

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЫСОТНЫХ РАЗРЯДОВ НА БОЛЬШОЙ ПЛАЗМЕННОЙ УСТАНОВКЕ

© 2020 г. А. А. Евтушенко¹*, М. Е. Гуцин¹, С. В. Коробков¹,
А. В. Стриковский¹, Е. А. Мареев¹

¹Институт прикладной физики РАН (ИПФ РАН), г. Нижний Новгород, Россия

*e-mail: a_evtushenko@inbox.ru

Поступила в редакцию 03.04.2019 г.

После доработки 06.09.2019 г.

Принята к публикации 23.01.2020 г.

Важнейшим фактором, определяющим динамику и структуру высотных разрядов, является наличие существенного перепада атмосферного давления по их длине. В институте прикладной физики создана установка “Спрайт”, позволяющая формировать протяженный градиент концентрации нейтрального газа и зажигать в нем крупномасштабный электрический разряд. В работе представлены результаты лабораторных экспериментов, моделирующих некоторые свойства высотных разрядов, в первую очередь спрайтов и гигантских джетов. Импульсный высоковольтный разряд, сходный со спрайтами и гигантскими джетами по структуре, исследуется с применением широкого арсенала диагностик, включая средства макроскопических электрофизических измерений, индуктивные зонды для измерения пространственного профиля тока, СВЧ-интерферометрию плазмы, фотосъемку с наносекундными экспозициями. Показано подобие лабораторных и природных разрядов, обозначены физические проблемы и возможные пути их решения методами ограниченного лабораторного моделирования.

DOI: 10.31857/S0016794020030062

1. ВВЕДЕНИЕ

— В рамках классификации, сложившейся за 30 лет исследования высотных разрядов, принято выделять четыре их основных вида: джеты, стартовые с верхней части грозового облака и достигающие высот 90 км; спрайты, зажигающиеся на высотах 55–90 км; гало, появляющиеся на высоте 70–80 км; эльфы, наблюдаемые на высотах около 90 км [Liu et al., 2015]. Джеты, по сути, являются обычными молниевыми разрядами, но распространяются они не к Земле или в межоблачных промежутках, а вверх, иногда достигая нижних слоев ионосферы [Mishin and Milikh, 2008; Milikh et al., 2014; Popov et al., 2016]. Максимально достигаемая высота видимого разрядного процесса зависит от мощности разряда. Так называемые “голубые стартеры” обычно развиваются до высот около 25 км [Wescott et al., 1996]; собственно “джеты” почти вдвое длиннее стартеров [Wescott et al., 1998]. Особенно мощные джеты достигают высот 70–90 км, их называют “гигантскими”. Формирование гигантского джета происходит далеко не всегда; этот редкий вид разряда был открыт на 13 лет позже, чем обыкновенные джеты [Pasko et al., 2002]. Важнейшей особенностью гигантского джета является появление диффузной области красного свечения в верхней части, которая связана со значительным падением

атмосферного давления с высотой [Soula et al., 2011]. Характерное время развития гигантского джета составляет 100 и более миллисекунд, ширина в верхней части достигает 30 км [Su et al., 2003; Van der Velde et al., 2010].

Инициация спрайтов, развивающихся в мезосфере, тесно связана с молниевой активностью в тропосфере, при которой в результате мощных разрядов “облако–земля”, преимущественно положительной полярности, в грозовых облаках остается некомпенсированный заряд в несколько десятков или даже сотен Кл. Электрическое поле, создаваемое некомпенсированным зарядом в облаке, в приближении высокой проводимости Земли можно описать как поле диполя, напряженность которого спадает с высотой z по степенному закону, $E \sim z^{-3}$. Напряженность пробойного поля, определяемая атмосферным давлением, уменьшается с высотой быстрее — по экспоненциальному закону. Мощный молниевый разряд “облако–земля” способен перенести такой заряд, что на высоте 75–80 км поле некомпенсированного заряда в облаке превышает пробойное поле. Полагая приведенное пробойное поле для воздуха $E/N = 128$ Тд [Базелян и Райзер, 1997], где N — концентрация молекул нейтрального воздуха, можно оценить критическую напряженность для высот инициации спрайтов в несколько В/см.

Гало представляет собой диффузную светящуюся область на высоте 75–85 км с горизонтальными размерами около 20–30 км [Liu et al., 2015]. Гало формируется в тех же условиях, что и спрайт, но при меньших напряжениях электрического поля, составляющих 0.6–0.8 от критического значения ($E/N < 100$ Тд). В этом случае пробой не развивается, однако электроны успевают набрать энергию, достаточную для возбуждения молекул с появлением свечения в первой положительной полосе азота. Эльфы выглядят как расходящееся круговое свечение на высоте около 90 км, которое связывается с электромагнитным импульсом от мощных молниевых разрядов. Как и в случае гало, напряженности электрического поля хватает для возбуждения молекулярного азота, но пробой воздуха и возмущения химического состава нижней ионосферы практически не происходит.

В процессе накопления новых данных и совершенствования представлений о механизмах развития высотных разрядов на первый план выходят вопросы моделирования, как численного, так и лабораторного. Наиболее интересными для лабораторного моделирования разрядами представляются гигантские джеты и спрайты, имеющие близкие свойства в области высот 70–90 км. Как для гигантских джетов, так и для спрайтов характерна филаментированная (или стримерная) структура в нижней части, в области повышенного давления, и диффузная область свечения в верхней части, в области пониженного давления (рис. 1а, 1б). Поперечные масштабы разрядов обоих типов и значения силы тока также достаточно близки [Liu et al., 2015]. Гигантские джеты обеспечивают непосредственную электрическую связь тропосферы и ионосферы; спрайты возмущают химический баланс и поддерживают локальный уровень проводимости ночной мезосферы. К сожалению, высотные разряды носят спорадический характер, возникают на расстоянии в несколько десятков, а то и сотен километров от наблюдателей, а длятся, в лучшем случае, доли секунды. Электромагнитные наблюдения позволяют лишь оценить интегральные параметры разрядов, и не дают возможности разобраться с их внутренней динамикой. Поэтому до конца не решенными остаются вопросы об условиях инициации, глобальной статистике, прогнозе места и времени возникновения разрядов. Для ответа на эти вопросы необходимы знания об электрическом поле разряда в его динамике и, соответственно, модели, объясняющие структуру разряда, связывающие данные дистанционных оптических и электромагнитных наблюдений с физическими параметрами – электрическим полем, током, концентрацией и температурой ионизированных и нейтральных компонент. Построение таких моделей требует с одной стороны, их последующей валидации, а с другой – получения информации, которую зачастую неспособны

дать натурные наблюдения. Все эти соображения оправдывают лабораторное моделирование высотных разрядов при параметрах, подобных реализуемым в натуральных условиях.

