

ОТ ЭЛЕКТРОННОЙ ЛАВИНЫ ДО ГРОЗОВОГО РАЗРЯДА

*Б. Ж. Залиханов**

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

ВВЕДЕНИЕ	195
АКТУАЛЬНЫЕ ПРОБЛЕМЫ ГРОЗОВОГО РАЗРЯДА	199
Лавинно-стримерный переход	200
Волна ионизации	200
Прорастание стримера в слабом поле	200
Температура газа в канале	201
Стримерно-лидерный переход	201
Проводимость грозового канала	201
Когерентное излучение возвратного удара молнии	202
Генерация нейтронов при грозовом разряде	202
Молниезащита	203
Шаровая молния	204
ДИНАМИКА ФОРМИРОВАНИЯ СТРИМЕРА	204
ДИНАМИКА ФОРМИРОВАНИЯ ЛИДЕРА	225
Лавинно-стримерный и стримерно-лидерный переходы	225
Температура газа в канале	227
Проводимость и нагрев лидерного канала	227
Прорастание стримера в слабом поле	231
Генерация когерентного сверхвысокочастотного излучения лидера	232
Генерация нейтронов при грозовом разряде	233
Молниезащита	234
Шаровая молния	235
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	237
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	239

*E-mail: zalikhanov@jinr.ru

ОТ ЭЛЕКТРОННОЙ ЛАВИНЫ ДО ГРОЗОВОГО РАЗРЯДА

*Б. Ж. Залиханов**

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Целью работы является качественное описание физики процессов, начинающихся с электронной лавины и до финального завершения разряда — молнии. Рассматривается модель стримера, основанная на исследовании обнаруженных новых процессов, протекающих в предстримерной области. Изучение и анализ этих процессов позволяют заключить, что они являются, по сути, сопутствующими процессами, обеспечивающими переход электронной лавины в стример, и могут быть интерпретированы как проявление свойств двойного зарядового слоя, находящегося во внешнем электрическом поле. С позиции новых представлений о механизме формирования и прорастания стримера рассмотрены актуальные проблемы физических процессов, формирующих грозовой разряд. Раскрываются причины возникновения когерентного сверхвысокочастотного излучения лидера и генерации нейтронов в грозовом разряде, которые до сих пор не получили объяснения в теории газового разряда. Также на основании новых представлений о грозовом разряде предлагается простая модель шаровой молнии, которая дает ответы практически на все вопросы, составленные по многочисленным наблюдениям за их поведением, и обсуждается необходимость новой конструкции молниезащиты вместо традиционного острия.

The work gives a qualitative description of the physics of the processes beginning with an electron avalanche and ending with a lightning discharge. A streamer model is considered that is based on the investigation of the observed new processes occurring in the prestreamer region. The study and analysis of these processes allow a conclusion that they are actually accompanying processes to support transition of an electron avalanche to a streamer and can be interpreted as a manifestation of the properties of the double charge layer in an external electric field. Important problems of physical processes underlying formation of a lightning discharge are considered on the basis of the new concept of streamer formation and intergrowth. Causes for coherent microwave leader radiation and neutron generation in a lightning discharge that have not yet been explained in the gas discharge theory are disclosed. A simple globe lightning model is also proposed on the basis of the new concept, which allows answering all questions arising from the observation of the globe lightning behavior, and a necessity of changing over from the traditional lightning rod to a lightning guard of a new design is discussed.

PACS: 52.80.Mg

*E-mail: zalikhanov@jinr.ru

ВВЕДЕНИЕ

Над разгадкой природы молнии ученые бьются почти триста лет, но и по сей день нет оснований гордиться полным пониманием этого явления. Наблюдение и изучение грозových разрядов выявили многочисленные экспериментальные факты, не поддающиеся объяснению с точки зрения современного состояния теории газового разряда. Для объяснения причин, вызывающих молнию, в настоящее время широко используются две теории.

Первая основана на электризации трущихся между собой частиц льда или воды внутри грозового облака [1, 2]. При формировании грозового фронта падающие льдинки встречают на своем пути более теплые водяные капли, уносимые вверх восходящими потоками. При их взаимодействии электроны отрываются от капель и переходят на льдинки, из-за чего капли воды заряжают верхнюю область облака положительно, а льдинки в нижней области — отрицательно. Напряженность электрического поля грозового облака становится порядка 10^6 В/м.

Свободные электроны, содержащиеся в атмосфере, получают в таком поле достаточную энергию для ионизации атомов и молекул атмосферы. В результате возникают электронные лавины, из которых прорастают светящиеся нитевидные стримеры длиной до нескольких десятков метров. Затем стримеры сливаются и формируют проводящий канал — лидер молнии. Движение лидера к земле происходит отдельными ступенями, за что он назван ступенчатым лидером. Средняя длина ступени равна ≈ 50 м. После формирования каждой ступени лидер останавливается на время $\approx 5 \cdot 10^{-5}$ с, затем снова продвигается на несколько десятков метров. Яркое свечение охватывает сформированную ступень лидера, затем после остановки оно ослабевает, чтобы вспыхнуть вновь, но уже вместе с предшествующими ступенями. Как показывают наблюдения, расстояние от облака до Земли, равное $\approx 3-3,5$ км, ступенчатый лидер проходит за $3 \cdot (10^{-2} - 10^{-3})$ с, что соответствует скорости $10^7 - 10^8$ см/с.

При контакте ступенчатого лидера с землей по ионизованному им каналу следует обратный (снизу вверх), или главный разряд молнии, характеризующийся токами от десятков до сотен тысяч ампер, заметно превышающий яркость лидера и обладающий большой скоростью продвижения, достигающей до $(0,3-0,5) \cdot 10^{10}$ см/с. Температура канала при прохождении главного разряда может достигать $20\,000-35\,000$ °С. Внешний (видимый) канал имеет диаметр около 1 м, а внутренний (лидерный), по которому течет ток, равен 1–6 см. Длительность каждого импульса равна $\approx 10^{-3}$ с, а промежутки между импульсами — 10^{-2} с.

Вторая, более современная, теория [3] основана на экспериментах, проводимых на самолетах и шарах-зондах. Из нее следует, что молнии в облаках появляются при напряженностях электрического поля E не более чем

3 кВ/см, хотя для пробоя воздуха на высотах образования грозových облаков требуется напряженность электрического поля на порядок больше: $\approx 20\text{--}30$ кВ/см. Почему так происходит, теория не могла дать ответа. Второй проблемой, не получившей объяснения в этой теории, было обнаружение в конце 1990-х гг. в грозovém облаке резкой вспышки γ -излучения с энергией фотонов до 100 кэВ.

Данные проблемы решает А. В. Гуревич [4], используя новую теорию электрического пробоя, получившую известность как пробой на убегающих электронах. В грозovém облаке электрический разряд вызывается высокоэнергетичными космическими частицами, которые создают в верхних слоях атмосферы широкие атмосферные ливни (ШАЛ). Они состоят из множества заряженных и нейтральных высокоэнергетичных частиц, которые, ионизируя атомы и молекулы атмосферы, образуют необходимые быстрые электроны. Их в новой теории называют заправочными электронами. Особенность взаимодействия быстрого электрона с медленными электронами вещества состоит в том, что сила торможения быстрого электрона, определяемая ионизационными потерями, падает с ростом его энергии. Освободившись от сил, препятствующих движению, электрон начинает ускоряться электрическим полем. Как только его энергия достигает значений в интервале $0,1\text{--}1$ МэВ, которую называют критической энергией убегания, электрон ускоряется еще сильнее [4].

Быстрые электроны, движущиеся со скоростью, близкой к скорости света, имеют длину свободного пробега в воздухе порядка нескольких метров. Благодаря большому свободному пробегу часть таких электронов может быть ускорена электрическим полем до энергии, намного большей изначальной. При столкновении таких электронов с молекулами воздуха будет высвобождено еще несколько релятивистских электронов, которые создадут лавину убегающих электронов. Образующаяся таким образом совокупность электронных лавин вдоль траектории убегающих электронов приведет к электрическому пробоя воздуха при атмосферном давлении. Причем такой пробой происходит при напряженности электрического поля, значительно меньшей чем та, которая необходима для обычного пробоя в воздухе, так как основная ионизация атомов и молекул проведена за счет энергии убегающих электронов. Так, при давлении 1 атм пороговое электрическое поле для пробоя 1 см воздуха составляет в среднем 23 кВ/см, а для пробоя на убегающих электронах оно на порядок меньше — 2,16 кВ/см. Сам пробой — это еще не молния. Область пробоя представляет собой проводящую плазму на многих десятках и сотнях метров, которая может стать зачатком молнии. Эксперименты по проверке теории пробоя на убегающих электронах проводятся с 2002 г. на Тянь-Шаньской высокогорной научной станции ФИАН, исследующей космические лучи, расположенной на высоте 4000 м в горах Заилийского Алатау, недалеко от г. Алма-Аты. Однако до сих

пор нет ни одного убедительного эксперимента в поддержку данной теории разряда.

В настоящей работе будет показано, что существует механизм продвижения волны ионизации не за счет внешнего электрического поля, а благодаря запасенной энергии поля между двойными зарядовыми слоями — «конденсаторами». Данный механизм зависит только от мощности источника питания или грозового облака и практически не зависит от внешнего поля. Высокое электрическое поле на высотах образования грозовых облаков порядка 10–30 кВ/см [5] необходимо только для развития самых первых электронных лавин, дающих начало грозовому разряду. Также без привлечения убегающих электронов и специальных затравочных электронов, генерируемых частицами ШАЛ, будет дано объяснение большинству процессов, протекающих в грозовом разряде с помощью простых механизмов, которые следуют из предложенной автором структуры ионизованного канала молнии.

Наблюдение и изучение грозовых разрядов выявили многочисленные экспериментальные факты, не поддающиеся объяснению с точки зрения современного состояния теории газового разряда. Это вызвано отсутствием информации о внутренней структуре ионизованного канала.

Физике стримерного и искрового пробоя посвящен ряд замечательных монографий и обзоров [6–14]. В результате обобщения и анализа экспериментальных данных определены основные этапы развития стримерного и искрового разрядов, получены качественные представления о протекающих в них процессах и намечены направления дальнейших исследований. Однако мы до сих пор не совсем понимаем и не можем дать ясного ответа на многие вопросы, например: каким образом лидерный ток при контакте с землей мгновенно возрастает на два-три порядка; благодаря какой структуре обеспечиваются устойчивость стримера и лидера, позволяющие формировать им ионизованный канал длиной до десятков километров?

Объяснение названных проблем основывается на упрощающих допущениях и фактически позволяет выявить лишь некоторые качественные закономерности. Что касается строения ионизованного канала, то этот вопрос в литературе практически не рассматривается. Более того, в работе [12] стример изучается как простейший бесструктурный элемент искрового разряда. Возможно, авторы полагали, что равенство между возникающим внутри ионизованного канала электрическим полем и внешним полем, в котором развивается разряд, является достаточным условием, обеспечивающим стабильность плазменного канала.

Наиболее объективно результаты исследований по искровому разряду отражены в предисловии к книге «Искровой разряд», изданной в 1997 г. издательством МФТИ [11]: «... Мы решились написать ее, полагая, что знаем о длинной искре достаточно много. Один из нас тридцать лет экспериментально исследовал искровой разряд, другой пытался обобщить и теоретически

описать накопленные данные еще в книге “Физика газового разряда”, где искровому разряду посвящена самая большая глава. Увы, чувство уверенности испарилось уже в самом начале работы, как только речь зашла о первичном элементе искры — волне ионизации, каковой является стример. Мы поняли, что традиционное последовательное изложение экспериментальных данных и теоретических построений вряд ли поможет нарисовать сколько-нибудь цельную картину разряда. Она получилась пестрой, как лоскутное одеяло, а среди этой пестроты зияли ничем не прикрытые дыры».

Экспериментальные исследования искрового разряда показывают, что динамика развития электронной лавины связана с постоянным изменением характера взаимодействия зарядов системы как с внешним электрическим полем, так и между собой. Именно эти взаимодействия и определяют судьбу зарядовой системы. Если плотность системы низкая, то электроны и ионы практически независимы и свободно дрейфуют к своим электродам. С увеличением плотности зарядов система начинает приобретать четко выраженную неравновесную структуру, и линейный характер отклика зарядов на действие внешнего поля начинает нарушаться. Можно предположить, что если условия, при которых развивается зарядовая система, способствуют усилению ее неравновесного состояния, то сама система может стать причиной образования упорядоченной структуры. Такой причиной в электронной лавине является объемный (пространственный) заряд, который растет с увеличением плотности электронной лавины, оказывая сильное влияние на внешнее электрическое поле и на дальнейшую судьбу лавины.

На значимую роль объемного заряда в развитии газового разряда указал еще К. К. Дорроу в своей книге «Электрические явления в газе», изданной в 1936 г.: «Искажение электрического поля жизненно необходимо для разряда. Если бы мы нашли первопричину этого явления, то поняли бы явление разряда. Непосредственная причина, однако, ясна — это наличие объемного заряда» [15]. Продолжая эту мысль, можно с уверенностью сказать, что *лавино-стримерный переход всегда сопровождается сильным искажением электрического поля объемным зарядом, что указывает на существование физических процессов, связанных с самой сущностью объемного заряда и благодаря которым этот переход осуществляется.*

В Лаборатории ядерных проблем им. В. П. Джелепова Объединенного института ядерных исследований (ЛЯП ОИЯИ) при изучении работы узкозазорных многопроволочных пропорциональных камер [16, 17] в режиме большого газового усиления (10^7 – 10^8) обнаружены неизвестные ранее процессы, протекающие в плотной сильноточной электронной лавине в предстримерной области, а именно:

- изменение в характере развития электронной лавины;
- отсутствие наведенного заряда на катоде камеры в течение времени развития лавины;

- электростатические колебания завершившейся лавины;
- разделение электронов лавины по скоростям;
- разная форма амплитудных распределений сигналов, индуцируемых электронной лавиной на аноде и катоде;
- укорочение длительности анодного сигнала;
- высокая скорость счета, равная $5 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$ при газовом усилении $5 \cdot 10^7$ [18, 19].

В конце рабочего диапазона по высокому напряжению камера начинает переходить в стримерный режим работы, что выражается скачком амплитуды анодного сигнала [20, 21]. Изучение и анализ указанных процессов позволили заключить, что они являются, по сути, сопутствующими процессами, обеспечивающими переход электронной лавины в стример, и могут быть интерпретированы как проявление свойств двойного зарядового слоя, находящегося во внешнем электрическом поле [22].

Предложенная автором модель [22] основана на новых экспериментальных данных и позволяет описать все процессы, связанные с формированием и прорастанием стримера как в сильном внешнем электрическом поле, так и в слабом. Эта модель объясняет структуру стримера, причину его устойчивости, а также раскрывает механизмы и причины возникновения волны ионизации, быстрого нагрева ионизованного канала. Кроме того, данная модель хорошо подходит для решения проблем, возникающих при изучении длинных разрядов, включая грозовой разряд.

1. АКТУАЛЬНЫЕ ПРОБЛЕМЫ ГРОЗОВОГО РАЗРЯДА

Исследование процессов возникновения, формирования и распространения электрических разрядов в воздухе имеет практическую ценность, что стимулирует развитие экспериментальных и теоретических методов изучения газоразрядных явлений. Однако сложная пространственная структура грозовых разрядов, их слабая светимость в быстро протекающих процессах затрудняют их интерпретацию. Для более ясного понимания физики молнии требуется ответить на ряд вопросов: каков механизм нагрева газа в стримере и лидере за 10^{-8} – 10^{-7} с, предотвращающий захват электронов кислородом; каким образом стример прорастает в слабом электрическом поле; какова структура ионизованного канала, чтобы обеспечить его устойчивость; благодаря каким процессам осуществляется постоянный нагрев прорастающего лидера, повышающего его проводимость и др.

Решение поставленных проблем требует развития новых подходов и экспериментальных результатов, способных обеспечить серьезный прорыв в изучении физики искрового разряда.

1.1. Лавинно-стримерный переход. Подход к объяснению перехода одиночной электронной лавины в стример претерпел большие изменения. Однако, согласно сложившимся представлениям, по-прежнему отдается предпочтение фотонному механизму прорастания стримера [11, 23–25] и не рассматриваются причины, способствующие лавинно-стримерному переходу. При фотонном механизме прорастания стримера не объясняется возможность достижения в лавине критического числа электронов, равного $\approx (1-5) \cdot 10^8$, после достижения которого происходит переход лавины в стример. Наконец, не рассматривается, каким образом в плазменном стримере обеспечивается его устойчивость.

