

Моделирование транзиентных световых явлений средней атмосферы Земли с помощью апокампиического разряда

Э.А. Соснин, Н.Ю. Бабаева, В.Ю. Кожевников, А.В. Козырев,
Г.В. Найдис, В.А. Панарин, В.С. Скакун, В.Ф. Тарасенко

Описано недавно открытое явление образования протяжённой светящейся структуры на изгибе канала импульсного высоковольтного разряда, названное апокампом (от греч. από — "от" и κάμπτω — "изгиб"), а сам разряд соответственно назван апокампиическим. В ходе экспериментальных и теоретических исследований показано, что апокамп представляет собой узкий стримерный канал, распространяющийся со скоростью в несколько десятков-сотен километров в секунду в зависимости от приложенного напряжения, давления и сорта газа, и установлены условия его образования. Апокампиический разряд использован в лабораторных исследованиях условий образования голубых струй и красных спрайтов — наблюдаемых в атмосфере Земли масштабных световых явлений (транзиентов), возникающих над областями с грозовой активностью. Описаны найденные признаки сходства апокампа и голубых струй. Созданная экспериментальная установка может быть также применена для проверки гипотез об условиях образования транзиентов как в атмосфере Земли, так и в атмосферах других планет.

Ключевые слова: апокамп, апокампиический разряд, голубые струи, красные спрайты, средняя атмосфера Земли, транзиентные световые явления

PACS numbers: 07.05.Tr, 52.80.Mg, **52.90. + z**, 92.60.Pw

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2020.03.038735>

Содержание

1. Введение (199).
2. Транзиентные световые явления средней атмосферы Земли (200).
 - 2.1. История наблюдений и свойства транзиентных световых явлений. 2.2. Экспериментальное моделирование транзиентных световых явлений в средней атмосфере Земли. 2.3. Теоретические модели транзиентных световых явлений средней атмосферы.
3. Лабораторное моделирование голубых струй и красных спрайтов с помощью апокампиического разряда (204).
 - 3.1. Явление апокампиического разряда. 3.2. О сходстве апокампиического разряда с транзиентами средней атмосферы. 3.3. Различные аспекты лабораторного моделирования транзиентов с помощью апокампиического разряда. 3.4. Численное моделирование формирования апокампа в воздухе атмосферного давления. 3.5. Теоретическое моделирование динамики развития апокампа.

4. Заключение (217).

Список литературы (218).

1. Введение

Транзиентные световые явления (Transient Luminous Events [1]), или транзиенты, — различные крупномасштабные светящиеся структуры — наблюдаются в условиях повышенной электрической активности, характерной для гроз, штормов и ураганов в средней и верхней атмосфере Земли [1–8]. Транзиенты возникают в результате различных природных разрядов. Исследования транзиентов сосредоточены в трёх направлениях: 1) наблюдения с поверхности Земли [9], с воздушных летательных аппаратов [10, 11] и из космоса [7, 12, 13]; 2) эксперименты с лабораторными разрядами [14, 15]; 3) теоретическое моделирование [16]. Эти направления дополняют друг друга, например, результаты лабораторного моделирования можно сравнить с результатами натурных наблюдений, что в свою очередь позволит уточнить граничные условия той или иной теоретической модели.

В 2016 г. в Институте сильноточной электроники СО РАН было обнаружено новое разрядное явление — образование протяжённой светящейся структуры на изгибе канала импульсного высоковольтного разряда в воздухе атмосферного давления. Поскольку указанная структура появлялась на изгибе канала импульсно-периодического разряда, её назвали апокампом (от греч. από — "от" и κάμπτω — "изгиб") [17, 18], а сам разряд соответственно был назван апокампиическим.

Цель настоящей статьи — описать свойства апокампиического разряда, а также показать возможность его

Э.А. Соснин ^(1,a), Н.Ю. Бабаева ^(2,b), В.Ю. Кожевников ^(1,c),
А.В. Козырев ^(1,d), Г.В. Найдис ^(2,e), В.А. Панарин ^(1,f),
В.С. Скакун ^(1,g), В.Ф. Тарасенко ^(1,h)

⁽¹⁾ Институт сильноточной электроники СО РАН,
просп. Академический 2/3, 634055 Томск, Российская Федерация

⁽²⁾ Объединённый институт высоких температур РАН,
ул. Ижорская 13, стр. 2, 125412 Москва, Российская Федерация

E-mail: ^(a) badik@loi.hcei.tsc.ru, ^(b) nybabaeva@gmail.com,
^(c) vasily.y.kozhevnikov@ieee.org, ^(d) kozyrev@to.hcei.tsc.ru,
^(e) gnaidis@mail.ru, ^(f) panarin@yandex.ru,
^(g) skakun54@bk.ru, ^(h) vft@loi.hcei.tsc.ru

Статья поступила 3 февраля 2020 г.,
после доработки 2 марта 2020 г.

использования для лабораторного моделирования голубых струй, стартёров и красных спрайтов, установления физических причин и условий их появления.

В разделе 2 даётся краткий обзор истории развития наблюдений за транзиентами, экспериментальных и теоретических подходов к их описанию и изучению. В разделе 3 рассматриваются характеристики апокамического разряда, обсуждается применимость результатов наших исследований для выявления условий и механизмов возникновения транзиентов средней атмосферы: голубых струй, стартёров и красных спрайтов — даётся описание теоретических методов и подходов, используемых для моделирования апокамического разряда в лабораторных условиях, а также обсуждаются результаты моделирования, проливающие свет на физические механизмы этого нового явления.

2. Транзиентные световые явления средней атмосферы Земли

2.1. История наблюдений

и свойства транзиентных световых явлений

В ночь с 5 на 6 июля 1989 г. американец Д.Р. Винклер зафиксировал необычное световое явление, возникшее на вершине грозового облака. Изображение на кадре, полученном с экспозицией 30 мс, "напоминало две струи или фонтаны и, вероятно, было вызвано двумя локализованными электрическими зарядами на вершинах облаков" [19]. По-видимому, это был первый случай, когда подобное явление было зафиксировано видеокамерой.

Ранее были известны лишь устные свидетельства очевидцев. Так, ещё в ноябре 1885 г. вблизи острова Ямайка Т. Маккинзи наблюдал, как вдоль верхнего края гряды грозовых облаков "беспреданно бурлили вспышки света, иногда окрашенные призматическими оттенками, время от времени посылая вертикально вверх непрерывные стрелы света... Иногда эти световые дротики выступали лишь на небольшое расстояние над облаками, но в других случаях поднимались на значительную высоту, напоминая скорее ракеты, чем молнии" [20]. В 1903 г. В.Х. Эверетт сообщил о наблюдении узких световых "ракет" с угловой апертурой около 15° , исходящих от верхней части облака с огромными скоростями с интервалами до трёх минут и менее [21]. Впоследствии публиковались и другие свидетельства очевидцев [22, 23].

Возможность образования светового излучения над облаками предсказывал в 1920-е годы Т.Р. Вильсон: "Грозовое облако — это электрический генератор, в котором разделение положительных и отрицательных зарядов происходит со скоростью, соответствующей току, который может составлять несколько ампер, а разность потенциалов между его полюсами может достигать значений порядка миллиона киловольт... электрическое поле облака может вызвать ионизацию на больших высотах, в результате чего происходит непрерывный или прерывистый разряд между облаком и верхней атмосферой... своим ускоряющим действием на частицы электрическое поле грозового облака может произвести весьма сильное корпускулярное излучение" [24].

Вышеупомянутая работа Д.Р. Винклера [19] инициировала расследование NASA (National Aeronautics and Space Administration), в ходе которого было получено 15 новых свидетельств от пилотов самолётов о наблюдении "редкой формы молнии", которая образуется на вершине грозового облака и развивается вертикально вверх [25]. Со временем стало ясно, что для получения количе-

ственных данных о "высотных молниях", их классификации и выявления статистически достоверных свойств необходимы долговременные серии наблюдений с использованием современной регистрирующей фото- и видеоаппаратуры. Это стало отправной точкой для первых полевых исследований по целенаправленной фиксации и картированию проявлений феномена в атмосфере, чем стали заниматься научные группы Д.Д. Сентмана и В.А. Лайонса [10, 11, 26–28].

Выяснилось, что явление оказалось не столь редким, как считалось ранее. Так, во время шторма 7 июля 1993 г. было зарегистрировано [26] 248 световых событий за 410 мин. Эти явления, имевшие продолжительность от 33 до 283 мс, как правило, не были видны невооружённым адаптированным к темноте глазом. Кроме того, стало ясно, что они имеют различные форму, яркость и размеры. Примерно в то же время все наблюдаемые световые структуры в средней и верхней атмосфере Земли и получили собирательное название — "транзиентные (скоротечные) световые явления" или "транзиенты", а понятия "молния", "ракетная молния" были признаны неудачными.

По мере накопления новых наблюдений транзиенты были классифицированы по характеру свечения, цвету, типичной стартовой высоте, направлению распространения и диапазону высот, в которых они себя проявляют. К транзиентам средней атмосферы сегодня относят голубые струи (blue jets), голубые стартёры, или просто стартёры (starters), и красные спрайты (sprites) [8].

Голубые струи представляют собой "фонтаны" голубого и/или синего свечения, бьющие вверх с вершины грозового облака. Они возникают на средних стартовых высотах 16–18 км, достигают высот 40–45 км, имеют скорость распространения в вертикальном направлении 100–150 км с⁻¹ и время жизни 60–400 мс [4, 8, 10, 29]. Голубая струя обладает конической формой с угловой апертурой, которая варьируется от 6° до 30° , и состоит из двух визуально различимых частей: яркой "белой", прилегающей к поверхности облака, и другой, сравнительно менее интенсивной, части голубого цвета, развивающейся как продолжение яркой части. Преимущественно голубой цвет обусловлен переходами второй положительной системы азота ($2P\ N_2$). Красная компонента первой положительной системы азота ($1P\ N_2$), которая обычно сопровождает полосу $2P\ N_2$, в спектрах не была выявлена, что связано с её сильным тушением на соответствующих явлениям высотам [30].

Стартёры во многом схожи с голубыми струями, например, они имеют близкие стартовые высоты, но терминальная высота стартёров заметно меньше — от 18 до 26 км [30, 31]. Оба явления развиваются только над активными грозовыми (чаще всего — градовыми) облаками. Отмечено, что при развитии стартёра или струи на некоторое время существенно уменьшается частота молниевых разрядов в облаке. Скорости распространения стартёров от 27 до 153 км с⁻¹. Фиксация оптических параметров спрайтов выявила ещё одно отличие стартёров — в спектре излучения обнаружена первая отрицательная система азота ($1N\ N_2^+$) [32]. На основании этих измерений был сделан вывод о том, что голубые стартёры являются частично ионизованными.

Наиболее распространённые транзиентные световые явления средней атмосферы представляют собой *спрайты* (sprite — аббр. от англ. Stratospheric/mesospheric Perturbations Resulting from Intense Thunderstorm Electrification — стратосферные/мезосферные возмущения в результате интенсивной грозовой электризации) [33–36]. Спрайты формируются в два этапа. На первом этапе

после мощных положительных разрядов облако – земля над облаками, на высотах примерно 66–74 км, образуются размытые красные пятна (так называемые спрайтовые *гало* [36]) со средним диаметром до 100 км. На втором этапе от гало вверх и/или вниз испускаются спрайты. Если вниз направляется одиночная светящаяся колонна, то явление называется С-спрайтом или столбчатым спрайтом. Чаще всего вниз движется не один, а множество спрайтов — так называемых усиков, имеющих различные размеры и интенсивность. Такие множества спрайтов с рассеянными вершинами и нижними усиками, достигающими высот 30–40 км, называют "ангелами" или "атомными бомбами" (ввиду их внешнего сходства с облаком от атомного взрыва). Каждый усик похож на стример, развивающийся в головной части лидера обычной молнии, но отличается от молниевоего стримера тем, что его размеры (диаметр и длина) в несколько тысяч раз больше. Общая продолжительность свечения гало и спрайтов 7–10 мс.

Верхние части спрайта и гало имеют красный цвет ($1P\ N_2$). Каждый усик по мере снижения высоты меняет красный цвет на светло-фиолетовый, отвечающий системе $2P\ N_2$ и первой отрицательной системе иона азота ($1N\ N_2^+$) [37, 38].

Иногда усики спрайтов развиваются от гало вверх, в ионосферу, и имеют только красный цвет. Такие спрайты красного цвета, развивающиеся как вверх, так и вниз от гало, из-за их формы и цвета образно называют "морковными".

Транзиентом ещё одного типа являются так называемые *гигантские струи* (gigantic jets) — структуры, развивающиеся от верхней границы грозовых облаков до ионосферы [5, 6, 8, 28]. Условно можно выделить несколько стадий их развития. На первой от облака испускается один или несколько "стволов" со скоростями до 100 км с^{-1} . На этой стадии гигантская струя похожа на голубые струи. Далее на высотах более 30 км яркость ствола возрастает, как и скорость его распространения (до 500 км с^{-1}). На следующей стадии на высотах около 40–50 км вершина ствола разветвляется на несколько каналов и их ветвление продолжается. Полное свечение каналов может достигать в ширину 40 км, а скорость распространения может превышать 1000 км с^{-1} , что соизмеримо со скоростями распространения ступенчатых лидеров обычных молний. На этом этапе на высотах около 60–70 км над каналами образуются диффузные светящиеся пятна. На данной стадии гигантская струя сочетает в себе признаки голубых струй (нижняя часть) и спрайтов (верхняя часть) с характерным для этих явлений различием в свечениях. На последней стадии вначале гаснет диффузное свечение, а затем затухают и нижележащие каналы.

Сегодня арсенал методов и инструментов для наблюдения за транзиентами весьма широк. С их помощью продолжается накопление данных о характерных размерах и спектральном составе излучения транзиентов, а также об электрофизических и химических параметрах атмосферы в периоды грозовой активности. Пока наблюдения являются единственным средством получения надёжных статистических данных о транзиентах с учётом их масштабов и неперiodичности проявления.

Наблюдения с поверхности Земли позволили определить важные физические характеристики транзиентов: их морфологию, скорость движения светящихся областей в видимом диапазоне спектра, характерные времена запуска транзиентов после разрядов линейных молний. Наблюдения с самолётов с помощью специальных опти-

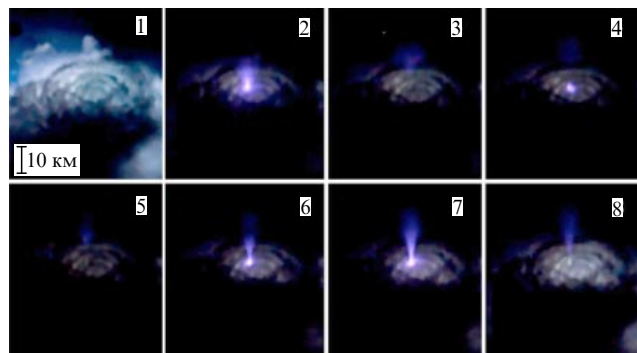


Рис. 1. (В цвете онлайн.) Пульсирующие голубые струи, наблюдаемые с борта Международной космической станции при средней частоте 0,65 вспышки в 1 с. Начальная высота около 18 км, максимальная конечная высота около 40 км. Первый кадр показывает, что перед появлением голубых струй происходят внутриоблачные разряды. (По данным [7].)

ческих объективов выявили сложную пространственную структуру свечения спрайтов (одиночные усики и так называемые фрактальные структуры из ветвящихся усиков [39]).

Спутниковые наблюдения [2, 12, 13, 40, 41] позволили получить данные о динамике транзиентов в вертикальном направлении, особенно на больших высотах, установить частоту возникновения световых явлений средней и верхней атмосферы. Применение в наземных и спутниковых системах современных калиброванных фотоумножителей и фотометров позволило оценить абсолютные значения интенсивности излучения транзиентов в средней и верхней атмосфере. Использование скоростных видеокамер дало возможность сделать оценки скоростей развития спрайтов ($\sim 10^6 - 10^7\text{ м с}^{-1}$). Наблюдения [42] позволили установить близкое к линейному соотношение между наблюдаемыми значениями скорости и диаметра спрайтов и с использованием метода, предложенного в [43], оценить величину приведённого электрического поля E/N в головках спрайтов на высотах 65–70 км. Полученная оценка, $400 - 600\text{ Тд } ((4 - 6) \times 10^{-15}\text{ В см}^2)$, близка к известным экспериментальным и расчётным значениям приведённого поля в головках лабораторных стримеров.

Пример голубых струй, зафиксированных из космоса, даётся на рис. 1.

2.2. Экспериментальное моделирование транзиентных световых явлений в средней атмосфере Земли

В целом ряде работ транзиенты изучают в лабораторных условиях. Эти исследования также имеют важное значение, дополняя натурные наблюдения. Например, спектры излучения красных спрайтов, полученные из космоса, обычно имеют сравнительно низкое спектральное, пространственное и временное разрешение. Кроме того, все оптические сигналы регистрируются с низким отношением сигнал/шум, поэтому их использование в расширенном анализе, который может обеспечить оценку важных параметров (E/N , температура электронов, распределение возбуждённых частиц), очень ограничено. Определению спектрального состава также мешают стохастический характер транзиентов и большие расстояния, на которых осуществляется накопление оптических сигналов. Это делает актуальными исследования, в которых для оценки и прогнозирования ряда свойств

атмосферных явлений применяются газовые разряды в лабораторных условиях.

