

Федеральное государственное бюджетное научное учреждение
«Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики
им. А.В. Гапонова-Грехова Российской академии наук»

На правах рукописи

Евтушенко Андрей Александрович

Исследование условий инициации, особенностей развития и глобального
распределения высотных разрядов в атмосфере

1.6.18 – науки об атмосфере и климате

Диссертация на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Нижний Новгород

2023

Оглавление

1	Аксиально-симметричная самосогласованная плазмохимическая модель спрайта/гало в ночных/дневных условиях	38
1.1	Описание ПВК для моделирования внешних воздействий на химический баланс атмосферы.....	39
1.2	Параметризация спрайта в ночных условиях	44
1.3	Результаты моделирования для ИДМ 720 Кл·км	47
1.4	Сравнение с данными натурных наблюдений	55
1.5	Параметризация спрайта/гало в дневных условиях.	66
1.6	Результаты моделирования для ИДМ 2750 Кл·км	74
1.7	Результаты моделирования для ИДМ 3750 Кл·км	90
2	Климатология спрайтов.....	107
2.1	Параметризация спрайтов	108
2.2	Результаты моделирования глобального распределения спрайтов	116
2.3	Исследование чувствительности предложенной параметризации спрайтов	128
3	Лабораторное моделирование высотных разрядов	143
3.1	Описание лабораторного стенда «Спрайт».....	145
3.2	Разряд в воздухе с малым градиентом давления	149
3.3	Обсуждение эксперимента в низком градиенте давления.....	155
3.4	Моделирование разряда в большом градиенте давления	158
3.5	Обсуждение эксперимента в высоком градиенте давления	163
	Заключение	185
	Список литературы	188
	Приложение 1. Список химических реакций для моделирования спрайтов в ночных условиях	206
	Приложение 2. Дополнительный список химических реакций для моделирования спрайтов/гало в дневных условиях	215

Введение

Людам часто хочется верить в то, что большие открытия в науке могут произойти случайно. Такое, возможно и было, но очень давно на стадии становления науки и сильной ограниченности знаний о законах природы. В наше время большинству открытий предшествует поток данных экспериментов и наблюдений, которые либо интерпретируются неправильно, либо считаются ошибочными. Не стала исключением история открытия целого семейства высотных разрядов в атмосфере Земли.

В ночь с 5 на 6 июля 1989 года Джон Рандольф Уинклер профессор, 73-летний ветеран NASA, направил на грозовые облака высокочувствительную видеокамеру. Просматривая запись кадр за кадром, он обнаружил две яркие вспышки, которые в отличие от молний шли не вниз, к земле, а вверх, к ионосфере. Так были открыты высотные разряды. Механизм, приводящий к их появлению, был неясен, и требовалась большая научная смелость, чтобы объявить об электрических разрядах, развивающихся выше верхней кромки облаков. Чтобы получить больше видеоматериалов, Джон Уинклер дождался прихода в Миннесоту урагана «Хьюго» и в ночь с 22 на 23 сентября провел повторные наблюдения. Результаты превзошли его ожидания: было зафиксировано большое количество разрядов, различающихся по форме и высоте развития. Интересным фактом является то, что Джон Уинклер проводил исследования по своей инициативе, то есть как любитель, и не являлся участником исследовательских программ.

Кадры гигантских разрядов заставили задуматься Уинклера об их возможном воздействии на летающие аппараты, и он обратился к коллегам из NASA с предупреждением. Из уважения к прошлому Уинклера в NASA взяли просмотреть записи, сделанные во время полетов космических

аппаратов. На пленках обнаружилось больше десятка подобных разрядов. К этому времени результаты своих исследований Джон Уинклер успел опубликовать в журнале Science [1]. После этой публикации в NASA были вынуждены признать возможность угрозы космическим кораблям, выделили значительное финансирование и начали всестороннее исследование высотных разрядов. Во время проведения исследований с Уинклером не раз советовались, но в саму программу исследований так и не включили.

Организованные в ночь с 7 на 8 июля 1993 года наблюдения в Форт-Коллинс (штат Колорадо) позволили исследователям зафиксировать более 200 высотных разрядов. На следующую ночь, для уточнения высоты разрядов, была задействована специализированная летающая лаборатория на борту самолета DC-8. Результаты превзошли все ожидания: разряды с характерными размерами в несколько десятков километров были обнаружены на высотах не менее 50-60 километров. В честь непоседливого Пака из шекспировского «Сна в летнюю ночь» им дали название спрайтов, от латинского *spiritus*, то есть духи воздуха. Имея на руках большое количество сфотографированных разрядов, всего лишь за несколько дней наблюдений естественно, встал вопрос: почему об этих разрядах ничего не знали раньше, если каждый мощный грозовой фронт порождает их десятками? Анализ литературы показал, что на протяжении многих лет люди видели над облаками необычные и очень большие разряды. Называли их по-разному: ракетные молнии, облачно-стратосферные разряды, восходящие молнии и даже молния «облако - космос». Но в отсутствие надежных доказательств, странные сообщения очевидцев просто игнорировались. К настоящему времени сложилась общепринятая классификация высотных разрядов, включающая спрайты, гало, эльфы и джеты.

Современная классификация высотных разрядов

Схематическое изображение высотных разрядов с указания высоты их развития приведено на Рис. в.1. Джеты зарождаются ближе всего к поверхности Земли и стартуют с верхней части облака, распространяясь со скоростью около 100 км/с [2]. С увеличением высоты они постепенно расширяются с углом раствора около 15 градусов. Интенсивность их свечения постепенно уменьшается и на высоте около 40-50 километров развитие джета заканчивается. Особо мощные джеты способны достигнуть мезосферы: в этом случае их форма значительно изменяется (горизонтальный размер гигантского джета резко растет на высоте более 50 км и разряд из стримерного переходит в диффузный, появляется красное свечение в спектре разряда) и их называют гигантскими джетами [3, 4], но случается это явление достаточно редко (Рис. в.2.). Голубые стартеры можно рассматривать как не до конца развившиеся джеты, при этом они достигают высоты около 25 км. По современным представлениям джеты являются «обычными» молниевыми разрядами, только направленными вверх, а не к поверхности земли. Вероятность инициации джетов тесно коррелирует с ростом высоты развития облака: чем выше находится заряд в облаке, тем легче джету развиваться. Поэтому джеты наблюдаются обычно в приэкваториальных областях, где высота тропопаузы достигает 18-19 км, и практически не наблюдаются дальше 30 параллели. По имеющейся статистике основное количество стартеров и джетов формируется при развитии грозовых систем над сушей [5–7], в то время как гигантские джеты обычно формируются при развитии тропических штормов над океаном или в прибрежной зоне [8, 9]. Инициацию джетов и голубых стартеров не получается связать с конкретным внутриоблачным разрядом или разрядом облако-земля, но серия исследований указывает на возрастание интенсивности обычных

разрядов до инициации высотного разряда и резкое снижение интенсивности сразу после джета или голубого стартера [6, 7, 10].

Два механизма развития вертикальных восходящих разрядов являются сейчас общепринятыми [11]. Диполь-трипольная парадигма строения грозового облака предполагает наличие двух основных слоев заряда (обычно положительного сверху, отрицательного снизу) и дополнительного положительного слоя снизу. Восходящий электрический разряд может развиваться из электрического пробоя между верхним и средним слоем, или при наличии нужных метеорологических условий и зарядовой структуры в облаке между средним и нижним слоем, с последующим пробитием верхнего слоя. Так как направление электрического поля различается в этих случаях, то и восходящие разряды будут иметь разную полярность. Развитие разряда по первому сценарию приводит к инициации стартеров и джетов, а второй сценарий приводит к инициации гигантского джета [12, 13].

Эльфы – это самые короткоживущие высотные разряды и в тоже время самые частые (до 35 событий в минуту [9]). Название эльф является аббревиатурой на английском ELVES (Emission of Light and Very Low Frequency perturbations due to Electromagnetic Pulse Sources — «излучение света и очень низкочастотные возмущения из-за импульса от электромагнитного источника»). Эльф представляет собой красно-фиолетовое кольцо в нижней ионосфере на высотах 80 - 100 километров с средней яркостью 0,17 МРл [14] (Рис. в.3.). Молниевый канал формирует своеобразную антенну, от которой расходится мощная сферическая электромагнитная волна очень низкой частоты. Через 300 микросекунд излучение достигает нижней ионосферы. Интенсивность излучения не достаточна для инициации реакций ионизации, но способна возбуждать молекулярный азот. Менее чем за миллисекунду свечение, возникнув в центре над молниевым разрядом, расширяется до 300—400 километров и

угасает. Изучены эльфы не очень подробно, потому что не вызывают долгоживущих возмущений в нижней ионосфере и имеют понятный физический механизм их инициации.

На высотах от 50 до 90 км наблюдаются красные спрайты - самые объёмные высотные разряды - с горизонтальными размерами несколько десятков километров и средней яркостью 1,5 МРл [14] (Рис. в.4.). Длительность оптического излучения во время спрайта изменяется от нескольких миллисекунд до десятков миллисекунд, а изменения в химическом составе и проводимости длятся существенно дольше [15]. Однако спрайт зажигается далеко не всегда после мощных вспышек в тропосфере, и особенности механизма его развития не до конца понятны. Важной особенностью является то, что спрайты обычно возникают на некотором расстоянии по горизонтали от молниевых разрядов облако-земля. Достаточно часто над особо интенсивными грозовыми системами спрайты зажигаются целыми группами [4, 16]. Несмотря на полное название – красные спрайты – оптическое излучение сосредоточено не только в красной области спектра, соответствующей первой положительной полосе азота, но и в синей, соответствующей второй положительной полосе азота. Соотношение интенсивностей излучения в этих полосах изменяется в зависимости от высоты: в верхней части преобладает излучение в красном диапазоне длин волн, в нижней части спрайта в синем диапазоне, что связано с существенным изменением давления в области развития спрайта [17].

Инициация спрайта всегда начинается с движущегося вниз стримера. Наблюдения показывают, что стример может появиться из предшествующего гало или на фоне темного неба. Достаточно часто гало имеет значительную яркость, что делает невозможным извлечь детальную информацию об инициации стримеров. Средняя высота появления стримера около 80 км, с возможной вариацией от 66 до 89 км [18]. При

распространении вниз скорость движения стримера постепенно возрастает. В некоторых случаях это движение дополняется формированием восходящих стримеров. Распространение стримеров определяет тип спрайта: присутствие только нисходящих стримеров формирует C-sprite, а наличие восходящих стримеров приводит к формированию Carrot sprite (Рис. в.5.). Количество восходящих стримеров значительно отличается от события к событию, и отнесения спрайта к тому или иному виду часто является субъективным [19]. Скорость распространения стримеров варьируется в широком диапазоне 10^6 - 10^8 м/с. Распространяющиеся вверх стримеры обычно имеют несколько большую скорость. Максимальная скорость распространения стримера $1,4 \cdot 10^8$ м/с была зарегистрирована для восходящего стримера [20]. Важной характеристикой спрайтов является время задержки, между родительским молниевым разрядом в тропосфере и инициацией стримеров в спрайте. Задержка варьируется в широком диапазоне от нескольких миллисекунд до сотни миллисекунд и более [21, 22]. Причины, приводящие к столь значительному разбросу времени задержки, до конца не понятны. Влияние формы и продолжительности тока во время стадии непрерывного тока в родительском разряде подробно рассмотрено в статье [23]. Возможное влияние процессов отлипания электронов от O^- проанализировано в статье [24]. Наличие неоднородностей в мезосфере, вызванных, например, гравитационными волнами, так же может приводить к задержке инициации спрайта [21]. Можно выделить тенденцию при формировании формы спрайта: при малых временах задержки обычно формируются C-sprite или множественные C-sprite, с увеличением времени задержки более вероятно формирование Carrot sprite [19].

Гораздо чаще спрайтов на высоте около 75÷85 километров возникает гало, представляющее собой светящийся диск с поперечным масштабом 40-80 км в мезосфере непосредственно над областью тропосферного

разряда. Инициация гало, так же как и спрайтов, связана с нескомпенсированным электрическим зарядом в облаке. Напряжённость электрического поля при возникновении гало меньше пробойного значения на 20÷50 % [25], то есть ионизации нейтральных химических компонент не происходит, но напряженность электрического поля достаточна для возбуждения молекулярного азота, с последующим излучением в первой положительной полосе. Средняя яркость гало по данным [14] составляет около 0,3 МРл, частота возникновения в глобальной атмосфере – около 1 события в минуту. В отличие от спрайта, область гало почти всегда расположена точно над молниевым разрядом [26], а время задержки между инициирующим молниевым разрядом и гало не превышает 1,5 мс [27].

Натурные наблюдения высотных разрядов

Исторически сложилось, что высотные разряды были открыты при видеосъемке ночного неба. До сих пор основную информацию о высотных разрядах ученые получают при анализе оптических изображений разрядов. Наблюдения проводятся с поверхности Земли, летательных аппаратов и спутников. Дополнительно проводят электромагнитные наблюдения в низкочастотном диапазоне длин волн, изучают инфразвуковые возмущения и радиошум.

Схема организации проведения наземных наблюдений высотных разрядов представлена на Рис. в.6. Инициация высотных разрядов тесно связана с молниевой активностью в тропосфере. Обычные грозовые ячейки не способны создать условий для высотных разрядов и необходимы особо мощные грозовые системы, накапливающие значительный электрический заряд (так называемые мезомасштабные конвективные системы (ММКС), атмосферные фронты и т.д.). Так как облака являются оптически

непрозрачными, наблюдатель должен находиться на значительном расстоянии от ММКС. Обычно это расстояние составляет 200-300 км, при этом над наблюдателем должно быть чистое небо. Компании были организованы во всех частях света: Северной и Южной Америке [26], Европе [28], Африке, Австралии, Японии [6], Тайване [5] и т.д. Наземные измерения можно существенно улучшить, если наблюдатель оказывается на вершине горы выше уровня облаков. Одной из площадок для организации высокогорных наблюдений в течение многих лет в Европе являлась французская обсерватория находящаяся на пике де Миди, позволяющая проводить эффективные наблюдения высотных разрядов над бассейном Средиземного моря [28, 29]. В 2000 году во время первой кампании удалось зафиксировать 40 спрайтов над Альпами и югом Франции при вторжении холодного фронта с Атлантического океана. Скоординированные наблюдения высотных разрядов в Европе проводились в рамках EuroSprite компаний в течение многих лет с использованием обсерватории на пике де Миди, автоматизированной камеры на Корсике, в Испании и т.д. [30]. За 2000-2008 года было зарегистрировано более 700 высотных разрядов [31]

Исследование высотных разрядов с борта самолета имеет значительное преимущество: можно оказаться существенно ближе к объекту изучения, по сравнению с наземными измерениями. Именно эти соображения привели к организации самолетных кампаний в начале активного исследования высотных разрядов. Первые данные о разрядах над активными грозовыми явлениями, полученные во время полета, были опубликованы уже в 1989 году [32], а фотографии были получены годом позднее [1]. Далее на базе летающей лаборатории NASA, расположенной на самолете DC-8, были проведены исследования 8 Июля 1993 года [17, 33]. За 100 минут наблюдений было обнаружено 19 высотных разрядов, совпадающих по характеристикам (размеры, расположение по высоте,

светимость и т.д.) с уже известными ранее данными из наземных наблюдений. В 1994 году была организована значительно превосходящая по масштабу кампания под названием «Спрайт-94». Полеты продолжались с конца июня до середины июля в дни с грозовой активностью с 10 вечера до 2 ночи, что соответствовало максимуму грозовой активности. Оба самолета были экипированы спектрофотометрами, видеокамерами, ФЭУ, системой GPS. В результате наблюдений зафиксировано около 500 высотных явлений, половина из которых была зафиксирована с двух самолетов. Были получены первые цветные снимки спрайтов, выяснена их структура (наличие стримерной, переходной и диффузной частей разряда), уточнены оценки по яркости и мощности разрядов. В результате этих кампаний было получено большое количество информации о высотных разрядах, но дальнейшего развития не было и далее развивались наземные и спутниковые наблюдения.

Первые спутниковые изображения высотных разрядов были получены во время «Mesoscale Lightning Experiment 1989-1991». Расположенная на космическом шатле монохромная высокочувствительная камера, позволила запечатлеть 17 высотных разрядов [34, 35]. В 2003 году был проведен космический эксперимент MEIDEX на шатле Колумбия, во время которого зарегистрировали 17 событий за 16 дней наблюдений [36]. С 2001 по 2003 год проводились наблюдения в надир с международной космической станции [37]. В 2004 году был запущен спутник FORMOSAT-2 специально для изучения спрайтов и высотных молний (ISUAL), позволивший дать представление о глобальном распределении высотных разрядов. С июля 2004 по 2007 год, было зарегистрировано 5434 эльфов, 633 спрайтов, 657 гало и 13 гигантских джетов. Эти данные позволили сделать оценки о глобальной частоте появления разрядов 3.23, 0.50, 0.39 и 0.01 событий в минуту соответственно. В дальнейшем исследования высотных разрядов и гамма

излучения продолжались как на борту международной космической станции (GLISM [38], ASIM [39]), так и на отдельных спутниках (TARANIS [40], TATIANA [41], CHIBIS [42] и др.).

Молниевый разряд в тропосфере и спрайты характеризуются протеканием значительных токов и являются источником электромагнитного излучения. В университете Стендфорта были организованы одновременные электромагнитные наблюдения низкочастотного магнитного поля и оптические наблюдения спрайтов [43, 44]. Выяснилось, что записи магнитного поля имеют характерный вид: первый пик соответствует излучению пришедшему от родительской вспышки в тропосфере, а следующий пик поля характеризует спрайт. Характерное значение максимальной силы тока в тропосферном молниевом разряде 200-300 кА, в спрайте несколько кА. В тропосфере молния переносит заряд от 25 до 325 Кулон, а спрайт от 5 до 42 Кулон. Эти исследования позволили накопить экспериментальные данные по ночным спрайтам, и провести исследования спрайтов в дневное время. Оптическая фиксация спрайтов днем не представляется возможным, в силу низкой интенсивности оптического излучения, но электромагнитные наблюдения возможны. В работе [45] показано что днем наблюдается аналогичный профиль магнитного поля: после особенно мощных молний с дипольным моментом в несколько тысяч Кл·км наблюдается следующий пик поля, предположительно соответствующий дневному спрайту.

Возможность излучения инфразвука во время спрайтов была предположена в работе [46], а наличие инфразвуковых сигналов было подтверждено в [47]. Сигнал от разряда находится в полосе частот 1-10 Гц и обычно представляет собой чирп (линейную частотную модуляцию), возникающую из-за значительных размеров, занимаемых разрядом. Инфразвуковые волны, инициированные в разных частях спрайта будут отражаться на разных высотах термосферы с различными коэффициентами

отражения. Сигнал от ближайшей части спрайта придет на станцию наблюдения первым и будет содержать низкочастотную составляющую, в то время как сигнал от дальней части спрайта придет позже и будет содержать высокочастотную составляющую [48].

В работе [49] показано, что во время развития спрайта резко повышается уровень радишумов в широкой полосе 1-400 кГц, с максимумом на 125 кГц на время 10-30 мс. Радиоизлучение, по-видимому, связано с частью спрайта, где происходит активное ветвление стримеров на высоте около 60 км, что было предсказано в работе [50].

Физический механизм инициации спрайта/гало

Физический механизм инициации спрайтов и гало одинаковый, и фактически можно рассматривать гало как «недоразвившийся» спрайт, поэтому, например, в диссертации для дневных условий рассмотрены 2 сценария, приводящие к формированию либо гало, либо спрайта. Возникновение спрайтов/гало напрямую связано с молниевой активностью в тропосфере и образованием значительного импульсного дипольного момента нескомпенсированного заряда после особенно мощных молниевых разрядов облако-земля, называемых родительским разрядом. Принимая во внимание высокую проводимость земной поверхности можно представить поле нескомпенсированного заряда в облаке в дипольном приближении, то есть спадающим в зависимости от расстояния от диполя по степенному закону. В то же время пробойное поле в атмосфере прямо пропорционально давлению, то есть спадает с ростом высоты по экспоненциальному закону, с характерным показателем экспоненты около 6 км. Для особо мощных молниевых разрядов, переносящих заряд в десятки и сотни Кулон, возможна ситуация когда на высоте около 75-80 км электрическое поле нескомпенсированного заряда в облаке будет

превышать пробойное (Рис. в.7.) [51]. Характерная величина пробойного поля составляет около 1 В/см на данных высотах.

Естественно, на абсолютную величину поля от нескомпенсированного электрического заряда влияет произведение величины перенесенного заряда и высота переноса, называемое импульсным дипольным моментом (ИДМ). Вопросы, связанные с процессами инициации молнии и протеканием тока, напрямую не связаны с темой диссертации, тем не менее, важно понимание роли полярности молниевых разрядов, определяемой знаком заряда, переносимого на землю. Отрицательные разряды молний составляют примерно 90%, а положительные лишь около 10%, что связано с определенными особенностями развития разрядов. Несмотря на редкость положительных молниевых разрядов, практически всегда родительский разряд для спрайта/гало положительной полярности, и лишь отдельные наблюдения показывают возможность инициации спрайтов от отрицательных разрядов облако-земля [52]. Такое неравномерное распределение спрайтов связано с тем, что для отрицательных молний характерны повторные разряды по нагретому молниевому каналу, а для положительных разрядов после инициации молнии обычно следует стадия непрерывного тока [53]. Развитие положительных молний в тропосфере требует наличия специфических условий, но самое главное в облаках должен быть сформирован положительный заряд в несколько сотен или даже тысяч Кулон. Естественно, такие большие заряды не могут сформироваться точно, и представляют собой слои с горизонтальными размерами в десятки километров и более. Формирование слоев положительного заряда в окрестности нулевой изотермы и выше около точки реверса, было исследовано в серии работ автора диссертации [54–56].

Как показали исследования, формирование столь значительных положительных зарядов возможно в ММКС имеющих характерные размеры стратифицированной области в несколько сотен километров. В [54–56] рассмотрены как индукционные, так и безындукционные механизмы зарядки облачных частиц, получены характерные плотности в зарядовых слоях и высоты их расположения. Понимание динамики развития ММКС необходимо для корректного задания параметризаций, использованных в диссертации при развитии как плазмохимической модели высотного разряда, так и при моделировании глобального распределения спрайтов.

Актуальность исследований

Практически сразу после открытия высотных разрядов встал вопрос об их возможном влиянии на химический состав, проводимость атмосферы и глобальном распределении [9, 36, 64–72, 39, 57–63]. Наличие высоких электрических полей во время высотного разряда должно запускать плазмохимические реакции, приводящих к ионизации и возбуждению атомов и молекул. Эльфы сразу были исключены из рассмотрения, вследствие малых полей и слишком малого времени разряда. Джеты и гигантские джеты, несмотря на малую частоту инициации, интересны для моделирования из-за того, что проходят через озоновый слой. Спрайты интересны из-за занимаемого ими объема в несколько тысяч кубических километров (т.е. они являются самыми объемными разрядами на Земле), высокой частотой зажигания (0,5-1 событие в минуту по земному шару по консервативным оценкам), и возможности инициации множества разрядов над особо мощными мезомасштабными конвективными системами. Физические процессы в тропосфере, приводящие к инициации гало, аналогичны процессам, происходящим во время формирования спрайта, но

с меньшими значениями ИДМ, поэтому химические процессы во время гало обычно рассматриваются совместно с моделированием спрайтов.

Во всех случаях постановка задачи численного моделирования начинается с определения перечня интересующих химических компонент и задания для них начальных условий во всем диапазоне исследуемых высот. На следующем этапе для всех химических компонент необходимо выбрать основные реакции, являющиеся для них стоками и источниками. Модельные и экспериментальные данные позволяют узнать только концентрации основных нейтральных компонент, содержащих азот и кислород, электронов и некоторых ионов, при этом экспериментальные данные обычно доступны только для некоторых значений высот [73, 74]. Достаточно полные данные о процессах, происходящих в азотно-кислородной смеси под воздействием импульсного электрического поля, доступны в [75] и являются основой всех численных моделей. К сожалению, в статье отсутствуют данные о скоростях реакций для химических компонент, содержащих углерод, хлор и т.д., которые могут быть важны на интересных для моделирования высотах. Сложность нахождения информации о скоростях химических реакций и зависимости начальных концентраций химических компонент от высоты является основным доводом к использованию ограниченного набора химических компонент, несмотря на наличие достаточных вычислительных мощностей.

Одна из первых работ, описывающая химические возмущения во время развития джета была представлена в 1997 году [57]. Для азотно-кислородной смеси, содержащей около 15 химических компонент, использовалось около 40 химических реакций. Показано, что на высоте 30 км, происходит локальное изменение концентрации оксида азота на 10% и концентрации озона на 0,5% при развитии одиночного джета. Указано, что возмущение концентраций пропорционально квадрату давления и в

нижней части озонового слоя может дополнительно возрасти из-за наличия голубых стартеров. Более подробная модель для 33 химических компонент и более полным учетом влияния электронов на развитие голубого джета проведена в работе [58]. Показано, что по сравнению с [57] относительное возмущение концентрации оксида азота должно быть выше, а для озона, соответственно, ниже. Обе эти работы основывались на достаточно старой физической модели джета [59], в которой электрические поля и соответствующие процессы в головке стримера были недооценены по сравнению с улучшенной моделью [2]. На сегодняшний момент самое полное исследование с учетом последних знаний о физических процессах происходящих во время джета проведено в работе [60]. Химический блок значительно расширен: учтено более 1000 химических реакций для 88 химических компонент. Расчеты проведены для высот 18, 27 и 38 км для ночных и дневных условий. Показано, что концентрации озона, NO и N₂O возрастают на порядки при развитии голубого джета, и увеличиваются с уменьшением высоты исследования.

В 2004 году вышла статья по моделированию диффузной области спрайта, с акцентом на исследование возмущения концентрации возбужденного атомарного кислорода в состоянии O(¹D) и O(³P) в дневных и ночных условиях при параметре ИДМ родительской вспышки в тропосфере 1000 Кл·км [61]. Максимальное возмущение концентрации O(¹D) и O(³P) ночью наблюдается на высоте $2 \cdot 10^4$ и $8 \cdot 10^4$ см⁻³ соответственно, а днем на высоте 67 км возмущения $2 \cdot 10^3$ и 10^4 см⁻³. В 2008 году вышло несколько работ, посвященных исследованию влияния спрайтов на химический состав мезосферы. Достаточно детальная модель для описания химических возмущений во время вспышки спрайта (80+ химических компонент и 800+ реакций) была предложена Сентманом в 2008 г. [62], и является на сегодняшний день в некотором смысле «классической». В этой работе моделируется влияние разряда на высоте 70

км в ночных условиях на химический состав мезосферы. Основное внимание обращено на накопление молекулярных и атомарных азота и кислорода в возбужденном состоянии, сделана оценка по накоплению NO для всего стримера спрайта $5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$. Исследованию стримеров спрайта посвящена работа [63], где для высот 63, 68 и 78 километров изучена динамика химической системы из 75 компонент и более чем 500 реакций. Детально проанализированы возмущения концентраций возбужденных состояний азота и кислорода и связанными с ними эмиссиями в оптическом, ультрафиолетовом, инфракрасном диапазонах. Развитие модели представлено в статье [64], где указано что в нижней части стримеров спрайта инфракрасное излучение от CO₂ может достигать высокой интенсивности (достаточной для регистрации с космических аппаратов). В работе [65] рассчитано распределение электронов по энергии и уделено особое внимание динамике колебательно возбужденных состояний азота. На основе данных со спутника FORMOSAT-2 сделаны глобальные и локальные оценки по наработке оксидов азота и озона во время спрайта. Локальное возмущение оксидов азота на высоте 70 км может достигать 5 раз, но в глобальном масштабе спрайты не являются значимым источником NO_x [66]. В работе [67] исследовано влияние гало на состав мезосферы и проанализированы излучения в оптическом диапазоне. Подробно исследована роль отлипания электронов от O⁻ при развитии разряда и релаксации возмущения в ионном составе. В статье [68] исследуется чувствительность модели WACCM к возмущениям химического состава, а особенно оксидов азота, вызываемых спрайтами. Показано, что спрайты могут быть важным источником NO_x в тропиках на высоте 70 км и локально возмущать концентрацию оксидов азота до 20 % над областями высокой молниевой активности, но глобального эффекта на содержание NO_x не оказывают.

Натурные измерения, вместе с лабораторным и численным моделированием, позволяют сделать вывод о протекании интенсивных химических реакций и значительном возмущении электрического поля в области высотного разряда, что, несомненно, приводит к значительным локальным возмущениям параметров атмосферы. Наиболее интенсивными, объемными и одновременно достаточно распространенными из высотных разрядов являются спрайты, и именно они могут иметь влияние на атмосферные процессы в глобальном масштабе. Надежной статистики и параметров глобального распределения спрайтов на основе данных непосредственных наблюдений в настоящее время не существует, так как создание глобальной системы наблюдения за спрайтами (высотными разрядами) потребовало бы организации постоянных наблюдений во многих точках, что недостижимо в первую очередь по финансовым соображениям. Периодически проводятся локальные наблюдательные кампании [69] с отдельными фактами регистрации высотных разрядов, а также спутниковыми наблюдениями [9, 36, 39]. Наиболее полные данные для оценки глобального распределения интенсивности высотных разрядов дали наблюдения, проводимые в течение нескольких лет на спутнике FORMOSAT-2. За первые 4 года наблюдений (2004-2007) в поле зрения спутника попало 633 спрайта, 5 434 эльфов, 657 гало и 13 гигантских джетов [9], что составляет лишь малую часть от общего количества высотных разрядов, инициированных на Земле за период наблюдения. Непосредственно полученные данные с FORMOSAT-2 позволяют сделать вывод об относительной частоте появления высотных разрядов, хотя и с некоторыми оговорками. Построение глобального распределения высотных разрядов требует применения моделей и аппроксимации данных. Поверхность Земли была разбита на ячейки $2,5 \times 2,5^0$, при этом рассматривались только события, происходящие в ячейках, где спутник находился не менее 30,7 минут за 3 года. Некоторые зоны (Великие

равнины в США, Восточно-Китайское море, часть Бразилии и Аргентины), известные своей высокой спрайтовой активностью, не были исследованы по техническим причинам. В результате расчетов получено, что глобальная частота инициации спрайтов около 1 события в минуту или почти 1500 событий в сутки. Описанный подход позволяет построить глобальную статистику распределения разрядов, но вынуждает делать множество предположений и оставляет значительную неопределенность в полученных результатах. В статье [70] сделано исследование интенсивности инициации спрайтов на основе исследования магнитного поля в низкочастотном диапазоне 1-100 Гц. Выделялись события, при которых на несколько среднеквадратичных отклонений превышались фоновые значения для величины магнитного поля. Фактически, фиксировались экстремально мощные разряды облако-земля, и использовалось предположение об их тесной связи со спрайтами [71]. В результате для спрайтов получена оценка 720 событий/день в глобальном масштабе, с указанием, что этот результат следует рассматривать как нижнюю границу количества высотных разрядов. Средние значения дипольного момента для зафиксированных вспышек более 600 Кл·км, что превышает общепринятые на сегодня значения и тоже указывает на занижение полученной оценки [72].

В натуральных экспериментах традиционная проблема – это организация систематизированных измерений, позволяющих исследовать явление в аналогичных или хотя бы схожих условиях. К сожалению, заранее предсказать место появления высотного разряда и предположить его физические параметры на сегодняшний момент невозможно, да и вряд ли получится в будущем. Поэтому с точки зрения объяснения естественных разрядных явлений значительный интерес представляет лабораторное моделирование, осуществляемое на относительно небольших по размерам установках. Необходимо сказать, что в силу

сложной и принципиально нелинейной динамики пробоя критерии подобия разрядных процессов при их масштабировании не определены. В то же время, в лабораторных условиях можно воспроизвести структурные особенности разрядов в атмосфере и общие закономерности в развитии разряда с сохранением некоторых безразмерных количественных параметров, таких как, например, приведенное электрическое поле [76].

Понадобилось более десяти лет, прежде чем в 2001 году появилась первая работа по лабораторному моделированию спрайтов и эльфов [77]. В плексигласовой трубе (длина 1,8 м, диаметр 0,61 м) с пониженным давлением был зажжен разряд в постоянном поле. Рядом с положительным электродом основное излучение приходится на первую положительную систему молекулярного азота, а рядом с отрицательным электродом наблюдается синее свечение, возникающего из-за излучения в первой отрицательной полосе N_2^+ . Похожая структура оптических эмиссий наблюдается во время спрайта (см. Рис. в.8.). Развитие работы в части увеличения мощности и токов разряда было сделано в [78], с последующим сравнением с данными наблюдений. Изучение условий инициации и распространения стримера в синтетическом газе (80:20 для $N_2:O_2$) при пониженном давлении (диапазон изменения давления 0,1-2000 Торр, размер вакуумной камеры 220 мм, межэлектродное расстояние 30 мм) с использованием высокоскоростной камеры с наносекундным разрешением и сопутствующее численное моделирование проведено в [79]. Продемонстрировано, что диаметр стримеров обратно пропорционален давлению, а ветвление стримеров наблюдается при давлениях выше 470 Торр. В статье [80] проведены оценки наработки оксидов азота в спрайтах и джетах. В прозрачной пластиковой камере (межэлектродное расстояние 5 см) создавалось давление соответствующее тропосфере (100-500 Торр), стратосфере (1-100 Торр), мезосфере (1 Торр и менее) и исследована эффективность производства оксидов азота на

джоуль подведенной к разряду энергии. Рассчитано количество NO_x от единичного спрайта и джета, с учетом частоты инициации высотных разрядов в глобальном масштабе, сделана оценка высотных разрядов как источника оксидов азота в глобальном масштабе. Подходы и полученные результаты не были приняты в научном сообществе и вызвали появление критических статей [81, 82] и последующих комментариев [83]. Исследование законов подобия и границ их применимости для азота и воздуха проведено в работе [84], где экспериментально показано сохранение приведенного диаметра стримеров (произведение диаметра стримера на давление, разделенное на температуру газа) в диапазоне от 10^{-5} :1 Бар, хотя теоретические оценки предсказывают границу в 0,04 Бар. На этой же установке были исследованы спектры и параметры спрайтов, которые возможно иницируются в атмосфере Венеры (смесь $\text{CO}_2\text{-N}_2$) и Юпитера (смесь $\text{H}_2\text{-He}$). Показано, что для воздуха, чистого азота и смеси $\text{CO}_2\text{-N}_2$ приведенный диаметр практически одинаковый, а для смеси $\text{H}_2\text{-He}$ в 2 раза больше [85]. Исследование плазмы в диапазоне давлений 0,1:2 мБар с разрешением до 0,01 нм с целью выяснения вращательной температуры газа в высотных разрядах проведено в [86]. В работах [87, 88] сделана попытка объяснить некоторые свойства джетов и спрайтов (скорость распространения, геометрические размеры, спектральный состав излучения и др.) с помощью открытого группой исследователей нового типа разряда, названного «апокамп» [89]. Исследование распространения стримеров в потоке газа проведено в [90]. Изначально нагретая струя воздуха до $500\text{ }^\circ\text{C}$ при распространении смешивалась с воздухом комнатной температуры, что приводит к изменению плотности потока, проходящего между электродами. Показано, что с повышением давления понижается диаметр стримеров, исследовано их ветвление. Моделирование отдельных свойств спрайтов проведено в [91]. Предварительно заряженная диэлектрическая пластина помещалась в

вакуумную камеру объемом 2 м^3 и производилась откачка. При давлении 10-100 Торр происходит инициация стримеров с заряженной пластины. В диапазоне 2-16 Торр иницируется сферический разряд, не соприкасающийся с диэлектрической пластиной, названный «реону». Данный тип разряда имеет спектральный состав излучения аналогичный верхней части спрайтов.

Диссертация посвящена комплексному изучению физико-химических процессов во время высотных разрядов. Предложена самосогласованная аксиально-симметричная плазмохимическая модель и применена для расчета возмущения химического баланса мезосферы во время спрайта и гало. Предложена новая параметризация для изучения глобального распределения спрайтов по данным сети грозопеленгации WWLLN. Впервые реализовано моделирование спрайтов на лабораторной установке в градиенте давления.

Цели и задачи данной работы

Цель данной работы:

Исследование физико-химических процессов в атмосфере при инициации высотных разрядов и изучение глобального распределения спрайтов.

В соответствии с этой целью в настоящей работе решались следующие конкретные задачи:

1. Определение основных химических компонент и их начальных концентраций в интересующем диапазоне высот, необходимых для описания химического состава мезосферы в ночных и дневных условиях, определение списка химических и фотохимических реакций для описания возмущения химического баланса мезосферы, вызываемого высотным разрядом.

2. Создание программно-вычислительного комплекса для моделирования и анализа химико-физических процессов во время и после высотного разряда.

3. Исследование влияния спрайта и гало на химический состав мезосферы в самосогласованной радиально-симметричной плазмохимической модели с учетом изменения проводимости, обусловленного высотным разрядом, в дневных и ночных условиях.

4. Создание параметризации для распределения спрайтов по данным глобальной сети грозопеленгации WWLLN.

5. Изучение сезонного, зонального распределения положительных и отрицательных спрайтов, исследование чувствительности предложенной модели к начальным данным системы WWLLN и вариациям основных параметров.

6. Создание экспериментального стенда «Спрайт», предназначенного для моделирования протяженных разрядов в градиенте давления.

7. Исследование свойств и параметров разряда в перепаде давления, реализуемого в режиме импульсного напуска воздуха на стенде «Спрайт».

Научная новизна работы

В работе реализован комплексный подход к изучению одного из самых интересных для моделирования высотных разрядов – спрайтов в ночных и дневных условиях (в дневных условиях дополнительно изучены тесно связанные со спрайтами гало). Впервые предложена самосогласованная плазмохимическая модель спрайта, которая учитывает процессы протекания тока в тропосферном разряде и изменение в динамике электрического поля, в результате изменения химического состава и проводимости мезосферы. Модель была применена для спрайтов в ночных условиях и для спрайтов/гало в дневных условиях. Предложена

модель для глобального распределения спрайтов по данным сети грозопеленгации WWLLN кроме среднего значения количества спрайтов за минуту в глобальном масштабе позволяет исследовать региональные и сезонные распределение разрядов с существенно более высоким разрешением, чем с использованием спутниковых и других видов наблюдений. Моделирование высотного разряда на экспериментальном стенде «Спрайт» принципиально отличается от проводимых ранее в мире экспериментов: высотный разряд моделируется в градиенте давления и одновременно существуют диффузная, переходная и стримерная области. Именно в такой постановке эксперимента можно говорить о моделировании «всего» высотного разряда с использованием коэффициентов подобия.

Теоретическая и практическая ценность работы

В работе представлены результаты исследований по трем взаимодополняющим направлениям исследования высотных разрядов, которые при использовании вместе могут дать существенно более полную информацию по разрядным процессам в атмосфере, нежели по отдельности. Впервые предложена радиально-симметричная самосогласованная плазмохимическая модель высотного разряда, которая позволяет проанализировать особенности развития высотного разряда с учетом особенностей протекания тока в «родительском» тропосферном молниевом разряде и изменения проводимости, химического состава мезосферы во время развития высотного разряда с соответствующим изменением в динамике электрического поля. Предложена модель для расчета глобального распределения спрайтов по данным сети грозопеленгации WWLLN, которая позволяет выделить региональные и сезонные особенности развития спрайтовой активности. Применение

модели позволит упростить планирование наблюдательных компаний за высотными разрядами. Моделирование на экспериментальном стенде «Спрайт» показало возможность инициации в лабораторных условиях разрядов в градиенте давления в импульсном режиме, которые по параметрам подобия в значительной мере повторяют высотные разряды, что в совокупности с разносторонней диагностикой позволит более глубоко разобраться в особенностях инициации и динамики развития спрайтов и других типов разрядов.

Основные положения, выносимые на защиту

1. Развитая радиально-симметричная самосогласованная плазмохимическая модель спрайта позволяет связать процессы переноса заряда в молниевом разряде облако-земля в тропосфере с разрядными явлениями в мезосфере в дневных и ночных условиях, сопровождающимися возмущением химического баланса и проводимости. Уменьшение проводимости на начальной стадии разряда способствует инициации спрайта, а последующее увеличение приводит к вытеснению электрического поля и формированию торообразной структуры разряда.

2. Развитие спрайта в ночных условиях при ИДМ=720 Кл·км приводит к увеличению концентрации заряженных частиц до 2 порядков и интенсивному излучению в первой и второй положительных полосах молекулярного азота.

3. Время релаксации возмущения концентрации электронов после ночного спрайта изменяется с высотой от нескольких секунд на 75 км до 1000 с на 82 км, а радиус возмущения концентрации электронов растет с 10 км на высоте 75 км до 40 км на 79 км.

4. Инициация спрайта/гало в дневных условиях возможна при ИДМ 3750/2750 Кл·км. Характерная высота инициации разрядов определяется

проводимостью атмосферы и смещена вниз на 20 км относительно ночных условий.

5. Развитая модель для расчета глобального распределения спрайтов по данным сети грозопеленгации WWLLN позволяет получить региональное и сезонное распределение разрядов с существенно более высоким разрешением, чем с использованием спутниковых и других видов наблюдений.

6. Среднее количество спрайтов, рассчитанных по данным WWLLN, составляет 870 разрядов в день, из них 0,93% отрицательных, при этом наблюдается значительная сезонная изменчивость от 625 в октябре до 1255 в мае.

7. Рассчитанное по предложенной модели количество спрайтов над сушей и океаном в 2016 году распределено неравномерно: с января по апрель примерно совпадает, а с мая по декабрь количество разрядов над океаном выше на 20% и более, что приводит к среднему за год распределению суша/океан 41,4/58,6%.

8. Экспериментальный стенд «Спрайт» в режиме импульсного напуска воздуха позволяет реализовать перепад давления до 100 раз на межэлектродном промежутке 80 см при сохранении дозвукового режима распространения фронта давления.

9. Полученный в результате лабораторного моделирования разряд в градиенте давления по параметрам подобия для приведенного электрического поля, концентрации электронов, плотности тока, размера филамент соответствует спрайту.

Методы исследования и степень достоверности результатов

Для решения задач, поставленных в рамках работы, применялось численное моделирование для проведения расчетов с использованием

аксиально-симметричной самосогласованной плазмохимической модели, расчетов по глобальному распределению спрайтов и методы лабораторного исследования физических процессов, происходящих внутри вакуумной камеры при реализации разряда в градиенте давления. Все полученные результаты обладают высокой степенью достоверности и являются обоснованными. Достоверность получаемых результатов обеспечивается применением признанных методов и оригинальных подходов, взаимодополняющих друг друга. Результаты по теме диссертации опубликованы в рецензируемых российских и зарубежных научных журналах, докладывались на международных и всероссийских конференциях, обсуждались на семинарах ИПФ РАН, ИФА РАН, РГГМУ.

Структура и объем диссертации.

Диссертационная работа состоит из введения, трех глав, заключения и двух приложений. Общий объем работы 219 страниц, включая 104 рисунка и список литературы из 156 наименований.

Во **Введении** дается историческая справка об обнаружении высотных разрядов, общепринятая классификация типов высотных разрядов и связанных с ними физических процессов в атмосфере, описаны особенности наблюдения в натуральных условиях и современное состояние проводимых исследований.

Первая глава диссертации посвящена развитию аксиально-симметричной самосогласованной плазмохимической модели спрайта/гало в ночных и дневных условиях.

В разделе 1.1 приведено описание программно-вычислительного комплекса (ПВК), разработанного для моделирования воздействия электрического поля на химический баланс атмосферы.

В разделе 1.2 обосновывается выбор системы химических реакций, начальных условий для химических компонент, параметризация электрического поля.

В разделе 1.3 приведены результаты моделирования для ИДМ 720 Кл·км, достаточного для инициации спрайта в ночных условиях.

В разделе 1.4 проведено сравнение результатов моделирования и натурными данными по ширине верхней диффузной части спрайта.

В разделе 1.5 приведены косвенные доказательства существования спрайтов в дневных условиях, описан дополнительный фотохимический блок, выбраны начальные концентрации химических компонент и проанализированы параметры «родительских» вспышек.

В разделе 1.6 приведены результаты расчетов для ИДМ 2750 Кл·км, приводящих к развитию гало в дневных условиях, исследованы временные и пространственные особенности развития высотного разряда.

В разделе 1.7 приведены результаты расчетов для ИДМ 3750 Кл·км, приводящих к развитию спрайта в дневных условиях, проанализирована динамика возмущения основных ионов, электронов, электрического поля и проводимости.

В разделе 0 проведено общее обсуждение результатов моделирования спрайтов/гало в ночных и дневных условиях, сделаны основные выводы.

Вторая глава диссертации посвящена развитию модели глобального распределения спрайтов по данным сети грозопеленгации WWLLN

В разделе 2.1 на основе данных натуральных наблюдений и результатов численного моделирования предложены и обоснованы параметризации, используемые для получения глобального распределения спрайтов.

В разделе 2.2 проведен сезонный и региональный анализ глобального распределения для положительных/отрицательных спрайтов с разделением суша/океан.

В разделе 2.3 проведено исследование чувствительности результатов моделирования к изменению параметров и проведен анализ эффективности детектирования разрядов системой WWLLN.

В разделе 0 сделаны основные выводы по разработанной модели глобального распределения спрайтов.

Третья глава диссертации посвящена лабораторному моделированию спрайтов на экспериментальном стенде «Спрайт».

В разделе 3.1 приведено описание лабораторного стенда «Спрайт», описаны его функциональные особенности, принцип работы и используемое научное оборудование.

В разделе 3.2 приведены результаты моделирования, полученные в малом градиенте давления.

В разделе 3.3 проведено обсуждение полученных результатов и анализ необходимых доработок стенда, для получения условий, позволяющих более точно моделировать спрайт.

В разделе 3.4 описаны изменения на стенде, позволившие на порядок увеличить перепад давления в межэлектродном промежутке, приведены результаты моделирования.

В разделе 3.5 показано, что создаваемый в лабораторных условиях импульсный разряд в неоднородном воздухе является уменьшенной моделью спрайта.

В разделе 0 приведены основные выводы к лабораторному моделированию спрайтов.

Апробация работы

Результаты выполненных исследований докладывались на семинарах в ИПФ РАН, РГГМУ, ИФА РАН, на международной конференции “Topical problems of nonlinear wave physics” (Нижний Новгород, 2005, 2008, 2014,

2017, 2021), на ассамблее Международного союза геодезии и геофизики IUGG (Перуджа, 2007, Прага, 2015, Монреаль, 2019, Берлин, 2023), на всероссийской научной школе “Нелинейные волны” (Нижний Новгород, 2006, 2008, 2010, 2012, 2016, 2018, 2020, 2022), на всероссийской конференции молодых ученых “Состав атмосферы и электрические процессы” (Москва, 2004, Нижний Новгород, 2005, Нижний Новгород, 2007, Шепси, 2015, Борок 2017, Борок 2020), на всероссийской конференции молодых ученых “Состав атмосферы. Атмосферное электричество. Климатические процессы” (Звенигород, 2009, Борок, 2011), на всероссийской конференции “Глобальная электрическая цепь” (Борок, 2019, 2021), на международном симпозиуме “Оптика атмосферы и океана. Физика атмосферы” (Москва, 2023), на международной конференции по атмосферному электричеству ICAE (Пекин, 2007, Рио-де-Жанейро, 2011, Оклахома, 2014, Нара, 2018, Тель-Авив, 2022), на ассамблее союза геомагнетизма и аэронавтики “IAGA – 2009” (Сопрон, 2009), на международной конференции динамические дни в Европе “Dynamics Days Europe – 2010” (Бристоль, 2010), на летней школе грозовые эффекты в атмосферно-ионосферной системе “TEA-IS” (Малага, 2012, Коллиур, 2014, Копенгаген, 2016), на международной конференции по математической геофизике международного союза по геодезии и геофизике (Нижний Новгород, 2019), на четырнадцатой международной конференции "Физика плазмы в солнечной системе" (Москва, 2019), на 7 международной конференции "Frontiers of Nonlinear Physics - 2019", (Нижний Новгород, 2019), на всероссийской конференции по атмосферному электричеству (Санкт-Петербург, 2012), опубликованы в журналах «Известия РАН. Физика атмосферы и океана» (4 статьи), «Известия Вузов. Радиофизика» (3 статьи), Atmospheric research (2 статьи), Journal of Atmospheric and Terrestrial physics (2 статьи), «Геомагнетизм и аэронавтика» (1 статья), «Физика

плазмы» (2 статьи), «Журнал технической физики» (1 статья), в сборнике статей Sprites, Elves and Intensive Lightning Discharge (1 статья).

Личный вклад автора

Всего по теме диссертации опубликовано 17 публикаций (15 статей в рецензируемых журналах из перечня ВАК, см. список работ автора в конце диссертации) из них в 11 автор диссертации является первым автором, что подчеркивает его определяющий вклад в эти работы.

Создание аксиально-симметричной самосогласованной плазмохимической модели для описания влияния высотных разрядов на химический баланс атмосферы проводилось совместно с Ф.А. Кутериным. Идея исследования предложена Е.А. Мареевым. Постановка задачи, выбор системы химических реакций и начальных условий, анализ результатов, сравнение с экспериментальными данными были проведены автором. Непосредственное написание программного кода проведено Ф.А. Кутериным. В анализ результатов и написание статей внесла вклад Е.К. Свечникова Е.К.

Разработка модели для описания глобального распределения спрайтов по данным сети грозопеленгации WWLLN была проведена совместно с Н.В. Ильиным и Е.К. Свечниковой. Идея параметризации предложена автором. Расчеты проведены Н.В. Ильиным. Анализ результатов моделирования сделан автором. Написание статей проведено совместно с Е.К. Свечниковой.

Экспериментальное исследование высотных разрядов на стенде «Спрайт» было проведено совместно с М.Е. Гушиным, А.В. Стриковским, С.В. Коробковым, И.Ю. Зудиным, К.Н. Лоскутовым, В.И. Гундориным, А.В. Костровым. Идея создания экспериментального стенда предложена Е.А. Мареевым и автором. Автор непосредственно принимал участие в

исследовании на всех его стадиях: первоначальном монтаже установки, проведении экспериментов, анализе результатов и написании статей.

Благодарности

Автор выражает глубокую благодарность и признательность Евгению Анатольевичу Марееву за оказанное доверие, интересные дискуссии и темы исследований, всестороннюю помощь при выполнении работ и в различных жизненных ситуациях. Автор крайне признателен всем своим соавторам за совместную работу, сотрудникам отделов 240, 260 ИПФ РАН за общение, обсуждения и творческую обстановку в коллективе.

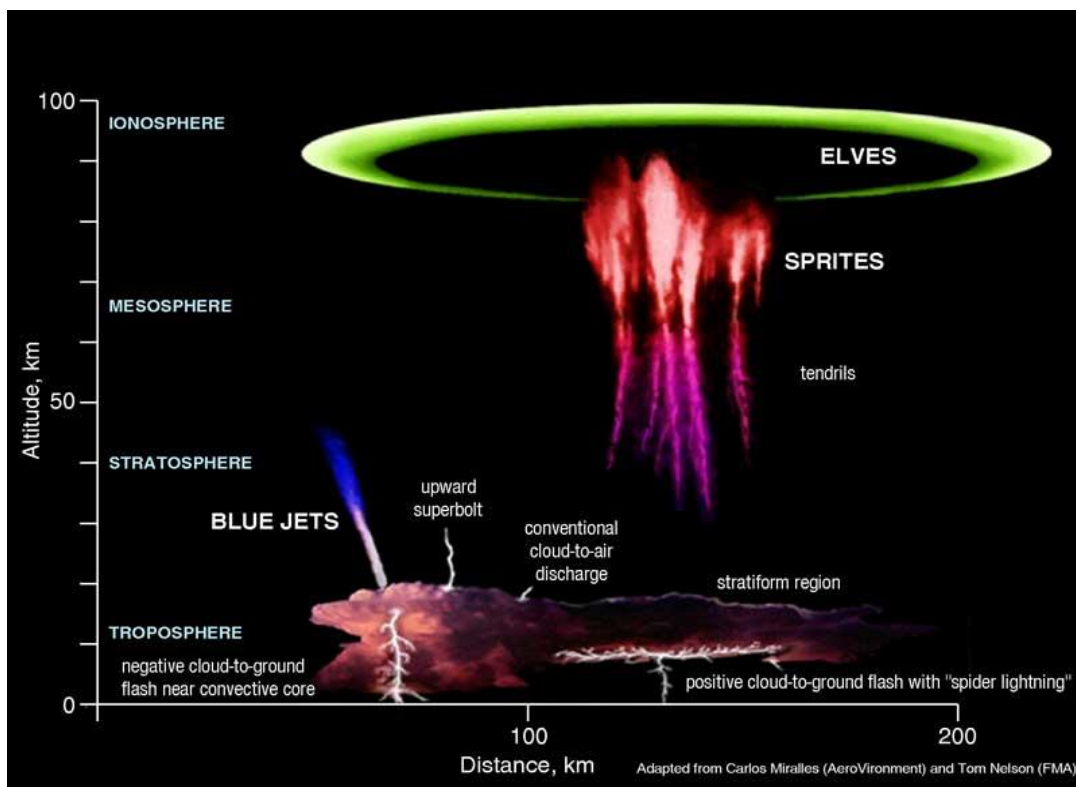


Рисунок в.1. Схематичное изображение типов высотных разрядов [92]



Рисунок в.2. Фотография гигантского джета (Обсерватория Джемини, 2017 г)

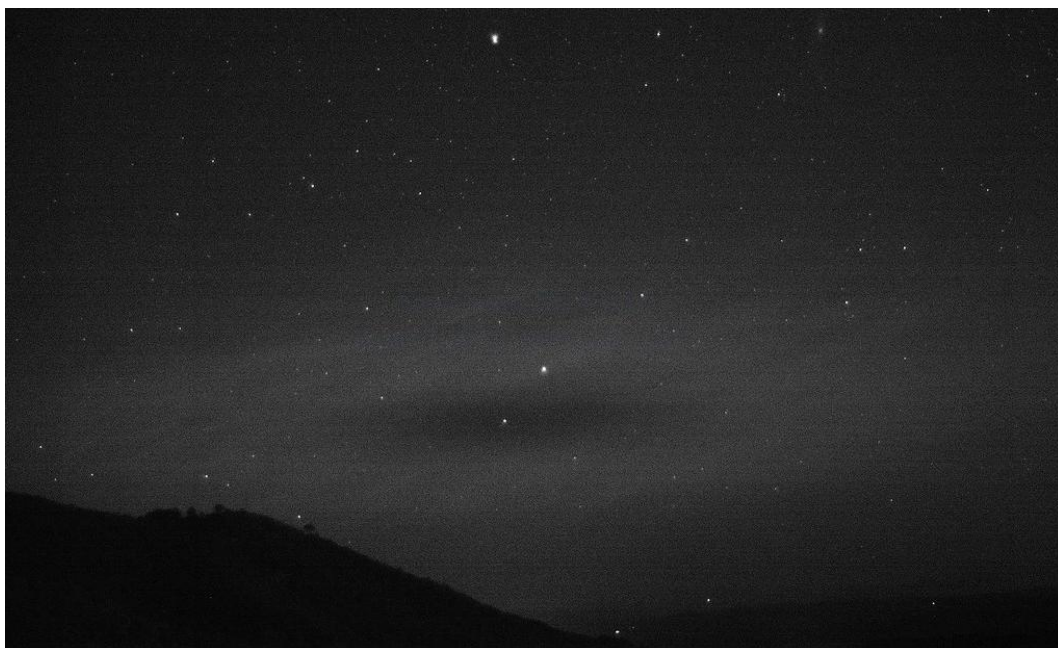


Рисунок в.3. Фотография эльфа

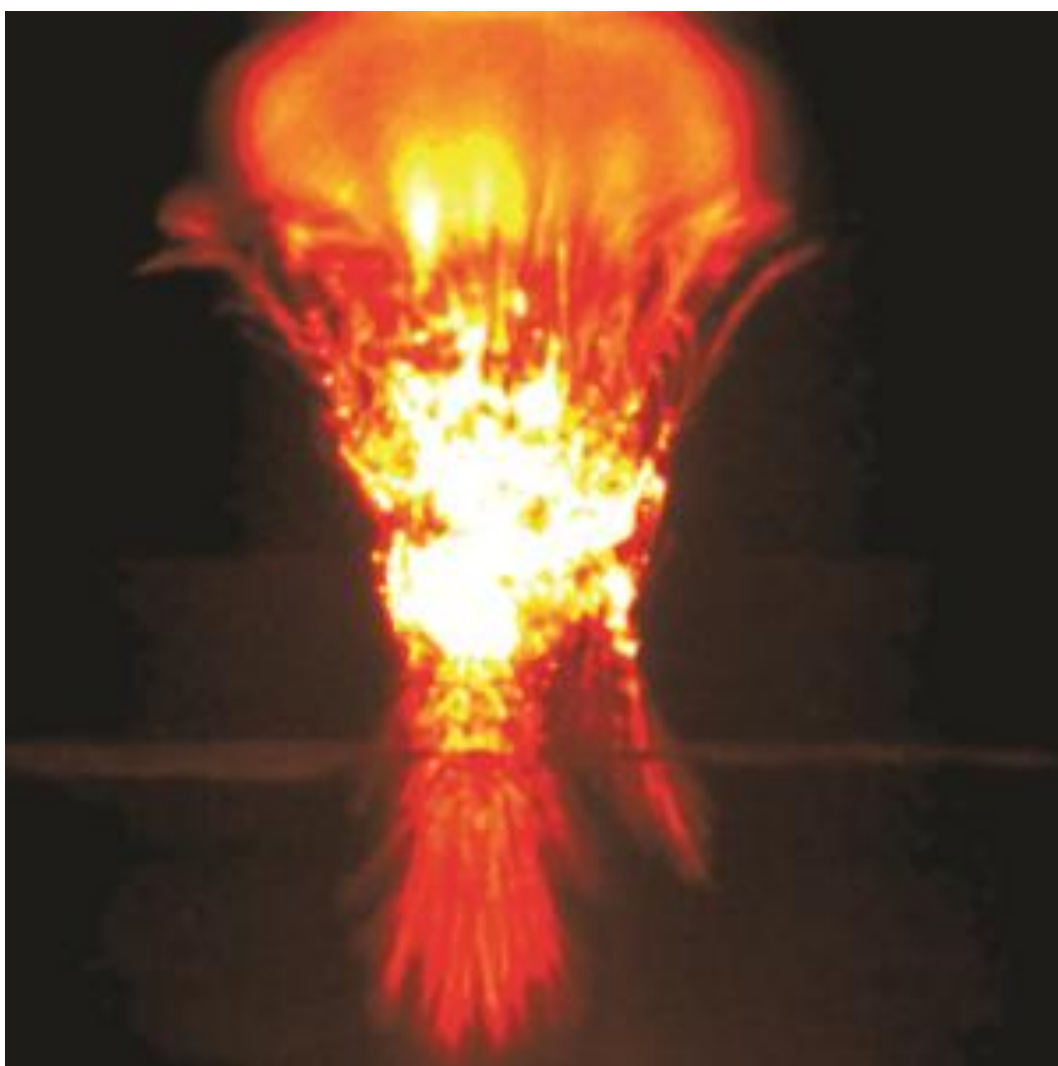
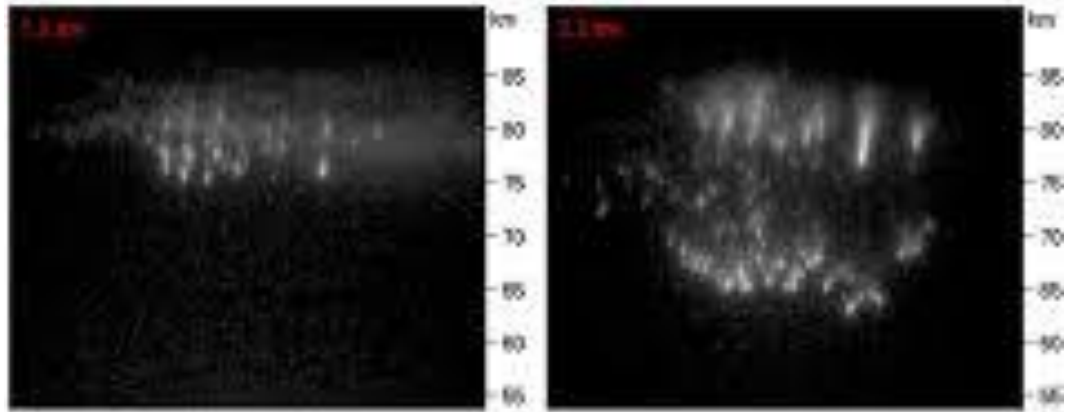


Рисунок в.4. Фотография спрайта [15]

Multiple C-sprite: 11 July 2011, 06:09:57 UT



Carrot sprite: 06 July 2011, 09:01:33 UT

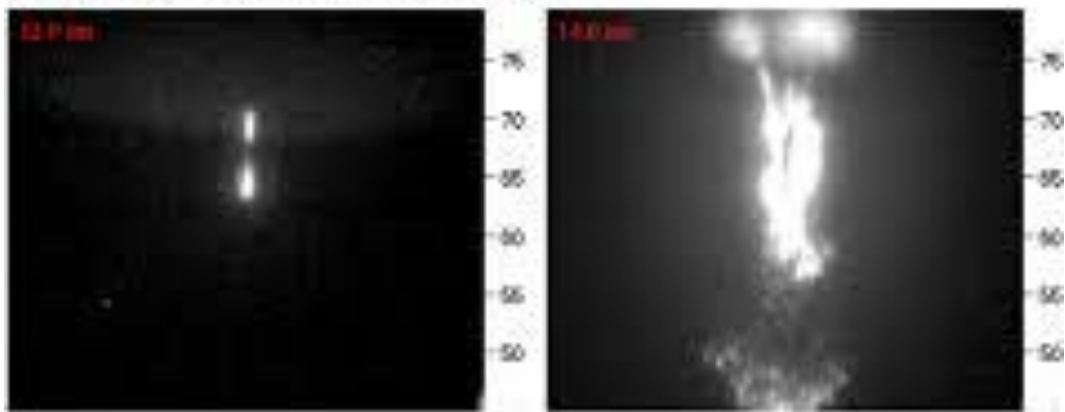


Рисунок в.5. Типы спрайтов. C sprite (сверху), Carrot sprite (снизу)

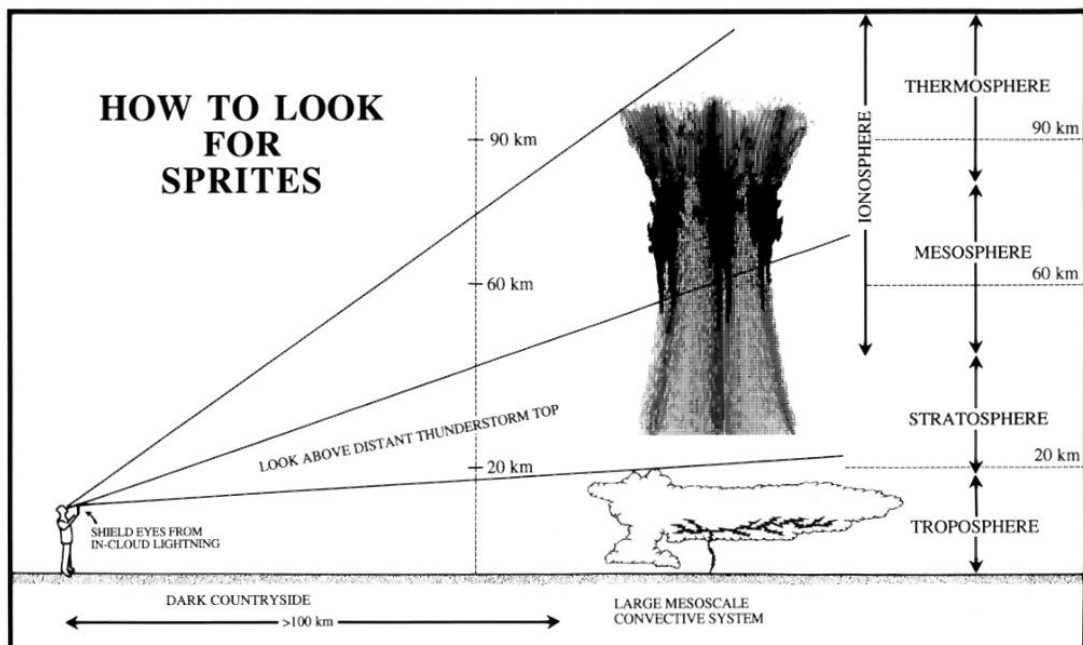


Рисунок в.6. Схема организации наземных наблюдений высотных разрядов

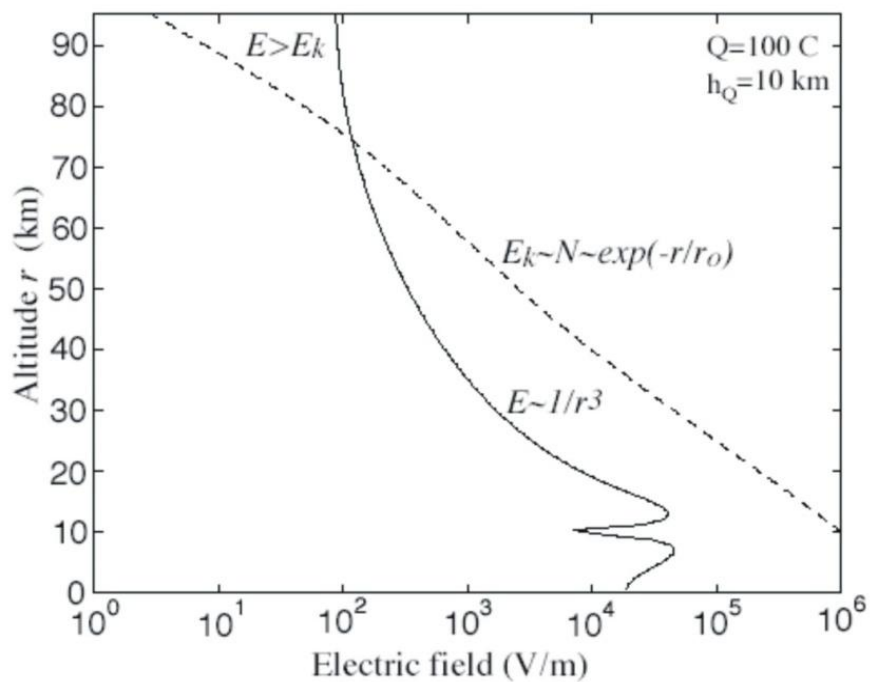


Рисунок в.7. Схематическое представление поля нескомпенсированного заряда и пробойного поля в зависимости от высоты [93]

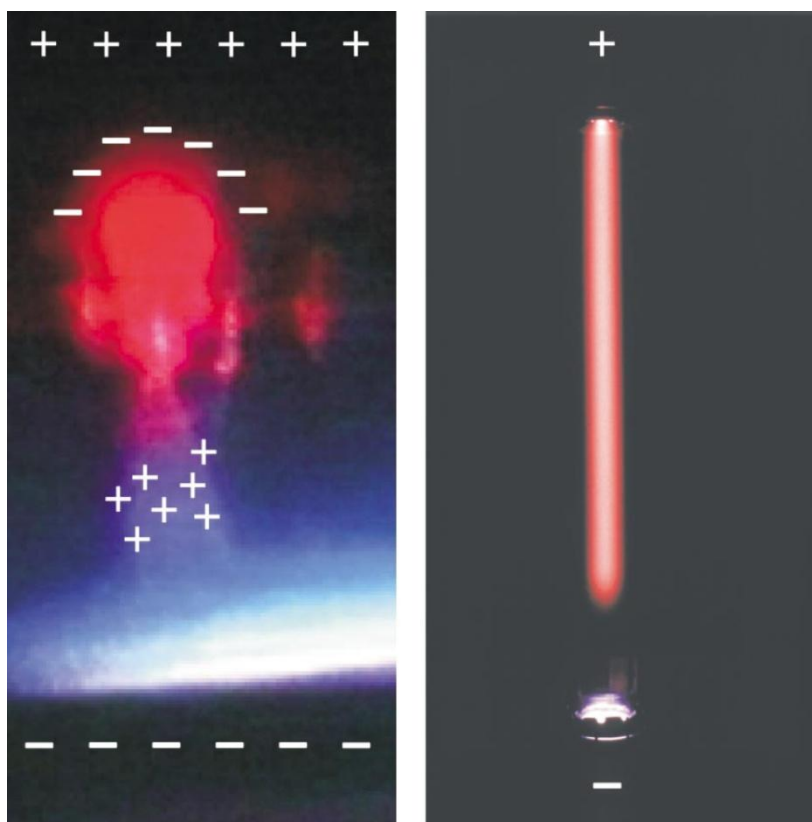


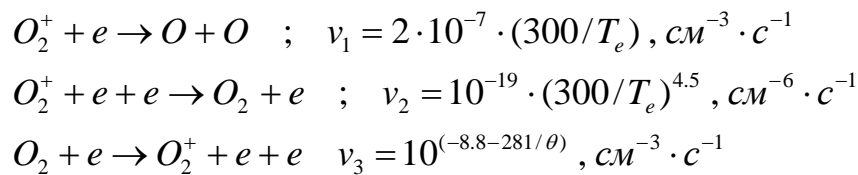
Рисунок в.8. Сравнение лабораторного моделирования и спрайта [77]

1 Аксиально-симметричная самосогласованная плазмохимическая модель спрайта/гало в ночных/дневных условиях

Интерес к оценке возмущения химического состава атмосферы во время инициации спрайтов появился сразу с момента их обнаружения и продолжается до сих пор, что подтверждается периодически появляющимися публикациями [15, 62, 94–97]. Во всех случаях моделирование содержит одни и те же этапы, которые схематично представлены на Рисунок 1.1. Реализация этой схемы может приводить к накоплению ошибок связанных со значительным количеством химических реакций и возможным их некорректного учета, сложностью ручного исправления данных. Для минимизации возможных ошибок, был разработан программно-вычислительный комплекс (ПВК), существенно упрощающий работу по исследованию возмущения химического баланса любых газовых смесей при наложении возмущения электрического поля. При разработке ПВК было оформлено несколько свидетельств о государственной регистрации программы для ЭВМ [98–100]. Данный ПВК был применен для моделирования химического возмущений в мезосфере при инициации спрайтов и гало в ночных и дневных условиях. Описание общих принципов работы и возможностей ПВК дано в Разделе 1.1. Применяемый подход к моделированию одинаков для всех упомянутых выше видов разрядов, а конкретные условия моделирования и параметризация процессов для дневных/ночных условий для спрайта/гало даны в Разделе 1.2 и 1.5 соответственно.