Описание попыток лабораторного моделирования отдельных процессов, протекающих при высотных разрядах, содержится в ряде работ [Opaits et al., 2010; Peterson et al., 2009], выполнявшихся в газах с однородным распределением давления и электрического поля, однако как постановка эксперимента, так и полученные результаты весьма неоднозначны [Peterson et al., 2010; Nijdam et al., 2010; de Urquijo and Gordillo-Vázquez, 2010]. Из последних работ следует отметить модельное исследование, выполненное в достаточно большой вакуумной камере [Robledo-Martinez et al., 2017], но, опять-таки, при однородном распределении давления газа. На наш взгляд, для адекватного моделирования таких разрядов, как спрайты или гигантские джеты, важнейшей задачей является создание протяженного градиента плотности в газе пониженного давления, и зажигание в таком неоднородном газе “подвешенного” электрического разряда, не искажаемого токами утечки на землю. Эта задача может быть решена на плазменных установках, размеры которых достаточны для поддержания долгоживущих градиентов давления при практически реализуемых скоростях напуска и откачки. С учетом указанных требований для моделирования высотных разрядов, в первую очередь – спрайтов и гигантских джетов, создан стенд “Спрайт”. В настоящей работе представлены результаты лабораторных экспериментов, моделирующих некоторые свойства высотных разрядов, и показано подобие лабораторных и натуральных разрядов по ряду физических параметров.

2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ И МЕТОДОВ ДИАГНОСТИКИ

Установка, подробное описание которой можно найти в работе [Стриковский и др., 2017], представляет собой вакуумную камеру длиной 2 м и диаметром 1.6 м, оснащенную газовой и высоковольтной системами (рис. 2а, 2б). Газовая система обеспечивает откачку камеры, формирование и измерение градиента давления воздуха с перепадом до двух порядков величины на длине установки. Высоковольтная система позволяет зажигать импульсный разряд длиной порядка одного метра, гальванически развязанный с корпусом установки и цепями заземления.

Для создания градиента давления, моделирующего физические условия в атмосфере Земли, используется режим импульсного напуска воздуха атмосферного давления в камеру, откачанную до давления $p_0 = 10^{-2}–10^0$ Торр. Воздух напускается с помощью импульсного клапана через торцевую

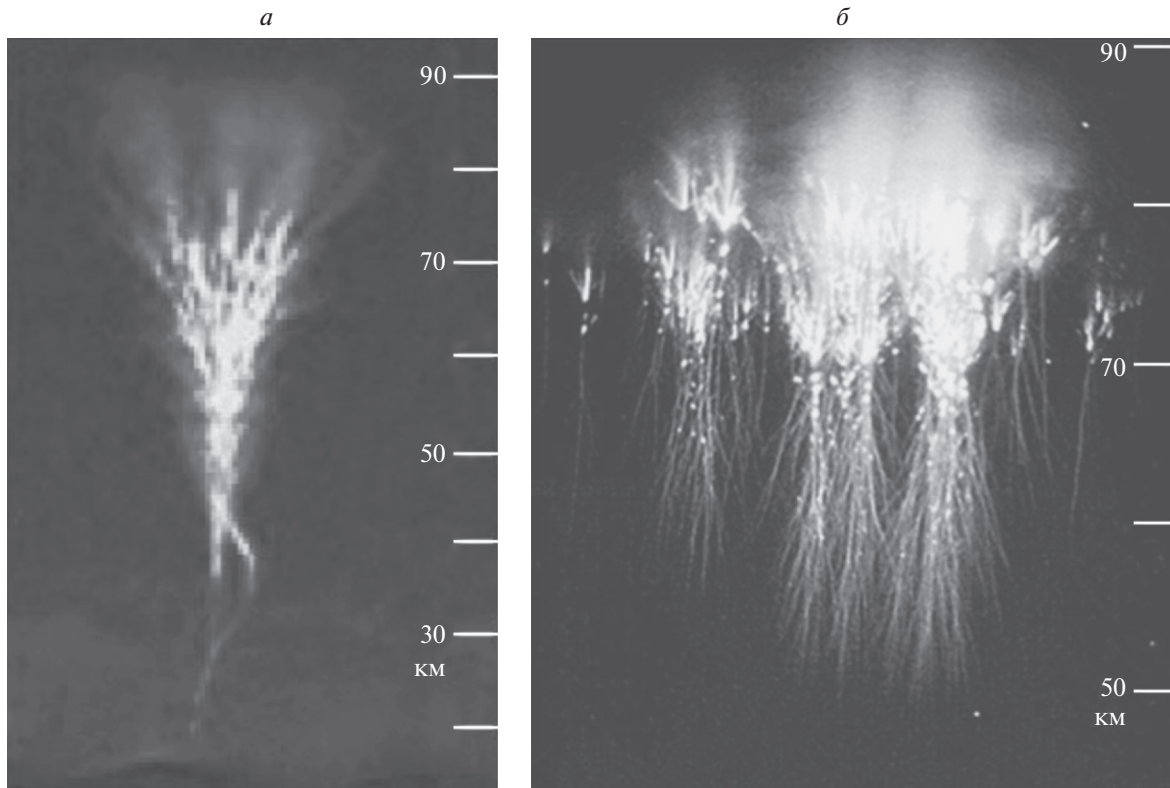


Рис. 1. Формы высотных разрядов: (а) – гигантский джет (адаптировано из [Su et al., 2003]), (б) – спрайт (адаптировано из <http://people.ee.duke.edu/~cummer/TLEs.html>).

крышку камеры и патрубков диаметром 110 мм, обеспечивающий подачу газа в разрядный промежуток. При этом формируется фронт давления, крутизна и скорость которого зависят, главным образом, от степени разрежения в камере. Измерения и контроль динамики давления производятся ионизационным манометром по методике, подробно изложенной в [Коробков и др., 2019]. Типичные продольные профили давления, получаемые при импульсном напуске воздуха, представлены на рис. 3а. Во временном окне от 5 до 10 миллисекунд после открывания импульсного клапана, вплоть до появления отраженного от противоположной стенки камеры газового фронта, наблюдается монотонно спадающий вдоль оси камеры профиль давления.

В разреженном фоне (при $p_0 \sim 10^{-2}$ Торр) формируется протяженный фронт давления, около 1 метра длиной, с перепадом порядка 100 раз. При этом, однако, режим истечения газа приближается к сверхзвуковому, что нежелательно для моделирования эффектов в квазистационарной атмосфере. В плотном фоне (при $p_0 \sim 1$ Торр) режим течения напускаемого в камеру воздуха оказывается существенно дозвуковым, но протяженность получаемого газового фронта менее 20 см, а перепад давления не более двух раз. Выбор режима до-

звукового течения напускаемого воздуха с продольным профилем, пригодным для моделирования разрядных явлений в верхней атмосфере, возможен при промежуточных давлениях фона ($p_0 \sim 0.1-0.5$ Торр). В области между высоковольтными электродами радиус газовой струи составляет величину не менее 15 см (рис. 3б), что достаточно для моделирования разрядов с развитой поперечной структурой.