Тлеющий разряд постоянного тока в цилиндрической трубке в воздухе, если его зажечь в условиях (по температуре, давлению и полярности), близких к условиям существования спрайтов, даёт красное свечение в положительном столбе разряда. Это свечение отвечает системе $1P\ N_2$, а спектральных признаков ионов азота в нём нет. Причём у катода наблюдается голубое свечение (так называемое отрицательное свечение) первой положительной системы иона азота ($1P\ N_2^+$). Такое излучение, впервые идентифицированное Р.А. Армстронгом с коллегами на нижней части усиков спрайтов, направленных вниз, фиксируется на начальных стадиях образования спрайтов [44]. Эти факты стали основанием для экспериментов Е.Р. Уильямса с тлеющим разрядом в трубке диаметром 61 см и высотой 1,8 м при давлениях 40–70 мТорр (0,5–0,9 Па), отвечающих характерным высотам появления спрайтов над уровнем моря (65–70 км). Помимо отмеченного выше сходства спектров излучения, было показано, что экспериментальная оценка электропроводности положительного столба тлеющего разряда находится в разумном согласии с теоретическими оценками проводимости спрайтов [45, 46].

В другой работе [47] в лабораторных условиях было зарегистрировано спектральное распределение вращательных состояний молекул $1P\ N_2(B^3P_g)$ и проведено его сравнение с распределением, полученным из наблюдений за спрайтами в природе [48]. Для этого использовали разряд низкого давления в полном цилиндрическом катоде. Разряд поддерживали постоянным током 20–100 мА при напряжениях от 350 до 450 В. Осевая регистрация оптического сигнала позволяла увеличить его интенсивность и тем самым увеличить отношение сигнал/шум. Полученные спектральные распределения для состояний $N_2(B^3P_g)$ дали удовлетворительное согласие с расчётными величинами для спрайтовых гало.

Известно, что в широком диапазоне давлений начальная стадия импульсного разряда, как правило, осуществляется в виде стримера [49]. Важнейшими характеристиками нитевидных стримеров являются их относительно высокая скорость распространения (превышающая скорость дрейфа электронов), малый радиус канала стримера и повышенные средняя энергия и плотность свободных электронов в головке стримера (по сравнению с таковыми в канале стримера). Все эти свойства делают стримеры чрезвычайно трудными для наблюдений.

С другой стороны, скорость распространения стримера, электрическое поле в головке стримера и её диаметр являются тесно связанными параметрами, и если любые два из перечисленных трёх параметров известны, то это позволяет оценить третий параметр [43]. Оценки электрического поля, выполненные таким образом, в свою очередь позволяют строить кинетические модели процессов, происходящих в стримере.

Поэтому отдельное направление экспериментальных исследований посвящено методам регистрации пространственно-временных параметров стримеров, в том числе в ситуациях, близких к условиям появления голубых струй и спрайтов. Для решения этой задачи стали применять чёрно-белые и цветные высокоскоростные камеры на основе ПЗС-матриц (ПЗС — прибор с зарядовой связью). В ряде случаев достигнута нано- и субнаносекундная точность синхронизации запуска камер по отношению к току или напряжению разряда с необходимыми по условиям эксперимента временами задержки [50, 51]. В экспериментах с лабораторными ана-

логами транзиентов при давлениях ниже 15 Торр (например, при изучении импульсных стримеров высокого напряжения в амплитудно-модулированном барьерном разряде переменного тока) используются также высокоскоростные фотоумножители, а изображение записывают через набор полосовых фильтров, что достаточно для регистрации излучения стримера [51].

В 2005 г. проведено исследование пространственно-временных параметров стримерного разряда при различных давлениях в так называемом синтетическом воздухе (смесь чистого азота и кислорода в соотношении 4:1) [52]. Разряд получали в геометрии остриё–плоскость в межэлектродном промежутке размером $d = 30$ мм. Анод (остриё) представлял собой стальную иглу длиной 10 мм, диаметром 0,8 мм и радиусом кривизны около 0,04 мм. На катод подавали импульсы высокого напряжения отрицательной полярности с амплитудой 12 кВ, частотой следования 0,5–10 Гц и длительностью фронта 8 нс. Подача импульса приводила к тому, что с анодной иглы в сторону катода испускался стример. Морфологические параметры стримера регистрировали в диапазоне длин волн $\lambda = 340–700$ нм с минимальной экспозицией 100 пс. Снимки синхронизировались по току разряда. Это позволило определить скорости, с которыми движется головка стримера в различных режимах зажигания разряда. Оказалось, что при снижении давления от 760 до 350 Торр скорость распространения стримера значительно возрастает, от 4×10^7 до $1,5 \times 10^8$ см s^{-1} , что согласуется с результатами численного моделирования изучаемого разряда в двумерном гидродинамическом приближении. Численные расчёты с учётом условий эксперимента показали, что при снижении давления в указанном интервале его величин концентрация электронов уменьшается на порядки, а образование химических соединений — пропорционально $1/p^2$, где p — давление смеси.

Хотя описанные выше результаты получены при давлениях, превышающих в три и более раз характерные давления, при которых в атмосфере формируются голубые струи, они представляют интерес для физики транзиентов средней атмосферы, поскольку предсказывают тенденции. А именно, снижение давления нелинейно увеличивает диаметр "струи" и значение амплитудного тока. Значит, необходимы лабораторные эксперименты с разрядами при ещё более низких, чем в [52], величинах давления.

В работе [53] исследован разряд, инициируемый пучком убегающих электронов. Импульсы напряжения с амплитудой ≈ 250 кВ от формирующего генератора через короткую передающую линию подавались на трубчатый потенциальный электрод с малым радиусом кривизны. Электрод был изготовлен из фольги нержавеющей стали толщиной 100 мкм, свёрнутой в трубку диаметром 6 мм. Заземлённый плоский электрод располагался на расстоянии 13 мм от торца потенциального электрода. Длительность импульса напряжения на полувысоте составляла ≈ 2 нс, а длительность фронта импульса напряжения — 0,5 нс. Электроды помещались в камеру, заполняемую воздухом или азотом при давлении от 100 Торр до 1 атм.

В частности, было показано, что типичные полосы азота ($2P$ и $1P\ N_2$, $1N\ N_2^+$) наблюдались лишь в начале разряда (≈ 10 нс) до его контрагирования, а далее основной вклад в спектр излучения давало тепловое излучение искрового канала. Это означает, что при формировании транзиентов в средней атмосфере необходимо в течение значительного времени ($10^{-3}–10^{-2}$ с) удерживать высокую приведённую напряжённость поля (E/p). Кроме того, на этапе формирования разряда при отрицатель-

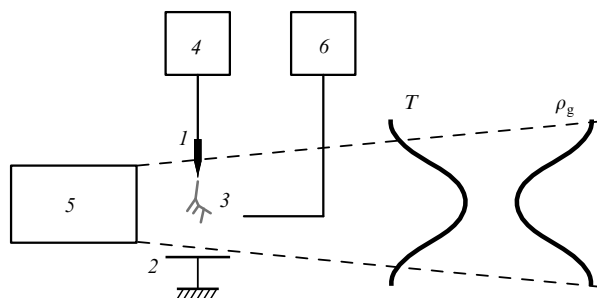


Рис. 2. Установка для изучения стримерных разрядов в воздухе с градиентом давления: 1, 2 — острый и плоский электроды, 3 — разряд, 4 — источник импульсов высокого напряжения, 5 — тепловая пушка, 6 — термопара; T , ρ_g — пространственные распределения температуры и плотности среды. (Адаптированный рисунок из работы [58].)

ной полярности электрода с малым радиусом кривизны генерируются убегающие электроны с длительностью импульса тока при лабораторных разрядах в сантиметровых промежутках $\tau \sim 10^{-11} - 10^{-10}$ с [54]. При напряжённости поля выше критической пучок электронов формируется у острия и на фронте стримера. Генерация убегающих электронов при их торможении сопровождается рентгеновским излучением, которое было зарегистрировано при коронном разряде как при высоких напряжениях и атмосферном давлении воздуха [54, 55], так и при низких напряжениях и давлениях [56].

При положительной полярности острия, как известно [43, 49], также формируются стримеры. В этих условиях предыонизация области перед головкой катодонапрявленного стримера может осуществляться мягким рентгеновским излучением (характеристическим и тормозным), которое возникает при торможении быстрых электронов в воздухе [57].

Вероятно, первая попытка лабораторного моделирования спрайтов с использованием стримерных разрядов в газовой среде с градиентом давления была сделана в [58]. Целью экспериментов являлось получение данных для верификации численных и аналитических моделей красных спрайтов (стримеров) в атмосфере с градиентом плотности. Для этого зажигали разряд в геометрии острие–плоскость с межэлектродным расстоянием $d = 30$ мм (рис. 2). На острый электрод с радиусом кривизны около 40 мкм подавали импульсы напряжения амплитудой 5,2 кВ с фронтом 50 нс и длительностью 500 мкс. Система функционировала в открытом воздухе. В разрядный промежуток нагнетали дозвуковую струю горячего воздуха с температурой до 500 °С. Скорость струи составляла ≈ 10 м с⁻¹, а её диаметр на выходе из сопла равнялся 25 мм. Смешивание с окружающим воздухом приводило к образованию температурного профиля по всей струе. По известному профилю температуры, принимая во внимание, что воздушное давление постоянно, можно было рассчитать профиль плотности воздуха. Полученный в этих условиях разряд регистрировали высокоскоростной камерой Andor iStar ICCD (Intensified Charge-Coupled Device).

В покоем воздухе разряд имел форму коронирующих стримеров, развивающихся равномерно во всех направлениях. При включённой тепловой пушке стримеры становились значительно длиннее и ориентировались вдоль градиента плотности воздуха. При распространении отдельных стримеров по направлению увеличения плотности среды их диаметр уменьшался. Как

полагают авторы исследования, такие стримеры испытывают ветвление, напоминающее ветвление стримеров в природных красных спрайтах в диапазоне высот от 30–50 до 85 км.

Этот вывод вызывает сомнения, поскольку разряд зажигали в условиях, весьма далёких от условий формирования естественных спрайтов. Для более точной лабораторной имитации спрайтов и голубых струй необходимо использовать газовые среды пониженного давления, а электроды располагать так, чтобы в данных условиях процесс формирования разряда не искажался токами утечки на землю.

Указанные условия постарались соблюсти в [59]. Разработанная авторами [59] установка представляет собой металлическую вакуумную камеру длиной 2 м и диаметром 1,6 м, оснащённую системами откачки и импульсного напуска газа. Эксперименты проводились в воздухе при давлении от 0,1 Торр и выше. В камере соосно были размещены электроды в геометрии острие–плоскость. Острый электрод диаметром 1,2 см был выполнен из нержавеющей стали, а плоский электрод диаметром 40 см — из дюрали. Оба электрода располагались на максимально возможном удалении от стенок камеры. Острый электрод мог перемещаться вдоль оси камеры. При импульсном напуске воздуха в камере формируется профиль давления. В момент времени, соответствующий выбранному профилю давления, на электроды подаётся синхронизированный импульс высокого напряжения (обеспечивающего накопление и коммутацию энергии до 60 Дж) и развивается разряд. Режим пробоя воздуха в лабораторной установке был близок к реализуемому в атмосфере Земли по размерному параметру подобия — приведённому полю $E/N \sim 150 - 600$ Тд, отвечающему данным натурных измерений для спрайтов [60].

Было показано, что структура стримерных разрядов, создаваемых на метровом промежутке при перепаде давления в 2–5 раз, включает в себя диффузное свечение в области пониженного давления и нитевидную структуру в области повышенного давления [59]. Также отмечено, что в естественных условиях средняя атмосфера обладает более высокой проводимостью, чем газовая среда в лабораторной установке, причём проводимость увеличивается с возрастанием высоты. Поэтому начальные условия пробоя воспроизводятся не полностью. В дальнейшем авторы [59] надеются изменить установку так, чтобы перепад давления в ней был примерно 100-кратным.

2.3. Теоретические модели транзитных световых явлений средней атмосферы

Подходы к моделированию спрайтов и голубых струй основываются на моделях, разработанных ранее для описания лабораторных стримерных и лидерных разрядов. Основные особенности атмосферных световых явлений — это условия их инициирования, а также большие пространственные и временные масштабы по сравнению с таковыми для лабораторных разрядов. Многие характеристики стримеров-спрайтов (отвечающие концентрациям молекул газа N , на 3–5 порядков меньшим нормальной концентрации $N_0 = 2,5 \times 10^{19}$ см⁻³) можно связать с характеристиками стримеров в газе нормальной плотности, используя соотношения подобия [61], подтверждённые многочисленными расчётами стримеров при разных плотностях воздуха (см., например, [62]).

Одним из ключевых параметров, определяющих динамику стримеров, является приведённое поле E_h/N в головке стримера. Этот параметр, а также определяемая

им величина N_e/N^2 , где N_e — концентрация электронов в канале стримера, изменяются в зависимости от внешних условий сравнительно слабо, тогда как скорость стримера V , а также связанное с ней пропорциональной зависимостью произведение RN радиуса стримера и концентрации молекул могут изменяться на несколько порядков величины.

Результаты расчётов стримеров в однородном газе показывают, что в зависимости от внешнего поля, а также от условий инициирования скорость стримера, его радиус, а также параметры плазмы в канале и головке стримера могут изменяться по мере его распространения. В частности, имеют место заметное возрастание указанных величин при движении стримера в сильных внешних полях и, наоборот, их убывание при движении в полях, меньших некоторого критического значения [63, 64].

Спрайты, в отличие от лабораторных стримеров, движутся из менее плотного газа в более плотный. При движении спрайтов в полях, близких к критическому для данной плотности газа, их скорость остаётся примерно постоянной, радиус в соответствии с соотношениями подобия убывает пропорционально $1/N$, а концентрация электронов в канале возрастает как $\sim N^2$. При движении в полях, больших или меньших критического, эти соотношения нарушаются в ту или другую сторону. Так, в расчётах распространения спрайтов [65, 66] показано, что в зависимости от внешних условий концентрация электронов в канале может возрастать с уменьшением высоты быстрее или медленнее, чем N^2 .

Важной характеристикой стримеров является время τ_p распада плазмы в канале стримера. В воздухе это время определяется скоростями прилипания электронов к молекулам кислорода и электрон-ионной рекомбинации. В характерных условиях τ_p при нормальной плотности воздуха составляет $\sim 10^{-7}$ с, изменяясь с плотностью как $(N/N_0)^{-2}$. На высотах распространения спрайтов, при низких плотностях газа, значения τ_p превышают 10^{-1} с. Тем самым проводимость канала за время движения спрайта в атмосфере ($\sim 10^{-2}$ с) изменяется мало, головка стримера питается током, протекающим вдоль канала, обеспечивая распространение спрайта на расстояния в несколько десятков километров.

В условиях распространения голубых струй, исходящих из областей атмосферы, в которых плотность газа $N \sim 10^{-1}N_0$, стримеры теряют проводимость за время $\sim 10^{-5}$ с, на несколько порядков меньшее времени распространения голубой струи ($\sim 10^{-1}$ с), и не могут распространяться на большие расстояния. Поэтому первоначальные представления о голубой струе как о ветвящемся стримере были заменены моделью, к настоящему времени общепринятой, голубой струи как лидера со стримерной короной [16, 67, 68]. Особенностью лидера, отличающей его от стримера, является сильный нагрев газа в канале, обеспечивающий поддержание высокой проводимости плазмы при относительно низких значениях напряжённости поля в канале. Тем самым происходит перенос электрического потенциала из области инициирования лидера к его головке, позволяющий лидеру распространяться на большие расстояния. Многочисленные стримеры испускаются из области головки лидера с частотой, достигающей 10^9 с $^{-1}$, и движутся со скоростями $\sim 10^7$ см с $^{-1}$, при этом фронт голубой струи продвигается существенно медленнее, со скоростью $\sim 10^6$ см с $^{-1}$, определяемой скоростью лидерной головки.

Размер стримерной короны перед головкой лидера возрастает с уменьшением плотности газа. На больших

высотах могут создаваться условия, при которых стримерная зона отрывается от головки лидера и распространяется с большой скоростью в верхнюю атмосферу [67, 68], формируя гигантскую струю. Высота, на которой происходит переход от лидерной (медленной) фазы распространения гигантской струи к стримерной (быстрой) фазе, зависит от потенциала лидера U_L , определяемого условиями его инициирования в грозовом облаке. Оценки [68] показывают, что при характерных значениях $U_L \sim 30-50$ МВ этот переход происходит на высотах 25–30 км, что отвечает наблюдаемым явлениям.

Отметим, что подходы к моделированию лидерных разрядов (как лабораторных лидеров, так и голубых струй) разработаны значительно слабее по сравнению с подходами к моделированию стримерных разрядов. Среди нерешённых проблем отметим описание процессов в зоне между головкой лидера и стримерной короной (стримерно-лидерного перехода) [69, 70], а также динамики и структуры стримерной короны с учётом взаимодействия между стримерами [71]. В последние годы большое внимание уделяется расчётно-теоретическому исследованию условий инициирования спрайтов, а также голубых струй и гигантских струй [72, 73].