1.1 Описание ПВК для моделирования внешних воздействий на химический баланс атмосферы

Рассмотрим для примера систему химических реакций, состоящую из 3 химических реакций для 4 химических компонент. Реакции содержат как по 2, так и по 3 реагирующих компоненты с соответствующим изменением размерности скоростей реакций, указанных справа. Скорость химической реакции может выражаться константой или зависеть от параметров задачи. $T_e(K)$ – температура электронов, $\theta(Tд)$ – нормированная на концентрацию нейтральных компонент напряженность электрического поля с коэффициентом 10^{17} , при этом поле имеет размерность (В/см). Критическое значение для пробоя газа $\theta = 128$ Тд, в этом случае количество прилипающих и отлипающих электронов сравнивается.



Данная система химических реакций приводит к системе обыкновенных дифференциальных уравнений (ОДУ) для концентрации химических компонент из 4 штук (в соответствии с их количеством). Здесь введены следующие обозначения концентраций: $N_1 - O_2$, $N_2 - O$, $N_3 - e$, $N_4 - O_2^+$.

$$\begin{aligned} \frac{dN_1}{dt} &= v_2 \cdot N_4 \cdot N_3 \cdot N_3 - v_3 \cdot N_1 \cdot N_3, \\ \frac{dN_2}{dt} &= 2 \cdot v_1 \cdot N_4 \cdot N_3, \\ \frac{dN_3}{dt} &= -v_1 \cdot N_4 \cdot N_3 - v_2 \cdot N_4 \cdot N_3 \cdot N_3 + v_3 \cdot N_1 \cdot N_3, \\ \frac{dN_4}{dt} &= -v_1 \cdot N_4 \cdot N_3 - v_2 \cdot N_4 \cdot N_3 \cdot N_3 + v_3 \cdot N_1 \cdot N_3 \end{aligned}$$

В общем виде систему ОДУ для концентраций химических компонент можно представить в виде:

$$\frac{dN_i}{dt} = \sum_{k \in R_i} v_k \cdot n_k^i \prod_{s \in J_k} N_s - \sum_{k \in L_i} v_k \cdot m_k^i \prod_{s \in J_k} N_s \quad 1.1$$

N_i - концентрация i -ой компоненты, v_k - скорость химической реакции k , n_k^i - количество i -ой компоненты в реакции с номером k в правой части, m_k^i - количество i -ой компоненты в реакции с номером k в левой части. R_i - набор реакций, в котором компонента i находится в правой части, L_i - набор реакций, в котором компонента i находится в левой части, J_k - набор индексов химических компонент, участвующих в реакции с номером k . Первый и второй члены в правой части уравнения 1.1 являются источниками и стоками для i -ой химической компоненты соответственно.

Операция построения системы дифференциальных уравнений выполняется препроцессором в автоматическом режиме. Одновременно с этим происходит проверка идентичности реакций, контроль закона сохранения массы и заряда. Удаление/добавление химических реакций в список автоматически изменяет систему ОДУ. Для этого реакции заносятся в код в «читаемом» виде:

```
# Reactions
O_2^++e->O+O ,k=2*10^-7*(300/TE)
O_2^++e+e->O_2+e,k=10^-19*(300/TE)^4.5
O_2+e->O_2^++e+e,k=10^(-8.8-281/q)
# End Reactions
```

Данный блок приводит к генерации функции для вычисления приращения соответствующих концентраций:

```
function dN = diffN(t, N, getVParamsF, z, Ne0)
dN = [ +v(2) * N(4) * N(3) * N(3) - v(3) * N(1) * N(3); % O_2
      +v(1) * N(4) * N(3) + v(1) * N(4) * N(3); % O
      -v(1) * N(4) * N(3) - v(2) * N(4) * N(3) * N(3) - v(3) * N(1) * N(3); % e
      -v(1) * N(4) * N(3) - v(2) * N(4) * N(3) * N(3) + v(3) * N(1) * N(3); % O_2^+];
End
```

Для целей исследования возмущений химического состава атмосферы стандартным является 50-100 химических компонент и 200-1000 химических реакций. Получившаяся система ОДУ является «жесткой» даже без учета изменения скоростей химических реакций во время разряда. Учет зависимости изменения поля и температуры электронов во время разряда делает степень «жесткости» системы зависящей от времени. Этот факт приводит к необходимости применения неявных методов решения системы.

Строгого общепринятого определения «жесткой» системы ОДУ пока не предложено. Под «жесткими» системами ОДУ понимаются такие системы, решение которых явными методами (например, Рунге –Кутты) является неудовлетворительным из-за резкого увеличения числа вычислений (при малом шаге интегрирования) или из-за резкого возрастания погрешности (так называемого, взрыва погрешности) при недостаточно малом шаге [101]. В ПК для решения системы ОДУ используется встроенная в Matlab функция `ode15s`, предназначенная для интегрирования жестких систем. Функция `ode15s` интегрирует систему методом обратного дифференцирования BDF, используя переменный шаг по времени.

Задание начальных профилей концентрации химических компонент является сложной задачей ввиду отсутствия полного комплекта данных в зависимости от времени суток и высоты: приходится проводить усвоение модельных данных и разрозненных данных натуральных измерений. Разработана методика усвоения данных из атмосферной климатической модели WACCM, являющейся частью CESM версии 1.2 [73] и модели ионосферы IRI [102, 103]. Натурные данные аппроксимируются из [104, 105].

Возмущение электрического поля на высотах мезосферы является следствием разрядных процессов в тропосфере. В результате развития

особенно мощных разрядов облако земля (в основном положительной, в редких случаях отрицательной полярности) в облаке формируется значительный нескомпенсированный заряд. Электрическое поле на высотах мезосферы моделируется самосогласованно в соответствии с дифференциальным уравнением (см., например, [51, 106]):

$$\frac{dE}{dt} + \frac{\sigma \cdot E}{\varepsilon_0} = \frac{dE_{ext}}{dt} \quad 1.2$$

$$\sigma = \frac{e^2 \cdot N_e}{m_e \cdot \nu_e(T_e)} \quad 1.3$$

$$\nu_e(T_e) = 1.84 \cdot 10^9 \cdot \frac{N_m(\text{см}^{-3})}{10^{17}} \cdot \left(\frac{T_e(K)}{1000}\right)^{\frac{5}{6}} \quad 1.4$$

где E_{ext} – модуль внешнего электрического поля от тропосферного нескомпенсированного заряда в облаке, возникающего при протекании тока разряда облако-земля. E_{ext} учитывается в дипольном приближении: учитывая высокую проводимость земной поверхности, к настоящему нескомпенсированному заряду в облаке добавляется заряд отражение обратного знака. Динамика нескомпенсированного заряда при дневных и ночных условиях отличается, и будет обсуждена отдельно в соответствующих разделах. E – модуль действующего электрического поля в конкретной точке спрайта непосредственно используемого для вычисления скоростей химических реакций. σ - проводимость, которая находится с учётом концентрации только электронов N_e , так как ионная часть проводимости на исследуемых высотах мала. T_e - температура электронов, рассчитанная с использованием стороннего программного комплекса BOLSIG+ [107].

Уравнение (1.2) является приближённым, и оно описывает поле в области мезосферы в квазистатическом приближении, учитывая при этом динамику внешнего поля, обусловленную динамикой нескомпенсированного заряда в облаке и возмущения проводимости в

области разряда. В работах [51, 106] такой упрощённый подход использовался для расчёта поля М-компоненты молниевой вспышки (с учётом реалистичного высотного профиля проводимости) на высотах инициации спрайта и показал высокую эффективность. При этом было показано, что именно вытеснение квазистатического поля из области высокой проводимости (связанной как с резким ростом проводимости с высотой, так и с возмущениями проводимости из-за роста температуры и концентрации электронов в разрядной области) играет ключевую роль в динамике разряда на временах развития спрайта. Разумеется, математически более строгим является подход, при котором непосредственно решается система уравнений Максвелла для учёта самосогласованной динамики поля, но постановка задачи в этом виде требует гораздо больше данных о тонкой динамике спрайта и существенно больше вычислительных мощностей.

Для обработки результатов расчетов созданы инструменты для исследования динамики химических компонент, определения вклада химических реакций, вывода результатов моделирования в графическом виде.

1.2 Параметризация спрайта в ночных условиях

Во всех случаях постановка задачи моделирования начинается с определения перечня интересующих химических компонент и задания для них начальных условий во всем диапазоне высот. На следующем этапе для всех химических компонент необходимо выбрать основные реакции, являющиеся для них стоками и источниками. Здесь возникает основная проблема, связанная с недостаточным количеством данных. Модельные и экспериментальные данные позволяют узнать только концентрации основных нейтральных компонент, содержащих азот и кислород, электронов и некоторых ионов, при этом экспериментальные данные обычно доступны только для некоторых значений высот [73, 74]. Достаточно полные данные о скоростях химических реакций, происходящих в азотно-кислородной смеси во время разряда, доступны в [75], но автору неизвестно аналогичное по своей полноте издание, с данными скоростей реакций, содержащих углерод, хлор и т.д., которые могут быть важны на интересующих нас высотах. Сложность нахождения информации о многих химических реакциях является дополнительным доводом к использованию весьма ограниченного набора химических компонент. Обычно модели содержат 50-100 химических компонент и 200-1000 химических реакций [62, 94, 108, 109] и др.

Для описания химического состояния мезосферы и оптических эмиссий на высотах от 60 до 90 км и от 0 до 60 км в радиальном направлении использовалась система из 267 химических реакций для 61 химической компоненты. Учитываются основные положительные и отрицательные ионы, электроны, нейтральные компоненты азотно-кислородной смеси, включая возбуждённые состояния азота и кислорода. Блок химических реакций в основном построен на основе работы [75],

дополнен данными из работ [62, 63, 104]. Полный перечень химических реакций приведён в работе [110] и Приложении 1.

Нейтральные компоненты

$O_2, O_3, O, NO, CO_2, H, H_2O, NO_2, NO_3, OH, N_2, N, HO_2, H_2, N_2O, H_2O_2, O_2(a),$
 $O_2(b), N_2(A), N_2(B), N_2(C), N_2(a), N(^2D), O(^1D), O(^1S).$

Положительные ионы

$NO^+, H_5O_2^+, H_3O^+, H_2O^+, N_2^+, O_2^+, O_2^+(H_2O), O_4^+, H_3O^+(OH), N_4^+, N_3^+, O_2^+N_2, NO^+N_2,$
 $NO^+O_2, N^+, O^+, H_7O_3^+, H_9O_4^+, (H_2O)NO^+, (H_2O)_2NO^+, (H_2O)_3NO^+, CO_2NO^+, N_2O^+,$
 NO_2^+

Отрицательные ионы и электроны

$NO_3^-, O_2^-, O_3^-, CO_3^-, NO_2^-, O_4^-, CO_4^-, OH^-, O^-, NO^-, N_2O^-, e.$

Самосогласованный учет электрического поля проводим в соответствии с уравнением 1.2. Предполагаем, что нескомпенсированный заряд в облаке представляет собой заряженную область на высоте $H = 10$ км над земной поверхностью, радиальный размер $L = 10$ км. Примем, что нескомпенсированный заряд распределён в облаке по нормальному двумерному закону с характерным среднеквадратичным отклонением $L=3$ км. Примем, что профиль тока в молниевом канале имеет следующий вид:

$$I(t) = I_0 \cdot \frac{(t/\tau_1)^2}{1 + (t/\tau_1)^2} \cdot e^{-t/\tau_2} \quad 1.5$$

При моделировании использованы следующие значения параметров $I_0 = 150$ кА, $\tau_1 = 70$ мкс, $\tau_2 = 500$ мкс. Максимальное значение силы тока в молниевом канале составляет 121,7 кА, что дает максимальный ИДМ 720 Кл·км. Система дифференциальных уравнений химической кинетики и электрического поля (1.1), (1.2) решается независимо в узлах сетки с шагом по высоте 100 м и по радиусу 1 км, т.е. диффузия не учитывается. Моделирование проводится в 3 этапа. Сначала система считается без возмущения электрического поля в течение 100 с, при этом концентрации

химических компонент приходят к квазистационарным значениям. На 2 этапе происходит возмущение электрического поля, вызванное протеканием тока (1.5), и возмущение химического баланса мезосферы. На 3 этапе рассматривается релаксация возмущений химических компонент без электрического поля в течение 1000 с.

1.3 Результаты моделирования для ИДМ 720 Кл·км

Электрическое поле

Протекающий ток в молниевом разряде в тропосфере создает электрическое поле на высотах мезосферы (Рисунок 1.2 и Рисунок 1.3). Пробойное нормированное электрическое поле 128 Тд достигается на высоте 81 км через 0,4 мс после начала разряда в тропосфере. В дальнейшем будем называть момент достижения пробойного поля на высоте инициации разряда началом спрайта. Максимальная напряженность электрического поля достигает 185 Тд на высоте 79 км через 0,3 мс после начала спрайта. Распространение области диффузного разряда вверх происходит до высоты 84 км со скоростью $2 \cdot 10^7$ м/с за 150 мкс. Внизу спрайт достигает высоты 73 км. Скорость распространения при движении вниз составляет $2 \cdot 10^7$ м/с в первые 150 мкс с дальнейшим убыванием. В среднем скорость развития диффузной области разряда вниз составляет $4,7 \cdot 10^6$ м/с и продолжается 1,7 мс (Рисунок 1.3).

На оси разряда, на высоте 80 км через 1 мс от начала протекания тока в молниевом канале формируется лавина электронов, и их концентрация возрастает более чем на порядок, что приводит к росту проводимости и вытеснению электрического поля из области разряда. Эффект вытеснения поля особенно заметен на высотах 79–81 км, совпадающих с высотами максимального возмущения концентрации электронов и проводимости. Быстрое вытеснение электрического поля приводит к формированию тороидальной структуры разряда на исследуемых высотах. Через 1,2 мс на оси разряда электрическое поле полностью вытесняется, при этом на расстоянии 20 км по радиусу разряд продолжается (Рисунок 1.3), так как поле все еще высокое. В связи с тесной связью динамики электрического поля и излучения спрайта в первой и второй положительных полосах молекулярного азота, излучение

спрайта на высотах 79-81 км так же принимает тороидальную форму. С понижением высоты данный эффект проявляется все меньше, т.к. максимальные поля, а, следовательно, и возмущение проводимости уменьшается, и поле дольше не вытесняется из области разряда.

Проводимость.

Одним из основных прикладных вопросов, встающих при моделировании высотных разрядов, является исследование динамики возмущения проводимости, существенно влияющей на условия распространения радиоволн СДВ диапазона. Для корректного моделирования проводимости необходимо самосогласованное моделирование электрического поля и проводимости, что и было сделано. Значительное изменение проводимости наблюдается на высотах от 75 до 90 км. Можно выделить 2 области принципиально разной динамики проводимости в области разряда. На высотах от 75 до 82 км проводимость существенно снижается на начальной стадии разряда вследствие роста температуры электронов и их частоты столкновений (Рисунок 1.4). При развитии спрайта и формировании лавинной ионизации происходит резкий рост концентраций заряженных частиц, что приводит к пропорциональному росту проводимости. В нашей постановке задачи считаем, что проводимость полностью обеспечивается электронами, так как концентрации ионов и электронов одного порядка, а масса ионов на несколько порядков больше. После разряда в течение нескольких секунд проводимость на высотах 77–81 км достигает 5–6 мкСм/м, что сопоставимо с проводимостью на высоте 86 км в невозмущенных условиях, что можно интерпретировать как временное снижение высоты ионосферы. На высоте 75 км релаксация возмущения проводимости происходит за несколько секунд. В то же время на высотах 80–83 км характерное время релаксации несколько сотен секунд. Высоты 83–86 км выделяются динамикой электронов: во время разряда концентрация, как и

проводимость, падает вследствие увеличения роли реакций прилипания, и в течение нескольких секунд после разряда идет плавное восстановление к доспрайтовому уровню. На высоте 78 км радиус значительного возмущения проводимости достигает 35 км.

Электроны.

Значительное возмущение концентрации электронов происходит на высотах от 74,5 до 86,5 км в области с радиальным размером до 30 км (Рисунок 1.5 и Рисунок 1.6). Диффузную область спрайта можно разделить на 2 части с качественно различной динамикой концентрации электронов. Концентрация электронов увеличивается в нижней части разряда от 74,5 км до 82,5 км, и уменьшается на высотах от 82,5 км до 86,5 км. В невозмущенной ночной мезосфере основным источником электронов является ионизация нейтральных компонент, а сток приходится на рекомбинацию с положительными ионами. Наряду с этими процессами наблюдается образование O_2^- при быстром прилипании электронов к молекулярному кислороду и диссоциативном прилипании к O_3 . Образовавшийся O_2^- взаимодействует с атомарным кислородом, что приводит к образованию O_3 и электронов при ассоциативном отлипании. Скорости химических реакций в приведенной цепочке высоки, и накопления O_2^- на исследуемых высотах не происходит. Сильное возмущение электрического поля во время разряда приводит к перераспределению источников и стоков для электронов. Основными источниками во время разряда становятся реакции ионизации молекулярного кислорода и азота, скорости которых нелинейно зависят от напряженности электрического поля. Как и для других заряженных частиц, лавинное увеличение концентрации электронов происходит с задержкой после начала разряда в тропосфере: резкое возрастание концентрации на высоте 81,5 км происходит только через 0,75 мс. В течение 1,4 мс волна возмущения концентрации электронов распространяется вниз и достигает

высоты 75 км. Вертикальная скорость распространения возмущения концентрации электронов составляет $4,65 \cdot 10^9$ м/с.

В начале спрайта основную роль в образовании свободных электронов играет реакция с молекулярным кислородом, что связано с более высокой скоростью этой реакции при незначительном превышении пробойного поля. С развитием разряда роль ионизации азота возрастает и вклад достигает 70%, что определяется процентным содержанием азота в воздухе, при этом скорости ионизации азота и кислорода практически сравниваются. Основной сток для электронов связан с прилипанием электронов к молекулярному кислороду с образованием O^- по реакции $O_2 + e \rightarrow O + O^-$.

Максимальное возмущение концентрации электронов на высоте 78 км составляет 198 см^{-3} , учитывая, что равновесная концентрация $0,72 \text{ см}^{-3}$, максимальное возмущение в 275 раз превышает равновесное значение. Время релаксации электронов увеличивается с ростом высоты от нескольких секунд на 75 км до 1000 с на высоте 82 км. Радиус возмущения концентрации электронов растет с 10 км на высоте 75 км, до 40 км на 79 км.

Интересной особенностью разряда является понижение концентрации электронов на высотах 82,5–86,5 км с выраженной зависимостью от радиуса (см. Рисунок 1.5 и Рисунок 1.6), что связано с достижением полем практически пробойных значений на данных высотах. Эффективность реакции $O_2 + e \rightarrow O + O^-$ существенно возрастает, а лавины электронов не образуется, что также наблюдается при смещении от оси разряда. Концентрация электронов на высоте 83 км и радиусе 15–30 км уменьшается в 2 раза по сравнению с невозмущенным состоянием (см. Рисунок 1.6). После окончания разряда идет восстановление концентрации электронов до невозмущенных значений за 1 секунду в основном из-за отлипания электронов от отрицательных ионов.

O_2^-

Накопление O_2^- идет при развитии лавины электронов в разряде и при дальнейшей релаксации других отрицательных ионов. Значительное возмущение концентрации O_2^- наблюдается на высотах от 74,5 до 84 км (Рисунок 1.7), с радиусом до 42 км (Рисунок 1.8). Релаксация возмущения концентрации O_2^- имеет сильную высотную зависимость. На высоте от 74,5 до 76,5 км время релаксации возмущения составляет несколько десятков секунд. На высотах 76,5–81,3 км происходит резкий скачок времени релаксации практически до 600 с. Выше 81,5 км само возмущение не велико, и время релаксации не превышает 1 секунды.

Возмущение концентрации O_2^- начинается на высоте 81 км через 1 мс после начала протекания тока в тропосферном молниевом канале. Возмущение концентрации O_2^- распространяется вниз за 1,4 мс и вверх за 0,5 мс. По радиусу возмущение распространяется на 15 км от оси разряда не более чем за 1 мс.

Максимальное возмущение концентрации O_2^- существенно смещено к низу диффузной части спрайта, наблюдается на высоте 76–78 км и составляет 135 см^{-3} . Время жизни максимальных концентраций иона O_2^- составляет 7 с на высоте 76 км, при этом радиус возмущения достигает 20 км. На высотах выше 76 км, но ниже 78 км наблюдается пик возмущения концентрации после окончания разряда с 1-ой до 9-ой секунды, что связано с ионной конверсией других отрицательных ионов. Радиальный размер возмущения не превышает 10 км. Возмущение концентрации O_2^- имеет сильную радиальную зависимость. На высоте 75 км возмущение имеет радиус не более 10 км. С увеличением высоты радиус возмущения растет и составляет 20 км на 76 км, 35 км на высоте 78 км и превышает 40 км на высоте 80–82 км. Выше 83 км возмущение концентрации иона O_2^- практически отсутствует.

O^-

Основной источник O^- реакция диссоциативного прилипания электронов к молекулярному кислороду, которая является и основным стоком для электронов. Время релаксации возмущения концентрации иона мало, и он практически сразу исчезает после окончания возмущения поля. Максимальная концентрация достигается на высоте 78 км и составляет 30 см^{-3} . Возмущение концентрации достигает 30 км по радиусу и распространяется с задержкой около 1,5 мс после начала спрайта (см. Рисунок 1.9 и Рисунок 1.10).

O_2^+

Максимальное значение концентрации O_2^+ 255 см^{-3} достигается на высоте 78 км, область высот с возмущениями более 230 см^{-3} лежит в диапазоне 77–79 км. Нижняя граница возмущения достаточно резкая и находится на высоте 73 км. Верхняя граница возмущения концентрации O_2^+ на высоте 82 км размытая и небольшие возмущения концентрации иона наблюдаются практически до 90 км (см. Рисунок 1.11). Радиальный размер возмущения концентрации O_2^+ сильно увеличивается с высотой: на высоте 75 км радиус 10 км, на высоте 78 км более 30 км (см. Рисунок 1.12). Также наблюдается задержка при радиальном распространении возмущения: на высоте 78 км задержка при радиусе 35 км составляет 0,7 мс. Релаксация иона имеет сильную высотную зависимость. Долше всего релаксация продолжается на высоте 82 км возврат к доспрайтовым значениям происходит за 100 секунд, а на высоте 75 км за несколько секунд.

N_2^+

Концентрация иона N_2^+ в невозмущенных условиях ночной мезосферы мала. Заметное возмущение концентрации N_2^+ наблюдается только во время разряда и очень быстро релаксирует после его завершения. Возмущение концентрации N_2^+ наблюдается на высотах 73–82

км, с радиальным размером до 40 км. Максимальное значение 105 см^{-3} достигается на высоте 78 км.

Оптические эмиссии и молекулярный азот в возбужденном состоянии.

Основное излучение высотного разряда приходится на первую и вторую положительные полосы азота. Излучение во второй полосе связано с переходом $N_2(C) \rightarrow N_2(B) + h\nu(^2PN_2)$. Радиационное время жизни $N_2(C)$ мало, поэтому, несмотря на существенное увеличение скорости образования $N_2(C)$ по реакции $N_2 + e \rightarrow N_2(C) + e$ в электрическом поле, возмущение концентрации $N_2(C)$ не превышает 1 см^{-3} . Основное излучение во второй полосе азота приходится на высоты 75–81,5 км, при этом радиальный размер излучения достигает 30 км с максимумом на оси спрайта на высоте 78 км и составляет $1,35 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ (Рисунок 1.15). Радиационное время жизни $N_2(B)$ существенно больше, чем у $N_2(C)$. Основные источники для $N_2(B)$ это переход из $N_2(C)$ с излучением во второй положительной полосе молекулярного азота и возбуждение азота при столкновении с электронами в электрическом поле, а основной сток излучение в первой положительной полосе молекулярного азота. Высотный диапазон возмущения $N_2(B)$ от 75 до 81,5 км, а максимальное возмущение 405 см^{-3} достигается на высоте 78 км (Рисунок 1.13 и Рисунок 1.14). Динамика концентрации $N_2(B)$ полностью определяется полем и его релаксацией. $N_2(A)$ имеет самое большое время жизни из всех учтенных возбужденных состояний молекулярного азота. Основные источники $N_2(A)$ это переход из $N_2(B)$ с излучением в первой положительной полосе молекулярного азота $N_2(B) \rightarrow N_2(A) + h\nu(^1PN_2)$ и возбуждение азота при столкновении с электронами в электрическом поле. Область возмущения концентрации $N_2(A)$ 74,5–82,5 км, максимальное возмущение достигает $1,73 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$. Максимальная интенсивность излучения в первой положительной полосе находится на оси спрайта на высоте 78 км и

составляет $6,4 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$. Отношение интенсивностей хорошо коррелирует с данными экспериментальных наблюдений спрайтов (Рисунок 1.17). С увеличением высоты время релаксации возмущения увеличивается с 2 мс на 74,5 км до 5 мс на 82,5 км. Радиальный размер возмущения для $N_2(B)$ и $N_2(A)$ достигает 35 км. На высоте 78 км возмущение концентрации $N_2(B)$ начинается при 1 мс на оси разряда и распространяется в радиальном направлении за 0,8 мс. При этом на оси разряда за 0,3 мс все возмущение успевает релаксировать. Таким образом, для $N_2(B)$, в отличие от $N_2(A)$, наблюдается тороидальность возмущения: на оси разряда возмущения нет, а на расстоянии 15 км по радиусу и больше есть. Такая динамика концентрации $N_2(B)$ связана с динамикой электрического поля и его быстрым вытеснением из области разряда с большим возмущением проводимости.

Наиболее ярко радиальная зависимость излучения в первой и второй полосе азота видна на высоте 78 км. Интенсивное излучение на оси спрайта начинается через 0,9 мс после начала разряда облако-земля. К 1,2 мс поле распространяется до 22 км по радиусу. В дальнейшем излучение на оси спрайта на данной высоте прекращается в связи с вытеснением поля из области разряда. Распространение волны излучения продолжается и далее, достигая 30 км и более. Таким образом, когда спрайт уже достаточно развился, светится только внешняя оболочка спрайта. Излучение атомарного кислорода на длинах волн 557 нм и 630 нм учитывались при моделировании, но интенсивность излучения минимум на порядок ниже, чем во второй положительной полосе молекулярного азота.

1.4 Сравнение с данными натуральных наблюдений

Для сравнения полученных модельных результатов на основе предложенной аксиально-симметричной плазмохимической модели спрайта с данными натуральных наблюдений была построена зависимость радиального размера области диффузного разряда от максимального тока в молниевом канале (максимального дипольного момента). Как показывают численные эксперименты, максимальное поле на оси разряда достигается на высоте 78,3 км, для которой проведены численные расчеты максимального и минимального размера диффузной области спрайта. Определение минимальных границ спрайта сделано по значению поля 128 Тд, являющимся критическим для развития лавинной ионизации. Для оценки максимально возможного размера области свечения на Рисунок 1.16 построена еще одна кривая, соответствующая значению поля 88 Тд, характерного для гало. По горизонтальной оси отложен максимальный ток в молниевом канале в тропосфере, вторая горизонтальная ось соответствует максимальному дипольному моменту. Это сделано для удобства сравнения с экспериментальными данными. В нашей постановке задачи эти величины зависят линейно. На Рисунок 1.16 приведены 6 экспериментальных точек взятых из [111] (точки 1, 3, 4, 6) и [26] (точки 2, 5). Для удобства на их основе построена аппроксимирующая кривая. Для больших дипольных моментов численная модель дает завышенные результаты для радиуса возмущения, что связано, в частности, с необходимостью уточнения уравнения (1.2) при больших отклонениях от оси разряда. Для малых дипольных моментов модель дает слишком малый радиус свечения, или его отсутствие, что может быть обусловлено сложной динамикой поля и различными неоднородностями в разряде, не учитываемых в нашей постановке задачи. Для средних значений

дипольного момента, наиболее характерных для ночных спрайтов, модель выдает удовлетворительное соответствие экспериментальным данным.

Важную информацию о динамике разряда, характерных значениях температуры электронов и напряженности электрических полей могут дать спектрометрические исследования высотных разрядов проводимых как с земли, так и со спутников. На Рисунок 1.17 представлено рассчитанное по модели отношение интенсивностей излучения в первой и второй положительных полосах молекулярного азота на различных высотах и общее для всего исследуемого объема разряда. Максимальное значение отношения интенсивностей в полосах на выделенных высотах находится в диапазоне 0,23–0,25, а для всей области разряда 0,21, что лишь немного превышает данные экспериментальных наблюдений [112]. Данные спутниковых наблюдений [25] дают завышенное значение отношения интенсивностей на высоте 78 км, не совпадающее с результатом расчетов, которое можно объяснить засвечиванием от инициирующей вспышки облако-земля или техническими особенностями регистрации излучения.

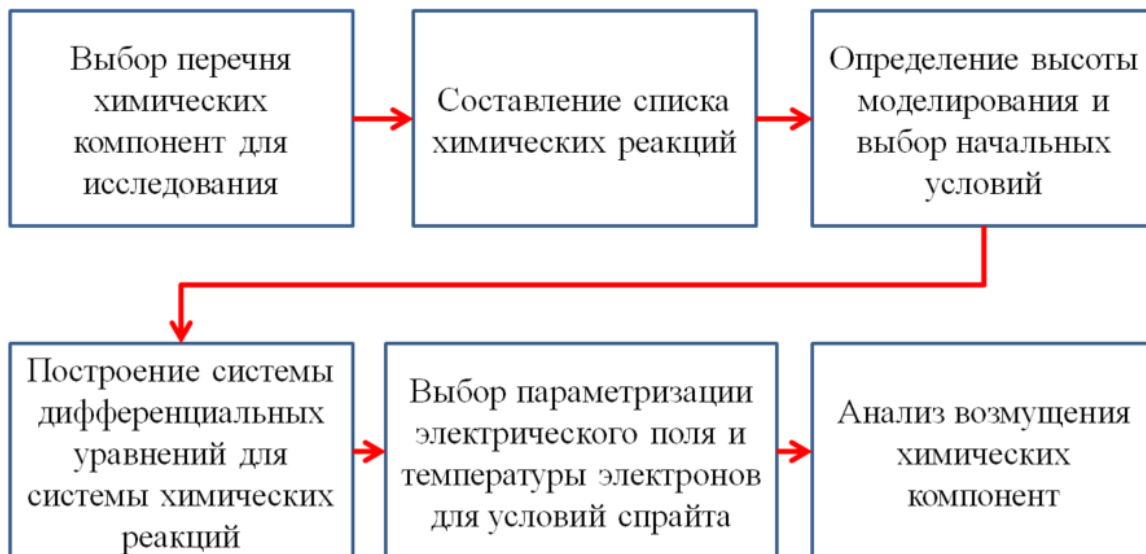


Рисунок 1.1 Схема проведения исследования возмущения химического состава атмосферы при инициации высотного разряда

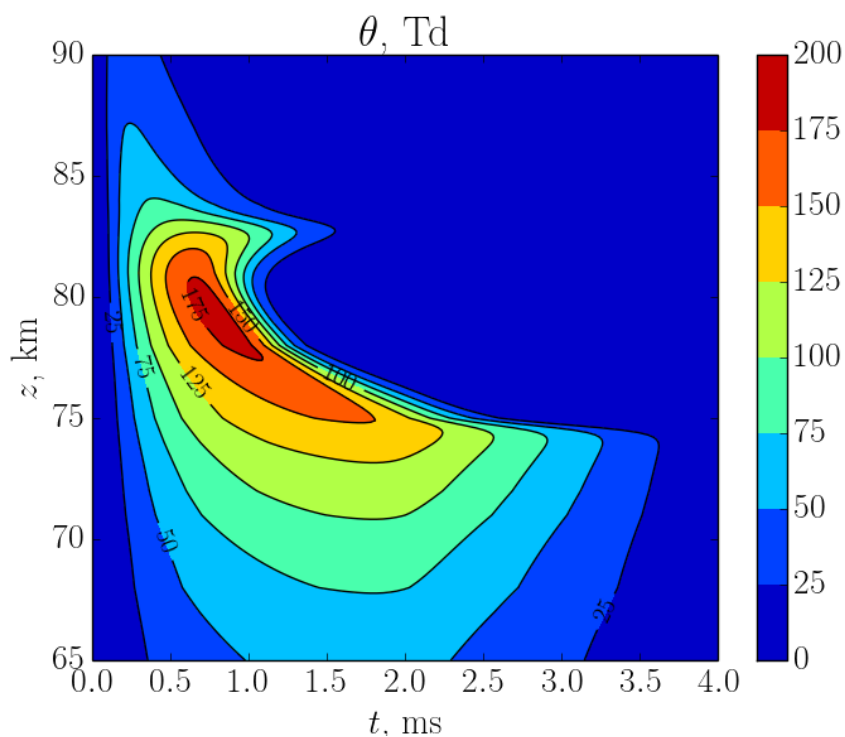


Рисунок 1.2 Высотная зависимость электрического поля на оси разряда

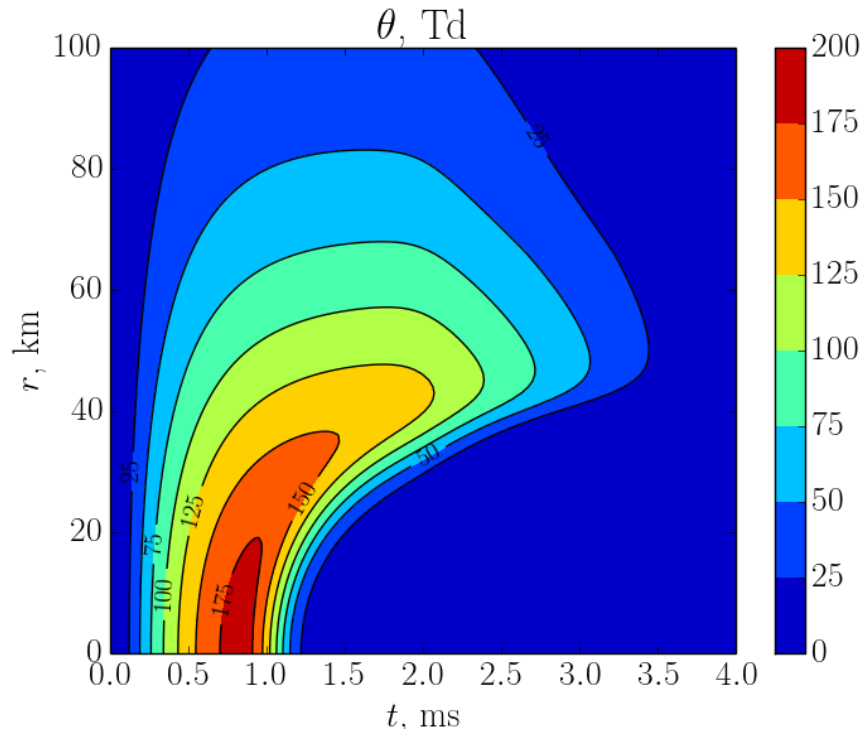


Рисунок 1.3 Радиальная зависимость электрического поля на высоте $z = 79$ км

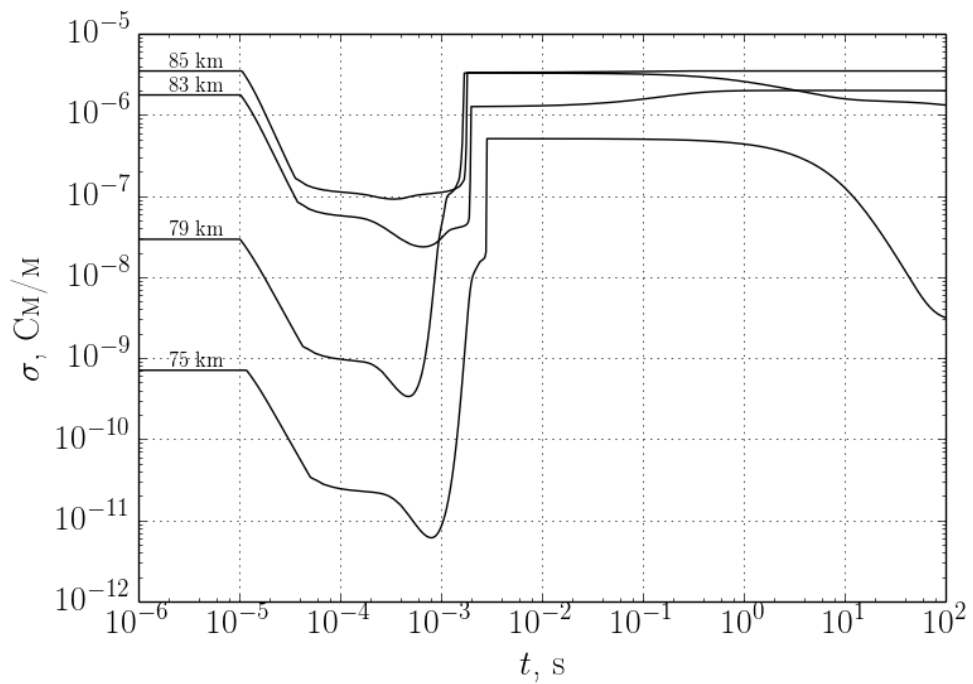


Рисунок 1.4 Профиль проводимости на оси разряда

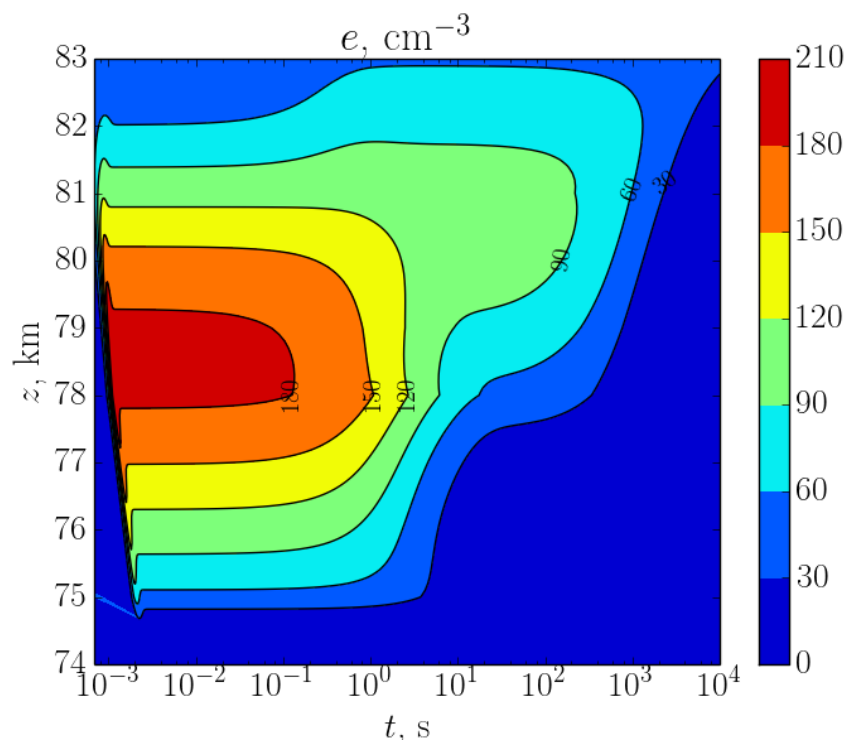


Рисунок 1.5 Высотная зависимость концентрации электронов на оси разряда

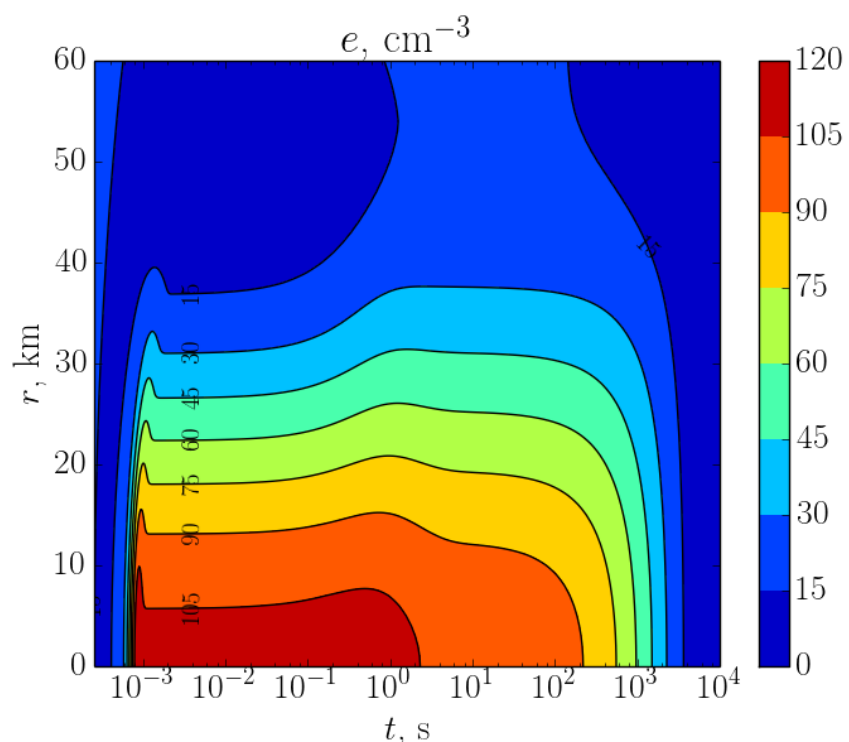


Рисунок 1.6 Радиальная зависимость концентрации электронов на высоте $z = 83$ км

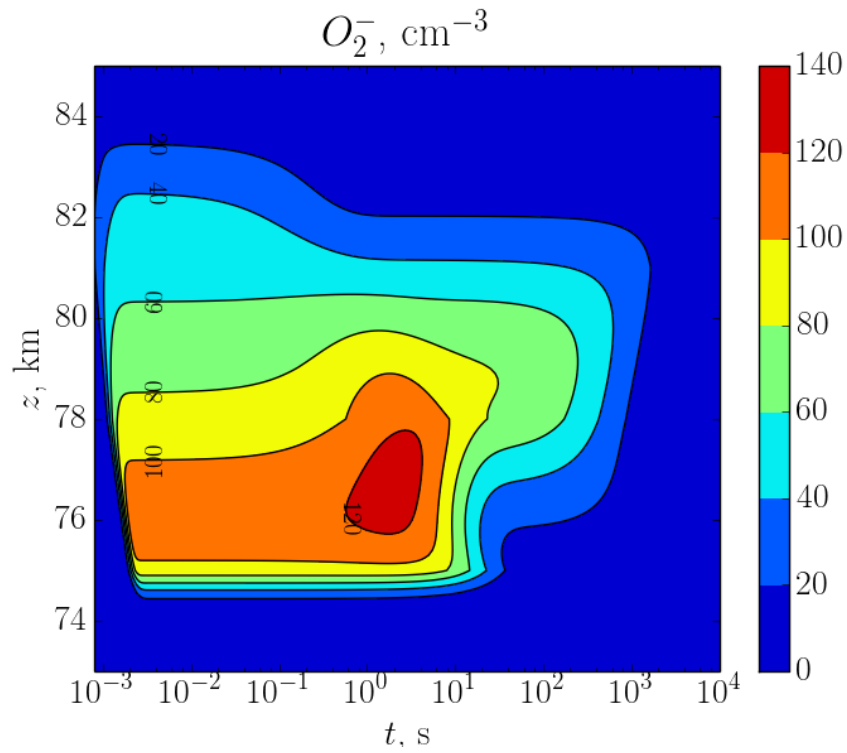


Рисунок 1.7 Высотная зависимость концентрации O_2^- на оси разряда

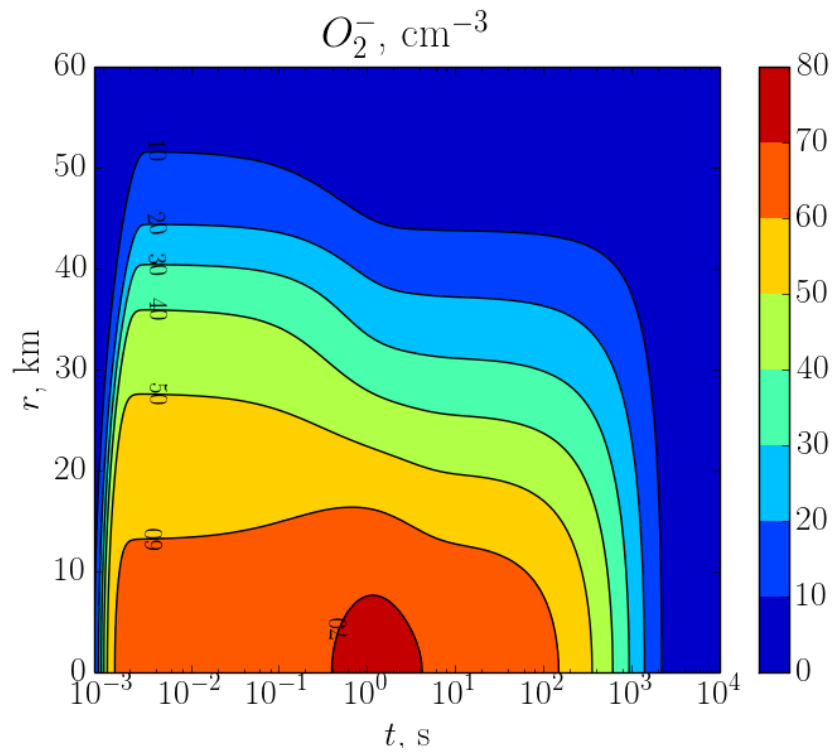


Рисунок 1.8 Радиальная зависимость концентрации O_2^- на высоте $z = 80$ км

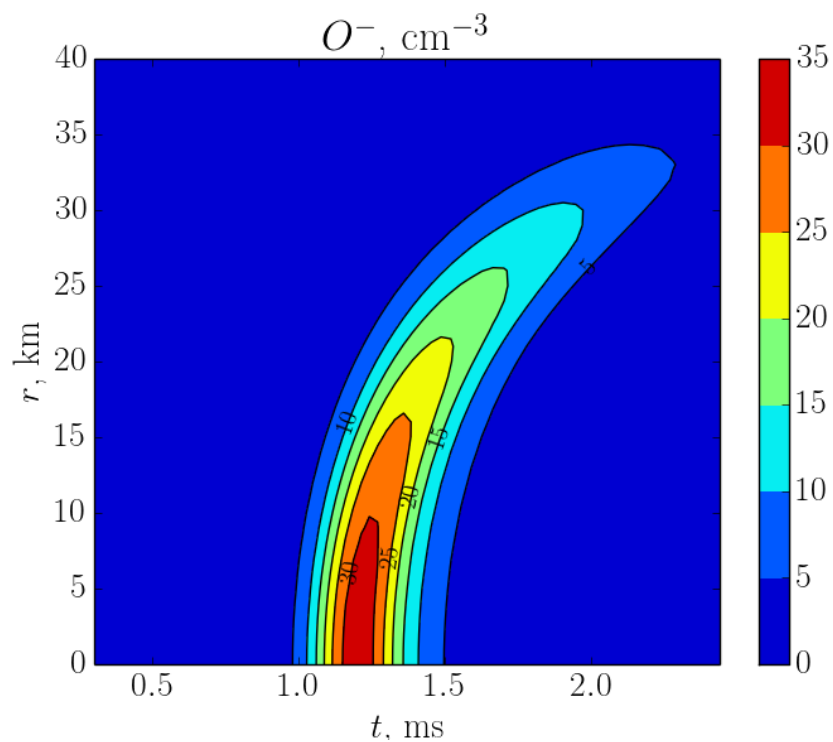


Рисунок 1.9 Радиальная зависимость концентрации O^- на высоте $z = 78$ км

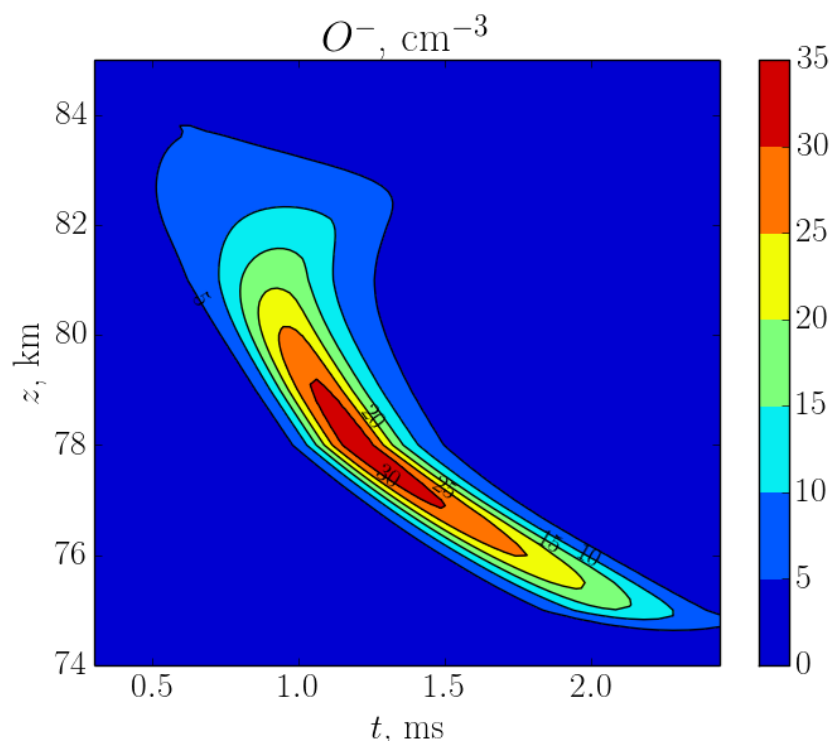


Рисунок 1.10 Высотная зависимость концентрации O^- на оси разряда

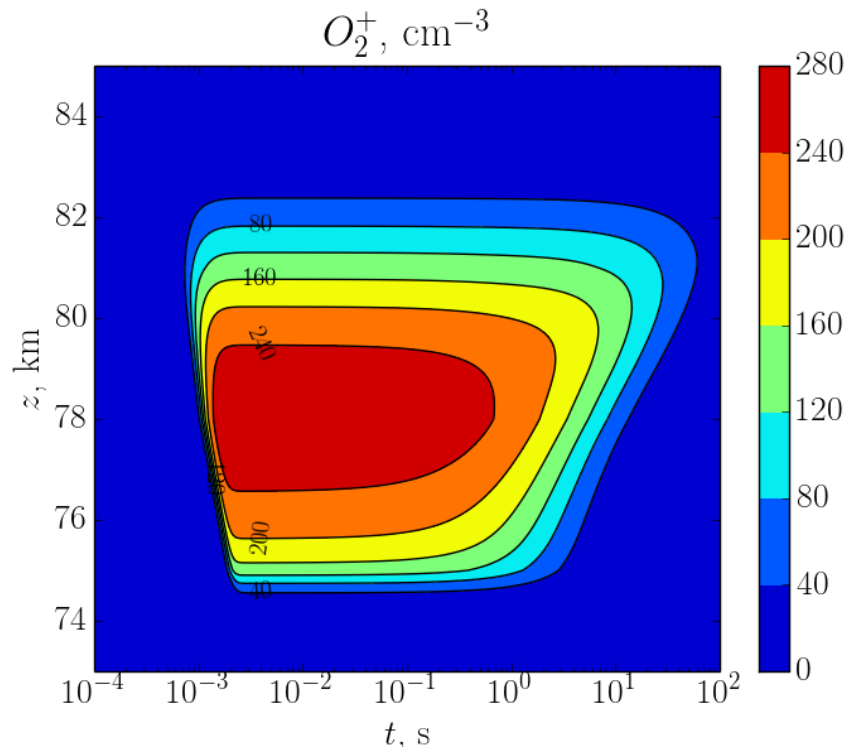


Рисунок 1.11 Высотная зависимость концентрации O_2^+ на оси разряда

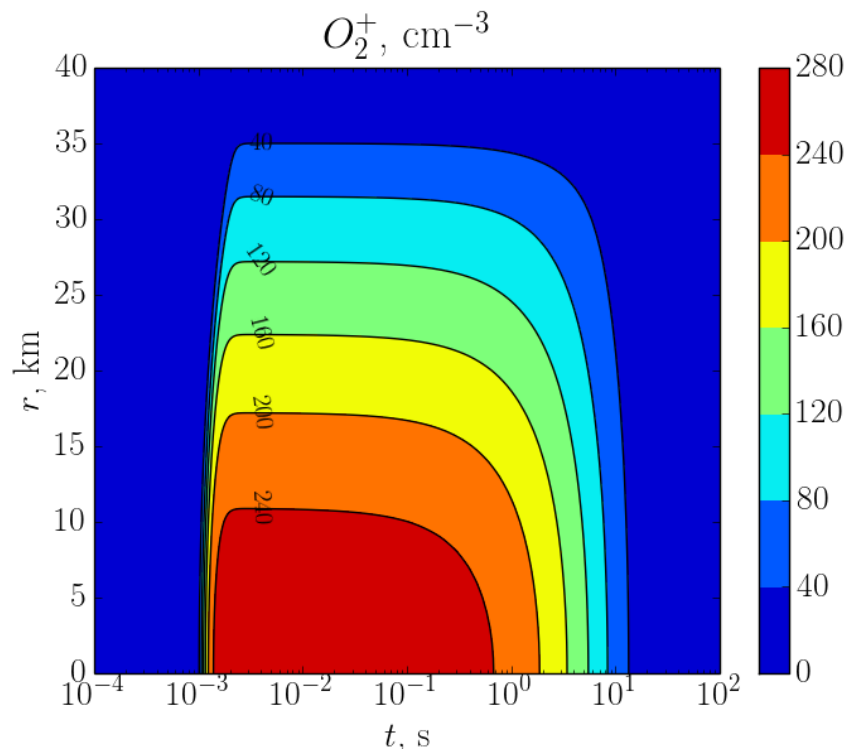


Рисунок 1.12 Радиальная зависимость концентрации O_2^+ на высоте $z = 78$ км

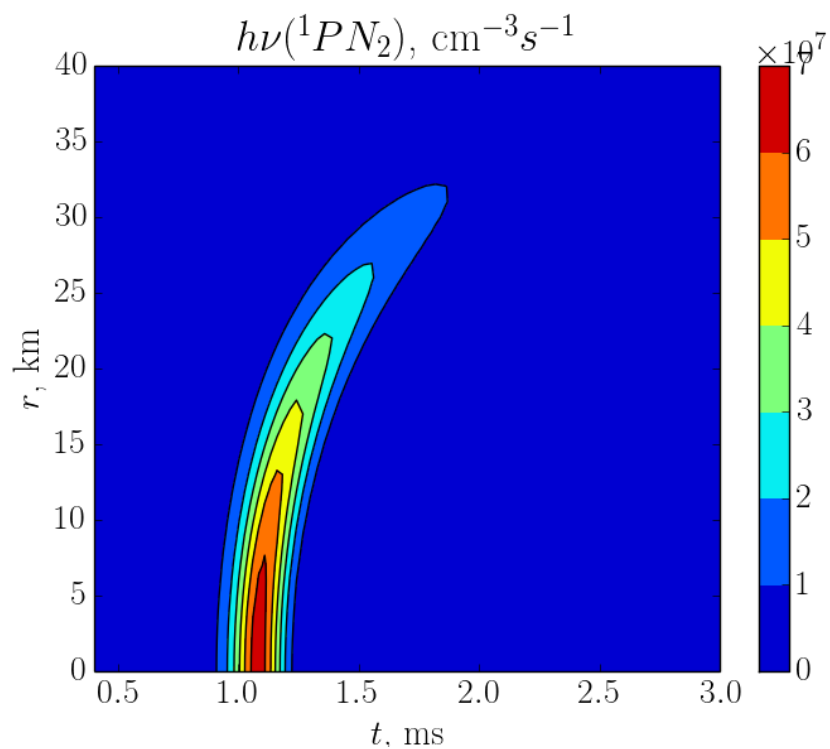


Рисунок 1.13 Радиальная зависимость объемной скорости эмиссии фотонов в первой положительной полосе молекулярного азота на высоте $z = 78$ км

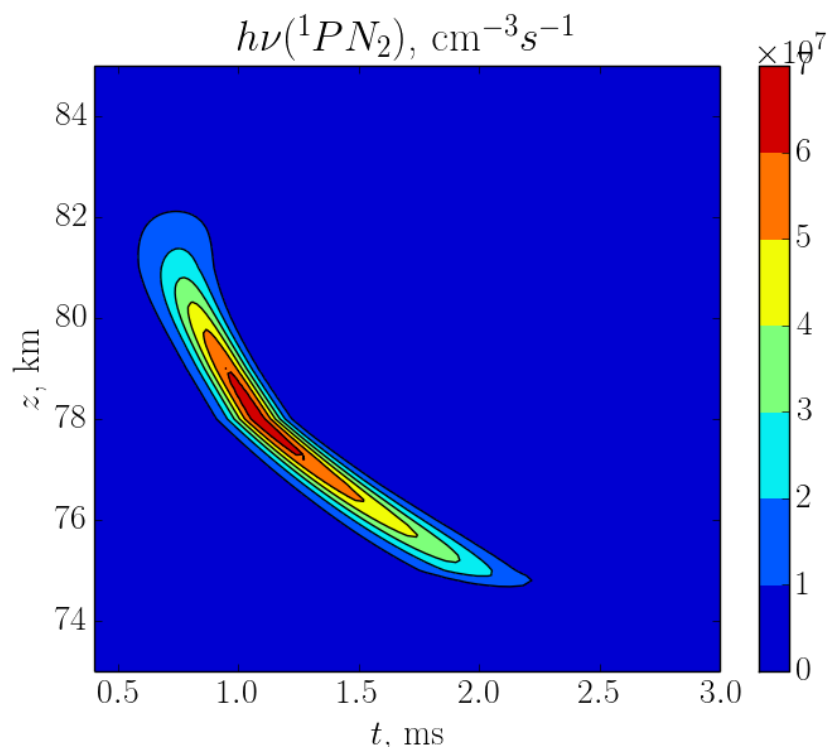


Рисунок 1.14 Высотная зависимость объемной скорости эмиссии фотонов в первой положительной полосе молекулярного азота

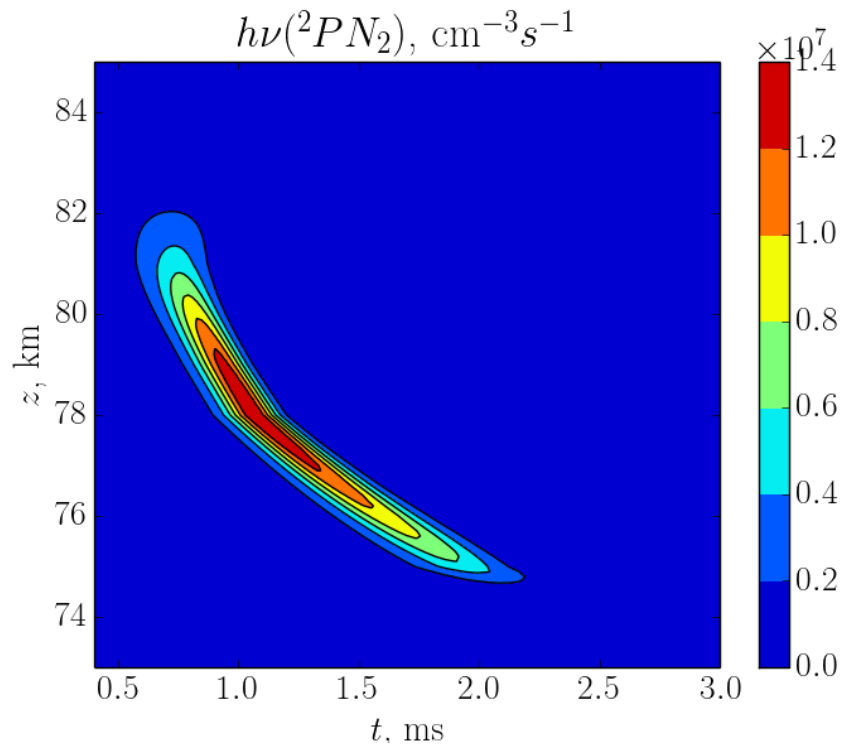


Рисунок 1.15 Высотная зависимость объемной скорости эмиссии фотонов во второй положительной полосе молекулярного азота

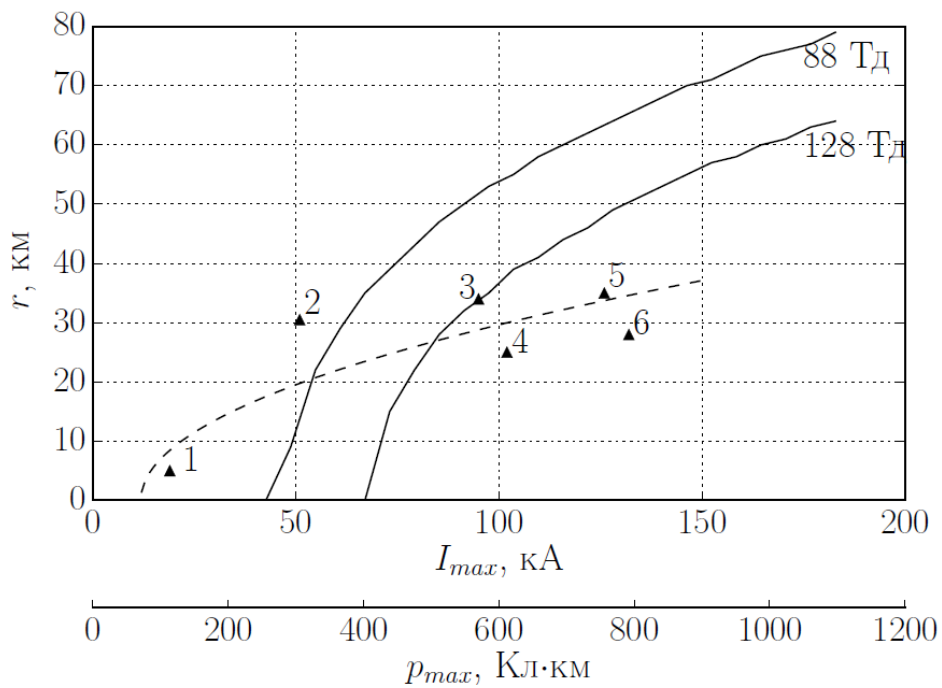


Рисунок 1.16 Зависимость радиального размера диффузной области разряда от тока и импульсного дипольного момента

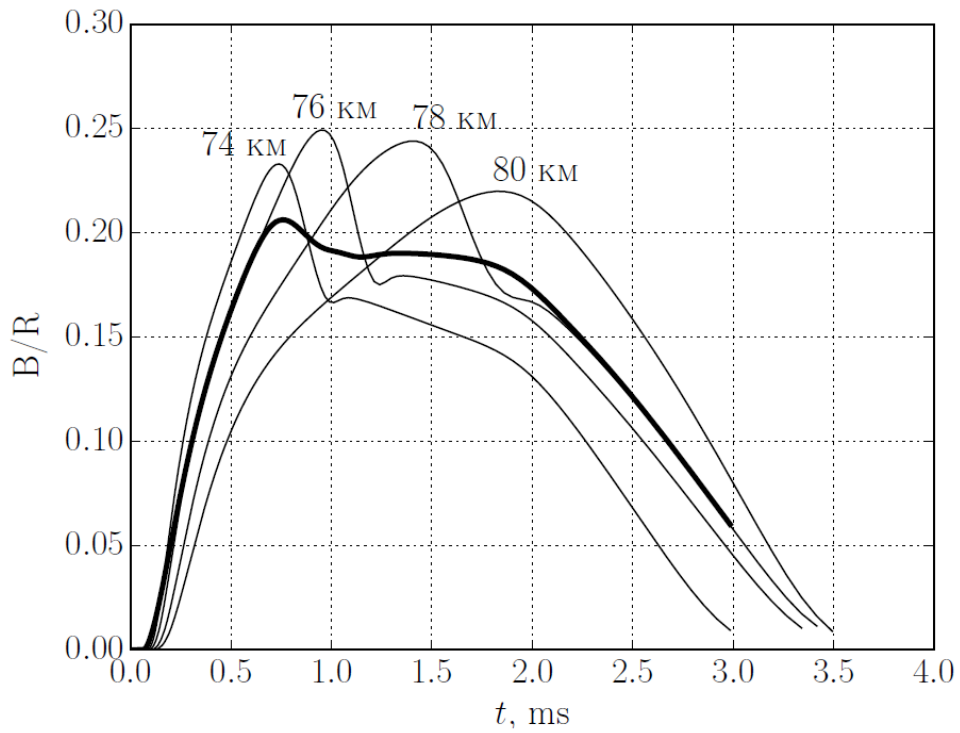


Рисунок 1.17 Отношение интенсивностей излучения во второй (В) и первой (R) положительных полосах молекулярного азота на высотах (72, 76, 78, 80 км) и для всей области разряда (жирная линия)

1.5 Параметризация спрайта/гало в дневных условиях.