Высоковольтная система представляет собой конденсаторную батарею емкостью $C_0 = 1.2$ мкФ, заряжаемую до максимального напряжения $U_0 = 10$ кВ, и разряжаемую на промежуток между парой электродов, установленных внутри камеры. Коммутация батареи на разрядный промежуток осуществляется тиратронными ключами. Один из электродов представляет собой стержень из нержавеющей стали диаметром 1.2 см с острием, ориентированным вдоль оси камеры, второй электрод – плоский дюралевый диск диаметром 40 см, установленный перпендикулярно оси камеры напротив острия стержневого электрода. Расстояние между электродами $\Delta z = 80$ см. Оба электрода закреплены на трубчатых изоляторах длиной 80 см и находятся на максимально возможном удалении от стенок камеры (рис. 2б). Высоковольтная система гальванически развязана с корпусом установки и сетью питания, что позво-

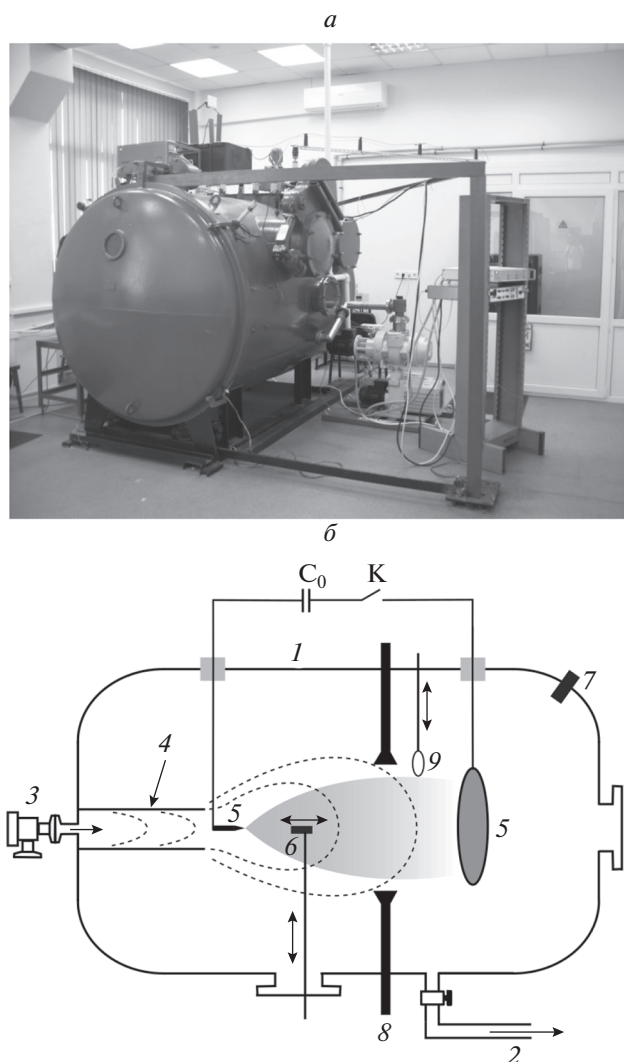


Рис. 2. Стенд «Спрайт»: (а) — общий вид, (б) — схема установки: 1 — вакуумная камера, 2 — система откачки, 3 — электромагнитный клапан, 4 — патрубок для подачи газа в разрядный промежуток, 5 — высоковольтные электроды, 6 — подвижный ионизационный манометр, 7 — стационарный манометр, 8 — СВЧ-интерферометр, 9 — магнитный зонд.

ляет локализовать разряд между электродами и минимизировать утечку разрядного тока по металлической камере на землю. В разрядной цепи отсутствуют балластные сопротивления: ток определяется параметрами разряда, и вся запасенная в накопителе энергия выделяется на межэлектродном промежутке.

Типичные значения рабочего напряжения $U_0 = 5\text{--}8$ кВ, разрядный ток достигает 1.0–1.5 кА. Длительность разряда $\tau = RC_0$ определяется сопротивлением образующейся плазмы R , и изменяется в пределах от 5 до 40 мкс в зависимости от давления p_0 . Указанное время существенно меньше, чем характерное время перераспределения

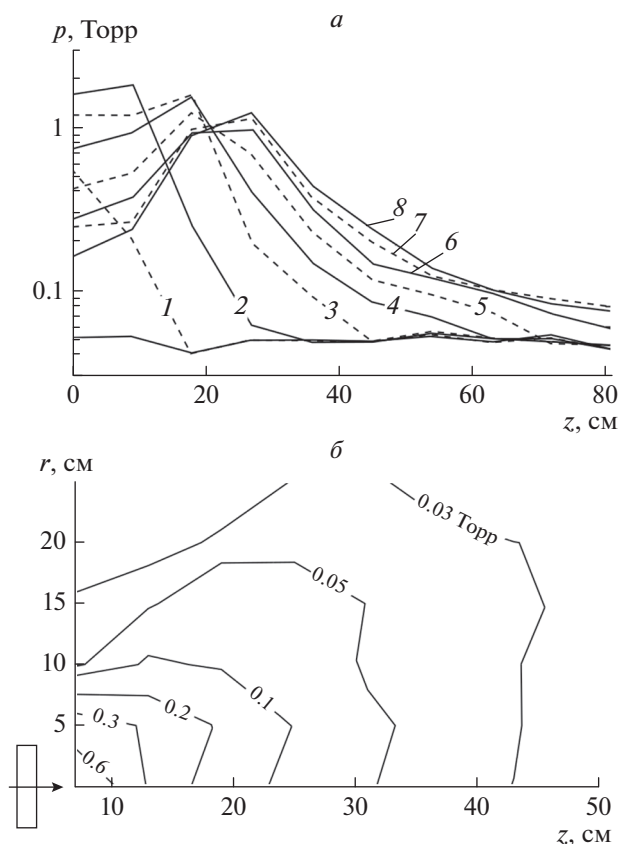


Рис. 3. Распределение давления газа при импульсном напуске в камеру при $p_0 = 0.05$ Торр: (а) — продольные профили давления газа в различные моменты времени после открывания импульсного клапана (1 — 5 мс, 2 — 5.5 мс, 3 — 6 мс, 4 — 6.5 мс, 5 — 7 мс, 6 — 7.5 мс, 7 — 8 мс, 8 — 8.5 мс); (б) — типичная пространственная структура давления в газовой струе в фиксированный момент времени.

