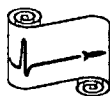


Э. М. Базелян, Ю. П. Райзер

НА ДОМ
НЕ ВЫДАЕТСЯ

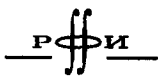
ИСКРОВОЙ РАЗРЯД

Рекомендовано Министерством общего и профессионального образования Российской Федерации в качестве учебного пособия для студентов высших технических учебных заведений



Москва
Издательство МФТИ
1997

ББК 22.33
Б 17
УДК 537(075.8)



Издание осуществлено при поддержке
Российского фонда фундаментальных
исследований по проекту 96-02-30042

Рецензенты:

кафедра физической механики
факультета аэрофизики и космических исследований МФТИ
(зав. кафедрой проф. Э. Е. Сон),
к.ф.-м.н. Стариковская С. М., к.ф.-м.н. Стариковский А. Ю.

БАЗЕЛЯН Э. М., РАЙЗЕР Ю. П. Искровой разряд: Учеб. пособие: Для вузов. —
М.: Изд-во МФТИ. 1997. — 320 с. ISBN 5-89155-013-X

Излагаются современные представления об искровом пробое длинных газовых (воздушных) промежутков. Подробно рассмотрена физика стримерного и лидерного процессов, методика и техника их экспериментального изучения. Обсуждаются существующие экспериментальные данные, типичные методические ошибки экспериментов, анализируется достоверность результатов измерений. Построены упрощенные теоретические схемы волны ионизации, стримера, сложной лидерной системы со стримерной зоной, каналом, чехлом заряда; рассматриваются постановки задач для численного моделирования. Анализируются данные об электрической прочности длинных воздушных промежутков при воздействии импульсов напряжения с различными временными параметрами в условиях, типичных для прикладных задач техники высоких напряжений.

Для студентов, аспирантов, научных сотрудников физических специальностей, а также для студентов и инженеров, специализирующихся в энергетике и в различных областях электро-, радио-, аэрокосмической техники.

Ил. 80. Библиогр. 159 назв.

Учебное издание

Базелян Эдуард Меерович, Райзер Юрий Петрович

ИСКРОВОЙ РАЗРЯД

Оператор А. Н. Быканов
Редактор Л. Г. Быканова
Корректоры О. И. Холодкевич, С. А. Холодкевич
Художник М. В. Ивановский

ИБ № 15

ЛР № 064290 от 14.11.95

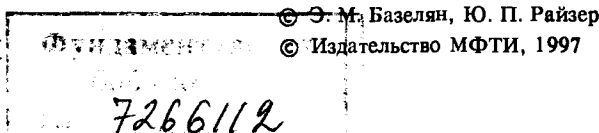
Подписано в печать 25.12.96. Формат 60×88/16. Бумага офсетная №1.
Печать офсетная. Усл. печ. л. 20. Уч.-изд. л. 20. Тираж 1000 экз.
Заказ № 1773.

Издательство Московского физико-технического института
141700, г. Долгопрудный Московской обл., Институтский пер., д. 9

Отпечатано в Московской типографии № 2 РАН
121099 Москва, Шубинский пер., 6

Б 1602050000-001
97 Без объявл.

ISBN 5-89155-013-X



© Э. М. Базелян, Ю. П. Райзер
© Издательство МФТИ, 1997

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	7
Глава 1. Введение. Общие представления об искре, короне и пробое	
1.1. Лидер молнии и длинной искры	10
1.2. Внешняя картина короны и искры	13
1.2.1. Коронный разряд (13). 1.2.2. Лидер и стримеры (15). 1.2.3. Многообразие форм искрового разряда (16).	
1.3. Лавинный механизм пробоя газов	18
1.4. Стримерный механизм	20
1.5. Что следует считать пробоем	21
Глава 2. Некоторые необходимые сведения о процессах в ионизированных газах	
2.1. Дрейф, диффузия и энергия электронов и ионов в слабоионизированной плазме	24
2.2. Ионизация и возбуждение	28
2.2.1. Ионизация (28). 2.2.2. Неупругие потери энергии и убегающие электроны (30). 2.2.3. Возбуждение и релаксация молекулярных колебаний (32).	
2.3. Гибель и освобождение электронов	32
2.3.1. Рекомбинация (32). 2.3.2. Прилипание электронов (35). 2.3.3. Отлипание электронов (36).	
2.4. Электронный и ионный газы в электрическом поле	37
2.4.1. Гидродинамическое приближение (37). 2.4.2. Уравнения электростатики для поля (39). 2.4.3. Закон сохранения заряда, ток смещения, релаксация объемного заряда (39). 2.4.4. Амбиполярная диффузия и дебаевский радиус (40).	
2.5. Пробой разрядного промежутка механизмом размножения лавин	42
2.6. Наведенный на электродах заряд и ток в цепи, вызванный движением заряда в разрядном промежутке	43
2.7. Сильноионизованная квазиравновесная плазма	46
2.7.1. Электропроводность и теплопроводность (46). 2.7.2. Термическая ионизация (48). 2.7.3. Почему слабоионизованная плазма неравновесна, а сильноионизованная чаще всего — равновесна и ее легче поддерживать (48).	
2.8. Температура и вольт-амперная характеристика столба равновесной плазмы с током	50

Глава 3. Процессы, фундаментальные для искрового пробоя

- 3.1. Прораствание стримерного канала в электрическом поле как распространение волны ионизации 55
- 3.1.1. Физическая причина (55). 3.1.2. Постановка задачи о головке стримера как о волне ионизации (59). 3.1.3. Параметры волны ионизации (63). 3.1.4. Численный пример (65). 3.1.5. Причинные связи между характеристиками волны ионизации (67).
- 3.2. Электрические свойства плазменного канала за фронтом волны ионизации 69
- 3.2.1. Емкость и заряды идеально проводящего канала и его головки (69). 3.2.2. Токи в канале за головкой, в головке и во внешней цепи (74). 3.2.3. Продольное электрическое поле в канале за головкой (76). 3.2.4. Ионизационное расширение, радиальное поле и радиус канала (78). 3.2.5. Канал с конечной проводимостью как длинная линия с распределенными параметрами (80). 3.2.6. Условия применимости квазистатического приближения (82).
- 3.3. Баланс энергии и температура газа в канале 83
- 3.3.1. Общая оценка верхнего предела температуры (84). 3.3.2. Баланс энергии в канале и перспектива его последующего разогрева (86).
- 3.4. Начальная ионизация 88
- 3.4.1. Механизмы рождения затравочных электронов (88). 3.4.2. Сколько затравочных электронов требуется волне ионизации (90).
- 3.5. Механизм и условия зарождения стримера 92
- 3.5.1. Каким требованиям должно удовлетворять ионизованное образование, чтобы оно могло положить начало стримеру (93). 3.5.2. Одиночная электронная лавина (95). 3.5.3. Лавинно-стримерный переход. Катодо- и анодонаправленные стримеры (98). 3.5.4. Радиус стримерной головки (101).
- 3.6. Возможен ли стримерный пробой 102
- 3.7. Роль волны ионизации в искровом пробое и лидерный процесс . 106
- 3.7.1. Неизбежность нагрева газа в канале длиной искры (106). 3.7.2. Лидер как объединение множества стримеров (107).

Глава 4. Техника и методика эксперимента

- 4.1. Источники высокого напряжения 111
- 4.1.1. Генератор Маркса (112). 4.1.2. Схема Фитча (115). 4.1.3. Источники переменного напряжения (116).
- 4.2. Измерение высокого напряжения 117
- 4.2.1. Измерительный шаровой разрядник (117). 4.2.2. Делители напряжения: общие представления (118). 4.2.3. Делители напряжения: частные случаи и источники погрешности (120). 4.2.4. Регистрирующая аппаратура (123).
- 4.3. Измерение тока 125
- 4.3.1. Измерение при помощи шунта (126). 4.3.2. Скин-эффект в тубулярном шунте и его последствия (129). 4.3.3. Измерение тока по его магнитному полю; пояс Роговского (131). 4.3.5. Ошибки измерения тока поясом Роговского (133).
- 4.4. Трактовка результатов измерений тока 136
- 4.4.1. Часть разрядного тока уходит в землю, минуя схему измерения (136). 4.4.2. О выделении тока проводимости из полного разрядного тока во внешней цепи (138). 4.4.3. Различия между током

в основании канала разряда и током в сечениях, удаленных от электрода (140).

4.5. Измерение величины и распределения заряда в промежутке	142
4.6. Измерение напряженности электрического поля	146
4.6.1. Измерение электрического поля на поверхности электродов (146). 4.6.2. Измерение медленно меняющихся полей у поверхности электродов (148). 4.6.3. Измерение электрического поля в объеме разрядного промежутка (150).	
4.7. Оптическая регистрация разряда	152
4.7.1. Статические фотографии искры (152). 4.7.2. Развертка изображения во времени (155). 4.7.3. Развертка изображения через узкую щель (160).	
4.8. Синхронизация	160
4.9. Электрическое поле в разрядном промежутке: идеализация и реальность	164

Глава 5. Исследования длинных стримеров

5.1. Феноменология и геометрические размеры	168
5.1.1. Общая картина стримерной формы разряда (168). 5.1.2. Радиус стримера (170). 5.1.3. Длина стримеров (172).	
5.2. Скорость стримера	173
5.3. Электрическое поле в канале стримера	178
5.4. Информация, извлекаемая из измерений тока и заряда	181
5.4.1. Начальное нарастание тока одиночного стримера – результат длительной ионизации в основании канала (182). 5.4.2. Заряд одиночного стримера и оценка радиуса его канала (186). 5.4.3. Экспериментальные данные о токе и заряде стримерных вспышек (190). 5.4.4. Интерпретация измерений заряда стримерных вспышек (193). 5.4.5. Что дают измерения тока стримера, пересекшего промежуток (197).	
5.5. Численное моделирование длинных стримеров	202
5.5.1. Размерность модели (204). 5.5.2. Система уравнений (205). 5.5.3. Требования к расчету зарядов и электрического поля (207). 5.5.4. Начальная ионизация (210). 5.5.5. Что дают простейшие модели (210). 5.5.6. Требования к кинетической схеме модели (214). 5.5.7. Сравнительные роли рекомбинации и прилипания электронов в холодном воздухе (216). 5.5.8. Катодонаправленный стример в нагретом воздухе (217).	
5.6. Численная модель стримера с ионизационным расширением канала	220
5.6.1. Существо модели и рассчитанная форма канала (220). 5.6.2. Расширение канала и формирование стебля (222). 5.6.3. Ток через поверхность анода (224). 5.6.4. Развитие стримера в однородном поле (225).	

Глава 6. Лидерный процесс

6.1. Феноменология лидера	228
6.1.1. Структурные элементы (228). 6.1.2. Две фазы лидерного процесса (231). 6.1.3. Как возникает лидер (234).	
6.2. Измерение скорости лидера	235
6.3. Данные о токе и заряде лидера	239

6.4. Экспериментальные оценки электрических полей в канале и стримерной зоне лидера и потенциала его головки	242
6.4.1. Поле в стримерной зоне (242). 6.4.2. Поле в канале и потенциал головки (244). 6.4.3. Эксперимент с коротким искровым каналом (249).	
6.5. Диаметр и расширение лидерного канала	251
6.6. Сопоставление параметров лидера и стримера	252
6.7. Заряд стримерной зоны и чехла лидера	254
6.7.1. Стримерная зона (254). 6.7.2. Ионизационные процессы в чехле длинного лидера (259).	
6.8. Механизм формирования лидерного тока	262
6.8.1. Начальная фаза (262). 6.8.2. Сквозная фаза (265).	
6.9. Стримерно-лидерный переход	267
6.10. Напряжение, нужное для поддержания лидера	273
6.10.1. Потенциал лидерной головки (273). 6.10.2. Состояние плазмы и поле в длинном канале (276). 6.10.3. Оптимальный режим поддержания длинного лидера (281).	
6.11. Разнообразие лидерного семейства	283
6.11.1. Отрицательный лидер (284). 6.11.2. Лидер скользящего разряда (287). 6.11.3. Лидер вдоль проводящих поверхностей (289).	
6.12. Заключение	291
 Глава 7. Электрическая прочность длинных промежутков	
7.1. Промежутки со слабо неоднородным полем	294
7.2. Воздушные промежутки с резко неоднородным полем	296
7.2.1. Большие аноды сверхкритического радиуса (297). 7.2.2. Минимальная прочность промежутка с анодом малого радиуса (300). 7.2.3. Зависимость прочности от длительности фронта (302).	
7.3. Вольт-секундные характеристики	306
7.4. Разброс пробивных напряжений	307
Дополнение при корректуре	311
Список литературы	314
Предметный указатель	319

ПРЕДИСЛОВИЕ

Эта книга об искровом пробое длинных газовых промежутков. Мы решились написать ее, полагая, что знаем о длинной искре достаточно много. Один из нас тридцать лет экспериментально исследовал искровой разряд, другой пытался обобщить и теоретически описать накопленные данные еще в книге «Физика газового разряда», где искровому разряду посвящена самая большая глава. Увы, чувство уверенности испарилось уже в самом начале работы, как только речь зашла о первичном элементе искры — волне ионизации, каковой является стример. Мы поняли, что традиционное последовательное изложение экспериментальных данных и теоретических построений вряд ли поможет нарисовать сколько-нибудь цельную картину разряда. Она получалась пестрой, как лоскутное одеяло, а среди этой пестроты зияли ничем не прикрытые дыры. Экспериментальных данных вроде бы много, но тех, что нужны для построения картины, — на редкость мало. В лабораториях детально изучались внешние характеристики искры — сведения о токе разряда, перенесенных зарядах, скоростях развития, пробивных напряжениях достаточно полны и разнообразны, особенно для воздуха, ибо этот газ, как главная изоляционная среда на Земле, исследован наиболее тщательно. Ощущение пустоты возникало при любых попытках отыскать сведения о параметрах плазмы в канале искрового разряда, об электрическом поле в области фронта волны ионизации, в стримерном и лидерном каналах и даже в области, куда еще не успел проникнуть разряд. В лучшем случае удавалось обнаружить единичные эксперименты, поставленные со множеством оговорок и допущений.

Далеко не всегда трактовка измерений в статьях бесспорна. Без особых натяжек на тех же результатах часто удавалось выстроить гипотезу, диаметрально противоположную авторской. Наши собственные эксперименты исключений не составляют. Оставалось либо бросить затею с книгой, либо попытаться сформировать общие теоретические представления об основных фазах развития длинной искры, предельно упрощая физические модели и концентрируя внимание на «ключевых моментах» — «писать картину крупными

мазками». Такой путь не отнесешь к разряду быстрых и легких, и наша работа над книгой растянулась куда больше, чем мы думали.

Конкуренция с известной монографией Мика и Крэггса, которой почти ограничивается современная фундаментальная литература на английском языке по длинной искре, не входила в наши планы. Мы не собирались писать подробного обзора экспериментальных и теоретических работ. Не обращалось особого внимания и на историю формирования представлений о длинной искре. Единственное, на что претендует книга, — дать по возможности завершённую и современную картину искрового разряда так, как мы его понимаем. Библиография в книге заведомо далека от полноты. Ссылки даны лишь в прямой связи с обсуждаемыми процессами или фактами.

При построении модели физического процесса закономерно желание проверить теоретические цифры прямым измерением. Мы тоже стремились к такой проверке, разыскивая надежные экспериментальные данные. Надо сказать, удача улыбалась не часто — постоянно возникали сомнения в достоверности эксперимента и в правомочности использованных методик. Нам было жаль накопленного опыта (во многом негативного), и было решено положить его в основу главы об измерениях. Ее цель — помочь в объективной оценке экспериментальных данных теоретику или специалисту из смежных областей физики и техники. Полагаем, что предлагаемый анализ распространенных методических ошибок пригодится и экспериментаторам, особенно начинающим.

Не станем заранее рассказывать о конкретном содержании всей книги — его демонстрирует подробное оглавление. Главы о стримерах и лидере — основные. В них много теоретических построений. Мы стремились излагать существо дела возможно проще, не заслоняя физическую суть непрозрачными уравнениями и многоэтажными формулами, которые так любят писать некоторые авторы теорий. Менее опытный читатель в лучшем случае благоговейно останавливается перед ними. Другой, потеряв надежду разобраться, машет рукой и начинает выдумывать теорию сам. Мы относим себя к последней категории.

Рассчитываем, что нам удастся заполнить этой книгой давно существующую брешь в учебных пособиях по искровому пробою газов, ибо книга адресована не только специалистам, физикам и инженерам, но и студентам, аспирантам, всем, кто решил специализироваться в области газового разряда, а также тем, кто столкнулся с соответствующими проблемами, работая в смежных отраслях.

Много внимания в книге уделяется численному моделированию. Хотя от компьютерной модели, в первую очередь, требуется число, важнее и интереснее с нашей точки зрения выяснять функциональные связи и обнажать роль определяющих процессов, когда это не удастся сделать аналитически. При таком подходе компьютер перестает быть машиной для сверхбыстрого счета, а становится исследовательским прибором. Численный эксперимент вместе

с физическим — вот наиболее полезное, что привносит компьютер в исследования длинной искры. Нельзя сказать, чтобы это направление успело продвинуться достаточно далеко, но многие результаты, проясняющие некоторые эффекты, уже получены. Они отражены в книге.

В предлагаемой книге не нашлось места для так называемой главной стадии искры. Мы пошли на это сознательно, имея в виду, что для механизма искрового пробоя главная стадия значения не имеет. Она исключительно важна для разряда молнии, где с нею связаны все разрушительные воздействия атмосферного электричества на современную технику. Надеемся, что задуманная нами новая книга о молнии станет логическим продолжением этой. В ней и будет подробно рассмотрена главная стадия.

Практически одновременно с русским вариантом данная книга выходит на английском языке в США [Е. М. Bazelyan, Yu. P. Raizer *Spark Discharge* (CRC Press, Boca Raton, Florida, 1997)].

Авторы благодарны рецензентам — чете Стариковских, с пристрастием прочитавшим рукопись и сделавшим полезные замечания.

ВВЕДЕНИЕ.

ОБЩИЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ ОБ ИСКРЕ, КОРОНЕ И ПРОБОЕ

Человек познакомился с искровым разрядом задолго до того, как приступил к научному познанию мира. Молния, которая являет собой грандиозную форму искрового разряда, привлекала внимание еще первобытных людей. Древние в своих мифах вооружали молнией богов. Когда изобрели электрофорную машину, искровой разряд потерял сказочный ореол, переместился в лабораторию, но не стал от этого менее загадочным. С коротким треском огненные стрелы проскакивали между металлическими шариками машины, разряжая присоединенную к ней лейденскую банку. В любом старом учебнике физики найдется рисунок этого эффектного опыта. В середине XVIII века Б. Франклин экспериментально доказал единство природы лабораторной электрической искры и молнии. С развитием электроэнергетики искровой разряд пришел и в технику, принеся с собой массу проблем. Электрическая искра вдруг мгновенно перекрывала пространство между проводами высоковольтной линии электропередачи или между ее аппаратурой и соседними заземленными предметами — происходило *короткое замыкание*. Ток короткого замыкания очень опасен. Достигая тысяч, а то и десятков тысяч ампер, он способен разрушить энергетическое оборудование, вызвать перебой в снабжении электроэнергией. Инженеры заговорили о *пробое* воздушной изоляции; явление *искрового пробоя* и *искрового разряда* стало объектом изучения не только фундаментальной физики, но и техники.

1.1. Лидер молнии и длинной искры

Искровой разряд, как правило, наблюдают при давлениях порядка атмосферного и выше в не слишком коротких промежутках (более нескольких миллиметров или сантиметров). Проще инициировать

искру в промежутке с резко неоднородным распределением электрического поля между электродами: для этого требуется меньшее напряжение. В случае очень длинных промежутков неоднородность поля возникает автоматически, так как создать многометровый промежуток с однородным полем практически нереально: напряжение всегда подается на электроды ограниченных размеров. Верхний предел длины промежутка не лимитирован. Самым длинным искровым разрядом справедливо считают молнию. Молния развивается между облаком и землей или между противоположно заряженными облаками. Регистрировались межоблачные разряды в десятки километров длиной. По внешнему проявлению лабораторная искра и молния имеют много общего, принципиально различаются только масштабы явлений. Диаметры искровых каналов всегда гораздо меньше их длины, зачастую, как в молнии — на много порядков, так что искра всегда представляет собой тонкий шнур.

Если включить в грозовую погоду сверхскоростную кинокамеру, направить ее на небо, есть шанс, что молния попадет в поле зрения камеры еще до того, как кончится пленка. Подобным образом иногда и поступают при исследовании молнии. Ее тонкий, зигзагообразный, часто сильно разветвленный канал «молниеносно» прорезает тьму грозового неба и тут же гаснет, еще до того, как слышится раскат грома. Этот сильный звук вызывается ударной волной. Ее источником служит резкое повышение давления вследствие интенсивного выделения джоулева тепла в канале разряда. У самых мощных молний амплитуда тока превышает 200 кА.

Проявив пленку, можно увидеть, как движется к земле канал разряда и измерить его скорость. Она оказывается весьма высокой и в среднем составляет $(2 \div 3) \cdot 10^7$ см/с, а иногда и на порядок больше. Впервые разряд во времени сканировал Б. Шонланд [1.1]. Это было в 30-е годы нашего века. Он использовал для регистрации камеру Бойса с непрерывно движущейся пленкой. Шонланд назвал движущийся канал молнии лидером. Он наблюдал, как после контакта лидера с землей по каналу вверх к облаку движется волна яркого свечения, развивая скорость до десятых долей скорости света. Так проявляется *главная стадия молнии* (*Return stroke* — по английской терминологии), в процессе которой нейтрализуется электрический заряд лидера, перенесшего к земле высокий потенциал. Последний сопоставим с потенциалом облака. Уже сам факт существования главной стадии указывает на достаточно высокую проводимость лидера, и это тоже было впервые отмечено Б. Шонландом. Его справедливо считают родоначальником современных исследований молнии.

Молния — не слишком удобный объект для изучения тонкой структуры искрового разряда. Ее не заставишь появиться в нужном месте и в нужное время, к молнии не приблизиться так, чтобы воздух перестал поглощать коротковолновое излучение разряда,

поэтому от исследователя ускользают многие короткоживущие и слабосветящиеся детали. В исследовательских целях создают «искусственные молнии», так называемые *длинные искры*. Сегодня получают искры длиной в десятки и сотни метров (рис. 1.1). Для

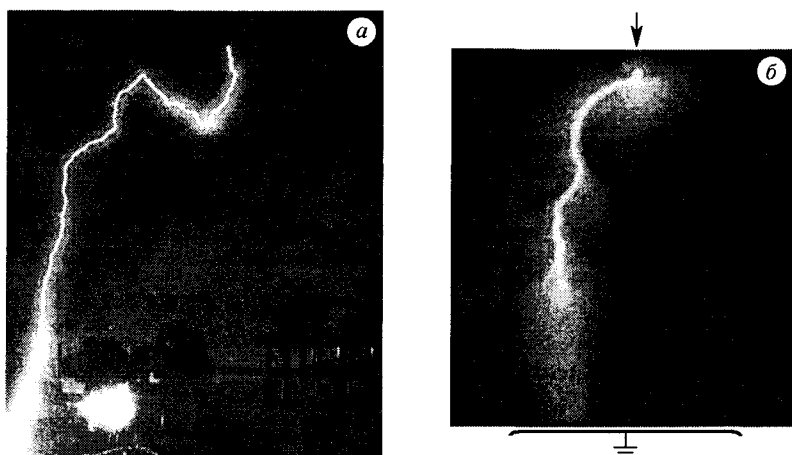


Рис. 1.1. Разряд в промежутке стержень–плоскость длиной 10 м: обычная фотография (а); съемка электронно-оптическим преобразователем с экспозицией 300 мкс (б)

этого используются импульсные источники с запасаемой энергией $100 \div 1000$ кДж и амплитудой напряжения $3 \div 5$ МВ. Разряд возбуждается в лабораторном помещении, а чаще — на открытом воздухе, от электрода относительно малого радиуса. Иногда такие длинные искровые каналы срываются прямо с высоковольтного конца «этажерки» конденсаторов импульсного генератора и движутся далеко по причудливой извилистой траектории почти вдоль поверхности земли, а то и просто вверх, игнорируя естественное направление к земле, казалось бы предписываемое вектором напряженности электрического поля в разрядном промежутке.

Способность длинной искры проникать в области промежутка с очень слабым внешним электрическим полем и даже некоторое время двигаться против поля удивляла исследователей. Много раз во время грозы у поверхности земли регистрировалась напряженность поля. Непосредственно перед разрядом молнии она часто была ниже 100 В/см (у шнура настольной лампы поле сильнее). И только за малые доли секунды полета лидера молнии поле у поверхности земли резко нарастало, тем сильнее, чем ближе был лидер к точке наблюдения. Получается, что лидерный канал сам несет свое сильное электрическое поле. Для лабораторной искры ситуация аналогична.

Когда в 30-е годы начались систематические лабораторные исследования длинной искры, Т. Аллибон в Великобритании [1.2]

и И. С. Стекольников в СССР [1.3] независимо подтвердили лидерный механизм ее развития в атмосферном воздухе. Применяв ту же камеру Бойса, они наблюдали движение лидерного канала по разрядному промежутку длиной в несколько метров между стержнем и плоскостью, сумели оценить скорость лидера, которая оказалась примерно на порядок меньше, чем у молнии.

1.2. Внешняя картина короны и искры

Оборудование современной лаборатории позволяет изучать структурные элементы короны и искры. Некоторые из них можно наблюдать даже визуально, во всяком случае, видеть, каковы внешние проявления этих форм разряда. Здесь лучше пользоваться стационарно действующим источником высокого напряжения (генератором постоянного напряжения или каскадом трансформаторов), от которого к разрядному промежутку подается переменное напряжение промышленной частоты. Удобно бывает подвесить высоковольтный электрод на высоте несколько метров над заземленной металлической плоскостью. Форма электрода большого значения не имеет. Им может служить стержень, шар, провод и т. п. — важно лишь, чтобы радиус электрода был много меньше расстояния до плоскости и электрическое поле в промежутке распределялось резко неоднородно.

При плавном увеличении напряжения видимые проявления разряда начинаются с *короны*. Классический коронный разряд лучше всего наблюдать на тонком полированном проводе. При определенном напряжении его поверхность вдруг покрывается красивой синевато-фиолетовой мерцающей оболочкой толщиной в доли миллиметра. Если радиус электрода превышает несколько сантиметров, оболочка не обязательно бывает сплошной, но отдельные светящиеся элементы возникают всегда. Можно сказать, что они являются предшественниками лидерного процесса. Поэтому целесообразно сказать несколько слов о том, что собой представляет коронный разряд.

1.2.1. Коронный разряд. Корона возникает только в неоднородных полях, но при меньших напряжениях, чем искра. Если поднимать напряжение медленно, как уже сказано, она проявляет себя по первоначально слабому свечению в окрестности электрода малого радиуса (острия, провода), где поле резко усилено. Только здесь в небольшой зоне газ ионизуется и светится. Электрический ток замыкается потоком зарядов того или иного знака, которые рождаются в *зоне ионизации* и вытягиваются через *внешнюю зону* к другому электроду. Во внешней зоне, где дрейфуют заряды, никакого свечения нет. В электроотрицательном газе, таком как воздух, при любой полярности коронирующего электрода ток через внешнюю зону

переносят ионы, потому что электроны успевают «прилипнуть» к молекулам O_2 в самом начале долгого дрейфа. Ионный ток мал и не снижает напряжения на разрядном промежутке, даже если источник напряжения слаб. Коронный разряд ничем не напоминает эффективного зрелища искрового разряда. По всем проявлениям и своим характеристикам это слаботочный разряд. Корону на проводах линий электропередач высокого напряжения удастся различить только в темную ночь, в ненастную погоду, когда мелкие капли тумана или дождя локально усиливают поле и ионизацию на проводах. Чаще слышится характерное потрескивание коронирующего провода. Еще лучше слышны помехи от короны в транзисторном приемнике. При напряжении, близком к пороговому для зажигания короны, она может гореть часами и днями, так и не приводя к короткому замыканию линии, хотя потери энергии на корону всерьез беспокоят энергетиков.

Если продолжать медленно поднимать напряжение много выше порога возникновения короны, процесс может развиваться двумя путями. В случае очень тонких полированных проводов внешне почти ничего не меняется, зона ионизации остается тонкой и однородной, увеличивается только ток короны — он нарастает примерно пропорционально квадрату напряжения. Это так называемая *ультракорона*. В воздухе атмосферного давления ультракорону на проводе радиусом в доли миллиметра удавалось удерживать при очень больших *перенапряжениях*, когда напряжение на промежутке в $10 \div 20$ раз превышало напряжение возникновения короны. Средняя напряженность поля в промежутке увеличивалась до $20 \div 22$ кВ/см (это очень большая величина для средних полей в воздухе), прежде чем неожиданно возникший искровой канал, ослепляя экспериментаторов, завершал опыт коротким замыканием.

Совсем по-другому ведет себя корона в случае электродов большого размера. При увеличении напряжения сплошная светящаяся оболочка распадается на отдельные очаги, в которых непрерывно возникают и за микросекунды гаснут все более длинные светящиеся образования, причудливые тонкие каналы — источники холодного света. Их называют *стримерами*, а такую, теперь дискретную в пространстве и времени корону — *стримерной короной*. В больших воздушных промежутках при напряжениях выше 1 МВ стримерная корона — явление феерическое. Длина стримеров может достигать нескольких метров, их многочисленные яркие каналы рассекают темноту лаборатории с таким шумом, что не слышно собственного голоса. Импульсный ток каждого растущего стримера длится доли микросекунды и измеряется амперами, даже десятками ампер, но пока стримеры не достигают противоположного электрода, ток во внешней зоне, где нет ионизации, все равно переносится потоком ионов и его среднее по времени значение почти того же порядка, что у ультракороны. Если позволяет мощность лабораторного

источника напряжения, стримерную корону тоже можно наблюдать часами. К короткому замыканию она не приводит. Для этого нужно, как минимум, чтобы стримерные каналы пересекли весь промежуток, что происходит в атмосферном воздухе при среднем поле около 5 кВ/см.

1.2.2. Лидер и стримеры. Вернемся к лидерному процессу. При медленном увеличении напряжения лидер возникает на фоне того самого коронного разряда, который только что был описан, но при более высоком напряжении. В «чистом» виде явление удобнее наблюдать при импульсном напряжении. В лабораториях чаще применяют импульсы, в которых напряжение увеличивается до амплитудного значения за время порядка микросекунды, иногда за десятки и сотни микросекунд. В случае таких импульсов лидеру также предшествует корона, но обычно происходит одна или всего несколько последовательных стримерных вспышек. Их называют *импульсной короной*. Стримеры импульсной короны стартуют от общего основания — *стебля*, который «прорастает» из высоковольтного электрода. Как правило, стримеры ветвятся; их часто называют *ветвями импульсной короны*. Ботаническая терминология отражает видимое на фотографиях внешнее сходство вспышки короны с плохо ухоженным садовым кустом (рис. 1.2). В зависимости от напряжения стримеры пересекают большую или меньшую часть промежутка, могут долететь и до противоположного электрода, но сами по себе пробоя промежутка не вызывают. Их проводимость слишком мала. Даже в совокупности ток стримеров не в состоянии снизить напряжение на промежутке, как это наблюдается при коротком замыкании (раздел 1.5).

Канал лидера рождается в объеме стебля импульсной короны, где газ максимально нагрет суммарным током, стекающим от всех стримерных ветвлений. Движение лидера сопровождается непрерывным и многократным стартом стримеров из области конца канала, которую называют *лидерной головкой*. Стримеры могут двигаться намного быстрее лидера. Их минимальная скорость в воздухе близка к 10^7 см/с, а при сильном

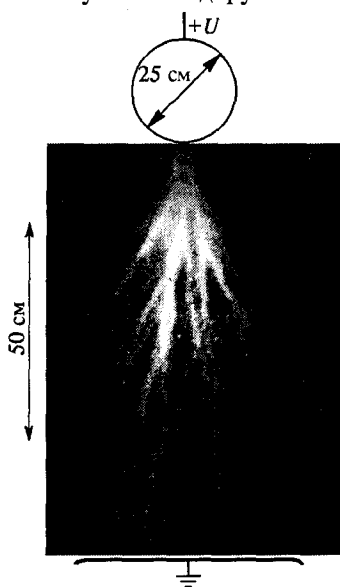


Рис. 1.2. Статическая фотография импульсной короны с экрана электронно-оптического преобразователя

электрическом поле доходит до 10^9 см/с и выше. Роль стримеров в лидерном процессе еще в 1947–50 годах была установлена пионерскими экспериментальными работами И. С. Комелькова [1.4]. В совокупности стримеры обеспечивают ток, который поставляет энергию в канал лидера, разогревает его и способствует длительной поддержке проводимости плазмы на не слишком низком уровне.

Перенос в какой-то мере высокий потенциал электрода, от которого он начал расти, проводящий лидерный канал непременно обладает и заметным электрическим зарядом, распределенным по его длине. Это следствие общих законов электростатики, ибо канал, как любой проводник, обладает электрической емкостью. После того, как плазменный канал лидера дорастает до противоположного электрода и перекрывает промежуток, возникает процесс нейтрализации заряда лидерного канала, аналогичный главной стадии молнии. Это *главная стадия длинной искры*, за время которой лидерный канал трансформируется в по-настоящему хорошо проводящий искровой канал, способный пропустить большой ток, характерный для короткого замыкания.

1.2.3. Многообразие форм искрового разряда. Дальнейшая судьба канала разряда зависит от параметров источника высокого напряжения. Если роль источника выполняет конденсаторная батарея, конденсаторы быстро теряют заряд и разряд гаснет. Мощные трансформаторные источники могут питать канал большим током неограниченно долго. Тогда на катоде образуется катодное пятно и разряд становится *дуговым*. Вообще же состояние плазмы даже у быстротечного искрового разряда похоже на состояние в столбе дуги, так что достаточно часто *финальную стадию* искрового разряда можно рассматривать как импульсную дугу. У очень длинных искр такое «дугообразное» состояние наступает задолго до того, как канал лидера пересекает промежуток.

Картина, которая здесь представлена, подобна рисунку цветка вообще или автомобиля вообще, усредненных и обезличенных по многим, в том числе важным, признакам предмета. В реальности искровой разряд не скупится на разнообразие модификаций. В зависимости от длины промежутка, рода газа, характера распределения электрического поля, скорости увеличения напряжения или длительности его действия меняются роли различных стадий процесса, функции и характеристики структурных элементов длинной искры. Можно наблюдать безлидерный пробой, когда в дуговой канал преобразуется предельно быстрый стример, перекрывший разрядный промежуток, а можно, напротив, организовать чрезвычайно медленный лидерный процесс, у головки канала которого почти не заметны стримеры. Все это проявляется в исключительно широком спектре параметров искрового разряда. Чтобы хоть как-то проиллюстрировать это

положение, обратимся к величине *средней пробивной напряженности* длинных воздушных промежутков при нормальных атмосферных условиях. Она получается делением пробивного напряжения на длину промежутка d ($E_{\text{пр}} = U_{\text{пр}}/d$) и позволяет сопоставлять электрическую прочность газовой изоляции в различных условиях.

В почти однородном электрическом поле между большими шарами, радиус которых в несколько раз превышает длину промежутка, для пробоя среднее поле должно составлять около 30 кВ/см. Чтобы пробить такой промежуток метровой длины требуется около 3 МВ, и те же самые 3 ÷ 5 МВ позволяют сформировать искру длиннее 100 м (рис. 1.3), если сделать электрическое поле резко неоднородным. Снижение средней пробивной напряженности на 2 порядка, до 0,3 кВ/см, не может не впечатлять. Если сократить разрядный промежуток до 1 м, но сохранить геометрическое подобие электродов

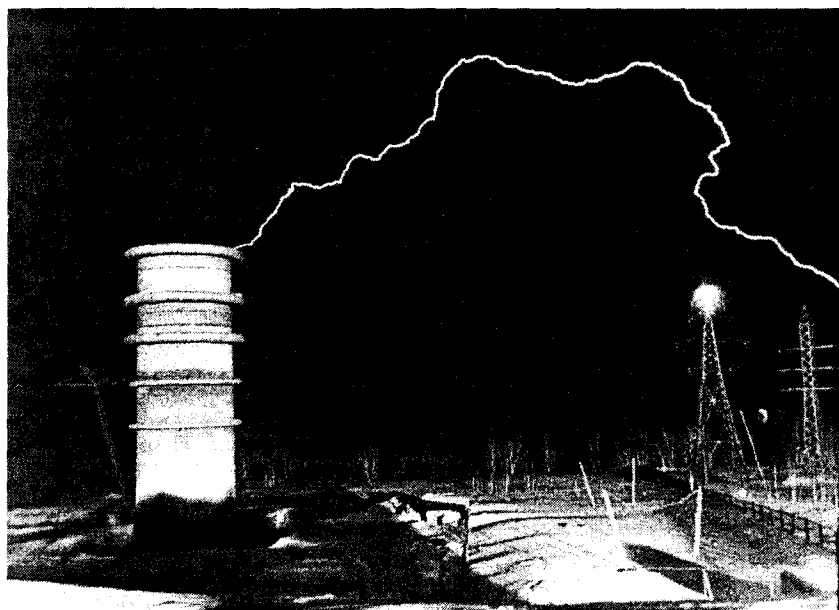


Рис. 1.3. Сверхдлинный отрицательный разряд между высоковольтным источником и проводом линии электропередачи 110 кВ. Амплитуда импульса напряжения 5 МВ. Снимок любезно предоставлен сотрудниками Сибирского института энергетики А. Гайворонским и А. Овсянниковым

по отношению к стометровому, т. е. сохранить структуру резко неоднородного распределения поля, результат не удастся предсказать, исходя из теории подобия. Средняя пробивная напряженность не сохраняет своего низкого значения, но не возвращается и на предельно высокий уровень, характерный для промежутков с однородным

полем. В новых условиях для пробоя требуется среднее поле около 5 кВ/см — здесь нет даже слабого намека на действие законов подобия, столь типичных для разрядов низкого давления.

Условия формирования длинной искры можно разнообразить еще больше, если возбудить *скользящий разряд* вдоль тонких диэлектрических пластин или пленок из стекла, эбонита, различных полимеров. Скользящий разряд возникает, когда один электрод, например, стержневой, опирается концом на диэлектрик, а вторым служит металлическая пластина, плотно прилегающая к диэлектрику с другой стороны. Если диэлектрик тонкий, длинная искра может развиваться при очень низких напряжениях. Вдоль полимерных пленок толщиной в десятки микрон удавалось получать в воздухе искровые каналы длиной в несколько метров при средней напряженности меньше 50 В/см. Примерно так же ведет себя искровой канал, скользящий вдоль поверхности слабопроводящего вещества (например, электролита).

Внешнее многообразие проявлений искрового разряда объясняет и в какой-то мере оправдывает едва ли не повальное увлечение феноменологией явления, сохранившееся частично до наших дней. За полвека накоплен необъятный, но так до конца и не востребованный экспериментальный материал. Значительно меньше внимания уделялось анализу физической природы явления и формулировке систематической и последовательной теории наиболее фундаментальных его сторон. Впрочем, следует признать, искра — одно из самых сложных и запутанных явлений в области газового разряда.

1.3. Лавинный механизм пробоя газов

Путь к познанию природы и закономерностей пробоя шел не только через исследования молнии и лабораторных искр в воздухе. Другая дорога (первоначально более обоснованная логически) вела от изучения разряда в газах низкого давления. В начале века, когда начались систематические эксперименты, обращение к разреженному газу было вполне естественным — такие опыты не требовали больших напряжений и их можно было проводить в лабораторных условиях. Сами газоразрядные процессы здесь оказались проще, чем в искровом разряде, и много доступнее как для наблюдения, так и для теоретического описания. Все первые главные успехи в физике разряда связаны с газами низкого давления. Результатом их исследования явилась лавинная теория пробоя, созданная в начале века Таунсендом [1.5—1.7]. Суть таунсендовского механизма разряда заключается в следующем.

Пусть в плоском промежутке длиной d с однородным полем вследствие каких-то внешних причин появляется электрон. На самом деле это может быть несколько и даже много электронов, рождаемых в газе или вырываемых с катода под действием космических

лучей, радиоактивности, ультрафиолетового излучения. Часто, чтобы ускорить процесс пробоя, катод специально облучают. В электрическом поле ($E = U/d$, где U — напряжение, приложенное к плоским электродам) электрон набирает энергию и ионизует атом (молекулу), затрачивая на это приобретенную энергию. В результате появляются два медленных электрона (один новый и один старый). Они набирают энергию в поле и снова ионизуют атомы и т. д. Так развивается *электронная лавина*, причем все электроны быстро дрейфуют под действием поля в направлении анода, а гораздо более тяжелые положительные ионы гораздо медленнее вытягиваются к катоду. Достигая катода, ион с некоторой вероятностью γ выбивает из катода новый электрон — это называется катодной или вторичной ионно-электронной эмиссией. Новый электрон порождает новую лавину, ионы которой снова вытягиваются на катод и т. д.

Если в каждом новом цикле число электронов, вышедших с катода, уменьшается по сравнению с предыдущим, а так случается при недостаточно сильном поле и не очень интенсивной ионизации, ничего особенного в газе не происходит. Просто время от времени появляются заряженные частицы, потом исчезают, будучи вытянутыми полем на электроды. Но если поле достаточно сильное, число электронов в новом цикле оказывается больше, чем в предыдущем. Тогда наряду с размножением электронов в каждой лавине происходит размножение самих лавин, и очень быстро весь промежуток заполняется зарядами, плотность которых до поры до времени неудержимо нарастает. Поперечное сечение промежутка может заполняться зарядами, даже если процесс начался от одного электрона, так как электроны в лавине диффундируют и расталкиваются в собственном электрическом поле, двигаясь также и в поперечном направлении. Кроме электронов в каждой лавине рождаются фотоны, в том числе энергичные, способные ионизовать газ на некотором удалении от лавины. Фотоны равномерно излучаются во всех направлениях, включая поперечное движению лавины. Так растет ширина объема промежутка, заполненного лавинами. Разряд может стать *объемным* в буквальном смысле этого слова, когда весь объем газа между электродами ионизируется в большей или меньшей степени. Так происходит лавинный пробой промежутка.

Если источником напряжения служит конденсатор, он разряжается и на этом все заканчивается. Если источник способен длительно генерировать напряжение, в промежутке зажигается стационарный разряд, обычно тлеющий или темный (таунсендовский), когда источник очень слабый. Если источник обладает достаточной мощностью, может зажечься дуговой разряд. В этом случае ионизованный газ уже не заполняет всего объема между электродами. Ионизованное состояние сохраняется только в канале дуги, которому, как мы говорили, в известной мере подобен шнур искрового разряда. Шнурование, т. е. стягивание плазмы в тонкий канал, по

которому только и идет ток, при определенных условиях наблюдается и в тлеющем разряде — это называется *контракцией*. Контрагированный тлеющий разряд имеет общие черты с дуговым, но не тождествен ему. Впрочем, к нашей проблеме это имеет косвенное отношение. Мы упоминаем об этом только затем, чтобы подчеркнуть, что не всякий плазменный шнур есть свидетельство искрового разряда.

Таунсендовский механизм, положенный в основу количественной теории, позволил правильно описать многие важные свойства электрического разряда в газах низкого давления [1.5—1.7]. В частности, было установлено, что разряду свойственны определенные законы подобия. Так, пробивное напряжение зависит от длины промежутка d и давления газа p не по отдельности, а от их произведения pd . Это оказалось справедливым для медленно меняющихся напряжений при $pd < 200$ Тор·см, когда в полной мере справедлив таунсендовский механизм. Для больших значений pd теория дает отклонения от эксперимента, которые приобретают характер фатальных, когда $pd > 1000$ Тор·см. При атмосферном давлении уже в промежутке длиннее 1 см лавинная теория встречает реальные трудности. Главная из них связана с временем формирования пробоя. Размножение лавин — процесс медленный. Для последовательного ионизационного нарастания нужно время на многократные пробеги лавин по промежутку. Лавина движется со скоростью дрейфа электронов (раздел 2.1) и прежде, чем она хотя бы один раз пересечет промежуток, пробой по лавинной теории наступить не может. В действительности, при больших pd все происходит много быстрее, особенно в длинных промежутках с резко неоднородным полем, где расхождения между теорией и экспериментом исчисляются порядками величин.

Лавинная теория не может объяснить еще одного достоверного и принципиального экспериментального факта — способности искрового разряда продвигаться в той части разрядного промежутка с резко неоднородным полем, где напряженность очень низка и явно не достаточна для ионизации. К началу 30-х годов стала ясной острая потребность в новой теории, ориентированной на явление искрового разряда.

1.4. Стримерный механизм

Основы новой теории, призванной объяснить явление искрового или, как тогда говорили, *стримерного пробоя*, заложены в работах Леба, Мика, Ретера [1.5—1.8] примерно в 40-х годах. Теория базируется на представлении о «проращении» между электродами тонкого ионизованного канала — стримера (от английского stream — поток), который прокладывает себе путь по положительно заряженному следу первой мощной лавины. В стример втягивается множество *вторичных лавин*. Лавины появляются вблизи следа первичной

лавин от электронов, рожденных под действием фотонов, которые испускаются возбужденными атомами при прохождении первичной и вторичных лавин. Канал стримера возникает в зоне сильного внешнего поля у электрода с малым радиусом кривизны. Благодаря достаточно высокой проводимости ионизованного газа в канале потенциал точки старта как бы переносится на головку стримера и электрическое поле там локально усиливается. В результате стример может распространяться в слабом внешнем поле разрядного промежутка. В ходе последующих исследований было получено множество результатов, экспериментальных и теоретических, вскрыты детали, существенно изменившие многие первоначальные оценки и даже фундаментальные представления, но идейные основы теории оказались незыблемыми. Мы имеем в виду положение о плазменном канале, который прорастает благодаря ионизации газа перед своей заряженной головкой под действием создаваемого головкой собственного сильного поля.

Не обошлось и без крайностей, когда вследствие успехов появившейся стримерной теории безосновательно уменьшалось значение таунсендовского механизма. При не очень больших значениях pd и малых перенапряжениях (при $pd < 200$ Тор·см — заведомо) действует именно он, и это — непреложный факт. Но при больших $pd > 10^3$ Тор·см и при больших перенапряжениях, не говоря уже о промежутках очень большой длины, действует стримерно-лидерный механизм пробоя, и это — также непреложный факт.

1.5. Что следует считать пробоем

Вообще говоря, в физике газового разряда пробой — понятие весьма общее и расплывчатое. Под пробоем чаще всего понимают любой акт быстрого возникновения достаточно сильно ионизованного состояния вещества под действием приложенного электрического поля или поля электромагнитного излучения. Вопрос о последствиях такого акта при этом представляется не столь важным. Если источник поля или внешнего излучения действует длительное время, в результате пробоя (в указанном обобщенном смысле слова) чаще всего загорается самостоятельный разряд, какой — неважно. В этом смысле нет нужды делать различие между фактами пробоя и зажигания разряда, даже напряжение пробоя часто называют напряжением зажигания. Так обычно происходит при низких давлениях.

Иначе обстоит дело при высоких давлениях и применительно к искровому пробую (*разряду*), с которым тесно связан важнейший для техники вопрос об электрической прочности газовой изоляции. В технике высоких напряжений *пробоем* называют образование канала высокой проводимости, способного пропустить столь сильный ток, что напряжение на изоляционном промежутке резко падает. Электрическая цепь оказывается в режиме *короткого замыкания*.

Только такая ситуация и представляет практический интерес. Только те напряжения, которые приводят к этой ситуации, интересны с рассматриваемой точки зрения. Именно они и называются *пробивными напряжениями*. Их нахождение, выяснение всех соответствующих зависимостей и закономерностей представляет одну из конечных целей физики искрового разряда: и эксперимента, и теории. Именно в этом смысле мы в дальнейшем будем говорить о пробое, исследовать его природу и определять пробивные напряжения.

Чтобы наступило короткое замыкание, сопротивление канала разряда, перекрывшего промежуток, должно стать меньшим, чем сопротивление внешней цепи, включая внутреннее сопротивление источника напряжения. Это, собственно, и является количественным критерием пробоя в указанном смысле. Предпосылкой того, что перекрытие промежутка ионизованным каналом приведет к пробую, является не столько высокая проводимость канала, сколько должная тенденция эволюции проводимости. Важно, чтобы сопротивление канала по тем или иным причинам быстро уменьшалось с течением времени и чтобы в конце концов не канал, а элементы внешней электрической цепи ограничивали ток возникшего короткого замыкания. Для этого состояние в канале должно быть неустойчивым, увеличение тока должно снижать напряжение, нужное для поддержания ионизации в газе. Иначе говоря, ионизованный канал должен обладать *падающей* вольт-амперной характеристикой (ВАХ). В этом залог того, что начавшийся процесс уменьшения сопротивления канала приведет к короткому замыканию.

Для конечного результата не важно, от чего снизится сопротивление, вследствие увеличения степени ионизации плазмы в канале или в результате присоединения к каналу со стороны его боковой поверхности новых ионизованных слоев. Не столь важно, начнет ли уменьшаться погонное сопротивление (сопротивление единицы длины) канала еще в процессе его прорастания или это произойдет уже после того, как канал перекроет промежуток между электродами. В эксперименте удавалось наблюдать и тот, и другой ход событий, главное — чтобы они шли необратимым образом.

При высоких давлениях (порядка атмосферного и выше) в сильно неоднородных электрических полях, когда хотя бы один из электродов имеет малый (много меньше длины промежутка) радиус кривизны, не всякий самостоятельный разряд ведет к пробую. Зона ионизации может локализоваться у поверхности такого электрода в области сильного поля и не продвигаться дальше в глубину промежутка. Так получается при зажигании коронного разряда, самостоятельного, но ни в коем случае не приводящего к короткому замыканию. Общее сопротивление всего промежутка столь велико и ток короны столь слабый, что газовую изоляцию можно считать ненарушенной.

Даже перекрытие всего промежутка каналом разряда вовсе не обязательно приводит к пробую. В лабораториях при работе

с постоянным напряжением и переменным напряжением промышленной частоты приходилось наблюдать, как от высоковольтного электрода к плоскости вдруг протягивается столб голубоватого свечения, состоящий из множества очень тонких каналов. Он мог возникнуть лишь на мгновение, а иногда позволял исследователю долго любоваться красивым явлением, но короткого замыкания так и не происходило. Проводимость каналов была очень слабой, она не имела тенденции возрастать после перекрытия промежутка, и слабый ток во внешней цепи, замкнутой столь плохим проводником, ничем не напоминал ток короткого замыкания.

Из различных форм стационарных разрядов ближе всего к искровому дуговой разряд, который обладает падающей вольт-амперной характеристикой и в состоянии пропускать большие токи, вплоть до нескольких мегаампер. Поэтому правильно считать, что при достаточной мощности источника напряжения искровой пробой завершается образованием канала дуги.

Итак, в газовых промежутках высокого давления с резко неоднородным полем напряжение зажигания самостоятельного разряда (его иногда называют *начальным напряжением*) не совпадает с напряжением пробоя. Последнему соответствует перекрытие промежутка плазменным каналом с падающей вольт-амперной характеристикой, и пробивное напряжение может быть заметно, даже в несколько раз больше начального напряжения.

НЕКОТОРЫЕ НЕОБХОДИМЫЕ СВЕДЕНИЯ О ПРОЦЕССАХ В ИОНИЗОВАННЫХ ГАЗАХ

На разных стадиях и в различных структурных элементах в искровом разряде присутствуют как слабоионизованная неравновесная плазма типа плазмы тлеющего разряда, так и сравнительно сильно ионизованная квазиравновесная плазма типа дуговой. В плазме первого типа средняя энергия электронов много больше тепловой энергии молекул. Сталкиваются электроны в основном с нейтральными частицами, но не друг с другом и не с ионами. Энергетический спектр электронов весьма далек от максвелловского и зависит от напряженности электрического поля. Непосредственно полем определяется и скорость производимой электронами ионизации. Состояние сильноионизованной плазмы ближе к термически равновесному, т. е. электронный газ и газ тяжелых частиц обладают сравнимыми температурами, температурой определяется и степень ионизации. Сначала мы рассмотрим свойства слабоионизованной неравновесной плазмы, а потом, в разделах 2.7, 2.8 — сильноионизованной квазиравновесной.

2.1. Дрейф, диффузия и энергия электронов и ионов в слабоионизованной плазме

Движение электронов в поле E складывается из хаотического с «тепловой» скоростью v_T и направленного вдоль поля, дрейфового, со скоростью v_e . Последняя устанавливается в результате компенсации импульса, приобретаемого под действием электрической силы $-eE$ в период между столкновениями, и потери направленного импульса в результате рассеяния при упругих столкновениях с молекулами. Скорость дрейфа электронов приближенно равняется [2.1]

$$v_e = -\frac{eE}{m\nu_m} = -\mu_e E. \quad (2.1)$$

Здесь $\nu_m = \nu_c(1 - \overline{\cos \Theta})$ — частота столкновений для передачи импульса (эффективная частота столкновений), ν_c — фактическая частота упругих столкновений, $\overline{\cos \Theta}$ — средний косинус угла рассеяния, μ_e — подвижность; $\nu_c = N\bar{v}\sigma_c$, где N — число молекул в 1 см^3 , \bar{v} — средняя тепловая скорость, σ_c — сечение рассеяния. В приближении (2.1) частота столкновения ν_m считается не зависящей от скорости v или от энергии электрона $\mathcal{E} = mv^2/2$ и для вычислений подбирается на основании экспериментальных данных. Скорость дрейфа в не очень сильных полях мала по сравнению с хаотической ($v_e \ll \bar{v}$) и зависит от отношения E/N , в чем проявляется

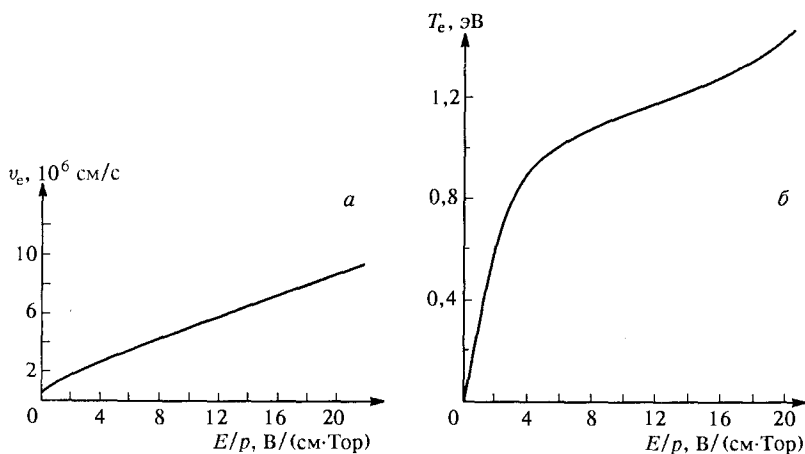


Рис. 2.1. Скорость дрейфа (а) и температура (б) электронов в воздухе в зависимости от параметра E/p [2.1]

закон подобия, свойственный многим характеристикам слабоионизованного неравновесного газа в поле. Закон подобия $v_e = f(E/N)$ справедлив и в тех случаях, когда нет строгой пропорциональности $v_e \propto E/N$ и подвижность μ_e не постоянна (рис. 2.1).

Для нужного диапазона E/N подвижность можно условно определить как некое среднее для данного диапазона значение v_e/E . Так, например, для воздуха в области $E = 20 \text{ кВ/см}$ при давлении $p = 1 \text{ атм}$ (при комнатной температуре $N = 2,51 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, $E/N = 0,795 \cdot 10^{-15} \text{ В}\cdot\text{см}^2$) $v_e = 1,0 \cdot 10^7 \text{ см/с}$, $\mu_e = 500 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$.

В физике газового разряда часто вместо плотности газа N пользуются давлением $p = NkT$. Это удобно и целесообразно, когда газ холодный и его температуру T можно считать фиксированной. Для удобства приведем соотношения между единицами измерения

E/N . При $T = 293 \text{ К}$ $E/p [\text{В}/(\text{см} \cdot \text{Тор})] = 1,32E/p [\text{кВ}/(\text{см} \cdot \text{атм})] = 3,3 \cdot 10^{16} E/N [\text{В} \cdot \text{см}^2] = 0,33E/N [\text{Тд}]$, где 1 Таунсенд (Тд) равен $10^{-17} \text{ В} \cdot \text{см}^2$.

Подвижность ионов в сотни раз меньше подвижности электронов, поэтому ионы, как правило, дают малый вклад в электрический ток. Исключение составляют случаи, когда плотность электронов n_e много меньше плотности ионов n_+ . Если $n_e \sim n_+$, плотность тока и проводимость определяются соотношениями

$$j = -en_e v_e = en_e \mu_e E = \sigma E, \quad (2.2)$$

$$\sigma = e\mu_e n_e = \frac{e^2 n_e}{m v_m} = 2,82 \cdot 10^{-4} \frac{n_e [\text{см}^{-3}]}{v_m [\text{с}^{-1}]} (\text{Ом} \cdot \text{см})^{-1}.$$

Проводимость слабоионизованного газа пропорциональна степени его ионизации $x = n_e/N$.

За 1 с электрическое поле совершает над электроном работу $\langle -e\mathbf{E} \cdot \mathbf{v} \rangle = -eE v_e$, где $\langle \rangle$ — знак усреднения по скоростям. В 1 см³ за 1 с выделяется энергия $eE v_e n_e = \sigma E^2 = jE$. Это есть джоулево тепло тока. Наряду с приобретением энергии от поля (в среднем $eE v_e / v_m = e^2 E^2 / (m v_m^2)$ в одном эффективном столкновении) электрон при каждом упругом столкновении передает «неподвижной» молекуле малую долю $\delta = 2m/M$ своей энергии \mathcal{E} , где M — масса молекулы. Таким образом,

$$\frac{d\mathcal{E}}{dt} = \left(\frac{e^2 E^2}{m v_m^2} - \mathcal{E} \delta \right) v_m. \quad (2.3)$$

В молекулярных газах электроны с большой вероятностью возбуждают колебания молекул. В этом случае электрон отдает молекуле существенно большую, чем $2m/M$, но в среднем тоже малую долю своей энергии. В азоте, например, при энергиях $\mathcal{E} \sim 1 \div 3 \text{ эВ}$ эта доля составляет около $2,1 \cdot 10^{-3}$, тогда как $2m/M = 4 \cdot 10^{-5}$. Уравнение (2.3) при этом остается в силе, но под δ следует понимать фактическую долю передаваемой энергии. При более высоких энергиях $\mathcal{E} \sim 10 \div 20 \text{ эВ}$ электроны возбуждают электронные состояния и ионизуют молекулы, в результате чего теряют значительную долю своей энергии. В этом случае $\delta \sim 1$ и справедливое для малых потерь уравнение (2.3) большого смысла уже не имеет.

Обычно у электронов очень быстро устанавливается средняя энергия \mathcal{E} , которую можно оценить по (2.3), полагая $d\mathcal{E}/dt = 0$. В не слишком сильных полях средняя энергия \mathcal{E} существенно меньше потенциалов возбуждения электронных уровней и ионизации.

В этом случае в предположении $v_m = \text{const}$

$$\mathcal{E} = \frac{3}{2} kT_e = \frac{e^2 E^2}{\delta m v_m} \sim \left(\frac{E}{N}\right)^2. \quad (2.4)$$

Здесь условно введена электронная «температура» T_e . Закон подобия $\mathcal{E} = f(E/N)$ действует и в более строгой теории. При оценке средней энергии удобнее пользоваться приближением постоянства не v_m , а длины пробега $l = \bar{v}/v_m = 1/(N\sigma_m)$; здесь $\sigma_m = \sigma_c(1 - \cos \Theta)$ — сечение для передачи импульса, его называют транспортным. В этом случае из (2.3) при $d\mathcal{E}/dt = 0$ следует иное, более удобное для теории выражение

$$\frac{\sqrt{3\pi}}{4} \frac{eEl}{\sqrt{\delta}} \approx 0,8 \frac{eEl}{\sqrt{\delta}} \sim \frac{E}{N}. \quad (2.5)$$

При вычислении положено $l = \bar{v}/v_m$ и $m\bar{v}^2 = \frac{16}{3\pi} \frac{mv^2}{2}$, как это было бы в случае максвелловского распределения электронов по скоростям. В приближении $l = \text{const}$ средняя энергия пропорциональна E/N . Она гораздо больше энергии, приобретаемой от поля на одной длине пробега eEl . Согласно (2.1), (2.5) в приближении $l = \text{const}$ скорость дрейфа равна

$$v_e = \left(\frac{3\pi\delta}{16}\right)^{1/4} \left(\frac{eEl}{m}\right)^{1/2} \approx 0,9\delta^{1/4} \left(\frac{eEl}{m}\right)^{1/2}. \quad (2.6)$$

Вместе с (2.5) это дает соотношение

$$\frac{v_e}{\bar{v}} = \frac{\sqrt{3\pi\delta}}{4} \approx 0,8\sqrt{\delta}, \quad (2.7)$$

которое показывает, что скорость дрейфа много меньше средней хаотической. Это и оправдывает вычисление частоты столкновений $\nu_m = N\bar{v}\sigma_m$ на основе именно хаотической скорости. Как видно из (2.3), средняя энергия электрона, соответствующая данному значению поля, устанавливается за время τ_u , равное

$$\tau_u = v_u^{-1} = v_m^{-1}/\delta, \quad v_u = v_m\delta. \quad (2.9)$$

Величину ν_u называют частотой потерь энергии. Время релаксации для средней электронной энергии очень мало, в воздухе при атмосферном давлении $\tau_u \sim 10^{-10}$ с ($\nu_m \approx 3 \cdot 10^{12}$ с $^{-1}$, $l \approx 4 \cdot 10^{-5}$ см).

Между подвижностью μ_e и коэффициентом диффузии электронов $D_e = \bar{v}^2/3\nu_m \approx l\bar{v}/3$ существует связь

$$\frac{D_e}{\mu_e} = \frac{mv^2}{3e} = \frac{2\mathcal{E}}{3e} = \frac{kT_e}{e}. \quad (2.10)$$

Она является частным случаем общего соотношения Эйнштейна

$$\frac{D}{\mu} = \frac{kT}{e}, \quad (2.11)$$

которое имеет термодинамическую природу и справедливо для любых частиц и механизмов диффузии или подвижности. Отношение D_e/μ_e , измеряемое на опыте, характеризует среднюю энергию электронов, которую измерить гораздо труднее (рис. 2.1б).

Дрейф ионов также описывается формулой (2.1), только масса электрона заменяется приведенной массой M' соударяющейся пары ион—молекула, а ν_m — частотой столкновений ионов. Когда ион движется в собственном газе (например, Ag^+ в Ag), наряду с чисто упругими столкновениями происходят акты перезарядки: ион отбирает электрон у нейтральной частицы и «выходит из игры», а последняя становится ионом и ускоряется полем. При дрейфе ионов в режиме перезарядки обычно постоянными бывают сечение перезарядки и длина пробега. В этом случае справедлив закон дрейфа типа (2.6), когда $\nu \sim \sqrt{E}$. Формулу (2.6) также можно использовать для оценки ν_+ , если заменить m на M' и положить $\delta \sim 1$, как это бывает, когда сталкиваются частицы с одинаковыми массами. В не очень сильных полях ионы, хорошо обменивающиеся энергией с молекулами, приобретают их температуру T , так что в отличие от электронного газа, у которого $T_e \gg T$, у ионного газа $T_+ \approx T$. Коэффициент диффузии ионов связан с подвижностью равенством (2.10). Например, в азоте при комнатной температуре и атмосферном давлении $\mu_+ \approx 2 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$, $D_+ \approx 5,2 \cdot 10^{-2} \text{ см}^2/\text{с}$. Правда, цифры эти несколько условны, потому что ионы склонны образовывать комплексы, а коэффициенты переноса, скажем, у ионов N_2^+ и N_4^+ или Ag^+ и Ag_2^+ могут различаться в $1,5 \div 2$ раза.

2.2. Ионизация и возбуждение

2.2.1. Ионизация. Важнейшим механизмом рождения зарядов в газовых разрядах является ионизация невозбужденных атомов (молекул) ударами электронов. Скорость ионизации, т. е. число актов ионизации в 1 см^3 за 1 с равно

$$\left(\frac{dn_c}{dt}\right)_i = \int_I^\infty N\nu\sigma_i(\mathcal{E})n_e(\mathcal{E})d\mathcal{E} = k_i N n_e = \nu_i n_e, \quad n_e = \int_0^\infty n_e(\mathcal{E})d\mathcal{E}, \quad (2.11)$$

где $\sigma_i(\mathcal{E})$ — сечение ионизации электронами с энергией \mathcal{E} , $n_e(\mathcal{E})$ — функция их распределения по энергиям, I — потенциал ионизации, коэффициент k_i при плотностях называется константой скорости ионизации; $\nu_i = k_i N$ — частота ионизации, т. е. число актов ионизации,

которое в среднем совершает электрон за 1 с. Частота ионизации является главной характеристикой скорости процесса. Она пропорциональна плотности газа и определяется энергетическим спектром электронов. Спектр же, в свою очередь, зависит от отношения E/N . При постоянной частоте ионизации и в отсутствие процессов гибели число электронов нарастает с течением времени лавинообразно, по закону $n_e = n_0 \exp(v_i t)$, где n_0 — плотность электронов в начальный момент.

В электрическом поле электронная лавина развивается не только во времени, но и в пространстве. Все рождающиеся электроны движутся группой с одной и той же дрейфовой скоростью, которая устанавливается очень быстро, примерно за одно столкновение. Поэтому скорость ионизации целесообразно характеризовать иони-

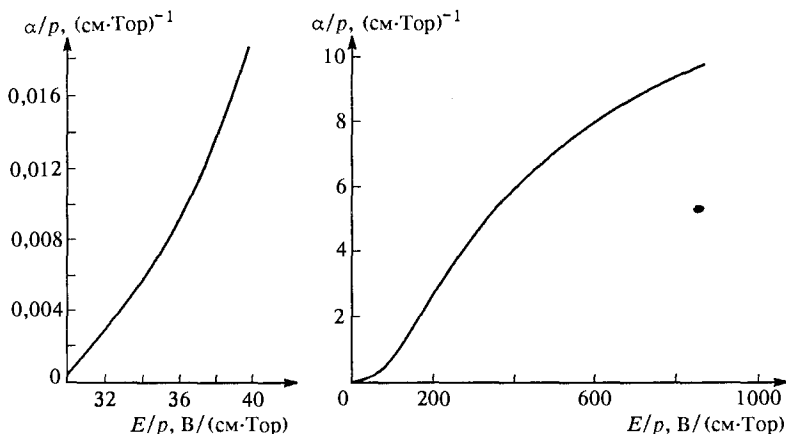


Рис. 2.2. Ионизационный коэффициент Таунсенда для воздуха

зационным коэффициентом α — числом актов ионизации, совершаемых электроном на 1 см пути вдоль поля E . Очевидно,

$$\alpha = \frac{v_i}{v_e}, \quad v_i = \alpha v_e. \quad (2.12)$$

В постоянном поле электронная лавина нарастает вдоль направления движения x по закону $n_e = n_0 \exp(\alpha x)$. Хотя на опыте обычно измеряют α и v_e , первичной величиной является частота ионизации, строго вычисляемая по формуле (2.11).

Для теоретических расчетов и оценок часто пользуются полуэмпирической формулой Таунсенда

$$\alpha = A p \exp(-B p / E), \quad (2.13)$$

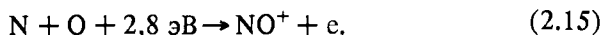
где A и B — постоянные, которые подбираются на основании экспериментальных данных (рис. 2.2). В воздухе $A = 15 \text{ (см·Тор)}^{-1}$,

$V = 365 \text{ В/(см} \cdot \text{Тор)}$ при $100 < E/p < 800 \text{ В/(см} \cdot \text{Тор)}$. Для воздуха в диапазонах E/p , характерных для некоторых элементов искрового разряда, бывают более удобными интерполяционные формулы:

$$\begin{aligned} \frac{\alpha}{p} &= 1,17 \cdot 10^{-4} \left(\frac{E}{p} - 32,2 \right)^2 (\text{см} \cdot \text{Тор})^{-1} \text{ при } 44 < \frac{E}{p} < 176 \text{ В/(см} \cdot \text{Тор)}, \\ \frac{\alpha}{p} &= \left(0,21 \frac{E}{p} \right)^{1/2} - 3,65 (\text{см} \cdot \text{Тор})^{-1} \text{ при } 200 < \frac{E}{p} < 1000 \text{ В/(см} \cdot \text{Тор)}, \\ \frac{\alpha}{p} &= 5,9 \left(\frac{E}{p} \right)^{3/2} (\text{см} \cdot \text{Тор})^{-1} \text{ при } 110 < \frac{E}{p} < 530 \text{ В/(см} \cdot \text{Тор)}. \end{aligned} \quad (2.14)$$

В особенности удобна первая интерполяция, когда при повышенных значениях E/p можно положить $\alpha/p \propto (E/p)^2$, $\nu_i/p \propto (E/p)^3$.

Среди других процессов ионизации в искровых разрядах представляют интерес фотоионизация и ассоциативная ионизация. Сечения фотоэффекта $\sigma_{\text{ф}}$ вблизи порога $h\nu \approx I$ равны, например, $2,6 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$ для N_2 , 10^{-18} см^2 для O_2 , $3,5 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$ для Ag . Ассоциативная ионизация — это процесс объединения атомов с образованием молекулярного иона и свободного электрона, например, в воздухе:



Константа скорости этой реакции ассоциативной рекомбинации $k_{\text{N}+\text{O}} = 5 \cdot 10^{-11} T^{-1/2} \exp(-32500/T) \text{ см}^3/\text{с}$, T [K].

Выделившаяся энергия связи при объединении атомов в молекулу добавляется к исходной энергии атомов и затрачивается на отрыв электрона. Сечения иногда достигают больших величин, порядка газокинетического, т. е. 10^{-15} см^2 , но для протекания реакции часто бывает необходимым участие возбужденных атомов.

2.2.2. Неупругие потери энергии и убежание электронов. Проходя в однородном поле E разность потенциалов 1 В и обладая установившимся энергетическим спектром, каждый электрон в среднем рождает α/E электронов (пар ионов). Для рождения одной пары ионов он должен в среднем приобрести от поля энергию $\omega = eE/\alpha$. Эта величина, как функция E/p , имеет минимум. В приближении (2.13) $\omega_{\text{min}} = \bar{e}eV/A$, где \bar{e} — основание натурального логарифма. Достигается минимум при $E/p = V$. Даже в этих наиболее благоприятных для ионизации условиях, в воздухе при $E/p = 365 \text{ В/(см} \cdot \text{Тор)}$, электрон затрачивает на рождение одной пары ионов энергию ω_{min} (константа Столетова), которая в воздухе составляет 66 эВ. Эта величина в несколько раз превышает потенциалы ионизации молекул N_2 и O_2 (15,6 и 12,2 эВ), что

свидетельствует о больших потерях энергии на электронное возбуждение молекул. При больших энергиях электрона ($\mathcal{E} > 10 \div 15$ эВ) возбуждаются в основном электронные уровни. Акты ионизации всегда сопровождаются актами возбуждения; возбужденных молекул рождается даже больше, чем ионов. Это очень существенно для искрового пробоя, так как некоторые из возбужденных молекул и атомов с большой вероятностью излучают фотоны. Фотоны принимают участие в рождении начальных электронов, с которых начинается лавинообразная ионизация.

При энергиях электронов в десятки электрон-вольт неупругие потери энергии электронов намного превышают упругие. Упругие столкновения при этом вообще играют второстепенную роль по сравнению с неупругими, и рассеиваются электроны в упругих столкновениях преимущественно вперед. В таких условиях следует изменить в уравнении (2.3) слагаемое, описывающее потери энергии электрона. Переходя также от времени к координате в соответствии с равенством $dx = v_e dt$, запишем измененное уравнение энергии приближенно в виде

$$\frac{d\mathcal{E}}{dx} = eE(x) - L(\mathcal{E}), \quad L = N\sigma_i I + N \sum_k \sigma_k^* E_k^*. \quad (2.16)$$

Здесь $L(\mathcal{E})$ — функция неупругих потерь, связанных с ионизацией и возбуждением всевозможных уровней молекул, (σ_k^* — соответствующие сечения, E_k^* — потенциалы возбуждения). Характер функции $L(\mathcal{E})$ можно себе представить, мысленно просуммировав сечения $\sigma(\mathcal{E})$, показанные на рис. 2.3. Как и все сечения, функция $L(\mathcal{E})$ проходит через максимум при энергиях электрона $\mathcal{E} \sim 10 \div 20$ эВ. Значит, двигаясь в поле $E_{y6} = [L(\mathcal{E})]_{\max}/e$, электрон будет неуклонно ускоряться, несмотря на неупругие потери. Этот эффект называется убеганием электронов. В азоте, например, $(E/p)_{y6} = 365 \text{ В}/(\text{см} \cdot \text{Тор}) = 277 \text{ кВ}/(\text{см} \cdot \text{атм})$. В протяженном поле, превышающем E_{y6} , электрон в плотном газе (не в вакууме!) может разогнаться до энергий более 1 кэВ.

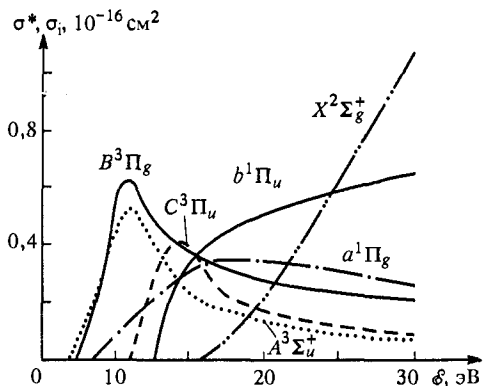


Рис. 2.3. Сечения возбуждения различных уровней и ионизации (кривая $X^2\Sigma_g^+$) молекулы азота электронами

2.2.3. Возбуждение и релаксация молекулярных колебаний.

Электроны небольших энергий активно возбуждают колебания молекул. В азоте это в основном происходит при $1,8 < \mathcal{E} < 3,3$ эВ. Электроны возбуждают и вращательные уровни, но этот процесс играет меньшую роль, чем возбуждение колебаний. При умеренных значениях $E/p \sim 3 \div 30$ В/(см·Тор), которые характерны для некоторых структурных элементов длинной искры, в воздухе и азоте на возбуждение колебаний молекул электроны затрачивают до 90 ÷ 95% получаемой от поля энергии. При более высоких E/p потери на возбуждение колебаний уступают место неупругим потерям на возбуждение электронных уровней и ионизацию.

Важность эффекта возбуждения молекулярных колебаний в разредах усугубляется тем, что колебания в холодных азоте и воздухе релаксируют очень медленно, т. е. колебательная энергия долго не переходит в поступательную (в «тепло»), не участвуя в повышении температуры газа. Это обстоятельство существенно для стримерно-лидерного процесса. При комнатной температуре частота передачи энергии от колебательно возбужденной молекулы азота в поступательную (частота VT-релаксации) равна примерно

$$\nu_{VT} = p \text{ [атм]} (23X_{N_2} + 2,1 \cdot 10^2 X_{O_2} + 1,3 \cdot 10^5 X_{H_2O}) \text{ с}^{-1},$$

где X_k — молярные доли компонентов воздуха. Очень активно дезактивируют колебания молекулы воды. В сухом воздухе при 1 атм $\tau_{VT} = \nu_{VT}^{-1} \approx 1,7 \cdot 10^{-2}$ с. При влажности $0,8 \cdot 10^{-5}$ г/см³, близкой к нормальной ($X_{H_2O} \approx 0,01$), $\tau_{VT} \approx 7 \cdot 10^{-4}$ с. В нагретом влажном воздухе $\tau_{VT} \approx 8 \cdot 10^{-5}$ с при $T = 1000$ К, $\tau_{VT} \approx 1 \cdot 10^{-5}$ с при 2300 К. При нагреве процесс релаксации идет весьма сложным образом, через VV-обмен — передачу колебательной энергии на высокие колебательные уровни, которые релаксируют гораздо быстрее, чем нижние. В некоторых случаях проявляется неустойчивость неравновесного состояния с сильно возбужденными колебаниями: VT-релаксация «саморазгоняется». Релаксация ведет к повышению температуры, а повышение температуры ускоряет релаксацию и т. д., вплоть до установления единой поступательно-колебательной температуры. Не исключено, что подобного рода неустойчивость может повлиять на нагрев газа в лидерной головке.

2.3. Гибель и освобождение электронов

2.3.1. Рекомбинация. В ходе рекомбинации электронов с положительными ионами, не осложненной одновременно идущими другими процессами, например, ионизацией, плотность электронов в электронейтральной плазме с $n_e = n_+$ убывает с течением времени

по закону

$$\left(\frac{dn_e}{dt}\right)_r = -\beta n_e^2, \quad n_e = \frac{n_{0e}}{1 + \beta n_{0e} t}, \quad n_{0e} = n_e(0), \quad (2.17)$$

где β — коэффициент электрон-ионной рекомбинации. Характерное время процесса τ_r равно обратной частоте рекомбинации $\nu_r = \tau_r^{-1} = \beta n_{0e}$.

Среди различных механизмов наиболее быстрым является диссоциативная рекомбинация, которая идет по схеме типа

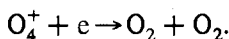


Коэффициенты диссоциативной рекомбинации β_{dis} имеют порядок $10^{-7} \text{ см}^3/\text{с}$, они уменьшаются с ростом электронной температуры как $\beta_{\text{dis}} \sim T_e^{-1/2}$ при T_e меньше нескольких тысяч градусов, а при более высоких температурах — как $T_e^{-3/2}$. Даже в слабоионизованных одноатомных инертных газах (аргоне) рекомбинация идет в основном таким путем. Молекулярные ионы образуются из первоначальных, атомарных, в ходе реакции конверсии типа



Но вследствие двухступенчатого характера рекомбинация в одноатомных газах протекает на 1–2 порядка медленнее, чем в молекулярных. В быстротекающих процессах, свойственных искровому разряду, реакции типа (2.19) с участием одних лишь тяжелых частиц часто не успевают происходить: плазма одноатомных газов распадается медленно. Но даже в молекулярных газах, таких как азот или воздух, рекомбинация не успевает приводить к заметной гибели электронов в тех структурных элементах или участках газового разряда, которые развиваются очень быстро. Например, при $\beta = 10^{-7} \text{ см}^3/\text{с}$ и $n_e = 10^{13} \text{ см}^{-3}$ характерное время рекомбинации $\tau_r = (\beta n_e)^{-1} = 10^{-6} \text{ с}$ относительно велико.

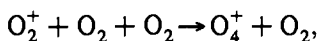
Однако в более медленных процессах, длящихся больше микросекунды, скажем в распаде плазмы длинного стримера или лидера, рекомбинация играет существенную роль. Особенно важна реакция



Коэффициент рекомбинации электронов с комплексными компонентами O_4^+ на порядок больше, чем с простыми O_2^+ . При T_e меньше нескольких тысяч градусов

$$\beta_{O_4^+} = 1,4 \cdot 10^{-6} (300/T_e [\text{K}])^{1/2} \text{ см}^3/\text{с}.$$

Образуются ионы O_4^+ в результате конверсии типа (2.19)



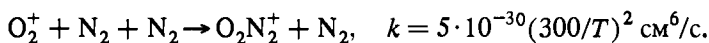
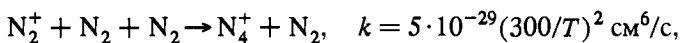
которая протекает с константой скорости

$$k = 2,4 \cdot 10^{-30} (300/T \text{ [K]})^3 \text{ см}^6/\text{с},$$

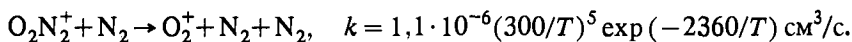
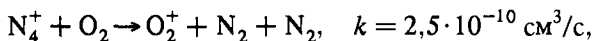
где T — температура газа. Столь же быстро, даже чуть скорее рекомбинируют с электронами и другие комплексные ионы: $O_2N_2^+$, N_4^+

$$\beta_{N_4^+} : \beta_{O_2N_2^+} : \beta_{O_4^+} = 2 : 1,5 : 1,4.$$

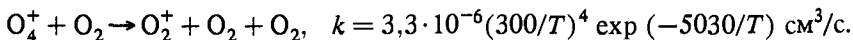
И образуются они достаточно быстро в результате реакций



Но комплексы N_4^+ , $O_2N_2^+$ недолговечны. Они быстро распадаются в ионно-молекулярных реакциях с образованием O_2^+ :



Комплексы O_4^+ распадаются медленнее:



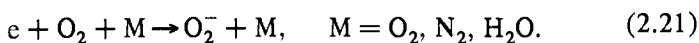
Учет ионно-молекулярной кинетики позволил сделать ряд новых, существенных заключений о ходе стримерного и стримерно-лидерного процессов (гл. 5, 6).

В электроотрицательных газах в случае низких газовых температур, когда большинство электронов довольно быстро превращается в отрицательные ионы, заряды гибнут в результате ион-ионной рекомбинации



Коэффициент этой реакции по порядку величины составляет $\beta_{ii} \sim 10^{-7} \div 10^{-6} \text{ см}^3/\text{с}$, причем максимальное значение в воздухе (примерно $2,2 \cdot 10^{-6} \text{ см}^3/\text{с}$ для простых ионов) достигается как раз при давлениях, близких к атмосферному.