Вопрос о возможности инициации спрайтов/гало в дневных условиях остается открытым, несмотря на активные исследования атмосферных электрических процессов. С одной стороны, можно предположить, что высотные разряды в дневных условиях будут иметь интенсивность оптического свечения одного порядка с разрядами в ночных условиях. Из этого можно сразу сделать вывод, что для дневных спрайтов, а тем более для гало, зарегистрировать оптическую вспышку будет невозможно, так как интенсивность свечения высотного разряда мала по сравнению с фоновым свечением неба. Как покажут результаты моделирования, приведенные в этой главе, предположение о соразмерности максимальных интенсивностей излучения для дневных и ночных условий верное. С другой стороны, физический механизм инициации спрайтов/гало в дневных условиях должен остаться таким же, как и для ночных условий и можно пытаться найти следы разрядов при исследовании косвенных параметров. На существование дневных спрайтов указывают электромагнитные измерения, показывающие наличие характерных профилей магнитного поля в ELF или VLF диапазоне после мощных вспышек в тропосфере. Молниевый разряд представляет собой проводник с током и хорошо излучает магнитные поля различного диапазона, но при распространении поля в атмосфере происходит затухание в зависимости от частоты. Именно ELF или VLF диапазоны имеют наименьший коэффициент затухания на больших расстояниях от разряда. На Рисунок 1.18 показан характерный профиль магнитного поля, когда первый пик поля связан с родительской вспышкой, а второй пик может соответствовать спрайту [113, 114]. Обычно измерения проводятся на нескольких станциях и методом триангуляции можно восстановить место разряда. Этот алгоритм положен в основу работы систем грозопеленгации как глобальных, так и локальных (WWLLN, NLDN и другие). Отсутствие

других зарегистрированных мощных разрядов в интересующей области, характерное время возмущения и величина магнитного поля дает возможность предполагать наличие спрайта.

Обработка данных магнитного поля, вместе с известным расстоянием до молниевых разрядов позволяет сделать вывод о протекающем в молниевом канале токе, что при разумных предположениях о высоте переноса заряда, дает возможность оценить значение импульсного дипольного момента нескомпенсированного заряда (ИДМ). В основном характерное значение ИДМ составляет 2000-5000 Кл·км, иногда более, то есть родительский молниевый разряд в тропосфере должен перенести в 5-10 раз больше заряда, чем в ночных условиях [45].

Необходимость в столь высоких значениях ИДМ связана с изменяющимися днем условиями в атмосфере относительно ночных условий, а именно с изменением профиля проводимости атмосферы от высоты и изменением возможной высоты инициации высотного разряда. Рассмотрим оба эти фактора в отдельности. На Рисунок 1.19 представлены экспериментальные данные о проводимости ночной и дневной атмосферы. Проводимость днем на высотах 70-90 км выше на 2 и более порядков, чем ночью, что затрудняет проникновение электрического поля в эту область из-за быстрой релаксации поля, и инициация спрайтов в дневных условиях там скорее всего невозможна. Область высот 50-70 км с точки зрения влияния проводимости на инициацию высотных разрядов более приемлема, хотя также требует более высокого значения ИДМ родительской вспышки. Снижение возможной высоты инициации спрайта так же приводит к необходимости увеличения ИДМ. Пробой в газе наступает при величине нормированного поля 128 Тд. Электрическое поле от нескомпенсированного заряда имеет степенную зависимость от расстояния при учете дипольного приближения, что на более низких высотах приводит к увеличению абсолютного значения электрического

поля. В то же время давление, и соответствующая концентрация нейтральных компонент воздуха зависит от высоты по экспоненциальному закону. Характерное изменение давления составляет около 3,5-4 раз на каждые 10 км, или около 10 раз на 20 км. Таким образом, оба фактора: увеличение проводимости и снижение высоты инициации разряда приводят к росту необходимого ИДМ. Ввиду вышеизложенных фактов моделирование диффузной части дневного спрайта следует проводить в диапазоне высот 50-70 км, при значениях импульсного дипольного момента дневного спрайта в диапазоне 2000-5000 Кл·км.

Возможность возникновения ИДМ в несколько тысяч Кл·км необходимо обсудить отдельно. Очевидно, что если для инициации спрайта в ночных условиях достаточно пускай и очень развитой, но одиночной грозовой ячейки с характерными горизонтальными размерами в несколько десятков километров и сформированными слоями заряда в несколько десятков кулон, то для ИДМ в несколько тысяч Кл·км необходимо наличие ММКС с горизонтальными размерами в несколько сотен километров. В [54–56] рассмотрены как индукционные, так и безындукционные механизмы зарядки облачных частиц в стратифицированной части ММКС. Предложена и численно промоделирована в одномерном приближении система уравнений квазигидродинамики для электрического поля, зарядов и концентраций облачных частиц и легких аэронов воздуха, получены характерные плотности в зарядовых слоях и высоты их расположения. Развита модель электризации тающих гидрометеоров вблизи нулевой изотермы, установлена важная роль слоев экранирующего заряда, обусловленного легкими ионами. Показано, что как безындукционная, так и индукционная зарядка частиц, связанная с таянием, при соответствующих аэродинамических условиях может приводить к образованию узкого интенсивного слоя положительного заряда вблизи нулевой изотермы.

Максимальная плотность электрического заряда, формирующегося в окрестности нулевой изотермы, достигает 4 нКл/м^3 и имеет вертикальный размер слоя положительного заряда около 300 метров [54]. Для оценки возможности накопления заряда возьмем среднюю плотность положительного заряда 2 нКл/м^3 . При развитии мощного положительного разряда сбор зарядов осуществляется с очень большой площади. Например, по данным системы трехмерного картографирования молний (LMA) одна из положительных молний в 2007 г. в Оклахоме, имела длину 321 км и продолжалась 5,7 с [115]. Геостационарный картограф молний (GLM) на GOES-16/17 22 октября 2017 года зафиксировал ММКС над центральной частью США. В 05:13 UTC GLM показал, что разряд молнии возник в северной части Техаса, распространился на северо-восток через Оклахому и завершился в юго-восточном Канзасе [116]. Локальная система грозопеленгации NLDN зафиксировала 17 положительных вспышек облако-земля, 23 отрицательных разряда облако-земля, 37 мощных внутриоблачных вспышек. Объединение имеющихся данных подтверждает, что молния, осветившая $67\,845 \text{ км}^2$, имела длину не менее 500 км. Таким образом можно утверждать, что, например, в мощных ММКС на площади $100 \times 100 \text{ км}$, только в узком слое положительного заряда, связанного с областью таяния возможно накопление 6000 Кл, и при переносе даже части этого заряда с характерной высоты 4 км вполне могут формироваться величины ИДМ в несколько тысяч Кл·км, подробно исследованные далее, как причина инициации спрайтов и гало в дневной атмосфере. Заряженные слои, формирующиеся в окрестности точки реверса на высотах от 6 до 10 км, обычно имеют не столь высокую плотность заряда, но занимают больший диапазон по высоте, в 1,5-2 раза выше точки таяния и, бесспорно, так же могут создать условия для развития высотных разрядов.

Моделирование спрайта/гало в дневных условиях проводилось с использованием ПВК, подробно описанного в Разделе 1.1. Для дневных условий химическая модель атмосферы была модернизирована: добавлен блок фотохимических реакций, заданы новые начальные концентрации химических компонент, удалено из рассмотрения несколько малозначимых ионов и соответствующих реакций. Подробно изменения описаны в Приложении 2.

Рассматриваемая самосогласованная плазмохимическая радиально-симметричная модель дневного спрайта описывает динамику 58 химических компонент: 25 нейтральных компонент, в том числе 9 в возбужденном состоянии, 22 положительных и 10 отрицательных ионов, в том числе 12 ионов-связок, и электроны.

Нейтральные компоненты

$O_2, O_3, O, NO, CO_2, H, H_2O, NO_2, NO_3, OH, N_2, N, HO_2, H_2, N_2O, H_2O_2, O_2(a), O_2(b), N_2(A), N_2(B), N_2(C), N_2(a), N(^2D), O(^1D), O(^1S)$.

Положительные ионы

$NO^+, H_5O_2^+, H_3O^+, H_2O^+, N_2^+, O_2^+, O_2^+(H_2O), O_4^+, H_3O^+(OH), N_4^+, N_3^+, O_2^+N_2, NO^+N_2, NO^+O_2, N^+, O^+, H_7O_3^+, H_9O_4^+, (H_2O)NO^+, (H_2O)_2NO^+, (H_2O)_3NO^+, CO_2NO^+$.

Отрицательные ионы и электроны

$NO_3^-, O_2^-, O_3^-, CO_3^-, NO_2^-, O_4^-, CO_4^-, OH^-, O^-, NO^-, e$.

Фотохимический блок из 28 реакций предоставлен Н. Winkler и подробно описан в работе [117]. Фотохимический блок был построен на базе модели [118], схемы предложенной в [119] и транспортной модели [120]. Было принято решение не добавлять дополнительных химических компонент в разработанную модель для ночного спрайта, поэтому все соединения в фотохимическом блоке, содержащие хлор, не учтены, что связано с трудностью нахождения скоростей химических реакций для

соединений хлора, в основном кластерных ионов, а также их начальных концентраций.

Моделирование выполнено для города Коллиур на юге-западе Франции [42°31'N 3°05'E], для 19-00 местного времени, 8 июля. Для исследования радиального распределения на каждой из перечисленных высот были проведены расчеты с шагом по радиусу 5 км. В результате рассмотрения области высот от 50 до 70 км с шагом 2 км были определены высоты наиболее сильных возмущений, вызываемых дневным спрайтом.

Моделирование проводится в 3 этапа:

1. В рамках предложенной системы химических реакций в принципе невозможно достигнуть полностью равновесного состояния, поэтому 100 с система реакций просчитывается без возмущения электрического поля и приходит к квазистационарному состоянию.

2. Рассчитывается отклик системы на возмущение электрического поля, продолжающееся 16 мс, что включает сам процесс протекания тока в молниевом канале с нарастанием нескомпенсированного заряда (4 мс) и полную релаксацию этого заряда (12 мс).

3. Анализ динамики химических компонент в течении 1000 с после инициации спрайта. Рассмотрение процессов релаксации на больших временах может привести к неправильным выводам, так как процессы релаксации могут идти на фоне изменения концентраций, связанных с нестационарностью системы. Особенно аккуратно следует рассматривать релаксацию системы для относительно малых возмущений химического состава. Диффузия не учтена в нашей модели, так как оценки, приведенные в [117] показывают, что на временах до 1000 с ее влияние мало.

В начале исследования проведена серия расчетов для разрядов с максимальным дипольным моментом от 2000 до 4000 Кл·км с шагом 25 Кл·км, что с учетом выбранного профиля тока соответствует очень

большим максимальным токам в молниевом канале в 250 - 500 кА. С одной стороны, если сравнивать с максимально зарегистрированным значением - 280 кА [121], это очень высокие значения. С другой стороны косвенные данные системы гронопеленгации WWLLN показывают, что события с токами более 300 кА происходят достаточно часто – их примерно 1% от всех событий с током более 15кА [122]. Анализ результатов предварительного моделирования позволил сделать вывод, что в выбранном диапазоне дипольных моментов наблюдается 2 принципиально различающихся сценария поведения системы. При относительно малых дипольных моментах электрическое поле достигает 100-110 Тд, что ниже пробойного поля, но достаточно для свечения и незначительного возмущения химического баланса. Важной особенностью этого режима является отсутствие лавины электронов, обусловленное быстрым их прилипанием к молекулярному кислороду. Этот режим соответствует диффузному свечению, при этом стримерная структура не развивается вследствие малых напряженностей электрического поля. Моделирование такого поведения системы произведено при значении дипольного момента 2750 Кл·км, соответствующем максимальному полю 108 Тд. Второй сценарий (при дипольном моменте 3750 Кл·км и поле 128 Тд) включает большие возмущения концентрации электронов, т.е. развитие лавинной ионизации. Рассмотренные значения дипольного момента являются характерными для дневных спрайтов по данным измерений [45]. Максимальное значение нормированного электрического поля при моделировании наблюдается на высоте 62 км, поэтому основное исследование возмущения химического состава будет проведено для этой высоты, если это не обсуждено отдельно.

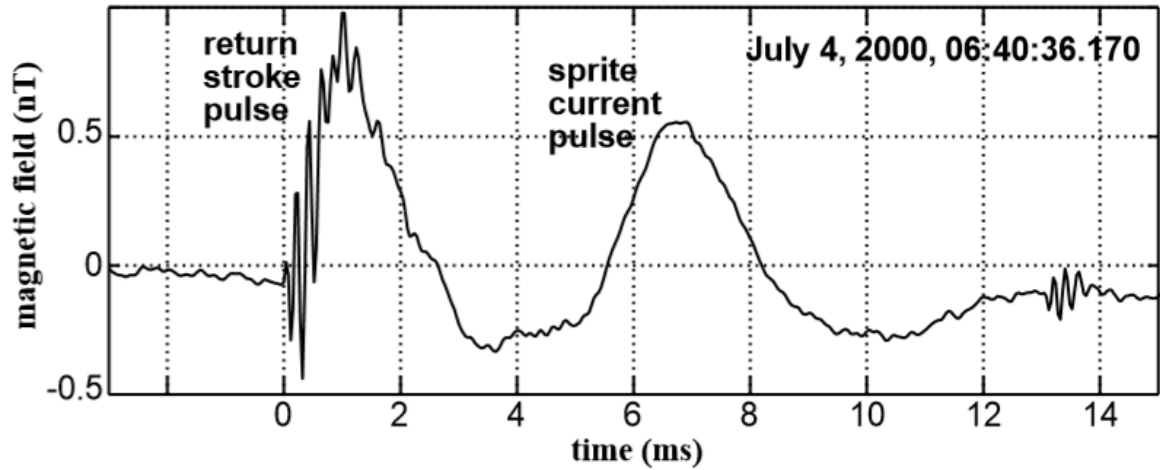


Рисунок 1.18 Характерный профиль магнитного поля для родительской вспышки и спрайта

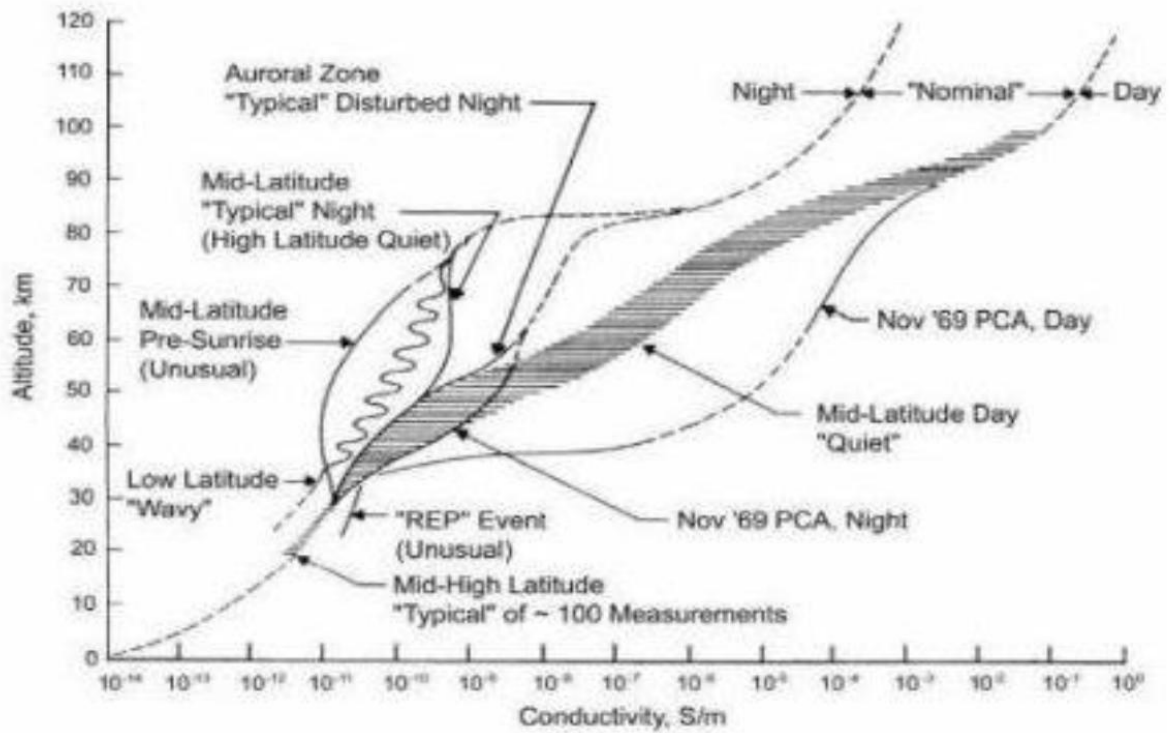


Рисунок 1.19 Экспериментальные профили проводимости для дневной и ночной атмосферы. Адаптировано из [123]

1.6 Результаты моделирования для ИДМ 2750 Кл·км

Основной отрицательный заряд в дневное время на высотах 50-70 км находится на электронах и отрицательных ионах CO_3^- , O_2^- . В квазистационарном состоянии концентрация электронов поддерживается фотохимическим отлипанием от O_2^- и взаимодействием O_2^- с O и $\text{O}_2(\text{a})$, а сток обеспечивается прилипанием к молекулярному кислороду O_2 и взаимодействием с озоном с образованием O_2^- . Таким образом поддерживается квазистационарное состояние равновесия концентраций электронов и O_2^- : концентрация электронов 95 см^{-3} , концентрация O_2^- 62 см^{-3} на высоте 62 км. Поддержание концентрации CO_3^- происходит благодаря взаимодействию O_3^- и CO_2 , а сток осуществляется с образованием O_2^- при взаимодействии с O , а также фотохимическим разложением с образованием O^- . Концентрации остальных отрицательных ионов в квазистационарном состоянии малы. Почти весь положительный заряд находится на самом тяжелом из рассмотренных ионов-связок - H_9O_4^+ с концентрацией 175 см^{-3} . Рассмотренные выше процессы происходят на первой стадии расчетов, т.е. не зависят от поля и являются общими для моделирования с ИДМ=2750 Кл·км и ИДМ=3750 Кл·км.

При нарастании электрического поля во время разряда основными источниками электронов становятся реакции электронов с молекулярными азотом и кислородом, скорости которых зависят от нормированного электрического поля. Эффективность взаимодействия с азотом примерно в 2 раза выше, чем с кислородом, что связано с более высокой концентрацией азота при меньшей скорости реакции ионизации в электрическом поле во время спрайта. При развитии разряда не происходит накопления концентрации электронов по причине исчезновения свободных электронов в ходе реакции O_2 с электронами с образованием O^- . В результате концентрация электронов падает с 95 см^{-3} почти до нуля (Рисунок 1.20). Указанный эффективный путь

диссоциативного прилипания не приводит к образованию значительных количеств O^- , так как этот ион быстро взаимодействует с молекулярным кислородом с образованием O_2^- . К 10 мс после начала нарастания поля практически все электроны прилипают к кислороду, но и электрическое поле релаксирует. Здесь и далее за начало отсчета времени принято время начала протекания тока в молниевом канале, то есть первая стадия не учитывается. Далее в отсутствии электрического поля начинается отлипание заряда с O_2^- , при реакциях с O и $O_2(a)$, и при фотохимическом отлипании. Концентрации электронов и O_2^- возвращаются к невозмущенным значениям за 500 мс. Взаимодействие O_2^- с O_3 приводит к образованию O_3^- , который не накапливается и превращается в CO_3^- при взаимодействии с CO_2 . Возмущение концентрации CO_3^- составляет около 10% и полностью релаксирует к невозмущенному состоянию за 200 с (Рисунок 1.20).

Ионизация молекулярных азота и кислорода при нарастании электрического поля является основным источником положительных ионов во время разряда. N_2^+ не накапливается в виду быстрого взаимодействия с O_2 . К 6 мс концентрация O_2^+ достигает максимального значения 18 см^{-3} , а к 200 мс релаксирует к невозмущенным (“доспрайтовым”) значениям. Сток происходит при образовании $O_2^+N_2$ и O_4^+ . Оба иона являются промежуточными в цепочке образования положительных ионов-связок, в которой концентрация $O_2^+N_2$ почти не возмущается, а концентрация O_4^+ имеет максимум $4,5 \text{ см}^{-3}$ (Рисунок 1.22). Концентрация H_3O^+ возмущается до $1,6 \text{ см}^{-3}$ (Рисунок 1.21), $H_5O_2^+$ до $16,5 \text{ см}^{-3}$ к 300 мс, $H_7O_3^+$ до $9,5 \text{ см}^{-3}$ к 9 с (Рисунок 1.22) и $H_9O_4^+$ возмущается с 175 до 202 см^{-3} к 35 секунде с последующей релаксацией к невозмущенному состоянию за 200 с (Рисунок 1.20). Подробно эта цепочка образования ионов-связок рассмотрена в [109].

Нарастание нормированного электрического поля приводит не только к ускорению реакций ионизации молекулярных азота и кислорода, но и к появлению большого количества молекул и атомов в возбужденном состоянии. При взаимодействии электронов с молекулярным азотом образуются молекулы $N_2(A)$, $N_2(a)$, $N_2(B)$, $N_2(C)$ и другие атомы и молекулы в возбужденном состоянии. Возмущение концентрации $N_2(C)$ практически не происходит из-за быстрого излучения во второй положительной полосе молекулярного азота и образования $N_2(B)$, который в свою очередь тоже возмущается незначительно из-за процессов излучения в первой положительной полосе молекулярного азота. Некоторое накопление наблюдается только для $N_2(A)$: к 2 мс его концентрация достигает 1400 см^{-3} , а затем к 7 мс происходит быстрая безызлучательная релаксация к невозмущенному состоянию (Рисунок 1.23). Отношение интенсивности оптических эмиссий в первой и второй положительной полосе азота достигает 6 раз при максимальных значениях интенсивности излучения. Взаимодействие электронов с молекулярным азотом в электрическом поле приводит к образованию $N(^2D)$ с максимальной концентрацией 800 см^{-3} через 2,5 мс после начала разряда. Релаксация концентрации $N(^2D)$ к невозмущенному состоянию проходит одновременно с релаксацией $N_2(A)$, так как $N_2(A)$ при взаимодействии с O_2 является основным источником для $N(^2D)$ и атомарного азота. К концу развития разряда концентрация N возмущается в 3 раза, а время релаксации до невозмущенного состояния составляет около 300 секунд. На графиках зависимости концентрации $N_2(A)$ и $N(^2D)$ от времени наблюдается 2 пика: на 2,5 мс и 4,5 мс (Рисунок 1.23). До 4 мс напряжённость поля растет, концентрации $N_2(A)$ и $N(^2D)$ возрастают до 2,5 мс. Падение концентрации электронов при прилипанию к кислороду приводит к падению концентраций $N_2(A)$ и $N(^2D)$ почти на порядок от максимального возмущенного значения, при этом напряженность поля

близка к максимальному значению. Незначительное уменьшение напряженности поля на стадии релаксации резко замедляет прилипание электронов к молекулярному кислороду, что приводит к повышению эффективности образования $N_2(A)$ и $N(^2D)$ и образованию второго пика на 4,5 мс. Далее происходит уменьшение напряжённости электрического поля, и возмущение концентрации возбужденного азота быстро релаксирует. Взаимодействие электронов с молекулярным кислородом в электрическом поле приводит к образованию существенного количества $O(^1S)$ и $O(^1D)$. Несмотря на то, что сток для $O(^1S)$ происходит с образованием $O(^1D)$, это не приводит к поддержанию возмущения концентрации $O(^1D)$ после релаксации поля, вследствие его быстрого безызлучательного тушения на молекулярных азоте и кислороде.

Заметное изменение концентрации электронов происходит на высотах от 58 до 64 км: как и на высоте 62 км, в этом диапазоне концентрация электронов резко снижается вследствие цепочки реакций, приводящих к образованию O_2^- (Рисунок 1.24, Рисунок 1.25). Максимальное возмущение концентрации O_2^- происходит на высоте 63,5 км и достигает 365 см^{-3} . Через 1 с во всем диапазоне высот концентрация электронов и O_2^- возвращается к невозмущенным значениям. Высотный профиль возмущения концентрации O_2^+ примерно симметричен относительно высоты 62 км, существенное возмущение происходит в диапазоне высот от 59,5 км до 63,5 км (Рисунок 1.26). К 100 мс возмущение концентрации O_2^+ полностью релаксирует в результате образования кластерных ионов. Возмущение концентрации $H_5O_2^+$ ведет себя аналогичным образом, только релаксация длится до 30 с (Рисунок 1.27). Концентрация последнего учитываемого нами в расчетах самого тяжелого иона-связки $H_9O_4^+$ плавно возмущается и к 70 с достигает максимума, затем релаксирует к начальному значению.

Из нейтральных компонент наиболее значительно и длительно возмущается атомарный азот на высотах от 59 до 63,5 км, с максимумом $3,4 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$ на 62 км (Рисунок 1.28). Релаксация возмущения его концентрации происходит плавно и занимает, в зависимости от высоты, около 300 с. Возмущение концентраций возбужденных компонент $\text{N}_2(\text{A})$, $\text{O}(^1\text{S})$, $\text{O}(^1\text{D})$, $\text{N}(^2\text{D})$ происходит в пределах диапазона высот от 59 км до 64 км. Концентрация $\text{N}_2(\text{A})$ достигает 1850 см^{-3} на 63 км (Рисунок 1.29), но релаксирует очень быстро с началом падения поля. Время жизни $\text{N}(^2\text{D})$ еще короче, в заметных концентрациях до 1000 см^{-3} он появляется лишь на время менее 1 мс (Рисунок 1.30). Похожую динамику показывает $\text{O}(^1\text{D})$, только возмущение существенно меньше по амплитуде. Возмущение концентрации $\text{O}(^1\text{S})$ достигает 1200 см^{-3} и релаксирует за 30 мс на высоте 63,5 км (Рисунок 1.31).

Нарастание нормированного электрического поля происходит плавно и синхронно с накоплением нескомпенсированного заряда в облаке: к 4 мс после начала спрайта достигается максимальное значение 108 Тд, что ниже критического поля 128 Тд, но достаточно для протекания плазмохимических реакций (Рисунок 1.34). Плавное уменьшение значения поля от максимального значения длится 12 мс. Максимальное нормированное поле около 108 Тд достигается в диапазоне высот от 61 до 62,5 км примерно на 1 мс, что приводит к возмущению химического состава. При данных параметрах молниевое разряда моделирование соответствует развитию очень слабого спрайта или гало. Температура электронов плавно растет до $2,9 \cdot 10^4 \text{ К}$ вместе с нарастанием электрического поля, при этом температура нейтралов не изменяется. Вместе с нарастанием электрического поля начинает падать проводимость из-за роста температуры электронов и частоты столкновений (Рисунок 1.35). На высотах 63 км и ниже происходит резкое падение концентрации электронов, что приводит к дополнительному падению проводимости на 3

порядка. На высоте 64 км падения концентрации электронов не происходит, изменение проводимости существенно меньше (Рисунок 1.24). Исчезновение поля приводит к падению температуры электронов и быстрому восстановлению проводимости, а восстановление концентрации электронов через 1 с полностью восстанавливает проводимость во всем исследуемом диапазоне высот. Поле плавно падает в радиальном направлении, принимая значения выше 105 Тд на расстоянии до 5 км от оси разряда, а выше 75 Тд - на расстоянии до 20 км (Рисунок 1.36), вместе с этим уменьшается возмущение химических компонент (Рисунок 1.33, Рисунок 1.32) и интенсивность оптических эмиссий. Возмущение концентраций химических компонент для исследуемых условий будет иметь диаметр около 40-50 км и занимать высоты от 59 до 64 км. Наиболее интенсивное излучение от разряда обусловлено первой и второй полосами молекулярного азота и происходит на высотах от 59 км до 64 км с максимумом чуть ниже 63 км (Рисунок 1.37, Рисунок 1.38). Временные зависимости излучения в первой и второй полосах имеют сходную структуру как в зависимости от высоты, так и в радиальном направлении (Рисунок 1.39), при этом интенсивность излучения в первой положительной полосе до 6 раз больше, чем во второй.

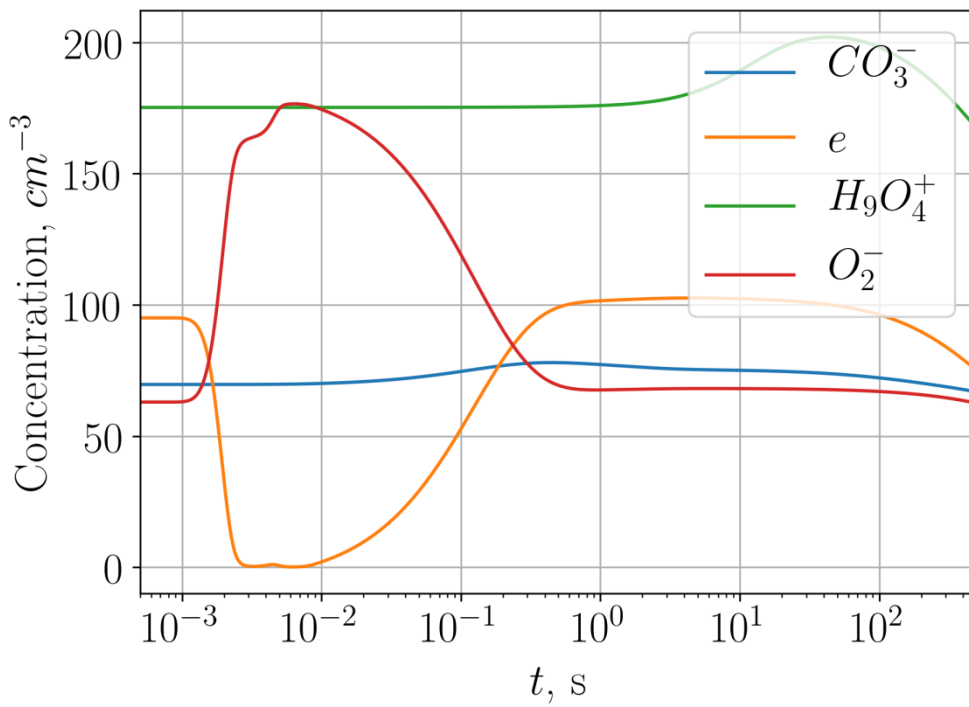


Рисунок 1.20 Динамика основных ионов и электронов на высоте 62 км

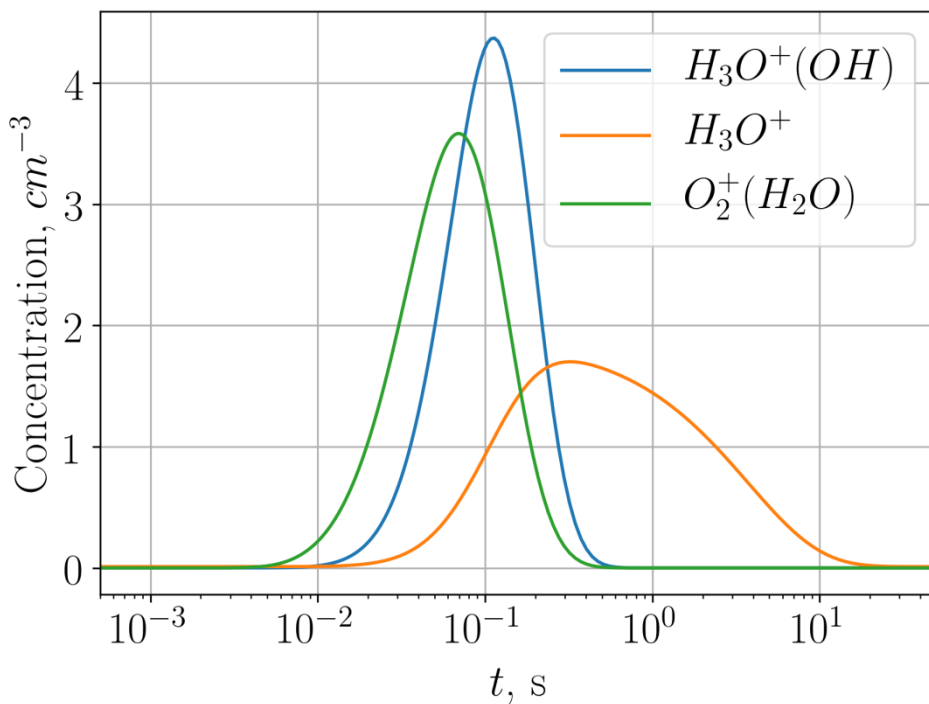


Рисунок 1.21 Динамика ионов-связок на высоте 62 км

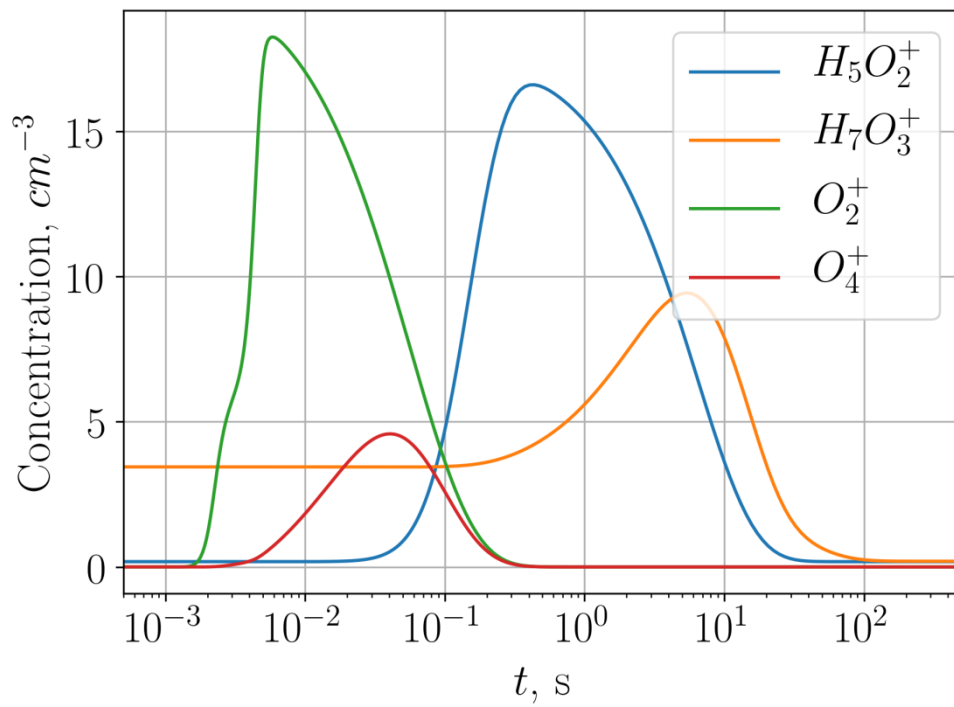


Рисунок 1.22 Динамика положительных ионов и ионов-связок на высоте 62 км

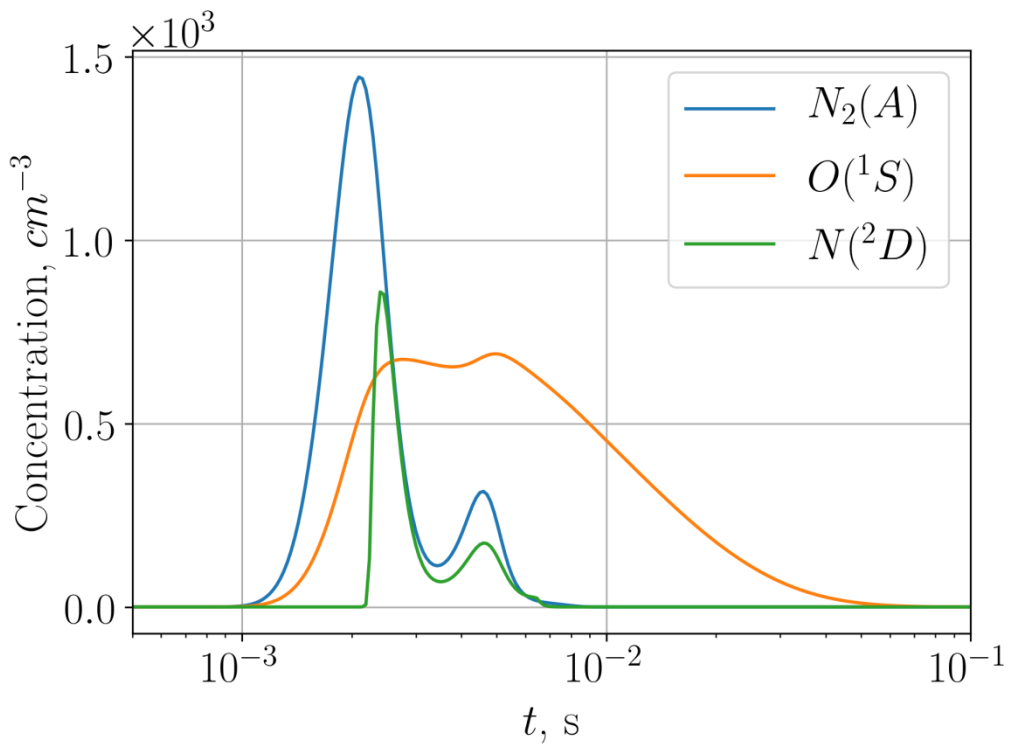


Рисунок 1.23 Динамика кислорода и азота в возбужденном состоянии на высоте 62 км

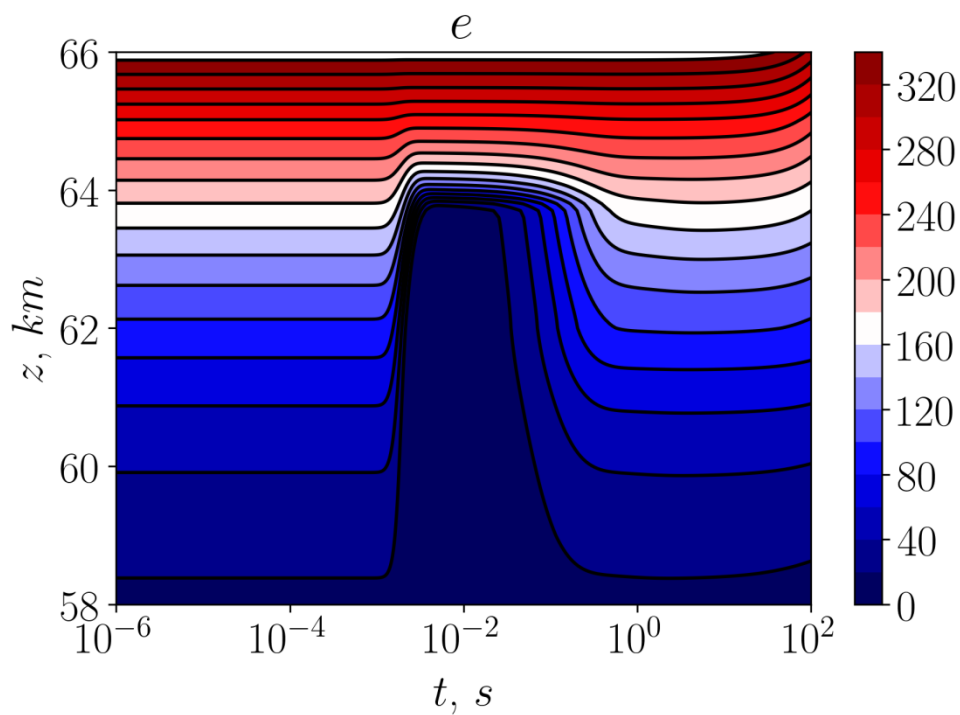


Рисунок 1.24 Высотная зависимость концентрации электронов

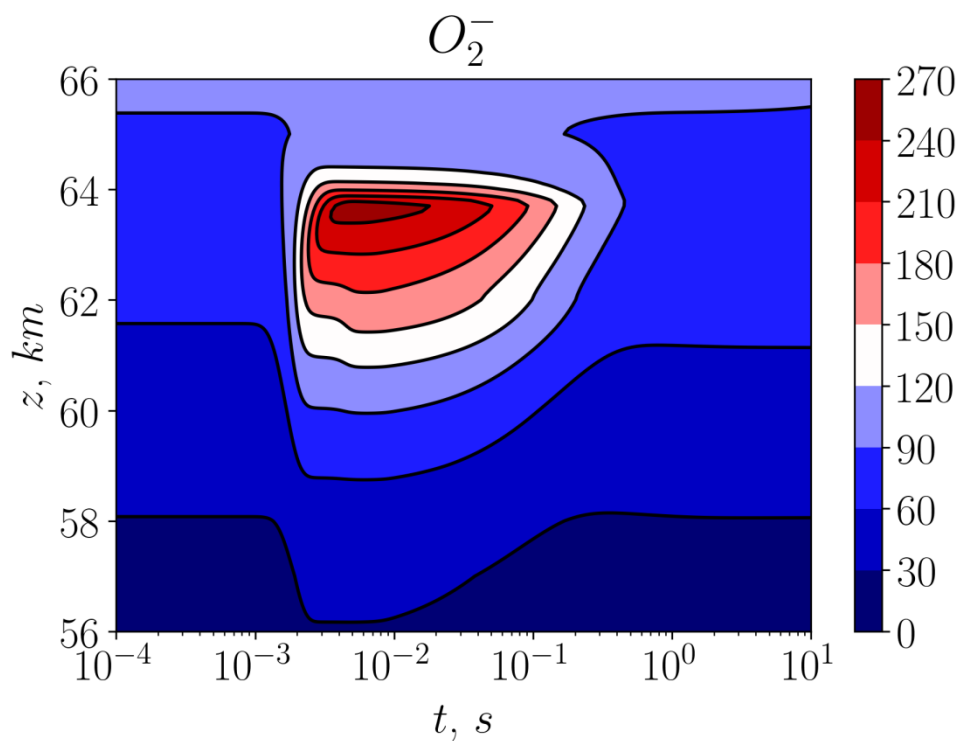


Рисунок 1.25 Высотная зависимость концентрации O_2^-

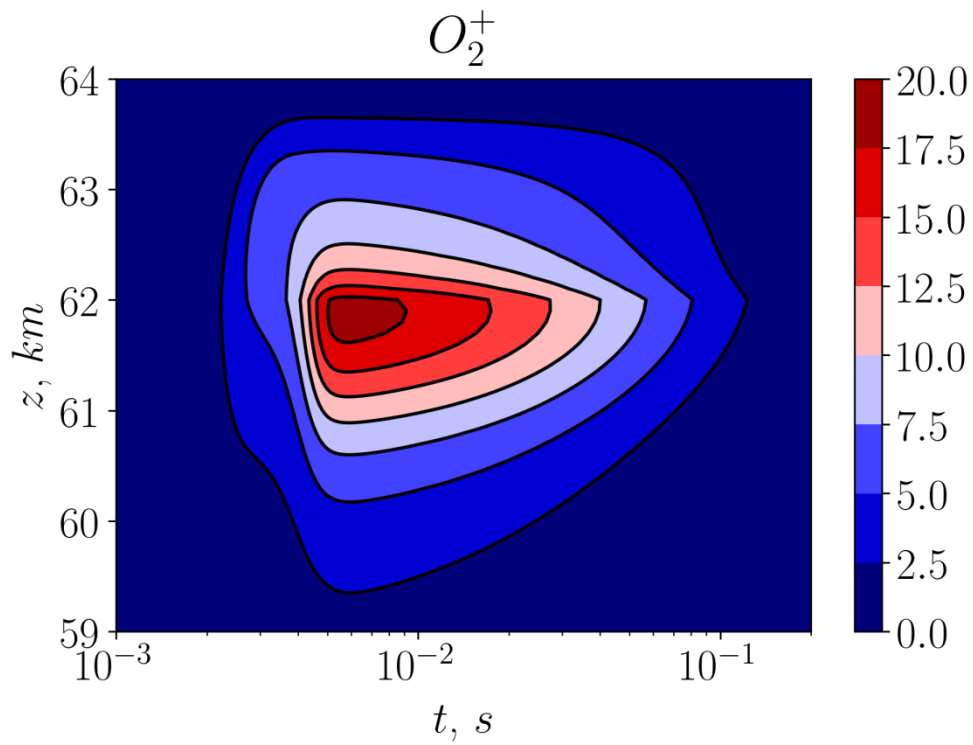


Рисунок 1.26 Высотная зависимость концентрации O_2^+

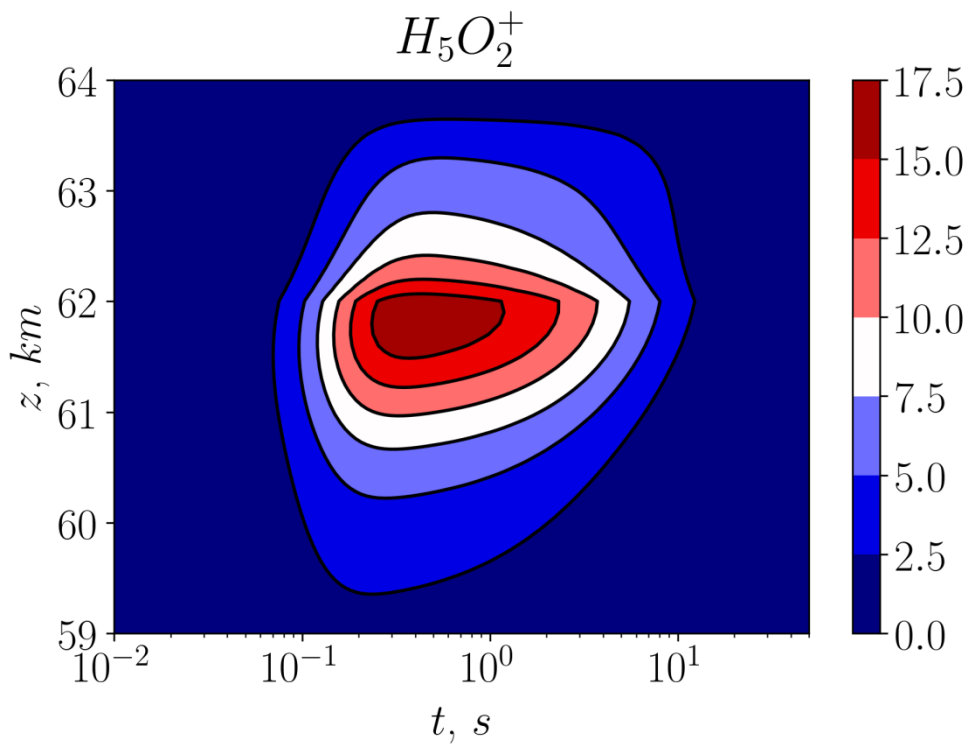


Рисунок 1.27 Высотная зависимость концентрации $H_5O_2^+$

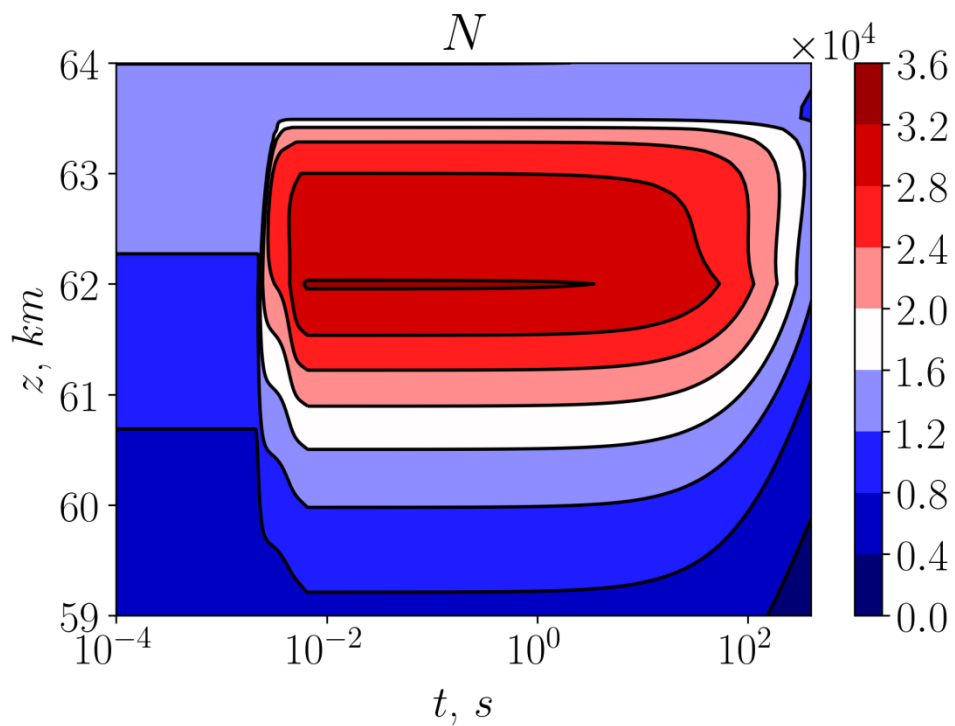


Рисунок 1.28 Высотная зависимость концентрации атомарного азота

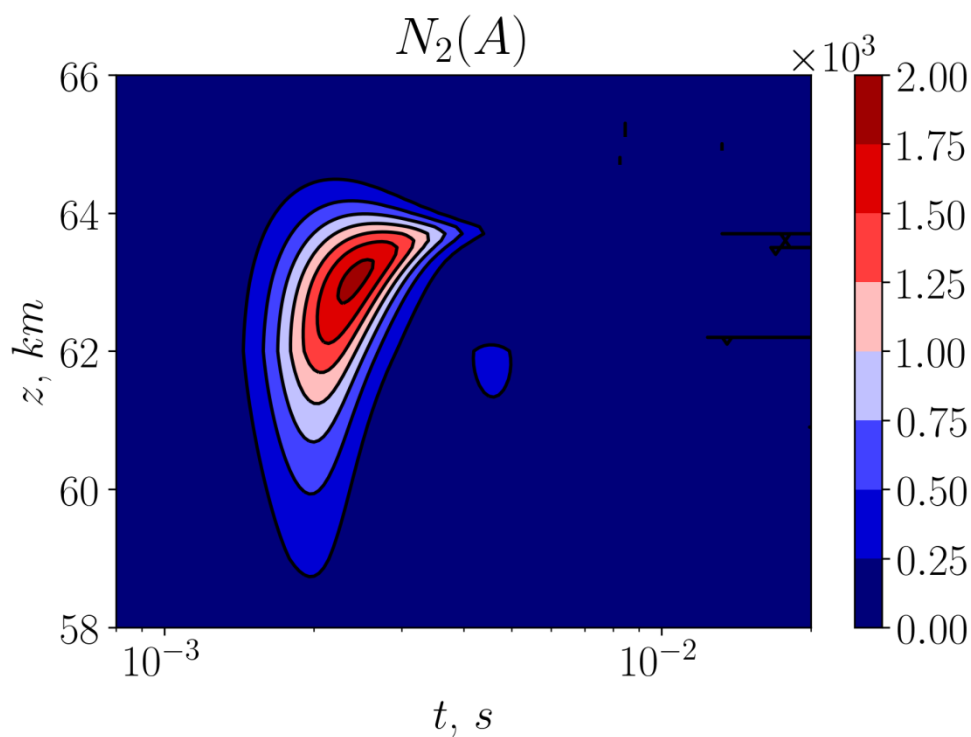


Рисунок 1.29 Высотная зависимость концентрации $N_2(A)$

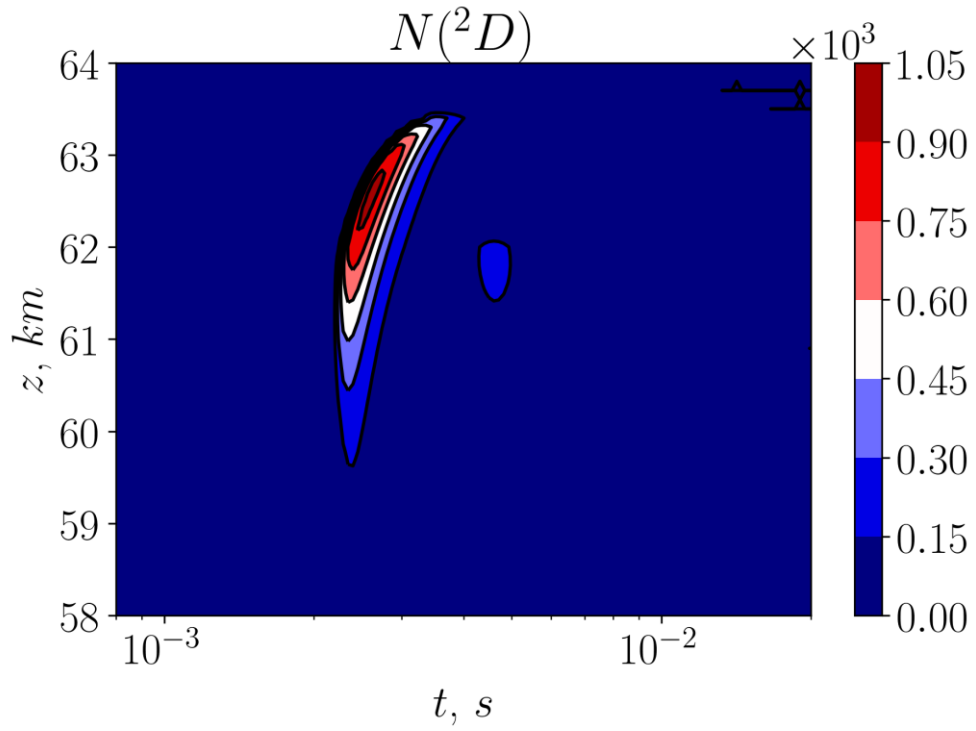


Рисунок 1.30 Высотная зависимость концентрации $N(^2D)$

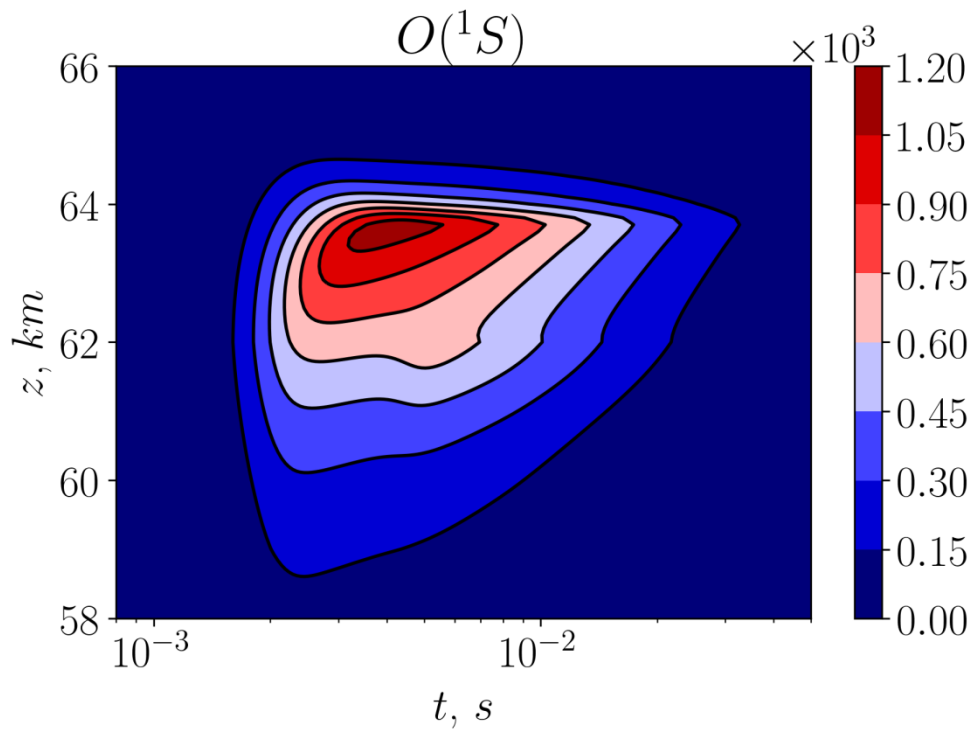


Рисунок 1.31 Высотная зависимость концентрации $O(^1S)$

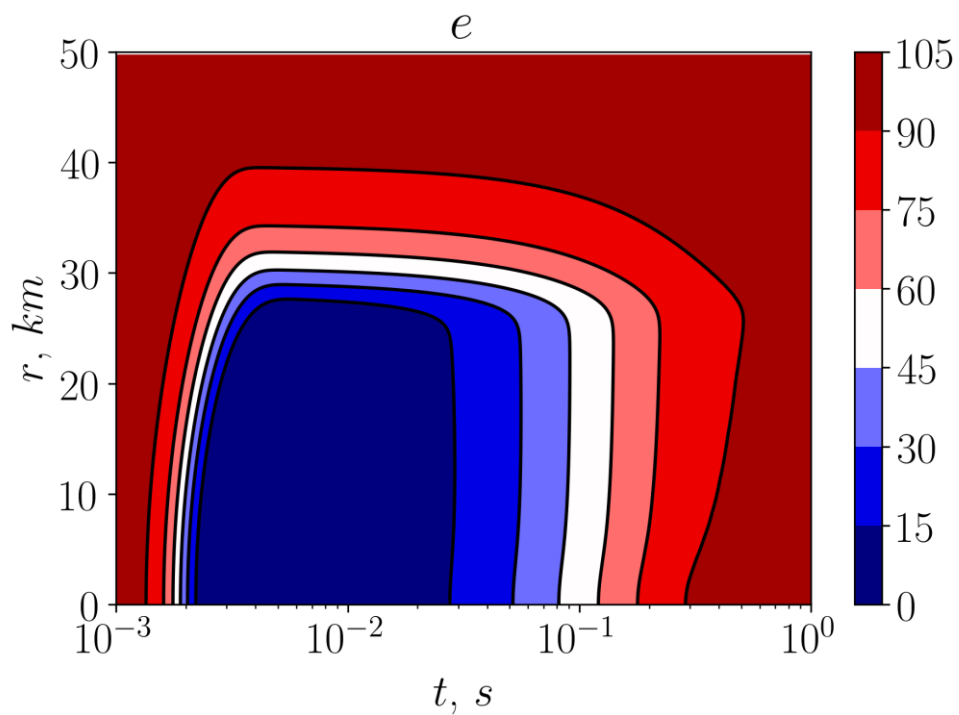


Рисунок 1.32 Радиальная зависимость концентрации электронов

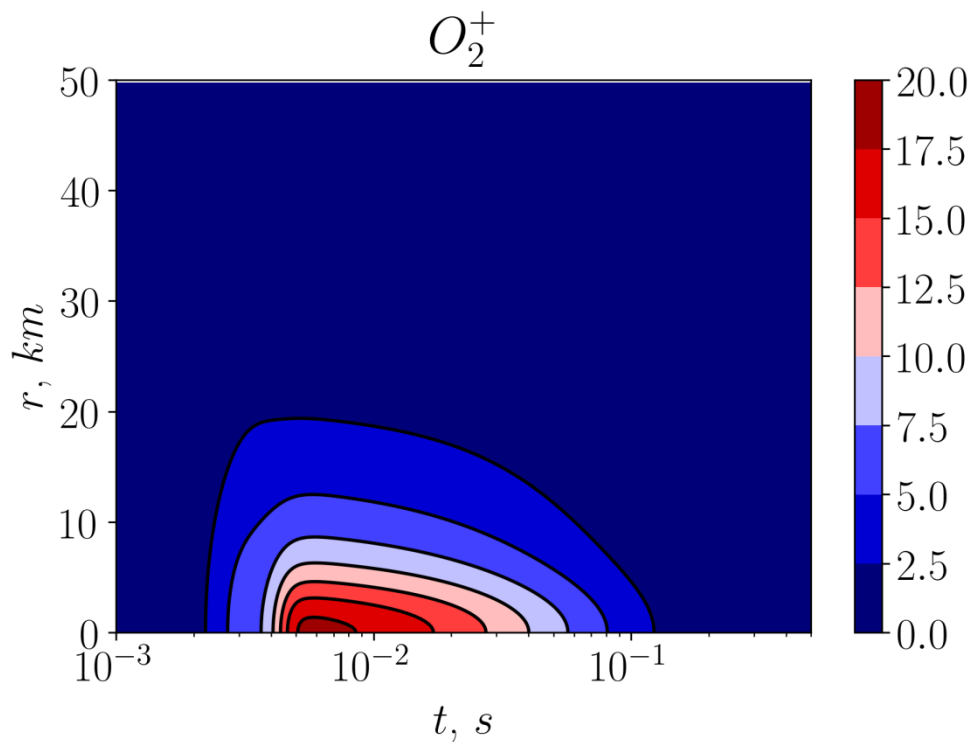


Рисунок 1.33 Радиальная зависимость концентрации O_2^+

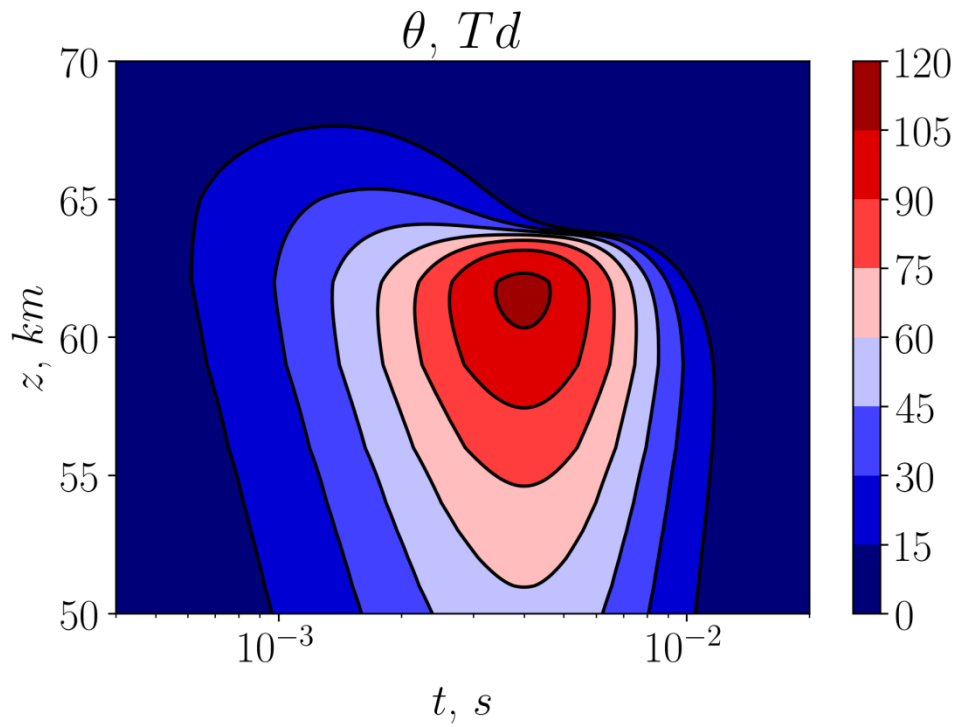


Рисунок 1.34 Высотная зависимость динамики нормированного электрического поля

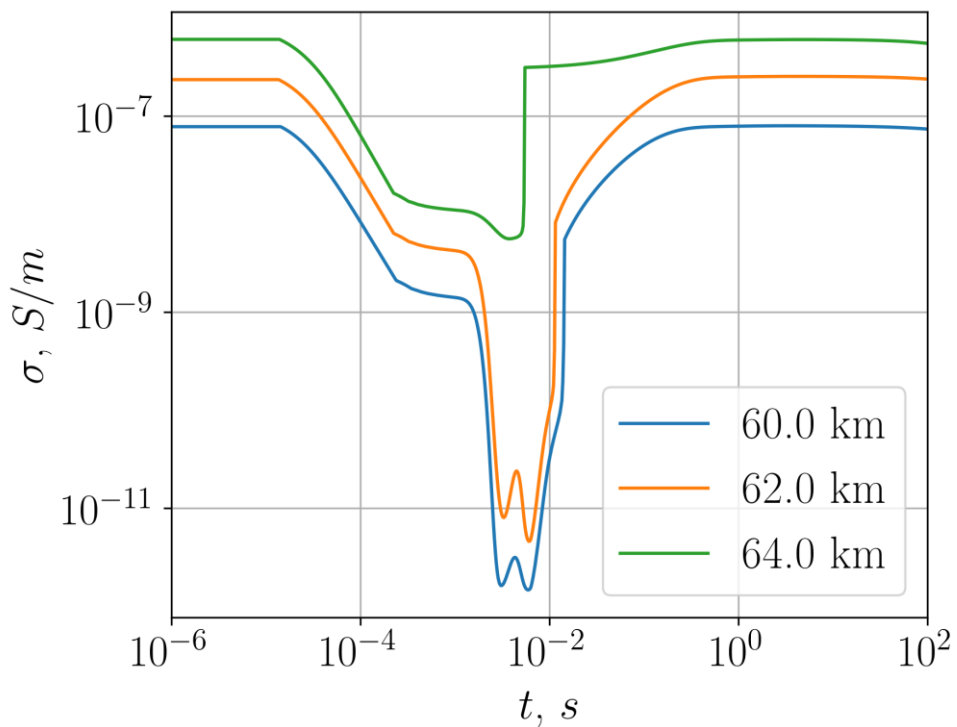


Рисунок 1.35 Динамика проводимости на высоте 60, 62, 64 км

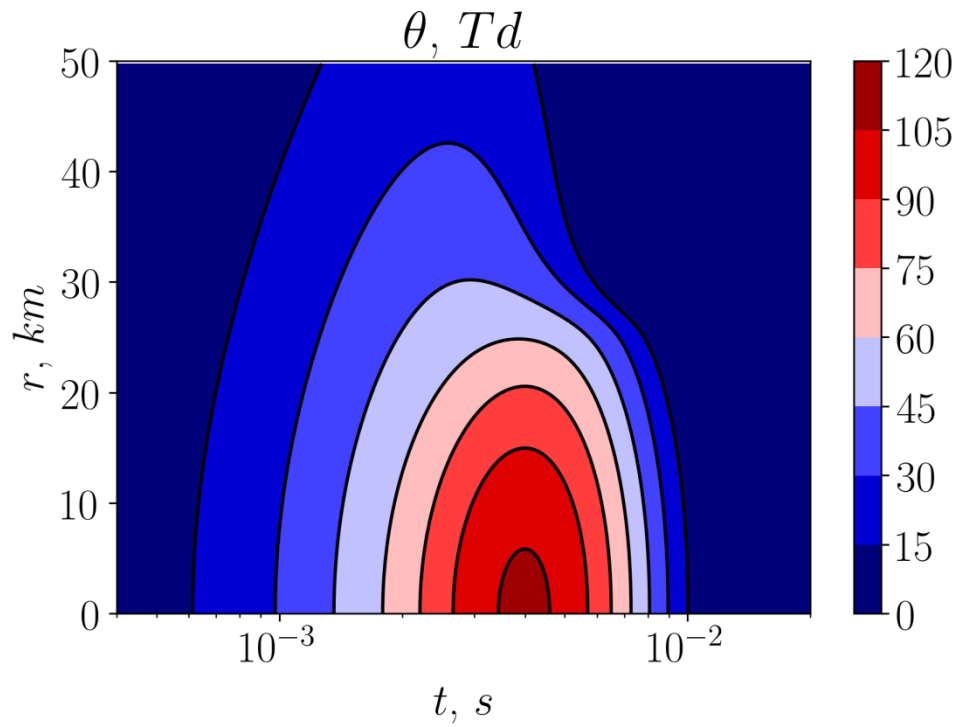


Рисунок 1.36 Радиальная зависимость динамики нормированного электрического поля

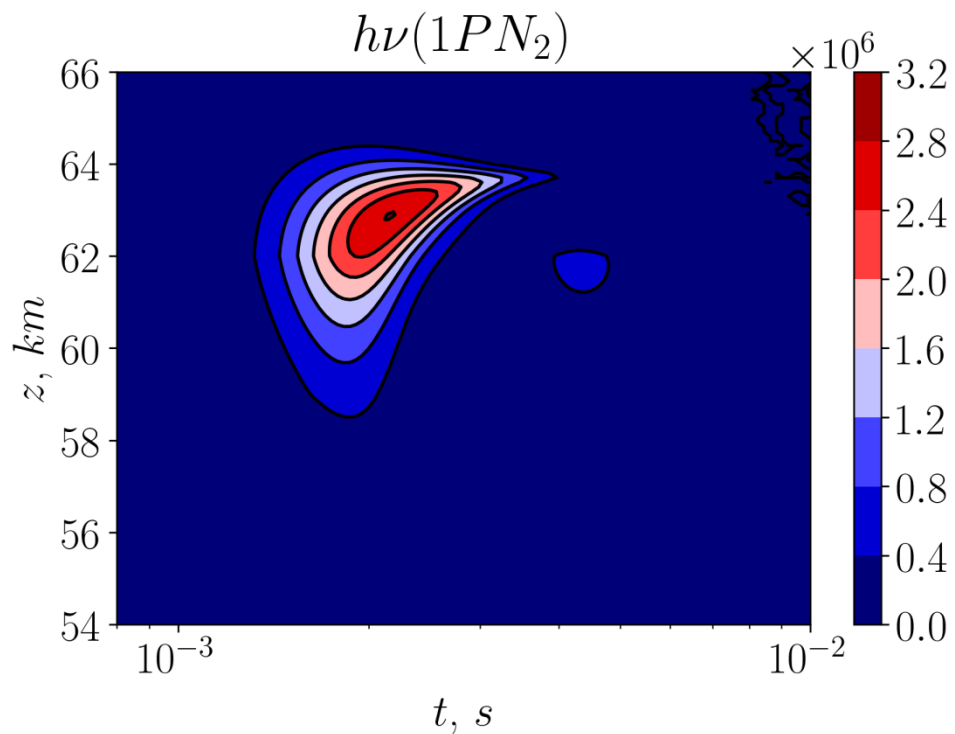


Рисунок 1.37 Высотная зависимость объемной скорости эмиссии фотонов в первой положительной полосе азота