газа в камере при импульсном напуске: за время разряда газ смещается не более чем на 1 см. Зажигаемый разряд, фактически, «подсвечивает» неоднородное распределение газа в выбранный момент времени, определяемый задержкой подачи управляющего импульса на тиратроны относительно момента открывания газового клапана.

В состав диагностик входят средства измерения макроскопических параметров разряда, магнитные зонды для локальных измерений профиля тока, СВЧ-интерферометр для измерений концентрации плазмы, фотоэлектронный умножитель для регистрации интегральной светимости разряда, цифровая камера для получения интегральных фотографий разряда на длинной выдержке (1 с), а также камера с быстрым затвором для получения изображений разряда на выдержках до 1 нс, в том числе — в режиме двухкадровой съемки.

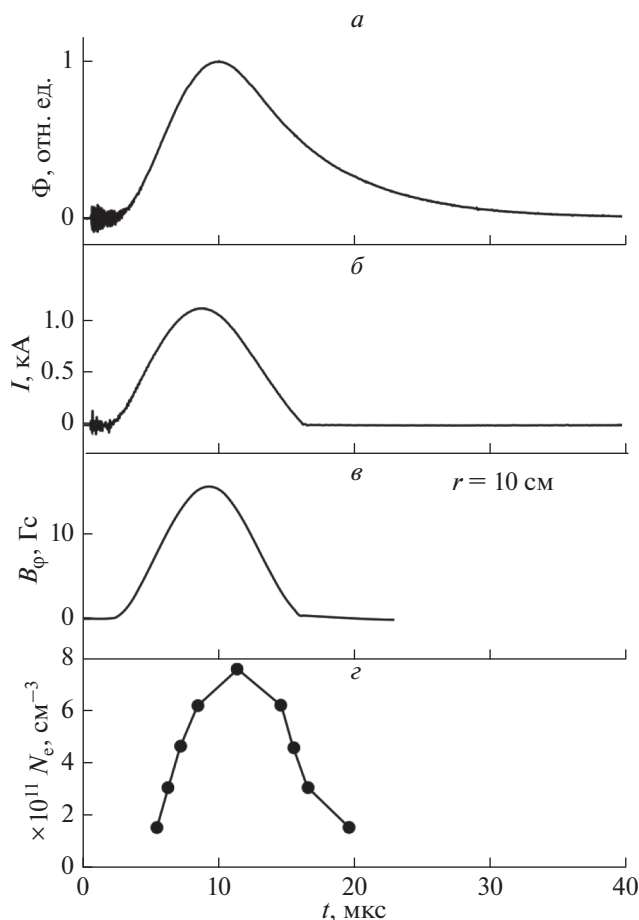


Рис. 4. Осциллограммы параметров разряда в однородном воздухе при давлении $p_0 = 0.6$ Торр: (а) – интегральная светимость разряда; (б) – ток с пояса Роговского; (в) – азимутальное магнитное поле в центральном сечении камеры в радиальной позиции $r = 10$ см; (г) – полученная с помощью СВЧ-интерферометра максимальная концентрация плазмы в центральном сечении камеры.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Характерные осциллограммы параметров разряда, зажигаемого без напуска воздуха в однородном газе, представлены на рис. 4а–4г, а вид разряда в зависимости от давления в вакуумной камере на рис. 5а. Значения концентрации электронов, достигаемые в разряде, $N_e \sim 10^{11}–10^{12}$ см⁻³. Максимум светимости и максимум концентрации плазмы смещены относительно максимума тока на 2–3 мкс; после окончания импульса тока плазма распадается с характерным временем порядка 10 мкс. Разряд в однородном газе носит диффузный характер, при этом поперечный профиль тока, измеренный магнитным зондом, качественно повторяет профиль свечения (рис. 4а). Характерные значения максимальной плотности тока в диффузном разряде при давлениях до $p_0 \sim 0.5$ Торр составляют $j = 1–3$ А/см². Структура свечения в ме-

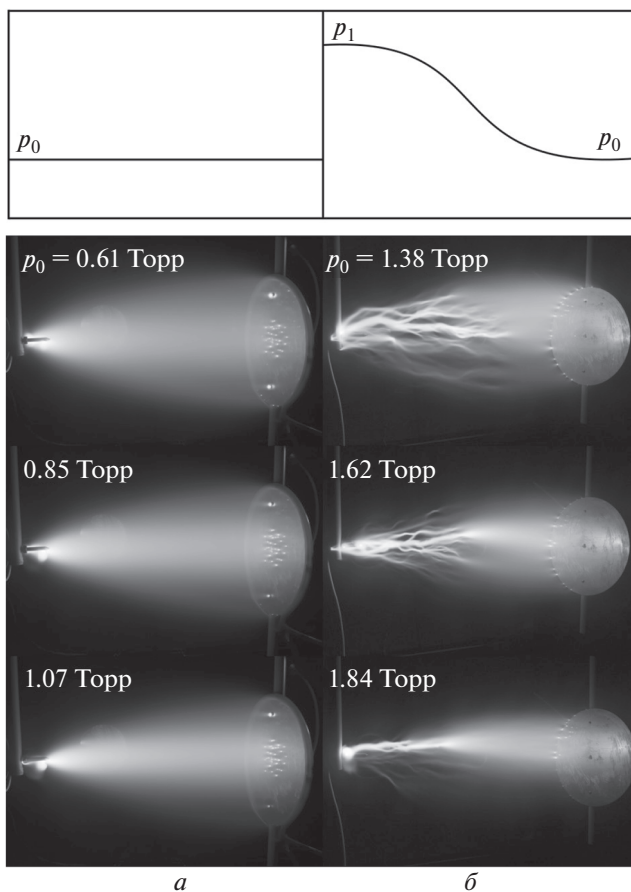


Рис. 5. Фотографии разряда при различных давлениях в камере: (а) – разряд в однородном газе; (б) – разряд в газе с градиентом давления.

жэлектродном пространстве и макроскопические параметры для положительного (с положительным стержневым электродом) и отрицательного (с отрицательным стержневым электродом) разрядов достаточно близки.