2.3.2. Прилипание электронов. Прилипание — один из важнейших процессов гибели электронов в электроотрицательных газах. В холодном воздухе в отсутствие поля электроны прилипают к молекулам кислорода в тройных столкновениях



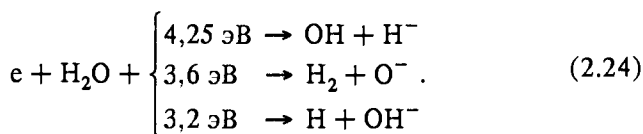
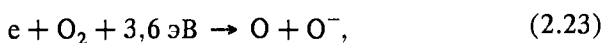
Энергия связи электрона в ионе O_2^- составляет около 0,5 эВ. Гибель электронов описывается уравнением кинетики

$$\left(\frac{dn_e}{dt}\right)_a = -n_e \sum k_M N_{O_2} N_M = -v_a n_e, \quad v_a = \sum k_M N_{O_2} N_M, \quad (2.22)$$

$$n_e = n_{0e} \exp(-v_a t),$$

где k_M — константы скоростей реакций, v_a — частота прилипания. Для термализованных электронов в холодном воздухе атмосферного давления ($T_e = T = 300$ К) $k_{O_2} = 2,5 \cdot 10^{-30}$ см⁶/с, $k_{N_2} = 0,16 \cdot 10^{-30}$ см⁶/с, $k_{H_2O} = 14 \cdot 10^{-30}$ см⁶/с, а $v_a = 0,9 \cdot 10^8$ с⁻¹, т. е. время жизни электрона $\tau_a = v_a^{-1} \approx 1,1 \cdot 10^{-8}$ с.

В поле, когда электроны приобретают энергию в несколько электронвольт, идут реакции диссоциативного прилипания, требующие, в отличие от (2.21), затрат энергии на разрушение молекул:



При небольшой влажности основную роль играет прилипание к кислороду. Сечение реакции (2.23) повышается с температурой газа, а порог реакции понижается по сравнению с 3,6 эВ. Это связано с включением в реакцию колебательно возбужденных молекул, энергия которых также расходуется на развал молекулы. Сечения реакций (2.24) приведены в [2.1].

Подобно ионизации, прилипание электронов в постоянном поле происходит на фоне их дрейфа. Коэффициент прилипания $a = v_a/v_e$, аналогичный ионизационному коэффициенту α по формуле (2.12), определяет число актов прилипания, которое электрон испытывает на 1 см пути вдоль поля. Для диссоциативного прилипания справедлив тот же закон подобия $a/N = f(E/N)$, что и для α . Размножение электронов в лавине описывается уравнением $dn_e/dx = (\alpha - a)n_e$ и определяется результирующим коэффициентом

$\alpha_{эфф} = \alpha - a$. Частота ионизации и ионизационный коэффициент α в воздухе зависят от E/N более резко, чем частота прилипания и коэффициент прилипания a , ибо для ионизации требуется в несколько раз большая энергия, чем для диссоциативного прилипания. Поэтому кривые ν_i/N и ν_a/N пересекаются (рис. 2.4а). По расчетам на основе кинетического уравнения они пересекаются при

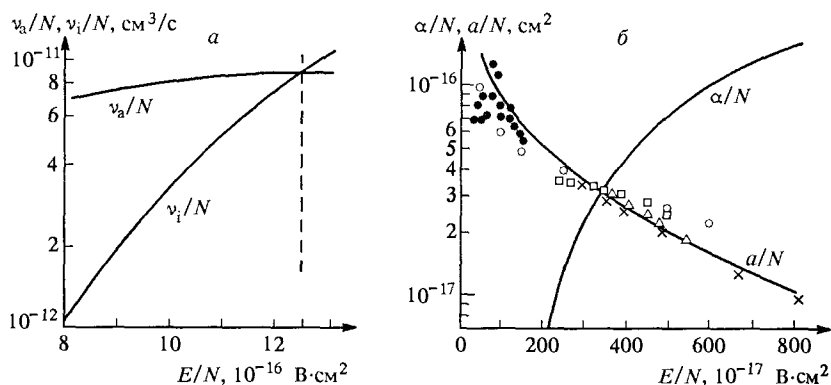


Рис. 2.4. Рассчитанные на основе решения кинетического уравнения для электронов частоты ионизации и прилипания в воздухе [2.1] (а) и соответствующие коэффициенты в элегазе SF_6 [2.2] (б)

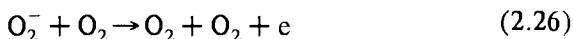
$(E/p) \approx 41 \text{ В}/(\text{см} \cdot \text{Тор}) \approx 31 \text{ кВ}/(\text{см} \cdot \text{атм})$. При меньших значениях E/p $\alpha < a$, и электронная лавина развиваться не может. Не случайно пробивная напряженность для небольших промежутков с однородным полем близка к этой величине. В другом важном для техники высоких напряжений газе SF_6 (элегаз) кривые α и a пересекаются при $(E/p) \approx 117,5 \text{ В}/(\text{см} \cdot \text{Тор}) = 89 \text{ кВ}/(\text{см} \cdot \text{атм})$ (рис. 2.4б). Соответственно, очень высоким оказывается и порог пробоя, что наряду с другими приемлемыми свойствами и послужило причиной для использования элегаза в качестве высокопрочной газовой изоляции.

2.3.3. Отлипание электронов. Отрицательные ионы O_2^- разрушаются при столкновениях с молекулами, обладающими достаточной для отрыва электрона энергией. Процесс идет по закону

$$\left(\frac{dn_e}{dt}\right)_d = - \left(\frac{dn_-}{dt}\right)_d = \nu_d n_- = k_d N n_-, \quad (2.25)$$

где ν_d и k_d — частота и константа скорости отлипания. Константы скорости из расчета на одну активную молекулу имеют порядок $10^{-10} \div 10^{-9} \text{ см}^3/\text{с}$. Особенно эффективны в этом отношении возбужденные молекулы азота $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ ($k_d = 2,1 \cdot 10^{-9} \text{ см}^3/\text{с}$),

$N_2(B^3\Pi_g)$ ($k_d = 2,5 \cdot 10^{-9} \text{ см}^3/\text{с}$); $A^3\Sigma_u^+$ и $B^3\Pi_g$ — нижние электронные возбужденные состояния с энергиями возбуждения $E^* \approx 6$ и $7,3$ эВ. Менее активны слабовозбужденные молекулы кислорода $O_2(a^1\Delta_g)$ ($k_d = 2 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3/\text{с}$), $O_2(b^1\Sigma_g^+)$ ($k_d = 3,6 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3/\text{с}$). Однако их, как правило, гораздо больше из-за низкой энергии возбуждения, поэтому в результате они играют большую роль, чем азот. Константы скорости отлипания, рассчитанные на любую молекулу, резко повышаются с ростом температуры. Так в слабых полях, когда ионная температура близка к газовой T , для реакции



константа скорости, рассчитанная на любую молекулу O_2 , равна

$$k_{dO_2} = 8,6 \cdot 10^{-10} \exp(-6030/T) [1 - \exp(-1570/T)] \text{ см}^3/\text{с}, \quad T \text{ [K]}. \quad (2.27)$$

При комнатной температуре она очень низка — $k_{dO_2} \approx 10^{-18} \text{ см}^3/\text{с}$; при $T = 1500 \text{ К}$ $k_{dO_2} \approx 10^{-11} \text{ см}^3/\text{с}$, и в сухом воздухе атмосферного давления отрицательные ионы разрушаются примерно за 10^{-8} с (в разряде — еще быстрее из-за реакций отлипания с участием образующихся атомов O). Несколько замедляется процесс отлипания во влажном воздухе, где образуются гидратированные ионы $O_2^- [H_2O]_n$ ($n = 1, 2, 3, \dots$), причем, энергия связи электрона в таком кластере возрастает с ростом числа n , хотя связь самих молекул H_2O в кластере с увеличением n ослабевает. Разрушение кластеров идет путем последовательного отщепления молекул H_2O при столкновениях, и лишь потом происходит отлипание электрона. Для разрушения гидратированных ионов при $T \approx 1500 \div 2000 \text{ К}$ и 1 атм требуется $10^{-6} \div 10^{-5} \text{ с}$.

Присутствие поля и свободных электронов благоприятствует появлению возбужденных молекул, которые и разрушают отрицательные ионы. Обычно в разрядах на основании косвенных данных (прямые — отсутствуют) $k_d \sim 10^{-14} \text{ см}^3/\text{с}$ из расчета на любую молекулу. Если из расчета на активную молекулу $k_d \sim 10^{-10} \text{ см}^3/\text{с}$, этому соответствует концентрация активных молекул порядка 10^{-4} .

2.4. Электронный и ионный газы в электрическом поле

2.4.1. Гидродинамическое приближение.

При сколько-нибудь заметных плотностях электронов и ионов, когда средние расстояния между заряженными частицами много меньше любых характерных для газоразрядного процесса размеров (например, радиуса плазменного канала в искровом разряде), коллективы частиц можно

рассматривать как сплошные газовые среды. Их поведение описывается тогда уравнениями типа уравнений газовой динамики (так называемое гидродинамическое приближение). Балансы чисел каждого сорта частиц предстают в виде уравнений непрерывности, в правых частях которых фигурируют источники заряженных частиц. Гидродинамические уравнения для электроположительного газа имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_e}{\partial t} + \operatorname{div} \Gamma_e &= \nu_i n_e - \beta n_e n_+, & \Gamma_e &= -n_e \mu_e \mathbf{E} - D_e \operatorname{grad} n_e, \\ \frac{\partial n_+}{\partial t} + \operatorname{div} \Gamma_+ &= \nu_i n_e - \beta n_e n_+, & \Gamma_+ &= n_+ \mu_+ \mathbf{E} - D_+ \operatorname{grad} n_+. \end{aligned} \quad (2.28)$$

Здесь Γ_e , Γ_+ — плотности потоков частиц. Потоки складываются из дрейфового и диффузионного (термодиффузия играет второстепенную роль). Физически прозрачные выражения для плотностей потока являются следствием уравнений движения, в которых опущены инерционные члены, несущественные при больших давлениях. Дрейфовые скорости устанавливаются за время порядка времени между столкновениями, что и позволяет не рассматривать ускорения частиц. В электроотрицательных газах вместо двух уравнений (2.28) следует писать три — для n_e , n_+ и n_- и учитывать дополнительно прилипание, отлипание и ион-ионную рекомбинацию. Ничего принципиально нового по сравнению с (2.28) они не содержат.

Коэффициенты диффузии D_e и D_+ связаны с подвижностями μ_e и μ_+ соотношениями Эйнштейна (2.10), в которые входят температуры электронов и ионов. Ионная температура обычно совпадает с температурой газа T . Последняя, если и нужна при анализе разрядных процессов, то не для оценки D_+ , ибо диффузия ионов чаще всего роли вообще не играет. Температура T требуется для определения плотности молекул $N = p/(kT)$, от которой зависят частота ионизации и подвижности, а также химического состава газа (если он не одноатомный). Если необходимо иметь информацию о температуре T , следует включить в систему уравнение баланса энергии газа с учетом выделения джоулева тепла, колебательной релаксации и теплопроводности. Что касается температуры электронов T_e , то она может понадобиться для нахождения коэффициентов диффузии D_e , рекомбинации β и частоты ионизации ν_i , если последняя задана как функция T_e . В случае такой необходимости к уравнениям (2.28) следует добавить гидродинамическое уравнение баланса энергии электронов. Оно является обобщением упрощенного уравнения энергии электрона (2.3) и включает ряд дополнительных факторов (электронную теплопроводность, электронное давление и др.). Это уравнение довольно сложно [2.1], поэтому чаще всего при описании слабоионизованной плазмы ограничиваются уравнениями (2.28), выбирая разумные значения T_e для нахождения D_e и β . Частоту

ионизации или ионизационный коэффициент Таунсенда (2.12) рассматривают как непосредственную функцию напряженности поля, минуя промежуточную ступень — зависимость ν_i и α от электронного спектра. Заметим, что с учетом (2.12) член ионизации $\nu_i n_e$ можно (и это часто бывает удобным) представить в виде $\alpha |\Gamma|$.

2.4.2. Уравнения электростатики для поля. Уравнение (2.28) необходимо дополнить уравнением для напряженности электрического поля. В подавляющем числе случаев, с которыми приходится иметь дело при рассмотрении искрового разряда, индукционные эффекты слабы и электрическое поле можно считать квазипотенциальным. Тогда

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} = \frac{e}{\epsilon_0} (n_+ - n_e), \quad (2.29)$$

$$\mathbf{E} = -\operatorname{grad} \varphi, \quad \Delta \varphi = -\frac{\rho}{\epsilon_0}, \quad (2.30)$$

где ρ — плотность пространственного заряда, $\epsilon_0 = 1/(36\pi) \cdot 10^{-9} \text{ Ф/м} = 8,85 \cdot 10^{-14} \text{ Ф/см}$ — диэлектрическая проницаемость вакуума; φ в уравнении Пуассона (2.30) — электрический потенциал, Δ — лапласиан. В присутствии отрицательных ионов $\rho = e(n_+ - n_e - n_-)$. Уравнения (2.28), (2.29) с выбранными T , T_e и ν_i образуют замкнутую систему для плотностей заряженных частиц n_e , n_+ и поля \mathbf{E} .

2.4.3. Закон сохранения заряда, ток смещения, релаксация объемного заряда. Если умножить все уравнения (2.28) на заряд электрона e и вычесть уравнения непрерывности друг из друга, получим уравнения

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \mathbf{j} = 0, \quad \rho = e(n_+ - n_e), \quad \mathbf{j} = e(\Gamma_+ - \Gamma_e), \quad (2.31)$$

которые выражают закон сохранения электрического заряда. В выражении для плотности тока \mathbf{j} чаще всего достаточно оставить только один член — дрейфовый ток электронов, который обычно преобладает над остальными. Тогда для \mathbf{j} получается уже знакомое нам выражение (2.2).

Подставляя ρ из уравнения (2.29) в (2.31), получим соотношение

$$\operatorname{div} \left(\mathbf{j} + \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \right) = 0. \quad (2.32)$$

Оно говорит о том, что вектор, стоящий под знаком дивергенции, не имеет источников. Это позволяет условно толковать (2.32) как закон сохранения «полного тока»: проводимости \mathbf{j} и смещения $\epsilon_0 \partial \mathbf{E} / \partial t$. Последний ток в буквальном смысле не является, он связан лишь с изменением поля, вызванным движением зарядов.

Подставим в (2.31) выражение закона Ома $\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}$, положим приближенно, что проводимость σ однородна в пространстве и выразим поле через ρ с помощью (2.29). Получим:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\frac{\sigma \rho}{\epsilon_0}, \quad \rho = \rho(0) \exp(-t/\tau_M), \quad \tau_M = \frac{\epsilon_0}{\sigma}. \quad (2.33)$$

Если в плазме в начальный момент $t = 0$ имеется пространственный заряд и плазма предоставлена самой себе, в том смысле, что она не подвержена действию внешнего поля, создающего или поддерживающего пространственный заряд, то последний рассеивается с характерным временем $\tau_M = \epsilon_0/\sigma$. Оно называется максвелловским временем. С таким характерным временем исчезает в плазме и поле после отключения внешнего: это видно из уравнения (2.32), если подставить в него $\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}$. Подчеркнем, что в любой электронейтральной проводящей среде, предоставленной самой себе, пространственный заряд и поле в конце концов непременно исчезают, это лишь вопрос времени. Например, в воздухе при $p = 1$ атм и $n_e = 10^{13} \text{ см}^{-3}$ проводимость плазмы равна $\sigma \approx 4 \cdot 10^{-5} (\text{Ом} \cdot \text{см})^{-1}$ и $\tau_M \approx 2 \cdot 10^{-9} \text{ с}$.

2.4.4. Амбиполярная диффузия и дебаевский радиус. При не малых плотностях зарядов n_e и n_+ даже небольшое нарушение электронейтральности плазмы, не спровоцированное действием внешнего поля, приводит к возникновению больших кулоновских сил притяжения (поля поляризации), которые препятствуют дальнейшему разделению зарядов. Когда в плазме имеются градиенты n_e , n_+ , заряды диффундируют в сторону понижения плотности, причем более легкие и подвижные электроны стремятся опередить ионы. Возникающее поле поляризации с одной стороны сдерживает электроны, с другой — подтягивает к ним ионы, так что заряды разного знака диффундируют вместе. Такая диффузия называется *амбиполярной*.

Рассмотрим диффузию либо в отсутствие внешнего поля, либо в перпендикулярном к нему направлении (например, в радиальном — в случае трубки с током). Тогда поле, фигурирующее в уравнении (2.29), связано исключительно с поляризацией плазмы. Пусть нарушение электронейтральности мало, т. е. $|n_+ - n_e| \ll n_e \approx n_+ \approx n$. Для того, чтобы оно не нарастало заметным образом, потоки зарядов (в направлении, перпендикулярном току) также должны мало отличаться друг от друга. Спроецируем равенства (2.28) для Γ_e , Γ_+ на ось x , направленную вдоль диффузионного потока и перпендикулярно току. Исключим поле поляризации E_x из выражений

$$\Gamma_{e,x} \approx -n\mu_e E_x - D_e \frac{\partial n}{\partial x}, \quad \Gamma_{+,x} \approx n\mu_+ E_x - D_+ \frac{\partial n}{\partial x},$$

для чего разделим первое на μ_e , второе — на μ_+ и сложим. В результате найдем, что общий поток Γ_x записывается в обычной диффузионной форме

$$\Gamma_x = -D_{\text{амб}} \frac{\partial n}{\partial x}, \quad D_{\text{амб}} = \frac{D_+ \mu_e + D_e \mu_+}{\mu_e + \mu_+} \quad (2.34)$$

с неким общим коэффициентом амбиполярной диффузии $D_{\text{амб}}$. В неравновесной плазме с $T_e \gg T$ с учетом (2.10) и того, что $\mu_e \gg \mu_+$, имеем:

$$D_{\text{амб}} \approx \mu_+ \frac{kT_e}{e} = \mu_+ T_e [\text{эВ}] \text{ см}^2/\text{с}.$$

Пусть плазма находится в трубке радиуса R . Попадая на стенки, электроны и ионы нейтрализуются и плотность плазмы у стенок оказывается резко пониженной. Допустим, что объемная рекомбинация не существенна: плотности n_e и n_+ не велики или давление низкое и рекомбинационные потери уступают диффузионному уходу на стенки. Решая уравнение амбиполярной диффузии, которое получается из (2.28) с граничным условием $n = 0$ при $r = R$, найдем радиальное распределение плотности плазмы в трубке: $n \sim J_0(2,4 r/R)$, где J_0 — функция Бесселя. В стационарном состоянии образование плазмы вследствие ионизации компенсируется ее диффузионным уходом на стенки с последующей нейтрализацией. Скорость диффузионных потерь $v_{\text{диф}} n$, равная скорости ионизации $\nu_i n$, характеризуется частотой диффузионных потерь $\nu_{\text{диф}}$. Это — величина, равная обратному времени амбиполярной диффузии плазмы из основной части трубки к стенкам. Из решения уравнения диффузии следует, что

$$\nu_{\text{диф}} = \tau_{\text{диф}}^{-1} = D_{\text{амб}}/\Lambda^2, \quad \Lambda = R/2,4, \quad (2.35)$$

где Λ — так называемая характерная диффузионная длина, в данном случае — для цилиндрической геометрии.

Если плазменный канал не ограничен стенками, как это бывает при искровом разряде, диффузионное расширение канала во времени также характеризуется законом типа (2.35) $R^2 \approx 4D_{\text{амб}}t$, где под R следует понимать эффективный радиус плазменного столба.

Поле поляризации в плазме автоматически устанавливается таким, чтобы относительно большие дрейфовый и диффузионный потоки электронов компенсировали друг друга с точностью до относительно малой величины амбиполярного потока. С помощью равенства (2.28) для Γ_e и (2.10) для радиального поля поляризации (в случае цилиндрической геометрии) найдем

$$E_r \approx \frac{D_e}{\mu_e} \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial r} \approx \frac{kT_e}{eR}.$$

Но причиной разделения зарядов в плазме служит диффузия, т. е. тепловое движение, в основном — электронов. Поэтому создаваемая полем разность потенциалов $\Delta\varphi \approx E_r R$ не может превысить величины порядка kT_e/e . Поле поляризации создается объемным зарядом $\rho = e\Delta n = e(n_+ - n_e)$, который согласно (2.29), (2.30) определяется приближенным равенством

$$\frac{e\Delta n}{\epsilon_0} \approx \frac{E_r}{R} \approx \frac{\Delta\varphi}{R^2}, \quad \Delta\varphi \approx \frac{kT_e}{e}.$$

Отсюда получаем оценку степени нарушения электронейтральности плазмы

$$\frac{\Delta n}{n} \approx \frac{\epsilon_0 kT_e}{e^2 n R^2} = \left(\frac{d_D}{R}\right)^2, \quad d_D = \left(\frac{\epsilon_0 kT_e}{e^2 n}\right)^{1/2}, \quad (2.36)$$

где d_D — дебаевский радиус. Условием электронейтральности плазмы является малость дебаевского радиуса по сравнению с ее минимальным характерным размером (для канала — его радиусом). В условиях искровых каналов это условие, как правило, выполняется с большим запасом. Например, при $T_e = 1$ эВ, $n = 10^{13}$ см⁻³ дебаевский радиус равен $d_D = 1,7 \cdot 10^{-4}$ см, тогда как $R \sim 10^{-2} \div 10^{-1}$ см.

2.5. Пробой разрядного промежутка механизмом размножения лавин

Рассмотрим подробнее как пробивается небольшой плоский промежуток d в однородном поле $E = U/d$, о чем мы упоминали в разделе 1.3. Пусть с катода вылетел один случайный электрон. На анод в результате размножения поступит $\exp(ad)$ электронов, т. е. от одного первичного электрона родится $\exp(ad) - 1$ новых электронов и столько же положительных ионов. Будучи вытянутыми на катод, ионы вырвут из него $\mu = \gamma[\exp(ad) - 1]$ вторичных электронов, которые породят новые лавины и т. д. Процесс будет нарастать во времени, т. е. произойдет пробой, если в каждом цикле число вторичных электронов превышает число первичных ($\mu > 1$), причем пробой будет развиваться тем быстрее, чем больше превышение μ над единицей. Величина μ чрезвычайно резко зависит от E , как экспонента в экспоненте (см. формулу (2.13)). Поэтому условие $\mu = 1$ с достаточной точностью характеризует величину пробивного поля E_i или пробивного напряжения $U_i = E_i d$. Это условие

$$\gamma[\exp(ad) - 1] = 1, \quad ad = \ln(1/\gamma + 1) \quad (2.37)$$

называется критерием Таунсенда для пробоя промежутка (критерием самостоятельности разряда).

С помощью формулы Таунсенда (2.13) легко получить явные выражения для пробивного напряжения и пробивной напряженности:

$$U_t = \frac{B(pd)}{C + \ln(pd)}, \quad \frac{E_t}{p} = \frac{B}{C + \ln(pd)}, \quad C = \frac{A}{\ln(1/\gamma + 1)}. \quad (2.38)$$

При правильном выборе констант A и B формула (2.38) неплохо описывает экспериментальные зависимости $U_t(pd)$ — так называемые кривые Пашена (см. [2.1]); плохо известная величина γ входит в формулы только под знаком логарифма. Для рассматриваемого механизма пробоя характерно существование минимума пробивного напряжения. В воздухе с $A = 15$ (см·Тор)⁻¹, $B = 365$ В/(см·Тор), и $\gamma = 10^{-2}$ получаем $C = 1,18$ и $V_{\min} = \bar{e} \ln(1/\gamma + 1)B/A = 300$ В, $(E/p)_{\min} = 365$ В/(см·Тор), $(pd)_{\min} = 0,83$ Тор·см. Минимальное напряжение, конечно, ничтожно по сравнению с типичными напряжениями искрового пробоя воздуха атмосферного давления, но поле, вернее отношение E/p , — напротив, очень большие. Такого масштаба E/p получают лишь у головки стримеров.

У границы диапазона pd , в котором еще действует механизм пробоя путем размножения лавин в воздухе ($pd \sim 10^3$ см·Тор) отношение $E_t/p \approx 45$ В/(см·Тор) = 34 кВ/(см·атм) снижается до величины, лишь немного превышающей критическую для ионизации 30 кВ/(см·атм) (когда $\alpha > a$).

2.6. Наведенный на электродах заряд и ток в цепи, вызванный движением заряда в разрядном промежутке

Когда в непроводящем газовом промежутке движется какой-то сосредоточенный заряд q или группа зарядов, в замкнутой внешней цепи течет ток, хотя между зарядом и электродами тока проводимости нет. Это связано с тем, что металл электродов поляризуется полем заряда q и на их поверхностях возникают индуцированные заряды противоположного q знака: $q_{\text{кат}}$ на катоде и q_a на аноде (рис. 2.5). Наведенный заряд тем больше, чем ближе к поверхности находится заряд q . На том электроде, к которому заряд q приближается, индуцированный заряд возрастает, на другом — уменьшается. Следовательно, во внешней цепи заряд перетекает от одного электрода к другому и по ней идет ток i . Вычислим этот ток. При перемещении заряда q на отрезок

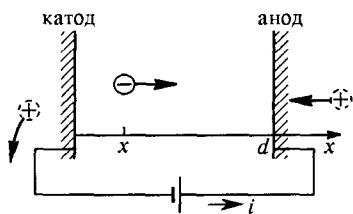


Рис. 2.5. Схема протекания тока в цепи при прохождении заряда через газовый промежуток

$d\mathbf{r} = \mathbf{v} dt$ со скоростью \mathbf{v} поле \mathbf{E} , созданное в промежутке источником напряжения U , производит над зарядом работу $q\mathbf{E} \cdot d\mathbf{r}$. Она всегда положительна независимо от знака q , так как отрицательный заряд движется против поля. В конечном итоге эту работу за время dt совершает источник, и она составляет $iU dt$. Отсюда находим ток во внешней цепи

$$i = q \frac{\mathbf{v} \cdot \mathbf{E}}{U}, \quad U > 0, \quad (2.39)$$

где \mathbf{E} и \mathbf{v} — векторы электрического поля и скорости заряда q в точке \mathbf{r} , где он находится в момент t . Фактор \mathbf{E}/U зависит только от геометрии системы, но не от величины напряжения. Можно даже перейти к пределу $U \rightarrow 0$, и он все равно не изменится. Это значит, что формула (2.39), как и последующие для наведенных зарядов, справедливы и в том случае, когда заряд движется в отсутствие поля по какой-нибудь другой причине, например, электрон вылетел из электрода с конечной начальной скоростью в результате фотоэффекта.

Когда заряд движется под действием электрического поля в разрядном промежутке, ток i всегда положителен независимо от знака заряда (если $q > 0$, то $vE > 0$; при $q < 0$ $vE < 0$) и во внешней цепи направлен, как положено, от катода к аноду. В плоском промежутке длиной d геометрический фактор $E/U = 1/d$, так что в цепи течет ток

$$i = \frac{qv}{d}, \quad (2.40)$$

где v — алгебраическая величина скорости, положительная, если направления \mathbf{v} и \mathbf{E} совпадают. В пространстве между электродами, но вне заряда q , если он имеет конечные размеры, присутствует ток смещения. Этот термин означает, что в каждой точке пространства меняется во времени дополнительное ко внешнему поле, создаваемое самим зарядом q и наведенными зарядами $q_{\text{кат}}$, $q_{\text{а}}$. Все это регулируется общим уравнением (2.32). Если в промежутке движется несколько зарядов, ток от каждого из них вычисляется так, будто других нет, и токи всех зарядов просто суммируются. Выполнение принципа суперпозиции является результатом линейности уравнений электростатики (и движения).

Найдем наведенные на поверхностях электродов заряды $q_{\text{а}}$, $q_{\text{кат}}$. Они накапливаются там в соответствии с уравнениями $\dot{q}_{\text{а}} = -\dot{q}_{\text{кат}} = i$, которые можно проинтегрировать, воспользовавшись (2.39). Однако прежде установим для них начальные условия. Когда заряд q пересекает весь промежуток от одного электрода до другого, во внешней цепи перетекает заряд, по величине в точности равный q . В самом деле, интегрируя (2.39) по всему времени полета заряда через промежуток, от точки начала движения $r_{\text{нач}}$

до конца $r_{\text{кон}}$ найдем

$$\int_0^{t_{\text{кон}}} i dt = \frac{q}{U} \int_0^{t_{\text{кон}}} \mathbf{E} \cdot \mathbf{v} dt = \frac{q}{U} \int_{r_{\text{нач}}}^{r_{\text{кон}}} \mathbf{E} \cdot d\mathbf{r}, \quad \int_0^d \mathbf{E} \cdot d\mathbf{r} = -U,$$

так как интеграл от напряженности электрического поля по всей длине промежутка по определению равен разности потенциалов на электродах U . Кстати сказать, из этого вычисления видно, что за время пересечения зарядом только части промежутка во внешней цепи перетечет заряд, меньший, чем q ; он пропорционален пройденной зарядом q разности потенциалов.

Итак, перемена зарядом q места и перемещение от одного электрода к другому сопровождается перетеканием с одного электрода на другой точно такого же заряда. Значит, когда заряд q располагается вплотную к одному из электродов, на нем наводится максимально возможный заряд, равный $-q$. На другом электроде при этом заряда нет. С этим начальным условием и проинтегрируем уравнение $\dot{q}_a = i$, полагая, что, например, отрицательный заряд начинает свой путь от катода. Тогда на аноде

$$q_a(t) = \int_0^t i dt = \frac{q}{U} \int_{r_{\text{кат}}}^r \mathbf{E} \cdot d\mathbf{r} = -\frac{q\varphi(r)}{U}, \quad (2.41)$$

где $r_{\text{кат}}$ и r — начальная координата заряда на катоде и в момент времени t , $\varphi(r)$ — потенциал в точке r при разности потенциалов на электродах U и потенциале катода, принятом (без потери общности) равным нулю; появление знака минус обязательно противоположности направлений векторов \mathbf{E} и $d\mathbf{r} = \mathbf{v} dt$. Наведенный в этот же момент заряд на катоде равен $q_{\text{кат}}(t) = -q - q_a(t)$ или, что то же самое,

$$q_{\text{кат}} = -q - \frac{q}{U} \int_{r_{\text{кат}}}^r \mathbf{E} \cdot d\mathbf{r} = \frac{q}{U} \int_r^{r_a} \mathbf{E} \cdot d\mathbf{r} = -\frac{q\varphi'(r)}{U'}, \quad (2.42)$$

где $\varphi'(r)$ и $U' = -U$ — потенциалы точки r и катода, отсчитанные теперь от анода, потенциал которого принят равным нулю. Равенства (2.41) и (2.42) (если опустить все промежуточные выкладки) являются выражением известной в электростатике теоремы Шокли—Рамо для произвольной системы электродов: заряд q_i , индуцированный на i -м проводнике зарядом q , определяется равенством $q_i = -q\varphi/U$, где φ — потенциал в точке нахождения заряда q , рассчитанный при условии, что потенциал i -го проводника равен U , а всех остальных — нулю. При расчете наведенных зарядов также

справедлив принцип суперпозиции: суммарный наведенный заряд можно определять как сумму зарядов, наведенных каждым присутствующим в пространстве зарядом без учета остальных.

В качестве примера рассмотрим плоский промежуток длиной d , причем координату заряда будем отсчитывать от катода. Тогда $\varphi'(x)/U' = (d-x)/d$, $\varphi(x)/U = x/d$, $q_{\text{кат}} = -q(d-x)/d$, $q_a = -qx/d$, $q_a + q_{\text{кат}} = -q$.

Другой пример. Найдем заряд, наведенный на металлической уединенной сфере с радиусом r_a (заземленной или связанной с землей через источник напряжением U) зарядом q , находящимся на радиусе $r > r_a$. Если сфера обладает потенциалом U , потенциал в точке r равен $\varphi(r) = U_a r_a/r$, так что геометрический фактор $\varphi/U = r_a/r$. Наведенный заряд равен $q_{\text{нав}}(r) = -qr_a/r$. По величине он меньше, чем q . Остальной заряд $-q - q_{\text{нав}}$ «наводится» на бесконечности, куда уходят силовые линии поля.

2.7. Сильноионизованная квазиравновесная плазма

2.7.1. Электропроводность и теплопроводность. Сильноионизованной будем называть плазму, в которой степень ионизации столь высока, что преобладают столкновения электронов не с нейтральными молекулами, а с ионами и друг с другом, хотя по абсолютной величине степень ионизации может быть порядка 10^{-3} . Заряженные частицы взаимодействуют, находясь на относительно больших расстояниях r , из-за дальнего действия кулоновских сил. Взаимодействие приводит к заметному отклонению частиц от первоначального направления движения, если потенциальная энергия взаимодействия e^2/r больше средней кинетической $3kT_e/2$ для электрона (благодаря столкновениям электронов друг с другом у них быстро устанавливается максвелловское распределение, и электронная температура имеет вполне реальный смысл). Соответствующий радиус $r_{\text{кул}} = 2e^2/3kT_e$ называется кулоновским, а площадь $\pi r_{\text{кул}}^2$ служит масштабом сечения столкновений электрона с ионами и электронами. На самом деле сечение кулоновских столкновений почти на порядок больше этой величины из-за большого вклада слабых взаимодействий с далекими частицами. Этот эффект учитывается тем, что $\pi r_{\text{кул}}^2$ умножается на так называемый кулоновский логарифм $\ln \Lambda_{\text{кул}}$, где $\Lambda_{\text{кул}} \approx r_D/r_{\text{кул}}$ (r_D — дебаевский радиус). Кулоновское сечение столкновений электронов равно

$$\sigma_{\text{кул}} \approx \frac{4\pi}{9} \frac{e}{(kT_e)^2} \ln \Lambda_{\text{кул}} \approx \frac{2,87 \cdot 10^{-14} \ln \Lambda_{\text{кул}}}{(T_e [\text{эВ}])^2} \text{ см}^2, \quad (2.43)$$

где при $T_e \approx 1$ эВ и $n \approx 10^{14} \text{ см}^{-3}$ $\ln \Lambda_{\text{кул}} \approx 8$. Таким образом, плазму можно считать сильноионизованной, если $\sigma_{\text{кул}} n_e > \sigma_m N$, где σ_m — транспортное сечение столкновений электронов с молекулами. Обычно, при $T_e \approx 1$ эВ это случается при степенях ионизации $x = n_e/N > x_1 \approx \sigma_m/\sigma_{\text{кул}} \sim 10^{-3} \div 10^{-2}$.

В общем случае проводимость плазмы описывается той же формулой (2.2), нужно только добавить к v_m частоту столкновений электронов с ионами $n_+ \bar{v} \sigma_{\text{кул}}$. Когда преобладают столкновения с ионами, т. е. при степени ионизации, заметно превышающей x_1 , $n_e \approx n_+$ в формуле (2.2) сокращается, и проводимость оказывается не зависящей от плотности зарядов. Эта предельная проводимость сильно ионизованной плазмы равна приблизительно

$$\sigma \approx \frac{e^2}{m \bar{v} \sigma_{\text{кул}}} = \frac{9(kT_e)^2}{4\pi e^2 m \bar{v} \ln \Lambda_{\text{кул}}} = 1,9 \cdot 10^2 \frac{(T_e [\text{эВ}])^{3/2}}{\ln \Lambda_{\text{кул}}} (\text{Ом} \cdot \text{см})^{-1}. \quad (2.44)$$

При сильной ионизации в плазме довольно быстро устанавливается термодинамически равновесная степень ионизации, соответствующая электронной температуре. Степень ионизации и n_e при этом определяются уравнением Саха и пропорциональны $\exp[-I/(2kT_e)]$.

Проводимость равновесной плазмы аргона, азота и воздуха (рис. 2.6а) в характерном для дуговых и искровых разрядов диапазоне температур удается приблизительно описать одной интерполяционной формулой такого типа

$$\sigma \approx b \exp[-I_{\text{эфф}}/(2kT)], \quad (2.45)$$

$$b = 830 (\text{Ом} \cdot \text{см})^{-1}, \quad I_{\text{эфф}}/k = 72 \text{ кК}, \quad I_{\text{эфф}} = 6,2 \text{ эВ}, \quad 8 < T < 14 \text{ кК}.$$

Поскольку большинство свойств равновесной плазмы определяется ее температурой, знание температуры представляет первостепенную важность при изучении всевозможных процессов

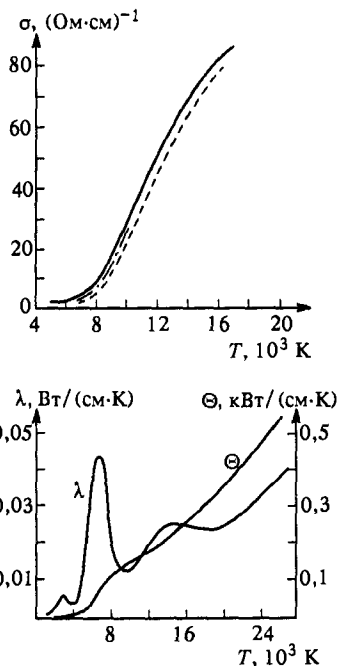


Рис. 2.6. Проводимость σ (а), теплопроводность λ и потенциал потока тепла Θ (б) равновесного воздуха

с участием такой плазмы, в том числе и происходящих при искровых разрядах. Температура плазмы определяется балансом ее энергии, «соревнованием» между выделением джоулева тепла токов и теплоотводом. Последний зачастую осуществляется теплопроводностью. Теплопроводность сложным, немонотонным образом зависит от температуры (рис. 2.6б) вследствие переноса не только кинетической энергии, но и потенциальной энергии диссоциации и ионизации молекул и атомов (это называется реактивной теплопроводностью). Так, в более горячем месте молекулы диссоциируют на атомы, а в более холодном продиффундировавшие туда атомы рекомбинируют, и там выделяется энергия связи, затраченная на диссоциацию в горячих местах.

2.7.2. Термическая ионизация. Процесс ионизации в сильноионизованной плазме существенно отличается от того, что происходит в слабоионизованной. В слабоионизованной плазме молекулы ионизируются электронами, которые приобрели энергию непосредственно от электрического поля. По этой причине чаще всего характеристики ν_i и α считают просто функциями поля, минуя такой «промежуточный», хотя безусловно важный параметр, как средняя энергия или «температура» электронов. В сильноионизованной плазме действие поля как бы обезличивается. Поле поставляет энергию всему электронному газу в целом. Электроны термализуются в результате столкновений друг с другом, приобретая максвелловское распределение. Ионизируют газ те из них, которые получили достаточно энергии, но не от поля, а в ходе обмена энергией с другими частицами. Частота термической ионизации определяется тем же интегралом (2.11), но с максвелловским спектром и потому зависит от электронной температуры по больцмановскому закону $\nu_i \propto \exp[-I/(kT_e)]$. Каким путем плазма получает энергию — значения не имеет, но если от поля, то T_e зависит от его напряженности.

2.7.3. Почему слабоионизованная плазма неравновесна, а сильноионизованная чаще всего — равновесна и ее легче поддерживать. Слабоионизованная плазма, поддерживаемая электрическим полем, неравновесна в двух отношениях. Во-первых, имеется сильный отрыв электронной температуры T_e от температуры газа T (если пользоваться понятием температуры как меры средней энергии электронов, что, в общем, не возбраняется). Во-вторых, степень ионизации гораздо ниже термодинамически равновесной, соответствующей фактической температуре (средней энергии) электронов.

Причина сильного превышения T_e над T состоит в том, что при слабой ионизации джоулево тепло тока, которое пропорционально $\sigma \propto n_e/N = x_1$ слишком мало, чтобы нагреть газ, обладающий

большой теплоемкостью. Электронная температура обязана быть высокой (порядка $1 \text{ эВ} = 11\,600 \text{ К}$), иначе не будет достаточного количества энергичных электронов, способных ионизовать атомы, т. е. не будет условий для самого существования плазмы. Высокая электронная температура достигается благодаря соответствующей величине электрического поля. В сильноионизованной плазме электронная температура, в общем, примерно такая же, что и в слабоионизованной (те же 10^4 К), так как необходимость ионизовать атомы остается. Но благодаря бóльшим степени ионизации, проводимости и энергоснабжению последнего хватает на то, чтобы нагреть газ, подняв его температуру до уровня электронной.

Термодинамически равновесная степень ионизации достигается благодаря компенсации прямых и строго обратных процессов, что диктуется принципом детального равновесия. В стационарной плазме с холодным газом ионизация и гибель зарядов, конечно, сбалансированы, но механизм гибели зарядов отнюдь не является обратным по отношению к основному механизму ионизации атомов



Диссоциативная рекомбинация или диффузия к стенкам, как в тлеющем разряде низкого давления, — процессы гораздо более быстрые, чем рекомбинация в тройных столкновениях, которая является обратным процессом для реакции (2.46). Быстрая гибель зарядов «посторонним» механизмом не позволяет степени ионизации подняться до термодинамически равновесного для данного T_e уровня. В сильноионизованной плазме благодаря высокой температуре газа практически нет молекулярных ионов. Кроме того, такая плазма чаще всего получается при высоких давлениях (плотностях), когда диффузия резко замедлена. Реальным механизмом гибели зарядов и в самом деле оказывается рекомбинация в тройных столкновениях по схеме, обратной (2.46). Благодаря этому степень ионизации и поднимается до равновесного уровня.

Сильноионизованная равновесная плазма отличается от слабоионизованной неравновесной еще в одном отношении, и это важно для стримерно-лидерных процессов в искровом разряде. Как мы увидим в дальнейшем, плазма лидерного и, тем более, развитого искрового канала ближе к равновесной, а плазма стримерного — существенно неравновесна. Поддерживать сильноионизованную равновесную плазму гораздо легче, чем слабоионизованную неравновесную, в том смысле, что для этого требуется гораздо более слабое поле. Для иллюстрации приведем цифры, заимствованные из данных о других разрядах. В равновесном плазменном столбе азотной дуги атмосферного давления, которая горит в охлаждаемой трубке радиусом $r = 1,5 \text{ см}$, при токе $i = 10 \text{ А}$ поддерживающее столб поле равно

$E = 10$ В/см. При этом $T = 8000$ К, плотность газа $N = 10^{18}$ см⁻³, $n_e = 2 \cdot 10^{15}$ см⁻³, $x_1 = n_e/N \approx 2 \cdot 10^{-3}$, $E/N \approx 10^{-17}$ В·см². В неравновесном столбе тлеющего разряда в азоте, где газ нагрет слабо, при тех же примерно плотности N и радиусе трубки $E/N \approx 2 \cdot 10^{-16}$ В·см² и $E \approx 200$ В/см — на порядок больше ($n_e \sim 10^9 \div 10^{10}$ см⁻³, $x_1 \sim 10^{-9} \div 10^{-8}$).

Причина столь резкого различия кроется в отмеченном в разделе 2.7.2 разном характере процесса ионизации. В обоих случаях электроны получают от поля энергию при столкновениях и небольшими порциями (см. формулу (2.3)). Но в случае слабоионизованной плазмы поле должно быть столь сильным, чтобы довести электрон до энергии $I \sim 13 \div 15$ эВ, необходимой для ионизации. В случае же сильноионизованной равновесной плазмы полю достаточно довести электрон лишь до энергии порядка $kT \sim 1$ эВ. Электроны снабжают энергией атомы, и все частицы в ходе обмена энергией при столкновениях «вскладчину» концентрируют энергию в отдельных электронах, которые и производят ионизацию.

2.8. Температура и вольт-амперная характеристика столба равновесной плазмы с током

Выше уже отмечалось, что плазма лидерного и развитого искрового канала имеет много общего с плазмой дугового столба. Отмечалось также (раздел 1.5), что для развития искрового пробоя плазменный канал должен обладать падающей вольт-амперной характеристикой. Именно такую ВАХ имеет столб дуги. Поэтому для дальнейшего полезно познакомиться в общих чертах с его свойствами.

Рассмотрим одномерный плазменный столб, стационарное состояние в котором поддерживается благодаря компенсации выделения джоулева тепла тока, $\tilde{W} = iE$ на единицу длины, теплоотводом в охлаждаемую коаксиальную трубку радиусом R . Вообще говоря, дуга может гореть и в свободной атмосфере. Искровой канал, тем более, не окружен «стенками». В случае дуги тепло может отводиться обдувающим ее потоком воздуха, искровой (лидерный) канал просто медленно расширяется вследствие теплопроводностного растекания энергии в радиальном направлении. Все это не сказывается принципиальным образом на характеристиках центрального хорошо проводящего токового канала, поэтому модель дуги, помещенной в охлаждаемую трубку, вполне приемлема, тем более, что все важнейшие параметры токового столба, как мы увидим, зависят от радиуса трубки только логарифмически.

Поскольку в равновесной плазме проводимость σ является вполне определенной функцией температуры, например, типа (2.45), дело сводится к решению уравнения баланса энергии

$$-\frac{1}{r} \frac{d(rJ)}{dr} + \sigma(T)E^2 = 0, \quad J = -\lambda \frac{dT}{dr} \quad (2.47)$$

(его называют уравнением Эленбааса–Геллера) с граничными условиями $dT/dr = 0$ при $r = 0$ и $T = T_w$ при $r = R$. Температуру стенок трубки T_w , малую по сравнению с температурой T_m на оси канала, можно положить равной нулю. Поле E в (2.47) можно рассматривать как задаваемый параметр. Как правило, регулируемым реально параметром является не напряжение, а ток, поэтому уравнение (2.47) следует дополнить равенством

$$i = E \int_0^R 2\pi r \sigma dr, \quad (2.48)$$

выражающим закон Ома. Система (2.47), (2.48) нелинейна, и ее можно решать только приближенными или численными методами.

Рассмотрим физические свойства разряда, воспользовавшись так называемой каналовой моделью дуги. Поскольку проводимость

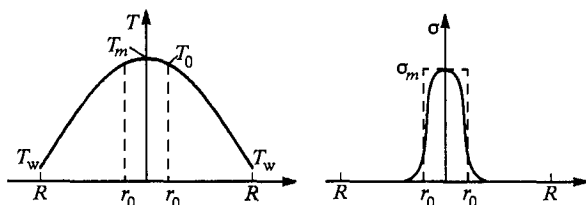


Рис. 2.7. Схематические распределения температуры T и проводимости σ по радиусу столба дуги. Штриховая линия — замена $\sigma(r)$ ступенькой в каналовой модели

(2.45) очень резко падает при понижении температуры, ток фактически идет только внутри тонкого канала некоторого радиуса $r_0 \ll R$. Естественно положить приближенно, что внутри канала $T \approx \text{const} = T_m$, $\sigma \approx \sigma_m \equiv \sigma(T_m)$, а вне его $\sigma = 0$ (рис. 2.7). Закон Ома (2.48) принимает при этом очень простую форму,

$$i = \pi r_0^2 \sigma_m E, \quad (2.49)$$

а интегрирование уравнения (2.47) по бестоковой области $r_0 < r < R$ даст

$$\Theta = \int_0^T \lambda(T) dT = \frac{\tilde{W}}{2\pi} \ln \frac{R}{r_0}, \quad \tilde{W} = \frac{i^2}{\pi r_0^2 \sigma_m}, \quad (2.50)$$

где $\Theta(T)$ — так называемый потенциал потока тепла (рис. 2.66). Здесь в соответствии с принятым приближением не различаются температура T_0 на границе канала и температура T_m на его оси.

Однако мало установить, как тепло выводится с поверхности канала через бестоковую зону в стенки трубки. И действительно, два уравнения (2.49), (2.50) содержат три неизвестные T_m , r_0 и E . Необходимо дополнить их еще одним уравнением. Оно должно описывать, как тепло выводится изнутри канала наружу. С учетом малости перепада температур $T_m - T_0$ в канале по порядку величины $\tilde{W} \approx 2\pi r_0 \lambda_m (T_m - T_0)/r_0$, где $\lambda_m = \lambda(T_m)$. Эту оценку можно уточнить, проинтегрировав уравнение (2.47) по области $0 < r < r_0$ с прежним допущением об однородности источников энергии σE^2 . Это даст

$$4\pi\lambda_m(T_m - T_0) = \tilde{W}. \quad (2.51)$$

Равенство (2.51) не замкнуло систему (2.49), (2.50), так как принесло с собой новую неизвестную — температуру границы канала T_0 . Установить, что это за величина, равносильно тому, чтобы дать количественное определение довольно условному разделению плазмы на две зоны — проводящую и непроводящую. Ведь произнести слово «канал» — еще не значит дать инструмент для вычисления его радиуса r_0 . Естественно назвать каналом ту область, через которую проходит определенная, достаточно большая доля полного тока. При этом мы «жертвуем» остальной частью тока. Вместе с тем нельзя включать в канал и чрезмерно большую долю тока, иначе все содержимое трубки окажется «каналом». Условимся, например, считать границей канала тот радиус r_0 , на котором проводимость σ падает в \bar{e} раз по сравнению со своим значением σ_m на оси. Иначе говоря, зададим температуру границы канала соотношением $\sigma(T_0) = \sigma(T_m)/\bar{e}$. Приняв зависимость (2.45) для $\sigma(T)$ и имея в виду, что $I_{з\text{эф}}/kT_m \gg 1$, получим приближенно

$$T_m - T_0 \approx \frac{2kT_m^2}{I}. \quad (2.52)$$

Приравнявая выражения $T_m - T_0$ из (2.51) и (2.52), получим связь максимальной температуры плазмы с мощностью энерговыделения

$$T_m = \left(\frac{I}{8\pi\lambda_m k} \tilde{W} \right)^{1/2}, \quad (2.53)$$

что и замыкает систему уравнений для T_e , r_0 и E .

Температура поднимается с ростом \tilde{W} медленно, медленнее даже, чем $\tilde{W}^{1/2}$, так как теплопроводность λ_m в общем растет с повышением температуры. Из-за резкой зависимости проводимости от температуры последняя заключена в более или менее узких пределах. Для повышения температуры необходимо очень сильно наращивать мощность. Еще сильнее проявляется эта тенденция при $T > 11\,000 \div 12\,000$ К, когда в баланс энергии включаются не учтенные в данном расчете потери на излучение.

Полученные равенства позволяют определить все параметры дугового канала. Задаваясь \tilde{W} , по формуле (2.53) вычисляем T_m , потом из первого соотношения (2.50) находим r_0 , по второй формуле (2.50) получаем i , затем определяем $E = \tilde{W}/i$. Равенства (2.50), (2.53) фактически дают ВАХ дугового столба, но только в параметрической форме.

Для примера оценим температуру плазмы в дуге, горящей в атмосферном воздухе. При токе $i = 200$ А в центральной части токового канала измерена температура $T_m \approx 10\,000 \div 11\,000$ К [2.1]; поле согласно экспериментальной ВАХ равно $E \approx 2,5$ В/см. Отсюда погонная мощность равна $\tilde{W} = 500$ Вт/см. Со значением $\lambda_m \approx 1,5 \cdot 10^{-2}$ Вт/(см·К) (рис. 2.6б) и $I_{эфф} = 6,2$ эВ, как в (2.45), по формуле (2.53) найдем $T_m = 9800$ К, что находится в разумном согласии с измерениями. При относительно слабом токе $i = 10$ А, согласно экспериментальной ВАХ, $E = 20$ В/см, так что $\tilde{W} = 200$ Вт/см. Имея в виду, что температура плазмы и степень ионизации теперь ниже, возьмем $\lambda_m = 2 \cdot 10^{-2}$ Вт/(см·К), $I_{эфф} = 10$ эВ — при последнем значении точнее аппроксимируются экспериментальные данные $\sigma(T)$ в случае более низких температур, когда $I_{эфф}$ ближе к реальным потенциалам ионизации. По формуле (2.53) $T_m \approx 7000$ К. Построенная по формулам (2.50), (2.53) ВАХ дуги в азоте атмосферного давления неплохо согласуется с измеренной [2.1].

Для более ясного понимания причинных связей и закономерностей дугового столба желательно иметь явные зависимости его параметров от регулируемой величины разрядного тока. Их почти удастся получить в предположении о постоянстве теплопроводности, $\lambda(T) = \text{const}$. Внося безусловно количественную погрешность, это приближение, тем не менее, не искажает качественного характера результатов.

Не останавливаясь на алгебраических выкладках, выпишем соответствующие формулы, которые получаются из (2.45), (2.50), (2.53)

$$\begin{aligned}
 T_m &= \frac{I/k}{\ln(8\pi^2\lambda bkT_m^2/I) - 2\ln(i/R)} \approx \frac{\text{const}}{\text{const} - \ln(i/R)} \\
 \sigma_m &= \left(\frac{Ib}{8\pi^2\lambda kT_m}\right)^{1/2} \frac{i}{R} \approx \frac{i}{R} \frac{[\text{const} - \ln(i/R)]^{1/2}}{\text{const}}, \\
 \tilde{W} &= \frac{8\pi\lambda kT_m^2}{I} \approx \frac{\text{const}}{[\text{const} - \ln(i/R)]^2}, \\
 E &= \frac{8\pi\lambda kT_m^2}{I} \frac{1}{i} \approx \frac{\text{const}}{i[\text{const} - \ln(i/R)]^2}, \\
 r_0 &= R \left(\frac{\sigma_m}{b}\right)^{1/2} = \left(\frac{I}{8\pi^2\lambda kT_m^2 b}\right)^{1/4} \left(\frac{i}{R}\right)^{1/2}.
 \end{aligned} \tag{2.54}$$

Считая эти зависимости явными, мы все же допускаем небольшую неточность, ибо вынуждены считать константой логарифм величины, содержащей в качестве множителя T_m . Это оправдывается тем, что температура меняется в довольно узком диапазоне и логарифм мало чувствителен к ее вариации.

Как видно из формул (2.54), повышение тока сопровождается почти пропорциональным возрастанием проводимости плазмы, что и позволяет ей пропустить более сильный ток. Вследствие чрезвычайно сильной зависимости σ от T по формуле (2.45) сама температура возрастает при этом гораздо медленнее. Мощность, тесно увязанная с температурой, ограничена необходимостью вынести энергию теплопроводностью из канала и далее к стенкам; она повышается с ростом тока также медленно. Поэтому при росте тока для поддержания плазмы достаточно более слабого поля $E = \tilde{W}/i$. Отсюда и получается падающая ВАХ. Радиус канала изменяется таким образом ($r^2 \propto i$), что увеличение тока сопровождается увеличением занимаемой им площади, но не плотности тока, которая растет столь же медленно, что и температура: $j \propto i/r_0^2 \propto T_m$. От радиуса трубки R при данном токе все величины зависят лишь логарифмически, за исключением радиуса канала, который зависит несколько сильнее ($r_0 \propto R^{-1/2}$).

ПРОЦЕССЫ, ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ДЛЯ ИСКРОВОГО ПРОБОЯ

3.1. Прорастание стримерного канала в электрическом поле как распространение волны ионизации

3.1.1. Физическая причина. В основе механизма любого разряда, в том числе и искрового, лежит ионизация молекул и атомов газа электронным ударом. Скорость ионизации чрезвычайно резко зависит от напряженности электрического поля, и с заметной скоростью, обеспечивающей рождение плазмы, ионизация протекает только в достаточно сильных полях. Количественный критерий понятия «достаточно сильное поле» зависит от рода газа и ряда конкретных условий. В электроотрицательных газах, таких как атмосферный воздух, галогеносодержащие смеси (например, элегаз — SF_6) и в существенно нестационарных условиях быстротечного искрового разряда газ ионизируется только при условии, что скорость ионизации превышает скорость прилипания электронов. В воздухе атмосферного давления это происходит при $E > E_n \approx 30$ кВ/см ($E_n/p \approx 40$ В/(см·Тор)), в элегазе — при $E > E_n \approx 90$ кВ/см ($E_n/p \approx 120$ В/(см·Тор)). Но и в таком электроположительном газе как азот, где в отсутствие примеси кислорода прилипания нет, если поле заметно меньше, чем те же 30 кВ/см, при атмосферном давлении ионизация протекает столь медленно, что даже в пренебрежении любыми другими потерями электронов (диффузионными, рекомбинационными) о быстром развитии разряда не может быть и речи.

Современные лаборатории высоких напряжений располагают генераторами напряжения U в миллионы вольт. С их помощью в промежутках с резко неоднородным электрическим полем можно получать искры длиной в десятки и даже сотни метров. На фотографии рис. 1.1 показан такой разряд в воздухе при $U = 2$ МВ. Искра стартовала от сферического анода радиусом $r_a = 10$ см и ударила в заземленный плоский катод, находящийся на расстоянии $L = 10$ м.

Поле в районе анода, уменьшаясь приблизительно по закону $E = Ur_a/r^2$, и будучи равным 200 кВ/см у поверхности, падает ниже критической для ионизации величины 30 кВ/см на радиусе 25 см, т. е. на расстоянии 15 см от анода. Дальше этого расстояния искра распространяется во внешнем поле $E < E_{и}$, явно не достаточном для ионизации, и достигает катода, продвигаясь в совсем слабом внешнем поле $E \approx 2Ur_a/L^2 \approx 0,2$ кВ/см (коэффициент 2 обязан действию зеркального отражения заряда анода в металлической плоскости, см. раздел 3.2.1). Подобные ситуации свойственны и другим газам, а также другим конфигурациям резко неоднородных полей. Характерно то, что искра, зарождающаяся около малого электрода, где сконцентрировано поле, свободно проникает при своем движении к большому электроду в область аномально слабых полей, которые заведомо не способны поддерживать ионизацию.

Все это говорит о том, что прорастающий в область слабого внешнего поля плазменный канал в районе своего переднего фронта (своей головки) сам себе создает достаточно сильное для ионизации поле. Вместе с зоной сильного поля продвигается и область интенсивной ионизации, благодаря которой неионизованный ранее газ превращается в плазму. Все наблюдения и эксперименты показывают, что радиус прорастающего канала очень мал — в сотни и тысячи раз меньше его длины, т. е. плазменный канал представляет собой тонкий шнур. Те же наблюдения говорят о том, что иногда заметное, а большей частью даже незаметное боковое расширение канала (увеличение его радиуса) происходит гораздо медленнее, чем удлинение шнура, а радиус передней головной части канала, скорее всего, вообще мало зависит от длины шнура. Это означает, что структура передней части канала (той, где неионизованный газ превращается в плазму) остается почти неизменной во времени, перемещаясь вперед со скоростью прорастания канала. Иными словами, структура головной части канала остается стационарной в связанной с нею системе координат, точнее квазистационарной, если скорость прорастания относительно медленно меняется во времени. В таких случаях правоммерно говорить о волне сильного поля и волне ионизации, только в отличие от чаще рассматриваемых одномерных плоских волн (ударной волны, волны горения и др.) данная волна имеет очень малый поперечный размер, сравнимый с шириной ее фронта.

Как ясно из предыдущего, причиной прорастания плазменного канала является рождение новых участков плазмы вследствие ионизации газа в сильном поле E_m , создаваемом головной частью плазменного шнура. Начало процессу дают свободные электроны, которые всегда присутствуют в воздухе в результате действия космического излучения или радиоактивного фона Земли. Потом в ходе ионизации рождаются возбужденные молекулы. Они излучают

фотоны, от которых перед головкой появляются первичные затраточные электроны. При ионизации плотность электронов n_e нарастает во времени лавинообразно от начального фоновое значения n_0 по закону

$$\frac{dn_e}{dt} = \nu_i n_e, \quad n_e(t) = n_0 \exp \left(\int_0^t \nu_i dt \right), \quad (3.1)$$

где ν_i — частота ионизации газа электронным ударом, очень сильно зависящая от напряженности электрического поля E . Источником этого поля в основном служит пространственный заряд, сосредоточенный в головке. В известном смысле появление сильного поля является следствием высокого потенциала головки U , который благодаря проводящим свойствам плазменного шнура может значительно превышать внешний потенциал, создаваемый в месте положения головки зарядом электрода. Пусть для определенности это будет анод. В этой главе без потери общности изложения мы будем рассматривать волны ионизации, распространяющиеся только от анода (рис. 3.1). В предельном случае идеально проводящего канала потенциал головки U , как и потенциал всего шнура, просто совпадает

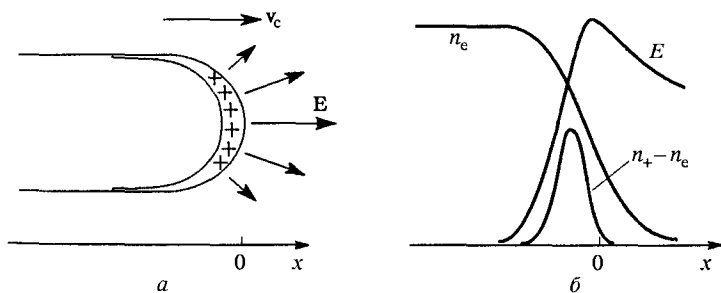


Рис. 3.1. Схема стримерного канала с головкой (а) и качественные распределения плотности электронов n_e , плотности «заряда» ($n_+ - n_e$) и поля E на оси в области головки стримера (б)

с потенциалом анода. В реальном случае конечной, а иногда даже весьма слабой проводимости плазмы, потенциал головки существенно ниже потенциала электрода, но все же достаточно высок для того, чтобы соответствующий этому потенциалу заряд головки создавал сильное поле.

Если обозначить через r_m условный радиус головки канала (радиус «закругления» его конца), то поле у вершины головки, являющейся передней точкой прорастающего канала, по порядку величины равно $E_m \approx U/r_m$. Подобное равенство строго справедливо только для уединенной равномерно заряженной сферы. В случае, например, металлической полусферы, примыкающей к металлическому

цилиндру того же радиуса r_m , поле у вершины полусферы примерно вдвое слабее, чем у сферы с теми же U и r_m . Этот результат, следующий из электростатики, мы поясним ниже в разделе 3.2. Здесь же, в процессе качественных рассуждений и оценок, коэффициент порядка двойки нас интересовать не будет. Поэтому воспользуемся электростатическими соотношениями, справедливыми для уединенной сферы. В этом приближении заряд головки Q , ее электрическая емкость C и максимальное поле у головки E_m равны

$$Q = 4\pi\epsilon_0 U r_m, \quad C = \frac{Q}{U} = 4\pi\epsilon_0 r_m, \quad E_m = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 r_m^2}. \quad (3.2)$$

Хотя физическим источником поля у головки в значительной мере служит электрический заряд самой головки канала, дополнительным (а иногда даже существенным) источником высокого потенциала головки может стать заряд, распределенный вдоль проводящего канала. В случае идеального проводника роли обеих составляющих одинаковы (раздел 3.2.1).

Заряд головки Q образуется вследствие оттока части электронов из головки в канал под действием электрического поля. В конечном счете, электроны уходят в анод благодаря проводящим свойствам канала. В предельном случае «идеально» проводящего канала он ведет себя как металлический стержень, проводимость его «бесконечна», поле в канале нулевое, но величина их произведения, т. е. плотность электрического тока, конечна, поскольку по мере удлинения стержня в него нужно нагнетать положительный заряд, чтобы потенциал стержня сохранялся и оставался равным потенциалу анода. Последнее диктуется чистой электростатикой. В том же пределе идеально проводящей головки ее заряд Q сосредоточен на ее поверхности, подобно тому как заряд канала сосредоточен на его цилиндрической поверхности. В реальном случае проводимость в канале конечна и в нем имеется какое-то конечное продольное поле (градиент потенциала). Под действием указанной разности потенциалов в канал от анода поступает ток, нагнетающий в него положительный заряд. И в канале, и в головке заряд теперь распределен по объему, т. е. является пространственным зарядом.

Обратимся теперь к процессу прорастания плазменного канала в газовой среде. Скорость его роста v_c и остающаяся за головкой плотность зарядов n_k устанавливаются сами собой в результате некоего саморегулирующегося процесса, который зависит от «внешних» параметров: максимального поля у головки E_m или ее потенциала U и радиуса r_m . Величины v_c и n_k устанавливаются такими, чтобы за время пролета зоны сильного поля, «приклеенного» к заряженной головке, т. е. за время развития ионизации, плазма в данном месте успела приобрести проводимость, достаточную для вытеснения из нее, ослабления продольного поля. Мы имеем в виду составляющую

поля, параллельную оси канала. Она должна упасть до величины, которая заведомо недостаточна для ионизации с той же большой скоростью, что и в области головки. Требование вытеснения поля из данного места пространства равносильно требованию, чтобы за время перемещения головки со скоростью v_c в новое положение на расстояние Δr порядка ее размеров, $\Delta t \approx \Delta r/v_c$, заряд головки успел бы вытечь из головки, чтобы перейти в новое место. Это перемещение заряда осуществляется электрическим током, реально — электронами, дрейфующими в поле головки из области непосредственно перед нею в сторону анода, противоположно направлению прорастания канала. Электроны «заливают» ионный заряд старой головки и частично обнажают ионы новой (рис. 3.1). Описанный процесс и представляет собой процесс роста стримера.

3.1.2. Постановка задачи о головке стримера как о волне ионизации. Облечем описанную выше картину прорастания плазменного канала в количественную форму, что сделаем весьма приближенным образом. Это позволит выяснить причинные связи между характеристиками волны ионизации и сделать оценки параметров. Из сказанного ясно, что полная задача описания удлиняющегося канала разбивается на две более или менее самостоятельные задачи. Первая — это вопрос о продвижении волны ионизации, ее скорости, о достигаемой в волне степени ионизации газа, т. е. о начальной проводимости канала. Благодаря квазистационарности волны в системе координат, связанной с ее фронтом, ее характеристики зависят в основном от происходящих внутри фронта (головки) процессов и, естественно, от каких-то «внешних» по отношению к этим процессам параметров. Таковым является максимальное поле E_m или потенциал головки U , поскольку эти величины связаны между собой через радиус головки. Особую проблему представляет собой вопрос о радиусе головки r_m , с которым совпадает начальный радиус канала. Механизмы, благодаря которым у плазменного проводника устанавливается определенный, и при том весьма малый эффективный радиус (эффективный — потому что плазменный проводник не имеет столь резкой границы, как металлический), возможно, выйдут за рамки стационарных процессов ионизации, движения зарядов и формирования электростатического поля в области развитой ионизации. Признаемся сразу — эти механизмы до сих пор не вполне ясны. Откладывая обсуждение этого безусловно принципиального вопроса до раздела 3.5.4, будем сейчас считать при рассмотрении задачи о волне ее радиус r_m величиной заданной. Оправданием этому служит тот факт, что из внутренних закономерностей волны величина радиуса прямо не следует. На основании некоторых косвенных данных, которые обсуждаются ниже, можно полагать, что, например, в воздухе при атмосферном давлении $r_m \sim 10^{-2} \div 10^{-1}$ см.

Вторая задача — это вопрос о структуре всего канала и процессах внутри него. Эти процессы медленны по сравнению со скоростью роста канала. Все они протекают за характерные времена, большие по сравнению со временем, в течение которого канал удлиняется на величину порядка размеров головки. Именно благодаря медленности кинетических, плазменных и электрических процессов в длинном канале, т. е. относительной малости скорости изменения электрического заряда в средней части канала, мы и можем считать волну ионизации квазистационарной. Действительно, при удлинении длинного канала на отрезок порядка нескольких радиусов головки поле, создаваемое у головки зарядами канала, практически не меняется. Отказываясь в этом разделе от рассмотрения второй части задачи, сосредоточимся на первой (рис. 3.1).

Не будем здесь интересоваться процессами зарождения затравочных электронов, от которых начинается ионизация перед фронтом. Это особая проблема со своими сложностями, и она еще будет обсуждаться в разделе 3.5. Согласно сложившимся представлениям (правда, в основном умозрительным и имеющим весьма скромное экспериментальное обоснование), начальные электроны рождаются перед ионизованной головкой благодаря поглощению испускаемых плазмой достаточно энергичных фотонов. Фотоэлектроны дают начало элементарным электронным лавинам (раздел 3.5.2), которые движутся в сильном поле положительно заряженной головки канала по направлению к ней. Если начальных электронов достаточно много, лавины перекрываются еще до окончания своего развития, т. е. до соприкосновения с головкой. В результате можно считать (для дальнейшего этого достаточно), что в области относительно слабого поля перед фронтом волны ионизации существует какая-то начальная плотность электронов n_0 , на много порядков меньшая конечной плотности n_k за волной.

Реальная плотность начальных электронов перед фронтом падает с расстоянием r от центра головки канала. Это может быть закон типа $n_0 \propto r^{-2} \exp(-r/\lambda)$, где λ — расстояние порядка длины пробега фотонов до поглощения (поскольку, как предполагается, именно фотоны рожают затравочные электроны). Вместе с волной перед нею движется окружающий головку ореол слабой первичной ионизации, простирающийся на расстояние порядка λ . В газах атмосферного давления длина λ ограничена величиной порядка 10^{-1} см; она если и больше радиуса головки r_m , то скорее всего незначительна.

Процессы ионизации, дрейфового движения электронов в поле, обеспечивающего обнажение ионов и образование пространственного заряда, а также процесс формирования электрического поля, чем собственно и исчерпываются главные процессы в волне, описываются уравнениями непрерывности для плотностей электронов n_e и ионов n_+ (2.28), а также уравнением (2.29) для электрического

поля. В первых можно пренебречь медленной по сравнению с дрейфом диффузией зарядов, а кроме того и медленным дрейфовым движением ионов, которые за характерное время смещения головки канала $r_m/v_c \sim 10^{-9} \div 10^{-10}$ с (если скорость движения волны ионизации $v_c \sim 10^7 \div 10^9$ см/с, а $r_m \sim 0,01 \div 0,1$ см) не успевают сдвинуться с места. Рассматриваемый процесс, обладая осевой симметрией, двумерен (рис. 3.1а) и потому весьма сложен в математическом отношении. Обойдем указанную трудность, приближенно пользуясь такими одномерными моделями, которые, не искажая качественной картины явления, могут вносить лишь некоторую количественную погрешность. При рассмотрении распределения поля будем считать переднюю часть головки и область впереди нее «сферическими». В примыкающем к головке цилиндрическом канале радиальное поле заметно меньше максимального у головки. В противном случае фронт волны, как уже отмечалось, продвигался бы не только вперед, но и в поперечном направлении, быстро расширяя канал, что противоречит исходным посылкам. Осевое поле, обладая максимумом в передней части головки, уменьшается при переходе от головки к цилиндрическому каналу, падая до величины продольного поля в канале, которое значительно слабее максимального.

Для «сферической» передней части головки и «сферической» области перед фронтом волны уравнение (2.29) имеет вид

$$\frac{1}{r^2} \frac{d(r^2 E)}{dr} = \frac{e}{\epsilon_0} (n_+ - n_e), \quad \frac{dE}{dr} = \frac{e \Delta n}{\epsilon_0} - \frac{2E}{r}, \quad (3.3)$$

где $\Delta n = n_+ - n_e$. Поле в данный момент времени имеет максимум $E = E_m$. Он достигается на некотором расстоянии r_m от центра, где $dE/dr = 0$. Согласно (3.3) величина максимального поля связана с r_m и плотностью пространственного заряда в этой точке $\rho = e \Delta n_m$ соотношением

$$E_m \approx \frac{e \Delta n_m r_m}{2\epsilon_0}. \quad (3.4)$$

Радиус r_m , где поле максимально, естественно трактовать как эффективный радиус головки.

Перед головкой при $r > r_m$ степень ионизации и пространственный заряд на небольшом удалении от нее становятся малыми и поле спадает по радиусу и вдоль продолжения оси канала x приближенно по закону $E \approx E_m (r_m/r)^2$, как для уединенной заряженной сферы. За областью максимума в направлении канала роль геометрического фактора $2E/r$ во втором равенстве (3.3) быстро уступает действию пространственного заряда $e \Delta n / \epsilon_0$. При приближении к средней части сферы, где полусферическая головка переходит в цилиндрический

канал, осевое поле под действием пространственного заряда, как и сама плотность этого заряда, уменьшается.

Силовые линии поля выпрямляются, ибо внутри канала поле в основном продольное, хотя и существует сравнительно небольшое радиальное поле, создаваемое зарядом, распределенным вдоль канала. На рис. 3.1б показана качественная картина распределений продольного электрического поля E , плотности электронов n_e и плотности объемного заряда $e\Delta n$ вдоль оси в районе головки канала.

Интересуясь распределениями E , n_e , Δn вдоль оси x и пренебрегая несущественными движениями электронов поперек оси, будем исходить из уравнений баланса электронов и ионов (2.28) для плоского случая. Как мы уже говорили, распределения, показанные на рис. 3.1б, распространяются вдоль оси со скоростью v_c без искажения. В такой волне $E = E(x - v_c t)$, $n_e = n_e(x - v_c t)$, т. е. распределения стационарны в системе координат, движущейся вместе с головкой канала. В этой системе координат в пренебрежении диффузией зарядов и дрейфом ионов уравнения (2.28) приобретают вид

$$-\frac{d}{dx} [n_e(v_c + v_e)] = v_i n_e, \quad -v_c \frac{dn_+}{dx} = v_i n_e, \quad (3.5)$$

где $v_e = \mu_e E$ — модуль скорости дрейфа электронов. Первое из уравнений (3.5) отличается от упрощенного уравнения кинетики ионизации (3.1) лишь не очень существенным слагаемым $n_e dv_e/dx$. В самом деле, производная по времени в (3.1) описывает размножение электронов в движущейся со скоростью дрейфа лавине: $dn_e/dt = \partial n_e/\partial t - v_e \partial n_e/\partial x$. При переходе к системе координат, связанной с волной, (3.1) превращается в (3.5), только без указанного слагаемого, обусловленного изменением поля вдоль оси x . В случае сильных волн, движущихся гораздо быстрее, чем дрейфуют электроны ($v_c \gg v_e$), этим слагаемым вообще можно пренебречь.

Если уравнения (3.5) умножить на e и вычесть друг из друга, получим уравнение

$$\frac{d}{dx} (en_e v_e - e\Delta n v_c) = 0, \quad \Delta n = n_+ - n_e,$$

которое эквивалентно (2.32) и выражает закон сохранения полного тока. В неподвижной точке пространства поле, создаваемое головкой, меняется по мере ее продвижения, и здесь присутствует ток смещения. В системе координат, связанной с головкой, в нее со скоростью v_c втекает газ и, если в среде имеется объемный заряд ρ , то он втекает в головку вместе с газом. При переходе в (2.32) к движущейся системе координат в соответствии с уравнением (2.29), записанным для плоской геометрии, ток смещения как раз и превращается в конвективный ток заряда $\rho v_c = e\Delta n v_c$.

Проинтегрируем составленное уравнение. Перед волной ионизации нет ни электронов, ни объемного заряда. Следовательно, постоянная интегрирования, равная плотности полного тока, в данном приближении обращается в нуль:

$$j_{\text{полн}} = en_e v_e - e \Delta n v_c = 0, \quad \Delta n v_c = n_e v_e. \quad (3.6)$$

Дрейфовый ток электронов, направленный противоположно конвективному току объемного заряда, компенсирует последний, так что ток в системе координат волны повсюду отсутствует. Он отсутствует потому, что далеко перед волной, где зарядов нет вообще, поле не меняется в силу самой постановки задачи о стационарности волны в системе координат, связанной с ней. Это значит, что перед волной отсутствует ток смещения. Но в силу закона сохранения полного тока ток отсутствует и за волной, где $n_e \neq 0$. Следовательно, за волной нет ни объемного заряда, ни поля: $\Delta n \rightarrow 0$, $E \rightarrow 0$. Плазма становится электронейтральной.*) Уравнение (3.3) с $r = x$, первое уравнение (3.5), (3.6) вместе с определением (3.4) при задании функции $v_i(E)$ и начальной плотности электронов перед стримерной головкой позволяют решить задачу о волне ионизации, что сейчас и будет сделано.

3.1.3. Параметры волны ионизации. Воспользуемся тем обстоятельством, что плотность объемного заряда внутри сферы r_m существенно больше, чем вне ее (в противном случае максимум не был бы достигнут и поле бы продолжало расти с увеличением радиуса r). Пренебрежем действием объемного заряда перед головкой и проэкстраполируем закон изменения поля перед головкой $E = E_m (r_m/r)^2$ вплоть до самой ее поверхности $r = r_m$. Аппроксимируем для удобства вычислений растущую с увеличением поля частоту ионизации степенной функцией $v_i = v_{i,m} (E/E_m)^{k_f}$, где $k_f > 1$. Рассмотрим для наглядности только сильные волны с $v_c \gg v_{e,m} \equiv v_e(E_m)$. Проинтегрируем первое из уравнений (3.5) от точки r_0 , где $n_e = n_0$, до поверхности головки, где $n_e(r_m) \equiv n_m$:

$$\ln \frac{n_m}{n_0} = \int_{r_m}^{r_0} \frac{v_i dr}{v_c} \approx \frac{v_{i,m} r_m}{(2k_f - 1)v_c}, \quad (3.7)$$

$$v_c \approx \frac{v_{i,m} r_m}{(2k_f - 1) \ln(n_m/n_0)}. \quad (3.8)$$

*) Реальное присутствие тока j_k и поля E_k в канале за головкой соответствует наличию тока смещения в неионизованной среде перед головкой канала даже в ее системе координат, но эти величины нельзя найти без рассмотрения процесса в самом канале (раздел 3.2).

С другой стороны из (3.6), (3.4) и $v_e = \mu_e E$ имеем

$$v_c = \frac{e\mu_e n_m r_m}{2\varepsilon_0}. \quad (3.9)$$

Приравнивая (3.9) и (3.8), найдем плотность электронов на поверхности головки в районе оси (это место можно считать фронтом волны ионизации)

$$n_m = \frac{2\varepsilon_0 v_{i,m}}{(2k_f - 1)e\mu_e \ln(n_m/n_0)}. \quad (3.10)$$

Плотность на фронте n_m на много порядков превышает начальную n_0 , ибо основное число поколений электронов рождается перед фронтом волны, иначе в головке за фронтом не из чего было образовываться заряду. Но последние несколько поколений, благодаря которым за волной и получается плазма на порядок (как будет показано) большей плотности n_k , рождаются уже в самой головке. Для вычисления n_k пренебрежем кривизной слоя волны и будем считать его плоским. Это приближение оправдывается тем, что толщина слоя, как мы сейчас увидим, мала по сравнению с радиусом r_m . В этом приближении согласно (3.3) и (3.6) за фронтом волны

$$\frac{dE}{dx} = \frac{e\Delta n}{\varepsilon_0} = \frac{e\mu_e E n_e}{\varepsilon_0 v_c}.$$

Поделим это уравнение на первое уравнение (3.5), предварительно опустив в нем слагаемое с v_e . Получим дифференциальное уравнение для функции $n_e(E)$ и квадратуру для функции $x(E, n_e(E))$. Интегрируя уравнение для $n_e(E)$ по всему слою волны от фронта, где $E = E_m$, $n_e = n_m$, до области за волной, где $E \approx 0$, $n_e = n_k$, найдем конечную плотность плазмы:

$$n_k = n_m + \frac{v_{i,m}\varepsilon_0}{e\mu_e k_f} \approx \frac{v_{i,m}\varepsilon_0}{e\mu_e k_f}. \quad (3.11)$$

Последний приближенный переход сделан, поскольку $n_k \gg n_m$. В самом деле, согласно (3.11) и (3.10)

$$\frac{n_k - n_m}{n_m} = \frac{2k_f - 1}{2k_f} \ln \frac{n_m}{n_0} \approx \ln \frac{n_m}{n_0} \gg 1. \quad (3.12)$$

Эффективная толщина зоны ионизации внутри головки, оцененная по указанной выше квадратуре, имеет масштаб

$$\Delta x \sim \frac{r_m n_m}{n_k} \sim \frac{r_m}{\ln(n_m/n_0)}. \quad (3.13)$$

Она пропорциональна радиусу головки, но существенно меньше его, что и оправдывает приближение «плоского» слоя. Формулы (3.9), (3.11) позволяют связать скорость волны с конечной плотностью плазмы в канале за нею

$$v_c = \frac{e\mu_e n_k r_m}{2\varepsilon_0 \ln(n_m/n_0)}. \quad (3.14)$$

3.1.4. Численный пример. Прежде чем обсуждать физический смысл полученных соотношений между параметрами волны, приведем численный пример. Это поможет лучше ощутить, с чем мы имеем дело. Рассмотрим быстрый стример в атмосферном воздухе. Значения таунсендовского коэффициента в диапазоне полей $E \sim 80 \div 300$ кВ/см ($E/p \sim 100 \div 400$ В/(см·Тор)) с приемлемой точностью ($10 \div 20\%$) аппроксимируются степенной функцией

$$\alpha \approx 4500 \left(\frac{E \text{ [кВ/см]}}{300} \right)^{3/2} \text{ см}^{-1},$$

чему соответствует приблизительно $v_i = \alpha v_e \sim E^{5/2}$; $k_f = 5/2$.

Как уже отмечалось, наибольшая неопределенность оценок связана с параметром r_m , но по различным косвенным данным $r_m \sim 10^{-2} \div 10^{-1}$ см, в сильных полях у длинных стримеров, возможно, даже, больше. Положим $r_m = 10^{-1}$ см. Пусть $E_m = 300$ кВ/см. Для уединенной сферы такое поле получается при потенциале $E_m r_m = 30$ кВ. В случае канала с полусферической головкой того же радиуса, как будет показано в разделе 3.2.1, потенциал головки придется увеличить примерно вдвое, до 60 кВ, что вполне отвечает многим экспериментальным условиям (в воздухе применяют и более высокие напряжения).