3. Лабораторное моделирование голубых струй и красных спрайтов с помощью апокампического разряда

Лабораторные разряды (см. раздел 2.2) существенно отличаются от разрядов, происходящих в атмосфере: в природе нет электродов, но есть заряженные зоны, которые служат источниками транзиентов. Кроме того, применяемые в лаборатории источники высокого напряжения могут влиять на характеристики формируемых разрядов. Эти особенности следует учитывать, приступая к получению лабораторных аналогов транзиентов. Обеспечить эти требования можно, применяя апокампический разряд.

3.1. Явление апокампического разряда

На рисунке 3а показан внешний вид апокампического разряда в воздухе атмосферного давления. Впервые такой разряд был получен в воздухе атмосферного давления между электродами 1 и 2 из нержавеющей стали, разделёнными расстоянием 0,5–1,2 мм [17, 18]. Видно, что от канала разряда 3 ответвляется яркий отросток 5 и, продолжая его, развивается протяжённый, но менее яркий шлейф 6 высотой до 7 см. Структура, включающая в себя отросток и шлейф, была названа, как отмечалось, апокампом, поскольку она возникает вблизи изгиба канала. Визуально отросток и шлейф различаются по цвету. Также визуально наблюдается "отрыв" отростка от канала разряда (рис. 3б). Для получения разряда использовали источник высоковольтных импульсов 7 (рис. 3в) и повышающий трансформатор 8, что обеспечивало импульсы напряжения положительной полярности с частотой $16 < f < 50$ кГц, длительность импульса $\tau = 1,5-2,5$ мкс и амплитуду напряжения до 13 кВ. Электрод 1 был соединён с высоковольтным выходом импульсного трансформатора, а электрод 2 имел ёмкостную развязку с заземлением ($C = 2$ пФ).

При подаче на разрядный промежуток импульсов напряжения с амплитудой несколько киловольт на электроде 1 зажигается импульсный коронный разряд. При увеличении амплитуды и/или повышении частоты следования импульсов напряжения область, занимаемая коронным разрядом, увеличивается и промежуток между

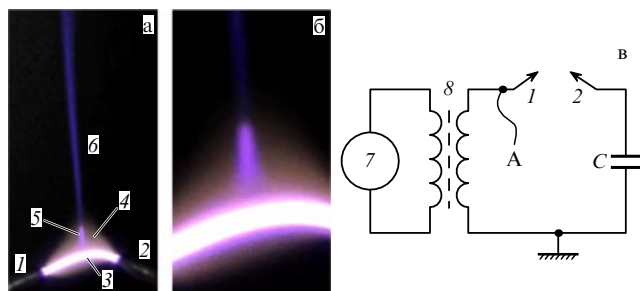


Рис. 3. (В цвете онлайн.) Внешний вид апокамфического разряда (а), увеличенный в 4,5 раза фрагмент его центральной части (б) и схема установки для его получения (в). 1 — высоковольтный острый электрод положительной полярности, 2 — острый электрод, имеющий ёмкостную связь с заземлением, 3 — канал импульсного разряда, осуществляемого на частоте $f = 50$ кГц при амплитуде импульсов напряжения $U_p \approx 11$ кВ, 4 — гало, 5 — отросток, 6 — шлейф, 7 — источник высоковольтных импульсов, 8 — повышающий трансформатор. Межеlectродное расстояние $d = 8$ мм, высота кадра 3,8 см на рис. а и 1 см на рис. б. Фотографии сделаны камерой Canon PowerShot SX 60 HS с выдержкой $1/8$ с и светочувствительностью ISO 1500.

электродами замыкается плазмой импульсно-периодического разряда 3 (рис. 3а). С последующим возрастанием напряжения на месте изгиба канала скачкообразно образуется апокамп (в описываемом случае этому отвечает амплитуда напряжения $U_p \sim 9$ кВ) и его длина увеличивается. При $U_p \geq 10-11$ кВ возрастание останавливается и вместо одной плазменной струи появляется несколько струй и/или одиночная струя увеличивается в диаметре либо становится множественной.

В зависимости от условий возбуждения апокамп может иметь форму одиночного игловидного или конического шлейфа длиной до 6–7 см либо "верную" форму, когда его основание привязано к месту изгиба разрядного канала, а направление распространения постоянно меняется. Если имеется несколько мест изгиба разряда, то при повышении напряжения на каждом из них можно наблюдать несколько нестабильных апокампов, направленных в разные стороны, но всегда прорастающих от мест изгиба канала. Изгиб канала разряда может быть естественным или принудительным [17, 18, 74]. Его можно обеспечивать, располагая острые электроды под углом друг к другу либо помещая в разрядный промежуток диэлектрические пластины, заставляя канал разряда огибать их. При этом форма электродов имеет второстепенное значение (рис. 4).

Таким образом, место изгиба канала является определяющим для появления и развития апокампа. Об этом, например, свидетельствует опыт, в котором электродную систему наклоняли на различные углы, вплоть до 90° , что вызывало соответствующее изменение направления распространения апокампов. Из этого также следует, что явление нельзя объяснить конвективными процессами.

В [17, 18] экспериментально выявлены электрофизические условия, необходимые для формирования апокамфического разряда.

1. Необходимы импульсы напряжения положительной полярности. При использовании отрицательной полярности апокамп можно получить при повышенных величинах U_p , но это будет связано с обратным ходом напряжения в цепи, когда полярность меняется на положительную. В последнем случае апокампы имеют длину несколько миллиметров и появляются нестабильно.

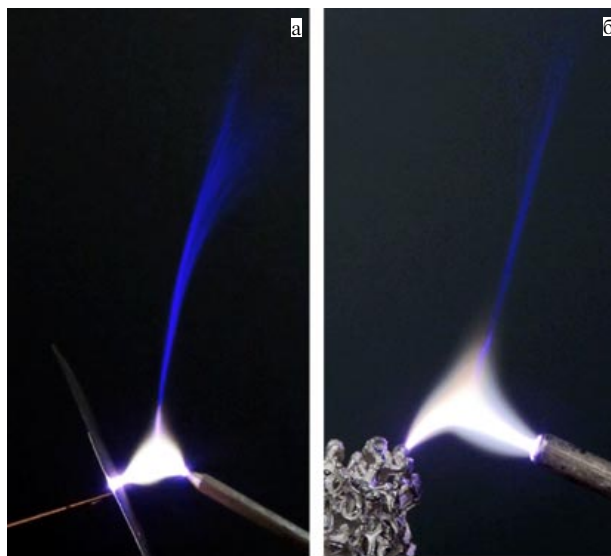


Рис. 4. (В цвете онлайн.) Фотографии апокампа в нормальных условиях в разрядном промежутке между остриём и плоскостью (а) и остриём и пористой металлокерамикой (б). В обоих случаях один из острых электродов является высоковольтным, а другой находится под плавающим потенциалом.

2. В случае замены конденсатора C (рис. 3в) резистором, ограничивающим ток (с номиналом около 100 кОм), и увеличения U_p апокамп ведёт себя крайне нестабильно, имеет слабое свечение и меньшую длину. Нестабильность горения можно объяснить тем, что импульсная мощность, рассеиваемая в разрядном промежутке при переходе к резистивной развязке с большими номиналами сопротивлений, существенно уменьшается по сравнению с таковой в случае ёмкостной развязки, а при малых номиналах резистора уменьшается напряжение на промежутке.

3. Существенное увеличение ёмкости C приводит к переходу от апокамфического разряда к импульсной дуге: на электродах появляются яркие пятна, размер гало существенно увеличивается и апокамп не образуется. Соответственно, спектр плазмы содержит характерные для дуговых разрядов широкие континуумы. Аналогичная метаморфоза происходит при увеличении амплитуды напряжения U_p на высоковольтном электроде.

4. Апокамп не образуется, если ёмкость C переставить в левое плечо схемы (в точку А на рис. 3в). Это означает, что для его формирования необходимо, чтобы оба электрода, 1 и 2, имели высокий потенциал относительно земли.

На основе этих данных был сделан вывод о наличии ряда сходных черт между лабораторными апокампами и голубыми струями, наблюдаемыми в атмосфере Земли.

Прежде всего между обоими явлениями имеется поразительное внешнее сходство (ср., например, рис. 3а с рис. 1 или фотоматериалами, приведёнными в работах [4–7, 9, 11]). Несмотря на разницу в масштабах и давлении воздуха, оба явления характеризуются наличием яркого отростка и продолжающего его шлейфа. Цвета этих частей визуально сопоставимы. Кроме того, для возникновения обоих явлений требуется предварительно создать плазменные образования с избыточным положительным зарядом относительно земли. На этапе развития грозового облака его верхняя часть представляет собой диэлектрический диполь с отрицательным объёмным зарядом внизу и положительным наверху, что

облегчает инициацию и движение вверх положительного стримера [75]. Эти факты стали основанием для детальных исследований [76–90], о которых пойдёт речь далее.

3.2. О сходстве апокампиического разряда с транзиентами средней атмосферы

Первоначально апокамп был получен и исследован в открытом пространстве, в воздухе атмосферного давления (см. раздел 3.1). После этого были определены морфологические, временные и спектральные параметры апокампа в условиях, соответствующих высотам, на которых наблюдаются голубые струи, стартеры и спрайты. Исследования проводились в цилиндрической кварцевой колбе на установке, показанной на рис. 5. В колбе 5 помещались острийные электроды 2 и 3 из нержавеющей стали, образующие разрядный промежуток d . Давление воздуха в колбе 5 в ходе экспериментов можно было регулировать в диапазоне от 760 до 0,1 Торр. На электроды подавали импульсы напряжения от источника 1. Параметры импульсов (амплитуда и частота) в различных сериях экспериментов регулировались. В начале экспериментов использовали импульсы напряжения положительной полярности с параметрами: $f \leq 50$ кГц, $\tau_{1/2} \approx 1,5$ мкс, $U_p \leq 13$ кВ, фронт импульса $\approx 0,8$ мкс.

С помощью делителя напряжения (показано только место его подключения 6) и токового шунта R осуществляли контроль за напряжением (6) и током (7) в цепи основного разряда.

Для регистрации быстропротекающего процесса появления и развития апокампа использовалась четырёхканальная ICCD-камера HSFC-PRO (PCO AG) 10 с минимальной длительностью одного кадра 3 нс. Изображение на входе камеры формировали с помощью объектива 12, позволяющего выделять для наблюдения поле высотой 17 мм и шириной 22 мм.

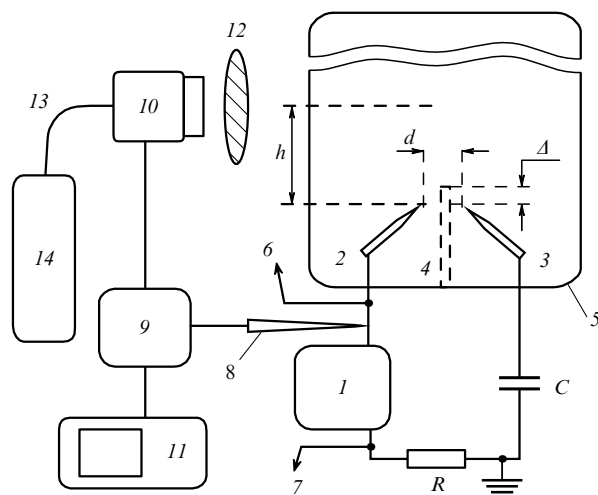


Рис. 5. Блок-схема установки для изучения свойств апокампиического разряда: 1 — высоковольтный источник импульсов напряжения, 2, 3 — острийные электроды диаметром 2 мм с углом вершины 15° и радиусом скругления 70 мкм, 4 — керамическая пластинка толщиной 1 мм, выступающая над электродами на расстояние $\Delta = 3,75$ мм, 5 — кварцевая колба с внутренним диаметром 5,1 см и высотой 121 см, 6 — вывод сигнала на делитель напряжения, 7 — вывод токового сигнала с шунта R , 8 — высоковольтный пробник, 9 — генератор запуска, 10 — ICCD-камера, 11 — осциллограф, 12 — объектив, 13 — оптический световод, 14 — компьютер. $C = 10$ нФ, $d = 8-10$ мм, $0 < h < 100$ см.

Для синхронизации и управления запуском камеры сигнал с высоковольтного пробника 8, расположенного у высоковольтного электрода, подавался на генератор задающих импульсов 9. С его помощью выставлялись задержки запуска срабатывания как камеры 10, так и осциллографа 11. Это обеспечивало контроль времени запуска ICCD-камеры относительно импульса напряжения на электродах. Сигнал с одного или нескольких каналов ICCD-камеры 10 через оптоволоконный кабель 13 подавался на компьютер 14. Кроме того, в отдельных сериях фотографировали и регистрировали спектры излучения различных частей апокампа на различных высотах h .

При снижении давления воздуха в камере форма разряда менялась, как показано на рис. 6. Здесь амплитуда напряжения составляла $7,5 < U_p < 8,8$ кВ. В этом интервале значений обеспечивались стабильное образование апокампа и его положение в пространстве в широком диапазоне давлений. Видно, что снижение давления воздуха приводит к удлинению и отростка, и шлейфа. Кроме того, увеличиваются диаметры обеих частей апокампа.

Рисунок 7 детально показывает влияние давления на характерные длины отростка и апокампа. Для того чтобы все экспериментальные точки были различимы, шкала давления выбрана логарифмической.

Обращает на себя внимание следующее: область, в которой формируются протяжённые шлейфы в воздухе, лежит в диапазоне давлений $20 < p < 120$ Торр. В атмосфере Земли этому соответствуют (ориентировочно) высоты $17 < h < 25$ км. То есть голубые шлейфы возникают в экспериментальной установке в условиях, близких к условиям появления голубых стартеров ($\approx 17-18$ км).

В то же время, если учитывать резкое возрастание длины отростка при снижении давления вплоть до 11 Торр, можно говорить об условиях, в которых вместо сравнительно короткого стартера развивается голубая струя. В атмосфере голубые струи состоят из яркого канала (иногда ветвящегося на больших высотах) и сравнительно слабого свечения на его продолжении. Аналогичную структуру мы наблюдаем в экспериментах при

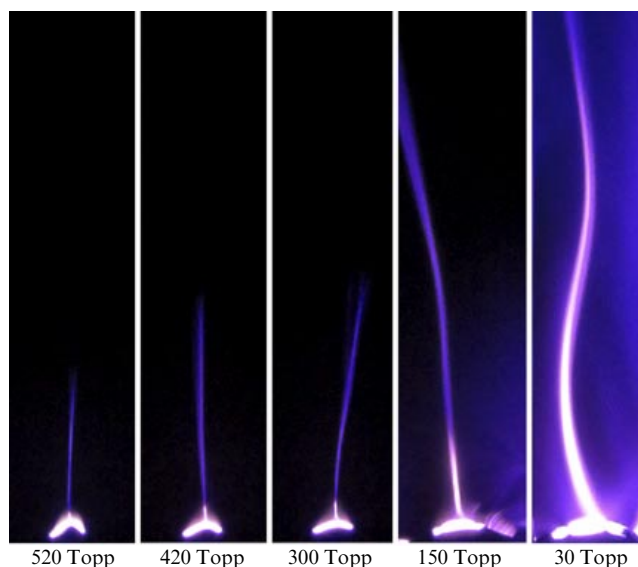


Рис. 6. (В цвете онлайн.) Влияние давления воздуха на отросток и шлейф. В нижней части рисунка указана величина давления. Высота кадров 18 см.

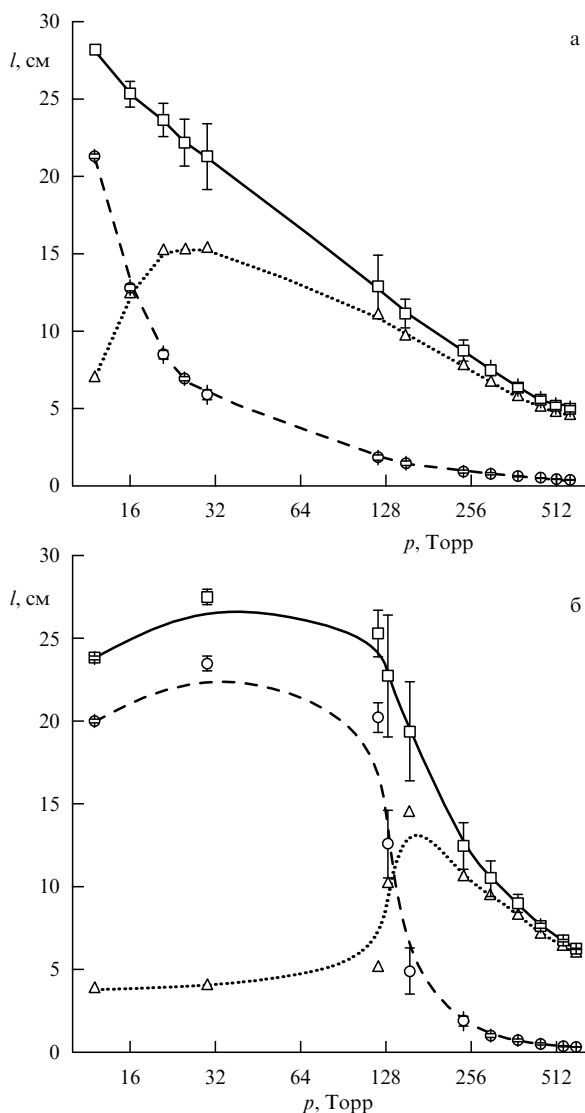


Рис. 7. Зависимость длины отростка l_s (кружки), шлейфа l_a (треугольники) и полной длины апокампа l (квадраты) от давления в воздухе (а) и азоте (б) при $U_p \approx 8,5$ кВ. (Адаптированный рисунок из работы [76].)