Исследования [26] показали, что коротковолновое излучение имеет высокий коэффициент поглощения ($\mu = 200-600 \text{ см}^{-1}$) и относительно низкий выход фотонов на один вторичный электрон ($N_{\text{ф}} \leq 10^{-3}$ при $E/p \leq 100 \text{ В}/(\text{см} \cdot \text{Торр})$). С ростом давления газа количество фотонов $N_{\text{ф}}$ уменьшается из-за тушения возбужденных атомов и молекул [8]. К тому же длина поглощения фотонов в молекулярных газах очень мала и равна $\approx 5-10 \text{ мкм}$.

То, что процесс прорастания стримера в направлении к катоду происходит вследствие механизма фотоионизации, имеет весьма скромное экспериментальное обоснование и постоянно подвергается сомнению. Если же процесс протекает в сложных газах, то разряд проходит только в одну стадию за счет ионизации электронным ударом, а влияние фотонного механизма полностью устраняется. Очевидно, все это свидетельствует не в пользу механизма фотоионизации.

1.2. Волна ионизации. Согласно работе [11], в понимании механизма возникновения волны ионизации возникают проблемы, касающиеся ее продвижения, скорости и степени ионизации, т. е. начальной проводимости. Особую сложность представляет собой вопрос о радиусе плазменного канала в районе его переднего фронта («головки» прорастающего канала), с которым совпадает начальный радиус канала. Считается, что процессы, благодаря которым устанавливается определенный и при этом весьма малый средний радиус, до сих пор не вполне ясны. Возможно, они выходят за рамки стационарных процессов ионизации, движения зарядов и формирования электростатического поля в области развитой ионизации.

Кроме того, сама структура ионизованного канала и происходящие внутри него процессы являются нерешенной проблемой. В настоящее время нет теории, которая дала бы на все эти вопросы четкие ответы. Нет и сколь угодно убедительных экспериментальных данных, позволяющих внести ясность в понимание указанных процессов [11].

1.3. Прорастание стримера в слабом поле. Все исследователи стримера солидарны в том, что прорастающий в область слабого внешнего поля плазменный канал в районе своего переднего фронта (своей «головки») сам себе создает достаточно сильное для ионизации поле. Однако механизм образова-

ния источника сильного поля в прорастающем ионизованном канале имеет, по существу, описательный характер и до сих пор не ясен [11].

1.4. Температура газа в канале. Вопрос о температуре газа в прорастающем плазменном канале имеет кардинальное значение для решения проблем, связанных с искровым пробоем в воздухе. Дело в том, что в холодном воздухе в отсутствие достаточно сильного поля электроны живут очень недолго из-за прилипания к кислороду. При частоте прилипания $\nu_a \approx 10^7 - 10^8 \text{ с}^{-1}$ и скорости волны ионизации $v_c \approx 10^8 - 10^9 \text{ см/с}$ проводимость плазмы должна резко упасть на расстояниях порядка 10–100 см за фронтом волны ионизации [11]. Между тем, искровой пробой многометровых воздушных промежутков вполне достижим, наблюдается и изучается на опыте, не говоря уже о молнии, когда высокопроводящий ионизованный канал перекрывает несколько километров. Такое возможно только при температуре газа не менее 3000 °С, когда процессы отлипания электронов препятствуют быстрому падению проводимости [11, 12].

Согласно оценкам в работе [12] количество энергии, выделившееся в 1 см^3 за 1 с в результате прохождения волны ионизации и стримерного тока, составляет $\approx 5 \cdot 10^{-3} \text{ Дж/см}^3$. Ясно, что такие токи не способны решить проблему температурного нагрева газа.

Авторы работы [12] считают, что токи всех стримеров, представляющих стримерную корону и привязанных к месту своего старта — головке лидерного канала, складываясь, греют эту область и способствуют продвижению лидера на расстояние, равное радиусу головки лидера. Отсюда следует, как полагают авторы, что лидерный ток представляет собой сумму многочисленных, но очень слабых стримерных токов. Если лидер продвигается на величину радиуса своей «головки», равную $\approx 3 - 5 \text{ см}$, то непонятно, для чего в стримерной зоне формируются стримеры со средней длиной 50 м.

Как видим, приемлемого механизма, объясняющего нагрев газа в быстропротекающих процессах прорастания стримера и лидера, нет.

1.5. Стримерно-лидерный переход. По мнению авторов работы [11], стримерно-лидерный переход наиболее труден для теории, наименее изучен, во многом даже не понят до конца и, вместе с тем, один из наиболее важных этапов лидерного процесса.

1.6. Проводимость грозового канала. Канал молнии во время главного удара разряжается со скоростью $(0,3 - 0,5) \cdot 10^{10} \text{ см/с}$, что более чем в 100 раз больше скорости лидера, с которой канал молнии заряжался во время своего роста. Из этого следует, что канал разряжается в $10^2 - 10^3$ раз более сильным током, чем ток лидера, равный $\approx 100 \text{ А}$. Соответственно во столько же раз, ориентировочно, уменьшается и погонное сопротивление канала R_0 при переходе от заряда к разряду [12]. Причиной уменьшения сопротивления считается нагрев канала при прохождении сильного тока, от чего возрастает проводимость плазмы.

Первоначальный лидерный канал, обладая высоким сопротивлением, способен пропускать ток в пределах ≈ 100 А [12]. Чтобы одновременно с началом главного удара ионизованный канал был способен пропускать токи с амплитудой в десятки и сотни килоампер, полное омическое сопротивление всего канала молнии, длиной в несколько километров, должно быть не более 10^2 Ом [12]. Но это может произойти только лишь после нагрева ионизованного канала до температур порядка 20 000–35 000 °С. Нагретым должен быть весь ионизованный канал, и на это требуется время, поэтому процесс нагревания не может проходить одновременно с началом стекания по каналу тока большой амплитуды. Таким образом, вопрос о динамике изменения сопротивления канала молнии остается открытым.

1.7. Когерентное излучение возвратного удара молнии. 20 августа 1999 г. группой исследователей из Московского физико-технического института с помощью импульсного радиометрического комплекса был зарегистрирован когерентный микроволновой сигнал от начальной стадии возвратного удара молнии, начинающийся с момента перекрытия промежутка между облаком и землей ступенчатым лидером [27]. Сигнал оказался сложным, состоящим из серии одиночных импульсов с длительностью, превышающей 5 мкс, частично накладываемых друг на друга. Общая длительность составила 60 мкс. Повторное измерение этого процесса, проведенное этой же группой в 2011 г. [28], полностью подтвердило первоначальный результат. До сих пор наблюдаемому явлению не дано объяснения.

1.8. Генерация нейтронов при грозовом разряде. Первое экспериментальное указание на генерацию нейтронов при грозовой активности получено в 1985 г. Это явление продолжают регистрировать современные наземные установки. А. В. Гуревич с соавторами [29] сообщили о регистрации тепловых нейтронов во время разрядов молний на Тянь-Шаньской высокогорной научной станции. Поток нейтронов в непосредственной близости от молнии оказался равным $\approx 5000 \text{ м}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$. Впрочем, это значение может быть несколько завышено из-за регистрации нейтронными детекторами γ -излучения, которое в корреляции с грозами образуется в широком диапазоне энергий.

По современным представлениям нейтроны генерируются в грозовой атмосфере в результате фотоядерных реакций, либо в канале молнии могут образоваться условия, достаточные для начала реакции синтеза с участием дейтерия, содержащегося в парах воды, $d + d = {}^3\text{He} + n + 3,28 \text{ МэВ}$ [30].

Версия синтеза выглядит вроде бы логичной, но здесь, как считают [31–33], из-за низкого сечения реакции ${}^2\text{H}({}^2\text{H}, n){}^3\text{He}$ ($\sigma_{\text{fus}} = 10^{-36} - 10^{-32}$ м) реакция синтеза абсолютно невозможна в условиях, которые согласно современным представлениям реализуются в канале молнии. В противовес ядерному синтезу авторы работы [33] полагают, что за возможное усиление потока нейтронов в грозовой атмосфере способны отвечать фотоядерные реакции, поскольку в корреляции с грозами неоднократно ре-

гистрировались вспышки γ -излучения с энергиями $E_\gamma \geq 10$ МэВ, которые превышают порог фотоядерных реакций в воздухе.

Несмотря на продолжительную историю наблюдений и значительное число теоретических работ по механизму генерации нейтронов во время грозовой активности, вопрос о происхождении таких нейтронов остается открытым.

1.9. Молниезащита. Согласно статистике в мире ежедневно случается 40 000 гроз, ежесекундно сверкают 117 молний. Достаточно сказать, что за год в мире от удара молнии гибнут более 3000 человек (что гораздо больше числа погибших в авиакатастрофах), а материальный ущерб исчисляется миллиардами долларов. Большие человеческие и экономические потери, вызванные разрушительными действиями грозовых разрядов, связаны, в первую очередь, с низкой эффективностью используемых молниеотводов ($\epsilon \approx 20\text{--}25\%$). Фотографии (рис. 1) являются ярким тому подтверждением: молния ударила в Эйфелеву башню на целых 100 м ниже шпиля (фото *а*). Такая же ситуация наблюдается на Останкинской телебашне (фото *б*). Большинство нисходящих молний промахивалось на значительное расстояние, не попадая на острие молниеотвода. Это очень серьезный аргумент против распространенного объяснения главного принципа работы молниеотводов — острие «притягивает» молнии [12].

Для увеличения эффективности молниеотводов были предприняты попытки возбуждения встречного лидера, прорастающего от земли с максимально возможной скоростью. Чтобы добиться успеха, амплитуда управляющего воздействия для зарождения лидера должна быть в несколько сотен киловольт, что технически сложно и требует больших финансовых затрат.



Рис. 1. Молния ударила ниже шпиля: *а*) Эйфелевой башни — на 100 м; *б*) Останкинской телебашни — на 200 м; *в*) здания — на 20 м

Современные активные молниеотводы ESE (Early Streamer Emission — ранняя стримерная эмиссия) ничем не превосходят широко используемые молниеотводы стержневого типа.

1.10. Шаровая молния. Шаровая молния — феномен природного электричества — светящийся шар, движущийся по непредсказуемой траектории и имеющий много других таинственных свойств. По сей день шаровая молния не получена в лабораторных условиях и остается малоизученным явлением, предоставляя почву для спекуляций. Существуют сотни версий происхождения шаровой молнии [34], в которых авторы в большей мере пытаются воссоздать ее вместо того, чтобы дать простое и понятное объяснение ее свойствам и механизму образования. Чтобы не остаться в стороне от такой популярной и таинственной проблемы, предлагаем еще один вариант механизма формирования шаровой молнии (п. 3.8).

2. ДИНАМИКА ФОРМИРОВАНИЯ СТРИМЕРА

В ЛЯП ОИЯИ при исследовании работы узкозазорных многопроволочных пропорциональных камер [16, 17] в интервале газового усиления $\leq 10^8$ были обнаружены неизвестные ранее процессы, протекающие в плотной сильноточной электронной лавине в предстримерной области [18, 19], а именно:

- изменение в характере развития электронной лавины;
- отсутствие наведенного заряда на катоде камеры в течение времени развития лавины;
- электростатические колебания завершившейся лавины в целом;
- разделение электронов лавины по скоростям;
- разная форма амплитудных распределений сигналов, индуцируемых электронной лавиной на аноде и катоде;
- укорочение длительности анодного сигнала;
- скорость счета камеры при газовом усилении $M \approx 10^7 - 5 \cdot 10^7$ равна $5 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$.

В конце рабочего диапазона по высокому напряжению (в интервале газового усиления $5 \cdot 10^7 - 10^8$) камера начинает переходить в стримерный режим работы, что выражается скачком амплитуды [20, 21].

Процессы, протекающие в электронной лавине, изучались в камере с шагом анодных проволок 1 мм и зазором анод–катод 1,5 мм. Диаметр анодных проволок равен 20 мкм. Рабочее плато по высокому напряжению составляет 1600 В, что обеспечивает возможность работы камеры в одном из четырех режимов: пропорциональном, ограниченной пропорциональности, плазменном и самогасящемся стримерном. Измерения проводились на стенде (рис. 2) с помощью радиоактивных источников ^{90}Sr и ^{55}Fe . Высокое напряжение подавалось на катоды через сопротивление, равное 3 МОм. Информация с катодов снималась через конденсатор емкостью 220 пФ \times 6 кВ.

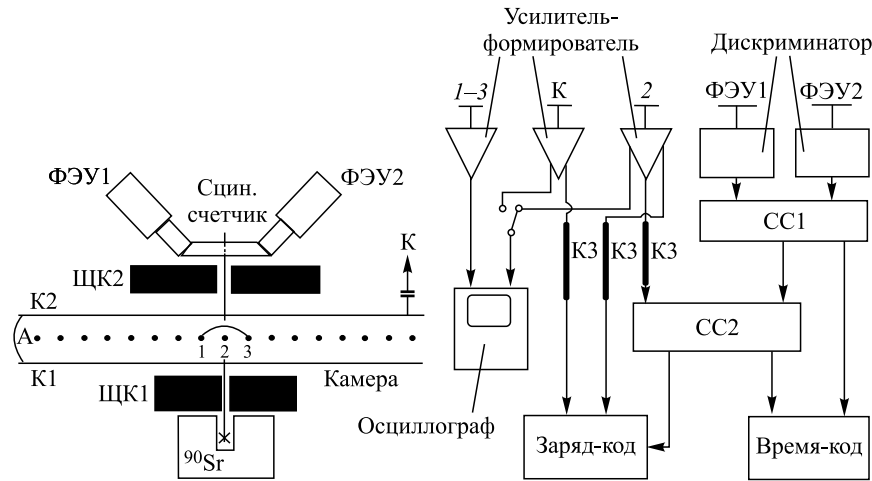


Рис. 2. Блок-схема измерения характеристик электронной лавины

Прохождение β -частиц через камеру регистрировалось сцинтилляционным счетчиком, просматриваемым с торцов двумя фотоумножителями, включенными на совпадение. Сигналы со схем совпадений использовались для синхронизации осциллографа, управления блоком «заряд-код» при анализе амплитудных характеристик и в качестве сигнала «старт» при измерении временных характеристик камеры. Электронный пучок и его интенсивность формировались с помощью регулируемых щелевых коллиматоров, установленных перед камерой и непосредственно на сцинтилляционном счетчике.

Для выделения акта прохождения электрона через камеру (см. рис. 1) использовалась одна анодная проволока 2, включенная на совпадение со сцинтилляционным счетчиком. Синхронизирующий сигнал для осциллографа вырабатывался схемой совпадения при поступлении сигнала с проволоки 2. Это позволяло зафиксировать положение сигналов с камеры на развертке осциллографа. Анализу подвергались индуцированные сигналы с объединенных анодных проволок 1 и 3, выполняющих роль контрольных проволок с объединенных катодных плоскостей и с анодной проволоки 2. Сигналы с проволок 1 и 3 измерялись одновременно либо с катодными, либо с анодными сигналами. Время распространения сигналов с электродов камеры до входа в осциллограф составляло $(50 \pm 0,1)$ нс. Измерения проводились с помощью цифрового двухканального осциллографа TDS380. Поведение электронной лавины в шести различных газовых смесях в зависимости от напряжения на камере рассмотрено в работах [18, 19].

Ниже приводится краткое описание некоторых физических процессов, обеспечивающих переход электронной лавины в стример. Отсутствие наведенного заряда на катоде камеры в течение времени развития плотной лавины

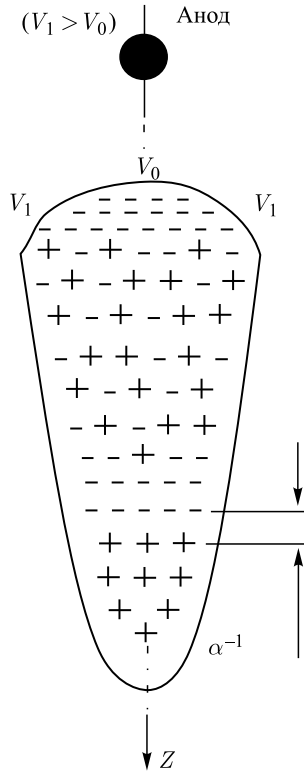


Рис. 3. Распределение заряда в лавине при образовании диполя

в «тяжелом» газе (80 % CF_4 + 20 % C_4H_{10}) связано с тем, что основная часть электронов в лавине медленные [35]. Ионы и электроны перекрываются и дрейфуют в противоположных направлениях. При достаточной плотности лавины дрейф приведет к появлению поля поляризации, вызванного разделением зарядов, что эквивалентно некоторому диполю с зарядами $N_e \approx N_i$, расположенными на расстоянии ионизационной длины α^{-1} (рис. 3) [11]. Внешнее поле E_0 в центре диполя ослабится до нуля, когда поле, созданное в нем электронными и ионными зарядами по отдельности, $E_1 = eN_e 4\alpha^2 / (4\pi\epsilon_0)$, достигнет значения $E_0/2$. Это произойдет, когда число электронов в лавине вырастет до критического числа $N_{\text{кр}} = \pi\epsilon_0 E_0 / (2e\alpha^2)$ [11].