При $E_m/p \approx 400$ В/(см·Тор) скорость дрейфа $v_{e,m} \approx 8 \cdot 10^7$ см/с и оценочная подвижность $\mu_e = v_e/E_m \approx 270$ см²/(В·с). Таунсендовский коэффициент на фронте волны $\alpha_m = 4500$ см⁻¹, частота ионизации $\nu_{i,m} = 3,6 \cdot 10^{11}$ с⁻¹. Пусть $n_0 = 10^6$ см⁻³. Как мы увидим ниже, такая цифра приемлема, тем более что от нее все зависит только логарифмически.

По формуле (3.10) $n_m = 2,2 \cdot 10^{13}$ см⁻³, $\ln(n_m/n_0) = 17$, т. е. перед фронтом волны рождается $K_m = \ln(n_m/n_0)/\ln 2 = 24$ поколения электронов. По формуле (3.11) волна ионизации оставляет за собой плазму с плотностью $n_k = 3,2 \cdot 10^{14}$ см⁻³. Это плотность плазмы в канале стримера за головкой; ее проводимость $\sigma = e\mu_e n_k = 1,4 \cdot 10^{-2}$ (Ом·см)⁻¹. За фронтом волны рождается около четырех поколений электронов. По формулам (3.8) или (3.9)

скорость роста стримерного канала $v_c = 5,3 \cdot 10^8$ см/с; она в 6,6 раз больше $v_{e,m}$, т. е. волна действительно сильная. Такого порядка скорости нередко регистрируют на опыте в принятых условиях.

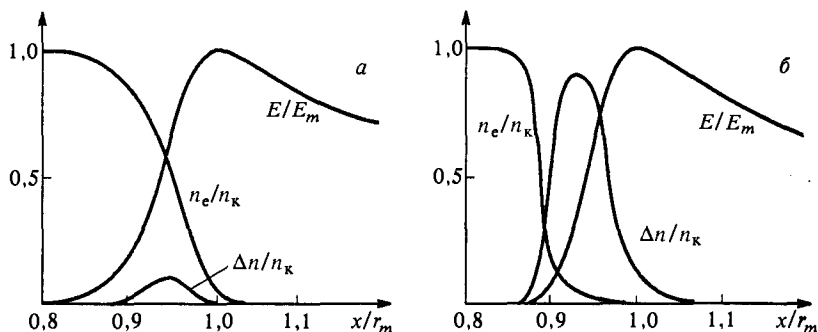


Рис. 3.2. Распределения электрического поля E , плотности электронов n_e и разности плотностей ионов и электронов Δn (плотность объемного заряда) вдоль оси стримера в волне ионизации, имитирующей стримерную головку. Расчеты сделаны для воздуха с $r_m = 0,1$ см; n_e и Δn отнесены к плотности плазмы в канале n_k [3.5]: «сильная волна» $E_m = 300$ кВ/см, $n_k = 3,7 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$, $v_c = 4,9 \cdot 10^8$ см/с, $v_{e,m} = 8,1 \cdot 10^8$ см/с (а); «слабая волна» $E_m = 80$ кВ/см, $n_k = 8,1 \cdot 10^{12}$ см $^{-3}$, $v_c = 5,8 \cdot 10^5$ см/с, $v_{e,m} = 2,2 \cdot 10^7$ см/с (б)

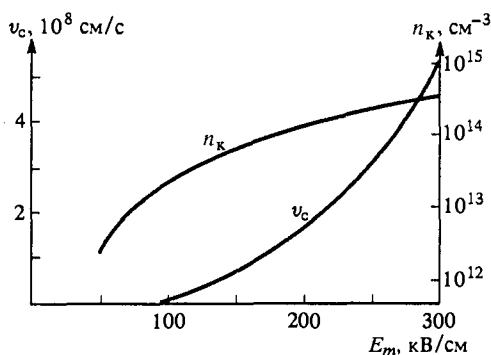


Рис. 3.3. Скорость стримера в воздухе v_c и плотность плазмы в канале за его головкой n_k в зависимости от максимального поля у головки радиуса $r_m = 0,1$ см

Фазовая скорость волны v_c значительно превышает дрейфовые скорости движения электронов $v_e \leq v_{e,m}$, поэтому электроны не сильно обнажают ионный заряд: $\Delta n_m/n_m \approx 15\%$. Заряд головки составляет примерно $Q \approx 4\pi\epsilon_0 r_m^2 E_m \approx 3 \cdot 10^{-9}$ Кл.

Все параметры стримера, полученные на основании простой теории, вполне разумны. Они согласуются и с измерениями, и с численными расчетами в более сложных постановках (гл. 5). На рис. 3.2 представлены рассчитанные на основе неупрощенных уравнений (3.3), (3.5) распределения параметров волны вдоль оси для рассмотренных только что условий; на рис. 3.3 показаны зависимости v_c и n_k от E_m .

Обратимся к физической интерпретации формул для параметров волны ионизации.

3.1.5. Причинные связи между характеристиками волны ионизации. Физический смысл формулы (3.8) для скорости сильной волны настолько прозрачен, что с точностью до численного коэффициента ее можно получить из самых простых рассуждений. Поле перед головкой и скорость ионизации сильно спадают на расстоянии порядка ее радиуса r_m . За время перемещения головки на это расстояние $\Delta t \sim r_m/v_c$ должно народиться достаточно много ($K_m = \ln(n_m/n_0)/\ln 2$) поколений электронов. На рождение одного поколения при максимальном поле требуется время $v_{i,m}^{-1} \ln 2$, для рождения K_m поколений — в K_m раз больше. Поскольку ионизация в среднем происходит в поле, которое меньше максимального, времени требуется еще в несколько (в $2k_f - 1$) раз больше. Так и получается (3.8). Отсюда ясно, что скорость определяется, главным образом, частотой ионизации в максимальном поле, т. е. самой величиной этого поля.

Ясный физический смысл имеют и соотношения (3.14), (3.9), которые связывают скорость волны с плотностью плазмы за волной и за фронтом. В передней части головки, в слое, прилегающем изнутри к ее поверхности, присутствует заряд с поверхностной плотностью

$$\sigma_{\text{пов}} = \int e \Delta n \, dx = \epsilon_0 E_m.$$

За время перемещения головки в лабораторной системе координат на расстояние порядка толщины слоя Δx по (3.13) этот заряд выносится током проводимости $j \sim en_k \mu_e E_m$ на новое место, куда переходит слой объемного заряда. Значит, $\sigma_{\text{пов}} \sim j \Delta t \sim j \Delta x / v_c$, откуда следует (3.14).

Можно рассуждать и немного иначе: объемный заряд в плазме за фронтом рассасывается за максвелловское время $\tau_M = \epsilon_0 / \sigma = \epsilon_0 / (en_k \mu_e)$, (раздел 2.4.3). В данном месте заряд головки должен исчезнуть, переместившись вместе с ней, за время $\Delta t \approx \Delta x / v_c$, следовательно, $\tau_M \sim \Delta t$. Получается то же соотношение (3.14). Аналогичное рассуждение приводит и к соотношению (3.9) для v_c . Только теперь дело касается перемещения не основного объемного заряда

волны, а той части заряда, который расположен перед фронтом. Толщина этого слоя порядка r_m , плотность заряда порядка $e\Delta n_m$, а максвелловское время соответствует более низкой плотности n_m на фронте. Приближенное равенство $\tau'_M = \epsilon_0/en_m\mu_e \sim \Delta t' \sim r_m/v_c$ дает (3.9).

Согласно (3.10), (3.11) плотности плазмы на фронте и за фронтом ионизации непосредственным образом от радиуса головки не зависят и определяются только величиной поля в ней E_m . Скорость же, напротив, пропорциональна радиусу. Радиусу пропорциональна толщина волны ионизации, а перемещение фронта на это расстояние происходит за максвелловское время τ_M , которое определяется лишь плотностью плазмы и от радиуса не зависит. Поэтому $v_c \sim r_m/\tau_M$ пропорциональна радиусу. С этой же точки зрения можно объяснить и само выражение (3.11) для конечной плотности плазмы, образующейся в волне ионизации. Объемный заряд появляется в основном внутри головки. Для этого перед головкой подготавливается достаточно высокая степень ионизации газа. В самой головке рождается уже небольшое число поколений электронов и на этом процесс в волне заканчивается — головка переходит на новое место. Значит, время перемещения основной части объемного заряда на новое место, т. е. максвелловское время его рассасывания на старом $\tau_M \approx \epsilon_0/en_{k\mu_e}$, по порядку величины равно времени, нужному для рождения электрона, $v_{i,m}^{-1}$. Отсюда и получается формула (3.11).

Согласно (3.11) скорость волны пропорциональна произведению $n_{k\mu_e}$. Чем менее подвижны электроны, тем медленнее они смещаются относительно ионов, тем меньше $\Delta n/n_e$ и тем сильнее должен ионизоваться газ, чтобы были обеспечены необходимые для данной частоты ионизации $v_{i,m}$ заряд головки $Q \sim e\Delta n r_m^3$ и поле $E_m \sim Q/r_m^2$, которые пропорциональны Δn .

Поскольку скорость v_c — фазовая, она, казалось бы, не имеет ограничений. На самом деле скорость волны ограничена сверху скоростью света c , ибо локальное усиление поля в области фронта волны быстрее распространяться не может. Отсюда из формулы (3.14) при $v_c = c$ следует верхний предел для возможной плотности плазмы, которая нарождается непосредственно в волне ионизации: в воздухе $n_{k,\max} \approx 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Это не исключает, конечно, возможности последующего роста ионизации в канале далеко за головкой (когда там повышается температура; см. ниже).

Скорость волны логарифмически зависит от плотности начальных электронов, лишь бы они появлялись по той или иной причине с гарантией (конечная плотность плазмы согласно (3.12) от нее не зависит). Конечно, при исключительно малой скорости рождения затравочных электронов возникает вопрос о статистическом запаздывании момента начала прораствания канала, о возможной

прерывистости его продвижения, о ветвлениях канала. Надо сказать, что вопросу о начальных электронах традиционно уделялось много внимания при анализе ионизационных волн, исследовались механизмы их зарождения. Считалось, что именно концентрацией начальных электронов определяются многие свойства волны. Как следует из предыдущего, если только электронов достаточно, чтобы не было запаздывания начала ионизации в любой точке трассы волны, их концентрация оказывает лишь незначительное влияние на процесс.

Из «материальных» характеристик среды скорость движения быстрой волны ($v_c \gg v_{e,m}$) зависит только от частоты ионизации: скорость пропорциональна частоте, что и естественно. Скорость не зависит от подвижности электронов. По формуле (3.6) при фиксированных E_m и r_m подвижности μ_e пропорционально отношению $\Delta n/n_e$, т. е. смещение электронов относительно ионов. Но поскольку величина пространственного заряда при данных E_m и r_m также фиксирована, плотность плазмы $n_e \sim 1/\mu_e$. Чем менее подвижны электроны, тем большая плотность плазмы получается при скорости волны $v_c \sim n_e \mu_e$, соответствующей данному E_m . Можно себе представить гипотетический газ, в котором электроны мгновенно прилипают к молекулам, образуя отрицательные ионы, и отрицательные заряды, следовательно, обладают подвижностью в $\mu_e/\mu_+ \approx 300$ раз меньшей, чем электроны. Даже в таких экзотических условиях скорость волны должна остаться более или менее неизменной, но газ в волне должен был бы ионизоваться до степени в $\mu_e/\mu_+ \approx 300$ раз большей (в 150, если учесть, что положительные и отрицательные ионы примерно с одинаковой скоростью дрейфуют в разные стороны). Реально влияние подвижности на волну ионизации проявляется не столько при смене химического состава газа, сколько в условиях иной его плотности (давления).

Волна ионизации в стримерном процессе рассматривалась в ряде работ [3.1–3.5]. В том или ином виде в них выводились качественно формулы типа (3.8), (3.12) для v_c и n_k . Мы старались здесь изложить концепцию волны наиболее последовательным и в то же время простым образом и получить рабочие формулы для оценок параметров, по возможности сохраняя все численные коэффициенты.

3.2. Электрические свойства плазменного канала за фронтом волны ионизации

3.2.1. Емкость и заряды идеально проводящего канала и его головки.

Не забывая о том, что канал представляет собой образование с конечной, а часто весьма умеренной проводимостью, все же целесообразно рассмотреть некоторые свойства канала

и оценить его характеристики в предположении идеальной проводимости плазмы. Такое допущение позволяет многие расчеты довести до конца чисто аналитическим образом, помогает уяснить физику явлений, а в некоторых случаях дает разумные количественные результаты. Не будем стремиться к установлению электрических характеристик прорастающего канала с какой-то особенной точностью. Это удастся сделать только численными методами, и о том речь пойдет ниже (раздел 5.5). Сейчас наша единственная цель — представить основные физические свойства канала в ясной и наглядной форме, чтобы были видны наиболее важные качественные закономерности.

Представим плазменный канал цилиндрическим прямолинейным стержнем, который заканчивается полусферической головкой того же радиуса. Благодаря идеальной проводимости все точки стержня имеют одинаковый потенциал U . Оценим электрическую емкость такого стержня. Ясно, что аналитические оценки можно сделать только на основе каких-то простых моделей, без учета двумерного характера электростатического поля стержня конечной длины (игнорируя концевые эффекты). Здесь мыслимы две различные ситуации. Если расстояние h от заряженного стержня до ближайшего к его боковой поверхности заземленного предмета значительно меньше длины стержня l , то для оценки можно рассмотреть бесконечный стержень радиуса r_m над параллельной заземленной металлической плоскостью на расстоянии h . Соответствующая задача при $h \gg r_m$ легко решается методом зеркальных отражений. Для этого достаточно заменить тонкий стержень и его зеркальное отражение в плоскости заряженными осями с погонными (на единицу длины) плотностями зарядов $+\tau$ и $-\tau$ соответственно, записав по теореме Гаусса напряженность электрического поля на радиальном расстоянии r от стержня $E(r) = [\tau/(2\pi\epsilon_0)][1/r + 1/(2h - r)]$.

Интегрирование $E(r)$ в пределах от r_m до h дает напряжение между стержнем и плоскостью $U \approx [\tau/(2\pi\epsilon_0)] \ln(2h/r_m)$. Для погонной емкости стержня, параллельного плоскости, получаем

$$\tilde{C} = \frac{\tau}{U} = \frac{2\pi\epsilon_0}{\ln(2h/r_m)} \approx \frac{0,555}{\ln(2h/r_m)} \text{ пФ/см.} \quad (3.15)$$

Емкость только логарифмически зависит от не вполне определенной величины h , которой характеризуется расстояние от стержня до заземленных предметов, и потому формула (3.15) позволяет делать разумные оценки.

Этой формулой мы еще будем пользоваться в дальнейшем, но интересующим нас условиям скорее отвечает другая ситуация, когда заземленные предметы удалены на расстояния $h > l$, и электростатические свойства системы зависят не столько от h , сколько от длины стержня l . Хотя в действительности вдоль идеально проводящего стержня

по длине x постоянен потенциал, а заряд $\tau(x)$ распределен не совсем равномерно, воспользуемся для оценок следующим приемом. Допустим, что погонный заряд распределен равномерно, и найдем соответствующее распределение потенциала $U(x)$ (пренебрегая действием заряда анода). Убедимся в том, что вариация потенциала вдоль стержня оказывается не очень значительной, и определим условно погонную емкость как отношение $\tilde{C}(x) = \tau/U(x)$. Предположим далее, что таким же получилось бы распределение и «истинной» погонной емкости, для определения которой нужно решать недоступную аналитическим методам обратную задачу о нахождении распределения $\tau(x)$, приводящего к $U(x) = \text{const}$. Допущение имеет смысл, поскольку неоднородность $\tilde{C}(x)$ получается небольшой, а численные расчеты действительно его оправдывают.

При $\tau = \text{const}$ потенциал $U(x)$ в точке x стержня определяется легко вычисляемым интегралом, суммирующим потенциалы всех элементарных зарядов τdx :

$$U(x) = \frac{\tau}{4\pi\epsilon_0} \left(\int_0^x \frac{dz}{(z^2 + r_m^2)^{1/2}} + \int_0^{l-x} \frac{dz}{(z^2 + r_m^2)^{1/2}} \right) = \\ = \frac{\tau}{4\pi\epsilon_0} \ln \frac{[x + (x^2 + r_m^2)^{1/2}]\{l - x + [(l-x)^2 + r_m^2]^{1/2}\}}{r_m^2}. \quad (3.16)$$

Потенциал падает немного меньше, чем вдвое, от середины стержня к краям:

$$U(l/2) \approx \frac{\tau \ln(l/r_m)}{2\pi\epsilon_0}, \quad U(0) = U(l) = \frac{\tau \ln(2l/r_m)}{4\pi\epsilon_0}. \quad (3.17)$$

Качественно это понятно: основной вклад в потенциал дают заряды, расположенные близко от данного места, но у середины они локализируются с двух сторон, а у краев — с одной. Дальние же заряды дают только логарифмически увеличивающийся вклад: отсюда $2l$ или l под знаком логарифма в (3.17). Вычисление по формуле (3.16) показывает, что на подавляющей части длины стержня $U(x)$ много ближе к своему значению в середине. Это и понятно: заряды действуют с двух сторон от данной точки, а для того чтобы их действие проявилось заметно, достаточно протяженности отрезков стержня, сравнимой с его радиусом r_m . Поэтому при оценках естественно считать погонную емкость длинного стержня ($l \gg r_m$) не зависящей от x и равной ее значению в середине, а полную емкость стержня равной $C_k = \tilde{C}l$:

$$\tilde{C} \approx \frac{2\pi\epsilon_0}{\ln(l/r_m)}, \quad C_k \approx \frac{2\pi\epsilon_0 l}{\ln(l/r_m)}. \quad (3.18)$$

Рассмотрим теперь влияние головки на заряды и потенциал системы. Заряд уединенной металлической сферы Q равномерно распределен по ее поверхности и придает сфере потенциал $U = Q/(4\pi\epsilon_0 r_m)$ (емкость сферы $C = 4\pi\epsilon_0 r_m$). Если заряженная головка соприкасается с заряженным каналом, то потенциал головки создается не только ее собственным зарядом, но и зарядом канала, причем вклады того и другого в результирующий потенциал зависят от распределения заряда по длине канала (возможны, а в случае реальных каналов иногда даже жизненны ситуации, когда потенциал головки определяется в большей мере зарядом канала, а не самой головки). Поясним это на модели металлического стержня с полусферической головкой. Потенциал U в середине стержня создается в основном близлежащими от средней точки зарядами канала, т. е. он вполне точно определяется первой из формул (3.17), где τ — средний погонный заряд канала. В центре полусферической головки потенциал складывается из потенциала, созданного зарядами канала (эта составляющая дается второй формулой (3.17)), и потенциала $\Delta U = Q/(4\pi\epsilon_0 r_m)$, который создан зарядом Q , распределенным по полусфере. В сумме обе величины дают тот же потенциал U , что и в середине канала. Другими словами, заряд головки дополняет потенциал $U(l)$, вычисленный по формуле (3.16), до величины $U(l/2) = U$. Отсюда с точностью до малой разности в логарифмах (3.17) $\Delta U \approx U/2$. Следовательно, заряд головки Q при данном потенциале U , также как и ее емкость $C_r = Q/U$ примерно вдвое меньше, чем для уединенной сферы:

$$Q \approx 2\pi\epsilon_0 r_m U, \quad C_r \approx 2\pi\epsilon_0 r_m. \quad (3.19)$$

Как следует из формул (3.18), (3.19), при длине канала $l \gg r_m \ln(l/r_m)$ заряд головки мало что добавляет к полному заряду канала $C_k U$. Но поверхностная и погонная плотности заряда в головке существенно больше, чем в канале, а именно, в $\ln(l/r_m)$ раз. Действительно, в среднем по головке

$$\sigma_{\text{пов, г}} = \frac{Q}{2\pi r_m^2} = \frac{\epsilon_0 U}{r_m}, \quad \tau_r = \frac{Q}{r_m} = 2\pi\epsilon_0 U,$$

тогда как в канале

$$\sigma_{\text{пов, к}} = \frac{\tilde{C}U}{2\pi r_m} = \frac{\epsilon_0 U}{r_m \ln(l/r_m)}, \quad \tau_k = \tilde{C}U = \frac{2\pi\epsilon_0 U}{\ln(l/r_m)}.$$

Это — типичная ситуация. На концах очень длинного металлического стержня или сильно вытянутого эллипсоида вращения поверхностная плотность заряда гораздо выше, чем в середине.

На частоту ионизации и скорость продвижения волны непосредственное и при том очень сильное влияние оказывает не потенциал головки, а максимальная напряженность электрического поля около

ее поверхности. Поэтому именно она представляет главный интерес. Поле у вершины головки создается в основном зарядом самой головки. В самом деле, потенциал от малого заряженного элемента объема падает с расстоянием как $1/r$, а напряженность поля — как $1/r^2$. Значит заряды канала вносят существенно меньший вклад в формирование поля, чем в формирование потенциала. Это подтверждается прямым расчетом, аналогичным (3.16). Продольное поле у вершины полусферы, созданное поверхностными зарядами, которые расположены на боковой поверхности прилегающего к ней цилиндра, равно

$$E = \frac{\tau}{4\pi\epsilon_0} \int_{r_m}^l \frac{x dx}{(r_m^2 + x^2)^{3/2}} = \frac{\tau}{4\sqrt{2}\pi\epsilon_0 r_m} = \frac{U}{2\sqrt{2}r_m \ln(l/r_m)}. \quad (3.20)$$

Здесь использовано $\tau = \tilde{C}U$, а \tilde{C} взято из (3.18). С другой стороны, поле, созданное собственным зарядом головки Q , может быть примерно оценено как $E_m \approx Q/(4\pi\epsilon_0 r_m^2)$. Но согласно (3.19) заряд Q примерно вдвое меньше, чем у уединенной сферы с тем же потенциалом. Значит и поле у вершины полусферы будет примерно вдвое меньшим:

$$E_m \approx \frac{U}{2r_m}, \quad U \approx 2r_m E_m. \quad (3.21)$$

Качественно это можно пояснить еще следующим образом. Поле у вершины — это градиент потенциала вдоль оси канала перед его головкой. Но будучи созданным не только близлежащим зарядом головки, но и далеко расположенными зарядами канала, потенциал у вершины спадает по оси медленнее, чем в случае, когда далеких зарядов нет. Сопоставление формул (3.21) и (3.20) показывает, что вклад собственного заряда головки в поле у ее вершины в $\sqrt{2} \ln(l/r_m) \gg 1$ раз больше, чем вклад зарядов канала, что и позволяет пренебречь последними в приближенных оценках. Итак, максимальное поле у вершины головки канала, определяющее скорость волны и степень ионизации за ее фронтом, потребует для своего создания примерно вдвое более высокого потенциала, чем в случае, когда электростатическое влияние канала не принимается во внимание. Точные численные расчеты электростатических характеристик стержня с полусферической головкой подтверждают этот качественный вывод.

Заметим, что действие полусферической головки стержня в каком-то смысле эквивалентно действию торца стержня, которое мы не учитывали при выводе формул (3.17). Можно сказать, заряд торца способствует выравниванию потенциала, поднимая потенциал края стержня до величины, соответствующей его середине. Такое же в качественном отношении действие оказывают на другой конец стержня, присоединенный к аноду, заряды, сосредоточенные на

поверхности анода. Когда анод большой и на его поверхности много заряда, эффект оказывается избыточным. В результате линейная плотность заряда канала на участке у анода, длиной порядка радиуса анода, оказывается заметно меньше, чем в среднем по каналу.*)

Формулы (3.18) для погонной и полной емкостей металлического стержня лучше соответствуют истине, чем это следует из их вывода.

3.2.2. Токи в канале за головкой, в головке и во внешней цепи. В процессе прорастания плазменного канала к нему добавляются все новые участки. Они заряжаются и приобретают некий потенциал $U(l)$, вообще говоря, зависящий от длины канала l . В модели идеально проводящего канала $U(l)$ равен потенциалу анода U_0 . За единицу времени канал удлиняется на расстояние v_c и в новом участке появляется заряд $\tau v_c = \tilde{C}U(l)v_c$. Строго говоря, этот заряд поднимает потенциал не на $U(l)$, а только на $U(l) - U_0(l)$, где $U_0(l)$ — потенциал, созданный в данном месте зарядом анода в отсутствие канала. Как мы знаем, при небольшом аноде его собственное поле спадает очень быстро, и при сколько-нибудь значительной длине канала и не малой его проводимости $U(l) \gg U_0(l)$. Поэтому пренебрежем величиной $U_0(l)$.

За единицу времени в новый участок со стороны старого, более удаленного от головки, втекает заряд τv_c (реально — переносится электронами со стороны головки). Поэтому в канале за головкой течет электрический ток

$$i_k = \tau v_c = \frac{2\pi\epsilon_0 U v_c}{\ln(l/r_m)}, \quad (3.22)$$

где в качестве постоянной погонной емкости взято значение из выражения (3.18), которое соответствует средней части канала. Если канал представляет собой идеальный проводник, он весь находится под потенциалом, равным потенциалу анода ($U = U_0$). Если при этом последний постоянен, погонный заряд канала со временем меняется слабо (только из-за логарифмической зависимости емкости от l), следовательно через канал течет почти постоянный ток. В этом случае по формуле (3.22) с анода в основание канала поступает ток i_0 , близкий к i_k . Он проходит по всему каналу и нагнетает заряд в новый участок удлиняющегося канала.

Сходный по величине, хотя и меньший чем i_0 , ток $i_{вн}$ протекает во внешней цепи через источник напряжения. Токи $i_{вн}$ и i_0 отличаются на величину тока $\dot{q}_{нав}$, где $q_{нав}$ — заряд, наведенный на поверхности анода положительным зарядом растущего канала: $i_{вн} = i_0 + \dot{q}_{нав}$.

*) Большой заряд анода как бы отодвигает подальше от себя одноименный заряд стержня.

Наведенный заряд можно оценить при помощи теоремы Шокли—Рамо. Заряд $dq_{\text{нав}}$, наведенный на уединенном сферическом аноде радиуса r_a элементарным зарядом dq , расположенным на расстоянии r от центра, равен $dq_{\text{нав}} = -dq r_a/r$ (см. пример в конце раздела 2.6). Эффект от всего заряда, равномерно распределенного с погонной плотностью τ по длине l прямолинейного канала, радиально исходящего из анода, а также соответствующий ток равны

$$q_{\text{нав}} = - \int_{r_a}^{l+r_a} \frac{\tau r_a}{r} dr = -\tau r_a \ln \frac{l+r_a}{r_a}, \quad \dot{q}_{\text{нав}} = -\tau v_c \frac{r_a}{l+r_a}. \quad (3.23)$$

Для длинного канала наведенный ток $|\dot{q}_{\text{нав}}| \ll \tau v_c = i_k$. В случае идеально проводящего стержня $i_k = i_0$, так что ток во внешней цепи $i_{\text{вн}} \approx i_0$ близок к току в основании канала. Но в начале процесса, пока $l < r_a$, ток во внешней цепи $i_{\text{вн}} = i_0 + \dot{q}_{\text{нав}} = \tau v_c l / (l + r_a)$ может быть значительно слабее тока $i_0 = \tau v_c$, втекающего в канал. При этом недостающий заряд черпается с поверхности анода. Реально, электроны, поступающие из канала в анод, не все уходят через внешнюю цепь, а частично накапливаются на поверхности анода, будучи притянутыми положительными зарядами канала.

Хотя на протяжении какого-то участка канала за головкой, а в случае идеально проводящего канала и на всем его протяжении идет одинаковый ток, приближенно выражаемый формулой (3.22), в самой головке ток резко возрастает. В самом деле, весь заряд головки Q , распределенный в среднем в объеме с размером порядка r_m вдоль оси x , перетекает в новое соседнее положение за время Δt порядка r_m/v_c . В течение этого времени головка смещается на длину, равную своему размеру. Значит через сечение головки, перпендикулярное оси x , идет средний ток

$$i_r \approx \frac{Q}{\Delta t} \approx 2\pi\epsilon_0 U v_c = \tau_r v_c, \quad \frac{i_r}{i_k} = \frac{\tau_r}{\tau_k} = \ln \frac{l}{r_m}. \quad (3.24)$$

Средний ток в головке больше тока в канале, поскольку определенный формально средний погонный заряд в головке $\tau_r = Q/r_m$ в $\ln(l/r_m)$ раз больше погонного заряда в канале $\tau = \bar{C}U$ (ср. с выкладками, следующими сразу за формулой (3.19)). Сильный ток головки в данной точке x весьма кратковремен, он длится всего $\Delta t \approx r_m/v_c$ (примерно $10^{-10} \div 10^{-9}$ с, если $r_m \sim 10^{-1}$ см и $v_c \sim 10^9 \div 10^8$ см/с). Местоположение импульсного тока смещается со скоростью v_c вместе с головкой.

Заряд Q распределен в головке крайне неравномерно. Основная его часть сосредоточена в слое вдоль оси x , толщина которого примерно в $\ln(n_m/n_0)$ раз меньше радиуса (формула (3.13)). Но

изменение тока во времени в данном сечении оси x повторяет картину пространственного распределения погонного заряда $\tau(x)$, которая «как целое» движется вдоль оси x со скоростью v_c . Значит максимальный ток в головке еще в $\ln(n_m/n_0)$ раз больше среднего i_k .

Наличие острого пространственного пика тока у головки в фиксированный момент времени не должно вызывать смущения. Разности токов в канале и головке соответствует накопление заряда (алгебраическое): в передней части головки перед максимумом тока заряд действительно накапливается, а за максимумом — исчезает, перетекая в новое место вместе с головкой.

Между каналом и катодом, пока канал не достиг катода, ток зарядов не замкнут, но это тоже не должно никого смущать. Между каналом (в первую очередь, между головкой канала) и катодом присутствует ток смещения. Это означает, что во всем пространстве между головкой канала и катодом, в том числе и на поверхности катода, электрическое поле меняется во времени (возрастает) по мере роста канала, заряд которого и является источником этого поля. Чтобы дать ориентацию в порядках величин, сделаем оценки для примера, рассмотренного в разделе 3.1.4. В воздухе при $U = 60$ кВ, $v_c = 5,3 \cdot 10^8$ см/с, $r_m = 0,1$ см, $l = 50$ см, $\ln(l/r_m) = 6,2$, $\tilde{C} = 0,09$ пФ/см, средний погонный заряд канала равен $\tau = 5,4 \cdot 10^{-9}$ Кл/см, ток в канале за головкой $i_k = 2,8$ А.

3.2.3. Продольное электрическое поле в канале за головкой.

В приближении идеальной проводимости весь канал находится под одинаковым потенциалом, а продольное электрическое поле в нем отсутствует. В действительности это, конечно, не так. Как мы видели, в волне ионизации газ ионизируется до вполне определенной степени, которая зависит в основном от максимального поля у головки, задающего в свою очередь определенные частоту ионизации и скорость волны. Допустим, что в канале не происходит дополнительной ионизации. На протяжении какого-то участка за головкой это допущение не лишено смысла, так как поле в канале существенно меньше максимального поля головки, а вызываемая им скорость ионизации гораздо, может быть на порядки, меньше, чем скорость ионизации в головке. Рассмотрим электроположительный газ или, если электроотрицательный — то достаточно короткий участок за головкой, в котором число электронов еще не успело существенно сократиться вследствие прилипания. Скажем, в рассмотренном в разделе 3.1.4 примере для воздуха при скорости роста канала $v_c \sim 10^9$ см/с и частоте прилипания $\nu_a \sim 10^8$ с⁻¹ это участок длиной $l_a \sim 10$ см. При плотностях плазмы, образующейся в волне ионизации, рекомбинация на столь коротких участках канала за головкой также особой роли не играет. Так, в указанном примере для воздуха даже при коэффициенте электрон-ионной рекомбинации

$\beta \approx 3 \cdot 10^{-7} \text{ см}^3/\text{с}$ и плотности электронов $n_k \approx 3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ частота рекомбинации $\nu_r = \beta n_k \approx 10^8 \text{ с}^{-1}$ сравнима с частотой прилипания. Рекомбинация разыгрывается на такого же порядка расстояниях от головки, что и прилипание. В одноатомных газах рекомбинация идет медленнее (раздел 2.3.1).

В указанных допущениях и при $\mu_e = \text{const}$ погонное сопротивление канала (сопротивление единицы длины) $\tilde{R} = (\pi r_m^2 e \mu_e n_k)^{-1}$ остается неизменным и равным примерно этой же величине в головке. Обращаем внимание на тот факт, что диффузионное расширение плазмы или увеличение радиуса канала, связанное с возможным в принципе, хотя и небольшим тепловым расширением, погонное сопротивление не меняет не сильно (разве что за счет изменения подвижности в ставшем менее плотным газе). Число электронов в единице длины канала $\pi r_m^2 n_k$ остается при этом неизменным. Для существенного изменения \tilde{R} требуется сильное изменение степени ионизации газа, т. е. рождение или гибель электронов. Если погонное сопротивление канала сохраняется неизменным на том уровне, который устанавливается сразу за головкой, то продольное поле в канале можно оценить, рассматривая эффект в следующем приближении по отношению к первому, которое было принято для анализа токов и в котором считалось, что поле за головкой падает «до нуля».

В первом приближении ток в канале i_k дается формулой (3.22). В следующем приближении проводимость канала считается конечной, а для протекания тока требуется продольное поле $E_k = i_k \tilde{R}$. Подставляя сюда $\tilde{R} = (\pi r_m^2 e \mu_e n_k)^{-1}$, i_k по формуле (3.22), v_c по формуле (3.14) и U по формуле (3.21), найдем

$$\frac{E_k}{E_m} = \frac{2}{\ln(l/r_m) \ln(n_m/n_0)} \sim \frac{i_k}{i_{r, \max}}, \quad (3.25)$$

где отношения токов записаны с учетом (3.24) и сказанного вслед за этой формулой. В рассматриваемом приближении отношение напряженностей электрического поля в канале и в головке практически ни от чего не зависит, если не считать очень слабых логарифмических зависимостей от длины канала, его радиуса, степени ионизации созданной плазмы.

Продольное поле в канале почти на два порядка меньше поля в головке, что резко замедляет скорость ионизации в канале по сравнению со скоростью ионизации в головке, а быть может, и вообще исключает ионизацию, которая в воздухе нормальной плотности требует, как минимум, около 30 кВ/см. Однако абсолютная величина продольного поля может оказаться столь значительной, что на протяжении длинного канала получается большая потеря напряжения. Так, в рассмотренном в разделе 3.1.4 примере $E_k \approx 0,02 E_m \approx 6 \text{ кВ/см}$. Падение напряжения на длине $l = 50 \text{ см}$ составляет $E_k l \approx 300 \text{ кВ}$.

Формула (3.25) позволяет сделать одно существенное заключение. Увеличением проводимости плазмы, производимой во фронте волны ионизации, нельзя непосредственно добиться снижения поля и потери напряжения в канале за фронтом. Причина заключена в природе разрядного тока: пока волна ионизации движется по промежутку и не достигла катода, ток определяется не проводимостью созданного ею канала, а скоростью волны v_c и потенциалом канала U , что видно из формулы (3.22). Увеличение плотности электронов в плазме n_k , нужное для снижения погонного сопротивления канала $\tilde{R} = (\pi r_m^2 e n \mu_e)^{-1}$, сопровождается пропорциональным увеличением скорости волны ионизации v_c по формуле (3.14), а следовательно и тока i_k . Это и исключает зависимость поля в канале E_k от плотности электронов. На него влияет только потенциал канала U , которым, с одной стороны, определяется погонный заряд канала τ , а с другой — максимальное поле в области ионизации $E_m = U/(2r_m)$, задающее частоту ионизации.

3.2.4. Ионизационное расширение, радиальное поле и радиус канала. Выше уже упоминалось о возможном расширении канала. Его диффузионное расширение — процесс сравнительно медленный, тем более, что диффузия плазмы амбиполярна. Быстрее, но не самым быстрым образом, действует возможное в принципе тепловое или газодинамическое расширение. При небольших превышениях давления в канале Δp над давлением окружающей среды p скорость теплового расширения составляет лишь долю $\Delta p/p$ от скорости звука, который пробегает расстояние $r_m \sim 10^{-1}$ см за 3 мкс, т. е. тепловое расширение — процесс тоже не очень быстрый. Наиболее действенным механизмом расширения канала является ионизационный.

При тех высоких потенциалах и весьма значительных погонных зарядах, которые присутствуют в канале, радиальное поле на его поверхности может оказаться достаточно большим, чтобы у боковой поверхности происходила ионизация газа. Последняя добавляет к плазменному каналу новые боковые участки, приводя к увеличению его радиуса и уменьшению погонного сопротивления. Процесс расширения канала, который в каком-то смысле равносителен распространению радиальной волны ионизации, должен прекратиться, когда максимальное радиальное поле из-за увеличения радиуса упадет до величины, не достаточной для сколько-нибудь быстрой ионизации. Сделаем соответствующую оценку.

Радиальное поле у поверхности заряженного цилиндра радиуса r_k равно приближенно (это вытекает из теоремы Гаусса)

$$E_{r,m} \approx \frac{\tau}{2\pi\epsilon_0 r_k} \approx \frac{U(x)}{r_k \ln(l/r_k)}, \quad (3.26)$$

где $U(x)$ — потенциал канала в рассматриваемом сечении x . Для идеально проводящего стержня с радиусом, равным радиусу головки, когда $U(x) = U_r = U_a$ и $r_k = r_m$, максимальное радиальное поле (3.26) существенно больше продольного (3.25) и в $0,5 \ln(l/r_m)$ раз меньше максимального поля у головки. В нашем примере для воздуха с $U_r = 60$ кВ, $r_m = 0,1$ см при $l = 50$ см радиальная напряженность равна $E_{r,m} = 96$ кВ/см. Но если учесть, что потенциал в канале с реальной проводимостью в участках более близких к аноду может сильно превышать потенциал головки, поле $E_{r,m}$ при тех же геометрических размерах может оказаться и гораздо более сильным.

Получить представление о том, до какого радиуса расширится канал, можно, воспользовавшись эмпирической формулой Пика для порогового радиального поля у поверхности провода радиуса r , при котором около провода зажигается самостоятельный коронный разряд. Последнее и свидетельствует о возникающей ионизации. Для воздуха относительной плотности δ_b ($\delta_b = 1$ при нормальных атмосферных условиях)

$$E_{\text{кор}} = 31 \delta_b \left(1 + \frac{0,308}{\sqrt{\delta_b r [\text{см}]}} \right) \text{ кВ/см.} \quad (3.27)$$

Так, при взятом для примера напряжении $U_k = 60$ кВ и $\delta_b = 1$ радиальная напряженность (3.26) упадет до «порога» ионизации (3.27) ($E_{\text{кор}} = E_{r,m}$) при $r_k = 0,23$ см и $E_{r,m} = 51$ кВ/см. До такого радиуса, можно сказать, расширится канал, прежде чем радиальное поле упадет ниже величины, отвечающей эмпирическому порогу возникновения ионизации.

Более строго оценку предельного радиального поля и соответствующего радиуса расширения канала можно сделать из условия, чтобы за время достижения каналом длины l ($t \sim l/v_c \sim 10^{-7}$ с) под действием поля порядка предельного еще успело народиться должное число поколений электронов $K = \ln(n_k/n_0)/\ln 2 \approx 18 \div 20$. Подобные оценки приводят к результатам, похожим на только что полученные.

Радиус расширения растет с ростом напряжения, при котором идет разрядный процесс. Но даже при весьма умеренном напряжении 60 кВ оцененное значение $r_k = 0,23$ см плохо вяжется с бытующими представлениями об исключительно тонком канале $r \sim 10^{-3} \div 10^{-2}$ см. Как мы только что видели, довольно общие соображения заставляют усомниться в правильности подобных представлений, которые, к сожалению, пока не удается подвергнуть бесспорной экспериментальной проверке. Повторяем, возникающее в случае очень тонкого канала сильное радиальное поле вызывает цилиндрически расходящуюся волну ионизации, и это неминуемо приводит к расширению канала до некоторого предельного радиуса, который, как было показано, не столь мал, как иногда думают.

3.2.5. Канал с конечной проводимостью как длинная линия с распределенными параметрами. Последовательность «зацепляющихся» связей для канала с неидеальной проводимостью приводит к тому, что все параметры канала: потенциал, погонный заряд, ток и др. зависят от координаты x вдоль длины канала и от времени. В самом деле, если в канале имеется электрическое сопротивление, поле в нем конечно — иначе не пойдет электрический ток. Если поле конечно, напряжение падает от анода к головке канала. Ситуация с изменением потенциала фиксированной точки канала во времени менее определенная: в зависимости от характера распространения волны он может как расти, так и падать. В первом случае, например, погонный заряд в этом месте нарастает. Значит ток из анода, обеспечивающий пополнение заряда, иссякает по направлению к головке.

Все эти закономерности можно приближенно рассчитать, если рассматривать канал как длинную линию с распределенными параметрами. Собственно, оперируя погонной емкостью \tilde{C} и зарядом τ , мы поступали так и раньше. Просто теперь линию нужно снабдить еще и погонным сопротивлением \tilde{R} (в общем случае — и погонной индуктивностью \tilde{L} , но, как будет показано в конце этого раздела, при рассмотрении волн ионизации чаще всего индуктивностью можно пренебречь). Уравнения длинной линии выражают закон сохранения заряда, и без учета индуктивности — закон Ома. Если количество заряда $\tau(x, t) dx$ на участке от x до $x + dx$ растет с течением времени, это значит, что в сечение x втекает заряда больше, чем вытекает через сечение $x + dx$. Отсюда получаем первое уравнение

$$\frac{\partial \tau}{\partial t} + \frac{\partial i}{\partial x} = 0. \quad (3.28)$$

Оно непосредственно следует из (2.31), если проинтегрировать (2.31) по всему сечению канала. В соответствии с законом Ома, падение напряжения на участке канала единичной длины есть

$$-\frac{\partial U}{\partial x} = i\tilde{R}. \quad (3.29)$$

Осталось только связать τ и U через емкость. Как разъяснялось в начале раздела 3.2.2, при наполнении зарядом емкости данного участка потенциал в этом месте вырастает до $U(x, t)$ не от нуля, а от «внешнего» потенциала $U_0(x, t)$, который уже имелся в этой точке x в отсутствие канала. Следовательно,

$$\tau(x, t) = \tilde{C} [U(x, t) - U_0(x, t)]. \quad (3.30)$$

Ограничимся рассмотрением случаев, когда на разрядный промежуток подано постоянное напряжение U_0 . Тогда подстановка (3.30)

в (3.28) дает уравнение

$$\tilde{C} \frac{\partial U}{\partial t} = - \frac{\partial i}{\partial x}, \quad (3.31)$$

которое вместе с (3.29) образует систему второго порядка для U и i .

Одним из граничных условий для системы служит равенство $U(0, t) = U_0$. Второе условие отражает тот физический факт, что ток проводимости у головки прорастающего канала не замкнут и совпадает с кинематическим потоком заряда:

$$i(l, t) = \tau(l, t)v_c(t) = \tilde{C} [U(l, t) - U_0(l)] v_c. \quad (3.32)$$

Только при этом условии выполняется интегральный закон сохранения заряда всей системы

$$i_0 = \frac{dq}{dt}, \quad q = \int_0^l \tau dx, \quad (3.33)$$

который следует из уравнения (3.28), если проинтегрировать его по всей длине канала. Здесь q — полный заряд канала, i_0 — ток, втекающий в его основание (зарядом головки можно пренебречь по сравнению с зарядом всего длинного канала). Разумеется, все сказанное справедливо, пока канал не пересек весь промежуток.

Скорость прорастания канала в равенстве (3.32) следует считать известной функцией потенциала головки $U_r \equiv U(l)$. Эта функция находится из решения задачи о волне ионизации, например, дается формулами (3.8), (3.10), (3.21). Тем самым «стыкуются» задачи о волне ионизации и о канале, как это намечалось в начале раздела 3.1.2.

Отметим, что рассматриваемая задача о длинной линии эквивалентна задаче о распределении температуры в удлиняющемся стержне, если на одном его конце поддерживается определенная температура. Действительно, считая $\tilde{R}\tilde{C}$ постоянными, дифференцируя (3.29) по x и подставляя в (3.31), найдем

$$\frac{\partial U}{\partial t} = \chi \frac{\partial^2 U}{\partial x^2}, \quad i = -\lambda \frac{\partial U}{\partial x}. \quad (3.34)$$

Здесь U играет роль температуры T , i — потока тепла J , $\lambda = 1/\tilde{R}$ — коэффициента теплопроводности, $\chi = 1/(\tilde{R}\tilde{C})$ — температуропроводности, τ — энергии нагрева единицы объема стержня от начальной температуры $T_0(x)$, роль которой играет внешний потенциал $U_0(x)$. При этом погонная емкость \tilde{C} выполняет роль теплоемкости единицы объема. Условие (3.32) на конце удлиняющегося канала для незамкнутого тока эквивалентно условию теплоизолированности конца стержня. У основания стержня задается температура $T_0(0)$, что соответствует заданию потенциала U_0 . Закон удлинения прогревающегося стержня, естественно, должен быть задан. Указанная аналогия

позволяет яснее представлять и трактовать все распределения. В последующих главах мы еще остановимся на результатах численных расчетов на основе системы уравнений рассмотренного типа.

3.2.6. Условия применимости квазистатического приближения. Посмотрим, в каких случаях электрические процессы в канале следует анализировать на основе сформулированных уравнений, а когда достаточно ограничиться простейшими оценками тока в канале i_k по формуле (3.22) и падения напряжения $U_0 - U_l \approx i_k \tilde{R}l \approx E_k l$ по формуле (3.25). Подобные оценки могут привести к значительным ошибкам, если ток через основание канала i_0 сильно превышает ток в канале у головки $i_k \equiv i(l) \equiv i_l$, от чего поле в канале $E = i\tilde{R}$ становится неоднородным (зависит от x). Оценим относительное превышение i_0 над i_l . Для этого проинтегрируем (3.31) по всей длине канала и представим распределение потенциала вдоль него линейной функцией:

$$i_0 - i_l = \tilde{C} \int_0^l \frac{\partial U}{\partial t} dx, \quad U \approx U_0 - \frac{x}{l} (U_0 - U_l), \quad U_l \equiv U(l).$$

Дифференцируя по t (при постоянном x) только длину канала l , но не медленно меняющийся потенциал головки U_l , относя производную $\partial U/\partial t$ к середине канала $x = l/2$, получим приближенно

$$\frac{i_0 - i_l}{i_l} \approx \tilde{C} v_c \frac{U_0 - U_l}{2l} \frac{l}{i_l} \approx \tilde{C} \frac{i_l R v_c}{2l} \frac{l}{i_l} = \frac{RC v_c}{2l}, \quad (3.35)$$

где положено $U_0 - U_l \sim i_l R$; $R = \tilde{R}l$, $C = \tilde{C}l$ — полные сопротивление и емкость канала. Как видим, ток вдоль канала меняется мало, если характерное время RC зарядки емкости C через сопротивление R меньше характерного времени $t = l/v_c$, в течение которого меняется длина канала, т. е. сама емкость C . Это и естественно: в таких случаях емкость в каждый момент времени успевает заряжаться почти полностью и заряды, не «застревая» в старых участках канала, продвигаются к его головке. В противном случае, когда $t \ll RC$, емкость старых участков канала заряжается относительно медленно, а ток вдоль него ослабляется.

Подставим в (3.35) выражения (3.18) для $C \equiv C_k$ и (3.14) для v_c , а также $R = (\pi r_m^2 e n_k \mu_e)^{-1} l$. Получим

$$\frac{i_0 - i_l}{i_l} \approx \frac{l}{\pi r_m^2 e n_k \mu_e} \frac{2\pi \epsilon_0 l}{\ln(l/r_m)} \frac{e n_k \mu_e r_m}{4\epsilon_0 l \ln(n_m/n_0)} = \frac{l}{2r_m \ln(l/r_m) \ln(n_m/n_0)}. \quad (3.36)$$

Таким образом, уже при $l \geq 10$ см (если $r_m \sim 0,1$ см, $\ln(l/r_m) \sim 5$) ток меняется на длине канала настолько сильно, что необходимость в применении уравнений длинной линии становится настоящей.

Сделаем обещанную оценку роли индуктивности. С учетом самоиндукции уравнение (3.29) принимает вид

$$-\frac{\partial U}{\partial x} = \tilde{L} \frac{\partial i}{\partial t} + \tilde{R}i. \quad (3.37)$$

Погонная индуктивность длинного тонкого уединенного проводника выражается через его погонную емкость как

$$\tilde{L} = \frac{\epsilon_0 \mu_0}{\tilde{C}} \approx \frac{\mu_0}{2\pi \ln(l/r_m)}, \quad \epsilon_0 \mu_0 = \frac{1}{c^2}, \quad (3.38)$$

где μ_0 — магнитная проницаемость вакуума. Учет самоиндукции может стать существенным по трем главным причинам: из-за быстрого повышения напряжения на электродах в начальной стадии роста канала (до выхода на «квазистационарный» режим), когда ток быстро повышается от нуля при наборе скорости волной ионизации, и когда возмущение, которое вызывает систематическое изменение тока (в рассматриваемых условиях — волна ионизации), движется очень быстро. На первых двух причинах, которые дают лишь кратковременный эффект в начале процесса, мы останавливаться не станем. Посмотрим, какой систематический эффект дает прорастание канала.

Относительный вклад ЭДС самоиндукции в падение напряжения по порядку величины составляет

$$\frac{\tilde{L} \partial i / \partial t}{\partial U / \partial x} \sim \frac{\tilde{L} i l}{tU} \sim \frac{\tilde{L} \tilde{C} U v_c}{tU} \sim \tilde{L} \tilde{C} v_c^2 = \frac{v_c^2}{c^2}, \quad (3.39)$$

где $t \sim l/v_c$ — масштаб времени изменения тока. Самоиндукция роли не играет, если волна движется со скоростью, значительно меньшей скорости света c , как это обычно и бывает.

При учете самоиндукции уравнения длинной линии (3.31), (3.37) сводятся к волновому уравнению. Иногда к нему приходится обращаться, так как в некоторых искровых разрядах, в особенности в молнии, существует важная стадия, когда по каналу распространяется мощное возмущение со скоростью, сравнимой со скоростью света.

3.3. Баланс энергии и температура газа в канале

Вопрос о температуре газа в прорастающем плазменном канале имеет кардинальную важность для проблемы искрового пробоя газов, в особенности — воздушных промежутков (по понятным причинам наибольшее внимание всегда было приковано к воздуху). Дело в том, что в холодном воздухе в отсутствие достаточно сильного поля электроны живут очень недолго из-за прилипания к кислороду. При частоте прилипания $\nu_a \sim 10^7 \div 10^8 \text{ с}^{-1}$ и скорости волны ионизации $v_c \sim 10^8 \div 10^9 \text{ см/с}$ проводимость плазмы должна резко

упасть на расстояниях порядка $v_c/v_a \sim 10 \div 100$ см за фронтом волны. В таких случаях, которые и в самом деле наблюдаются на опыте при недостаточно высоких напряжениях, ни о каком «идеально проводящем» канале, переносящем к головке потенциал анода, не может быть и речи. Не может быть речи и о пробое промежутка, даже если подобный канал его пересек. Проводимость канала, казалось бы, соединившего электроды, будет столь малой, ток по нему пойдет столь слабый, что это почти не скажется на поведении электрической цепи в целом и никак не будет похожим на короткое замыкание, к чему приводит истинный пробой.

Между тем, искровой пробой многометровых воздушных промежутков вполне достижим, наблюдается и изучается на опыте, не говоря уже о молнии, когда высокопроводящий канал перекрывает несколько километров. Такое возможно только при температуре газа по крайней мере в несколько тысяч градусов, когда процессы отлипания электронов препятствуют быстрому падению проводимости. При более высоких температурах (порядка 10^4 К) ситуация становится еще более благоприятной, так как в действие вступает термическая ионизация газа, приводящая к увеличению проводимости плазмы.

3.3.1. Общая оценка верхнего предела температуры. Посмотрим, какой температуры можно ожидать в канале за фронтом той развивающейся волны ионизации, что рассматривалась выше. Верхнюю оценку температуры можно сделать, исходя из энергетических соображений самого общего характера, безотносительно к любым предположениям о проводящих или каких-либо иных свойствах канала и плазмы.

Пусть к аноду приложено напряжение U_0 и к моменту t , когда канал вырос до длины l , в канал внедрен заряд q . На эту акцию источник питания затратил энергию $W_0 = U_0 q$. Заряд q распределен вдоль канала с погонной плотностью $\tau = \tilde{C}U(x)$, где \tilde{C} — погонная емкость канала, которую в общем случае также можно считать зависящей от x . Тогда

$$W_0 = U_0 \int_0^l \tilde{C}(x)U(x) dx. \quad (3.40)$$

С другой стороны, энергия электрического поля, запасенная в емкости канала, составляет

$$W_{эл} = \frac{1}{2} \int_0^l \tilde{C}(x)U^2(x) dx, \quad (3.41)$$

где использован известный из теории электричества результат для энергии в конденсаторе: $W_{эл} = CU^2/2$. На нагрев газа в

канале (на диссипацию) не может быть затрачено энергии больше, чем $W_0 - W_{эл}$. Отсюда имеем верхнюю оценку рассеянной в канале энергии:

$$W_{дис} < W_0 - W_{эл} = \frac{1}{2} \int_0^l \tilde{C} (2U_0U - U^2) dx \leq \frac{C_k U_0^2}{2}, \quad (3.42)$$

где C_k — полная емкость канала; здесь использованы тождество и неравенство $2U_0U - U^2 \equiv U_0^2 - (U - U_0)^2 \leq U_0^2$.

Итак, рассеянная к данному моменту энергия не превышает электрической энергии конденсатора с емкостью, равной емкости всего канала, заряженного до напряжения U_0 . Это перекликается с хорошо известным из теории электричества результатом. В процессе зарядки конденсатора постоянной емкости C до напряжения источника питания U_0 диссипируется ровно столько энергии, сколько запасается в конденсаторе в виде энергии электрического поля, и так получается независимо от величины сопротивления цепи R , которое может быть каким угодно (и даже меняться во времени). От величины сопротивления зависит только характерное время зарядки, которое порядка RC . В последнем легко убедиться, решив уравнение RC -цепочки $iR + q/C = U_0$, $i = \dot{q}$ и проинтегрировав мощность $i^2 R$ по всему времени процесса. Это общее свойство накопителей электрической энергии в данном случае позволило оценить верхний предел джоулева тепла на основе знания лишь емкости канала и без знания его сопротивления. Как мы увидим в разделе 3.3.2, в рассматриваемом весьма общем случае неравенство (3.42) вполне может быть заменено равенством по порядку величины, так что оценка верхнего предела температуры является вполне информативной, давая ориентировочные представления о реальных величинах.

Для среднего повышения температуры газа в канале из (3.42) с помощью (3.18) получаем оценку

$$\Delta T \leq \frac{\tilde{W}(1 - \varepsilon_V)}{\pi r_k^2 c_v} \approx \frac{\tilde{C} U_0^2 (1 - \varepsilon_V)}{2\pi r_k^2 c_v} \approx \frac{\varepsilon_0 U_0^2 (1 - \varepsilon_V)}{r_k^2 c_v \ln(l/r_k)}, \quad (3.43)$$

где \tilde{W} — среднее погонное энерговыделение в канале, r_k — его средний радиус, c_v — теплоемкость единицы объема, ε_V — доля энергии, которая передается в медленно релаксирующие колебательные степени свободы молекул (если таковые имеются). Например, для одноатомного газа аргона, где теплоемкость самая низкая, а $\varepsilon_V = 0$, при $l = 50$ см, $r_k = 0,1$ см, $\ln(l/r_k) = 6,2$ и характерном для экспериментов с каналами подобной длины напряжении $U_0 = 50$ кВ получаем $\tilde{W} = 1,1 \cdot 10^{-4}$ Дж/см и $\Delta T \leq 7$ К.

В воздухе в полях, характерных для канала лидера, до $90 \div 95\%$ энергии, приобретаемой электронами от поля, идет на возбуждение медленно релаксирующих колебаний молекул азота, а теплоемкость в $5/3$ раза больше. Согласно такой оценке даже при $U_0 = 1$ МВ (это тоже характерное для экспериментов в воздухе напряжение) нагрев не превышает сотни градусов. Оценка нагрева чувствительна к выбору напряжения (были взяты типичные для большинства экспериментов значения) и радиуса зоны энерговыделения. Здесь мы при оценке даже облегчили условия для нагрева, не приняв во внимание увеличение радиуса, связанное с ионизационным расширением. Подчеркнем при этом, что погонная емкость к величине радиуса мало чувствительна.

Итак, индивидуальная волна ионизации (индивидуальная — в том смысле, что сейчас нет речи о каких-то возможных коллективах волн, см. раздел 6.7.1) оставляет за собой относительно слабо ионизованный канал с холодным газом тяжелых частиц. Еще раз подчеркнем — газ оказывается холодным безотносительно к степени ионизации; в оценках проводимость плазмы просто не фигурировала. Канал, который оставляет такая ионизационная волна, в литературе принято называть *стримером*. В воздухе стримерный канал довольно быстро теряет свою проводимость, главным образом — из-за прилипания электронов.

3.3.2. Баланс энергии в канале и перспектива его последующего разогрева. Сделанная выше оценка устанавливает верхнюю границу нагрева, но, строго говоря, никак не обозначает его нижнюю границу. Этот вопрос также представляет интерес, ибо на опыте наблюдаются случаи, когда газ в стримерном канале постепенно разогревается — иначе трудно объяснить некоторые наблюдаемые эффекты, о которых речь пойдет в дальнейшем. Оценка реального энерговыделения, установление диапазона, в котором заключен нагрев при том погонном сопротивлении, которым обладает канал, должна дать надежду на то, что температура в канале при подходящих условиях все же имеет шанс подняться достаточно высоко, чтобы было подавлено прилипание в воздухе или обеспечена достаточно высокая проводимость, скажем, в аргоне.

Рассмотрим баланс энергии в разрядном промежутке, в котором от анода вырос плазменный канал длины l (при $U_0(t) = \text{const}$). Умножим уравнение (3.29) на i и проинтегрируем по всей длине канала. Взяв интеграл в левой части по частям, подставив $\partial i / \partial x$ по формуле (3.31), а $i(l)$ по формуле (3.32), получим соотношение

$$U_0 i_0 = \int_0^l i^2 \tilde{R} dx + \int_0^l \frac{\partial}{\partial t} \frac{\tilde{C} U^2}{2} dx + \tilde{C} U_l [U_l - U_0(l)] v_c, \quad (3.44)$$

которос выражает закон сохранения энергии. С помощью равенства

$$\frac{d}{dt} \int_0^l \frac{\tilde{C}U^2}{2} dx = \int_0^l \frac{\partial}{\partial t} \frac{\tilde{C}U^2}{2} dx + \frac{\tilde{C}U_1^2}{2} v_c \quad (3.45)$$

преобразуем (3.44) к более удобному виду:

$$U_0 i_0 = \int_0^l i^2 \tilde{R} dx + \frac{d}{dt} \int_0^l \frac{\tilde{C}U^2}{2} dx + \left[\frac{\tilde{C}U_1^2}{2} - \tilde{C}U_1 U_0(l) \right] v_c. \quad (3.46)$$

Мощность $U_0 i_0$, которая выделяется в разрядном промежутке, рассеивается в канале (первые слагаемые в правых частях (3.46) и (3.44)), идет на увеличение энергии электрического поля (второе слагаемое в правой части (3.46) и расходуется на образование новой емкости (последнее слагаемое в (3.46)). *) Мощность, идущая на заполнение новой емкости электрической энергией, описывается последним членом (3.45), а в сумме последние слагаемые (3.46) и (3.45) дают полные затраты, связанные с возникновением новой емкости. Они описываются последним членом в (3.44). Если внешний потенциал в месте окончания канала относительно мал ($U_0(l) \ll U_1$), как это бывает в случае не слишком коротких по сравнению с радиусом анода каналов, расходы, связанные с образованием новой емкости и заполнением ее энергией, почти одинаковы.

Подведем баланс энергии, израсходованной к моменту t , когда канал вырос до длины l . Проинтегрируем уравнение (3.46) по времени от момента начала роста канала до t

$$U_0 q = W + \int_0^l \frac{\tilde{C}U^2}{2} dx + \left\langle \frac{\tilde{C}U_1^2}{2} - \tilde{C}U_1 U_0(l) \right\rangle_t l. \quad (3.47)$$

Знак $\langle \rangle_t$ означает усреднение по времени от 0 до t . При заметном сопротивлении канала, когда падение напряжения в нем значительно, а именно так бывает в действительности, можно посчитать, что $\langle U_1^2 \rangle_t \ll \bar{U}^2$, где черта означает усреднение по длине канала. Это позволяет пренебречь в (3.47) последним слагаемым. Тогда для среднего погонного энерговыделения в газе $\bar{W} = W/l$ можно

*) То, что изменение емкости связано с определенными затратами энергии, можно проиллюстрировать следующим примером, правда относящимся к другим условиям. Пусть емкость заряженного конденсатора увеличивается вследствие того, что пластинам дали свободу и они сближаются, притягиваясь друг к другу. Разгоняясь под действием силы электростатического притяжения, пластины приобретают кинетическую энергию, которая черпается за счет начальной электрической. Если пластины остановить, их кинетическая энергия останется в материале в виде тепловой и упругой энергии деформации, но в электрическую не вернется.

написать приближенное равенство и неравенства, ограничивающие \tilde{W} с обеих сторон:

$$\tilde{W} \approx \left(U_0 - \frac{\bar{U}}{2} \right) \bar{\tau}, \quad U_0 \bar{\tau} > \tilde{W} > U_0 \frac{\bar{\tau}}{2}, \quad \bar{\tau} = \frac{q}{I}, \quad (3.48)$$

где $\bar{\tau} \approx \tilde{C}\bar{U}$ — средний погонный заряд в канале, а $\bar{U} < U_0$. Энергия рассеивается больше, чем запасается в электрическом поле $\bar{U}q/2$, но, естественно, меньше, чем израсходовано (при зарядке постоянной емкости диссипируется энергии ровно столько, сколько запасается в конденсаторе).

Как видим, диапазон, в котором заключено энергосодержание в канале, довольно узок. Это позволяет утверждать, что оценка (3.43) является не только верхней, но и дает правильный порядок величины нагрева. Повышение напряжения, увеличение эффективной емкости канала (гл. 6) делают реальным нагрев даже молекулярных газов до температуры $1000 \div 2000$ К. Дальнейшие перспективы представляются оптимистичнее, потому что быстрое освобождение колебательной энергии молекул, которое при этом начнется, создаст дополнительный мощный приток тепла в канал разряда.

3.4. Начальная ионизация

3.4.1. Механизмы рождения затравочных электронов. В идеальном чистом невозбужденном однокомпонентном газе фотоионизацию могут совершать только фотоны, которые испущены атомами (молекулами), возбужденными до энергии больше потенциала ионизации I . Вероятность подобного «сверхвозбуждения», надо полагать, очень мала, хотя привести какие-либо цифры на этот счет мы затрудняемся. Фотоны с $h\nu > I$ могут испускаться и при фотозахвате электрона ионом на основной уровень атома. Сечение такого процесса $\sigma_{\text{ф}} \sim 10^{-21}$ см². При $n_e \approx n_+ \sim 10^{13}$ см⁻³ частота фотозахватов $\nu_{\text{ф}} \sim n_+ \nu \sigma_{\text{ф}} \sim 1$ с⁻¹; т. е. частота излучения фотонов $h\nu > I$ из расчета на один электрон исключительно мала. Для сравнения сопоставим ее с частотой возбуждения электронами «обычных» уровней атома, лежащих ниже потенциала ионизации, которая имеет тот же порядок, что и частота ионизации. Если каждое возбуждение сопровождается излучением фотона, такова же и частота излучения. Для примера в разделе 3.1.4 она составляет $\nu^* \sim 10^{11}$ с⁻¹. Поэтому фоторекомбинационное излучение следует сбросить со счетов.

Кроме того, роль фотонов с $h\nu > I$ резко снижается вследствие очень сильного поглощения в газе. В аргоне атмосферного давления коэффициент поглощения такого излучения $\kappa_{\nu} \approx 10^3$ см⁻¹ (раздел 2.2.1). На длине, равной принятому выше радиусу стримерной

головки $r_m = 0,1$ см, излучение ослабевает в $\exp(\kappa_v r_m) = 10^{43}$ раз. Оно поглощается в тончайшем слое перед головкой.

Все это заставляет отвергнуть механизм фотоионизации невозбужденных собственных атомов газа. Возможно, в однокомпонентных газах электроны появляются в результате фотоионизации примесных органических молекул с низкими потенциалами ионизации (или вырывания электронов из пылинок). Это происходит под действием фотонов, испущенных обычными возбужденными атомами основного газа. О том говорят и опыты, в которых затравочные электроны появлялись в любых газах на расстояниях вплоть до нескольких сантиметров от источника излучения.

Что касается воздуха, то здесь со времен Леба обсуждается весьма привлекательный механизм фотоионизации молекул кислорода с $I = 12,2$ эВ излучением азота, возбужденного до энергий, меньших его потенциала ионизации 15,6 эВ. Детальный анализ этого механизма с привлечением экспериментальных данных проведен в работах [3.6]. Его результаты можно резюмировать так. Кислород ионизируется излучением азота в молекулярных полосах Берджа—Хопфилда в диапазоне длин волн $980 \div 1025$ Å. Соответствующие уровни азота возбуждаются электронами в широком диапазоне E/N с частотой, сравнимой с частотой ионизации. При атмосферном давлении примерно 4% возбужденных атомов излучают фотон, остальные подвергаются тушению при столкновениях. Излучение в указанном диапазоне довольно слабо поглощается азотом и значительно сильнее — кислородом. Коэффициент поглощения внутри диапазона резко и нерегулярным образом меняется от $\kappa_1 = 26,6$ (см·атм) $^{-1}$ до $\kappa_2 = 1520$ (см·атм) $^{-1}$, причем на слабее поглощающихся частотах фотоионизация происходит с вероятностью 90%. Поскольку поглощение в кислороде весьма сильное, на сравнительно большие расстояния проходят лишь слабее поглощающиеся кванты. С учетом быстрого обеднения спектра хорошо поглощающимися квантами, скорость рождения фотоэлектронов на расстоянии r от точечного источника фотонов мощностью F фотонов в секунду можно представить в виде

$$q_e = \frac{F \exp(-\kappa_1 p_O r)}{4\pi r^3 \ln(\kappa_2/\kappa_1)} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}, \quad (3.49)$$

где p_O — парциальное давление кислорода. Однако, при $p_O r > 0,13$ атм·см (в атмосферном воздухе при $r > 0,6$ см) данное излучение поглощается кислородом настолько, что на первый план выступает ионизация примесей другим, более проникающим излучением, для которого эффективный коэффициент поглощения при 1 атм равен $\kappa'_v \approx 1,9$ см $^{-1}$. В «чистом» азоте роль примеси обычно играет неизменно присутствующий в нем кислород.

Рассматривался также механизм диффузии резонансного излучения, которым возбуждение выносится далеко за пределы его источника. Там происходит ассоциативная ионизация в реакции типа (2.15). В случае воздуха такой механизм вряд ли может конкурировать с непосредственной ионизацией кислорода или примесей фотонами источника, тем более, что нет никаких свидетельств о существовании диффузии резонансного излучения в молекулярных газах. В аргоне и других инертных газах диффузия резонансного излучения, конечно, существует, но быть может важнее присутствие легкоионизируемой примеси. Молекулярная реакция (2.15), как и диффузия, требует много времени, которого может не оказаться в случае очень быстрых стримеров. Вопрос нельзя считать решенным окончательно.

3.4.2. Сколько затравочных электронов требуется волне ионизации. Вообще, вопрос о природе первичной ионизации, хотя и интересен, для стримерного процесса не столь актуален, как иногда думают. Оценка, к которой мы сейчас перейдем, покажет, что опасаться нехватки начальных электронов не приходится. Поставим обратный вопрос: какой должна быть плотность начальных электронов и в каком месте, для того чтобы волна ионизации могла функционировать именно так, как это описано в разделе 3.1.

Найдем координату r_0 того места на оси стримера, от которого реально начинается лавинная ионизация (и которое в (3.50) формально отнесено на бесконечность). Эффективный радиус r_0 определяется условием, чтобы на всем расстоянии от r_0 до бесконечности родилось не более одного поколения электронов. Для сильных (в смысле $v_c \gg v_e$) волн, которые мы для простоты и будем рассматривать, это условие согласно (3.7) имеет вид

$$\int_{r_0}^{\infty} \frac{v_i}{v_c} dr = \frac{v_{i,m} r_m}{v_c (2k_f - 1)} \left(\frac{r_m}{r_0} \right)^{2k_f - 1} = \ln 2, \quad (3.50)$$

где использованы связи $v_i \propto E^{k_f} \propto r^{-2k_f}$. Согласно (3.50), (3.7) лавинная ионизация начинается с радиуса

$$r_0 = r_m K_m^{1/(2k_f - 1)}, \quad K_m = \frac{\ln(n_m/n_0)}{\ln 2} \equiv \frac{\Lambda_m}{\ln 2}, \quad (3.51)$$

где поле равно $E_0 = E_m (r_m/r_0)^2 = E_m K_m^{-2/(2k_f - 1)}$. Подставив числа (см. ниже), мы увидим, что E_0 заметно превышает критическое для воздуха поле $E_H \sim 30$ кВ/см, ниже которого экстраполяция $v_i \propto E^{k_f}$ бессмысленна, так что оценка смысла не лишена.

Для того, чтобы лавинная ионизация действительно без запаздывания началась в точке r_0 , чтобы размножение привело к рождению

K_m поколений электронов и чтобы все они влились в головку поперечного сечения πr_m^2 , необходимо обязательное присутствие начальных электронов в цилиндре радиуса r_m и длины δ , на которой рождается одно поколение. Имеется в виду цилиндр, ориентированный вдоль оси стримера и расположенный своим дальним от головки концом на расстоянии r_0 от центра головки. Длина δ определяется условием, аналогичным (3.50):

$$\int_{r_0-\delta}^{r_0} \frac{v_i}{v_c} dr = \frac{v_{i,m} r_m}{v_c (2k_f - 1)} \left[\left(\frac{r_m}{r_0 - \delta} \right)^{2k_f - 1} - \left(\frac{r_m}{r_0} \right)^{2k_f - 1} \right] = \ln 2.$$

В приближении $\delta \ll r_0$ и с учетом (3.50) находим $\delta \approx r_0 / (2k_f - 1)$.

Вообще говоря, лавина может начаться и с одного электрона, присутствующего в рассматриваемом цилиндре. Но если этот электрон находится около его более близкого к головке конца, то родится на одно поколение электронов меньше. Кроме того, при малом среднем количестве электронов в цилиндре велика вероятность отсутствия электронов, а следовательно, возможны статистические сбои в движении стримера. Чтобы сократить вероятность подобных нарушений в нормальном ходе процесса, скажем, до 1%, положим, что в цилиндре должно присутствовать в среднем 100 электронов. Это предъявляет следующие требования к минимальной плотности затравочных электронов на расстоянии r_0 от центра головки:

$$n_{0 \min} > \frac{100}{\pi r_m^2 \delta} = \frac{100(2k_f - 1)}{\pi r_m^3 K_m^{1/(2k_f - 1)}}. \quad (3.52)$$

Кстати сказать, выполнение этого условия делает допустимым использовавшееся нами рассмотрение волны ионизации на основе приближения «сплошной среды», т. е. без фиксации внимания на индивидуальные лавины.

Численные оценки по формулам (3.51), (3.52) сделаем для примера с воздухом, рассмотренного в разделе 3.1.4, где при $r_m = 0,1$ см, $k_f = 2,5$ и $E_m = 300$ кВ/см было получено $K_m = 24$. Найдем: $r_0 \approx 2r_m = 0,2$ см, $\delta = 0,05$ см, $n_{0 \min} = 5 \cdot 10^4$ см⁻³. Поле в точке r_0 равно $E_0 = 75$ кВ/см, что действительно заметно больше $E_n \approx 30$ кВ/см.

Итак, фотоионизация должна обеспечить появление электронов плотностью по крайней мере $10^4 + 10^5$ см⁻³ на расстоянии $r \approx 0,2$ см. Посмотрим, сколько она может дать на самом деле. Воспользуемся формулой (3.49), на что имеет право, ибо радиус 0,2 см существенно меньше верхней границы ее применимости (около 0,6 см). В точке, которой мы интересуемся, фотоэлектроны накапливаются в течение всего времени движения волны ионизации. Отсчет плотности нужно

произвести в момент времени, когда центр головки стримера приблизится к расчетной точке на расстояние r_0 :

$$n_0 \sim \int_r^{\infty} q(r) \frac{\exp[-v_a(r-r_0)/v_c]}{v_c} dr \sim \frac{F \exp(-\kappa r_0) \exp[-v_a/(xv_c)]}{4\pi r_0^3 x v_c \ln(x_2/x_1)}, \quad (3.53)$$

где для воздуха при $p = 1$ атм $x = x_1 p_0 = 5,6 \text{ см}^{-1}$. Смножителем $\exp[-v_a(r-r_0)/v_c]$ учтена убыль электронов вследствие прилипания, частота которого приближенно принята постоянной и соответствующей полю E_0 в точке r_0 , что завышает убыль. Обозначим ω число ионизирующих фотонов, которое испускается в ходе лавинной ионизации из расчета на один рожденный электрон, τ^* — среднее время жизни возбужденной молекулы азота по отношению к испусканию нужного кванта. Согласно [3.6] $\omega \sim 10^{-1} + 10^{-2}$, $\tau^* \sim 10^{-9} + 10^{-8}$ с. За время τ^* головка уходит вперед от возбужденной молекулы на расстояние $x^* = v_c \tau^* \sim 1 + 10 \text{ см} \approx (10 + 100)r_m$, если $v_c \sim 10^9 \text{ см/с}$. При столь больших расстояниях слишком велико затухание излучения. К тому же из интересующей нас точки r_0 сечение канала, где осталась возбужденная молекула, видно под очень малым телесным углом. Поэтому эффективной оказывается только доля r_m/x^* излученных фотонов. Отсюда получаем оценку мощности «точечного» источника фотонов в (3.53): $F \approx \omega \pi r_m^2 n_{\kappa} v_c (r_m/x^*) = \omega \pi r_m^3 n_{\kappa} / \tau^*$. Таким образом, реальная плотность начальных электронов в точке r_0 перед головкой по порядку величины равна

$$n_0 \sim n_{\kappa} \frac{\omega r_m^3 \exp(-\kappa r_0) \exp[-v_a/(xv_c)]}{4r_0^3 x v_c \tau^* \ln(x_2/x_1)}. \quad (3.54)$$

Для нашего примера, с $v_a \approx 10^{10} \text{ с}^{-1}$, $\omega = 10^{-2}$, $\tau^* = 10^{-8}$ с получаем $n_0 \approx 5 \cdot 10^{-8} n_{\kappa} \approx 1,6 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}$, что на два порядка больше только что оцененной минимальной необходимой плотности. Как видим, мы не сильно ошиблись, приняв для оценок в разделе 3.1 $n_0 \sim 10^6 \text{ см}^{-3}$. Аналогичные оценки для других условий также показывают, что излучение стримерной головки в воздухе вполне обеспечивает волну ионизации начальными электронами.

3.5. Механизм и условия зарождения стримера

Рассматривая в предыдущих разделах стример, мы, естественно, предполагали, что он уже существует. Посмотрим теперь, как и при каких условиях стример образуется. Именно этому вопросу уделяли основное внимание авторы стримерной теории. Стремясь, в первую

очередь, установить критерий пробоя промежутка, они полагали, что перекрытие стримером промежутка эквивалентно пробую. Как мы увидим в разделе 3.6, это чаще всего не так. Однако условия возникновения стримера, одного из важнейших элементов искрового разряда, все равно представляют первостепенный интерес.

Условий этих, по меньшей мере, два.

1. Ионизация газа должна приводить к образованию достаточно хорошо проводящей плазмы, через которую от головки оттекал бы достаточно большой заряд и в которой в значительной мере уничтожилось бы внешнее поле.

2. Растущий стример обязан обеспечивать свое продвижение не только сильным полем перед головкой, но и должным количеством затравочных электронов, исключающим запаздывание начала ионизации.

Для выполнения первого условия поле в окрестности малого электрода (по-прежнему считаем его анодом) должно быть достаточно сильным. В противном случае электроны, рождающиеся в ходе лавинной ионизации, будут просто вытягиваться на анод, оставляя в пространстве слабозаряженный положительно ионный след. Никакого плазменного канала с уничтоженным внешним полем при этом не возникает. Чтобы установить, какие внешнее поле и длина промежутка требуются для возникновения плазменного канала, рассмотрим ионизацию в умеренных полях и при малом количестве затравочных электронов.

Вообще говоря, стример может возникнуть из плазменного образования любого происхождения, лишь бы он был помещен в достаточно сильное поле и его параметры удовлетворяли определенным требованиям, которые будут ниже установлены. Простейший и распространенный в естественных условиях путь к возникновению должного плазменного очага ведет начало от индивидуальной электронной лавины, развивающейся от одного затравочного электрона. Одиночная лавина является элементарной структурой, свойственной процессу пробоя. Ниже будут рассмотрены ее свойства и сформулирован критерий превращения лавины в стример. (Это называется лавинно-стримерным переходом.) Кстати сказать, именно через экспериментальное изучение лавин и анализ наблюдаемых эффектов авторы стримерной теории пришли к критерию «пробоя», вернее лавинно-стримерного перехода, хотя предлагаемое здесь рассмотрение несколько отличается от того, что делалось в старых работах.

3.5.1. Каким требованиям должно удовлетворять ионизованное образование, чтобы оно могло положить начало стримеру. Рассмотрим для простоты электронейтральный проводящий шар радиусом R , помещенный в однородное поле E_0 . Чтобы возник самораспространяющийся плазменный канал, нужно, чтобы внутри плазменного очага внешнее поле было вытеснено, а снаружи — усилено. Нужно также, чтобы размер очага R был не меньше длины

ионизации α^{-1} в поле, равном или несколько превышающем внешнее. В противном случае усиленное поле вне плазмы упадет до величины невозмущенного еще до того, как родится достаточное количество новых поколений электронов в зарождающейся снаружи от очага волне ионизации. В результате поляризации проводящего шара внешним полем на соответствующих полусферах выделяются положительные и отрицательные поверхностные заряды. Чтобы созданное ими поле обратного направления было в состоянии уничтожить внешнее, поверхностная плотность зарядов должна быть порядка $\sigma_{\text{пов}} \sim \epsilon_0 E$. Чтобы внешнее поле было вытеснено из всего объема сферы, заряды должны быть распределены по поверхности неравномерно. Согласно точному решению этой классической задачи $\sigma_{\text{пов}} = 3\epsilon_0 E_0 \cos \psi$, где ψ — угол между радиус-вектором данной точки на сфере и вектором E_0 .

Полные заряды одного знака на каждой из полусфер равны $eN = 3\epsilon_0 \pi R^2 E_0$. Значит, чтобы из начального плазменного очага могло быть вытеснено внешнее поле, в очаге должно содержаться не менее $N = 3\epsilon_0 \pi R^2 E_0 / e$ электронов. Если учесть, что радиус очага должен быть не меньше, чем α^{-1} , где $\alpha \approx \alpha(E_0)$, то мы приходим к следующей оценке нижнего предела для количества электронов в очаге, из которого может возникнуть стример:

$$N_{e, \min} \approx \frac{3\pi\epsilon_0 E_0}{e\alpha^2}. \quad (3.55)$$

В качестве примера рассмотрим воздух атмосферного давления. Мы знаем, что в поле, более слабом, чем примерно 30 кВ/см, ионизация в воздухе вообще не может развиваться из-за прилипания. В результате обработки экспериментальных данных по пробоям плоского воздушного промежутка длиной 1 см можно заключить, что в пробивающем его поле $E_0 = 31,4$ кВ/см эффективный коэффициент ионизации, равный разности между коэффициентами ионизации и прилипания (раздел 2.3.2), составляет $12,4 \text{ см}^{-1}$. Именно это значение и следует использовать для оценки в (3.55). Получаем $N_{e, \min} \approx 2 \cdot 10^9$.

Плотность плазмы в исходном очаге должна быть не менее, чем

$$n_{e, \min} \approx \frac{3N_{e, \min}}{4\pi R^3} \approx \frac{9\epsilon_0 E_0}{4eR}. \quad (3.56)$$

Ограничение на плотность плазмы тем жестче, чем меньше радиус плазменного образования. При минимально допустимом размере $R \sim \alpha^{-1}$ требуется плотность $n_{e, \min} \approx (9/4)\epsilon_0 E_0 \alpha / e$ (примерно $4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ в воздухе атмосферного давления). Оценка, аналогичная сделанной в разделе 3.4.2, показывает, что фотонов, излучаемых

плазменным очагом с таким количеством электронов, достаточно для того, чтобы создать вокруг плотность затравочных электронов n_0 , нужную для продвижения зарождающейся волны ионизации.