давлениях $8 < p < 30$ Торр. Эти величины примерно соответствуют высотам от 20 до 30 км, т.е. тем, до которых поднимаются голубые струи в природе.

Итак, и в природе, и в эксперименте голубые стартеры и их аналоги формируются при сравнительно высоких давлениях (и небольших высотах), когда длина отростка мала по сравнению с длиной шлейфа ($l_s \ll l_a$). Такая структура и в эксперименте, и в природе имеет вид узкой струи. Гораздо более длинными являются голубые струи, формирующиеся при меньших давлениях. В этом случае и в эксперименте, и в природе они состоят из яркой части (l_s) и сопоставимой с ней по длине голубой части (l_a), причём $l_s \geq l_a$, а при самых низких давлениях (соответствующих высотам $h > 30$ км) $l_s \sim 2l_a$ (рис. 7а). Здесь же свечение струи становится едва заметным и рассеянным, т.е. таким, каким его фиксируют со спутников на высотах более 30 км.

При замене воздуха азотом аналогичные закономерности зависимости для длин l_a , l_s и l наблюдаются в диапазоне $p > 120$ Торр, а при более низких давлениях возрастание указанных величин стабилизируется (рис. 7б).

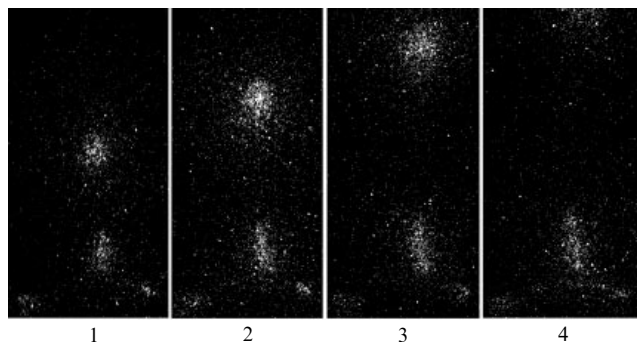


Рис. 8. Динамика формирования шлейфа апокамписического разряда в воздухе при давлении 120 Торр, $U_a \sim 7,7$ кВ и частоте 30 кГц. Время экспозиции каждого кадра 10 нс, пауза между ними 10 нс, размер кадра по вертикали 2,39 см, $p = 120$ Торр.

То есть в азоте протяжённые синие струи образуются при давлениях, примерно на порядок больших, чем в воздухе. Это подтверждает вывод о том, что высоты (начальные и высоты распространения), характерные для синих струй и стартеров в атмосфере Земли, обеспечивает именно воздушная среда. На основании этого также можно предположить, что транзиенты в атмосферах других планет, имеющих газовый состав, отличный от земного, будут обладать другой морфологией. Этот вопрос мы обсудим ниже.

Динамика развития апокампа в наносекундном масштабе времени представлена на рис. 8. Видно, что уже сформированный отросток служит источником исходящих от него светящихся плазменных образований. Это означает, что шлейф апокампа состоит из стримеров. Многократное испускание отростком стримеров с кГц-частотами визуально воспринимается как струя, а импульсно-периодический режим разряда облегчает наблюдение апокампа [76, 80, 81, 86].

Начальная скорость головки стримера, оценённая по её смещению между кадрами 1 и 2 на рис. 8, составляет около 190 км с^{-1} . Скорость движения зависит от многих условий (давления воздуха, амплитуды и частоты импульсов напряжения). Кроме того, в данных экспериментах эта скорость изменяется при продвижении стримера: вначале она увеличивается, достигая $\sim 200 \text{ км с}^{-1}$, а потом уменьшается. Длина отростка при продвижении фронта стримера также может увеличиваться в первых импульсах, но скорость удлинения отростка существенно меньше, чем у стримера. В установившихся режимах нам не удалось зарегистрировать начальное продвижение стримера по длине отростка, но в каждом импульсе фиксировалось одновременное увеличение интенсивности свечения всего отростка при его формировании, а также одновременное затухание свечения всего отростка при уменьшении амплитуды напряжения на промежутке и после окончания импульса. Мы предполагаем, что в установившемся режиме отросток по ряду свойств подобен лидеру [91], но его нагрев происходит не за счёт стримерной короны, а за счёт одного стримера и электронов слабоионизованной плазмы, окружающей отросток.

Типичный порядок образования разных частей апокамписического разряда демонстрирует рис. 9. При максимуме тока формируется канал разряда (ему отвечает интервал времени τ_{ch}). Далее, спустя примерно 80 нс, возникает свечение отростка и лишь после этого с задержкой от 10 до 20 нс от отростка исходит стример.

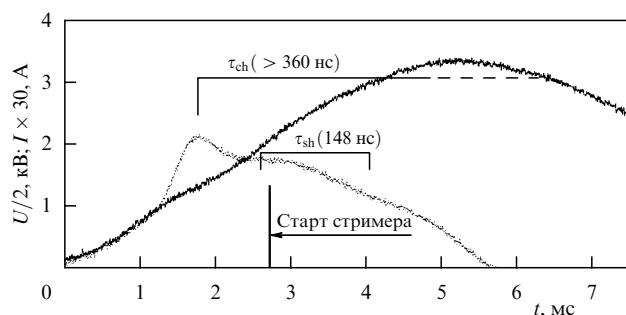


Рис. 9. Осциллограммы разряда при $p = 100$ Торр. Напряжение на первом электроде $U_p = 6,9$ кВ, частота следования импульсов генератора $f = 56,6$ кГц, τ_{sh} — время существования стримера. Тёмная и светлая кривые отвечают напряжению и току в основной цепи разряда соответственно.

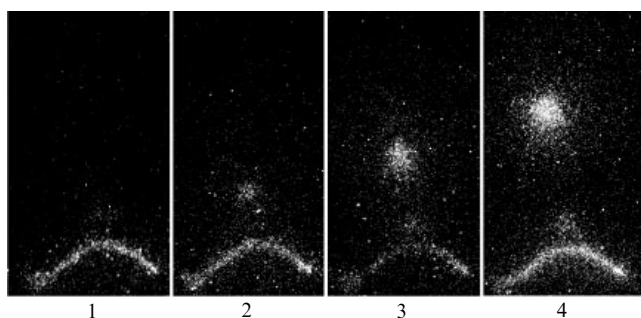


Рис. 10. Динамика формирования отростка и стримера в воздухе на частоте 10 кГц при давлении 120 Торр и $U_a \sim 7,68$ кВ. Время экспозиции каждого кадра 10 нс, пауза между ними 10 нс. Размер кадра по вертикали 2,1 см, $p = 120$ Торр.

Многократная регистрация процесса показала, что иногда стример испускается до образования отростка, в частности при снижении частоты следования импульсов напряжения. Эта ситуация представлена на рис. 10.

На первом кадре видно слабое свечение у изгиба канала разряда. Это свечение можно отнести к формированию первого стримера, его скорость $\sim 180 \text{ км с}^{-1}$. Короткий отросток формируется при удалении фронта стримера и становится хорошо заметным на третьем и четвёртом кадрах. В следующем импульсе напряжения образовавшийся отросток становится источником нового стримера. Данная динамика формирования апокампа не является случайной и характеризуется повторяемостью.

С учётом того, что в атмосфере Земли голубые струи распространяются в сильно неоднородной по давлению среде, можно сказать, что *усреднённые значения скоростей распространения положительных стримеров в описанных экспериментах по порядку величины совпадают со скоростями распространения голубых струй в атмосфере Земли.*

В природе голубые струи и стартеры образуются при частотах, существенно меньших, чем в описанных экспериментах, и при гораздо более высоких напряжениях. Установка, представленная на рис. 5, позволяет частично моделировать влияние частоты и напряжения на развитие апокампа. Так, в работе [84] установлено, что снижение частоты от 56 до 10 кГц почти двукратно увеличивает среднюю скорость движения стримеров, до $v_b \sim 220 \text{ км с}^{-1}$ (рис. 11а). Обнаруженный факт является ещё одним экспериментальным доказательством, поми-

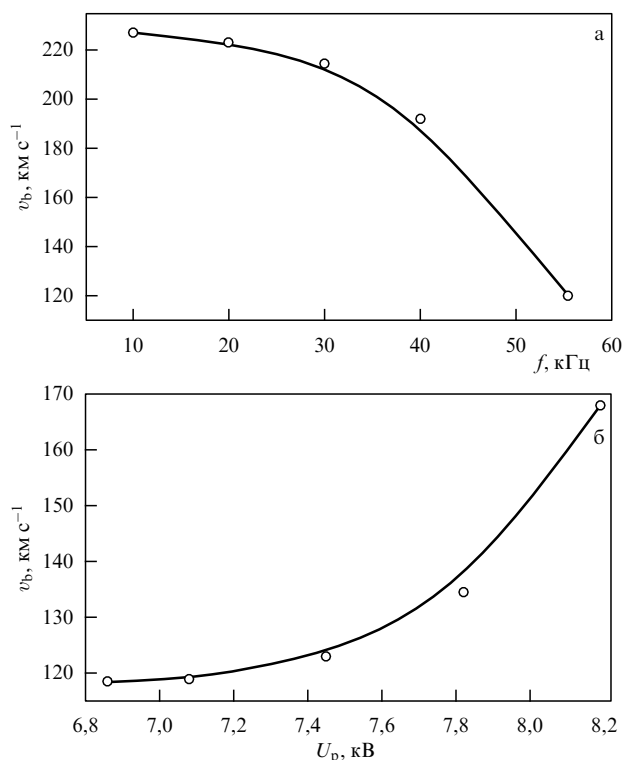


Рис. 11. Средние значения скорости стримеров при различных частотах на $U_p = 6,86$ кВ (а) и амплитудах напряжения при $f = 56,6$ кГц (б).

мо представленных выше, родства апокампиского разряда и голубых струй. Кроме того, выявлено, что увеличение амплитуды напряжения от 6,8 до 8,5 кВ (при $f = 56,6$ кГц) вызывает возрастание средней скорости движения стримеров от 120 до 170 км с⁻¹ (рис. 11б). Эту зависимость можно приблизительно аппроксимировать функцией $v_b \sim \exp(3U_p)$. Напряжённости полей в облаках значительно выше, поэтому в атмосфере образуются протяжённые струи, размеры которых на несколько порядков больше тех, которые наблюдались в экспериментах с апокамписким разрядом.

И всё же в природе напряжения, при которых образуются голубые струи и стартеры, значительно выше, а частоты их появления существенно ниже. Например, в [7] голубые струи наблюдались с частотой 120 событий в 1 мин (2 Гц). Поэтому была проведена дополнительная проверка сделанных ранее предположений. Для этого в экспериментальную установку (см. рис. 5) внесли ряд изменений, снизив частоту следования импульсов напряжения до $7 < f < 16$ Гц [87]. С уменьшением частоты на пять порядков по сравнению с таковой в предыдущей серии экспериментов визуальная интенсивность свечения апокампа пропорционально уменьшилась и он стал едва различимым глазом. Для увеличения интенсивности свечения апокампа амплитуда напряжения была повышена до 27–35 кВ.

Кроме того, было предложено использовать дополнительное обострение поля на изгибе канала разряда. Для этого между электродами 2 и 3 (см. рис. 5) была установлена керамическая пластинка 4 толщиной 1 мм. При высоких давлениях воздуха в колбе пластинка 4 препятствовала пробою разрядного промежутка даже при $U_p = 35$ кВ. Снижение давления воздуха до ≈ 140 Торр

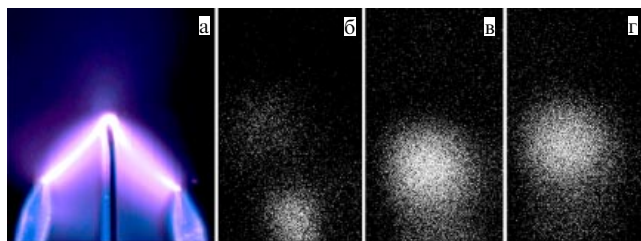


Рис. 12. (В цвете онлайн.) (а) Внешний вид разряда при $U_p \sim 35$ кВ, $f = 8$ Гц, $p = 30$ Торр, $C = 30$ пФ (экспозиция 15 с, высота кадра 18 мм). (б–г) Динамика движения стримера при $U_p = 33$ кВ, $f = 7,5$ кГц, $p = 60$ Торр, $C = 30$ пФ (высота кадра 17 мм).

приводило к пробую. Было установлено, что в диапазоне давлений от 110 до 60 Торр разряд имел устойчивую форму, а место его принудительного изгиба на керамической пластинке становилось источником апокампа. Визуально отмечались светящиеся низкоинтенсивные структуры высотой по крайней мере до 60 см. Но чувствительности фотокамеры хватало только для регистрации свечения отростка (рис. 12а).

На рисунке 12б–г приведён пример покадровой динамики движения стримера. Ни сам отросток, ни край керамической пластинки здесь не показаны ввиду ограниченности обзора объектива. Край пластинки располагается на 8 мм ниже нижней рамки кадров. Каждому кадру на рис. 12б–г соответствует экспозиция длительностью 3 нс, пауза между ними составляет 3 нс. Видно, что стример не только удаляется от места старта, но и увеличивается в размерах. Начальная скорость v_0 , оценённая по разнице между кадрами, приведёнными на рис. 12а и б, составляет 360 км с^{-1} , а далее скорость снижается до 230 км с^{-1} .

В таблице приведены типичные величины начальной (v_0) и средней за время наблюдения ($\langle v \rangle$) скоростей распространения стримеров в различных условиях получения апокампов.

Таблица. Скорости распространения стримера в различных условиях при частоте разряда 7,5 Гц

p , Торр	C , пФ	v_0 , км с $^{-1}$	$\langle v \rangle$, км с $^{-1}$
110	30	445	335
60	30	360	230
110	80	350	247
60	80	280	215

Эти данные доказывают, что для образования и испускания стримеров в воздухе от канала разряда, находящегося под напряжением относительно земли, при положительной полярности напряжения совсем не обязательно нужны высокие частоты следования импульсов напряжения. Кроме того, почти двукратное увеличение напряжения по сравнению с таковым в предыдущих экспериментах [17, 18, 76–83] привело примерно к двукратному увеличению начальных скоростей стримеров (см. таблицу).

Также было отмечено, что снижение давления от 130 до 30 Торр приводит к уменьшению скорости стримера и снижению его светимости вплоть до уровня, при котором регистрация свечения становится невозможной в условиях эксперимента. Но при этом сохраняется слабое свечение на месте изгиба канала у керамической пластинки. Последующее снижение давления приводит к тому, что разряд расширяется, занимая область между

высоковольтным электродом и краем керамической пластинки, и меняет свой синий цвет на красноватый. Из этих экспериментов следует, что существует определённый диапазон давлений, при которых критическая напряжённость поля является достаточной для испускания стримера от изгиба канала. Этот диапазон давлений ориентировочно соответствует диапазону высот образования голубых струй. В природе именно на этих высотах в грозном облаке происходит разделение зарядов и формируется положительный заряд вершины облака [75]. Значит, голубые струи — это стримеры, точнее "метёлка" из стримеров.

Полученные данные позволили нам выдвинуть следующую гипотезу о механизме появления голубых струй [87]. Для начала их испускания необходима повышенная напряжённость поля, которая реализуется на изгибе канала разряда в лабораторных разрядах и на концах молний или на изгибах молниевых каналов при грозах. Свой вклад в этот процесс вносит локальный нагрев газовой среды, который уменьшает концентрацию частиц и напряжение пробоя [79]. В зоне турбулентности грозного облака и молний, откуда исходят голубые струи, также имеются локальные неоднородности концентрации частиц вследствие изменения давления и нагрева среды. Известно [92], что для испускания стримеров не обязательно нужен металлический электрод — достаточно сформировать плотную плазму, из которой вытесняется электрическое поле.