Исходя из равенства $E_0 = 2E_1$, выразим напряженность внешнего поля через плотность лавины n_e , представляя поле поляризации в виде $E_1 = 4\pi en_e \alpha^{-1} / (4\pi\epsilon_0)$ [36]:

$$E_0 = 2E_1 = 2 \frac{4\pi en_e \alpha^{-1}}{4\pi\epsilon_0} = 2 \frac{en_e \alpha^{-1}}{\epsilon_0}. \quad (1)$$

Подставив выражение E_0 в $N_{\text{кр}}$, получим «постоянную» [18], являющуюся критерием для образования диполя, т.е. отношение плотности электронов в лавине к коэффициенту ионизации в кубе, при котором эта плотность достигнута, всегда равно критическому числу электронов:

$$N_{\text{кр}} = \pi \frac{n_e}{\alpha^3} \quad \text{или} \quad \alpha = \left(\pi \frac{n_e}{N_{\text{кр}}} \right)^{1/3} = \sqrt[3]{\frac{\pi}{N_{\text{кр}}}} \sqrt[3]{n_e} = 5,4 \cdot 10^{-2} \sqrt[3]{n_e}. \quad (2)$$

Связь первого коэффициента Таунсенда с плотностью лавины отражает развитие электронной лавины в пространстве и может быть использована для теоретических расчетов и оценок. В узкоазорной камере, с газовым наполнением 80 % CF_4 + 20 % C_4H_{10} , $N_{\text{кр}} \approx 2 \cdot 10^4$ [19]. Таким образом, начиная с момента установления равенства поля разделения зарядов внешнему полю, в хвосте развивающейся лавины образуется неподвижный диполь, в котором ионы экранируют катод от движущихся к аноду электронов.

Так как дрейфовый ток отсутствует на время задержки катодного сигнала 2–3 нс [19], то источник питания в течение этого времени не совершает ра-

боты по разделению зарядов. В результате *электроны и ионы перекрываются, что приводит к ослаблению поля в объеме лавины, и она трансформируется в плазменное образование*. Низкое поле и высокий градиент плотности в лавине вызовут диффузию электронов в направлении высоких полей и низкой плотности, т.е. в область вокруг центра тяжести электронов в головке лавины. В итоге диффузия электронов приведет к расширению электронной лавины, называемому кулоновским расталкиванием зарядов [10, 23].

Несмотря на отсутствие дрейфового тока в камере одновременно с диффузией лавина продолжает развиваться в поле, образуя между электронами и зарядами, возникшими на аноде в результате электростатической индукции. Ионизация производится за счет энергии, запасенной в емкости анодной проволоки относительно земли. Так как в этой области плотность зарядов сильно нарастает, то из-за диффузии электронов в головку лавины и разделения зарядов образуется значительный объемный заряд. Нарастание объемного заряда сдерживает диффундирующие электроны, и благодаря амбиполярной диффузии электроны подтянут ионы к последнему ионному слою. Рост объемного заряда приведет не только к значительному увеличению поля между фронтальными электронами и ионным слоем, но и к остановке электронной лавины [19].

Прекращение развития лавины вдали от анода служит объяснением высокой радиационной стойкости узкозазорных камер, заполненных газовой смесью 80 % CF_4 + 20 % C_4H_{10} .

Несмотря на работу камер в интенсивных потоках заряженных частиц (10^7 – 10^8 $\text{c}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$) и большое содержание изобутана (20 %), являющегося источником радикалов, загрязняющих анодные проволоки диаметром 20 мкм, регистрационные характеристики камер сохранялись после прохождения через них $3 \cdot 10^{13}$ частиц/ cm^2 [37, 38], что примерно в 100 раз превышает радиационную стойкость стандартных камер [39], в которых лавина завершается на поверхности анодных проволок.

В конечном итоге в периферийную область головки лавины диффундирует основная часть электронов и ионов, и головка лавины преобразуется в поляризованный зарядовый сгусток (рис. 4). Перераспределение электронов, вызванное диффузией, вызовет диффузионный ток. Протекая через нагрузочное сопротивление сработавшей анодной проволоки 2, диффузионный ток разветвится по земляной шине на все остальные анодные проволоки камеры и замкнется на фронтальный слой электронов лавины через входные сопротивления усилителей и частичные емкости (емкостные коэффициенты) между проволоками и лавиной [40]. За время действия диффузионного тока, равное ≈ 2 –3 нс, электронная лавина, испытывая диффузное расширение, трансформируется в двойной зарядовый слой (рис. 5). Образование двойного зарядового слоя вызовет на ионном слое скачок потенциала, который после сложения с потенциалом, созданным источником питания в этой области,

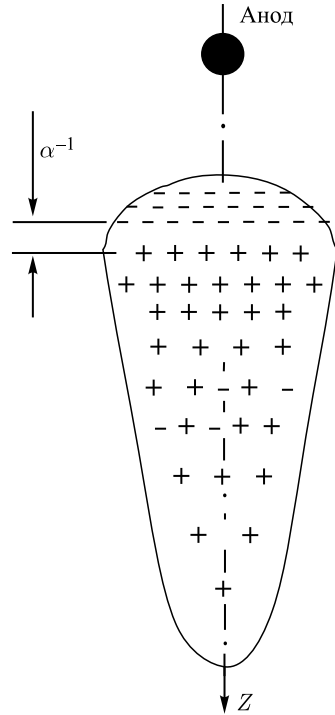


Рис. 4. Схематическое очертание и распределение зарядов в лавине к моменту окончания диффузионного тока

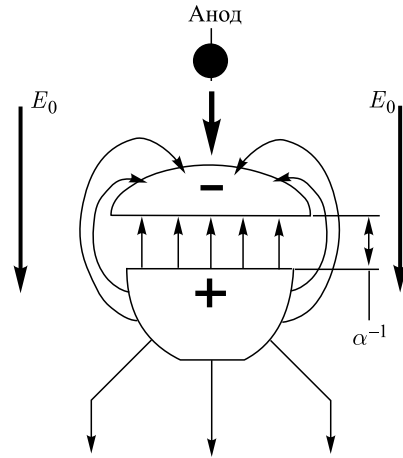


Рис. 5. Силловые линии электрического поля в области двойного слоя

приведет к росту поля за положительным слоем. С переходом электронов из объема лавины в ее головку нарастающее поле ионов разрушит дипольную структуру в хвосте лавины. Область расположения зарядовых слоев относительно анодной проволоки на кривой распределения потенциала (в пределах 0,004 см от оси анода) изображена на рис. 6.

Для определения дальнейшего поведения образовавшейся зарядовой системы исходим из того, что электрическое поле в области образовавшихся зарядовых слоев неоднородно. Пусть напряженность поля в центре тяжести отрицательного слоя равна $\mathbf{E}(\mathbf{x}_-)$, а в центре тяжести положительной поверхности равна $\mathbf{E}(\mathbf{x}_+) + \Delta\mathbf{E}$, где $\Delta\mathbf{E}$ — приращение поля, вызванное скачком потенциала. Тогда на двойной зарядовый слой со стороны неоднородного усиленного поля в направлении к катоду будет действовать сила

$$\mathbf{F}_{x_C} = (N_i - N_e)e\mathbf{E}(\mathbf{x}_-) + N_i e \alpha_0^{-1} \frac{\Delta\mathbf{E}}{\alpha_0^{-1}} = (N_i - N_e)e\mathbf{E}(\mathbf{x}_-) + N_i e \alpha_0^{-1} \frac{\partial\mathbf{E}(\mathbf{x}_+)}{\partial\alpha}, \quad (3)$$

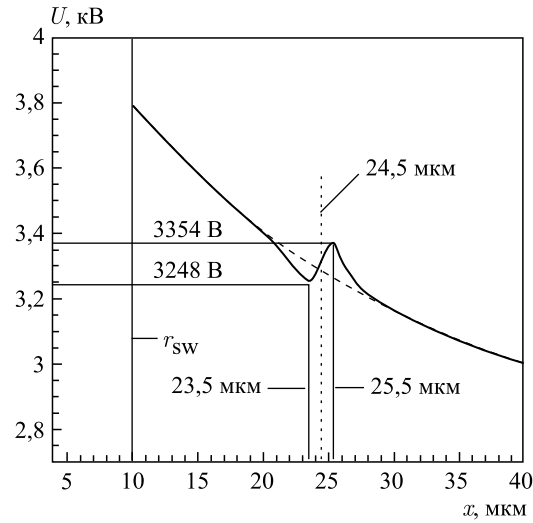


Рис. 6. Распределение потенциала в области образования двойного зарядового слоя

где $\partial \mathbf{E}(\mathbf{x}_+)/\partial \alpha$ — производная вектора \mathbf{E} по направлению α , совпадающему с направлением приращения вектора \mathbf{E} . Из выражения (3) следует, что двойной слой, связанный собственным полем и находящийся в неоднородном электрическом поле, испытывает со стороны поля силовое воздействие и втягивается в область более сильного поля, т.е. должен начать движение в направлении к катоду. Движение двойного зарядового слоя к катоду вдоль убывающего внешнего поля ослабит действие вынуждающей силы (3). При этом усиливается возвращающая сила со стороны анода. Действуя на зарядовую систему, она придаст ей ускорение и вернет в начальное положение. Благодаря инерции зарядовая система проскочит исходное положение. Затем все повторится, и двойной зарядовый слой перейдет в колебательное движение вдоль направления внешнего поля.

В работах [18, 19] приведены осциллограммы измерений при наполнении камеры шестью различными газовыми смесями, на которых видно, что амплитуда и продолжительность колебаний в разной степени зависят от состава газовой смеси и газового усиления в камере. Из сравнения осциллограмм следует вывод: чем плотнее лавина, тем сильнее проявляются в ней колебательные процессы и тем выше их частота. В газовых смесях 70 % Ar + 30 % C₄H₁₀ и 95 % CF₄ + 5 % C₄H₁₀ колебания очень слабо проявляются только в конце рабочего диапазона камеры по высокому напряжению. Объясняется это низкой плотностью электронной лавины для первого газового состава. Вторая газовая смесь с CF₄, чистота которой равна 99,7 %, содержит в себе электроотрицательные примеси (фреоны 12 и 13),

а изобутан выполняет роль «гасящей» добавки, которая понижает тепловую энергию электронов в лавине, чем ослабляет электронный захват [41]. Поэтому с уменьшением в газовой смеси изобутана эффект «гашения» ослабевает, и часть электронов поглощается, ослабляя тем самым электронную лавину.

Отметим, что наблюдаемые автором [18, 19] колебания не связаны с ударным возбуждением лавиной собственных колебаний индуктивно-емкостной системы камеры. В противном случае колебания на разных электродах должны иметь одинаковую фазу, а в камерах, имеющих разный шаг и диаметр анодов, должны наблюдаться различные частоты колебаний. Если бы источником регистрируемых колебаний был контур лавины, который через частичные емкости [40] связан с заряженной системой электродов камеры, то в разных камерах наблюдалась бы разная частота из-за более чем двукратного различия распределенных параметров камер. Наблюдаемые колебания не являются результатом рассогласования волнового сопротивления камеры с входным сопротивлением осциллографа и линейного разветвителя, так как изменение согласующего сопротивления на анодах не влияет на частоту колебаний. Наконец, колебания не связаны с переходными процессами на входе усилителей осциллографа, потому что при регистрации сигналов с одинако-

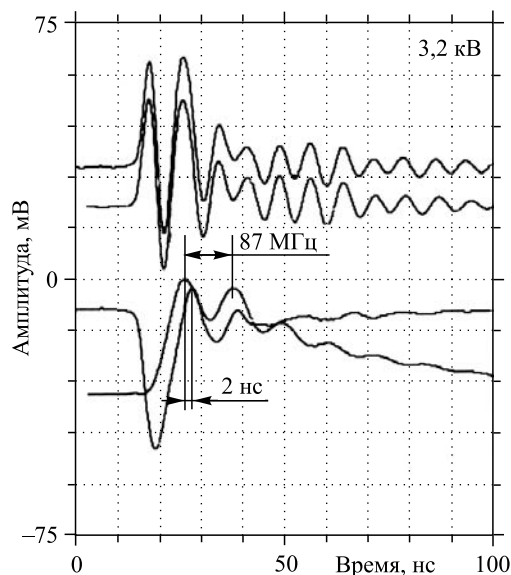


Рис. 7. Осциллограммы совместных колебаний электронного и ионного слоев. Газовое наполнение камеры: 85 % CF_4 + 13 % C_4H_{10} + 2 % $\text{CO}(\text{CH}_3)_2$. Ослабление анодных и катодных сигналов 10 дБ

вой амплитудой, полученных в разных газовых смесях, наблюдается отсутствие или наличие колебаний.

На рис. 7 приведены наложенные друг на друга осциллограммы измерений на аноде, катоде и контрольных проволоках в газовой смеси 85 % CF_4 + 13 % C_4H_{10} + 2 % $\text{CO}(\text{CH}_3)_2$ при напряжении на камере 3,2 кВ [19]. Рисунок отражает изменение формы сигналов, вызванное совместными колебаниями зарядов, величину задержки катодного импульса относительно анодного, а также равенство фазы колебаний зарядовых слоев. Частота и фаза сигналов с контрольных проволок (верхняя осциллограмма) совпадают. Частота колебаний на анодном и катодном сигналах тоже совпадают. Направление движения двойного слоя при его колебаниях определяется по полярности сигналов, индуцируемых электронным и ионным слоями на аноде и катоде соответственно. При движении к катоду амплитуда катодного сигнала нарастает, а длительность анодного сигнала укорачивается. Наконец, видно, что катодный сигнал появляется после достижения анодным сигналом своего половинного значения.

Приведем примеры экспериментальных данных, которые являются результатом наличия двойного зарядового слоя и его колебаний.

Скорость счета высокоскоростных узкоазорных камер. Согласно оценкам, представленным в работе [42], влияние пространственного заряда на внешнее поле в области лавинообразования будет порядка 2–3 %, если при загрузке камеры пучком с плотностью $10^7 \text{ с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$ ионы сместятся из области лавинообразования к катоду на 100 мкм за время, меньшее чем длительность интервала между частицами пучка. Из данного условия следует, что скорость дрейфа ионов должна быть $\geq 10^5 \text{ см/с}$. Однако в области приведенного электрического поля $E/p = 90\text{--}300 \text{ В/}(\text{см} \cdot \text{Торр})$ для рассматриваемых камер скорость дрейфа ионов согласно аппроксимации $v_i = bE/p$, где $b = 175$, равна $v_i \approx 3 \cdot 10^4 \text{ см/с}$ [23]. С такой скоростью ионы продрейфуют расстояние 100 мкм за 330 нс. Это значение времени дрейфа ионов существенно превышает средний временной интервал между частицами пучка плотностью $10^7 \text{ с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$, который, имея статистический характер, может изменяться как в большую, так и в меньшую стороны.

Вместе с тем работа узкоазорных камер в интенсивных потоках частиц продемонстрировала их высокую скорость счета. Например, согласно исследованиям, проведенным группой Дж. Фишера [41] на макетах высокоскоростных камер при газовом усилении, равном $\approx 6 \cdot 10^4$, было обнаружено, что в камере с шагом анода 1,27 мм, расстоянием анод–катод 1 мм и диаметром анодной проволоки $d_a = 10 \text{ мкм}$ амплитуда на аноде падает на 10 % при интенсивности $10^7 \text{ с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$ и на 16 % при $2 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$. В то же время для камеры с шагом 0,79 мм, расстоянием анод–катод 0,635 мм и диаметром $d_a = 8 \text{ мкм}$ никакого влияния пространственного заряда не наблюдалось вплоть до загрузок $10^8 \text{ с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$. При низком газовом усилении количество

ионов в лавине мало. Но в интенсивных потоках из-за относительно низкой скорости дрейфа ионы должны скапливаться в области анода, однако этого не наблюдается.