Если начальный очаг плазмы, находящийся в однородном поле, удовлетворяет сформулированным требованиям, от него вдоль поля в обе стороны побегут волны ионизации, оставляя за собой плазменный канал примерно так, как это было описано в разделах 3.1, 3.2. Залогом тому служит тот факт, что по мере прорастания плазменного канала поле у обеих его головок становится все сильнее и сильнее. В направлениях, поперечных E_0 , волна не распространяется, так как радиальная составляющая поля диполя, каковым является поляризованный шар, очень слаба.

Причина непрерывного усиления поля у головки прорастающего плазменного канала поясняется рис. 3.4. Тонкий проводник длины l и радиуса $r \ll l$, ориентированный вдоль однородного поля E_0 , лишь слабо возмущает поле на расстояниях $\Delta x > r$ от его концов вдоль оси. Идеальный проводник находится весь под одним потенциалом. В силу условий симметрии этот потенциал совпадает с внешним потенциалом в месте середины проводника. На его концах потенциал отличается от невозмущенного на $\Delta U = E_0 l / 2$. Но за концами проводника потенциал возвращается к своему невозмущенному значению на расстоянии порядка r , значит поле у концов по порядку величины равно $E_m \approx \Delta U / r \approx E_0 l / (2r)$. Результаты численных расчетов максимального поля у концов длинного металлического стержня, ориентированного вдоль однородного внешнего поля E_0 , описываются интерполяционной формулой

$$\frac{E_m}{E_0} = 3 + 0,56 \left(\frac{l}{r} \right)^{0,92} \quad \text{при } 10 < l/r < 2000, \quad (3.57)$$

с которой неплохо согласуется сделанная оценка.

3.5.2. Одиночная электронная лавина. Рассмотрим лавину в однородном внешнем поле E_0 , которая начинается от одного электрона в момент времени $t = 0$. Координату x будем отсчитывать от места его рождения в направлении $-E_0$. Не будем принимать во внимание не существенное для дальнейшего возможное образование отрицательных ионов. Числа электронов N_e и положительных ионов N_+ нарастают в лавине по законам

$$\frac{dN_e}{dx} = \frac{dN_+}{dx} = \alpha N_e, \quad N_e = N_+ + 1 = \exp(\alpha x). \quad (3.58)$$

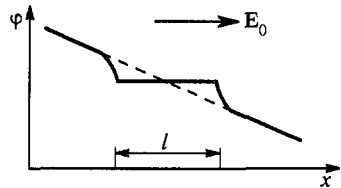


Рис. 3.4. Схематическое распределение потенциала вдоль линии идеально проводящего тонкого стержня, помещенного во внешнее поле. Штриховая кривая — потенциал в отсутствие стержня

Все нарождающиеся электроны летят одной группой со скоростью дрейфа v_e , а ионы практически не сдвигаются с места. Если отвлечься от расширения электронной группы, траектория ее описывается равенствами $x = v_e t$, $y = 0$, $z = 0$, где y , z — поперечные координаты. Плотности электронов и ионов выражаются через δ -функции:

$$n_e = \delta(x - v_e t) \delta(y) \delta(z) \exp(ax),$$

$$n_+ = \int_0^t \alpha v_e n_e dt = \delta(y) \delta(z) \alpha \exp(ax), \quad x \leq v_e t. \quad (3.59)$$

«Центр тяжести» распределенного по оси ионного заряда (3.59) движется со скоростью v_e , отставая от точки сосредоточения электронов на расстояние порядка α^{-1} (при $N_e \gg 1$). Значит, заряды лавины образуют движущийся диполь. Эквивалентный диполь обладает зарядами $N_e \approx N_+$, расположенными на расстоянии порядка α^{-1} друг от друга. Это уже предрасполагает к возможности уничтожения внешнего поля между зарядами диполя. Поле в центре диполя, т. е. на расстоянии примерно $\alpha^{-1}/2$ от центров зарядов, исчезает, когда поле $E' = eN_e \cdot 4\alpha^2 / (4\pi\epsilon_0)$, созданное в отдельности электронными и ионными зарядами в этой точке, достигает $E_0/2$. Это происходит, когда число электронов в лавине вырастает до $N_e = \pi\epsilon_0 E_0 / (2e\alpha^2)$, что по порядку величины совпадает с (3.55). Это и не удивительно, ибо параметры обоих рассмотренных диполей более или менее одинаковы.

Однако, расположение зарядов вдоль линии не дает возможности уничтожить поле даже на отрезке линии, не говоря уже об объеме. Чтобы стало возможным вытеснение поля из какого-то объема, поляризованное плазменное образование также должно иметь объемный характер. Поэтому приобретает первостепенную важность вопрос о расширении электронной головки лавины и ее размерах. Механизмов расширения два: диффузия и электростатическое расталкивание электронов. Начнем с первого. Если наряду с дрейфовым движением электроны диффундируют в пространстве, их плотность $n_e(x, r, t)$, где $r = \sqrt{y^2 + z^2}$ — радиальная координата, удовлетворяет уравнению непрерывности (2.28). В нем следует только опустить член несущественной в данном случае рекомбинации. Электронное облако расплывается вокруг центра $x_0 = v_e t$, $r = 0$. Решение, получающееся из (2.28), уравнения диффузии с дрейфом и источниками, имеет вид [3.1]

$$n_e = \frac{1}{(4\pi D_e t)^{3/2}} \exp\left(-\frac{(x - v_e t)^2 + r^2}{4D_e t} + \alpha v_e t\right). \quad (3.60)$$

Плотность электронов падает от центра по гауссовому закону, радиус сферы, на которой n_e в \bar{n} меньше, чем плотность в центре,

растет с t или x_0 по характерному для диффузии закону

$$r_{\text{диф}} = (4D_e t)^{1/2} = \left(\frac{4D_e x_0}{\mu_e E_0} \right)^{1/2} = \left(\frac{8\bar{\epsilon} x_0}{3eE_0} \right)^{1/2}. \quad (3.61)$$

Здесь D_e/μ_e выражено с помощью соотношения Эйнштейна (2.10) через среднюю энергию хаотического движения электронов $\bar{\epsilon}$. Ионы накапливаются в каждой точке в соответствии с тем же интегралом (3.59), который теперь удастся взять только численно (рис. 3.5). «Центр тяжести» пространственного заряда ионного следа по-прежнему отстает от центра электронного облака на расстояние примерно α^{-1} . Изображенная схематически на рис. 3.6 конфигурация лавины соответствует фотографиям в камере Вильсона.

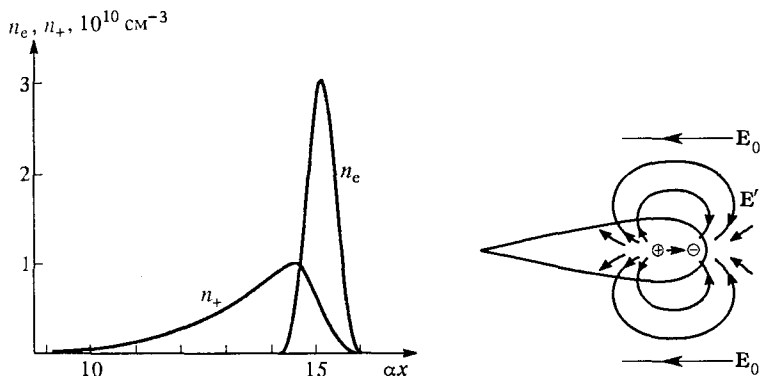


Рис. 3.5. Результат расчета распределений плотности электронов и ионов в одиночной лавине в момент времени, соответствующий $\alpha v_e t = 15$ (принято $\bar{\epsilon} = 3,6$ эВ)

Рис. 3.6. Схематический контур одиночной лавины и качественное изображение силовых линий полей; E_0 — внешнее поле, E' — поле пространственного заряда лавины. Кружками условно показаны центры разноименных пространственных зарядов

Структура поля, создаваемого лавиной, также иллюстрируется рис. 3.6. Это типичная картина поля диполя; оно векторно складывается с внешним. Из рис. 3.6 видно предрасположение к уничтожению внешнего поля между электронной головкой и центром тяжести ионного следа, о чем уже говорилось.

Скорость диффузионного расширения головки уменьшается с течением времени или увеличением пути, пройденного лавиной ($dr_{\text{диф}}/dt \sim t^{-1/2} \sim x^{-1/2}$), несмотря на рост числа зарядов в лавине. Между тем, электростатическое расталкивание электронов при этом становится наоборот сильнее. Поэтому на каком-то этапе диффузия уступает место расталкиванию. Скорость движения границы

электронной «сферы» радиуса R определяется дрейфом пограничных электронов в поле, создаваемом зарядами диполя (при $R < \alpha^{-1}$ — в основном в поле отрицательно заряженной сферы $E' \approx eN_e/(4\pi\epsilon_0 R^2)$):

$$\frac{dR}{dt} = \mu_e E' = \mu_e e \frac{\exp \alpha x}{4\pi\epsilon_0 R^2}, \quad x = \mu_e E_0 t, \quad \alpha \approx \alpha(E_0). \quad (3.62)$$

Интегрируя, найдем закон расширения головки электронной лавины $R(x)$, потом поле E' и плотность электронов в сфере n_e

$$R = \left(\frac{3e}{4\pi\epsilon_0 \alpha E_0} \right)^{1/3} \exp \frac{\alpha x}{3}, \quad E' = \frac{E_0 \alpha R}{3}, \quad n_e = \frac{3N_e}{4\pi R^3} = \frac{\epsilon_0 \alpha E_0}{e}. \quad (3.63)$$

Поле головки E' растет вместе с ее радиусом, а плотность электронов при расширении сферы из-за одновременного размножения зарядов остается неизменной; число электронов растет пропорционально объему головки. Приравнивая падающую во времени скорость диффузионного расширения, которую можно вычислить с помощью формулы (3.61), и растущую скорость расширения, обусловленного расталкиванием, найдем момент, когда диффузия уступает свое место расталкиванию. В воздухе при $E_0 = 30$ кВ/см ему соответствуют $\alpha x \approx 14$, $N_e \approx \exp(\alpha x) \sim 10^6$ (при оценке принято $\alpha \approx 10$ см⁻¹, $\mathcal{E} = 3,6$ эВ; последняя цифра оценена в соответствии с результатами раздела 2.1). Поле головки составляет при этом всего $2 \div 3\%$ от внешнего, так что до уничтожения внешнего поля еще далеко. Это видно и из сопоставления $N_e \sim 10^6$ с необходимой для уничтожения величиной $N_{e, \min} \sim 10^9$. Таким образом, процесс вытеснения внешнего поля из объема лавины происходит в стадии расширения ее головки за счет расталкивания, а не диффузии. Это, в общем, подтверждается и экспериментом. На фотографиях лавин видно, как с какой-то длины x головка лавины резко увеличивается. Надо полагать, это является следствием расталкивания.

3.5.3. Лавинно-стримерный переход. Катодо- и анодаправленные стримеры. Как уже ясно из предыдущего, лавина превращается в стример, когда сумма $2E'$ поля E электронной головки и примерно такого же поля ионного следа достигает величины внешнего и компенсирует последнее в области между центрами зарядов лавины. Согласно (3.63) это случается, когда головка расширяется до радиуса $R \approx 3\alpha^{-1}/2$. Число зарядов в лавине составляет при этом $N_{e, \min} \approx 9\epsilon_0 E_0 / (2e\alpha^2)$, что почти совпадает с оценкой (3.55). В воздухе при $E_0 \approx 30$ кВ/см с $\alpha \approx 10$ см⁻¹ $N_{e, \min} = 2,5 \cdot 10^9$, коэффициент усиления в лавине, созревшей для перехода, $\alpha x \approx 22$, лавина проходит путь $x \approx 2,2$ см.

Итак, в качестве критерия лавинно-стримерного перехода можно принять соотношение

$$N_{e, \min} = \frac{9\pi\epsilon_0 E_0}{2ea^2}, \quad \alpha(E_0)d = \ln N_{e, \min} = \ln \frac{9\pi\epsilon_0 E_0}{2ea^2}, \quad (3.64)$$

где d — путь, который лавина должна пройти в поле E_0 , чтобы превратиться в стример. Важно при этом не только то, что в лавине должно родиться достаточно большое количество электронов, но и то, что ее радиус должен достичь определенных размеров порядка α^{-1} . Поскольку от параметров, входящих под знак логарифма, коэффициент усиления зависит слабо, критическим параметром может служить величина $ad \approx 22$. В старых работах Леба и Мика в условие $E' = E_0$ подставлялся диффузионный радиус (3.61). Это приводило к известному критерию «пробоя» Мика $ad \approx 20$, близкому к только что полученному. Это и естественно, величина радиуса входит в формулы типа (3.64) только под знаком логарифма. Существенно другое. Согласно первым вариантам теории, лавина прекращала свое существование при значительно меньшем диффузионном радиусе, который и приписывался радиусу стримера. На самом деле его величина гораздо больше и имеет масштаб α^{-1} . Между тем параметры стримера зависят от его радиуса сильно, так что вопрос о правильной оценке радиуса лавинно-стримерного перехода важен для теории искрового разряда.

После рассматриваемого перехода характер ионизационного процесса претерпевает большие изменения. Если раньше почти все электроны производили ионизацию примерно с одинаковой вероятностью, характеризуемой $\alpha \equiv \alpha(E_0)$, то теперь электроны, оказавшиеся позади переднего фронта электронной головки, подвергаются действию ослабленного, а где-то и почти уничтоженного поля и в ионизации больше не участвуют. Иначе говоря, индивидуальная лавина в том виде, как это было описано выше, прекращает свое существование. Если в лавине число рожденных ею электронов нарастает с пройденным расстоянием x по экспоненциальному закону $N_e \sim \exp(\alpha x)$, то в волне ионизации, где конечная плотность ионизации имеет вполне определенное значение n_k (формула (3.11)), полное число электронов в создаваемом плазменном канале просто пропорционально пройденному волной пути $N_e \sim n_k x$. Причина такого различия состоит в том, что в волне ионизации каждый рожденный электрон размножается не беспредельно, как в лавине, а очень скоро выходит из области сильного поля и становится неспособным.

Поскольку радиус электронной головки сравним с расстоянием между центрами электронного и ионного облаков, облака эти

отчасти перекрываются и образуют плазму. Именно в этой области сильнее всего ослаблено поле. Далее, раньше, когда радиус электронной головки был существенно меньше расстояния α^{-1} между центрами электронного и ионного зарядов, головка расширялась в радиальном направлении под действием в основном своего собственного поля. Теперь $R \sim \alpha^{-1}$ и поле ионов гасит радиальную составляющую поля электронов (рис. 3.6). Радиальное расширение головки резко замедляется. Можно сказать, что величина $R_{\max} \sim \alpha^{-1}$ представляет собой наибольший радиус электронной лавины.

Напротив, перед передним фронтом электронной головки, а также позади центра ионного заряда поля усилены (рис. 3.6), так как в этих местах поле диполя складывается с внешним. Здесь электроны размножаются существенно быстрее, чем в исходной лавине. Так, например, в воздухе атмосферного давления при $E_0 \approx 30$ кВ/см $\hat{\alpha} \equiv \partial \ln \alpha / \partial \ln E \approx 4$, т. е. увеличение поля на 1% вызывает рост скорости ионизации на 4%. Все это ведет к формированию волн ионизации, одна из которых продолжает путь исходной лавины, а другая начинает распространяться назад по ее ионному следу. Так образуется стример. Если лавинно-стримерный переход произошел в однородном поле и вдали от электродов, стример начинает прорасти в обе стороны, «назад» — к катоду (он называется катодонаправленным) и вперед — к аноду по ходу первичной лавины (анодонаправленный стример).

Вся развитая в разделах 3.1, 3.2 теория катодонаправленного стримера практически полностью переносится и на анодонаправленный. Если скорость распространения v_c много больше скорости дрейфа электронов v_e , никакой разницы с катодонаправленным практически нет. Некоторое различие возникает лишь при предельно малых скоростях распространения, сравнимых с v_e . Поскольку скорости v_c и v_e либо складываются, либо вычитаются, в зависимости от направления распространения, результаты, конечно, будут различными. В случае анодонаправленного стримера роль фотонного механизма ионизации не столь важна, как в случае катодонаправленного. Начало лавинной ионизации могут положить далеко продиффундировавшие, или, в случае интенсивной волны, — убегающие электроны (раздел 2.2.2).

В резко неоднородных полях стримеры, естественно, прежде всего зарождаются в области максимальных полей, т. е. вблизи малого электрода и являются анодонаправленными или катодонаправленными в зависимости от его полярности. Но в слабо неоднородных полях неоднократно наблюдались стримеры, возникающие вдали от электродов и растущие в обоих направлениях. В сравнительно слабых полях или при небольших межэлектродных расстояниях d , когда ad меньше нужного для трансформации в стример

значения, лавина достигает анода, электроны уходят в анод, а в промежутке просто остается положительный пространственный заряд ионного следа.

3.5.4. Радиус стримерной головки. В разделе 3.1.2 уже говорилось, что этот вопрос нельзя считать решенным. В настоящее время нет теории, которая дала бы на него четкий ответ. Нет и сколько-нибудь убедительных экспериментальных данных. Поэтому ограничимся лишь некоторыми соображениями, которые, возможно, наметят подход к решению проблемы. Ясно, что теоретически или численными методами решить вопрос можно только рассматривая двумерную (осесимметричную) или даже трехмерную задачу. Одномерный подход, свойственный большинству теорий, дать ответа в принципе не может; напротив, в любой одномерной модели радиусы головки и начала стримерного канала приходится задавать. Не подвергся должному анализу и заслуживающий внимания, но не очень понятный результат двумерного численного расчета, правда в весьма условной постановке [3.7]. У анода искусственно задавался начальный плазменный очаг, и рассчитывалось распространение от него канала в однородном сильном внешнем поле. Расчет показал, что канал сохраняет свой начальный радиус: какого радиуса задавался очаг, такого радиуса канал и прорастал на небольшую длину, которой ограничивался расчет. Но ведь трудно себе представить, чтобы метровый стример миллиметрового радиуса «помнил» о своем зарождении. Нет сомнения в том, что его радиус устанавливается в результате каких-то «сиюминутных» процессов у головки независимо от длины канала.

Пойдем от обратного: посмотрим, каким радиус быть не может. Допустим, что радиус очень большой и передний фронт волны ионизации имеет малую кривизну. Ясно, что такое образование неустойчиво, а потому нежизнеспособно. Если в результате какой-то флуктуации из переднего фронта продвинулось вперед плазменное возмущение меньшего радиуса, то при том же потенциале, что у остальной поверхности фронта, поле у выступа будет гораздо сильнее. Выступ начнет прорастать, обгоняя фронт малой кривизны. От старого канала оторвется новый, более тонкий и более быстрый. Именно условием неустойчивости диктуется, как нам кажется, верхняя граница возможных радиусов головки и начала стримерного канала.

Допустим теперь, что радиус выступа и вырастающего из него нового стримера очень мал. Около малой головки радиальное поле будет столь сильным, что волна ионизации начнет распространяться не только вперед, но и в боковых направлениях, расширяя головку. Таким образом, нижняя граница возможных радиусов во всяком случае лимитируется условиями ионизационного расширения головки. Неприемлемость слишком малых радиусов диктуется еще одной причиной: в головку вливаются образующиеся впереди нее лавины. Независимо от того, индивидуальные ли это лавины, или они перекрываются,

образуя сплошную ионизованную среду, должно происходить расширение электронных головок (или электронного газа сплошной среды, который оторвался от ионов) в боковых направлениях по отношению к оси стримера. Радиус стримера не может быть меньше размера поперечного размытия лавин, ибо из них и образуется его головка. Как было оценено в разделе 3.5.3, максимальный радиус головки лавины до ее превращения в плазму R_{\max} , определяемый электростатическим расталкиванием электронов, имеет порядок длины ионизации α^{-1} ; он тем больше, чем слабее поле, в котором движется лавина. В воздухе атмосферного давления в поле, как раз соответствующем условиям лавинно-стримерного перехода, $R_{\max} \sim \alpha^{-1} \approx 10^{-1}$ см. Радиус стримерной головки, в которую вливаются такие или более мощные (но уже дальше не расширяющиеся) лавины не может быть меньше $R_{\max} \sim 0,1$ см, а возможно и имеет такой порядок. Это обстоятельство, наряду с рядом других указаний, в том числе и косвенных свидетельств эксперимента (см. гл. 5), и определило наш выбор $r_m \approx 0,1$ см при рассмотрении общих свойств стримера. Но, повторяем, все эти соображения требуют более основательного подтверждения: во-первых, теоретического, во-вторых, полученного путем двумерного численного моделирования, и конечно, по возможности экспериментального. О физических механизмах и критерии, определяющих радиус и максимальное поле у головки, см. Дополнение при корректуре.

3.6. Возможен ли стримерный пробой

Расшифровывая этот вопрос, поставим его более конкретно: может ли волна ионизации непосредственно привести к пробое. Вопрос о стримерном пробое долгое время волновал исследователей. Не утратил он своей актуальности и сейчас, по крайней мере, по двум причинам. В теории искрового разряда данный вопрос — один из самых фундаментальных. Исторически именно стримерный механизм был придуман родоначальниками современной теории искрового пробоя для объяснения многих непонятных тогда свойств явления. Результаты даже качественного анализа возможностей стримерного пробоя способны послужить отправной точкой для систематизации и толкования необъятного экспериментального материала по искре. Но вопрос представляет и чисто практический интерес. Формирование стримерного канала, который оставляет позади себя волна ионизации — рекордный по скорости газоразрядный процесс. Если перекрытие стримером равносильно пробое, газ может потерять электрическую прочность исключительно быстро и так же быстро электрическая цепь окажется в режиме короткого замыкания. Это было бы важно для многих технических приложений: для ускорения действия искровых коммутаторов потоков электрической энергии,

защитных разрядников или устройств искрового подключения энергетического оборудования.

Первые представления о том, может ли сам факт замыкания электродов стримерным каналом быть эквивалентным пробоем, дает рассмотрение крайне упрощенной ситуации. Пусть волна ионизации перекрывает разрядный промежуток столь быстро, что за это время в канале за волной электроны не успевают погибнуть вследствие прилипания и рекомбинации. Большой скорости волны (пусть она будет постоянной) соответствует ионизация газа до более высокого уровня, что также благоприятствует пробоем. Не будем учитывать некоторой последующей ионизации в канале под действием ослабленного продольного поля за волной. Термической ионизации нет, поскольку канал холодный. Оставим неизменным радиус канала. Оценка его ионизационного расширения показала, что этот эффект вполне вероятен, но он вряд ли увеличит радиус ионизованной области на порядок. В рассмотренном в разделе 3.2.4 примере радиус увеличился всего в 2,3 раза; кроме того, для этого требуется время. В сделанных предположениях после достижения волной ионизации противоположного электрода электрическое сопротивление канала длиной d окажется равным

$$R = \tilde{R}d = \frac{d}{\pi r_{\kappa}^2 e n_{\kappa} \mu_e} = \frac{\tilde{R}_{\min} c d}{v_c} = Z_B \frac{d}{2\pi r_{\kappa}} \frac{c}{v_c}. \quad (3.65)$$

Здесь использована формула $\tilde{R}_{\min} = (\pi r_{\kappa}^2 e n_{\kappa, \max} \mu_e)^{-1}$ для минимально возможного погонного сопротивления (раздел 3.2.3) и прямая пропорциональность между скоростью v_c и плотностью электронов n_{κ} , вытекающая из (3.6). Принято во внимание, что величина $n_{\kappa, \max}$ соответствует максимально возможной скорости волны $v_{c, \max} = c = (\epsilon_0 \mu_0)^{-1/2}$, и для удобства вычислений в (3.65) выделен параметр $Z_B = \sqrt{\mu_0 / \epsilon_0} = 120 \pi$ Ом, который можно трактовать как некое эталонное сопротивление. После замыкания промежутка по нему потечет ток

$$i = \frac{U_0}{R} = 2\pi \frac{v_c}{c} \frac{r_{\kappa} E}{Z_B}, \quad (3.66)$$

где $E = U_0/d$ — средняя напряженность электрического поля в разрядном промежутке.

В эксперименте перекрытие промежутка каналом разряда можно рассматривать как пробой и короткое замыкание, если в результате напряжения на электродах сильно упадет по сравнению с начальным значением U_0 . Такое случится, если сопротивление канала R окажется значительно меньшим сопротивления внешней цепи, которое обычно близко к внутреннему сопротивлению источника высокого напряжения R_s . Как правило, у лабораторных источников в импульсном

режиме $R_s \sim 10^3 \div 10^4$ Ом или $R_s/Z_B \sim 10$, у мощного энергетического оборудования R_s/Z_B может быть меньше 1. Это значит, что даже в случае предельно высоких плотности плазмы и скорости стримера ($v_c \sim c$), только в очень коротком промежутке с длиной $d \leq 10r_k \sim 1$ см его перекрытие стримером может сразу без какой-либо дополнительной ионизации газа привести к пробое. Наблюдая за стримером в более длинных промежутках, экспериментатор не заметит характерных признаков пробоя сразу после контакта волны ионизации с противоположным электродом — напряжение между электродами почти не снизится, а ток в канале будет очень далеким от обычных для короткого замыкания значений в единицы, а скорее, десятки килоампер. Например, в воздухе нормальной плотности длинный промежуток с резко неоднородным электрическим полем с высокой гарантией пересекается стримером при среднем поле порядка $E = U_0/d \approx 10^4$ В/см. Если радиус канала близок к $r_k \approx 0,1$ см, то после замыкания максимально возможный ток (при $v_c = c$) не превысит 20 А. Реальный ток в промежутке будет в $10 \div 100$ раз меньше, потому что реально $v_c \sim 10^8 \div 10^9$ см/с.

Итак, только в очень коротких промежутках и при предельно высокой проводимости плазмы в канале уже сам факт замыкания электродов стримером может быть отождествлен с пробоем. В более длинных промежутках конечный результат однозначно не предсказуем. Здесь для пробоя обязательно потребуются многократное уменьшение сопротивления стримерного канала, перекрывшего промежуток. Как правило, единственный путь к этому — быстрый и достаточно сильный разогрев плазмы. Температура должна подняться до $5000 \div 6000$ К, чтобы ионизация приобрела характер, как в канале дуги, где она обеспечивает каналу падающую вольт-амперную характеристику ($\partial U/\partial i < 0$). Только при такой характеристике напряжение на промежутке может резко снизиться независимо от внутреннего сопротивления высоковольтного генератора (раздел 1.5).

Способен ли разогреваться канал и как это происходит, зависит от многих конкретных условий: свойств газа, длины промежутка, амплитуды и формы импульса напряжения и др. Ориентировочно можно наметить три класса ситуаций в зависимости от свойств среды.

1. В одноатомных (инертных) газах, свободных от отрицательного воздействия прилипания и затрат энергии на молекулярные колебания, стримерный пробой иногда наблюдается. Скоростная съемка регистрирует полет неразветвленного стримера, после контакта которого с катодом напряжение на промежутке длиной в десятки сантиметров резко падает либо сразу, либо через несколько микросекунд после равномерного разогрева стримерной плазмы. В резко неоднородном поле для стримерного пробоя в аргоне атмосферного давления требуются

средние напряженности внешнего поля $E = U_0/d \approx 0,65$ кВ/см — это очень низкая электрическая прочность.

2. В молекулярных электроположительных газах (в азоте) реализовать стримерный пробой много трудней. Хотя стримеры по своей проводимости мало отличаются от таковых в инертных газах, препятствием служат большие потери энергии на возбуждение молекулярных колебаний. При низких температурах время VT -релаксации в азоте на много порядков больше времени жизни стримерной плазмы, которая в случае молекулярных газов довольно быстро распадается вследствие диссоциативной рекомбинации. Так, при плотности электронов $n_e \approx 10^{13}$ см⁻³ и коэффициенте рекомбинации $\beta_e \approx 10^{-7}$ см³/с характерное время рекомбинации $\tau_r \sim (\beta_e n_e)^{-1} \sim 1$ мкс (плазма одноатомных газов рекомбинирует значительно медленнее). Пока нет надежного экспериментального подтверждения стримерному механизму пробоа сколько-нибудь длинных промежутков с резко неоднородным полем в молекулярных газах. Скорее всего такое возможно при их сверхвысокой очистке от электроотрицательных примесей.

3. Наихудшие условия для стримерного пробоа представляют молекулярные электроотрицательные газы, наиболее распространенный из которых — воздух. Помимо тех же энергетических потерь, что и в чистом азоте, в воздухе электроны быстро гибнут вследствие прилипания (за $10^{-8} \div 10^{-7}$ с). Надо полагать, стримерный пробой в воздухе не исключен, но требует особых условий: волна ионизации должна пересечь промежуток за время порядка 10^{-8} с или еще быстрее, чтобы открыть возможность для разогрева газа током проводимости в промежутке еще до того, как произойдет прилипание и снизится проводимость канала. Если за это время газ успеет разогреться до $1000 \div 2500$ К, прилипание будет подавлено, и тогда воздух перейдет в нашей условной классификации на класс выше, где условия более благоприятны. Для этого нужны более высокие скорости стримера, по крайней мере, 10^9 см/с и короткие промежутки ($d \leq 10$ см). Требуется напряжения в сотни, тысячи киловольт с исключительно крутым (наносекундным) фронтом импульса, чтобы стример с момента старта двигался в сильном поле и на кратчайшем пути набрал максимальную скорость. Однако, несмотря на принципиальную возможность, убедительных экспериментальных доказательств стримерного пробоа в воздухе, как и в азоте, пожалуй, нет.

Итак, хотя стримерный пробой нельзя исключить из категории реальных, его никак нельзя считать универсальным и даже сколько-нибудь распространенным механизмом. Стримерный пробой, напротив, явление уникальное. Он требует исключительных условий: коротких промежутков, очень высоких импульсных напряжений с чрезвычайно крутым фронтом импульса, наблюдается в лучшем случае в аргоне и почти никогда в воздухе.

3.7. Роль волны ионизации в искровом пробое и лидерный процесс

3.7.1. Неизбежность нагрева газа в канале длинной искры. Уже самый первый подход к процессу искрового пробоя длинных промежутков с экспериментальными цифрами в руках немедленно исключает возможность прорастания в воздухе длинного холодного канала типа стримерного. Для перекрытия промежутка длиной $100 \div 200$ м (это максимально длинные искры, полученные к настоящему времени) достаточно примерно $3 \div 4$ МВ, т. е. среднее поле в канале искры составляет примерно $200 \div 300$ В/см. Ни о какой ионизации в столь слабом поле при нормальной плотности газа не может быть и речи. В холодном воздухе для этого требуется примерно 30 кВ/см. Промежуток в сотню метров искра пробегает за несколько миллисекунд (со средней скоростью $2 \div 3$ см/мкс), тогда как в холодном воздухе электроны почти полностью исчезают за доли микросекунды. Если бы воздух в длинном канале действительно оставался холодным, это был бы просто рекомбинирующий ионный след, обладающий ничтожной проводимостью. Еще резче выражены эти противоречия в молнии, когда среднее поле в несколько раз меньше, а время прорастания канала на порядок больше, чем в самой длинной лабораторной искре.

Все это дает основания полагать, что плазма в канале продвигающейся искры по основным характеристикам далека от холодной стримерной плазмы и много ближе к плазме стационарной электрической дуги. В положительном столбе воздушной дуги атмосферного давления напряженность поля заключена в пределах $10 \div 100$ В/см. В соответствии с падающей вольт-амперной характеристикой она тем ниже, чем больше ток. Верхнее значение дуговых градиентов потенциала близко к тому, что измерено в канале длинной искры во время ее формирования. Близость параметров тем заметнее, чем длиннее разрядный промежуток.

В слабом электрическом поле нет механизмов, способных восполнить гибель электронов в холодном воздушном канале. Газ обязательно должен быть разогретым, причем благотворные последствия разогрева начинают проявляться при весьма умеренных температурах. При $T \approx 1000$ К сильно возрастает скорость разрушения отрицательных ионов и уже одно это замедляет снижение проводимости плазмы. При $T \sim 1500 \div 2500$ К начинается резкое ускорение VT -релаксации молекул азота, и энергия, накопленная в колебаниях, переходит в поступательную энергию газа, интенсивно поднимая его температуру еще выше. При $T \sim 4000 \div 6000$ К в диссоциированном воздухе протекает ассоциативная ионизация $N + O \rightarrow NO^+ + e$. Наконец, выше $6000 \div 8000$ К все заметнее проявляется термическая ионизация газа; по мере разогрева она

становится главным механизмом «производства» электронов в канале. Еще до начала термической ионизации ускоряется ионизация электронами, приобретающими энергию непосредственно от поля, как в слабоионизованном холодном газе. Ускорение связано с уменьшением плотности газа вследствие теплового расширения при нагреве (напоминаем, что скорость ионизации определяется отношением E/N , где N — число молекул в единице объема). В случае длинной искры времени для теплового расширения достаточно.

Все говорит о том, что разогрев канала длинной искры неизбежен. Более того, каждый новый участок растущего канала должен нагреваться достаточно быстро, чтобы обогнать процессы, ведущие к потере проводимости. Именно здесь коренится главная причина того, почему стримерный механизм чаще всего непосредственно привести к пробое не может. В разделе 3.3 было показано, сколь скуден энерговклад в канал развивающегося стримера. При тех напряжениях порядка 1 МВ, которые обычно используют в лабораторных опытах, в молекулярных газах, где столь сильны потери энергии, энергии на нагрев заведомо не хватает. Согласно оценке, сделанной по формуле (2.40), подъем температуры не превышает 100 К. И все же природа нашла выход из этого «энергетического кризиса», какой — мы сейчас увидим.

3.7.2. Лидер как объединение множества стримеров. Эта глава о фундаментальных механизмах, которые лежат в основе искрового разряда, была начата с представлений о волне ионизации и стримере, что вполне закономерно. Начиная от первичных, затраточных электронов, рождаемых в газе фотонами или в результате каких-то комплексных процессов с их участием, первичная плазма с весьма высокой плотностью электронов порядка $10^{12} \div 10^{14} \text{ см}^{-3}$ рождается именно волнами ионизации. Это, конечно, не исключает возможности последующей ионизации уже в самом плазменном канале или в процессе превращения в плазму невозмущенных слоев газа около его боковой поверхности. Впрочем, последний процесс также имеет характер распространения волны ионизации. Вопрос о дополнительной ионизации, повышающей плотность плазмы до более высокого уровня, в данном случае не является столь принципиальным. Главное — плазма со степенью ионизации «первого» и весьма высокого уровня создается волнами ионизации, и потому они (или стримеры) являются первым структурным элементом искрового разряда.

Наиболее существенный вывод, который следует из анализа возможностей волны ионизации, заключается в том, что произвести свободные электроны — это только половина дела, и не самая трудная. Их нужно еще сохранить. И, в сущности, пробивное напряжение для длинного промежутка определяется именно необходимыми условиями сохранения электронов и проводимости плазмы —

возбудить волны ионизации в данном промежутке можно было бы и при меньшем напряжении.

Как мы видели в разделе 3.7.1, чтобы сохранить электроны, воздух с первых же моментов его превращения в плазму нужно нагреть хотя бы до нескольких тысяч градусов. Для этого в единице длины канала должна выделиться достаточно большая энергия, для чего через его сечение должен протечь достаточно большой заряд. Это тот самый заряд, что нагнетается в постоянно увеличивающуюся емкость растущего канала. (Если канал распространяется от анода, нагнетание положительного заряда происходит путем обнажения ионов при дрейфовом уходе электронов в сторону анода.) Все это хорошо видно из формулы (3.22). Единица длины канала должна обладать большой емкостью \tilde{C} , которая в состоянии вместить в себя большой заряд $\tilde{C}U$, гораздо больший, чем размещается на единице длины одиночного стримера, где нагрев, как правило, невелик. При этом непосредственное увеличение радиуса проводящего цилиндрического канала, благодаря которому несколько увеличивается погонная емкость (см. формулу (3.18)), положительного эффекта не дает. Напротив, плотность энерговыделения уменьшается, так как увеличение объема, в котором рассеивается энергия, пропорциональное r^2 , значительно превышает эффект слабого логарифмического увеличения емкости.

Выход из создавшегося положения природа нашла в объединении токов многих индивидуальных стримерных каналов. Вообще говоря, емкость многих близко расположенных друг от друга каналов меньше суммы емкостей отдельных каналов.*) Однако неблагоприятный эффект с лихвой перекрывается положительным эффектом объединения токов многих стримеров в общий ток в достаточно тонком канале. Качественно эта энергетически наиболее эффективная схема процесса выглядит так. От заряженной головки горячего канала, которая является источником сильного поля, стартует множество первичных волн ионизации. Это процесс совершенно аналогичный зарождению стримера у анода в результате лавинно-стримерного перехода, как было рассмотрено в разделе 3.5.3. Только в данном случае роль анода — носителя высокого потенциала и заряда играет головка горячего канала. Волны пробегают некоторое расстояние и останавливаются в области слабого поля. Ток каждого из стримеров не разогревает своего канала, и их проводимость во времени падает. Но суммарный ток всех стримеров, объединенный в тонком

*) В этом можно убедиться на простом примере. Рассмотрим две сферы радиусов r_a , находящиеся под равными потенциалами U и расположенные на расстоянии $R > r_a$ друг от друга. При этом условия потенциалы сфер связаны с их зарядами q выражением $U \sim [q/(4\pi\epsilon_0)](r_a^{-1} + R^{-1})$, которое получено суммированием потенциалов от каждого из зарядов. Отсюда емкость системы из двух сфер есть $C_2 = 2q/U \sim 8\pi\epsilon_0 (r_a^{-1} + R^{-1})^{-1} < 2C = 8\pi\epsilon_0 r_a$, где C — емкость уединенной сферы.

неразветвленном основании («стебле»), из которого прорастают стримеры («стримерные ветви») разогревает этот общий для всех них участок. Благодаря высокой проводимости нагретого участка электронный заряд головки быстро оттекает в сторону анода и длинна горячего заряженного канала несколько увеличивается. Процесс многократно повторяется, создавая эффект квазинепрерывного движения нагретого плазменного канала с веером холодных стримеров перед своей головкой.

Поскольку волны ионизации стартуют все время с большой частотой, стримеры перед головкой имеют самые различные длины. Короткие стримеры еще сохраняют свою проводимость и продолжают посылать ток в общий стебель. Длинные стримеры, продвинувшиеся под углом к оси канала и стебля, теряют проводимость и вклад в общий ток дают очень малый, но заряд свой, напротив, сохраняют и после того, как головка общего горячего канала ушла далеко вперед. Таким образом, горячий канал по всей длине оказывается окруженным относительно большой областью с сохранившимся пространственным зарядом, чехлом заряда (см. рис. 6.1 в гл. 6). Это эквивалентно увеличению результирующей емкости по сравнению с относительно малой емкостью собственно тонкого горячего плазменного шнура. «Выгодность» такой схемы для нагрева состоит в том, что объединенный ток проходит через малое сечение собственно канала и плотность выделения энергии в канале велика. Между тем заряд нагнетается во множество длинных стримеров и размещается в большом объеме стримерной зоны перед головкой, которая впоследствии (когда головка продвигается вперед) превращается в чехол заряда вокруг канала. Емкость системы характеризуется при этом очень большим эффективным радиусом чехла, который близок к длине развивающихся стримеров (о чем свидетельствует и опыт). Несмотря на логарифмическую зависимость $\tilde{C} \sim [\ln(l/r_{эфф})]^{-1}$, емкость оказывается весьма большой по сравнению с емкостью проводящего тонкого канала. Между тем плотность энерговыделения в общем стримерном стебле обратно пропорциональна квадрату малого радиуса канала r_k , и потому нагрев получается сильным (большой объем «в складчину» греет малый).

Такая двухстадийная схема, в которой горячий канал прорастает с какой-то своей скоростью, примерно на порядок меньшей скорости разогревающих его стримеров, и представляет собой *лидерный процесс*. В классической интерпретации собственно *лидером* называют именно тот горячий канал, который движется в пространстве, заполненном первичными волнами ионизации — стримерами. Совокупность стримеров вокруг и перед головкой называют *стримерной зоной*. Область заряда, оставшегося от потерявших проводимость стримеров, и окружающую канал лидера, так и называют *чехлом заряда лидера* или просто *чехлом*.

Повторяем (ибо это наиболее принципиальный момент), главная обязанность стримеров в стримерной зоне сводится к увеличению емкости лидера, благодаря чему возрастает энергоклад в лидерный канал; поперечный размер зоны, заполненной зарядом, может быть на несколько порядков больше радиуса канала лидера. Отсюда значительный эффект увеличения емкости, а значит и энергоклада в канал — он может возрасти более, чем на порядок и обеспечить разогрев плазмы при более низком напряжении, чем потребовалось бы для уединенного неразветвленного канала за первичной волной ионизации.

Эффективность двухстадийной лидерной схемы формирования длинной искры подтверждается многими экспериментами. Развитие лидера наблюдали не только во всех обследованных электроотрицательных газах, но и в чистых электроположительных молекулярных газах, например, в азоте. Исключения возможны, главным образом, в случае чистых одноатомных электроположительных газов. Электроны за фронтом волны ионизации исчезают так медленно, что даже относительно холодный канал сохраняет проводимость почти на исходном уровне в течение десятков микросекунд. Если за это время канал успевает пересечь промежуток, у него сохраняется реальная перспектива разогреться замкнувшимся током проводимости и перейти в «дугу». Шансы на разогрев сильно повышаются благодаря полному отсутствию потерь энергии на возбуждение колебаний.

* * *

Конечно, материал, который изложен в этой главе, и в особенности в разделе 3.7, никак не может заменить подробного аналитического и численного описания газоразрядных процессов в искровом разряде, и тем более — описания огромного множества экспериментальных данных. Обо всем пойдет речь в последующих главах. Задача этой главы состояла в том, чтобы наметить ориентиры для систематического и осмысленного освоения фактического материала и дать, хотя бы на качественном уровне, представления о физике явления.

ТЕХНИКА И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Большинство фактических данных об искровом разряде получено простыми экспериментальными методами. Эта простота вынужденная: даже примитивная в идейном отношении методика обрастает множеством сложных технических деталей, когда ее применяют для измерения параметров разряда в промежутках длиной в десятки и сотни метров при напряжении в несколько мегавольт. В литературе по технике высоких напряжений об источниках напряжения и измерительной аппаратуре написаны подробные руководства (см. например, [4.1]), где разобраны эти сложности и даже даны конкретные наставления экспериментаторам. Мы не собираемся их здесь пересказывать. Назначение этой главы — дать общее представление о технике получения высоковольтных искровых разрядов, о разработанных и применяемых методах измерения важнейших параметров, а главное — дать инструмент для оценки достоверности получаемых с их помощью сведений, указать источники вероятных погрешностей и выявить наиболее важные обстоятельства в организации эксперимента, которые могут помешать однозначной трактовке результатов, а то и просто привести к ложным представлениям о механизме разряда.

4.1. Источники высокого напряжения

Для исследования длинных искровых разрядов применяют напряжения вплоть до $3 \div 5$ МВ. Как правило, их получают путем последовательного соединения нескольких, а иногда и многих источников, каждый из которых дает напряжение в десятки или сотни киловольт. Это могут быть трансформаторы, если для эксперимента требуется переменное напряжение, выпрямительные блоки в случае постоянного напряжения, предварительно заряженные конденсаторы для генерирования достаточно коротких импульсов. В режиме холостого хода (т. е. в отсутствие нагрузки, в нашем случае — разряда) выходное напряжение схемы с n одинаковыми источниками

(ступенями) равно $U = nU_0$, где U_0 — напряжение ступени. Чаще в экспериментах используют импульсное напряжение. Генераторы импульсных напряжений (ГИН) проще и дешевле стационарно действующих, а главное — имеют существенно меньшее внутреннее сопротивление. Это позволяет избежать влияния внешней цепи на ход событий в разрядном промежутке и наблюдать разряд в естественном виде, без вынужденного торможения из-за ограничения разрядного тока источником напряжения.

4.1.1. Генератор Маркса. Наибольшее распространение в исследовательских лабораториях получили ГИН, собранные по схеме Маркса (рис. 4.1а). В режиме накопления заряда конденсаторы ступеней генератора $C_1—C_n$ через цепочку резисторов R_1, R_2 подключаются к общему источнику постоянного напряжения U_0 . Конденсаторы постепенно заряжаются, хотя и с различной скоростью. Последнее значения не имеет: в конечном счете даже самые удаленные

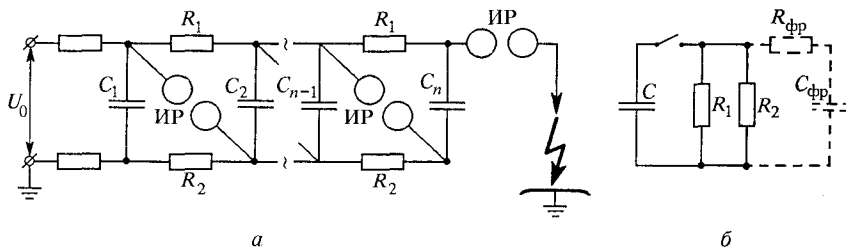


Рис. 4.1. Принципиальная схема генератора импульсных напряжений (а) и схема замещения для расчета параметров импульсов в режиме холостого хода (б)

от источника конденсаторы приобретут напряжение U_0 . После того, как конденсаторы полностью заряжены, срабатывают искровые разрядники (ИР); в современных ГИН их делают управляемыми. Искровые каналы разрядников создают новую цепь, в которой конденсаторы соединены в последовательную цепочку. Напряжение на ее выходе умножается на число ступеней n , а эквивалентная емкость соответственно в n раз снижается, ибо заряды на конденсаторах остаются неизменными: $U_{\text{ГИН}} = nU_0$, $C_{\text{ГИН}} = C/n$, где C — емкости отдельных ступеней ГИН, которые обычно делают одинаковыми.

Емкостью ступени определяется длительность генерируемого импульса. Длительность максимальна в режиме холостого хода, когда ГИН не подключен к разрядному промежутку или в последнем еще не начался разряд, сопровождающийся сколько-нибудь заметным током. В этом случае (рис. 4.1б) конденсаторы каждой ступени разряжаются через свои параллельно соединенные резисторы R_1 и R_2 (за исключением первого и последнего конденсаторов цепочки — у них в цепи разряда один резистор). Напряжение на каждом

из промежуточных конденсаторов уменьшается по закону

$$C \frac{dU}{dt} + \frac{R_1 + R_2}{R_1 R_2} U = 0, \quad U = U_0 \exp(-t/T), \quad T = \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2} C. \quad (4.1)$$

За длительность импульса условно принимают время снижения напряжения до половины амплитудного значения $t_{\text{им}} \sim 0,7T$. Сопротивления R_1 , R_2 нельзя выбирать слишком большими. Проходящий через них ток должен поддерживать дугу во всех искровых разрядниках, иначе связь между конденсаторами может прерваться. Вероятность такого события становится особенно большой, когда конденсаторы заметно разряжаются и ток снижается. Обычно выбирают $R_1 \sim R_2 < 20 \div 30$ кОм, а потому при типичной емкости ступени $C \approx 1$ мкФ длительность импульса ненагруженного ГИН $t_{\text{им}} \approx 10$ мс. Этого вполне достаточно для формирования канала длиной в сотни метров. Важно только, чтобы время действия напряжения не укорачивалось заметно в результате протекания разрядного тока.

В процессе роста разрядного канала к нему от источника перетекает заряд, и во внешней цепи идет ток i (раздел 3.2.2). Этот ток ускоряет разряд конденсаторов ГИН, иногда весьма заметным образом. Например, при разрядном токе 10 А, протекающем по ступеням ГИН (это вполне реальная величина для длинного лидера), емкости $C = 1$ мкФ, заряженные до напряжения 100 кВ, успевают отдать половину своего заряда разрядному промежутку всего за $\Delta t = CU_0/(2i) = 5$ мс. Напряжение на разрядном промежутке при этом уменьшается тоже вдвое. Такая деформация импульса напряжения весьма заметна и крайне нежелательна. По сути дела ГИН не будет работать стабильно. В зависимости от случайно меняющегося тока в разрядном промежутке он станет генерировать импульсы различной длительности, а это, в свою очередь, повлияет на многие характеристики разряда, в том числе на скорость роста искрового канала и его ток. Условия эксперимента перестают быть контролируруемыми, а у экспериментатора может возникнуть ложное представление о сильном естественном разбросе параметров искры. Описанная ситуация несколько не надумана. Положение может стать еще более непредсказуемым, потому что в экспериментах с напряжением мегавольтного диапазона могут развиваться случайные разряды от элементов лабораторного оборудования и соединительных проводов. Все они нагружают ГИН своим током, но практически не поддаются контролю. Вот почему результаты измерения параметров очень длинных разрядов в различных лабораториях и в различных экспериментах часто не совпадают, особенно когда дело касается пробивных напряжений, где наблюдается большой разброс данных.

Рассмотрим вопрос о фронте импульса. От скорости роста напряжения на фронте сильно зависят многие параметры искрового разряда, в том числе и пробивное напряжение (раздел 7.2). Длительность

фронта обычно регулируют изменением параметров RC -цепочки, которая включается на выходе ГИН параллельно разрядному промежутку ($R_{\text{фр}}, C_{\text{фр}}$ на рис. 1.46). После срабатывания искровых разрядников ГИН напряжение на конденсаторе $C_{\text{фр}}$, который называют фронтным, нарастает по экспоненте; при $R_{\text{фр}}C_{\text{фр}} \ll t_{\text{им}}$ примерно так же, как при подключении RC -цепочки к источнику постоянного напряжения:

$$U(t) = nU_0 \{1 - \exp[-t/(R_{\text{фр}}C_{\text{фр}})]\}. \quad (4.2)$$

Постоянная времени $R_{\text{фр}}C_{\text{фр}}$ характеризует длительность фронта $t_{\text{фр}}$, которая при $t_{\text{фр}} \ll t_{\text{им}}$ близка к $3R_{\text{фр}}C_{\text{фр}}$. Проблема регулировки фронта в равной мере сложна, когда требуются как очень малые, так и очень большие длительности $t_{\text{фр}}$. В первом случае приходится учитывать, что емкость $C_{\text{фр}}$ ограничена снизу результирующим значением емкости электродов разрядного промежутка, соединительных проводов и подключенного измерительного оборудования (в первую очередь, делителя напряжения; раздел 4.2.2). В экспериментах с напряжением мегавольтного диапазона $C_{\text{фр}}$ не удастся сделать меньше, чем сотни пикофард. Значение сопротивления $R_{\text{фр}}$ тоже лимитировано: оно не может быть меньше сопротивления суммы сопротивлений искровых каналов в разрядниках. К тому же уменьшение сопротивления до нуля не дает слишком много, потому что при $R_{\text{фр}} < 2\sqrt{L/C_{\text{фр}}}$, где L — индуктивность токоведущих конструкций, процесс заряда емкости $C_{\text{фр}}$ переходит в колебательный режим. Скорость подъема напряжения на емкости определяется при этом не столько сопротивлением, сколько индуктивностью L . Она складывается из паразитной индуктивности конденсаторов ступеней ГИН и фронтной емкости, индуктивности соединительных шин и индуктивности, присущей обратному пути тока через землю.

Если ГИН рассчитан на предельно высокое напряжение и смонтирован в обычном помещении, его габариты определяются электрической прочностью воздуха и редко бывают меньше $25 + 30$ м. При столь протяженном пути тока индуктивность L оказывается не меньше десятков микрогенри, а минимальное время подъема напряжения до амплитудного значения, примерно равно половине периода колебаний $T = 2\pi\sqrt{LC_{\text{фр}}}$, близко к 100 нс. Длительности фронта истинно наносекундного диапазона ГИН обычного исполнения недоступны. Экспериментаторы ведут борьбу за сокращение длительности фронта, применяя специальные конденсаторы с малой паразитной индуктивностью, а подчас и просто отрезки кабеля, монтируя ГИН не на открытом воздухе, а в камере с высокопрочным газом, где можно уменьшить изоляционные расстояния, определяющие габариты источника, устанавливая разрядники с короткими искровыми промежутками. Последние срабатывают быстрее, и искра в них имеет меньшее сопротивление.

Импульсы с пологим фронтом, длительностью $100 \div 1000$ мкс, казались бы, не создают проблем. Для их формирования достаточно увеличить фронтовую емкость $C_{\text{фр}}$ или резистор $R_{\text{фр}}$. Но изоляция емкости $C_{\text{фр}}$ обязана выдержать полное напряжение ГИН, те самые мегавольты, с которыми будет идти эксперимент, и потому в лабораториях в качестве емкости $C_{\text{фр}}$ редко устанавливают специальную колонку конденсаторов. Чаще роль емкости в совокупности исполняют высоковольтный делитель напряжения, присоединенный к ГИН крупногабаритный измерительный шаровой разрядник (с диаметром сфер $1 \div 3$ м), шины связи ГИН с разрядным промежутком. Кстати сказать, емкость высоковольтного электрода разрядного промежутка тоже входит в состав $C_{\text{фр}}$, и потому при смене электрода форма импульса напряжения может изменяться. В сумме набирается всего $1 \div 2$ нФ, а это значит, что для генерирования пологих импульсов напряжения в схему приходится включать высокоомный фронтовой резистор $R_{\text{фр}} \approx t_{\text{фр}} / (3C_{\text{фр}}) > 0,1$ МОм. Фактически он отделяет емкость ГИН от фронтовой емкости $C_{\text{фр}} \ll C_{\text{ГИН}}$. Когда в исследуемом промежутке формируется разряд, сравнительно небольшой заряд емкости $C_{\text{фр}}$ быстро переносится разрядным током i_p к растущему каналу. Напряжение на емкости, не получая должного питания от ГИН (вследствие ограничения питающего тока большим сопротивлением $R_{\text{фр}}$), заметно снижается. Деформация импульса напряжения на разрядном промежутке бывает столь значительной, что развитие искры может не просто замедлиться, но и вовсе оборваться.

4.1.2. Схема Фитча. В последнее время исследователи все чаще обращают внимание на схему Фитча, которая обеспечивает большую стабильность импульсов, чем традиционная схема Маркса. В схеме Фитча (рис. 4.2) конденсаторы четного числа степеней ужо

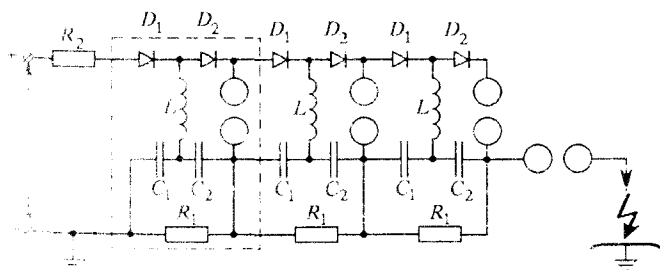


Рис. 4.2. Многократный генератор высокого напряжения, собранный по схеме Фитча

значительно соединены в последовательную цепочку. Каждая секция (она выделена на рис. 4.2 пунктиром) включает в себя пару конденсаторов C_1, C_2 , диоды D_1, D_2 , катушку индуктивности L ,

резисторы R_1 , R_2 и управляемый искровой разрядник. Конденсаторы заряжаются от источника постоянного напряжения U_0 через диод D_1 и индуктивность, причем полярность двух конденсаторов ячейки получается встречной, так что напряжение на ячейке в целом равно нулю. Диод D_2 в заряде данной ячейки не участвует, он лишь пропускает зарядный ток к следующей ячейке. После пробоя разрядников в каждой ячейке конденсатор C_2 вместе с индуктивностью L образуют колебательный контур, в котором ток протекает через первоначально открытый диод D_2 . Через половину периода, равного $T = 2\pi\sqrt{LC_2}$, конденсатор C_2 полностью перезаряжается, так что теперь его напряжение не гасится напряжением конденсатора C_1 , а напротив, с ним складывается, и на ячейке напряжение составляет $2U_0$, а на всей цепочке $U = nU_0$, где n — полное число конденсаторов. С этого момента ток в контуре LC_2 прекращается, так как диод D_2 оказывается запертым. Формирование импульса напряжения на выходе генератора с амплитудой nU_0 на этом заканчивается. Все диоды заперты, и спад напряжения на выходе в режиме холостого хода определяется разрядом конденсаторов через свои резисторы. Конечный результат — умножение напряжения источника на число конденсаторов — таков же, как и в схеме Маркса.

Рост напряжения от нуля до максимума длится время $t_{\text{фр}} \approx T/2 = \pi\sqrt{LC_2}$. Меняя индуктивность катушек, можно регулировать длительность фронта $t_{\text{фр}}$ в очень широких пределах, добиваясь, если необходимо, и миллисекундных фронтов. Важно, что для этого не требуется никаких фронтовых емкостей. Фронт импульса формируется основными конденсаторами ГИН, а между ними и разрядным промежутком нет последовательно включенных элементов, на которых можно потерять напряжение. Последнее обстоятельство резко уменьшает деформацию импульса разрядным током, обеспечивая высокую стабильность параметров генерируемого напряжения даже при исследованиях мощных разрядов, потребляющих большую энергию. Длительность импульса холостого хода в данной схеме практически не ограничена. Резисторы R_1 , R_2 , которыми она определяется, не влияют на стабильность горения разрядников, а потому их можно выбирать очень большими. Такие преимущества схемы Фитча окупают ее несколько большую сложность и дороговизну, связанную с применением высоковольтных диодов.

4.1.3. Источники переменного напряжения. Источники переменного напряжения промышленной частоты широко применяются в технических лабораториях и на испытательных стендах. Их собирают, соединяя последовательно 2—4 трансформатора напряжением $350 \div 1000$ кВ. Трансформаторы используют либо в обычном режиме, питая их первичные обмотки от сети переменного тока

промышленной частоты, либо в импульсном, когда на первичную обмотку разряжается предварительно заряженная конденсаторная батарея. В последнем случае удается получить очень пологий фронт импульса в $2 \div 4$ мс, что почти не осуществимо, если пользоваться генератором Маркса. Столь медленно нарастающие импульсы привлекают исследователей своим сходством с импульсами перенапряжений, которые действуют на изоляцию при коммутациях высоковольтного энергетического оборудования (их называют коммутационными импульсами; по английской терминологии — *switching waves*).

Деформация напряжения на выходе трансформаторного каскада, вызванная током разряда, заметно сильнее, чем в любых схемах ГИН. Это связано с большой эквивалентной индуктивностью трансформаторного каскада $L_{\text{кас}}$, через которую энергия поступает к разрядному промежутку. По порядку величины $L_{\text{кас}}$ в каскадах малой мощности (а только такие и используют в лабораториях) может приближаться к 10^3 Гн. Как и в разобранный выше схеме Маркса, энергия электрического поля запасается в собственной емкости трансформаторного каскада, токопроводящих элементов и измерительной аппаратуры, подключенной к разрядному промежутку. В сумме эта емкость $C_{\text{кас}}$ редко превосходит несколько нанофарад, а волновое сопротивление колебательного контура $L_{\text{кас}} C_{\text{кас}}$ составляет $Z_{\text{кас}} = \sqrt{L_{\text{кас}}/C_{\text{кас}}} \sim 500 \div 1000$ кОм.

По сравнению с током контура $i_{\text{кас}} \approx U_{\text{кас}}/Z_{\text{кас}}$ (от долей до единиц ампера) значителен практически любой разрядный ток i_p , который обычно превышает 1 А. Наблюдались случаи, когда разрядный ток вызывал столь сильное снижение напряжения, что лидерный процесс прерывался и возобновлялся лишь после паузы в сотни микросекунд, когда ток в колебательном контуре $L_{\text{кас}} C_{\text{кас}}$ успевал подзарядить емкость $C_{\text{кас}}$. Анализ опытов с трансформаторными каскадами требует особой осторожности, ибо легко спутать проявления истинно физических особенностей разряда с чисто «схемными» эффектами.

4.2. Измерение высокого напряжения

4.2.1. Измерительный шаровой разрядник. Самый старый, простой и надежный метод — измерение напряжения при помощи шаровых разрядников. Если расстояние между шарами заметно меньше их радиуса, распределение поля в разрядном промежутке близко к однородному. Пробивное напряжение таких промежутков практически не зависит от временных параметров импульса напряжения в микросекундном и более длительных временных диапазонах. Статистический разброс пробивных напряжений укладывается в доли процента. Это позволяет выполнить точную калибровку разрядников. Таблицы пробивных напряжений в зависимости от

расстояния между шарами для разрядников радиусом до $1 \div 1,5$ м публикуются в специальных руководствах вместе с поправками на плотность и влажность воздуха. Измеряемое напряжение считается равным табличному значению пробивного напряжения разрядника, когда оно вызывает пробой промежутка между шарами с вероятностью 50%. Шаровые разрядники и сегодня нередко используют для проверки делителей напряжения — привлекает простота измерений и надежность результатов.

Тем не менее, при использовании результатов давних экспериментов, где напряжение контролировалось только шаровым разрядником, разумно проявлять осторожность. Большинство таких исследований проведено при импульсном напряжении с фронтом около 1 мкс, который редко бывал гладким, а чаще имел затухающие колебания из-за паразитной индуктивности ГИН. Шаровой разрядник мог срабатывать на амплитуде индуктивного выброса напряжения, тогда как исследуемый искровой процесс фактически формировался при более низком напряжении.

4.2.2. Делители напряжения: общие представления. Делители напряжения позволяют использовать для регистрации высоковольтных импульсов обычную низковольтную аппаратуру: осциллографы, амплитудные вольтметры, аналого-цифровые преобразователи в блоке с компьютером. Современную лабораторию трудно себе представить без делителей напряжения. В омических делителях измеряемое напряжение распределяется между последовательно соединенными резисторами R_1 , R_2 , а в емкостных — между последовательно соединенными конденсаторами C_1 , C_2 (рис. 4.3а, б).

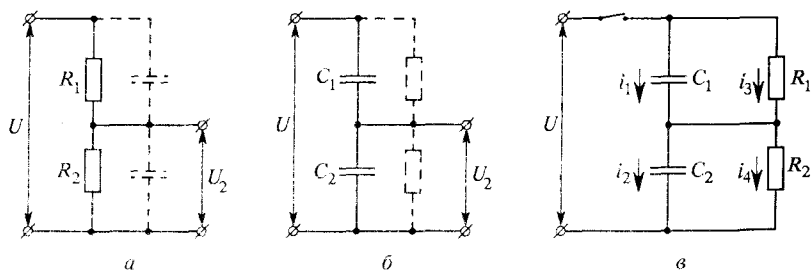


Рис. 4.3. Принципиальные схемы омического (а) и емкостного (б) делителей напряжения; их общая схема замещения (в)

В первом случае коэффициент деления напряжения U/U_2 равен $k_R = (R_1 + R_2)/R_2$, во втором — $k_C = (C_1 + C_2)/C_1$. Оба выражения строго верны для чисто теоретической ситуации, когда плечи делителя можно представить в том простейшем виде, как это изображено на рис. 4.3а, б. В реальных условиях омический высоковольтный делитель обладает достаточно большими размерами. Поэтому

приходится учитывать паразитные емкости резисторов и измерительной аппаратуры, подключенной к низковольтному плечу R_2 (пунктир на рис. 4.3а), а у емкостного делителя в роли паразитных параметров выступают сопротивления утечки конденсаторов и входное сопротивление все той же подключенной аппаратуры (пунктир на рис. 4.3б). В результате оба делителя можно отразить единой расчетной схемой, представленной на рис. 4.3в.

Даже самый предварительный анализ схемы показывает, что коэффициент деления делителя в общем случае зависит от времени. В этом проще всего убедиться на примере прямоугольного импульса напряжения неограниченной длительности ($U(t) = U$ при $t \geq 0$). При малых временах, когда для плеч делителя справедливы неравенства $t \ll R_1 C_1$, $t \ll R_2 C_2$ и ток через сопротивления еще не успевает заметно изменить заряды емкостей C_1 , C_2 , распределение напряжения диктуется равенством этих зарядов $U_1 C_1 = U_2 C_2$. Реальный коэффициент деления k_d близок при этом к идеальному для чисто емкостного варианта ($k_d \approx k_C$). В установившемся режиме, при $t \gg R_1 C_1$ и $t \gg R_2 C_2$ конденсаторы перезаряжаются полностью, ток через них прекращается, а напряжение на плечах делителя обеспечивает равный ток в последовательно соединенных резисторах: $U_1 = i R_1$, $U_2 = i R_2$. Теперь реальный коэффициент приблизительно соответствует идеальному для омического делителя ($k_d \approx k_R$). Таким образом, за время измерения коэффициент деления плавно меняется от начального значения $k_C = (C_1 + C_2)/C_1$ до установившегося — $k_R = (R_1 + R_2)/R_2$. Подобие приложенного к разрядному промежутку напряжения $U(t)$ и фактически измеряемого напряжения на низковольтном плече $U_2(t) = U(t)/k_d$ нарушается. Зарегистрированный импульс окажется искаженным, его форма будет отличаться от $U(t)$.

Рассмотрим переходный процесс в общей схеме делителя (рис. 4.3в) более детально. Он описывается уравнениями

$$i_3 R_1 + i_4 R_2 = U, \quad i_1 + i_3 = i_2 + i_4, \quad (4.3)$$

$$\frac{1}{C} \int_0^t i_1 dt = R_1 i_3, \quad \frac{1}{C} \int_0^t i_2 dt = R_2 i_4.$$

Разрешим систему (4.3) относительно выходного (измеряемого) напряжения $U_2(t) = R_2 i_4$:

$$\frac{dU_2}{dt} + \frac{R_1 + R_2}{(C_1 + C_2) R_1 R_2} U_2 = \frac{U}{R_1 (C_1 + C_2)}. \quad (4.4)$$

Для прямоугольного импульса напряжения неограниченной длительности $U(t) = U$ при $t \geq 0$ интегрирование (4.4) с начальным условием $U_2(0) = C_1 U / (C_1 + C_2)$ дает

$$U_2(t) = y(t)U, \quad y(t) = \left(\frac{1}{k_C} - \frac{1}{k_R} \right) \exp(-t/T_d) + \frac{1}{k_R}, \quad (4.5)$$

$$k_C = \frac{C_1 + C_2}{C_1}, \quad k_R = \frac{R_1 + R_2}{R_2}, \quad T_d = (C_2 + C_2) \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2},$$

где T_d — постоянная времени делителя. Если приложенное напряжение $U(t)$ зависит от времени сложным образом, решение уравнения (4.4) для регистрируемого сигнала $U_2(t)$ можно получить, воспользовавшись интегралом Дюамеля в одной из равнозначных форм его записи, например

$$U_2(t) = y(0)U(t) + \int_0^t y'(\tau)U(t-\tau) d\tau, \quad (4.6)$$

$$U_2(t) = y(t)U(0) + \int_0^t U'(t-\tau)y(\tau) d\tau, \quad (4.7)$$

где $y(t)$ — переходная функция делителя, которая по определению совпадает с решением уравнения (4.4) при единичном напряжении ($U(t) = 1$ при $t \rightarrow 0$), т. е. функцией, задаваемой формулами (4.5).

4.2.3. Делители напряжения: частные случаи и источники погрешности. Остановимся на некоторых важных для техники эксперимента частных случаях. Рассмотрим омический делитель с малой паразитной емкостью высоковольтного плеча C_1 и заметной емкостью C_2 , нагружающей низковольтный выход делителя. В этом случае при выполнении условий $C_1/C_2 \ll R_2/R_1$ и $R_1 \gg R_2$ выражение (4.5) приобретает упрощенную форму

$$U_2(t) \approx U \frac{R_2}{R_1} \{1 - \exp[-t/(R_2 C_2)]\}. \quad (4.8)$$

Такой делитель искажает прямоугольный фронт импульса, размывая крутую ступеньку, которая превращается в экспоненту с постоянной времени $R_2 C_2$; горизонтальная часть прямоугольного импульса передается при этом без искажений. Если прямоугольный импульс имеет ограниченную длительность $t_{\text{им}} \gg R_2 C_2$, в равной степени с передним фронтом будет искажен и задний. Форму регистрируемого искаженного импульса в этом случае легко построить, представив импульс конечной длительности $t_{\text{им}}$ в виде суммы двух прямоугольных неограниченных импульсов $+U$ и $-U$, сдвинутых во

времени на $\Delta t = t_{\text{им}}$ (рис. 4.4а). Деформация фронта импульса может исказить передачу амплитуды импульса, если длительность $t_{\text{им}}$ сравнима с постоянной времени R_2C_2 или меньше ее (рис. 4.4б),

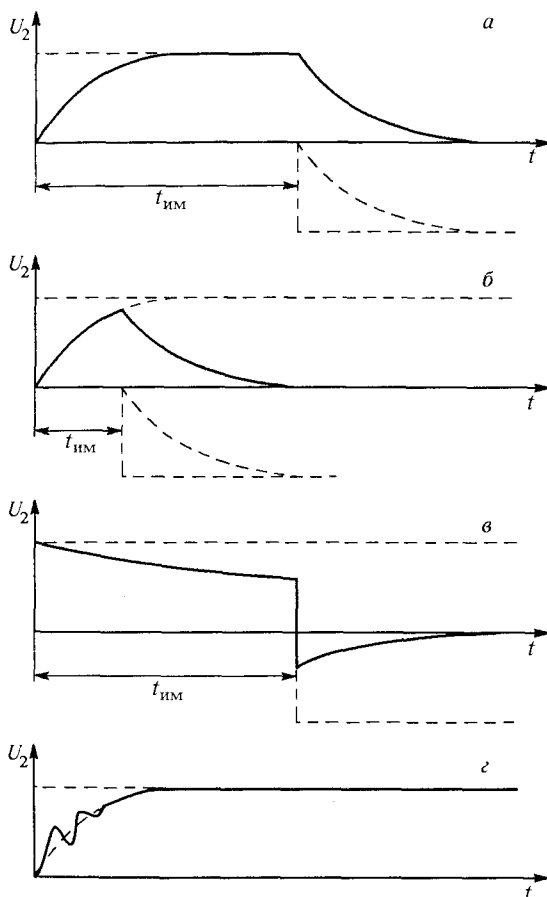


Рис. 4.4. Деформация импульса регистрируемого напряжения на выходе высоковольтного делителя: искажения переднего и заднего фронтов (а) и снижение амплитуды импульса (б) омическим делителем; искажение полки и заднего фронта импульса емкостным делителем (в); влияние на фронт импульса паразитной индуктивности делителя (г)

причем погрешность измерения амплитуды будет тем больше, чем меньше $t_{\text{им}}$ по сравнению с R_2C_2 .

В емкостных делителях сопротивление утечки высоковольтного плеча R_1 часто бывает крайне большим, особенно когда роль емкости

C_1 выполняет измерительный шаровой разрядник или эталонный конденсатор с газовой изоляцией. В этом случае обычно выполняются неравенства $R_2/R_1 \ll C_1/C_2 \ll 1$ или $k_R \gg k_C \gg 1$ и из (4.4) следует, что для прямоугольного импульса неограниченной длительности

$$U_2(t) \approx \frac{UC_1}{C_2} \exp[-t/(R_2C_2)]. \quad (4.9)$$

Теперь искажения в основном касаются горизонтальной части прямоугольного импульса — напряжение U_2 снижается тем сильнее, чем быстрее разряжается емкость измерительного плеча C_2 через сопротивление утечки R_2 . Передний фронт импульса при этом не страдает: его «бесконечная» крутизна без искажений передается делителем.

Деформация заднего фронта прямоугольного импульса ограниченной длительности $t_{\text{им}}$ проявляется в том, что регистрируемое напряжение U_2 переходит через нуль и появляется экспоненциально снижающийся «хвост» противоположной полярности (рис. 4.4а). В последнем легко убедиться, если снова представить импульс ограниченной длительности в виде суммы двух смещенных во времени «бесконечных» прямоугольных импульсов одинаковой величины, но разной полярности. Как только что говорилось, сама крутизна заднего фронта при этом не страдает, но экспериментатор сильно ошибется, если попытается измерить остаточное напряжение после его частичного резкого снижения, например, при пробое исследуемого промежутка, когда в задачу опыта входит определение средней проводимости сформировавшегося канала. Погрешность измерения вполне может превысить сотни процентов.

Обратимся в заключение к идее комбинированного емкостно-омического делителя. Из формул (4.4) следует, что при $C_1/(C_1 + C_2) = R_2/(R_1 + R_2)$, т. е. $k_C = k_R$, коэффициент при экспоненциальном члене превращается в нуль, напряжение U_2 мгновенно принимает установившееся значение, а коэффициент деления делителя становится постоянным. Такой делитель со ступенчатой переходной функцией $y(t) = 1$ при $t \geq 0$ передает без искажения импульс любой формы. Емкостно-омические делители, в которых параметры выбраны в соответствии с равенством $R_1C_1 \approx R_2C_2$, эквивалентным $k_C = k_R$, распространены достаточно широко. Однако реально их применение не является панацеей при регистрации быстроменяющихся сигналов. Даже у идеально настроенных делителей возможны искажения формы импульсов из-за конечных индуктивностей их плеч и паразитных емкостей между конструктивными элементами и землей. С этими несовершенствами «идеальной» схемы приходится считаться, когда нужно регистрировать быстроменяющиеся напряжения (например, импульс с наносекундным

фронтом). особенно мегавольтного уровня, при котором длина делителя, удовлетворяющего требованиям электрической прочности, возрастает до единиц и даже до десятков метров.

Поясним сказанное на примере влияния паразитной индуктивности. Ее следовало бы ввести в расчетную схему рис. 4.3в последовательно с емкостью высоковольтного плеча C_1 . Колебательный контур LC_1 становится причиной возбуждения высокочастотных затухающих колебаний с частотой $f = 1/(2\pi\sqrt{LC_1})$ в области фронтов (переднего и заднего) импульса напряжения. Они накладываются на «установившийся» сигнал $U_2(t) = U(t)R_2/(R_1 + R_2)$, тем самым искажая его (рис. 4.4з). Колебания демпфируются шунтирующими сопротивлениями конденсаторов, из которых составлена емкость C_1 (ее нередко набирают из последовательно соединенных конденсаторов, чтобы обеспечить нужную электрическую прочность) и сопротивлением проводов, не столь уж малым из-за скин-эффекта при высокой частоте колебаний. Иногда для более эффективного гашения колебаний в цепь делителя вводится специальный резистор, сопротивление которого сравнимо с импедансом колебательного контура $\sqrt{L/C_1}$. Естественно, что такое демпфирование само по себе вредно сказывается на качестве передачи регистрируемого напряжения через делитель.

Иногда делитель не удастся разместить ближе, чем на $10 \div 20$ м от разрядного промежутка. В таких условиях, по сути дела, измеряется не напряжение на промежутке, а напряжение в месте установки делителя, отличающееся от искомого на ЭДС самоиндукции в соединительных проводах. В ряде случаев эта индуктивная составляющая становится реально весомой причиной дополнительной погрешности измерений. С этим приходится считаться при оценке их достоверности.

Далеко не всегда исследователь волен выбирать делитель, исходя из требования минимума искажений. Приходится сознательно допускать их возможность ради решения глобальной задачи эксперимента. Например, может быть важным, чтобы при перекрытии промежутка в канал разряда поступало как можно меньше энергии от емкостей делителя. Тогда нужно отказываться от емкостных или комбинированных делителей и ориентироваться на чисто омический, к тому же с очень большими сопротивлениями, чтобы задержать разряд паразитных емкостей резисторов. Ясно, что качеству регистрации напряжения при этом будет нанесен ущерб и важно не переступить ту грань, которая отделяет эксперимент с предусмотренными количественными ошибками от принципиально ложного эксперимента.

4.2.4. Регистрирующая аппаратура. Сигнал с делителя регистрируют амплитудным вольтметром, если достаточно определить только амплитуду импульса; форма сигнала записывается осциллографом или в цифровом виде переносится в компьютер с последующей записью на современных носителях информации.

Об искажении сигнала самой измерительной аппаратурой сегодня можно говорить только в чисто историческом аспекте. Современная электроника в состоянии выполнить практически любые требования, предъявляемые к частотной характеристике и входному сопротивлению прибора, которые могут потребоваться исследователям длинной искры. Недоступны разве что сверхточные измерения с погрешностью в малые доли процента, но такие измерения все равно не имеют смысла из-за несовершенства делителей напряжения.

Некоторую осторожность следует проявлять при измерениях амплитудным вольтметром. Его принципиальная схема (аналогичная схеме пик-детектора) состоит из последовательно включенных диода и накопительного конденсатора. Диод открыт, пока напряжение на конденсаторе меньше измеряемого. Когда равенство достигнуто, диод закрывается, сохраняя на конденсаторе напряжение, близкое к амплитуде импульса. Конденсатор имеет достаточно большую емкость, что позволяет «считывать» напряжение на нем обычным цифровым, а иногда и стрелочным вольтметром. Экспериментатора поджидают две опасности. Во-первых, при несовершенстве схемы ГИИ и делителя фронт импульса может иметь кратковременный выброс из-за высокочастотных колебаний, возбуждаемых в контурах с паразитными индуктивностями. Амплитудный вольтметр «запомнит» напряжение в момент действия выброса, тогда как фактически весь разряд будет развиваться при более низком напряжении. Здесь ситуация полностью аналогична уже разобранный в разделе 4.1 для шарового разрядника.

Во-вторых, высокочастотные колебания могут возникнуть в момент резкого падения напряжения при пробое исследуемого промежутка не только из-за паразитной индуктивности делителя. При высоком напряжении, большой емкости электродов и не слишком длинной искре (все это типично, например, для пробоя шаровых разрядников большого радиуса) разрядный промежуток становится очень мощным источником электромагнитного излучения, а расположенный по соседству делитель принимает его подобно антенне и накладывает на измеряемое напряжение. Возникающие выбросы напряжения могут быть прочитаны амплитудным вольтметром. Для борьбы с погрешностью последнего вида эффективны селективные схемы. Они реагируют на изменение знака производной dU/dt и после достижения амплитуды импульса «наглухо» закрывают цепь диодного детектора вплоть до считывания показаний.

Электромагнитные помехи в высоковольтном зале заставляют уделять много внимания каналам связи делителя с регистрирующей аппаратурой. Еще недавно эта проблема вместе с вопросами качественного согласования соединительных кабелей многое диктовала в техническом оснащении эксперимента. Современная электроника дала универсальное решение проблемы на основе оптических

каналов связи, аналого-цифровых преобразователей и блоков памяти большой емкости.

Преобразование аналогового сигнала в цифровой код позволяет выполнить одну из следующих операций. Можно запомнить цифровую информацию, описывающую регистрируемый импульс, в собственном блоке оперативной памяти делителя напряжения, дождаться конца действия импульсной высоковольтной аппаратуры, а только затем по команде компьютера, управляющего экспериментом, восстановить гальваническую связь с делителем и, не спеша, передать накопленную информацию. Времени для этого достаточно, потому что пауза между импульсами любого источника напряжения много больше длительности генерируемых импульсов. О помехах в канале связи здесь можно не беспокоиться — он просто отключен от аппаратуры и делителя напряжения во время действия высокого напряжения. Снимается и вопрос о синхронизации измерительной аппаратуры с моментом подачи напряжения на разрядный промежуток. Блок оперативной памяти делителя может быть включен постоянно, записывая и автоматически стирая «нулевую» информацию, пока не появится полезный сигнал, превышающий заранее установленный порог чувствительности схемы, а записанная информация будет храниться до считывания как угодно долго (подробнее о синхронизации см. раздел 4.8).

Другое решение сводится к преобразованию цифровой информации о регистрируемом импульсе в световой сигнал с непосредственной его передачей по оптоволоконному каналу, почти идеально защищенному от электромагнитных помех. Иногда по оптическому каналу передается непосредственно и аналоговая информация, хотя возможности такой передачи более ограничены по динамическому диапазону (возникают трудности, когда экспериментатору нужно надежно записывать напряжения, максимум и минимум которых отличаются на порядки). На приемном конце световые импульсы после обратного преобразования в электрические воспроизводятся на экране или вводятся в память для хранения.

4.3. Измерение тока

Измерение тока фактически сводится к измерению напряжения, которое этот ток создает при прохождении через калиброванное сопротивление — *шунт* или (в случае меняющегося тока) при воздействии своим магнитным полем на расположенную по соседству калиброванную катушку индуктивности. Измерения шунтом принципиальных ограничений не имеют — с равным успехом они пригодны для постоянного и импульсных токов. Измерения по ЭДС магнитной индукции в катушке трудно реализуемы в случае слишком медленно меняющегося тока.

4.3.1. Измерение при помощи шунта. Ток определяется по известному сопротивлению шунта $R_{ш}$ и измеренному напряжению на нем $U_{ш}$ как $i = U_{ш}/R_{ш}$. Диапазон измеряемых значений тока при искровом разряде очень широк — от малых долей ампера в короне до сотен килоампер в главной стадии молнии или в мощной искре. Отсюда различные требования к сопротивлению шунта: от десятков и сотен ом при малых токах до $10^{-3} \div 10^{-4}$ Ом — при предельно больших. Чем меньше сопротивление шунта, тем заметнее действие ЭДС самоиндукции, которая возбуждается меняющимся во времени током: $U_{ш} = iR_{ш} + L_{ш} di/dt$, где $L_{ш}$ — паразитная индуктивность шунта. Индуктивная составляющая напряжения $L_{ш} di/dt$ определяет погрешность измерения, особо заметную при регистрации фронта, где ток меняется много быстрее, чем в основной части импульса.