Можно ли, ещё понизив давление, получить миниатюрный аналог красного спрайта? Мы это проверили [93], перевернув колбу установки, представленной на рис. 5, на 180° . Такая ориентация приводила к тому, что апокамп развивался сверху вниз, как показано на рис. 13. При повышенных давлениях (> 30 Торр) разряд пере-

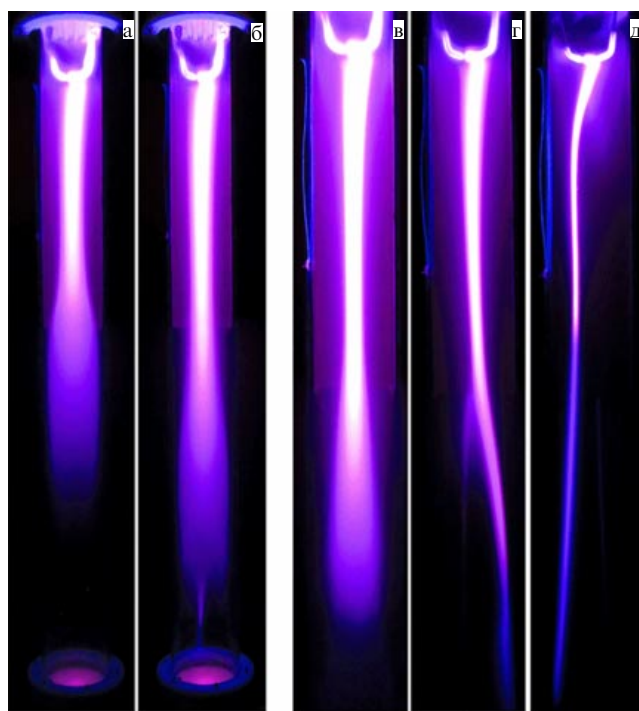


Рис. 13. (В цвете онлайн.) Влияние напряжения на промежутке (а, б) и давления (в–д) на длину и форму апокампа в воздухе при: $p = 0,1$ Торр, $U_p = 3,9$ кВ (а); $p = 0,1$ Торр, $U_p = 6,5$ кВ (б); $p = 0,1$ Торр, $U_p = 4,9$ кВ (в); $p = 3$ Торр, $U_p = 6,3$ кВ (г); $p = 9$ Торр, $U_p = 7,2$ кВ (д). Высота фотографий 73 см, электроды вверх.

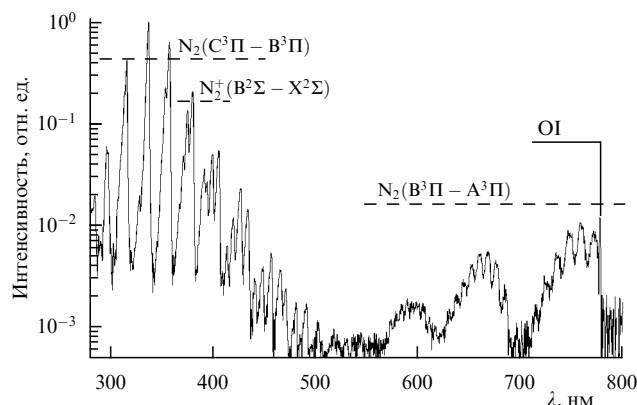


Рис. 14. Спектр излучения апокампа при давлении воздуха 150 Торр при $f = 50$ кГц.

брасывался на стенки камеры и сформировать апокампы не удавалось. Однако при уменьшении давления вплоть до 0,1 Торр стабильно формировались апокампы красного цвета, направленные вниз. Возрастание напряжения и уменьшение давления приводили к удлинению апокампов и увеличению их диаметра. Визуально такой апокамп напоминает одиночные столбчатые спрайты (С-спрайты) [94].

В природе изменение цвета транзиентов при изменении плотности воздуха (т.е. высоты) происходит аналогично тому, что мы видим, применяя апокампиический разряд. Так, цвет струй и спрайтов изменяется от синего (на высотах ниже 40 км) до красного (на высотах выше 50 км). Смена цвета происходит на высотах 40–50 км, отвечающих пониженному давлению, около 1 Торр [8]. Согласно современному пониманию этих явлений, все они связаны с распространением стримеров (спрайтов) или лидеров с опережающими их стримерными коронами (синие струи и гигантские струи) [2, 8, 68]. Возбуждение излучающих состояний молекул воздуха в этих светящихся объектах происходит преимущественно в стримерных фронтах, как в апокампах.

Пример спектра апокампа на высоте 5,2 см над каналом импульсно-периодического разряда приведён на рис. 14. Спектр содержит интенсивную полосу $N_2(C^3\Pi_u - B^3\Pi_g)$ и слабые полосы $N_2^+(B^2\Sigma_u^+ - X^2\Sigma_g^+)$, $N_2(B^3\Pi_g - A^3\Pi_u)$. Эксперименты [86] показали, что с уменьшением давления соотношение между ними изменяется: за счёт полосы $N_2^+(B^2\Sigma_u^+ - X^2\Sigma_g^+)$ увеличивается вклад в голубой и синей частей спектра, а за счёт $N_2(B^3\Pi_g - A^3\Pi_u)$ — в красной и оранжевой.

В случае направленного вниз апокампа (см. рис. 13) при низких давлениях, лучше всего отвечающих образованию спрайтов в природе, визуально цвет разряда в основном определяется излучением первой положительной системы азота в красной области спектра (см. рис. 14). Однако и здесь интенсивность излучения полос второй положительной системы существенно больше первой.

Теоретические оценки отношения энергий полос излучения $2P/1P$ N_2 показали, что при $p < 0,08$ Торр оно слабо зависит от давления там, где для состояний $N_2(B^3\Pi_g)$ и $N_2(C^3\Pi_u)$ доминируют радиационные потери; при $p > 11$ Торр оба указанных состояния тушатся главным образом за счёт столкновений с молекулами воздуха; при $0,08 < p < 11$ Торр состояние $N_2(B^3\Pi_g)$ теряет энергию главным образом вследствие столкновительного тушения, в то время как для состояния $N_2(C^3\Pi_u)$ доминируют

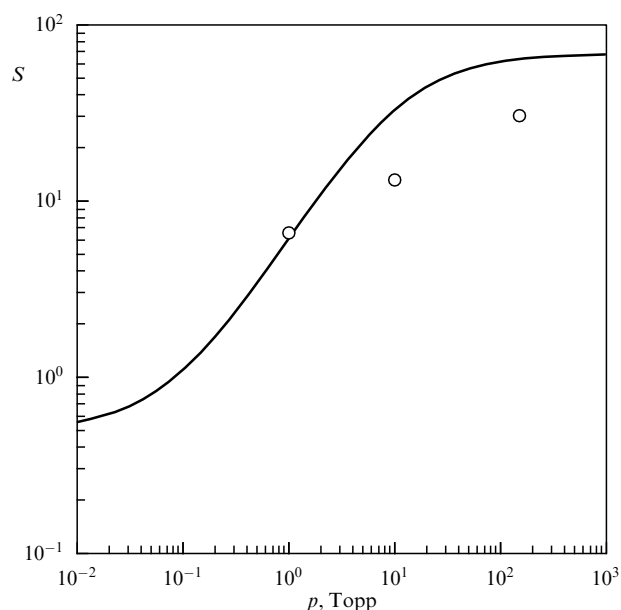


Рис. 15. Отношение интенсивностей полос $2P$ и $1P$ N_2 в зависимости от давления: кружки — результат эксперимента, кривая — результат расчёта.

радиационные потери, и далее отношение S энергий полос излучения $2P/1P$ N_2 увеличивается с возрастанием давления [86]. На рисунке 15 представлены как экспериментальные, так и расчётные значения этого отношения в зависимости от давления. Между ними имеется хорошее согласие.

Итак, апокамп демонстрирует ещё один признак сходства с транзиентами средней атмосферы: оба феномена обладают схожими по диапазону ($\lambda \sim 280–800$ нм) и структуре максимумов спектрами люминесценции, в том числе при различных давлениях.

В завершение этого раздела отметим достоинства предложенного нами подхода для лабораторного моделирования некоторых разрядных процессов в средней и даже верхней атмосфере. С его помощью мы переходим к системам, в которых все разрядные события происходят в заряженных зонах, находящихся под потенциалом относительно земли, и получаем возможность исследований в широком диапазоне экспериментальных условий. Кроме того, предложенная экспериментальная методика и установки на основе апокампиического разряда позволяют учесть большее количество факторов, влияющих на развитие транзиентов средней атмосферы (в сравнении с [47]), предоставляют простой способ получения их лабораторных аналогов (в сравнении с [56, 59]), обеспечивают лучшую воспроизводимость результатов, чем в экспериментах [56, 95].

В разделе 3.3 мы приведём несколько примеров, демонстрирующих перспективность использования апокампиического разряда для лабораторного моделирования условий образования транзиентов.

3.3. Различные аспекты лабораторного моделирования транзиентов с помощью апокампиического разряда

Следует отметить, что условия образования голубых струй, стартёров и красных спрайтов в природе, конечно, не во всём повторяют лабораторные. Тем не менее лабораторные установки позволяют экспериментально изучать отдельные аспекты процесса инициации транзиентов в атмосфере Земли. Вводя в эксперимент тот

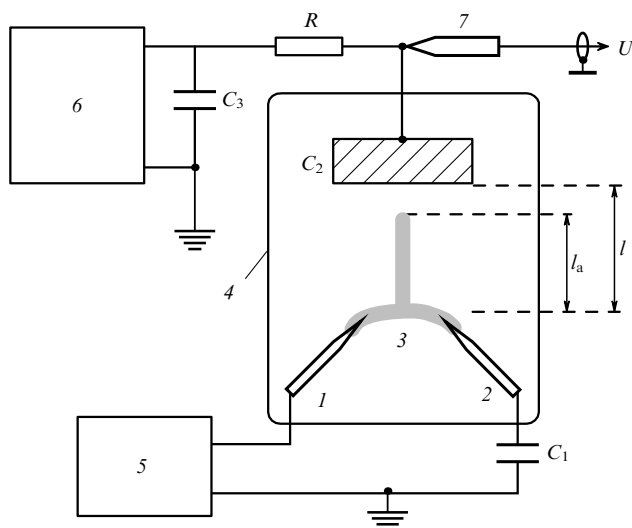


Рис. 16. Схема установки: 1, 2 — острые электроды из нержавеющей стали (диаметр 2 мм, радиус скругления 80 мкм, $d = 8$ мм); 3 — разрядный промежуток; 4 — кварцевая колба с внутренним диаметром 5,1 см и высотой 121 см; 5 — источник высоковольтных импульсов напряжения ($5 < U_p < 12$ кВ, $27 < f < 50$ кГц); 6 — источник постоянного напряжения положительной полярности; 7 — делитель напряжения.

или иной физический фактор, присутствующий в реальной атмосфере, можно постепенно уточнять наши представления о механизмах развития транзиентов.

Например, известно, что максимум ионизации атмосферы на высотах 12–18 км (начальные высоты для голубых струй и стартёров) обеспечивается космическими лучами [6]. Однако экспериментальные данные о влиянии электрического поля на формирование голубых струй и стартёров отсутствуют.

В работе [88] на установке, схема которой показана на рис. 16, получены первые данные о таком влиянии. Установка позволяет зажигать апокампический разряд при давлениях, примерно отвечающих давлениям в случае появления голубых струй в атмосфере Земли, и изменять величину электрического поля над ним. Поле над разрядом возмущали с помощью конденсатора C_2 , изготовленного из ёмкости с двумя электродами 4700 пФ диаметром 46 мм (или 1000 пФ диаметром 41 мм), которую размещали над электродами 1 и 2 на расстоянии $5 < l < 20$ см. Торцы конденсатора, соединённый с источником питания 6, имел электрод, а другой электрод был сошлифован. Последний был обращён в сторону электродов 1 и 2. На электрод конденсатора C_2 подавалось высокое напряжение от источника 6 через резистор $R = 18$ МОм ($3,5 < U < 30$ кВ).

Порядок проведения экспериментов был следующим.

1. Зажигая импульсный высоковольтный разряд между электродами 1 и 2, подбирали амплитуду напряжения U_p такой, чтобы получить обычный импульсно-периодический разряд без апокампа в форме изогнутого канала.

2. От источника 6 подавали напряжение на конденсатор C_2 . В результате из-за слаботочного разряда на керамический торец конденсатора с удалённой обкладкой на нём накапливались электроны и конденсатор заряжался.

3. Выключали источник 6, что приводило к заземлению электрода конденсатора C_3 через сопротивление R и сопротивление делителя напряжения 7. При этом

положительный потенциал на верхней обкладке конденсатора C_3 уменьшался, а на нижней поверхности конденсатора C_2 за счёт накопленных электронов увеличивалось отрицательное напряжение. Скорость разрядки C_2 определялась постоянной RC -цепи. В момент выключения источника начинали запись величины $U(t)$ и фотографировали разряд с различными задержками. Перед каждым опытом варьировали расстояние l между электродами 1 и 2 и конденсатором C_2 , а также ёмкость C_2 .

Установлено, что после выключения источника 6 импульсный разряд между электродами 1, 2 может переходить в апокампический (рис. 17а, фазы II и III). Затем апокамп укорачивается и исчезает (рис. 17а, фазы III и IV).

На рисунке 17б показано, как происходит разрядка конденсатора C_3 . Если апокамп не формируется, то разрядка имеет экспоненциальный характер, $U(t) \sim \exp(-t/\tau)$, где $\tau \sim 2$ — постоянная времени разрядки. Если апокамп инициируется, то процесс разрядки прерывается одним-тремя всплесками напряжения, как видно из рисунка, что обусловлено формированием стримеров в промежутке l . Постоянная времени для всплесков $\tau \sim 0,5$ с, т.е. уменьшение $U(t)$ во всплесках в 4 раза происходит примерно в четыре раза быстрее. Это в свою очередь означает, что апокамп — положительный стример — служит источником подзарядки конденсатора C_3 и увеличивает положительное напряжение на металлическом электроде конденсатора C_2 . Также следует отметить, что типичная амплитуда импульсов напряжения U_p , необходимая для перехода от импульсного разряда к апокампическому, обычно составляет 7–8 кВ. Но при описанной инициации апокампа за счёт накопления электронов на нижней поверхности конденсатора C_2 эта амплитуда снижается до 5,5–6 кВ. Кроме того, было обнаружено, что выключением источника 6 (см. рис. 16) удлиняет уже сформированный в промежутке l апокамп. В этом случае типичная зависимость $U(t)$ имеет несколько всплесков, соответствующих перекрыванию промежутка стримерами.

Таким образом, в [88] экспериментально показано, что формирование отрицательно заряженной зоны (керамического торца обработанного конденсатора), расположенной над каналом импульсно-периодического разряда с положительным потенциалом, приводит как к инициации, так и к удлинению апокампов, а также снижает амплитуду напряжения, необходимую для их формирования.

Есть ли у этого процесса аналог в атмосфере Земли? Известно, что при грозах под действием электрического поля из ионосферы Земли (> 60 км) к вершине облаков движутся свободные электроны. На различных высотах они приобретают разную энергию и могут достигать верхней границы облачности, что приводит к локальному возрастанию отрицательного заряда над облаками. А поскольку верхняя часть облака (на этапе его развития) представляет собой диэлектрический диполь с отрицательным объёмным зарядом внизу и положительным наверху, это облегчает инициацию и движение вверх положительного стримера. Рассмотренные выше эксперименты были проведены в интервале давлений воздуха, отвечающих высотам, на которых в атмосфере Земли образуются голубые струи. При увеличении давления до 340 Торр и выше (что отвечает высотам ≈ 7 км и ниже) эффект инициации апокампа не проявляется. Вероятно, в природе для инициации голубых струй необходимо сочетание нескольких условий: разделения зарядов в грозовом облаке и скачкообразного достижения высокоэнергетичными заряженными частицами границы верх-

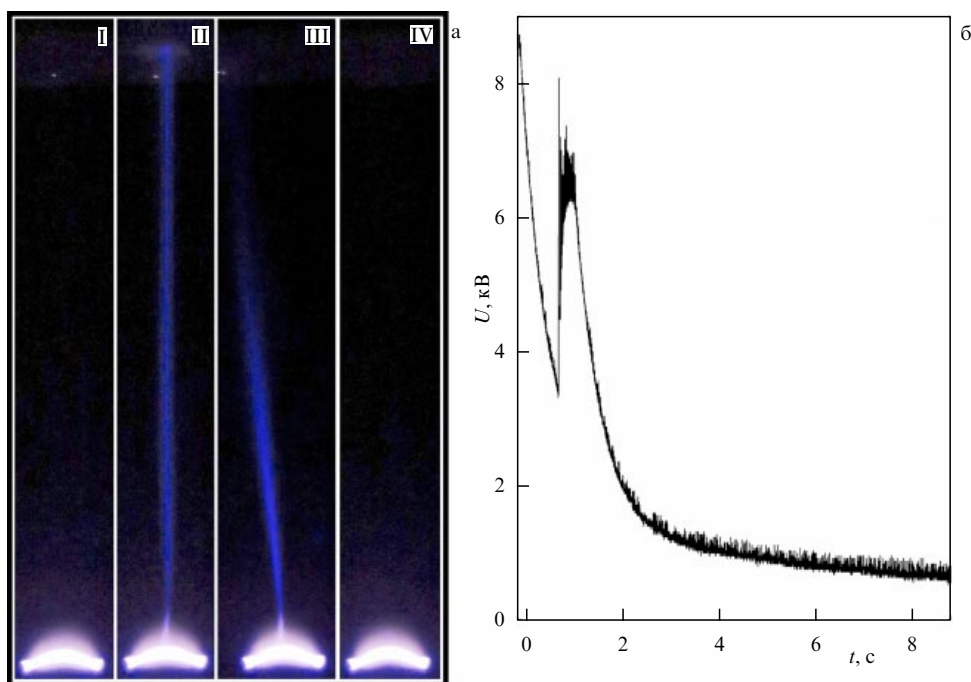


Рис. 17. (В цвете онлайн.) (а) Демонстрация инициирования апокампа. (б) Временной ход напряжения на конденсаторе C_3 (см. рис. 16) с апокампом. $U_p = 5,4$ кВ, $p = 180$ Торр, $f = 50$ кГц, $d_g = 8,8$ см, $C_2 = 1000$ пФ.