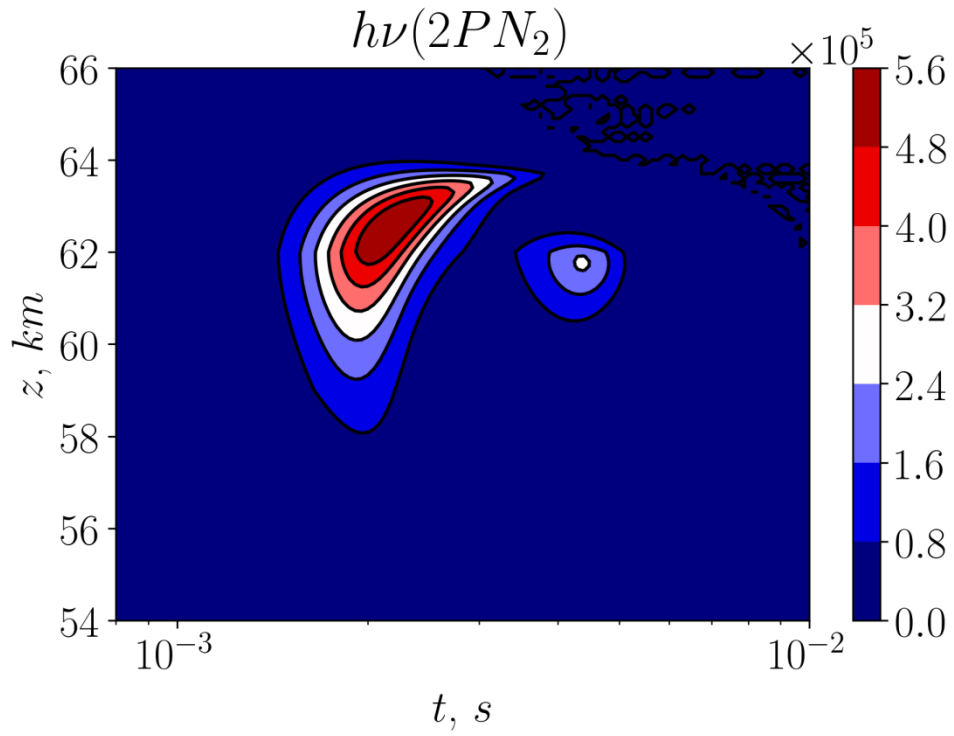


Рисунок 1.38 Высотная зависимость объемной скорости эмиссии фотонов во второй положительной полосе азота

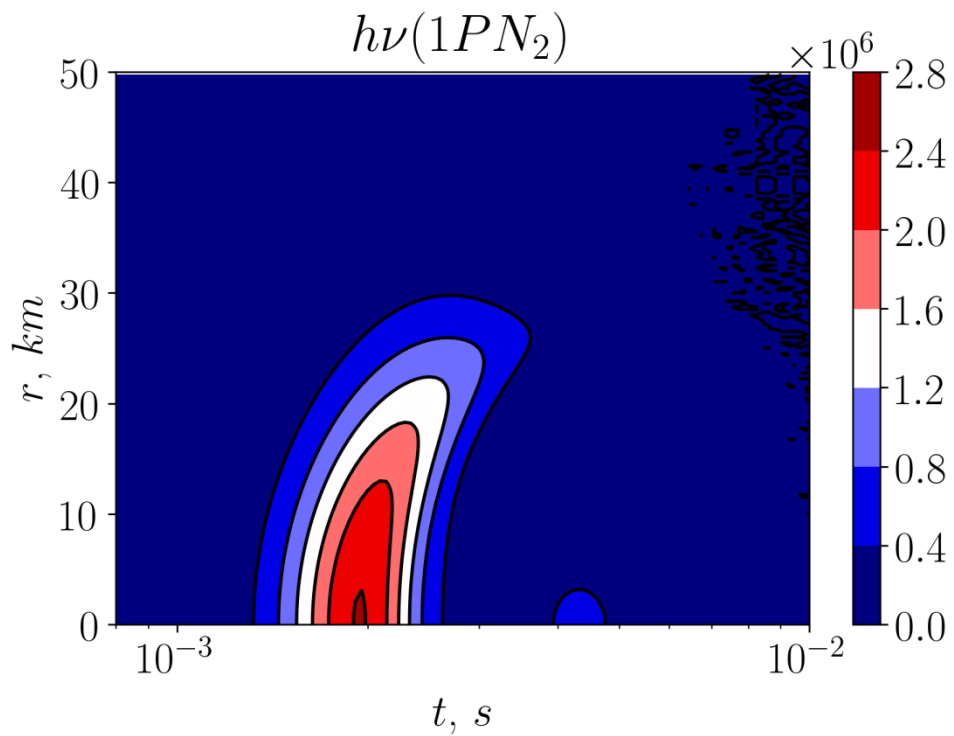


Рисунок 1.39 Радиальная зависимость объемной скорости эмиссии фотонов в первой положительной полосе азота

1.7 Результаты моделирования для ИДМ 3750 Кл·км

Повышение максимального тока молниевых канала при тех же временных параметрах разряда, как и при моделировании слабого спрайта или гало, приводит к увеличению максимального ИДМ, возрастанию поля в области спрайта, вместе с увеличением геометрических размеров разряда. Для максимального ИДМ=3750 Кл·км нормированное электрическое поле в диапазоне высот 56-64 км превышает 128 Тд, что формирует условия для образования лавины электронов, когда частота ионизации становится больше частоты прилипания. Несмотря на то, что зависимость ИДМ от тока в молниевом канале линейна в нашей постановке, зависимость максимального нормированного поля от дипольного момента не является линейной из-за самосогласованного учета изменения проводимости в области спрайта. Максимальное нормированное поле достигается на высотах 62-64 км, поэтому аналогично предыдущему случаю моделирования подробное обсуждение будет сделано для высоты 62 км.

В начале разряда с ростом поля концентрация электронов резко падает вследствие прилипания электронов к молекулярному кислороду с образованием O_2^- через последовательность реакций, что приводит к практически полному исчезновению свободных электронов, то есть развитию разряда аналогично предыдущему моделированию с подпробойными полями. Поведение системы резко изменяется при достижении пробойных полей, когда частота ионизации становится больше частоты прилипания. Увеличение нормированного поля до пробойных величин приводит к формированию лавины электронов и резкому росту концентрации электронов до 1400 см^{-3} , а концентрации O_2^- до 1500 см^{-3} (Рисунок 1.40). То есть половина из образовавшихся электронов успевает прилипнуть к O_2^- во время лавинной ионизации. Как только поле становится ниже пробойного, скорость прилипания

электронов превышает скорость образования свободных электронов, что приводит ко второй волне убывания концентрации электронов. К 5 мс концентрация электронов второй раз падает почти до нуля. В этот момент почти весь отрицательный заряд, образовавшийся во время лавинной ионизации, накапливается на O_2^- , с максимальной концентрацией 2800 см^{-3} . Концентрация O^- резко возрастает при достижении электрическим полем критического значения и на время около 0,5 мс достигает 100 см^{-3} . Как уже говорилось ранее, этот ион является промежуточным в цепочке между электронами и O_2^- , и его возмущение быстро релаксирует. Ион O_2^+ появляется во время спрайта и к 2 мс достигает концентрации 2800 см^{-3} (Рисунок 1.41), накапливая почти весь положительный заряд при ионизации молекулярного кислорода и ионизации молекулярного азота через ионную конверсию. С иона O_2^+ начинается цепочка реакций, приводящая к формированию целого семейства ионов-связок. На стадии релаксации происходит рост концентрации ионов O_4^+ , $O_2^+(H_2O)$, H_3O^+OH до $500-600 \text{ см}^{-3}$ к 0,05-0,1 с, с полной релаксацией к 0,5 с (Рисунок 1.42). Далее следует образование семейства ионов-связок вида $H^+(H_2O)_n$. Длительность процесса возмущения возрастает с ростом молярной массы ионов-связок: H_3O^+ с максимумом около 200 см^{-3} к 0,5 с (Рисунок 1.42), $H_5O_2^+$ с максимумом 2200 см^{-3} на тех же временах и $H_7O_3^+$ с максимумом 950 см^{-3} к 7 с (Рисунок 1.41), и самого долгоживущего иона $H_9O_4^+$ с максимумом 2300 см^{-3} к 30 секундам после начала спрайта (Рисунок 1.40). Релаксация отрицательного заряда после спрайта, собранного на O_2^- , происходит вместе с отлипанием электронов и образованием CO_3^- , по механизмам описанным для ИДМ=2750 Кл·км. Максимальная концентрация электронов 1250 см^{-3} достигается к 500 мс, а концентрация CO_3^- достигает 900 см^{-3} к 8 секундам. Примерно к 1000 с возмущение ионного состава, вызванное спрайтом, полностью релаксирует.

По сравнению с предыдущими условиями моделирования с ИДМ=2750 Кл·км, область спрайта при ИДМ = 3750 Кл·км имеет больший размер и по радиусу, и по высоте. Концентрация электронов возмущается на высотах от 56 до 64 км (Рисунок 1.43). Во всем этом диапазоне наблюдается короткий всплеск концентрации во время развития лавины электронов, с последующим падением и дальнейшим плавным ростом. Максимальные концентрации более 1400 см^{-3} достигаются на высотах от 58,5 до 62,5 км. Характерное время возмущения и релаксации концентрации электронов возрастает с увеличением высоты. O_2^- возмущается до концентрации более 4200 см^{-3} на высотах 57,5-59,5 км, и примерно через 1 с его концентрация падает ниже 1000 см^{-3} , а через 100 с на всех высотах возмущение полностью релаксирует (Рисунок 1.44). Максимальное возмущение концентрации CO_3^- смещено вниз относительно электронов на высоты 57-59 км. Концентрация CO_3^- сохраняет значение более 3000 см^{-3} в течение нескольких десятков секунд, а полная релаксация занимает 1000 с в верхней части и более 1000 секунд внизу (Рисунок 1.45).

Во время разряда положительный заряд на высотах 56-64 км накапливается на O_2^+ (Рисунок 1.46), с последующим переходом в кластерные ионы вида $\text{H}^+(\text{H}_2\text{O})_n$ по описанной ранее цепочке реакций, при этом с ростом высоты этот процесс несколько замедляется. Скорость ионной конверсии сильно зависит от концентрации нейтралов: на высоте 70 км она в 4 раза больше, чем на 80 км и время жизни O_2^+ существенно меньше. Важным промежуточным ионом в процессе ионной конверсии O_2^+ в ионы-связки является O_4^+ , который начинает возмущаться в нижней части спрайта примерно через 10 мс после начала молниевых разряда в тропосфере. Через 1 с на высоте 75 км достигает максимальной концентрации и за несколько десятков секунд полностью релаксирует. Возмущения $\text{H}_3\text{O}^+(\text{OH})$ и $\text{O}_2^+(\text{H}_2\text{O})$ по форме практически полностью

повторяют возмущение O_4^+ , так как являются следующими промежуточными продуктами в цепочке образования основных ионов-связок. Кластерный ион $H_5O_2^+$ достигает максимальной концентрации 3800 см^{-3} через 200 мс после начала разряда на высоте 59 км (Рисунок 1.47). Радиальный масштаб значительного возмущения около 20 км и не значительно изменяется в диапазоне 56-64 км (Рисунок 1.48).

Динамика нормированного электрического поля имеет сходный вид во всём диапазоне высот, но есть значительное отличие по временам. В области 58-64 км, где наблюдается поле более 120 Тд (Рисунок 1.50) и создаются условия для образования лавины электронов, происходит резкий скачок проводимости примерно на 2-3 порядка, что приводит к быстрому вытеснению поля (Рисунок 1.49). После этого проводимость падает вместе с прилипанием электронов, и далее с уменьшением поля следует рост проводимости на этих высотах. Условия для образования лавины электронов создаются на расстоянии до 20 км от оси разряда, а на расстоянии еще 10 км электрические поля достигают 100-110 Тд, т.е. реализуются условия, описанные при ИДМ 2750 Кл·км (Рисунок 1.51). Поле на расстоянии от 20 до 30 км от оси разряда существует примерно в 2 раза дольше, чем на оси, т.к. там не происходит его вытеснения из-за резкого роста проводимости.

Из возбужденных состояний больше всех возмущаются концентрации $N_2(A)$ и $N(^2D)$, примерно до $2 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$ и 10^5 см^{-3} соответственно, и коротким временем жизни около 2 мс на высоте 62 км. $O(^1D)$ имеет схожую динамику, но существенно меньшее максимальное возмущение концентрации. Возмущение концентрации $O(^1S)$ длится до 30 мс и достигает $2,5 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$ на 62 км (Рисунок 1.52), а максимальное возмущение в $4,6 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$ наблюдается на 58 км (Рисунок 1.54). $N_2(A)$ имеет самое большое возмущение среди учитываемых возбужденных состояний с максимумом $2,5 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$ на 59 км (Рисунок 1.53) Характерное

время жизни возмущения $N_2(A)$ около 1 мс, а для $O(^1S)$ не более 10 мс. Радиальный размер возмущения $N_2(A)$ и $O(^1S)$ так же определяется полем и составляет 20 км. $N_2(A)$ остается основным источником для $N(^2D)$ (Рисунок 1.55) и молекулярного азота (Рисунок 1.56). Характерное время жизни для $N(^2D)$ около 1 мс с максимальным возмущением $1,5 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$ на высоте 59 км. Возмущение молекулярного азота на высоте 58 км достигает $2,6 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$ и релаксирует более 300 секунд.

Увеличение поля в разряде приводит к значительному росту интенсивности оптических эмиссий. Как и при ИДМ=2750 Кл·км основное свечение происходит в первой и второй положительной полосе азота (Рисунок 1.57 и Рисунок 1.58). Интенсивное излучение наблюдается в области сильных полей. При этом максимальные скорости оптических эмиссий в первой и второй полосе азота отличаются менее чем в 2 раза, что значительно меньше, чем в предыдущем моделировании. Интенсивность излучения спрайта в радиальном направлении высока на расстоянии от оси разряда менее 20 км, далее скорости эмиссий резко падают вместе с нормированным полем (Рисунок 1.59).

Выводы к Главе 1

Разработана радиально-симметричная плазмохимическая самосогласованная модель воздействия возмущения электрического поля на состав мезосферы, которая применена для описания возмущения химического баланса мезосферы, вызванного развитием ночного спрайта. Показано, что условия для инициации высотного разряда, т.е. достижение пробойного поля, вначале создаются на высоте 81 км через 0,7 мс после начала протекания тока в молниевом канале в тропосфере. В дальнейшем пробойное поле распространяется вверх до высоты 83 км и вниз до 74 км. Установлено, что проводимость мезосферы на стадии инициации спрайта падает почти на два порядка из-за роста частоты столкновений электронов с нейтралами при увеличении температуры, что способствует развитию разряда. По мере формирования лавины электронов проводимость существенно возрастает, что приводит к вытеснению поля и прекращению разряда. Показано, что на высотах 83–87 км при развитии разряда наблюдается уменьшение концентрации электронов, связанное с возрастанием роли диссоциативного прилипания к молекулярному кислороду. Этот эффект существенно уменьшает проводимость на этих высотах. Учет радиальной зависимости при моделировании разряда позволил выявить эффект вытеснения электрического поля и прекращения излучения с оси разряда, с одновременным продолжением свечения при радиусе 15–20 км, то есть показана тороидальность поля и излучения в верхней части разряда.

Результаты численного моделирования с использованием самосогласованной плазмохимической аксиально-симметричной модели позволяют сделать выводы о возможности инициации высотных разрядов типа спрайт/гало в дневных условиях. Показано, что для инициации высотного разряда необходимо создать дипольный момент нескомпенсированного заряда в облаке в несколько тысяч Кл·км, что

хорошо соотносится с измерениями [45]. Условия для инициации дневного спрайта/гало создаются на высотах на 20 км ниже, чем для ночных разрядов. Показано, что возможна реализация двух сценариев развития разряда в зависимости от напряженности нормированного электрического поля на высотах 50-70 км. При значении дипольного момента 2750 Кл·км поля являются подпороговыми, т.е. достаточными для незначительного возмущения химического баланса и возбуждения молекулярного азота с последующим излучением в первой и второй полосе, но недостаточными для лавинной ионизации. Скорее всего, при таких параметрах некомпенсированного заряда в облаке, стримерная часть разряда, по аналогии с ночными условиями, не образуется и данный разряд можно охарактеризовать как не до конца сформировавшийся спрайт или гало. Увеличение тока молнии в тропосфере и возрастание импульсного дипольного момента до 3750 Кл·км приводит к реализации второго сценария с лавинной ионизацией, значительно более сильными возмущениями химического состава и более продолжительной стадией их релаксации. В области высокого поля при образовании лавинной ионизации наблюдается эффект резкого вытеснения поля из-за роста проводимости, что является весомым аргументом в вопросе о необходимости самосогласованного рассмотрения задачи. Форма дневного спрайта отличается от формы ночного: горизонтальные размеры сопоставимы, а вертикальные меньше, т.е. дневной спрайт “сжат” по высоте: диффузная область спрайта занимает диапазон высот 56-64 км, для гало область несколько меньше. Стримерная часть спрайта должна формироваться ниже и в использованном приближении для электрического поля не может быть рассмотрена в виду сильной пространственной неоднородности поля.

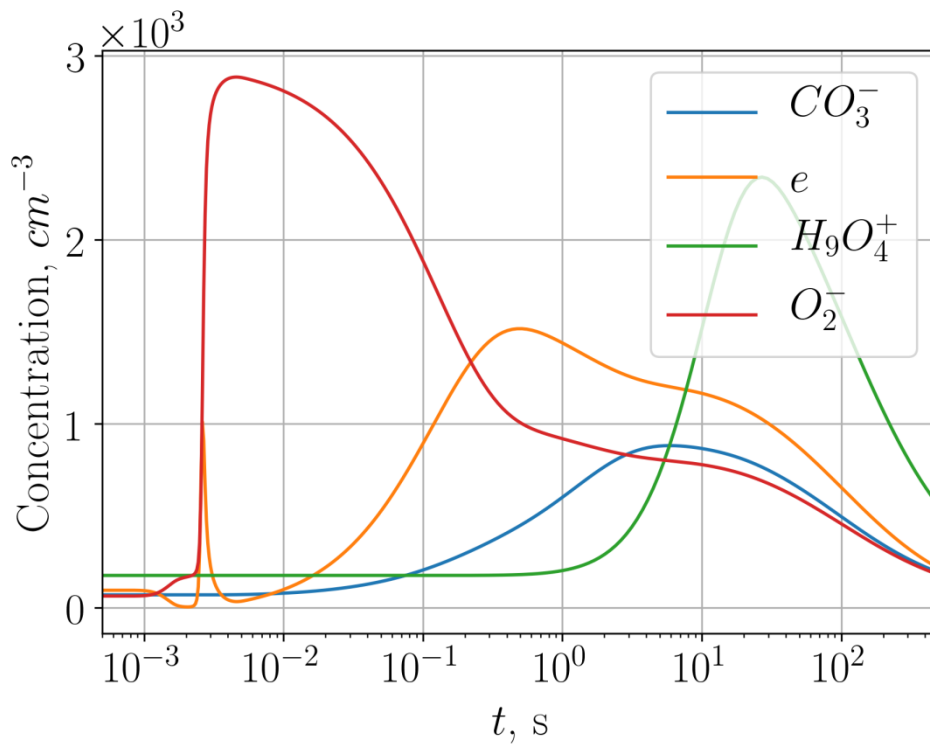


Рисунок 1.40 Динамика основных ионов и электронов на высоте 62 км

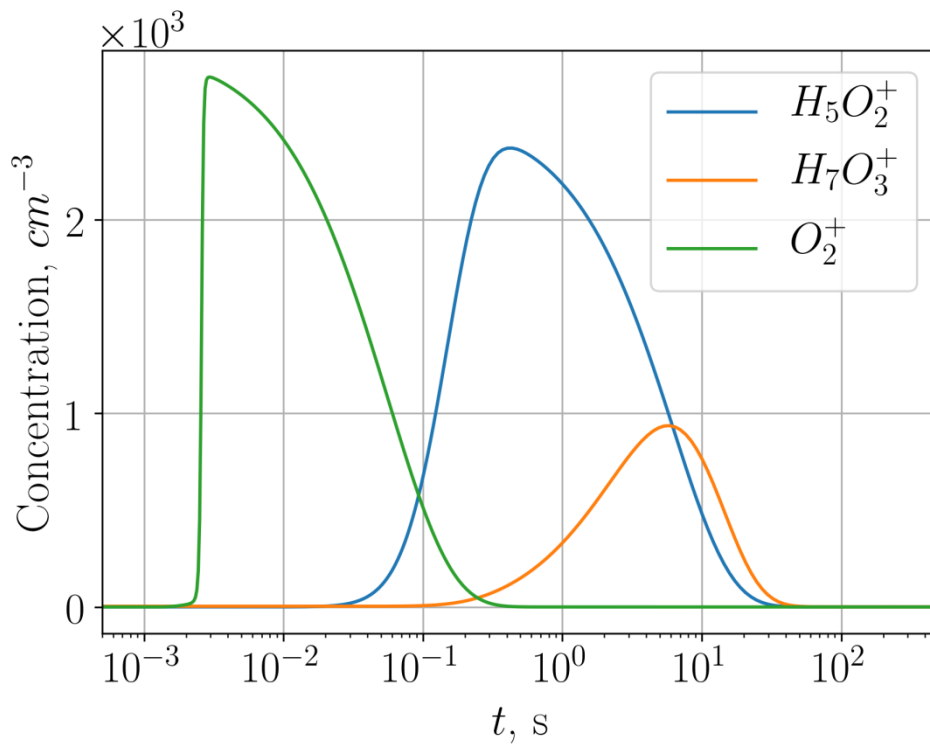


Рисунок 1.41 Динамика O_2^+ и ионов-связок на 62 км

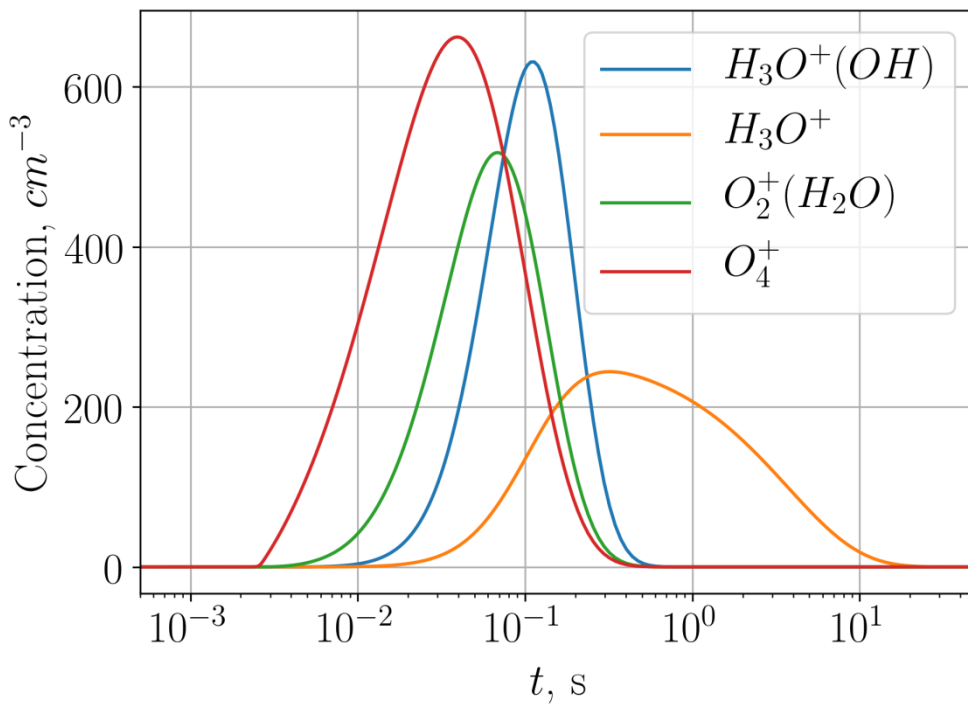


Рисунок 1.42 Динамика O_4^+ и ионов связок на высоте 62 км

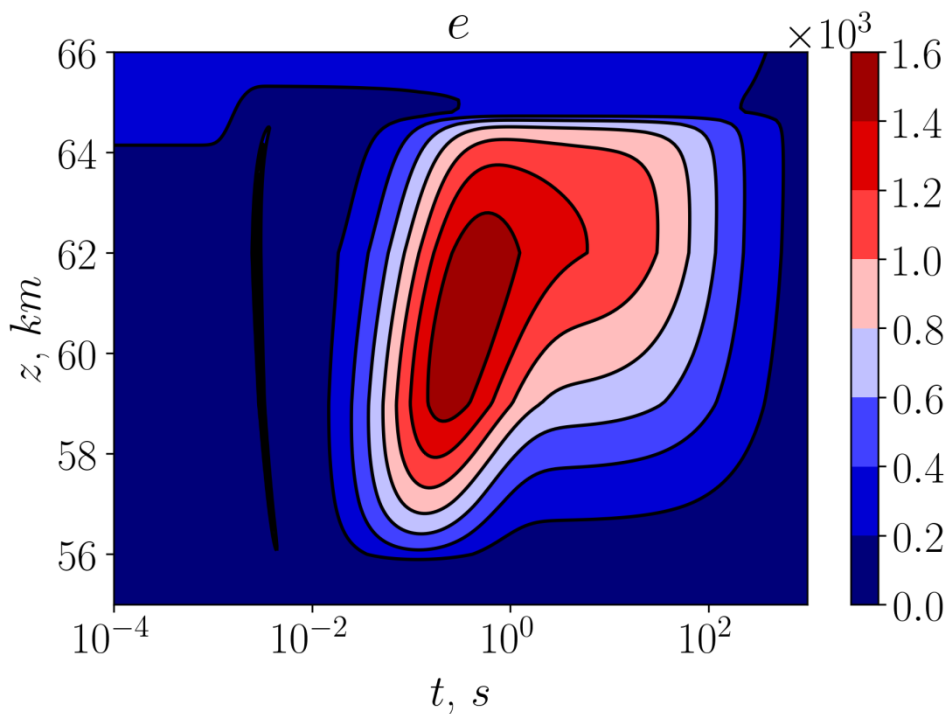


Рисунок 1.43 Высотная зависимость концентрации электронов

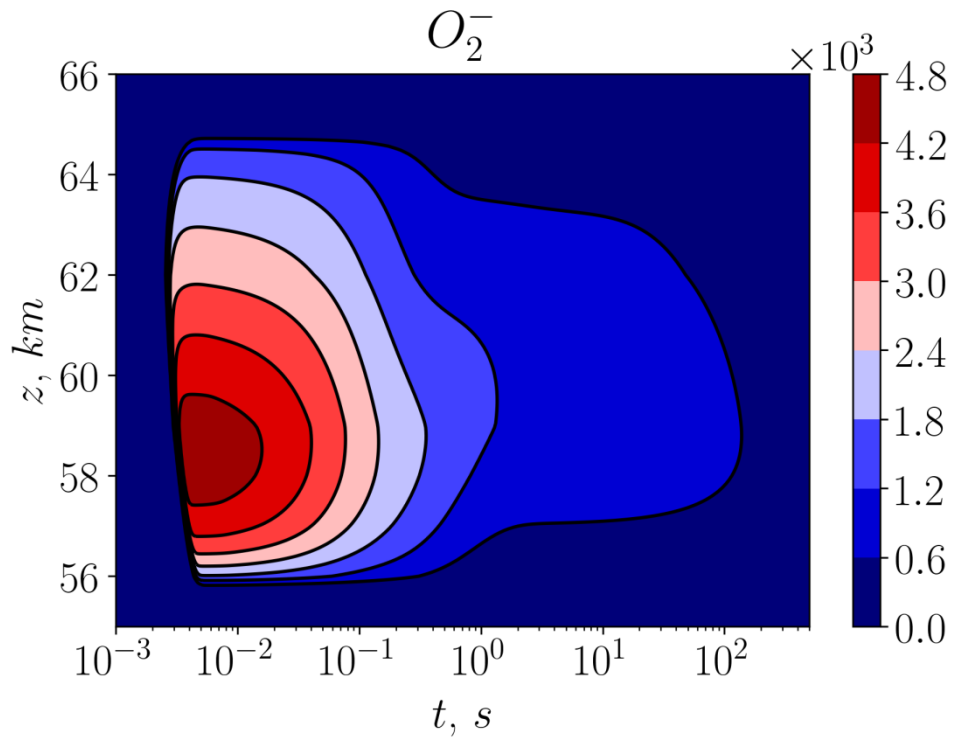


Рисунок 1.44 Высотная зависимость концентрации O_2^-

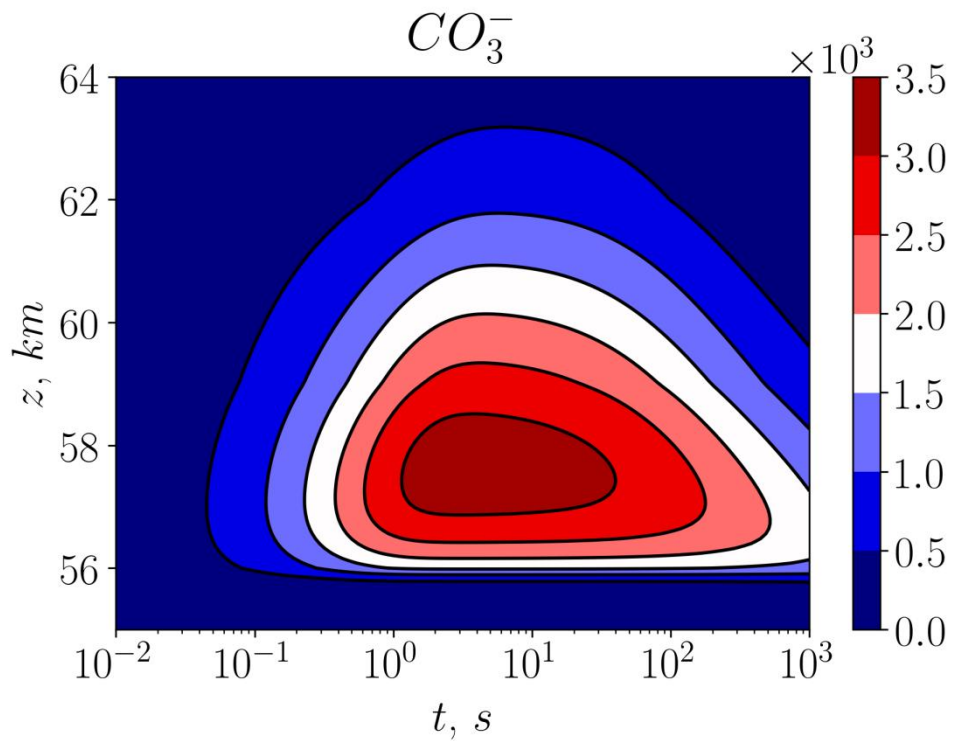


Рисунок 1.45 Высотная зависимость концентрации CO_3^-

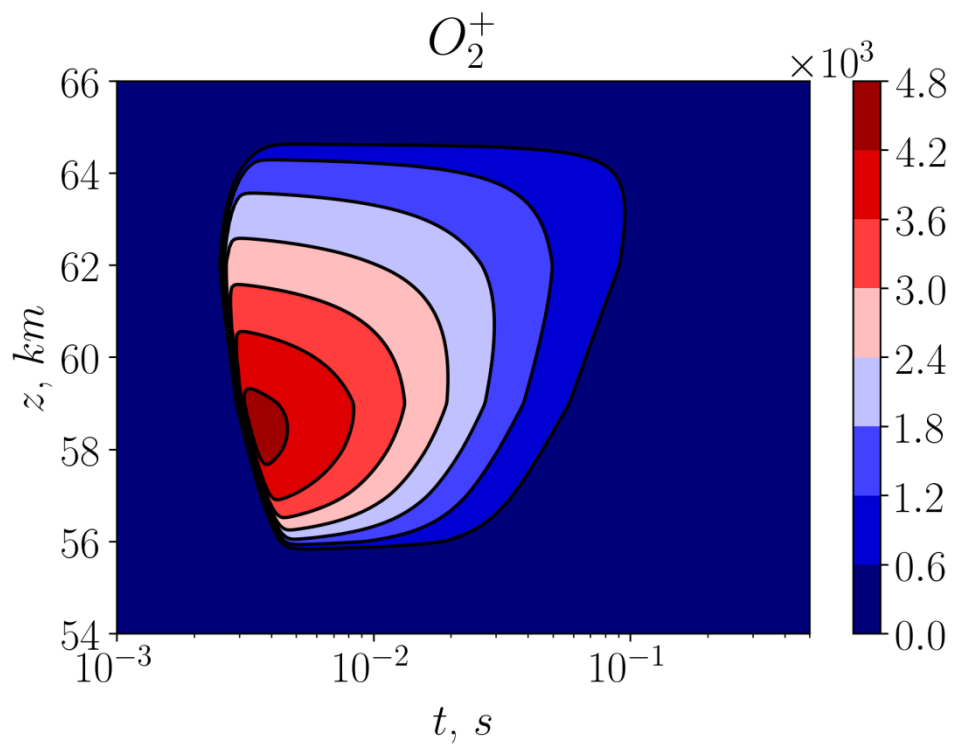


Рисунок 1.46 Высотная зависимость концентрации O_2^+

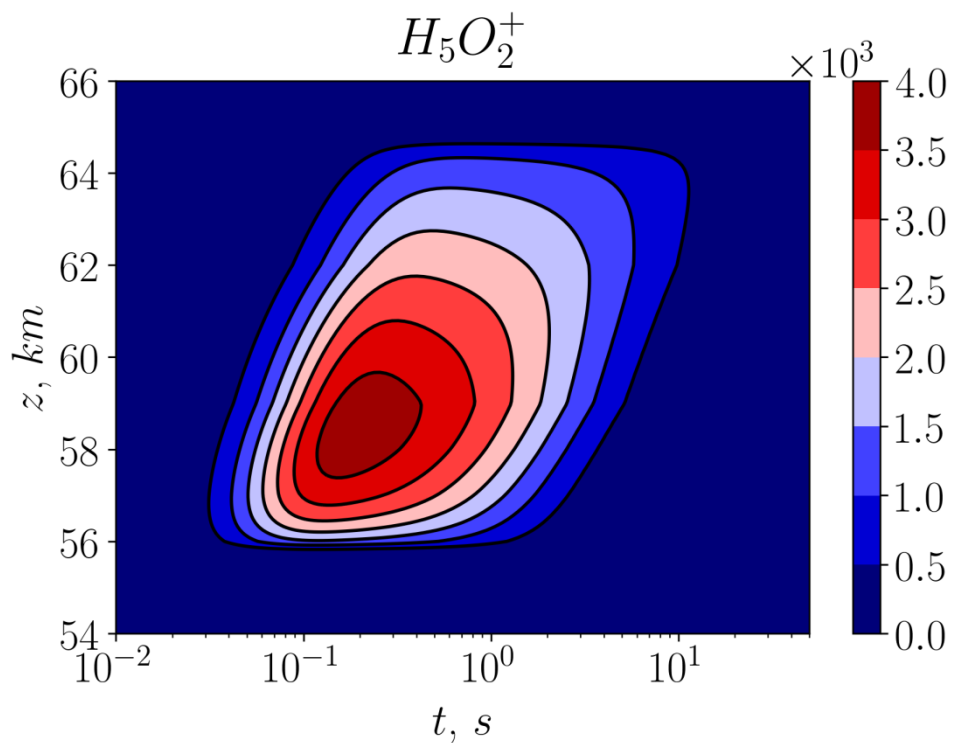


Рисунок 1.47 Высотная зависимость концентрации $H_5O_2^+$

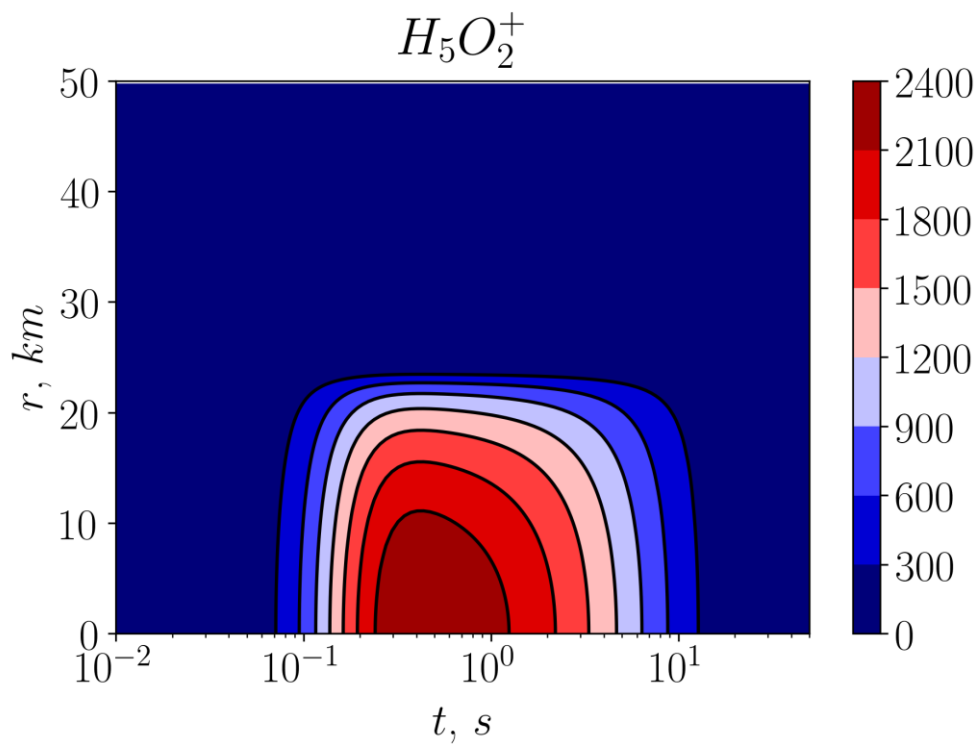


Рисунок 1.48 Радиальная зависимость концентрации $H_5O_2^+$ на высоте 62 км

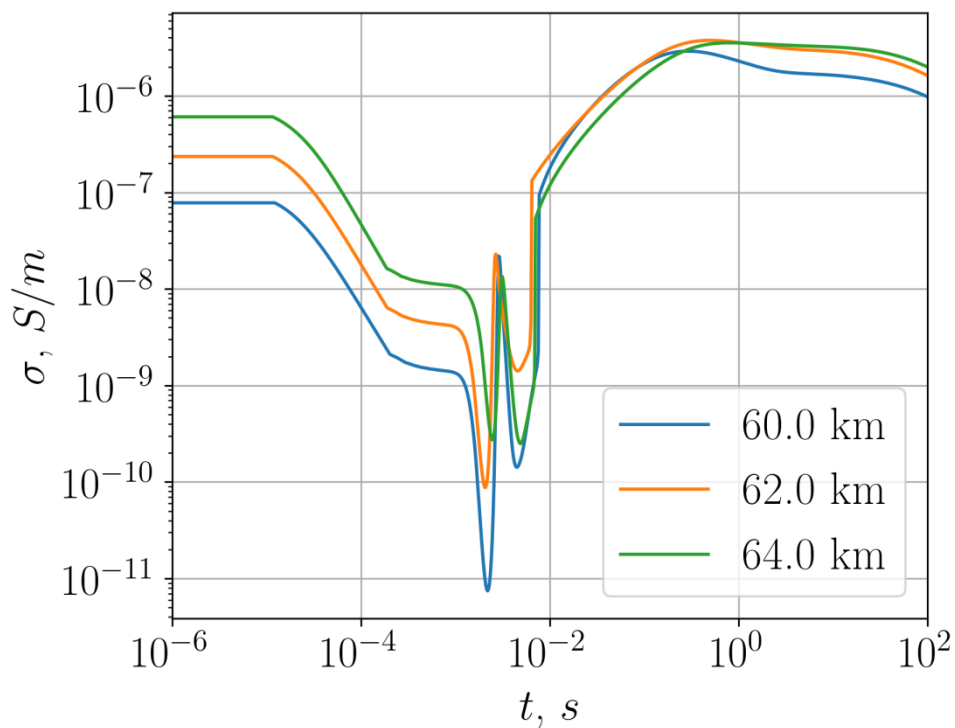


Рисунок 1.49 Динамика проводимости на высоте 60, 62, 64 км

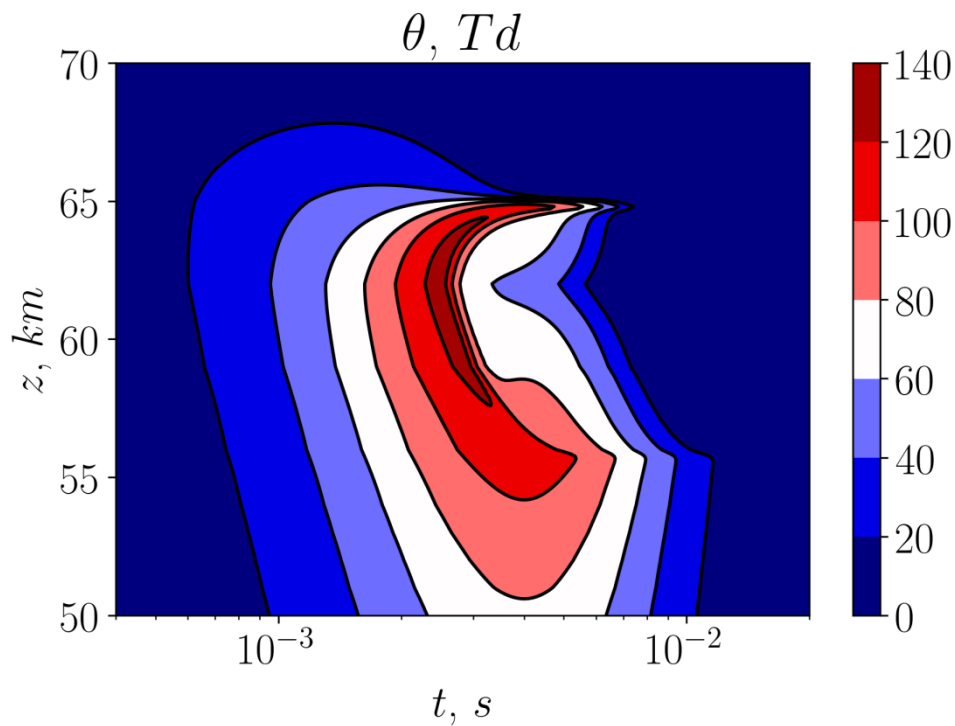


Рисунок 1.50 Высотная зависимость динамики нормированного электрического поля.

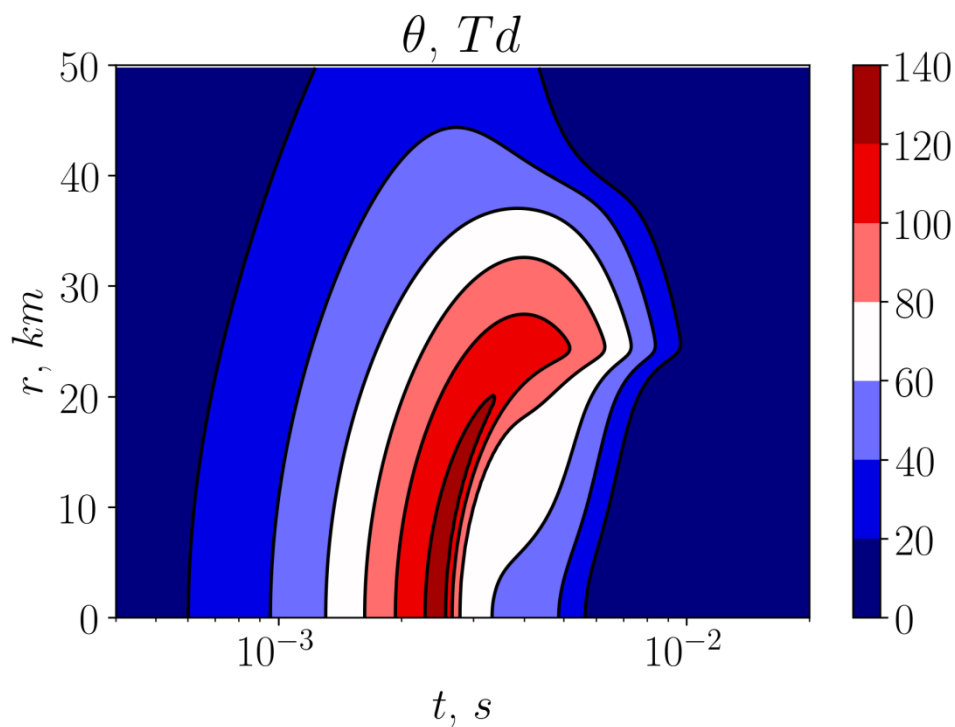


Рисунок 1.51 Радиальная зависимость динамики нормированного электрического поля на высоте 62 км

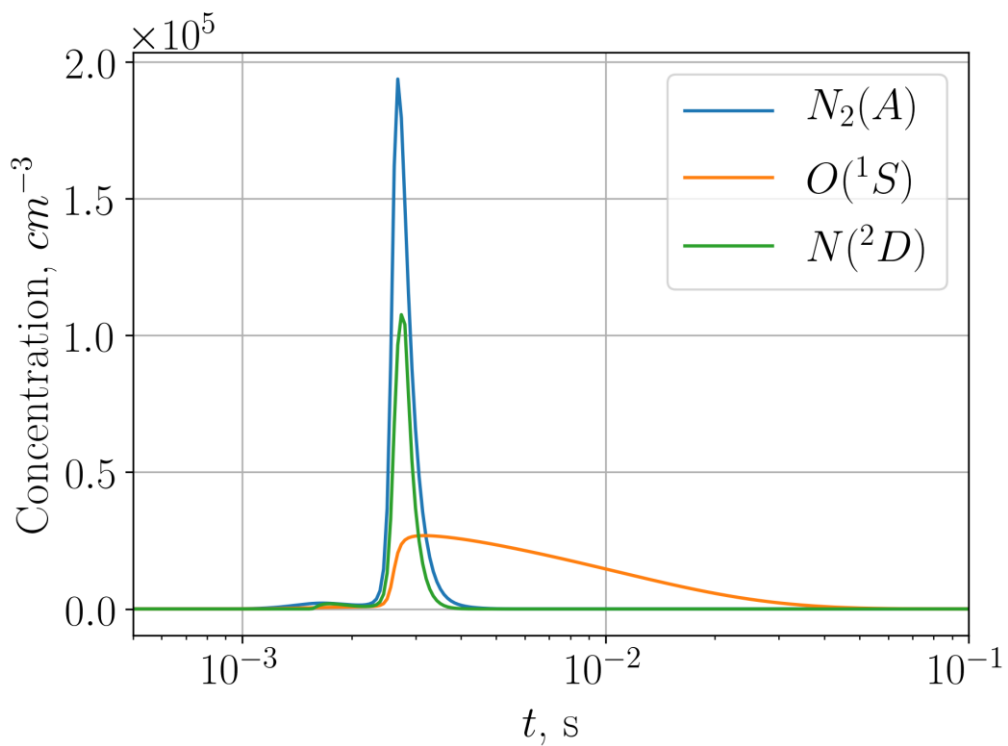


Рисунок 1.52 Динамика возбужденных состояний азота и кислорода на высоте 62 км

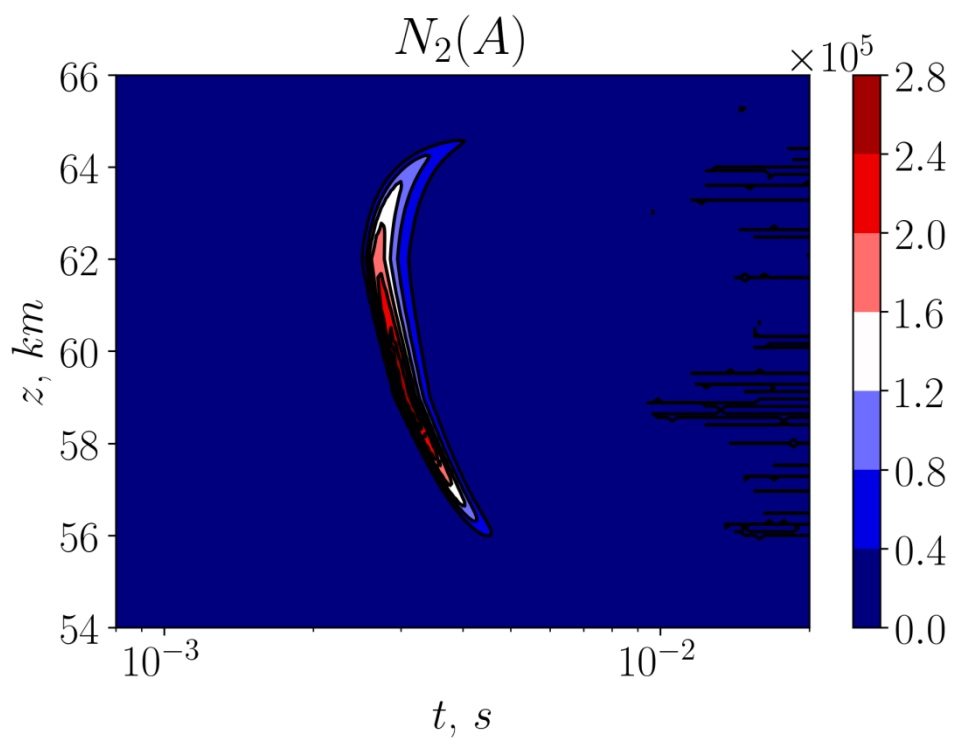


Рисунок 1.53 Высотная зависимость концентрации $N_2(A)$

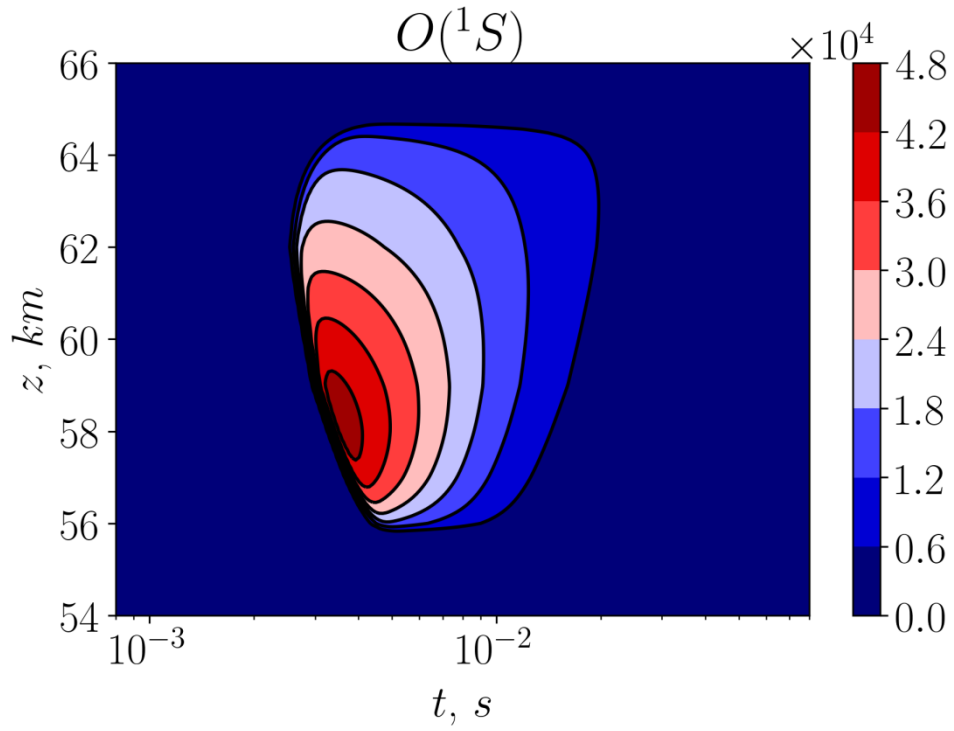


Рисунок 1.54 Высотная зависимость концентрации $O(^1S)$

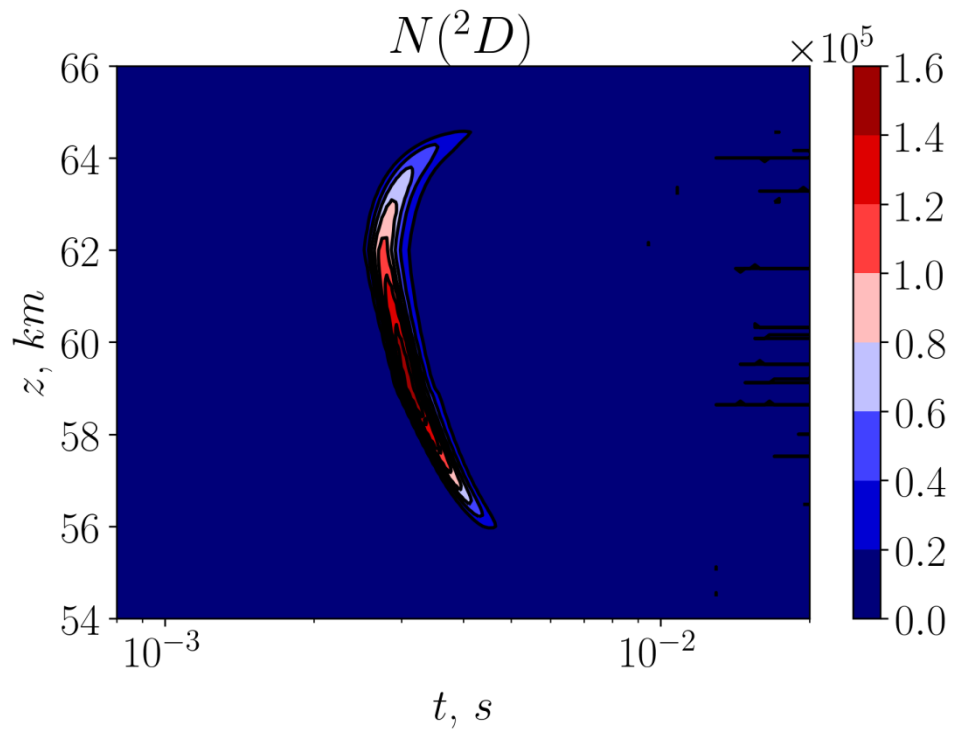


Рисунок 1.55 Высотная зависимость концентрации $N(^2D)$

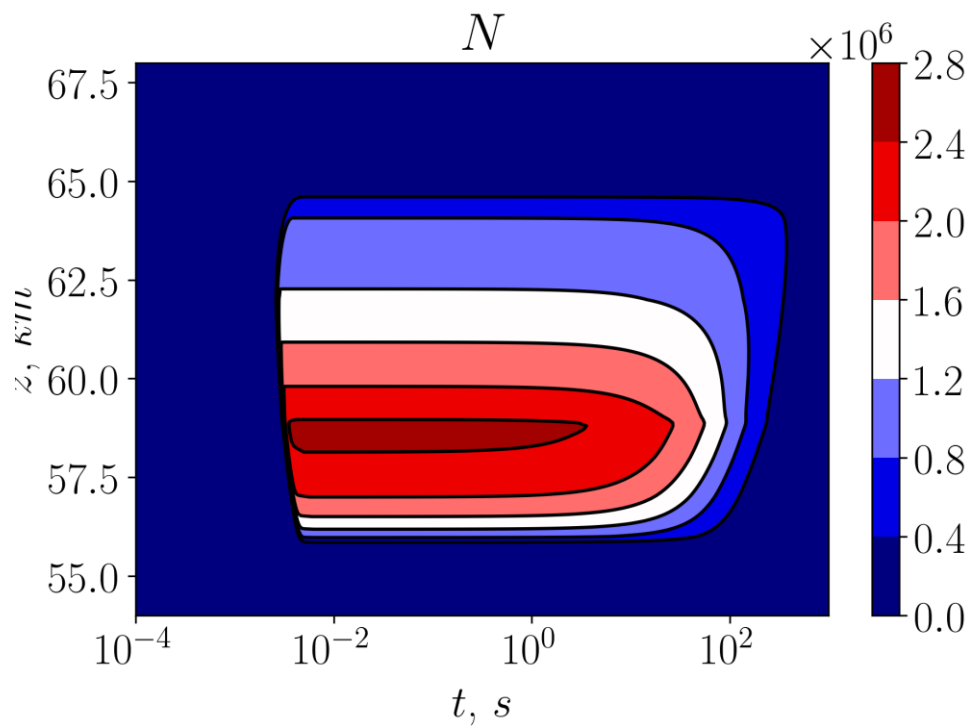


Рисунок 1.56 Высотная зависимость концентрации N

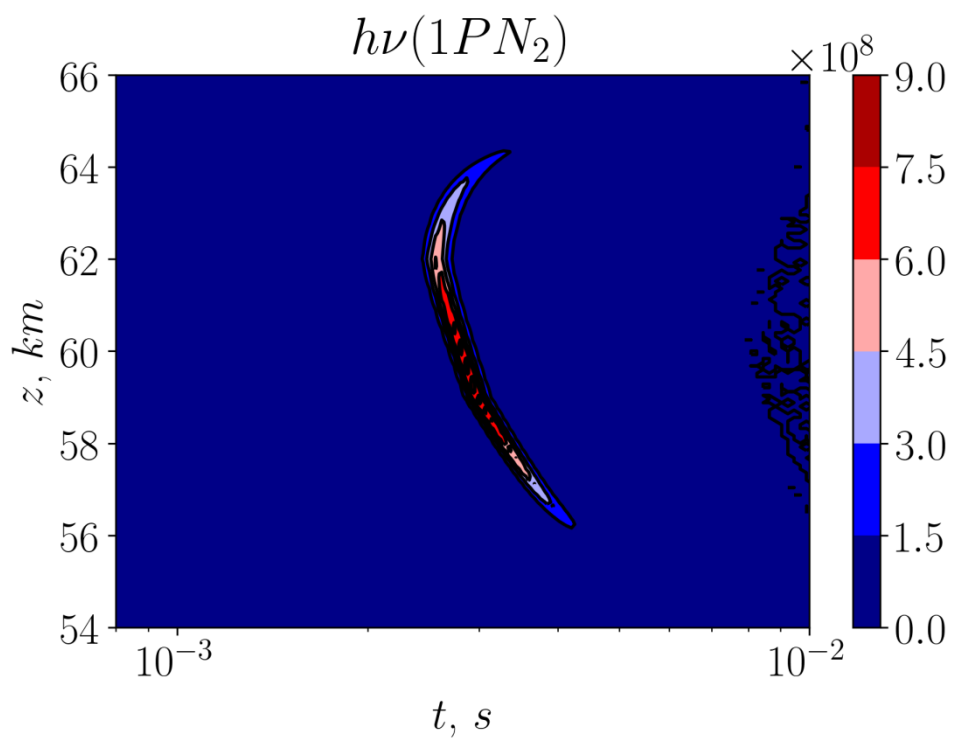


Рисунок 1.57 Высотная зависимость объемной скорости эмиссии фотонов в первой положительной полосе азота

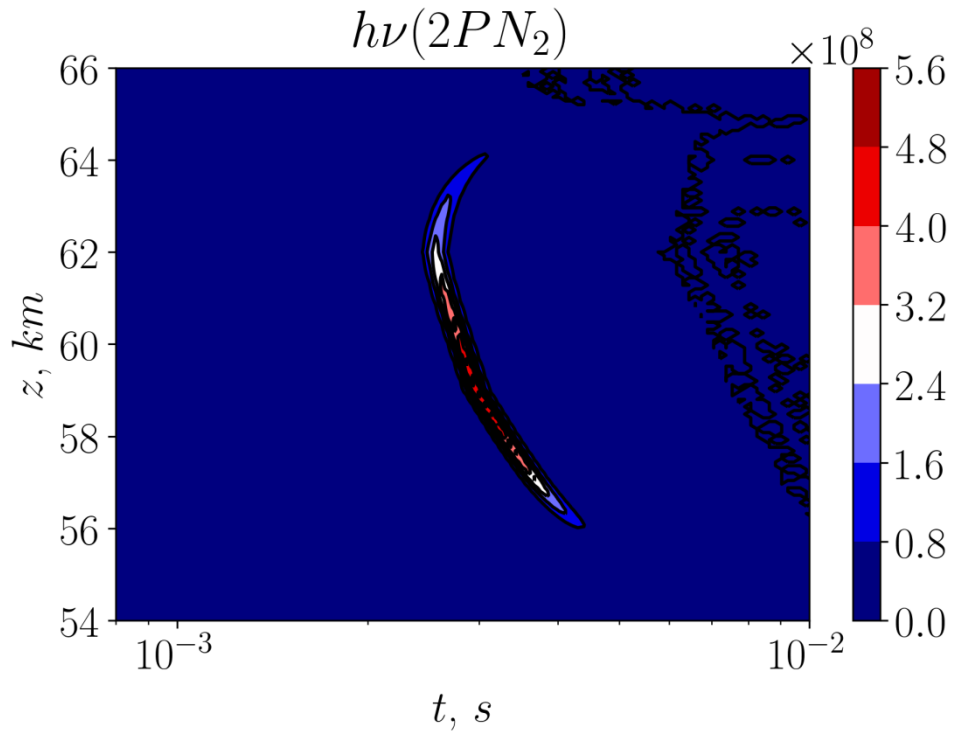


Рисунок 1.58 Высотная зависимость объемной скорости эмиссии фотонов во второй положительной полосе азота

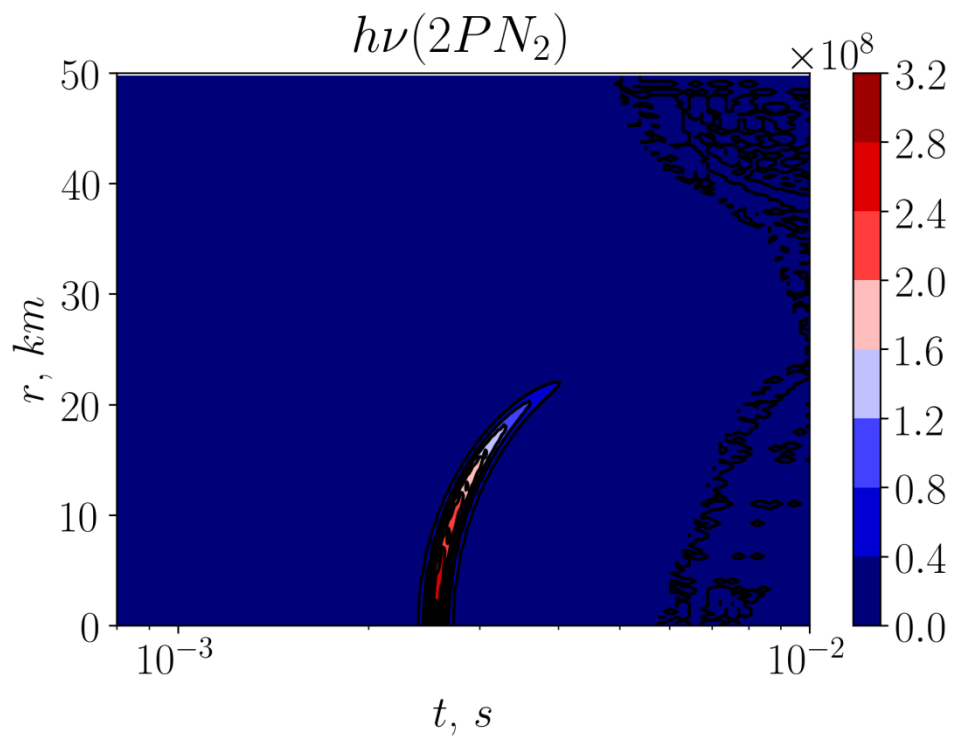


Рисунок 1.59 Радиальная зависимость объемной скорости эмиссии фотонов в первой положительной полосе азота на высоте 62 км

2 Климатология спрайтов

В данной главе предложен и развит подход для параметризации спрайтов на основе данных глобальной грозопеленгационной сети WWLLN (World Wide Lightning Location Network) за 2016 год. Инициация спрайта происходит при развитии особо интенсивных молниевых разрядов в тропосфере, переносящих заряд в несколько десятков или сотен Кулон. Из данных сети WWLLN известна информация о пиковых токах молний в глобальном масштабе для достаточно мощных разрядов. Предложена параметризация для импульсного дипольного момента для каждого разряда, введено разделение разрядов на положительные и отрицательные, выделены ночные события и предложена функция вероятности для инициации спрайта. В результате моделирования получено глобальное распределение спрайтов, проведен анализ пиковых токов и дипольных моментов для положительных и отрицательных разрядов.

