбулентности и хаоса / Г.М. Заславский, Р.З. Сагдеев. — М.: Наука, 1988. — 368 с.
5. Dulzon A.A. Modelling the development of the stepped leader of a lightning discharge / A.A. Dulzon, V.V. Lopatin, M.D. Noskov, O.L. Pleshkov // Technical Physics. — 1999. — V. 44, No. 4. — P. 394–398.
6. Rioussat J.A. Three-dimensional fractal modeling of intracloud lightning discharge in a New Mexico thunderstorm and comparison with lightning mapping observations / J.A. Rioussat, V.P. Pasko, P.R. Krehbiel et al. // Journal of Geophysical Research. — 2007. — V. 112, No. D15203.
7. Montijn C. Numerical convergence of the branching time of negative streamers / C. Montijn, U. Ebert, W. Hundsdorfer // Physical Review E. — 2006. — V. 73, No. 6. — P. 065401.
8. Luque A. Electron density fluctuations accelerate the branching of positive streamer discharges in air / A. Luque, U. Ebert // Physical Review E. — 2011. — V. 84, No. 4. — P. 046411.
9. Попов Н.А. Исследование пространственной структуры ветвящихся стримерных каналов коронного разряда / Н.А. Попов // Физика плазмы. — 2002. — Т. 28, № 7. — С. 664–672.
10. Нуднова М.М. Динамика и структура волн ионизации в наносекундном диапазоне при высоких перенапряжениях различных конфигурациях разрядного промежутка: дис. ... канд. физ.-мат. наук: 01.04.08 / М.М. Нуднова. — Москва: Московский физико-технический институт, 2009. — 121 с.
11. Dwyer J.R. The physics of lightning / J.R. Dwyer, M.A. Uman // Physics Reports. — 2014. — V. 534, No. 4. — P. 147–241.
12. Marshall T.C. Electric field magnitudes and lightning initiation in thunderstorms / T.C. Marshall, M.P. McCarthy, W.D. Rust // Journal of Geophysical Research. — 1995. — V. 100, No. D4. — P. 7097–7103.
13. Petersen D.A. High-speed video observations of a natural negative stepped leader and subsequent dart-stepped leader / D.A. Petersen, W.H. Beasley // Journal of Geophysical Research: Atmospheres. — 2013. — V. 118, No. 21. — P. 12,110–12,119.
14. Hill J.D. High-speed video observations of a lightning stepped leader / J.D. Hill, M.A. Uman, D.M. Jordan // Journal of Geophysical Research. — 2011. — V. 116, No. D16117.
15. Qi Q. High-speed video observations of the fine structure of a natural negative stepped leader at

- close distance / Q. Qi, W. Lu, Y. Ma et al. // *Atmospheric Research*. — 2016. — V. 178–179. — P. 260–267.
16. Tran M.D. A negative cloud-to-ground flash showing a number of new and rarely observed features / M.D. Tran, V.A. Rakov, S. Mallick // *Geophysical Research Letters*. — 2014. — V. 41, No. 18. — P. 6523–6529.
  17. Jiang R. Channel branching and zigzagging in negative cloud-to-ground lightning / R. Jiang, X. Qie, H. Zhang et al. // *Scientific Reports*. — 2017. — V. 7, No. 3457.
  18. Rakov V.A. A review of positive and bipolar lightning discharges / V.A. Rakov // *Bulletin of the American Meteorological Society*. — 2003. — V. 84, No. 6. — P. 767–776.
  19. Iudin D.I. Lightning-discharge initiation as a noise-induced kinetic transition / D.I. Iudin // *Radio-physics and Quantum Electronics*. — 2017. — V. 60, No. 5. — P. 374–394.
  20. Loeb L.B. The mechanisms of stepped and dart leaders in cloud-to-ground lightning strokes / L.B. Loeb // *Journal of Geophysical Research*. — 1966. — V. 71, No. 20. — P. 4711–4721.
  21. Phelps C.T. Dependence of positive corona streamer propagation on air pressure and water vapor content / C.T. Phelps, R.F. Griffiths // *Journal of Applied Physics*. — 1976. — V. 47, No. 7. — P. 2929–2934.
  22. Griffiths R.F. A model for lightning initiation arising from positive corona streamer development / R.F. Griffiths, C.T. Phelps // *Journal of Geophysical Research*. — 1976. — V. 81, No. 21. — P. 3671–3676.
  23. Gurevich A.V. Runaway electron mechanism of air breakdown and preconditioning during a thunderstorm / A.V. Gurevich, G.M. Milikh, R. Roussel-Dupre // *Physics Letters A*. — 1992. — V. 165, No. 5–6. — P. 463–468.
  24. Gurevich A.V. Lightning initiation by simultaneous effect of runaway breakdown and cosmic ray showers / A.V. Gurevich, K.P. Zybin, R.A. Roussel-Dupre // *Physics Letters A*. — 1999. — V. 254, No. 1–2. — P. 79–87.