ней облачности. Тогда становится возможной инициация как широкого атмосферного ливня [75], так и голубых струй.

В работе [89] рассматривали другой аспект появления и развития транзиентов. А именно, в апокампиский разряд вводили вулканическое вещество — пластинку 4 (толщиной 5 мм, $\Delta = 5$ мм, см. рис. 6), изготовленную из куска лавы, взятой в воронке вулкана Этна (Сицилия, Италия), определяя его влияние на инициирование и продвижение положительного стримера в условиях по давлению воздуха, близких к условиям инициирования голубых струй и стартеров в природе. Для сравнения использовали аналогичную по размерам пластинку, выполненную из кварца (КУ-1).

Известно, что химический состав лавы и пепла вулкана Этна характеризуется высокой средней долей оксидов Na_2O и K_2O [96], которая составляет $\approx 3,8$ и $1,9$ % соответственно. Потенциалы ионизации Na (5,14 эВ) и K (4,34 эВ) являются самыми низкими среди ряда других элементов, входящих в состав пепловых оксидов (SiO_2 , TiO_2 , Al_2O_3 , Fe_2O_3 , MnO , MgO , CaO). С учётом этого ожидаемым результатом эксперимента были появление в спектре апокампа и быстрое увеличение интенсивности линий (за несколько секунд после зажигания апокампиского разряда), отвечающих переходам NaI (588,9 нм), KI (766,4, 769,8 нм) (рис. 18). То есть указанная эмиссия обусловлена разогревом лавовой пластинки и выделением из неё легко ионизуемых элементов. Замена лавовой пластинки кварцевой удаляет из спектра указанные линии. Кроме того, при установке лавовой пластинки в спектре наблюдаются низкоинтенсивные переходы OI (771,1, 777,4, 777,5 нм).

Кроме того, выяснилось, что разогрев вулканического материала уменьшает напряжение, при котором от канала разряда испускается апокамп, и увеличивает длину апокампа. Эффект имеет место только при наличии в зоне разряда пластинки из вулканического материала, т.е. связан с выделением из неё легкоионизуемых элемен-

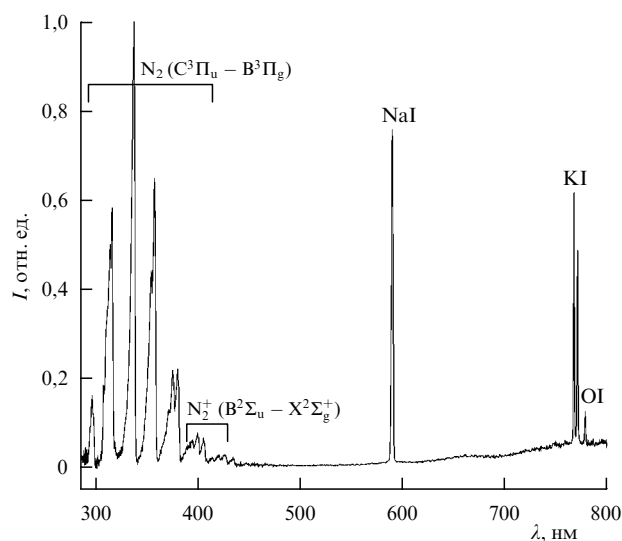


Рис. 18. Спектр излучения апокампа в присутствии пластинки из лавы, $U_p = 9$ кВ.

тов. Мы считаем, что полученные данные расширяют наши представления о факторах развития атмосферных транзиентов.

Две трети вулканов находятся в северном полушарии и около 85 % из них расположены севернее 10° ю.ш. До уровня тропосферы и выше выбрасывают пепел только вулканы, имеющие индекс вулканической активности (Volcanic Explosivity Index — VEI) > 3 [97]. Между 20° с.ш. и 10° ю.ш. находится большое скопление вулканов, известных плинианскими извержениями (VEI=5), что означает периодический выброс огромного количества газов и пепла в атмосферу вблизи экватора. При этом высота, на которую поднимается пепел, составляет не менее 11 км и может достигать 45 км.

В сухих газопепловых облаках над вулканами отмечается самая высокая для атмосферных процессов интенсивность разделения электрических зарядов, связанная прежде всего с тем, что в области пеплового столба вверх поднимаются положительно заряженные сгущенные вулканические газы, а падающие частицы золы заряжены отрицательно. В результате при таких извержениях регистрируются как частые крупные молнии воздух–земля (так называемые грязные молнии), так и более частые мелкие разряды, а также коронные разряды, а верхняя часть пеплового облака на стадии формирования имеет избыточный положительный заряд. Напомним, что в условиях вышеописанного опыта апокампы исходят от положительно заряженного канала импульсного разряда.

Известно, что голубые струи и стартеры возникают только над очень активными грозовыми облаками с частотой следования молний до нескольких вспышек в 1 с. В природе голубые струи испускаются заряженными зонами после того, как внутри них или между ними и землей происходят разряды [6, 8]. Поэтому электрические условия в вулканическом столбе можно рассматривать как благоприятствующие развитию голубых струй и стартеров. Кроме того, как показал эксперимент, важен и состав пепла в облаке: легкоионизируемые компоненты пепла, попадая на высоты 12–18 км, могут способствовать как образованию, так и распространению положительных стримеров. Необходимо добавить, что соединения, содержащие легкоионизируемые металлы, характерны не только для выбросов вулкана Этна — они встречаются повсеместно [98, 99].

Таким образом, на основе проведенных экспериментов и анализа литературы можно сформулировать следующую гипотезу: *вероятность появления голубых струй и стартеров увеличивается в местах повышенной вулканической активности, на высотах 10–18 км (за границей тропосферы), что связано с наличием легкоионизируемых добавок в вулканических выбросах*. В дальнейшем, чтобы подтвердить или опровергнуть этот тезис, необходимо провести масштабные наблюдения голубых струй и стартеров в зонах с $VEI > 3$. Пока этому препятствует недостаточно высокая чувствительность спектральной аппаратуры, применяемой на спутниках.

С другой стороны, можно провести новые исследования влияния других факторов, например температуры воздуха. Повышение температуры пепловых частиц до ~ 1200 К может запустить механизм термоэмиссии электронов с их поверхности. Выяснить, как это повлияет на формирование апокампы, можно будет непосредственно в лабораторных условиях.

Известно, что величина электрического поля в атмосфере Земли зависит от высоты над уровнем моря и возрастает во время грозы. Но на высотах в несколько десятков километров, где зарождаются красные спрайты, средние электрические поля малы [100]. Существует гипотеза [101] о том, что способствовать возникновению и продвижению стримеров (спрайтов) в этих условиях могут атомы металлов, присутствующие на больших высотах [102] в основном вследствие сгорания в атмосфере Земли микрометеоритов. На больших высотах эти атомы могут ионизироваться ультрафиолетовым излучением, и тогда продвижение спрайтов облегчится благодаря увеличению концентрации электронов перед фронтом стримера.

В [103] указанная гипотеза была подтверждена экспериментально. Для этого зажигали апокампиский разряд в установке, аналогичной показанной на рис. 6, но

меняли материал электродов при неизменных геометрии разрядного промежутка и внешних условиях возбуждения в воздухе при давлениях 45 и 760 Торр. Было установлено, что при использовании электродов из Al и Cu напряжение, при котором формируется апокампа, уменьшается, а его длина увеличивается по сравнению с таковыми при использовании электродов из Fe и W. В спектрах излучения импульсно-периодического разряда при формировании апокампы зарегистрированы ионные линии металла электродов.

Еще одно интересное научное приложение апокампиского разряда связано с транзиентами, которые предсказываются и наблюдаются в атмосферах других планет Солнечной системы [104–106]. Их выявление и наблюдение — это трудоемкая процедура, которая требует в том числе расчета спектрального состава излучения планетарных транзиентов. Для этого сегодня строятся теоретические модели [107] и для облегчения расчетов планетарные атмосферы классифицируются по газам, концентрация которых максимальна. Так, модельными системами для Венеры и Юпитера являются газовые смеси $\text{CO}_2\text{--N}_2$, $\text{H}_2\text{--He}$ соответственно. В связи с этим лабораторные аналоги транзиентов также могут быть использованы для получения новых данных о процессах, происходящих в атмосферах других планет.

Так, в [108] была сделана первая попытка использования стримерного разряда в указанных газовых средах для имитации спрайтов в атмосферах Венеры и Юпитера. Были измерены начальные напряжения, минимальный диаметр и скорость стримерных головок, а также их интенсивность по сравнению с таковой для разрядов в воздухе и показано, что по отношению к природным явлениям стримеры в модельных смесях подчиняются законам подобия, имеют внешнее сходство, хотя и различаются по ветвлению, интенсивности и направлению распространения в зависимости от состава смеси.

Апокампиский разряд не является исключением. В частности, в [85] показано, что он представляет собой удобный лабораторный объект для изучения морфологии и спектрального состава апокампов не только в воздухе, но в различных искусственных газовых средах в широком диапазоне давлений. Мы считаем это многообещающим направлением научных исследований, с помощью которого можно предсказывать характерные свойства транзиентов в атмосферах других планет и получать данные, полезные для теоретического моделирования указанных явлений.

Завершая этот раздел, упомянем еще об одном интересном направлении исследований, посвященном влиянию транзиентов на состав атмосферы, в том числе на озоновый слой планеты.

Транзиенты средней атмосферы являются источниками оксидов азота NO_x (см. ссылки на литературу в [109]) и других частиц. Точные измерения химического состава в местах локализации транзиентов *in situ* затруднены, поэтому для детального изучения химической кинетики атмосферы применяют численные эксперименты [110, 111]. В частности, проведенное в [112] моделирование плазмохимических процессов, сопровождающих гигантские струи в диапазоне высот 18–38 км, выявило, что на концах стримеров происходит образование озона из атомарного кислорода. Также здесь образуется значительное количество оксидов азота, что сильнее выражено на меньших высотах. В ведущем канале, управляемом термохимическими реакциями, концентрация N_2O и NO

увеличивается на несколько порядков, что приводит к значительному истощению озона. Сходные процессы наблюдаются при развитии молниевых каналов в нижней атмосфере (см. обзор [113, раздел 4]).

Другой подход к исследованию вопроса состоит в изучении продуктов реакций разрядов в условиях контролируемых лабораторных экспериментов. В одном из первых исследований [14] для имитации использовали разряды в воздухе в системе электродов острой-плоскости с амплитудой импульсов напряжения до 30 кВ. Оценки количества молекул NO_x , образующихся за один импульс разряда при величинах давления, отвечающих высотам красных спрайтов, согласовывались с теоретическими предсказаниями [2]. Впоследствии для решения аналогичной задачи можно использовать и апокампиский разряд, так как в [83, 114] показано, что он является источником оксидов азота и может вызывать истощение озона в объёме.

3.4. Численное моделирование формирования апокампа в воздухе атмосферного давления

Моделирование динамики и структуры разряда в целом (т.е. процессов формирования канала между электродами, появления изгиба, образования отростка) представляет весьма сложную проблему. В этом разделе приведены результаты расчёта динамики стримера апокампа в рамках упрощённого подхода [79], основанного на следующих соображениях. Стример появляется в результате формирования между электродами плазменного канала, приводящего к выравниванию потенциалов электродов. Потенциал поля вблизи плазменного канала, закорачивающего разрядный промежуток, близок к потенциалу высоковольтного электрода. При достаточно высоких значениях напряжённости электрического поля вблизи канала создаются условия для формирования стримера.

Ниже рассматриваются стадии образования (в области сильного электрического поля) и распространения вдоль силовой линии поля волны ионизации — стримера. Для моделирования динамики стримера используется стандартная двумерная осесимметричная модель, включающая в себя систему уравнений для электрического поля и концентраций заряженных частиц. Электрическое поле $\mathbf{E}$ определяется уравнением Пуассона для электрического потенциала Φ :

$$\mathbf{E} = -\nabla\Phi, \quad \nabla^2\Phi = -4\pi\rho, \quad (1)$$

где $\rho = e(n_p - n_e - n_n)$ — плотность объёмного заряда, n_p , n_n и n_e — концентрации положительных ионов, отрицательных ионов и электронов соответственно. Распределения концентраций заряженных частиц вдоль осевой (z) и радиальной (r) координат определяются из решения уравнений баланса

$$\frac{\partial n_j}{\partial t} + \nabla(n_j \mathbf{V}_j) = F_j + S_{ph}, \quad \mathbf{V}_j = \mu_j \mathbf{E} - D_j \nabla \ln n_j. \quad (2)$$

Здесь n_j , μ_j и D_j — концентрация, подвижность и коэффициент диффузии частиц сорта j , член F_j представляет собой сумму вкладов локальных кинетических процессов (ионизации, прилипания, электрон-ионной и ион-ионной рекомбинации) для частиц сорта j . Величины коэффициентов переноса и констант скорости кинетических процессов (ионизации и прилипания) для воздуха определяются локальным значением приведённого электрического поля E/N (где N — концентрация моле-

кул воздуха) в соответствии с экспериментальными данными [115]. Нелокальный член S_{ph} в уравнениях баланса (2) для электронов и положительных ионов описывает генерацию этих частиц перед фронтом стримера при поглощении молекулами газа ионизирующего излучения, испускаемого из области фронта стримера:

$$S_{ph}(\mathbf{r}) = \int R(\mathbf{r}') K(|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|) d^3\mathbf{r}', \quad (3)$$

где $R(\mathbf{r}') d^3\mathbf{r}'$ — число ионизирующих фотонов, испускаемых в единицу времени в объёме $d^3\mathbf{r}'$, функция $K(|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|)$ описывает перенос ионизирующего излучения. Для оценки параметров в уравнении (3) используется модель фотоионизации для воздуха [116].

В качестве внешних условий для моделирования требуется задать пространственные распределения электрического поля и плотности (температуры) газа в области зарождения и распространения стримера. Характер распределения поля определяется размерами и формой электродов. В данном расчёте распределение поля в области канала задаётся таким, которое создаётся металлической сферой диаметром 1 см, заряженной до положительного потенциала 10 кВ. При таких параметрах зарождение стримера в холодном газе невозможно, требуются прогрев и снижение плотности газа, приводящее к возрастанию приведённой напряжённости поля E/N . Прогрев газа в условиях образования апокампа обеспечивается последовательностью импульсов разрядного тока между электродами.

Распределение температуры вдоль оси распространения стримера z (проходящей через центр сферы) задаётся в виде

$$T(z) = T_0 + (T_m - T_0) \exp \left[- \left(\frac{z}{h} \right)^2 \right], \quad (4)$$

где $T_0 = 300$ К. Температура T_m у поверхности сферы, при $z = 0$, принята близкой к измеренной в [82], $T_m = 1200$ К. Ширина зоны прогрева h оценивается исходя из того, что, согласно экспериментальным данным, апокамп появляется после примерно 1000 разрядных импульсов, что при частоте повторения 50 кГц отвечает времени τ_a , между временем появления первого разрядного импульса и моментом появления апокампа, около 20 мс. Оценка ширины зоны прогрева $h = 2(\chi\tau_a)^{1/2}$, достигаемой к моменту τ_a , даёт (если принять для коэффициента температуропроводности χ значение $0,5 \text{ см}^2 \text{ с}^{-1}$, среднее в интервале температур от T_0 до T_m) $h = 0,2$ см. Это значение h используется в описанных ниже расчётах динамики стримера.

На рисунке 19 приведены распределения электрического поля вдоль и поперёк направления распространения стримера. Аксиальные профили поля в разные моменты времени (рис. 19а) демонстрируют распространение фронта (области максимума поля) со скоростью 400–500 км с^{-1} . Радиальные профили электрического поля в нескольких сечениях канала за фронтом стримера показаны на рис. 19б. Радиус канала, немного убывающий с возрастанием z , составляет около 0,2 мм (отметим, что такое соотношение скорости и радиуса характерно для стримеров в атмосферном воздухе [43]). Концентрация электронов за фронтом стримера, порядка 10^{14} см^{-3} , увеличивается вдоль его канала (с возрастанием z), что связано с понижением температуры, согласно формуле (4), и соответствующим возрастанием

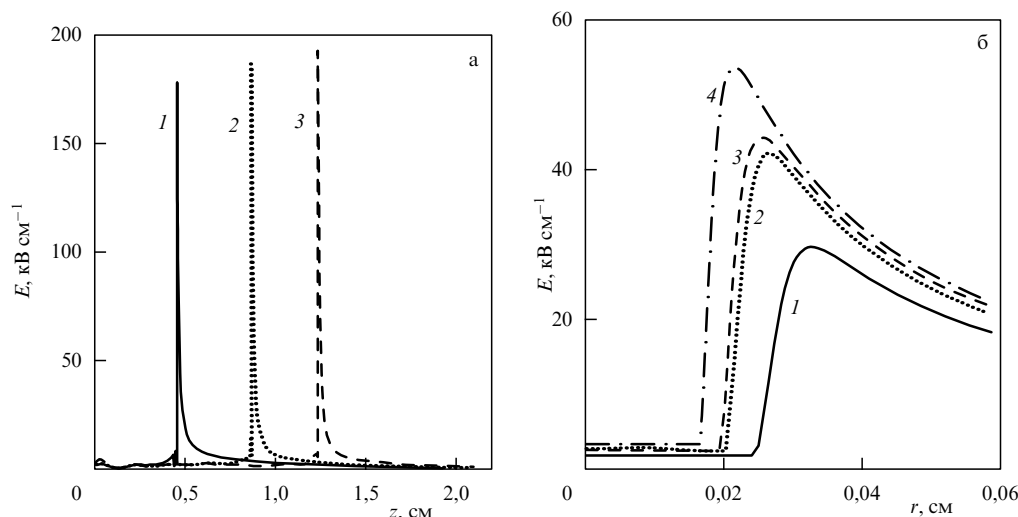


Рис. 19. Распределения электрического поля E : (а) вдоль оси стримера z в моменты времени $t = 8, 16$ и 24 нс (кривые 1–3 соответственно) и (б) по радиусу в сечениях $z = 0,3, 0,6, 0,9$ и $1,2$ см (кривые 1–4 соответственно).