2.1 Параметризация спрайтов

По современным представлениям, основной параметр, определяющий возможность инициации спрайтов — дипольный момент нескомпенсированного заряда (произведение величины заряда на высоту переноса), возникающий в облаке после особо интенсивного переноса заряда во время молниевых разрядов облако-земля. В предположении достаточно высокой проводимости земли можно представить поле нескомпенсированного заряда в облаке в дипольном приближении. На высотах около 75–80 км в ночных условиях поле нескомпенсированного заряда начинает превышать пробойное поле, и создаются условия для инициации спрайта (см. Рис в.7.). Для параметризации спрайтов необходимо из данных глобальной сети WWLLN выделить наиболее мощные события, предложить параметризацию для ИДМ в зависимости от пикового тока разряда и его полярности, выделить ночные условия и учесть вероятностный характер инициации спрайтов.

Выбор первичных данных о пиковых токах для разрядов облако-земля по данным глобальной грозопеленгационной сети WWLLN.

Глобальная грозопеленгационная сеть WWLLN представляет собой экспериментальную наблюдательную сеть сверхдлинноволнового диапазона (3–30 кГц), в которую входят десятки исследовательских институтов по всему миру. Система WWLLN основана на алгоритме TOGA (Time of Group Arrival) [124] и ежеминутно фиксирует около 300 молниевых разрядов по всему земному шару, из которых 90% составляют разряды типа облако-земля. Разряд считается достоверно детектированным, если зарегистрирован не менее чем пятью сенсорами. Расстояние от молниевых разрядов до зафиксировавшего его датчика может достигать до нескольких тысяч километров, а точность позиционирования оценивается в 2–3 км. Сеть предоставляет данные о местоположении и точном времени разряда, а также оценки средней

энергии вспышек ("square Root of the Mean (average) Squared", RMS_Energy), связанной с максимальным током разряда эмпирическим соотношением:

$$RMS_Energy = 2,23 \cdot I_{peak}^{1,62} \quad 2.1$$

где RMS_Energy - энергия вспышки в (Дж), I_{peak} - пиковый ток разряда (кА) [125].

Максимальное, достоверно зарегистрированное значение силы тока молниевых разрядов составляет 280 кА [121]. Оценка значения силы тока молний на основе данных WWLLN показывает большое количество событий с значениями силы тока в молниевом канале более 300 кА, что может быть вызвано не очень хорошей аппроксимацией в эмпирической формуле для наиболее энергичных вспышек. Для сделанной выборки, отсекающей не очень мощные молниевые разряды с токами менее 15 кА, количество разрядов с током более 300 кА составляет около 1% и, хотя эти разряды вносят вклад в статистику спрайтов, их вклад не является определяющим.

Выделение ночных событий, определение полярности разрядов, разделение суша/океан.

Условия развития спрайтов в ночное и дневное время существенно различаются вследствие изменения профиля проводимости атмосферы. В дневное время рост проводимости начинается примерно на 20 км ниже, чем в ночное время. Поэтому на первичные данные из системы WWLLN была наложена маска, определяющая наступление ночных условий на высотах инициации спрайтов. Под ночными условиями понимается заход солнца за горизонт на высоте 90 км. Релаксация концентрации электронов, в основном определяющих величину проводимости в области высотного разряда, происходит достаточно быстро. Расчеты, проведенные с использованием аксиально-симметричной плазмохимической модели спрайта [126], показывают, что на высоте 70 км характерное время

релаксации концентрации электронов после спрайта составляет несколько секунд, на высоте 75 км - несколько десятков секунд, а на высоте 80 км - несколько минут. Поэтому после захода солнца за линию горизонта на высоте 90 км и исчезновения основного источника ионизации считаем, что наступают ночные условия в области развития спрайта.

Положительные и отрицательные разряды облако-земля имеют значительные отличия в динамике их развития, что в свою очередь приводит к существенно большей вероятности инициации спрайтов от положительных разрядов. Система грозопеленгации WWLLN не содержит информации о полярности молниевых разрядов, что приводит к необходимости вводить критерий их разделения. Глобальной системы детектирования молний, содержащей информацию о полярности молниевых вспышек облако-земля не существует, но есть достаточно долго действующие региональные системы (NLDN, EUCLID и др.). Доля положительных разрядов относительно всех разрядов облако-земля (R) изменяется от места к месту и зависит от сезона. Для моделирования необходимо выделить некоторое среднее значение R и аппроксимировать его в глобальном масштабе. Данные системы NLDN за 1995-1999 год показывают, что среднее значение R составляет 10% почти над всей территорией США и возрастает до 20% в некоторых частях [127], при этом указывается, что система плохо обрабатывает положительные вспышки с током менее 10 кА, но разряды с малым пиковым током не способны перенести значительных заряд и это ограничение несущественно. Система NLDN с усовершенствованными данными показывают возрастание R до 19% [128]. Система EUCLID охватывает территорию всей Европы с захватом большей части Средиземного, Северного и Балтийского морей [129]. В летние месяцы R колеблется около 10%, плавно возрастая почти до 20% в зимние месяцы. Данные локальной грозопеленгационной системы Spanish Meteorological Agency для Леона за 2000-2010 годы

показывают очень похожие данные для параметра R: летом R=10%, в зимние месяцы до 30+%, при этом количество разрядов в зимние месяцы падает значительно [130].

Получить данные для океанов не представляется возможным, так как необходимо расположить приемники на близком расстоянии. Зона покрытия NLDN захватывает территории США и Канады, практически не захватывая территорию над морями и океанами. В то же время система EUCLID захватывает большие территории над морями и показывает меньший параметр R. Аппроксимируя данные локальных грозопеленгационных систем на глобальный масштаб нужно не переоценить количество положительных вспышек, так как именно они в основном приводят к инициации спрайтов, вследствие особенностей развития разряда и переноса большего заряда. Для исследования примем, что в среднем глобально и по всему году параметр R=10% в базовом сценарии. При реализованном подходе зависимость количества спрайтов от параметра R будет линейная. Дополнительно, отдельно исследована чувствительность модели от сезонного и широтного варьирования параметра R.

Молниевая активность имеет свои особенности при развитии над сушей или океаном. Поэтому при проведении расчетов области суши и океана были выделены, что позволило выявить некоторые сезонные особенности в глобальном распределении спрайтов.

Параметризация величины ИДМ от значения пикового тока для положительных и отрицательных разрядов облако-земля.

Развитие молниевых разрядов каждый раз проходит по-разному, и полностью характеристики разрядов не могут повториться даже в рамках развития одной грозовой ячейки. В нашем распоряжении имеется статистика о пиковом токе молниевых разрядов, зарегистрированных системой WWLLN, которую необходимо преобразовать в

соответствующую статистику для ИДМ в глобальном масштабе. Есть несколько источников данных, на основе которых можно предложить параметризацию этой зависимости, но все источники имеют те или иные недостатки. Наиболее интересные и полные данные содержатся в работе [131], где проанализированы данные системы грозопеленгации NLDN для 13,1 миллиона молний за 3 года работы и построена зависимость среднего ИДМ от пикового тока для положительных и отрицательных разрядов (Рисунок 2.1). Особо ценным свойством этого статистического исследования является то, что система NLDN определяет полярность молний и статистика доступна отдельно для положительных и отрицательных разрядов. В работе для отрицательных разрядов в диапазоне от 10 до 200 кА приводится квадратичная аппроксимация среднего ИДМ от пикового тока, но для нашего исследования ее применение невозможно: начиная с величины пикового тока 310 кА предполагается снижение ИДМ, а при токе 620 кА ИДМ меняет знак. Для отрицательных разрядов предлагается $\langle \text{ИДМ} \rangle = 5\sqrt{I}$ что хорошо соотносится с доступными данными из [131] для токов более 100 кА. Для положительных разрядов статистика сильно искажена: система NLDN фиксирует мощные внутриоблачные разряды и определяет их как положительные с малым ИДМ, при этом разделить их не представляется возможным. В результате, начиная с 150 кА, средний ИДМ резко падает. В работе приводится квадратичная аппроксимация для положительных разрядов, но применить ее не получится по тем же причинам, что и для отрицательных разрядов. Можно предположить, что данные, не учитывающие влияние внутриоблачных разрядов, находятся в интервале 50-150 кА, лежат несколько выше средней кривой, поэтому хорошей параметризацией является $\langle \text{ИДМ} \rangle = 15\sqrt{I}$ для положительных разрядов.

В статье [132] приводится статистика для 209 положительных и 38 отрицательных разрядов, инициировавших спрайт по данным ISUAL

(Рисунок 2.2). Видно, что одному значению тока соответствуют спрайты с разным значением ИДМ. При увеличении пикового значения силы тока в среднем наблюдается рост среднего ИДМ, и зависимость похожа на $\langle \text{ИДМ} \rangle = 35\sqrt{I}$ и $\langle \text{ИДМ} \rangle = 50\sqrt{I}$ для положительных и отрицательных разрядов соответственно. Следует учитывать, что в этих данных учтены только разряды, которые привели к спрайтам, а значительное количество других никак не отражены в этой статистике, особенно это относится к отрицательным разрядам, количество которых существенно больше, чем положительных, а инициация спрайта от них гораздо менее вероятна. Таким образом, кривая отображающая зависимость среднего значения ИДМ нескомпенсированного заряда от силы тока, построенная для обнаруженных спрайтов, не может быть применена для общего массива разрядов. Можно с уверенностью говорить, что распределение значения среднего ИДМ от тока для всех молний должно быть меньше по амплитуде, чем построенное по статье [132], и предполагать что форма зависимости не меняется. В работе [133] приведена статистика для 2126 отрицательных разрядов с силой тока более 80 кА произошедших на площади 100x100 км по данным системы NLDN (Рисунок 2.3). Наглядно видно, что разброс для ИДМ значительный. Например, для пикового тока 100 кА наблюдается разброс ИДМ от 40 до 400 Кл·км, со средним значением около 50 Кл·км. С увеличением пикового тока, разброс уменьшается, но связано это в основном с уменьшением количества данных.

Разброс величины ИДМ от среднего значения необходимо учитывать для корректных расчетов. Введем функцию $f(x)$ - плотность вероятности для распределения ИДМ. По своей физической сути эта плотность вероятности должна быть определена для положительных x , где под переменной x будем подразумевать модуль ИДМ молниевых разрядов, нормированный на среднее значение. В статье [131] приводятся

распределения для отрицательных разрядов в диапазоне -20:-30 кА, -90:-110 кА, -200:-300 кА, а для положительных разрядов в диапазоне 45:55 кА, 90:110 кА, 200:300 кА (Рисунок 2.4). Данные функции удовлетворительно аппроксимируются для диапазонов 90:110 кА, -90:-110 кА и -200:-300 кА:

$$f(x) = 4x \cdot \exp(-2x) \quad x = \frac{\text{ИДМ}}{\langle \text{ИДМ} \rangle} \quad 2.2$$

Распределения для малых токов не учтены, так как токи слишком малы для инициации спрайтов, а данные для диапазона 200:300 кА сильно искажены внутриоблачными разрядами. Исходные распределения из [131] нормированы на среднее значение ИДМ для каждого из диапазонов токов, а получившаяся кривая нормирована по амплитуде так, чтобы площадь под графиком была единичной. Таким образом, получившиеся зависимости на (Рисунок 2.5) можно интерпретировать как плотности вероятности. При наличии полного набора данных о параметрах молний, зарегистрированных системой NLDN, можно провести более тщательную аппроксимацию, с выделением разных плотностей вероятности для разных диапазонов токов. Но доступа к этим данным нет, и все 3 кривые удовлетворительно описываются предложенным распределением для $f(x)$.

Определение вероятности инициации спрайта.

Инициация спрайтов носит спорадический характер, детальная и исчерпывающая теория инициации спрайтов пока не создана. Наличие мощной вспышки облако-земля, переносящей значительный заряд и создающей большой ИДМ нескомпенсированного заряда, является необходимым, но вовсе не достаточным условием инициации спрайта. Еще больше различий вносит полярность молниевых разрядов в тропосфере: для положительных молниевых разрядов пороговое значение ИДМ оказывается значительно меньше, чем для отрицательных, что объясняет редкость спрайтов от отрицательных разрядов [134]. В работе [135] проведены численные расчеты, показывающие, что минимальное значение

для инициации спрайта для положительного разряда составляет 200 Кл·км, для отрицательного спрайта 320 Кл·км. В то же время отмечается, что наличие неоднородностей в мезосфере может привести к инициации спрайтов при меньших значениях ИДМ: например зафиксирован спрайт от молниевой вспышки с ИДМ около 120 Кл·км [136]. Результаты натурных измерений позволили выяснить зависимость вероятности инициации спрайта от величины импульсного дипольного момента [137]. Величина ИДМ в 500 Кл·км и выше практически гарантированно приводит к развитию ночного спрайта для положительного разряда.

Опираясь на эти данные, для моделирования вероятности инициации спрайта от разрядов с разной полярностью, взята зависимость:

$$p = (1 + \exp(-\frac{ИДМ - a}{b}))^{-1} \quad 2.3$$

Кривая для положительных разрядов является основной, так как доступно больше данных, а для отрицательных спрайтов получена сдвигом на 200 Кл·км в сторону увеличения ИДМ (см. Рисунок 2.6). Параметризация вероятности инициации спрайта для положительных (сплошная линия) и отрицательных разрядов (пунктирная линия). Базовые параметризации (толстые линии) соответствуют параметрам $a = 400 \text{ Кл}\cdot\text{км}$ для положительных разрядов, $a = 600 \text{ Кл}\cdot\text{км}$ для отрицательных разрядов, $b = 40 \text{ Кл}\cdot\text{км}$ для обеих полярностей. Далее будет проведен анализ чувствительности данной параметризации к изменению параметров относительно базовой параметризации.

2.2 Результаты моделирования глобального распределения спрайтов

В качестве исходных данных для расчетов по предложенной параметризации взята статистика молниевых разрядов, собранная глобальной системой регистрации молний WWLLN за 2016 год. Система WWLLN регистрирует около 300 вспышек разной мощности в минуту, и только малая их часть может инициировать высотные разряды в мезосфере. Для отсека слишком слабых молниевых разрядов введем ограничение снизу в 15 кА. На Рисунок 2.7 показаны гистограммы распределения пиковых токов за год для разрядов, произошедших над сушей и океаном. Слева общее количество разрядов, справа после применения фильтра для ночных условий.

В среднем в месяц системой WWLLN фиксируется порядка $8 \cdot 10^6$ мощных молниевых вспышек облако-земля, за год в наши расчеты отобраны $9,6 \cdot 10^7$ разрядов. Естественно, не все разряды приводят к развитию спрайтов, так как необходимо выполнение дополнительных условий. Распределение токов молниевых разрядов по значению тока над сушей имеет пик на 26 кА, а над океаном - на 28 кА в среднем за год (см. Рисунок 2.8). При максимальных токах менее 54 кА количество разрядов над сушей больше, чем над океаном примерно на 10% и наоборот. Общее количество разрядов над сушей $4,75 \cdot 10^7$, а над океаном $4,84 \cdot 10^7$. В то же время, следует учесть, что подавляющее большинство разрядов происходит в диапазоне широт от -45° до $+45^\circ$, а соотношение площади суши и океана для указанной области составляет 26:74. Рассчитанное из этих соображений отношение частоты молний на единицу площади суши и океана составляет примерно 3:1. Исходя из общего вида распределения токов и принимая во внимание, что при малых токах вероятность инициации спрайта не высока, можно сделать вывод, что спрайтов над океанами должно быть несколько больше, чем над сушей, но плотность их

распределения в 3 раза меньше, чем над сушей. На приведенном графике приведено распределение тока до 300 кА. В среднем по году система WWLLN зарегистрировала разряды и с токами более 300 кА; они малочисленны (около 1 % от всех разрядов), а потому не приведены на графике, но учтены при составлении статистики. Такие высокие величины пиковых токов вызывают некоторые опасения по поводу корректности восстановления токов из сигналов, полученных от магнитных датчиков, и корректности применяемого в системе WWLLN алгоритма для экстремально мощных разрядов, но, как будет показано далее, они не вносят значительного вклада в статистику спрайтов.

Детальное рассмотрение глобального распределения максимальных пиковых токов мощных вспышек для каждого из месяцев 2016 года приводит к выводу, что распределение в конкретном месяце может существенно отличаться от среднегодового распределения (см. Рисунок 2.9). С января по апрель количество разрядов над океаном мало и в эти месяцы преобладают разряды над сушей, с мая по декабрь ситуация обратная. Такое распределение может быть особенностью конкретного 2016 года или повторяться ежегодно, выяснение этого требует дополнительных исследований. Минимальное и максимальное количество разрядов наблюдается в феврале и в мае: $5,8 \cdot 10^6$ и $9,16 \cdot 10^6$ соответственно. В августе, сентябре и октябре наблюдается около $9 \cdot 10^6$, что лишь немного меньше чем в мае. Среднемесячное количество разрядов за 2016 год составляет $8 \cdot 10^6$ событий. Для каждого месяца было проведено дополнительное разбиение количества разрядов в зависимости от тока: 15-100 кА, 100-200 кА, 200-300 кА, 300+ кА. Для малых токов 15-100 кА количество разрядов над океаном больше чем над сушей с сентября по декабрь, примерно одинаково в июне и августе, в остальные месяцы меньше чем над сушей. Разряды, попадающие в эту группу самые распространенные: их доля за год составляет 86%, но для инициации спрайтов они недостаточно интенсивны и вероятность инициации высотных разрядов от них не велика. Для токов 100-200 кА количество

разрядов над сушей превышает количество разрядов над океаном только в январе и феврале, в марте почти сравнивается и с апреля по декабрь становится меньше в 1,5-2 раза. Этот диапазон токов очень важен для инициации спрайтов, так как с одной стороны это уже достаточно мощные разряды, а с другой стороны этих разрядов много: в среднем за год их примерно 11%. В диапазонах более 200 кА весь год проявляется превалирование разрядов над океаном. Если в феврале превышение не очень большое, то в другие месяцы отношение количества разрядов в этом диапазоне 2-3 раза.

К полученным из WWLLN распределениям пиковых токов применим алгоритм, подробно описанный выше. В результате получена гистограмма распределения количества молниевых вспышек в зависимости от ИДМ для суши и океана для положительных и отрицательных разрядов (Рисунок 2.10). Здесь и далее в этом разделе гистограммы построены по принципу добавления столбиков, то есть, например, для положительных разрядов максимум соответствует примерно $3 \cdot 10^5$ над сушей и океаном. Максимум распределения приходится на 50 Кл·км для положительных разрядов и менее 20 Кл·км для отрицательных. Для малых значений ИДМ количество отрицательных разрядов в распределении превышает количество положительных на порядок и более, но начиная с 180 Кл·км количество положительных разрядов начинает превышать количество отрицательных. С увеличением ИДМ выше 180 Кл·км относительное количество отрицательных разрядов все время уменьшается. Полученное в результате моделирования распределение положительных и отрицательных молниевых разрядов хорошо соотносится с данными натурных измерений: отношение количества отрицательных и положительных разрядов, создающих ИДМ более 600 Кл·км составляет 1/30 [138]. В расчетах среднее отношение за год составляет 1/28,6. Сильно выделяются сентябрь (1/94,2), январь (1/16,6) и февраль (1/16,1). В работе [131] указывается, что для разрядов с ИДМ от 500 до 1000 Кл·км соотношение количества отрицательных и положительных разрядов должно быть не менее 1 к 10. В расчетах в

среднем по году это соотношение составляет почти $1/25,5$ и только в январе достигает $1/10,1$, что косвенно подтверждает адекватность выбранного значения для параметра $R=10\%$.

К полученным распределениям количества разрядов от дипольного момента применим вероятность инициации спрайта (Рисунок 2.6). Так как в природе не были зарегистрированы спрайты от положительных разрядов с ИДМ менее $100 \text{ Кл}\cdot\text{км}$, то обрежем предложенную функцию на этом уровне, с соответствующим обрезанием функции для отрицательных разрядов. Так как разряды с большим ИДМ имеют более высокую вероятность инициировать спрайты, то получается ожидаемый результат: количество спрайтов от положительных разрядов существенно больше, чем от отрицательных (Рисунок 2.11). За исключением малых ИДМ, как для положительных, так и для отрицательных разрядов, наблюдается превалирование количества спрайтов над океаном в среднем по году. Это вызвано тем, что в среднем над океанами реализуются молнии с большими токами. На Рисунок 2.11 показаны спрайты только до $1000 \text{ Кл}\cdot\text{км}$, но в статистике они учтены. Этот диапазон ИДМ характеризуется высокой вариабельностью внутри года. Относительно малое количество разрядов с большими токами для августа-октября, приводит к наличию лишь 2 событий с дипольным моментом более $1000 \text{ Кл}\cdot\text{км}$ для отрицательных разрядов, и 170-190 событий для положительных разрядов. Для сравнения, в январе таких положительных событий 678, а отрицательных 36.

Распределение по разным месяцам по форме и положению максимума отличаются незначительно, но амплитуда величин может отличаться в несколько раз для положительных спрайтов и почти на порядок для отрицательных. Данный эффект продемонстрирован на Рисунок 2.12 в январе и сентябре для отрицательных спрайтов, в мае и октябре для положительных спрайтов.

Распределение спрайтов, инициированных отрицательными разрядами, имеет максимум в интервале $620\text{-}640 \text{ Кл}\cdot\text{км}$ для всех месяцев. Минимальное количество отрицательных спрайтов наблюдается в августе-октябре ($63,55,66$), максимальное в январе-марте ($509, 383, 408$), а в

среднем по году 242 события. Средний ИДМ варьируется от 630 до 700 Кл·км: среднее значение 669 Кл·км, минимальное в начале осени 630 Кл·км, максимальное 698 Кл·км в январе. Полученные результаты хорошо согласуются с данными натурных измерений [132], где для 69 зафиксированных отрицательных спрайтов средний ИДМ составляет 709 Кл·км.

Для положительных разрядов максимумы распределения существенно ниже и находятся в диапазоне 420-450 Кл·км с сезонной зависимостью, отличающейся от зависимости для отрицательных спрайтов. Максимальное количество спрайтов в марте, мае, июне ($32,5 \cdot 10^3$, $38,9 \cdot 10^3$, $35,5 \cdot 10^3$), минимальное количество в августе-октябре ($19,6 \cdot 10^3$, $19,8 \cdot 10^3$, $19,3 \cdot 10^3$). Высокое количество спрайтов в мае коррелирует с максимальным по году количеством молниевых разрядов в этом месяце. Более удивительны месяцы с низким количеством положительных спрайтов. С августа по октябрь в среднем зарегистрировано $8,9 \cdot 10^6$ молниевых разрядов, что лишь на 5% меньше среднего значения по году и на 14% меньше максимума в мае. Этот эффект вызван уменьшением среднего значения тока в эти месяцы и соответственным уменьшением среднего ИДМ. Средний дипольный для положительных спрайтов лежит в диапазоне 465-505 Кл·км со средним значением 489 Кл·км. Так же как и для отрицательных спрайтов для положительных минимум наблюдается в августе-октябре. Данные натурных наблюдений [132] показывают, что для 326 положительных спрайтов средний ИДМ составляет 346 Кл·км. Частично такое значительное различие для среднего дипольного момента можно объяснить тем, что все спрайты были зарегистрированы над сушей, где средний ИДМ примерно на 10% ниже, чем для океанов. Так же, возможно, имеют место некоторые локальные особенности, которые нужно проанализировать отдельно.

Относительное распределение спрайтов суша/океан значительно изменяется в течение года как для положительных, так и для отрицательных разрядов. Спрайтовая активность над океаном выше в течение всего года для отрицательных разрядов (Рисунок 2.13).

Максимальная разница 189 отрицательных спрайтов наблюдается в июне, как в абсолютном, так и в относительном выражении. Общее количество молниевых разрядов в июне $7,88 \cdot 10^6$, что примерно соответствует среднему количеству разрядов по году. По сравнению с маем, когда наблюдается максимальное по году количество разрядов, в июне происходит резкое падение количества разрядов над сушей и умеренное падение над океаном. Другой пик в процентном соотношении наблюдается в ноябре, при условии падения общего количества отрицательных спрайтов на 40% по сравнению с июнем, и в абсолютном выражении разница океан/суша составляет 109 спрайтов. В феврале наблюдается минимум относительного преобладания спрайтов над океаном, что совпадает со статистикой для положительных спрайтов.

В сезонном распределении суша/океан для положительных спрайтов можно четко выделить 2 периода: с января по апрель, когда примерно равное количество спрайтов или даже спрайтов над сушей больше (январь и февраль), и с мая по декабрь, когда количество спрайтов над океаном больше на 20% и более. Начиная с июля и до конца года относительное превышение количества спрайтов над океаном уменьшается, исключая лишь сентябрь.

Общее количество отрицательных спрайтов за год составляет 2906 событий, положительных спрайтов 311 007 событий. То есть относительное количество отрицательных спрайтов около 0,93%, что хорошо соотносится с известным фактом об их редкости [52]. В статье [72] обсуждается вопрос о возможности развития стримеров в области спрайта в зависимости от параметров родительской молниевой вспышки, в первую очередь полярности молнии, и делается вывод о 5% теоретическом пределе для отрицательных спрайтов. В статье [135] продолжено моделирование и утверждается, что развитие стримеров при отрицательном спрайте не дает полной уверенности в возможности его детектирования, вследствие низкой светимости, поэтому количество отрицательных спрайтов должно быть существенно ниже теоретического предела.

В статье [139] показано, что нижняя теоретическая граница для отрицательных спрайтов 450 Кл·км и их доля не должна превышать 0,5% от общего количества спрайтов. В статье [131] сделан вывод о нижней границе для положительных спрайтов 300 Кл·км а для отрицательных 500 Кл·км, а доля отрицательных спрайтов не превышает 1%. Феномен значительного превосходства количества положительных спрайтов над отрицательными был назван «Парадокс спрайтовой полярности» [52], и в качестве разрешения вопроса предлагается теория о том, что мощные отрицательные молнии приводят к формированию гало с коротким временем свечения, которые обычно не детектируются.

Глобальное распределение плотности спрайтов за весь 2016 год показано на Рисунок 2.14, более подробное распределение приведено для января-июня на Рисунок 2.15 и для июля-декабря на Рисунок 2.16. Общее количество спрайтов как положительных, так и отрицательных, составляет 313 913, из них 183 884 над океаном и 130 089 над сушей, что составляет 58,6% и 41,4% соответственно. Среднее значение количества спрайтов в день около 870 или 0,6 спрайта в минуту. Главные зоны с высокой спрайтовой активностью наблюдаются в Карибском бассейне, Юго-Восточной Азии и над Африкой. Спрайты очень редко встречаются в Северной Африке, Южной Атлантике и южной части Тихого океана вблизи Южной Америки. В южном полушарии заметное количество спрайтов наблюдается южнее 50° южной широты, а в Северном полушарии – севернее 60° северной широты, то есть наблюдается некоторая неравносность распределения по полушариям. В течение почти всего года основные очаги грозовой активности и инициации спрайтов расположены над Южной Америкой, югом Африки и Австралией. В среднем наблюдается самая высокая частота появления спрайтов в южноамериканском регионе, хотя с января по март частота инициации спрайтов распределяется более равномерно по трем регионам. Самый

высокий показатель спрайтовой активности (более 10^{-2} спрайтов в месяц в км^2) имеет место в Южноамериканском регионе с мая по июль.

Зимой в северном полушарии в центральной части Индийского океана появляются спрайты, но их интенсивность меньше, чем над сушей. Грозовая активность практически не наблюдается над территорией Северной Америки и Евразии из-за низких температур. В Северном полушарии можно выделить Карибский бассейн и область Гольфстрима. В Средиземном море создаются благоприятные условия для инициации спрайтов, которые согласуется с данными наблюдений [69]. Над территорией Японии наблюдаются зимние грозы, приводящие к развитию высотных разрядов [38, 140]. В Тихом океане формируются два не связанных между собой кластера, асимметричные относительно экватора, при этом непосредственно над экватором спрайтовая активность существенно меньше.

Рассмотрим отдельно особенности спрайтовой активности помесячно.

Январь. Основные очаги молниевой активности и инициации спрайтов находятся над Южной Америкой, южной части Африки и Австралией. В центральной части Индийского океана спрайты есть, но интенсивность меньше чем над сушей. Над территорией Северной Америки и Евразии молниевой активности практически не наблюдается вследствие низких температур. В Северном полушарии можно выделить Карибское море и Гольфстрим. В бассейне Средиземного моря создаются благоприятные условия для инициации спрайтов, что согласуется с данными наблюдений [69]. Над территорией Японии наблюдаются зимние грозы, приводящие к инициации высотных разрядов. В Тихом океане образуются 2 не связанных кластера, симметричных относительно экватора, причем на самом экваторе спрайтов практически нет.

Февраль. В феврале общее количество спрайтов снижается по сравнению с январем и достигаются минимальные значения в году. Особенно заметно падение в Тихом океане, над Гольфстримом и в Средиземном море. Это приводит к тому, что в феврале количество спрайтов над сушей на 40% больше чем над океаном. В Тихом океане дополнительно происходит перераспределение активности с образованием у берегов Америки около экватора нового кластера. Из Южной Америки к центральной части Африки начинает формироваться коридор в экваториальной части Атлантического океана.

Март. В марте общая молниевая активность возрастает в Южной Америке и Юго-Восточной Азии. Сформированный в феврале коридор от Южной Америки до Африки принимает ярко выраженные очертания. В Тихом океане инициация спрайтов концентрируется в приэкваториальной области. В Карибском море интенсивность спрайтов увеличивается. Над территориями Северной Америки и Большой части Евразии спрайтов практически нет.

Апрель. В апреле общее количество спрайтов падает по сравнению с мартом. В северной части Тихого океана спрайтов практически нет; формируется интенсивный кластер приэкваториальной области у берегов Америки и некоторая интенсификация активности в южной части. Количество спрайтов над Африкой уменьшается, концентрируясь над экваториальной частью. Количество спрайтов над Австралией резко снижается.

Май. В мае происходит максимальное количество спрайтов за весь год. Формируется единый молниевый кластер занимающий всю территорию США, Карибское море, приэкваториальную часть Тихого океана и северную часть Южной Америки. Большой интенсивный кластер сформирован в Юго-Восточной Азии. В Африке спрайтовая активность

активизируется в приэкваториальной части. Увеличивается количество спрайтов в Европе

Июнь. Общее распределение спрайтов практически не меняется по сравнению с маем. Несколько увеличивается количество спрайтов на перешейке между Американскими континентами. Наблюдается тенденция к смещению активности на север в более высокие широты в Северной Америке (появляются спрайты над Канадой), Европе и Азии .

Июль. Продолжаются процессы начатые в июне, но общее количество спрайтов несколько снижается. В северном полушарии наступают самые теплые месяцы и спрайты сдвигаются еще дальше на Север, а в Южном полушарии количество спрайтов резко снижается.

Август. Интенсивность молниевой активности снижается везде по сравнению с июлем, но общее распределение почти не меняется. Начинается смещение спрайтов на юг и наблюдается некоторая интенсификация молниевой активности в Южной Америке.

Сентябрь. Наблюдается уменьшение молниевой активности над Северной Америкой с одновременным увеличением количества спрайтов в Южной Америке. В центральной части Атлантического океана образуется коридор, по видимому связанный с сезоном ураганов. Можно сказать что на сентябрь происходит объединение американского и африканского кластеров. В целом количество спрайтов в осенние месяцы выходит на квазипостоянное значение.

Октябрь. В октябре продолжается сдвиг на юг спрайтовой активности и, например, над территорией Евразии выше 30 градусов северной широты спрайты практически исчезают. Кластеры в Америке и Африке все еще соединены. Начинается летний сезон в Южном полушарии и почти на всей территории Южной Америке наблюдаются спрайты, в отличии от Австралии, где их все еще почти не наблюдается.

Ноябрь. Молниевая активность в Северной Америке почти полностью затихает, и происходит смещение в Южную Америку и в бассейн Карибского моря. В Северном полушарии можно отметить бассейн Средиземного моря - спрайтов достаточно много, в то время как в северной части Африки и Евразии спрайты практически отсутствуют. Появляются спрайты над территорией Австралии.

Декабрь. Количество спрайтов в северном полушарии и по году достигает минимальных значений. Основная спрайтовая активность наблюдается в Южной Америке, южной части Африке, Юго-Восточной Азии и Австралии. Над Атлантикой достаточно много спрайтов над Гольфстримом и над коридором из Африки к Южной Америке.

Полученное глобальное распределение в целом качественно соответствует результатам трехлетних спутниковых наблюдений, проанализированных в [9]. Смоделированное глобальное распределение находится в количественном согласии с результатами наблюдений в некоторых областях, например, в районе Панамы и Индонезии 10^{-2} спрайтов/год/км². В то же время для Центральной Африки моделирование дает плотность инициации спрайтов на порядок меньше, чем спутниковые наблюдения, что может быть связано с особенностями размещения приемных пунктов системы WWLLN в этом регионе.

В статье [9] предоставлены статистические данные о географическом распределении спрайтов: 49% для суши, 23% для побережья и 28% для океана. Прямое сравнение с этими данными затруднено в первую очередь из-за географической неоднородности, связанной с самой природой спутниковых данных и разных подходов к обработке данных. Например, под прибрежным районом понимаются участки площадью $2,5^0 \times 2,5^0$, содержащие сушу и океан. В результате этого разделения получается 61 % океана, 23 % суши и 16% побережья по площади, захваченной для спутникового наблюдения. В нашей модели

суша/океан разделены на сетке $1^0 \times 1^0$, что дает более точное разделение. Следует также отметить, что районы с высокой частотой инициации спрайтов в Юго-Восточной Азии и Карибском бассейне в основном классифицируются как побережье, а в проведенном моделировании рассматриваются преимущественно как океан. Судя по всему, Центральная Африка вносит большой вклад в количество спрайтов по спутниковым данным, тогда как в модельных расчетах интенсивность спрайтов там намного меньше. Есть два возможных пути разрешения наблюдаемого несоответствия: применение различных параметризаций при обработке данных для земли/океана и анализ результатов моделирования за другие годы.

2.3 Исследование чувствительности предложенной параметризации спрайтов

Одним из важных шагов при развитии параметризаций является исследование чувствительности предложенной модели к изменению, как начальных данных, так и внутренних параметров системы. Результаты, представленные ранее в данной главе, будем считать базовыми, и изменения будем считать относительно них.

В первую очередь необходимо разобраться с исходными данными глобальной системы грозопеленгации WWLLN. Датчики системы регистрируют значение энергии излучения, приходящей от молниевых разрядов, так называемую RMS_Energy. Эта величина, по данным организаторов системы WWLLN имеет погрешность определения в 25% [125]. Расчеты проведенные с добавлением/вычитанием погрешности приводят к увеличению количества спрайтов на 31% и уменьшению на 37% соответственно.

Как и любая система по глобальному наблюдению молниевой активности, система WWLLN не может зарегистрировать все происходящие на Земле молниевые разряды по тем или иным причинам. В некоторых случаях затухание электромагнитного импульса при распространении в атмосфере может привести к фиксации разряда на недостаточном количестве приемных пунктов и принятием решения об отсутствии разряда. Очевидно, что данный эффект проявляется тем чаще, чем меньше исходная энергия молниевых разрядов. По данным [125] система WWLLN фиксирует лишь 11% от всех разрядов облако-земля, а для разрядов с пиковым током 30 кА и более детектируется 30%. Необходимо помнить, что для инициации спрайтов особенно важны разряды с высокими токами. Проведенный выше анализ показывает, что 86% от всех участвующих в рассмотрении разрядов лежат в диапазоне токов 15-100 кА, но влияние на общее количество спрайтов невысоко.

Скорее всего влияние этого фактора на общее количество спрайтов не должно быть выше 20-30%, особенно если принять во внимание, что оценки эффективности детектирования были произведены для системы WWLLN, работавшей в 2010 году. С тех пор система WWLLN на несколько десятков увеличила количество приемных пунктов, что несомненно привело к увеличению эффективности детектирования молний.

Разработчики системы WWLLN провели анализ спектрального состава принимаемого магнитного поля и в предположении того, что спектр должен быть одинаковым на различных приемных пунктах, предложили параметр, характеризующий относительную эффективность детектирования внутри самой системы. С увеличением количества станций данный параметр значительно улучшается, что наглядно видно, если сравнить ранние данные и данные за 2016. Данные для каждого дня доступны на сайте системы WWLLN. На Рисунок 2.17 приведено распределение относительной эффективности детектирования за 01.01.2016. Даже визуально видно, что в основных зонах, характеризующихся высокой спрайтовой активностью параметр относительной эффективности близок к 100%. Для каждого дня 2016 года был взят средний параметр для ячейки $1^0 \times 1^0$ и количество спрайтов было поделено на него. В итоге общее количество спрайтов за год увеличилось на 1,3% по сравнению с базовым сценарием.

К большому сожалению, как это обсуждалось ранее, система глобальной пеленгации WWLLN не дает информации о полярности молниевых разряда и для базового сценария был выбран параметр $R=10\%$, то есть каждая молния расценивается как 0,1 положительного разряда и 0,9 отрицательного. В предложенной модели количество спрайтов линейно зависит от параметра R , то есть изменение параметра до $R=12\%$, приведет к увеличению количества спрайтов на 20%. Данные различных

исследований [127, 129] показывают, что локальным летом количество положительных разрядов находится в диапазоне 5-10%, а в зимние месяцы увеличивается до 20+%. С увеличением широты сезонная вариабельность параметра R проявляется все более четко и почти не проявляется на экваторе. Принимая во внимание эти факты и дополнительно учитывая что основная спрайтовая активность сосредоточена до 60⁰ по широте, рассмотрим зависимость для R вида:

$$\begin{cases} R(\%) = 10\% + 5\% \cdot (\cos(\frac{2\pi \cdot n}{366}) + 1) \cdot (\frac{L}{60})^2, & \text{для северного полушария} \\ R(\%) = 10\% + 5\% \cdot (\cos(\frac{2\pi \cdot n}{366} + \frac{\pi}{2}) + 1) \cdot (\frac{L}{60})^2, & \text{для южного полушария} \end{cases}$$

В данной параметризации n – это номер дня, L – это широта, 366 – количество дней в 2016 году. Данное распределение позволяет отобразить тот факт, что в зимние месяцы (локальные) количество положительных разрядов достигает 20%., а минимальное количество составляет 10%. То есть данная параметризация для параметра R явно выше, чем предложенная параметризация в базовом сценарии. Тем не менее, применение данной параметризации дает увеличение общего количества спрайтов только на 4,7%.

Чувствительность предложенной параметризации для спрайтов от предложенной зависимости для среднего ИДМ от пикового тока достаточно высокая, особенно для положительных разрядов. В базовом сценарии $\langle ИДМ \rangle = 15\sqrt{I}$ и форма зависимости остается постоянной. Проанализируем изменение количества спрайтов при изменении коэффициента 15 на 13, 14, 16, 17. В результате количество спрайтов изменится на -37%, -20%, +21%, +44%, то есть изменение в сторону увеличения приводит к более значительному изменению.

Форма зависимости вероятности инициации спрайта в зависимости от ИДМ скорее всего не может быть установлена точно, поэтому важно проанализировать влияние изменения формы и положения кривой, приведенной на Рисунок 2.6. В предложенной параметризации для базового сценария наклон кривых зависит от параметра b, который в

базовом сценарии равен 40. Для исследования зависимости от параметра b зададим 20,60,80 для положительных и отрицательных разрядов, что и показано на Рисунок 2.6. Увеличение параметра b приводит к более пологому росту вероятности инициации спрайта: с одной стороны увеличивает вероятность для малых ИДМ, с другой стороны уменьшает вероятность для больших ИДМ. Уменьшение параметра b с 40 Кл·км до 20 Кл·км приводит к уменьшению количества спрайтов на 16%, а увеличение до 80 Кл·км увеличивает количество спрайтов на 71,5%. То есть зависимость от параметра существенно более чувствительна к увеличению вероятности инициации спрайтов при малых ИДМ, что не особо удивительно, так как максимум распределения по ИДМ приходится на 50 Кл·км. Подобные изменения параметра b для отрицательных разрядов приводят к уменьшению на 21% и увеличению на 129% соответственно относительно базового сценария.

Параметр a определяет положение точки с вероятностью инициации спрайта в 50%. Варьирования параметра a проводилось на ± 100 Кл·км как для положительных, так и для отрицательных разрядов. Уменьшение параметра a на 100 Кл·км приводит к увеличению количества положительных спрайтов на 145%, отрицательных спрайтов на 190%. Увеличение параметра a на 100 Кл·км приводит к уменьшению количества положительных спрайтов на 56%, и отрицательных на 60%. Наглядно общее влияние изменения параметров a и b представлено на Рисунок 2.18 для положительных и отрицательных разрядов.

Выводы к Главе 2

Предложена параметризация для описания инициации ночных спрайтов по данным системы глобальной гронопеленгации WWLLN. Учен вероятностный характер инициирования спрайтов в зависимости от величины импульсного дипольного момента, а также отдельно рассмотрены разные полярности разряда. Проанализировано глобальное распределение спрайтов, а также их распределение суша/океан с учетом полярности родительских вспышек. Анализ показывает, что области с высокой активностью спрайтов, предсказанные предложенной параметризацией, совпадают с таковыми по результатам натурных наблюдений в определенные сезоны (например, наблюдения в осенне-зимний период над Средиземным морем, зимними грозами в Японии). Моделирование показывает, что в среднем происходит 870 спрайтов в день, или 0,6 спрайтов в минуту, что согласуется с оценками количества спрайтов полученными другими методами. Данная величина существенно изменяется в течение года. Максимальное количество спрайтов в марте, мае, июне ($32,5 \cdot 10^3$, $38,9 \cdot 10^3$, $35,5 \cdot 10^3$), минимальное количество в августе-октябре ($19,6 \cdot 10^3$, $19,8 \cdot 10^3$, $19,3 \cdot 10^3$). Общее количество спрайтов как положительных, так и отрицательных, составляет 313 913, из них 183 884 над океаном и 130 089 над сушей, что составляет 58,6% и 41,4% соответственно. Можно выделить 2 периода: с января по апрель количество спрайтов над сушей и океаном примерно одинаковое, а с мая по декабрь разница количества спрайтов над океаном и сушей стабильно выше 20%. Приведенные статистические особенности для распределения спрайтов могут определяться как выбранным 2016 годом, когда в начале года наблюдалось супер Эль-Ниньо, так и повторяться ежегодно. Есть основания предполагать, что количество и распределение спрайтов меняется год к году, но для точного ответа требуется продолжение исследований.

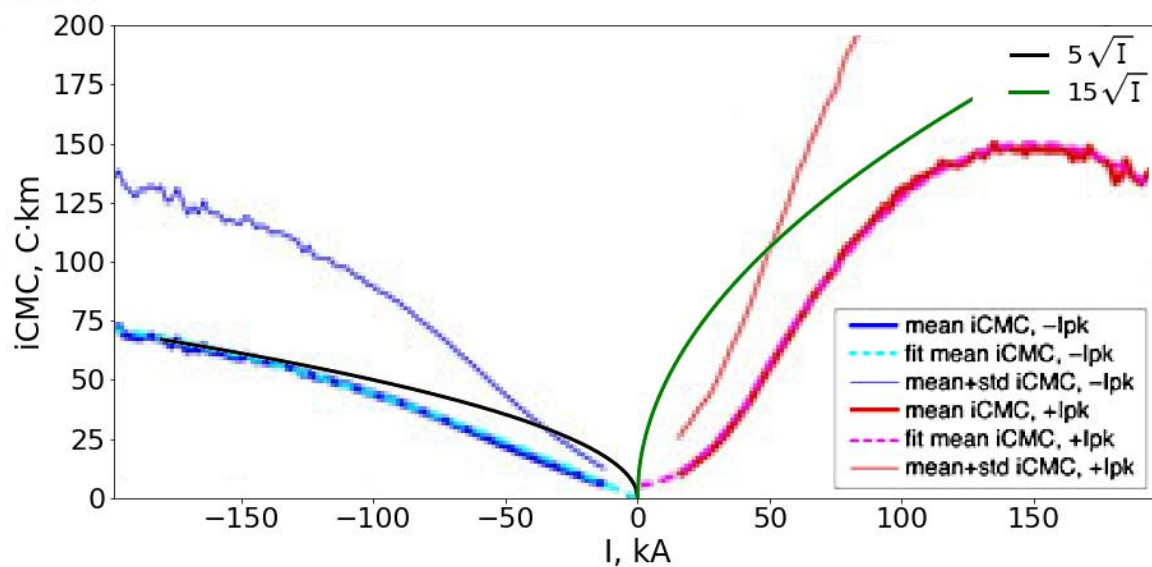


Рисунок 2.1 Зависимость ИДМ от пикового тока для положительных и отрицательных разрядов по данным NLDN [131]. Дополнительно наложена предложенная параметризация (черная и зеленая линии)

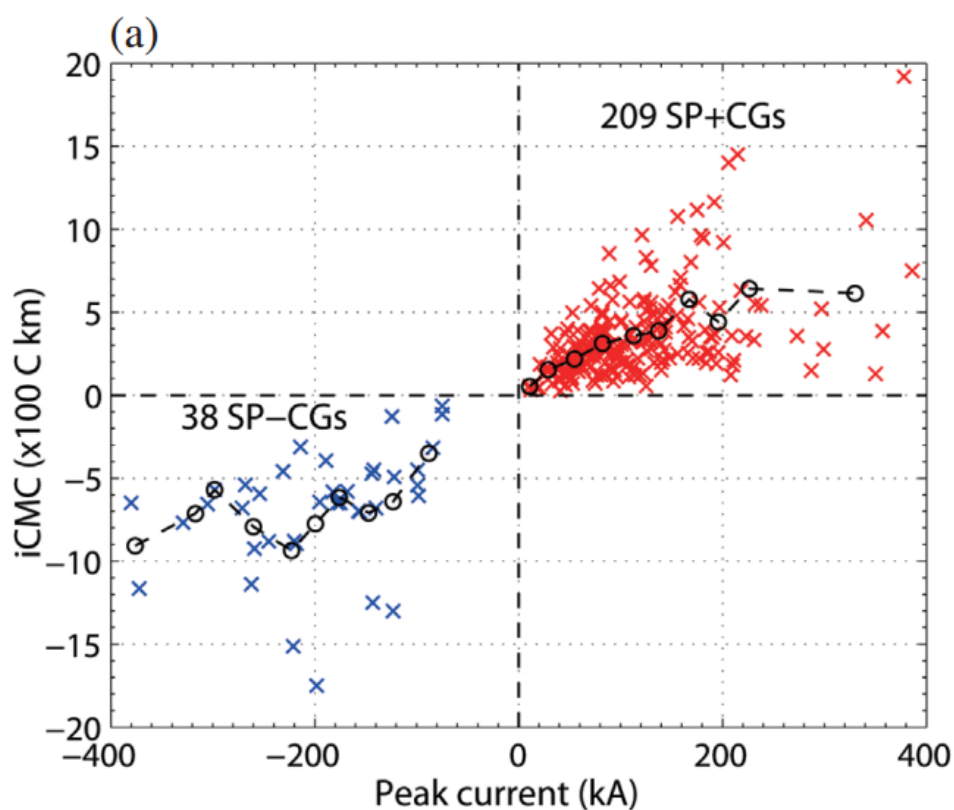


Рисунок 2.2 Распределение 209 положительных и 38 отрицательных спрайтов в зависимости от пикового тока и ИДМ по данным ISUAL [132]

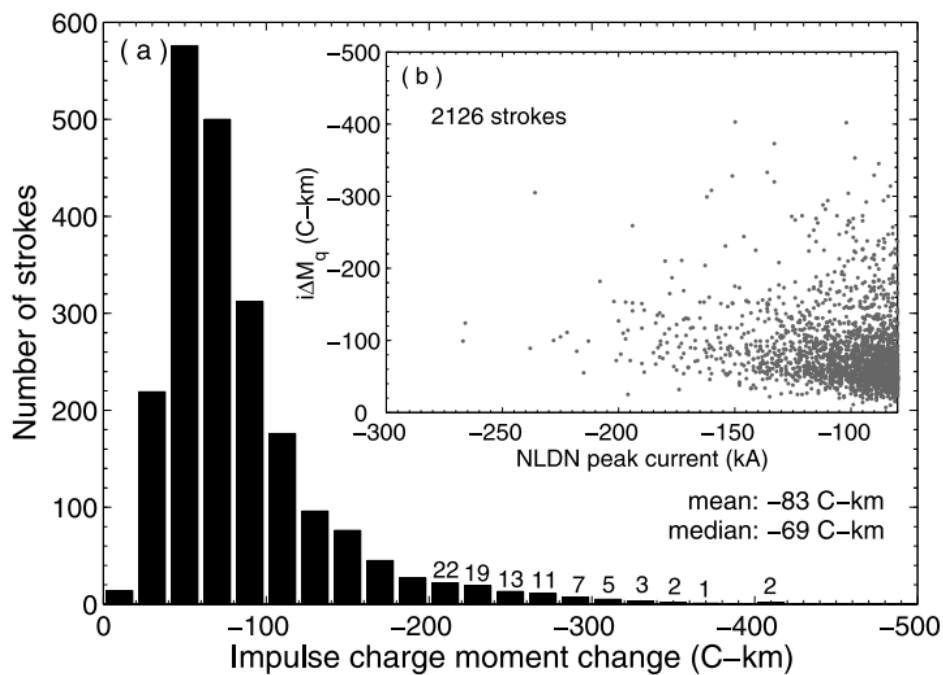


Рисунок 2.3 Распределение токов и ИДМ для отрицательных разрядов по данным сети NLDN [133]

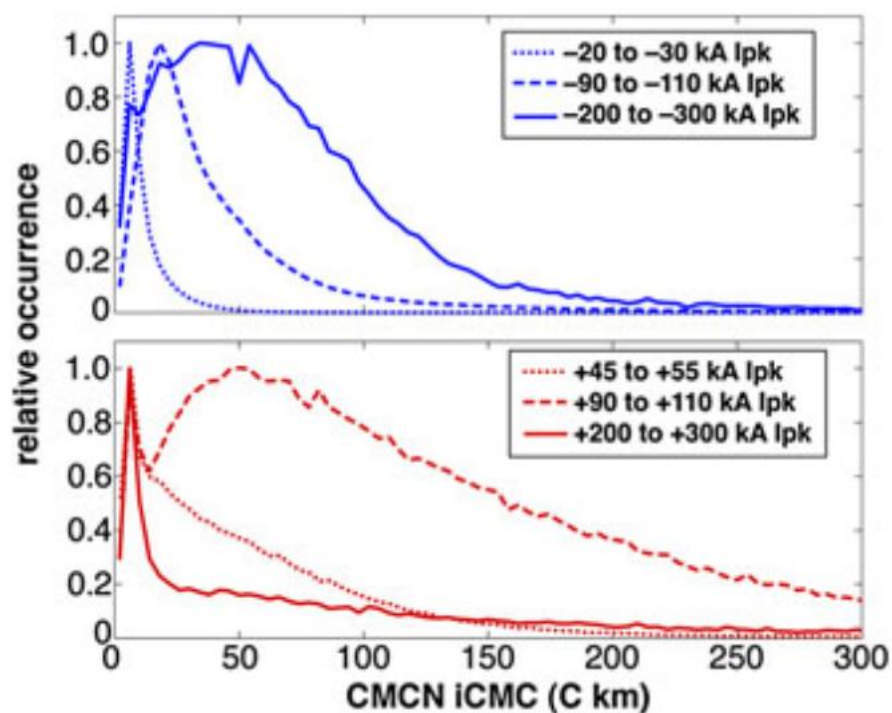


Рисунок 2.4 Нормированное распределение ИДМ для трех диапазонов пиковых токов для отрицательных (сверху) и положительных (снизу) молниевых разрядов [131]

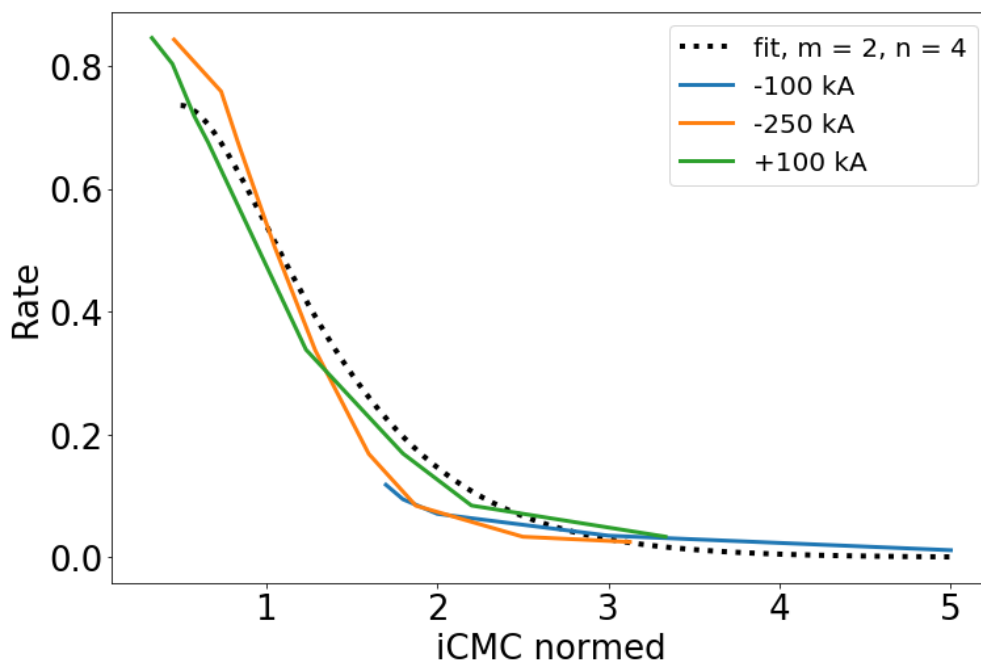


Рисунок 2.5 Предложенная аппроксимация для распределения ИДМ по сравнению с данными NLDN [131]

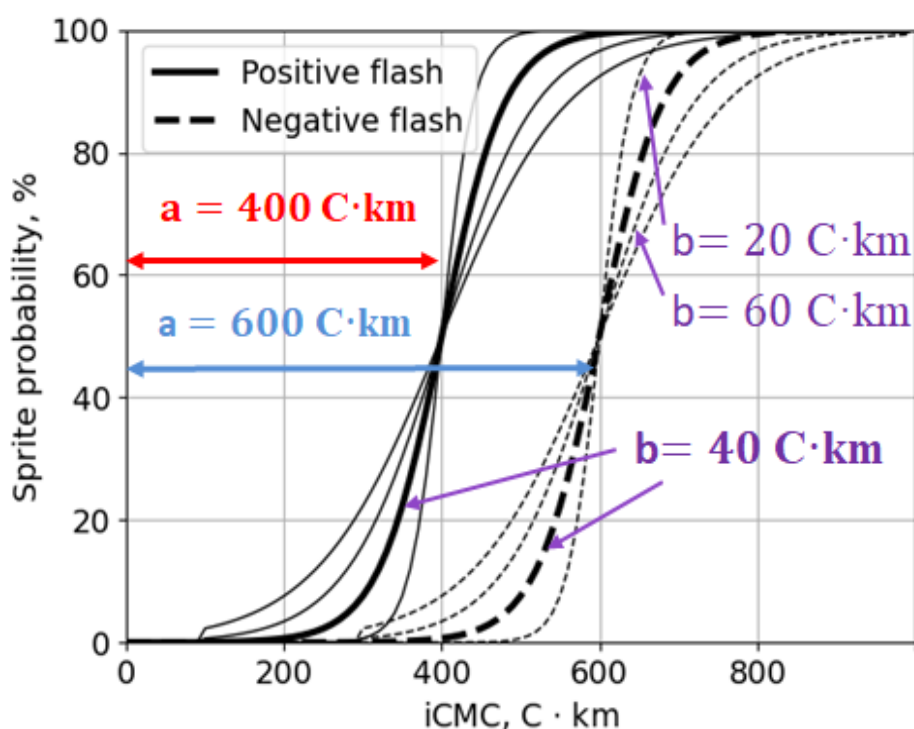


Рисунок 2.6 Параметризация вероятности инициации спрайта для положительных (сплошная линия) и отрицательных разрядов (пунктирная линия). Базовые параметризации (толстые линии) соответствуют параметру $a = 400 \text{ Кл} \cdot \text{км}$ для положительных разрядов, $a = 600 \text{ Кл} \cdot \text{км}$ для отрицательных разрядов, $b = 40 \text{ Кл} \cdot \text{км}$ для обеих полярностей

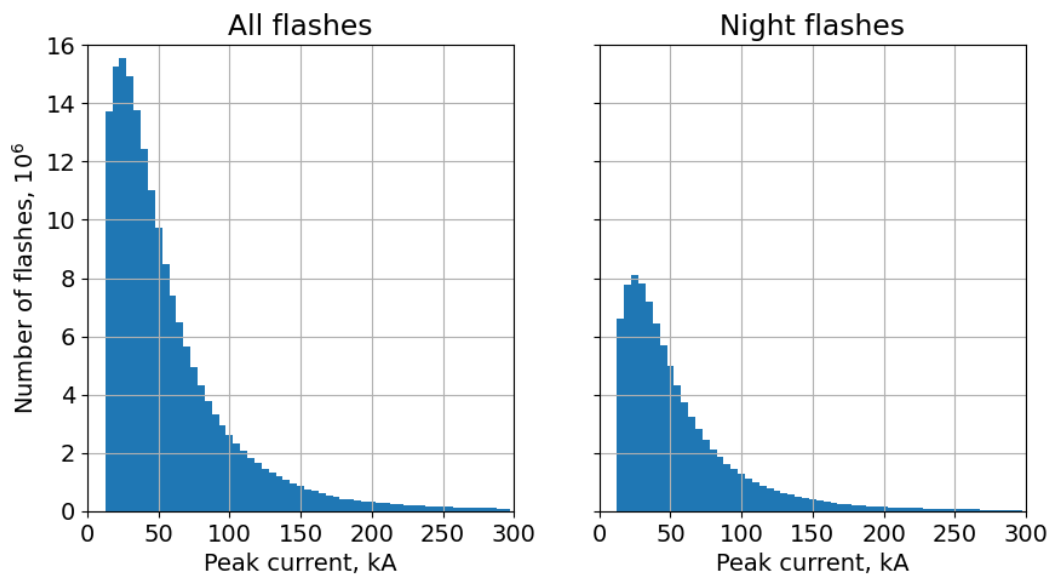


Рисунок 2.7 Данные системы WWLLN для токов более 15 кА за 2016 год.
Все разряды (слева), ночные условия (справа)

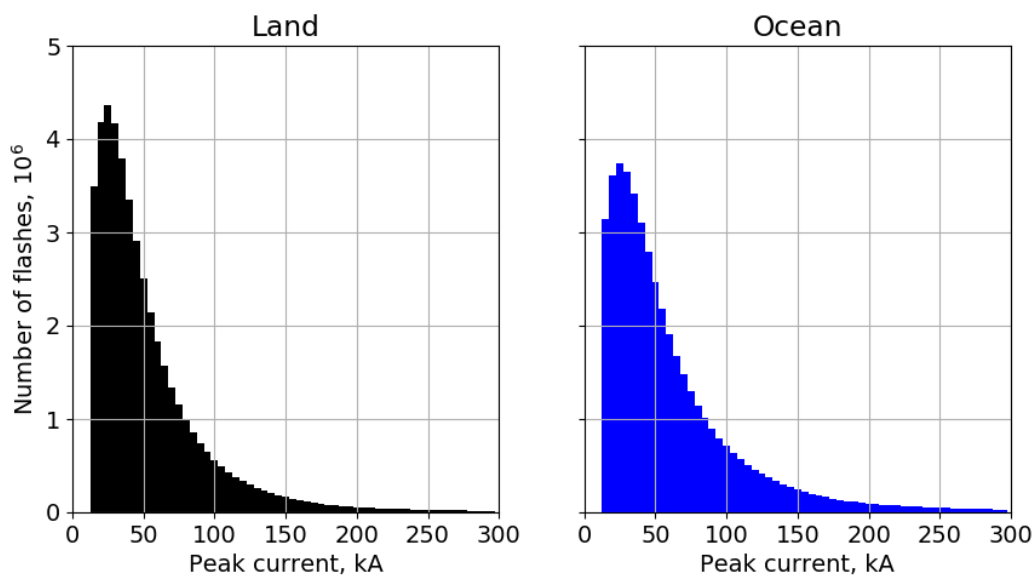


Рисунок 2.8 Гистограммы распределения токов более 15 кА за 2016 год над
сушей (слева) и океаном (справа)

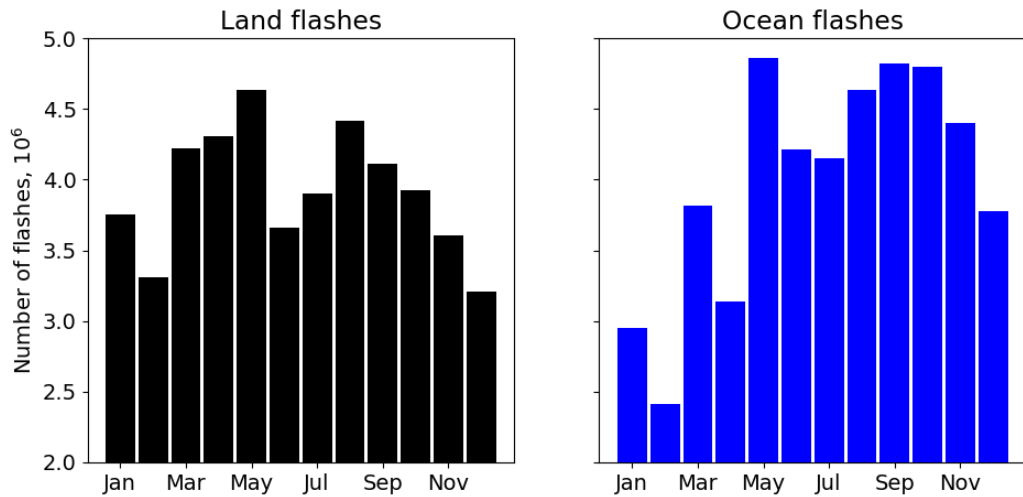


Рисунок 2.9 Помесячное распределение количества молниевых разрядов над сушей (слева) и океаном (справа)

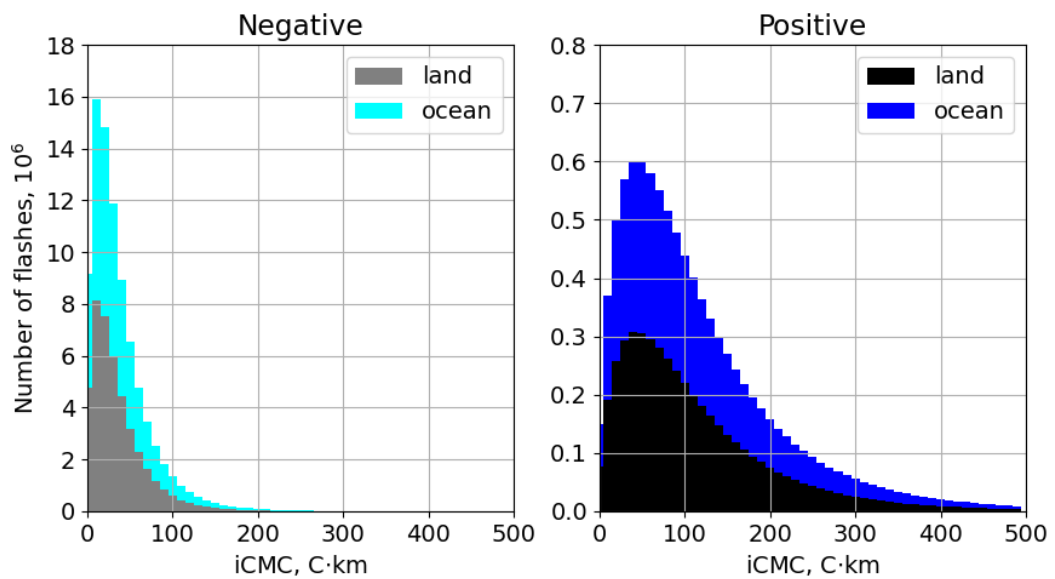


Рисунок 2.10 Гистограмма распределения для отрицательных (слева) и положительных (справа) молниевых разрядов за год в зависимости от ИДМ, с разделением на сушу и океан