  25. Dwyer J.R. The initiation of lightning by runaway air breakdown / J.R. Dwyer // *Geophysical Research Letters*. — 2005. — V. 32, No. 20. — P. L20808.
  26. Dwyer J.R. Low-energy electron production by relativistic runaway electron avalanches in air / J.R. Dwyer, L.P. Babich // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. — 2011. — V. 116, No. A9.
  27. Arabshahi S. Numerical simulations of compact intracloud discharges as the relativistic runaway electron avalanche-extensive air shower process / S. Arabshahi, J.R. Dwyer, A. Nag et al. // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. — 2014. — V. 119, No. 1. — P. 479–489.
  28. Petersen D. A brief review of the problem of lightning initiation and a hypothesis of initial lightning leader formation / D. Petersen, M. Bailey, W.H. Beasley, J. Hallett // *Journal of Geophysical Research*. — 2008. — V. 113, No. D17205.
  29. Sadighi S. Streamer formation and branching from model hydrometeors in subbreakdown conditions inside thunderclouds / S. Sadighi, N. Liu, J.R. Dwyer, H.K. Rassoul // *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*. — 2015. — V. 120, No. 9. — P. 3660–3678.

30. Dubinova A. Prediction of Lightning Inception by Large Ice Particles and Extensive Air Showers / A. Dubinova, C. Rutjes, U. Ebert et al. // *Physical Review Letters*. — 2015. — V. 115, No. 1. — P. 015002.
31. Lu W. Two basic leader connection scenarios observed in negative lightning attachment process / W. Lu, Q. Qi, D. Wang et al. // *High Voltage*. — 2016. — V. 1, No. 1. — P. 11–17.
32. Gamerota W.R. Dart-stepped-leader step formation in triggered lightning / W.R. Gamerota, V.P. Idone, M.A. Uman et al. // *Geophysical Research Letters*. — 2014. — V. 41, No. 6. — P. 2204–2211.
33. Горин Б.Н. Развитие электрического разряда в длинных промежутках стержень-плоскость при отрицательном импульсном напряжении / Б.Н. Горин, А.В. Шкилев // *Электричество*. — 1976. — Т. 6. — С. 31–39.
34. Ortega P. Performance of a 16.7 m air rod-plane gap under a negative switching impulse / P. Ortega, P. Domens, A. Gibert et al. // *Journal of Physics D: Applied Physics*. — 1994. — V. 27, No. 11. — P. 2379–2387.
35. Reess T. An experimental study of negative discharge in a 1.3 m point-plane air gap: the function of the space stem in the propagation mechanism / T. Reess, P. Ortega, A. Gibert et al. // *Journal of Physics D: Applied Physics*. — 1995. — V. 28, No. 11. — P. 2306–2313.
36. Kostinskiy A.Yu. Abrupt elongation (stepping) of negative and positive leaders culminating in an intense corona streamer burst: Observations in long sparks and implications for lightning / A.Yu. Kostinskiy, V.S. Syssoev, N.A. Bogatov et al. // *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*. — 2018. — V. 123, No. 10. — P. 5360–5375.
37. Петров Н.И. Математическое моделирование траектории лидерного разряда и молниепоражаемости изолированных и заземленных объектов / Н.И. Петров, Г.Н. Петрова // *Журнал технической физики*. — 1995. — Т. 65, № 5. — С. 41–58.
38. Iudin D.I. Fractal model of a compact intracloud discharge. I. features of the structure and evolution / D.I. Iudin, S.S. Davydenko // *Radiophysics and Quantum Electronics*. — 2015. — V. 58, No. 7. — P. 477–496.
39. Davydenko S.S. Fractal model of a compact intracloud discharge. II. Specific features of electromagnetic emission / S.S. Davydenko, D.I. Iudin // *Radiophysics and Quantum Electronics*. — 2016. — V. 59, No. 7. — P. 560–575.
40. Rakov V.A. *Lightning: Physics and effects* / V.A. Rakov, M.A. Uman. — New York: Cambridge University Press, 2005. — 687 p.
41. Campos L.Z.S. High-speed video observations of natural cloud-to-ground lightning leaders – a statistical analysis / L.Z.S. Campos, M.M.F. Saba, T.A. Warner et al. // *Atmospheric Research*. — 2014. — V. 135–136. — P. 285–305.
42. Krider E.P. The electric fields produced by lightning stepped leaders / E.P. Krider, C.D. Weidman, R.C. Noggle // *Journal of Geophysical Research*. — 1977. — V. 82, No. 6. — P. 951–960.
43. Wang D. Observed leader and return-stroke propagation characteristics in the bottom 400 m of a rocket-triggered lightning channel / D. Wang, N. Takagi, T. Watanabe et al. // *Journal of Geophysical*

- Research: Atmospheres. — 1999. — V. 104, No. D12. — P. 14369–14376.