При создании градиента давления посредством импульсного напуска воздуха форма разряда меняется. Со стороны дискового электрода, в области пониженного (фонового) давления, разряд остается диффузным (рис. 5б). Со стороны стержневого электрода разряд трансформируется в набор ярких филамент, разделенных темными областями. Средний диаметр филамент, вытянутых в направлении электрического поля и тока, составляет около 2 см, структура филаментированной области не повторяется от одного разрядного импульса к другому. Филаменты плавно переходят в диффузное свечение; позиция переходной области соответствует фронту давления газа в режиме импульсного напуска в момент зажигания разряда. На рисунке 6 представлена серия фотографий разрядов, зажигаемых с различными задержками относительно момента импульсного

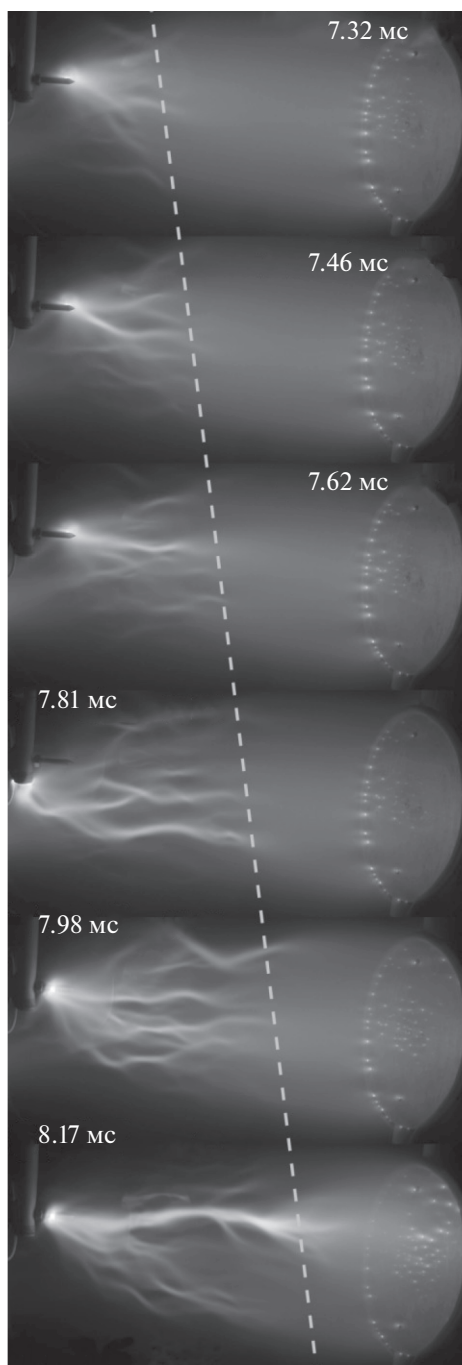


Рис. 6. Фотографии разряда, зажигаемого с различными задержками (см. подписи) относительно момента импульсного напуска газа в камеру.

напуска газа. По мере смещения газового фронта в направлении от стержневого электрода к дисковому смещается и граница между диффузной и филаментированной областями разряда. Форма получаемого в неоднородном воздухе разряда напоминает структуру свечения спрайта или гигантского джета в области высот 70–90 км.

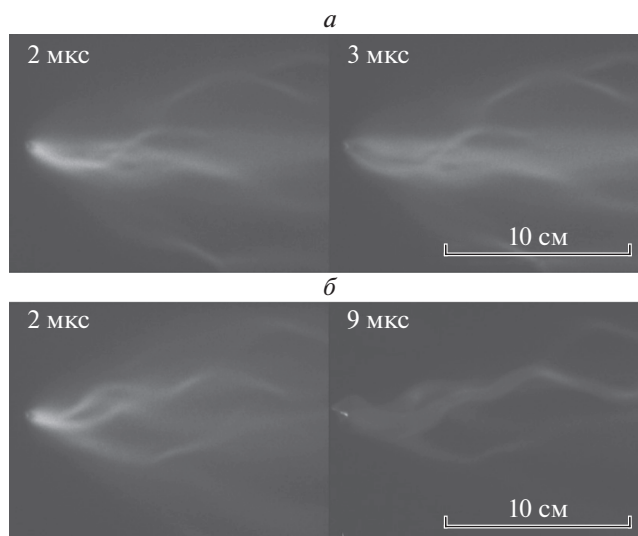


Рис. 7. Результаты двухкадровой съемки филаментированной области разряда, выполненной с выдержками 2 нс для двух разрядных импульсов при невозмущенном давлении в камере $p_0 = 0.5$ Торр: (а) — задержка 2 мкс и 3 мкс после начала разряда, оба кадра на стадии нарастания тока; (б) — задержка 2 мкс и 9 мкс после начала разряда, второй кадр — на стадии спада тока.

Съемка, производимая камерой с быстрым затвором, позволяет исследовать динамику разряда с наносекундным разрешением. Съемка, производимая на выдержках от 1 до 10 нс, подтверждает диффузный характер разряда в области пониженного давления. Съемка на тех же выдержках в области повышенного давления показывает, что все филаменты возникают и существуют одновременно. Результаты двухкадровой съемки филаментированной области приводятся на рис. 7а, 7б для двух реализаций с различными интервалами между кадрами. Таким образом, изображение множественных филамент (рис. 5б и рис. 6) не является результатом многократного экспонирования одиночных разрядных каналов в их динамике, и интегральные фотографии, получаемые на длинной выдержке, адекватно отражают структуру разряда. Структура филамент закладывается на первых микросекундах разряда, на стадии нарастания тока ($I/I_{\max} \sim 0.35$), и сохраняется в течение всего разрядного импульса, вплоть до стадии спада тока ($I/I_{\max} \sim 0.7$). Переходная область между диффузной частью разряда и филаментами (не видна на рис. 7а, 7б, так как находится правее поля кадра) существует в течение всего этого интервала.

Получаемая при наличии градиента плотности развитая многоканальная структура разряда в области повышенного давления, по-видимому, обусловлена поперечной неустойчивостью пробоя и тока, протекающего по достаточно большому по-

перечному сечению. В однородном газе такую поперечно развитую филаментированную структуру получить не удастся. Для тех же значений напряжения импульсный разряд при низких давлениях имеет диффузный характер, а при повышении давления сразу переходит в одиночный дуговой канал, соединяющий острие стержневого электрода с центром дискового электрода. Очевидно, что принципиальную роль в формировании структуры разряда, такой как показана на рис. 5–7, играет большая апертура протекания тока, замыкаемого в области пониженного давления на дисковый электрод через широкую диффузную область. Выполняя эксперименты с широкоапертурным разрядом, зажигаемым в газе с продольным градиентом давления, мы имеем дело с новым для лабораторной физики объектом, свойства которого, впрочем, напоминают свойства высотных разрядов.

4. ОБСУЖДЕНИЕ

Заметим, что полное лабораторное моделирование таких сложных многопараметрических явлений, как высотные разряды, едва ли возможно. Однако можно попытаться выделить наиболее существенные процессы, которые, в принципе, поддаются изучению методами ограниченного лабораторного моделирования.