Переходную функцию шунта, которая характеризует его реакцию (т. е. напряжение) на протекший ток, логично было определить по отношению к единичному импульсу тока с прямоугольным фронтом ($i = 1 = \text{const}$ при $t \geq 0$). В цепи, состоящей из последовательно соединенных индуктивности и сопротивления, такой подход лишен физического смысла, потому что мгновенный ввод в цепь конечного тока потребовал бы бесконечно большого напряжения — последнее должно преодолеть ЭДС самоиндукции

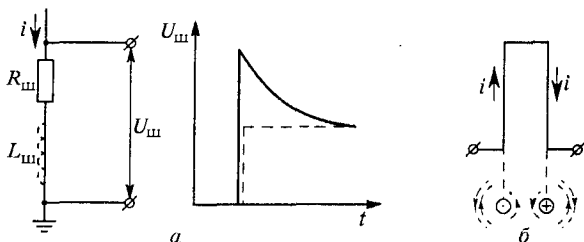


Рис. 4.5. Схема включения шунта для измерения тока и искажение сигнала на его выходе за счет паразитной индуктивности (а); идея петлевого шунта (б)

шунта, тоже бесконечно большую в момент включения тока. Разумнее исходить из выражения для импульса с большой, но конечной крутизной фронта, а затем, если это необходимо, перейти к пределу. Например, представляя фронт импульса функцией $i(t) = I[1 - \exp(-at)]$, получим, что измеряемое напряжение

$$U_{ш} = IR_{ш}[1 - \exp(-at)] + IL_{ш}a \exp(-at) \quad (4.10)$$

будет иметь искажающий бросок на фронте (рис. 4.5а). Его амплитуда тем выше, чем короче фронт регистрируемого импульса и чем больше паразитная индуктивность шунта. Плоская часть импульса, соответствующая $t \gg 1/a$, воспроизводится без искажения.

Совершенствование шунтов — это борьба за ограничение доли индуктивной составляющей в выходном напряжении. Из (4.10) следует, что влияние индуктивной составляющей велико в шунтах низкого сопротивления, поэтому самые большие сложности возникают при изготовлении шунтов для измерения токов в десятки и сотни килоампер, когда $R_{ш}$ приходится снижать до малых долей ома. Существуют два принципиально различных пути ограничения индуктивной составляющей выходного напряжения. Первый — прямой путь, направлен на непосредственное уменьшение индуктивности проводника, из которого изготовлен шунт. Для этого используют различные петлевые конструкции. Индуктивность петли меньше индуктивности прямолинейного проводника той же длины, ибо она определяется магнитным потоком, который пронизывает площадь петли (рис. 4.5б). Если сблизить проводники и сделать площадь очень малой, индуктивность может быть снижена многократно. Ограничение вызвано изоляцией проводника, толщина которой всегда конечна. Шунт из проволочных петель (их может быть несколько, включенных параллельно), называют *петлевым шунтом*. Область применения петлевых шунтов ограничена измерениями импульсов тока микросекундного диапазона. Для более коротких импульсов их погрешность из-за ЭДС самоиндукции все же недопустимо велика.

Второй, более эффективный, путь повышения точности шунта — непосредственным образом ограничить ЭДС самоиндукции в контуре, с которого снимается выходное напряжение $U_{ш}$. Эта идея реализована в *цилиндрическом (тубулярном) шунте*. Сопротивление шунта образуется тонкостенной цилиндрической трубкой (отсюда и название). Торцы трубки закрыты массивными металлическими фланцами. Измеряемый ток втекает в верхний фланец, проходит по цилиндрической трубке и вытекает из нижнего (рис. 4.6а). При та-

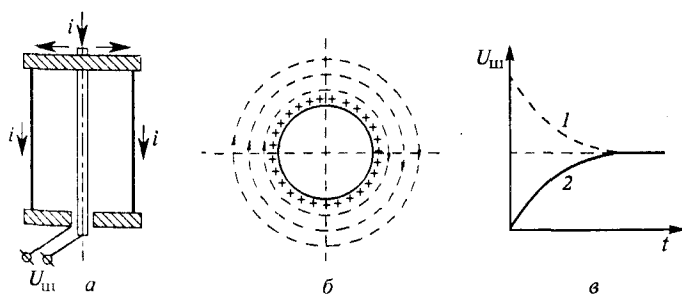


Рис. 4.6. Схема (а), магнитное поле (б) и искажение электрического сигнала (в) на выходе цилиндрического шунта

кой конструкции индуктивность шунта не отличается от индуктивности прямолинейного проводника такого же диаметра. Главная особенность цилиндрического шунта состоит в способе вывода

измеряемого напряжения. Напряжение снимается со стенки шунта, но таким образом, что проводник, присоединяющий измерительный прибор к верхнему фланцу, располагается внутри цилиндрической трубки. Для этого используют специальный электрод (его иногда называют потенциальным), который проходит по оси трубки, контактирует с внутренней поверхностью верхнего фланца и выходит наружу через отверстие в нижнем фланце, не касаясь последнего. В отверстие вводится коаксиальный разъем кабеля связи с измерительным прибором — обычно, осциллографом. Штырь разъема касается потенциального электрода, а экран разъема — внутренней поверхности отверстия в нижнем фланце. Фактически по кабелю для измерения передается напряжение

$$U_{\text{ш}}(t) = U_{\text{w}}(t) - M \frac{di}{dt}, \quad (4.11)$$

где U_{w} — напряжение на стенке шунта, $-M di/dt$ — ЭДС магнитной индукции (точнее, взаимоиндукции) в потенциальном электроде. В свою очередь, $U_{\text{w}}(t)$ — это полное падение напряжения на металлической трубке шунта при прохождении измеряемого тока $i(t)$. Если стенка трубки чрезвычайно тонкая и ток $i(t)$ распределен по ее толщине равномерно, то

$$U_{\text{w}}(t) = R_{\text{ш}} i(t) + L_{\text{ш}} \frac{di}{dt}, \quad (4.12)$$

где $R_{\text{ш}}$ — сопротивление стенки шунта, $L_{\text{ш}}$ — ее индуктивность, определяемая внешним (по отношению к стенке) магнитным потоком. Заметим, что, в силу симметрии, линии индукции магнитного поля образуют с сечением стенки цилиндра систему концентрических окружностей. Внутреннего объема трубки они не пересекают (рис. 4.6б), и магнитный поток через любое внутреннее сечение трубки равен нулю (если не принимать во внимание магнитного поля, создаваемого чрезвычайно малым по сравнению с $i(t)$ током в потенциальном электроде, который замыкается через измерительную аппаратуру). Вследствие малости тока в потенциальном электроде, можно пренебречь вызванным им падением напряжения, а индуктивную составляющую напряжения $M di/dt$ принять равной $L_{\text{ш}} di/dt$. Последнее оправдывается тем, что стенку шунта и потенциальный электрод охватывают одни и те же магнитные силовые линии, ибо внутри цилиндра магнитного поля практически нет. По этой причине $M = L_{\text{ш}}$ (это поясняется рис. 4.6б). В таких условиях измеряемое напряжение

$$U_{\text{ш}}(t) = R_{\text{ш}} i(t) + L_{\text{ш}} \frac{di}{dt} - M \frac{di}{dt} = R_{\text{ш}} i \quad (4.13)$$

определяется неизменным во времени омическим сопротивлением стенки шунта и строго пропорционально току $i(t)$. Индуктивная

составляющая напряжения на стенке шунта в измерительный прибор не попадает — ее точно компенсирует ЭДС магнитной индукции в потенциальном электроде. Этим обеспечивается высокое качество регистрации тока.

4.3.2. Скин-эффект в тубулярном шунте и его последствия.

В действительности при измерении тока цилиндрическим шунтом все-таки существует некоторая методическая погрешность из-за скин-эффекта. В результате скин-эффекта меняющийся во времени ток $i(t)$ распределяется по толщине стенки неравномерно, сильнее нагружая проводник у внешней поверхности, откуда поступает поток электромагнитной энергии, и значительно слабее — у внутренней. В случае прямоугольного импульса тока $i(t) = I_0$ при $t \geq 0$ в момент включения весь ток вообще протекает через бесконечно тонкий внешний слой трубки и лишь постепенно проникает в глубину стенки.

Предостережем от ошибки, к которой может привести попытка чисто формального учета скин-эффекта при рассмотрении цилиндрического шунта. Неравномерное распределение тока по толщине проводника увеличивает его сопротивление. Казалось бы, это должно повышать напряжение $U_{\text{ш}} = R_{\text{ш}}i(t)$, из-за чего в области фронта регистрируемого импульса можно было бы ожидать характерного искажающего выброса (кривая 1 на рис. 4.6в). В действительности же наблюдается обратное — искажение за счет скин-эффекта проявляется сглаживанием фронта $U_{\text{ш}}(t)$, которое тем заметнее, чем больше проводимость и толщина стенки цилиндрического шунта (кривая 2 на рис. 4.6в).

Причина возможного заблуждения кроется в неоправданной подмене общих выражений (4.11), (4.12) соотношением $U_{\text{ш}} = R_{\text{ш}}i(t)$, верным лишь для частного случая бесконечно тонкой стенки или для постоянного тока. В общем случае стенки конечной толщины d напряжение $U_w(t)$, аналогично (4.12), также можно выразить в виде суммы двух составляющих: резистивной $U_R(t) \sim i(t)$ и индуктивной $U_{\text{инд}} \sim di/dt$. Обозначим x — радиальную координату в поперечном кольцевом сечении рассматриваемого цилиндрического шунта, отсчитывая ее от внешней поверхности вглубь цилиндра. Для любой цилиндрической поверхности, которая характеризуется координатой x , падение напряжения $U_w(x, t)$ на длине цилиндра $l_{\text{ш}}$ имеет одинаковую величину, подобно тому, как одинаковы напряжения на проводниках, включенных параллельно. Однако доли составляющих $U_R(x, t)$ и $U_{\text{инд}}(x, t)$ для поверхностей с разной координатой x различны. В стадии, когда ток меняется и проявляется действие скин-эффекта, плотность тока $j(x, t)$ и составляющая напряжения $U_R(x, t) = l_{\text{ш}}j(x, t)/\sigma_{\text{ш}}$ ($\sigma_{\text{ш}}$ — проводимость стенки шунта) максимальны у внешней поверхности, т. е. при $x = 0$. На внутренней поверхности цилиндрической трубки $x = d$ они минимальны,

а в случае прямоугольного импульса тока даже равны нулю. Индуктивная составляющая $U_{\text{инд}}(x, t)$, напротив, максимальна у внутренней поверхности, ибо к магнитным силовым линиям (они имеют форму окружностей), охватывающим трубку снаружи, добавляются силовые линии, сосредоточенные в самой стенке трубки. Их тем больше, чем ближе координата x к d .

Формально безразлично, к какому сечению относить обе составляющие $U_R(x, t)$ и $U_{\text{инд}}(x, t)$ при анализе измеряемого напряжения,

$$U_{\text{ш}}(t) = U_R(x, t) + U_{\text{инд}}(x, t) - M \frac{di}{dt}, \quad (4.14)$$

результат в конечном счете получится один и тот же. Но только для внутренней поверхности стенки выражение (4.14) упрощается, потому что именно эту поверхность и потенциальный электрод охватывают абсолютно все магнитные силовые линии, и в них наводятся совершенно одинаковые ЭДС магнитной индукции ($U_{\text{инд}}(d, t) = M di/dt$). В выражении (4.14) для $U_{\text{ш}}(t)$ остается единственный член

$$U_{\text{ш}}(t) = U_R(d, t) = \frac{l_{\text{ш}} j(d, t)}{\sigma_{\text{ш}}}, \quad (4.15)$$

пропорциональный в данном случае уже не току $i(t)$, а его плотности в сечении $x = d$, которая возрастает во времени по мере заполнения током всего сечения трубки.

Пропорциональность измеряемого напряжения $U_{\text{ш}}(t)$ плотности тока на внутренней стенке шунта $j(d, t)$ не только объясняет наблюдаемое сглаживание фронта регистрируемого импульса, но и позволяет оценить количественно погрешность, обязанную скин-эффекту. Действительно, ток проникает в толщу металлической стенки со стороны внешней поверхности вместе с электромагнитной волной. Распространение последней описывается уравнениями Максвелла. В хорошо проводящей среде, где можно пренебречь током смещения по сравнению с током проводимости, уравнения приобретают вид

$$\text{rot } \mathbf{E} = -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}, \quad \text{rot } \mathbf{H} = \sigma \mathbf{E}. \quad (4.16)$$

Применив операцию rot к обоим уравнениям и воспользовавшись известной формулой векторного анализа для rot rot , получим уравнения типа уравнения диффузии

$$\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \frac{\Delta \mathbf{E}}{\mu \sigma} \quad (4.17)$$

для полей \mathbf{E} и \mathbf{H} (аналогично). Величина $D = 1/(\mu_0 \sigma)$ играет в них роль коэффициента диффузии. Любой участок трубки с толщиной стенки много меньшей ее радиуса можно считать плоским, так что оператор Лапласа $\Delta = \partial^2/\partial x^2$.

Не выписывая довольно громоздкого решения уравнения (4.17) для стенки конечной толщины, оценим время заполнения током тонкостенного проводника с помощью закона диффузии частиц от плоского источника в неограниченной среде: $x = (2Dt)^{1/2}$. Очевидно, что масштабом времени проникновения поля в глубину стенки и заполнения тонкостенного проводника током служит величина $T_{\text{скин}} \approx d^2/(2D) = \mu_0 \sigma d^2/2$. Именно за время такого порядка плотности тока на внутренней стенке, которой согласно (4.15) пропорционально измеряемое напряжение на шунте, вырастет от нуля (в момент включения прямоугольного импульса) до величины, соответствующей постоянному току. Именно такое по порядку величины будет размытие фронта, вызванное действием скин-эффекта.

Для термостабильных немагнитных сплавов (манганин, константан) с удельной проводимостью порядка 10^6 (Ом·м)⁻¹ толщине стенки $d \sim 0,1 \div 0,2$ мм соответствует $T_{\text{скин}} \sim 10$ нс. Это примерно на 2 порядка меньше, чем у петлевых шунтов. И все же возможности цилиндрических шунтов иногда тоже недостаточны. Для стримеров, стартующих от электрода радиусом порядка сантиметра, в определенных условиях могут быть характерны импульсы тока с временными параметрами в единицы наносекунд, причем короткая длительность характерна не только для фронта, но и для всего импульса. Излишнее доверие к цилиндрическим шунтам чревато здесь значительной погрешностью измерений и длительности фронта, и амплитуды тока, погрешностью настолько большой, что экспериментальные данные почти невозможно использовать, например, для сопоставления с результатами численного моделирования стримеров.

Известны различные модификации цилиндрических шунтов, где вредное действие скин-эффекта пытаются компенсировать «впрыскиванием» некоторой доли магнитного поля во внутренний объем шунта через специальные прорезы в стенках. Ширины и число отверстий, как правило, подбираются опытным путем. Заметим, что бороться за возможно более совершенное качество регистрации импульса цилиндрическим шунтом имеет смысл, когда устранены другие не менее существенные источники погрешностей, в первую очередь, искажения сигнала в кабеле связи шунта с осциллографом. Это обязательно нужно иметь в виду при анализе экспериментальных данных о токах стримеров, записанных в традиционных схемах, без применения каналов связи с цифровой передачей информации. Уже при длине кабеля порядка 10 м искажение фронта наносекундного импульса при передаче к регистрирующей аппаратуре может превзойти последствия скин-эффекта в шунте.

4.3.3. Измерение тока по его магнитному полю; пояс Роговского. Этот метод привлекателен тем, что измеряемый ток не течет по элементам измерительной схемы. Основным элементом

последней служит магнитный датчик — катушка, пронизываемая магнитным потоком, источником которого является измеряемый ток. Теоретически расстояние между током и магнитным датчиком может быть любым. Нужно лишь точно знать взаимную индуктивность M между цепью тока и катушкой датчика и надежно защитить катушку от посторонних магнитных полей. Измеряемый ток определяется интегралом по времени от ЭДС взаимной индукции \mathcal{E}

$$\mathcal{E} = -M \frac{di}{dt}, \quad i(t) = -\frac{1}{M} \int_0^t \mathcal{E}(t) dt.$$

Для этого катушку нагружают на интегрирующее устройство, напряжение на выходе которого $U_{\text{пер}}(t)$ пропорционально интегралу от $\mathcal{E}(t)$, а следовательно и $i(t)$. Коэффициент передачи измерительной схемы $k_{\text{п}} = U_{\text{пер}}/i$ может быть вычислен по известной (или предварительно рассчитанной) взаимной индуктивности M и электрическим параметрам интегрирующего устройства, но чаще схему

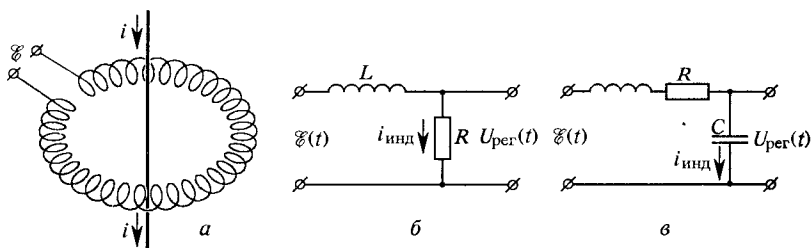


Рис. 4.7. Пояс Роговского (а), схемы замещения его интегрирующих LR- (б) и RC-цепочек (в)

предпочитают просто калибровать, измеряя выходное напряжение $U_{\text{пер}}$ от точно известного тока i при строгом сохранении геометрии цепи тока и положения датчика.

Методически целесообразно, чтобы катушка индуктивности датчика была тороидальной и охватывала проводник или канал с измеряемым током (рис. 4.7а). Тогда взаимное положение тока и катушки много слабее сказывается на величине M . Конструкцию с тороидальной катушкой называют *поясом Роговского*. В качестве интегрирующего устройства в поясе Роговского часто применяют LR- или RC-цепочки (рис. 4.7б и 4.7в), на которые замыкается катушка. В первом случае специальной индуктивности L не изготавливают; ее роль в цепи интегрирования обычно выполняет сама катушка датчика, к выводам которой присоединяют интегрирующий резистор R . Напряжение на резисторе определяется уравнением

$$L \frac{di_{\text{инд}}}{dt} + Ri_{\text{инд}}(t) = \mathcal{E}(t), \quad (4.19)$$

где $i_{\text{инд}}$ — ток в катушке. Если сопротивление резистора настолько мало, что $L di_{\text{инд}}/dt \gg Ri_{\text{инд}}$ в течение всего времени измерения, то

$$i_{\text{инд}}(t) \approx \frac{1}{L} \int_0^t \mathcal{E}(t) dt = -\frac{M}{L} i(t), \quad U_{\text{рег}}(t) = Ri_{\text{инд}} = -\frac{MR}{L} i(t), \quad (4.20)$$

т. е. выходное напряжение $U_{\text{рег}}(t)$ пропорционально измеряемому току $i(t)$, а коэффициент передачи схемы равен $k_{\text{п}} = -MR/L$.

В случае RC -интегрирования катушка пояса Роговского замыкается на последовательно соединенные емкость C и резистор R , а напряжение снимается с емкости (рис. 4.7в). Теперь уравнение баланса напряжений принимает вид

$$L \frac{di_{\text{инд}}}{dt} + Ri_{\text{инд}} + \frac{1}{C} \int_0^t i_{\text{инд}} dt = \mathcal{E}(t). \quad (4.21)$$

Чтобы осуществить операцию интегрирования $\mathcal{E}(t)$, нужно выбрать такие параметры цепи L , R и C , при которых во время измерения напряжение от тока $i_{\text{инд}}$ на резисторе R много больше, чем на индуктивности пояса Роговского и на емкости. Тогда

$$i_{\text{инд}} \approx \frac{\mathcal{E}}{R}, \quad U_{\text{рег}}(t) = \frac{1}{C} \int_0^t i_{\text{инд}} dt = -\frac{M}{RC} i(t). \quad (4.22)$$

Здесь снова выходное напряжение $U_{\text{рег}}(t)$ пропорционально измеряемому току $i(t)$; теперь коэффициент передачи $k_{\text{п}} = -M/RC$.

4.3.5. Ошибки измерения тока поясом Роговского. Главная погрешность измерения тока поясом Роговского происходит от несовершенства интегрирующего устройства. Условия интегрирования (4.20) для LR -цепочки или (4.22) для RC -цепочки всегда выполняются лишь приближенно. Чтобы проанализировать характер искажений регистрируемых импульсов, приходится рассматривать точные решения, связывающие выходное напряжение $U_{\text{рег}}(t)$ с измеряемым током $i(t)$, используя для этого уравнения (4.19) и (4.21). Рассмотрим уравнение (4.21) как более общее и найдем решение для прямоугольного импульса тока $i(t) = I_0$ при $t \geq 0$. Это определит переходную функцию измерительной схемы ($y(t) = U_{\text{рег}}(t)$ при $I_0 = 1$) и позволит вычислять $U_{\text{рег}}(t)$ для произвольного тока $i(t)$ при помощи интеграла Дюамеля (см. раздел 4.2.2). После подстановки выражения для $U_{\text{рег}}$ из (4.22) в (4.21) имеем

$$\frac{d^2 U_{\text{рег}}}{dt^2} + \frac{R}{L} \frac{dU_{\text{рег}}}{dt} + \frac{1}{LC} U_{\text{рег}} = 0. \quad (4.23)$$

Общим решением этого уравнения служит выражение

$$U_{\text{пер}}(t) = A \exp(p_1 t) + B \exp(p_2 t), \quad (4.24)$$

где p_1 и p_2 являются корнями характеристического уравнения $p^2 + pR/L + 1/(LC) = 0$,

$$p_{1,2} = -\frac{R}{2L} \pm \sqrt{\frac{R^2}{4L^2} - \frac{1}{LC}}. \quad (4.25)$$

Для определения начальных условий, как и в разделе 4.3.1, будем считать измеряемый прямоугольный импульс тока дифференцируемым на фронте в момент $t = 0$. Неограниченная крутизна импульса позволяет тогда пренебречь в (4.21) всеми членами, кроме содержащих ЭДС магнитной индукции, и записать при $t = 0$ $L di_{\text{инд}}/dt = \mathcal{E}(0) = -M di/dt$. После интегрирования найдем

$$i_{\text{инд}}(0) = -\frac{M}{L} I_0.$$

С другой стороны, согласно (4.22), $i_{\text{инд}}(0) = C(dU_{\text{пер}}/dt)_{t=0}$. Из (4.24) для постоянного интегрирования A и B получим следующее равенство

$$i_{\text{инд}}(0) = C(p_1 A + p_2 B) = -\frac{M}{L} I_0. \quad (4.26)$$

Второе уравнение для A и B вытекает из равенства нулю заряда и напряжения на емкости C в момент $t = 0$:

$$U_{\text{пер}}(0) = A + B = 0. \quad (4.27)$$

Из уравнений (4.26) и (4.27) находим

$$A = -B = -\frac{MI_0}{LC(p_1 - p_2)}, \quad (4.28)$$

чем вместе с (4.24) и (4.25) и определяется регистрируемое напряжение $U_{\text{пер}}(t)$.

Когда катушка пояса Роговского нагружена на RC -интегрирующую цепочку, для осуществления интегрирования образовавшийся LRC -контур должен быть сильно демпфирован и потому $R \gg \sqrt{L/C}$. В этом случае согласно (4.25)

$$p_1 \approx -\frac{R}{L}, \quad p_2 \approx -\frac{1}{RC},$$

причем $|p_1| \gg |p_2|$. Это позволяет приближенно записать (4.24) как

$$U_{\text{пер}}(t) \approx k_{\text{н}}[\exp(-t/RC) - \exp(-tR/L)],$$

а для переходной функции, полагая $I_0 = 1$, получить

$$y(t) \approx k_{\text{н}}[\exp(-t/RC) - \exp(-tR/L)], \quad k_{\text{н}} = -\frac{M}{RC}. \quad (4.30)$$

Меньшей постоянной времени $T_1 = L/R$ определяется деформация фронта импульса. Фронт размывается тем сильнее, чем больше собственная индуктивность катушки пояса Роговского и чем меньше сопротивление R . Большая постоянная $T_2 = RC$ отвечает за искажения плоской части импульса. Чтобы избежать их при регистрации протяженных импульсов, постоянная T_2 должна быть возможно большей. Таким образом, увеличение сопротивления резистора R интегрирующей цепочки оказывается универсальным средством ограничения искажений на фронте и хвосте импульса. Если не смущаться потерей выходного напряжения, обратно пропорционального RC , успешную регистрацию тока можно вести в очень широком временном диапазоне. Современные операционные усилители позволяют справиться с такой задачей.

Для пояса Роговского с LR -интегрирующей цепочкой решение уравнения (4.19) с \mathcal{E} , определяемой формулой (4.18), и $i(t) = I_0$ при $t \geq 0$ позволяет аналогичным образом выразить ток в катушке $i_{\text{инд}}$ как

$$i_{\text{инд}}(t) = -\frac{M}{L} I_0 \exp(-Rt/L).$$

Выходное напряжение и переходная функция представляются в виде

$$U_{\text{рег}}(t) = R i_{\text{инд}}(t) = -\frac{MRI_0}{L} \exp(-Rt/L), \quad (4.31)$$

$$y(t) = k_{\text{п}} \exp(-Rt/L), \quad k_{\text{п}} = -\frac{MR}{L}.$$

Здесь плоская часть импульса деформируется тем сильнее, чем меньше постоянная времени L/R . Возможности повышения L/R путем увеличения индуктивности катушки не слишком велики. Снижение сопротивления R хотя и кажется универсальным средством, но на самом деле тоже не дает большого положительного эффекта. Причина такого положения не в снижении выходного напряжения $U_{\text{рег}}$, пропорционального R . Эту трудность можно было бы преодолеть последующим усилением проинтегрированного сигнала. Дело в том, что обмотка катушки пояса Роговского сама обладает сопротивлением, величина которого и задает нижний предел R в цепи интегрирования.

При измерении медленно меняющихся токов у LR -цепочки нет заметных преимуществ перед RC -цепочкой, но она предпочтительнее, когда нужно записать импульс тока с коротким фронтом. Согласно (4.31) фронт импульса должен передаваться вообще без всяких искажений. В действительности их вызывают паразитные колебания в контуре, который образован индуктивностью катушки и ее паразитной емкостью на землю. Эта емкость не так уж мала, потому что катушку приходится защищать от электромагнитных наводок металлическим экраном (обязательно незамкнутым, чтобы

прервать вихревые токи в экране, снижающие ЭДС взаимной индукции). Заземленный экран располагается близко к виткам катушки и увеличивает их паразитную емкость.

Период паразитных колебаний катушки должен быть много меньше длительности фронта, которую предполагается измерить. Тогда паразитные колебания, быстро затухнув под влиянием сопротивления катушки (увеличившегося из-за скин-эффекта при высокой частоте колебаний), будут заметны только в самом начале записи тока и практически не исказят его фронта. В современном исполнении пояс Роговского позволяет вести удовлетворительные измерения импульсов тока с фронтом наносекундного диапазона.

Как уже говорилось, взаимная индуктивность M , определяющая уровень регистрируемого напряжения $U_{\text{рег}}$, не рассчитывается, а определяется калибровкой измерительной цепи. В лаборатории калибровка трудностей не представляет, но она превращается в сложную проблему, когда путем регистрации электромагнитного поля молнии пытаются дистанционно измерить ее ток. Сложностей много, даже когда точно известно расстояние от места установки индукционного датчика до точки удара. Их создаст неопределенность траектории разряда между облаком и землей, а кроме того, заранее неизвестное и меняющееся во времени распределение тока по длине канала.

4.4. Трактовка результатов измерений тока

Это нелегкая проблема для многих форм нестационарного разряда и, особенно, для искрового, граница которого быстро перемещается в пространстве, а распределение тока в канале меняется во времени. Нужно четко отдавать себе отчет в том, какая именно величина измерена и какое отношение она имеет к току в канале разряда, который в первую очередь интересует экспериментатора. Здесь далеко не всегда удастся найти однозначные ответы. Рассмотрим несколько типовых ситуаций, для того чтобы пояснить существо возникающих неопределенностей. Как правило, все они просты по физической природе, но некоторые детали могут ускользнуть от внимания исследователя, иногда даже опытного.

4.4.1. Часть разрядного тока уходит в землю, минуя схему измерения. Для упрощения экспериментальной установки датчики тока стремятся размещать в местах с возможно более низким потенциалом относительно земли, лучше всего — с нулевым. С этой целью низковольтный электрод (чаще — плоскость) соединяют с землей через шунт или монтируют пояс Роговского на заземляющем проводнике. Пока канал разряда не пересек промежутка, а дрейфующие в электрическом поле заряды не достигли поверхности заземленного электрода, ток, поступающий на эту поверхность

со стороны разрядного промежутка, по своей природе является током смещения. Регистрируемый ток равен

$$i_{\text{рег}} = \epsilon_0 \int_S \frac{\partial E_3}{\partial t} dS, \quad (4.32)$$

причем интегрирование производной поля у земли E_3 распространяется на всю поверхность плоскости, к которой присоединен датчик тока. Как правило, изменение напряженности E_3 вызвано накоплением и перераспределением объемного заряда при развитии разряда. Рассмотрим для иллюстрации неподвижный меняющийся во времени точечный заряд q , расположенный на высоте h над заземленной металлической плоскостью. Поле заряда q на поверхности плоскости в точке r равно

$$E_3(r) = \frac{2qh}{4\pi\epsilon_0(r^2 + h^2)^{3/2}} \quad (4.33)$$

(коэффициент 2 в числителе появляется в результате учета зеркального отражения заряда в плоскости). Подстановка (4.33) в (4.32) приводит к выражению

$$i_{\text{рег}} = \frac{dq}{dt} \frac{h}{2\pi} \int_0^{r_{\text{пл}}} \frac{2\pi r dr}{(r^2 + h^2)^{3/2}} = \frac{dq}{dt} \left(1 - \frac{h}{(r_{\text{пл}}^2 + h^2)^{1/2}} \right), \quad (4.34)$$

где $r_{\text{пл}}$ — радиус плоскости, с которой собирается ток. Слагаемое $\delta_{\text{ток}} = h/(r_{\text{пл}}^2 + h^2)^{1/2}$ в (4.34) определяет относительную погрешность измерения тока за счет ограниченного размера измерительной плоскости. На нее замыкаются не все линии поля; часть их заканчивается на заземленном полу высоковольтного зала и других заземленных конструкциях. Чтобы удержать погрешность $\delta_{\text{ток}}$ на допустимом уровне, радиус измерительной плоскости должен быть достаточно большим:

$$r_{\text{пл}} = \frac{h}{\delta_{\text{ток}}} (1 - \delta_{\text{ток}}^2)^{1/2} \approx \frac{h}{\delta_{\text{ток}}}. \quad (4.35)$$

Иными словами, для достоверного (с погрешностью порядка 10%) измерения тока разряда во внешней цепи радиус измерительной плоскости должен быть на порядок больше длины промежутка. Это жесткое требование не так легко выполнить. Чаше приходится использовать плоскость, у которой $r_{\text{пл}} \approx h$. Согласно (4.34) погрешность регистрации тока превышает при этом 70%, по крайней мере, для начальных стадий разряда, пока головка канала не приблизилась к плоскости. Такие измерения нельзя рассматривать иначе, как качественные.

В высоковольтном зале ограниченной площади для более точной записи тока приходится переносить шунт (или иной датчик) на

высоковольтный электрод. Теперь через него всегда будет проходить полный ток разряда, благодаря чему погрешность рассмотренного типа исключается полностью. Но в техническом отношении измерять ток в элементе цепи, находящемся под высоким потенциалом, много труднее. Сегодня можно обсуждать два примерно одинаковых способа решения этой проблемы. В первом из них сигнал с датчика преобразуется в световой, аналоговый или цифровой и передается по оптоволоконной линии на землю, где расположены блок обратного преобразования светового сигнала в электрический и регистрирующая аппаратура. Ясно, что изоляция световода должна выдерживать полное напряжение, которое предполагается подавать в эксперименте. Другая схема предусматривает аналого-цифровое преобразование сигнала с датчика, запись его в блоке оперативной памяти преобразователя, также расположенного под высоким потенциалом, а затем, после завершения разряда и снижения напряжения до нуля, передачу цифровых кодов к регистрирующей аппаратуре любым удобным методом.

Обращаем внимание на давнюю практику измерения тока, которая до появления современных электронных средств иногда применялась в высоковольтных залах ограниченной площади. Речь идет о «перевернутой» схеме расположения электродов. Большой плоский электрод подвешивают на нужной высоте и присоединяют к источнику высокого напряжения (его полярность должна быть изменена на обратную), а электрод малого радиуса, от которого развивается разряд, устанавливают на высоком и тонком стержне. Теперь шунт, присоединенный к электроду, собирающему почти весь ток в начальных стадиях разряда, оказывается заземленным, и сигнал к измерительной аппаратуре можно передавать от него обычным кабелем.

Однако условия развития разряда в обычной и «перевернутой» схемах не вполне идентичны. Заземленный стержень нельзя поднять слишком высоко — его длина ограничена высотой зала, и поэтому на распределение электрического поля в разрядном промежутке может заметно влиять заземленная плоскость пола (часть силовых линий выходит не со стержня, а из пола). При прочих равных условиях поле в «перевернутой» схеме всегда оказывается более однородным, чем при обычном расположении электродов. Последствия этого могут заметно сказываться на результатах.

4.4.2. О выделении тока проводимости из полного разрядного тока во внешней цепи. Измерения полного тока во внешней цепи $i(t)$ еще не дают возможности найти проводимость растущего канала, выделяющуюся там энергию или количество объемного заряда в разрядном промежутке. Оценки всех этих величин предполагают знание именно тока проводимости в искровом канале, который может значительно отличаться от полного тока во внешней цепи. Но в традиционных схемах датчик тока устанавливается как раз

во внешней цепи. Поэтому, в лучшем случае, по результатам измерения можно судить о токе проводимости лишь в месте контакта канала разряда с поверхностью электрода ($i_{\text{пров}}$), от которого он стартовал. В других сечениях канала ток может быть существенно иным. С такой ситуацией мы уже сталкивались, рассматривая параметры канала за фронтом волны ионизации (раздел 3.2.2).

Для измерения тока проводимости датчик обязательно надо разместить у электрода, с которым контактирует канал разряда. В общем случае полный ток через датчик $i(t)$ может отличаться от искомого тока проводимости $i_{\text{пров}}(t)$, ибо

$$i(t) = i_{\text{пров}}(t) + \frac{dq_{\text{нав}}}{dt} + C_3 \frac{dU_0}{dt}. \quad (4.36)$$

Два последних слагаемых в (4.36) можно трактовать формально как некоторую «емкостную» составляющую полного тока, которая определяется скоростью изменения заряда на поверхности электрода — наведенного ($q_{\text{нав}}$) и накопленного емкостью электрода C_3 при напряжении на промежутке U_0 . Для измерения тока проводимости схема эксперимента должна строиться так, чтобы «емкостный» ток миновал датчик. Это обеспечивается применением *секционированных электродов* [4.2, 4.3].

Выделим на поверхности электрода измерительную секцию настолько малой площади $S_{\text{сек}}$, что ее поверхностным зарядом можно пренебречь по сравнению с полным зарядом электрода. Свяжем эту секцию с остальной частью электрода через шунт (рис. 4.8а) и потребуем, чтобы изоляция секции выдерживала максимально возможное напряжение на шунте (обеспечить последнее не составляет труда для шунта низкого сопротивления). Если разряд стартует от поверхности измерительной секции, что происходит с некоторой вероятностью, ток проводимости целиком пойдет через шунт, тогда как «емкостный» ток, поставляющий заряд к поверхности электрода, попадет туда лишь малой своей долей, порядка $S_{\text{сек}}/S_3$, где S_3 — площадь электрода. Такой способ избавления от емкостного тока оказывается эффективным — для большинства измерений достаточно иметь $S_{\text{сек}}/S_3 \leq 0,05 \div 0,1$.

Снижение площади измерительной секции повышает точность измерения ценой увеличения нагрузки на нервы экспериментатора,

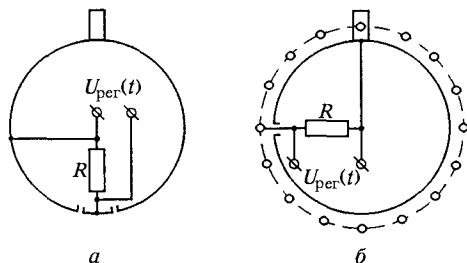


Рис. 4.8. Секционированный электрод для измерения тока проводимости (а); модификация датчика — электрод с измерительной сеткой (б)

который вынужден томительно ждать возникновения разряда от заранее подготовленного места. Надежда на то, что разряд стартует от вершины электрода, где поле максимально, при импульсном напряжении оправдывается редко из-за случайности появления начальных электронов, с размножения которых начинается процесс.

Когда время эксперимента дорого и низкая вероятность удачных разрядов недопустима, может оказаться полезным электрод с измерительной сеткой [4.3]. Принцип «отстройки» от емкостных токов здесь аналогичен только что рассмотренному, но вместо измерительной секции малой площади на электрод натягивается столь же малая по площади редкая сетка из тонкой проволоки (рис. 4.8б). Сетку отделяет от электрода тонкий слой высокопрочной изоляции (например, это может быть эпоксидный компаунд или напыленный полиэтилен). Шунт подключается к сетке, как раньше он подключался к измерительной секции. При ювелирном исполнении сетки со слоем изоляции в доли миллиметра искажения электрического поля не сказываются заметно даже на условиях зарождения искры, не говоря уже о влиянии на ее развитие в глубине промежутка. Теперь не страшно, если разряд возбудится в любом месте электрода, точнее в любой точке металлической сетки.

4.4.3. Различия между током в основании канала разряда и током в сечениях, удаленных от электрода. Об этом уже шла речь в гл. 3. И все же мы напоминаем еще раз о профессиональной осторожности. Шунт принципиально нельзя внести в канал разряда. Положение с индукционным датчиком также проблематично, ибо при высоком напряжении нужно выдерживать большие изоляционные расстояния, а тогда магнитное поле в месте размещения датчика зависит от распределения тока по всей длине канала. Привязать измерения к току в каком-либо конкретном сечении не удастся. Некоторую надежду оставляют индукционные датчики с беспроводными или оптоволоконными каналами передачи информации к регистрирующей аппаратуре. Такой датчик, в принципе, можно приблизить к каналу разряда, однако, требуется очень точная регистрация расстояния до канала, от которого зависит взаимоиנדукция. Траектория длинной искры подвержена случайным искривлениям и указанное расстояние может сильно меняться от разряда к разряду в ходе эксперимента. В столь сложной ситуации естественно стремление исследователя извлечь максимум информации из обычных регистраций тока через поверхность электрода, и именно здесь нужна особая осторожность в обращении с экспериментальным материалом.

Приведем пример, в котором, несмотря на схематичность, прослеживается в общем реальная ситуация, и который показывает, сколь иллюзорной может оказаться полученная информация. Пусть в ходе эксперимента при помощи шунта, установленного на секционированном электроде, регистрируется ток проводимости

в основании формирующегося искрового канала. Допустим, что достигнув длины $l = 10$ м, канал временно перестал расти и возникла длительная (в сотни микросекунд) пауза с полным прекращением тока. Затем развитие разряда возобновилось и скорость роста канала «мгновенно» достигла величины v . Ток проводимости в области фронта волны ионизации, пропорциональный v (раздел 3.2.2), столь же «мгновенно» возрос до $i_T = Av$, где A — некий постоянный коэффициент. Подобная «вспышечная» форма движения лидера длинной искры иногда действительно наблюдается в воздушных промежутках.

Оценим реакцию тока в шунте на произошедшее событие, ибо только этот ток и доступен измерению. Распределение тока по каналу разряда подробно рассматривалось в разделе 3.2.5. В случаях, когда ЭДС самоиндукции много меньше падения напряжения на сопротивлении канала, справедливо уравнение (3.36), аналогичное уравнению диффузии или теплопроводности:

$$\frac{\partial^2 i}{\partial x^2} - \tilde{R}\tilde{C} \frac{\partial i}{\partial t} = 0, \quad (4.37)$$

где \tilde{R} и \tilde{C} — погонные сопротивление и емкость канала. Если координата x отсчитывается от головки канала, то в момент возобновления роста тока после паузы ($t = 0$)

$$i(0, t) = Av = \text{const}, \quad i(x, 0) = 0, \quad U(x, 0) = U_0,$$

поскольку во время длительной паузы тока потенциал по всей длине канала успел выравняться.

Уравнение (4.37) можно решить методом преобразования Лапласа, позволяющего заменить производную $\partial i / \partial t$ на pi , где p — вспомогательная комплексная переменная. После такой замены получим

$$\frac{d^2 i(x, p)}{dx^2} - \tilde{R}\tilde{C} pi = 0, \quad (4.38)$$

$$i(x, p) = B_1 \exp\left(-x\sqrt{\tilde{R}\tilde{C}p}\right) - B_2 \exp\left(x\sqrt{\tilde{R}\tilde{C}p}\right).$$

Рассмотрим случай бесконечного канала, что соответствует малым временам, при которых возмущение от возобновления тока у головки канала едва достигло его основания, т. е. электрода. Тогда из-за ограниченности тока при $x \rightarrow \infty$, $B_2 = 0$ и

$$i(x, p) = B_1 \exp\left(-x\sqrt{\tilde{R}\tilde{C}p}\right). \quad (4.39)$$

Обратное преобразование Лапласа дает

$$i(x, t) \approx Av \left[1 - \Phi\left(\frac{x}{2} \sqrt{\frac{\tilde{R}\tilde{C}}{t}}\right) \right], \quad (4.40)$$

где

$$\Phi(z) = \operatorname{erf}(z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z \exp(-y^2) dy$$

— табулированный интеграл ошибок Гаусса. При $z \gg 1$ с погрешностью, не превышающей $1/(2z^2)$, $1 - \Phi(z) \approx \exp(-z^2)/(z\sqrt{\pi})$, т. е. при $t \ll x^2 \tilde{R}\tilde{C}$

$$i(x, t) \approx Av \frac{2 \exp[-x^2 \tilde{R}\tilde{C}/(4t)] \sqrt{t}}{\sqrt{\pi x^2 \tilde{R}\tilde{C}}}. \quad (4.41)$$

Положим $\tilde{R} = 5 \cdot 10^5$ Ом/м, $\tilde{C} = 10$ пФ/м (это вполне реальные цифры для длинного канала в воздухе) и оценим ток через основание канала при $x = l = 10$ м. Через 10 мкс после «оживления» разряда ток в шунте все еще будет в 10^6 раз меньше тока в головке канала и его просто не удастся заметить. Только через 50 мкс регистрируемый ток поднимется примерно до $0,03 i_T$ и станет, наконец, доступным для измерения. Столь пологий импульс тока в шунте вряд ли поможет экспериментатору воссоздать истинную картину скачкообразного ускорения процесса разряда, который был выбран в качестве примера.

4.5. Измерение величины и распределения заряда в промежутке

Измерения объемного заряда нужны для определения электрического поля в разрядном промежутке при развитии разрядных процессов. Насколько это важно и сложно, можно представить хотя бы по аналитическим оценкам, сделанным в гл. 3. В конечном счете почти все они были направлены на поиск продольного электрического поля в области фронта волны ионизации, в канале за фронтом или радиального поля у боковой поверхности канала.

Суммарную величину объемного заряда в промежутке можно измерить, интегрируя измеряемый в ходе эксперимента ток проводимости на электроде, от которого стартовал канал разряда,

$$q_0 = \int_0^t i_{\text{пров}}(t) dt. \quad (4.42)$$

Измерения имеют смысл, пока волна ионизации не пересекла промежуток и только через поверхность этого электрода проходит ток зарядов. Регистрацию тока проводимости нужно вести при помощи секционированных электродов (раздел 4.4.2).

Попытка определения объемного заряда по полному току через электрод в ряде случаев чревата недопустимо большими ошибками.

Для оценки такой погрешности предположим, что на расстоянии x от сферического анода радиусом r_a в результате ионизации образовались заряды $+q$ и $-q$, последний в виде электронов. Дрейф электронов со скоростью v_e в направлении анода вызывает во внешней цепи ток, который по теореме Шокли (раздел 2.6) равен

$$i(t) = qv_e(x) \frac{r_a}{r^2}.$$

Регистрация этого тока за время движения электронов до анода даст после интегрирования заряд

$$q_{\text{пер}} = qr_a \int_0^t \frac{dr}{r^2} = q \left(1 - \frac{r_a}{r_a + x} \right), \quad (4.43)$$

хотя в действительности после выхода всех электронов на анод в промежутке останется объемный заряд $+q > q_{\text{пер}}$. Относительная погрешность в измерении заряда $(q - q_{\text{пер}})/q = r_a/(r_a + x)$ тем больше, чем ближе к электроду образуется заряд. При $x = r_a$ измеренный заряд в 2 раза меньше фактически существующего в промежутке.

Естественно, что выражение (4.42) несет в себе информацию лишь о разности между количествами положительного и отрицательного заряда в промежутке в данный момент времени, но ничего не говорит о распределении заряда по объему. Можно себе представить ситуацию, когда заряды в промежутке сместились друг относительно друга и образовали две противоположно заряженные области, сильно искажив начальное распределение электрического поля (рис. 4.9). По регистрациям тока проводимости на электродах экспериментатор не сможет догадаться о существовании таких областей, потому что ни один заряд не покинул промежутка. Косвенную информацию дают измерения напряженности электрического поля у поверхности электродов.

Образование любых заряженных областей в объеме промежутка приводит к перераспределению поля, в том числе и у электродов, что можно измерить на опыте. Теоретически возможно, покрыв электроды бесконечно большим числом датчиков поля (принцип их действия см. в разделе 4.6), собрать полную информацию об

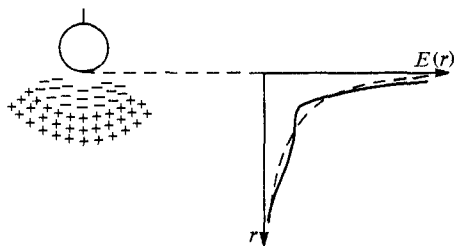


Рис. 4.9. Искажение электрического поля в разрядном промежутке биполярным слоем заряда

изменении поля на пограничных поверхностях промежутка и решив обратную задачу электростатики, определить распределение заряда в объеме. Практически нечто подобное пытались делать в экспериментах [4.4], но с конечным числом датчиков. При этом можно надеяться на получение качественно правдоподобной картины распределения зарядов.

Пусть в эксперименте одновременно снимается информация с n датчиков поля, каждый из которых дает запись $E_k(t)$. Датчики расположены на поверхности электродов, благодаря чему достоверно известны направления векторов E_k , нормальных к металлической поверхности. Разобьем все заряды в объеме на n областей таким образом, чтобы заряд каждой области приблизительно характеризовался неизвестным пока числовым параметром. Это может быть средняя объемная плотность ρ_i , если предполагать, что заряд приблизительно равномерно распределен по объему i -й области, или средняя поверхностная плотность $\sigma_{\text{пов}, i}$ для модели с зарядом, локализованным на внешней границе области. Наконец, можно себе представить заряд распределенным по длине i -го отрезка оси с линейной плотностью τ_i или построить самую простейшую модель с точечным зарядом q_i , сосредоточенным в «центре тяжести» каждой из выделенных областей. Поле в k -й точке измерения E_k линейно связано с неизвестными параметрами зарядов. Например, в случае модели с точечными зарядами

$$E_k = \sum_{i=1}^n \frac{q_i \cos \psi_{ik}}{4\pi\epsilon_0 r_{ik}^2} \equiv \sum_{i=1}^n \beta_{ik} q_i, \quad (4.44)$$

где r_{ik} — расстояние между k -м датчиком и точкой размещения заряда i -й области, а ψ_{ik} — угол между соединяющей их линией и нормалью к поверхности электрода в k -й точке. Прямая задача электростатики состоит в вычислении E_k по известным q_i , обратная — в нахождении q_i по известным E_k , что возможно, если решить систему n алгебраических уравнений типа (4.44).

Экспериментатор волен сам выбирать модель распределения зарядов и порядок деления объема промежутка на расчетные области (от этого будет зависеть выражение для коэффициента β_{ik} при заряде или при его плотности). В этом он руководствуется какими-то косвенными соображениями, далеко не всегда четкими и обоснованными. Возможности для неконтролируемых фантазий растут с уменьшением числа точек измерения поля. Тем не менее, в некоторых случаях удается получать конкретные и правдоподобные результаты. Чаше такое бывает в случае слаборазветвленного канала, траектория которого точно известна по оптическим регистрациям. Радиус чехла заряда, размещенного вокруг канала, как правило,

много меньше длины последнего и потому моделирование канала заряженной нитью представляется вполне оправданным.

Простейшим и наиболее удобным для анализа является случай прямолинейного канала, приближающегося по нормали к плоскому электроду, на котором расположены датчики для измерения поля. Если под τ_i понимать неизвестную пока линейную плотность i -го отрезка канала, то геометрические коэффициенты равны

$$\beta_{ik} = 2 \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_{x_{2i}}^{x_{1i}} \frac{x dx}{(x^2 + r_k^2)^{3/2}} = \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \left[\frac{1}{(x_{1i}^2 + r_k^2)^{1/2}} - \frac{1}{(x_{2i}^2 + r_k^2)^{1/2}} \right], \quad (4.45)$$

причем координаты границ i -го отрезка x_{1i} и x_{2i} отсчитываются от плоскости (коэффициент 2 в (4.45) учитывает действие зеркально отраженных в плоскости зарядов).

Исходя из (4.45), можно сформулировать требования к точности измерения поля для достоверного определения зарядов канала. Очевидно, что сильнее всего на изменение заряда будет реагировать поле непосредственно под каналом, при $r_k = r_1 = 0$. Для этой точки

$$\beta_{1i} = \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{x_{1i}} - \frac{1}{x_{2i}} \right). \quad (4.46)$$

Рассмотрим поле, созданное двумя соседними участками канала равной длины Δx с плотностями зарядов τ_1 и τ_2 . Пусть ближайшая к плоскости граница участка расположена на высоте $h \gg \Delta x$. Тогда согласно (4.46) поле на электроде под каналом, созданное зарядами $\tau_1 \Delta x$ и $\tau_2 \Delta x$, равно

$$E = \frac{\tau_1}{2\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{h} - \frac{1}{h + \Delta x} \right) + \frac{\tau_2}{2\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{h + \Delta x} - \frac{1}{h + 2\Delta x} \right).$$

Если усреднить распределение заряда по участкам и пользоваться средней погонной плотностью $\tau = (\tau_1 + \tau_2)/2$, то поле, созданное зарядом $2\tau \Delta x$ в той же точке, составило бы

$$E' = \frac{\tau}{2\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{h} - \frac{1}{h + 2\Delta x} \right). \quad (4.48)$$

Для того чтобы по результатам измерений действительно выявить неравномерность распределения заряда в пределах рассматриваемых участков, точность измерения должна быть достаточной для надежной регистрации разности $\Delta E = E - E' \approx \Delta x^2 (\tau_1 - \tau_2) / (2\pi\epsilon_0 h^3)$. Для этого относительная погрешность измерения поля должна быть заведомо меньше, чем

$$\frac{\Delta E}{E'} \approx \frac{\Delta x (\tau_1 - \tau_2)}{h (\tau_1 + \tau_2)}. \quad (4.49)$$

Если, например, средние погонные плотности заряда на соседних расчетных интервалах различаются даже вдвое, то и в этом случае требования к точности измерения оказываются достаточно жесткими: $\Delta E/E' < \Delta x/3h$. Так при $\Delta x = 0,1h$ точность измерений должна быть порядка процента, что отнюдь не легко обеспечить в эксперименте.

К сожалению, редко удается найти экспериментальную работу, где модель распределения зарядов приведена в соответствие с реально достигнутой точностью измерения. Анализируя результаты экспериментальной работы, следует иметь в виду, что они могут дать сколько-нибудь достоверную информацию лишь о тех заряженных областях, что соизмеримы по своим характерным размерам с расстоянием до точки измерения поля. По этой причине целесообразно размещать датчики поля сразу на обоих электродах промежутка. Тогда и основание канала, и его головка оказываются в более или менее одинаковых с точки зрения измерения условиях. Естественно, что при этом, рассчитывая коэффициенты β_{ik} , следует учитывать не только действие самих объемных зарядов, но и зарядов, наведенных ими на поверхности электродов.

Оценки распределения заряда приобретают большую надежность, если одновременно с регистрациями поля по току проводимости измеряется и полный заряд в промежутке. Результат такого измерения делает заранее известной сумму зарядов на всех участках расчетной модели, что можно использовать для контроля вычисленных величин.

4.6. Измерение напряженности электрического поля

Здесь можно выделить две задачи, различные по сложности, — измерение напряженности на поверхности электродов и измерение в объеме промежутка, в том числе непосредственно в канале разряда. Первая задача решается сравнительно просто, тогда как вторая до сих пор остается проблемой в методике экспериментального исследования искрового разряда. Остановимся на каждой из задач более подробно.

4.6.1. Измерение электрического поля на поверхности электродов.

Такие измерения почти всегда сводятся к регистрации электрического заряда, на этот раз поверхностного. Поверхностная плотность заряда $\sigma_{\text{пов}}$ связана с напряженностью электрического поля в данной точке поверхности соотношением $\epsilon_0 E = \sigma_{\text{пов}}$ (имеется в виду нормальная составляющая поля, поскольку тангенциальная у идеального проводника равна нулю). Если электрод разделить на секции настолько малые, что в пределах каждой из них поверхностная

плотность может быть принята равной некоторому усредненному значению $\sigma_{\text{сек}}$, то среднее поле у поверхности секции равно

$$E_{\text{сек}} = \frac{\sigma_{\text{сек}}}{\epsilon_0} = \frac{q_{\text{сек}}}{\epsilon_0 S_{\text{сек}}}, \quad (4.50)$$

где $q_{\text{сек}}$ — заряд на поверхности секции площадью $S_{\text{сек}}$.

Когда из разрядного промежутка заряд на секцию не поступает и до начала регистрации заряда поля на поверхности секции не было, заряд $q_{\text{сек}}$ определяется как

$$q_{\text{сек}} = \int_0^t i_{\text{рег}}(t) dt, \quad (4.51)$$

где $i_{\text{рег}}$ — ток, протекающий через цепь секции, который и регистрируется в эксперименте (рис. 4.10а). Зная $q_{\text{сек}}(t)$, по формуле (4.50) можно определить и поле $E_{\text{сек}}(t)$. Поскольку нас интересует не ток, а интеграл от него, напряжение с датчика тока можно было

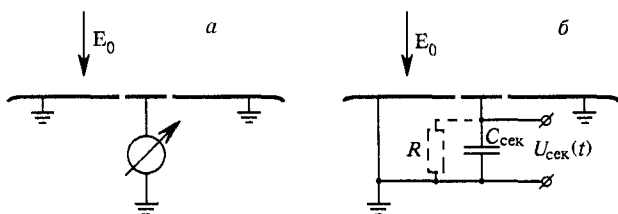


Рис. 4.10. Регистрация электрического поля у электрода по его поверхностному заряду

бы подать на какой-нибудь интегрирующий элемент, но разумнее вообще не вводить в схему датчик тока, а непосредственно измерять заряд, перетекший к секции. Для этого достаточно связать ее с внешней цепью через интегрирующий конденсатор $C_{\text{сек}}$ (рис. 4.10б). Напряжение на конденсаторе пропорционально искомому полю:

$$U_{\text{сек}}(t) = \frac{q_{\text{сек}}}{C_{\text{сек}}} = \frac{\epsilon_0 S_{\text{сек}} E_{\text{сек}}(t)}{C_{\text{сек}}}. \quad (4.52)$$

Тот факт, что потенциал секции будет отличаться от потенциала остальной части электрода на величину $U_{\text{сек}}$, никак не скажется на развитии разряда — для надежных измерений вполне достаточно иметь на конденсаторе $C_{\text{сек}}$ напряжение порядка 1 В, тогда как напряжение на промежутке в экспериментах с длинной искрой обычно в $10^5 \div 10^6$ раз больше.

Как правило, в схему измерений стремятся ввести конденсатор $C_{\text{сек}}$ максимально возможной емкости. Это делается для того, чтобы

снизить погрешность, связанную с утечкой заряда через сопротивление R , шунтирующее конденсатор (рис. 4.10б). Сопротивление утечки R складывается из паразитных сопротивлений изоляции секции и ее емкости, но главный вклад дает входное сопротивление регистрирующей аппаратуры. Погрешность проявляется совершенно аналогично той, что уже рассматривалась в разделе 4.2 для емкостного делителя напряжения с конечным сопротивлением R_2 нижнего плеча. Переходная функция цепи измерения $y(t) = \exp(-t/T_{\Pi})$, где $T_{\Pi} = RC_{\text{сек}}$, указывает на деформацию плоской части импульса и, как следствие, может привести к очень заметной погрешности в области заднего фронта, когда поле резко снижается, например, при пробое разрядного промежутка.

Оценим реальные возможности схемы регистрации для достаточно типичной экспериментальной ситуации. Пусть на электроде выделена измерительная секция площадью $S_{\text{сек}} = 10 \text{ см}^2$. В поле $E = 30 \text{ кВ/см}$ (пороговое значение для ионизации в воздухе атмосферного давления) ее заряд $q_{\text{сек}} = \epsilon_0 S_{\text{сек}} E \approx 2,6 \cdot 10^{-8} \text{ Кл}$ достаточен для того, чтобы поднять напряжение $U_{\text{сек}}$ до 1 В на емкости $C_{\text{сек}} = q_{\text{сек}}/U_{\text{сек}} \approx 26 \text{ нФ}$. Применение современных материалов для изоляции секции и высокоомной измерительной аппаратуры позволяет считать реальным сопротивление утечки $R_2 \approx 10 \text{ МОм}$, что дает постоянную времени $T_{\Pi} \approx 26 \text{ мс}$. Для лабораторного искрового разряда, где масштабом времени, как правило, служат микросекунды, это — вполне значительная величина. Поэтому у экспериментатора проблемы здесь возникают редко, разве что в экзотических случаях. В качестве примера последних можно указать разряд в очень горячем газе, где при температуре свыше 1000 К резко увеличиваются токи утечки многих керамических изоляционных материалов.

4.6.2. Измерение медленно меняющихся полей у поверхности электродов. Такая ситуация может возникнуть при исследовании очень длинных искр и особенно при регистрации электрического поля у земли во время развития молнии. Время формирования лидера молнии часто превышает 10 мс, а электрическое поле у земли нарастает очень медленно и большую часть времени удерживается на уровне 100 + 200 В/см. Приходится поэтому специально заботиться о дополнительных средствах измерения постоянной составляющей поля. Наибольшее распространение получили приборы, в которых постоянное электрическое поле у поверхности измерительной секции искусственно модулируется механическим перемещением заземленного электростатического экрана. В простейшей конструкции флюксметра (так называют такие приборы) постоянное поле E модулируется вращением над плоской измерительной секцией

заземленного металлического диска с прорезями (рис. 4.11а), который выполняет роль экрана. Силовые линии E попадают на поверхность секции только через прорези в экране, в результате чего при

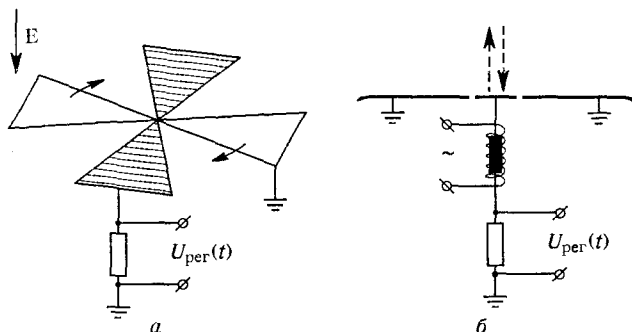


Рис. 4.11. Принципиальные схемы роторного (а) и вибрационного (б) флюксометров

вращении последнего поверхностный заряд секции меняется во времени. Изменение поверхностного заряда возбуждает ток через секцию, величина которого пропорциональна скорости вращения экранирующего диска, площади поверхности секции и полю E (последнее не должно изменяться сколько-нибудь заметно за один оборот экрана). Стабилизировав скорость вращения и измеряя ток секции, можно определить поле E .

Рассчитать истинную чувствительность флюксометра трудно. Перед измерениями его просто калибруют в промежутке с известным однородным электрическим полем. В современных флюксометрах для повышения надежности работы прибора стараются избавиться от вращающихся элементов. Поле модулируется колебаниями в вертикальной плоскости (с частотой порядка 1 кГц) заземленной струны, расположенной над измерительной секцией. Иногда при помощи электромагнита приводят в периодическое движение саму секцию (рис. 4.11б), заставляя ее подниматься над отверстием в заземленной плоскости и углубляться в него. Все подобные операции изменяют поток вектора E через измерительную секцию, благодаря чему возбуждается ток, меняющий поверхностный заряд секции, пропорциональный этому потоку. Собственно измерения тока уже не представляют сложностей.

Посмотрим, каков диапазон полей, которые поддаются измерению. Возможность измерения слабых полей в принципе не ограничена, здесь все зависит от искусства экспериментатора и от совершенства применяемой аппаратуры. Что касается верхнего предела, то не удастся измерять поля выше порогового значения $E_{\text{н}}$, при котором от поверхности измерительной секции стартует самостоятельный разряд. В этом случае через емкость $C_{\text{сек}}$ потечет ток разряда

и выражение (4.52), связывающее $U_{\text{сек}}$ с E , потеряет смысл. Подобная ситуация возникнет и для флюксметра, где к емкостному току, пропорциональному E , добавится ток разряда, нарушив тем самым калибровку прибора. В воздухе атмосферного давления $E_{\text{н}} \approx 30$ кВ/см; практически же измеряемые величины заметно ниже, так как всегда существует вероятность локального усиления поля по краям измерительной секции, в местах ее контакта с изоляцией. Достаточно очень слабого разрядного тока, чтобы вызвать большую погрешность измерения. Так, при $E = 30$ кВ/см и $S_{\text{сек}} = 10$ см², когда поверхностный заряд секции $q_{\text{сек}} \approx 2,6 \cdot 10^{-8}$ Кл, за время регистрации $t \approx 100$ мкс для переноса такого же заряда потребуется ток $i \approx 0,3$ мА. Подобный ток, приводящий в рассмотренном примере к погрешности измерения около 100%, на 3–4 порядка меньше тока стримера, формирующегося от анода радиусом в несколько сантиметров. Иными словами, в измерениях недопустимы даже самые слабые паразитные разряды от измерительной секции.

Положение может быть несколько улучшено применением секционированных электродов с сеткой (раздел 4.4.2). Их поверхность защищена диэлектриком, подавляющим разряд с краев измерительных секций.

4.6.3. Измерение электрического поля в объеме разрядного промежутка. В принципе для этой цели можно воспользоваться уже описанным выше методом — измерить поверхностный заряд на вспомогательном электроде, внося его как пробное тело в нужную

точку промежутка. На поверхности металлического тела возникает заряд поляризации; для тел простейшей формы его можно аналитически связать с величиной внешнего поля. В разделе 3.5.1 соответствующие формулы были приведены для случая металлической сферы радиусом r_0 в однородном поле

$$q_{\text{пол}} = 3\pi\epsilon_0 r_0^2 E. \quad (4.53)$$

Чтобы измерить заряд поляризации, достаточно отделить полусферы пробного электрода и включить между ними интегрирующий конденсатор $C_{\text{сек}}$. Напряжение на нем $U = q_{\text{пол}}/C_{\text{сек}}$ пропорционально внешнему измеряемому полю E (рис. 4.12). Заметим, что после включения емкости $C_{\text{сек}}$ полусферы, вообще говоря, уже не будут

Рис. 4.12. Секционированный датчик для измерения электрического поля в объеме разрядного промежутка

находиться под одним потенциалом, но напряжение между ними $U_{\text{сек}} \approx 1$ В (именно столько требуется для надежных измерений) слишком мало по сравнению с величиной порядка $r_0 E$, которой определяется напряжение, «вытесняемое» из объема сферы в реальных

условиях. Техническая сторона проблемы связана лишь с передачей информации о напряжении U к регистрирующей аппаратуре. Мы уже обсуждали аналогичную проблему, когда говорили об измерении тока через высоковольтный электрод (раздел 4.3). Здесь можно использовать те же технические решения, но предпочтительнее отдать передаче по световому каналу связи. В этом случае можно обойтись более простым электронным устройством, преобразующим электрический сигнал в световой. Последнее существенно, ибо в целях уменьшения возмущений поля в разрядном промежутке необходимо пользоваться пробным электродом возможно малого размера.

Искажениями регистрируемого электрического поля определяется и верхний предел поддающихся измерению величин. Заряд поляризации усиливает поле у поверхности пробного электрода, и оно может в несколько раз превышать внешнее. Для сферы, например, максимальная напряженность равна $E_{\max} = 3E$, и она не должна превышать $E_{\text{н}} \approx 30$ кВ/см в воздухе нормальной плотности. Таким образом, сферическим пробным электродом здесь можно измерять поля примерно до $E_{\text{н}}/3 = 10$ кВ/см. В случае цилиндрического электрода эффект поляризации слабее и в тех же условиях измерениям доступны поля до $E_{\text{н}}/2 = 15$ кВ/см.

Можно предположить, что переход от металлических пробных электродов к диэлектрическим датчикам, в основе которых лежат электрооптические эффекты Поккельса или Керра (изменение двойного лучепреломления под влиянием электрического поля), способен поднять уровень измеряемых напряженностей. В действительности эффективность диэлектрических датчиков невелика из-за большой диэлектрической проницаемости ($\epsilon > 1$) тех кристаллов, которые обладают заметными электрооптическими свойствами. Поле у поверхности кристаллов с $\epsilon \gg 1$ почти такое же, как у металлического тела аналогичной формы. К тому же у кристаллов трудно избежать более сильного эффекта поляризации на тонких ребрах.

Диэлектрические датчики полезны по другой причине: их можно сделать очень маленькими и их присутствие в промежутке слабее возмутит развитие разряда. Фактически в датчике нет ничего, кроме пластинки из кристалла с двумя полированными поверхностями и прикрепленных к ним световодов. Поляризованный лазерный луч подводится к пластинке по одному световоду и отводится по другому [4.5, 4.6]. Об изменении поляризации луча электрическим полем в кристалле судят по его прохождению через поляризационный фильтр на другом конце световода вне разрядного промежутка. Быстродействие кристаллических датчиков очень велико — им доступны пикосекундный диапазон изменений поля.

Датчик предварительно калибруется в известном однородном поле. Важно не только точно произвести калибровку, но и тщательно установить верхнюю границу достоверно измеряемой напряженности. У кристаллического датчика возбуждение электрического разряда

также искажает результаты измерения, но происходит это менее заметным образом. Проводимость кристалла крайне мала и потому образованные в ходе ионизации заряды оседают на его поверхности, пока поле в зоне ионизации не снизится до порогового уровня E_n (в зоне ионизации, а не на всей поверхности кристалла!), на котором оно и будет затем удерживаться. При невнимательном отношении к калибровке такую чисто «аппаратурную» стабилизацию регистрируемого сигнала легко принять за нечто, свойственное исследуемому разрядному процессу.

Итог проведенного рассмотрения не слишком утешителен. Электрическое поле не поддается измерению именно там, где сведения о нем наиболее важны и интересны, в первую очередь, в зоне ионизации. Некоторые надежды возлагаются на спектроскопические методы, основанные на эффекте Штарка [4.10, 4.11]. Однако их перспективы пока не стоит преувеличивать. Технически очень трудно организовать измерения в случае быстро движущегося фронта волны ионизации, если учесть его слабую светимость и непрогнозируемость траектории канала разряда.

4.7. Оптическая регистрация разряда

Искра и молния настолько красивы, что трудно удержаться от искушения их запечатлеть. С фотографий канала разряда начиналось большинство исследований, и не удивительно, что именно оптические регистрации принесли науке максимум информации о длинной искре. Часто это была информация феноменологического характера — явление описывалось, но не объяснялось. И все-таки не следует пренебрегать даже статическими фотографиями искры. При разумном подходе из них можно извлечь достаточно материала для будущих теоретических построений.

4.7.1. Статические фотографии искры. Они нужны хотя бы для того, чтобы измерить длину и диаметр искровых каналов. И то, и другое, в действительности, не так просто, как кажется. Начнем с длины. Немедленно возникает вопрос, о какой длине идет речь. Пусть искра перекрыла разрядный промежуток длиной L . Это конечно не значит, что истинная длина канала l_k тоже равна L . Канал имеет искривления, часто большие. По фотографии, сделанной из одной точки, а стало быть, по одной проекции канала, нельзя судить о его истинной длине. Нужны две проекции, не обязательно взаимно перпендикулярные, хотя последние удобнее для обработки. С помощью компьютерной программы легко восстановить по этим проекциям истинную траекторию разряда. Когда же имеется только одна проекция, погрешность измерения может достигать десятков процентов. Как правило, она растет при увеличении разрядного промежутка, потому что длинная искра искривлена сильнее короткой.

Измерения длины канала редко являются окончательной целью эксперимента. Чаще они используются для оценки других параметров, например, средней скорости процесса (по известному среднему времени роста канала) или средней напряженности электрического поля (по измеренному напряжению на промежутке). Естественно, что ошибка в длине превращается в такую же относительную погрешность конечного результата, а иногда и еще большую.

Стоит обратить внимание на фотографии очень длинных искр или разрядов молнии. Фотографировать приходится с большого расстояния, нередко обычной, а не длиннофокусной оптикой. На фотографии невозможно различить искривления канала, сравнимые по масштабам с его радиусом. Такие «микроискривления» почти не влияют на электрическое и магнитное поля канала; они очень слабо увеличивают его емкость, а следовательно, и внедряемую в канал энергию (см. раздел 3.3.2). Не при оценке температуры, а следовательно, объема разогретого газа, обязательно нужно принимать во внимание даже самые мелкие искривления. Ясно, что при подготовке данных для баланса энергии на основе фотографий разряда требуется особая осторожность. Сказанное в полной мере относится и к оценкам проводимости плазмы в канале.

Измерения радиуса канала представляют еще большие трудности. Нужно обеспечить хорошее пространственное разрешение. Если используется камера с хорошей оптикой, которая позволяет разрешать на пленке, например, $N_{\text{раз}} = 1000$ линий на сантиметр, для измерения радиуса стримера $r_c \approx 0,1$ см с погрешностью около 10% ($\delta_r \approx 0,1$) изображение канала на пленке нельзя уменьшать по отношению к оригиналу больше чем в $k_{\text{из}} = r_c \delta_r N_{\text{раз}}$ раз (в нашем примере $k_{\text{из}} = 10$). Когда камера удалена от разряда на расстояние D , для этого требуется объектив с фокусным расстоянием $f = D/k_{\text{из}}$. Есть над чем задуматься, если учесть, что в высоковольтных исследованиях фотографировать приходится с расстояния в десятки метров, а в случае молнии — в многие сотни метров.

Очень важно правильно экспонировать и обработать пленку. Иначе возможное появление ореола (особо сильного при излишне большой экспозиции) сведет на нет достоинство самой совершенной оптики. Возникают проблемы и с трактовкой полученного изображения. Статическую фотографию не всегда можно интерпретировать однозначно. Представим ситуацию, когда по промежутку движется волна ионизации радиусом r_i и за ней остается тонкий горячий канал гораздо меньшего радиуса r_k . Излучение из области фронта волны засвечивает пленку на ширине, соответствующей $2r_i$, и полученное изображение дает совершенно ложное представление об истинном радиусе канала. Этот пример вполне реален. Головка лидера в воздухе примерно в 20—30 раз шире только что родившегося канала, а яркость свечения головки настолько сильна, что на

ее фоне собственно канал невозможно различить. Иногда в таких ситуациях помогает применение узкополосных светофильтров. Например, тепловое излучение из горячего канала заметнее в красной и инфракрасной областях, тогда как в холодной головке источником света являются электронно-возбужденные молекулы и атомы, излучающие максимум энергии в ближней ультрафиолетовой области.

Остановимся на использовании метода отсечки напряжения. Лет 40—50 назад он был очень популярным и оставил заметный след в научной литературе. Разряд фотографировался в условиях, когда напряжение на промежутке резко срезалось почти до нуля управляемым разрядником и развитие искры прерывалось в строго фиксированные моменты времени (рис. 4.13а). Последовательность снимков с разными временами отсечки напряжения давала нечто, напоминающее кинограмму скоростной съемки. По снимкам можно было судить о скорости развития разряда и об изменениях в его структуре. Некоторые

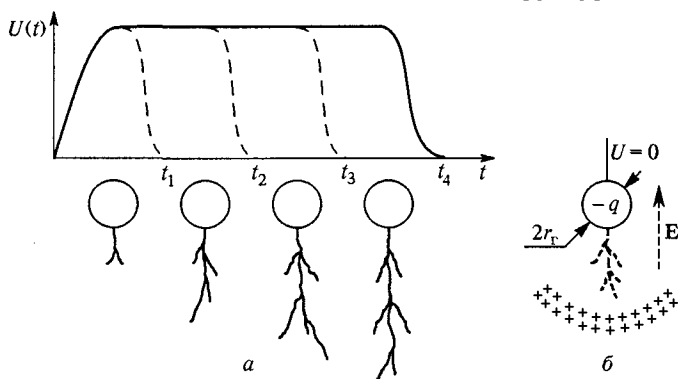


Рис. 4.13. Регистрация оптической картины разряда при помощи отсечки напряжения на промежутке (а); схема возникновения обратного разряда (б), искажающего изображение

исследователи добивались настолько блестящих по качеству фотографий, что их и сегодня можно считать эталоном совершенства [4.7]. К сожалению, фотографическое мастерство не спасало от искажений, вызванных так называемым *обратным разрядом*.

Обратный разряд возникает после среза напряжения в электрическом поле объемного заряда. Его природу поясняет рис. 4.13б. Сфера радиусом r_g на рисунке — это головка лидерного канала, а тонкая нить за головкой — сам канал, который будем считать идеально проводящим. Положительный заряд перед головкой вынесен в промежутке многочисленными стримерами, которые стартовали от головки в ходе лидерного процесса. Электрическое поле у головки с потенциалом U определяется ее суммарным зарядом:

$$E(r) = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 r^2}, \quad Q = 4\pi\epsilon_0 r_g U + q_{\text{нав}},$$

где первое слагаемое в выражении для Q — собственный заряд головки, положительный, если $U > 0$; наведенный заряд $q_{\text{нав}}$ противоположен по знаку объемному заряду в промежутке и в нашем случае отрицателен. После выключения напряжения ($U = 0$) поле у головки меняет знак, и в нем может начаться развитие разряда противоположной полярности. Естественно, что на статическом снимке картины первоначального (положительного) и обратного (отрицательного) разрядов наложатся друг на друга, как у нерадивого фотолюбителя, дважды использовавшего одну и ту же пленку.

Фотографирование с очень короткой экспозицией могло бы избавить от всех перечисленных неприятностей, но эта простая идея технически трудно реализуема. Напомним, что в исследованиях искры нужно разрешать интервалы времени микросекундного, а иногда и наносекундного диапазонов. Это удастся сделать только при помощи электронного затвора, описанного в следующем разделе.

4.7.2. Развертка изображения во времени. Сущность метода легче понять, если представить себе набор последовательных кадров светящегося объекта, снятых с предельно малой экспозицией и расположенных в хронологическом порядке совсем рядом друг от друга, без всяких промежутков. При этом движущаяся светящаяся точка изображается на пленке наклонной линией, удлиняющийся канал — засвеченной треугольной фигурой (рис. 4.14). Развертки получают путем непрерывного сдвига изображения разряда вдоль пленки. В простейшем виде пленку можно непрерывно протягивать в фокальной плоскости перед объективом, проецирующим изображение. Однако таким путем больших скоростей развертки добиться трудно. Эффективнее вращать плоский диск, покрытый листовой пленкой, либо вращать устройство с объективом относительно неподвижного пленочного диска, либо, что еще эффективнее, вращать и пленку, и объектив в разные стороны, чтобы добиться наибольшей их относительной скорости. По углу α наклона засвеченной линии или засвеченной треугольной фигуры можно судить о скорости движения точечного источника света или растущего светящегося канала v . Если реальный канал длины l имеет на пленке размер $x = l/k_{\text{из}}$ ($k_{\text{из}}$ — коэффициент уменьшения изображения), то $\frac{dx}{dy} = \text{tg } \alpha = \frac{v}{v_{\text{раз}} k_{\text{из}}}$, где $v_{\text{раз}}$ — скорость развертки изображения $y = v_{\text{раз}} t$ (рис. 4.14). Чтобы

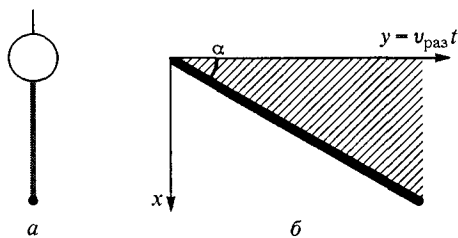


Рис. 4.14. Принцип непрерывной развертки изображения разряда

надежно измерить угол наклона α , желательнее, чтобы он был близок к 45° ($\operatorname{tg} \alpha \sim 1$). Это значит, что скорость развертки должна быть порядка $v_{\text{раз}} \sim v/k_{\text{из}}$. Например, при длине стримера $l = 30$ см, скорости его роста $v = 10^9$ см/с и длине изображения на пленке $x = 3$ см скорость развертки должна быть порядка 10^8 см/с.

Столь большой скорости практически невозможно достичь при помощи механических устройств. Поэтому для этой цели, как правило, используют электронно-оптические преобразователи (ЭОП). Изображение объекта с фотокатода ЭОП переносится на его флюоресцирующий экран пространственным потоком электронов, которые вылетают с фотокатода, фокусируются и ускоряются электрическим полем системы электродов в трубке ЭОП (рис. 4.15). Отклоняющие пластины позволяют смещать изображение на экране с заданной скоростью, для чего на них, как на отклоняющие пластины осциллографа, подается импульс линейно нарастающего (или снижающегося) напряжения (рис. 4.16а). Другая пара управляющих (затворных) пластин своим электрическим полем способна

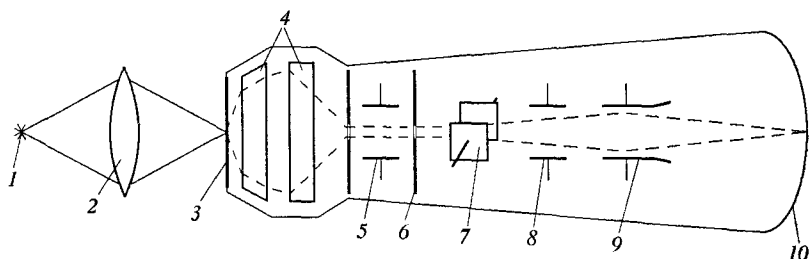


Рис. 4.15. Схема электронно-оптического преобразователя: 1 — объект съемки; 2 — объектив; 3 — фотокатод; 4 — система ускорения и фокусировки луча; 5 — пластины электронного затвора; 6 — диафрагма затвора; 7, 8 — отклоняющие горизонтальные и вертикальные пластины; 9 — компенсационные пластины; 10 — экран

так отклонить поток электронов, что он выходит за пределы диафрагменного отверстия электронно-оптической системы и вообще не попадает на экран. Изображение на экране исчезает (запирается). Это позволяет регулировать время экспозиции длительностью прямоугольного импульса на затворных пластинах. Наряду с затворными, точно такой же импульс напряжения, но противоположной полярности, подается на компенсационные пластины. Они так регулируют поле в трубке, что изображение на экране остается неподвижным, пока под действием затворного импульса электронный пучок смещается в пределах диафрагмы. Этим исключается «смазывание» изображения при работе электронного затвора.

Диаметр экрана ЭОП редко превышает 10 см, но скорость развертки изображения удается довести до $10^{10} \div 10^{12}$ см/с (это — фазовая скорость, которая может превышать скорость света). Длительность

самых коротких экспозиций может доходить до малых долей наносекунды, что позволяет вести «моментальную» съемку рекордно быстрых элементов разряда. Непрерывную развертку изображения при этом не делают, но иногда вместо линейно нарастающего импульса на отклоняющие пластины подают ступенчатый импульс напряжения.

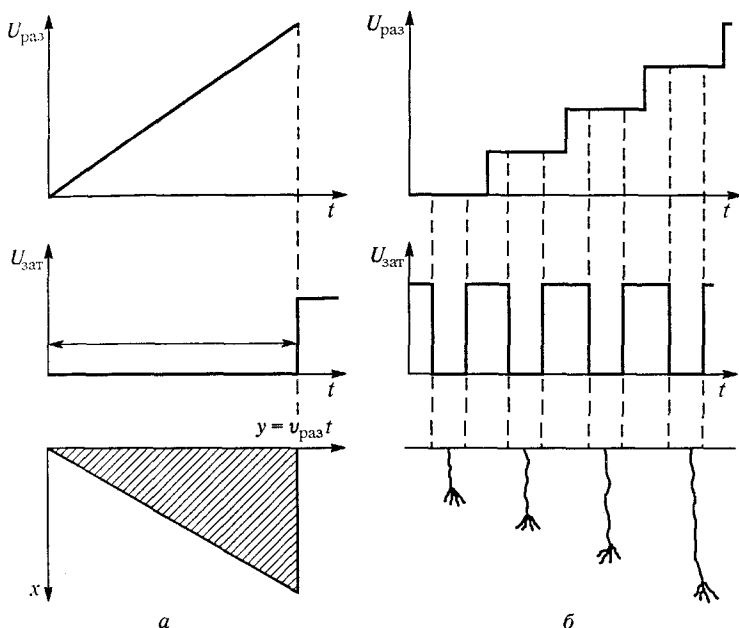


Рис. 4.16. Принцип работы электронно-оптического преобразователя в режиме непрерывной (а) и покадровой (б) развертки изображения

Каждая ступенька «мгновенно» смещает изображение на новый участок экрана. В момент смещения электронный затвор закрыт. Импульсы, открывающие изображение, строго синхронизированы с плоскими участками импульсов развертки (рис. 4.16б). В результате на экран процируется несколько статических кадров, что создает эффект, эквивалентный сверхскоростной киносъемке.