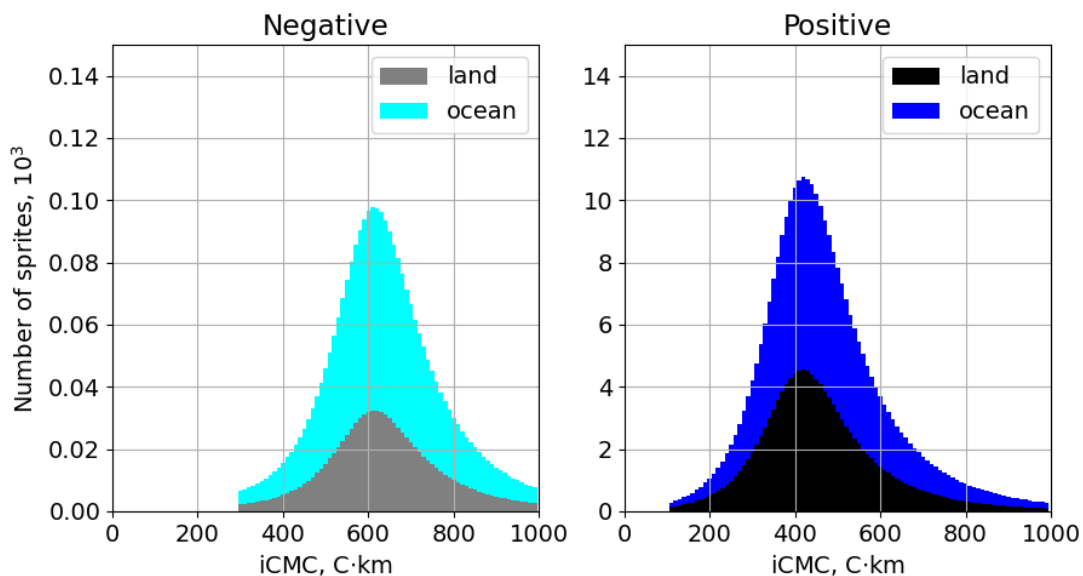
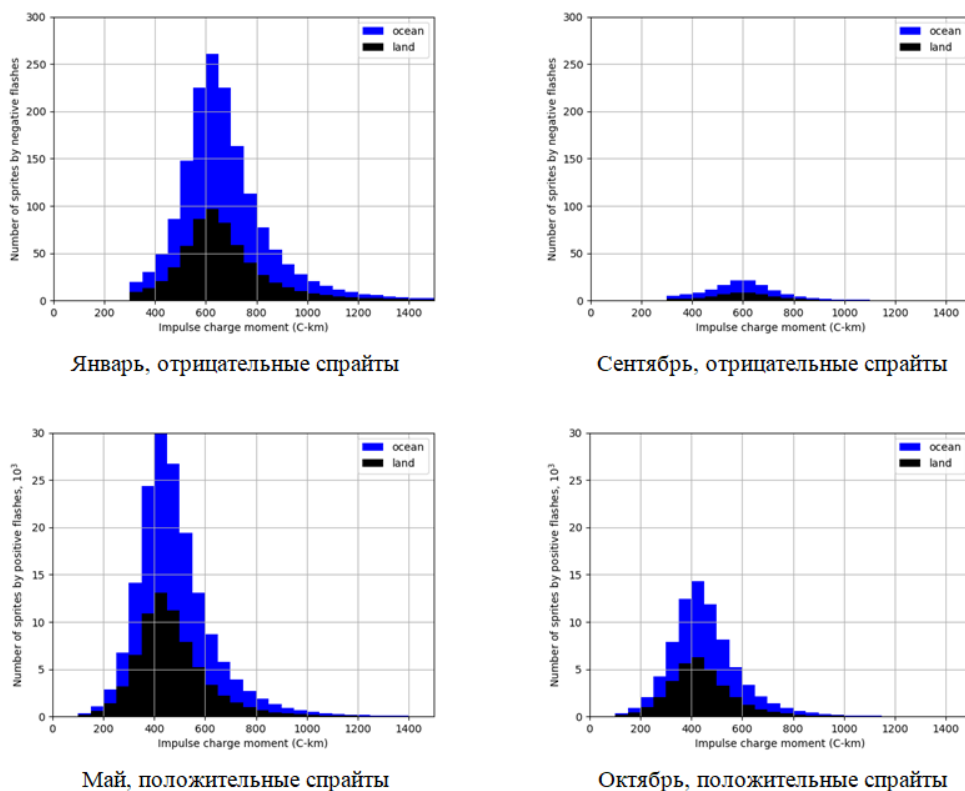


Рисунок 2.11 Распределение количества отрицательных (слева) и положительных (справа) спрайтов в зависимости от ИДМ



Январь, отрицательные спрайты

Сентябрь, отрицательные спрайты

Май, положительные спрайты

Октябрь, положительные спрайты

Рисунок 2.12 Гистограммы для распределения отрицательных и положительных спрайтов в месяцы с высокой (слева) и низкой (справа) спрайтовой активностью

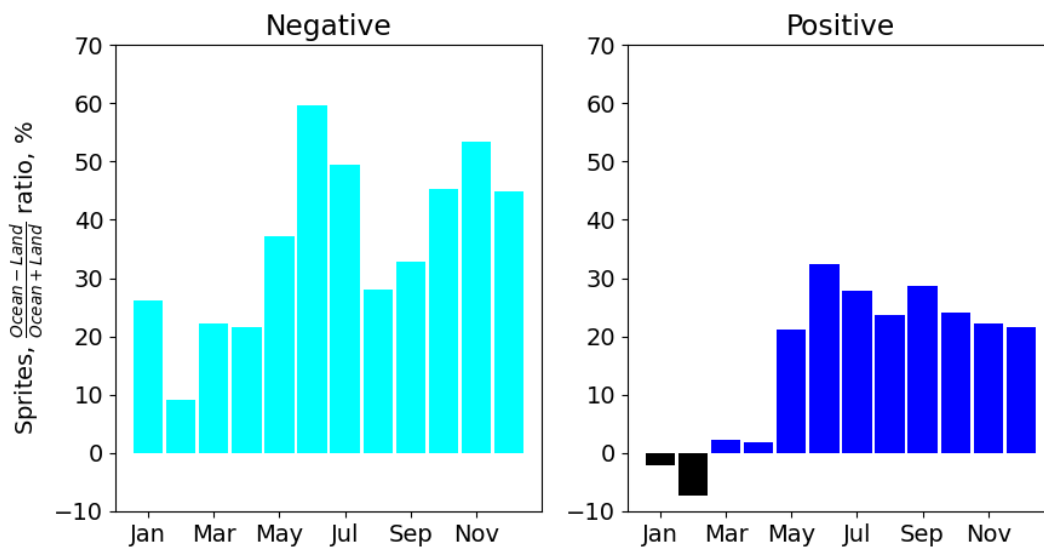


Рисунок 2.13 Распределение спрайтов над сушей и океаном для положительных и отрицательных разрядов

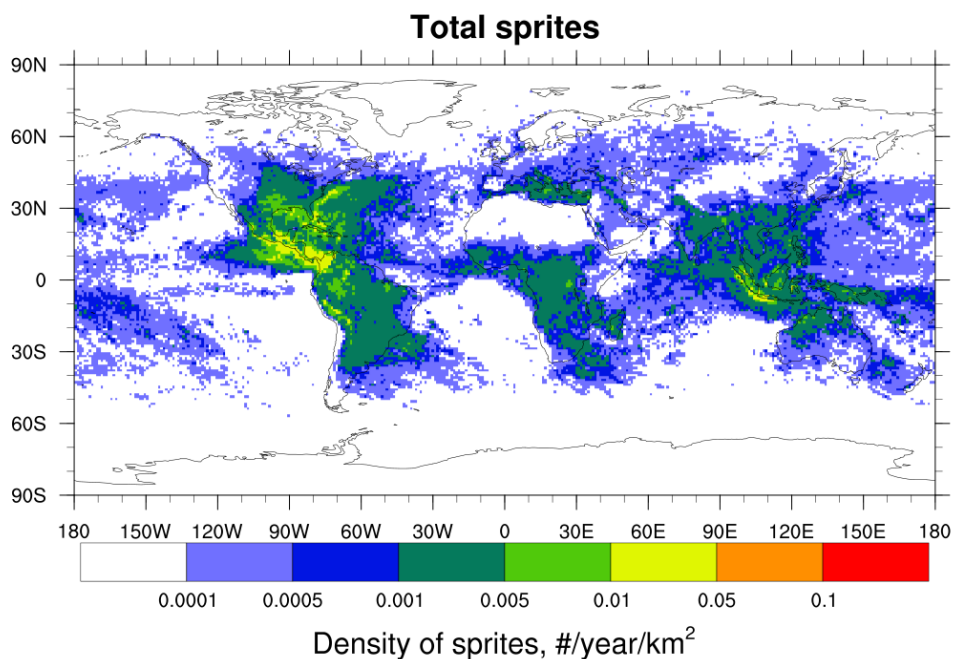


Рисунок 2.14 Глобальное распределение спрайтов за 2016 год

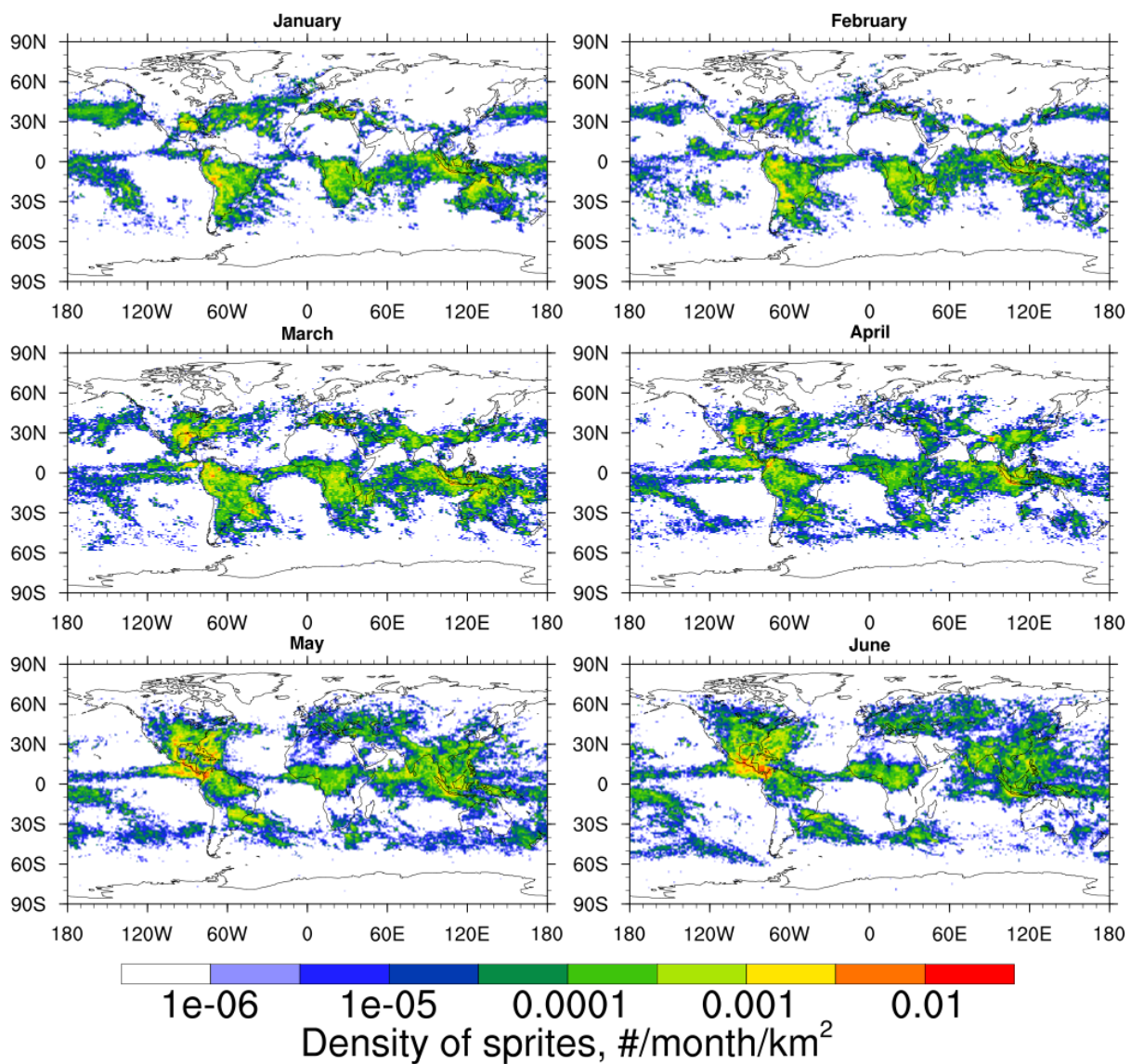


Рисунок 2.15 Глобальное распределение спрайтов с января по июнь

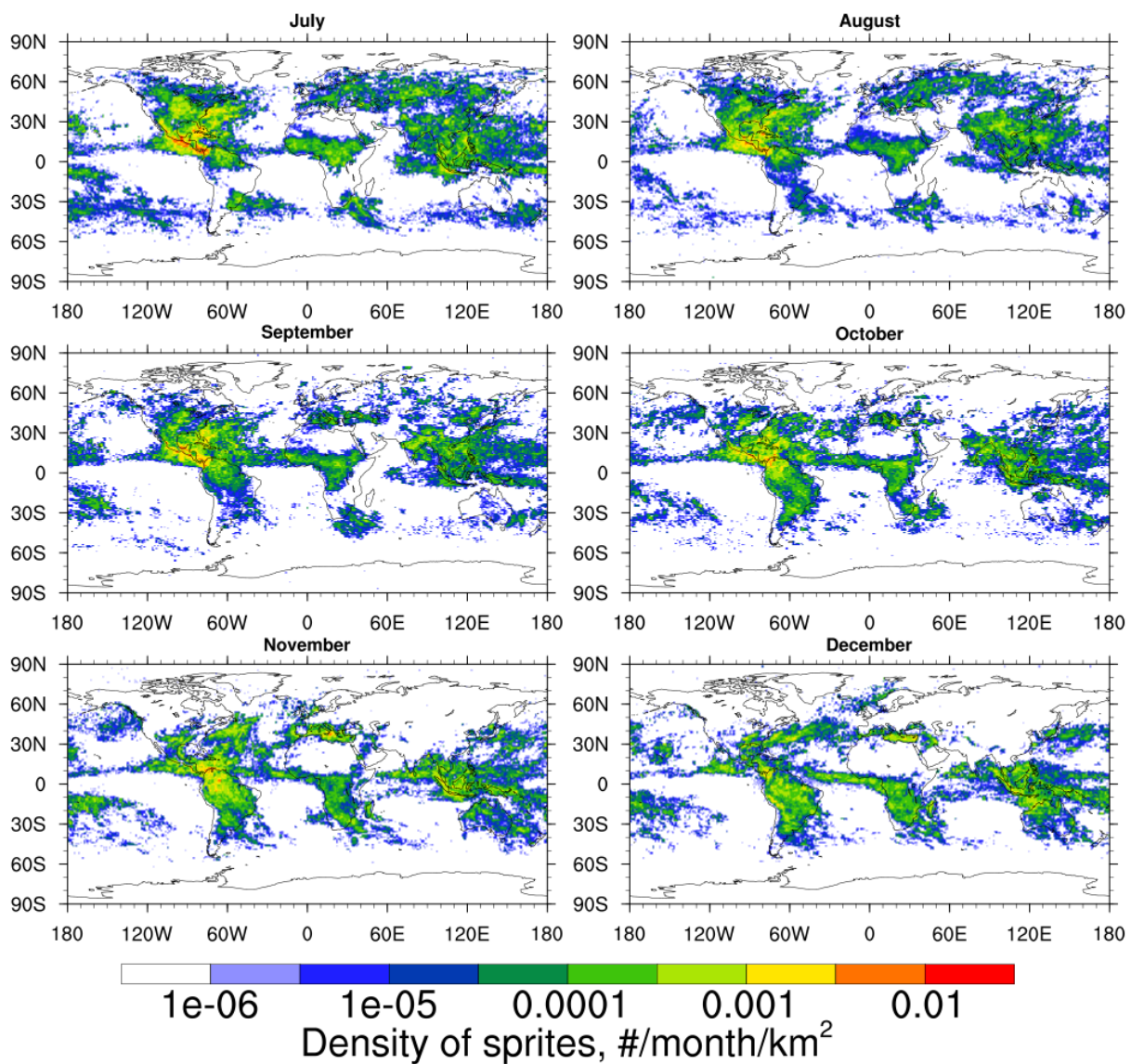


Рисунок 2.16 Глобальное распределение спрайтов с июня по декабрь

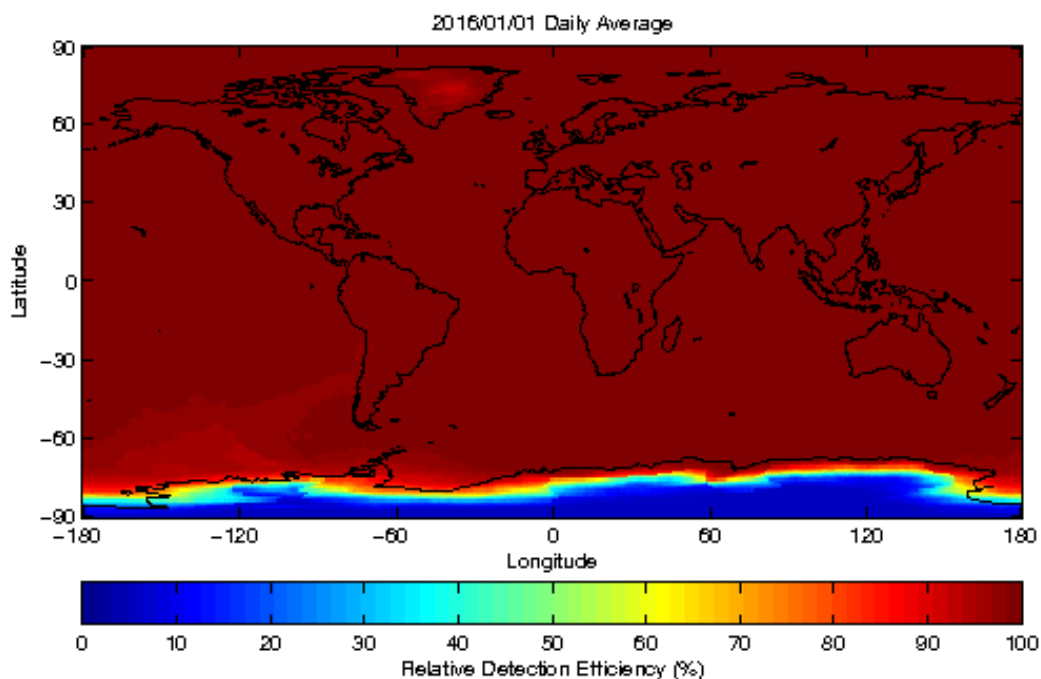


Рисунок 2.17 Глобальное распределение относительной эффективности детектирования по данным системы WWLLN

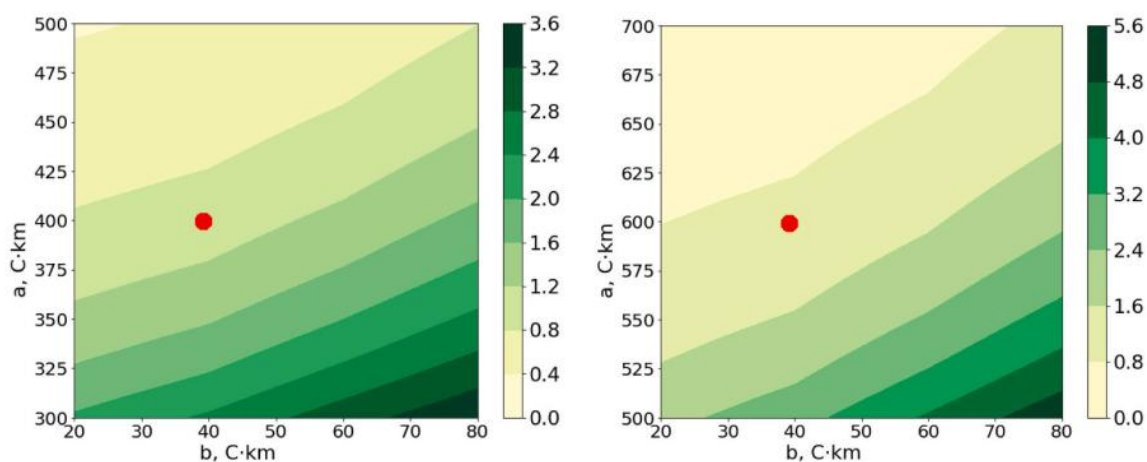


Рисунок 2.18 Зависимость отношения количества спрайтов относительно базового сценария, при изменении параметров a , b для положительных (слева) и отрицательных (справа) разрядов. Красными точками отмечен базовый сценарий

3 Лабораторное моделирование высотных разрядов

В натуральных экспериментах традиционная проблема – это организация систематизированных измерений. Особенно интересные и ценные результаты получаются в серии экспериментов с одинаковыми или хотя бы похожими внешними условиями. Электрическая активность в атмосфере Земли в виде различного вида разрядов сложна для прогноза и пока нет возможности точно предсказать время, место, характеристики молниевых разрядов. Есть определенные методики, которые позволяют оценить вероятность молниевой активности, но точное прогнозирование молниевых разрядов вряд ли будет возможно и в будущем. Высотные разряды, такие как спрайт или гало в мезосфере, являются следствием мощных разрядов в тропосфере, и, следовательно, локализуются и прогнозируются еще сложнее.

Для поиска и анализа высотных разрядов привлекаются спутниковые, наземные, самолетные наблюдения в оптическом, инфракрасном, рентгеновском, ультрафиолетовом диапазонах, а также электромагнитные измерения, преимущественно – низкочастотные [43, 45], которые весьма дороги и трудоемки [9]. Поэтому с точки зрения объяснения естественных разрядных явлений значительный интерес представляет лабораторное моделирование, осуществляемое на относительно небольших по размерам установках. Необходимо сказать, что в силу сложной и принципиально нелинейной динамики пробоя критерии подобия разрядных процессов при их масштабировании не определены. В то же время, в лабораторных условиях можно воспроизвести структурные особенности разрядов в атмосфере и общие закономерности в развитии разряда с сохранением некоторых безразмерных количественных параметров, таких как, например, приведенное электрическое поле [76]. Описание попыток моделирования

отдельных процессов, протекающих при высотных разрядах, содержится в ряде работ [80, 90, 141], выполнявшихся в газах с однородным распределением давления, однако как постановка эксперимента, так и полученные результаты [80] весьма неоднозначны [81].

Для адекватного моделирования таких протяженных разрядов, как спрайты или гигантские джеты, важнейшей задачей является создание протяженного градиента плотности в газе пониженного давления, по критериям подобия соответствующего натурным условиям, и зажигание в таком неоднородном газе «подвешенного» высоковольтного разряда, не искажаемого токами утечки на землю. Такая задача может быть решена на крупномасштабных плазменных установках, размеры которых достаточны для поддержания долгоживущих градиентов давления с перепадом в десятки и даже сотни раз при практически реализуемых скоростях напуска и откачки. С учетом указанных требований в ИПФРАН была создана экспериментальная установка, предназначенная для моделирования разрядов в градиенте давления, в частности высотных разрядов – спрайтов. В лабораторных условиях возможно изучение инициации разрядов и ветвления разрядов, проведение высокоточных оптических исследований, изучение параметров плазмы в разряде и других вопросов.

3.1 Описание лабораторного стенда «Спрайт»

Экспериментальный стенд представляет собой металлическую цилиндрическую вакуумную камеру длиной чуть более 2 метров, диаметром 1,6 метра, объемом около 4 куб. метров. Для доступа в вакуумную камеру реализована откатная торцевая часть, с соответствующей системой фиксации и герметизации. Общий вид стенда представлен на Рисунок 3.1, схема основного оснащения с расшифровкой представлена на Рисунок 3.2.

Вакуумная камера изготовлена из черного металла и позволяет работать в диапазоне давлений от 10^{-5} Торр до атмосферного. На стенде смонтирован откачной пост Pfeiffer WD400, состоящий из насоса Рутса ОКТА 500 и двухступенчатого пластинчато-роторного форвакуумного насос Duo 65. Такая комбинация позволяет комфортно работать в режиме периодического напуска рабочего газа в вакуумную камеру при давлениях до 10^{-3} Торр. При необходимости достижения более низких давлений, стенд может быть оснащен высоковакуумной откачкой, но для исследования физических процессов при развитии высотных разрядов это не требуется. Опытным путем было установлено, что наиболее интересные результаты получаются в диапазоне давлений 0,1-10 Торр, так как становится возможным реализовать высокий перепад давления в межэлектродном промежутке, сохранить дозвуковую скорость движения напускаемого газа и реализовать структуру разряда, характерную для спрайтов.

На стенде «Спрайт» имеется 3 основных окна, для организации оптических наблюдений. Два больших окна с внутренним диаметром 250 мм расположены на боковой стенке камеры напротив друг друга, близко к середине камеры, заполнены кварцевым стеклом, являются основными для оптического исследования разрядов. На откатной части смонтировано кварцевое окно диаметром 140 мм, используемое для наблюдения за

разрядом вдоль оси камеры. Ближе к торцевым стенкам на расстоянии 1,8 метра друг от друга на боковой стенке сделаны высоковольтные вводы, через которые потенциал подводится непосредственно к электродам. На боковой стенке сделаны 4 технологические отверстия диаметром 140 мм, используемые для организации вакуумных вводов, работы интерферометра и несколько патрубков, в основном используемых для измерения давления внутри камеры.

Система напуска воздуха реализована двумя способами. При необходимости увеличения давления в вакуумной камере предусмотрена возможность напуска воздуха через кран с ручной регулировкой, находящийся на боковой стенке. Для контролируемого напуска рабочего газа используется патрубок диаметром 1,5 см и длиной 10 см в середине торцевой стенки камеры, оснащенный электромагнитным клапаном КВУМ-16. Длительность импульса тока в обмотке клапана составляет от 7,5 до 30 мс. С целью повышения скорости открывания клапана и формирования резкого фронта давления к обмотке дополнительно прикладывается импульс повышенного напряжения, возбуждающий импульсный ударный ток амплитудой 30 А и длительностью около 1 мс. Время закрывания клапана, составляющее около 100 мс, определяется жесткостью возвратной пружины механического привода.

Контроль давления фонового газа в камере осуществлялся стационарным широкодиапазонным датчиком вакуума Pfeiffer PKR251 с активным блоком управления RVC300. Для измерения нестационарного профиля давления использовалась установленная на подвижной штанге манометрическая лампа ПМИ-10-2, корпус которой был укорочен согласно методике, изложенной в [142].

Система синхронизации состоит из шестиканального импульсного генератора, способного задавать задержку между импульсами от 0,1 мкс до 32 мс. Постановка эксперимента требует использовать 2 управляющих

импульса. Первый импульс с нулевой задержкой подается на систему импульсного напуска рабочего газа. После этого необходимо время как на открытие электромагнитного клапана, так и на распространение волны давления рабочего газа внутри вакуумной камеры. Второй импульс подается с задержкой в несколько миллисекунд, в зависимости от условий проведения эксперимента, обеспечивает срабатывание ключей для подачи потенциала на электроды и запускает систему регистрации.

Высоковольтная система состоит из блока питания с плавной регулировкой выходного напряжения от 0 до 10 кВ, накопителя емкостью $C_0 = 1,2$ мкФ с максимальной запасенной энергией 60 Дж, системы тиратронных ключей на базе тиратронов ТГИ1-1000/25 с внешним запуском от системы синхронизации, с характерным временем включения 1 мкс. Потенциал подается на промежуток между парой электродов, установленных внутри камеры. 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. Оба электрода закреплены на трубчатых изоляторах длиной 80 см и находятся на максимально возможном удалении от стенок камеры (Рисунок 3.3). Для изменения длины разрядного промежутка стержневой электрод на изоляторе перемещается вдоль оси камеры с помощью привода и электродвигателя, подключаемого через вакуумно-плотный узел передачи вращения. Подключение высоковольтной системы к сети переменного напряжения производится через разделительный трансформатор: конденсаторная батарея, тиратронные ключи и электроды гальванически развязаны с корпусом установки, что позволяет локализовать разряд между электродами и минимизировать утечку разрядного тока по металлической камере на землю. В окончательном варианте электрической схемы

установки в разрядной цепи отсутствуют балластные сопротивления: ток определяется параметрами разряда, запасенная в накопителе энергия выделяется преимущественно на межэлектродном промежутке. Для снижения уровня импульсных помех для измерительной аппаратуры высокое напряжение подводится к вводам в камеру экранированными кабелями. Для обеспечения равномерности распределения потенциала по плоскости дискового электрода в процессе разряда соответствующий высоковольтный кабель разделен на несколько жил, присоединенных к различным точкам.

Система регистрации состоит из фотоэлектронного умножителя ФЭУ-84-3, калиброванных поясов Роговского, высокоскоростной фотокамеры Photron UX100 с максимальной скоростью записи 800 000 кадров/с, фотокамеры Pentax K-5 и фотокамеры Sony-NEX F3 с объективом Sigma DN19 для получения интегрального изображения разряда, одноканального интерферометра с рабочей частотой 27 ГГц, спектрометра МДР-204, камеры с быстрым затвором для получения изображений разряда на выдержках до 1 нс, в том числе – в режиме двухкадровой съемки, и другими приборами, используемых для конкретных задач.

3.2 Разряд в воздухе с малым градиентом давления

Одной из интересных особенностей атмосферы Земли и других планет является изменение плотности и, соответственно, давления с высотой. Для атмосферы Земли в предположении постоянства температуры воздуха получена, так называемая барометрическая формула, согласно которой давление воздуха падает по экспоненциальному закону с характерным масштабом около 8 км. Эта формула является приближительной и при учете изменения температуры скорость падения давления с высотой несколько замедляется. Данный эффект приводит к тому, что в нижней части ночного спрайта на высоте около 50 км давление составляет около 1 Торр, а в верхней части на высоте 90 км давление падает до 0,01 Торр. Перепад давления составляет около 100 раз, что приводит к значительному изменению условий развития заряда: в верхней части спрайта наблюдается диффузное свечение во всем объеме разряда, а в нижней части условия для пробоя формируются лишь в отдельных областях пространства, где и реализуется стримерный разряд.

Для экспериментального моделирования крупномасштабных плазменных явлений в атмосферах планет актуальной задачей является создание протяженных градиентов давления газа со значительными перепадами абсолютной величины в лабораторных условиях. При удобных для электрического пробоя давлениях ниже 10 Торр и умеренных скоростях вакуумной откачки неоднородное распределение газа может быть создано посредством его импульсного напуска в достаточно большую камеру. Имеющийся по данной тематике экспериментальный материал относится преимущественно к сверхзвуковым режимам истечения [143, 144], которые сопровождаются возбуждением ударных волн и вихрей, нежелательных при лабораторном моделировании эффектов в квазистационарной атмосфере. Напротив, для моделирования крупномасштабных атмосферных эффектов необходимо обеспечить

минимальную скорость потока при максимально возможном перепаде давления на длине установки. Такой режим можно реализовать за счет увеличения размеров камеры и подбора давления фонового газа, тормозящего поток.

Для создания градиента давления рабочего газа (воздуха) в разрядном объеме был выбран способ импульсного напуска порции воздуха с последующим выбором нужного профиля давления по данным манометрических измерений. Результаты, полученные с помощью датчика давления, установленного на подвижной штанге и перемещаемого вдоль оси камеры, представлены на Рисунок 3.5. Измерение распределения давления вдоль оси камеры при напуске рабочего газа проводилось с шагом 13,5 см. Осциллограммы, полученные на выходе манометрического преобразователя, показывают движение фронта давления со скоростью около 230 м/с, что близко к скорости звука при нормальных условиях. Пульсации сигнала в области максимальных значений давления не связаны с паразитными колебаниями в радиотехнической цепи манометрического преобразователя, но с высокой вероятностью обусловлены колебаниями измерительного элемента манометрического датчика в набегающем газовом потоке и колебаниями воздуха в объеме самой измерительной лампы. Моментальные распределения давления газа по длине камеры, восстановленные на базе осциллограмм, представлены на Рисунок 3.6. За точку $z = 0$ см было принято положение острия стержневого электрода. Расстояние от точки впрыска воздуха до ближайшего (штыревого) электрода составляет 90 см. Согласно измерениям, фронт давления воздуха от газового клапана приходит к этому электроду в момент времени около 10,5 мс, где за точку отсчета времени принято время срабатывания электромагнитного клапана напуска рабочего газа.

На временах позже 14 мс градиент давления в проекции на ось камеры меняет знак, что соответствует прохождению порции импульсно

поданного воздуха мимо стержневого электрода. В дальнейшем наблюдается отражение газа от торцевой стенки вакуумной камеры и возвращение в межэлектродный промежуток, но эти процессы находятся вне эксперимента и разряд инициируется ранее. Наиболее сильный отрицательный градиент давления на межэлектродном промежутке, соответствующий высокому давлению у стержневого электрода и невозмущенному фоновому давлению у дискового электрода, регистрируется в момент времени $\sim 12,5$ мс после открывания клапана импульсного напуска. Согласно Рисунок 3.6 на промежутке от $z = 0$ см до $z = 50$ см в этот момент времени давление понижается практически по линейному закону, от 1 Торр до 0,2 Торр (в 5 раз). Именно этот момент времени использовался в экспериментах по высоковольтному пробое неоднородного воздуха в камере: тиратронные ключи высоковольтной системы открывались через 12,5 мс после открывания импульсного газового клапана. Понижение начального давления в вакуумной камере до 0,1 Торр приводит к формированию перепада давления в 8 раз. При фоновом давлении 0,3-0,9 Торр перепад составлял 3-4 раза. Таким образом выбор начального фонового давления позволяет определить получаемый перепад давления и его градиент: чем фоновое давление выше, то перепад давления меньше, так как напускаемый объем газа не изменяется. Возможности установки позволяют производить откачку до существенно более высокого вакуума, чем 0,1 Торр. Очевидно, что при этом перепад давления будет увеличиваться, но, как это будет показано далее, существенно меняется скорость истечения воздушного потока и ярко проявляется турбулентность, что не позволяет моделировать процессы, происходящие в высотных разрядах. Еще одним способом по увеличению градиента давления является создание повышенного давления на входе импульсного клапана с целью увеличения порции рабочего газа, впрыскиваемого в вакуумную камеру. Данные эксперименты были

проведены, но не дали высокого результата, вследствие того что импульсный клапан перестал открываться. То есть реализация этой методики требует значительной модернизации стандартного КВУМ-16, с полной разборкой, перенастройкой и заменой пружин. Такая модернизация не была проведена, так как был найден другой способ по увеличению градиента давления.

Эксперименты по пробое промежутка с градиентом давления производились при обеих полярностях подключения накопителя к электродам. Режимом положительного разряда будем называть тот, в котором положительный вывод батареи подключался к стержневому электроду, отрицательный – к дисковому электроду, и наоборот для отрицательной полярности. Подаваемое на разрядный промежуток напряжение составляет 6 кВ при обеих полярностях во всех экспериментах. В соответствии с кривой Пашена [145] для заданной длины разрядного промежутка $d = 80$ см в воздухе, это напряжение обеспечивает пробой воздуха во всем рабочем диапазоне давлений (Рисунок 3.7).

Полученные в интегральном свете фотографии отрицательного разряда для различных фоновых давлений воздуха p_0 в вакуумной камере представлены на Рисунок 3.8, аналогичные фотографии положительного разряда приведены на Рисунок 3.9. В отсутствие импульсного напуска воздуха, в однородном фоновом газе при давлениях вплоть до $p_0 \sim 1$ Торр разряд носил диффузный характер, занимая весь объем конуса, образованного острием стержневого электрода и дисковым электродом, при обеих полярностях. В переходной области, при $1 \text{ Торр} < p_0 < 3 \text{ Торр}$, по мере увеличения давления поперечные размеры конуса уменьшались с переходом в тонкий разряд типа искрового при давлениях $p_0 > 3 \text{ Торр}$. Независимо от полярности, важной особенностью разряда в газе с градиентом давления являлась его структура: пучок отдельных ярких нитей (стримеров) в области стержневого электрода, в которой давление

повышено, плавно переходящий в диффузное свечение в направлении дискового электрода, у которого давление оставалось фоновым. В диапазоне фоновых давлений $p_0 = 0,3 - 1,3$ Торр структура разряда качественно сохранялась, уменьшался лишь объем области и интенсивность диффузного свечения. Между положительным и отрицательным разрядами имеется ряд отличий: для тех же значений напряжения и фонового давления отрицательный разряд у стержневого электрода характеризовался более разветвленной структурой. У положительного разряда наблюдалась контракция в области дискового электрода с выделением одиночного яркого разрядного канала; в том же диапазоне давлений у отрицательного разряда в области дискового электрода форма всегда оставалась диффузной.

Результаты измерений разрядного тока и интенсивности оптического излучения разряда в интегральном свете для обеих полярностей подключения высоковольтного источника представлены на Рисунок 3.10 и Рисунок 3.11. В целом, длительность основной стадии пробоя составляла не более 30 – 40 мкс, при этом максимумы тока и уровня светимости разряда во всех случаях достигались в близкие моменты времени. Длительность пробоя существенно меньше характерного времени перераспределения газа в камере при импульсном напуске, и разряд происходил при практически неизменных условиях по градиенту давления: за время протекания тока смещение газа со скоростью движения фронта давления не превышает 1 см. Измерения импульсного тока и светимости разряда указывают на существенную зависимость времени развития пробоя от величины фонового давления. При минимальном давлении фонового газа ($p_0 \sim 0,3$ Торр) величина разрядного тока в максимуме $I_0 > 1000$ А. С повышением давления пиковый ток уменьшался, и пробой развивался позднее.

Отметим, что при низких давлениях ($p_0 < 1$ Торр) динамика разряда сходна для обеих полярностей. Однако при фоновых давлениях $p_0 > 1$ Торр положительный разряд прямой полярности развивается существенно позже, чем отрицательный разряд. Например, для давления $p_0 = 1,31$ Торр максимум тока и светимости в положительном разряде (Рисунок 3.11) достигается спустя почти 100 мкс после открывания тиратронных ключей, относительно 40 мкс при отрицательном разряде (Рисунок 3.10).

3.3 Обсуждение эксперимента в низком градиенте давления

Электрический разряд имеет сложную структуру, которая, к тому же, отличается в деталях для положительного и отрицательного разряда. Тем не менее, полученные на первом этапе экспериментов результаты позволяют оценить усредненные по пространству параметры плазмы. Так, величина и форма разрядного тока в рабочем диапазоне давлений приблизительно одинакова для обеих полярностей, сопротивление разрядного промежутка, которое можно оценить как $R \sim U/I_0$, где I_0 – величина разрядного тока в максимуме, а $U \sim U_0/2 \sim 3$ кВ – величина напряжения на конденсаторной батарее к моменту нарастания тока до максимального значения, изменяется от приблизительно 2 Ом при минимальном фоновом давлении ($p_0 = 0,37$ Торр) до 10 – 15 Ом при максимальном давлении ($p_0 = 1,31$ Торр). Характерные времена нарастания и релаксации разрядного тока близки к $\tau = RC_0$, где $C_0 = 1,2$ мкФ – емкость конденсаторной батареи: для минимального давления $\tau \sim 3$ мкс, для максимального давления $\tau \sim 20$ мкс, что согласуется с результатами измерений (Рисунок 3.10 и Рисунок 3.11).

Средняя плотность тока через сечение разряда может быть оценена с использованием результатов, представленных на Рисунок 3.8 и Рисунок 3.9. У острия стержневого электрода радиус разрядного канала составляет $r \sim 1 - 2$ см, плотность тока достигает значений $j \sim 100$ А/см². Оценка параметров плазмы в данной области затруднена, поскольку электрическое поле около острия существенно неоднородно. В центральной области и вблизи плоского электрода при давлении фонового воздуха $p_0 < 1$ Торр плотность тока составляет не более $j \sim 10$ А/см², а форма разряда близка к диффузной. Если пренебречь эффектами перераспределения потенциала по длине разрядного промежутка, обусловленными увеличением проводимости в сильно неоднородной стримерной части разряда, эффектами экранировки электрического поля образующейся плазмой и

т.д., для грубых оценок концентрации электронов можно положить внешнее электрическое поле однородным, т.е. имеющим напряженность до $E \sim 70$ В/см. Характерные значения частот физических процессов в разряде, оцененные для данной напряженности E и рабочих давлений p_0 согласно [146–148], включая эффективную частоту ионизации ($\nu_i > 3 \times 10^6$ с⁻¹) и частоту упругих столкновений электронов с молекулами воздуха ($\nu_{em} > 1 \times 10^9$ с⁻¹), превышают обратную длительность разрядного процесса, $1/RC_0 < 2 \times 10^5$ с⁻¹. Это обстоятельство позволяет применить дрейфовое приближение для оценки скорости направленного движения электронов в разряде. В указанном диапазоне давлений параметр $E/p_0 \sim 50$ – 200 В/(см·Торр), что, при нормальных условиях, соответствует приведенному электрическому полю $E/N \sim 150$ – 600 Тд (где $N = 1,3$ – $4,8 \times 10^{16}$ см⁻³ – концентрация молекул воздуха). Указанные значения приведенного поля характерны для высотных разрядов типа спрайт [149]. Согласно [148], дрейфовая скорость электронов для указанных параметров составляет $v_e \sim 2$ – 7×10^7 см/с. Усредненную концентрацию электронов в разряде можно оценить, аналогично [150], из плотности тока, $n_e = j/e v_e$, где $e = 1,6 \times 10^{-19}$ Кл – элементарный заряд. При низком фоновом давлении воздуха ($p_0 = 0,37$ Торр, Рисунок 3.8 и Рисунок 3.9) ток силой около 10^3 А в межэлектродном промежутке растекается по сечению около 10^3 см², плотность тока $j \sim 1$ А/см², дрейфовая скорость $v_e \sim 7 \times 10^7$ см/с, и усредненная концентрация плазмы $n_e \sim 10^{11}$ см⁻³. При высоком фоновом давлении воздуха ($p_0 = 1,31$ Торр, Рисунок 3.8 и Рисунок 3.9) ток меньшей силы (около 2×10^2 А) собирается в яркий шнур сечением 30 см², плотность тока достигает $j \sim 7$ А/см², дрейфовая скорость невелика, $v_e \sim 2 \times 10^7$ см/с, и концентрация плазмы $n_e \sim 2 \times 10^{12}$ см⁻³. Близкие значения концентрации электронов были получены в предварительных экспериментах с СВЧ-интерферометром на длине волны 8 мм, установленным в разрядной камере.

Задержки разряда относительно момента подачи высокого напряжения на межэлектродный промежуток почти одинаковы для обеих полярностей при давлениях $p_0 < 1$ Торр (Рисунок 3.10 и Рисунок 3.11), при этом величина задержки увеличивается пропорционально давлению фонового воздуха. При давлениях $p_0 > 1$ Торр значительное увеличение задержек пробоя и их отличие для положительного и отрицательного разряда обусловлено переходом к электрическим полям, близким к критическим, согласно кривой Пашена (Рисунок 3.7). При отрицательном потенциале на острие, где напряженность поля выше, т.е. при отрицательном разряде, пробой происходит легче, чем при положительном разряде [147], что и объясняет меньшую задержку.

3.4 Моделирование разряда в большом градиенте давления

Первоначальное моделирование, описанное выше, позволило получить структуру разряда аналогичную той, которая формируется во время развития спрайта. Перепад давления между электродами достигал 8 раз, но около 40% межэлектродного промежутка оставалось без возмущения с фоновым давлением, так как газовый фронт не успевает дойти до дискового электрода. Уменьшение величины максимального перепада приводит к более равномерному распределению градиента давления в межэлектродном промежутке, но не подходит для моделирования спрайтов, так как для спрайтов характерный перепад давлений около 100 раз. Исходя из этого, в конструкцию экспериментальной установки было внесено изменение: внутри установки добавлен патрубок диаметром 11 см и длиной 80 см, позволяющий подводить напускаемый объем воздуха непосредственно к штыревому электроду. В такой конфигурации дополнительно получается более высокая плотность газа около оси разряда при рассмотрении радиального распределения.

Моделирование процесса напуска в вакуумную камеру показало, что параметры, формирующегося фронта давления, в первую очередь такие, как крутизна и скорость, зависят, главным образом, от степени разрежения в камере, то есть фонового давления. Измерения и контроль динамики давления производятся ионизационным манометром по методике, подробно изложенной в [151]. Типичные продольные профили давления, получаемые при импульсном напуске воздуха, представлены на Рисунок 3.12. Восстановленный по данным точечных измерений профиль давления воздуха вдоль оси и по радиусу представлен на Рисунок 3.13. Во временном окне от 5 до 10 миллисекунд после открывания газового клапана, вплоть до появления отраженного от противоположной крышки

камеры газового фронта, фиксируется 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 (Рисунок 3.14). 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 дозвукового 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 (Рисунок 3.13), что достаточно для моделирования разрядов с развитой поперечной структурой.

Характерные временные зависимости параметров разряда, зажигаемого без напуска воздуха в однородном газе, представлены на Рисунок 3.15, а вид разряда в зависимости от давления в вакуумной камере на Рисунок 3.16. Значения концентрации электронов, достигаемые в разряде, $N_e \sim 10^{11} - 10^{12} \text{ см}^{-3}$. 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 (Рисунок 3.15). Характерные значения максимальной плотности тока в диффузном разряде при давлениях до $p_0 \sim 0,5$ Торр составляют $j = 1-3 \text{ А/см}^2$. Структура свечения в межэлектродном 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 (или фонового) давления, разряд остается диффузным (Рисунок 3.16). 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 Рисунок 3.17 представлена серия фотографий разрядов, зажигаемых с различными задержками относительно момента импульсного напуска газа. По мере смещения газового фронта в направлении от стержневого электрода к дисковому смещается и граница между диффузной и филаментированной областями разряда. То есть изменение времени задержки дает удобный способ для изменения пространственного положения области перехода от стримерного к диффузному разряду для организации, например, спектрометрических измерений. Форма получаемого в неоднородном воздухе разряда напоминает структуру свечения спрайта: одновременно возникает стримерная, диффузная и переходная области, что принципиально отличает данную постановку эксперимента от других.

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 Рисунок 3.18 для двух реализаций с различными интервалами между кадрами. Таким образом, изображение множественных филамент (Рисунок 3.16 и Рисунок 3.17) не является результатом многократного экспонирования одиночных разрядных каналов в их динамике, и интегральные фотографии, производимые 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 Рисунок 3.18, так как находится левее 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 поперечному 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 Рисунок 3.17, играет большая апертура протекания тока, замыкаемого в области пониженного давления на дисковый электрод через широкую диффузную область. Эксперименты с широкоапертурным разрядом, зажигаемым в газе с продольным градиентом давления, являются новым для лабораторной физики объектом

исследования, при этом свойства разряда позволяют моделировать процессы, протекающие во время высотных разрядов.

3.5 Обсуждение эксперимента в высоком градиенте давления

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 Рисунок 3.19 приводится схематическое изображение структуры спрайта. Для спрайта 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 несколько сотен раз. 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, то есть убираем из рассмотрения большую часть стримерной области и часть диффузной. Более того, на масштабах переходной области между диффузной и филаментированной (стримерной) частями спрайта, т.е. в интервале высот от 70 до 80 км, перепад давлений оказывается около 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 (Рисунок 3.17).

Далее для оценок параметров плазмы, электромагнитных полей и токов будем использовать натурные данные по спрайтам как более распространенным явлениям по сравнению с гигантскими джетами. Температура электронов плазмы спрайта составляет не более $T_e \sim 3 - 5$ 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 [76]. Эта система постулирует равенство скоростей заряженных частиц при протекании природного плазменного явления и в лабораторном моделировании. 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, $L_{\text{nat}} \sim 10 - 20$ км, а продольный размер лабораторного разряда, зажигаемого в неоднородном воздухе, $L_{\text{lab}} \sim 50$ см, то соответствующий масштабный коэффициент $\gamma = L_{\text{nat}}/L_{\text{lab}} = (2 - 4) \cdot 10^4$. Именно эти значения используем 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 [126], в которой развита аксиально-симметричная самосогласованная плазмохимическая модель спрайта, концентрация электронов в спрайтах достигает максимальных значений $N_e \sim 300-400 \text{ см}^{-3}$ именно в интервале высот от 70 до 80 км, соответствующем переходной области. Соответственно, при лабораторном моделировании с $\gamma = (2-4) \cdot 10^4$ концентрацию электронов следует увеличить до $N_e \sim (300-400) \cdot \gamma^2 \text{ см}^{-3} = (1,2-6,5) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$. Эти значения соответствуют фактическим концентрациям электронов в разряде Рисунок 3.15, 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 $200\text{--}300 \text{ А} \cdot \text{км}$ и средним диаметром около 35 км плотность тока оценивается как $j \sim 3 \text{ мкА/м}^2$ [43]. У более мощных событий с моментом тока до $1000 \text{ А} \cdot \text{км}$ [113] следует ожидать увеличения плотности тока до 5 раз, т.е. плотность тока до величин $j \sim 15 \text{ мкА/м}^2$. Тогда, в соответствии с правилами подобия, плотность тока в лабораторной модели должна составлять $j \sim (3\text{--}15) \cdot \gamma^2 \text{ мкА/м}^2 = 0,1\text{--}2,5 \text{ А/см}^2$. Именно такие значения в лабораторной плазме были измерены [152], 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 $1,5\text{--}3 \text{ кА}$ [43], а у некоторых мощных событий достигает 25 кА [113]. 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 $30\text{--}40 \text{ см}$, что для соответствующей правилам подобия плотности тока дает разницу полного тока в 10 раз.

Сопоставление параметров филамент, наблюдаемых в натуральных разрядах и в лабораторном эксперименте. В переходной области спрайтов диаметр филамент составляет величину порядка $D \sim 1 \text{ км}$ [153]. Тогда, по правилам подобия, для филамент в лаборатории $D \sim 1 \text{ км} \cdot \gamma^{-1} = 2,5\text{--}5 \text{ см}$. Эти значения очень близки к параметрам лабораторных плазменных структур, имеющих поперечные размеры от 1 до 3 см (Рисунок 3.18). 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, отметить, что по данным высокоскоростной съемки филаментированная структура свечения формируется в самом начале нарастания тока. Филаменты отчетливо видны через 2 мкс после начала разряда (Рисунок 3.18), 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.

Типичные начальные значения напряженности электрического поля в высотном разряде $E \sim 1$ 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 ([145]. По данным оптических спутниковых измерений [25], согласующимся с численным моделированием [126], в спрайтах на высотах от 70 до 80 км величина приведенного поля достигает 150 – 200 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 $E \sim 45$ В/см. Таким образом, значения приведенного поля, равные натурным значениям, в лаборатории достигаются при

концентрациях нейтрального газа $N = (2 - 3) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, 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 (Рисунок 3.17).

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) сохраняется значительно меньшей 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.

Выводы к Главе 3

На созданном стенде для моделирования разрядов в газе с градиентом давления проведено 2 серии лабораторных экспериментов. На первом этапе реализован перепад давления на метровом промежутке от 2 до 8 раз, при этом структура импульсных высоковольтных разрядов, близка к структуре высотных разрядов типа спрайт: формируется диффузное свечение в области пониженного давления и волокнистая стримерная структура в области повышенного давления. Режим пробоя воздуха в лабораторной установке близок к реализуемому в атмосфере Земли по размерному параметру подобия – приведенному полю $E/N \sim 150 - 600$ Тд, соответствующему натурным данным для спрайтов [149]. Полученные результаты не в полной мере можно применить для объяснения динамических свойств спрайтов, поскольку для высотных разрядов характерны на порядок большие, чем в предварительных экспериментах, перепады давления, а также несколько иная конфигурация электрических полей, при которой, в частности, разряды типа спрайт развиваются из центральной области промежутка. В натуральных условиях мезосфера обладает более высокой проводимостью, чем газовая среда в экспериментальной установке, причем проводимость увеличивается с высотой, поэтому начальные условия пробоя воспроизводятся не полностью.

Увеличение перепада давления являлось чисто технической задачей, которая была решена посредством импульсной инъекции воздуха непосредственно у стержневого электрода, путем добавления в установку патрубка длиной 80 см и диаметром 11 см, что позволило поднять перепад давления до 100 раз на межэлектродном промежутке, при сохранении дозвукового истечения газовой струи. Особенностью зажигаемого в неоднородном воздухе разряда является развитая (филаментированная) поперечная структура в области повышенного давления, плавно

переходящая в широкоапертурный (диаметром около 0,5 м) диффузный разряд в области пониженного давления. Получаемый разряд по своим основным параметрам подобен спрайтам 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 спрайта. 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 филамент или стримеров. Разряд оказывается ограниченным в интервале высот от 50 – 55 км (нижняя граница стримерной области) до 90 км (нижняя граница ионосферы). Сам спрайт развивается в области с существенной неоднородностью проводимости: от 50 до 90 км наблюдается плавный рост фоновой проводимости. Верхняя граница спрайта определяется резким ростом проводимости, когда электрическое поле не может проникнуть выше 90 км. 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. Еще одним перспективным направлением является моделирование высотных разрядов на других планетах Солнечной системы [154-156]: экспериментальные возможности стенда «Спрайт» позволяют зажигание разрядов в газовых смесях, соответствующих составу других атмосфер.



Рисунок 3.1 Общий вид экспериментального стенда «Спрайт»

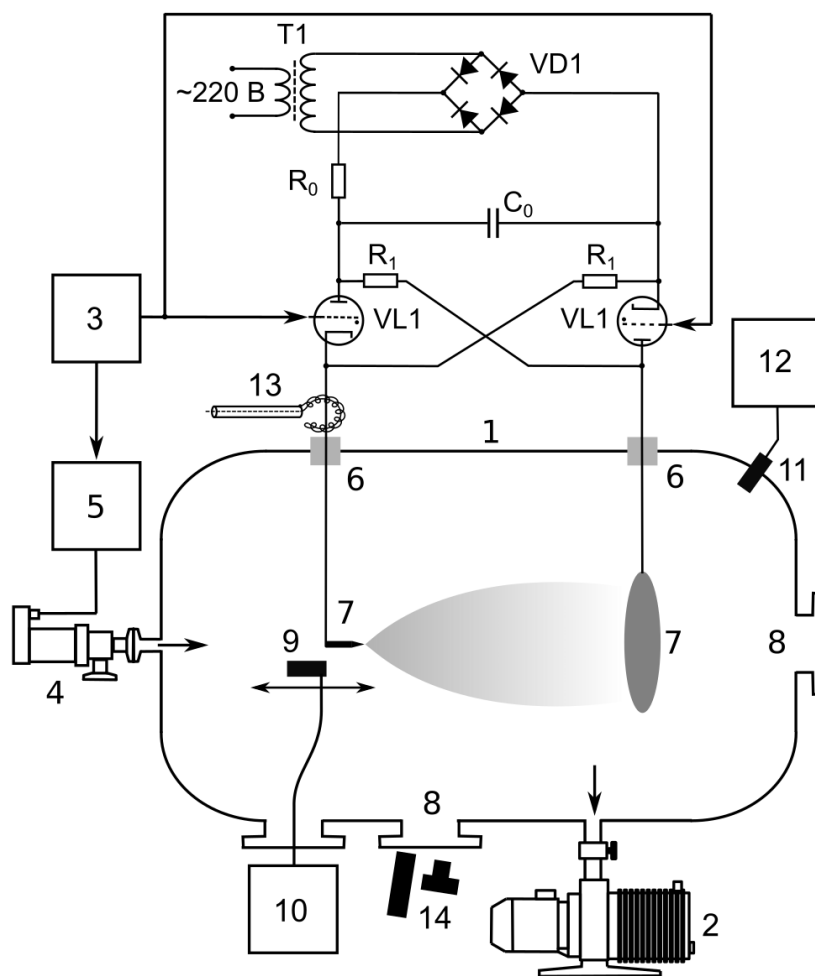


Рисунок 3.2 Схема экспериментальной установки: 1 – вакуумная камера, 2 – система откачки, 3 – генератор задержанных импульсов, 4 – импульсный газовый клапан, 5 – блок управления клапана, 6 – высоковольтные вакуумно-плотные вводы, 7 – электроды разряда, 8 – кварцевые окна, 9 – подвижный датчик давления, 10 – блок измерения нестационарных вариаций давления, 11 – стационарный датчик давления, 12 – вакуумметр, 13 – пояс Роговского, 14 – средства оптической диагностики

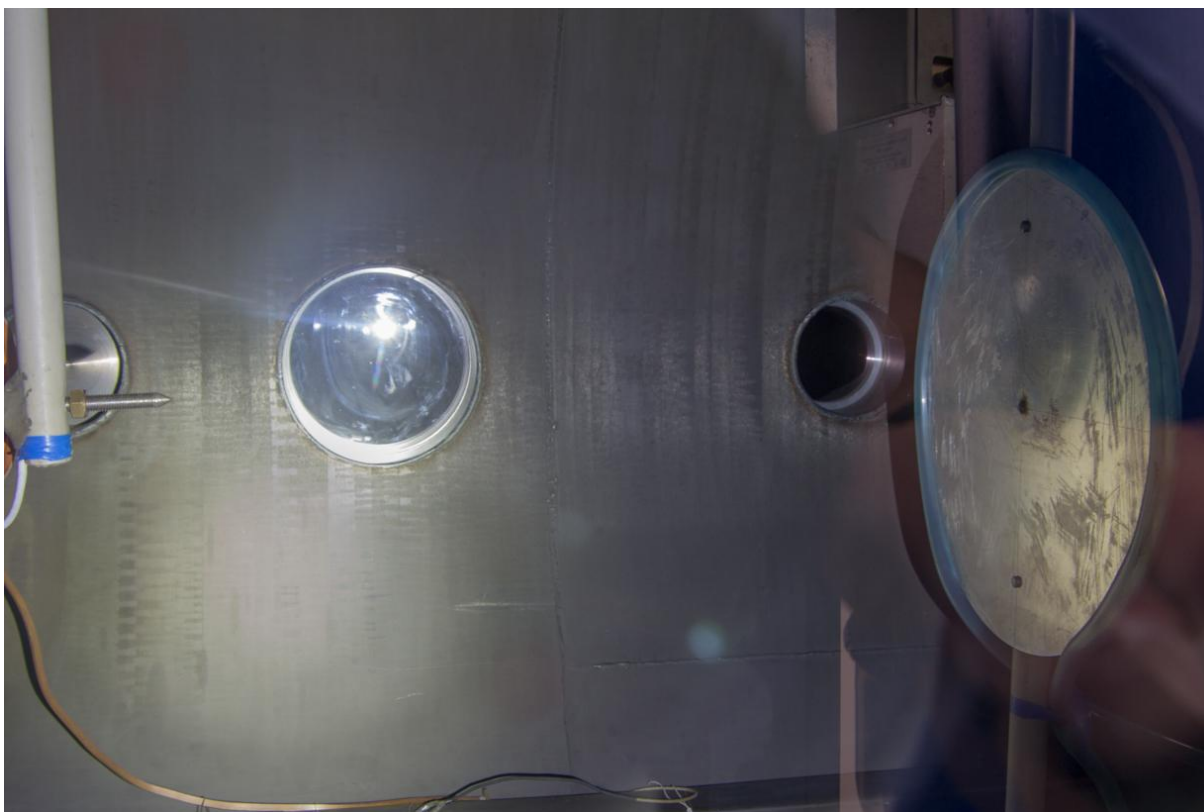


Рисунок 3.3 Внутренняя часть вакуумной камеры с стержневым электродом слева и дисковым электродом справа

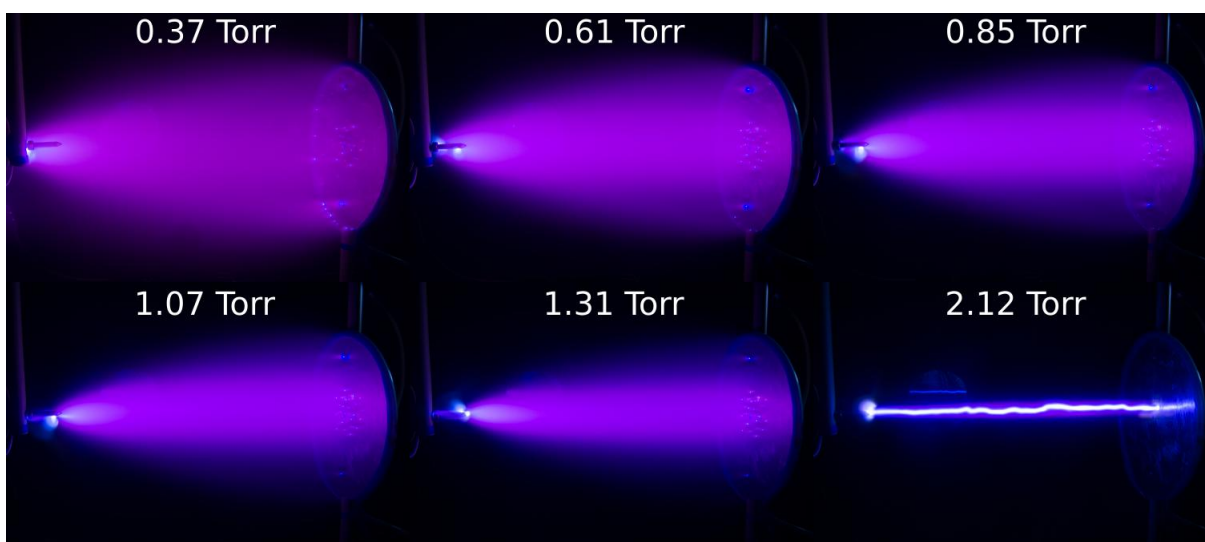


Рисунок 3.4 Вид разрядов при разном постоянном давлении внутри вакуумной камеры

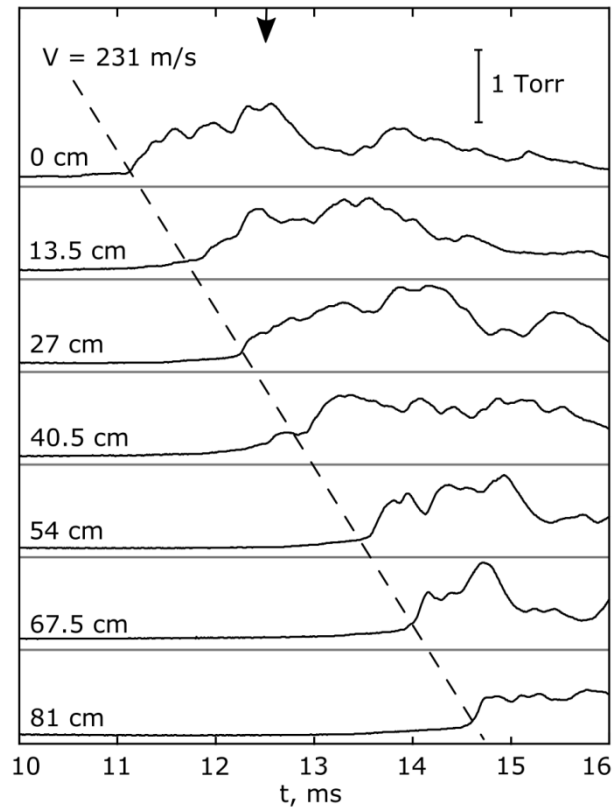


Рисунок 3.5 Сигналы с датчика давления при импульсном напуске воздуха, полученные на оси камеры на различных расстояниях от острия стержневого электрода. Фоновое значение давления $p_0 = 0,18$ Торр. Движение фронта давления вдоль оси камеры показано пунктирной линией, скорость фронта – 231 м/с. Стрелкой отмечен момент импульсного разряда

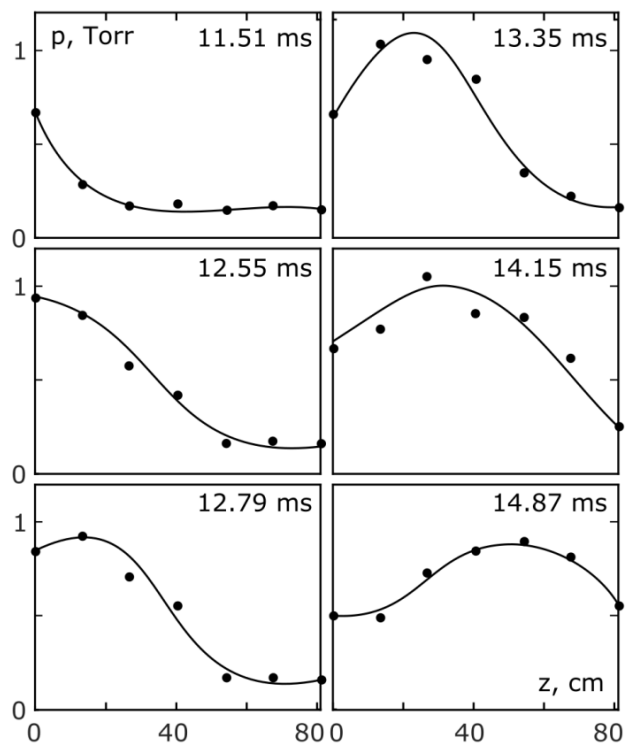


Рисунок 3.6 Распределение давления вдоль оси камеры в различные моменты времени относительно момента подачи управляющего импульса на газовый клапан