В наших измерениях, при достаточно большом коэффициенте газового усиления ($\approx 3,5 \cdot 10^5$) в камерах с шагом анода 1 мм, расстоянием анод–катод 1,5 мм и диаметром $d_a = 20$ мкм, эффективность камер падала с 99,6 % только до 98 % при интенсивности $10^7 \text{ с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$ [38]. Из этих данных следует, что за быструю эвакуацию ионов из области лавины к катоду несет ответственность не скорость дрейфа, а иной механизм, за счет которого ионы эвакуируются из области лавины к катоду на значительное расстояние буквально за несколько наносекунд. Таким процессом является колебание зарядовой системы лавины, в результате которого ионы пространственного заряда эвакуируются за 2 нс в направлении катода на расстояние, равное амплитуде колебаний, — 200 мкм.

Добавим, что смещение двойного зарядового слоя к катоду с колебательной скоростью $u_i \approx 10^7$ см/с и быстрое затухание колебаний позволяют в режиме большого газового усиления ($10^7 - 5 \cdot 10^7$) достигать скорости счета $5 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$. При сравнимых токовых характеристиках скорость счета камеры, работающей в плазменном режиме, более чем на два порядка превышает скорость счета, достигаемую в самогасящемся стримерном режиме. Кроме того, камеры, работающие в плазменном режиме, имеют на порядок выше радиационную стойкость.

Укорочение длительности анодных сигналов. С повышением газового усиления в узкоззорной камере наблюдается постепенное укорочение длительности анодных сигналов (рис. 8). Если в пропорциональном режиме длительность сигнала по основанию равна ≈ 30 нс, то в сильноточном режиме, в зависимости от газового наполнения камеры, длительность сигнала уменьшается до 5–10 нс [18, 19]. Укорочение длительности анодного сигнала связано с наложением на его задний фронт сигнала обратной полярности, который индуцируется в течение полупериода на аноде при движении электронов к катоду в результате колебаний зарядовой системы. Отметим, что в результате сложения сигналов разной полярности полностью исчезает медленная ионная компонента, свойственная токовым сигналам от электронной лавины в резко неоднородном поле.

Эффект укорочения анодных сигналов, вызванных колебаниями двойного зарядового слоя, подтверждает фотография анодного сигнала от лавины в газовой смеси 80 % CF_4 + 20 % C_4H_{10} при напряжении на камере ≥ 3700 В (рис. 9, а). Аналогичная ситуация проявляется в работе камер, исследованных группой Г. Шарпака [43], а также при работе пропорциональных трубок малого диаметра, заполненных ксеноном [44]. Для сравнения приведены фотографии сигналов из работы [43] (рис. 9, б, в), в длительности которых

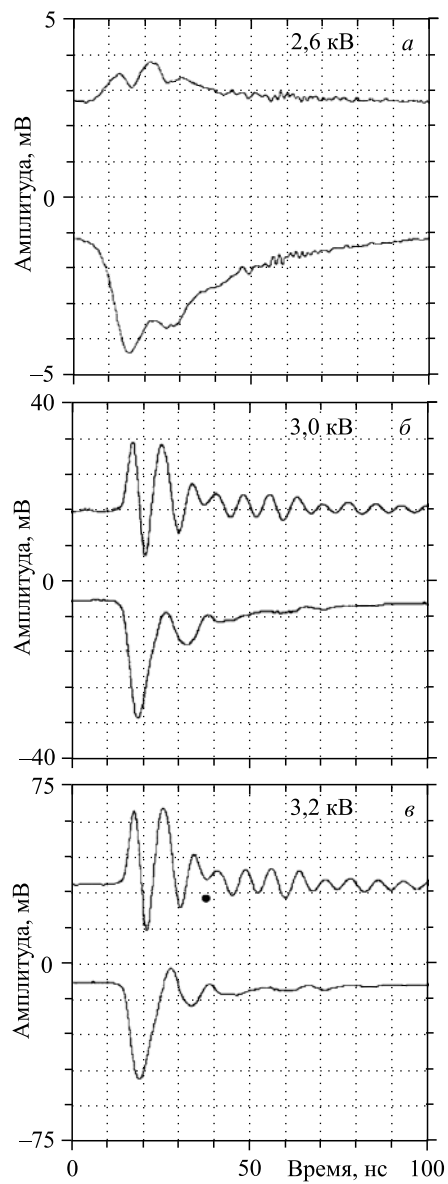


Рис. 8. Укорочение длительности анодного сигнала (б, в), вызванное колебаниями лавины в газовой смеси 90 % CF_4 + 9,88 % C_4H_{10} + 0,12 % Hg. Ослабление анодных сигналов 10 дБ

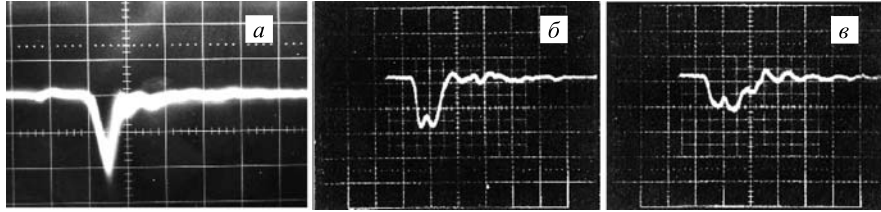


Рис. 9. Сигналы с экрана осциллографа, поступающие непосредственно с анодной проволоки камеры: *а*) развертка — 5 нс/см, чувствительность — 100 мВ/см, $U_{ch} = 3700$ В; *б, в*) развертка — 5 нс/см, чувствительность — 20 мВ/см, газ — пентан, $U_{ch} = 4000$ В

отсутствует вклад медленной ионной компоненты и которые отражают четко выраженные колебательные процессы в лавине.

Разделение электронов по скоростям. Так как дрейфовый ток отсутствует на время задержки катодного сигнала 2–3 нс [19], то источник питания в течение этого времени не совершает работы по разделению зарядов. В результате электроны и ионы перекрываются, что приводит к ослаблению поля в объеме лавины, и она трансформируется в плазменное образование. В этих условиях, из-за отсутствия тормозящих сил от ионов, электроны, находящиеся во фронте плазменного образования, могут перейти в режим слабого ускорения и уйти на анод камеры.

Так, на рис. 10, *а, б* приведены временные спектры, измеренные при разных напряжениях на камере. Временной спектр сигналов с анода камеры 1, полученный при напряжении 2300 В, хорошо описывается распределением Гаусса и указывает на то, что распределение электронов по скоростям приближается к максвелловскому. Распределение 2, полученное при напряжении 3700 В, показывает явное нарушение максвелловского распределения и говорит о наличии в лавине двух групп электронов — быстрых и медленных. Разделение электронов по скоростям начинает проявляться во временных спектрах при напряжении 2900 В и усиливается с повышением напряжения.

Долю «быстрых» электронов (ушедших на анод камеры), содержащихся в спектре 2 (см. рис. 10, *а*), можно определить, если представить в виде суммы двух спектров, описываемых распределением Гаусса. Такая операция показана на рис. 10, *а*, из которого видно, что число быстрых электронов составляет $\approx 30\%$ от их общего числа в лавине.

Различная форма амплитудных спектров, измеренных на аноде и катоде камеры. Так как противоположные заряды связаны собственным полем, то движение электронов экранируется от катода ионным слоем, а движение ионов от анода — электронным. На этой стадии изменение сигналов на аноде и катоде обязано, в основном, протекающим в камере токам смещения, которые вызваны поляризацией электродов изменяющимся электрическим по-

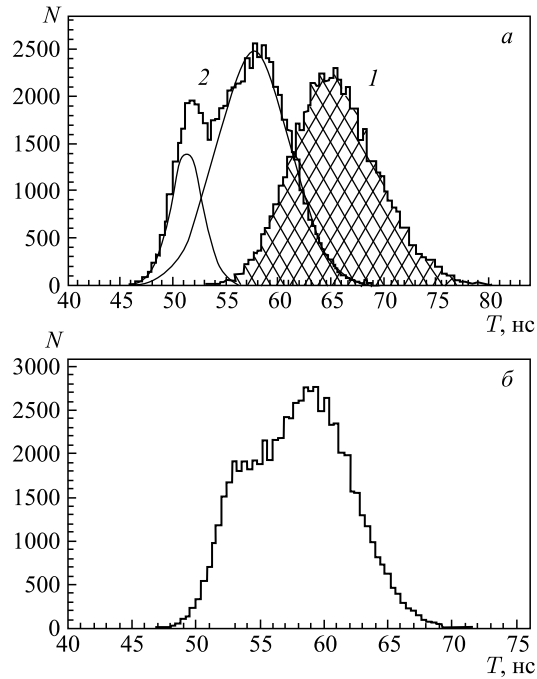


Рис. 10. Временной спектр сигналов с анода камеры при разных напряжениях

лем колеблющихся зарядов. Приближение ионов поляризованного ступка к катоду в процессе колебаний индуцирует на нем на 30 % больше отрицательного заряда, чем наведенного электронами на аноде, так как 30 % «быстрых» электронов, как отмечается выше, ушли на анод [18]. Более быстрый рост сигналов на катоду по сравнению с анодными сигналами с ростом напряжения на камере подтверждается амплитудными спектрами, измеренными на аноде и катоду при напряжении 3,8 кВ (рис. 11). Отношение средних амплитуд анод-

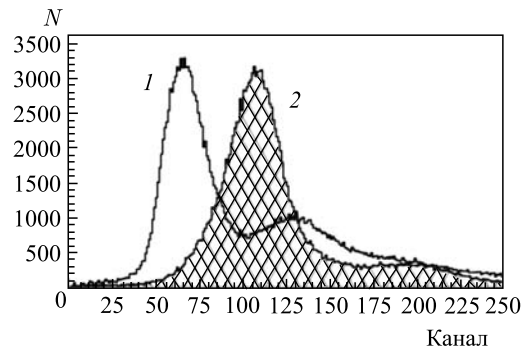


Рис. 11. Амплитудное распределение сигналов, измеренное с газовой смесью 83 % CF_4 + 17 % C_4H_{10} : 1 — спектр катодных сигналов; 2 — спектр анодных сигналов: 3800 В, ослабление — 40 дБ

ных и катодных сигналов составляет 1,6, в то время как в пропорциональном режиме данное отношение больше 3. Таким образом, ответственные за формирование сигналов на электродах камеры диффузионный ток, ток быстрых электронов и токи смещения приводят к разным формам сигналов на аноде и катоде из-за особенностей их протекания в камере и внешней цепи.

Колебания системы, связанной упругими силами, согласно теории колебаний характеризуются коэффициентом связанности [45]:

$$\sigma = \gamma_2 \frac{2n_1 n_2}{|n_1^2 - n_2^2|}. \quad (4)$$

Связанность двух систем наблюдается в характере их взаимодействия, который определяет не только величина сил связи (γ_2), но и близость парциальных частот ($n_1; n_2$) друг к другу. Если величина $\sigma \ll 1$ (а не γ_2), то взаимодействие между системами мало, *связанность* мала. При $n_1 \rightarrow n_2$ коэффициент связанности значительно возрастает даже при небольших значениях связи (γ_2), т. е. малые силы связи оказывают существенное влияние на процессы, если парциальные частоты близки друг другу. В таких случаях части связанной системы колеблются с одинаковыми частотами. Наоборот, при значительной разнице в парциальных частотах даже относительно большие силы связи не сказываются на колебаниях каждой отдельной системы.

В нашем случае колебания поляризованной зарядовой системы, имеющей две степени свободы, также характеризуются двумя модами колебаний [45]. При напряжении на камере $U_k = 3-3,4$ кВ (газовое усиление $\leq 5 \cdot 10^7$) поляризованная зарядовая система имеет относительно низкую плотность ($\leq 10^{13}$ см⁻³). Результирующее поле вблизи ионного слоя будет меньше, чем поле внутри «двойного» слоя [22]. В этом случае связанные заряды колеблются с одинаковой частотой так, как если бы вынуждающая и возвращающая силы были меньше силы притяжения между слоями. Тогда связь между зарядовыми поверхностями достаточна, чтобы совместные колебания совершались в фазе (рис. 7). Примерно через 100–150 нс из-за отсутствия притока энергии и столкновений зарядов с нейтральными атомами колебания затухают. Такая ситуация реализуется в диапазоне напряжений на камере, равном 3300–3700 В, и хорошо видна на рис. 11, а и 12, приведенных в работе [19].

С ростом усиления до 10^8 ($U_k = 3,4-3,7$ кВ) поле на анодной стороне двойного слоя будет уменьшаться медленнее, чем нарастание поля со стороны катода, так как из-за малого расстояния между слоями примерно 30 % ионов, замыкаясь на электроны со стороны анода (электронов на 30 % меньше, чем ионов), усилят поле в этой области (см. рис. 5). В результате возрастает сила, удерживающая электроны. Торможение электронов сопровождается диффузией. Снижение плотности электронного слоя уменьшит поле между слоями, что позволит ионному слою под воздействием вынуждающей

силы (3) оторваться от электронного слоя и начать ускоренное движение к катоду. В результате в колеблющейся системе начнет проявляться вторая мода колебаний. Связанная с относительным движением колеблющихся поверхностей двойного слоя, она и будет определять дальнейшую судьбу развития разряда.

Описанные выше колебания являются автоколебаниями, так как периодические движения возникают в отсутствие внешнего периодического воздействия. Характер колебаний определяется расположением двойного зарядового слоя в неоднородном электрическом поле, которое, компенсируя потери энергии при колебаниях, составляет неотъемлемую часть колеблющейся системы. И самое главное — автоколебательные системы являются принципиально нелинейными системами [45].

Так как колебания близки к синусоидальным (см. рис. 7), то для оценки колебательной скорости и амплитуды смещения двойного зарядового слоя можно воспользоваться выражениями, которые используются для определения параметров колебания заряда в осциллирующем поле:

$$u_e = \frac{eE_1}{m\omega_e} \approx 6,8 \cdot 10^8 \text{ см/с}, \quad a_e = \frac{eE_1}{m\omega_e^2} = 5 \cdot 10^{-4} \text{ см}, \quad (5)$$

где $E_1 = 5,4 \cdot 10^5 \text{ В/см}$ — электрическое поле разделения зарядов на длине α_0^{-1} . Частота совместных колебаний ионов и электронов $\omega = 2\pi f = 5,46 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$ определяется из графиков (см. рис. 7). Колебательная скорость и амплитуда смещения ионов и электронов будут равны $u_i \approx 1,05 \cdot 10^7 \text{ см/с}$, $a_i \approx 1,93 \cdot 10^{-2} \text{ см}$. Таким образом, электроны участвуют одновременно в двух колебательных движениях — собственных плазменных колебаниях ($n_e = 5,7 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $\omega_e = (4\pi n_e e^2/m)^{1/2} = 13,5 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$) и в совместных колебаниях с ионами.

Ионы, обладая колебательной скоростью 10^7 см/с , сместятся к катоду примерно на величину амплитуды колебаний $x = 2 \cdot 10^{-2} \text{ см}$ [19,22]. Движение ионов к катоду с высокой колебательной скоростью приведет к резкому росту тока, который свидетельствует о начале прорастания стримера. Торможение электронов сопровождается их диффузией в течение времени смещения ионов к катоду (см. рис. 7), что уменьшит плотность электронного слоя

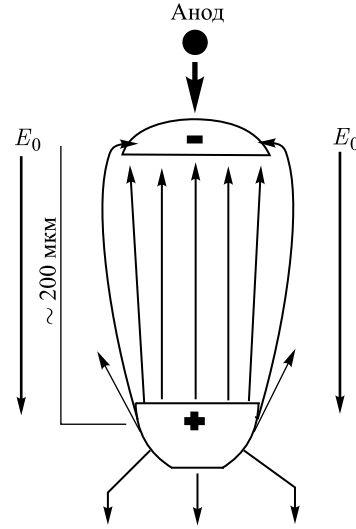


Рис. 12. Силовые линии электрического поля после смещения ионов к катоду

и ослабит поле между электронным слоем и анодом. Увеличение расстояния между зарядами уменьшит вклад радиальной составляющей ионного поля, замкнутого на электроны со стороны анода (см. рис. 12). В итоге электронный слой под действием силы притяжения начнет ускоренное движение к ионному слою, когда его вектор скорости плазменных колебаний будет направлен к ионам. Приращение энергии поля, полученной от источника, будет тратиться на энергетическую подпитку электронов, производящих ионизацию газа.

Из-за больших значений электрического поля в двойном слое ($E_{\text{дв.сл}} \approx 5,4 \cdot 10^5$ В/см) и высокого коэффициента ионизации в газе CF_4 , равного $\approx 4000-5000$ см $^{-1}$ [46], электронному слою достаточно пройти одну ионизационную длину $\alpha^{-1} \approx (2-2,3) \cdot 10^{-4}$ см, чтобы образовать новую пару слоев, содержащих по $(1-2) \cdot 10^8$ частиц. Быстрые электроны нового слоя ($\approx 30\%$) [18] образуют следующий двойной слой и так далее.