плотности газа, и почти не изменяется на временах распространения стримера. Рассчитанные характеристики стримера (скорость распространения, радиус) близки к измеренным параметрам апокампа в воздухе атмосферного давления.

3.5. Теоретическое моделирование динамики развития апокампа

Кроме упрощённой осесимметричной модели роста стримера, конечно, желательно иметь менее симметризованную модель явления, позволяющую проследить за механизмом зарождения апокампиеской струи, ортогональной искривлённому плазменному каналу, как это имеет место в экспериментах. И такая задача была успешно решена в рамках плоской двумерной теоретической модели, не обладающей элементами пространственной симметрии.

Решение двумерной задачи требует существенно меньших вычислительных ресурсов, позволяя в то же время описывать несимметричные структуры, которые характерны именно для апокампиеского разряда. Выбор плоской модели представляется здесь нетривиальным ходом, так как никакой гарантии того, что в такой геометрии удастся смоделировать тонкую плазменную струю, *a priori* не было. С целью сокращения вычислительных ресурсов и приведения их в соответствие с имеющимися вычислительными возможностями для моделирования была выбрана плоская геометрия разрядной системы, в которой круглые электроды были замещены электродами в виде тонких протяжённых лезвий с острыми параллельными кромками.

Как и в случае упрощённой модели, описанной выше, за математическую основу взята так называемая дрейфово-диффузионная нестационарная гидродинамическая модель многокомпонентной низкотемпературной плазмы, представленная уравнением Пуассона (1) для напряжённости электрического поля и уравнениями (2) для электронов, положительных и отрицательных ионов. Эта система была дополнена уравнением непрерывности для плотности энергии электронов n_e , позволяющей рассчитывать константы скоростей неупругих элементарных процессов, а интенсивность фотоионизации S_{ph} , в отличие от (3), описывалась уравнением

Гельмгольца:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \Gamma_e + \Gamma_e E = \sum_k \Delta \varepsilon_k F_k, \quad (5)$$

$$\nabla^2 S_{ph} - A_{ph}^{-2} S_{ph} = -G_{ph} F_{ion},$$

где Γ_e — поток плотности энергии электронов, F_k — члены, описывающие неупругие процессы (как в (2)) с соответствующими потерями энергии электронов $\Delta \varepsilon_k < 0$, A_{ph} — эффективная длина пробега фотона, G_{ph} — доля актов ударной ионизации, приводящих к излучению жёстких ультрафиолетовых (УФ) квантов. Данная формулировка источника фотоионизации газа, позволяющая избежать вычисления многократных интегралов по пространству, более подробно изложена в работе [117]. Рассматриваемая вычислительная модель реализована в модуле "Плазма" коммерческого пакета конечно-элементного расчёта COMSOL Multiphysics 5.2a.

Поскольку эксперименты показали, что апокамп легче и отчётливее образуется в газах с электроотрицательными примесями, было решено для моделирования "электроотрицательности" газовой среды использовать чистый кислород атмосферного давления. Для этого газа известны практически все параметры сечений и скоростей элементарных процессов, а простота состава позволяла ограничиться в расчётах простейшей схемой плазмохимических реакций. Для конкретизации членов-источников заряженных частиц в используемой модели реализованы следующие основные плазмохимические реакции: ударная ионизация молекулярного кислорода $e + O_2 \rightarrow 2e + O_2^+$, ударная диссоциация молекулы кислорода $e + O_2 \rightarrow e + 2O$, трёхчастичное прилипание $e + 2O_2 \rightarrow O_2 + O_2^-$ и трёхчастичная ион-ионная рекомбинация $O_2^+ + O_2^- + O_2 \rightarrow 3O_2$. Константы данных реакций приведены в работах [118, 119].

Мы отдаём себе отчёт, что предложенная кинетическая схема элементарных процессов является далеко не полной, поскольку не включает в себя такие важные реакции, как, например, реакция диссоциативного прилипания электронов $e + O_2 \rightarrow O + O^-$. Но включение в модель частиц каждого нового сорта очень заметно повышает требования к вычислительным ресурсам, делая

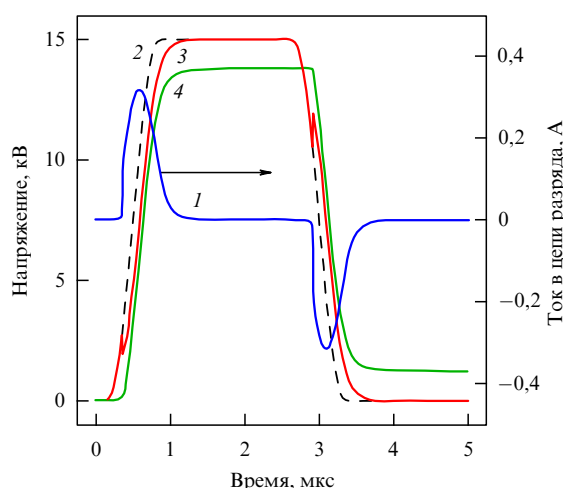


Рис. 20. Расчётные профили импульса тока разряда 1, импульса напряжения источника питания 2, напряжения на потенциальном электроде 3 и напряжения на плавающем электроде 4.

вычисления иногда просто невозможными. И наоборот, тестовые вычисления показали, что удаление из предложенной схемы любой элементарной реакции не позволяет сформироваться разряду апокамписческой формы. Например, к такому эффекту приводит исключение реакции диссоциации $e + O_2 \rightarrow e + 2O$. Хотя в этой реакции не генерируется никаких заряженных частиц новых сортов, её присутствие в модели сильно влияет на среднюю энергию свободных электронов. Именно поэтому предложенная выше кинетическая схема элементарных процессов может быть названа минимальной допустимой схемой для модельной газовой среды (на примере кислорода).

В качестве начальных условий были выбраны неоднородные распределения ион-ионной плазмы в зазоре и стационарное неоднородное распределение поля температуры, аналогичные распределению (4), но только в области между электродами. Максимальное значение температуры нейтральной среды задавалось в надэлектродной области и соответствовало известным значениям максимума распределения температуры в экспериментах [82] $\approx 1000 - 1300^\circ\text{C}$.

В плоской геометрии коэффициент усиления поля вблизи острых кромок заметно ниже, чем в трёхмерной геометрии, поэтому амплитуда импульсов напряжения для расчёта была взята больше, чем в экспериментах. А именно, на один из электродов подавался трапециевидный импульс напряжения амплитудой 15 кВ и длительностью на полувысоте 2,5 мкс, показанный на рис. 20 (кривая 2). Второй электрод заземлялся через ёмкость 3,3 пФ.

Система нестационарных дифференциальных уравнений решалась методом конечных элементов на прямоугольной области размером 50 на 70 мм. Область разбивалась на конечные элементы — треугольники, при этом минимальный размер треугольного элемента задавался равным 0,01 мм, а максимальный ограничивался 0,1 мм. Сеткакратно сгущалась вблизи электродов, а также в областях межэлектродного пространства, где ожидалось высокие градиенты. Для улучшения временной сходимости численной схемы использовался механизм стабилизации источников членов, позволяющий обеспечивать базовый уровень концентрации электронов порядка 10^3 см^{-3} в тех областях, где концентрация электронов

становилась ниже $0,1 \text{ см}^{-3}$. Для решения нестационарной задачи использовался неявный многошаговый метод "формула обратного дифференцирования" (Backward Differentiation Formula, BDF), временной шаг в котором определялся автоматически исходя из значения абсолютного допуска, задаваемого на уровне 10^{-6} .

Временной профиль тока разряда имел типичную для последовательной ёмкостной цепи форму (см. рис. 20): на переднем фронте импульса напряжения ток разряда достигал максимального значения, затем заряжалась ёмкость и ток обращался в нуль, а на заднем фронте ток повторял тот же профиль, но с отрицательной полярностью. Как видно, квазистационарное напряжение горения канальной формы разряда составляло примерно 1,5 кВ, а оба электрода приобретали довольно высокий потенциал относительно "земли". Постепенно происходило формирование плазменного канала с изгибом в сторону вершины угла между плоскостями лезвий, как это имело место в экспериментах.

Интересно, что в отсутствие удалённого заземлённого электрода (в этом варианте моделирования на границе домена задавались условия нулевых нормальных производных) тонкая струя (апокамп) от изгиба канала не формируется при любой продолжительности времени горения канала разряда. Однако внесение в расчётную модель внешнего электрического поля (в таком варианте задавался нулевой потенциал на верхней границе расчётного домена) со средней напряжённостью $\approx 2,5 \text{ кВ см}^{-1}$ приводило в расчётах к быстрому росту тонкой плазменной "струи" — апокампа.

Динамика и "анатомия" этого процесса продемонстрированы на рис. 21, где в каждой из пяти колонок показаны пространственные распределения концентрации положительных ионов, модуля напряжённости поля и концентрации свободных электронов в один и тот же момент развития стримера. Видно, что электрическое поле внутри тонкой струи из-за высокой электропроводности плазмы близко к нулю, поэтому механизм формирования апокампа связан с вынесением высокого потенциала на вершину растущего стримера. При наличии внешнего поля (на уровне $2,5 \text{ кВ см}^{-1}$) на вершине хорошо проводящего тонкого плазменного "листа" напряжённость достигает $\approx 20 \text{ кВ см}^{-1}$. Такой напряжённости вполне достаточно для интенсивной ударной ионизации газа свободными электронами и быстрого продвижения стримера.

Вследствие быстрого прилипания свободных электронов к молекулам кислорода их концентрация велика только там, где они рождаются, т.е. на вершине стримера. Фактически образуется наблюдаемая при скоростной съёмке разряда "плазменная пуля" [17, 74, 80, 81, 86], которая в представленном варианте расчёта двигалась со скоростью 25 км с^{-1} .

Как видно из рис. 21, внутренняя структура растущей "струи" довольно сложна: сколько-нибудь заметная концентрация свободных электронов, которые способны обеспечивать большую скорость ионизационного размножения при наличии электрического поля, имеет место только на вершине стримера. Концентрация свободных электронов в основании "струи" и изогнутом канале при этом монотонно убывает во времени. Большая часть "струи" (апокампа) состоит из почти эквипотенциальной ион-ионной плазмы, в которой очень мало свободных электронов ввиду их быстрого прилипания к молекулам кислорода. Возможно, именно благодаря очень невысокой скорости распыливания ион-ионной плазмы апокампа сохраняется в процессе роста её малый поперечный размер, что обеспечивает достаточно большой коэф-

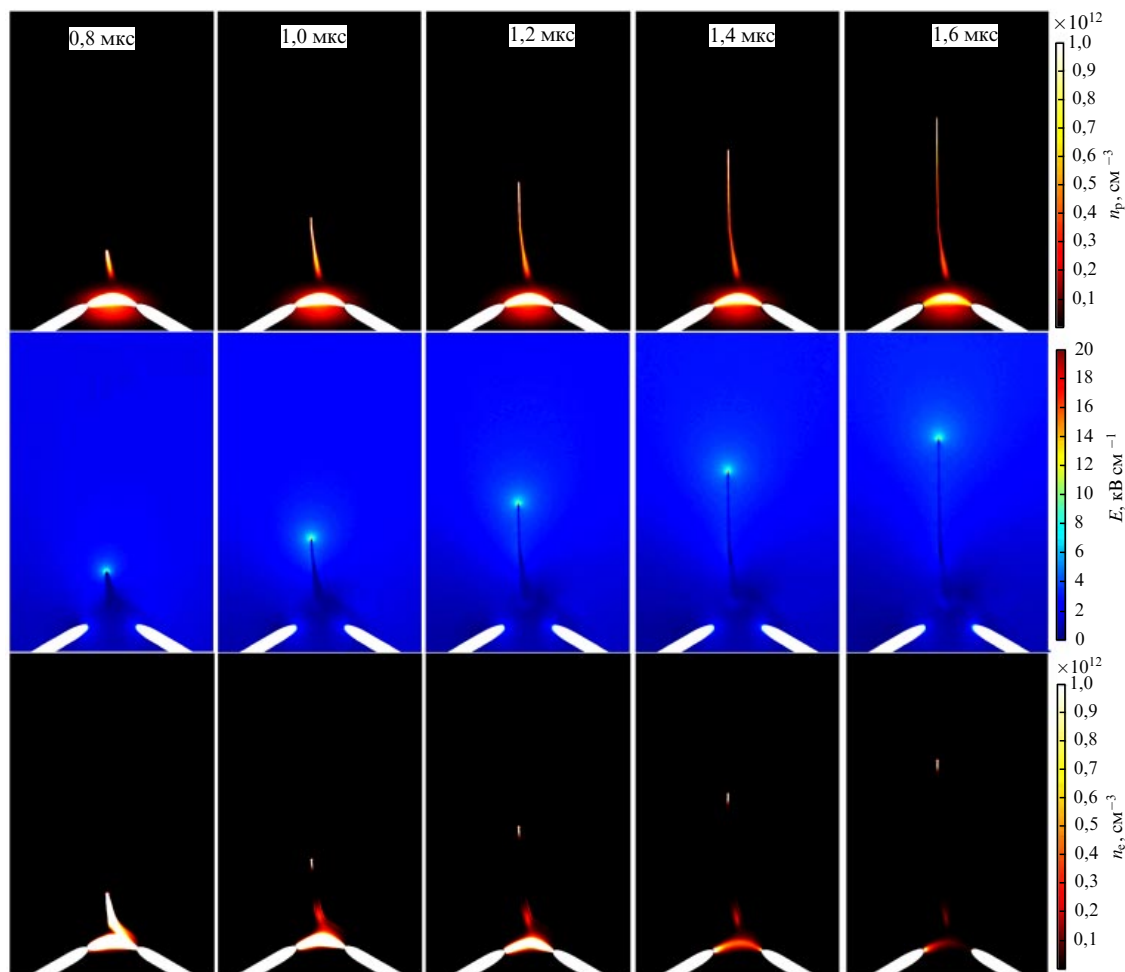


Рис. 21. (В цвете онлайн.) Динамика роста тонкой "струи", исходящей от изгиба плазменного канала, во времени (время от начала импульса напряжения указано в верхней части рисунка). Распределения концентрации положительных ионов (верхний ряд), модуля напряжённости поля (средний ряд) и концентрации свободных электронов (нижний ряд).

фициент усиления электрического поля на вершине стримера.

Обращает на себя внимание хорошее согласование несимметричных форм апокампа в расчёте (см. рис. 21) и в экспериментах (например, как на рис. 6). Это прямо свидетельствует о высокой адекватности теоретической модели, несмотря на её двумерную геометрию и сильно упрощённую плазмохимию.

Конечно, двумерность постановки сказалась на количественных расхождениях результатов расчёта и экспериментальных измерений. Так, в расчётах концентрация плазмы в канале струи более чем на порядок ниже, чем в экспериментах, напряжённость поля на вершине растущего канала и скорость движения стримера ("плазменной пули") в расчёте тоже в несколько раз меньше, чем наблюдаемые в экспериментах и полученные в описанной выше упрощённой модели стримера. Но это прямые следствия именно двумерности расчётного объекта. При аналогичных геометрических соотношениях проводящего канала (например, отношении его длины к диаметру) коэффициент усиления напряжённости поля на вершине канала стримера в трёхмерной геометрии (тонкое остриё) в несколько раз выше, чем у двумерного объекта (тонкое лезвие). Отсюда и более высокое поле на вершине, и, как следствие, более высокая скорость продвижения стримера, и более высокая концентрация

плазмы внутри реального канала по сравнению с результатами двумерного расчёта.

4. Заключение

На основании проведённых электрических и оптических измерений параметров апокампиического разряда, а также по результатам теоретического моделирования можно сделать следующие выводы.

1. Апокампиический разряд в импульсно-периодическом режиме горения представляет собой узкий стримерный канал, растущий от места изгиба плазменного канала с характерной скоростью в несколько десятков и сотен километров в секунду в зависимости от приложенного напряжения, давления и сорта газа.

2. Необходимые условия для роста стримерного канала создаются сравнительно слабым (на порядок ниже напряжённости статического пробоя) макроскопическим электрическим полем, возникающим между высоковольтным каналом разряда и удалённым нулевым потенциалом окружающей области. Это невысокое поле многократно усиливается на головке стримера, обеспечивая его быстрый рост за счёт локальной ионизации газа.

3. Изгиб канала обуславливает локальное усиление поля, задающее начальную ориентацию прорастающего стримерного канала. Частотно-импульсный режим пита-

ния разряда воспроизводит стримерный канал в каждом импульсе, но предшествующий остов ион-ионной плазмы обеспечивает воспроизводство формы канала от импульса к импульсу.