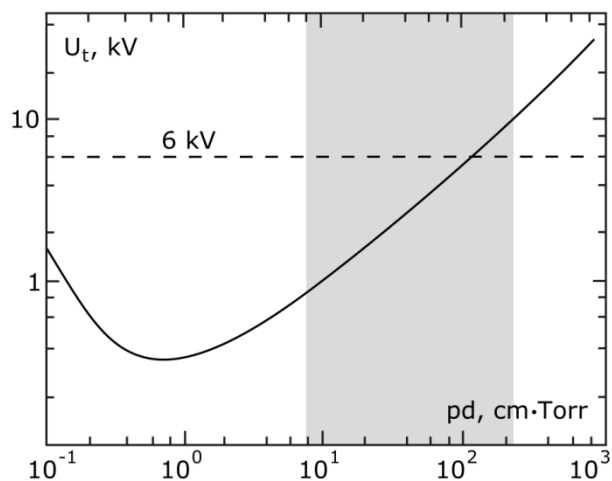


Рисунок 3.7 Кривая Пашена для воздуха с указанием диапазона рабочих давлений и прикладываемого на промежутке $\Delta z = 80$ см напряжения

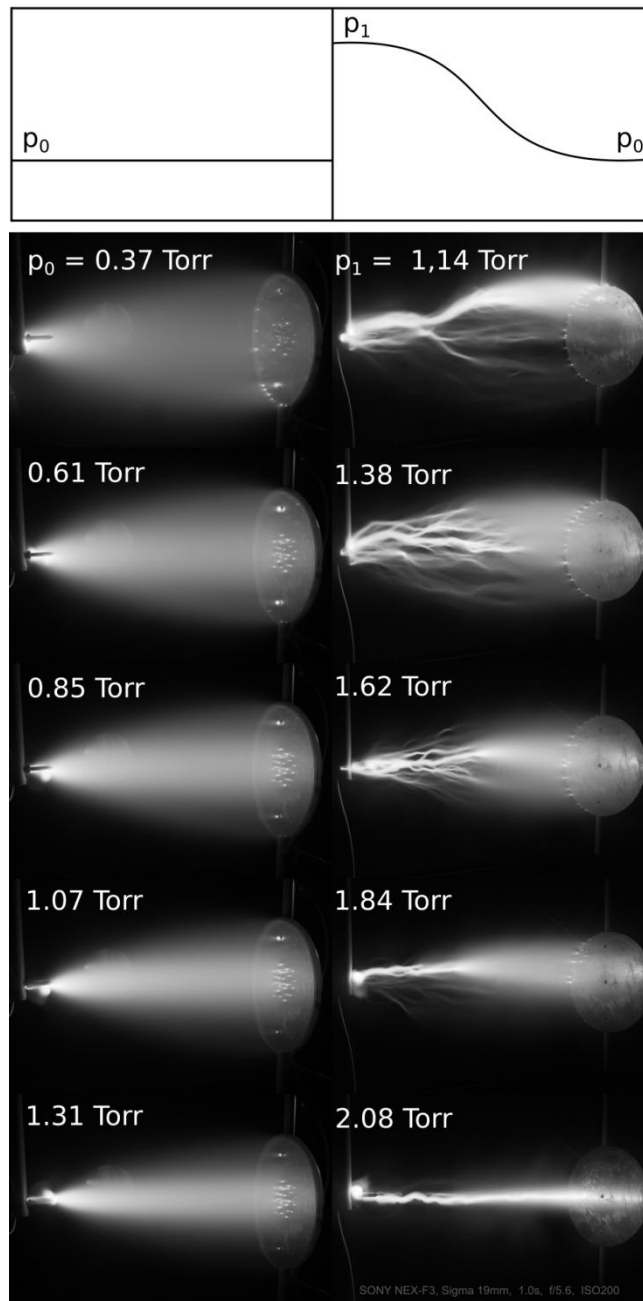


Рисунок 3.8 Фотографии отрицательного разряда для различных значений фонового давления p_0 . Слева – разряд в однородном газе, справа – разряд в градиенте давления (с напуском воздуха)

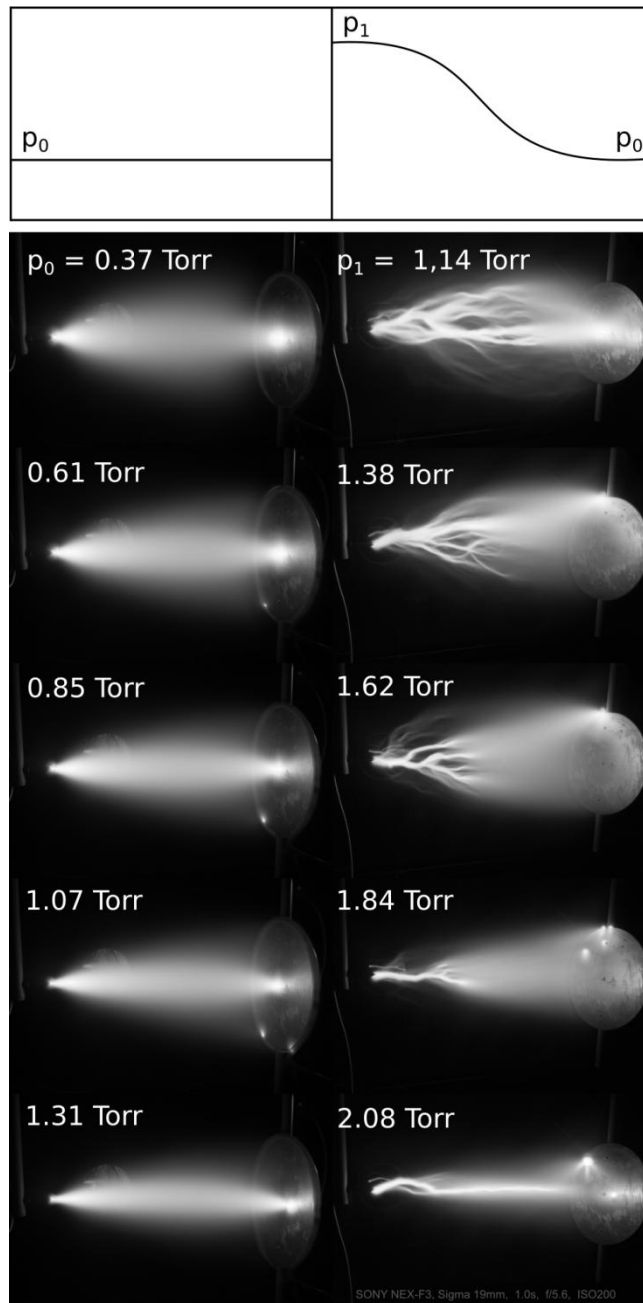


Рисунок 3.9 Фотографии положительного разряда для различных значений фонового давления p_0 . Слева – разряд в однородном газе, справа – разряд в градиенте давления (с напуском воздуха)

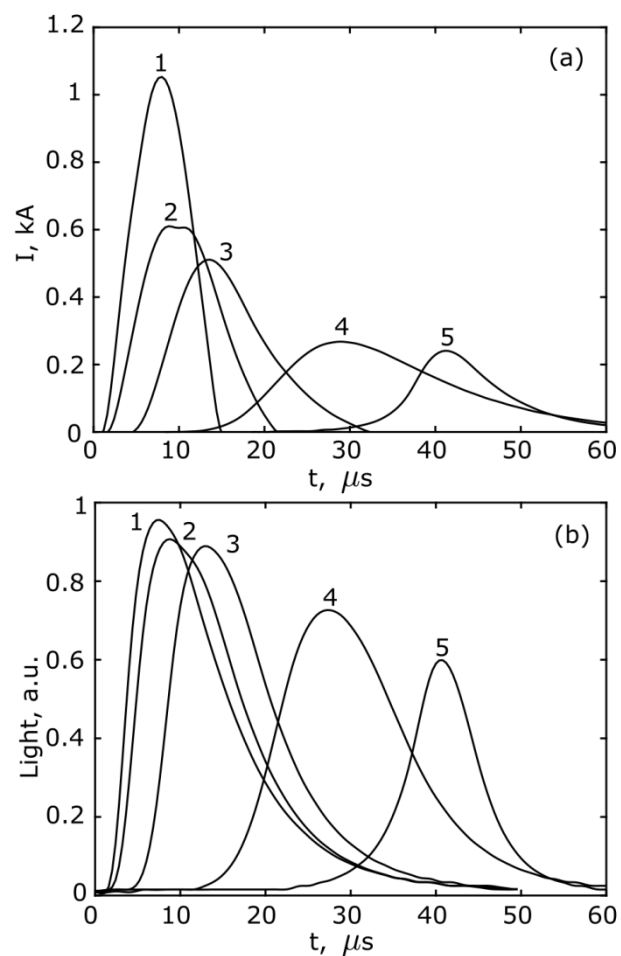


Рисунок 3.10 Ток отрицательного разряда (а) и его интегральная светимость (б) при различных фоновых давлениях p_0 : 1 – 0,37 Торр, 2 – 0,61 Торр, 3 – 0,85 Торр, 4 – 1,07 Торр, 5 – 1,31 Торр (также см. Рисунок 3.8)

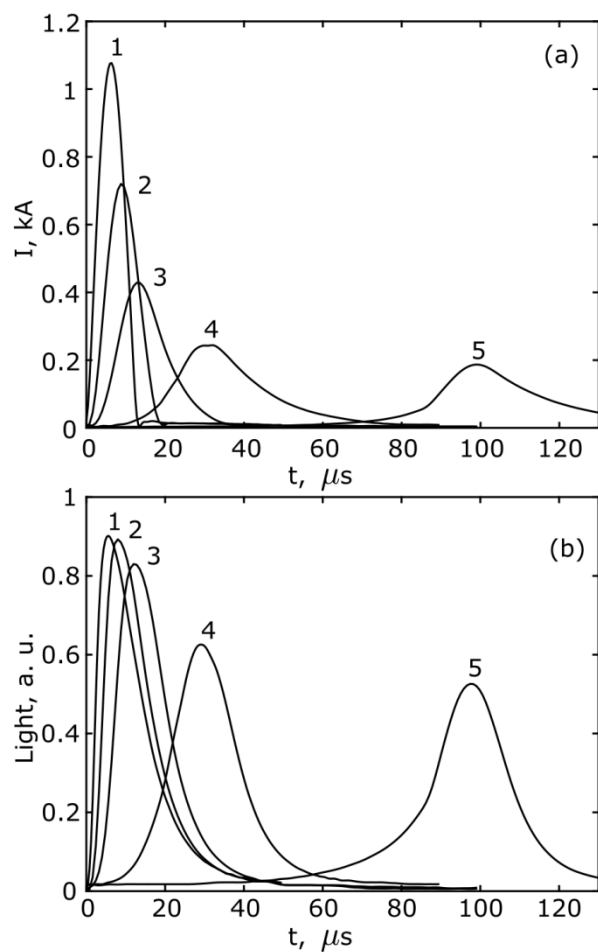


Рисунок 3.11 Ток положительного разряда (а) и его интегральная светимость (б) при различных фоновых давлениях p_0 : 1 – 0,37 Торр, 2 – 0,61 Торр, 3 – 0,85 Торр, 4 – 1,07 Торр, 5 – 1,31 Торр (также см. Рисунок 3.9)

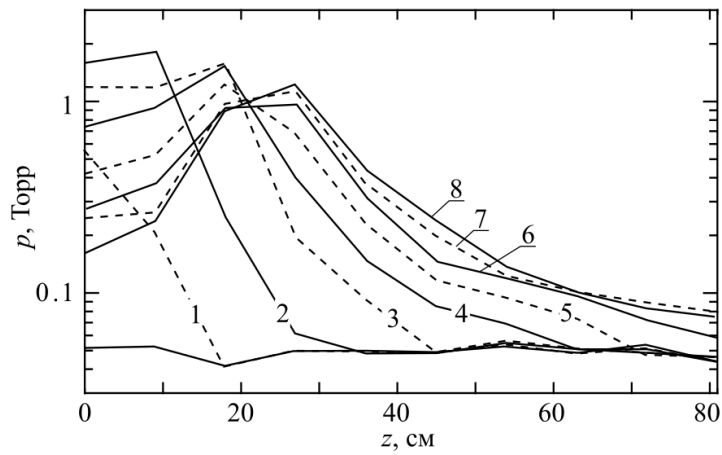


Рисунок 3.12 Распределение давления газа при импульсном напуске в камеру при фоновом давлении $p_0 = 0,05$ Торр. Продольные профили давления газа в различные моменты времени после открывания импульсного клапана (1 – 5 мс, 2 – 5,5 мс, 3 – 6 мс, 4 – 6,5 мс, 5 – 7 мс, 6 – 7,5 мс, 7 – 8 мс, 8 – 8,5 мс)

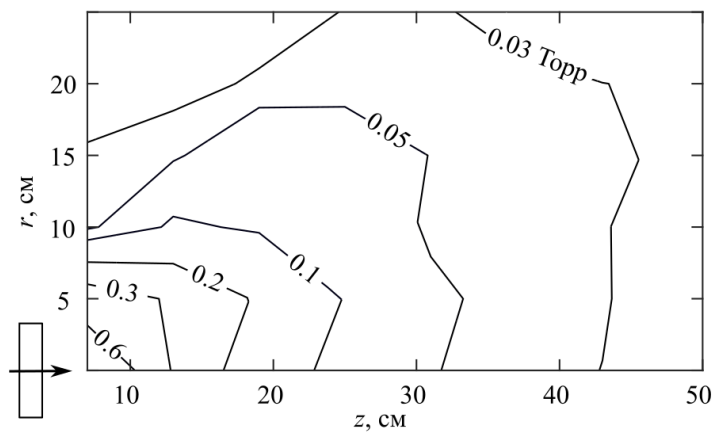


Рисунок 3.13 Пространственная структура давления в газовой струе в фиксированный момент времени

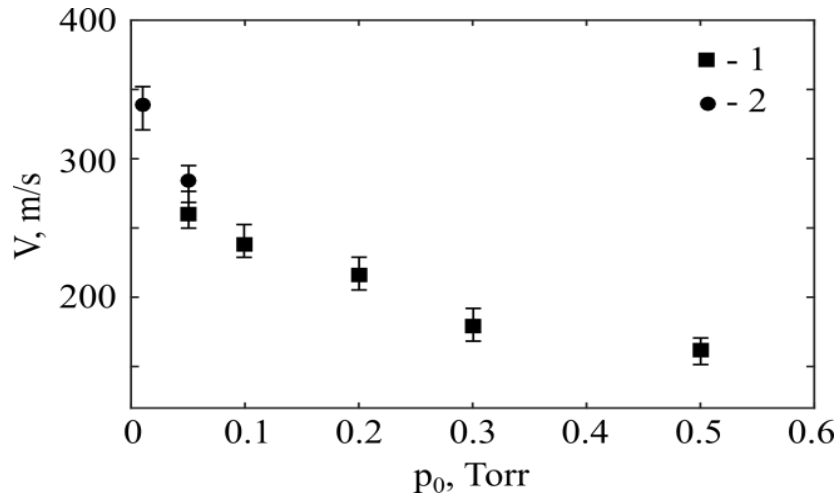


Рисунок 3.14 Скорость расширения газа в камеру в зависимости от фонового давления: 1 — без патрубков, 2 — через патрубок

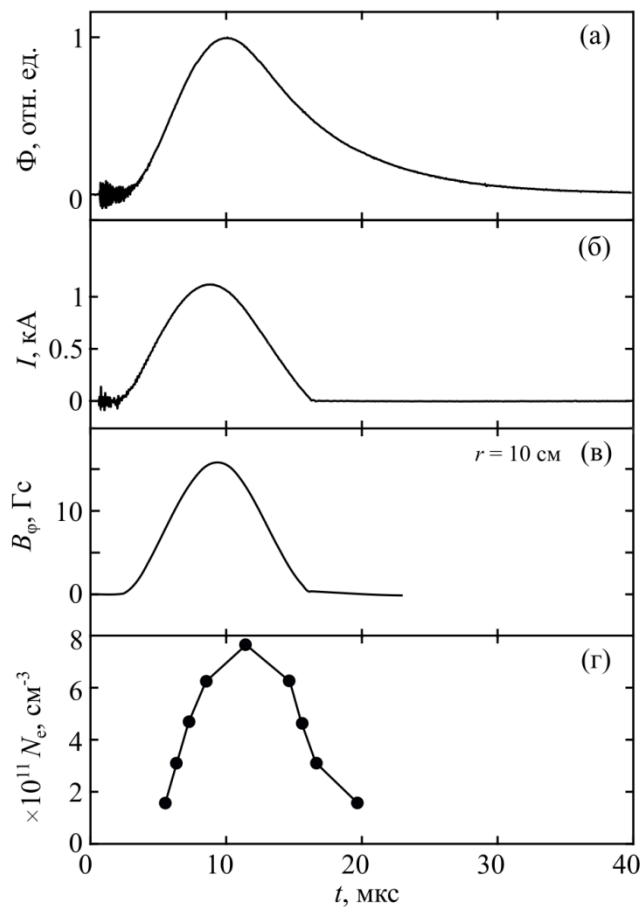


Рисунок 3.15 Временные зависимости параметров импульсного разряда в однородном воздухе при давлении $p_0 = 0,6$ Торр: (а) интегральная светимость разряда; (б) ток с пояса Роговского; (в) азимутальное магнитное поле в центральном сечении камеры в радиальной позиции $r = 10$ см; (г) полученная с помощью СВЧ-интерферометра максимальная концентрация плазмы в центральном сечении камеры

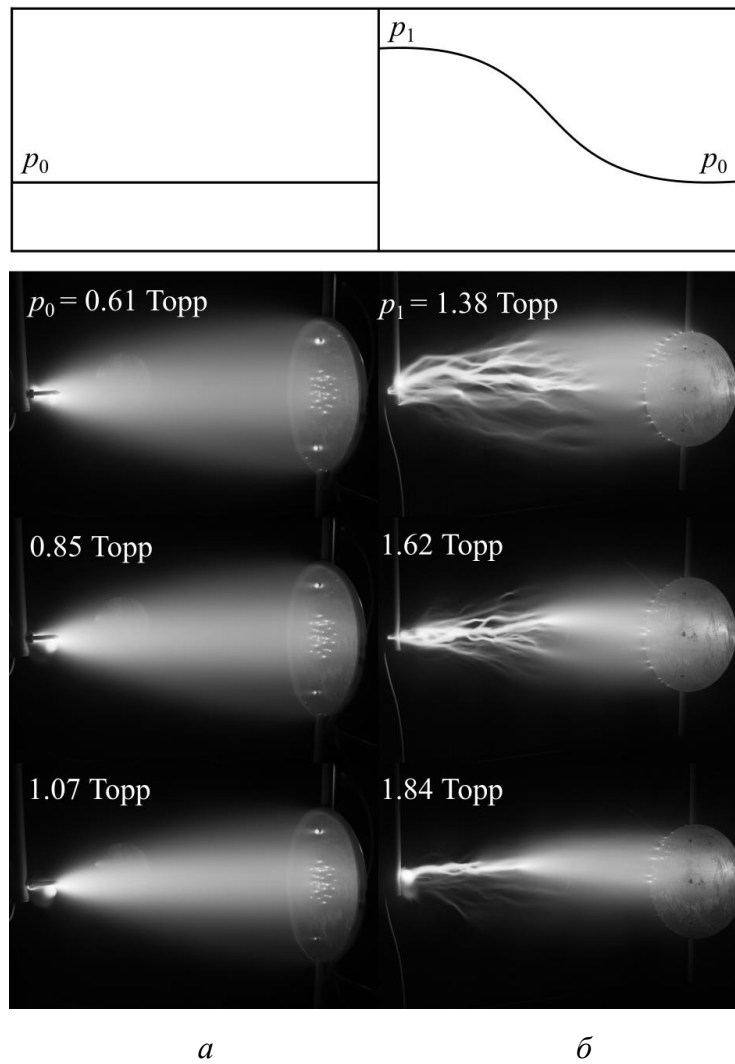


Рисунок 3.16 Фотографии разряда при различных давлениях в камере:
 (а) – разряд в однородном газе; (б) – разряд в газе с градиентом давления

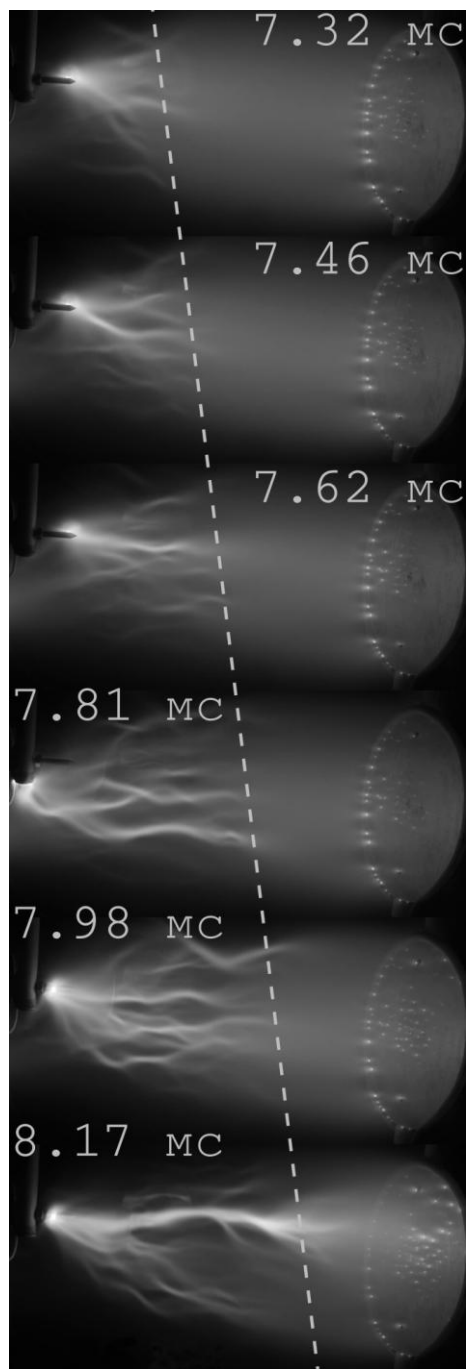
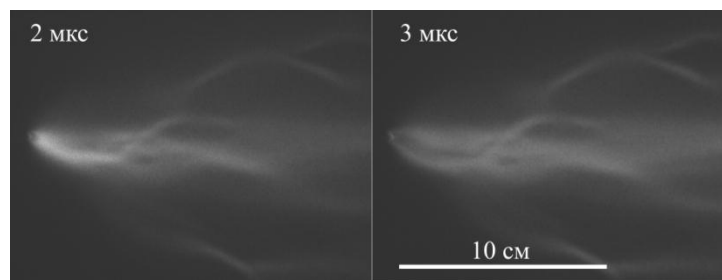
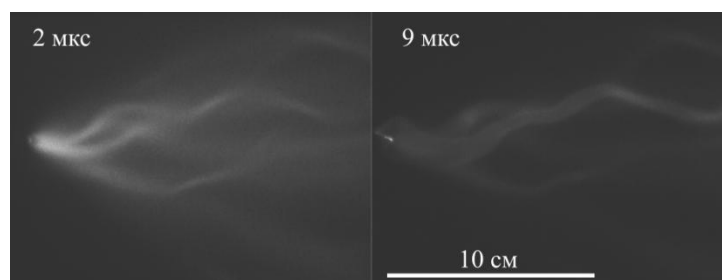


Рисунок 3.17 Фотографии разряда, зажигаемого с различными задержками (см. подписи) относительно момента импульсного напуска газа в камеру



a



б

Рисунок 3.18 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

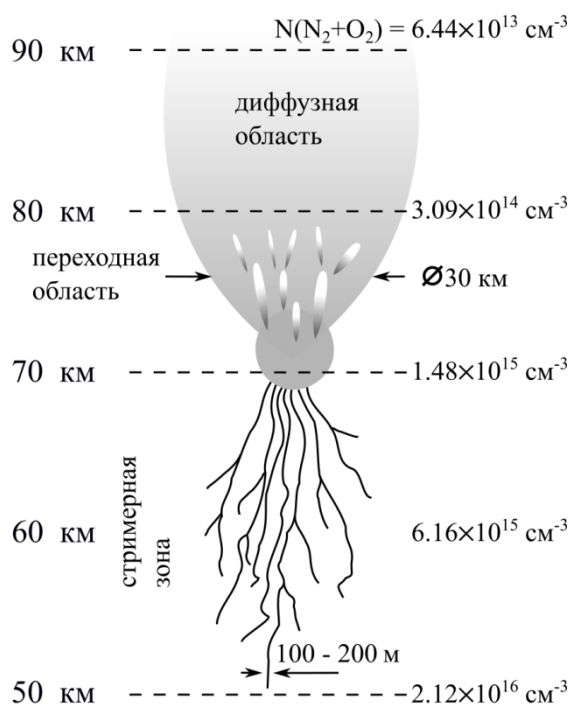


Рисунок 3.19 Схематическое изображение высотного разряда

Заключение

Полученные в диссертационной работе научные результаты заключаются в следующем:

1. Разработана аксиально-симметричная самосогласованная плазмохимическая модель для спрайта на высотах 60-90 км в ночных условиях. Модельные расчеты показали, что при максимальном токе в молниевом канале 121,7 кА и максимальном ИДМ 720 Кл·км реализуются условия для инициации спрайта, приводящего к возмущению химического состава мезосферы (концентрация электронов возмущается до 198 см^{-3} , O_2^- до 135 см^{-3} , N_2^+ до 105 см^{-3} , O_2^+ до 255 см^{-3}) с радиальным размером до 40 км. Интенсивность излучения в $^1\text{PN}_2$ достигает $6,4 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ и в $^2\text{PN}_2$ $1,35 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$. Время релаксации химического состава мезосферы от 10 с на 75 км до 10^3 с на 80-82 км.

2. Показана возможность инициации гало в дневных условиях на основе проведенного моделирования при ИДМ, равном 2750 Кл·км. Установлено, что характерная высота инициации разрядов определяется проводимостью атмосферы и смещена вниз на 20 км относительно ночных условий. Во время гало характерные поля 80-100 Тд формируются на высоте 56-64 км и радиусом 30 км, что приводит к быстрому прилипанию электронов к кислороду, падению проводимости на 2-4 порядка и излучению в $^1\text{PN}_2$ с интенсивностью до $3 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$, в $^2\text{PN}_2$ интенсивностью до $0,5 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$.

3. Проведено моделирование спрайта в дневных условиях при ИДМ 3750 Кл·км. Показано, что нормированное поле выше 128 Тд достигается на высотах 56-64 км и радиусом 20 км. Установлено, что развитие спрайта до формирования условий для лавинной ионизации в центральной части совпадает с развитием гало. Выяснено, что в пробойных полях концентрация электронов и O_2^- растет синхронно до 1400 см^{-3} и 1500 см^{-3} , что после вытеснения поля приводит к прилипанию электронов и росту

концентрации O_2^- до 2800 см^{-3} к 4 мс на 62 км. Показано, что соотношение максимальных интенсивностей излучения в ${}^1PN_2/{}^2PN_2$ порядка 1,6 раза, при этом интенсивность в 1PN_2 достигает $8 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$.

4. Установлено, что самосогласованный учет электрического поля во время развития спрайта, как в ночных, так и в дневных условиях, приводит к лавинообразному росту концентрации электронов, сопровождающимся возмущением проводимости и формированием тороидальной структуры разряда, когда электрическое поле вытесняется из центральной части спрайта, а на удалении от оси разряда свечение продолжается. При этом в отсутствии пробойных полей в периферийных частях спрайта разряд развивается как при гало.

5. Предложена параметризация для глобального распределения спрайтов по данным сети гронопеленгации WWLLN за 2016 год. Установлено, что в среднем создаются условия для инициации 870 спрайтов в день (8 из них отрицательные), при этом наблюдается значительная сезонная изменчивость: от 625 в октябре до 1255 в мае.

6. Обнаружено, что количество спрайтов над сушей и океаном за год распределено неравномерно: с января по апрель количество разрядов примерно совпадает, а с мая по декабрь количество разрядов над океаном выше на 20% и более, что приводит к среднему распределению суша/океан 41,4/58,6% за 2016 год.

7. Создан экспериментальный стенд «Спрайт», предназначенный для лабораторного моделирования разряда в протяженном градиенте давления в режиме импульсного напуска рабочего газа. На стенде реализован перепад давления до 100 раз на межэлектродном промежутке около 80 см, при сохранении дозвукового режима распространения фронта давления воздуха.

8. На лабораторной установке получен разряд, который по параметрам подобия для приведенного электрического поля, концентрации

электронов, плотности тока, размера филамент соответствует спрайту на высотах от 70 до 90 км. Таким образом, в эксперименте были воспроизведены одновременно переходная, стримерная и диффузная области высотного разряда.

Список литературы

1. Franz R.C., Nemzek R.J., Winckler J.R. Television image of a large upward electrical discharge above a thunderstorm system // *Science*. — 1990. — V. 249, № 4964. — P. 48-51.
2. Mishin E.V, Milikh G.M. Blue Jets: Upward Lightning // *Sp. Sci. Rev.* — 2008. — V. 137, № 1-4. — P. 473-488.
3. Multi-instrumental observations of a positive gigantic jet produced by a winter thunderstorm in Europe / Van der Velde O.A., Bór J., Li J., Cummer S.A., Arnone E., Zanotti F., Füllekrug M., Haldoupis C., Naitamor S., Farges T. // *Geophys. Res. Atmos.* — 2010. — V. 115, № 24. — P. 1-17.
4. Pasko V.P. Recent advances in theory of transient luminous events // *Geophys. Res. Sp. Phys.* — 2010. — V. 115, № 6. — P. A00E35.
5. Optical emissions and behaviors of the blue starters, blue jets, and gigantic jets observed in the Taiwan transient luminous event ground campaign / Chou J.K., Tsai L.Y., Kuo C.L., Lee Y.J., Chen C.M., Chen A.B., Su H.T., Hsu R.-R., Chang P.L., Lee L.C. // *Geophys. Res. Sp. Phys.* — 2011. — V. 116, № A7. — P. A07301.
6. First detection of summer blue jets and starters over Northern Kanto area of Japan: Lightning activity / Suzuki T., Hayakawa M., Hobara Y., Kusunoki K. // *Geophys. Res. Sp. Phys.* — 2012. — V. 117, № A7. — P. A07307.
7. Preliminary results from the Sprites94 Aircraft Campaign: 2. Blue jets / Wescott E.M., Sentman D.D., Osborne D.L., Hampton D.L., Heavner M.J. // *Geophys. Res. Lett.* — 1995. — V. 22, № 10. — P. 1209-1212.
8. Analysis of the first gigantic jet recorded over continental North America / Van der Velde O.A., Lyons W.A., Nelson T.E., Cummer S.A., Li J., Bunnell J. // *Geophys. Res.* — 2007. — V. 112, № D20. — P. D20104.
9. Global distributions and occurrence rates of transient luminous events / Chen A.B., Kuo C.-L., Lee Y.-J., Su H.-T., Hsu R.-R., Chern J.-L., Frey H.U., Mende

S.B., Takahashi Y., Fukunishi H., Chang Y.-S., Liu T.-Y., Lee L.-C. // *Geophys. Res.* — 2008. — V. 113., № A8. — P. A08306.

10. Blue starters: Brief upward discharges from an intense Arkansas thunderstorm / Wescott E.M., Sentman D.D., Heavner M.J., Hampton D.L., Osborne D.L., Vaughan O.H. // *Geophys. Res. Lett.* — 1996. — V. 23, № 16. — P. 2153-2156.

11. Modeling of thundercloud screening charges: Implications for blue and gigantic jets / Rioussat J.A., Pasko V.P., Krehbiel P.R., Rison W., Stanley M.A. // *Geophys. Res. Sp. Phys.* — 2010. — V. 115. — P. A00E10.

12. Quantification of the troposphere-to-ionosphere charge transfer in a gigantic jet / Cummer S.A., Li J., Han F., Lu G., Jaugey N., Lyons W.A., Nelson T.E. // *Nat. Geosci.* — 2009. — V. 2, № 9. — P.617-620.

13. Lightning development associated with two negative gigantic jets / Lu G., Cummer S.A., Lyons W.A., Krehbiel P.R., Li J., Rison W., Thomas R.J., Edens H.E., Stanley M.A., Beasley W., MacGorman D.R., Van der Velde O.A., Cohen M.B., Lang T.J., Rutledge S.A. // *Geophys. Res. Lett.* — 2011. — V. 38. — P. L12801.

14. Radiative emission and energy deposition in transient luminous events / Kuo C.L., Chen A.B., Chou J.K., Tsai L.Y., Hsu R.R., Su H.T., Frey H.U., Mende S.B., Takahashi Y., Lee L.C. // *J. Phys. D. Appl. Phys.* — 2008. — V. 41, № 23. — P. 234014.

15. Sprites and possible mesospheric effects / Stenbaek-Nielsen H.C., Moudry D.R., Wescott E.M., Sentman D.D., São Sabbas F.T. // *Geophys. Res. Lett.*— 2000. — V. 27, № 23. — P. 3829-3832.

16. Electrical discharge from a thundercloud top to the lower ionosphere / Pasko V.P., Stanley M.A., Mathews J.D., Inan U.S., Wood T.G. // *Nat.* — 2002. — V. 416, № 6877. — P.152-154.

17. Preliminary results from the Sprites94 aircraft campaign. 1. Red sprites / Sentman D.D., Wescott E.M., Osborne D.L., Hampton D.L., Heavner M.J. // *Geophys. Res. Lett.*— 1995. — V. 22, № 10. — P. 1205-1208.
18. Sprite initiation altitude measured by triangulation / Stenbaek-Nielsen H.C., Haaland R., McHarg M.G., Hensley B.A., Kanmae T. // *Geophys. Res. Sp. Phys.* — 2010. — V. 115, № A3. — P. A00E12.
19. Stenbaek-Nielsen H.C., McHarg M.G., High time-resolution sprite imaging: observations and implications // *J. Phys. D. Appl. Phys.* — 2008. — V. 41, № 23. — P. 234009.
20. Li J., Cummer S.A. Measurement of sprite streamer acceleration and deceleration // *Geophys. Res. Lett.*— 2009. — V. 36, № 10. — P. L10812.
21. Liu N., McHarg M.G., Stenbaek-Nielsen H.C. High-altitude electrical discharges associated with thunderstorms and lightning // *Atmos. Sol.-Ter. Phys.* — 2015. — V. 136, № A. — P. 98-118.
22. Comparison of sprite initiation altitudes between observations and models / Gamera W.R., Cummer S.A., Li J., Stenbaek-Nielsen H.C., Haaland R.K., McHarg M.G. // *Geophys. Res. Sp. Phys.*— 2011. — V. 116, № A2. — P. A02317.
23. Cummer S.A., Füllekrug M. Unusually intense continuing current in lightning produces delayed mesospheric breakdown // *Geophys. Res. Lett.* — 2001. — V. 28, № 3. — P. 495-498.
24. Luque A., Gordillo-Vázquez F.J. Mesospheric electric breakdown and delayed sprite ignition caused by electron detachment // *Nat. Geosci.* — 2012. — V. 5, № 1. — P. 22-25.
25. Electric field transition between the diffuse and streamer regions of sprites estimated from ISUAL/array photometer measurements / Adachi T., Fukunishi H., Takahashi Y., Hiraki Y., Hsu R.-R., Su H.-T., Chen A.B., Mende S.B., Frey H.U., Lee L.C. // *Geophys. Res. Lett.* — 2006. — V. 33, № 17. — P. L17803.

26. Triangulation of sprites, associated halos and their possible relation to causative lightning and micrometeors / Wescott E.M, Stenbaek-Nielsen H.C., Sentman D.D., Heavner M.J., Moudry D.R., São Sabbas F.T. // *Geophys. Res.* — 2001. — V. 106, № A6. — P. 10467-10477.
27. Statistical characteristics of sprite halo events using coincident photometric and imaging data / Miyasato R., Taylor M.J., Fukunishi H., Stenbaek-Nielsen H.C. // *Geophys. Res. Lett.* — 2002. — V. 29, № 21. — P. 291-294.
28. Sprites over Europe / Neubert T., Allin T.H., Stenbaek-Nielsen H.C., Blanc E. // *Geophys. Res. Lett.* — 2001. — V. 28, № 18. — P. 3585—3588.
29. Observations of the relationship between sprite morphology and in-cloud lightning processes / Van der Velde O.A., Mika Á., Soula S., Haldoupis C., Neubert T., Inan U.S. // *Geophys. Res.* — 2006. — V. 111, № D15. — P. D15203.
30. More evidence for a one-to-one correlation between Sprites and Early VLF perturbations / Haldoupis C., Amvrosiadi N., Cotts B.R.T., Van der Velde O.A., Chanrion O., Neubert T. // *Geophys. Res. Sp. Phys.* — 2010. — V. 115, № A7. — P. A07304.
31. Recent Results from Studies of Electric Discharges in the Mesosphere / Neubert T., Rycroft M., Farges T., Blanc E., Chanrion O., Arnone E., Odzimek A., Arnold N., Enell C.-F., Turunen E., Böisinger T., Mika Á., Haldoupis C., Steiner R.J., Van der Velde O., Soula S., Berg P., Boberg F., Thejll P., Christiansen B., Ignaccolo M., Füllekrug M., Verronen P.T., Montanya J., Crosby N. // *Surv. Geophys.* — 2008. — V. 29, № 2. — P. 71—137.
32. Vaughan O.H., Vonnegut B. Recent observations of lightning discharges from the top of a thundercloud into the clear air above // *Geophys Res.* — 1989. — V. 94, № D11. — P. 13179-13182.
33. Preliminary results from the sprites 94 aircraft campaign: 2. Blue jets / Hampton D.L., Heavner M.J., Wescott E.M., Sentman D.D. // *Geophys. Res. Lett.* — 1996. — V. 23, № 1. — P. 89—92.

34. Lightning induced brightening in the airglow layer / Boeck W.L., Vaughan O.H., Blakeslee R., Vonnegut B., Brook M. // *Geophys. Res. Lett.* — 1992. — V. 19, № 2. — P. 99—102.
35. Observations of lightning in the stratosphere / Boeck W.L., Vaughan O.H., Blakeslee R.J., Vonnegut B., Brook M., McKune J. // *Geophys. Res. Atm.* — 1995. — V. 100, № D1. — P. 1465—1475.
36. New observations of sprites from the space shuttle / Yair Y., Israelevich P., Devir A.D., Moalem M., Price C., Joseph J.H., Levin Z., Ziv B., Sternlieb A., Teller A. // *Geophys. Res.* — 2004. — V. 109, № D15. — P. D15201.
37. Nadir observations of sprites from the International Space Station / Blanc E., Farges T., Roche R., Brebion D., Hua T., Labarthe A., Melnikov V. // *Geophys. Res. Sp. Phys.* — 2004. — V. 109, № A2. — P. A02306.
38. Lightning and Sprite Imager (LSI) Onboard JEM-GLIMS / Sato M., Takahashi Y., Kikuchi M., Suzuki M., Yamazaki A., Ushio T. // *IEEJ Trans.Fund. Mat.* — 2011. — V. 131, № 12. — P. 994-999.
39. The ASIM Mission on the International Space Station / Neubert T., Østgaard N., Reglero V., Blanc E., Chanrion O., Oxborrow C.A., Orr A., Tacconi M., Hartnack O., Bhanderi D.V. // *Space Sci. Rev.* — 2019. — V. 215, № 2. — P. 1-17.
40. TARANIS: A microsatellite project dedicated to the study of impulsive transfers of energy between the Earth atmosphere, the ionosphere, and the magnetosphere / Blanc E., Lefeuvre F., Roussel-Dupré R., Sauvaud J.A. // *Adv. Sp. Res.* — 2007. — V. 40, № 8. — P. 1268—1275.
41. First results of investigating the space environment onboard the Universitetskii-Tatyana satellite / Sadovnichy V.A., Panasyuk M.I., Bobrovnikov S.Y., Vedenkin N.N., Vlasova N.A., Garipov G.K., Grigorian O.R., Ivanova T.A., Kalegaev V. V., Klimov P.A., Kovtyukh A.S., Krasotkin S.A., Kuznetsov N. V., Kuznetsov S.N., Muravyeva E.A., Myagkova I.N., Pavlov N.N., Nymmik R.A., Petrov V.L., Podzolko M. V., Radchenko V. V.,

Reisman S.Y., Rubinshtein I.A., Riazantseva M.O., Sigaeva E.A., Sosnovets E.N., Starostin L.I., Sukhanov A. V., Tulupov V.I., Khrenov B.A., Shakhparonov V.M., Sheveleva V.N., Shirokov A. V., Yashin I. V., Markelov V. V., Ivanov N.N., Blinov V.N., Sedykh O.Y., Pinigin V.P., Papkov A.P., Levin E.S., Samkov V.M., Ignatiev N.N., Yamnikov V.S. // *Cosm. Res.* — 2007. — V. 45, № 4. — P.273—286.

42. Experimental evidence of giant electron—gamma bursts generated by extensive atmospheric showers in thunderclouds / Gurevich A.V., Karashtin A.N., Chubenko A.P., Duncan L.M., Ryabov V.A., Shepetov A.S., Antonova V.P., Kryukov S.V., Piscal V.V., Ptitsyn M.O., Vildanova L.I., Shlyugaev Y.V., Zybin K.P. // *Phys. Lett. A* — 2004. — V. 325, № 5-6. — P. 389—402.

43. ELF radiation produced by electrical currents in sprites / Cummer S.A., Inan U.S., Bell T.F., Barrington-Leigh C.P. // *Geophys. Res. Lett.* — 1998. — V. 25, № 8. — P. 1281—1284.

44. Cummer S.A., Inan U.S. Measurement of charge transfer in sprite-producing lightning using ELF radio atmospherics // *Geophys. Res. Lett.* — 1997. — V. 24, № 14. — P. 1731-1734.

45. Detection of daytime sprites via a unique sprite ELF signature / Stanley M., Brook M., Krehbiel P., Cummer S.A. // *Geophys. Res. Lett.* — 2000. — V. 27, № 6. — P. 871-874.

46. Liszka L. On the Possible Infrasound Generation by Sprites // *Low Freq. Noise, Vib. Act. Control.* — 2004. — V. 23, № 2. — P. 85-93.

47. Farges T., Blanc E. Characteristics of infrasound from lightning and sprites near thunderstorm areas // *Geophys. Res. Sp. Phys.* — 2010. — V. 115, № 6. — P. A00E31.

48. Automated chirp detection with diffusion entropy: Application to infrasound from sprites / Ignaccolo M., Farges T., Blanc E., Füllekrug M. // *Chaos, Solitons & Fractals* — 2008. — V. 38, № 4. — P. 1039-1050.

49. Sprites in low-frequency radio noise / Füllekrug M., Mezentsev A., Soula S., Van der Velde O., Farges T. // *Geophys. Res. Lett.* — 2013. — V. 40, № 10. — P. 2395—2399.
50. Qin J., Celestin S., Pasko V.P. Low frequency electromagnetic radiation from sprite streamers // *Geophys. Res. Lett.* — 2012. — V. 39, № 22. — P. L22803.
51. Yashunin S.A., Mareev E.A., Rakov V.A. Are lightning M components capable of initiating sprites and sprite halos? // *Geophys. Res. Atm.* — 2007. — V. 112, № D10. — P. D10109.
52. Polarity asymmetry of sprite-producing lightning: A paradox? / Williams E.R, Downes E., Boldi R., Lyons W.A., Heckman S. // *Radio Sci.* — 2007. — V. 42, № 2. — P. RS2S17.
53. Nag A., Rakov V.A. Positive lightning: An overview, new observations, and inferences // *Geophys. Res. Atm.* — 2012. — V. 117, № 8. — P. 1-20.
54. Evtushenko A.A., Mareev E.A. On the generation of charge layers in MCS stratiform regions // *Atm. Res.* — 2008. — V. 91, № 2-4. — P. 272-280.
55. Евтушенко А.А., Мареев Е.А. О генерации слоев электрического заряда в мезомасштабных конвективных системах // *Физика Атмосферы и Океана* — 2009. — Т. 45, № 2. — С. 242-252.
56. Mareev E.A., Evtushenko A.A., Yashunin S.A. On the modeling of sprites and sprite producing clouds in the global electric circuit / Ed. Füllekrug M., Mareev E., Rycroft M. Cluwer: Springer. — 2005. — P. 313-340.
57. Mishin E. Ozone layer perturbation by a single blue jet // *Geophys. Res. Lett.* — 1997. — V. 24, № 15. — P. 1919-1922.
58. Smirnova N.V., Lyakhov A.N., Kozlov S.I. Lower stratosphere response to electric field pulse // *Int. Journ. Geomagn. Aeron.* — 2003. — V. 3, № 3. — P. 281-287.
59. On blue jet dynamics / Sukhorukov A.I., Mishin E.V., Stubbe P., Rycroft M. J. // *Geophys. Res. Lett.* — 1996. — V. 23, № 13. — P. 1625-1628.

60. Winkler H., Notholt J. A model study of the plasma chemistry of stratospheric Blue Jets // *Atmos. Sol.-Ter. Phys.* — 2015. — V. 122. — P. 75-85.
61. Generation of metastable oxygen atom O(1D) in sprite halos / Hiraki Y., Tong L., Fukunishi H., Nanbu K., Kasai Y., Ichimura A. // *Geophys. Res. Lett.* — 2004. — V. 31, № 14. — P. L14105.
62. Sentman D.D., Stenbaek-Nielsen H.C., McHarg M.G. Plasma chemistry of sprite streamers // *Geophys. Res.* — 2008. — V. 113, № D11. — P. D11112.
63. Gordillo-Vázquez F.J. Air plasma kinetics under the influence of sprites // *Phys. D. Appl. Phys.* — 2008. — V. 41, № 23. — P. 234016.
64. Parra-Rojas F.C., Luque A., Gordillo-Vázquez F.J. Chemical and thermal impacts of sprite streamers in the Earth's mesosphere // *Geophys. Res. Sp. Phys.* — 2015. — V. 120, № 10. — P. 8899—8933.
65. Gordillo-Vazquez F.J. Vibrational kinetics of air plasmas induced by sprites // *Geophys. Res. Sp. Phys.* — 2010. — Vol. 115, № A5. — P. A00E25.
66. Parameterisation of the chemical effect of sprites in the middle atmosphere / Enell C.-F., Arnone E., Adachi T., Chanrion O., Verronen P.T., Seppälä A., Neubert T., Ulich T., Turunen E., Takahashi Y., Hsu R.-R. // *Ann. Geophys.* — 2008. — V. 26, № 1. — P. 13—27.
67. Liu N. Multiple ion species fluid modeling of sprite halos and the role of electron detachment of O⁻ in their dynamics // *Geophys. Res.* — 2012. — V. 117, № A3. — P. A03308.
68. WACCM climate chemistry sensitivity to sprite perturbations / Arnone E., Smith A.K., Enell C.-F., Kero A., Dinelli B.M. // *Geophys. Res. Atm.* — 2014. — V. 119, № 11. — P. 6958—6970.
69. Sprite climatology in the Eastern Mediterranean Region / Yair Y., Price C., Katzenelson D., Rosenthal N., Rubanenko L., Ben-Ami Y., Arnone E. // *Atmos. Res.* — 2015. — V. 157. — P. 108—118.

70. Sato M., Fukunishi H. Global sprite occurrence locations and rates derived from triangulation of transient Schumann resonance events // *Geophys. Res. Lett.* — 2003. — Vol. 30, № 16. — P. 1859-1863.
71. Sprites, ELF Transients, and Positive Ground Strokes / Boccippio D.J., Williams E.R., Heckman S.J., Lyons W.A., Baker I.T., Boldi R. // *Science*. — 1995. — V. 269, № 5227. — P. 1088—1091.
72. Qin J., Celestin S., Pasko V.P. Minimum charge moment change in positive and negative cloud to ground lightning discharges producing sprites // *Geophys. Res. Lett.* — 2012. — V. 39, № 22. — P. L22801.
73. Модель CESM. <http://www.cesm.ucar.edu/models/cesm1.1/cam/> [Электронный ресурс].
74. Mitra A.P. *Ionospheric Effects of Solar Flares*. Boston: D. Reidel Publ., 1974.— p. 370.
75. Косый И.А., Костинский А.Ю., Матвеев А.А. Плазмохимические процессы в неравновесной азотно-кислородной смеси // *Труды ИОФАН*. — 1994. —Т. 47. — С. 37-57.
76. Альвен Г., Фельтхаммар К.-Г. *Космическая электродинамика. Основные принципы*. Москва: Мир, 1967. — 260 с.
77. Williams E.R. Sprites, elves, and flow discharge tubes // *Phys. Today*. — 2001. — V. 54, № 11. — P. 41-47.
78. Williams E.R. Calibrated radiance measurements with an air-filled glow discharge tube: Application to sprites in the mesosphere // *Sprites, Elves and Intense Lightning Discharges*, Nato Sci. Ser. II, vol. 225 / Ed. Füllekrug M., Marev E.A., Rycroft M.J. Dordrecht, Netherlands: Springer — 2006. — P. 237-251.
79. Pancheshnyi S., Nudnova M., Starikovskii A. Development of a cathode-directed streamer discharge in air at different pressures: Experiment and comparison with direct numerical simulation // *Phys. Rev. E*. — 2005. — V. 71, № 1. — P. 016407.

80. NO_x production in laboratory discharges simulating blue jets and red sprites / Peterson H., Bailey M., Hallett J., Beasley W. // *Geophys. Res. Sp. Phys.* — 2009. — Vol. 114, № A12 — P. A00E07.
81. Nijdam S., van Veldhuizen E.M., Ebert U. Comment on “NO_x production in laboratory discharges simulating blue jets and red sprites” by H. Peterson et al. // *Geophys. Res. Sp. Phys.* — 2010. — V. 115, № A12. — P. A12305.
82. 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. // *Geophys. Res. Sp. Phys.* — 2010. — V. 115, № A12. — P. A12319.
83. 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” / Peterson H., Bailey M., Hallett J., Beasley W. // *Geophys. Res. Sp. Phys.* — 2010. — Vol. 115, № A12. — P. A12319.
84. Briels T.M.P., Van Veldhuizen E.M., Ebert U. Positive streamers in air and nitrogen of varying density: Experiments on similarity laws // *Phys. D. Appl. Phys.* — 2008. — V. 41, № 23. — P. A234008.
85. Sprite discharges on Venus and Jupiter-like planets: A laboratory investigation / Dubrovin D., Nijdam S., van Veldhuizen E.M., Ebert U., Yair Y., Price C. // *Geophys. Res. Sp. Phys.* — 2010. — V. 115, № A6. — P. A00E34.
86. Spectroscopic diagnostics of laboratory air plasmas as a benchmark for spectral rotational (gas) temperature determination in TLEs / Parra-Rojas F.C., Passas M., Carrasco E., Luque A., Tanarro I., Simek M., Gordillo-Vázquez F.J. // *Geophys. Res. Sp. Phys.* — 2013. — V. 118, № 7. — P. 4649-4661.
87. Tarasenko V.F., Beloplotov D.V., Lomaev M.I. Colored Diffuse Mini Jets in Runaway Electrons Preionized Diffuse Discharges // *IEEE Trans. Plasma Sci.* — 2016. — V. 44, № 4. — P. 386-392.
88. Sosnin E.A. Apokamp discharge as a laboratory analogue of the transient luminous events of middle atmosphere / Ed. Klimkin A.V., Tarasenko V.F., Trigub M.V. SPIE, 2019. — p. 3-6.

89. Phenomenon of apokamp discharge / Sosnin E.A., Skakun V.S., Panarin V.A., Pechenitsin D.S., Tarasenko V.F., Baksht E.Kh. // JETP Lett. — 2016. — V. 103, № 12. — P. 761-764.
90. Study of streamers in gradient density air: Table top modeling of red sprites / Opaitis D.F., Shneider M.N., Howard P.J., Miles R.B., Milikh G.M. // Geophys. Res. Lett. — 2010. — V. 37, № 14. — P. L14801.
91. Robledo-Martinez A., Garcia-Villarreal A., Sobral H. Comparison between low-pressure laboratory discharges and atmospheric sprites // Geophys. Res. Sp. Phys. — 2017. — V. 122, № 1. — P. 948-962.
92. The hundred year hunt for the sprite / Lyons W.A., Armstrong R.A., Bering E.A., Williams E.R. // Eos, Trans. American Geophys. Union — 2000. — V. 81, № 33 — P. 373-380.
93. Wilson C.T.R. Electric Field of a Thundercloud and Some of Its Effects // Proceedings of the Physical Society of London — 1924. — V. 37 — P. 32D-37D.
94. Gordillo-Vázquez F.J. Air plasma kinetics under the influence of sprites // Phys. D. Appl. Phys. — 2008. — V. 41, № 23. — P. 234016.
95. Marshall R.A. An improved model of the lightning electromagnetic field interaction with the D-region ionosphere // Geophys. Res. — 2012. — V. 117, № A3. — P. A03316.
96. Evtushenko A.A., Kuterin F.A. Self-Consistent Model of a Night Sprite // Radiophys. Quantum Electron. — 2017. — T. 59, № 12. — P. 962-971.
97. Gordillo-Vázquez F.J., Pérez-Invernón F.J. A review of the impact of transient luminous events on the atmospheric chemistry: Past, present, and future // Atmos. Res.— 2021. — V. 252 — P. 105432.
98. Кутерин Ф.А., Евтушенко А.А. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ №2014613490. Комплекс моделирования плазмохимических реакций. — 2014.

99. Кутерин Ф.А., Евтушенко А.А. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ №2015618522. Препроцессор для моделирования плазмохимических реакций. — 2015.
100. Кутерин Ф.А., Евтушенко А.А. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ №2015618675. Радиально-симметричная плазмохимическая модель высотного разряда. — 2015.
101. Хайрер Э., Ваннер Г. Решение обыкновенных дифференциальных уравнений. Жесткие и дифференциально-алгебраические задачи. Москва: Мир, 1999.— 685с.
102. The international reference ionosphere today and in the future / Bilitza D., McKinnell L.-A., Reinisch B., Fuller-Rowell T. // *Geod.* — 2011. — V. 85, № 12. — P. 909—920.
103. <http://irimodel.org/> [Электронный ресурс].
104. Митра А. Воздействие солнечных вспышек на ионосферу Земли. Москва: Мир, 1977. — 370 с.
105. Данилов А.Д., Власов М.Н. Фотохимия ионизованных и возбужденных частиц в нижней ионосфере. Ленинград: Гидрометеиздат, 1973. .— 191 с.
106. Мареев Е.А., Яшунин С.А. Об условиях инициации электрических разрядов в средней атмосфере // *Известия РАН. ФАО.* — 2010. — Т. 46, № 1 — С.78-84.
107. Hagelaar G.J.M., Pitchford L.C. Solving the Boltzmann equation to obtain electron transport coefficients and rate coefficients for fluid models // *Plasma Sources Sci. Technol.* — 2005. — V. 14. — P. 722-733.
108. Evtushenko A.A., Kuterin F.A., Mareev E.A. Peculiarities of the disturbance in the mesosphere composition and optical emissions caused by high altitude discharges // *Izvestiya AN. Fizika Atmosfery i Okeana* — 2013. — V. 49, № 5. — P. 576-586.

109. Evtushenko A.A., Kuterin F.A. Self-Consistent Model of a Night Sprite // Radiophys. Quantum Electron. — 2017. — V. 59, № 12. — P. 962-971.
110. Evtushenko A.A., Kuterin F.A., Mareev E.A. A model of sprite influence on the chemical balance of mesosphere // Atmos. Sol.-Ter. Phys. — 2013. — V. 102 — P. 298-310.
111. Gerken E.A. A survey of streamer and diffuse glow dynamics observed in sprites using telescopic imagery // Geophys. Res. — 2002. — V. 107, № A11 — P. 4-1-4-12.
112. Observation of blue sprite spectra at 10,000 fps / Kanmae T., Stenbaek-Nielsen H.C., McHarg M.G., Haaland R.K. // Geophys. Res. Lett. — 2010. — V. 37, № 13 — P. L13808.
113. Cummer S.A. Current moment in sprite-producing lightning // Atmos. Sol.-Ter. Phys. — 2003. — V. 65, № 5 — P. 499—508.
114. Kumar S., Kumar A., Rodger C.J. Subionospheric early VLF perturbations observed at Suva: VLF detection of red sprites in the day? // Geophys. Res: Sp. Phys. — 2008. — V. 113, № A3 — P. A03311.
115. Transient luminous events above two mesoscale convective systems: Storm structure and evolution / Lang T.J., Lyons W.A., Rutledge S.A., Meyer J.D., MacGorman D.R., Cummer S.A. // Geophys. Res. Sp. Phys. — 2010. — V. 115, № A5. — P. A00E22.
116. Megaflashes: Just How Long Can a Lightning Discharge Get? / Lyons W.A., Bruning E.C., Warner T.A., MacGorman D.R., Edgington S., Tillier C., Mlynarczyk J. // Bull. Am. Met. Soc. — 2020. — V. 101, № 1. — P. E73-E86.
117. Winkler H., Notholt J. The chemistry of daytime sprite streamers — a model study // Atm. Chem. Phys. — 2014. — V. 14, № 7. — P. 3545-3556.
118. Chipperfield M.P. Multiannual simulations with a three-dimensional chemical transport model // Geophys. Res: Atm. — 1999. — V. 104, № D1 — P. 1781-1805.

119. Lary D.J., Pyle J.A. Diffuse radiation, twilight, and photochemistry? II // *Atm. Chem.* — 1991. — V. 13, № 4. — P. 393-406.
120. Conversion of mesospheric HCl into active chlorine during the solar proton event in July 2000 in the northern polar region / Winkler H., Kazeminejad S., Sinnhuber M., Kallenrode M.-B., Notholt J. // *Geophys. Res. Atm.* — 2009. — V. 114, № D1. — P. D00103
121. Goto Y., Narita K. Electrical characteristics of winter lightning // *Atm.Ter.Phys.* — 1995. — V. 57, № 5 — P. 449-458.
122. Global Distribution of Superbolts / Holzworth R.H., McCarthy M.P., Brundell J.B., Jacobson A.R., Rodger C.J. // *Geophys. Res. Atm.* — 2019. — V. 124, № 17-18 — P. 9996-10005.
123. Hale L.C. Middle atmosphere electrical structure, dynamics and coupling // *Adv. Sp. Res.* — 1984. — V. 4, № 4. — P. 175-186.
124. Dowden R.L., Brundell J.B., Rodger C.J. VLF lightning location by time of group arrival (TOGA) at multiple sites // *Atm. Sol.-Ter. Phys.* — 2002. — V. 64, № 7. — P. 817-830.
125. Far-field power of lightning strokes as measured by the world wide lightning location network/ Hutchins M.L., Holzworth R.H., Rodger C.J., Brundell J.B. // *Atmos. Ocean. Technol.* — 2012. — V. 29, № 8. — P. 1102-1110.
126. Евтушенко А.А., Кутерин Ф.А. Самосогласованная модель ночного спрайта // *Изв. ВУЗов — Радиофизика.* — 2016. — Т. 59, № 12. — С. 1092-1102.
127. Zajac B.A., Rutledge S.A. Cloud-to-ground lightning activity in the contiguous united states from 1995 to 1999 // *Mon. Weather Rev.* — 2001. — V. 129, № 5. — P. 999-1019.
128. Lightning locating systems: Insights on characteristics and validation techniques / Nag A., Murphy M.J., Schulz W., Cummins K.L. // *Earth Sp. Sci.* — 2015. — V. 2, № 4 — P.65-93.

129. The European lightning location system EUCLID — Part 2: Observations / Poelman D.R., Schulz W., Diendorfer G., Bernardi M. // *Nat. Hazards Earth Syst. Sci.* — 2016. — V. 16, № 2. — P. 607-616.
130. Marcos-Menéndez J.L., Castedo-Dorado F., Rodríguez-Pérez J.R. Statistical characterization of cloud-to-ground lightning data and meteorological modelling of cloud-to-ground lightning days for the warm season in the province of León (northwest Spain) // *Meteorol. Appl.* — 2016. — V. 23, № 4. — P. 671-682.
131. Cummer S.A., Lyons W.A., Stanley M.A. Three years of lightning impulse charge moment change measurements in the United States // *Geophys. Res. Atmos.* — 2013. — V. 118, № 11. — P. 5176-5189.
132. Analysis of lightning strokes associated with sprites observed by ISUAL in the vicinity of North America / Lu G., Cummer S.A., Chen A.B., Lyu F., Li D., Liu F., Hsu R.-R., Su H.-T. // *Terr. Atmos. Ocean. Sci.* — 2017. — V. 28, № 4. — P. 583-595.
133. Lightning morphology and impulse charge moment change of high peak current negative strokes / Lu G., Cummer S.A., Blakeslee R.J., Weiss S., Beasley W.H. // *Geophys. Res. Atm.* — 2012. — V. 117, № D4. — P. D04212.
134. An analysis of five negative sprite-parent discharges and their associated thunderstorm charge structures / Boggs L.D., Liu N., Splitt M., Lazarus S., Glenn C., Rassoul H., Cummer S.A. // *Geophys. Res. Atmos.* — 2016. — V. 121, № 2. — P. 759-784.
135. Qin J., Celestin S., Pasko V.P. Dependence of positive and negative sprite morphology on lightning characteristics and upper atmospheric ambient conditions // *Geophys. Res. Sp. Phys.* — 2013. — V. 118, № 5. — P. 2623-2638.
136. Lightning charge moment changes for the initiation of sprites / Hu W., Cummer S.A., Lyons W.A., Nelson T.E. // *Geophys. Res. Lett.* — 2002. — V. 29, № 8. — P. 1201-1204.

137. Coordinated observations of sprites and in-cloud lightning flash structure / Lu G., Cummer S.A., Li J., Zigoneanu L., Lyons W.A., Stanley M.A., Rison W., Krehbiel P.R., Edens H.E., Thomas R.J., Beasley W.H., Weiss S.A., Blakeslee R.J., Bruning E.C., MacGorman D.R., Meyer T.C., Palivec K., Ashcraft T., Samaras T. // *Geophys. Res. Atm.* — 2013. — V. 118, № 12. — P. 6607-6632.
138. Cummer S.A., Lyons W.A. Implications of lightning charge moment changes for sprite initiation // *Geophys. Res. Sp. Phys.* — 2005. — V. 110, № A4. — P. A04304.
139. Charge moment change and lightning-driven electric fields associated with negative sprites and halos / Li J., Cummer S.A., Lu G., Zigoneanu L. // *Geophys. Res. Sp. Phys.* — 2012. — V. 117, № 9. — P. 1-9.
140. Infrasound observations of sprites associated with winter thunderstorms in the eastern mediterranean / Applbaum D., Averbuch G., Price C., Yair Y., Ben-Horin Y. // *Atm. Res.* — 2020. — V. 235. — P. 104770.
141. Review of recent results on streamer discharges and discussion of their relevance for sprites and lightning / Ebert U., Nijdam S., Li C., Luque A., Briels T., van der Veldhuizen E. // *Geophys. Res.* — 2010. — V. 115. — P. A00E43.
142. Батурин В.А., Карпенко А.Ю., Колинько С.В. Простая методика измерения коротких газовых импульсов // *Вісник Сумського державного університету. Серія Фізика, математика, механіка.* — 2004. — Т. 67, № 8. — С. 138-143.
143. Еремин А.В., Кочнев В.А., Набоко И.М. Исследование формирования струй газа при истечении в разреженное пространство // *ПМТФ* — 1975. — Т. 2. — С.53.
144. Нестационарные процессы при запуске сильно недорасширенных струй / Еремин А.В., Кочнев В.А., Куликовский А.А., Набоко И.М. // *ПМТФ* — 1978. — Т. 1. — С. 34-40.
145. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. Москва: Наука, 1987.— 592 с.

146. Шкаровский И.П., Джонстон Т., Бачинский М. Кинетика частиц плазмы. Москва: Атомиздат, 1969. — 396 с.
147. Ховатсон А.М. Введение в теорию газового разряда. Москва: Атомиздат, 1980.— 182 с.
148. Ионизация воздуха в околокритическом электрическом поле / Александров А.Ф., Бычков В.Л., Грачев Л.П., Есаков И.И., Ломтева А.Ю. // ЖТФ — 2006. — Т. 76, № 3. — С. 38-43.
149. Electric fields and electron energies in sprites and temporal evolutions of lightning charge moment / Adachi T., Chen A.B., Su H.-T., Hiraki Y., Frey H.U., Takahashi Y., Hsu R.-R., Yamamoto K., Mende S.B., Fukunishi H., Lee L.C. // Journal of Physics D: Applied Physics — 2008. — Т. 41, № 23. — P. 234010.
150. Создание газоразрядной плазмы воздуха в сверхзвуковом магнитогидродинамическом канале / Васильева Р.В., Ерофеев А.В., Жуков Б.Г., Лапушкина Т.А., Поняев С.А., Бобашев С.В. // ЖТФ — 2009. — Т. 79, № 6. — С. 67-77.
151. Исследование нестационарного воздушного потока в большой вакуумной камере с помощью стандартного ионизационного манометра / Коробков С.В., Гуцин М.Е., Стриковский А.В., Лоскутов К.Н., Евтушенко А.А. // ЖТФ — 2018. — Т. 89, № 1. — С. 35-41.
152. Стриковский А.В. Параметры плазмы крупномасштабного высоковольтного разряда в воздухе при пониженном давлении / Стриковский А.В., Коробков С.В., Гуцин М.Е., Евтушенко А.А., Зудин И.Ю. // Физика плазмы — 2019. — Т. 45, № 6. — С. 487-497.
153. McNarg M.G., Stenbaek-Nielsen H.C., Kammer T. Observations of streamer formation in sprites // Geophys. Res. Lett. — 2007. — V. 34, № 6. — P. 1-5.

154. Krasnopolsky V.A. A sensitive search for nitric oxide in the lower atmospheres of Venus and Mars: Detection on Venus and upper limit for Mars // *Icarus* — 2006. — V. 182 — P. 80-91.
155. Lightning on Venus inferred from whistler-mode waves in the ionosphere / Russell C.T., Zhang T.L., Delva M., Magnes W., Strangeway R.J., Wei H.Y. // *Nature* — 2007. — V. 450, № 7170. — P. 661-662.
156. Aplin K.L. Atmospheric Electrification in the Solar System // *Surv. Geophys.* — 2006. — V. 27, № 1. — P. 63-108.