44. Iudin D.I. Advanced numerical model of lightning development: Application to studying the role of LPCR in determining lightning type / D.I. Iudin, V.A. Rakov, E.A. Mareev et al. // *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*. — 2017. — V. 122, No. 12. — P. 6416–6430.
  45. Iudin D.I. Formation of decimeter-scale, long-lived elevated ionic conductivity regions in thunderclouds / D.I. Iudin, V.A. Rakov, A.A. Syssoev et al. // *npj Climate and Atmospheric Science*. — 2019. — V. 2, No. 46.
  46. Syssoev A.A. Numerical simulation of stepping and branching processes in negative lightning leaders / A.A. Syssoev, D.I. Iudin, A.A. Bulatov, V.A. Rakov // *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*. — 2020. — V. 125, No. 7. — P. e2019JD031360.
  47. Булатов А.А. Самоорганизующаяся транспортная модель искрового разряда в грозовом облаке / А.А. Булатов, Д.И. Иудин, А.А. Сысоев // *Известия вузов. Радиофизика*. — 2020. — Т. 63, № 2. — С. 125–154.
  48. Syssoev A.A. Modeling development of negative lightning stepped leader / A.A. Syssoev, D.I. Iudin, S.S. Davydenko, V.A. Rakov // *Proceedings of the VI International Conference «Frontiers of Nonlinear Physics» (FNP 2016)*. — 2016. — P. 242–243.
  49. Bulatov A.A. Bidirectional leader development numerical simulation / A.A. Bulatov, A.A. Syssoev, S.S. Davydenko, D.I. Iudin // *Proceedings of the International Symposium «Topical Problems of Nonlinear Wave Physics» (NWP-2017)*. — 2017. — P. 104.
  50. Kuterin F.A. The main negative leader tip and space stems numerical modeling / F.A. Kuterin, A.A. Syssoev, D.I. Iudin // *Proceedings of the International Symposium «Topical Problems of Nonlinear Wave Physics» (NWP-2017)*. — 2017. — P. 125.
  51. Iudin D.I. Percolation effects and scalar-impurity advection in a turbulent flow: implications for lightning initiation problem / D.I. Iudin, V.A. Rakov, A.A. Syssoev, A.A. Bulatov // *Proceedings of the International Symposium «Thunderstorm and Elementary Particle Acceleration» (TEPA-2017)*. — 2017.
  52. Сысоев А.А. Моделирование развития ступенчатого отрицательного лидера молнии / А.А. Сысоев, Д.И. Иудин, С.С. Давыденко, В.А. Раков // *VI Российская конференция по молниезащите*. — 2018. — С. 97–124.
  53. Иудин Д.И. Физика молнии: сценарий инициации / Д.И. Иудин, В.А. Раков, А.А. Сысоев, А.А. Булатов // *VI Российская конференция по молниезащите*. — 2018. — С. 78–79.
  54. Syssoev A.A. Modeling the stepping mechanism of development of negative lightning leader / A.A. Syssoev, D.I. Iudin, S.S. Davydenko, V.A. Rakov // *Proceedings of XVI International Conference on Atmospheric Electricity (ICAE-2018)*. — 2018.
  55. Iudin D.I. Generation of stems in streamer corona of negative leader / D.I. Iudin, A.A. Syssoev, N.A. Popov // *Proceedings of XVI International Conference on Atmospheric Electricity (ICAE-2018)*. — 2018.
  56. Iudin D.I. Collective dynamics of charged hydrometeors in thunderclouds and lightning initiation / D.I. Iudin, V.A. Rakov, N.A. Popov et al. // *Proceedings of XVI International Conference on*

- Atmospheric Electricity (ICAE-2018). — 2018.
57. Iudin D.I. Thunderstorm electric field structural features and lightning initiation problem / D.I. Iudin, V.A. Rakov, A.A. Syssoev, A.A. Bulatov // Proceedings of the International Symposium «Thunderstorm and Elementary Particle Acceleration» (TEPA-2018). — 2018. — P. 118–136.
  58. Syssoev A.A. Numerical modeling of stepping process in negative lightning leaders / A.A. Syssoev, D.I. Iudin, A.A. Bulatov, V.A. Rakov // Proceedings of the International Symposium «Thunderstorm and Elementary Particle Acceleration» (TEPA-2019). — 2019.
  59. Сысоев А.А. Моделирование развития отрицательного ступенчатого лидера молнии / А.А. Сысоев // XVII научная школа «Нелинейные волны – 2016». — 2016. — С. 139.
  60. Сысоев А.А. Моделирование развития отрицательного ступенчатого лидера молнии / А.А. Сысоев, Д.И. Иудин, С.С. Давыденко, В.А. Раков // 20-я Всероссийская школа-конференция молодых учёных «Состав атмосферы. Атмосферное электричество. Климатические процессы». — 2016. — С. 49.