Так как волна ионизации совершает работу за счет энергии, накопленной в «конденсаторе» (двойном зарядовом слое) при смещении к катоду ионного слоя, то источник питания не затрачивает энергию на ионизацию, и дрейфовый ток отсутствует. Кроме того, волна ионизации находится между двумя ионными слоями, которые экранируют ее движение от анода и катода камеры. Поэтому перед и за волной ионизации отсутствуют токи смещения. Прорастание звена стримера прекратится, когда расстояние между последним электронным слоем и авангардным слоем ионов станет меньше ионизационной длины. Последний электронный слой под действием сил отталкивания со стороны электронных слоев звеньев стримера сомкнется с авангардным ионным слоем. Образовавшаяся плазменная система, не получая энергетической подпитки, быстро распадется.

Прорастание стримера звеньями будет сопровождаться световыми импульсами, вызванными втеканием тока в каждое новое звено. В экспериментах по оптическим наблюдениям разряда этот эффект наблюдался как мерцающий характер пробоя [24, 25].

С энергетической точки зрения прекращение прорастания стримера можно оценить следующим образом. Расходуемая источником питания энергия при смещении ионного слоя, содержащего 10^8 ионов, на величину длины звена стримера, равную примерно амплитуде колебания [19] $\Delta x \approx 2 \cdot 10^{-2}$ см, определяется выражением

$$A = \frac{(eN_i)^2}{2\epsilon_0\pi R_0^2} \Delta x = 6,4 \cdot 10^{-8} \text{ Дж} \approx 4 \cdot 10^{11} \text{ эВ}, \quad (6)$$

где $R_0 = 1,2 \cdot 10^{-2}$ см — радиус электронной «пластины», или радиус стримера. На этой длине образуются 20 двойных слоев (см. ниже). Энергия, требуемая на создание одного двойного слоя, равна $\approx 3,2 \cdot 10^{-9}$ Дж. Данная энергия обеспечивается при напряженности электрического поля «конденсатора» $E \approx 10^4$ В/см. Следовательно, если электрическое поле, создаваемое

зарядами двойного слоя, будет меньше данной величины, то стример прорасти не сможет.

Таким образом, *стример обеспечивает свое продвижение не сильным полем перед своей головкой («конденсатором»), а благодаря приращению энергии электрического поля, полученного от источника питания при смещении ионной «пластины» относительно электронной. Накопленная энергия в «конденсаторе» будет тратиться на энергетическую подпитку электронов, производящих ионизацию газа в области движения волны ионизации.* Отметим, что такой механизм зависит только от мощности источника, обеспечивающего достаточный ток для быстрой зарядки «конденсаторов» ионизованного канала и не зависит от величины внешнего поля.

В работе [11] отмечается, что при удлинении ионизованного канала на отрезок, равный нескольким радиусам головки стримера, поле, создаваемое у головки зарядами канала, а также радиус самой головки практически не меняются. Это можно объяснить тем, что исходный авангардный ионный слой после развала заменяется последним ионным слоем первого звена стримера. На новую головку стримера вновь действует вынуждающая сила, направленная к катоду, и все процессы, формирующие следующее звено стримера, повторяются.

Быстрое формирование каждого звена стримера со скоростью $v_{стр} = e\mu_e n_i R_0 / 2\epsilon_0 \approx 5 \cdot 10^8$ см/с завершается остановкой канала на 1–1,5 нс, необходимой для отхода ионного слоя к катоду, чтобы обеспечить энергетические условия для создания очередного звена ионизованного канала. Сформировавшаяся таким образом из двойных зарядовых слоев структура ионизованного канала и есть стример. *Приведенный процесс отражает механизм прорастания стримера как волны ионизации, профиль которой равен толщине электронного слоя ($\approx 3 \cdot 10^{-4}$ см), а ширина фронта равна поперечному размеру образовавшегося ионизованного канала, т. е. $S = \pi R_0^2$ [22].* Наиболее близкий механизму прорастания стримерного канала в работе [11] обсуждается механизм, основанный на распространении волны ионизации с очень малым поперечным размером, сравнимым с шириной ее фронта.

На рис. 13 приведена фотография стримерной вспышки, полученная при помощи высокоскоростной ПЗС-камеры PicoStar HR12 [47]. Снимок прекрасно подтверждает описанный выше механизм прорастания стримера отдельными звеньями. Авторы работы определили эти звенья как тонкую структуру стримера. Согласно нашим представлениям, *звенья стримера обладают сверхтонкой структурой в виде двойных зарядовых слоев, благодаря которым обеспечивается динамическая устойчивость стримера и его энергопитание.*

В такой системе благодаря дальнедействующему кулоновскому взаимодействию между разноименными слоями должна происходить перекачка энергии от квазиколеблющихся электронов к ионам [10]. Скорость передачи энер-



Рис. 13. Катодонаправленный стример в стробоскопическом режиме. $P = 740$ Торр, $U = 30$ кВ

гии ионам от электронов в стримере, когда их температура выше температуры ионов, согласно работе [10], определяется формулой

$$\frac{d\epsilon}{dt} = \frac{4\pi n_e Z^2 e^4}{m_i v_e} \ln \Lambda, \quad (7)$$

где n_e — плотность электронов; v_e — колебательная скорость электронов; Z — заряд CF_4 . При $T_e = 3$ эВ и $n_e = 3,5 \cdot 10^{14}$ см³ кулоновский логарифм $\ln \Lambda = 7,47 + 1,5 \log T_e[\text{K}] - 0,5 \log n_e \approx 8$. Следовательно, согласно уравнению (7), скорость передачи энергии от электронов ионам будет равна $d\epsilon/dt \approx 10^7$ эВ/с. Для передачи ионам энергии порядка 0,5 эВ потребуется время $4 \cdot 10^{-8}$ с, чтобы быстро повысить температуру ионов до ≈ 5800 °С и устранить захват электронов лавины атомами кислорода.

В образовавшейся структуре с чередующимися зарядовыми слоями возникает особенность, связанная с устойчивостью системы. Рассмотрим три чередующихся слоя, расположенных внутри ионизованного канала (рис. 14, а). Заряд ближайшего к аноду ионного слоя обозначим q_1^+ , электронного слоя — q_2^- , а второго слоя ионов — q_3^+ . Причем заряд электронного слоя, находящегося между ионными слоями, равен $0,7|q_1^+|$ и $q_1^+ = q_3^+$. Такая система обладает неустойчивым равновесием, которое реализуется при равенстве нулю суммы сил, действующих на каждый из зарядовых слоев:

$$F_1 = F_2, \quad F_{13} = F_1, \quad F_2 = F_{13}, \quad (8)$$

где F_1 — сила взаимодействия зарядов q_1^+ и q_2^- ; F_2 — сила взаимодействия зарядов q_2^- и q_3^+ ; F_{13} — сила взаимодействия зарядов q_1^+ и q_3^+ . Пусть расстояние между зарядами q_1 и q_2 равно x_1 , между q_2 и q_3 — x_2 , а между q_1 и q_3 — d . Тогда

$$F_2 = F_{13} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_2^- q_3^+}{x_2^2} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1^+ q_3^+}{d^2}, \quad \frac{q_2^-}{x_2^2} = \frac{q_1^+}{d^2}. \quad (9)$$

Так как $|q_2^-| = 0,7q_1^+$, то $x_2 = 0,836d$, а $x_1 = 0,164d$, где d — расстояние между ионными слоями. Расстояние x_1 между центрами тяжести зарядов q_1^+ и q_2^- устанавливается в процессе развития лавины и равно $\approx 5 \cdot 10^{-4}$ см (ширина электронного слоя $\approx 3 \cdot 10^{-4}$ см и длина ионизации $\alpha^{-1} \approx 2 \cdot 10^{-4}$ см,

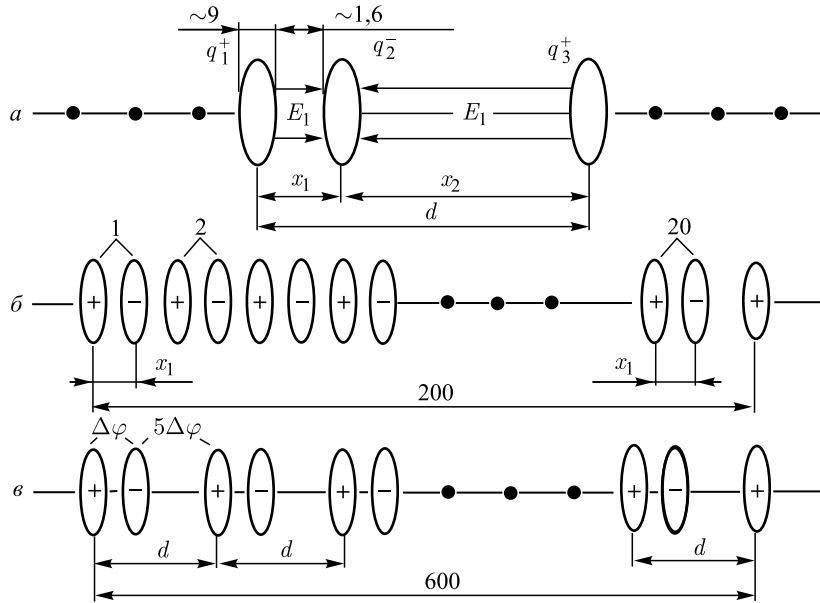


Рис. 14. Схематическая структура ионизованного канала: а) к расчету равновесия зарядовой системы; б) ионизованный канал после его завершения; в) ионизованный канал после установления динамического равновесия. Расстояния приведены в мкм

см. ниже). Следовательно, $d \approx 30 \cdot 10^{-4}$ см, а $x_2 \approx 25 \cdot 10^{-4}$ см. Если заряд q_2^- приблизится к заряду q_1^+ , то сила притяжения между ними превысит силу отталкивания со стороны заряда q_3^+ , и равновесие нарушится. Заряды q_1^+ и q_2^- сомкнутся, а заряд q_3^+ начнет двигаться к катоду. Но если слева от трехслойной системы имеются чередующиеся слои (рис. 14, б), то они будут препятствовать сближению зарядов q_2^- и q_1^+ и усиливать отталкивающее действие заряда q_3^+ . Как только заряд q_3^+ удалится от электронного слоя на расстояние x_2 , так начнет выполняться условие (8), и он остановится. При этом разность потенциалов между слоями q_2^- и q_3^+ увеличится до $\Delta\varphi_2(x_2/x_1) \approx 5\Delta\varphi \approx 360$ В, и поле между зарядами q_2^- и q_3^+ станет равным полю между зарядами q_1^+ и q_2^- . Для выполнения условия равновесия (8) необходимо, чтобы в канале установились расстояния, равные значениям x_1 и x_2 (см. рис. 14, а). Если расстояние между одноименными зарядовыми слоями в прорастающем канале, равное $2x_1 \approx 10 \cdot 10^{-4}$ см, принять за шаг лавин, то на длине смещения ионного слоя, равной амплитуде ионных колебаний $a_i \approx 2 \cdot 10^{-2}$ см, должно образоваться 20 двойных слоев (см. рис. 14, б). Прорастание канала будет сопровождаться установлением расстояний x_1 и x_2 . Установление расстояний между слоями канала будет протекать со скоростью, равной скорости ионов, поэтому этот процесс существенно медлен-

ней, чем время прорастания канала. В результате длина канала возрастет до $L_k \approx 20d \approx 600$ мкм (рис. 14, в).

Чередующиеся двойные слои можно представить как *последовательно включенные конденсаторы, на каждом из которых поочередно устанавливается разность потенциалов, равная $\Delta\varphi_2 \approx 72$ В или $5\Delta\varphi_2 \approx 360$ В*. Согласно оценкам, представленным в работе [22], разность потенциалов на канале длиной 600 мкм будет равна $\Delta\Psi_{2k-1} = k\Delta\varphi_2 + (k-1) \cdot 5\Delta\varphi_2$, где k — число двойных слоев. При $k = 20$, $\Delta\Psi \approx 8900$ В. *Благодаря разности потенциалов в ионизированный канал регулярно втекает порция тока для зарядки каждого нового звена стримера, образующегося при его прорастании.*

Вопрос устойчивости чередующихся зарядовых слоев является определяющим, поэтому рассмотрим его подробнее. После установления расстояний x_1 и x_2 расстояние между одноименными слоями канала будет равно «динамической постоянной» d (см. рис. 14, а, в). Электрическое поле внутри каждого двойного слоя станет равным сумме полей, созданных по отдельности электронными и ионными зарядами. В статическом состоянии поле в области расположения электронных слоев должно быть равным нулю (см. рис. 14, а). Однако из-за диффузии, столкновений с молекулами и ионизации внутри слоя его электронный заряд подвержен постоянному изменению во времени. Смещение электронов в радиальном направлении сильно ограничено полем ионов, поэтому все возмущения будут протекать в продольном направлении между слоями.

Так как возмущения возникают флуктуационным образом, то в канале появится изменяющееся во времени электрическое поле. Благодаря данному полю обеспечивается связь между слоями, и возникающие в них любые локальные изменения мгновенно передаются по длине канала. Даже самое ничтожное отклонение в характере электронного слоя вызовет сильное электрическое поле, препятствующее дальнейшему отклонению. Это свойство зарядовой системы и «неизменность» расстояний между ионными слоями из-за их инерционности вынуждают электронные слои находиться в динамическом состоянии в области своего равновесия. Поэтому для сохранения устойчивости канала электронные слои под влиянием изменяющегося электрического поля будут пребывать в квазиколебательном движении с переменными периодом и амплитудой (рис. 15). Началом перехода плазменного режима [18] в стримерный является момент возникновения высокочастотных колебаний, которые наложившись на задний фронт токового сигнала на аноде при работе камеры в плазменном режиме. На рис. 16 представлен фрагмент нижней осциллограммы (рис. 15, а), который демонстрирует характер поведения электронных слоев в канале. Примерную структуру установившегося ионизированного канала можно представить, как показано на рис. 14, в. Рассмотрев структуру ионизированного канала и протекающие внутри него процессы, можно заключить, что *если по каким-то внешним причинам стример (или лидер, см. ниже)*

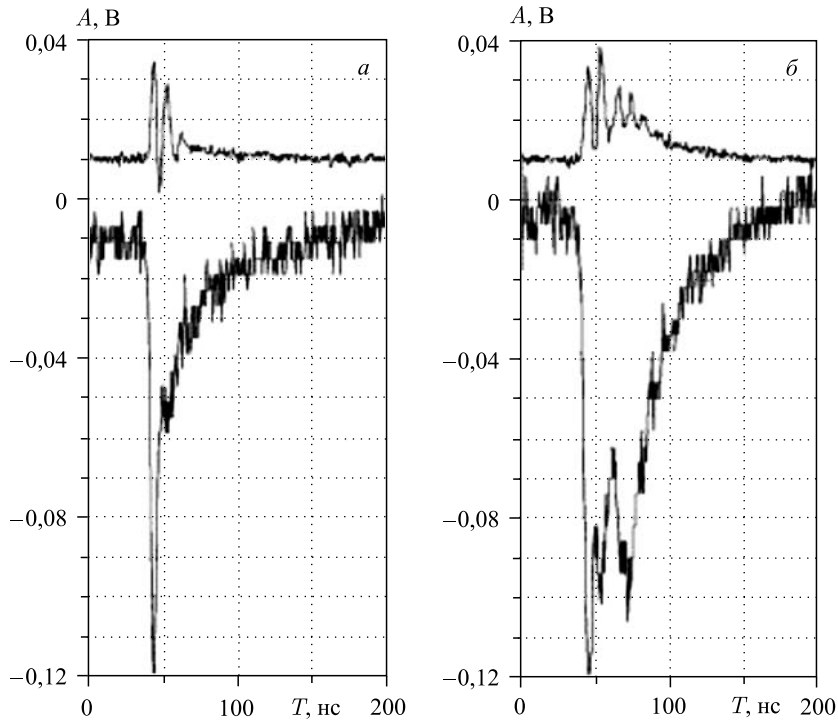


Рис. 15. Образование стримера в газовой смеси 90 % CF_4 + 9,88 % C_4H_{10} + 0,12 % Hg . Ослабление анодных сигналов 10 дБ (нижние осциллограммы)

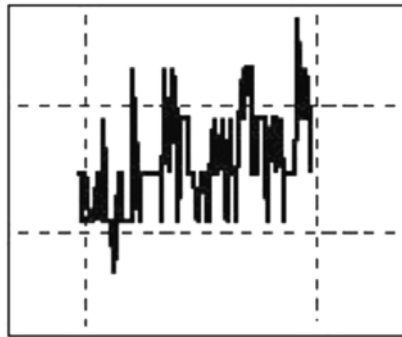


Рис. 16. Характер поведения электронных слоев в ионизованном канале

замкнется сам на себя, то образовавшийся нейтральный ионизованный канал перейдет в устойчивое состояние с продолжительным временем жизни благодаря энергии, запасенной в «конденсаторах».