Приложение 1. Список химических реакций для моделирования
спрайтов в ночных условиях

Ионизация космическими лучами

1. $Q + N_2 \rightarrow N_2^+ + e + Q$; $k_1 = 0.585/M$; [2]
2. $Q + O_2 \rightarrow O_2^+ + e + Q$; $k_2 = 0.154/M$; [2]
3. $Q + N_2 \rightarrow N^+ + N + e + Q$; $k_3 = 0.185/M$; [2]
4. $Q + O_2 \rightarrow O^+ + O + e + Q$; $k_4 = 0.076/M$; [2]

Процессы, зависящие от электрического поля

5. $e + O_2 \rightarrow O_2^+ + e + e$; $k_5 = 10^{(-8.8-281/\theta)}$; [1]
6. $e + N_2 \rightarrow N_2^+ + e + e$; $k_6 = 10^{(-8.3-365/\theta)}$; [1]
7. $e + O_2 \rightarrow O^- + O$; $k_7 = \begin{cases} 10^{(-9.3-123/\theta)}, & \theta < 80 \text{ Td} \\ 10^{(-10.2-57/\theta)}, & \theta > 80 \text{ Td} \end{cases}$; [1]
8. $e + O_3 \rightarrow O_2 + O + e$; $k_8 = 10 \cdot (10^{(-7.9-134/\theta)} + 10^{(-8-169/\theta)} + 10^{(-8.8-119/\theta)})$; [1]
9. $e + N_2 \rightarrow e + N_2(A)$; $k_9 = 10^{(-8.4-140/\theta)}$; [1]
10. $e + N_2 \rightarrow e + N_2(B)$; $k_{10} = 10^{(-8.3-154/\theta)} + 10^{(-8.7-168/\theta)} + 10^{(-8.2-148/\theta)}$; [1]
11. $e + N_2 \rightarrow e + N_2(a)$; $k_{11} = 10^{(-8.8-167/\theta)} + 10^{(-8.3-174/\theta)} + 10^{(-8.8-175/\theta)}$; [1]
12. $e + N_2 \rightarrow e + N_2(C)$; $k_{12} = 10^{(-8.2-211/\theta)} + 10^{(-10.1-254/\theta)} + 10^{(-9.2-262/\theta)}$; [1]
13. $e + O_2 \rightarrow e + O_2(a)$; $k_{13} = \begin{cases} 10^{(-9.0-52/\theta)}, & \theta < 40 \text{ Td} \\ 10^{(-10.2-3.5/\theta)}, & \theta > 40 \text{ Td} \end{cases}$; [1]
14. $e + O_2 \rightarrow e + O_2(b)$; $k_{14} = \begin{cases} 10^{(-9.5-60/\theta)}, & \theta < 30 \text{ Td} \\ 10^{(-11.2-7.2/\theta)}, & \theta > 30 \text{ Td} \end{cases}$; [1]
15. $e + N_2 \rightarrow e + N + N(^2D)$;
 $k_{15} = \begin{cases} 10^{-10} \cdot \left(3.096 - 0.671 \cdot \left(\frac{\theta}{10} \right) + 0.03 \cdot \left(\frac{\theta}{10} \right)^2 - 1.59 \cdot 10^{(-3)} \cdot \left(\frac{\theta}{10} \right)^3 - 1.57 \cdot 10^{-5} \cdot \left(\frac{\theta}{10} \right)^4 \right), & \theta > 76 \text{ Td} \\ 0, & \theta < 76 \text{ Td} \end{cases}$; [2]
16. $e + N_2 \rightarrow e + N + N$;
 $k_{16} = \begin{cases} 2 \cdot 10^{-10} \cdot \left(3.096 - 0.671 \cdot \left(\frac{\theta}{10} \right) + 0.03 \cdot \left(\frac{\theta}{10} \right)^2 - 1.59 \cdot 10^{(-3)} \cdot \left(\frac{\theta}{10} \right)^3 - 1.57 \cdot 10^{-5} \cdot \frac{\theta^4}{10} \right), & \theta > 76 \text{ Td} \\ 0, & \theta < 76 \text{ Td} \end{cases}$; [2]
17. $e + O_2 \rightarrow e + O + O$; $k_{17} = 10^{(-7.9-134/\theta)}$; [1]
18. $e + O_2 \rightarrow e + O + O(^1D)$; $k_{18} = 10^{(-8.0-169/\theta)}$; [1]
19. $e + O_2 \rightarrow e + O + O(^1S)$; $k_{19} = 10^{(-8.8-119/\theta)}$; [1]

Положительные ионы

20. $O^+ + e + e \rightarrow e + O$; $k_{20} = 10^{-19} \cdot (300/T_e)^{4.5}$; [1]

21. $O^+ + e + M \rightarrow O + M$; $k_{21} = 6 \cdot 10^{-27} \cdot (300/T_e)^{1.5}$; [1]
22. $O^+ + O_2 \rightarrow O + O_2^+$; $k_{22} = 3.3 \cdot 10^{-11} \cdot e^{-0.00169 \cdot T}$; [1]
23. $O^+ + N_2 \rightarrow NO^+ + N$; $k_{23} = 3 \cdot 10^{-12} \cdot e^{-0.00311 \cdot T}$; [1]
24. $O^+ + N_2 + M \rightarrow NO^+ + N + M$; $k_{24} = 6 \cdot 10^{-29} \cdot (300/T)^2$; [1]
25. $O^+ + O + M \rightarrow O_2^+ + M$; $k_{25} = 1 \cdot 10^{-29} \cdot (T/300)^{0.5}$; [1]
26. $O^+ + N + M \rightarrow NO^+ + M$; $k_{26} = 1 \cdot 10^{-29} \cdot (T/300)^{0.5}$; [1]
27. $O^+ + NO \rightarrow O_2^+ + N$; $k_{27} = 3 \cdot 10^{-12} \cdot (T/300)^{0.5}$; [1]
28. $O^+ + NO \rightarrow NO^+ + O$; $k_{28} = 2.4 \cdot 10^{-11} \cdot (T/300)^{0.5}$; [1]
29. $O^+ + O_3 \rightarrow O_2 + O_2^+$; $k_{29} = 1 \cdot 10^{-10} \cdot (T/300)^{0.5}$; [1]
30. $O_2^+ + e \rightarrow O + O$; $k_{30} = 2 \cdot 10^{-7} \cdot (300/T_e)$; [1]
31. $O_2^+ + e + e \rightarrow O_2 + e$; $k_{31} = 10^{-19} \cdot (300/T_e)^{4.5}$; [1]
32. $O_2^+ + e + M \rightarrow O_2 + M$; $k_{32} = 6 \cdot 10^{-27} \cdot (300/T_e)^{1.5}$; [1]
33. $O_2^+ + O_2 + O_2 \rightarrow O_4^+ + O_2$; $k_{33} = 2.4 \cdot 10^{-30} \cdot (300/T)^{3.2}$; [1]
34. $O_2^+ + N_2 + N_2 \rightarrow O_2^+ N_2 + N_2$; $k_{34} = 0.9 \cdot 10^{-30} \cdot (300/T)^2$; [1]
35. $O_2^+ + N_2 \rightarrow NO + NO^+$; $k_{35} = 1 \cdot 10^{-17} \cdot (T/300)^{0.5}$; [1]
36. $O_2^+ + N \rightarrow O + NO^+$; $k_{36} = 1.2 \cdot 10^{-10} \cdot (T/300)^{0.5}$; [2]
37. $O_2^+ + NO \rightarrow O_2 + NO^+$; $k_{37} = 4.4 \cdot 10^{-10} \cdot (T/300)^{0.5}$; [1]
38. $O_2^+ + NO_2 \rightarrow O_3 + NO^+$; $k_{38} = 1 \cdot 10^{-11} \cdot (T/300)^{0.5}$; [1]
39. $O_4^+ + e \rightarrow O_2 + O_2$; $k_{39} = 1.4 \cdot 10^{-6} \cdot (300/T_e)^{0.5}$; [1]
40. $O_4^+ + O \rightarrow O_2^+ + O_3$; $k_{40} = 3 \cdot 10^{-10} \cdot (T/300)^{0.5}$; [2]
41. $O_4^+ + NO \rightarrow NO^+ + O_2 + O_2$; $k_{41} = 10^{-10} \cdot (T/300)^{0.5}$; [1]
42. $N^+ + e + e \rightarrow e + N$; $k_{42} = 10^{-19} \cdot (300/T_e)^{4.5}$; [1]
43. $N^+ + e + M \rightarrow N + M$; $k_{43} = 6 \cdot 10^{-27} \cdot (300/T_e)^{1.5}$; [1]
44. $N^+ + O + M \rightarrow NO^+ + M$; $k_{44} = 10^{-29} \cdot (T/300)^{0.5}$; [1]
45. $N^+ + O_2 \rightarrow NO^+ + O$; $k_{45} = 2.5 \cdot 10^{-10} \cdot (T/300)^{0.5}$; [1]
46. $N^+ + O_2 \rightarrow O^+ + NO$; $k_{46} = 2.8 \cdot 10^{-11} \cdot (T/300)^{0.5}$; [1]
47. $N^+ + O_2 \rightarrow N + O_2^+$; $k_{47} = 2.0 \cdot 10^{-10} \cdot (T/300)^{0.5}$; [2]
48. $N^+ + N_2 + N_2 \rightarrow N_2 + N_3^+$; $k_{48} = 0.9 \cdot 10^{-29} \cdot e^{400/T}$; [1]
49. $N^+ + N + M \rightarrow N_2^+ + M$; $k_{49} = 10^{-29} \cdot (T/300)^{0.5}$; [1]
50. $N^+ + O \rightarrow O^+ + N$; $k_{50} = 1 \cdot 10^{-12} \cdot (T/300)^{0.5}$; [1]
51. $N^+ + NO \rightarrow NO^+ + N$; $k_{51} = 8 \cdot 10^{-10} \cdot (T/300)^{0.5}$; [1]
52. $N^+ + NO \rightarrow N_2^+ + O$; $k_{52} = 3 \cdot 10^{-12} \cdot (T/300)^{0.5}$; [1]
53. $N^+ + NO \rightarrow N_2 + O^+$; $k_{53} = 1 \cdot 10^{-12} \cdot (T/300)^{0.5}$; [1]
54. $N^+ + O_3 \rightarrow NO^+ + O_2$; $k_{54} = 5 \cdot 10^{-10} \cdot (T/300)^{0.5}$; [1]
55. $N_2^+ + e + M \rightarrow N_2 + M$; $k_{55} = 6 \cdot 10^{-27} \cdot (300/T_e)^{1.5}$; [1]

56. $N_2^+ + e \rightarrow N + N(^2D)$; $k_{56} = 2 \cdot 10^{-7} \cdot (300/T_e)^{0.5}$; [1]
57. $N_2^+ + e \rightarrow N + N$; $k_{57} = 2.8 \cdot 10^{-7} \cdot (300/T_e)^{0.5}$; [1]
58. $N_2^+ + e + e \rightarrow e + N_2$; $k_{58} = 10^{-19} \cdot (300/T_e)^{4.5}$; [1]
59. $N_2^+ + O \rightarrow NO^+ + N$; $k_{59} = 1.3 \cdot 10^{-10} \cdot (300/T)^{0.5}$; [1]
60. $N_2^+ + O_2 \rightarrow O_2^+ + N_2$; $k_{60} = 6 \cdot 10^{-11} \cdot (300/T)^{0.5}$; [1]
61. $N_2^+ + N_2 + N_2 \rightarrow N_2 + N_4^+$; $k_{61} = 5 \cdot 10^{-29} \cdot (T/300)^{0.5}$; [2]
62. $N_2^+ + N + N_2 \rightarrow N_2 + N_3^+$; $k_{62} = 0.9 \cdot 10^{-29} \cdot e^{400/T}$; [1]
63. $N_2^+ + N \rightarrow N^+ + N_2$; $k_{63} = 2.4 \cdot 10^{-15} \cdot T$; [1]
64. $N_2^+ + O \rightarrow O^+ + N_2$; $k_{64} = 1 \cdot 10^{-11} \cdot (300/T)^{0.2}$; [1]
65. $N_2^+ + NO \rightarrow NO^+ + N_2$; $k_{65} = 3.3 \cdot 10^{-10} \cdot (T/300)^{0.5}$; [1]
66. $N_2^+ + O_3 \rightarrow O_2^+ + O + N_2$; $k_{66} = 1 \cdot 10^{-10} \cdot (T/300)^{0.5}$; [1]
67. $N_3^+ + e \rightarrow N_2 + N$; $k_{67} = 2 \cdot 10^{-7} \cdot (300/T_e)^{0.5}$; [1]
68. $N_3^+ + O_2 \rightarrow O_2^+ + N + N_2$; $k_{68} = 2.3 \cdot 10^{-11} \cdot (T/300)^{0.5}$; [1]
69. $N_3^+ + O_2 \rightarrow NO_2^+ + N_2$; $k_{69} = 4.4 \cdot 10^{-11} \cdot (T/300)^{0.5}$; [1]
70. $N_3^+ + N \rightarrow N_2^+ + N_2$; $k_{70} = 6.6 \cdot 10^{-11} \cdot (T/300)^{0.5}$; [1]
71. $N_3^+ + NO \rightarrow NO^+ + N + N_2$; $k_{71} = 7 \cdot 10^{-11} \cdot (T/300)^{0.5}$; [1]
72. $N_4^+ + e \rightarrow N_2 + N_2$; $k_{72} = 2 \cdot 10^{-6} \cdot (300/T_e)^{0.5}$; [1]
73. $N_4^+ + O_2 \rightarrow O_2^+ + N_2 + N_2$; $k_{73} = 2.5 \cdot 10^{-10}$; [3]
74. $N_4^+ + NO \rightarrow NO^+ + N_2 + N_2$; $k_{74} = 4 \cdot 10^{-10} \cdot (T/300)^{0.5}$; [1]
75. $N_4^+ + O \rightarrow O^+ + N_2 + N_2$; $k_{75} = 2.5 \cdot 10^{-10} \cdot (T/300)^{0.5}$; [1]
76. $N_4^+ + N \rightarrow N^+ + N_2 + N_2$; $k_{76} = 10^{-11} \cdot (T/300)^{0.5}$; [1]
77. $NO^+ + e \rightarrow N + O$; $k_{77} = 4 \cdot 10^{-7} \cdot (300/T_e)^{1.5}$; [1]
78. $NO^+ + e + e \rightarrow NO + e$; $k_{78} = 10^{-19} \cdot (300/T_e)^{4.5}$; [1]
79. $NO^+ + e + M \rightarrow NO + M$; $k_{79} = 6 \cdot 10^{-27} \cdot (300/T_e)^{1.5}$; [1]
80. $NO^+ + N_2 + N_2 \rightarrow NO^+ N_2 + N_2$; $k_{80} = 2 \cdot 10^{-31} \cdot (300/T)^{4.4}$; [1]
81. $NO^+ + O_2 + N_2 \rightarrow NO^+ O_2 + N_2$; $k_{81} = 3 \cdot 10^{-31} \cdot (T/300)^{0.5}$; [1]
82. $NO^+ + O_2 + O_2 \rightarrow NO^+ O_2 + O_2$; $k_{82} = 0.9 \cdot 10^{-31} \cdot (T/300)^{0.5}$; [1]
83. $NO^+ + O_3 \rightarrow NO_2^+ + O_2$; $k_{83} = 10^{-15} \cdot (T/300)^{0.5}$; [1]
84. $NO_2^+ + NO \rightarrow NO^+ + NO_2$; $k_{84} = 2.9 \cdot 10^{-10} \cdot (T/300)^{0.5}$; [1]
85. $NO^+ N_2 + e \rightarrow NO + N_2$; $k_{85} = 1.3 \cdot 10^{-6} \cdot (300/T_e)^{0.5}$; [1]
86. $NO^+ O_2 + e \rightarrow NO + O_2$; $k_{86} = 1.3 \cdot 10^{-6} \cdot (300/T_e)^{0.5}$; [1]
87. $O_2^+ N_2 + e \rightarrow O_2 + N_2$; $k_{87} = 1.3 \cdot 10^{-6} \cdot (300/T_e)^{0.5}$; [1]
88. $H_3O^+ + e \rightarrow H + H_2O$; $k_{88} = 1.3 \cdot 10^{-6}$; [4]
89. $H_5O_2^+ + e \rightarrow H + H_2O + H_2O$; $k_{89} = 2.7 \cdot 10^{-6}$; [4]
90. $H_7O_3^+ + e \rightarrow H + H_2O + H_2O + H_2O$; $k_{90} = 4.6 \cdot 10^{-6}$; [4]

91. $H_9O_4^+ + e \rightarrow H + H_2O + H_2O + H_2O + H_2O$; $k_{91} = 7.5 \cdot 10^{-6}$; [4]
 92. $NO^+ + H_2O + M \rightarrow (H_2O)NO^+ + M$; $k_{92} = 1.8 \cdot 10^{-28} \cdot (300/T)^{4.7}$; [2]
 93. $NO^+ + CO_2 + M \rightarrow CO_2NO^+ + M$; $k_{93} = 7 \cdot 10^{-30} \cdot (300/T)^3$; [2]
 94. $O_2^+(H_2O) + H_2O \rightarrow H_3O^+ + OH + O_2$; $k_{94} = 2 \cdot 10^{-10} \cdot (T/300)^{0.5}$; [2]
 95. $O_2^+ + H_2O + N_2 \rightarrow O_2^+(H_2O) + N_2$; $k_{95} = 2.8 \cdot 10^{-28}$; [4]
 96. $O_2^+ + H_2O + O_2 \rightarrow O_2^+(H_2O) + O_2$; $k_{96} = 1.9 \cdot 10^{-28}$; [4]
 97. $O_4^+ + H_2O \rightarrow O_2^+(H_2O) + O_2$; $k_{97} = 1.5 \cdot 10^{-9} \cdot (T/300)^{0.5}$; [2]
 98. $H_2O^+ + O_2 \rightarrow O_2^+ + H_2O$; $k_{98} = 3.3 \cdot 10^{-10}$; [3]
 99. $H_2O^+ + H_2O \rightarrow H_3O^+ + OH$; $k_{99} = 10^{-9}$; [4]
 100. $H_3O^+ + H_2O + M \rightarrow H_5O_2^+ + M$; $k_{100} = 3.4 \cdot 10^{-27} \cdot (300/T)^4$; [2]
 101. $H_3O^+ + NO_2^- \rightarrow H_2O + NO + OH$; $k_{101} = 1 \cdot 10^{-6}$; [3]
 102. $H_3O^+ + O_3^- \rightarrow H_2O + O_2 + OH$; $k_{102} = 1 \cdot 10^{-6}$; [3]
 103. $H_5O_2^+ + H_2O + M \rightarrow H_7O_3^+ + M$; $k_{103} = 2.3 \cdot 10^{-27} \cdot (300/T)^4$; [2]
 104. $H_7O_3^+ + H_2O + M \rightarrow H_9O_4^+ + M$; $k_{104} = 2.4 \cdot 10^{-27} \cdot (300/T)^4$; [2]
 105. $(H_2O)NO^+ + H_2O + M \rightarrow (H_2O)_2NO^+ + M$; $k_{105} = 1 \cdot 10^{-27} \cdot (300/T)^{4.7}$; [2]
 106. $(H_2O)_2NO^+ + H_2O + M \rightarrow (H_2O)_3NO^+ + M$; $k_{106} = 1 \cdot 10^{-27} \cdot (300/T)^{4.7}$; [2]
 107. $(H_2O)_3NO^+ + H_2O \rightarrow H_7O_3^+ + NO + OH$; $k_{107} = 7 \cdot 10^{-11} \cdot (T/300)^{0.5}$; [2]
 108. $CO_2NO^+ + H_2O \rightarrow (H_2O)NO^+ + CO_2$; $k_{108} = 1 \cdot 10^{-9} \cdot (T/300)^{0.5}$; [2]
 109. $O_2^+(H_2O) + H_2O \rightarrow H_3O^+(OH) + O_2$; $k_{109} = 1 \cdot 10^{-9} \cdot (T/300)^{0.5}$; [2]
 110. $H_3O^+(OH) + H_2O \rightarrow H_5O_2^+ + OH$; $k_{110} = 1.4 \cdot 10^{-9} \cdot (T/300)^{0.5}$; [2]
 111. $O_2^+N_2 + O_2 \rightarrow O_4^+ + N_2$; $k_{111} = 10^{-9} \cdot (T/300)^{0.5}$; [1]
 112. $O_2^+N_2 + N_2 \rightarrow O_2^+ + N_2 + N_2$; $k_{112} = 1.1 \cdot 10^{-6} \cdot (300/T)^{5.3} \cdot e^{-2357/T}$; [1]

Отрицательные ионы

113. $O^- + O \rightarrow O_2 + e$; $k_{113} = 5 \cdot 10^{-10} \cdot (T/300)^{0.5}$; [1]
 114. $O^- + N \rightarrow NO + e$; $k_{114} = 2.6 \cdot 10^{-10} \cdot (T/300)^{0.5}$; [1]
 115. $O^- + O_2 \rightarrow O_3 + e$; $k_{115} = 5 \cdot 10^{-15} \cdot (T/300)^{0.5}$; [1]
 116. $O^- + NO \rightarrow NO_2 + e$; $k_{116} = 2.6 \cdot 10^{-10} \cdot (T/300)^{0.5}$; [1]
 117. $O^- + O_2 + M \rightarrow O_3^- + M$; $k_{117} = 1.1 \cdot 10^{-30} \cdot (300/T)$; [1]
 118. $O^- + NO + M \rightarrow NO_2^- + M$; $k_{118} = 10^{-29} \cdot (T/300)^{0.5}$; [1]
 119. $O^- + O_2(a) \rightarrow O_2^- + O$; $k_{119} = 10^{-10} \cdot (T/300)^{0.5}$; [1]
 120. $O^- + O_3 \rightarrow O + O_3^-$; $k_{120} = 8 \cdot 10^{-10} \cdot (T/300)^{0.5}$; [2]
 121. $O^- + NO_2 \rightarrow NO_2^- + O$; $k_{121} = 1.2 \cdot 10^{-9} \cdot (T/300)^{0.5}$; [1]
 122. $O_2^- + O_3 \rightarrow O_3^- + O_2$; $k_{122} = 4 \cdot 10^{-10} \cdot (T/300)^{0.5}$; [1]
 123. $O_2^- + O \rightarrow O_3 + e$; $k_{123} = 1.5 \cdot 10^{-10} \cdot (T/300)^{0.5}$; [1]
 124. $O_2^- + O_2 + M \rightarrow O_4^- + M$; $k_{124} = 4 \cdot 10^{-31}$; [2]

125. $O_2^- + N_2(A) \rightarrow O_2 + N_2 + e$; $k_{125} = 2.1 \cdot 10^{-9} \cdot (T/300)^{0.5}$; [1]
126. $O_2^- + N_2(B) \rightarrow O_2 + N_2 + e$; $k_{126} = 2.5 \cdot 10^{-9} \cdot (T/300)^{0.5}$; [1]
127. $O_2^- + N \rightarrow NO_2 + e$; $k_{127} = 5 \cdot 10^{-10} \cdot (T/300)^{0.5}$; [1]
128. $O_2^- + O \rightarrow O_2 + O^-$; $k_{128} = 3.3 \cdot 10^{-10} \cdot (T/300)^{0.5}$; [1]
129. $O_2^- + NO_2 \rightarrow NO_2^- + O_2$; $k_{129} = 8 \cdot 10^{-10} \cdot (T/300)^{0.5}$; [1]
130. $O_2^- + NO_3 \rightarrow O_2 + NO_3^-$; $k_{130} = 5 \cdot 10^{-10} \cdot (T/300)^{0.5}$; [1]
131. $O_2^- + O_2 \rightarrow O_2 + O_2 + e$; $k_{131} = 2.7 \cdot 10^{-18} \cdot e^{-5590/T}$; [3]
132. $O_2^- + O_2(a) \rightarrow O_2 + O_2 + e$; $k_{132} = 2 \cdot 10^{-10}$; [3]
133. $O_2^- + O_2(b) \rightarrow O_2 + O_2 + e$; $k_{133} = 3.6 \cdot 10^{-10}$; [3]
134. $O_3^- + NO \rightarrow NO_3^- + O$; $k_{134} = 1 \cdot 10^{-11} \cdot (T/300)^{0.5}$; [1]
135. $O_3^- + CO_2 \rightarrow CO_3^- + O_2$; $k_{135} = 5.5 \cdot 10^{-10} \cdot (T/300)^{0.5}$; [2]
136. $O_3^- + O \rightarrow O_2^- + O_2$; $k_{136} = 3.2 \cdot 10^{-10} \cdot (T/300)^{0.5}$; [1]
137. $O_3^- + O \rightarrow O_2 + O_2 + e$; $k_{137} = 3 \cdot 10^{-10} \cdot (T/300)^{0.5}$; [1]
138. $O_3^- + NO \rightarrow NO_2^- + O_2$; $k_{138} = 2.6 \cdot 10^{-12} \cdot (T/300)^{0.5}$; [1]
139. $O_3^- + NO_2 \rightarrow O_3 + NO_2^-$; $k_{139} = 7 \cdot 10^{-10} \cdot (T/300)^{0.5}$; [1]
140. $O_3^- + NO_2 \rightarrow O_2 + NO_3^-$; $k_{140} = 2 \cdot 10^{-11} \cdot (T/300)^{0.5}$; [1]
141. $O_3^- + NO_3 \rightarrow O_3 + NO_3^-$; $k_{141} = 5 \cdot 10^{-10} \cdot (T/300)^{0.5}$; [1]
142. $O_4^- + O_2 \rightarrow O_2^- + O_2 + O_2$; $k_{142} = 10^{-10} \cdot e^{-1440/T}$; [1]
143. $O_4^- + CO_2 \rightarrow CO_4^- + O_2$; $k_{143} = 4.3 \cdot 10^{-10}$; [2]
144. $O_4^- + NO \rightarrow NO_3^- + O_2$; $k_{144} = 2.5 \cdot 10^{-10} \cdot (T/300)^{0.5}$; [1]
145. $O_4^- + O \rightarrow O_3^- + O_2$; $k_{145} = 4 \cdot 10^{-10} \cdot (T/300)^{0.5}$; [1]
146. $O_4^- + M \rightarrow O_2^- + O_2 + M$; $k_{146} = 10^{-10} \cdot e^{-1044/T}$; [1]
147. $O_4^- + O \rightarrow O^- + O_2 + O_2$; $k_{147} = 3 \cdot 10^{-10} \cdot (T/300)^{0.5}$; [1]
148. $CO_3^- + O \rightarrow O_2^- + CO_2$; $k_{148} = 1.1 \cdot 10^{-9} \cdot (T/300)^{0.5}$; [2]
149. $CO_3^- + NO \rightarrow NO_2^- + CO_2$; $k_{149} = 1.1 \cdot 10^{-11} \cdot (T/300)^{0.5}$; [2]
150. $CO_4^- + NO \rightarrow NO_3^- + CO_2$; $k_{150} = 4.8 \cdot 10^{-11} \cdot (T/300)^{0.5}$; [4]
151. $CO_4^- + O \rightarrow CO_3^- + O_2$; $k_{151} = 1.5 \cdot 10^{-10} \cdot (T/300)^{0.5}$; [4]
152. $NO_2^- + O_3 \rightarrow NO_3^- + O_2$; $k_{152} = 1.8 \cdot 10^{-11} \cdot (T/300)^{0.5}$; [1]
153. $NO_2^- + H \rightarrow OH^- + NO$; $k_{153} = 3 \cdot 10^{-10} \cdot (T/300)^{0.5}$; [2]
154. $NO_2^- + O \rightarrow NO_3 + e$; $k_{154} = 10^{-12} \cdot (T/300)^{0.5}$; [1]
155. $NO_2^- + NO_2 \rightarrow NO_3^- + NO$; $k_{155} = 4 \cdot 10^{-12} \cdot (T/300)^{0.5}$; [1]
156. $NO_2^- + NO_3 \rightarrow NO_2 + NO_3^-$; $k_{156} = 5 \cdot 10^{-10} \cdot (T/300)^{0.5}$; [1]
157. $NO_3^- + NO \rightarrow NO_2^- + NO_2$; $k_{157} = 3 \cdot 10^{-15} \cdot (T/300)^{0.5}$; [1]
158. $OH^- + O \rightarrow HO_2 + e$; $k_{158} = 4 \cdot 10^{-10} \cdot (T/300)^{0.5}$; [2]
159. $OH^- + H \rightarrow H_2O + e$; $k_{159} = 1 \cdot 10^{-9} \cdot (T/300)^{0.5}$; [4]

160. $e + O_2 + O_2 \rightarrow O_2 + O_2^-$; $k_{160} = 1.4 \cdot 10^{-29} \cdot (300/T_e) \cdot e^{-600/T} \cdot e^{700(T_e-T)/(T_e \cdot T)}$; [1]
 161. $e + N_2 + O_2 \rightarrow N_2 + O_2^-$; $k_{161} = 1.07 \cdot 10^{-31} \cdot (300/T_e)^2 \cdot e^{-70/T} \cdot e^{1500(T_e-T)/(T_e \cdot T)}$; [1]
 162. $e + O_2 + O_3 \rightarrow O_2 + O_3^-$; $k_{162} = 1.4 \cdot 10^{-29} \cdot (300/T_e) \cdot e^{-600/T} \cdot e^{700(T_e-T)/(T_e \cdot T)}$; [1]
 163. $e + O_3 \rightarrow O_2^- + O$; $k_{163} = 10^{-9} \cdot (T/300)^{0.5}$; [1]
 164. $e + O_3 \rightarrow O_2 + O^-$; $k_{164} = 10^{-11} \cdot (T/300)^{0.5}$; [1]
 165. $e + O_2 + O \rightarrow O^- + O_2$; $k_{165} = 10^{-31} \cdot (T/300)^{0.5}$; [1]
 166. $e + O_2 + O \rightarrow O_2^- + O$; $k_{166} = 10^{-31} \cdot (T/300)^{0.5}$; [1]

Нейтральные компоненты

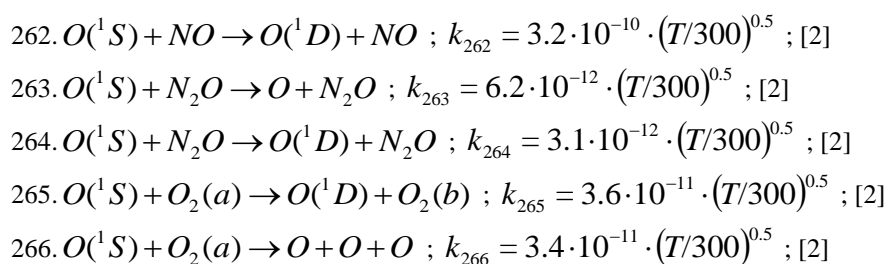
167. $OH + H + N_2 \rightarrow H_2O + N_2$; $k_{167} = 6.88 \cdot 10^{-31} \cdot (T/300)^2$; [3]
 168. $OH + H + O_2 \rightarrow H_2O + O_2$; $k_{168} = 6.88 \cdot 10^{-31} \cdot (T/300)^2$; [3]
 169. $OH + HO_2 \rightarrow O_2 + H_2O$; $k_{169} = 1.7 \cdot 10^{-11} \cdot e^{416/T}$; [2]
 170. $OH + O_3 \rightarrow O_2 + HO_2$; $k_{170} = 1.6 \cdot 10^{-12} \cdot e^{-940/T}$; [2]
 171. $OH + OH \rightarrow O + H_2O$; $k_{171} = 1.55 \cdot 10^{-13} \cdot (T/300)^{1.408} \cdot e^{-267.3/T}$; [3]
 172. $OH + NO_3 \rightarrow HO_2 + NO_2$; $k_{172} = 2.2 \cdot 10^{-11}$; [3]
 173. $OH + N \rightarrow H + NO$; $k_{173} = 3.92 \cdot 10^{-11} \cdot e^{-72.3/T}$; [3]
 174. $H + HO_2 \rightarrow O_2 + H_2$; $k_{174} = 2.57 \cdot 10^{-11} \cdot (T/300)^{0.5598} \cdot e^{-346/T}$; [3]
 175. $H + O_3 \rightarrow O_2 + OH$; $k_{175} = 7.78 \cdot 10^{-11} \cdot (T/300)^{0.2551} \cdot e^{-327.8/T}$; [3]
 176. $H + HO_2 \rightarrow OH + OH$; $k_{176} = 2.35 \cdot 10^{-11} \cdot e^{-373.7}$; [3]
 177. $H + O_2 \rightarrow O + OH$; $k_{177} = 3.7 \cdot 10^{-10} \cdot e^{-8455/T}$; [3]
 178. $O + OH \rightarrow O_2 + H$; $k_{178} = 2.2 \cdot 10^{-11} \cdot e^{117/T}$; [2]
 179. $O + HO_2 \rightarrow O_2 + OH$; $k_{179} = 3 \cdot 10^{-11} \cdot e^{200/T}$; [2]
 180. $HO_2 + HO_2 \rightarrow O_2 + H_2O_2$; $k_{180} = 2.3 \cdot 10^{-13} \cdot e^{590/T}$; [2]
 181. $HO_2 + NO \rightarrow OH + NO_2$; $k_{181} = 3.6 \cdot 10^{-12} \cdot e^{-240/T}$; [3]
 182. $O + O_3 \rightarrow O_2 + O_2(a)$; $k_{182} = 2 \cdot 10^{-11} \cdot e^{-2300/T}$; [1]
 183. $O + O_3 \rightarrow O_2 + O_2$; $k_{183} = 8 \cdot 10^{-12} \cdot e^{-2060/T}$; [1]
 184. $O + O + N_2 \rightarrow O_2 + N_2$; $k_{184} = 2.76 \cdot 10^{-34} \cdot e^{720/T}$; [1]
 185. $O + O + O_2 \rightarrow O_2 + O_2$; $k_{185} = 2.45 \cdot 10^{-31} \cdot T^{(-0.5)}$; [1]
 186. $O_2 + H + N_2 \rightarrow HO_2 + N_2$; $k_{186} = 5.94 \cdot 10^{-32} \cdot (300/T)^1$; [3]
 187. $O_2 + H + O_2 \rightarrow HO_2 + O_2$; $k_{187} = 5.94 \cdot 10^{-32} \cdot (300/T)^1$; [3]
 188. $O_2 + O + O_2 \rightarrow O_3 + O_2$; $k_{188} = 6.9 \cdot 10^{-34} \cdot (300/T)^{(1.25)}$; [1]
 189. $O_2 + O + N_2 \rightarrow O_3 + N_2$; $k_{189} = 6.2 \cdot 10^{-34} \cdot (300/T)^2$; [1]
 190. $N + O_2 \rightarrow NO + O$; $k_{190} = 4.5 \cdot 10^{-12} \cdot e^{-3220/T}$; [1]
 191. $N + O_3 \rightarrow NO + O_2$; $k_{191} = 2 \cdot 10^{-16} \cdot (T/300)^{0.5}$; [2]
 192. $N + NO \rightarrow N_2 + O$; $k_{192} = 1.05 \cdot 10^{-12} \cdot T^{0.5}$; [1]

193. $N + NO_2 \rightarrow N_2 + O_2$; $k_{193} = 7 \cdot 10^{-13} \cdot (T/300)^{0.5}$; [2]
 194. $N + NO_2 \rightarrow N_2 + O + O$; $k_{194} = 9.1 \cdot 10^{-13} \cdot (T/300)^{0.5}$; [2]
 195. $N + NO_2 \rightarrow NO + NO$; $k_{195} = 2.3 \cdot 10^{-12} \cdot (T/300)^{0.5}$; [2]
 196. $N + O + M \rightarrow NO + M$; $k_{196} = 1.76 \cdot 10^{-31} \cdot T^{(-0.5)}$; [1]
 197. $N + N + N \rightarrow N_2 + N$; $k_{197} = 3.31 \cdot 10^{-27} \cdot (300/T)^{1.5}$; [3]
 198. $O + NO_2 \rightarrow NO + O_2$; $k_{198} = 1.13 \cdot 10^{-11} \cdot (T/1000)^{0.18}$; [2]
 199. $O + NO_3 \rightarrow O_2 + NO_2$; $k_{199} = 10^{-11} \cdot (T/300)^{0.5}$; [2]
 200. $NO + NO_3 \rightarrow NO_2 + NO_2$; $k_{200} = 1.7 \cdot 10^{-11} \cdot (T/300)^{0.5}$; [2]
 201. $NO + O_3 \rightarrow NO_2 + O_2$; $k_{201} = 2 \cdot 10^{-16}$; [3]
 202. $NO_2 + O_3 \rightarrow O_2 + NO_3$; $k_{202} = 1.2 \cdot 10^{-13} \cdot e^{-2450/T}$; [1]
 203. $NO_2 + NO_3 \rightarrow O_2 + NO + NO_2$; $k_{203} = 2.3 \cdot 10^{-13} \cdot e^{-1600/T}$; [1]
 204. $NO_3 + NO_3 \rightarrow O_2 + NO_2 + NO_2$; $k_{204} = 5 \cdot 10^{-12} \cdot e^{-3000/T}$; [1]
 205. $N + N + M \rightarrow N_2 + M$; $k_{205} = 8.27 \cdot 10^{-34} \cdot e^{500/T}$; [1]

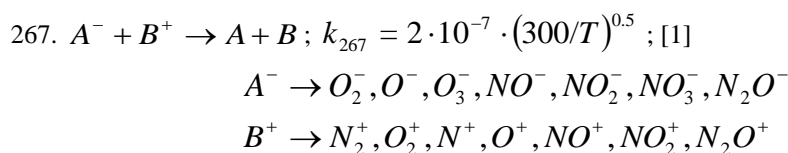
Возбужденные состояния и излучения

206. $O_2(a) \rightarrow O_2 + h\nu(O_2IRAtm)$; $k_{206} = 2.22 \cdot 10^{-4}$; [2]
 207. $O_2(a) + O_2 \rightarrow O_2 + O_2$; $k_{207} = 2.2 \cdot ((T/300)^{0.8}) \cdot 10^{-18}$; [1]
 208. $O_2(a) + N_2 \rightarrow O_2 + N_2$; $k_{208} = 3 \cdot 10^{-21} \cdot (T/300)^{0.5}$; [1]
 209. $O_2(a) + O \rightarrow O_2 + O$; $k_{209} = 7 \cdot 10^{-16} \cdot (T/300)^{0.5}$; [2]
 210. $O_2(a) + N \rightarrow NO + O$; $k_{210} = 2 \cdot 10^{-14} \cdot e^{-600/T}$; [1]
 211. $O_2(a) + NO \rightarrow O_2 + NO$; $k_{211} = 2.46 \cdot 10^{-17} \cdot (T/300)^{0.5}$; [2]
 212. $O_2(a) + O_3 \rightarrow O_2 + O_2 + O$; $k_{212} = 1.7 \cdot 10^{-13} \cdot e^{-1564/T}$; [1]
 213. $O_2(a) + O_3 \rightarrow O_2 + O_2 + O(^1D)$; $k_{213} = 5.2 \cdot 10^{-11} \cdot e^{-2840/T}$; [2]
 214. $O_2(a) + O_2(a) + O_2 \rightarrow O_3 + O_3$; $k_{214} = 1 \cdot 10^{-31} \cdot (T/300)^{0.5}$; [2]
 215. $O_2(b) \rightarrow O_2 + h\nu(O_2Atm)$; $k_{215} = 7.7 \cdot 10^{-2}$; [2]
 216. $O_2(b) + N_2 \rightarrow O_2(a) + N_2$; $k_{216} = 4.9 \cdot 10^{-15} \cdot e^{-253/T}$; [1]
 217. $O_2(b) + O_2 \rightarrow O_2(a) + O_2$; $k_{217} = 1.63 \cdot 10^{-22} \cdot e^{-253/T} \cdot (T/300)^{2.4}$; [2]
 218. $O_2(b) + O \rightarrow O_2(a) + O$; $k_{218} = 8 \cdot 10^{-14} \cdot (T/300)^{0.5}$; [2]
 219. $O_2(b) + NO \rightarrow O_2(a) + NO$; $k_{219} = 4 \cdot 10^{-14} \cdot (T/300)^{0.5}$; [2]
 220. $O_2(b) + O_3 \rightarrow O_2 + O_2 + O$; $k_{220} = 1.8 \cdot 10^{-11} \cdot (T/300)^{0.5}$; [2]
 221. $N_2(A) + O_2 \rightarrow N_2O + O$; $k_{221} = 7.8 \cdot 10^{-14} \cdot (T/300)^{0.5}$; [2]
 222. $N_2(A) + O_2 \rightarrow N_2 + O + O$; $k_{222} = 1.63 \cdot 10^{-12} \cdot (T/300)^{0.55}$; [2]
 223. $N_2(A) + O_2 \rightarrow N_2 + O_2$; $k_{223} = 2.54 \cdot 10^{-12} \cdot (T/300)^{0.5}$; [2]
 224. $N_2(A) + O_2 \rightarrow N_2 + O_2(a)$; $k_{224} = 1.29 \cdot 10^{-12} \cdot (T/300)^{0.5}$; [2]
 225. $N_2(A) + O_2 \rightarrow N_2 + O_2(b)$; $k_{225} = 1.29 \cdot 10^{-12} \cdot (T/300)^{0.5}$; [2]
 226. $N_2(A) + N_2 \rightarrow N_2 + N_2$; $k_{226} = 3 \cdot 10^{-18} \cdot (T/300)^{0.5}$; [2]

227. $N_2(A) + O \rightarrow NO + N(^2D)$; $k_{227} = 7 \cdot 10^{-12} \cdot (T/300)^{0.5}$; [2]
228. $N_2(A) + O \rightarrow N_2 + O(^1S)$; $k_{228} = 2 \cdot 10^{-11} \cdot (T/300)^{0.5}$; [2]
229. $N_2(A) + NO \rightarrow N_2 + NO$; $k_{229} = 7 \cdot 10^{-11} \cdot (T/300)^{0.5}$; [2]
230. $N_2(A) + N_2O \rightarrow NO + N_2 + N$; $k_{230} = 1 \cdot 10^{-11} \cdot (T/300)^{0.5}$; [2]
231. $N_2(A) + O_2(a) \rightarrow N_2(B) + O_2$; $k_{231} = 1 \cdot 10^{-10} \cdot (T/300)^{0.5}$; [2]
232. $N_2(A) + N_2(A) \rightarrow N_2 + N_2(B)$; $k_{232} = 3 \cdot 10^{-10} \cdot (T/300)^{0.5}$; [2]
233. $N_2(A) + N_2(A) \rightarrow N_2 + N_2(C)$; $k_{233} = 1.5 \cdot 10^{-10} \cdot (T/300)^{0.5}$; [2]
234. $N_2(B) \rightarrow N_2(A) + h\nu(1PN_2)$; $k_{234} = 1.5 \cdot 10^5$; [1]
235. $N_2(B) + N_2 \rightarrow N_2(A) + N_2$; $k_{235} = 5 \cdot 10^{-11} \cdot (T/300)^{0.5}$; [2]
236. $N_2(B) + O_2 \rightarrow N_2 + O + O$; $k_{236} = 3 \cdot 10^{-10} \cdot (T/300)^{0.5}$; [2]
237. $N_2(B) + NO \rightarrow N_2(A) + NO$; $k_{237} = 2.4 \cdot 10^{-10} \cdot (T/300)^{0.5}$; [2]
238. $N_2(C) \rightarrow N_2(B) + h\nu(2PN_2)$; $k_{238} = 3 \cdot 10^7$; [2]
239. $N_2(C) + O_2 \rightarrow N_2 + O(^1S) + O$; $k_{239} = 3 \cdot 10^{-10} \cdot (T/300)^{0.5}$; [2]
240. $N(^2D) + O_2 \rightarrow NO + O$; $k_{240} = 1.5 \cdot 10^{-12} \cdot (T/300)^{0.5}$; [2]
241. $N(^2D) + O_2 \rightarrow NO + O(^1D)$; $k_{241} = 6 \cdot 10^{-12} \cdot (T/300)^{0.5}$; [2]
242. $N(^2D) + N_2 \rightarrow N + N_2$; $k_{242} = 6 \cdot 10^{-15} \cdot (T/300)^{0.5}$; [2]
243. $N(^2D) + O \rightarrow N + O(^1D)$; $k_{243} = 4 \cdot 10^{-13} \cdot (T/300)^{0.5}$; [2]
244. $N(^2D) + NO \rightarrow N_2 + O$; $k_{244} = 6 \cdot 10^{-11} \cdot (T/300)^{0.5}$; [1]
245. $N(^2D) + N_2O \rightarrow NO + N_2$; $k_{245} = 3 \cdot 10^{-12} \cdot (T/300)^{0.5}$; [2]
246. $O(^1D) \rightarrow O + h\nu(630nm)$; $k_{246} = 9.1 \cdot 10^{-03}$; [2]
247. $O(^1D) + O_2 \rightarrow O + O_2$; $k_{247} = 6.4 \cdot 10^{-12} \cdot e^{67/T}$; [1]
248. $O(^1D) + O_2 \rightarrow O + O_2(b)$; $k_{248} = 2.56 \cdot 10^{-11} \cdot e^{67/T}$; [1]
249. $O(^1D) + N_2 \rightarrow O + N_2$; $k_{249} = 1.8 \cdot 10^{-11} \cdot e^{107/T}$; [1]
250. $O(^1D) + O_3 \rightarrow O + O_2 + O$; $k_{250} = 1.2 \cdot 10^{-10} \cdot (T/300)^{0.5}$; [2]
251. $O(^1D) + O_3 \rightarrow O_2 + O_2$; $k_{251} = 1.2 \cdot 10^{-10} \cdot (T/300)^{0.5}$; [2]
252. $O(^1D) + NO \rightarrow N + O_2$; $k_{252} = 1.7 \cdot 10^{-10} \cdot (T/300)^{0.5}$; [2]
253. $O(^1D) + N_2O \rightarrow NO + NO$; $k_{253} = 7.2 \cdot 10^{-11} \cdot (T/300)^{0.5}$; [2]
254. $O(^1D) + N_2O \rightarrow N_2 + O_2$; $k_{254} = 4.4 \cdot 10^{-11} \cdot (T/300)^{0.5}$; [2]
255. $O(^1S) \rightarrow O(^1D) + h\nu(557nm)$; $k_{255} = 1.43$; [1]
256. $O(^1S) + O_2 \rightarrow O(^1D) + O_2$; $k_{256} = 4.3 \cdot 10^{-12} \cdot e^{-850/T}$; [1]
257. $O(^1S) + N_2 \rightarrow O + N_2$; $k_{257} = 5 \cdot 10^{-17} \cdot (T/300)^{0.5}$; [2]
258. $O(^1S) + O_3 \rightarrow O(^1D) + O_2 + O$; $k_{258} = 5.8 \cdot 10^{-10} \cdot (T/300)^{0.5}$; [2]
259. $O(^1S) + O_3 \rightarrow O_2 + O_2$; $k_{259} = 5.8 \cdot 10^{-10} \cdot (T/300)^{0.5}$; [2]
260. $O(^1S) + O \rightarrow O(^1D) + O$; $k_{260} = 5 \cdot 10^{-11} \cdot e^{-301/T}$; [2]
261. $O(^1S) + NO \rightarrow O + NO$; $k_{261} = 1.8 \cdot 10^{-10} \cdot (T/300)^{0.5}$; [2]



Ион-ионная рекомбинация



В списке реакций использованы следующие обозначения:

- [1]. Косый и др., 1992
- [2]. Sentman et al., 2008
- [3]. Gordillo-Vázquez, 2008
- [4]. Митра, 1974

Во всех реакциях нормированное электрическое поле указано в Тд, температура (Т и Т_е) в К. Скорости химических реакций см³·с⁻¹ и см⁶·с⁻¹ для реакций, содержащих 2 и 3 компоненты соответственно.

Приложение 2. Дополнительный список химических реакций для моделирования спрайтов/гало в дневных условиях

Ионы N_2O^- , N_2O^+ , NO_2^+ не имели значительных возмущений по нашим расчетам для ночного спрайта и по расчетам [117] для дневного спрайта, поэтому они были убраны из рассмотрения. В процессе работы с перечнем реакций были убраны несколько дублирующих реакций, которые ни на одном этапе моделирования не вносили значительного вклада. Для всех реакций скорость приведена в s^{-3} . Расчеты сделаны для высот от 50 до 70 км с шагом 2 км с учетом изменения фонового солнечного излучения.

	reaction	50 km	52 km	54 km	56 km	58 km
P1	$NO \rightarrow e + NO^+$	$2.977 \cdot 10^{-48}$	$5.888 \cdot 10^{-38}$	$2.498 \cdot 10^{-30}$	$1.117 \cdot 10^{-24}$	$1.715 \cdot 10^{-20}$
P2	$O_2 \rightarrow O + O$	$2.309 \cdot 10^{-10}$	$2.902 \cdot 10^{-10}$	$3.461 \cdot 10^{-10}$	$3.987 \cdot 10^{-10}$	$4.621 \cdot 10^{-10}$
P3	$O_3 \rightarrow O + O_2$	$5.675 \cdot 10^{-4}$	$6.165 \cdot 10^{-4}$	$6.658 \cdot 10^{-4}$	$7.202 \cdot 10^{-4}$	$8.126 \cdot 10^{-4}$
P4	$O_3 \rightarrow O(^1D) + O_2$	$1.209 \cdot 10^{-3}$	$1.661 \cdot 10^{-3}$	$2.123 \cdot 10^{-3}$	$2.632 \cdot 10^{-3}$	$3.468 \cdot 10^{-3}$
P5	$NO \rightarrow N + O$	$1.256 \cdot 10^{-7}$	$1.824 \cdot 10^{-7}$	$2.511 \cdot 10^{-7}$	$3.319 \cdot 10^{-7}$	$4.327 \cdot 10^{-7}$
P6	$NO_2 \rightarrow NO + O$	$1.023 \cdot 10^{-2}$	$1.025 \cdot 10^{-2}$	$1.026 \cdot 10^{-2}$	$1.026 \cdot 10^{-2}$	$1.027 \cdot 10^{-2}$
P7	$NO_3 \rightarrow NO + O_2$	$2.313 \cdot 10^{-2}$	$2.304 \cdot 10^{-2}$	$2.291 \cdot 10^{-2}$	$2.276 \cdot 10^{-2}$	$2.272 \cdot 10^{-2}$
P8	$NO_3 \rightarrow NO_2 + O$	$1.750 \cdot 10^{-1}$	$1.744 \cdot 10^{-1}$	$1.735 \cdot 10^{-1}$	$1.724 \cdot 10^{-1}$	$1.721 \cdot 10^{-1}$
P9	$N_2O \rightarrow N_2 + O(^1D)$	$1.889 \cdot 10^{-7}$	$2.211 \cdot 10^{-7}$	$2.507 \cdot 10^{-7}$	$2.778 \cdot 10^{-7}$	$3.057 \cdot 10^{-7}$
P10	$H_2O \rightarrow OH + H$	$1.076 \cdot 10^{-12}$	$2.820 \cdot 10^{-12}$	$6.448 \cdot 10^{-12}$	$1.342 \cdot 10^{-11}$	$2.972 \cdot 10^{-11}$
P11	$H_2O \rightarrow H_2 + O(^1D)$	$1.879 \cdot 10^{-48}$	$3.717 \cdot 10^{-38}$	$1.577 \cdot 10^{-30}$	$7.054 \cdot 10^{-25}$	$1.083 \cdot 10^{-20}$
P12	$H_2O \rightarrow H + H + O$	$2.255 \cdot 10^{-48}$	$4.460 \cdot 10^{-38}$	$1.892 \cdot 10^{-30}$	$8.464 \cdot 10^{-25}$	$1.299 \cdot 10^{-20}$
P13	$HO_2 \rightarrow OH + O$	$1.555 \cdot 10^{-4}$	$2.006 \cdot 10^{-4}$	$2.431 \cdot 10^{-4}$	$2.836 \cdot 10^{-4}$	$3.360 \cdot 10^{-4}$
P14	$H_2O_2 \rightarrow OH + OH$	$3.173 \cdot 10^{-5}$	$3.794 \cdot 10^{-5}$	$4.383 \cdot 10^{-5}$	$4.965 \cdot 10^{-5}$	$5.791 \cdot 10^{-5}$
P15	$CO_2 \rightarrow CO + O$	$1.580 \cdot 10^{-10}$	$1.942 \cdot 10^{-10}$	$2.280 \cdot 10^{-10}$	$2.609 \cdot 10^{-10}$	$3.070 \cdot 10^{-10}$
P16	$CO_2 \rightarrow CO + O(^1D)$	$3.193 \cdot 10^{-71}$	$8.483 \cdot 10^{-56}$	$1.985 \cdot 10^{-44}$	$1.117 \cdot 10^{-43}$	$5.318 \cdot 10^{-35}$
P17	$O^- \rightarrow e + O$	1.510	1.509	1.506	1.502	1.503
P18	$O_2^- \rightarrow e + O_2$	$4.224 \cdot 10^{-1}$	$4.229 \cdot 10^{-1}$	$4.228 \cdot 10^{-1}$	$4.224 \cdot 10^{-1}$	$4.234 \cdot 10^{-1}$
P19	$O_3^- \rightarrow e + O_3$	$5.166 \cdot 10^{-1}$	$5.170 \cdot 10^{-1}$	$5.168 \cdot 10^{-1}$	$5.162 \cdot 10^{-1}$	$5.171 \cdot 10^{-1}$
P20	$O_3^- \rightarrow e + O_3$	$2.719 \cdot 10^{-2}$	$2.721 \cdot 10^{-2}$	$2.720 \cdot 10^{-2}$	$2.717 \cdot 10^{-2}$	$2.722 \cdot 10^{-2}$
P21	$O_4^- \rightarrow e + 2 \cdot O_2$	$4.180 \cdot 10^{-1}$	$4.193 \cdot 10^{-1}$	$4.199 \cdot 10^{-1}$	$4.201 \cdot 10^{-1}$	$4.218 \cdot 10^{-1}$
P22	$CO_3^- \rightarrow e + CO_2$	$1.668 \cdot 10^{-1}$	$1.666 \cdot 10^{-1}$	$1.661 \cdot 10^{-1}$	$1.655 \cdot 10^{-1}$	$1.656 \cdot 10^{-1}$
P23	$CO_4^- \rightarrow e + CO_2 + O_2$	$4.400 \cdot 10^{-2}$	$4.504 \cdot 10^{-2}$	$4.590 \cdot 10^{-2}$	$4.665 \cdot 10^{-2}$	$4.783 \cdot 10^{-2}$
P24	$OH^- \rightarrow e + OH$	1.096	1.094	1.090	1.085	1.084
P25	$NO^- \rightarrow e + NO$	3.206	3.202	3.194	3.184	3.183
P26	$NO_2^- \rightarrow e + NO_2$	$1.163 \cdot 10^{-1}$	$1.175 \cdot 10^{-1}$	$1.184 \cdot 10^{-1}$	$1.192 \cdot 10^{-1}$	$1.205 \cdot 10^{-1}$
P27	$NO_3^- \rightarrow e + NO_3$	$1.194 \cdot 10^{-2}$	$1.265 \cdot 10^{-2}$	$1.328 \cdot 10^{-2}$	$1.389 \cdot 10^{-2}$	$1.479 \cdot 10^{-2}$
P28	$O_4^+ \rightarrow O_2^+ + O_2$	$5.360 \cdot 10^{-1}$	$5.353 \cdot 10^{-1}$	$5.343 \cdot 10^{-1}$	$5.331 \cdot 10^{-1}$	$5.328 \cdot 10^{-1}$
P29	$O_2^+(H_2O) \rightarrow H_2O^+ + O_2$	$4.681 \cdot 10^{-1}$	$4.675 \cdot 10^{-1}$	$4.666 \cdot 10^{-1}$	$4.654 \cdot 10^{-1}$	$4.652 \cdot 10^{-1}$

	60 km	62 km	64 km	66 km	68 km	70 km
P1	$2.165 \cdot 10^{-17}$	$4.294 \cdot 10^{-15}$	$2.162 \cdot 10^{-13}$	$3.942 \cdot 10^{-12}$	$3.386 \cdot 10^{-11}$	$1.666 \cdot 10^{-10}$
P2	$5.255 \cdot 10^{-10}$	$5.845 \cdot 10^{-10}$	$6.415 \cdot 10^{-10}$	$6.997 \cdot 10^{-10}$	$7.635 \cdot 10^{-10}$	$8.400 \cdot 10^{-10}$
P3	$9.153 \cdot 10^{-4}$	$1.007 \cdot 10^{-3}$	$1.083 \cdot 10^{-3}$	$1.138 \cdot 10^{-3}$	$1.173 \cdot 10^{-3}$	$1.192 \cdot 10^{-3}$
P4	$4.394 \cdot 10^{-3}$	$5.225 \cdot 10^{-3}$	$5.910 \cdot 10^{-3}$	$6.412 \cdot 10^{-3}$	$6.728 \cdot 10^{-3}$	$6.902 \cdot 10^{-3}$
P5	$5.516 \cdot 10^{-7}$	$6.925 \cdot 10^{-7}$	$8.615 \cdot 10^{-7}$	$1.063 \cdot 10^{-6}$	$1.298 \cdot 10^{-6}$	$1.564 \cdot 10^{-6}$
P6	$1.027 \cdot 10^{-2}$	$1.025 \cdot 10^{-2}$	$1.024 \cdot 10^{-2}$	$1.022 \cdot 10^{-2}$	$1.019 \cdot 10^{-2}$	$1.019 \cdot 10^{-2}$
P7	$2.275 \cdot 10^{-2}$	$2.280 \cdot 10^{-2}$	$2.284 \cdot 10^{-2}$	$2.289 \cdot 10^{-2}$	$2.294 \cdot 10^{-2}$	$2.299 \cdot 10^{-2}$
P8	$1.718 \cdot 10^{-1}$	$1.710 \cdot 10^{-1}$	$1.702 \cdot 10^{-1}$	$1.693 \cdot 10^{-1}$	$1.684 \cdot 10^{-1}$	$1.674 \cdot 10^{-1}$
P9	$3.288 \cdot 10^{-7}$	$3.454 \cdot 10^{-7}$	$3.600 \cdot 10^{-7}$	$3.730 \cdot 10^{-7}$	$3.849 \cdot 10^{-7}$	$3.975 \cdot 10^{-7}$
P10	$6.071 \cdot 10^{-11}$	$1.164 \cdot 10^{-10}$	$2.127 \cdot 10^{-10}$	$3.747 \cdot 10^{-10}$	$6.413 \cdot 10^{-10}$	$1.080 \cdot 10^{-9}$
P11	$1.367 \cdot 10^{-17}$	$2.711 \cdot 10^{-15}$	$1.365 \cdot 10^{-13}$	$2.488 \cdot 10^{-12}$	$2.137 \cdot 10^{-11}$	$1.052 \cdot 10^{-10}$
P12	$1.640 \cdot 10^{-17}$	$3.253 \cdot 10^{-15}$	$1.638 \cdot 10^{-13}$	$2.986 \cdot 10^{-12}$	$2.565 \cdot 10^{-11}$	$1.262 \cdot 10^{-10}$
P13	$3.880 \cdot 10^{-4}$	$4.318 \cdot 10^{-4}$	$4.666 \cdot 10^{-4}$	$4.921 \cdot 10^{-4}$	$5.089 \cdot 10^{-4}$	$5.191 \cdot 10^{-4}$
P14	$6.643 \cdot 10^{-5}$	$7.372 \cdot 10^{-5}$	$7.956 \cdot 10^{-5}$	$8.380 \cdot 10^{-5}$	$8.647 \cdot 10^{-5}$	$8.802 \cdot 10^{-5}$
P15	$3.550 \cdot 10^{-10}$	$3.976 \cdot 10^{-10}$	$4.337 \cdot 10^{-10}$	$4.628 \cdot 10^{-10}$	$4.854 \cdot 10^{-10}$	$5.038 \cdot 10^{-10}$
P16	$1.580 \cdot 10^{-28}$	$1.041 \cdot 10^{-23}$	$3.956 \cdot 10^{-20}$	$1.782 \cdot 10^{-17}$	$1.674 \cdot 10^{-15}$	$5.164 \cdot 10^{-14}$
P17	1.505	1.506	1.507	1.508	1.509	1.509
P18	$4.247 \cdot 10^{-1}$	$4.258 \cdot 10^{-1}$	$4.267 \cdot 10^{-1}$	$4.273 \cdot 10^{-1}$	$4.277 \cdot 10^{-1}$	$4.279 \cdot 10^{-1}$
P19	$5.184 \cdot 10^{-1}$	$5.195 \cdot 10^{-1}$	$5.203 \cdot 10^{-1}$	$5.209 \cdot 10^{-1}$	$5.213 \cdot 10^{-1}$	$5.216 \cdot 10^{-1}$
P20	$2.728 \cdot 10^{-2}$	$2.734 \cdot 10^{-2}$	$2.739 \cdot 10^{-2}$	$2.742 \cdot 10^{-2}$	$2.744 \cdot 10^{-2}$	$2.745 \cdot 10^{-2}$
P21	$4.238 \cdot 10^{-1}$	$4.254 \cdot 10^{-1}$	$4.267 \cdot 10^{-1}$	$4.276 \cdot 10^{-1}$	$4.282 \cdot 10^{-1}$	$4.285 \cdot 10^{-1}$
P22	$1.659 \cdot 10^{-1}$	$1.662 \cdot 10^{-1}$	$1.664 \cdot 10^{-1}$	$1.666 \cdot 10^{-1}$	$1.667 \cdot 10^{-1}$	$1.668 \cdot 10^{-1}$
P23	$4.905 \cdot 10^{-2}$	$5.008 \cdot 10^{-2}$	$5.090 \cdot 10^{-2}$	$5.148 \cdot 10^{-2}$	$5.185 \cdot 10^{-2}$	$5.205 \cdot 10^{-2}$
P24	1.084	1.084	1.084	1.084	1.084	1.084
P25	3.185	3.186	3.187	3.188	3.188	3.188
P26	$1.218 \cdot 10^{-1}$	$1.229 \cdot 10^{-1}$	$1.238 \cdot 10^{-1}$	$1.244 \cdot 10^{-1}$	$1.248 \cdot 10^{-1}$	$1.250 \cdot 10^{-1}$
P27	$1.572 \cdot 10^{-2}$	$1.653 \cdot 10^{-2}$	$1.718 \cdot 10^{-2}$	$1.765 \cdot 10^{-2}$	$1.794 \cdot 10^{-2}$	$1.810 \cdot 10^{-2}$
P28	$5.328 \cdot 10^{-1}$	$5.328 \cdot 10^{-1}$	$5.328 \cdot 10^{-1}$	$5.328 \cdot 10^{-1}$	$5.329 \cdot 10^{-1}$	$5.329 \cdot 10^{-1}$
P29	$4.652 \cdot 10^{-1}$	$4.653 \cdot 10^{-1}$	$4.653 \cdot 10^{-1}$	$4.653 \cdot 10^{-1}$	$4.653 \cdot 10^{-1}$	$4.654 \cdot 10^{-1}$

Список работ по теме диссертации

- 1*. Mareev E.A., Evtushenko A.A., Yashunin S.A. On the modeling of sprites and sprite producing clouds in the global electric circuit // *Sprites, Elves and Intensive Lightning Discharges, NATO Science Series / Editors M. Fullekrug, E. Mareev, M. Rycroft. Cluwer: Springer. — 2005. — P. 313-340.*
- 2*. Evtushenko A.A., Mareev E.A. On the generation of charge layers in MCS stratiform regions // *Journal of Atmospheric research. — 2008. — V. 91, № 2-4. — P. 272-280.*
- 3*. Евтушенко А.А., Мареев Е.А. О генерации слоев электрического заряда в мезомасштабных конвективных системах // *Физика Атмосферы и Океана. — 2009. — Т. 45, № 2. — С. 242-252.*
- 4*. Евтушенко А.А., Мареев Е.А. Моделирование возмущений состава мезосферы под действием высотных разрядов – спрайтов // *Известия ВУЗов – Радиофизика. — 2011. — Т. 54, № 2. — С. 123-140.*
- 5*. Евтушенко А.А., Кутерин Ф.А., Мареев Е.А. Об особенностях возмущения ионного состава, нейтральных компонент и оптических эмиссий в мезосфере под действием грозových разрядов // *Физика Атмосферы и Океана. — 2013. — Т. 49, № 5. — С. 1-11.*
- 6*. Evtushenko A.A., Kuterin F.A., Mareev E.A. A model of sprite influence on the chemical balance of mesosphere // *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics. — 2013. — V. 102 — P. 298-310.*
- 7*. Евтушенко А.А., Кутерин Ф.А. Одномерная самосогласованная модель влияния спрайта/гало на химию мезосферы // *Изв. ВУЗов – Радиофизика. — 2013. — Т. 56, № 11-12. — С. 947-967.*
- 8*. Евтушенко А.А., Кутерин Ф.А. Самосогласованная модель ночного спрайта // *Изв. ВУЗов – Радиофизика. — 2016. — Т. 59, № 12. — С. 1092-1102.*
- 9*. Российские исследования в области атмосферного электричества в 2011-2014 годах / Мареев Е.А., Стасенко В.Н., Булатов А.А., Дементьева

С.О., Евтушенко А.А., Ильин Н.В., Кутерин Ф.А., Слюняев Н.Н., Шаталина М.В. // Физика Атмосферы и Океана. — 2016. — Т. 52, № 2. — С. 175-186.

10*. Импульсный высоковольтный разряд в воздухе с градиентом давления / Стриковский А.В., Евтушенко А.А., Гуцин М.Е., Коробков С.В., Костров А.В. // Физика Плазмы. — 2017. — Т. 43, № 10. — С. 1-8.

11*. Исследование нестационарного воздушного потока в большой вакуумной камере с помощью стандартного ионизационного манометра / Коробков С.В., Гуцин М.Е., Стриковский А.В., Лоскутов К.Н., Евтушенко А.А. // Журнал Технической Физики. — 2019. — Т. 89, № 1. — С. 35-41.

12*. Параметры плазмы крупномасштабного высоковольтного разряда в воздухе при пониженном давлении / Стриковский А.В., Коробков С.В., Гуцин М.Е., Евтушенко А.А., Зудин И.Ю. // Физика Плазмы. — 2019. — Т.45, №6. — С. 487-497.

13*. Российские исследования в области атмосферного электричества в 2015–2018 гг / Мареев Е.А., Стасенко В.Н., Шаталина М.В., Дементьева С.О., Евтушенко А.А., Свечникова Е.К., Слюняев Н.Н. // Физика Атмосферы и Океана. — 2019. — Т. 55, № 6. — С. 79-93.

14*. Моделирование высотных разрядов на большой плазменной установке / Евтушенко А.А., Гуцин М.Е., Коробков С.В., Стриковский А.В., Мареев Е.А. // Геомагнетизм и аэрономия. — 2020. — Т. 60, № 3. — С. 365-374.

15*. Evtushenko A.A., Kuterin F.A., Svechnikova E.K. Study of daytime high-altitude discharges using plasma-chemistry model // Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics. —2021. — V. 221. — P. 105670.

16*. Evtushenko A.A., Ilin N.V., Svechnikova E.K. Parameterization and global distribution of sprites based on the WWLLN data // Atmospheric Research. — 2022. — V. 276. — P. 106272.

17*. Евтушенко А.А., Свечникова Е.К., Кудрявцев А.С. Анализ спрайтовой активности над территорией России по данным WWLLN за 2015-2021

годы // XXIX Международный Симпозиум "Оптика атмосферы и океана.
Физика атмосферы". — 2023. — 26-30 июня, г. Москва. — 4 стр.