На пути от фотокатода до экрана поток электронов можно усилить подобно тому, как он усиливается в фотоумножителях. Несколько последовательных каскадов усиления обеспечивают рост яркости изображения в 10^3 – 10^4 раз. Это очень важно для регистрации быстрых и слабосветящихся элементов разряда. Не менее важно и обратное — защита экрана ЭОП от перевозбуждения во время финальных и чрезвычайно ярких стадий искры, способных полностью засветить изображение. Иногда в трубках с усилением устраивают автоматическую регулировку яркости, устраняющую засветку. Проще же убирать засветку путем сокращения экспозиции.

Покадровую съемку со ступенчатой разверткой используют не часто — на маленьком экране ЭОП нет места для нескольких сколь угодно крупных кадров. Получить же достоверную информацию, снимая несколько раз, казалось бы, однотипные разряды, не удается, так как на самом деле траектории искр не повторяются. Обычно предпочтение отдается непрерывной развертке изображения, хотя развертку много труднее расшифровывать, особенно в случае разветвленных или нескольких каналов. Остановимся на типичной ошибке, которую легко допустить при определении скорости роста канала по развертке изображения (неважно, электронной или механической).

Принцип расшифровки был продемонстрирован в начале раздела на простейшем примере, когда изображение канала разряда строго перпендикулярно оси времени (направлению развертки). Из рис. 4.14 видно, что среднюю скорость роста канала в интервале времени Δt около момента t можно найти по формуле

$$v = \frac{\Delta l}{\Delta t} = \frac{\Delta x k_{из} v_{раз}}{\Delta y} = k_{из} v_{раз} \operatorname{tg} \alpha, \quad \operatorname{tg} \alpha = \frac{\Delta x}{\Delta y}. \quad (4.54)$$

Здесь Δl — удлинение реального канала за время Δt , $\Delta x = \Delta l / k_{из}$ — удлинение его изображения на пленке, Δy — смещение точки, соответствующей головке канала, вдоль оси времени $y = v_{раз} t$ на развертке, α — угол наклона следа головки на развертке к оси времени в рассматриваемый момент времени t .

Однако в действительности канал может быть наклонен к вертикали на произвольный неизвестный угол φ , так что даже его статическое изображение на пленке будет представлено наклонной линией. Если упустить это обстоятельство из виду и интерпретировать

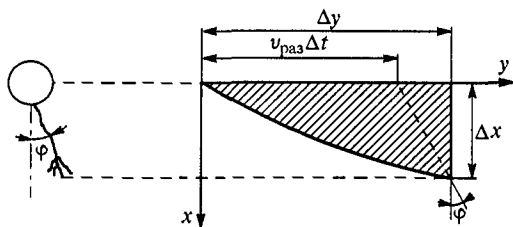


Рис. 4.17. Оценка скорости движения канала разряда по его непрерывной развертке

развертку без его учета, т. е. по формуле (4.54), скорость роста канала будет определена с ошибкой, которая может оказаться существенно различной в зависимости от того, в какую сторону наклонен канал. Будем считать угол φ положительным, если канал наклонен в сторону оси времени, как показано на рис. 4.17. Смещение изображения головки канала вдоль оси времени составляет теперь

$$\Delta y \approx v_{раз} \Delta t + \Delta x \sin \varphi, \quad (4.55)$$

где второе слагаемое описывает смещение вдоль оси y изображения в отсутствие развертки. Строго говоря, теперь и $\Delta l = \Delta x k_{из} \cos \varphi$, но если угол φ небольшой, то отличие $\cos \varphi$ от 1 — величина второго порядка малости по φ , тогда как $\sin \varphi \sim \varphi$ — первого, так что скорость роста канала теперь следует рассчитывать по формуле

$$v \approx \frac{\Delta l}{\Delta t} \approx \frac{\Delta x k_{из} v_{раз}}{\Delta y - \Delta x \sin \varphi} = \frac{k_{из} v_{раз}}{\operatorname{ctg} \alpha - \sin \varphi}.$$

Относительная ошибка измерения скорости, если не учитывать наклона канала, и если наклон не велик, равна

$$\frac{\Delta v}{v} \approx \sin \varphi \operatorname{tg} \alpha. \quad (4.57)$$

Когда канал наклонен в сторону развертки и $\sin \varphi > 0$, скорость, определенная без учета наклона по формуле (4.54), окажется заниженной по сравнению с реальной. Тем не менее, в грамотном поставленном эксперименте, когда скорость развертки выбрана так, что $\alpha \sim 45^\circ$, $\operatorname{tg} \alpha \sim 1$ и $\sin \varphi$ не велик по сравнению с $\operatorname{tg} \alpha$, порядок величины скорости будет определен правильно. Фатальная ситуация может возникнуть, когда канал наклонен в сторону, противоположную направлению времени (φ , $\sin \varphi < 0$). При этом две составляющие смещения по оси y в (4.55) вычитаются и компенсируют друг друга. В этом случае результирующее смещение Δy окажется очень малым, линия развертки будет почти вертикальной ($\operatorname{tg} \alpha \rightarrow \infty$) и скорость канала, вычисленная без учета влияния наклона по обычной формуле (4.54), может оказаться завышенной во много раз по сравнению с реальной. В таких ситуациях нельзя ручаться за правильность измерения даже по порядку величины.

Во избежание подобных неприятностей при обработке развертки важно иметь еще и статическую фотографию разряда, снятую камерой, плоскость изображения которой совпадает с плоскостью развертки. Такая фотография позволит нанести реперную линию и скорректировать по ней расстояние Δy . Сделать это не всегда просто. Легче формировать статическое изображение прямо на экране ЭОП. Оно получится автоматически, если на отклоняющие пластины трубки подать косоугольный импульс напряжения, переходящий в конце в плоский. За время линейного роста напряжения луч будет двигаться по экрану с постоянной скоростью, осуществляя развертку, а когда напряжение перестанет расти, в конце экрана получится неподвижная картина разряда — готовая реперная линия.

Еще раз подчеркнем, что любая самая тщательная обработка изображения позволяет судить лишь об одной проекции вектора скорости, да и то, как правило, без учета искривлений канала, не говоря уже о «микроискривлениях».

4.7.3. Развертка изображения через узкую щель. Этот прием позволяет выделить какой-нибудь фрагмент разряда и следить за изменением его геометрических размеров. Классическим примером могут служить наблюдения за расширением канала лидера [4.8]. Для этой цели канал регистрируется через узкую поперечную щель, а развертка изображения производится вдоль оси канала. На экране ЭОП или на пленке получается характерный клин, ширина которого соответствует диаметру канала, а угол в основании определяет скорость расширения. Естественно, что требования к оптическому разрешению остаются такими же, как при определении размеров канала по статическому изображению (раздел 4.7.1). Развертки через горизонтальную щель полезны также и при регистрациях динамики изменения яркости свечения конкретных участков канала.

Наконец, узкие поперечные щели иногда используют для измерения скорости движения очень слабых волн ионизации, недоступных ЭОП с предельно большим усилением света, тем более механическим камерам. Устанавливается несколько последовательных щелей на строго фиксированном расстоянии друг от друга. За каждой из них монтируются высокочувствительные фотоумножители, сигналы с которых подаются на осциллограф. Когда волна ионизации проходит мимо очередной щели, фотоумножитель фиксирует всплеск излучения. По запаздыванию сигналов с различных фотоумножителей можно судить о скорости движения волны.

Регистрация через продольные щели применяется много реже, чем через поперечные, но иногда это оказывается чрезвычайно полезным. Допустим, нужно контролировать скорость стримера, который стартовал от головки лидера и движется в объеме стримерной зоны. Задача представляется невыполнимой из-за огромного множества таких стримеров с различными направлениями движения. Непрерывная развертка представляет стримерную зону сплошным широким светящимся следом перед лидерным каналом. Детали там не различимы. Узкая продольная щель отсекает все стримеры, кроме направленных вдоль нее. Последних не много и потому изображение удастся расшифровать.

4.8. Синхронизация

Много лет синхронизация представляла едва ли не самую трудную проблему в эксперименте. По мере появления автоматизированной аппаратуры трудности в решении проблемы синхронизации постепенно сокращались, но до сих пор остаются измерения, в которых техника не может заменить искусства экспериментатора. Вряд ли можно указать готовый набор технических приемов, которые наверняка обеспечили бы включение регистрирующей аппаратуры в нужный момент времени — это сильно зависит не только от общей идеи эксперимента, но и от деталей его исполнения. Поэтому

ограничимся самыми общими соображениями, снова фиксируя внимание на деталях, которые могут привести к ошибкам принципиального характера.

Все проблемы регистрации электрических параметров сегодня можно решить при помощи аппаратуры, обладающей оперативной памятью. Задачи синхронизации для такой аппаратуры попросту не существует. Выше уже упоминалось, что аппаратура может работать в режиме непрерывной записи сигнала, автоматически стирая «нулевую» информацию по мере заполнения объема оперативной памяти. Пороговое устройство (а это, пожалуй, единственный сохранившийся элемент синхронизации) должно сформировать сигнал, когда напряжение на датчике превысит уровень, который в эксперименте условно считается нулевым. Этот сигнал отключит автоматическое стирание и сохранит информацию в оперативной памяти для последующего считывания. Ни в работе порогового устройства, ни в цепях переключения режима работы блока оперативной памяти особого быстрогодействия не требуется. Запас времени определяется не длительностью регистрируемого сигнала, а объемом оперативной памяти: аппаратура должна быть переключена в режим сохранения информации до того, как заполнится память. Этим очень облегчаются технические решения, ибо для современных систем с большим объемом памяти не требуются быстродействующие пороговые устройства даже при записи самых коротких сигналов.

Опасность ошибки при использовании современной аппаратуры нужно связывать не с запаздыванием срабатывания порогового устройства, а с неверным выбором его нулевого уровня. Он может быть неоправданно высоким, и тогда часть информации будет потеряна. Но и другая крайность чревата неприятностями, причем не всегда и не сразу бросающимися в глаза. Поясним это на примере регистрации быстро нарастающего импульсного сигнала с высоким амплитудным значением. Пусть такой сигнал сначала столь же быстро снижается вслед за максимумом, но потом, уменьшившись в несколько раз, в дальнейшем затухает сравнительно медленно. Динамический диапазон любой измерительной аппаратуры ограничен. Когда нулевой уровень выбран излишне низким, вершина импульса будет срезана из-за насыщения аналого-цифрового преобразователя. При этом будет не только ошибочно занижена амплитуда импульса, но и очень сильно преувеличена его длительность, которую условно определяют по уровню половины амплитудного значения.

В полной мере устройству синхронизации необходимы при оптических регистрациях. Их роль двойка. С одной стороны, нужно своевременно подать напряжение развертки на отклоняющие пластины электронно-оптического преобразователя (ЭОП), работающего, как правило, в однократном режиме, в нужные моменты времени открыть, а потом закрыть электронный затвор. С другой стороны, необходимо синхронизировать развертки ЭОП и другой аппаратуры, записывающей электрические параметры разряда. Чем

медленнее развивается разряд и короче исследуемый временной интервал процесса, тем жестче требования к синхронизации.

Начальные стадии разряда удается наблюдать, запуская предварительно заряженный генератор импульсных напряжений по команде, которую формирует блок развертки ЭОП. Последний в этом случае запускается экспериментатором вручную. Импульс напряжения, который при этом образуется в момент пуска, используется как команда для блока управления искровыми разрядниками ГИН (см. раздел 4.1.1). После их пробоя на разрядный промежуток подается высокое напряжение. Успех обеспечен, если время развертки ЭОП заведомо превышает длительность фронта импульса напряжения в совокупности со временем статистического запаздывания разряда. Тогда изображение начальной стримерной вспышки обязательно окажется «в кадре» и будет развернуто во времени. Когда же требуется очень высокая скорость записи и потому развертка коротка, начальная вспышка разряда может опоздать и оказаться «за экраном» ЭОП. Здесь трудно предложить что-либо иное, кроме регулировки вручную времени запаздывания начала развертки относительно момента пуска ГИН. Блок временных задержек различной длительности обязательно предусматривают в схеме управления экспериментом. При регулировке времени задержки экспериментатору приходится надеяться на собственный опыт и интуицию.

Иногда можно попытаться запустить ЭОП, используя в качестве синхронизирующего импульса сигнал с датчика тока или с очень чувствительного фотоумножителя, реагирующего на слабое начальное световое излучение из промежутка. Правда, самое начало процесса все же будет потеряно и придется решать, допустима ли такая потеря. Возможен и еще один прием, правда, не совсем корректный. Кроме основного импульса напряжения, сформированного ГИН, специальная схема формирует дополнительный импульс с крутым фронтом и амплитудой в несколько процентов от основного. На разрядном промежутке оба напряжения складываются и только тогда электрическое поле оказывается достаточным для возбуждения разряда. Момент подачи дополнительного импульса можно принять за своеобразную точку отсчета времени и использовать его фронт для формирования синхронизирующего сигнала. Прежде чем начать эксперимент, исследователю придется принять решение в отношении того, насколько могут измениться характеристики разряда вследствие частичного быстрого подъема напряжения и не исказятся ли в главном результате опыта.

При исследовании каких-либо промежуточных стадий разряда иногда удается запускать оптическую аппаратуру по сигналу фотоумножителя, нацеленного через узкую щель в нужную точку промежутка. Полезно обращать внимание и на электрические параметры разряда, особенно если они претерпевают качественные изменения перед исследуемой стадией или в самом начале ее.

Типичным примером в этом отношении является так называемая сквозная фаза длинной искры (final jump — в английской терминологии). Она начинается с момента касания стримерами поверхности электрода противоположной полярности и характеризуется быстрым увеличением скорости роста лидерного канала на 1—2 порядка. После контакта стримеров с электродом ток через его поверхность резко нарастает, что и можно использовать для формирования синхронизирующего импульса. Удобство такой синхронизации позволило исследовать сквозную фазу лидера очень детально, применяя для этой цели быстрые развертки. Подобную ситуацию скорее нужно считать исключением, чем правилом. Быстрые фазы процесса в глубине разрядного промежутка дают слишком вялые изменения тока через датчик, установленный на одном из электродов (см. раздел 4.4.3), и их невозможно использовать для синхронизации.

Синхронизация развертки изображения с осциллограммами электрических параметров разряда нужна для определения ряда важных зависимостей, например, связи тока стримера со скоростью роста его канала, которая обсуждалась в гл. 3. Даже если развертки синхронизированы очень точно, не так просто совместить оси времени осциллограммы и оптического изображения. У осциллограммы начало и конец обозначены точно — луч даже при нулевом сигнале оставляет след на экране осциллографа. Между тем на экране ЭОП при еще не начавшемся или прервавшем свое развитие разряде изображения нет. Чтобы иметь опорные точки для совмещения осей времени, вместе с картиной разряда на экран ЭОП приходится подавать специальные световые метки. Это может быть, например, излучение светодиода, на который подают импульсы напряжения строго фиксированной длительности.

Для совмещения оптической развертки и осциллограмм часто пользуются еще одним удобным приемом. Съемку ЭОПом ведут в режиме «закрит—открыт—закрит». В нормальном состоянии на затворные пластины ЭОП при этом подается постоянное напряжение, запирающее изображение. Затем напряжение на затворных пластинах компенсируется подачей прямоугольного импульса напряжения противоположной полярности, в результате чего изображение проецируется на экран трубки. Время экспозиции точно равно длительности поданного импульса. Когда время действия импульса заканчивается, изображение запирается снова остающимся постоянным напряжением. Импульс с затворных пластин подается на один из лучей осциллографа и записывается вместе с электрическими параметрами разряда. Этим гарантируется точная синхронизация осциллограмм и развертки разряда. Она получается особо строгой, если на осциллографическую трубку и трубку ЭОП подано напряжение от общего генератора развертки.

Когда это возможно, изображение на экране ЭОП открывают несколько раньше начала развертки. Тогда в левой части кадра (при

направлении развертки слева направо) образуется статический снимок начального участка канала, который точно отмечает стартовую точку развертки.

4.9. Электрическое поле в разрядном промежутке: идеализация и реальность

Казалось бы, экспериментатор свободен в выборе электродов и межэлектродного расстояния, был бы только достаточно сильным источник высокого напряжения. Помня, однако, о теоретиках и коллегах-экспериментаторах, разумнее все же выбирать электроды простейшей формы. Тогда эксперимент легче воспроизвести в другой лаборатории, легче описывать аналитически или моделировать численно. Electroдами могут служить параллельные плоскости, когда требуется создать однородное поле (их концы должны иметь профиль Роговского, чтобы устранить там неоднородности), или сфера, подвешенная над плоскостью, если разряд должен развиваться в резко неоднородном поле. Иногда вместо сферы применяют стержень с полусферическим или коническим концом. Если же нужно следить одновременно за многими элементами разряда, предпочтительнее коаксиальные цилиндры, иногда — провод над плоскостью. Electroды более сложной формы, как правило, встречаются лишь в инженерных исследованиях.

Реальное распределение электрического поля в промежутках простейшей формы может весьма заметно отличаться от идеализированного. Здесь оказывают влияние элементы крепления (например, нить подвеса сферы), соседние конструкции, находящиеся под высоким потенциалом, либо просто заземленные. В некоторых экспериментах последствия искажений поля становятся причиной больших погрешностей измерений, которые не всегда легко выявить. Поясним сказанное на примере промежутка длины l между сферой радиуса r_a и заземленной плоскостью. Максимальное поле на сфере связано с напряжением U приближенным выражением

$$E(r_a) = U r_a \left(1 + \frac{r_a}{2l} \right) \left[\frac{1}{r_a^2} + \frac{1}{(2l + r_a)^2} \right]. \quad (4.58)$$

В нем учтен эффект зеркального отражения заряда сферы в плоскости. При $l > 5r_a$ расчет по (4.58) дает результат с погрешностью меньше 1%. Чтобы поддерживать неизменным поле $E(r_a)$ при увеличении длины идеального промежутка, достаточно очень небольшого подъема напряжения (рис. 4.18, кривая 1). В диапазоне $l/r_a > 5$ для этого достаточно увеличить U всего на 11%.

Представим себе теперь эксперимент по измерению напряжения возникновения стримера U_H . Поле $E_H(r_a)$, при котором стример

стартует от анода радиусом r_a , должно очень слабо зависеть от длины промежутка. Это следует из результатов анализа лавинно-стримерного перехода в разделе 3.5.3, по крайней мере, для случая, когда $l \gg r_a$ и $r_a > 20/\alpha$ (α — ионизационный коэффициент Таунсенда). Поэтому можно ожидать почти постоянства U_n в промежутках большой длины. Между тем, в экспериментах [4.7] зависимость $U_n(l)$ оказалась много сильнее предсказанной (рис. 4.18, кривая 2). Теоретический предел роста U_n перекрыт там уже при $l/r_a = 10$. Что же касается данных [4.9], то они демонстрируют подъем U_n с нарастающей скоростью, причем в диапазоне $l/r_a \sim 5 \div 20$ U_n удваивается (рис. 4.18, кривая 3). Последнее вынуждает говорить о расхождении теории и эксперимента уже на качественном уровне.

В [4.7], где сфера была подвешена над лежащей на земле плоскостью, искажения поля вызваны в основном зарядом нити подвеса. Искажение тем больше, чем толще нить. В предельном случае, когда радиусы «нити» и электрода равны, конструкция превращается в стержень с полусферической головкой, для которого поле определяется формулами (3.20), (3.21). Его максимальная напряженность вдвое меньше, чем для уединенной сферы, кроме того, поле медленнее спадает по длине промежутка. В реальных ситуациях максимальное значение напряженности в промежутке шар-плоскость оказывается заметно ниже теоретического предела, даже если нить подвеса очень тонка. При радиусе нити $r_{\text{нити}}$ всего $0,01 r_a$ максимальное поле на сфере $E(r_a) > 0,95 U/r_a$, хотя согласно (4.58) $E(r_a) > U/r_a$. Этому не следует удивляться, ибо у длинной нити ($l_{\text{нити}} \gg r_{\text{нити}}$) емкость, а следовательно и заряд, экранирующий сферу, лишь логарифмически снижается с уменьшением $r_{\text{нити}}$.

Избежать влияния нити подвеса практически не удастся никогда. Тем более не удастся снизить погрешность до нескольких процентов, уменьшая толщину нити. При высоком напряжении тонкая нить начинает коронировать еще до возбуждения разряда от

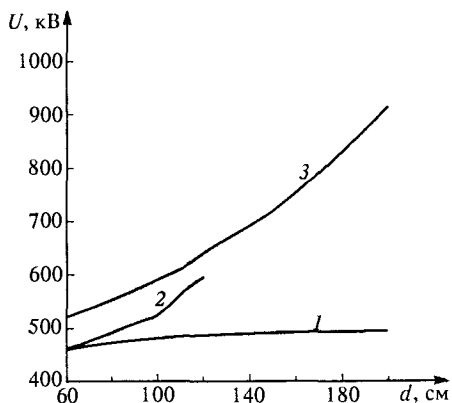


Рис. 4.18. Напряжение зажигания положительной импульсной короны в промежутке шар-плоскость ($r_a = 12,5$ см): 1 — расчет без учета влияния нити подвеса; 2, 3 — результаты измерений по [4.7] и [4.9] соответственно

подвешенного на ней электрода. Множество элементов короны создают вокруг нити чехол, заполненный объемным зарядом, что эквивалентно увеличению радиуса нити. В результате электрод экранируется еще сильнее. Поле в глубине промежутка повышается и выравнивается, а около самого электрода снижается. При этом влияние короны случайным образом меняется от опыта к опыту и поэтому плохо прогнозируется.

Что касается искажения поля соседними заземленными конструкциями, то оно может быть очень сильным, если таковые не удалить от разрядного промежутка. В экспериментах [4.9], где применена «перевернутая» схема с заземленной сферой и находящейся под высоким потенциалом плоскостью (раздел 4.4.1), главным источником искажений был слишком близко расположенный от сферы пол высоковольтного зала. Отметим, что авторы [4.9] отдавали себе в этом отчет и сделали в работе необходимые оговорки. К сожалению, такое встречается отнюдь не часто. Авторы эксперимента подчас не обращают должного внимания на качество воспроизведения электрического поля в разрядном промежутке, а публикуя полученные результаты, опускают некоторые существенные детали экспериментальной установки, по которым можно было бы оценить расхождение между фактическим распределением поля и идеализованным. Это обязательно нужно иметь в виду при отборе данных для проверки теорий или расчетов.

ИССЛЕДОВАНИЯ ДЛИННЫХ СТРИМЕРОВ

В этой и следующих главах, посвященных более пристальному рассмотрению стримерного и лидерного процессов, а также пробой длинных промежутков, собраны, в частности, результаты экспериментальных исследований длинной искры. За полвека накоплено много опытных данных, но большинство их описывает феноменологию разряда, и только немногие характеризуют действительно принципиальные связи между параметрами основных газоразрядных процессов. Опираясь на экспериментальные данные, трудно построить сколько-нибудь полную физическую картину разряда — у нее будет столько белых пятен, что ее не удастся использовать даже для качественной проверки развитых гипотез, не говоря уже о количественных оценках, нужных для технических приложений.

Везде, где это возможно, мы стремились дополнить экспериментальными результатами компьютерного моделирования. Отношение к компьютерной модели как к ординарному инструменту для эксперимента, на этот раз численному, а не физическому, успело внедриться в сознание исследователей. Численный эксперимент способен дать полную и достоверную информацию, если научиться строго контролировать исходные посылки модели и отдавать себе отчет о границах их применимости. Что же касается погрешностей, то они в равной степени возможны в любом эксперименте, в том числе и в привычном физическом. Об этом много говорилось в гл. 4, где описана техника физического эксперимента.

Мы стремились отбирать наиболее надежные результаты. Предпочтение всегда отдавалось прямым методам измерения, хотя не так много параметров длинной искры измерено непосредственно. Косвенные оценки всегда оговариваются особо.

Понятно, что экспериментальные данные из этой книги обязательно будут использоваться для проверки теоретических построений и для сопоставления с результатами численного моделирования. Здесь полезно запастись долей здорового скептицизма и не преувеличивать значения ни количественных совпадений расчетов и измерений, ни заметного расхождения между ними. Далеко не в каждой

публикации есть все необходимые сведения об условиях эксперимента, которые нужно ввести в расчет. Иногда же функциональные связи между исследуемыми параметрами могут быть настолько сильными, что даже небольшие изменения начальных условий кардинально меняют конечный результат. Трудности возрастают многократно, когда приходится объединять экспериментальные данные разных авторов. Нужно очень внимательно изучить условия эксперимента, чтобы быть уверенным в их адекватности, без которой весь проведенный анализ может лишиться смысла.

5.1. Феноменология и геометрические размеры

5.1.1. Общая картина стримерной формы разряда. Одиночный длинный стример удастся наблюдать редко, а в воздухе практически никогда. При высоком напряжении стримеры, как правило, ветвятся. Такую разветвленную стримерную вспышку можно видеть на рис. 1.3. Разряд сфотографирован в воздухе при нормальных атмосферных условиях в промежутке шар—плоскость. На сферический анод радиусом 25 см подано напряжение около 800 кВ. Разветвленную стримерную вспышку часто называют импульсной короной. Вспышкой импульсной короны начинается искровой разряд в воздухе и во многих других газах при большой длине разрядного промежутка. В зависимости от амплитуды импульса напряжения разветвленные стримеры (ветви импульсной короны) могут либо достигать поверхности катода, либо заканчиваться где-то в глубине разрядного промежутка. Во время развития лидера многочисленные стримеры стартуют уже не от анода, а от головки лидерного канала, который в каком-то смысле является «продолжением» высоковольтного электрода. Стримеры заполняют достаточно большой объем перед лидерной головкой, который называют стримерной зоной лидера. Длина стримерной зоны может превысить несколько метров даже в лабораторных условиях. Чтобы выделить отдельные стримеры в объеме зоны, иногда применяют съемку через узкую вертикальную щель. Иначе на фотографиях стримерная зона выглядит длинным диффузным светящимся снопом.

Неразветвленный участок стримера в воздухе относительно короткий. При нормальных атмосферных условиях его длина близка к радиусу анода. Около половины неразветвленного участка, начиная от электрода, занимает стебель импульсной короны (stem — в английской терминологии). Стебель светится ярче остальной части канала (рис. 1.3). На высококачественных фотографиях видна тонкая структура стебля [5.1]. Его внутреннюю часть занимает особо яркое ядро, которое расширяется от точки старта в направлении развития стримера. Внешняя оболочка стебля светится несколько слабее и имеет приблизительно постоянный радиус (рис. 5.1).

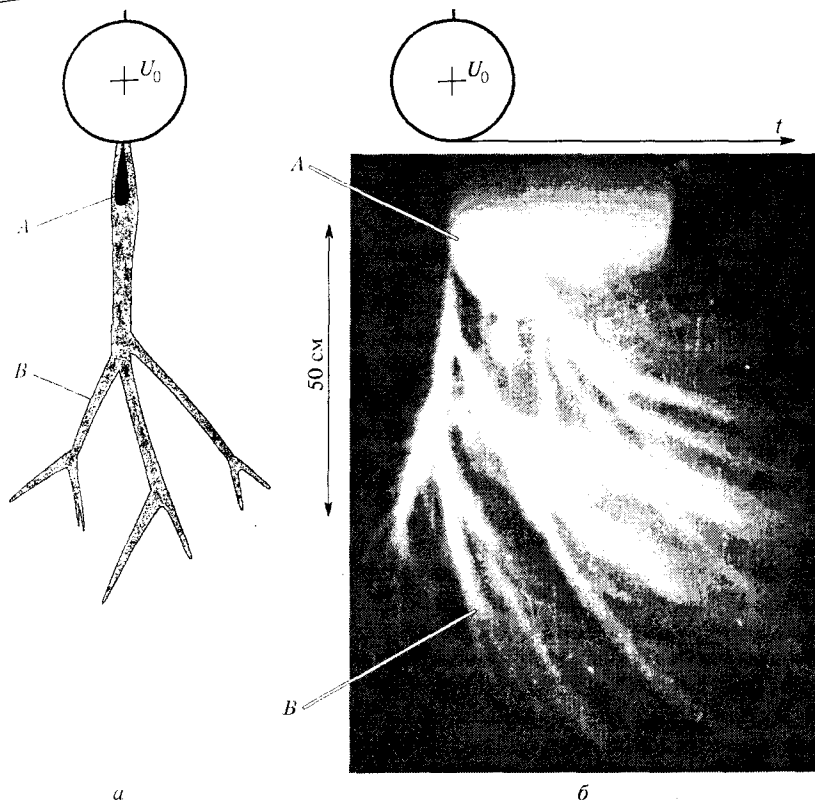


Рис. 5.1. Схема стебля и ветвей положительной импульсной короны (а) и ее изображение на экране электронно-оптического преобразователя, демонстрирующее расширение стримерного канала (б). А — стебель, В — стримерная ветвь

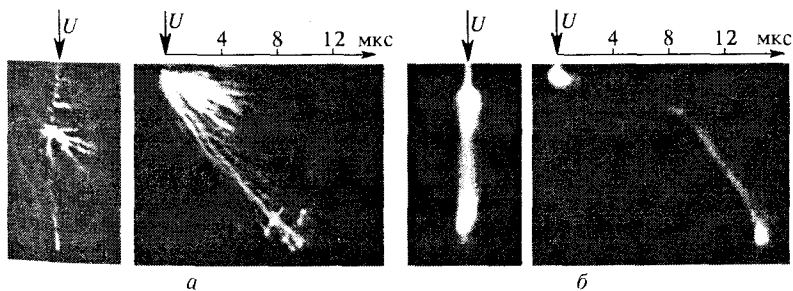


Рис. 5.2. статические фотографии и фоторазвертки и неразветвленных катодонаправленных стримеров в чистом аргоне (а) и гелии (б). Промежуток игла-плоскость; длина 25 см [5.2]

Одиночные неразветвленные длинные стримеры наблюдали в чистых электроположительных газах: в аргоне, в гелии [5.2], где для развития стримерного разряда не требовалось столь высокое напряжение, как в воздухе. Стримеры не ветвились, когда напряжение на промежутке было близко к напряжению их возникновения (рис. 5.2). Увеличение напряжения всегда вызывало ветвления.

5.1.2. Радиус стримера. Определение радиуса — самая трудная задача из всех «геометрических» измерений. В гл. 3 уже обсуждались неопределенность постановки задачи о радиусе и соображения в пользу того, что его начальное значение должно быть одного порядка с α^{-1} (α — ионизационный коэффициент Таунсенда), по крайней мере, для момента лавинно-стримерного перехода. Затем радиус может увеличиваться за счет ионизационного расширения канала стримера, во много раз превышая исходную величину.

В экспериментах измерялся только «световой» радиус стримера, определяемый по его изображению на фотопленке или экране электронно-оптического преобразователя. Такие измерения дают лишь самые общие представления о размерах области, заполненной электронами, и почти ничего — о распределении плотности электронов по сечению канала. Особый интерес могла бы представить прианодная область длинных катодонаправленных стримеров, где должно быть наиболее заметно расширение канала, но на статических фотографиях его закрывает изображение стебля, который формируется уже после того, как в этом месте образовался стримерный канал. Чтобы отделить стебель от собственно канала стримера, нужно применять электронно-оптический преобразователь в режиме покадровой съемки с высоким пространственным и временным разрешением. Это сильно усложняет эксперимент, ибо пространственное разрешение ЭОП с усилением света редко превосходит 5–10 линий на миллиметр, а съемку стримеров при высоком напряжении приходится вести с большого расстояния.

Тем не менее, и факт существования «крупногабаритных» стримеров с радиусом канала, многократно превышающим теоретический диффузионный радиус, и факт ионизационного расширения стримерного канала подтверждены экспериментально с достаточной надежностью. В качестве примера прямых измерений сошлемся на исследования [5.3], выполненные в неоне при атмосферном давлении. В этих экспериментах использовано однородное электрическое поле с напряженностью $6,6 \div 16$ кВ/см. Стример возникал в глубине разрядного промежутка и продвигался к обоим плоским электродам, будучи и анодо- и катодонаправленным. Точность измерения геометрических размеров была не хуже 0,2 мм; погрешность временной привязки фотографий, сделанных

с помощью ЭОП, — не более 1 нс. Авторами [5.3] приводятся следующие данные о максимальном радиусе стримера длиной l в поле 6,6 кВ/см:

l , см	0,2	0,6	1,0	1,4	1,8
r_c , см	0,045	0,07	0,085	0,11	0,12

Величина r_c , измеренная приблизительно в момент рождения стримера, действительно близка к $\alpha^{-1} \approx 0,0375$ см (неон атмосферного давления, $E = 6,6$ кВ/см) и примерно в 5 раз больше диффузионного радиуса лавины, с которым отождествляют r_c в классической теории. По мере удлинения стримера увеличивается его заряд поляризации, а следовательно и радиальное поле, и радиус стримера возрастает еще почти в 3 раза.

Более толстые каналы, оставленные первичной волной ионизации, наблюдались в чистом гелии [5.2]. Эксперименты были выполнены в промежутке длиной 25 см. Стример стартовал от анода, выполненного в виде остро заточенной иглы и двигался к плоскому катоду при напряжении на промежутке 11 кВ. Его статическая фотография и непрерывная развертка даны на рис. 5.2б. Обе получены электронно-оптическим преобразователем с двумя каскадами усиления света; мультищелочной катод имел примерно равную чувствительность в видимой части спектра и в ближней ультрафиолетовой области. По фотографиям трудно судить о расширении канала, но его средний радиус не меньше 1 см.

Труднее всего измерять прямым путем радиусы длинных стримеров в воздухе, где приходится применять напряжения $10^5 \div 10^6$ В. При столь высоком напряжении приходится удалять регистрирующую аппаратуру от разрядного промежутка на несколько метров, иногда на несколько десятков метров, что не способствует качеству съемки. Тем не менее, расширение стримерного канала и здесь проявляется достаточно отчетливо. Изображение стримера на рис. 5.1б получено в воздухе при нормальных атмосферных условиях. Стример стартовал от сферического анода радиусом 25 см в направлении плоскости, удаленной на 1,5 м. Был выбран режим непрерывной развертки изображения. Ее скорость подбиралась так, чтобы отделить стебель от собственно стримерного канала, но сам канал оставить неразвернутым — его изображение можно было рассматривать как статическую фотографию. Факт расширения начального неветвящегося участка очевиден; его радиус нарастает по мере удаления от анода.

Трудно понять, почему радиус длинных стримеров так и не стал предметом детального исследования, хотя это — одна из важнейших характеристик стримера. Достаточно заметить, что этот вопрос

вообще не попал в программу работы международной исследовательской группы Ренардые (Les Renardiens Group), посвятившей несколько лет комплексному изучению длинной искры [5.4, 5.5]. В известном обзоре И. Галлимберти [5.6] сведения о радиусе стримера ограничиваются ссылкой на [5.7], где приведено значение $(1 \div 3) \cdot 10^{-3}$ см, характеризующее, по мнению автора, короткий стример. Некоторые косвенные данные о радиусах можно подчерпнуть из [5.8].

5.1.3. Длина стримеров. Длина стримеров не имеет принципиальных ограничений. Стример вырастает столь длинным, насколько позволяет длина промежутка и источник высокого напряжения. В лабораторных условиях в воздухе наблюдали катодонаправленные

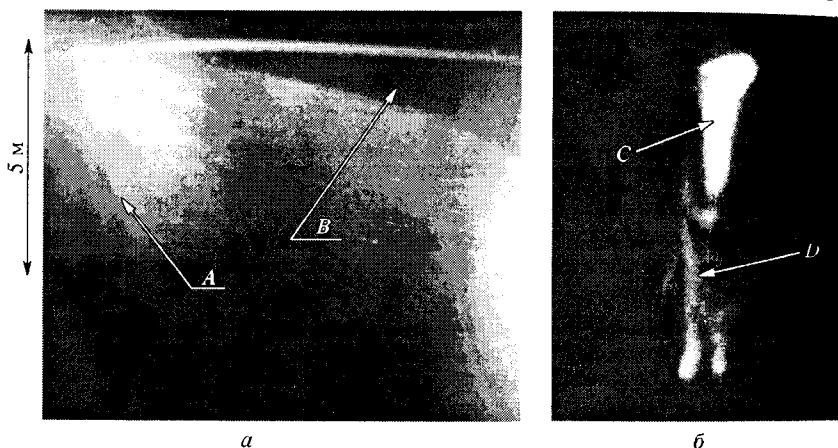


Рис. 5.3. Начальная вспышка положительной импульсной короны в промежутке шар-плоскость ($r_a = 50$ см): *a* — непрерывная развертка в промежутке 8 м при напряжении с длительностью фронта 1,7 мкс, амплитудой 4,2 МВ (виден следующий за короной (A) лидер (B)); *б* — статическая фотография с экспозицией 50 нс в промежутке длиной 50 см (виден стебель (C), формирующийся по следу стримера (D).)

стримеры длиной до 10 м, когда на промежутке действовало напряжение 5 МВ. Конечно, такие длинные стримеры многократно ветвились, и на photographиях получалась густая стримерная ветвь (рис. 5.3а). Часто от электрода одновременно стартовало несколько вспышек. Еще более длинные стримеры могли бы наблюдаться у молнии, но из-за плохих условий съемки фотографии стримерной зоны молнии до сих пор не получены. На расстояниях $500 \div 1000$ м, с которых обычно регистрируют молнию, относительно коротковолновое излучение стримеров (синяя и ближняя ультрафиолетовая части спектра) полностью рассеивается в воздухе, особенно при дожде.

Остановимся кратко на длине стебля стримерной вспышки $\Delta l_{\text{стеб}}$. При прочих равных условиях она пропорциональна радиусу электрода, от которого стартует стример. Экспериментальные данные [5.1], полученные в воздухе для сферических анодов радиусом $r_a = 3,1 \div 25$ см, описываются соотношением

$$\Delta l_{\text{стеб}} = 0,58 r_a. \quad (5.1)$$

Все измерения проведены в промежутках длиной $l \sim (3 \div 4) r_a$ с достаточно сильной степенью неоднородности электрического поля. Импульс напряжения $1/50$ мкс *) был достаточным для пробоя промежутка приблизительно с 50%-й вероятностью. По мере выравнивания поля, что достигается уменьшением длины промежутка при неизменном радиусе анода, доля промежутка, перекрываемая стеблем возрастает, но длина стебля снижается. Есть основания считать, что стебель развивается примерно в той части промежутка, где еще неискаженное объемным зарядом внешнее поле достаточно для ионизации. В этом убеждают результаты измерений [5.9], выполненные в случае слабо неоднородного поля между сферическим анодом радиусом 50 см и плоскостью. Амплитуда импульса напряжения $5/2000$ мкс подбиралась так, чтобы обеспечить 50%-ю вероятность пробоя. Измерения дали следующие значения длины стебля в воздушном промежутке длиной l :

l , см	100	50	27	20
$\Delta l_{\text{стеб}}$, см	30	25	22	~20

Фоторазвертка процесса, которая выполнялась параллельно с измерениями, показала, что для развития стебля не требуется ветвлений стримера. Он может формироваться и по следу одиночного неразветвленного стримерного канала, что и наблюдалось в условиях эксперимента (рис. 5.3б).

5.2. Скорость стримера

Пожалуй, это наиболее изученный параметр стримерной формы разряда. Первые достоверные измерения скорости длинных стримеров сделаны по статическим фотографиям, выполненным с отсечкой напряжения, или по смещению во времени сигналов с фотоумножителей, принимающих излучение из различных точек по длине разрядного промежутка (см. раздел 4.7.1 и обзор в [5.8]). Затем эти

*) Записи $1/50$ и аналогичные представляют время фронта импульса и его полную длительность по уровню 0,5.

данные были уточнены и существенно детализированы с помощью электронно-оптических преобразователей [5.1, 5.11, 5.4, 5.5]. И все же, прежде чем приводить наиболее характерные экспериментальные результаты, отметим не слишком высокую точность измерений. Дело в том, что для длинных стримеров данные о скорости проще и быстрее получить, если использовать ЭОП в режиме непрерывной развертки, а не покадровой съемки. В разделе 4.7.2 уже обсуждались погрешности этого метода, главной из которых является отсутствие реперной линии для отсчета времени. Между тем, в большинстве экспериментов вопрос о реперной линии даже не поднимался. Наконец, все измерения скорости — это измерения среднего значения на достаточно протяженном участке стримера, всегда по одной проекции канала и без какого-либо учета его многочисленных искривлений.

Нет смысла перечислять экспериментальные работы по измерению скорости стримера в исторической последовательности, тем более что это уже было сделано в известной монографии под редакцией Мика и Крэга [5.8]. В ранних работах, как правило, стремились подчеркнуть возможность развития стримера с исключительно высокой, вплоть до 10^9 см/с, скоростью; куда меньшее внимание уделялось зависимостям скорости от величины и структуры поля в разрядном промежутке, от состава газовой атмосферы или ее состояния.

Начнем с минимальной скорости стримера. На ее существование обращено внимание в [5.12]. Измерения в воздухе атмосферного давления показали, что стример не может двигаться на сколь угодно заметное расстояние, если его скорость падает ниже примерно 10^7 см/с. В то же время, при скорости чуть выше критической, длина стримера может расти практически неограниченно. Столь медленный рост с почти постоянной предельно низкой скоростью характерен для стримеров, формирующихся в объеме стримерной зоны лидера. Чтобы измерить их скорость, применялась непрерывная развертка изображения через узкую вертикальную щель, которая выделяла из многих стримеров лишь те, что двигались параллельно щели. Так снимался вопрос о реперной линии.

Минимальная критическая скорость стримера снижается при очистке газа в разрядном промежутке от электроотрицательных компонентов. В техническом азоте (около 1% O_2), например, наблюдалось длительное устойчивое развитие стримеров со скоростью $5 \cdot 10^6$ см/с [5.13], а в чистом аргоне — со скоростью $2 \cdot 10^6$ см/с [5.2]. Так же медленно может двигаться катодонаправленный стример и в чистом гелии (рис. 5.2).

Максимальная скорость стримера с должной достоверностью не установлена. Уже в одной из самых первых работ [5.10], где использовался электронно-оптический преобразователь, для катодонаправленного стримера в воздухе нормальной плотности

было получено значение $5 \cdot 10^9$ см/с. Однако в точности измерений приходится сомневаться все из-за той же реперной линии, о которой не вспоминает автор.

Наиболее надежны экспериментальные данные о максимальной скорости распространения волн ионизации в диэлектрических разрядных трубках фиксированного радиуса [5.14]. Нет оснований считать такие волны существенно отличными от стримерных, хотя они развиваются в несколько рафинированных условиях, полностью исключая ветвления и искривления траектории. В экспериментах с предельно высокими скоростями использовались стеклянные или кварцевые трубки длиной в десятки и радиусом в десятки доли сантиметра, заполненные различными газами (воздух, азот, инертные газы, SF_6 , CCl_4 , CO_2 и т. п.) при давлениях от долей торра до атмосферного. К трубке подводилось импульсное напряжение с длительностью фронта $2 \div 10$ нс и амплитудой до 250 кВ. Как правило, измерялась средняя скорость за полное время пролета волны ионизации по трубке. Было установлено, что давление газа, при котором наблюдается наибольшая скорость, увеличивается с ростом амплитуды импульса напряжения. Для напряжения 250 кВ в азоте и в воздухе это $15 \div 25$ Тор. Независимо от сорта газа скорость анодонаправленного процесса поднимается примерно до $2 \cdot 10^{10}$ см/с — $2/3$ скорости света. При дальнейшем увеличении давления скорость заметно падает, но и при атмосферном еще составляет несколько единиц 10^9 см/с. Скорость катодонаправленных волн ионизации в $1,5-2$ раза меньше.

Таким образом, в сильных электрических полях приближение скорости волн ионизации к скорости света можно считать экспериментально установленным фактом.

Непрерывная развертка изображения позволяет легко убедиться в постепенном снижении скорости стримера при его движении в длинном промежутке с резко неоднородным полем. Данные такого рода получены, например, в [5.10, 5.5]. В [5.5] наблюдения за катодонаправленным стримером в промежутке шар—плоскость длиной 4 м (радиус анода 12,5 см) дали следующие значения средней скорости на отрезках пути l_2-l_1 :

l_2-l_1 , см	6-0	13-6	23-13	30-23
v_c , см/с	$4,4 \cdot 10^8$	$3,5 \cdot 10^8$	$1,0 \cdot 10^8$	$6,0 \cdot 10^7$

На промежуток действовал положительный импульс напряжения 200/10000 мкс; за время развития стримерной вспышки напряжение практически не менялось и равнялось примерно 600 кВ. Напряженность на аноде в момент старта стримера составляла 40 кВ/см (это

меньше, чем U/r_a из-за влияния нити подвеса сферы). При длине стримера 30 см его головка попала в точку промежутка, где внешнее невозмущенное поле снизилось почти до 4 кВ/см.

Не следует думать, что скорость отслеживает изменение внешнего поля в промежутке и однозначно определяется его значением в точке расположения стримерной головки. Скорость волны ионизации определяется, главным образом, зарядом стримерной головки (раздел 3.2.1). Когда головка далека от анода, непосредственное влияние заряда последнего ничтожно. Поэтому разумнее искать связь скорости не с внешним полем в месте размещения головки, а с потенциалом головки. В случае хорошо проводящего канала с малой потерей напряжения можно пытаться установить связь и непосредственно с потенциалом электрода, от которого стартовал стример. Подобная ситуация характерна для электроположительных газов, где электроны в стримерной плазме исчезают медленно, только в результате электрон-ионной рекомбинации. Измерения в чистом аргоне [5.15] действительно показали, что при постоянном напряжении на промежутке не слишком большой длины (десятки сантиметров) стример движется к катоду практически с постоянной скоростью (рис. 5.2а), хотя в случае высоковольтного электрода, изготовленного в виде остро заточенной иглы, поле отличается очень большой неоднородностью. Зависимость скорости от потенциала анода U_0 почти линейная: $v_c \approx (U_0 [\text{kV}] - 9,3) \cdot 10^6$ см/с. Попытка повторить эксперимент в воздухе привела бы к очень сильному изменению скорости стримера по длине промежутка.

В электроотрицательных газах скорость стримера меняется, в основном, по двум причинам. Во-первых, по мере удлинения канала на нем увеличивается потеря напряжения, потенциал головки падает, а вместе с ним снижается поле на фронте волны, ответственное за ионизацию. Во-вторых, даже при неизменном потенциале головки ее заряд уменьшается при ветвлении стримера, поскольку стримерные ветви взаимно экранируют друг друга (об этом уже упоминалось в разделе 3.7.2). Между тем, в электроотрицательных газах длинные стримеры разветвлены многократно. Чтобы заставить стример двигаться с постоянной скоростью в электроотрицательном газе в резко неоднородном поле, необходимо непрерывно повышать напряжение по мере продвижения стримера. В воздухе измерения дают приблизительно линейную связь между скоростью роста напряжения A_U и скоростью стримера. При $A_U = 500$ кВ/мкс средняя скорость $v_c \approx 5 \cdot 10^7$ см/с, а при $A_U = 3500$ кВ/мкс она выросла до $3 \cdot 10^8$ см/с. Разброс экспериментальных данных очень велик, что не должно удивлять. Измерения в [5.12], откуда заимствованы данные, выполнены через узкую вертикальную щель и потому нельзя судить, относятся ли измеренные значения к одному и тому же поколению ветвлений.

Существует минимальная критическая скорость роста напряжения, при которой еще возможен стационарный режим развития катодонаправленного стримера. В воздухе атмосферного давления она составляет $A_{U, \min} \approx (4 \div 5) \cdot 10^{10}$ В/с. Существование $A_{U, \min}$ тесно связано с наличием минимальной скорости стримера $v_{c, \min}$. Если допустить, что среднее поле в стримерном канале также имеет некое минимальное значение $E_{c, \min}$, то $U_{a, \min} \approx E_{c, \min} l + U_{r, \min}$, где $U_{a, \min}$ и $U_{r, \min}$ — минимально возможные потенциалы анода и головки для стримера длиной l . Отсюда $A_{\min} \approx dU_{a, \min}/dt = v_{c, \min} E_{c, \min}$. В следующем разделе будет показано, что вытекающее отсюда значение $E_{c, \min} \approx 4 \div 5$ кВ/см для атмосферного воздуха согласуется с опытом.

Надежных данных о скорости анодонаправленных длинных стримеров еще меньше, чем для катодонаправленных. Есть основания считать, что в равных условиях они могут развивать большую скорость, чем катодонаправленные. На это уже обращалось внимание выше при обсуждении вопроса о предельно высокой скорости стримерного процесса. Дополнительный материал можно получить, сопоставляя экспериментальные данные [5.4, 5.5] и [5.16], полученные в сходных условиях одностипной измерительной техникой. В частности, в [5.16] представлена непрерывная развертка длинного анодонаправленного стримера в воздухе. Разряд развивался в воздушном промежутке стержень—плоскость длиной 5 м, стартовав от стержневого катода с полусферической головкой радиусом 30 см при напряжении около 1250 кВ (неизменном в течение времени измерения). Напряженность невозмущенного поля у катода в момент старта равнялась 32 кВ/см. Этого оказалось достаточно для того, чтобы разогнать стример до скорости примерно 10^9 см/с. Через 100 нс, когда длина стримерного канала достигла $50 \div 60$ см, скорость снизилась в 3—4 раза по сравнению с максимальной.

Характерно, что в более ранних измерениях [5.17], также проведенных при помощи электронно-оптической техники и обладающих примерно той же точностью, анодонаправленный стример, стартовавший от сферического анода радиусом 12,5 см в поле 39 кВ/см при напряжении 390 кВ, разгонялся всего до $(2 \div 2,5) \cdot 10^8$ см/с. Это еще раз подтверждает однозначную связь скорости не с напряженностью поля, а с потенциалом головки канала стримера, сопоставимым при не слишком длинных каналах с потенциалом электрода. В эксперименте [5.17] длина промежутка равнялась всего 32 см, а напряжение на нем было примерно втрое меньше, чем в [5.16] и составило 390 кВ.

Для анодонаправленных стримеров, как и для катодонаправленных, подтверждается зависимость скорости роста стримера от скорости подъема напряжения A_U . Такого рода измерения выполнены

в стримерной зоне отрицательного (т. е. анодонаправленного) лидера при относительно малой (порядка десятков сантиметров) длине его канала [5.18]. Стримеры стартовали от головки лидерного канала, который в известном смысле можно рассматривать как продолжение стержневого катода; потерей напряжения в коротком хорошо проводящем канале допустимо пренебречь. Измерены следующие средние скорости:

A_U , кВ/мкс	1500	700	400	80	30
v_c , см/с	$1 \cdot 10^9$	$7 \cdot 10^8$	$5 \cdot 10^8$	$3 \cdot 10^8$	$\sim 10^8$

Надо сказать, что измеренные в [5.18] тем же методом скорости катодонаправленных стримеров в стримерной зоне лидера оказались примерно в 2 раза выше представленных в [5.17]. Нельзя судить, является ли это следствием каких-либо погрешностей измерения или связано с неизвестными пока особенностями развития стримеров в объеме стримерной зоны лидера.

5.3. Электрическое поле в канале стримера

Прямых измерений напряженности электрического поля в канале стримера нет. Зондовые методы, успешно применяемые для других форм разряда, например, для тлеющего, здесь не пригодны из-за малого радиуса канала, непредсказуемости его траектории, кратковременности развития стримера. Почти все данные о поле в стримере — это результаты оценок средней напряженности по напряжению на промежутке, перекрытом стримером.

Главным фактором, определяющим среднее поле в канале, является состав газа в промежутке. По мере очистки его от электроотрицательных компонентов падение напряжения на стримерном канале снижается. Это и не удивительно, ибо в отсутствие электроотрицательных молекул нет прилипания электронов и проводимость канала не столь сильно уменьшается за время пролета стримера по промежутку. Наиболее низкие значения продольного поля в канале E_c закономерно наблюдались в инертных газах. Например, в аргоне и гелии при атмосферном давлении стример перекрывал промежутки длиной $25 \div 40$ см при средней напряженности $400 \div 450$ В/см [5.2]. При добавлении нескольких процентов кислорода поле в канале увеличивалось во много раз (рис. 5.4). То же самое наблюдалось и в других газах: любое ускорение гибели электронов в стримерной плазме влекло за собой увеличение E_c и, напротив, поле в канале снижалось, если плотность электронов падала медленнее.

В многих работах измерялось среднее продольное поле, достаточное для перекрытия стримерами длинных (до 10 м) воздушных

промежутков [5.18—5.22]. Среднее поле в катодонаправленном стримере независимо от его длины можно считать величиной постоянной; при нормальных атмосферных условиях это $4,5 \pm 5$ кВ/см (в [5.15] в качестве среднего рекомендуется $4,65$ кВ/см). Отклонения от этого значения возможны в любую сторону, если менять условия гибели электронов. Например, при насыщении воздуха водяными парами напряженность E_c нарастает от $4,7$ кВ/см при влажности 3 г/м³ до $5,6$ кВ/см при 18 г/м³. Напротив, при замене воздуха техническим азотом (не более $1,5\%$ H_2O и O_2) наблюдались длинные катодонаправленные стримеры в среднем поле $1,5$ кВ/см.

Пути воздействия на E_c не сводятся только к изменению состава газа в промежутке. Не меньшего эффекта можно добиться изменением газовой температуры или плотности [5.20, 5.2]. Последнее демонстрируется результатами измерений в воздушном промежутке стержень—плоскость длиной $0,5$ м (стержень заканчивался полусферической головкой радиусом $0,5$ см). Плотность воздуха менялась либо в результате снижения его давления при постоянной температуре 290 К, либо за счет нагрева газа до температуры $T = 900$ К при нормальном атмосферном давлении (рис. 5.5). В первом случае, когда константы скоростей реакций рождения и гибели электронов почти не менялись, а скорости реакций менялись только в результате снижения плотности нейтральных частиц, значение E_c оказалось заметно (вплоть до 40%) выше, чем при нагреве воздуха. Температура влияет на константы скоростей процессов, ответственных за разрушение отрицательных ионов, а также на процентный состав простых и сложных положительных ионов в стримерной плазме, по-разному участвующих в электрон-ионной рекомбинации.

При прочих равных условиях анодонаправленные стримеры требуют для своего развития более сильного поля, чем катодонаправленные. Сам по себе этот факт абсолютно надежен, потому что он установлен непосредственно, путем измерения напряжения, нужного для перекрытия промежутка стримерной вспышкой от катода. Жаль

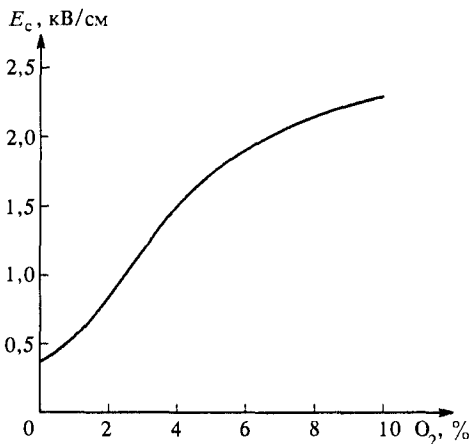


Рис. 5.4. Среднее электрическое поле в канале катодонаправленного стримера в зависимости от содержания O_2 в Ar . Промежуток стержень—плоскость длиной 25 см [5.2]

только, что среднее поле в канале анодонаправленного стримера нельзя определить делением этого напряжения на длину промежутка. Пространственная структура стримерной вспышки при отрицательном потенциале электрода, от которого она стартовала, не однородна, и далеко не весь длинный промежуток перекрывается действительно

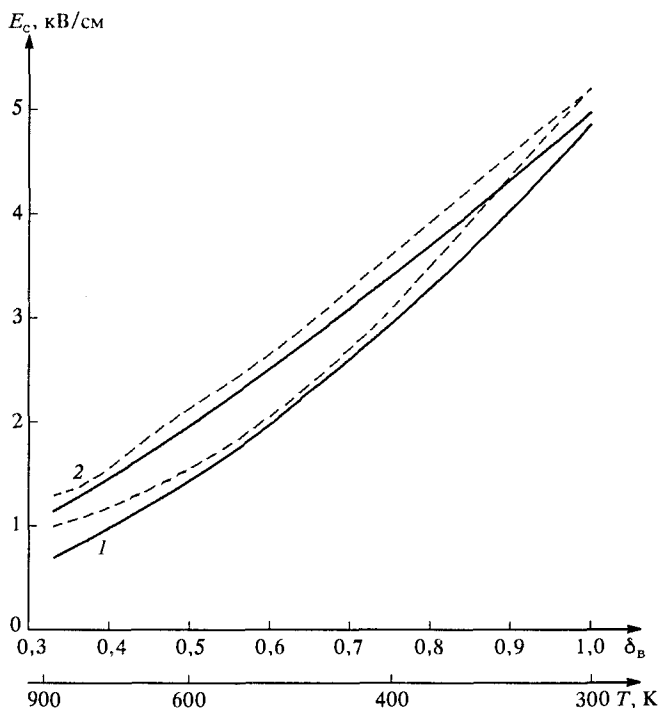


Рис. 5.5. Среднее электрическое поле в канале катодонаправленного стримера, перекрывшего разрядный промежуток, в зависимости от относительной плотности воздуха, меняющейся за счет нагрева при $p=1$ атм (1) и в результате снижения давления при 300 К (2). Сплошные кривые — эксперимент [5.20], штриховые — численное моделирование [5.47]

анодонаправленными стримерами — заметную часть его занимают катодонаправленные стримеры, которые могут стартовать прямо из глубины промежутка [5.16, 5.18]. Отметим, что следствием сложности структуры явилась значительная неопределенность данных о поле в канале анодонаправленного стримера. Значения, фигурирующие в литературе, выводились на основании далеко не бесспорных построений, часто чисто умозрительных. Отсюда большой разброс данных, которые даже не всегда справедливо называть экспериментальными. В уже упоминавшейся обзорной работе [5.18], на основе уравнения баланса напряжения для стримерной зоны отрицательного лидера

в промежутках длиной до 6 м среднее значение E_c анодонаправленного стримера оценивается в 13 кВ/см, с разбросом от 10 до 16 кВ/см. В [5.16] величина E_c в стримерной зоне лидера оценена примерно в 11 кВ/см, а в [5.17] обработка непрерывной развертки изображения анодонаправленного стримера в промежутке шар—плоскость длиной 32 см ($r_a = 12,5$ см) привела к значению 8 кВ/см, которое автором работы рассматривается как минимально возможно.

Сегодня нет достаточной информации, для того чтобы точно выяснить причину столь сильного разброса данных. Возможно, что величина E_c для анодонаправленных стримеров отнюдь не постоянна и зависит от их длины. Нельзя исключить и существенно различного состояния стримеров в начальной вспышке импульсной короны и в стримерной зоне лидера, что может привести к разным значениям напряженности. Тем не менее, результаты оценок [5.17] при сегодняшнем уровне знаний кажутся наиболее разумными, по крайней мере, они не противоречат надежным оптическим измерениям, содержащимся в [5.17] и определенно указывающим на однородную структуру зарегистрированного там анодонаправленного стримера. Заметим, авторы работы [5.16] подробно описали распределение поля в разрядном промежутке, чем сделали свои результаты пригодными для численных оценок. Для напряжения $U = 1250$ кВ средняя длина анодонаправленного стримера составила $l = 65$ см. При отрицательном заряде канала внешнее поле могло вытесниться из него частично или полностью, но усиление среднего поля в объеме канала исключено, а потому его верхним пределом является величина $E_c = [U - \varphi(x_r)]/l$, где $\varphi(x_r)$ — потенциал внешнего неискаженного поля в месте размещения головки стримера, составляющий в условиях обсуждаемого эксперимента приблизительно $0,35U$. Отсюда $E_c < 12,5$ кВ/см.

5.4. Информация, извлекаемая из измерений тока и заряда

Измерения тока — едва ли не самые надежные (раздел 4.3). Проблему составляют не измерения, а их трактовка. Относительная погрешность на уровне 5% при регистрации импульсов наносекундного диапазона — вполне ординарный результат при записи тока. Столь высокая точность очень важна потому, что результаты измерения тока можно использовать для оценки некоторых параметров стримера, пока еще не доступных прямым измерениям.

Для снижения погрешности записи полного тока, представляющего алгебраическую сумму токов проводимости и емкостного, в современных экспериментах датчик тока устанавливается со стороны электрода, от которого развивается стример (раздел 4.4.1). В некоторых работах, например в [5.23], датчик подключался

к измерительной секции с малой площадью поверхности, откуда стартует стример, что позволяло регистрировать только его ток проводимости (раздел 4.4.2).

Можно выделить три группы экспериментов, различные по достигаемой цели. В первой стремятся измерить ток через поверхность электрода, от которого развивается одиночный стример, не пересекающий промежутка. Получаемые результаты несут информацию, чаще всего неявную, об ионизационных процессах в основании канала стримера и о погонной плотности заряда, распределенного вдоль канала. Другая группа экспериментов ставит своей задачей измерения тока начальной стримерной вспышки с многочисленными ветвлениями (вспышки импульсной короны). По этим данным можно судить об энергии, внедряемой в разряд, оценить количество объемного заряда в промежутке и перераспределение электрического поля под его влиянием. Для последней цели данные о токе проводимости анализируют совместно с записями емкостного тока через те участки поверхностей анода и катода, где ток проводимости отсутствует (раздел 4.4.2). Наконец, третья группа экспериментов ориентирована на измерения тока в стримерном канале, пересекающем разрядный промежуток. Эти измерения служат для определения средней проводимости канала, что важно при решении вопроса, ведет ли к пробое замыкание промежутка стримером.

5.4.1. Начальное нарастание тока одиночного стримера — результат длительной ионизации в основании канала. В воздухе для наблюдения одиночных стримеров отпущено не так много времени, ибо длинный стример обязательно ветвится. К счастью, максимум тока часто достигается до первого ветвления. Поэтому можно говорить, что фронт импульса тока — характеристика одиночного стримера. Уже в самых первых высококачественных регистрациях [5.24] обращено внимание на исключительно высокую скорость роста тока. В [5.24], где исследовались катодо- и анодо направленные стримеры, прорастающие от высоковольтного электрода радиусом 0,8 см при импульсном напряжении 0,7/100 или 1/100 мкс с амплитудой 145 кВ, длительность фронта импульса тока оценена в 8 нс. Впоследствии импульсы стримерного тока с наносекундным фронтом регистрировались и на электродах большего радиуса [5.25, 5.11, 5.5]. Замечено, что длительность фронта нарастает при увеличении радиуса электрода. Например, стримерный ток на аноде радиусом 12,5 см поднимался до амплитудного значения $30 \div 40$ нс [5.25, 5.11].

Типичные осциллограммы тока катодонаправленного стримера в воздухе показаны на рис. 5.6а, б. Часто импульс бывает двугорбым — это результат возникновения следующего стримера от анода с некоторым временным сдвигом по отношению к первому. При одновременном возникновении нескольких стримеров из разных точек анода подобная множественность вершин, естественно, не наблюдается. Увеличивается только амплитуда импульса, при сильно

развитой стримерной вспышке — многократно. Амплитуда импульса тока растет, когда повышается напряжение на промежутке, при котором формируется стримерная вспышка. Этот рост связан с увеличением не только тока отдельного стримера, но и числа одновременно развивающихся стримеров, а потому может быть сильным.

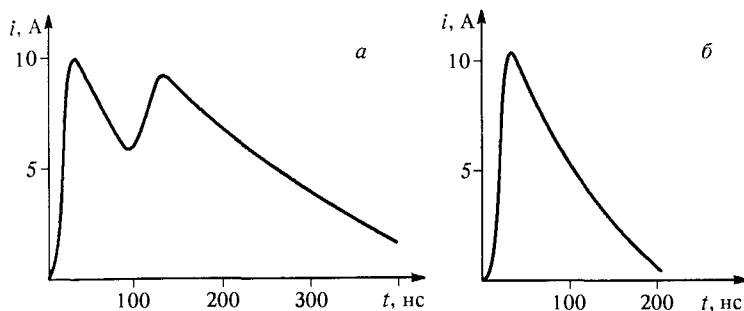


Рис. 5.6. Типичные осциллограммы тока через поверхность сферического анода радиусом 12,5 см при развитии катодонаправленного стримера [5.25]

При фиксированном напряжении амплитуда тока тем больше, а длительность фронта тем меньше, чем меньше радиус электрода, от которого стартовал стример (чем сильнее поле у электрода). Так, при радиусе $r_a = 0,8$ см и напряжении $U_a \approx 145$ кВ амплитуда тока превышала 10 А [5.24]. При $r_a = 12,5$ см (рис. 5.6) тот же стримерный ток получался при $U_a \sim 550 \div 600$ кВ [5.25, 5.5].

Если датчик тока установлен на измерительной секции относительно малой площади (по сравнению с площадью электрода), он реагирует только на ток проводимости. При этом по записанной осциллограмме тока можно попытаться получить информацию об ионизационных процессах в стримере. Действительно, регистрируемый ток проводимости $i_{\text{пров}} = \pi r_c^2 n_e v_e$ заметно нарастает, пока увеличивается количество электронов в единице длины канала около электрода $N_e = \pi r_c^2 n_e$, ибо скорость дрейфа электронов v_e , как правило, снижается из-за уменьшения продольного поля E_c в канале у анода по мере поляризации стримерной плазмы ($v_e \leq v_e(E_a)$), где E_a — внешнее невозмущенное поле у анода). Кстати сказать, в воздухе вблизи порога ударной ионизации ($E_H \approx 30$ кВ/см при нормальных условиях) $v_e \sim E^{0,73}$ и зависит от поля не очень сильно, гораздо слабее, чем частота ионизации ν_i . Таким образом, длительность фронта импульса тока проводимости через поверхность анода приблизительно совпадает со временем развития ионизации у анода.

Трактуя осциллограмму тока, можно сделать еще одно существенное заключение. В момент максимума тока продольное поле в канале

у анода должно быть близким к пороговому уровню E_H . Существенно более высоким поле быть не может, иначе ионизация и ток продолжали бы расти. Не может оно быть и заметно ниже E_H , ибо нет процессов, способных производить заметное количество электронов при $E \ll E_H$: отрицательные ионы у анода еще не накопились и их разрушение мало что дает, ионизация электронно возбужденных молекул требует поля, не намного меньшего, чем E_H . Отсюда, с учетом не слишком сильной зависимости $v_e(E)$ разумно принять для скорости дрейфа в момент максимума тока $v_e \approx v_e(E_H) \approx 1,4 \cdot 10^7$ см/с.

Теперь по измеренной амплитуде тока проводимости можно вычислить погонную плотность электронов у анода $N_e = \pi r_c^2 n_{e,a} \approx i_{\text{пров, max}} / [e v_e(E_H)]$. Для длинных стримеров при характерной амплитуде $i_{\text{пров, max}} \approx 10$ А получается $N_e \approx 5 \cdot 10^{12}$ см⁻¹. Разделив N_e на предполагаемую площадь сечения канала, найдем соответствующую плотность плазмы, и это даст возможность судить о разумности предположений о r_c . Так, в ряде работ оперируют очень малыми радиусами стримера, вплоть до $3 \cdot 10^{-3}$ см. Это значение, как нижний предел, вытекает из рассмотрения лавинно-стримерного перехода при учете лишь диффузионного механизма расширения головки лавины (раздел 3.5.2). С таким радиусом плотность плазмы $n_e \approx 10^{17}$ см⁻³ получается неправдоподобно большой. Даже предположение о $r_c = 10^{-2}$ см приводит к чрезмерно большой величине $n_e \approx 10^{16}$ см⁻³. Напротив, при $r_c \approx 0,1$ см $n_e \approx 10^{14}$ см⁻³, что представляется более вероятным и согласуется с другими оценками.

Вернемся к осциллограмме тока на рис. 5.6. Ее интерпретация позволяет сделать некоторые общие заключения о ходе стримерного процесса на начальной, неустановившейся стадии, пока длина стримера l еще меньше радиуса анода r_a , от которого он стартовал. Эксперимент, представленный рис. 5.6, дает хорошие возможности для изучения начальной стадии, ибо радиус анода в данном случае сравнительно велик ($r_a = 12,5$ см), движение стримера у анода длится долго и его параметры не слишком сложно регистрировать. Стримерный процесс на начальной стадии не укладывается в рамки описанной в гл. 3 картины квазистационарного прорастания длинного стримера, когда его скорость и плотность создаваемой плазмы определяются, главным образом, полем заряженной головки, а поле в канале за волной ионизации оказывается столь слабым, что не поддерживает ионизацию. Как результат — основная часть электронов рождается в узком слое $\Delta x < r_c \ll r_a$ за время $\Delta t < r_c/v_c$ (для сильных волн, у которых $v_c \gg v_e$, $\Delta t < 1$ нс).

Осциллограмма рис. 5.6 противоречит такой схеме развития. Рост тока в течение 35 нс указывает на столь же длительную

ионизацию у анода. За это время в эксперименте канал стримера вырастал больше, чем на 10 см (фронт волны удалялся от анода на расстояние порядка $10^2 r_c$), тем не менее поле в канале у анода оставалось достаточным для ионизации. Тот факт, что оно так и не вытеснилось из канала в результате поляризации плазмы, указывает на исключительно низкую начальную плотность ее электронов.

Действительно, на стартовом участке при $l \ll r_a$ поле на фронте волны ионизации еще находится под сильным влиянием заряда анода q_a и от собственного заряда головки Q_f зависит слабо (последний пока не сформирован и не в состоянии конкурировать по эффективности действия с зарядом анода). Фактически, максимальное поле на фронте волны ионизации еще имеет порядок невозмущенного поля анода $E_a \approx q_a / (4\pi\epsilon_0 r_a^2)$. В рассматриваемом эксперименте ($E_a \approx 40$ кВ/см) оно гораздо меньше полей $E_m \sim 300$ кВ/см, свойственных сильным стримерным волнам ионизации, которые обсуждались в гл. 3. Если проэкстраполировать формулы гл. 3 к столь слабым полям на фронте $E_m \approx E_a = 40$ кВ/см (таунсендовский коэффициент $\alpha \approx 20$ см $^{-1}$; частота ионизации $\nu_i \approx 3 \cdot 10^8$ с $^{-1}$; скорость дрейфа $v_e \approx 1,5 \cdot 10^7$ см/с), то плотность плазмы, нарождающейся в такой волне, получится равной всего лишь $n_e \approx 2 \cdot 10^{11}$ см $^{-3}$. Даже если удалить все электроны из тонкого канала с радиусом $r_c \ll l$, положительного заряда столь малой плотности en_e все равно может не хватить для гашения поля анода в основании канала. В этом можно убедиться, вычислив поле длинного равномерно заряженного цилиндра ($\rho = en_e$) в центре его основания при $l \gg r_c$

$$\hat{E} = \int_0^l \int_0^{r_c} \frac{2\pi en_e r x dx dr}{4\pi\epsilon_0 (r^2 + x^2)^{3/2}} \approx \frac{en_e r_c}{2\epsilon_0}. \quad (5.2)$$

Непосредственно у анода обратное поле приблизительно удваивается действием отраженного в сфере заряда канала, так что в нашем случае при $r_c \approx 0,1$ см предельно возможное снижение поля $\Delta E \approx 2\hat{E} \approx en_e r_c / \epsilon_0 \approx 36$ кВ/см. На самом деле эффект будет существенно меньшим: чтобы вытянуть все электроны из участка канала длиной $\Delta l \approx (2 \div 3)r_c$, дающего основной вклад в поле \hat{E} , потребуется слишком большое время $\Delta l / v_e \sim 20$ нс, сравнимое с полным временем нарастания тока стримера. *)

*) Заметим, что верхняя оценка вклада заряда стримерной головки и всего канала в поле на фронте волны ионизации дается тем же интегралом (5.2). Для рассматриваемых цифр этот вклад меньше 18 кВ/см, что подтверждает сказанное выше о том, что на ранней стадии поле у головки стримера создается в основном зарядом анода.

Дополнительным фактором, удерживающим поле у анода на высоком уровне, является ток стримера. В только что проведенной оценке поле в стримере считалось чисто электростатическим. На самом же деле, по каналу течет ток, величина которого навязана извне — она не определяется полем в том коротком участке у анода, который мы рассматриваем. Скорее наоборот, поле в канале диктуется прогоняемым через него током. Противоречия здесь нет. Для участка неразветвленной цепи закон Ома, естественно, верен и всегда справедливо равенство $j = \sigma E$. Но нужно учесть, что ток от источника, помимо интересующего нас малого участка, ограничивается сопротивлением канала в целом, да еще непробитой частью промежутка, где он замыкается током смещения. Последний есть ни что иное как изменение поля, вызванное изменением и перемещением заряда стримера. Иными словами, ток задается характеристиками распространения стримера, в первую очередь, скоростью роста его заряда ($i \sim \tau_c v_c$), а поле у анода под этот ток подстраивается (по закону Ома). Когда стример удаляется от анода, одновременно увеличивая свой погонный заряд τ_c и скорость v_c , ток сильно нарастает. Пропорционально ему росло бы и поле у анода, если бы продолжающаяся ионизация непрерывно не увеличивала там плотность плазмы и ее проводимость.

Таким образом, пока стример не приобрел достаточную длину $l > r_a$, ток стримера нарастает от малой начальной величины $i_0 \approx \mu r_c \sqrt{n_e} n_e v_e (E_a) \approx 15$ мА до амплитудного значения $i_{\max} \approx 10$ А в результате ионизации, которая протекает в этом месте под действием поля, близкого к внешнему полю анода $E_a \approx 40$ кВ/см. И действительно, за наблюдаемое время нарастания тока 35 нс при $v_i \approx 3 \cdot 10^8$ с⁻¹ плотность плазмы вырастает в необходимые $i_{\max}/i_0 \sim 10^3$ раз.

Приведенный пример расшифровки результатов измерения тока дает общее представление о характере процесса на начальной стадии развития стримера. Более детальное количественное описание ускорения волны ионизации, изменения стримерного тока и поля во времени требует совместного рассмотрения процессов и в области головки стримера, и в канале за головкой. Здесь трудно рассчитывать на успех аналитической теории и приходится прибегать к численному моделированию. Результаты его будут рассмотрены в разделах 5.5, 5.6.

5.4.2. Заряд одиночного стримера и оценка радиуса его канала. Обработка осциллограмм тока позволяет определить заряд, внедренный в стримерный канал, и среднюю погонную плотность заряда. Для этого нужно вычислить интеграл тока проводимости от момента старта стримера до момента первого ветвления и разделить полученный результат на длину неразветвленной части канала.

Интегрирование выполняется либо графически по осциллограмме тока, либо непосредственно в эксперименте. В последнем случае вместо датчика тока в измерительную схему ставится интегрирующий элемент, например, накопительная емкость (см. раздел 4.5). Как правило, точность измерения заряда не хуже, чем тока, а подчас и несколько выше.

Сама по себе оценка средней погонной плотности τ_c для начального неразветвленного участка стримера мало что дает. У анода распределение заряда сильно неоднородно. Из-за влияния поверхностного заряда анода плотность τ_c в основании канала равна нулю и постепенно нарастает на 1–2 порядка по мере удаления от электрода на расстояние в несколько его радиусов. Тем не менее, измерения заряда неразветвленного участка стримера заслуживают внимания, поскольку на их основе можно попытаться прояснить один из наиболее спорных вопросов — о радиусе стримеров, формирующихся при высоком напряжении мегавольтного уровня.

Анализ базируется на сопоставлении полной величины измеренного заряда, перенесенного к разрядному промежутку от источника напряжения (чуть ниже мы уточним, что под этим подразумевается) и рассчитанного теоретически в различных предположениях о радиусе канала, поскольку емкость стримерного канала зависит от радиуса r_c . Вычисленная приближенно емкость идеально проводящего уединенного канала обратно пропорциональна $\ln(l/r_c)$. В реальной ситуации зависимость от r_c столь же слаба, но и разногласия в оценке радиуса касаются не процентов, а порядка величины. Вариация r_c на порядок меняет расчетную емкость на десятки процентов, а это значительно превышает погрешность измерения заряда в современных экспериментах и поддается контролю на опыте.

Решая электростатическую задачу о внедрении заряда в идеальный проводящий канал, прорастающий от анода, можно точно найти этот заряд, если учесть влияние самого анода, которое было проигнорировано в разделе 3.2.1. Далее можно утверждать, что при данном потенциале анода U_a в канале конечной проводимости заряда разместится меньше, ибо потенциал в нем будет падать от анода к головке. И обратно, тот же самый заряд может быть внедрен в реальный канал, где средний потенциал ниже U_a , только в случае, если емкость канала будет больше, чем у идеального. Но емкость канала растет с увеличением радиуса. Следовательно, добившись равенства измеренного заряда с рассчитанным, можно быть уверенным, что реальный радиус канала больше принятого в расчете. Иными словами, мы получаем нижнюю оценку радиуса канала.

Как ясно из сказанного, заряд канала нужно вычислять возможно точнее, учитывая влияние всех зарядов, в том числе наведенного на аноде зарядом канала. Факт наведения заряда на аноде может несколько изменить постановку и эксперимента, и расчета. Чтобы

вычислить заряд, внедренный непосредственно в канал, необходимо проинтегрировать по времени ток проводимости на аноде у основания канала. Но если кроме того рассчитывается и заряд, наведенный на аноде зарядом канала, то на опыте можно снимать осциллограмму полного тока, протекшего от источника напряжения к аноду. Интеграл от него даст полное изменение заряда системы, состоящей из электрода и канала (фактически это будет разность между абсолютными значениями зарядов канала и наведенного на электроде, ибо последний имеет противоположную полярность). Измерения тока через источник выполнить легче, и точность их выше.

В отличие от идеализованной модели уединенной проводящей нити, рассмотренной в разделе 3.2.1 и имеющей смысл, когда длина нити l много больше радиуса анода r_a , в реальных экспериментах с начальными неразветвленными участками стримера обычно $l \sim r_a$. Так, в случае, представленном на рис. 5.6а, $r_a = 12,5$ см, а стример в момент максимума тока, к которому привязано измерение заряда, имеет длину $l = 14$ см. В таких условиях плотность положительного погонного заряда монотонно нарастает от основания канала к головке. Положим приближенно, что это нарастание происходит по линейному закону $\tau_c = a_q x$ и вычислим неизвестный коэффициент a_q (таким методом «профилирования» часто пользуются для приближенного решения сложных задач). Составим выражение для потенциала в какой-либо точке на поверхности канала — пусть это будет точка в его середине. Потенциал в ней, как и в любой другой точке идеального проводника равен U . Выделим три составляющие потенциала: φ_1 — от собственного заряда канала, φ_2 — от его отображения в сферическом аноде (это и есть потенциал от наведенного заряда), φ_3 — от собственного заряда сферы $Q_a = 4\pi\epsilon_0 r_a U$.

Первая составляющая с учетом $l \gg r_c$ равна

$$\varphi_1 = \frac{a_q}{4\pi\epsilon_0} \int_0^l \frac{x dx}{[(x-l/2)^2 + r_c^2]^{1/2}} \approx \frac{a_q l}{4\pi\epsilon_0} \ln \frac{l}{r_c}. \quad (5.3)$$

Согласно теореме Шокли—Рамо (раздел 2.6), элементарный заряд Δq , удаленный на расстояние r от центра проводящей сферы радиуса r_a , наводит в ней заряд $q_{\text{нав}} = -\Delta q r_a / r$, причем наведенный заряд «локализуется» в точке $r_{\text{нав}} = r_a^2 / r$ внутри сферы на радиусе, связывающем ее центр с зарядом Δq (последнее обстоятельство диктуется условием эквипотенциальности поверхности сферы). Заряд, наведенный на аноде всем каналом, равен

$$q_{\text{нав}} = \int_0^l \frac{r_a \tau(x) dx}{r_a + x} = -a_q r_a \left(l - r_a \ln \frac{l + r_a}{r_a} \right). \quad (5.4)$$

Он «размещается» на отрезке от $r_{\text{нав}1} = r_a^2/(r_a + l)$ до $r_{\text{нав}2} = r_a$ продолжения оси стримера неравномерно. Пренебрежем этой неравномерностью и введем среднюю погонную плотность наведенного заряда $\tau_{\text{нав}} = q_{\text{нав}}/(r_{\text{нав}2} - r_{\text{нав}1})$. Вычисления, аналогичные (5.3), дают приближенный потенциал от наведенного (отображенного) заряда

$$\Phi_2 = \frac{q_a(r_a + l)}{4\pi\epsilon_0 l} \left(l - r_a \ln \frac{r_a + l}{r_a} \right) \ln \frac{3r_a + l}{r_a + l}. \quad (5.5)$$

Наконец, потенциал от собственного заряда анодной сферы Q_a в середине канала равен

$$\Phi_3 = \frac{Ur_a}{r_a + l/2}. \quad (5.6)$$

Суммируя (5.3), (5.5), (5.6) и приравнивая полученную сумму потенциалу анода U , найдем

$$a_q = \frac{4\pi\epsilon_0 U(l + 4r_a)}{l(l + 2r_a) \left\{ \ln \frac{l}{r_c} - \left(1 + \frac{r_a}{l} \right) \left[1 - \frac{r_a}{l} \ln \left(1 + \frac{l}{r_a} \right) \right] \ln \frac{l + 3r_a}{l + r_a} \right\}}. \quad (5.7)$$

Полный заряд в канале $q_k = a_q l^2/2$. Заряд, перетекший к аноду через источник напряжения, $q = q_k + q_{\text{нав}}$, где $q_{\text{нав}}$ определяется формулой (5.4). Величины q , вычисленные с различными радиусами канала r_c , сравниваем с измеренной. В момент максимума тока на рис. 5.6а, когда $l = 14$ см, $q_{\text{эксп}} = 1,6 \cdot 10^{-7}$ Кл ($r_a = 12,5$ см). Это получается при напряжениях на аноде $U \sim 550 \div 600$ кВ (в зависимости от толщины нити подвеса сферы), чему соответствует невозмущенное поле у анода $E_a \approx 40$ кВ/см. Рассчитанный заряд совпадает с измеренным при $r_c \sim 0,15 \div 0,25$ см и это, как отмечалось, есть нижняя оценка радиуса канала. Реально поле в канале $E \sim 10$ кВ/см, так что падение напряжения на канале составляет заметную величину, от чего радиус канала следовало бы считать еще ббльшим.