Подводя итоги экспериментального исследования развития электронной лавины в проволочных камерах в режиме большого газового усиления, можно утверждать следующее: для формирования в электронной лавине двойного зарядового слоя и проявления физических процессов, обеспечивающих переход электронной лавины в стример, необходимо выполнение условия (2) — в единице объема лавины, равной α^{-3} (см³), число электронов N_e должно быть $\geq N_{кр}$. Для перехода лавины в стример достаточно, чтобы электрическое поле, созданное зарядами внутри двойного слоя $E_{дв.сл}$, при вытесненном внешнем поле, было сравнимо с результирующим полем E_1^- , находящимся непосредственно за электронным слоем, и меньше результирующего поля E_1^+ за ионным слоем (см. [22]).

На рис. 15 приведены осциллограммы, отражающие формирование стримера. Рис. 15, а иллюстрирует токовый сигнал от ионного слоя при его смещении к катоду камеры. Смещение ионов началось при спаде токового сигнала, отвечающего плазменному режиму, который легко идентифицировать по его весьма малой длительности. Хорошо видно, что длительность наложившегося сигнала, равная 150 нс, соответствует длительности сигналов, образующихся в самогасящемся стримерном режиме [20, 21], и примерно в 30 раз превосходит длительность сигнала, образующегося в плазменном режиме [18, 19]. На рис. 15, б показано образование двух звеньев стримера. Верхняя осциллограмма с контрольных проволок отражает образование двух двойных слоев, из которых прорастают два звена стримера, которые хорошо видны на нижней осциллограмме.

На основании изложенных экспериментальных данных дадим определение стримера.

Стример — это последовательность чередующихся электронных и ионных слоев, динамическую устойчивость которых обеспечивают квазиколебательные движения электронов в самосогласованном электрическом поле. Благодаря большому запасу внутренней энергии, локализованной в двойных зарядовых слоях («конденсаторах»), осуществляется энергетическая подпитка стримера в течение времени его жизни как во внешнем электрическом поле, так и без него.

Отметим, что информация о новых быстротечных физических процессах, сопровождающих переход электронной лавины в стример, получена в узкозазорных многопроволочных камерах. Как показали исследования, они являются удобным инструментом для изучения области перехода лавины в стример благодаря их высокому временному разрешению и возможности получать информацию о величине индукции зарядов лавины одновременно с нескольких электродов. Эти свойства узкозазорных камер качественно отличают их от используемых методик в физике газового разряда.

Таким образом, изучение и анализ описанных выше процессов, проявляющихся в предстримерной области газового разряда, позволяют заключить,

что они являются, по сути, сопутствующими процессами, обеспечивающими переход электронной лавины в стример, и могут быть интерпретированы как проявление свойств двойного зарядового слоя, находящегося во внешнем электрическом поле. Динамика формирования стримера отражает этапы последовательного перехода стримерного разряда в качественно новые, более сложные структурированные состояния, в которых происходит нарастание внутренней согласованности зарядовых систем, вследствие чего обеспечивается устойчивость ионизованного канала.

Модель, основанная на новых экспериментальных данных, позволяет описать все процессы, связанные с формированием и прорастанием стримера как в сильном внешнем электрическом поле, так и в слабом. Модель определяет структуру стримера, причину его устойчивости, раскрывает механизмы возникновения затравочных электронов, волны ионизации и причину быстрого нагрева ионизованного канала, а также позволяет раскрыть механизмы протекания явлений, обнаруженных в последние годы в грозовых разрядах, например, генерацию нейтронов и когерентное излучение.

Ниже показано, как можно решить актуальные проблемы грозового разряда с точки зрения представленной модели.

3. ДИНАМИКА ФОРМИРОВАНИЯ ЛИДЕРА

3.1. Лавинно-стримерный и стримерно-лидерный переходы. Динамика формирования стримера была показана в разд. 2, поэтому перейдем к рассмотрению стримерно-лидерного перехода. Если рассматривать каждый «длинный стример», находящийся внутри конуса стримерной зоны лидера, как элемент тока, то суммарный ток стримеров создаст магнитное давление. Так как стримеры не образуют единую плазменную среду, то суммарное давление, создаваемое каждым из них, вызовет стягивание стримеров к оси конуса.

На фотографиях (рис. 17, *а, б*), сделанных в ЛЯП ОИЯИ на установке «Тесла», видны практически одинаковые нити множества стримеров, что является подтверждением трансформирования электронной лавины в стример только при достижении в ней конкретной плотности зарядов [9–11]. Идентичность стримеров позволяет сделать заключение об идентичности их волновых свойств. *Поэтому сближение стримеров может привести либо к формированию плотного канала, состоящего из стримеров (возможно, такому объединению будет препятствовать радиальное поле ионов), либо к интерференции электромагнитных волн, создаваемых колеблющимися в стримерах с близкими фазами электронными слоями. Такие волны объединятся в результирующую волну высокой интенсивности, что приведет к ее нелинейному взаимодействию с зарядовыми слоями стримеров. Под дей-*

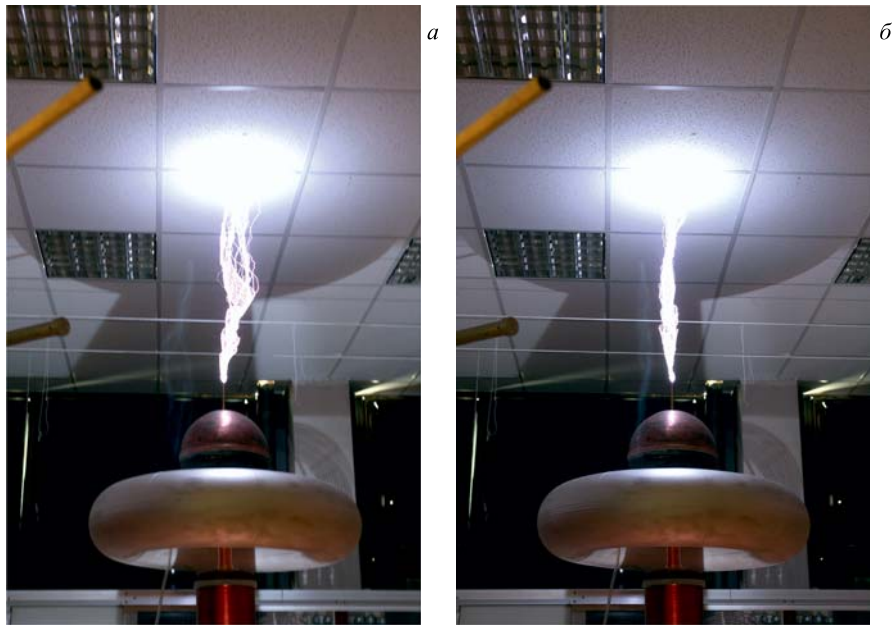


Рис. 17. Разряд трансформатора «Тесла» с энергией возбуждения: а) 25 Дж; б) 27 Дж. Время экспозиции 0,1 с

ствием образовавшейся волны «длинные стримеры» с близкими фазами колеблющихся электронных слоев сольются, образуя подобную стримерам более плотную структуру лидера.

В грозовом разряде стримерная корона содержит примерно 10^5 стримеров [10]. Согласно данным, приведенным в работах [10, 48, 49], электронная лавина в воздухе трансформируется в стример, когда число ионов в ней равно $n_i \approx 10^9$. Достигаются такие значения благодаря присутствию в грозовой атмосфере паров воды в количестве 1,65 % [31]. Пары воды выполняют роль электроотрицательной примеси и обеспечивают развитие лавины при более высоких напряжениях. При этом плотность лавины, а значит и всех зарядовых слоев стримера, равна $\approx 10^{14} \text{ см}^{-1}$ [10]. Предположим, что все электронные слои стримеров в результате взаимодействия с интенсивной волной стали колебаться с одинаковыми фазами. Это при их стягивании к оси разряда приведет к объединению в лидерный канал и увеличит количество ионов в каждом слое до $N_i \approx 10^5 n_i \approx 10^{14}$. Радиус лидерного канала молнии $R_{л}$ равен $\approx 3 \text{ см}$ [11, 49]. Используя эти значения, оценим величину емкости двойных слоев C_0 и значения потенциалов (φ_+ , φ_-) в непосредственной близости от их поверхностей. Оценка расстояния между слоями дает значение, рав-

ное $\approx 3 \cdot 10^{-1}$ см. Следовательно, емкость каждого двойного слоя лидерного канала равна $\approx C_0 \approx \epsilon_0 \pi R_0^2 / d \approx 8,34 \cdot 10^{-12}$ Ф. Потенциал, создаваемый ионным слоем вблизи своей поверхности, $\varphi_+ \approx eN_i / \pi^2 \epsilon_0 R_{\pi} \approx 6 \cdot 10^6$ В. Так как электронов на 30 % меньше, то потенциал, создаваемый электронным слоем лидера, будет равен $\varphi_- \approx -4,2 \cdot 10^6$ В. Энергия, запасенная в двойном зарядовом слое лидера, определяется выражением $w = C(\varphi_+ - \varphi_-)^2 / 2$ и равна ≈ 867 Дж. Энергия, вносимая в канал молнии длиной $L = 3$ км импульсом тока, будет равна $W = wL/d \approx 8,67 \cdot 10^8$ Дж. Именно эта энергия затрачивается на сохранение структуры канала во времени. Энергия лидера постоянно поддерживается током, втекающим в лидер из основания канала, благодаря огромной разности потенциалов на концах лидерного канала. Из оценки энерговклада в канал молнии следует, что благодаря своей структуре, состоящей из двойных зарядовых слоев («конденсаторов»), лидерный канал обеспечивает себе большую погонную емкость, чем погонная емкость чехла, который формирует вокруг ионизованного канала из положительных зарядов отмерших стримеров [12].

Возвращаясь к фотографиям (см. рис. 17, а, б), отметим, что магнитное давление из-за низкого тока в стримерах не может полностью компенсировать сопротивление вязкой атмосферы, что приводит к возникновению результирующей силы, заставляющей стримеры двигаться по винтовой линии.

3.2. Температура газа в канале. Из-за инерционности ионных слоев расстояние между ними практически не меняется, а электронные слои вблизи своего равновесия находятся в квазиколебательном движении с переменными периодом и амплитудой (см. рис. 16). Вследствие этих колебаний обеспечивается динамическая устойчивость стримерного канала. В такой системе из-за сильного кулоновского взаимодействия между разноименными слоями должна происходить перекачка энергии от колеблющихся электронов к ионам [10, 45]. Скорость передачи энергии ионам от электронов в стримере, когда температура электронов намного выше температуры ионов, определяется выражением (7) и равна $d\epsilon/dt \approx 10^7$ эВ/с.

Для перекачки ионам энергии порядка 0,5 эВ потребуется время $5 \cdot 10^{-8}$ с, которое позволит быстро повысить температуру ионов до ≈ 5800 °С, разрушить отрицательные ионы, замедлить рекомбинацию и создать условия для ассоциативной ионизации: $N + O \rightarrow NO^+ + e$.

3.3. Проводимость и нагрев лидерного канала. Согласно существующим представлениям [11] при контакте с землей лидерная головка молнии принимает потенциал земли и ее заряд практически мгновенно стекает в землю. Эта «разгрузка» происходит путем распространения по каналу от земли к облаку волны нейтрализации заряда лидера, которую называют стреловидным лидером. Скорость стреловидного лидера приближается к скорости света и составляет $(0,3-0,5) \cdot 10^8$ м/с. Движение сопровождается ярким свечением фронта волны. Между фронтом волны и землей по каналу течет сильный

ток, уносящий к земле заряд с «разгружающихся» участков канала. Амплитуда тока зависит от первоначального распределения потенциала вдоль канала. В среднем она близка к 3 кА, а для наиболее мощных молний достигает 100–200 кА. Перенос столь сильного тока сопровождается интенсивным выделением энергии. Благодаря этому газ в канале быстро нагревается и расширяется — возникает ударная волна.

Канал молнии разряжается со скоростью стреловидного лидера $v_{стр}$, которая на два-три порядка выше скорости прорастания ступенчатых лидеров v_L . Соответственно канал разряжается в $v_{стр}/v_L \approx 10^2-10^3$ раз более сильным током, нежели лидерный $I_L \approx \tau_0 v_L \approx 100$ А. Во столько же раз должно уменьшаться и погонное сопротивление канала R_0 при переходе от лидерной стадии к главной. Причиной уменьшения сопротивления считается нагрев канала при прохождении сильного тока [11].

Однако из сказанного следует явное противоречие. Действительно, перед контактом ступенчатого лидера с землей канал обладал высоким сопротивлением, способным пропускать ток не более 100 А. Движение по каналу от земли к облаку волны нейтрализации со скоростью, сопоставимой со скоростью света ($\approx 0,5 \cdot 10^8$ м/с), не означает, что это какое-то электромагнитное возмущение. На самом деле это фазовая скорость процесса [11]. Но, как показывают исследования, в этом же канале наблюдается высокая скорость распространения обратной волны тока. Это возможно, если в установившемся состоянии за фронтом волны главной стадии молнии удельное сопротивление канала будет равно $R \approx 10^{-3}-10^{-4}$ Ом/см, а полное омическое сопротивление всего канала молнии, длиной в несколько километров, должно быть порядка 10^2 Ом [11]. То есть имеем взаимоисключающие требования: чтобы нагреть канал с целью уменьшения его сопротивления, нужен большой ток, но чтобы получить большой ток, необходимо нагреть канал. Отсюда следует, что в канале как протекал лидерный ток, так он и будет протекать, не вызывая при этом каких-либо резких изменений в ступенчатом лидере. Следовательно, *высокая температура ионизованного канала должна обеспечиваться некоторым процессом, протекающим одновременно с прорастающим к земле ступенчатым лидерным каналом молнии.*

Согласно изложенному выше, лидер по своей структуре представляет собой систему из последовательно включенных двойных зарядовых слоев — «конденсаторов», которые можно назвать «накопительными конденсаторами». На каждом этапе прорастания лидера втекание тока в «накопительные конденсаторы» со стороны грозового облака обеспечивает их энергией. Часть этой энергии затрачивается на поддержание колеблющихся электронных слоев, т. е. структуры канала. Так как единственным ограничителем лидерного тока при его прорастании является его проводимость, то «накопительные конденсаторы» с зазором между «пластинами», равным $\approx 3 \cdot 10^{-1}$ см, заряжаются до пробоя. Поэтому ионизованный канал молнии постоянно нахо-

дится в *разрядном режиме* до завершения главной стадии. Реализация данного режима работы осуществляется благодаря большой мощности грозового облака (100–1000 МВт [3]). Отметим, что именно пробой «накопительных конденсаторов» является основным источником свечения ступеней лидерного канала при втекании в них тока. В случае многокомпонентной молнии все процессы повторяются. При пробое образуются стримеры, замыкающие «пластины» «накопительных конденсаторов», которые распределяются по цилиндрической поверхности вдоль канала ступенчатого лидера. Замыкающие стримеры в количестве n штук, обладая индуктивностью $L = nL_0 = n(\mu_0/2\pi) \ln(d/r_0) = n(2 \cdot 10^{-7})$ Гн/м (L_0 — индуктивность одного замыкающего стримера, $r_0 = 10^{-1}$ см — радиус замыкающего стримера), вместе с «конденсаторами» образуют параллельные колебательные контуры, последовательность которых формирует ионизированный канал нисходящего лидера (рис. 18). Дуга, нарисованная наверху индуктивно-емкостной системы, отражает «емкостную» связь канала с зарядами грозового облака.