На рисунке 8 приводится схематическое изображение структуры высотных разрядов в их верхней части, где картина свечения спрайтов и джетов обладает сходными свойствами. Для разрядов обоих типов можно выделить (а) – диффузную область свечения в интервале высот от 80 до 90 км, простирающуюся до нижней границы ночной ионосферы, (б) – филаментированную, или стримерную область ниже 70 км, и (в) – переходную область между ними, т.е. на высотах от 70 до 80 км. Полный перепад давления на масштабах разряда очень велик: для спрайтов он составляет величину около 300, для гигантских джетов – до нескольких тысяч. Однако если ограничиться анализом явлений, протекающих в верхней части разряда, то нужно иметь в виду, что перепад давления в этой области не превышает 20–50 раз. Более того, на масштабах переходной области между диффузной и филаментированной (стримерной) частями высотных разрядов, т.е. в интервале высот от 70 до 80 км, перепад давлений оказывается менее 5 раз. Именно при таких значениях перепада давления в лабораторных условиях получена структура переходной области между диффузным и филаментированным свечением, подобная структуре переходной области спрайтов и гигантских джетов (см. рис. 5–7).

Далее для оценок параметров плазмы, электромагнитных полей и токов будем использовать натурные данные по спрайтам как более распространенным явлениям по сравнению с гигантскими джетами.

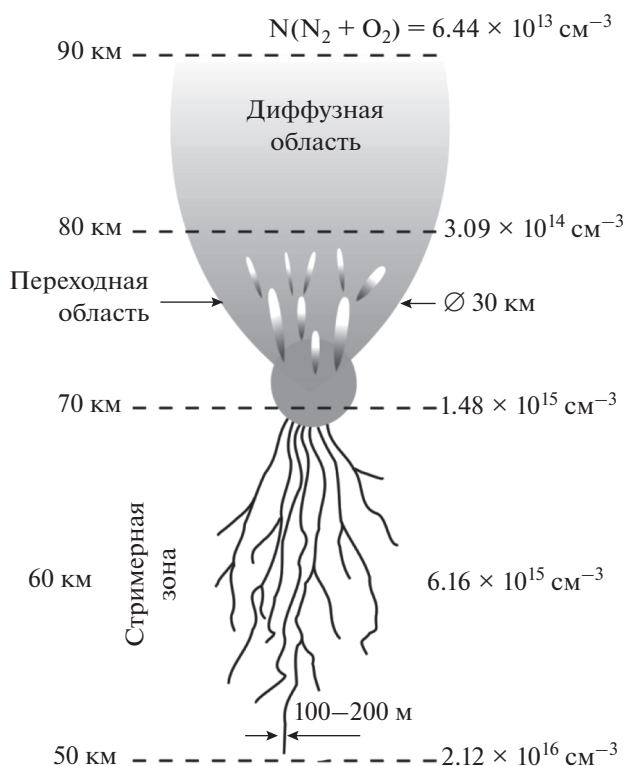


Рис. 8. Схематическое изображение высотного разряда.

Температура электронов плазмы спрайта составляет не более $T_e \sim 3\text{--}5$ эВ, что приблизительно соответствует температуре электронов в лабораторном разряде. Используя последнее обстоятельство, применим к плазме высотного разряда простейшую систему преобразований подобия, основанную на инвариантности скорости света [Альвен и Фельтхаммар, 1967]. Эта система постулирует равенство скоростей заряженных частиц при протекании природного плазменного явления – и в его лабораторной модели. По сути, она сводится к введению единственного масштабного множителя γ , равного отношению пространственного масштаба природного плазменного явления к размерам лабораторной плазмы. Данное правило подобия дает удовлетворительные результаты при сопоставлении электродинамических процессов в космической, ионосферной и лабораторной плазме. Тогда, если вертикальный пространственный масштаб моделируемого участка спрайта, включающего диффузную и стримерную (филаментированную) области, $L_{\text{nat}} \sim 10\text{--}20$ км, а продольный размер лабораторного разряда, зажигаемого в неоднородном воздухе, $L_{\text{lab}} \sim 50$ см, то соответствующий масштабный коэффициент $\gamma = L_{\text{nat}}/L_{\text{lab}} = (2\text{--}4) \times 10^4$. Именно эти значения используются при дальнейшем анализе.

В соответствии с правилами подобия, концентрация заряженных частиц масштабируется как γ^2 , т.е. при уменьшении масштабов плазменного явления в γ раз концентрация электронов должна увеличиваться в γ^2 раз. Согласно работе [Евтушенко и Кутерин, 2016], в которой развита аксиально-симметричная самосогласованная плазменно-химическая модель спрайта, концентрация электронов в спрайтах достигает максимальных значений $N_e \sim 300\text{--}400 \text{ см}^{-3}$ именно в интервале высот от 70 до 80 км, соответствующем переходной области. Соответственно, при лабораторном моделировании с $\gamma = (2\text{--}4) \times 10^4$ концентрацию электронов следует увеличить до $N_e \sim (300\text{--}400) \times \gamma^2 \text{ см}^{-3} = (1.2\text{--}6.5) \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$. Эти значения соответствуют фактическим концентрациям электронов в разряде (рис. 4з), что позволяет говорить о подобии по данному параметру.

Плотность тока масштабируется по тому же закону, что и концентрация заряженных частиц. Из электромагнитных измерений для спрайтов с типичными значениями момента тока 200–300 А км и средним диаметром около 35 км плотность тока оценивается как $j \sim 3 \text{ мкА/м}^2$ [Cummer et al., 1998]. У более мощных событий с моментом тока до 1000 А км [Cummer, 2003] следует ожидать увеличения плотности тока до 5 раз, т.е. до величин $j \sim 15 \text{ мкА/м}^2$. Тогда, в соответствии с правилами подобия, плотность тока в лабораторной модели должна составлять $j \sim (3\text{--}15) \times \gamma^2 \text{ мкА/м}^2 = 0.1\text{--}2.5 \text{ А/см}^2$. Именно такие значения реализуются в лабораторной плазме [Стриковский и др., 2019], поэтому подобие по плотности тока также имеет место.

В соответствии с правилами подобия величина полного тока при моделировании должна сохраняться. Полный ток типичного спрайта составляет 1.5–3 кА [Cummer, 1998], а у некоторых мощных событий достигает 25 кА [Cummer, 2003]. В лабораторном эксперименте величина полного тока редко превышает 1 кА и, в целом, меньше, чем у спрайта. Это отличие может быть объяснено меньшим поперечным сечением протекания тока, которое ограничивается не только площадью дискового электрода, но и диаметром вакуумной камеры. Действительно, для того же масштабного множителя γ поперечный размер лабораторного разряда, моделирующего спрайт диаметром 35 км, должен составлять не менее 100 см. Это технически трудно реализовать даже на такой большой установке, как стенд “Спрайт”. Фактический диаметр разряда в центральной области составляет 30–40 см, что для соответствующей правилам подобия плотности тока дает разницу полного тока в 10 раз.