При радиусе $r_c = 10^{-2}$ см, которым пользуются довольно часто, расчетный заряд равен всего $9 \cdot 10^{-8}$ Кл, а при радиусе $r_c = 3 \cdot 10^{-3}$ см, которым оперируют авторы [5.26, 5.6], $q = 8 \cdot 10^{-8}$ Кл вдвое меньше измеренного. Такое расхождение никак нельзя объяснить погрешностью эксперимента. Что же касается возможных претензий к только что изложенному приближенному расчету, то он хорошо подтверждается результатами численного моделирования.

Итак, измерения тока и заряда склоняют к оценке среднего радиуса стримера по крайней мере в несколько десятых сантиметра,

если он формируется в воздухе при напряжении порядка $10^5 \div 10^6$ В. Это резко расходится с часто принимаемыми значениями 10^{-2} см и, тем более — $3 \cdot 10^{-3}$ см.

5.4.3. Экспериментальные данные о токе и заряде стримерных вспышек. Участок за максимумом тока на осциллограммах рис. 5.6 — это уже характеристика разветвленного стримера (стримерной вспышки). Ток снижается много медленнее, чем он нарастал на фронте. В воздухе импульс по уровню 0,5 от амплитудного значения длится $0,1 \div 1$ мкс. Он тем короче, чем ниже напряжение и чем меньше промежуток. Время регистрации тока в основании стримерного канала приблизительно совпадает со временем развития стримерной вспышки. Это понятно — процесс формирования разряда требует энергии для ионизации и возбуждения газа, для изменения его внутренней энергии и энергии, запасенной в перераспределенном электрическом поле промежутка. Вся энергия черпается из источника высокого напряжения. Но точного равенства времен может и не быть. Некоторое время стример способен продвигаться за счет собственной энергии, накопленной его объемными зарядами. В ходе эксперимента [5.26] напряжение на промежутке быстро срезалось до нуля, но стример останавливался не сразу, а после удлинения канала еще на несколько процентов. На возможность развития стримера в нулевом внешнем поле впервые было указано в [5.26]. Такой процесс обязательно сопровождается перераспределением ранее сформированного объемного заряда и долго длится не может. При этом ток через источник напряжения может быть нулевым и даже изменить полярность — энергия частично возвращается к источнику из разрядного промежутка.

По току разветвленного стримера ничего нельзя сказать о токах в отдельных ветвях, невозможно оценить даже средний ток в ветви, потому что их число трудно подсчитать по фотографии разряда. Чаще регистрации тока используются для определения объемного заряда, внедренного в промежуток стримерной вспышкой. Для процесса пробоя промежутка в целом этот параметр важен: заряд вспышки, как правило, соизмерим с зарядом электрода, и значит при вспышке распределение электрического поля меняется существенным образом. Последнее сильно сказывается на последующих стадиях разряда.

Речь всегда идет только о полном заряде, ибо измерить его распределение между отдельными ветвями, тем более по длине ветвей, так же невозможно, как и измерить распределение тока. Экспериментаторы предпочитают интегрировать ток проводимости стримерной вспышки в ходе измерения, используя вместо шунта интегрирующую емкость. Естественно, она тоже должна подключаться к измерительной секции электрода с малой площадью

поверхности. Тогда через емкость пойдет практически только ток проводимости, а заряд емкости будет равен полному объемному заряду в промежутке. Типичная осциллограмма заряда показана на рис. 5.7 вместе с фотографией стримерной вспышки, при которой она была записана. Начало отсчета времени выбрано произвольно. Выше 95% заряда было образовано за время меньше 1 мкс (время

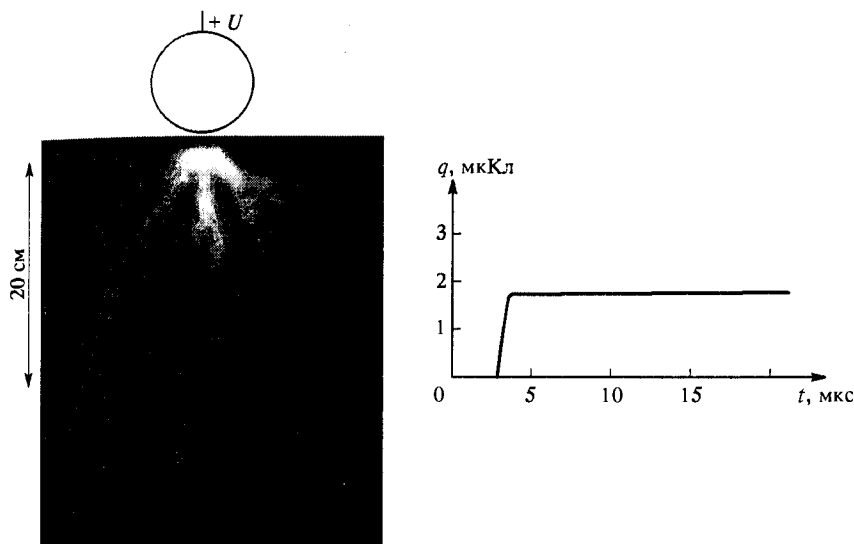


Рис. 5.7. Статическая фотография импульсной короны и осциллограмма ее заряда

крутого подъема q на рисунке). После этого ток в промежутке был ниже порога чувствительности измерительной схемы, в данном случае, — $5 \cdot 10^{-3}$ А. Для сравнения отметим, что амплитуда импульса тока больше этой пороговой величины на 2–3 порядка.

Измеренные значения заряда отличаются большим разбросом. Диапазон разброса увеличивается по мере роста крутизны фронта импульса напряжения, под действием которого возникает стримерная вспышка. Влияние фронта особо сильно, когда стримеры развиваются на его участке с максимальной крутизной. Именно в таких условиях получены распределения зарядов стримерных вспышек, построенные на рис. 5.8а по данным [5.27]. Эксперимент проведен в «перевернутой» схеме, где плоский катод $3 \times 3 \text{ м}^2$ был подвешен на высоте 5 м и находился под высоким потенциалом, а анод (вертикальный стержень высотой 3 м с полусферической головкой радиусом 1,5 см) располагался на земле. Результаты измерений относительно стабильны только при очень пологих импульсах напряжения с длительностью фронта $t_{\text{фр}} > 100 \text{ мкс}$. При фронте

11 мкс, например, зона разброса занимает $0,2 \div 1,3$ мкКл при 50%-м значении $q_c \approx 0,5$ мкКл. Можно себе представить, сколь велик заряд стримерной вспышки, сравнив его с зарядом полусферической головки стержневого анода — последний почти на порядок

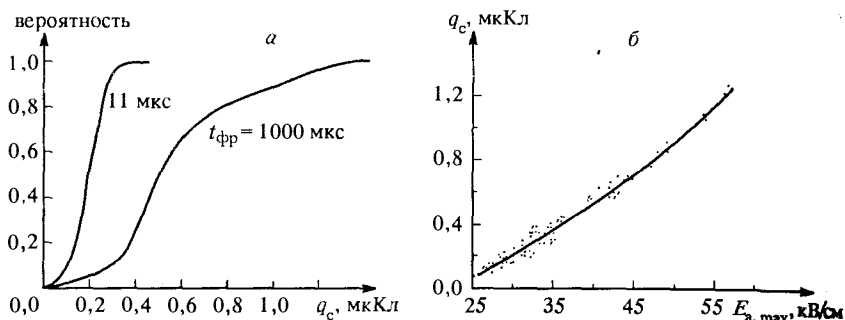


Рис. 5.8. Заряд положительной импульсной короны в промежутке стержень—плоскость ($r_a = 1,5$ см) длиной 2 м при импульсном напряжении с различной длительностью фронта. Статистические распределения (а), зависимость заряда от максимального поля на аноде в момент возникновения короны (б) [5.27]

меньше среднего измеренного значения. С увеличением радиуса анода доля заряда, внедренного стримерной вспышкой, несколько снижается, но все равно остается весомой. При том же фронте 11 мкс средний заряд q_c от сферического анода радиусом 3,25 см (около 1,5 мкКл) превышал поверхностный заряд полной сферы примерно в 3 раза. По данным [5.4, 5.5] при радиусе сферического анода 30 см средние значения обсуждаемых зарядов сравнивались (~ 35 мкКл), а когда радиус r_a вырос до 50 см, заряд стримерной вспышки равнялся лишь 70% поверхностного заряда анода (~ 65 мкКл).

Синхронные измерения заряда и максимального поля на аноде показали, что заряд стримерной вспышки находится в прямой и достаточно жесткой связи с полем, в котором она стартует [5.23, 5.4]. Пример зависимости $q_c(E_{a,max})$ построен на рис. 5.8б. Теперь становится понятной причина большого разброса заряда в экспериментах с быстро нарастающим напряжением. Из-за статистического разброса (о нем речь ниже) разряд возникает в различные моменты времени и при различном напряжении, а стримерная вспышка внедряет в промежуток тем больший заряд, чем сильнее поле, в котором она формируется. Зависимость амплитуды тока стримера от поля уже обсуждалась в разделе 5.4 — здесь подобная зависимость проявляется для импульса тока в целом.

Связь между полем у электрода, от которого стартовали стримеры, и величиной внедренного ими заряда прослеживается для самых

разных длин промежутков и форм электродов. Например, в [5.4] для вспышки от конического анода длиной 121 см и радиусом основания 30 см в промежутке длиной $d = 5$ м предложена эмпирическая формула $q_c = 3,23 \cdot 10^{-7} E_{a, \max}^{3,25}$ Кл, $E_{a, \max}$ [кВ/см], а при $d = 10$ м $q_c = 3,45 \cdot 10^{-7} E_{a, \max}^{3,28}$ — и коэффициент, и показатель степени у $E_{a, \max}$ практически не зависят от d . Формулы подтверждены экспериментально в диапазоне $E_a \sim 70 \div 110$ кВ/см. Зависимость $q_c(E_{a, \max})$ наблюдается и для анодонаправленных стримеров, но здесь она не так явно выражена. Разброс времени статистического запаздывания, а следовательно и напряженности возникновения анодонаправленных разрядов, при прочих равных условиях много меньше, чем катодонаправленных, и потому в эксперименте трудно пройти сколько-нибудь значительный диапазон полей. Экспериментальные данные об анодонаправленных стримерах при $E_{a, \max} \sim 31 \div 34$ кВ/см аппроксимируются авторами измерений [5.16] прямой: $q_c = 2,6(E_{a, \max} - 29,5)$ мкКл, $E_{a, \max}$ [кВ/см]. В этих экспериментах стримерная вспышка развивалась от стержневого катода с полусферической головкой радиусом 30 см к плоскому аноду; $d = 5$ м. Линейная зависимость $q_c(E_{a, \max})$ весьма ориентировочная из-за чрезмерно большого разброса измеренных значений заряда при фиксированном поле $E_{a, \max}$. Например, при 32 кВ/см наблюдается разброс почти на порядок.

Измерения заряда стримерных вспышек (импульсной короны) проведены на электродах различной конфигурации, главным образом, для решения прикладных задач об электрической прочности длинных промежутков.

5.4.4. Интерпретация измерений заряда стримерных вспышек. Измерения пытаются использовать либо для решения вопроса о месте расположения заряда, либо для определения характера искажения зарядом поля в разрядном промежутке. Фактически это две стороны одной и той же задачи — главной задачи электростатики о связи между зарядами и электрическим полем. Мы уже обращались к ней в разделе 4.5, подчеркивая неизбежность построения грубых приближенных моделей при анализе экспериментальных данных.

Ответ на чисто утилитарный вопрос об искажении поля в какой-либо конкретной точке или области ограниченных размеров особой проблемы не представляет. Регистрируя заряд, можно синхронно регистрировать и поле, причем измерениям доступна даже поверхность электрода, от которого стримерная вспышка формируется (раздел 4.6.1). Более того, эта поверхность как раз и вызывает наибольший интерес, ибо все повторные элементы разряда от электрода, в том числе и лидер, развиваются уже в искаженном поле, и их поведение зависит от характера искажений.

Типичные осциллограммы напряженности на поверхности анода при развитии начальной стримерной вспышки показаны на рис. 5.9а. До вспышки поле $E_a(t)$ меняется подобно напряжению на промежутке $U(t)$, потому что поле создается только собственными зарядами электродов. За время стримерной вспышки в промежуток внедряется положительный заряд. Под его влиянием поле в глубине промежутка перед стримерами несколько усиливается, а

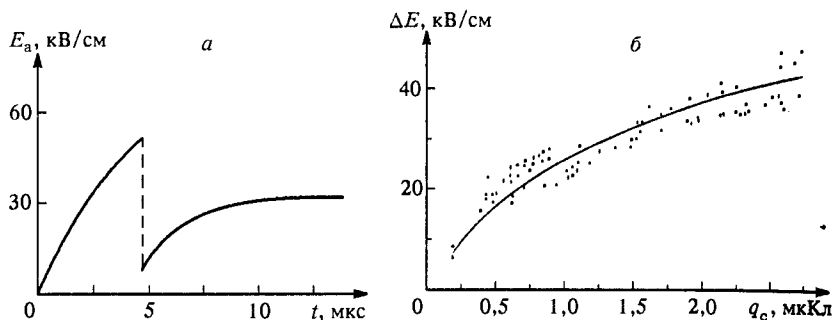


Рис. 5.9. Снижение электрического поля на поверхности анода при вспышке положительной импульсной короны: типичная осциллограмма поля (а); зависимость снижения ΔE от внедренного заряда (б). Промежуток стержень-плоскость ($r_a = 1,5$ см), длина 2 м [5.27]

в ближайшей окрестности анода снижается. Спад напряженности на аноде оказывается очень резким — он происходит за те же доли микросекунды, в течение которых через поверхность проходит ток, обнажающий объемный заряд. Поле снижается на несколько десятков киловольт на сантиметр, но никогда не меняет своей полярности. Это и понятно, — в отрицательном поле электроны не смогли бы больше выходить на анод, оставляя за собой заряд положительных ионов. В промежутке с электродами заданной геометрии снижение поля ΔE нарастает с величиной внедренного заряда q_c (рис. 5.9б). Для дальнейшего важно, что сильная стримерная вспышка внедряет в промежуток так много заряда, что поле на всем аноде падает много ниже порога ионизации $E_{и}$, вследствие чего в развитии разряда наступает пауза. Она длится, пока ионы, формирующие заряд, под действием поля не продвинулись в глубь промежутка, либо действие заряда не будет скомпенсировано дополнительным подъемом напряжения. Если напряжение на промежутке не меняется или меняется медленно, время паузы Δt может быть большим — порядка времени дрейфа ионов на расстояние, сравнимое с радиусом анода (при $r_a \sim 10$ см и среднем поле 5 кВ/см $\Delta t \sim 10^{-3}$ с).

Вспышка анодонаправленных стримеров так же снижает поле у катода, как вспышка катодонаправленных — у анода. Остаточное

поле оказывается ниже порога ионизации, чем на какое-то время прерывается дальнейшее развитие отрицательного искрового разряда. Тем не менее, при отрицательном напряжении процесс имеет свои особенности. При не слишком больших скоростях подъема напряжения (при длительности фронта 200 мкс и выше) и радиусах катода $r_{\text{кат}} < 10 \div 12$ см анодо-направленные стримеры как бы вырождаются и существуют в виде очень частой последовательности коротких (в доли сантиметра) образований. При записи заряда с микросекундным разрешением, на осциллограмме воспроизводится непрерывное пропорциональное напряжению нарастание заряда, а поле на катоде практически стабилизируется. Так стабилизируется оно на тонких проводах, когда на них существует так называемая лавинная корона.

Посмотрим теперь, что может сказать регистрация заряда стримерной вспышки о его размещении в промежутке. Важную информацию несет уже сама величина измеренного заряда. По ней можно судить, дальше какого расстояния от электрода должен располагаться этот заряд. Если же наряду с зарядом в промежутке измерятся и изменение поля на электроде, от которого стартовала стримерная вспышка, это дает возможность не только установить нижнюю границу расстояния, но и указать точно местоположение «центра тяжести» внедренного заряда. В самом деле, вычислим изменение поля на сферическом электроде, заменив распределенный в промежутке заряд q точечным той же величины, расположенным на радиальном расстоянии r от центра. Пусть для определенности это будет положительный заряд, а электрод — анод радиусом r_a .

Заряд q наводит на сфере заряд $q_{\text{нав}} = -qr_a/r$ (раздел 2.6). Наведенный заряд располагается на оси x , соединяющей заряд q с центром сферы, на расстоянии $r_{\text{нав}} = r_a^2/r$ от центра. Последнее утверждение представляет собой своего рода математическую абстракцию. Именно при таком расположении наведенного точечного заряда сфера остается эквипотенциальной. Поле на оси x складывается из поля E_a , созданного емкостным зарядом сферы $q_a = 4\pi\epsilon_0 r_a^2 E_a$ и полей двух точечных зарядов: положительного q и отрицательного наведенного $q_{\text{нав}}$. На оси x на внешней поверхности сферы, т. е. в точке сферы, ближайшей к заряду q , результирующее поле оказывается равным

$$E = E_a - \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r_a^2 \psi(z)}, \quad \psi(z) = \frac{(z-1)^2}{z+1}, \quad z = \frac{r}{r_a}. \quad (5.8)$$

Как уже отмечалось, в процессе внедрения положительного заряда поле у анода не может стать отрицательным, иначе электроны перестали бы выходить из промежутка и процесс прекратился бы. Из (5.8) следует, что для этого требуется выполнение условия $\psi(z) > q/q_a$. Например, при $q = 10q_a$, что типично для экспериментов с не слишком

большими анодами, «центр тяжести» объемного заряда должен находиться на расстоянии не менее 12 радиусов от ближайшей точки поверхности анода ($z > 13$). На малом расстоянии Δr от анода может располагаться только относительно небольшой заряд $q < q_a \Delta r / (2r_a)$. В условиях эксперимента рис. 5.9б заряд $q = 1,5$ мкКл снижает поле у анода на $\Delta E = E_a - E = 32$ кВ/см ($r_a = 3,25$ см). По формуле (5.8) эквивалентный точечный заряд располагается на радиусе $r = 6,7r_a = 22$ см. Эта величина близка к расстоянию внешней границы стримерных ветвей от анода, фиксируемой в эксперименте.

Более полную информацию о распределении заряда в пространстве можно получить, регистрируя поле в нескольких точках поверхности анода, расположенных в различных сечениях, перпендикулярных оси промежутка. Пример таких синхронных осциллограмм показан на рис. 5.10. Точки наблюдения удалены от стримерных ветвей на различные расстояния, и поле в них снижается

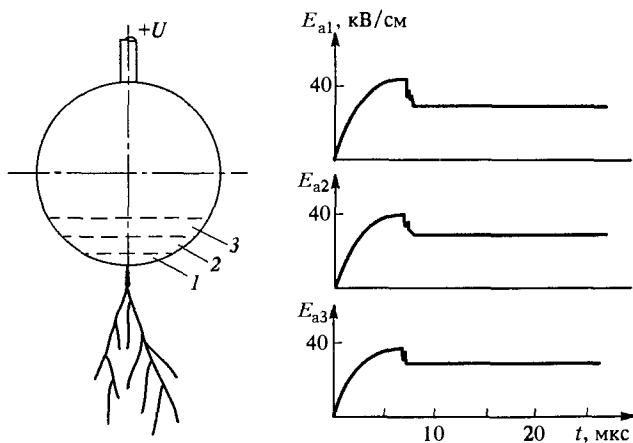


Рис. 5.10. Типичные осциллограммы электрического поля в различных точках сферического анода радиусом 6,25 см при вспышке положительной импульсной короны [5.23]

по-разному: величина ΔE тем больше, чем ближе датчик поля к вершине анода, откуда стартовала стримерная вспышка. Численное решение позволяет связать измеренные значения ΔE в n точках наблюдения с n пока еще неизвестными параметрами, характеризующими распределение заряда в промежутке (пусть это будут, например, средние плотности зарядов в n дисках, на которые в приближенной модели поделен объем стримерной вспышки), а затем можно найти эти плотности, решая систему алгебраических уравнений. Такая обработка экспериментальных данных выполнена в [5.23, 5.27]. Полученный результат не отличается принципиально от только что проведенных простых оценок — основная масса

объемного заряда расположена на периферии видимой части стримерной вспышки. Последнее вовсе не значит, что заряд каждого отдельного стримера в основном сосредоточен только на его конце, просто в результате ветвлений увеличивается общее число ветвей, каждая из которых несет свой собственный заряд.

5.4.5. Что дают измерения тока стримера, пересекшего промежуток. Представим идеальную ситуацию, когда промежуток пересекает единственный неразветвленный стример. Измерение стримерного тока несет информацию о среднем погонном сопротивлении канала, и чтобы ее извлечь, достаточно знать напряжение на стримере — в нашем случае оно равно напряжению на промежутке U . Оценка сопротивления или проводимости столь простым способом имеет смысл, если ток одинаков по всей длине канала l . Такой квазистационарный режим наступает, когда заканчивается перераспределение заряда вдоль канала после замыкания промежутка стримером. В какой-либо форме процесс перераспределения проявляется обязательно, ибо пока стример движется, потенциал его головки заведомо больше нуля, а заряды головки и канала этот потенциал обеспечивают. Коснувшись противоположного заземленного электрода, головка стримера «мгновенно» приобретает нулевой потенциал. Соответственно меняются и потенциалы других точек канала. Это и требует перераспределения заряда. Говорят, что после замыкания промежутка по каналу распространяется волна нейтрализации, хотя заряд на канале конечно не исчезает полностью. Насколько сильной будет волна, зависит от проводимости канала, но в ближайшей окрестности точки контакта с заземленным электродом

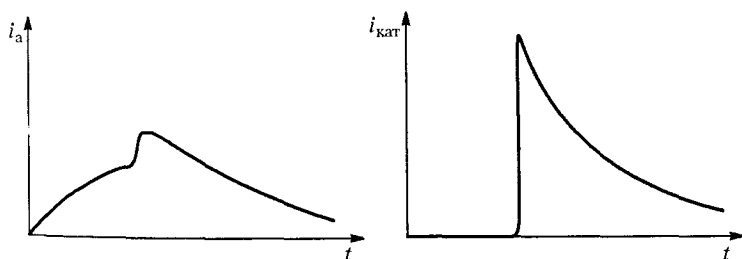


Рис. 5.11. Стилизованные осциллограммы тока через поверхности анода и катода при пересечении стримером воздушного промежутка

даже при низкой проводимости ток на короткое время может резко усилиться — это стекает в землю заряд головки (в случае заземленного катода положительные заряды головки, естественно, остаются на месте; они нейтрализуются электронами, которые вырываются с поверхности катода).

Осциллограммы тока на аноде и на катоде выглядят по-разному (рис. 5.11). При развитии катодонаправленного стримера

ток проводимости через катод равен нулю вплоть до момента контакта. Затем внезапно возникает сильный ток, который может во много раз превысить ток через анод — начинается процесс нейтрализации заряда головки. Ток анода после замыкания промежутка меняется слабее. Он не обязательно растет — при очень низкой проводимости канала анодный ток может непрерывно снижаться. Когда заряды перераспределяются, ток во всех сечениях канала становится одинаковым. Его дальнейшая эволюция зависит от напряжения на промежутке и относительно медленного изменения погонного сопротивления канала. Именно в этих условиях приобретают смысл оценки средней погонной проводимости канала $\tilde{g} = il/U$.

Картина, подобная только что описанной, экспериментально исследована в коротком воздушном промежутке ($l = 1,5$ см), где стример не ветвился [5.7]. В случае катодонаправленных стримеров длиной в десятки сантиметров измерения тока со стороны анода не дают желаемого результата — регистрируется суммарный ток стримерной вспышки, но никак не ток отдельного стримера. В результате оцененная описанным выше способом проводимость канала оказывается сильно преувеличенной, для хорошо разветвленной вспышки — многократно. Остается рассчитывать на измерения тока только со стороны катода, подключая датчик тока к измерительной секции столь малой площади, что попадание на нее сразу нескольких стримеров вспышки маловероятно [5.28]. В этом случае не удастся избежать методической погрешности в определении средней погонной проводимости отдельного стримера: при ее оценке по току одиночного стримера на катоде значение \tilde{g} будет несколько заниженным, поскольку ближе к аноду в стебле вспышки собирается ток многих ветвей.

Тем не менее, регистрация тока при помощи малогабаритных секций на катоде может дать ценную информацию. Размещая секции на различных расстояниях от оси промежутка, стримеры можно пересчитать «поштучно» и оценить, например, частоту их возникновения во время лидерного процесса. Полученный результат интересен для теории и моделирования длинных лидеров. Но главное, измерения позволяют ответить на один из кардинальных вопросов в физике искрового разряда — обладает ли длинный стример сколько-нибудь заметной проводимостью и достаточна ли она для непосредственной трансформации стримерного канала в искровую. Для этого не так важны абсолютные значения параметров, как тенденция изменения тока после перекрытия стримером разрядного промежутка.

Возможны и наблюдаются две различные ситуации. Если канал стримера в своих наиболее старых участках практически полностью теряет проводимость еще во время пролета по промежутку (тогда это даже не канал, а скорее след, оставляемый

волной ионизации), после контакта стримерной головки с измерительной секцией регистрируется короткий всплеск тока, обусловленный нейтрализацией заряда головки. Затем ток быстро прекращается. Еще наглядней осциллограмма заряда, перенесенного на измерительную секцию (рис. 5.12а). После быстрого

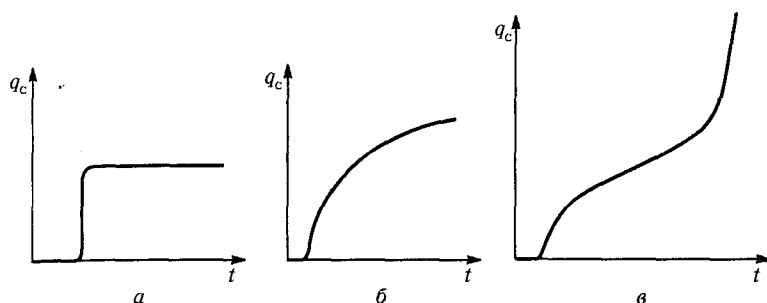


Рис. 5.12. Типичные осциллограммы заряда, перенесенного на катод по каналу одиночного стримера: стримерный канал потерял гальваническую связь с анодом еще во время полета по промежутку (а); проводимость канала, перекрывшего промежуток снижается во времени (б), нарастает (в)

подъема величина заряда стабилизируется и сохраняется постоянной во время всей дальнейшей регистрации. Ясно, что всплеск тока у катода по каналу фактически не распространяется и количественной информации о проводимости канала не несет. Тем не менее, интерес представляет и сама измеренная амплитуда заряда — она должна быть порядка заряда головки стримера, который даже грубо не удастся измерить другими методами.

В случае канала, сохранившего проводимость, осциллограмма тока уже описана выше, а осциллограмма заряда (интеграл тока) имеет довольно пологий фронт с более коротким начальным крутым участком. Последний — результат все того же процесса нейтрализации. Скорость роста регистрируемого заряда снижается (рис. 5.12б) по мере потери проводимости канала или, напротив, нарастает во времени (рис. 5.12в), если активно действуют процессы, увеличивающие количество электронов уже после перекрытия промежутка. Последний вариант развития событий и может привести к стримерному пробую, хотя такое происходит не часто. Осциллограмма на рис. 5.13а записана при исследованиях промежутка длиной 25 см в чистом аргоне. Амплитуда напряжения равнялась 16 кВ. Для того, чтобы осциллограмма заряда $q_c(t)$ приняла форму рис. 5.12в и произошел стримерный пробой, пришлось увеличить напряжение еще на 2 кВ. Для сравнения — в воздухе нужно было бы подать не менее 125 кВ, но пробой все равно был бы не стримерным.

Измерения зарядов отдельных стримеров в различных газах описаны в [5.2, 5.13, 5.20, 5.28]. В экспериментах использовались измерительные секции радиусом до 0,5 мм. Для интегрирования тока секция заземлялась через накопительную емкость. Надежно регистрировался заряд от 10^{-11} Кл. Исследовались как стримеры начальной вспышки импульсной короны, так и стримеры, стартующие от головки канала лидера. В воздухе при нормальных атмосферных условиях импульс заряда был всегда подобен тому, что представлен на рис. 5.12а. Он нарастал приблизительно 0,1 мкс, после чего оставался практически постоянным. Это значит, что стример, пересекавший промежуток длиной в десятки сантиметров, успевает потерять гальваническую связь с анодом еще во время

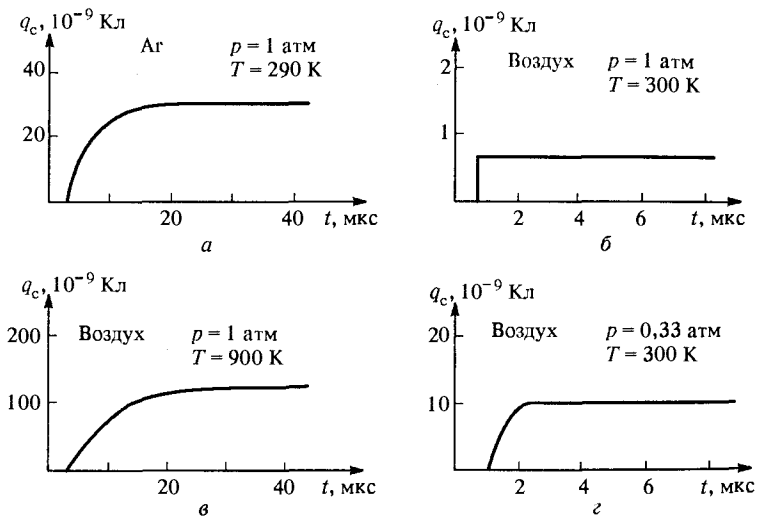


Рис. 5.13. Осциллограммы интеграла тока проводимости одиночного стримера через поверхность катода в чистом аргоне (а) [5.2] и воздухе различной температуры и давления (б), (в), (з) [5.20]

развития и по нему не идет ток проводимости (в проведенных экспериментах после завершения нейтрализации ток был не больше 10 мкА, а сопротивление единицы длины канала $\tilde{R} = E_c/i$ — не меньше $5 \cdot 10^8$ Ом/см). Количество заряда, перетекшего через измерительную секцию, имело статистический разброс в пределах $(2 \div 14) \cdot 10^{-10}$ Кл. От размеров измерительной секции результаты практически не зависели, если только она позволяла надежно различать отдельные стримеры. Среднее значение измеренного заряда $5 \cdot 10^{-10}$ Кл вполне разумно для стримерной головки. При

гаком заряде собственное (без учета влияния канала) поле головки радиусом порядка 10^{-1} см равно 45 кВ/см. Скорее всего причина большого разброса измеренных значений состоит в том, что из-за многочисленных ветвлений стримеры не имеют строго фиксированного радиуса, а заряд их головок тем больше, чем больше радиус.

Картина решительно меняется в электроположительных газах (чистый азот, аргон), где процессы гибели электронов в стримерном канале резко замедлены (рис. 5.13а). Теперь ток в промежутке, медленно затухая, продолжается десятки микросекунд, и столько же времени нарастает регистрируемый заряд. Максимальное количество заряда, перенесенного на катод, на 2 порядка больше, чем в воздухе, и достигает $5 \cdot 10^{-8}$ Кл. Естественно, заряд связан не только с головкой — большая его часть переносится током проводимости по каналу, пока тот сохраняет проводимость. В условиях, представленных на рис. 5.13а, сразу после перекрытия промежутка длиной 25 см погонное сопротивление стримера в аргоне при атмосферном давлении, 10^5 Ом/см, по крайней мере на 3 порядка меньше, чем в воздухе.

Проводимость стримерного канала увеличивается при любом замедлении гибели электронов в стримерной плазме. Но для понимания механизма длинной искры особенно важно влияние разогрева. В воздухе при повышении температуры ускоряется разрушение отрицательных ионов и из-за заметного снижения доли комплексных положительных ионов (в первую очередь, O_4^+) замедляется электрон-ионная рекомбинация. В результате вырождаются электроотрицательные свойства воздуха, он начинает вести себя, как электроположительный газ. По осциллограммам заряда на рис. 5.13б, в видно, что по мере нагрева воздуха (при постоянном давлении) фронт регистрируемых импульсов заряда удлиняется и уже при $T = 900$ К становится таким же, как в аргоне или азоте. Примерно в 200 раз вырастает амплитуда импульса, которая достигает 10^{-7} Кл. Результаты измерений среднего погонного сопротивления стримера длиной 0,5 м примерно через 1 мкс после перекрытия промежутка при $300 < T < 1000$ К описываются эмпирической формулой [5.20]

$$\tilde{R} \approx 3,3 \cdot 10^{12} \exp(-1,92 \cdot 10^{-2} T [\text{K}]) \text{ Ом/см.} \quad (5.9)$$

Получается, что канал длинного стримера, практически непроводящий при нормальной температуре воздуха, в состоянии пропускать ток порядка 1 А, если нагреть воздух примерно до 10^3 К и поддерживать на промежутке поле около 5 кВ/см.

Когда газ нагревают при постоянном давлении, его плотность уменьшается, и это само по себе замедляет процессы гибели

электронов в плазме. Чтобы отделить эффекты температуры и плотности, измерялись также токи стримеров при нормальной температуре, но сниженных давлениях. Типичная осциллограмма интеграла тока через канал одиночного стримера (на катоде) показана на рис. 5.13г. По мере понижения относительной плотности воздуха δ_v длительность фронта и амплитуда импульса заряда увеличиваются, но они остаются примерно на порядок меньше, чем в случае, когда то же самое значение δ_v обеспечивается нагревом. Этот факт важен для анализа механизма стримерно-лидерного перехода. Судя по скоростям лидера, переход в области лидерной головки длится доли микросекунды. За такое время газ не успевает расширяться, т. е. переход происходит при почти постоянной плотности. Тем не менее, нагрев препятствует падению проводимости плазмы и в этой ситуации.

5.5. Численное моделирование длинных стримеров

К численному моделированию можно подходить с разных позиций, и от этого зависят требования, которые к нему предъявляются. Исследователя может не удовлетворять упрощенный анализ, когда стример искусственно расчленяется на головку и канал, как в гл. 3. Рождается закономерное желание рассмотреть процесс распространения волны ионизации в более общем и законченном виде, когда поле в области фронта волны оценивается с учетом всех зарядов канала и головки, для чего следует рассчитывать распределение заряда в канале. Чтобы выявить закономерности распространения волны ионизации, формирующей стример, вряд ли нужна громоздкая модель со многими деталями. Достаточно правильно оценивать скорость ионизации в области фронта, дрейф электронов, обнажающий объемные заряды в головке и в различных сечениях канала, достоверно вычислять результирующее поле, а при рассмотрении длинного, т. е. долгоживущего стримера — учитывать убыль электронов в реакциях рекомбинации и прилипания.

Иначе должна формироваться модель, если с ее помощью хотят восполнить недостаток экспериментальных данных о стримерах. Из сказанного в этой главе ясны ограниченные возможности экспериментальных исследований. Как правило, эксперимент дает лишь ограниченный набор внешних характеристик стримера. О параметрах стримерной плазмы, распределении и динамике изменения электрического поля в канале, тем более, в его головке, о роли конкретных элементарных процессов в распространении стримера из эксперимента не известно практически ничего. В подобных случаях главной задачей моделирования становится описание распространения разряда на количественном уровне. Имеющиеся скудные экспериментальные данные следует

использовать для возможно более точной проверки модели, ибо согласие расчета с экспериментом дает некоторые основания доверять тем закономерностям, которые вытекают исключительно из численного моделирования и не просматриваются на опыте. Ясно, что модель для таких численных экспериментов должна быть возможно более полной. Далеко не всегда совпадение расчетных и опытных данных (как правило, в весьма ограниченной области) является доказательством истинности численной модели. Но обратное верно почти всегда, и если модель дает в корне иные числа и связи, чем те, что извлечены из опыта, ее вряд ли следует применять.

Создавая модель, исследователь не всегда в состоянии прогнозировать значение тех или иных элементарных процессов. Многие из них по-разному проявляются в электрических полях разной величины. Между тем, предварительная оценка такого поля может оказаться попросту невозможной. Иногда, чтобы выяснить роль конкретного процесса, приходится учитывать всю цепочку, в которую он включен и где не все и не всегда очевидно. Поэтому иногда предпочтение отдается возможно более полной кинетической схеме, а окончательная селекция осуществляется в ходе численных экспериментов, когда элементарные процессы по очереди «выключаются» и регистрируется реакция результатов на эту процедуру. Подобный принцип «избыточности» достаточно распространен при моделировании. Он касается не только кинетики, но и расчетов плотностей различных частиц, объемного заряда, электрического поля.

Наконец, при моделировании может быть поставлена задача расчета инженерных характеристик, например, напряжения, нужного для перекрытия промежутка каналом разряда, заряда, внедряемого в промежуток разветвленной стримерной вспышкой, и т. п. Требования к точности инженерных расчетов очень высоки, а искомый результат редко удается извлечь из идеализованной модели одиночного элемента разряда, как правило, прямолинейного и неразветвленного. В методическом плане можно обсуждать два принципиально различных подхода к решению инженерных задач. Первый сопряжен с построением полной «буквальной» модели стримера. В идейном плане он не отличается большой сложностью. Разряд начинается с одиночного электрона, который, набирая энергию в известном электрическом поле, испытывает упругие и неупругие столкновения, рождает новые электроны и ионы, производит электронно- и колебательно-возбужденные частицы. Современная вычислительная техника уже в состоянии вести статистический розыгрыш всех возможных элементарных актов, определяющих судьбу электрона и многих поколений вторичных частиц, позволяя мечтать о создании полной статистической модели, где каждый раз, как и в эксперименте, рождается и формируется новый стример с непредсказуемой траекторией, с только ему

присущими ветвлениями и параметрами плазмы и с соответствующими изменениями электрического поля. Это будет трехмерная модель, в которую не нужно закладывать ничего, кроме начального распределения электрического поля, вероятности появления первичного электрона в данной точке пространства и сечений упругих и неупругих процессов. Модель была бы пригодной как для исследований, так и для инженерных приложений. Жаль только, что пока это относится, скорее, к области фантастики. Сегодня приходится приспосабливаться к реальным возможностям массовой вычислительной техники, в первую очередь, к персональным ЭВМ.

Нынешние модели для прикладных задач методически строятся как полуэмпирические. В их основе лежит откалиброванная и проверенная модель идеализованного элемента разряда, в рассматриваемом случае — модель одиночного стримера. Такие статистические параметры, как число ветвлений или их размещение по объему промежутка, учитываются при помощи усредненных корректирующих коэффициентов, которые устанавливаются путем сопоставления результатов расчета с экспериментальными данными.

Подчеркнем, что практически все сказанное выше, а во многом и ниже, в равной степени относится и к моделированию лидерного процесса.

5.5.1. Размерность модели. Наиболее высокий уровень моделирования, который пока что реально доступен — это так называемые двумерные модели ($2D$ -simulation, $2D$ -модель). В таких моделях стример считается прямолинейным осесимметричным образованием. В ходе решения определяется скорость распространения фронта волны ионизации и эволюция пространственных распределений плотностей всех частиц ионизованного газа $n_k(x, r, t)$ и электрического поля $E(x, r, t)$. Требования к временному и пространственному разрешению очень жесткие: для расчета наиболее быстрых элементарных процессов временные шаги подчас должны быть порядка 10^{-12} с, а пространственные шаги для расчета поля в области фронта волны — порядка $10^{-2} + 10^{-3}$ см. Все же объем вычислений в двумерной модели намного меньше, чем в той гипотетической трехмерной, о которой говорилось выше. Главное упрощение достигается благодаря применению диффузионно-дрейфового приближения, когда не вычисляются распределения электронов по энергиям, а скорости дрейфа, коэффициенты диффузии, частоты ионизации, возбуждения, прилипания, коэффициенты рекомбинации и др. считаются известными функциями локального поля. Сегодня при помощи $2D$ -моделей успешно описывается процесс лавинно-стримерного перехода и удлинения стримера, правда, всего лишь на $1 + 3$ см [5.29—5.36]. Попытки

моделировать в $2D$ -приближении по-настоящему длинный стример не слишком успешно из-за большого объема вычислений и малой устойчивости расчетных схем. По этим причинам наряду с $2D$ -моделями широко применяются более простые, так называемые $1,5D$ -модели [5.37–5.44].

В $1,5D$ -модели радиус канала стримера считается постоянным и априори заданным, параметры плазмы по его сечению усредняются, продольное поле на оси приписывается всему сечению, а радиальным полем пренебрегают; не учитываются и все другие радиальные процессы, не связанные с полем, например, диффузия. В результате плотности частиц и электрическое поле становятся зависящими лишь от осевой координаты x и времени. Фактически величина радиуса канала используется только для расчета величины объемного заряда, поля и тока (эта ограниченность и отражается в условном названии $1,5D$ -модель). Такое сокращение размерности модели снижает объем вычислений на порядок и больше, потому что для нахождения поля вместо решения уравнения Пуассона удается использовать готовые формулы.

Будучи весьма полезной для выяснения характера распределений заряда, тока, продольного электрического поля, плотностей заряженных и нейтральных компонентов плазмы вдоль оси стримерного канала, выяснения ролей процессов прилипания, рекомбинации, конверсии ионов и т. п., $1,5D$ -модель обладает очевидным несовершенством. Радиус канала стримера r_c приходится задавать искусственным образом. Между тем он входит активным образом в связь между скоростью стримера и плотностью нарождающейся в его головке плазмы (по (3.9) $v_c \sim n_e r_c$), определяет максимальное поле в области головки по ее потенциалу ($U_r \sim r_c E_{r, \max}$), а значит и скорость ионизации. Понятно, что неопределенность в r_c через цепочки причинных связей вносит соответствующие неопределенности и в большинство результатов расчета. Правда, здесь всегда остается возможность путем выбора r_c как произвольного параметра добиваться наилучшего согласия с экспериментом — путь соблазнительный, но коварный, ибо соответствие в частном совсем не означает соответствия полного. Тем не менее, такой прием используется и дает некую полезную информацию, хотя к ней правильнее относиться как к качественной, чем точно количественной.

5.5.2. Система уравнений. И в $2D$ -, и в $1,5D$ -моделях используется одна и та же система исходных уравнений. Все они в общих чертах были рассмотрены в гл. 2. Система включает уравнения непрерывности типа (2.28) для электронов, различных сортов положительных и отрицательных ионов, электронно-возбужденных молекул (атомов), уравнение баланса энергии для газовой температуры, уравнение Пуассона для электрического поля. В простейшей схеме,

когда рассматривается только по одному сорту положительных и отрицательных ионов и возбужденных частиц, уравнения имеют вид:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \text{div} (n_e \mathbf{V}_e) = (k_i N + k_i^* n^*) n_e - (k'_a + k''_a N) N_{\text{эл отр}} n_e + \\ + (k_d N + k_d^* n^*) n_- - \beta_{ei} n_+ n_e + S_{\phi}, \quad (5.10)$$

$$\frac{\partial n_+}{\partial t} + \text{div} (n_+ \mathbf{V}_+) = (k_i N + k_i^* n^*) n_e - \beta_{ei} n_+ n_e - \beta_{ii} n_- n_+ + S_{\phi}, \quad (5.11)$$

$$\frac{\partial n_-}{\partial t} + \text{div} (n_- \mathbf{V}_-) = \\ = (k'_a + k''_a N) N_{\text{эл отр}} n_e - (k_d N + k_d^* n^*) n_- - \beta_{ii} n_- n_+, \quad (5.12)$$

$$\frac{\partial n^*}{\partial t} = k^* N n_e - k_i^* n^* n_e - k_q N n^*, \quad (5.13)$$

$$\mathbf{V}_k = \mathbf{V}_{\text{др}, k} - D_k \text{grad} (\ln n_k), \quad (5.14)$$

$$\Delta \varphi = e \frac{n_e + n_- - n_+}{\epsilon_0}, \quad \mathbf{E} = -\text{grad} \varphi. \quad (5.15)$$

где N , $N_{\text{эл отр}}$, n_e , n_+ , n_- , n^* — плотности всех нейтральных частиц, электроотрицательных компонентов газа, электронов, положительных и отрицательных ионов, электронно возбужденных частиц; $\mathbf{V}_k(E)$, $\mathbf{V}_{\text{др}, k}(E)$ — средние векторы скорости и скорости дрейфа частиц k -го сорта, D_k — их коэффициент диффузии; k_i , k_i^* — константы скорости ионизации невозбужденных и возбужденных молекул; k'_a , k''_a — константы скоростей диссоциативного и трехтельного прилипания; k_d , k_d^* — константы скоростей разрушения отрицательных ионов невозбужденными и электронно-возбужденными частицами; k^* , k_q — константы скоростей возбуждения и тушения электронных состояний; β_{ei} , β_{ii} — коэффициенты электрон-ионной и ион-ионной рекомбинаций; S_{ϕ} — источник фотоионизации; φ — потенциал электрического поля. Если учитывается, что в газе образуются ионы различных сортов (в воздухе — простые O_2^+ , N_2^+ и сложные N_4^+ , O_4^+ , $O_2N_2^+$), для них записываются свои уравнения баланса с учетом конверсии ионов. Когда это важно, приходится включать уравнения баланса и для других частиц, например для атомов O в воздухе, сильно разрушающих отрицательные ионы.

Без учета теплового расширения канала и радиального теплоотвода за малое время развития стримера уравнение баланса энергии имеет вид

$$c_v N \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda_{RT} j E + Q_{VT} + Q_{eT}, \quad (5.16)$$

где j , E — плотность тока и продольное поле в канале, λ_{RT} — доля энергии электронов, которая идет в поступательные и вращательные степени свободы молекул; c_v — теплоемкость одной молекулы при постоянном объеме; Q_{VT} , Q_{eT} — вклад в тепло от дезактивации колебательных и электронных состояний. Для определения плотности колебательной энергии молекул \mathcal{E}_V , от которой зависят Q_{VT} и колебательная температура, влияющая на скорости некоторых важных элементарных процессов, служит релаксационное уравнение

$$\frac{\partial \mathcal{E}_V}{\partial t} = \lambda_V j E - Q_{VT}, \quad Q_{VT} = \frac{\mathcal{E}_V - \mathcal{E}_V(T)}{\tau_{VT}(T)}, \quad (5.17)$$

где λ_V — доля энергии электронов, идущей на возбуждение колебаний, $\mathcal{E}_V(T)$ — равновесная колебательная энергия, $\tau_{VT}(T)$ — время VT -релаксации.

Система уравнений (5.10)–(5.17) является замкнутой и в равной степени описывает процессы как в области волны ионизации, так и в канале стримера. Более того, искусственное разделение стримера на канал и головку, на которое пришлось пойти в гл. 3 для упрощения задачи о волне ионизации, вряд ли оправдано в численной модели, где стример естественно рассматривать как единую систему. Тем самым упрощается моделирование нестационарных режимов развития, например, на стартовом участке у анода (раздел 5.4.1), когда процессы ионизации могут продолжаться далеко за головкой.

5.5.3. Требования к расчету зарядов и электрического поля.

Расчет поля отбирает львиную долю компьютерного времени, ибо его приходится выполнять для каждого расчетного отрезка по длине стримера на каждом временном шаге. Точность расчета поля во многом определяет точность моделирования всех главных параметров стримера. В первую очередь это относится к волне ионизации. В практически важных режимах развития скорость ионизации v_i сильно зависит от поля ($v_i \propto E^{k_i}$; $k_i \sim 2 + 3$), и потому поле в зоне ионизации следует вычислять с максимальной точностью. Пространственное разрешение модели должно воспроизводить профиль поля у головки стримера, а это значит, что шаг расчета желательно выбирать меньше радиуса канала.

В $2D$ -модели речь всегда идет о непосредственном решении уравнения Пуассона — обсуждаться может лишь его метод. Решение «в лоб» слишком трудоемко, чтобы его можно было применять для моделирования длинного стримера. Некоторую экономию расчетного времени обещает метод итераций, использованный в [5.35], но при любых обстоятельствах поиск поля в $2D$ -модели — наиболее сложная задача. Дело сильно упрощается, когда стример моделируется каналом с постоянным радиусом. В $1,5D$ -модели при расчете

поля исходят из зарядов электродов и погонной плотности заряда стримера $\tau(x)$. Остается только решить вопрос о распределении заряда по сечению стримера. Большинство авторов [5.37–5.39, 5.44] считают его равномерным. Плотность заряда $\rho_k = \tau_k / (\pi r_k^2)$ принимается постоянной в пределах малого k -го расчетного отрезка Δx_k вдоль оси. Поле на оси от однородно заряженного диска радиусом r_k и длиной Δx_k на расстоянии x от дальнего основания равно

$$\Delta E_k(x) = \frac{\rho_k}{2\epsilon_0} \left\{ \left[(x - \Delta x_k)^2 + r_k^2 \right]^{1/2} - \left(x^2 + r_k^2 \right)^{1/2} + \Delta x_k \right\}. \quad (5.18)$$

Суммарное поле в какой-либо точке оси дается алгебраической суммой полей всех зарядов элементарных дисков и зарядов электродов, в том числе, наведенных в результате электростатической индукции. Этот метод называют методом дисков.

Два обстоятельства заставляют усомниться в целесообразности применения формулы (5.18). Во-первых, равномерное распределение заряда по сечению канала противоречит реальному положению вещей. Скорее заряд расположен у поверхности плазмы, чем в ее объеме. В самом деле, объемный заряд рассасывается за время порядка максвелловского $\tau_M = \epsilon_0 / \sigma$, вместе с ним внутри исчезает и радиальное поле. При $v_c \sim 10^9$ см/с, $n_e \sim 10^{14}$ см $^{-3}$, $\sigma \sim 4 \cdot 10^{-4}$ (Ом·см) $^{-1}$ это происходит столь быстро ($\tau_M \approx 0,2$ нс), что стример успевает удлиняться всего на 0,2 см, т. е. на расстояние порядка своего радиуса. Несовершенство формулы (5.18) легко поправимо: объемный заряд ρ можно заменить эквивалентным поверхностным с погонной плотностью $\tau_k = \pi r_k^2 \rho$, от чего поле на оси от элементарного теперь уже не диска, а кольца станет равным

$$\Delta E_k(x) = \frac{\tau_k}{4\pi\epsilon_0} \left\{ \left[(x - \Delta x_k)^2 + r_k^2 \right]^{-1/2} - \left(x^2 + r_k^2 \right)^{-1/2} \right\}. \quad (5.19)$$

Для $x \gg r_k$ обе формулы дают почти одинаковый результат. Близкими получаются и расчетные характеристики стримера. Гораздо важнее другое. Устойчивость расчетной схемы с поверхностным распределением заряда неизмеримо выше, чем с объемным, что при прочих равных условиях позволяет увеличивать осевые размеры расчетных участков канала. Последнее особенно важно, когда дело касается моделирования действительно длинных стримеров, длиной в десятки сантиметров.

Отметим еще одно обстоятельство, подсказанное практикой численного моделирования. Во всех случаях предпочтительно вычислять именно напряженность поля, но никак не потенциалы границ расчетных участков φ_{k1} , φ_{k2} , по которым, казалось бы, легко определить среднее поле в участке. Средним полем еще можно

оперировать для вычисления констант скоростей элементарных процессов. Требования к точности здесь не так уж велики. Но при определении приращений электрического заряда расчетных участков использование среднего поля недопустимо из-за чрезмерно большой погрешности. Изменение заряда вычисляется по разности электронных потоков (в основном дрейфовых) через границы участка. Для их точного определения требуется поле именно на границах. Замена поля в точке на среднее по участку, естественно, ведет к некоторой погрешности в определении разности потоков, а следовательно, и приращения заряда. Относительная величина последней погрешности приблизительно в $n_e/\Delta n$ раз ($\Delta n = n_+ - n_e$) больше погрешности расчета поля, для сильных волн ионизации с почти электронейтральной плазмой (раздел 3.1.2) почти на 2 порядка больше. Численные эксперименты показали, что такого рода погрешность очень быстро накапливается в процессе счета, особенно при использовании метода дисков, и устойчивость модели полностью нарушается. Проблема снимается автоматически, если для определения потоков электронов поле вычисляется с помощью (5.19) и при том непосредственно на границах расчетного отрезка. Это позволяет оперировать истинной скоростью дрейфа электронов вблизи границ, а не усредненной в пределах отрезка. Заметим, что движения ионов, как правило, учитывать не приходится.

Разобранные трудности определения объемного заряда усугубляются в 2D-моделях, где нужно вычислять еще и радиальное поле в канале, рассматривать движение электронов не только в осевом, но и в радиальном направлении. Решение ведут методом расщепления по пространственным координатам, стремясь минимизировать численную диффузию, искажающую результаты [5.45].

Несколько слов о расчетной сетке. Из сказанного ясно, что сетка не может быть однородной. Густота расчетных ячеек должна нарастать по мере приближения к фронту волны, где поле особенно резко меняется в пространстве. Последнее означает столь же быстрое (и даже более быстрое) изменение плотностей различных компонентов стримерной плазмы. При движении волны густой участок расчетной сетки должен перемещаться вместе с ней. Вдали за фронтом размеры расчетных участков можно увеличивать во много раз, потому что все параметры меняются по длине канала много медленнее, чем в головке. Увеличение шага сетки требует дополнительного компьютерного времени на переадресовку и перераспределение содержимого расчетных ячеек — злоупотреблять этими операциями не следует. При любых обстоятельствах к процессу перераспределения нужно подходить с не меньшей осторожностью, чем к вычислению электронных потоков, о котором говорилось выше, поскольку даже малое нарушение баланса зарядов при изменении границ расчетных отрезков, накапливаясь в ходе многократно повторяемых операций, может свести на нет все результаты.

На участке стримера вблизи точки старта параметры плазмы тоже могут меняться по длине заметно быстрее, чем в остальной части канала. Поэтому у электрода размеры ячеек сетки должны сохраняться малыми, порядка радиуса канала, в течение всего времени расчета.

5.5.4. Начальная ионизация. В численных расчетах это такой же камень преткновения, как и в теории. Ясно, что стример не может двигаться без начальных электронов перед фронтом волны ионизации. Но в экспериментах всегда наблюдается непрерывное движение стримера. Значит, затравочных электронов ему хватает. Оценки в разделе 3.4.2 это подтверждают. Если подходить к моделированию строго, следовало бы рассчитывать фотоионизацию и все другие процессы перед головкой, что усложнило бы задачу неоправданно, ибо фактические данные о фотопроцессах крайне несовершенны. Главное же в том, что начальная плотность электронов перед фронтом волны n_0 на много порядков меньше конечной плотности n_k в канале за фронтом. В теоретических формулах раздела 3.1.2 для параметров стримера величина n_0 фигурирует только в виде отношений n_e/n_0 под знаком логарифма. Столь же слабое влияние начальной плотности электронов проявляется и в численных экспериментах: нужно увеличить n_0 на 2–3 порядка, чтобы изменить расчетную скорость стримера на 10%. В большинстве моделей длинных стримеров, где точность описания лавинно-стримерного перехода не важна, просто задают в пространстве вне стримера $n_0 \sim 10^7 \div 10^8 \text{ см}^{-3}$, а при расчете стримеров в сильном поле — даже 10^9 см^{-3} . Сильно ошибиться здесь нельзя. Фотоионизация в стримерном процессе работает в режиме «ключа». И если ключ повернут в нужную сторону, о нем нечего беспокоиться.

5.5.5. Что дают простейшие модели. Речь идет о 1,5D-моделях с постоянным задаваемым радиусом канала. С их помощью можно, прежде всего, получить представление о начале процесса и о том, как разгоняется стример. Стример стартует во внешнем поле электрода, которое пока не усилено зарядом канала, ибо этот заряд не успел сформироваться. Напряжение на промежутке на условия старта непосредственно не влияет. Его действие проявляется позже, когда стримерный канал вырастает и падение напряжения на нем становится весомым. В момент старта скорость стримера определяется исключительно напряженностью поля E_a на поверхности электрода (пусть, как и раньше, это будет анод). На анодах разного радиуса при разном напряжении, но постоянном E_a старт стримера происходит совершенно одинаково. По мере удлинения канала волна ионизации, удаляясь от анода, оказывается во все более слабом внешнем поле, но одновременно нарастает собственный заряд

стримера и суммарное поле на фронте волны не только не снижается, а напротив, быстро увеличивается (рис. 5.14а). Оно может превысить внешнее во много раз, если радиус анода r_a достаточно велик. Как правило, суммарное поле на фронте волны достигает мак-

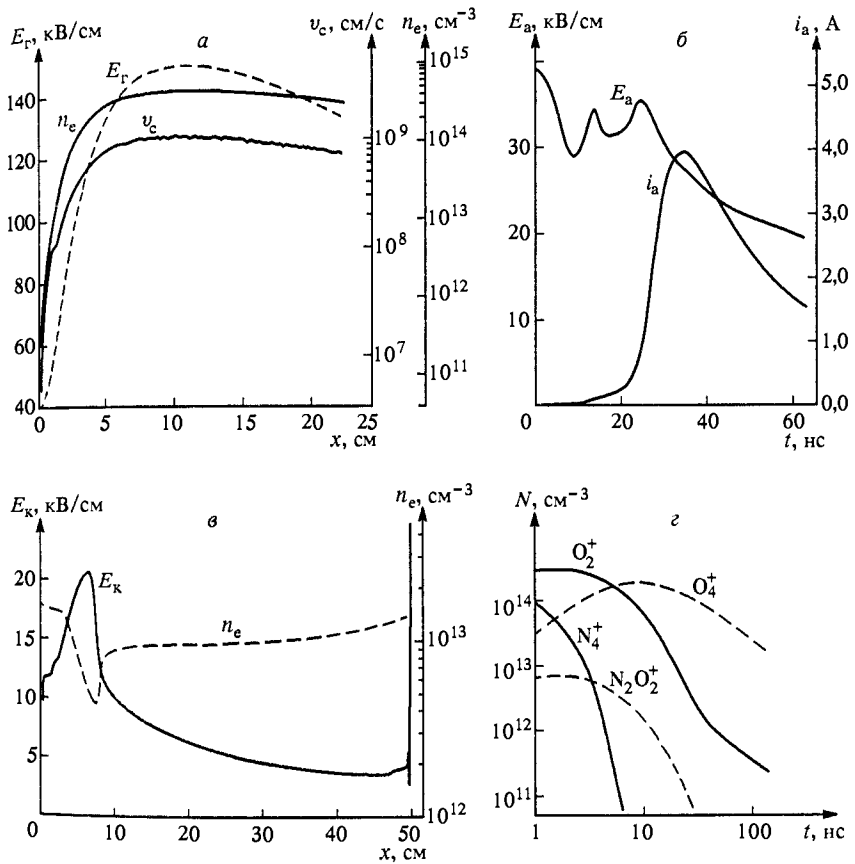


Рис. 5.14. Результаты расчета стримера радиусом 0,1 см, стартовавшего от сферического анода радиусом $r_a = 12,5$ см в воздухе при 1 атм и 300 К, для прямоугольного импульса напряжения амплитудой 500 кВ. Скорость, поле на головке, плотность плазмы непосредственно за головкой в зависимости от длины канала на участке разгона (а); ток и поле в канале у анода (б); распределения поля и плотности плазмы по каналу (в); состав положительных ионов в канале на расстоянии 12,7 см от анода (г) [5.42]

симума $E_{m, \max}$ при длине канала стримера, близкой к r_a . При такой длине заряд головки и ближайших к ней участков канала уже не подвержен сильному влиянию поверхностного заряда анода, а потеря напряжения на канале еще не слишком велика.

Одновременно с полем E_m на стартовом участке растут скорость стримера v_c и конечная плотность электронов за фронтом волны ионизации n_k . Они достигают максимумов примерно тогда же, что и E_m (рис. 5.14а). При неизменном напряжении в дальнейшем стример непрерывно тормозится, причем тем сильнее, чем больше потеря напряжения в канале, которая зависит от проводимости его плазмы. Со временем, по мере гибели электронов в канале, проводимость падает, что ведет к нарастанию темпа торможения стримера. При скорости, меньшей некоторого значения $v_{c, \min}$, канал практически перестает удлиняться. Так создается представление о минимальной скорости. Ее расчетное значение в атмосферном воздухе близко к 10^7 см/с, в аргоне — к 10^6 см/с. И то, и другое хорошо согласуется с экспериментом (раздел 5.2). Отметим, что минимальная скорость, как и максимальная, до которой разгоняется стример на стартовом участке, почти не зависят от задаваемого радиуса канала. Поэтому в отличие от многих других параметров к этим расчетным значениям скорости можно относиться с доверием.

Обратимся к начальному участку канала у анода. Его особенности уже отмечались в разделе 5.4.1 при анализе измерений тока. Когда внешнее поле у анода E_a не слишком превышает порог ионизации в воздухе E_n , фронт волны ионизации оставляет позади себя чрезвычайно низкую плотность электронов. Продольное поле из канала не вытесняется, и ионизация в нем не прерывается, хотя фронт волны уходит в глубину промежутка. В примере расчета на рис. 5.14б ионизация продолжается около 35 нс и столько же времени нарастает ток через поверхность анода. Картина очень близка к полученной из результатов измерения тока (раздел 5.4.1). Признаемся, что подход к анализу эксперимента был намечен после того, как удалось промоделировать стартовый участок развития стримера и увидеть закономерности изменения плотности плазмы.

Область усиления поля у анода оказывается устойчивой. Несколько смещаясь в сторону катода, она сохраняется в течение сотен наносекунд, заметно меняя там ход многих элементарных процессов. Мы намеренно фиксируем внимание на этих фактах; нам еще придется их обсуждать, рассматривая процесс зарождения лидера. В основной части канала продольное поле заметно ниже, чем у анода, тем более, поля в области фронта волны ионизации. Аналитическая оценка поля в канале за волной (раздел 3.2.3) дала несколько киловольт на сантиметр для атмосферного воздуха. Примерно к тому же приводит и численное моделирование. За пределами прианодной области поле сначала медленно снижается в направлении к головке, а затем, пройдя минимум, начинает более быстро нарастать, приближаясь к полю на фронте волны (рис. 5.14в).

За исключением короткого участка непосредственно перед фронтом волны ионизации (порядка ее радиуса), где ток сильно меняется по длине, распределение плотности электронов $n_e(x)$ в длинном стримере приблизительно соответствует постоянству тока. Здесь также выделяется участок разгона стримера у анода, где плотность электронов меняется достаточно быстро (рис. 5.14б). В остальной части канала она сильно выравнена действием двух факторов: по мере удлинения стримера падает потенциал его головки, а вместе с ним максимальное поле в зоне ионизации и максимально достигаемая величина электронной плотности, но, с другой стороны, в более «молодых» участках канала слабее проявляется убыль электронов в реакциях рекомбинации и прилипания.

Ток стримера в сечении канала за головкой определяется скоростью движения фронта волны ионизации: ток растет, если стример ускоряется, и напротив — снижается, когда стример тормозится. Ясно, что форма импульса тока оказывается разной в разных сечениях канала. Распределение тока по длине канала стримера сильнее всего зависит от формы импульса напряжения на промежутке. Если напряжение не меняется, а стример движется с почти постоянной скоростью, распределение тока близко к равномерному (исключение составляет область фронта волны, где всегда имеется бросок тока; его природа разобрана в разделе 3.2.2). В стадии быстрого нарастания напряжения, ток увеличивается в направлении от основания канала к головке. Когда, пройдя через максимум, напряжение снижается, ток в направлении головки падает.

Основные особенности стримерного процесса, которые были разобраны по результатам $1,5D$ -моделирования, сохраняются при любом разумном задании радиуса стримера r_c . Что же касается деталей и численных результатов, то большинство из них от радиуса зависят сильно. Это обязательно нужно иметь в виду, анализируя полученные результаты. Наибольшая неопределенность вносится в параметры стримерной плазмы. Так увеличение радиуса от 0,01 до 0,1 см снизило расчетное значение максимальной плотности электронов более, чем на порядок. Это повлекло за собой почти двукратное сокращение длины, пройденной стримером до остановки, и почти такое же увеличение среднего поля в стримерном канале; максимальное поле в области фронта волны ионизации упало от 500 до 130 кВ/см, в 1,75 раза выросла амплитуда импульса тока проводимости через поверхность анода. Ясно, что для количественных выводов $1,5D$ -модель пригодна мало, еще меньше — для инженерных расчетов. Главным назначением модели остается качественное описание функциональных связей между внешними интегральными характеристиками стримера, параметрами элементарных процессов и параметрами импульса напряжения, приложенного к промежутку. Что касается последнего, то с помощью $1,5D$ -модели удастся получать практически все зависимости, известные из экспериментов.

5.5.6. Требования к кинетической схеме модели. 1,5D-модель очень полезна для установления требований к кинетической схеме и отбора учитываемых реакций. Количественная сторона дела для этого не так уж важна — достаточно уловить и понять общие тенденции. Оставим в стороне чистые одноатомные (инертные) газы. Возможный набор элементарных процессов там столь невелик, что вряд стоит упрощать его для включения в модель. С молекулярными газами положение сложнее, особенно с такими смесями, как воздух. В кислородно-азотной смеси может протекать более 250 реакций [5.46]. Тяжело отразить их все в модели, тем более, что многие из констант скоростей известны плохо. Вместе с тем невозможно заранее провести жесткую селекцию и оставить, скажем, по одному «главному» сорту ионов каждого вида, раз и навсегда закрепив их в модели. Ионно-молекулярный состав газа может сильно меняться во времени, причем по-разному в различных сечениях канала. Продемонстрируем это на примере присутствующих в воздухе положительных ионов, простых (O_2^+ , N_2^+) и комплексных (O_4^+ , N_4^+ , $N_2O_2^+$). Вопрос важен, потому что коэффициенты рекомбинации электронов с различными ионами отличаются примерно на порядок. Излагаемые ниже результаты извлечены из расчета стримера радиусом 0,1 см, формирующегося в атмосферном воздухе от анода радиусом $r_a = 12,5$ см при напряжении 500 кВ [5.42].

Непосредственно у анода, где плотность плазмы нарастает медленно и долго (больше 30 нс), также медленно увеличиваются плотности ионов всех сортов. Большинство их составляют положительные ионы кислорода, которых по крайней мере на порядок больше. Когда же ионизация у анода прекращается, быстро (всего за несколько наносекунд) в реакциях конверсии практически полностью исчезают ионы N_2^+ (потенциал ионизации O_2 , равный 12,2 эВ, меньше, чем N_2 — 15,6 эВ, и это энергетически выгодно). Следом за N_2^+ исчезают ионы N_4^+ ; комплексные ионы $N_2O_2^+$ живут дольше, но их доля не превышает 1%. В удаленных от анода частях канала судьба ионов азота в общем та же: примерно через 10 нс после рождения от них остаются едва заметные следы (рис. 5.14₂).

У долгоживущих ионов O_2^+ и O_4^+ в прианодной области и в остальной части стримера судьба иная. У анода в течение долгого времени и те, и другие ионы присутствуют примерно в равных количествах. Приблизительно через 50 нс ионов O_4^+ постепенно становится втрое больше, чем O_2^+ , и это соотношение сохраняется дальше почти неизменным. За пределами прианодной области события развиваются скорее: через 5 нс после рождения какого-то участка стримера плотность O_4^+ вырастает до O_2^+ , а еще через 10 ÷ 20 нс ионов O_4^+ становится на порядок больше. Со временем отношение плотностей O_4^+ и O_2^+ продолжает нарастать и превышает 2 порядка (рис. 5.14₂).

Велико искушение предельно упростить модель, исключив из уравнений конверсию ионов O_2^+ в O_4^+ и приписав всем ионам кислорода коэффициент электрон-ионной рекомбинации O_4^+ . В рассматриваемых условиях это вряд ли отразится на таких результирующих характеристиках длинного стримера, как его скорость, предельная длина, среднее поле в канале. Но описание стартового участка у анода тогда получится не вполне точным. Не проявится результат замедления рекомбинации электронов на стартовой стадии, из-за чего расчет может смазать реальный эффект локального увеличения плотности плазмы в основании канала. Указанный эффект не столь важен при рассмотрении длинного стримера, но он очень важен для анализа процесса разрыва лидера. Этот процесс разыгрывается в самых основаниях стримеров, стартующих сначала от анода, а потом выпускаемых лидерной головкой в ходе развития лидера (гл. 6).

Даже если не интересоваться столь тонкими деталями, как прианодный участок стримера, отношение к модели с упрощенной кинетической схемой требует повышенного внимания и осторожности. Фактически перед расчетами в любых новых условиях следует проверять допустимость вводимых упрощений. Пусть, например, модель с единственным учтенным сортом положительных ионов O_4^+ применяется для расчета стримера в воздухе пониженной плотности. Плотность можно

уменьшить, понижая давление при постоянной температуре, а можно — нагревая газ при постоянном давлении. В разделе 5.4.5 уже обращалось внимание на существенное различие в проводимостях стримерных каналов в этих двух случаях. Как показали расчеты, в холодном воздухе пониженного давления адаптированная модель (с ионами O_4^+) не приводит к принципиальной ошибке, ибо большую часть времени простых ионов O_2^+ там все еще заметно меньше, чем сложных O_4^+ . В горячем же воздухе результаты искажаются безнадежно и даже в общих чертах не совпадают с экспериментом. Нагрев кардинальным образом меняет ионный состав плазмы: сложных ионов O_4^+ теперь меньше 1% и в основном плазма содержит ионы O_2^+ , которые мы как раз собирались исключить из расчета (рис. 5.15).

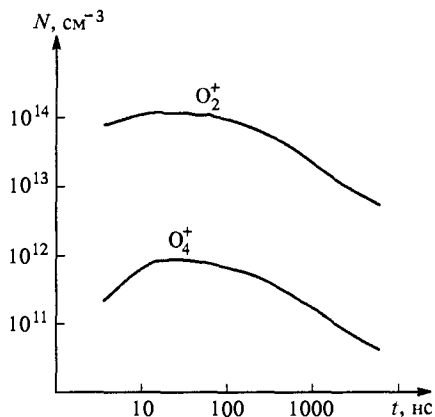


Рис. 5.15. Изменение состава положительных ионов в стримере в воздухе при 900 К и давлении 1 атм на расстоянии 5,1 см от анода ($r_a = 1$ см). Радиус стримера 0,03 см, прямоугольный импульс напряжения амплитудой 34,8 кВ [5.47]

Не исключено, что авторы не проявили бы такой прозорливости, не располагая они данными расчетов по достаточно полной кинетической схеме. Проверить различные кинетические схемы на 1,5D-модели, отобразить наиболее важные компоненты и реакции и только потом применять гораздо более громоздкую и трудоемкую 2D-модель — наиболее разумный путь для моделирования таких сложных явлений, как длинный стример в воздухе, для расшифровки результатов численного эксперимента.

5.5.7. Сравнительные роли рекомбинации и прилипания электронов в холодном воздухе. Несмотря на все несовершенства, в большинстве случаев 1,5D-модель все же позволяет уверенно оценивать роль конкретной реакции в стримерном процессе. Один из важных для

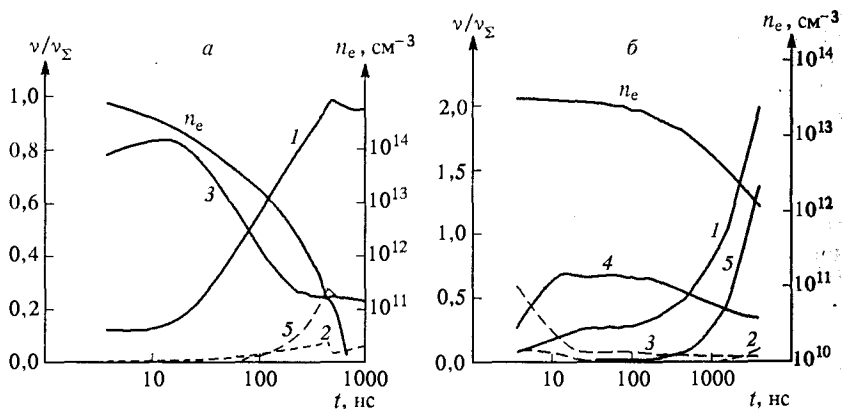


Рис. 5.16. Относительный вклад трехтельного (1) и диссоциативного (2) прилипания, рекомбинации электронов с комплексными (3) и простыми (4) ионами и отлипания (5) в скорость изменения плотности электронов n_e в канале стримера в воздухе на расстоянии 5,1 см от сферического анода ($r_a = 1$ см). Промежуток сфера-плоскость, длина 20 см, радиус канала стримера 0,03 см, $p = 1$ атм: $T = 300$ К, напряжение $U_0 = 105$ В (а); $T = 900$ К, $U_0 = 34,8$ кВ (б) [5.47]

понимания всего искрового разряда в воздухе вопрос — каков механизм утраты проводимости в канале длинного стримера — можно решить таким путем. Выше показано, что в идеально сухом воздухе, который дальше и рассматривается, из всех реакций электрон-ионной рекомбинации реально весома диссоциативная рекомбинация комплексных ионов $O_4^+ + e \rightarrow O_2 + O_2$. Сопоставим теперь роль этого механизма гибели электронов с прилипанием. Среди механизмов прилипания в сухом воздухе нормальной атмосферной плотности для стримерного канала, где поле не превышает $3 \div 7$ кВ/см, наиболее важен трехтельный: $O_2 + e + O_2 \rightarrow O_2^- + O_2$ (раздел 2.3.2).

На рис. 5.16а представлены результаты моделирования стримера, который распространялся от сферического анода радиусом 1 см при

постоянном напряжении на промежутке 105 кВ. На рисунке показано состояние плазмы на расстоянии 5,1 см от анода (уже вне участка разгона), время отсчитывается от момента прихода волны ионизации в эту точку. Плотность электронов уменьшается не меньше, чем на порядок по сравнению с плотностью n_k непосредственно за волной, главным образом, в результате рекомбинации с ионами O_4^+ , которые образовались из ионов O_2^+ . Только потом набирает силу прилипание, постепенно выходящее на первый план. Можно сказать, что прилипание лишает стримерный канал остатков проводимости, но всерьез ограничивает поставку энергии в канал все-таки рекомбинация. Это существенно расходится с часто бытующим мнением о том, что главным механизмом гибели электронов в стримере в воздухе является прилипание. Расчеты при различных радиусах канала, конечно, отличаются численно (по плотности электронов вплоть до 3,5 раз при изменении радиуса от 0,03 до 0,1 см), но сделанное заключение о роли рекомбинации остается в силе.

5.5.8. Катодонаправленный стример в нагретом воздухе. Моделирование стримера в нагретом воздухе представляет интерес по двум причинам. Во-первых, расчетные данные можно сравнить с имеющимися для этого случая результатами измерений (раздел 5.4.5). Во-вторых, можно выяснить, какие из элементарных процессов ответственны за изменение свойств стримера при повышении температуры. Это важно для анализа процессов зарождения и развития лидера. Согласно одной из наиболее популярных гипотез [5.6], в основе стримерно-лидерного перехода лежит освобождение электронов в результате разрушения отрицательных ионов, скорость которого резко увеличивается при нагреве воздуха даже до $600 \div 1000$ К. Проводимость такого нагретого участка стримера удерживается на более высоком уровне в течение существенно большего времени. В него вкладывается дополнительная энергия, что ведет к еще более сильному разогреву, и так до образования нового участка лидера. Именно эта гипотеза послужила толчком к экспериментам со стримерами в горячем воздухе [5.20]. И полученные экспериментальные результаты, казалось бы, ей не противоречат. Сосредоточим внимание на канале стримера. В его головке можно не учитывать никаких иных элементарных процессов, кроме ионизации и возбуждения, — слишком коротка длительность пребывания данной массы воздуха в сильном поле фронта волны ионизации. Если варьировать температуру газа T при неизменном давлении $p \sim NT$, скорость стримера и плотность плазмы за волной могут меняться из-за изменения плотности газа N , ибо скорость дрейфа электронов и константа скорости ионизации суть функции не просто поля E , а отношения E/N . Других проявлений нагрева в волне ионизации ждать не приходится. Иное дело канал, где разыгрываются многочисленные более медленные процессы с участием тяжелых частиц, скорость

которых зависит от T . Имея это в виду, рассмотрим результаты моделирования стримера в умеренно нагретом воздухе ($T < 10^3$ К).

В кинетической схеме, кроме уже упомянутого разрушения отрицательных ионов при взаимодействии с возбужденными молекулами и атомами кислорода, учитывалось изменение с температурой констант скорости диссоциативного прилипания $O_2 + e \rightarrow O^- + O$ в слабом, но все-таки существующем поле канала, трехтельного прилипания $O_2 + e + M \rightarrow O_2^- + M$, образования первого метастабильного состояния молекул $N_2 (A^3\Sigma_u^+)$, диссоциативной электрон-ионной рекомбинации с участием простых ионов O_2^+ и N_2^+ , ион-ионной рекомбинации, конверсии ионов [5.42, 5.43]. О конверсии нужно сказать особо, ибо в данном случае она может существенно повлиять на ход событий. С увеличением температуры константа скорости реакции $O_2^+ + O_2 + M \rightarrow O_4^+ + M$ падает как $k(T) \sim k_{300}(300/T)^3$, а константа скорости обратного процесса разрушения комплексов нарастает как $k = 8 \cdot 10^{-10}(5100/T)^{1/2} \exp(-5100/T)$. Примерно в той же мере нагрев влияет и на другие комплексные ионы. Все они в нагретом воздухе образуются в гораздо меньшем количестве, а при нагревании газа после возникновения стремительно распадаются на простые.

Расчеты проведены для промежутка сфера—плоскость длиной 20 см ($r_a = 1$ см) на основе 1,5D-модели при радиусе стримера 0,03 см [5.47]. Это значение выбрано потому, что при нормальных атмосферных условиях для него среднее поле в стримере, перекрывающем промежуток, получалось равным $\langle E \rangle = 5,2$ кВ/см — всего на 10% больше, чем в эксперименте. Тем самым создавалась хотя бы

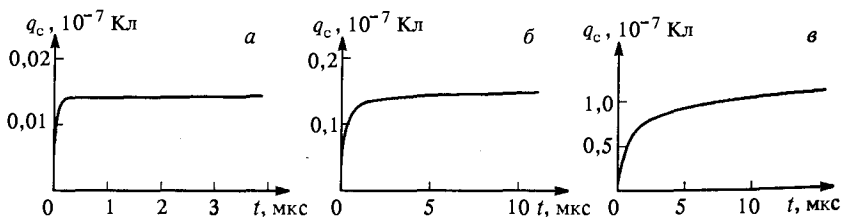


Рис. 5.17. Расчет заряда, перенесенного на катод по стримерному каналу в воздухе. Температура $T = 300$ К, относительная плотность $\delta_b = 1$ (а); $T = 300$ К, $\delta_b = 0,33$ (б); $T = 900$ К, $\delta_b = 0,33$ (в). Во всех расчетах среднее приведенное поле в промежутке $E/N = 2,087 \cdot 10^{-16}$ В·см² ($U_0 = 104$ кВ при $\delta_b = 1$ и $U_0 = 34,8$ кВ при $\delta_b = 0,33$) [5.47]

одна опорная точка для сравнения данных. Как и в эксперименте, в расчете сопоставлялись данные, полученные в нагретом воздухе атмосферного давления, и при той же плотности газа, достигнутой понижением давления при нормальной температуре. Расчетные зависимости среднего поля в перекрытом стримером промежутке от относительной плотности воздуха δ_b показаны на рис. 5.5 вместе

с экспериментальными данными. Как и в эксперименте, при нагреве воздуха поле уменьшается сильнее, чем в случае понижения давления. Относительное расхождение между кривыми $\langle E \rangle(\delta_v)$, соответствующими вариациям T при $p = \text{const}$ и p при $T = \text{const}$ в расчете и эксперименте оказалось примерно одинаковым. Да и сами расчетные и экспериментальные значения $\langle E \rangle$ для одинаковых условий отличаются не больше, чем на 30 ÷ 35%. Примерно так же совпадают с измерениями расчетные осциллограммы заряда (интеграла тока), перенесенного через катод (рис. 5.17). В нагретом до $T = 900$ К воздухе заметный ток протекает по стримерному каналу в месте контакта с катодом более 10^{-5} с, перенося заряд порядка 10^{-7} Кл, в холодном воздухе той же плотности — 10^{-6} с и 10^{-8} Кл, при нормальных атмосферных условиях — примерно 10^{-7} с и 10^{-9} Кл. Примерно то же получается и на опыте (раздел 5.4.5). Таким образом, главные качественные черты явления моделью воспроизводятся правильно и ею можно пользоваться для его трактовки.