  61. Сысоев А.А. Моделирование механизма ступенчатого развития отрицательного лидера молнии / А.А. Сысоев, Д.И. Иудин, С.С. Давыденко, В.А. Раков // 21-я Всероссийская школа-конференция молодых ученых «Состав атмосферы. Атмосферное электричество. Климатические процессы». — 2017. — С. 79–80.
  62. Iudin D.I. Modeling the stepping mechanism in negative lightning leaders / D.I. Iudin, A.A. Syssoev, S.S. Davydenko, V.A. Rakov // Geophysical Research Abstracts. — V. 19. — 2017. — P. EGU2017–18664.
  63. Сысоев А.А. Моделирование динамики развития отрицательного ступенчатого лидера молнии / А.А. Сысоев, Д.И. Иудин, С.С. Давыденко, В.А. Раков // XVIII научная школа «Нелинейные волны – 2018». — 2018. — С. 186.
  64. Сысоев А.А. Моделирование нисходящего ступенчатого отрицательного лидера молнии / А.А. Сысоев, Д.И. Иудин, С.С. Давыденко, В.А. Раков // 23-я Нижегородская сессия молодых учёных (технические, естественные, математические науки). — 2018. — С. 50–51.
  65. Iudin D.I. Dynamics of ions in thunderclouds and lightning initiation / D.I. Iudin, V.A. Rakov, A.A. Syssoev, A.A. Bulatov // Geophysical Research Abstracts. — V. 21. — 2019. — P. EGU2019–2659.
  66. Сысоев А.А. Численное моделирование процесса развития ступенчатого отрицательного лидера молнии / А.А. Сысоев, Д.И. Иудин, А.А. Булатов, В.А. Раков // 15-я Ежегодная конференция «Физика плазмы в Солнечной системе». — 2020. — С. 332.
  67. Сысоев А.А. Формирование пространственных стемов на периферии стримерной короны отрицательного лидера / А.А. Сысоев, Д.И. Иудин // XIX научная школа «Нелинейные волны – 2020». — 2020. — С. 247–248.
  68. Syssoev A.A. A possible mechanism of space stem precursors formation at the negative lightning leader corona streamer burst periphery / A.A. Syssoev, D.I. Iudin // Geophysical Research Abstracts. — 2020. — P. EGU2020–11022.
  69. Iudin D.I. Streamer network critical behavior and lightning initiation / D.I. Iudin, V.A. Rakov,

- A.A. Syssoev, A.A. Bulatov // *Geophysical Research Abstracts*. — 2020. — P. EGU2020–12799.
70. Сысоев А.А. Моделирование процесса формирования пространственного стема на периферии стримерной короны отрицательного лидера молнии / А.А. Сысоев, Д.И. Иудин // 23-я Всероссийская школа-конференция молодых учёных «Состав атмосферы. Атмосферное электричество. Климатические процессы». — 2020. — С. 114–115.
  71. Phelps C.T. Positive streamer system intensification and its possible role in lightning initiation / C.T. Phelps // *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*. — 1974. — V. 36, No. 1. — P. 103–111.
  72. Dwyer J.R. Implications of x-ray emission from lightning / J.R. Dwyer // *Geophysical Research Letters*. — 2004. — V. 31, No. 12.
  73. Гуревич А.В. Пробой на убегающих электронах и электрические разряды во время грозы / А.В. Гуревич, К.П. Зыбин // *Успехи физических наук*. — 2001. — Т. 171, № 11. — С. 1177–1199.
  74. Cai Q. Initiation of positive streamer corona in low thundercloud fields / Q. Cai, J. Jánský, V.P. Pasko // *Geophysical Research Letters*. — 2017. — V. 44, No. 11. — P. 5758–5765.
  75. Cai Q. Initiation of streamers due to hydrometeor collisions in thunderclouds / Q. Cai, J. Jánský, V.P. Pasko // *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*. — 2018. — V. 123, No. 14. — P. 7050–7064.
  76. Babich L.P. Positive streamer initiation from raindrops in thundercloud fields / L.P. Babich, E.I. Bochkov, I.M. Kutsyk et al. // *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*. — 2016. — V. 121, No. 11. — P. 6393–6403.
  77. Babich L.P. Initiation of positive streamers near uncharged ice hydrometeors in the thundercloud field / L.P. Babich, E.I. Bochkov // *Plasma Physics Reports*. — 2018. — V. 44, No. 5. — P. 533–538.
  78. Liu N. Formation of streamer discharges from an isolated ionization column at subbreakdown conditions / N. Liu, B. Kosar, S. Sadighi et al. // *Physical Review Letters*. — 2012. — V. 109, No. 2. — P. 025002.
  79. Shi F. Properties of relatively long streamers initiated from an isolated hydrometeor / F. Shi, N. Liu, H.K. Rassoul // *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*. — 2016. — V. 121, No. 12. — P. 7284–7295.