На основании результатов лабораторного моделирования можно предложить следующую гипотезу о механизме появления голубых струй. Для их образования необходима повышенная напряжённость поля, которая реализуется на изгибе канала разряда в лабораторных разрядах и на концах молний при грозах. Свой вклад в этот процесс вносит локальный нагрев газовой среды, который уменьшает концентрацию частиц и напряжение пробоя. В зоне турбулентности грозового облака и молний, откуда исходят голубые струи, также имеются локальные неоднородности концентрации частиц из-за изменения давления и нагрева среды в каналах молний. Известно, что для образования стримеров необязательно нужен металлический электрод — достаточно сформировать плотную плазму, из которой вытесняется электрическое поле, что обеспечивает его локальное усиление.

Авторы благодарят за помощь в работе по экспериментальному изучению апокамписического разряда своих коллег В.С. Кузнецова, Д.С. Печеницина, Е.Х. Бахшта, А.Г. Русских. Данная статья написана благодаря поддержке государственным заданием Института сильноточной электроники СО РАН по теме № 13.1.4, грантом Российского фонда фундаментальных исследований (РФФИ) 19-08-00286, а также грантом РФФИ 20-02-00320 (Объединённый институт высоких температур РАН).

Список литературы

- Neubert T *Science* **300** 747 (2003)
- Neubert T et al. *Surv. Geophys.* **29** 71 (2008)
- Chen A B et al. *J. Geophys. Res.* **113** A08306 (2008)
- Mishin E V, Milikh G M *Space Sci. Rev.* **137** 473 (2008)
- Бекряев В И *Молнии, спайнты и джеты* (СПб.: РГМУ, 2009)
- Донченко В А и др. *Электрооптические явления в атмосфере* (Томск: Изд-во НТЛ, 2015)
- Chanrion O et al. *Geophys. Res. Lett.* **44** 496 (2017)
- Siingh D et al. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* **134** 78 (2015)
- Suzuki T et al. *J. Geophys. Res.* **117** A07307 (2012)
- Wescott E M et al. *Geophys. Res. Lett.* **22** 1209 (1995)
- Sentman D D, Wescott E M *Geophys. Res. Lett.* **20** 2857 (1993)
- Chern R J-S, Lin S-F, Wu A-M *Acta Astronautica* **112** 37 (2015)
- Садовничий В А и др. *Астрон. вестн.* **45** 5 (2011); Sadovnichy V A et al. *Solar Syst. Res.* **45** 3 (2011)
- Williams E R *Atmos. Res.* **91** 140 (2009)
- Peterson H et al. *J. Geophys. Res.* **114** A00E07 (2009)
- Surkov V V, Hayakawa M *Ann. Geophys.* **30** 1185 (2012)
- Соснин Э А и др. *Письма в ЖЭТФ* **103** 857 (2016); Sosnin E A et al. *JETP Lett.* **103** 761 (2016)
- Скакун В С и др. *Изв. вузов. Физика* (5) 92 (2016); Skakun V S et al. *Russ. Phys. J.* **59** 707 (2016)
- Franz R C, Nemzek R J, Winckler J R *Science* **249** 48 (1990)
- MacKenzie T *Nature* **33** 245 (1886)
- Everett J D *Nature* **68** 599 (1903)
- Boys C V *Nature* **118** 749 (1926)
- Malan D C R *Acad. Sci. Paris* **205** 812 (1937)
- Wilson C T R *Proc. Phys. Soc. London* **37** 32D (1924)
- Vaughan O H (Jr.), Vonnegut B J *Geophys. Res.* **94** 13179 (1989)
- Lyons W A *Geophys. Res. Lett.* **21** 875 (1994)
- Lyons W A et al. *Eos Trans. AGU* **81** 373 (2000)
- van der Velde O A et al. *J. Geophys. Res.* **112** D20104 (2007)
- Wescott E M et al. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* **60** 713 (1998)
- Wescott E M et al. *Geophys. Res. Lett.* **23** 2153 (1996)
- Edens H E *Geophys. Res. Lett.* **38** L17804 (2011)
- Wescott E M et al. *J. Geophys. Res.* **106** 21549 (2001)
- McHarg M G et al. *J. Geophys. Res.* **107** 1364 (2002)
- Gerken E A, Inan U S *J. Geophys. Res.* **107** 1344 (2002)
- Kosar B C, Liu N, Rassoul H K *J. Geophys. Res.* **117** A08328 (2012)
- Barrington-Leigh C P, Inan U S, Stanley M J *Geophys. Res.* **106** 1741 (2001)
- Mende S B et al. *Geophys. Res. Lett.* **22** 2633 (1995)
- Hampton D L et al. *Geophys. Res. Lett.* **23** 89 (1996)
- Valdivia J A, Milikh G, Papadopoulos K *Geophys. Res. Lett.* **24** 3169 (1997)
- Mende S B et al., in *Sprites, Elves and Intense Lightning Discharges* (NATO Science Ser. II, Vol. 225, Eds M Füllekrug, E A Mareev, M J Rycroft) (Dordrecht: Springer, 2006) p. 123
- Хренов Б А и др. *Космические исследования* **46** 27 (2008); Khrenov B A et al. *Cosmic Res.* **46** 25 (2008)
- Kanmae T et al. *J. Phys. D* **45** 275203 (2012)
- Naidis G V *Phys. Rev. E* **79** 057401 (2009)
- Armstrong R A et al. *Geophys. Res. Lett.* **27** 653 (2000)
- Williams E R *Phys. Today* **54** (11) 41 (2001)
- Williams E R et al., in *Sprites, Elves and Intense Lightning Discharges* (NATO Science Ser. II, Vol. 225, Eds M Füllekrug, E A Mareev, M J Rycroft) (Dordrecht: Springer, 2006) p. 237
- Parra-Rojas F C et al. *J. Geophys. Res. Space Phys.* **118** 4649 (2013)
- Bucsla E et al. *J. Atm. Solar-Terr. Phys.* **65** 583 (2003)
- Базелян Э М, Райзер Ю П *Искровой разряд* (М.: Изд-во МФТИ, 1997); Пер. на англ. яз.: Bazelyan E M, Raizer Yu P *Spark Discharge* (Boca Raton, FL: CRC Press, 1998)
- van Veldhuizen E M, Kemps P C M, Rutgers W R *IEEE Trans. Plasma Sci.* **30** 162 (2002)
- Šimek M et al. *J. Phys. Conf. Ser.* **550** 012037 (2014)
- Pancheshnyi S, Nudnova M, Starikovskii A *Phys. Rev. E* **71** 016407 (2005)
- Тарасенко В Ф и др. *Оптика атмосферы и океана* **27** 1017 (2014)
- Tarasenko V F (Ed.) *Runaway Electrons Preionized Diffuse Discharges* (New York: Nova Science Publ., 2014)
- Рыбка Д В и др. *Оптика атмосферы и океана* **26** 85 (2013); Rybka D V *Atmos. Ocean. Opt.* **26** 449 (2013)
- Robledo-Martinez A, Garcia-Villarreal A, Sobral H J *Geophys. Res. Space Phys.* **122** 948 (2017)
- Тарасенко В Ф и др. *Прикладная физика* (4) 49 (2016); Tarasenko V F et al. *Plasma Phys. Rep.* **43** 792 (2017)
- Opaitis D F et al. *Geophys. Res. Lett.* **37** L14801 (2010)
- Стриковский А В и др. *Физика плазмы* **43** 866 (2017); Strikovskiy A V et al. *Plasma Phys. Rep.* **43** 1031 (2017)
- Adachi T et al. *J. Phys. D* **41** 234010 (2008)
- Дьяконов М И, Качоровский В Ю *ЖЭТФ* **94** 321 (1988); D'yakonov M I, Kachorovskii V Yu *Sov. Phys. JETP* **67** 1049 (1988)
- Babaeva N Yu, Naidis G V *J. Phys. D* **29** 2423 (1996)
- Babaeva N Yu, Naidis G V *IEEE Trans. Plasma Sci.* **25** 375 (1997)
- Luque A, Ratushnaya V, Ebert U *J. Phys. D* **41** 234005 (2008)
- Luque A, Ebert U *Geophys. Res. Lett.* **37** L06806 (2010)
- Qin J, Pasko V P *Geophys. Res. Lett.* **42** 2031 (2015)
- Raizer Y P, Milikh G M, Shneider M N *Geophys. Res. Lett.* **33** L23801 (2006)
- Raizer Y P, Milikh G M, Shneider M N *J. Geophys. Res. Space Phys.* **115** A00E42 (2010)
- Riouiset J A, Pasko V P, Bourdon A J *Geophys. Res. Space Phys.* **115** A12321 (2010)
- da Silva C L, Pasko V P *J. Geophys. Res.* **118** 13561 (2013)
- Popov N A, Shneider M N, Milikh G M *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* **147** 121 (2016)
- Köhn C, Chanrion O, Neubert T *J. Geophys. Res. Space Phys.* **124** 3083 (2019)
- Malagón-Romero A et al. *Geophys. Res. Lett.* **47** e2019GL085776 (2020)
- Sosnin E A et al., in *Horizons in World Physics* Vol. 292 (Ed. A Reimer) (New York: Nova Science Publ., 2017) p. 1
- Ермаков В И, Стожков Ю И "Физика грозовых облаков", Препринт № 2 (М.: ФИАН, 2004)
- Соснин Э А и др. *Письма в ЖЭТФ* **105** 600 (2017); Sosnin E A et al. *JETP Lett.* **105** 641 (2017)
- Панарин А А и др. *Оптика и спектроскопия* **122** 185 (2017); Panarin A A et al. *Opt. Spectrosc.* **122** 168 (2017)

78. Панарин В А и др. *Оптика атмосферы и океана* **30** 243 (2017)
79. Соснин Э А и др. *ЖЭТФ* **152** 1081 (2017); Sosnin E A et al. *J. Exp. Theor. Phys.* **125** 920 (2017)
80. Sosnin E A et al. *Eur. Phys. J. D* **71** 25 (2017)
81. Tarasenko V F et al. *Phys. Plasmas* **24** 043514 (2017)
82. Соснин Э А и др. *ТБТ* **56** 911 (2018); Sosnin E A et al. *High Temp.* **56** 837 (2018)
83. Panarin V A et al. *J. Phys. D* **51** 204005 (2018)
84. Baksht E Kh et al., in *Proc. of the 20th Intern. Symp. on High-Current Electronics, ISHCE, Tomsk, Russia, 16–22 September 2018* (Piscataway, NJ: IEEE, 2018) p. 176
85. Кузнецов В С и др. *Оптика и спектроскопия* **125** 311 (2018); Kuznetsov V S et al. *Opt. Spectrosc.* **125** 324 (2018)
86. Sosnin E A et al. *Phys. Plasmas* **25** 083513 (2018)
87. Соснин Э А и др. *Оптика атмосферы и океана* **32** 585 (2019); Sosnin E A et al. *Atmos. Ocean. Opt.* **32** 710 (2019)
88. Соснин Э А и др., в сб. *Актуальные проблемы радиофизики: VIII Международная научно-практическая конференция, г. Томск, 1–4 октября 2019* (Томск: Изд. дом ТГУ, 2019) с. 430
89. Соснин Э А и др. *Оптика атмосферы и океана* **33** 112 (2020)
90. Соснин Э А и др. *Изв. вузов. Физика* (7) 182 (2019); Sosnin E A et al. *Rus. Phys. J.* **62** 1289 (2019)
91. Bazelyan E M, Raizer Yu P *Lightning Physics and Lightning Protection* (Bristol: Institute of Physics Publ., 2000)
92. Raether H *Electron Avalanches and Breakdown in Gases* (Washington, DC: Butterworths, 1964)
93. Tarasenko V F et al. *J. Phys. Conf. Ser.* **927** 012062 (2017)
94. Stenbaek-Nielsen H C, McHarg M G J. *Phys. D* **41** 234009 (2008)
95. Robledo-Martinez A, Garcia-Villareal L A. *Phys. Plasmas*. **23** 033508 (2016)
96. Horwell C J et al. *J. Appl. Volcanol.* **6** 12 (2017)
97. Newhall C G, Self S J. *Geophys. Res.* **87** 1231 (1982)
98. Mahoney J J, Coffin M F (Eds) *Large Igneous Provinces: Continental, Oceanic, and Planetary Flood Volcanism* (Washington, DC: American Geophysical Union, 1997)
99. Goto A et al. *Jpn. Mag. Mineralog. Petrolog. Sci.* **31** 162 (2002)
100. Moore R C et al. *J. Geophys. Res. Space Phys.* **108** 63 (2003)
101. Qin J et al. *Nat. Commun.* **5** 3740 (2014)
102. Plane J M C et al. *Space Sci. Rev.* **214** 23 (2018)
103. Tarasenko V F et al. *J. Phys. Conf. Ser.* **1405** 052053 (2020)
104. Russell C T et al. *Nature* **450** 661 (2007)
105. Yair Y. *Adv. Space Res.* **50** 293 (2012)
106. Dubrovin D et al. *Icarus* **241** 313 (2014)
107. Yair Y et al. *J. Geophys. Res.* **114** E09002 (2009)
108. Dubrovin D et al. *J. Geophys. Res. Space Phys.* **115** A6 (2010)
109. Gordillo-Vázquez F J J. *Phys. D* **41** 234016 (2008)
110. Евтушенко А А, Мареев Е А. *Изв. вузов. Радиофизика* **54** 123 (2011); Evtushenko A A, Mareev E A. *Radiophys. Quantum Electron.* **54** 111 (2011)
111. Евтушенко А А, Кутерин Ф А. *Изв. вузов. Радиофизика* **56** 947 (2013); Evtushenko A A, Kuterin F A. *Radiophys. Quantum Electron.* **56** 853 (2014)
112. Winkler H, Notholt J J. *Atmos. Solar-Terr. Phys.* **122** 75 (2015)
113. Иванов М Ф и др. *УФН* **184** 247 (2014); Ivanov M F et al. *Phys. Usp.* **57** 234 (2014)
114. Соснин Э А и др. *Изв. вузов. Физика* (4) 126 (2017); Sosnin É A et al. *Russ. Phys. J.* **60** 701 (2017)
115. Gallagher J W et al. *J. Phys. Chem. Ref. Data* **12** 109 (1983)
116. Железняк М Б, Мнацаканян А Х, Сизых С В. *ТБТ* **20** 423 (1982); Zheleznyak M B, Mnatsakanyan A Kh, Sizykh S V. *High Temp.* **20** 357 (1982)
117. Bourdon A et al. *Plasma Sources Sci. Technol.* **16** 656 (2007)
118. Lieberman M A, Lichtenberg A J. *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing* (Hoboken, NJ: Wiley-Interscience, 2005)
119. Kossyi I A et al. *Plasma Sources Sci. Technol.* **1** 207 (1992)

Modeling of transient luminous events in Earth's middle atmosphere with apokamp discharge

E.A. Sosnin^(1,a), N.Yu. Babaeva^(2,b), V.Yu. Kozhevnikov^(1,c), A.V. Kozyrev^(1,d),
G.V. Naidis^(2,e), V.A. Panarin^(1,f), V.S. Skakun^(1,g), V.F. Tarasenko^(1,h)

⁽¹⁾ Institute of High Current Electronics, Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences,
prosp. Akademicheskii 2/3, 634055 Tomsk, Russian Federation

⁽²⁾ Joint Institute for High Temperatures, Russian Academy of Sciences,
ul. Izhorskaya 13, str. 2, 125412 Moscow, Russian Federation

E-mail: ^(a) badik@loi.hcei.tsc.ru, ^(b) nybabaeva@gmail.com, ^(c) vasily.y.kozhevnikov@iee.org, ^(d) kozyrev@to.hcei.tsc.ru,

^(e) gnaidis@mail.ru, ^(f) panarin@yandex.ru, ^(g) skakun54@bk.ru, ^(h) vft@loi.hcei.tsc.ru

We describe the recently discovered phenomenon of the formation of an extended luminous structure at the bend of the channel of a high-voltage pulse discharge. It is called the apokamp (from the Greek words από — ‘from’ and κάμψη — ‘bend’), and the discharge as a whole is referred to as apokampic. In the course of experimental and theoretical studies, it is shown that the apokamp is a narrow streamer channel that propagates at a characteristic speed of tens to hundreds of km/s, depending on the applied voltage, pressure, and gas type. The necessary conditions for apokamp formation are established. The apokamp discharge is used for laboratory studies of conditions for the formation of blue jets and red sprites — large-scale transient luminous events (transients) observed in Earth's atmosphere above areas with thunderstorm activity. The revealed signs of similarity between apokamps and blue jets are described. The proposed experimental setup can also be used for meaningful testing of hypotheses about the conditions of formation of transients in Earth's atmosphere and in the atmospheres of other planets.

Keywords: apokamp, apokamp discharge, blue jets, red sprites, middle atmosphere of Earth, transient luminous events

PACS numbers: 07.05.Tp, 52.80.Mg, **52.90.+z**, 92.60.Pw

Bibliography — 119 references

Received 3 February 2020, revised 2 March 2020

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **191** (2) 199–219 (2021)

Physics – Uspekhi **64** (2) (2021)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2020.03.038735>

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2020.03.038735>