Сопоставим параметры филамент, наблюдаемых в натуральных разрядах и в лабораторном эксперименте. В переходной области спрайтов диаметр

филамент составляет величину порядка $D \sim 1 \text{ км}$ [McHarg et al., 2007]. Тогда, по правилам подобия, для филамента в лаборатории $D \sim 1 \text{ км} \times \gamma^{-1} = 2.5\text{--}5 \text{ см}$. Эти значения очень близки к параметрам лабораторных плазменных структур, имеющих поперечные размеры от 1 до 3 см (рис. 5б, 6, 7а, 7б). Такое подобие позволяет предполагать близость механизмов филаментации разряда в лаборатории и в мезосфере.

Время развития спрайтов составляет величину порядка 5–10 мс. В соответствии с теми же правилами подобия, временные отрезки масштабируются как γ^{-1} , т.е. лабораторный аналог “спрайта” должен иметь длительность порядка 0.1–0.5 мкс. В описанном выше лабораторном эксперименте длительность разрядного импульса оказывается, как минимум, на порядок больше, поскольку определяется временем разряда конденсаторной батареи. Необходимо, однако, отметить, что по данным высокоскоростной съемки филаментированная структура свечения формируется в самом начале нарастания тока. Филаменты отчетливо видны через 2 мкс после начала разряда (рис. 7а, 7б), а их структура закладывается уже к окончанию первой микросекунды разряда. Таким образом, филаментация разряда происходит на временах, близких к режиму лабораторного моделирования спрайта по параметрам подобия. Что касается гигантских джетов, то их длительность приблизительно на порядок больше, чем у спрайтов. Поэтому лабораторный разряд по параметру “длительность импульса тока” вполне можно считать подобным гигантскому джету. В некотором смысле, конденсаторная батарея лабораторного эксперимента играет роль заряженного облака, поддерживающего длительное протекание тока в натуральных условиях.

Типичные начальные значения напряженности электрического поля в высотном разряде $E \sim 1 \text{ В/см}$. Напряженность электрического поля в лабораторном разряде всего на полтора-два порядка выше, и не масштабируется по используемым выше правилам. В физике газового разряда за параметр подобия принимается приведенное электрическое поле E/N , где N — концентрация нейтрального газа [Райзер и Базелян, 1997]. По данным оптических спутниковых измерений [Adachi et al., 2006], согласующимся с численным моделированием [Евтушенко и Кутерин, 2016], в спрайтах на высотах от 70 до 80 км величина приведенного поля $E/N \sim 150\text{--}200 \text{ Тд}$. В лаборатории максимум тока и интенсивности оптического излучения разрядов приходится на момент времени, в который напряжение на разрядном промежутке составляет приблизительно половину от начального значения, т.е. при напряженностях $E \sim 45 \text{ В/см}$. Таким образом, значения приведенного поля, равные натурным значениям, в лаборатории достигаются при концентрациях нейтраль-

ного газа $N = (2-3) \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$, что при нормальных условиях соответствует давлениям $p = 0.6-0.8$ Торр. Именно при таких давлениях на газовом фронте в лабораторных экспериментах регистрируется переходная область между диффузной и филаментированной областями разряда, характерная для спрайтов и гигантских джетов (рис. 5а, 5б и рис. 6).

В соответствии с принципами ограниченного лабораторного моделирования, для ряда немасштабируемых параметров в лабораторном эксперименте и в высотном разряде сохраняются сильные неравенства. В обоих случаях мала степень ионизации воздуха: в высотном разряде $\eta < 10^{-12}$, в лабораторном эксперименте $\eta \sim 10^{-5}$. Длина свободного пробега электронов плазмы разряда ($l_e \sim 1$ см на высоте 75 км и $l_e \sim 0.2$ мм в лаборатории) значительно меньше характерных размеров плазмы в целом и мелкомасштабных структур (филамент) в частности. Наконец, сама по себе картина разряда в лаборатории и в мезосфере имеет сходные черты: красное диффузное свечение плавно переходит в яркие филаменты, имеющие голубоватый оттенок.

С естественными ограничениями и оговорками можно утверждать, что создаваемый в лабораторных условиях импульсный разряд в неоднородном воздухе является уменьшенной моделью верхней части высотного разряда — спрайта или гигантского джета.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Созданный в ИПФ РАН стенд “Спрайт” позволяет проводить новые по постановке эксперименты, заключающиеся в формировании крупномасштабного (размерами порядка 1 м) импульсного разряда в воздухе с градиентом давления на широкой апертуре. Особенностью зажигаемого в неоднородном воздухе разряда является развитая (филаментированная) поперечная структура в области повышенного давления, плавно переходящая в широкоапертурный диффузный разряд диаметром около 0.5 м в области пониженного давления. Получаемый разряд по своим основным параметрам подобен высотным разрядам — спрайтам и гигантским джетам — в интервале высот от 70 до 90 км. Такое подобие, в перспективе, позволяет использовать результаты лабораторных экспериментов для верификации моделей естественных разрядных явлений.

Несмотря на общность структурных свойств и подобие ряда количественных характеристик, лабораторный разряд по условиям инициации отличается от высотных событий. Гигантский джет развивается с облака — “электроды”, находящегося в области повышенного давления, и его токовая цепь, действительно, близка к реализуемой в лабораторном разряде. Динамика спрайта суще-

ственно иная. Инициация разряда происходит на высоте около 75–78 км, где создаются оптимальные условия для пробоя. Далее спрайт развивается как вверх, в сторону ионосферы, в форме диффузного свечения, так и вниз, в форме филамента или стримеров. Разряд оказывается ограниченным в интервале высот от 50–55 км (нижняя граница стримерной области) до 90 км (нижняя граница ионосферы). Таким образом, актуален вопрос о структуре и эволюции токовой цепи спрайта, а также о динамике электрического поля в процессе формирования и релаксации области повышенной ионизации, возникающей в результате пробоя.