  80. Babich L. P. The role of charged ice hydrometeors in lightning initiation / L. P. Babich, E. I. Bochkov, T. Neubert // *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*. — 2017. — V. 154. — P. 43 – 46.
  81. Rison W. Observations of narrow bipolar events reveal how lightning is initiated in thunderstorms / W. Rison, P.R. Krehbiel, M.G. Stock et al. // *Nature Communications*. — 2016. — V. 7, No. 10721.
  82. Lyu F. Lightning initiation processes imaged with very high frequency broadband interferometry / F. Lyu, S.A. Cummer, Z. Qin, M. Chen // *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*. — 2019. — V. 124, No. 6. — P. 2994–3004.
  83. Tilles J.N. Fast negative breakdown in thunderstorms / J.N. Tilles, N. Liu, M.A. Stanley et al. // *Nature Communications*. — 2019. — V. 10, No. 1648.

84. Kostinskiy A.Yu. The mechanism of the origin and development of lightning from initiating event to initial breakdown pulses / A.Yu. Kostinskiy, T.C. Marshall, M. Stolzenburg // arXiv:1906.01033 [physics.ao-ph]. — 2019.
85. Kostinskiy A.Yu. Observation of a new class of electric discharges within artificial clouds of charged water droplets and its implication for lightning initiation within thunderclouds / A.Yu. Kostinskiy, V.S. Syssoev, N.A. Bogatov et al. // *Geophysical Research Letters*. — 2015. — V. 42. — P. 8165–8171.
86. Rison W. Lightning mapping observations of volume-filling small discharges in thunderstorms / W. Rison, P.R. Krehbiel, R.J. Thomas, D. Rodeheffer // *American Geophysical Union, Fall Meeting 2013*. — 2013. — No. AE13A-0339.
87. Gurevich A.V. Radio emission of lightning initiation / A.V. Gurevich, L.M. Duncan, A.N. Karashtin, K.P. Zybin // *Physics Letters A*. — 2003. — V. 312, No. 3. — P. 228–237.
88. Иудин Д.И. Физика молнии: новые подходы к моделированию и перспективы спутниковых наблюдений / Д.И. Иудин, С.С. Давыденко, В.М. Готлиб и др. // *Успехи физических наук*. — 2018. — Т. 188, № 8. — С. 850–864.
89. Solomon R. Lightning initiation—conventional and runaway-breakdown hypotheses / R. Solomon, V. Schroeder, M.B. Baker // *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*. — 2001. — V. 127, No. 578. — P. 2683–2704.
90. Rakov V.A. The physics of lightning / V.A. Rakov // *Surveys in Geophysics*. — 2013. — V. 34, No. 6. — P. 701–729.
91. Sin'kevich A.A. Corona discharge in clouds / A.A. Sin'kevich, Yu.A. Dovgalyuk // *Radiophysics and Quantum Electronics*. — 2014. — V. 56, No. 11. — P. 818–828.
92. Zonge K.L. Prestroke radiation from thunderclouds / K.L. Zonge, W.H. Evans // *Journal of Geophysical Research*. — 1966. — V. 71, No. 6. — P. 1519–1523.
93. Crabb J.A. Corona from colliding drops as a possible mechanism for the triggering of lightning / J.A. Crabb, J. Latham // *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*. — 1974. — V. 100, No. 424. — P. 191–202.
94. Райзер Ю.П. Физика газового разряда / Ю.П. Райзер. — Долгопрудный: Интеллект, 2009. — 736 с.
95. Pancheshnyi S. Effective ionization rate in nitrogen-oxygen mixtures / S. Pancheshnyi // *Journal of Physics D: Applied Physics*. — 2013. — V. 46, No. 15. — P. 155201.
96. Benilov M.S. Modelling of low-current discharges in atmospheric-pressure air taking account of non-equilibrium effects / M.S. Benilov, G.V. Naidis // *Journal of Physics D: Applied Physics*. — 2003. — V. 36, No. 15. — P. 1834–1841.
97. Verhaart H.F.A. The influence of water vapor on avalanches in air / H.F.A. Verhaart, P.C.T. van der Laan // *Journal of Applied Physics*. — 1984. — V. 55, No. 9. — P. 3286–3292.
98. Александров Н.Л. Моделирование длинных стримеров в газе атмосферного давления / Н.Л. Александров, А.Э. Базелян, Э.М. Базелян, И.В. Кочетов // *Физика плазмы*. — 1995. — Т. 21, № 1. — С. 60–80.

99. Kossyi I.A. Kinetic scheme of the non-equilibrium discharge in nitrogen-oxygen mixtures / I.A. Kossyi, A.Yu. Kostinsky, A.A. Matveyev, V.P. Silakov // *Plasma Sources Science and Technology*. — 1992. — V. 1, No. 3. — P. 207–220.
100. Chiu C.S. Numerical study of cloud electrification in an axisymmetric, time-dependent cloud model / C.S. Chiu // *Journal of Geophysical Research*. — 1978. — V. 83, No. C10. — P. 5025–5049.