Энергия, затраченная «конденсаторами» при их пробое на нагрев нисходящего лидера и сохранения его структуры, будет постоянно пополняться током грозового облака, который является током лидера $I_{л}$ в период его прорастания к земле. Заметим, что пока лидер не замкнут на землю, в параллельных контурах будет постоянно проходить энергетический обмен между индуктивностью и «конденсатором». Продолжительность каждого такого цикла равна $t = \pi\sqrt{CL} = 5,7 \cdot 10^{-9}$ с. Благодаря замкнутости тока в каждом колебательном контуре (см. рис. 18) энергия в них поочередно накапливается то в виде энергии электрического поля заряженного конденсатора, то в виде энергии магнитного поля индуктивности. При этом в колебательных контурах протекает собственный контурный ток $I_{кт}$, превосходящий по величине ток подпитки прорастающего лидера $I_{л} \approx 100$ А в Q раз, где Q — добротность колебательного контура. Таким образом, в течение времени прорастания лидера к земле в каждом колебательном контуре циркулирует сильный за-

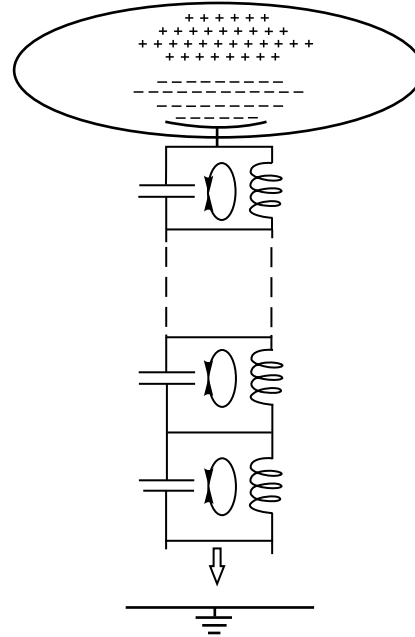


Рис. 18. Эквивалентная схема структуры лидера, прорастающего к земле (стрелки отражают поочередное изменение направления тока в колебательных контурах)

мкнутый ток, который производит постоянный нагрев соответствующего ему участка замыкающих стримеров. Замыкание лидера с землей приведет к равномерному распределению существующей разности потенциалов обратного знака между землей и облаком на одинаковых двойных заряженных слоях — «конденсаторах».

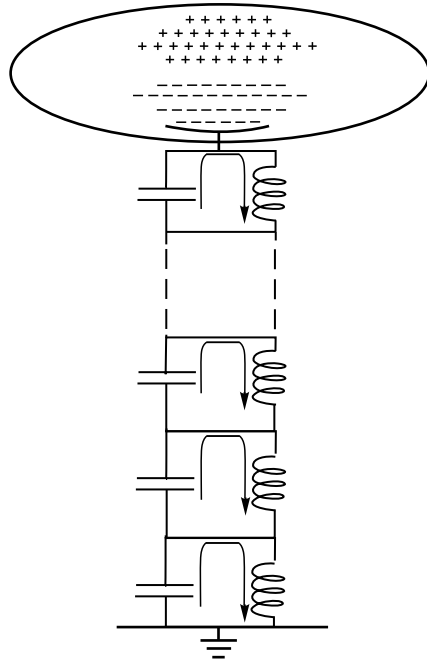


Рис. 19. Разряд накопительных конденсаторов при контакте лидера с землей

Ионизированный канал отрицательного нисходящего лидера будет не просто терять при этом свой отрицательный заряд, но и приобретет положительный, т. е. он не только разряжается, но и перезаряжается. При перезарядке «конденсаторов» их энергия не спадает до нуля, так как на них устанавливается новая разность потенциалов, определяемая напряжением «облако–земля».

Распределение новой разности потенциалов (или волны нейтрализации [12]) происходит со скоростью $\approx (0,3-0,5) \cdot 10^{10}$ см/с. При этом «конденсаторы», в соответствии с этой скоростью, разряжаются на нагретые замыкающие стримеры, и ток большой силы мгновенно стекает по ним в землю (рис. 19).

Перезарядка емкостей в момент распределения на них потенциала «земля–облако» сопровождается их разрядом, что является причиной свечения фронта волны — стреловидного лидера. Так как ток разряда «конденсаторов» локализуется в плазменные шнуры, находящиеся на цилиндрической поверхности вне лидерного канала, то эффекты, связанные с большими токами (нагрев и ударная волна), не затрагивают лидерный канал, и он сохраняется для последующих компонент грозового разряда. Мощный импульс тока, стекающего по каналу, приведет также к фазировке электронов плазменного шнура и электронных слоев, что дополнительно понизит сопротивление канала и позволит пропустить импульсы тока с амплитудой до 200 кА. Обратный стреловидный лидер, движущийся от облака к земле со скоростью $\approx 10^7$ м/с [11], быстро зарядит разряженные «конденсаторы» лидерного канала. Контакт тока с землей вновь приведет к переполусовке потенциалов на двойных слоях и их последующему разряду. Для многокомпонентных молний описанные выше процессы повторяются неоднократно.

Отметим, что благодаря предложенной структуре и механизму нагрева лидерного канала потеря энергии на нагрев окружающего холодного воздуха сокращается до минимума.

Следует также подчеркнуть особенности заряда и разряда «накопительных конденсаторов», чьи «пластины» состоят из электронных и ионных слоев. Так как заряд слоев неизменен, то зарядка «конденсатора» выражается в увеличении расстояния между «пластинами», в результате чего увеличивается на них разность потенциалов, а значит, и энергия «конденсатора». Разряд таких «конденсаторов», при их перезарядке до меньших потенциалов, сопровождается уменьшением зазора между слоями.

В отношении молнии заряд «накопительных конденсаторов» сопровождается увеличением эффективной ее длины и скорости прорастания к земле. А перезарядка «конденсаторов» и последующий их разряд приводят к уменьшению длины молнии, чем разрывается ее контакт с землей. Это, в свою очередь, позволит максимально зарядить емкостную систему ионизованного канала и нагреть его для следующей компоненты молнии.

Рассматриваемый механизм формирования высокой проводимости лидерного канала дает возможность по-другому взглянуть на механизм искрового пробоя. Источником сильного тока при искровом разряде является не источник напряжения, а импульсный разряд накопительных емкостей, образующих структуру стримера или лидера. В подтверждение сказанного рассмотрим стримерные разряды, получаемые на трансформаторе «Тесла» в ЛЯП ОИЯИ. Если разряд распространяется в воздухе в направлении заземленной проводящей плоскости площадью 110×110 см, но не достигает ее, то стримерные каналы имеют слабую светимость, а суммарный ток, создаваемый ими в шунте на земляном конце, не превышает 5 мА. Если же стримеры контактируют с заземленной плоскостью, то они ярко вспыхивают и через шунт, установленный в месте заземления проводящей плоскости, проходит импульсный ток в 300–350 А. Понятно, что трансформатор «Тесла» мощностью 5 кВт с выходным напряжением $\approx 10^6$ В не может быть источником столь сильных токов.

3.4. Прорастание стримера в слабом поле. Потенциал авангардного ионного слоя стримера (головки стримера) в грозовом разряде вблизи своей поверхности равен $\varphi_+ = \sigma_+ R_0 / \pi \epsilon_0 = e N_i / \pi^2 \epsilon_0 R_0 \approx 1,8 \cdot 10^4$ В, где $R_0 \approx 10^{-1}$ см — радиус стримера, а $N_i \approx 10^9$ — число ионов [10]. Такой потенциал вместе с распределенным потенциалом от источника внешнего поля нужен прежде всего для создания скачка потенциала на положительной поверхности головки стримера (см. рис. 6), чтобы ионный слой под действием возникшей вынуждающей силы (3) смог начать движение к катоду. Отметим, что аналогичный механизм скачка потенциала в головке стримера должен реализоваться в плоском искровом промежутке, вследствие чего в области прорастания стримера электрическое поле становится неоднородным.

Потенциал электронного слоя в головке стримера будет равен $\varphi_- = -0,7\sigma_+ R_0 / \pi\epsilon_0 = -eN_i / \pi^2\epsilon_0 R_0 \approx -1,2 \cdot 10^4$ В. Следовательно, разность потенциалов между слоями составит $\Delta\varphi \approx 3 \cdot 10^4$ В. Электрическое поле и расстояние между электронным и ионным слоями равны соответственно $E = \sigma / \epsilon_0 = 5,75 \cdot 10^4$ В/см, $h = \Delta\varphi / E = 0,52$ см. Согласно работе [50] эффективный коэффициент ионизации $\alpha_{эф} = (\alpha - a)$ при $E/p = 75,65$ В/(см · Торр) равен 90 см^{-1} , где a — коэффициент прилипания электронов к кислороду.

При таком коэффициенте ионизации затравочные электроны в количестве $N_0 = 3 \cdot 10^8$ создадут в результате размножения следующий двойной зарядовый слой с числом ионов $N_i = 10^9$ на длине x . Длину ионизации x найдем из выражения для коэффициента газового усиления $M = N_i / N_0 = \exp(\alpha x)$, т. е. $x = \ln(N/N_0) / \alpha = 0,0366$ см. Следовательно, в одном звене прорастающего стримера в грозовом разряде будет содержаться $h/x \approx 14$ двойных зарядовых слоев.

Работа, совершаемая источником питания или грозовым облаком против электрических сил при перемещении ионов на величину h , целиком идет на приращение энергии поля «конденсатора». Величина работы определяется выражением (7) и равна $A = \Delta W = 2,4 \cdot 10^{-6}$ Дж = $1,5 \cdot 10^{13}$ эВ. Энергия в двойном зарядовом слое, полученная от источника питания, будет тратиться на энергетическую подпитку электронов. Они произведут ионизацию газа внутри «конденсатора» при движении к авангардному ионному слою. Запасенной энергии вполне достаточно, чтобы в процессе ионизации образовать 14 двойных зарядовых слоев.

Таким образом, *продвижение волны ионизации (прорастание стримера) зависит только от мощности источника, обеспечивающего достаточный ток для быстрой зарядки «накопительных конденсаторов» ионизованного канала, и не зависит от внешнего поля. Сильное внешнее поле (≥ 30 кВ/см) должно быть в грозовом облаке только в области развития самых первых электронных лавин, являющихся началом формирования грозового разряда.*

3.5. Генерация когерентного сверхвысокочастотного излучения лидера.

Как показано в работах [51–53], интенсивное когерентное излучение может возникнуть в электронных сгустках, когда их размеры меньше длины волны самого излучения. Мощность излучения должна быть пропорциональна квадрату числа частиц в сгустке. Индуцированное излучение в таких пространственно-локализованных возбужденных ансамблях с большим временем жизни электронов появляется в результате их самоорганизации, когда происходит фазировка электронов с последующим когерентным высвечиванием запасенной энергии. Это явление и называется сверхизлучением.

Как отмечено выше, структуры стримера и лидера полностью удовлетворяют условиям возникновения когерентного излучения: электроны и ионы стримерного канала сгруппированы в узкие слои толщиной $\approx 3 \cdot 10^{-4}$ см и плотностью 10^{14} см^{-3} [22], толщина лидерного слоя при этой же плотности

равна $\approx 180 \cdot 10^{-4}$ см. Для обеспечения динамической устойчивости ионизованного канала электронные слои должны находиться в квазиколебательном состоянии. Замыкание ионизованным каналом внешней разности потенциалов приведет к равномерному распределению потенциалов на одинаковых двойных слоях — «конденсаторах» — и перезарядит емкостную систему ионизованного канала. В процессе перезарядки «накопительных конденсаторов» произойдет их разряд. Ток лидерного канала резко возрастет до десятков килоампер, что обеспечит мощный приток энергии в канал молнии. Благодаря импульсу очень сильного тока электроны перейдут от квазиколебательного к упорядоченному колебательному движению с одинаковой амплитудой, т. е. произойдет фазировка колебаний электронных слоев по всей длине канала. Возникшая система будет стремиться сохранить устойчивое состояние, поэтому любой избыток энергии в канале станет излучать в окружающую среду. В результате часть энергии упорядоченного движения электронов перейдет в энергию когерентного электромагнитного излучения.

3.6. Генерация нейтронов при грозовом разряде. Отрицание возможности протекания в грозовых разрядах реакций синтеза является главным заблуждением, так как в структуре канала молнии существует механизм передачи энергии ионам от колеблющихся электронных слоев. Согласно экспериментальным данным генерация нейтронов происходит в момент развития главного возвратного удара, который сопровождается обратной волной тока с амплитудой до 200 кА. Этот ток обеспечивает энергией распределенную в канале индуктивно-емкостную систему. Запасенная энергия в накопительных элементах может в процессе колебаний быть передана ионам. Такой механизм из-за высокой частоты и скорости передачи энергии позволяет запускать реакцию синтеза при более низкой энергии в грозовом разряде. В этом состоит выгодное отличие данного механизма реакции синтеза от используемого в токамаках.

Выше было показано, что благодаря дальнему действию кулоновских сил осуществляется быстрый нагрев ионизованного канала до температур, при которых прекращается захват электронов кислородом. При фазировке электронов во время возвратного удара электронные слои находятся в состоянии резонанса и их колебания протекают практически без затухания. Для таких систем, колеблющихся с высокой частотой, наблюдается очень сильное взаимодействие даже при чрезвычайно слабых связях. При этом, согласно теории колебаний, время передачи половины энергии от колеблющегося маятника неподвижному маятнику определяется выражением [45]:

$$t = \frac{\pi}{\omega\gamma_2}, \quad (10)$$

где ω — частота колебаний электронных слоев (для нашего случая); γ_2 — величина упругих сил связи между электронными и ионными слоями (см. выражение (4)). Согласно измерениям, выполненным в работах [27,28], при общей длительности когерентного излучения электронов, равной 60 мкс, в течение главной стадии молнии (возвратного удара) частота излучения равна 30 ГГц. Возвратный удар сопровождается мощным импульсом тока с амплитудой до 100–200 кА, который обеспечит фазировку электронов и увеличит их амплитуду колебаний в окрестности точек статического равновесия. Увеличение амплитуды колебаний электронов приведет к увеличению сил связи γ_2 в выражениях (10) и (4), что уменьшит время перекачки энергии ионам. Согласно работам [10, 49], температура ионизованного канала во время возвратного удара достигает $\approx 20\,000\text{--}30\,000\text{ }^\circ\text{C}$ ($\approx 1,7\text{--}2,6$ эВ). Значение коэффициента γ_2 равно $\approx 10^{-2}$, и для передачи ионам 1 эВ, согласно выражению (10), требуется время порядка $1,6 \cdot 10^{-10}$ с. Во время действия главного удара, равное ≈ 60 мкс [27, 28], энергия электронов будет поддерживаться мощным импульсом тока, а электроны способны передать ионам в течение этого времени примерно $4 \cdot 10^5$ эВ. Результатом такой накачки является интенсивное электромагнитное излучение молнии в широком диапазоне длин волн от долей микрометра до метров, не связанное с тормозным излучением быстрых электронов [4].

Согласно работе [31], относительная концентрация паров воды в газовой атмосфере составляет 1,65 %, а концентрация молекул дейтерия в природной воде равна 0,015 %. Значит, число ионов дейтерия, содержащихся в каждом ионном слое канала молнии, будет равно $\approx 2,5 \cdot 10^8$. Ионы дейтерия находятся в ионных слоях лидера и расположены между колеблющимися электронными слоями, связанными с ионами сильными электрическими полями. При фазировке колебаний электронных слоев в течение возвратного удара электроны с частотой 30 ГГц [27] могут передать ионам энергию до 400 кэВ. Если из 250 млн ионов дейтерия 1000 пар окажутся в непосредственной близости друг к другу, то они с большой вероятностью смогут преодолеть электрическое отталкивание и подойти друг к другу на расстояние действия ядерных сил, т. е. вступить в реакцию синтеза. При числе двойных зарядовых слоев, равном $\approx 10^6$, и длине молнии 3 км число нейтронов составит $\approx 10^9$, что хорошо согласуется с результатом, полученным в работе [29].

3.7. Молниезащита. На фотографиях (см. рис. 1, *a, б*) отражена ситуация незащищенности от молнии Эйфелевой башни и Останкинской телебашни, которая может быть объяснена, как ни странно, наличием у них заостренных шпилей. Молния, как было показано в п. 3.3, представляет собой энергетическую систему «накопительных конденсаторов», в которых сосредоточена энергия электрического поля. Энергия поступает от грозового облака, электрическая мощность которого равна 100–1000 МВт. Отметим, что часть этой энергии затрачивается на проращивание и сохранение лидерного канала.

В разд. 2 показано, что во фронте прорастающего ионизованного канала находится слой положительных ионов, создающий вблизи себя потенциал порядка $eN_i/\pi^2\epsilon_0R_{cl} \approx 6 \cdot 10^6$ В. На стержне молниезащиты также индуцируется положительный заряд, величина которого зависит от высоты стержня. Молния передает стержню молниезащиты энергию, накопленную в конденсаторах. Но стержень, отделенный индуктивностью заземляющей шины и сопротивлением заземления от емкости земли, часто не в состоянии принять и передать энергию молнии.

Если исходить из описанной выше структуры лидерного канала, состоящего из последовательности «накопительных конденсаторов», в которых сосредоточена энергия, то самый простой способ освободиться молнии от запасенной энергии — это отдать ее другой емкости. Так как «накопительные емкости» ионизованного канала включены последовательно, то суммарная емкость их очень мала. Поэтому если стержень заменить емкостью примерно в 100–200 пФ специальной конструкции, то молния, образовавшаяся в зоне захвата молниезащиты, должна «увидеть» ее, потому что разряд распространяется в направлении большей емкости и более высокой проводимости. В емкостных системах ток опережает по фазе напряжение на величину $\pi/2$, поэтому пока емкость не зарядится, распределенные параметры заземления не влияют на захват молнии молниезащитой.