Решение этих вопросов возможно в новых редакциях лабораторных экспериментов с иницированием разряда в центральной части межэлектродного промежутка под высоким напряжением, а также с безэлектродным (индукционным или емкостным) разрядом в воздухе с градиентом давления. Для проведения дальнейших исследований стенд планируется дооснастить средствами оптической спектроскопии, которые позволят не только определить параметры ионизированных и нейтральных компонент разряда, подобного высотным разрядам, но и реализовать бесконтактную диагностику электрических полей в разряде, необходимую для построения и развития теоретических и численных моделей.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Модернизация установки “Спрайт” и лабораторные эксперименты проведены при поддержке Российского научного фонда (проект № 18-12-00441). Обработка и анализ полученных данных в сопоставлении с параметрами высотных разрядов выполнены при поддержке Российского научного фонда (проект № 19-17-00218).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Альвен Г., Фельтхаммар К. Космическая электродинамика. Основные принципы. М.: Мир. 260 с. 1967.
- Базелян Э.М., Райзер Ю.П. Искровой разряд. М.: Изд-во МФТИ. 320 с. 1997.
- Евтушенко А.А., Кутерин Ф.А. Самосогласованная модель ночного спрайта // Изв. вузов. Радиофизика. Т. 59. № 12. С. 1092–1102. 2016.
- Коробков С.В., Гуцин М.Е., Стриковский А.В., Лоскутов К.Н., Евтушенко А.А. Исследование нестационарного воздушного потока в большой вакуумной камере с помощью стандартного ионизационного манометра // ЖТФ. Т. 89. № 1. С. 35–41. 2019.
- Стриковский А.В., Евтушенко А.А., Гуцин М.Е., Коробков С.В., Коастров А.В. Импульсный высоковольтный разряд в воздухе с градиентом давления // Физика плазмы. Т. 43. № 10. С. 1–8. 2017.
- Стриковский А.В., Коробков С.В., Гуцин М.Е., Евтушенко А.А., Зудин И.Ю. Параметры плазмы крупномасштабного высоковольтного разряда в воздухе при по-

- ниженном давлении // *Физика плазмы*. Т. 45. № 6. С. 487–497. 2019.
- *Adachi T., Fukunishi H., Takahashi Y., Hiraki Y.* Electric field transition between the diffuse and streamer regions of sprites estimated from ISUAL/array photometer measurements // *Geophys. Res. Lett.* V. 33. P. L17803. 2006. <https://doi.org/10.1029/2006GL026495>
- *Cummer S.A.* Current moment in sprite-producing lightning // *JASTP*. V. 65. P. 499–508. 2003.
- *Cummer S.A., Inan U.S., Bell T.F., Barrington-Leigh C.P.* ELF radiation produced by electrical currents in sprites // *Geophys. Res. Lett.* V. 25. P. 1281–1284. 1998. <https://doi.org/10.1029/98GL50937>
- *de Urquijo J., Gordillo-Vázquez F.J.* Comment on “NO_x production in laboratory discharges simulating blue jets and red sprites” by Harold Peterson et al. // *J. Geophys. Res.* V. 115. P. A12319. 2010. <https://doi.org/10.1029/2010JA015966>
- *Liu N., McHarg M.G., Stenbaek-Nielsen H.C.* High-altitude electrical discharges associated with thunderstorms and lightning // *JASTP*. V. 136. P. 98–118. 2015. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2015.05.013>
- *McHarg M.G., Stenbaek-Nielsen H.C., Kammer T.* Observations of streamer formation in sprites // *Geophys. Res. Lett.* V. 34. P. L06804. 2007. <https://doi.org/10.1029/2006GL027854>
- *Milikh G.M., Shneider M.N., Mokrov M.S.* Model of blue jet formation and propagation in the nonuniform atmosphere // *J. Geophys. Res. Space Physics*. V. 119. P. 1–9. 2014. <https://doi.org/10.1002/2014JA020123>
- *Mishin E.V., Milikh G.M.* Blue Jets: Upward Lightning // *Space Sci. Rev.* V. 137. P. 473–488. 2008. <https://doi.org/10.1007/s11214-008-9346-z>
- *Nijdam S., van Veldhuizen E., Ebert U.* Comment on “NO_x production in laboratory discharges simulating blue jets and red sprites” by H. Peterson et al. // *J. Geophys. Res.* V. 115. P. A12305. 2010. <https://doi.org/10.1029/2010JA015861>
- *Opaitis D.F., Shneider M.N., Howard P.J., Miles R.B.* Study of streamers in gradient density air: Table top modeling of red sprites // *Geophys. Res. Lett.* V. 37. P. L14801. 2010. <https://doi.org/10.1029/2010GL043996>
- *Pasko V.P., Stanley M.A., Mathews J.D., Inan U.S., Wood T.G.* Electrical discharge from a thundercloud top to the lower ionosphere // *Nature*. V. 416. P. 152–154. 2002. <https://doi.org/10.1038/416152>
- *Peterson H., Bailey M., Hallett J., Beasley W.* NO_x production in laboratory discharges simulating blue jets and red sprites // *J. Geophys. Res.* V. 114. P. A00E07. 2009. <https://doi.org/10.1029/2009JA014489>
- *Peterson H., Bailey M., Hallett J., Beasley W.* Reply to comment by J. de Urquijo and F. J. Gordillo-Vázquez on “NO_x production in laboratory discharges simulating blue jets and red sprites” // *J. Geophys. Res.* V. 115. P. A12320. 2010. <https://doi.org/10.1029/2010JA016040>
- *Popov N.A., Shneider M.N., Milikh G.M.* Similarity analysis of the streamer zone of Blue jets // *JASTP*. V. 147. P. 121–125. 2016.
- *Robledo-Martínez A., García-Villarreal A., Sobral H.* Comparison between low-pressure laboratory discharges and atmospheric sprites // *J. Geophys. Res. Space Physics*. V. 122. P. 948–962. 2017. <https://doi.org/10.1002/2016JA023519>
- *Soula S., van der Velde O., Montanya J., Huet P., Barthe C., Bór J.* Gigantic jets produced by an isolated tropical thunderstorm near Réunion Island // *J. Geophys. Res.* V. 116. № D15. P. D19103. 2011. <https://doi.org/10.1029/2010jd015581>
- *Su H.T., Hsu R.R., Chen A.B., Wang Y.C., Hsiao W.S., Lai W.C., Lee L.C., Sato M., Fukunishi H.* Gigantic jets between a thundercloud and the ionosphere // *Nature*. V. 423. P. 974–976. 2003. <https://doi.org/10.1038/nature01759>
- *Van der Velde O.A., Bór J., Li J., Cummer S.A., Arnone E., Zanotti F., Füllekrug M., Haldoupis C., NaitAmor S., Farges T.* Multi-instrumental observations of a positive gigantic jet produced by a winter thunderstorm in Europe // *J. Geophys. Res.* V. 115. P. D24301. 2010. <https://doi.org/10.1029/2010JD014442>
- *Wescott E.M., Sentman D.D., Heavner M.J., Hampton D.L., Osbrn D.L., Vaughan V.H.* Blue starter: brief upward discharges from an intense Arkansas thunderstorm // *J. Geophys. Res. Lett.* V. 23. № 16. P. 2153–2156. 1996. <https://doi.org/10.1029/96GL01969>
- *Wescott E.M., Sentman D.D., Heavner M.J., Hampton D.L., Osbrn D.L., Vaughan V.H.* Blue jets: Their relationship to lightning and very large hailfall, and physical mechanism for their production // *JASTP*. V. 60. № 7–9. P. 713–724. 1998. [https://doi.org/10.1016/S1364-6826\(98\)00018-2](https://doi.org/10.1016/S1364-6826(98)00018-2)