101. Dutton J. A survey of electron swarm data / J. Dutton // *Journal of Physical and Chemical Reference Data*. — 1975. — V. 4, No. 3. — P. 577–856.
102. Andrews D.G. *An Introduction to Atmospheric Physics* / D.G. Andrews. — New York: Cambridge University Press, 2010. — 237 p.
103. Okabe H. *Photochemistry of small molecules* / H. Okabe. — USA: John Wiley & Sons Inc., 1978. — 413 p.
104. Александров А.Ф. Ионизация воздуха в околокритическом электрическом поле / А.Ф. Александров, В.Л. Бычков, Л.П. Грачев и др. // *Журнал технической физики*. — 2006. — Т. 76, № 3. — С. 38–43.
105. Flannery M.R. Electron-ion and ion-ion recombination processes / M.R. Flannery // *Advances in atomic, molecular, and optical physics*. — 1994. — V. 32. — P. 117–147.
106. Sartor J.D. Charge transfer between raindrops / J.D. Sartor, W.R. Atkinson // *Science*. — 1967. — V. 157, No. 3794. — P. 37–52.
107. Shishkin N.S. Some problems of theory of natural and artificial precipitation / N.S. Shishkin // *Bulletin of the American Meteorological Society*. — 1968. — V. 49, No. 5P2. — P. 622.
108. Saberi A.A. Recent advances in percolation theory and its applications / A.A. Saberi // *arXiv:1504.02898v2 [cond-mat.stat-mech]*. — 2015.
109. Torquato S. Effect of dimensionality on the continuum percolation of overlapping hyperspheres and hypercubes. II. Simulation results and analyses / S. Torquato, Y. Jiao // *The Journal of Chemical Physics*. — 2012. — V. 137, No. 7. — P. 074106.
110. Ziegler C.L. A model evaluation of Noninductive Graupel-Ice Charging in the Early Electrification of Mountain Thunderstorm / C.L. Ziegler, D.R. MacGorman, J.E. Dye, P.S. Ray // *Journal of Geophysical Research*. — 1991. — V. 96, No. D7. — P. 12.833–12.855.
111. Gardiner B. Measurements of initial potential gradient and particle charges in a montana summer thunderstorm / B. Gardiner, D. Lamb, R.L. Pitter et al. // *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*. — 1985. — V. 90, No. D4. — P. 6079–6086.
112. Dye J.E. Observations within two regions of charge during initial thunderstorm electrification / J.E. Dye, J.J. Jones, A.J. Weinheimer, W.P. Winn // *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*. — 1988. — V. 114, No. 483. — P. 1271–1290.
113. Ziegler C.L. Observed lightning morphology relative to modeled space charge and electric field distributions in a tornadic storm / C.L. Ziegler, D.R. MacGorman // *Journal of the Atmospheric Sciences*. — 1994. — V. 51. — P. 833–851.
114. Raether H. Zur entwicklung von kanalentladungen / H. Raether // *Arch. f. Elektrotechn.* — 1940. — V. 34. — P. 49–56.



115. Nguyen M.D. On the initiation of lightning discharge in a cloud: 2. The lightning initiation on precipitation particles / M.D. Nguyen, S. Michnowski // *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*. — 1996. — V. 101, No. D21. — P. 26675–26680.
116. Mazur V. Simulating electrodeless discharge from a hydrometeor array / V. Mazur, C.D. Taylor, D.A. Petersen // *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*. — 2015. — V. 120, No. 20. — P. 10,879–10,889.
117. Cooray V. Initiation of ground flashes: Some microscopic electrical processes associated with precipitation particles / V. Cooray, M. Berg, M. Akyuz et al. // *24th international conference on Lightning Protection*. — Birmingham, United Kingdom: 1998.
118. Bateman M.G. Precipitation charge and size measurements inside a New Mexico mountain thunderstorm / M.G. Bateman, T.C. Marshall, M. Stolzenburg, W.D. Rust // *Journal of Geophysical Research*. — 1999. — V. 104. — P. 9643–9653.
119. Smalley R.F. A renormalization group approach to the stick-slip behavior of faults / R.F. Smalley, D.L. Turcotte, S.A. Solla // *Journal of Geophysical Research*. — 1985. — V. 90, No. B2. — P. 1894–1900.
120. Weibull W. A statistical distribution function of wide applicability / W. Weibull // *Journal of Applied Mechanics*. — 1951. — V. 18. — P. 293–297.
121. Mansell E.R. Simulated three-dimensional branched lightning in a numerical thunderstorm model / E.R. Mansell, D.R. MacGorman, C.L. Ziegler, J.M. Straka // *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*. — 2002. — V. 107, No. D9. — P. ACL 2–1–ACL 2–12.
122. Ландау Л.Д. Теоретическая физика в 10 томах. Том 8. Электродинамика сплошных сред / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. — М.: Физматлит, 2005. — 656 с.