Чтобы ответить на вопрос, пригодна ли такая система молниезащиты для массового применения, нужны тщательные исследования. Тем более что другого способа увеличения эффективности действия молниеотводов пока не предлагается.

3.8. Шаровая молния. Шаровую молнию, как правило, наблюдают во время грозы и связывают ее появление с линейными грозовыми разрядами. Проблема в понимании природы шаровой молнии в большей степени определяется отсутствием достаточной информации, отражающей свойства линейных разрядов.

Известно, что многочисленные наблюдения за поведением шаровых молний позволили конкретизировать вопросы, на которые должна дать ответ предлагаемая модель физической природы шаровой молнии, например такие, что взяты из интернета:

1. Почему шаровая молния — очень редкое явление?
2. Почему шаровая молния столь устойчива?
3. Если шаровая молния — газообразное образование, то этот газ (или плазма) тут же перемешается с окружающим воздухом. Что препятствует такому перемешиванию?
4. Откуда берется такая устойчивость формы? Это должно означать наличие довольно сильного поверхностного натяжения на границе, отделяющей шаровую молнию от окружающей атмосферы. Почему такое возможно на границе раздела двух газов?

5. Почему шаровая молния не всплывает? Ведь облако горячего газа должно всплывать под действием силы Архимеда.

6. Как шаровая молния может существовать в течение такого длительного времени? Если внутри нее плазма и нет подпитки энергией извне, то почему плазма моментально не рекомбинирует? Может быть, есть внешняя подпитка энергией, невидимая глазу?

7. Откуда в шаровой молнии такие запасы энергии (по оценкам, типичная шаровая молния содержит десятки и сотни килоджоулей)?

8. Как шаровая молния может обходить препятствия, протекать сквозь небольшие отверстия? Ведь если это просто заряд, то он должен притягиваться к окружающим телам. Почему здесь не проявляются простые законы электростатики?

9. В чем причина сильного электромагнитного излучения в необычайно широком диапазоне длин волн от долей микрометра до метров?

10. Почему шаровая молния не излучает тепло?

11. Каким образом реализуется способность шаровой молнии к делению?

12. Благодаря каким процессам шаровая молния способна взрываться самопроизвольным образом или при прикосновении к предметам?

13. Почему при взрывах повреждаются и выгорают большей частью металлические детали предметов, диэлектрические же части остаются целыми?

14. Каким образом шаровая молния, прожигая в стекле отверстие, проходит сквозь него?

На фотографии (рис. 20, *a*) отражена траектория движения молнии, ее поведение действительно непредсказуемо. Ориентация молнии зависит, в основном, от направления внешнего электрического поля и поля авангардного слоя положительных ионов.

*a**b*

Рис. 20. Молния: *a*) непредсказуемость траектории движения; *b*) зарождение шаровой молнии

Известно, что на высоте ≥ 500 м образуются скопления различной плотности из водяного пара с примесью пыли, на которых индуцируется положительный заряд от грозового облака. Наличие таких образований на пути прорастающего разряда, во фронте которого находится слой положительных ионов, может существенно повлиять на его направление, и это хорошо видно на фотографии. Если направление результирующего поля заставит петляющую молнию замкнуться на себя (что может произойти крайне редко), то замкнутая петля станет нейтральной и оторвется от основного канала. Под действием атмосферного давления, будучи более теплой чем окружающий воздух и обладая поэтому меньшим давлением (нет стенок, ограничивающих объем), петля примет форму шара, который мы называем *шаровой молнией* (рис. 20, б). Свернутая в шар часть линейной молнии сохраняет ее структуру, т. е. состоит из тех же двойных зарядовых слоев. Ее динамическая устойчивость обеспечивается колебательными движениями электронных слоев. Большое время жизни шаровой молнии реализуется благодаря значительному запасу энергии, сосредоточенному в двойных слоях (конденсаторах) и отсутствием тока проводимости, т. е. нет потери запасенной энергии на джоулево тепло. Например, если длина отделившейся части линейной молнии равна $l = 50$ м, то в шаре сосредоточится энергия порядка $W_{50} = wl/d \approx 10^7$ Дж. Опираясь на структуру и свойства линейной молнии, можно легко продолжить объяснение свойств шаровой молнии, но из-за ограниченного объема статьи отметим, что предложенная модель шаровой молнии — единственная из всех моделей, которая дает простое объяснение не только ее происхождению, но и практически всем свойствам, которые она проявляет, находясь в свободном состоянии.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведем некоторые важные выводы изучения искрового разряда, молнии.

На основе экспериментальных данных, полученных при тщательном исследовании области лавинно-стримерного перехода, разработана модель структуры стримера, с которой хорошо согласуются и находят объяснение наиболее характерные явления, сопровождающие грозовой разряд. Дано описание общей картины развития ионизованного канала и представлена модель структуры лидера, который, так же как и стример, состоит из чередующихся двойных зарядовых слоев — электронных и ионных. Показано, каким образом обеспечивается динамическая устойчивость ионизованного канала. Это возможно благодаря тому, что электронные слои совершают квазиколебания, проходящие в самосогласованном электрическом поле, которое противодействует любым изменениям в ионизованном канале.

В сравнении с моделью плазменного стримера [24, 25] предложенная модель с чередующимися зарядовыми слоями является более устойчивой си-

стемой, в которой плазменное образование трансформировалось и перешло в новое, более устойчивое состояние с большим запасом внутренней энергии и из которого вытеснено внешнее электрическое поле.

Рассмотренный процесс нагревания газа ионизованного канала благодаря колебаниям электронных слоев позволяет в течение $\approx 5 \cdot 10^{-8}$ с повысить температуру газа до 5000–6000 °С. В итоге разрушаются отрицательные ионы, замедляется рекомбинация, появляется возможность реализации механизма ассоциативной ионизации ($N + O \rightarrow NO^+ + e$).

Показано, что механизм, отвечающий за продвижение волны ионизации, профиль которой равен толщине электронного слоя, а ширина фронта равна поперечному размеру образовавшегося ионизованного канала, не зависит от величины внешнего поля и полностью определяется энергией, запасенной в исходном двойном слое, играющем роль «накопительного конденсатора». Затравочными электронами, появляющимися перед фронтом волны ионизации, служат электроны, находящиеся во фронте электронного слоя, которые составляют $\approx 30\%$ от их общего числа в лавине.

Предложенный механизм преобразования лидерного канала в последовательность параллельных колебательных контуров позволяет объяснить нагревание ионизованного канала, уменьшение его сопротивления и, тем самым, создание условий для реализации процессов, происходящих в главной стадии молнии.

Объем статьи не позволяет охватить все наблюдаемые процессы, проявляющиеся на разных стадиях развития грозового разряда. Однако если взять за основу приведенные выше модели структуры стримера и лидера, то появляется возможность получить ответы на вопросы, как протекают многие из них. Например, почему между импульсами ионизованный канал не светится, или почему в последующих компонентах молнии наблюдается уменьшение их радиуса?

Кроме того, предлагаемая модель структуры лидерного канала, рассматриваемая как индуктивно-емкостная система, позволяет на основе ее параметров определить продолжительность реализации процессов, длительность времени перехода между процессами и составить уравнения длинной линии с распределенными параметрами, которые позволят провести подробный анализ протекающих в линии процессов, определить их основные параметры в разных точках лидера и получить, в итоге, наглядную картину динамики преобразования лидерного канала для главной стадии молнии.

Приведенные в работе экспериментальные данные, такие как фотография стримерной вспышки, отражающая характер прорастания стримера (см. рис. 13), стремление стримеров к объединению (см. рис. 17), величина тока разряда в трансформаторе «Тесла» (см. п. 3.3), а также объяснение механизмов когерентного излучения и генерации нейтронов в грозовом разряде находятся в полном соответствии с изложенными представлениями о меха-

низме искрового пробоя и, несомненно, указывают на перспективность выбранного направления исследований.

Автор считает своим приятным долгом выразить искреннюю благодарность члену-корреспонденту РАН И. Н. Мешкову за одобрение, поддержку работы, а также за ценные предложения и замечания, которые были учтены при подготовке рукописи к печати, профессору А. Ф. Писареву за поддержку и постоянное внимание к данной работе, профессору Е. М. Сыресину и старшему научному сотруднику Л. Г. Ткачеву за внимательное ознакомление с рукописью и критические конструктивные предложения.

Автор глубоко благодарен профессору О. А. Займидороге и старшему научному сотруднику В. Н. Павлову за полезные обсуждения, уточнившие многие положения работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Проблемы электричества атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1969.
2. *Baker M. B., Dash J. G.* Mechanism of Charge Transfer between Colliding Ice Particles in Thunderstorms // *J. Geophys. Res.* 1994. V. 99. P. 10621–10626.
3. *Ермаков В. И., Стожков Ю. И.* Физика грозных облаков. Препринт 2. ФИАН. М., 2004.
4. *Гуревич А. В., Зыбин К. П.* Пробой на убегающих электронах и электрические разряды во время грозы // *УФН.* 2011. Т. 171, № 11. С. 1177.
5. *Meek J. M., Creggs J.* Electrical Breakdown of Gases. Oxford: Clarendon Press, 1953. 606 p.
6. *Лёб Л.* Основные процессы электрических разрядов в газах: Пер. с англ. М.; Л.: Гостехиздат, 1950.
7. *Мик Д., Крэгс Д.* Электрический пробой в газах: Пер. с англ. М.: Изд-во иностр. лит., 1960.
8. *Ретер Г.* Электронные лавины и пробой в газах: Пер. с англ. М.: Мир, 1968.
9. *Лозанский Э. Д., Фирсов О. Б.* Теория искры. М.: Атомиздат, 1964.
10. *Райзер Ю. П.* Физика газового разряда. М.: Наука, 1992.
11. *Базелян Э. М., Райзер Ю. П.* Искровой разряд. М.: МФТИ, 1997.
12. *Базелян Э. М., Райзер Ю. П.* Физика молнии и молниезащиты. М.: Физматлит, 2001.
13. *Дьяков А. Ф. и др.* Физические основы электрического пробоя газов. М.: МЭИ, 1999.
14. *Dwyer J. R., Uman V. A.* The Physics of Lightning // *Phys. Rep.* 2014. V. 534. P. 147–241.
15. *Дорроу К. К.* Электрические явления в газах. Харьков; Киев: ГНТИУ, 1936.
16. *Kalmar H. et al.* New Method for Constructing Multiwire Chambers // *Nucl. Instr. Meth. A.* 1991. V. 307. P. 279.
17. *Kalmar H. et al.* Development of the Method of Multiwire Detectors Working in High Rate Environment // *Proc. of the Third Workshop “Physics at UNK”, Protvino, Sept. 1990.* P. 31.

18. *Залиханов Б. Ж.* Плазменный механизм разряда в проволочных камерах в режиме большого газового усиления // ЭЧАЯ. 1998. Т. 29, вып. 5. С. 1194–1258.
19. *Залиханов Б. Ж.* Особенности электронной лавины в режиме большого газового усиления // Письма в ЭЧАЯ. 2006. № 2(131). С. 81–100.
20. *Алексеев Г. Д., Круглов В. В., Хазинс Д. М.* // ЭЧАЯ. 1982. Т. 13, вып. 3.
21. *Atas M., Tollestrup A. V., Potter D.* Self-Quenching Streamers. Fermilab Rep. 1981. FN-348.
22. *Залиханов Б. Ж.* Двойной зарядовый слой в сильноточной электронной лавине // Письма в ЭЧАЯ. 2006. № 3(132). С. 118–135.
23. *Королев Ю. Д., Месяц Г. А.* Физика импульсного пробоя газов. М.: Наука, 1991.
24. *Омаров О. А.* Импульсные разряды в газах высокого давления. Махачкала: Юпитер, 2001.
25. *Омаров О. А., Рухадзе А. А.* Плазменный механизм пробоя газа // ЖТФ. 2011. Т. 81, вып. 7. С. 43–48.
26. *Teich T. H.* Emission gasionisierender Strahlung aus Elektronen lawinen // Z. Phys. 1967. Bd. 199, h. 4. P. 378.
27. *Федоров В. Ф., Фролов Ю. А., Шишков П. О.* Миллиметровое электромагнитное излучение возвратного удара молнии // ПМТФ. 2001. Т. 42, № 3. С. 9–14.
28. *Вагин Ю. П. и др.* Генерация когерентного сверхвысокочастотного излучения мощными атмосферными источниками // Электромагнитные волны и электронные системы. 2011. № 3. С. 81–87.
29. *Gurevich A. V. et al.* Strong Flux of Low-Energy Neutrons Produced by Thunderstorms // Phys. Rev. Lett. 2012. V. 108. P. 125001.
30. *Кужевский Б. М.* Генерация нейтронов в молниях // Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3: Физика. Астрономия. 2004. № 5.
31. *Бабич Л. П.* Генерация нейтронов в гигантских восходящих атмосферных разрядах // Письма в ЖЭТФ. 2006. Т. 84, вып. 6. С. 345–339.
32. *Carlson B. F., Lehtinen N. G., Inan U. S.* Neutron Production in Terrestrial Gamma Ray Flashes // J. Geophys. Res. 2010. V. 115. P. A00E19; doi:10.1029/2009JA014696.
33. *Бабич Л. П. и др.* Об усилении потока фотоядерных нейтронов в грозовой атмосфере и возможности его регистрации // Письма ЖЭТФ. 2013. Т. 97, вып. 6. С. 333–339.
34. Шаровая молния // Википедия — свободная энциклопедия.
35. *Энгель А.* Ионизованные газы: Пер. с англ. М.: Гос. изд-во физ.-мат. лит., 1959.
36. *Франк-Каменский Д. Ф.* Плазма — четвертое состояние вещества. М.: Атомиздат, 1969.
37. *Henderson R. et al.* A High Rate Proportional Chamber // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1987. V. NS-34, No. 1. P. 528.
38. *Gushcin E. M. et al.* Fast Beam Chambers of the Set-Up ISTRА-M // Nucl. Instr. Meth. A. 1994. V. 351. P. 345.
39. *Заневский Ю. В.* Проволочные детекторы элементарных частиц. М.: Атомиздат, 1978.
40. *Парселл Э.* Электричество и магнетизм: Пер. с англ. М.: Наука, 1975.

41. *Fischer J. et al.* Proportional Chambers for Very High Counting Rates Based on Gas Mixtures of CF_4 with Hydrocarbons // Nucl. Instr. Meth. A. 1985. V. 238. P. 249.
42. *Залиханов Б. Ж.* Ограничения на предельную загрузку высокоскоростных пропорциональных камер. Препринт ОИЯИ Р13-2006-118. Дубна, 2006.
43. *Majewski S. et al.* A Thin Multiwire Chamber Operating in the High Multiplication Mode // Nucl. Instr. Meth. 1983. V. 217. P. 265.
44. *Бычков В. И.* Исследование характеристик газонаполненных микроstriповых камер и дрейфовых камер на основе тонкостенных трубок. Дис. . . . канд. физ.-мат. наук. Дубна, 2006.
45. *Стрелков С. П.* Введение в теорию колебаний. М.: Наука, 1964.
46. *Christophorou L. G., Olthoff J. K.* Electron Interaction with Plasma Processing Gases: An Update for CF_4 , CHF_3 , C_2F_6 and C_3F_8 // J. Phys. Chem. Ref. Data. 1999. V. 28, No. 4. P. 967.
47. *Нуднова М. М., Стариковский А. Ю.* // IV Конф. НОЦ CRDF. М., 2006. С. 47–48.
48. *Кужекин И. П., Ларионов В. П., Прохоров Е. Н.* Молния и молниезащита. М.: Знак, 2003.
49. *Александров Н. Г.* Молния и молниезащита. М.: Наука, 2008.
50. *Райзер Ю. П.* Физика газового разряда. Долгопрудный: ИНТЕЛЛЕКТ, 2009.
51. *Физика микроволн.* Т. 1 и 2. Нижний Новгород: ИПФ РАН, 1999.
52. *Меньшиков Л. И.* Сверхизлучение и некоторые родственные явления // УФН. 1999. Т. 169, № 2. С. 113–154.
53. *Шпак В. Г. и др.* Новый источник ультракоротких микроволновых импульсов, основанный на эффекте сверхизлучения субнаносекундных электронных сгустков // Докл. РАН. 1999. Т. 365, № 1. С. 50–53.