123. Willett J.C. An experimental study of positive leaders initiating rocket-triggered lightning / J.C. Willett, D.A. Davis, P. Laroche // *Atmospheric Research*. — 1999. — V. 51. — P. 189–219.
124. Pierce E.T. Triggered lightning and some unsuspected lightning hazards / E.T. Pierce // *Naval Research Reviews*. — 1972. — V. 25. — P. 14–28.
125. Gurevich A.V. Correlation of radio and gamma emissions in lightning initiation / A.V. Gurevich, V.P. Antonova, A.P. Chubenko et al. // *Physical Review Letters*. — 2013. — V. 111, No. 16. — P. 165001.
126. Proctor D.E. Regions where lightning flashes began / D.E. Proctor // *Journal of Geophysical Research*. — 1991. — V. 96. — P. 5099–6112.
127. Karunarathna N. Initiation locations of lightning flashes relative to radar reflectivity in four small florida thunderstorms / N. Karunarathna, T.C. Marshall, S. Karunarathne, M. Stolzenburg // *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*. — 2017. — V. 122, No. 12. — P. 6565–6591.
128. van der Velde O.A. Asymmetries in bidirectional leader development of lightning flashes / O.A. van der Velde, J. Montanyà // *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*. — 2013. — V. 118, No. 24. — P. 13,504–13,519.
129. Group Les Renardières. Positive discharges in long air gaps at Les Renardieres — 1975 results and conclusions / Les Renardières Group // *Electra*. — 1977. — V. 53. — P. 31–153.

130. Shen Y. Line charge densities and currents of downward negative leaders estimated from VHF images and VLF electric fields observed at close distances / Y. Shen, M. Chen, Y. Du, W. Dong // *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*. — 2019. — V. 61, No. 5. — P. 1507–1514.
131. Караштин А.Н. Коротковолновое радиоизлучение молнии / А.Н. Караштин, Ю.В. Шлюгаев, А.В. Гуревич // *Известия вузов. Радиофизика*. — 2005. — Т. 48, № 9. — С. 800–809.
132. Behnke S.A. Investigating the origin of continual radio frequency impulses during explosive volcanic eruptions / S.A. Behnke, H.E. Edens, R.J. Thomas et al. // *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*. — 2018. — V. 123, No. 8. — P. 4157–4174.
133. Bacchiega G.L. Theoretical modelling of the laboratory negative stepped-leader / G.L. Bacchiega, A. Gazzani, M. Bernardi et al. // *International Aerospace and Ground Conference on Lightning and Static Electricity, Mannheim (Germany), 24-27 May 1994*. — 1994.
134. Nag A. A unified engineering model of the first stroke in downward negative lightning / A. Nag, V.A. Rakov // *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*. — 2016. — V. 121, No. 5. — P. 2188–2204.
135. Rahiminejad A. A fractal-based stepped downward leader model including branched channel charge distribution and branch fading / A. Rahiminejad, B. Vahidi, J. He // *Electric Power Systems Research*. — 2019. — V. 176. — P. 105940.
136. Cooray V. Modeling the stepping process of negative lightning stepped leaders / V. Cooray, L. Arevalo // *Atmosphere*. — 2017. — V. 8, No. 12. — P. 245.
137. Zhang X. Dynamics of branching of negative downward lightning leaders / X. Zhang, Y. Zhu, S. Gu, J. He // *Applied Physics Letters*. — 2017. — V. 111, No. 22. — P. 224101.
138. Tan Y. Fine-resolution simulation of the channel structures and propagation features of intracloud lightning / Y. Tan, S. Tao, B. Zhu // *Geophysical Research Letters*. — 2006. — V. 33, No. 9.
139. Mansell E.R. Simulated electrification of a small thunderstorm with two-moment bulk microphysics / E.R. Mansell, C.L. Ziegler, E.C. Bruning // *Journal of the Atmospheric Sciences*. — 2010. — V. 67, No. 1. — P. 171–194.
140. Wang H. A numerical study of the positive cloud-to-ground flash from the forward flank of normal polarity thunderstorm / H. Wang, F. Guo, T. Zhao et al. // *Atmospheric Research*. — 2016. — V. 169. — P. 183–190.
141. MacGorman D.R. *The Electrical Nature of Storms* / D.R. MacGorman, W.D. Rust. — New York: Oxford University Press, 1998. — 422 p.
142. Sadiku M.N.O. *Elements of Electromagnetics* / M.N.O. Sadiku. — Oxford University Press, 2018. — 895 p.
143. Iudin D.I. Modeling of the intracloud lightning discharge radio emission / D.I. Iudin, F.D. Iudin, M. Hayakawa // *Radiophysics and Quantum Electronics*. — 2015. — V. 58, No. 3. — P. 173–184.
144. Zhang B. Modeling of the stepped leader initiation process in an altitude triggered lightning / B. Zhang, B. Chen, L. Shi, Q. Chen // *Mathematical Problems in Engineering*. — 2016. — V. 2016, No. 9201253.
145. Gallimberti I. Fundamental processes in long air gap discharges / I. Gallimberti, G. Bacchiega,

- A. Bondiou-Clergerie, P. Lalande // *Comptes Rendus Physique*. — 2002. — V. 3, No. 10. — P. 1335–1359.
146. Luque A. Positive and negative streamers in ambient air: modelling evolution and velocities / A. Luque, V. Ratushnaya, U. Ebert // *Journal of Physics D: Applied Physics*. — 2008. — V. 41, No. 23. — P. 234005.
147. Williams E.R. Problems in lightning physics—the role of polarity asymmetry / E.R. Williams // *Plasma Sources Science and Technology*. — 2006. — V. 15, No. 2. — P. S91.
148. Maslowski G. A study of the lightning channel corona sheath / G. Maslowski, V.A. Rakov // *Journal of Geophysical Research*. — 2006. — V. 111, No. D14.
149. Luque A. Growing discharge trees with self-consistent charge transport: the collective dynamics of streamers / A. Luque, U. Ebert // *New Journal of Physics*. — 2014. — V. 16, No. 1. — P. 013039.
150. Allen N.L. Dynamics of streamer propagation in air / N.L. Allen, P.N. Mikropoulos // *Journal of Physics D: Applied Physics*. — 1999. — V. 32, No. 8. — P. 913.
151. Yos J.M. Transport properties of nitrogen, hydrogen, oxygen, and air to 30,000 K / J.M. Yos // *Technical Memorandum RAD-TM-63-7*. — 1963. — V. AF33(616)-7578, No. 73603.
152. Rompe R. Über das toeplersche funkengesetz / R. Rompe, W. Weizel // *Zeitschrift für Physik*. — 1944. — V. 122, No. 9–12. — P. 636–639.
153. Rakov V.A. Some inferences on the propagation mechanisms of dart leaders and return strokes / V.A. Rakov // *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*. — 1998. — V. 103, No. D2. — P. 1879–1887.
154. Kostinskiy A.Yu. Infrared images of bidirectional leaders produced by the cloud of charged water droplets / A.Yu. Kostinskiy, V.S. Syssoev, N.A. Bogatov et al. // *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*. — 2015. — V. 120, No. 20. — P. 10,728–10,735.
155. Wu T. Preliminary breakdown of intracloud lightning: Initiation altitude, propagation speed, pulse train characteristics, and step length estimation / T. Wu, Y. Yoshida, S. ad Akiyama, M. Stock et al. // *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*. — 2015. — V. 120, No. 18. — P. 9071–9086.
156. Syssoev A.A. Simulated negative leaders with 100, 200, and 300-A feeding currents / A.A. Syssoev // <https://doi.org/10.5281/zenodo.3483194>. — 2019.
157. Chen M. Spatial and temporal properties of optical radiation produced by stepped leaders / M. Chen, N. Takagi, T. Watanabe et al. // *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*. — 1999. — V. 104, No. D22. — P. 27573–27584.
158. Lu W. Characteristics of the optical pulses associated with a downward branched stepped leader / W. Lu, D. Wang, N. Takagi et al. // *Journal of Geophysical Research*. — 2008. — V. 113, No. D21206.
159. Idone V.P. Three unusual strokes in a triggered lightning flash / V.P. Idone, R.E. Orville // *Journal of Geophysical Research*. — 1984. — V. 89. — P. 7311–7316.
160. Proctor D.E. Lightning flashes with high origins / D.E. Proctor // *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*. — 1997. — V. 102, No. D2. — P. 1693–1706.

161. Tran M.D. A study of the ground-attachment process in natural lightning with emphasis on its breakthrough phase / M.D. Tran, V.A. Rakov // *Scientific Reports*. — 2017. — V. 7, No. 15761.
162. Hill J.D. The attachment process of rocket-triggered lightning dart-stepped leaders / J.D. Hill, M.A. Uman, D.M. Jordan et al. // *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*. — 2016. — V. 121, No. 2. — P. 853–871.
163. Kostinskiy A.Yu. Observations of the connection of positive and negative leaders in meter-scale electric discharges generated by clouds of negatively charged water droplets / A.Yu. Kostinskiy, V.S. Syssoev, N.A. Bogatov et al. // *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*. — 2016. — V. 121, No. 16. — P. 9756–9766.
164. Edens H.E. Photographic observations of streamers and steps in a cloud-to-air negative leader / H.E. Edens, K.B. Eack, W. Rison, S.J. Hunyady // *Geophysical Research Letters*. — 2014. — V. 41, No. 4. — P. 1336–1342.
165. Thang T.H. A simplified model of corona discharge on overhead wire for FDTD computations / T.H. Thang, Y. Baba, N. Nagaoka et al. // *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*. — 2012. — V. 54, No. 3. — P. 585–593.