Процессы гибели электронов в ненагретом воздухе уже обсуждались в разделе 5.5.7:

сначала плотность электронов падает на порядок в результате рекомбинации с ионами O_4^+ , потом они гибнут в основном за счет прилипания, и именно оно окончательно разрушает стримерную плазму. Все происходит довольно быстро. В условиях, к которым относится рис. 5.16, через 250 нс после старта, когда стример подлетает к катоду, в старых частях его канала плотность электронов успевает снизиться больше, чем на 2 порядка (рис. 5.16а). В холодном воздухе отлипания особой роли не играет, хотя немного оно тормозит процесс.

В горячем воздухе стример достигает катода, лишь незначительно потеряв исходную проводимость (рис. 5.16б). И дело здесь не в компенсации убыли электронов их освобождением из отрицательных ионов, как это часто считают, следуя гипотезе [5.6]. К моменту контакта с катодом отрицательные ионы основного сорта O_2^- просто не успевают образоваться в должном количестве, их плотность почти на два порядка меньше плотности электронов по всей длине канала (рис. 5.18). Проводимость сохраняется благодаря замедленности

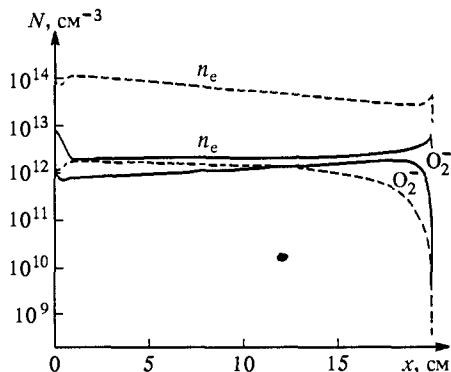


Рис. 5.18. Распределение плотностей электронов и отрицательных ионов в канале стримера в момент контакта с катодом. Воздух $p=1$ атм, $T=300$ К (сплошные кривые) и $T=900$ К (штриховые) для условий рис. 5.16

рекомбинации электронов, что вызвано отсутствием быстро рекомбинирующих комплексов O_4^+ , которые гораздо хуже образуются и лучше распадаются при повышенной температуре.

Максимум, на что способно отлипание, — это освобождение электронов из всех отрицательных ионов. Но если роль прилипания вторична, если оно, как и в холодном воздухе, первоначально уступает рекомбинации электронов (в нагретом — с простыми ионами O_2^+), столь же вспомогательным процессом суждено быть и отлипанию. Оба этих процесса выходят на первый план значительно позднее, когда плотности электронов и ионов снижаются за счет рекомбинации примерно на порядок. Скорость дальнейшего разрушения стримерной плазмы — вот это уже действительно результат прилипания, которому противодействует отлипание.

5.6. Численная модель стримера с ионизационным расширением канала

5.6.1. Существо модели и рассчитанная форма канала. Несколько обобщим $1,5D$ -модель, сделав шаг, приближающий ее к $2D$ -модели. Мы имеем в виду включение в модель описания ионизационного расширения канала. Для этого готово главное — в рамках $1,5D$ -модели определена погонная плотность заряда стримера $\tau(x)$. Остается вычислить радиальное поле E_r у внешней поверхности канала и, воспользовавшись той же системой уравнений (5.10)–(5.17), определить характеристики распространения волны ионизации в радиальном направлении. Если поле E_r велико, для возникновения волны нет препятствий, ибо перед боковой поверхностью также рождаются затравочные электроны. Подавляющее большинство фотонов, с запаздыванием испущенных возбужденными в головке молекулами, вылетают из канала именно через боковую поверхность, а не в сторону удаляющейся головки. Кроме того, фотоны рождаются и в радиальной волне ионизации.

При известном распределении $\tau(x)$ радиальное поле в расчетной точке (x, r) получается суммированием полей, созданных зарядами отрезков канала, погонная плотность которых τ_n считается постоянной:

$$\Delta E_r(r) = \frac{\tau_n}{4\pi\epsilon_0 r} \left\{ \frac{x_{2n} - x}{[(x_{2n} - x)^2 + r^2]^{1/2}} - \frac{x_{1n} - x}{[(x_{1n} - x)^2 + r^2]^{1/2}} \right\}. \quad (5.20)$$

В формуле (5.20) x_{1n} , x_{2n} , x — осевые координаты границ n -го отрезка и расчетной точки, r — радиальное удаление расчетной точки от оси. Знание поля $E(r, x, t)$ позволяет найти положение фронта радиальной волны ионизации $r(x, t)$, плотности всех компонентов плазмы во вновь созданном радиальном слое

$\Delta r(x) = r(x, t + \Delta t) - r(x, t)$. Вычисленные плотности в сумме с уже существовавшими в «старом» сечении канала усредняются в пределах нового радиуса $r(x, t + \Delta t)$. Только эта последняя операция отличает модель от истинно двумерной, которая требует существенно большего объема вычислений. Ионизационное расширение можно условно считать законченным, когда плотность электронов на фронте радиальной волны падает, скажем, до $5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$.

В рассматриваемой модели приходится вводить некий «начальный» радиус стримера. В области стримерной головки он существует какое-то короткое время. На результаты расчета начальный радиус влияет много слабее, чем радиус канала обычной $1,5D$ -модели.

Радиус стримера r_c в данный момент времени меняется по длине, будучи зависящим от погонного заряда, формирующего радиальное поле. Радиус минимален у поверхности электрода, от которого стартовал стример, ибо радиального поля там нет. Он монотонно нарастает при удалении от электрода, достигая максимума на расстоянии $x \sim r_a$, где r_a — радиус электрода (анода). Затем r_c уменьшается, сначала медленно, а затем с нарастающей скоростью

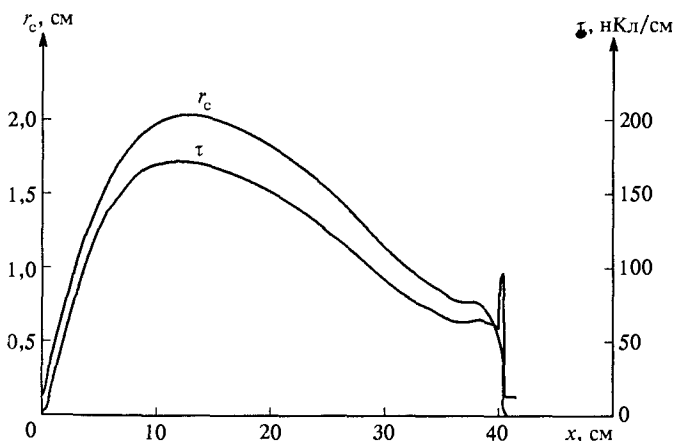


Рис. 5.19. Распределение погонного заряда в канале стримера τ и изменение его радиуса r_c при учете ионизационного расширения. Радиус анода — 5 см, начальный радиус канала — 0,1 см, напряжение на промежутке — 500 кВ [5.43]

(рис. 5.19). Форма поверхности стримерного канала $r_c(x)$ определяется действием двух факторов. С одной стороны, заряд электрода отталкивает одноименный заряд канала, снижая его вблизи электрода тем сильнее, чем больше электрод и ближе к нему сечение канала. С другой стороны, в канале конечной проводимости потенциал $\varphi_c(x)$, а вместе с ним и погонный заряд $\tau(x)$ должны падать при удалении от электрода. Поэтому на каком-то расстоянии от

электрода $\tau(x)$ и $r_c(x)$ достигают максимума. Таким образом, канал одиночного стримера меньше всего похож на привычный цилиндр, он имеет сильно вытянутую грушевидную форму (рис. 5.19) [5.43].

Ясно, что радиус одиночного стримера в среднем тем больше, чем выше напряжение на промежутке. При фиксированном напряжении он зависит от радиуса анода r_a (если это катодонаправленный стример) и от крутизны фронта импульса. Зависимость $r_c(r_a)$ ясна из только что изложенного — область влияния большого анода простирается дальше и максимальное сечение стримера лежит тоже дальше. Но при фиксированном напряжении на далеких осевых расстояниях потенциал $\varphi(x)$ и $\tau(x) \sim \varphi(x)$ уменьшаются. Вместе с ними уменьшается и радиус. Например, при напряжении 500 кВ стример, формирующийся от анода с $r_a = 5$ см, расширяется до радиуса около 1,5 см; при $r_a = 12,5$ см максимальный радиус канала втрое меньше. Влияние фронта импульса связано с тем, что при малой скорости подъема напряжения стример зарождается в еще слабом внешнем поле — отсюда низкая плотность электронов в канале и повышенная потеря напряжения, снижающая заряд стримера. Зависимость от длительности фронта $t_{фр}$ практически заметна только в наносекундном диапазоне, когда $t_{фр} < r_a/v_c$. Например, стримеры, стартовавшие от анода радиусом 5 см, расширились вдвое сильнее, когда $t_{фр}$ сократилось от 100 до 10 нс.

Итак, результаты рассматриваемой модели, более общей, чем 1,5D-модель, вместе с некоторыми экспериментами (раздел 5.1.2) указывают на сомнительный характер самой постановки вопроса о радиусе стримера, как о некоей константе. Радиус зависит от напряжения на промежутке, от размеров электрода с сильным полем, от распределения внешнего поля по промежутку. Стримерные радиусы $r_c \sim 10^{-2}$ см, если и имеют отношение к реальности, то лишь для коротких стримеров низкого напряжения. При напряжении мегавольтного уровня характерным масштабом радиуса канала является 1 см. Надо полагать, представления об исключительной тонкости длинного стримера сильно преувеличены. Вместе с тем обычная цилиндрическая модель не утрачивает привлекательности благодаря своей простоте и возможностям, которые она открывает для исследований многих аспектов явления.

5.6.2. Расширение канала и формирование стебля. Казалось бы, между этими процессами нет связи. Стебель формируется от электрода, откуда стартовал стример, и располагается как раз там, где радиальное поле очень слабое, а ионизационное расширение почти отсутствует. Между тем, на фотографиях стебель полностью перекрывает действительно тонкий стримерный канал. Исключив действие радиального поля, приходится связывать развитие стебля с полем продольным. То, что оно долго удерживается в основании

канала на уровне, достаточном для ионизации, следует и из измерений тока (раздел 5.4.2), и из уже обсуждавшихся результатов расчетов по 1,5D-модели. Модель с учетом ионизационного расширения дает в этом отношении еще более убедительную картину [5.48].

Когда фронт осевой волны ионизации удаляется из прианодной области и заряд в канале за фронтом становится достаточным для радиального расширения, нарастает поток электронов, который нагнетается полем в сужающуюся горловину канала у его основания. Ток проходит через ее малое сечение благодаря усилению там продольного поля (рис. 5.20), которое достаточно, чтобы поддерживать

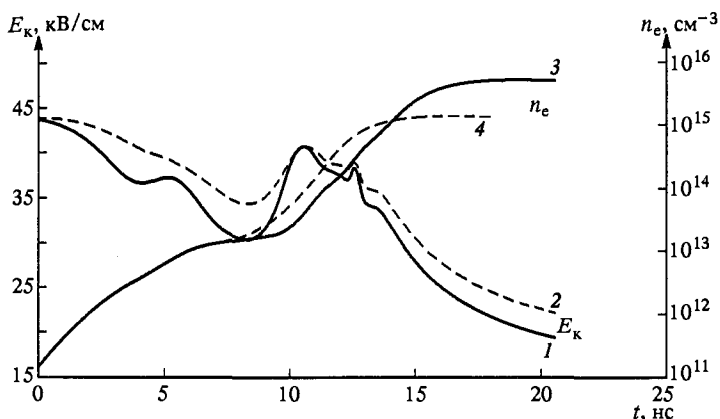


Рис. 5.20. Продольное электрическое поле в канале стримера у анода радиусом 12,5 см (1) и вне канала на расстоянии $2r_c$ от его оси (2); плотность стримерной плазмы у анода при учете (3) и без учета (4) ионизационного расширения канала. Прямоугольный импульс напряжения 550 кВ, начальный радиус стримера — 0,03 см [5.43]

ионизацию. Но если заряд стримера не в состоянии вытеснить внешнее поле из канала, он в еще меньшей степени снижает его в ближайшей внешней окрестности «горловины», где напряженность даже несколько выше, чем в канале (кривая 4 на рис. 5.20). Затравочные электроны там имеются благодаря ионизирующему излучению из уже существующего канала. В результате вокруг первичного канала благодаря лавинной ионизации в сохранившемся поле анода возникает как бы вторичная электронная оболочка, радиус которой порядка длины пробега ионизирующих фотонов (порядка 10^{-1} см в воздухе нормальной плотности [5.49]). Ионизация в оболочке начинается с некоторым запаздыванием по сравнению с ионизацией в центральном канале, и потому степень ее ниже. Вероятно, внешний радиус вторичной оболочки и определяет границу стебля, которую регистрируют как не слишком ярко светящуюся область вокруг центрального более яркого канала.

Если ярко светящееся ядро стебля трактовать как след первичного сильнее ионизованного канала, то обычные статические фотографии стримера можно использовать для измерений радиуса на стартовом участке. Важно только правильно выбрать экспозицию, чтобы

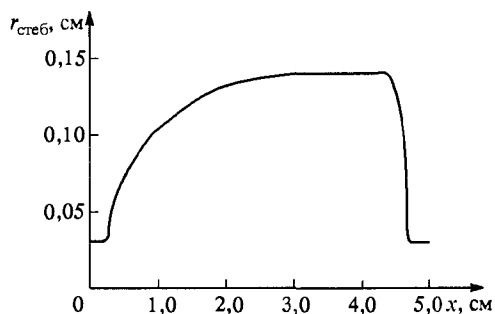


Рис. 5.21. Расчетный радиус внутреннего ядра стебля для условий эксперимента [5.1]. Радиус анода — 3,1 см, напряжение — 140 кВ [5.43]

ядро стебля четко выделялось на фоне его оболочки. Такие хорошего качества фотографии вместе с подробно описанными условиями эксперимента представлены в [5.1]. Они позволяют воспроизвести развитие стримера на основе модели с ионизационным расширением. Результаты расчета, представленные на рис. 5.21, показывают, что осевая длина участка активного расширения канала у анода составляет около 2 см, а максимальное значение радиуса 0,15 см. Это почти точно совпадает с тем, что получено в эксперименте.

Модель с ионизационным расширением канала в общем правильно передает не только длину стебля, но и скорость его удлинения. Вершина стебля перемещается в глубину промежутка вместе с точкой максимума сильного продольного поля в приэлектродной области. По расчетным данным такое смещение от анода радиусом 12,5 см составило 5 см при средней скорости 10^8 см/с, а в эксперименте при тех же условиях — 7 см и $1,2 \cdot 10^8$ см/с [5.11].

5.6.3. Ток через поверхность анода. Несовершенство 1,5D-модели проявляется особенно явно при вычислении тока стримера. Значения тока получаются в 3–4 раза меньше, чем в эксперименте [5.41]. Как показывают оценки раздела 5.4.2, на поверхности идеально проводящего стримерного канала в принципе невозможно разместить заряд, измеренный на опыте, если не допустить, что радиус r_c очень большой, около 1 см при $U = 500$ кВ. Если же ввести в обычную 1,5D-модель значение $r_c \approx 1$ см, поле в области фронта волны ионизации и расчетная плотность электронов оказываются чрезмерно низкими.

Применение модели с ионизационным расширением канала автоматически устраняет это противоречие. Теперь канал расширяется уже за головкой, и поле в области переднего фронта волны ионизации остается достаточно сильным. Расширение канала влияет на амплитуду тока анода, но не непосредственным образом. Около анода нет радиального поля, и канал там не расширяется. Электроны

поступают на анод через узкую горловину (ток через сечение внешней оболочки стебля, скорее всего, слабый). Но вследствие расширения канала в глубине промежутка электронов к аноду нагнетается больше, и поле там дополнительно усиливается. В результате у анода вырастает скорость ионизации и плотность плазмы увеличивается в несколько раз по сравнению с той, что дает $1,5D$ -модель (рис. 5.20).

Амплитуда тока в модели с ионизационным расширением канала почти не зависит от задаваемого произвольно начального радиуса $r_{нач}$. У канала же радиусы устанавливаются автоматически в соответствии с действием радиальной волны ионизации. Для условий эксперимента [5.5, 5.25] (сферический анод радиусом 12,5 см, внешнее поле у анода $40 \div 45$ кВ/см) расчетная амплитуда полного тока через анод получается равной 9 А для $r_{нач} = 0,02$ см и 11 А для $r_{нач} = 0,1$ см — и то, и другое близко к измеренным 10 А.

5.6.4. Развитие стримера в однородном поле. Эту задачу следует рассматривать на основе модели с ионизационным расширением канала, потому что обычное $1,5D$ -моделирование в данном случае полностью лишено смысла из-за чрезвычайно сильной зависимости результатов от радиуса канала. Например, для внешнего поля 10 кВ/см расчетная скорость стримера меняется на порядок при вариации радиуса от 0,02 до 0,1 см.

Задачу поставим следующим образом: найдем критическое внешнее поле $E_{кр}$, достаточное для устойчивого развития стримера, и зависимость его скорости v_c от поля при $E > E_{кр}$. Под устойчивым будем понимать развитие с установившейся скоростью, не меняющейся на произвольно большом пути. Имеющиеся в немалом количестве расчеты коротких стримеров в однородном поле [5.33—5.36] не дают даже приближенного представления об особенностях данного процесса. На длине в несколько сантиметров скорость стримера еще не успевает установиться. Нельзя предсказать, установится ли она когда-нибудь вообще или, достигнув максимума, начнет снижаться. Неограниченное ускорение, которое получается в модели идеально проводящего канала [5.50], вряд ли имеет отношение к действительности. Как было показано в разделе 3.2.3, продольное поле в стримере не уменьшается при увеличении его проводимости; одновременно с ростом проводимости в еще большей степени нарастает стримерный ток, а следовательно и поле. Когда же поле в канале вырастает до величины внешнего, разделение зарядов прекращается, заряд в головку больше не нагнетается и она перестает ускоряться.

В проведенных численных экспериментах стример стартует от сферического анода радиусом 0,2 см при напряжении 10 кВ. Пройдя расстояние порядка 1 см, он покидает область локально усиленного анодом поля и вступал в область неограниченных размеров

с заданным однородным внешним полем E_0 [5.43]. В слабом поле, достигнув максимума, скорость стримера затем снижается вплоть до его полной остановки. В достаточно сильном поле скорость стабилизируется на тем более высоком уровне, чем больше E_0 . Установившаяся скорость зависит от поля E_0 очень сильно. Так, при увеличении внешнего поля от 10 до 20 кВ/см скорость стримера в воздухе атмосферного давления вырастает на порядок (рис. 5.22).

Выход на устойчивый режим всегда сопровождается стабилизацией поля в области стримерной головки. Это происходит, когда продольное поле в канале в среднем сравнивается с внешним E_0 (рис. 5.23а), другими словами, когда внешнее поле перестает вытесняться из стримерной плазмы и концентрироваться перед головкой. Поток электронов, поступающий на анод, очень резко снижается, хотя скорость стримера остается постоянной. Такой режим возможен лишь, когда протяженная положительно заряженная область за стримерной головкой перемещается вместе с ней, а суммарный заряд всего стримера все меньше изменяется при его удлинении. В направлении к основанию

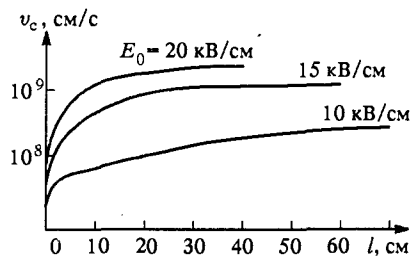


Рис. 5.22. Режим разгона стримера в однородном электрическом поле E_0

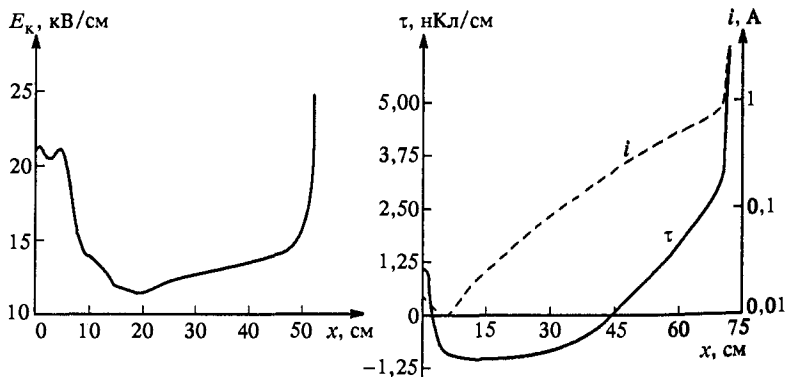


Рис. 5.23. Стационарные параметры стримера в однородном поле: распределение поля в канале при $E_0 = 15$ кВ/см (а); распределения погонного заряда и тока при $E_0 = 10$ кВ/см (б) [5.43]

канала погонный заряд становится меньше, проходит через нуль и меняет полярность (рис. 5.23б). Распределение заряда вдоль стримера становится похожим на распределение заряда поляризации вдоль

проводника конечной длины, не имеющего непосредственного контакта с электродами. Столь же неоднородно распределен вдоль канала и ток (рис. 5.23б).

Наиболее неожиданным результатом расчетов является сравнительно высокое значение критического поля $E_{кр}$, при котором стабилизируется скорость стримера. Вместо $E_{кр} \approx 5$ кВ/см, что вытекает из некоторых экспериментов [5.5, 5.15, 5.19], в расчетах получается не меньше 8 кВ/см. Попытки добиться согласия с опытом путем вариации констант скорости основных элементарных процессов к успеху не привели. С другой стороны, нет оснований сомневаться в качестве модели, которая дает хорошее совпадение с экспериментом в неоднородных полях [5.43]. Возникает вопрос, насколько правильно трактовались экспериментальные данные при определении $E_{кр}$ и можно ли вообще их использовать для оценок критического поля в том смысле, какой мы придаем здесь этому параметру.

В действительно однородном поле (вернее, в поле с малыми по протяженности локальными неоднородностями в месте старта стримера) измерений не так уж много. Все эксперименты проводились без контроля динамики изменения скорости стримера. Фиксировался только факт перекрытия промежутка стримером, и по времени перекрытия определялась средняя скорость. Как правило, длина воздушного промежутка была меньше 20 см. Не исключено, что в экспериментах скорость не стабилизировалась и стример перекрывал промежуток в режиме торможения. В этом отношении вопрос требует дополнительной экспериментальной проверки.

Ясно, что задачу о критическом однородном поле нельзя считать решенной. Она нуждается в дальнейших исследованиях, и теоретических, и экспериментальных.

ЛИДЕРНЫЙ ПРОЦЕСС

Пришло время подробно рассмотреть механизм лидерного процесса. Собственно, ради этого было написано все предыдущее, ибо лидер — почти универсальный механизм, свойственный искровому разряду. Именно после перекрытия лидером длинного промежутка в большинстве случаев наступает пробой. Сначала в этой главе будут изложены экспериментальные данные о лидере. Отношение к ним двойственное. Экспериментальных фактов безусловно достаточно, чтобы представить физическую картину процесса и выделить наиболее важные механизмы искрового разряда. Уже сегодня можно воспроизвести достаточно отчетливо качественную схему лидерного процесса, на основе которой удастся прогнозировать свойства лидера в различных условиях его развития. Но многие детали не вполне ясны в количественном отношении. Это особенно ощущается при попытках построить последовательную численную модель лидера, подобную той, что рассмотрена для стримера в гл. 5. Система уравнений для модели не получается замкнутой. Приходится вводить дополнительные полуэмпирические связи, чтобы описать стримерную зону лидера или чехол заряда вокруг лидерного канала. Здесь остается большое поле для новых исследований и экспериментального, и теоретического плана.

Ниже мы попытаемся возможно детальнее проанализировать те физические процессы, что определяют распространение лидера в разрядном промежутке, попробуем объяснить и даже предсказать наиболее важные свойства лидера, и тем самым подойдем к более технической и важнейшей для практики проблеме электрической прочности газовой изоляции, знакомством с которой завершим книгу.

6.1. Феноменология лидера

6.1.1. Структурные элементы. На статической фотографии с малой (порядка 10^{-7} с) экспозицией лидер выглядит тонким каналом, несколько расширяющимся в направлении к основанию на электроде. Средний радиус канала длинной лабораторной искры,

как правило, составляет десятые доли сантиметра. Начинается канал ярко светящейся головкой радиусом около 1 см, в которой он собственно и зарождается. Очень часто канал ветвится и головок может быть несколько. Они размещаются на коротких ножках длиной до $3 \div 10$ см. Все эти ножки, кроме одной, быстро отмирают во время дальнейшего развития; вместо них появляются новые. Перед головками размещается стримерная зона. На фотографии она видна как расходящийся столб диффузного свечения. Длина стримерной зоны определяется напряжением на промежутке. У лабораторной искры при мегавольтном напряжении она достигает нескольких метров. Максимальная ширина стримерной зоны в 2–3 раза меньше ее длины. Если сфотографировать стримерную зону через тонкую продольную щель, в ее объеме удастся выделить отдельные стримеры. Стримеров много. В 1 см^3 объема стримерной зоны располагается примерно одна стримерная головка [6.1]. В случае положительного лидера, переносящего в промежуток положительный объемный заряд, стримеры стартуют из области лидерной головки и распространяются вглубь промежутка как катодонаправленные.

На непрерывной развертке изображения, выполненной с помощью электронно-оптического преобразователя, все три структурных элемента лидера (канал, головка, стримерная зона) также отчетливо различимы (рис. 6.1). Наиболее ярко светящаяся головка

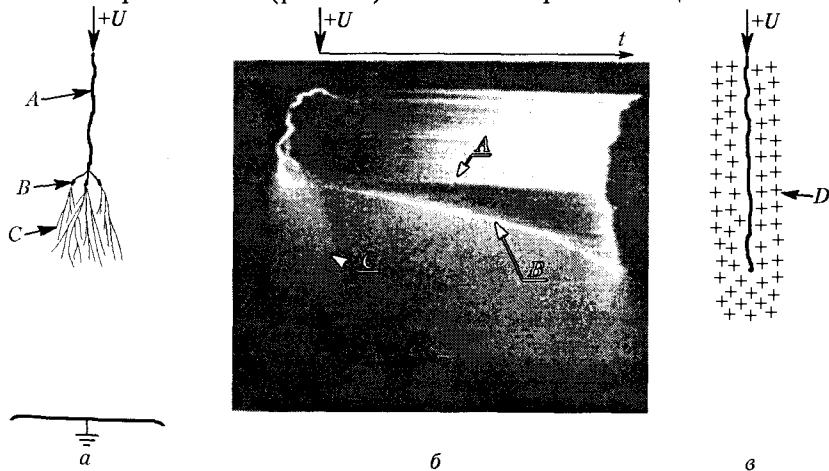


Рис. 6.1. Схематическое изображение (а), непрерывная разветка (б) и чехол заряда (в) положительного лидера в воздухе (А — канал; В — головка; С — стримерная зона; D — чехол заряда)

лидера прочерчивает на фоторазвертке тонкую полосу, по наклонной которой удобно измерять осевую лидерную скорость (раздел 4.7.2) — так называют проекцию реальной скорости на ось

промежутка. Соотношение яркостей изображений канала и стримерной зоны лидера зависит от типа используемого фотокатода, ибо канал в основном излучает в видимой (красной) области спектра, а стримерная зона — в ближней ультрафиолетовой. Вот почему канал может казаться темным клином за ярким следом головки, когда используют фотокатод с максимумом чувствительности в ультрафиолетовой области. Свечение канала не всегда однородно во времени. При импульсах напряжения длительнее нескольких сотен микросекунд иногда наблюдаются спонтанно возникающие кратковременные вспышки всего канала. Они заметно превышают общий фон свечения.

На фотографиях не различим, хотя в действительности присутствует четвертый, исключительно важный структурный элемент лидера. Речь идет о чехле объемного заряда вокруг канала. Первоначально этот заряд выносится стримерами в объем стримерной зоны и там накапливается. По мере развития лидера его головка перемещается в глубину промежутка. Вместе с ней смещается точка старта новых стримеров и новая граница стримерной зоны. Старые же стримеры и их объемный заряд остаются на месте. В этот объем, заполненный зарядом, «въезжает» удлиняющийся лидерный канал. Канал как бы натягивает на себя уже существующую заряженную оболочку и превращает ее в собственный чехол (рис. 6.1). Характерный радиус чехла близок к радиусу стримерной зоны. Чехол заряда отнюдь не является чем-то жестким и застывшим. В нем не прекращается перераспределение заряда, которое может сопровождаться ионизационными процессами в радиальном поле у поверхности канала. Все это изменяет ток по длине лидера.

Не всегда направление радиального поля соответствует полярности лидера, а количество заряда в чехле не всегда увеличивается. Радиальное поле может изменять знак, от чего заряд из чехла частично возвращается в канал. При сильном обратном радиальном поле у поверхности канала, как у провода под напряжением, возникает корона обратной полярности. При этом в чехол внедряется заряд противоположного знака, что еще сильнее снижает его суммарный заряд. Конечно, скорость ионизации у боковой поверхности на порядки слабее, чем у головки лидера, но ведь и боковая поверхность канала на несколько порядков больше поверхности головки. Поэтому их вклады в ток лидера могут быть вполне соизмеримыми. Без анализа потоков заряда через боковую поверхность канала нечего и думать о правильном описании тока лидера или режима его энергообеспечения. В гл. 1 мы упоминали о стационарной короне как об одной из форм разряда в промежутках с резко неоднородным полем. Теория короны может очень пригодиться для анализа процессов в чехле лидера. Неважно, что коронирующим электродом является теперь не провод, а плазменный канал — все основные проявления короны сохраняются.

6.1.2. Две фазы лидерного процесса. Первая фаза (в русской литературе ее называют начальной) продолжается от старта лидера до момента контакта его стримерной зоны с электродом противоположной полярности (рис. 6.2а) или с каналом встречного разряда, который от этого электрода развивается. Ни один элемент разряда еще не

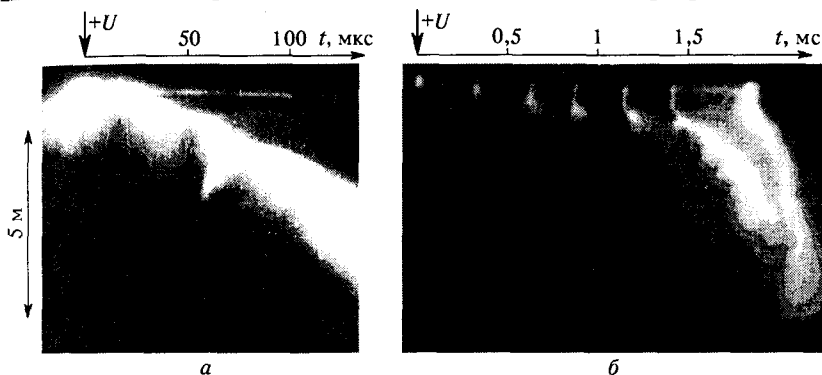


Рис. 6.2. Типичные временные развертки положительного лидера в начальной фазе при непрерывной (а) и вспышечной (б) формах развития

перекрыл промежутка, и потому ток лидера замыкается на противоположный электрод током смещения. Последнее означает непрерывное перераспределение электрического поля, которое в промежутке перед стримерной зоной нарастает во времени, а в области, занятой лидером, соответственно снижается. Весь объемный заряд, переносимый стримерами, накапливается в объеме промежутка.

Способность лидера расти определяется полем в области лидерной головки и в стримерной зоне перед головкой. При неизменном напряжении поле в области головки понижается по мере удлинения лидера. Это в известной мере тормозит лидерный процесс и при определенных условиях он может прекратиться вовсе. Для снижения поля имеются две причины. Во-первых, это увеличение падения напряжения на удлиняющемся канале, от чего уменьшаются потенциал головки и ее заряд, которым в основном определяется поле непосредственно у головки. Вторая причина снижения поля связана с увеличением заряда противоположного знака, наведенного в головке объемным зарядом, находящимся в промежутке (т. е. в стримерной зоне и чехле). Еще раз поясним этот эффект, ибо в том или ином виде он неизменно проявляется в лидерном процессе, для которого характерно присутствие проводника, находящегося под напряжением (канал, головка), и одноименного объемного заряда, от проводника изолированного.

Представим себе металлическую сферу («головку») радиусом $r_{\text{Г}}$, которая тонкой металлической нитью («каналом») связана

с заземленным одной клеммой источником напряжения U_0 . Благодаря этому потенциал сферы относительно земли тождественно равен U_0 . Потенциал U_0 создается всеми зарядами системы: q_r , сосредоточенным на сфере, Q , распределенным в промежутке, и зарядом нити, действие которого мы сейчас учитывать не будем (скажем, нить коротка). Пусть «центр тяжести» заряда Q находится на расстоянии R от центра сферы. Он создает там потенциал $U = Q/(4\pi\epsilon_0 R)$, так что $U_0 = (q_r/r_r + Q/R)/(4\pi\epsilon_0)$. Заряд сферы

$$q_r = 4\pi\epsilon_0 r_r (U_0 - U) = Q_0 + Q_{\text{нав}} \quad (6.1)$$

можно трактовать как сумму ее собственного заряда $Q_0 = 4\pi\epsilon_0 r_r U_0$, которым сфера обладала бы, будучи уединенной, и наведенного $Q_{\text{нав}} = -r_r Q/R$. Соответствующий последнему заряд $-Q_{\text{нав}}$ изгоняется из сферы «в землю» через нить и источник напряжения. Если заряд в промежутке Q совпадает по знаку с U_0 и столь велик, что U близко к U_0 , фактический заряд сферы q_r оказывается малым по сравнению с зарядом уединенной сферы при том же U_0 . Именно такова ситуация в случае лидера (раздел 6.7.1). Среднее по поверхности поле на сфере $E_r = q_r/4\pi\epsilon_0 r_r^2 = (U_0 - U)/r_r$ также уменьшается при увеличении заряда Q и его приближении к сфере (уменьшении R), т. е. при усилении эффекта электростатической индукции.

Вообще говоря, заряд Q создает около сферы и собственное поле $\Delta E \approx Q/4\pi\epsilon_0 R^2$, которое может складываться с полем заряда сферы, а может и вычитаться из него, в зависимости от взаимного расположения заряда Q и рассматриваемой точки на сфере. Однако, в любом случае при $R \gg r_r$ этот квадратичный по r_r/R эффект ($\Delta E/E_r \sim (Q/q_r)(r_r/R)^2$) будет уступать линейному по r_r/R действию электростатической индукции ($E_{\text{нав}}/E_r \sim U/(r_r E_r) \sim (Q/q_r)(r_r/R)$).

Таким образом, по мере роста лидера и нарастания количества заряда в его чехле и стримерной зоне поле на головке имеет тенденцию к снижению. Значит, чтобы заставить лидер двигаться без остановок, нужно либо сразу приложить к промежутку достаточно высокое напряжение, либо поднимать его по мере развития, чтобы предотвратить постепенное снижение поля в области лидерной головки. Когда напряжение поднимают слишком медленно, непрерывного развития не получается. Возникает так называемая вспышечная форма: за кратковременным удлинением канала следует пауза длительностью в сотни микросекунд, в течение которой в промежутке прекращаются практически все ионизационные процессы (рис. 6.2б). Рано или поздно вспышечная форма сменяется непрерывной.

Обращаем внимание на условность понятия непрерывного развития. На быстрой развертке лидера с хорошим пространственным разрешением видно, что на самом деле происходят последовательные

вспышки, в каждой из которых лидер удлиняется на расстояние, порядка радиуса своей головки (рис. 6.3а). Можно представить следующую последовательность событий: старт стримерной вспышки от лидерной головки, пауза, вызванная ослаблением результирующего поля головки очередной порцией объемного заряда, преобразование головки в новый участок лидерного канала, образование новой головки и т. д. Момент старта лидера в этом смысле не исключение. Просто начальная вспышка стримеров происходит от поверхности электрода в еще неискаженном внешнем поле. Если радиус электрода большой, вспышка получается мощной, внедряет в промежуток много заряда. Продолжительной получается и первая пауза лидерного

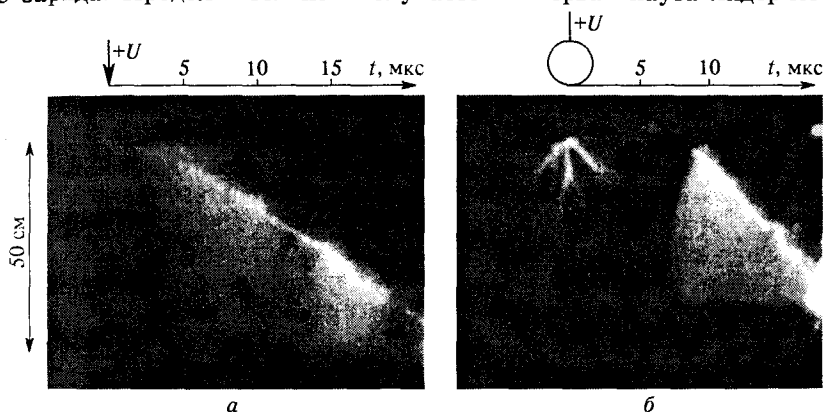


Рис. 6.3. Развертки начального участка развития лидера от анода в виде остро заточенной иглы (а) и от сферического анода (б)

процесса (рис. 6.3б). Но если взять электрод малого радиуса (например, остро заточенный стержень), первая вспышка ничем не отличается от всех последующих (рис. 6.3а).

Во второй фазе лидерного процесса стримеры контактируют с поверхностью противоположного электрода (или с элементами встречного разряда). Теперь ток проводимости насквозь пересекает промежуток, поэтому в русской литературе вторую фазу часто называют сквозной. В английской используют термин «final jump», который обязан своим происхождением резкому усилению скорости и тока лидера во второй фазе. Лидер начинает ускоряться немедленно после контакта стримеров с противоположным электродом. Это понятно: теперь стримеры не оставляют полностью своего заряда в объеме промежутка — заметная его часть выносится на электрод. Ток, который течет по каналу, во второй фазе лидерного процесса может быть на несколько порядков больше, чем в первой. Не редкость, когда ток поднимается до $10^2 \div 10^3$ А даже в условиях лабораторного эксперимента. Одновременно с током резко увеличивается

энергия, вкладываемая в канал разряда. В результате его температура и проводимость быстро повышаются, а потеря напряжения на канале уменьшается. Если не снижать напряжение на промежутке специально, лидер во второй фазе уже не может остановиться и обязательно перекрывает промежуток. Вот почему условие перехода к сквозной фазе при неснижающемся напряжении можно отождествить с условием пробоа.

Контакт лидера с поверхностью электрода противоположной полярности дает начало главной стадии искры. Это тот же процесс нейтрализации заряда канала, который уже обсуждался для длинного стримера (раздел 5.4.5). Здесь он проявляется много интенсивнее из-за высокой проводимости развитого лидерного канала.

6.1.3. Как возникает лидер. Эта задача не так определена, как задача о возникновении стримера, потому что лидер возникает в поле, уже искаженном зарядом начальной вспышки импульсной короны, который создает у активного электрода поле, обратное внешнему. Количество внедренного заряда статистически варьируется в весьма широких пределах, вместе с ним меняется и величина ΔE , на которую снижается поле у поверхности электрода (раздел 5.4.4). Ослабление поля останавливает ионизационные процессы, в развитии разряда наступает пауза. Чтобы процесс возобновился, снижение поля должно быть компенсировано подъемом напряжения на промежутке. Если такая компенсация осуществляется достаточно быстро (за несколько микросекунд), в объеме стебля импульсной короны возникает канал лидера. Лидер продвигается по стеблю приблизительно на половину его длины, а затем резко поворачивает почти под прямым углом и выходит в свободное пространство. В [6.2] отмечено, что старт лидера происходит при повторном подъеме поля у электрода до некоторого фиксированного уровня, в атмосферном воздухе близкого к $28 \div 30$ кВ/см. Ясно, что для этого потребуются тем сильнее увеличить напряжение на промежутке, чем больше был заряд импульсной короны $q_{кор}$, под действием которого снижалось внешнее поле. Отсюда исключительно большой разброс напряжений возникновения лидера $U_{л}$. В промежутке стержень — плоскость длиной 2 м (радиус стержня — 1,5 см) $U_{л}$ возрастало примерно вдвое, когда $q_{кор}$ менялся от 0,4 до 1,2 мкКл (рис. 6.4). Заметим, что при прочих равных условиях разброс $U_{л}$ уменьшается по мере увеличения радиуса электрода, от которого стартует разряд (т. к. при этом поле во все большей степени определяется зарядом электрода, емкость которого растет). Одновременно сокращается и превышение напряжения $U_{кор}$ над величиной начального напряжения импульсной короны $U_{н кор}$. В экспериментах с анодами радиусом 50 см величина $\Delta U = U_{л} - U_{н кор}$ не превышала погрешности измерений [6.3]. Аналогичный результат для анодов радиусом $30 \div 50$ см

получен в [6.4], тогда как при $R_a = 5$ см величина ΔU превышала там 200 кВ (около 40% от $U_{н\text{кор}}$).

Лидер может не появиться, если после начальной вспышки импульсной короны поле нарастает медленно, за сотни микросекунд. Тогда после паузы возникает не лидер, а повторная, иногда более мощная, вспышка импульсной короны. При медленном подъеме напряжения до старта лидера таких вспышек может быть несколько, а при постоянном недостаточном высоком напряжении лидер не возникает вовсе. При этом в течение неограниченно долгого времени

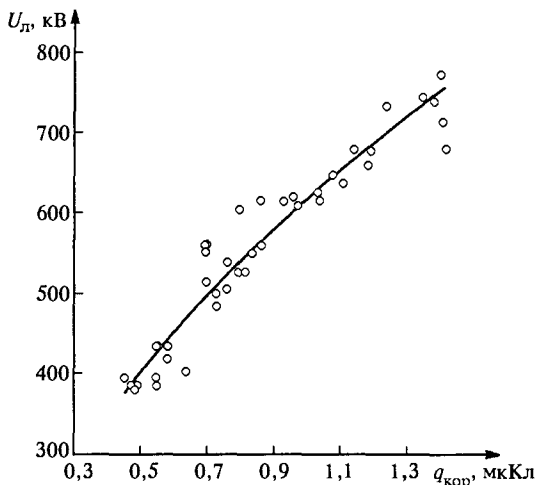


Рис. 6.4. Напряжение возникновения положительного лидера в воздушном промежутке стержень-плоскость длиной 2 м ($r_a = 1,5$ см)

наблюдаются последовательные приблизительно равные по заряду вспышки импульсной короны с паузами между вспышками в несколько (вплоть до 10 ÷ 20) миллисекунд. Надо полагать, за это время внедренный заряд исчезает и поле у электрода восстанавливается до значения, нужного для инициирования новой вспышки.

6.2. Измерение скорости лидера

Скорость измеряют практически при всех экспериментальных исследованиях лидера и, тем не менее, данных о скорости сильно не хватает для построения расчетных моделей длинного лидера. Тому имеется несколько причин. Во-первых, почти всегда оценивается среднее значение скорости за довольно протяженный отрезок времени, часто за всю начальную фазу. За изменениями скорости во времени проследить много труднее, а результаты получаются не очень надежные. Как правило, они характеризуют не реальную скорость

лидера, а ее проекцию на ось промежутка (осевую скорость). В очень длинных промежутках, где траектория искры сильно искривлена, эти величины существенно различаются. Во-вторых, почти никогда не удается связать измеренную скорость с нужным параметром лидера, например, с током или потенциалом его головки. Такая связь была бы особо важной для формирования представлений о механизме процесса. К сожалению, развитие лидера всегда происходит в электрическом поле, очень сильно искаженном объемными зарядами. Экспериментатору известно напряжение на промежутке, но о поле в области лидерной головки он может иметь лишь самое общее представление (и то не всегда). Ситуация с током не многим лучше. Не трудно измерить ток в основании канала лидера, но он отличается от тока в головке, и не только потому, что ток меняется вдоль канала: головок может быть несколько, а сколько — неизвестно. В подавляющем большинстве случаев информация о скорости оказывается оторванной от какой-либо иной, особенно если речь идет о начальной фазе лидера.

Наиболее надежны и представительны данные о скорости положительных лидеров в воздухе, где обследованы промежутки длиной

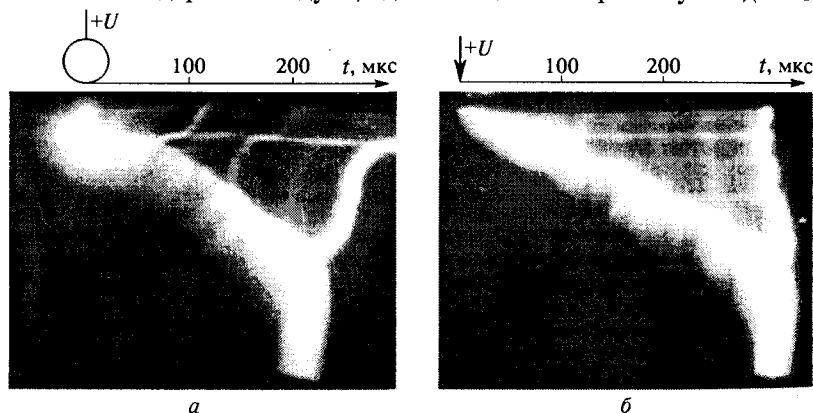


Рис. 6.5. Развертки положительного лидера в промежутках шар—плоскость (а) ($r_a = 50$ см) и стержень—плоскость (б) ($r_a = 2,5$ см)

вплоть до нескольких десятков метров [6.5]. На рис 6.5а и 6.5б приведены типичные развертки канала лидера во времени, выполненные при помощи электронно-оптического преобразователя, в промежутке шар—плоскость (рис. 6.5а) и стержень—плоскость (рис. 6.5б) длиной 9 м. Радиусы шара и стержня — 50 и 2,5 см сильно различны, а напряжение на первом промежутке всего на 15% больше, чем на втором, так что начальные распределения внешнего поля резко отличаются. Тем не менее, лидеры двигались с почти одинаковыми осевыми скоростями: средняя скорость в начальной фазе

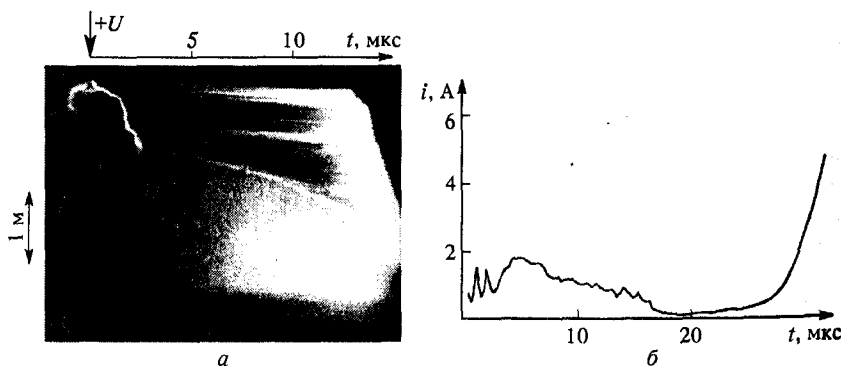
$1,25 \cdot 10^6$ см/с для стержня и $1,35 \cdot 10^6$ см/с для шара. Характерно, что в течение всей начальной фазы осевая скорость лидера практически не менялась — головка лидера на фоторазвертке очерчивает почти точно прямую линию. Аналогичный результат наблюдался и в еще более длинных промежутках. Например, в [6.6] при положительном импульсном напряжении 2/7500 мкс амплитудой 4,9 МВ лидер срывался с высоковольтного экрана, служащего крышей генератору импульсных напряжений, и двигался к земле с высоты около 40 м по чрезвычайно извилистой траектории общей длиной около 70 м. При этом его вертикальная составляющая скорости почти не менялась, оставаясь равной $2 \cdot 10^6$ см/с. Такая же скорость была измерена в [6.7] при развитии лидера длиной 45 м. Здесь лидер инициировался от короткого стержневого электрода, установленного горизонтально на высоте 28 м на крыше генератора башенного типа. Генератор формировал положительный импульс напряжения 300/10 000 мкс. При амплитуде импульса 3,4 МВ канал не достигал земли, как правило, двигался почти горизонтально, иногда даже немного вверх.

Ни длина промежутка, ни радиус анода, ни скорость подъема напряжения не меняют кардинально осевой скорости лидера в начальной фазе. Ее нижнее значение составляет $(0,5 \div 1) \cdot 10^6$ см/с. Медленнее в воздухе атмосферного давления лидер непрерывно продвигаться не может. Среднее значение скорости несколько повышается с ростом длины перекрытого промежутка, хотя и незначительно. Если повышать амплитуду напряжения на промежутке, скорость лидера должна увеличиваться, но в лабораторных условиях из-за ограниченности пространства нет особых возможностей для проверки зависимости $v_d(U)$. Уже при среднем внешнем поле $4,5 \div 5$ кВ/см стримеры начальной коронной вспышки пересекают промежуток, и разряд с самого начала развивается в режиме сквозной фазы. Можно только утверждать, что зависимость скорости от внешнего поля для лидера выражена много слабее, чем для стримера. Увеличение напряжения на промежутке в 2–2,5 раза ускоряет движение стримера на порядок и больше. В случае же лидерного процесса подъем напряжения на промежутке в 2,2 раза привел к увеличению средней осевой скорости в начальной фазе всего от $1,3 \cdot 10^6$ до $2,1 \cdot 10^6$ см/с [6.4]. Столь слабая реакция скорости лидера на уровень перенапряжений характерна для любых длинных промежутков.

Разный характер зависимости скорости от внешнего поля в разрядном промежутке является отражением различия механизмов стримерного и лидерного процессов. И действительно, прорастание стримера — это распространение по холодному газу волны ионизации, скорость которой определяется частотой ионизации в области фронта волны, т. е. локальным максимальным полем у стримерной головки. В отличие от стримера медленный и продолжительный рост

лидера невозможен без достаточно сильного нагрева газа в его объеме. Нагрев — это уже совершенно иной, гораздо более медленный и энергоемкий процесс, ход которого определяется не только локальным усилением поля в области лидерной головки.

Реальная скорость лидера из-за многочисленных искривлений его траектории всегда больше осевой — в промежутке длиной 10 м примерно на 25% [6.4]. Есть основания считать, что с увеличением длины промежутка это число может заметно возрастать. Во всяком случае, по данным [6.5] при напряжении не свыше 5 МВ наблюдались искровые разряды длиной более 100 м при расстоянии между высоковольтным электродом и землей около 30 м. В таких условиях сопоставление осевой и реальной скоростей теряет смысл. Реальная скорость не зависит от локальной ориентации лидерной траектории: лидер может двигаться в направлении вектора внешнего поля или перпендикулярно ему с почти одинаковой скоростью. Ее изменение вдоль трассы разряда также незначительно. При минимальном пробивном напряжении в промежутке длиной 10 м средняя реальная скорость меняется от разряда к разряду примерно на 3% от усредненной по многим опытам, тогда как для осевой скорости это 20%. Как и осевая, реальная скорость слабо реагирует на величину перенапряжения на промежутке. При уже упоминавшемся повышении напряжения в 2,2 раза средняя реальная скорость в промежутке



Р и с. 6.6. Непрерывная развертка (а) и осциллограмма тока лидера (б) в сквозной фазе развития. Промежуток стержень-плоскость $d=3$ м, $r_a=1,5$ см

длиной 10 м выросла всего от 1,8 до 2,6 см/мкс [6.4]. В [6.8] утверждается, что скорость $1,8 \cdot 10^6$ см/с нужно считать оптимальной для длинных воздушных промежутков с резко неоднородным полем — именно при таком развитии лидера для пробоя требуется минимальное напряжение.

В сквозной фазе лидерного процесса скорость удлинения канала может меняться много сильнее (рис. 6.6). Будучи равной

$(2 \div 5) \cdot 10^6$ см/с в момент контакта стримерной зоны с поверхностью противоположного электрода, скорость быстро нарастает по мере приближения к электроду головки лидера и соответствующего сокращения длины стримерных каналов между нею и электродом. Если при этом напряжение на промежутке не снижается, максимальная скорость может подняться вплоть до 10^8 см/с. По данным [6.3] в воздухе для этого требуется, чтобы среднее поле в стримерной зоне было около 20 кВ/см, приблизительно в 4 раза больше, чем в момент перехода лидерного процесса в сквозную фазу.

По измерениям тока в сквозной фазе, которые сравнительно просты, поскольку теперь его можно измерять и со стороны заземленного электрода, не раз пытались построить зависимость $v_{\text{л}}(i_{\text{л}})$. Как правило, экспериментальные данные аппроксимировались степенной функцией $v_{\text{л}} = k_v i_{\text{л}}^a$. Например, в [6.9] принято $a = 0,66$, а коэффициент $k_v = 0,858$ см/(мкс·А^a) для $1 < i_{\text{л}} < 22,6$ А и $k_v = 2,65$ для $85 < i_{\text{л}} < 1100$ А. Предложенное выражение является очень грубым. Оно дает скорости меньше измеренных в [6.4] при малых токах $1 \div 2$ А. Напротив, при $i_{\text{л}} = 50 \div 200$ А расчетные значения оказываются в 1,5–2 раза больше полученных экспериментально в [6.3]. На основании измерений [6.3] зависимость скорости от тока слабее: $v_{\text{л}} = k_v i_{\text{л}}^{0,5}$, $k_v = 4$ см/(мкс·А^{0,5}). Заметим, что, как и в начальной фазе, $i_{\text{л}}$ — полный ток лидера, а не ток через ту единственную из нескольких одновременно существующих лидерных головок, от которой реально растет канал.

Ясно, что ток в сквозной фазе легко ограничить последовательным включением большого сопротивления. Сопротивление порядка 10^6 Ом не даст увеличиться току более, чем до нескольких ампер или долей ампера даже при предельно высоком напряжении источника. В таких условиях напряжение на промежутке будет заметно падать по мере роста длины канала и соответствующего сокращения стримерной зоны (в сквозной фазе сумма их длин совпадает с длиной промежутка). Подбирая сопротивление, можно так сильно снижать напряжение, что канал лидера и в сквозной фазе станет двигаться столь же медленно, как и в начальной. Торможение лидера большими сопротивлениями, ограничивающими скорость до 10^6 см/с в течение всего времени развития разряда, позволило получить первые фоторазвертки процесса с помощью камеры Бойса [6.10, 6.11], при расшифровке которых и был открыт лидер лабораторной искры.

6.3. Данные о токе и заряде лидера

Минимальный ток, при котором способен непрерывно развиваться положительный лидер, составляет десятые доли ампера. Такого же порядка ток отвечает развитию лидера при наиболее низком

напряжении, достаточном для пробоя воздушного промежутка. Минимальный ток несколько возрастает с увеличением длины промежутка d , от 0,6 А при $d = 5$ м до 0,8 А при $d = 10$ м [6.4]. Все эти данные получены при измерениях тока в основании канала лидера (при размещении датчика тока со стороны анода). О токе в головке канала лидера информации нет, хотя именно этот ток связан непосредственно с условиями стримерно-лидерного перехода и скоростью лидера.

При увеличении напряжения на промежутке ток в основании канала лидера заметно возрастает — его среднее значение в промежутке 10 м поднимается от 0,8 до 9 А при 2,2-кратном перенапряжении [6.4]. Ясно, что ток в головке канала должен меняться много слабее, ибо реальная скорость лидера в тех же условиях выросла всего в 1,45 раза, а связь между скоростью и током в головке примерно $v_n \propto i^{0,5}$, может быть, немного сильнее (раздел 6.1.4). Причиной меньшего роста тока головки могло бы стать увеличение числа одновременно существующих головок. Другая причина связана с неравномерным распределением тока вдоль канала.

На неравномерность распределения тока по длинному лидерному каналу указывают многие экспериментальные факты. Главный из них — развитие лидера с нарастающей скоростью при резко падающем (до нуля!) токе в основании канала (рис. 6.6). Такой ход процесса удается наблюдать в сквозной фазе лидера при быстро снижающемся напряжении на промежутке. Увеличение скорости требует обязательного роста тока через головку канала, где собственно и рождается новый участок лидера. При нулевом токе головки процесс вообще не может идти. Приходится допустить, что токи в начале и в основании канала различаются не просто количественно, но и по тенденциям изменения. Поясним это на простейшей модели, подобной простейшей модели стримера, которой мы неоднократно пользовались выше. Пусть лидерный канал — идеально проводящий и его потенциал равен потенциалу анода U_a . Будем оперировать средней погонной емкостью канала \tilde{C} , которая складывается из емкости самого канала длины $L(t)$ и чехла заряда вокруг него (реально — последняя большая первой). Если i_0 и i_1 — токи в основании канала и сразу за головкой, то

$$i_0 = \frac{d(\tilde{C}LU_a)}{dt} = \tilde{C}U_a v_n + \tilde{C}L \frac{dU_a}{dt} = i_1 + \tilde{C}L \frac{dU_a}{dt}. \quad (6.3)$$

Ток в основании обращается в нуль при скорости снижения напряжения $|A_U| = -dU_a/dt = i_1/(\tilde{C}L) = U_a v_n/L$. При $i_1 \approx 1$ А и полной емкости лидера $\tilde{C}L = 100$ пФ, характерной для канала длиной в несколько метров, это дает предельное значение $|A_U| = 10$ кВ/мкс,

что вполне реально для многих экспериментов в длинных воздушных промежутках, где используется так называемый стандартный грозовой импульс $1/50$ с фронтом 1 мкс и длительностью 50 мкс (по уровню $0,5$).

Из (6.3) видно и обратное — ток в лидерном канале должен увеличиваться от начала к основанию, если на промежуток подано нарастающее во времени напряжение. Сразу отметим исключительную практическую важность этого явления. Благодаря росту тока источник внедряет в канал дополнительную энергию, за счет чего повышаются температура и проводимость канала. При прочих равных условиях лидер получает возможность развиваться при более низком напряжении, и электрическая прочность промежутка уменьшается. Мы рассмотрим всю последовательность событий в гл. 7. Сейчас же обращаем внимание на то, что для пробоя длинного промежутка при минимальном напряжении на него нужно воздействовать нарастающим, а не прямоугольным или снижающимся импульсом.

Развитие лидера в начальной фазе сопровождается непрерывным внедрением заряда в промежуток. Его количество может во много раз превосходить заряд электрода, от которого стартовал лидер, поэтому начальное распределение поля в промежутке резко искажается. В частности, ослабляется поле перед лидерной головкой, где формируется стримерная зона, определяющая ток лидера (раздел 6.2.1). В таких условиях закономерно «стремление» лидера двигаться в направлении максимального вектора суммарного поля, обходя уже существующую стримерную зону перед своей головкой. Такого рода явление описано в [6.7], где наблюдался положительный лидер длиной до 45 м. В покадровом режиме регистрации с помощью электронно-оптического преобразователя удается наблюдать вращение стримерной зоны, при котором она описывает широкий конус перед головкой лидера. При этом поворот идет не плавно, а прерывисто. Непосредственно в момент поворота, когда стримеры движутся в новом месте, еще не заполненном объемным зарядом, ток и скорость лидера заметно возрастают. При этом головка описывает как бы винтовую линию вокруг оси, задающей общее направление траектории.

Многочисленными экспериментами установлено, что минимальный погонный заряд лидера τ_{\min} соответствует условиям пробоя промежутка при минимальном напряжении. Усредненное значение $\tau_{\min} \approx 0,3 \div 0,4$ мкКл/см [6.4, 6.7, 6.12]; в [6.4] отмечено некоторое его увеличение с ростом влажности воздуха (примерно от $0,2 \div 0,3$ мкКл/см при влажности $(0,4 \div 0,7) \cdot 10^{-5}$ г/см³ до $0,4 \div 0,5$ мкКл/см при $(1,3 \div 1,5) \cdot 10^{-5}$ г/см³). В условиях, не отвечающих минимуму электрической прочности, погонный заряд лидера может быть в несколько раз больше минимального, а у таких предельно длинных каналов, как лидер молнии, — на порядок

больше. Соответственно заряду возрастает и средний ток в канале $i_n \approx v_n$. У той же молнии (при скорости $\sim 10^7$ см/с) он достигает 100 А вместо типичного значения порядка 1 А у лабораторной искры в оптимальном режиме развития.

Ток лидера резко возрастает после перехода процесса в сквозную фазу. Если источник напряжения обладает большой энергоемкостью и низким внутренним сопротивлением, так что напряжение на промежутке не снижается, ток может превысить $10^2 + 10^3$ А. Ток тем больше, чем короче промежутки и выше потенциал головки канала лидера. Последняя зависимость, очень сильная, характеризуется следующими цифрами:

Потенциал головки, кВ	400	750	1200
Ток лидера, А	2	50	200

Эти данные получены в промежутке шар—плоскость длиной 1 м при радиусах анода $12,5 + 50$ см [6.3]. Из-за малости длины канала в момент измерения потенциал его головки почти не отличается от потенциала анода, который и измерялся. Физические причины резкого повышения тока в сквозной фазе будут разъяснены в разделе 6.8.

6.4. Экспериментальные оценки электрических полей в канале и стримерной зоне лидера и потенциала его головки

Это очень важные параметры. Если знать средние поля в канале E_n и в стримерной зоне E_c (или потенциал головки лидера U_r), можно оценить пробивное напряжение промежутка длиной d :

$$U_{пр} = E_c L_c + E_n (d - L_c), \quad U_r \sim E_c L_c, \quad (6.4)$$

ибо длина стримерной зоны L_c в многометровых промежутках при минимальном пробивном напряжении меняется не слишком сильно, будучи равной $2 + 3$ м в воздухе при нормальных условиях.

6.4.1. Поле в стримерной зоне. Начнем со стримерной зоны, поскольку мы уже подробно обсудили условия распространения стримеров (гл. 5). Среднее поле в стримерной зоне можно определить, подавая на промежуток d достаточно крутой импульс напряжения (с длительностью фронта в единицы микросекунд) и фиксируя амплитуду U_a , при которой стримеры начальной вспышки импульсной короны достигают противоположного электрода. Еще во время полета стримеров от высоковольтного электрода может

стартовать и лидерный канал, но его длина L к моменту пересечения стримерами промежутка не будет большой. Вилка значений $U_a/d < E_c < U_a/(d - L)$ определяет среднее поле в стримерной зоне E_c с удовлетворительной точностью. Выше уже отмечалось, что в воздухе при нормальных условиях $E_c \sim 4,5 + 5$ кВ/см, причем длина обследованных промежутков доходит до 10 м. При понижении плотности воздуха среднее поле E_c падает несколько быстрее, чем сама плотность. Эксперименты в промежутках длиной до 5 м, выполненные в условиях высокогорья при относительной плотности $\delta_v = 0,7$, дали $E_c = 2,8 + 3,0$ кВ/см [6.13], практически то же, что было получено в лабораторных условиях при $d = 0,5$ м и той же δ_v (рис. 5.5). Надо полагать, крайне слабая зависимость среднего поля E_c от длины промежутка является общим свойством стримерной зоны лидера. Это свойство очень облегчает оценки электрической прочности воздушной изоляции.

Косвенное указание на равномерное распределение поля в стримерной зоне дают измерения скорости распространяющихся там стримеров — все они движутся равномерно. В [6.14] предпринята попытка прямых регистраций поля, которые привели к тому же заключению. Эксперимент был поставлен в промежутке стержень—плоскость длиной до 20 м при положительном импульсном напряжении с длительностью фронта от 15 до 300 мкс. Датчик поля был основан на эффекте Поккельса. Источником света служил лазер с длиной волны излучения 0,86 мкм. Излучение подводилось к цилиндрическому кристаллу силиката висмута длиной 8 мм и радиусом 1,5 мм и отводилось от него к приемнику света волоконными световодами. Датчик калибровался в промежутке с известным полем и имел чувствительность не хуже 50 В/см. К сожалению, ни в одной из своих публикаций авторы эксперимента не указывают верхнего предела регистрируемого поля, который лимитируется искажениями от заряда локальной короны с граней кристалла. На рис. 6.7 показана типичная осциллограмма аксиального поля при размещении датчика на оси промежутка длиной 4 м в точке, удаленной от анода на 1,2 м. Можно видеть следующее. Поле нарастает до момента времени t_1 , пока стримерная зона приближается к датчику, и

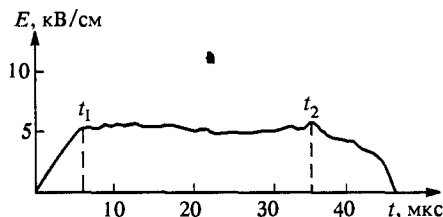


Рис. 6.7. Осциллограмма напряженности электрического поля в разрядном промежутке стержень—плоскость длиной 4 м при развитии положительного лидера. Импульс напряжения 15/7500 мкс; датчик расположен на оси промежутка на расстоянии 1,2 м от анода

достигает приблизительно 5 кВ/см. От момента t_1 до момента t_2 , пока датчик находится внутри стримерной зоны перед головкой лидера, поле почти неизменно. Оно начинает монотонно падать после того, как мимо датчика проходит головка лидерного канала. Те же 5 кВ/см были получены и в пространстве, занятом начальной вспышкой импульсной короны, предшествующей лидеру, причем и там во время пролета стримеров мимо датчика поле стабилизировалось, а его величина не зависела от того, как далеко от анода располагалась точка измерения.

Снижение поля после пролета мимо датчика лидерной головки — прямое указание на то, что напряженность в канале лидера меньше, чем в стримерной зоне. Конечно, поле около канала отнюдь не равно продольному полю внутри канала, но разница между ними при близком размещении датчика вряд ли может быть большой. По времени уменьшения поля Δt и скорости лидера можно судить о протяженности переходного участка, в пределах которого слабопроводящие стримеры преобразуются в установившийся лидерный канал. В [6.14] средняя скорость лидера на начальном участке около 1 м составляла $v_d \approx 4$ см/мкс, а время $\Delta t \approx 15$ мкс. Это значит, что длина переходного участка канала $\Delta l = v_d \Delta t \approx 60$ см. Знак неравенства поставлен не случайно. В промежутке 4 м при импульсном напряжении с фронтом 15 мкс, для которого выполнены измерения, лидерный процесс быстро переходит в сквозную фазу, а потому скорость лидера интенсивно нарастает по мере его приближения к катоду, так что значения v_d и Δl скорее всего занижены, возможно даже в несколько раз. Не исключено, что переходный участок простирается на несколько метров за головкой. Это нельзя упускать из виду, скажем, при рассмотрении пробоя воздушных изоляционных промежутков высоковольтных линий электропередачи, где гирлянды изоляторов имеют длину 5 ÷ 6 м, иногда и меньше. В таких промежутках длина канала лидера до перехода в сквозную фазу не превышает 3 м, т. е. установившийся режим в лидерном канале так и не успевает наступить. Это создает дополнительные сложности при расчете пробивных напряжений — при вычислении напряжения на канале приходится учитывать достаточно резкое снижение продольного поля от его головки к основанию.

6.4.2. Поле в канале и потенциал головки. Прямых измерений распределения поля в канале до сих пор нет. Немногочисленны и косвенные экспериментальные оценки. Вопрос о среднем поле в канале лидера — предмет длительных и во многом безрезультатных дискуссий. Точки зрения, которые здесь высказывались, различаются столь сильно, что их, казалось бы, невозможно совместить. Например, в классической экспериментальной работе [6.15], где впервые даны четкие представления о структуре и механизме лидера,

каналу в воздухе с момента возникновения приписываются дуговые градиенты — 55 В/см. Такой результат — следствие ошибочной трактовки осциллограмм напряжения на разрядном промежутке, перекрытом лидером. Напротив, в [6.16, 6.17] из экспериментов выводятся значения почти на 2 порядка большие. Авторы этих работ наблюдали за развитием лидера при импульсном напряжении 1/40 мкс (когда стримерная зона с момента появления лидера пересекает промежуток) и применяли частичный срез напряжения при строго фиксированной длине канала L . Глубина среза подбиралась минимальной, которая останавливает разряд. По разности между остаточным напряжением на промежутке и напряжением в стримерной зоне, среднее поле в которой принималось 5 кВ/см, вычислялись напряжение на канале лидера $U_{\text{л}}$ и среднее продольное поле в нем $E_{\text{л}} = U_{\text{л}}/L$. Было получено $E_{\text{л}} \sim 2 \div 4$ кВ/см, причем $E_{\text{л}}$ тем меньше, чем длиннее канал и, следовательно, больше его время жизни.

Обсуждаемые измерения проведены при токе лидера порядка 100 А и времени формирования разряда не больше 20 мкс. Такие условия типичны для сквозной фазы и совершенно не характерны для начальной, более важной при определении электрической прочности многометровых промежутков. Для начальной фазы метод частичного среза напряжения вообще не пригоден, ибо кроме канала и стримерной зоны напряжение падает и на части промежутка еще свободной от разряда. Последнее вносит неопределенность в расшифровку измерений во всех случаях, за исключением момента перехода процесса в сквозную фазу, когда стримерная зона как раз касается заземленной плоскости.

Измерения подобного рода, но сделанные в момент касания, описаны в [6.18] для промежутков длиной 3 ÷ 5 м при положительных медленно нарастающих импульсах напряжения с длительностью фронта 150 ÷ 300 мкс. Точность этих измерений низка. Искомая величина получается как разность двух очень близких величин. Даже малая ошибка в определении длин канала, стримерной зоны или в выборе поля $E_{\text{с}}$ становится заметной. Тем не менее, подобную оценку приходится проводить, чтобы компенсировать недостаток экспериментальных данных.

В [6.4] для оценки поля в канале лидера применен еще более косвенный метод. На промежуток d подавались напряжения $U_{\text{а}}$ ниже пробивного, при которых развитие лидера прерывалось при длине канала $L < d$. В эксперименте измерялись эта длина и заряд, внедренный в промежуток за полное время развития лидера. Далее следовал теоретический расчет. Заряд размещался равномерно на поверхности цилиндра длины L и некоего выбранного радиуса и на поверхности полусферы того же радиуса с центром в головке лидера. Так моделировались чехол заряда лидера и стримерная зона.

Вычислялся потенциал головки U_r как сумма потенциалов, создаваемых зарядами электрода, чехла и стримерной зоны. Среднее поле в канале оценивалось как $E_d \approx (U_a - U_r)/L$. Для лидера, который развивался от сферического анода радиусом 30 см в промежутке $d = 10$ м под действием импульсов напряжения 600/10 000 мкс различной амплитуды, получилось:

L , м	1,0	2,0	3,0	4,0	5,0
E_d , кВ/см	9	5	3,3	2,3	1,7

Главную погрешность в оценку такого рода, по нашему мнению, вносит расчет составляющей U_r , обусловленной объемным зарядом чехла и стримерной зоны. По расчетам [6.4] она получается неправдоподобно маленькой — меньше 400 кВ. Полный потенциал головки по расчетам [6.4] не превышает 800 кВ и несколько уменьшается с ростом лидера; $U_r \approx 600$ кВ при $L = 5$ м. Эта величина явно противоречит оптическим регистрациям, согласно которым непосредственно перед сквозной фазой стримерная зона лидера имеет длину около $L_c = 3$ м, и потому напряжение на ней, а следовательно, и потенциал головки не ниже $E_c L_c = 1400$ кВ, где $E_c \approx 4,65$ кВ/см — среднее поле в стримерной зоне. Трудно придумать причину для того резкого увеличения заряда в промежутке на 1,5 ÷ 2-х последних метрах развития лидера перед сквозной фазой, которое способно было бы удвоить потенциал головки. Это заставляет относиться с сомнением к оценкам E_d в [6.4], несмотря на то, что они часто цитируются в литературе. Скорее всего, реальные значения E_d заметно ниже.

Несколько меньше произвольных допущений использовано в [6.19], где описаны измерения параметров лидера со стабилизированным током. Для этой цели напряжение к промежутку стержень—плоскость с $d = 1$ м подавалось через большое (до 1 МОм) балластное сопротивление, такое, чтобы после перехода к сквозной фазе ток лидера нарастал возможно медленнее. Для последующей обработки отбирались только те разряды, у которых и в начальной, и на большей части сквозной фазы лидер развивался при почти неизменном токе. Стабильность тока косвенно указывает на неизменность условий распространения стримеров перед головкой лидера, ибо ими в основном определяется ток лидера. Поэтому можно предположить, что в условиях эксперимента среднее поле в стримерной зоне не меняется и при сокращении ее длины (в сквозной фазе) остается примерно таким же, как в момент касания стримерами заземленной плоскости.

При обработке экспериментальных данных для фиксированного момента времени t считывались напряжение на промежутке $U(t)$,

длина стримерной зоны $L_c(t)$ и проекция длины канала лидера на вертикальную ось промежутка $L(t)$. В момент контакта стримерной зоны с катодом среднее поле в канале оценивалось как

$$E_{\text{л}}(t) = \frac{U(t) - E_c L_c(t)}{L(t)}, \quad (6.4)$$

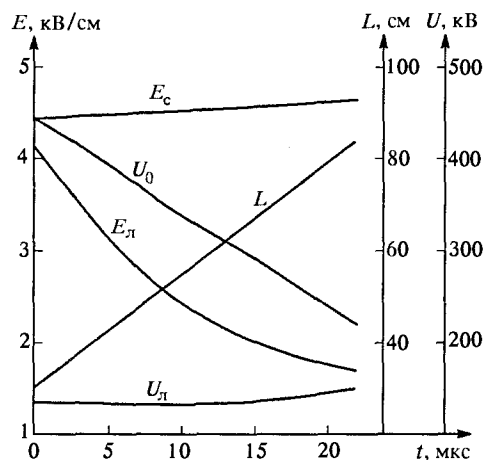
причем для среднего поля в стримерной зоне принималось $E_c = 4,65$ кВ/см. Результат оценки $E_{\text{л}}$ достаточно точен, поскольку напряжения на канале и стримерной зоне оказываются сравнимыми. В момент контакта канала с катодом все напряжение на промежутке считалось приложенным к каналу: $E_{\text{л}}(t) = U(t)/d$. Погрешность этой оценки также не велика, ибо действие балластного сопротивления не позволяло лидеру ускоряться и момент его контакта с плоскостью фиксировался при помощи электронно-оптического преобразователя достаточно точно, с точностью до размера головки на развертке изображения во времени.

Меньшая точность отличала две другие операции. В первой из них среднее поле в канале во время самой сквозной фазы оценивалось по той же формуле и с тем же E_c . Другая операция позволяла оценить среднее поле не во всем канале, а вблизи анода. Пусть за время $t_2 - t_1$ канал вырос на ΔL . Можно предположить, что при стабилизированном токе лидера полный канал лидера в момент времени t_1 не отличается по своим характеристикам от участка канала той же длины $L(t_1)$ (начиная от головки) в момент времени t_2 . Тогда изменение напряжения на промежутке $\Delta U = U(t_2) - U(t_1)$ определяется сокращением стримерной зоны на ΔL (поскольку дело происходит в сквозной фазе) и напряжением на участке канала точно такой же длины у анода: $\Delta U = -E_c \Delta L + E_{\text{л}} \Delta L$. Отсюда $E_{\text{л}} = E_c + \Delta U / \Delta L$.

Все измерения выполнены при положительном импульсном напряжении с длительностью фронта 150 мкс. После старта лидер существовал во вспышечной форме и только последние $10 + 15$ мкс перед сквозной фазой двигался непрерывно. В момент контакта стримеров с катодом $L \approx 30$ см. Сквозная фаза до перекрытия промежутка длилась в среднем 25 мкс. Оцененные значения поля в канале относятся к току лидера $1 + 1,5$ А. За $2 + 3$ мкс до пробоя стабилизация нарушалась и ток мог подняться до 4 А. В момент перехода в сквозную фазу (т. е. через $10 + 15$ мкс непрерывного развития) $E_{\text{л}} \sim 2,5 + 4,5$ кВ/см; меньшие числа относятся к более длительным временам. В конце сквозной фазы поле $E_{\text{л}}$ падало до 1,2 кВ/см. Это примерно в 7 раз меньше, чем по оценкам [6.4] для лидера той же длины 1 м. Поле $E_{\text{л}}$ снижалось во времени с замедляющейся скоростью. При этом падение напряжения на канале $U_{\text{л}}$

почти не менялось (рис. 6.8), хотя его длина за время регистрации утраивалась.

В самом старом участке канала у анода длиной 10–15 см при токе 1 А в момент перехода процесса в сквозную фазу согласно описанным



оценкам продольное поле примерно 1,2 кВ/см, в 3 раза меньше, чем в среднем по всему каналу. Это указывает на сильное изменение поля вдоль канала. Непосредственно за головкой поле может быть даже больше, чем $E_c \sim 4,5 \div 5$ кВ/см в стримерной зоне, иначе не получить средней величины 3,5 кВ/см, которую дает эксперимент для канала длиной 30 см.

Надо полагать, наиболее надежную экспериментальную оценку потенциала головки дают измерения, выполненные в момент контакта стримерной зоны с плоским катодом. Длина стримерной зоны измерялась при этом с помощью электронно-оптического преобразователя.

Рис. 6.8. Параметры лидерного процесса в промежутке 1 м при $t_{\text{фр}} = 150$ мкс: U_0 — напряжение на промежутке; L — длина канала лидера; $U_{\text{л}}$ — падение напряжения на канале; $E_{\text{л}}$, $E_{\text{с}}$ — средние поля в канале и стримерной зоне

Такого рода оптические регистрации, весьма надежные и информативные, выполнены в ряде лабораторий [6.20–6.22, 6.18, 6.4] и дают точность около 10%. Как пример, сошлемся на данные [6.18] для промежутков длиной $d \sim 5 \div 15$ м, напряжение на которых U_0 за время развития разряда нарастало со средней скоростью около 5 кВ/мкс. Из них можно извлечь ряд характеристик лидера. Они собраны в таблице:

d , м	U_0 , МВ	$L_{\text{с}}$, м	L , м	$U_{\text{г}}$, МВ	$E_{\text{л}}$, кВ/см
5	1,3	2,3	2,7	1,1	0,75
10	1,9	3,2	6,8	1,5	0,59
15	2,2	3,6	11,4	1,7	0,44

В ней представлены длина стримерной зоны в момент касания с катодом $L_{\text{с}}$, длина аксиальной проекции канала $L = d - L_{\text{с}}$, потенциал головки $U_{\text{г}}$, который вычислен как $U_{\text{г}} = E_{\text{с}}L_{\text{с}}$ с $E_{\text{с}} = 4,65$ кВ/см. В сквозной фазе вся разность потенциалов между головкой и

плоским катодом ложится на стримерную зону, и среднее поле в ней не ниже E_c . В момент начала сквозной фазы оно, скорее всего, близко к этой величине. По известному напряжению на промежутке среднее поле в канале можно оценить как $E_{\text{л}} = (U_0 - U_{\text{г}})/L$. К сожалению, точность такой оценки не велика, так как $U_0 - U_{\text{г}}$ представляет собой малую разность больших величин. Тем не менее, в качественном отношении результат получается вполне убедительным: среднее поле в канале монотонно снижается по мере его удлинения. Это и естественно, поскольку в более старых и более нагретых участках канала поле ослабевает, имея тенденцию приближаться к дуговому. При скорости лидера $v_{\text{л}} \sim 1,5 \div 2$ см/мкс время развития лидера в наиболее длинных из указанных промежутков составляет $0,5 \div 0,7$ мс, что оказывается достаточным для падения среднего поля до уровня $0,5$ кВ/см. Реально среднее поле в канале может быть еще слабее, так как истинная длина канала увеличивается на $25 \div 35\%$ искривлениями его траектории.

6.4.3. Эксперимент с коротким искровым каналом. При изучении сверхдлинных лидеров важно знать, каково поле в канале, живущем не десятки, а тысячи микросекунд (миллисекунды), как канал реагирует на медленные изменения тока и быстрые броски, характерные для некоторых режимов лидерного процесса. Это трудная и до сих пор не решенная экспериментальная задача. Некоторое представление можно получить при помощи модельного эксперимента, измеряя напряжение на сравнительно коротком искровом канале после перекрытия им разрядного промежутка. Искру нужно организовать так, чтобы, развиваясь в течение нескольких микросекунд и замкнув промежуток, она впоследствии мало чем отличалась бы по своим характеристикам от отрезка длинного лидера равной длины с таким же временем жизни. Можно предположить, что при питании искры типичным лидерным током состояние плазмы в ее канале будет и дальше меняться примерно так же, как в отрезке лидера. Действительно, основными причинами возможных отличий являются приэлектродные эффекты и различные условия теплоотвода. Однако, первые не столь существенны при длине канала больше нескольких сантиметров, а различия в теплоотводе, главным образом за счет конвективной составляющей, проявлялись бы на больших временах и вряд ли будут особо значительными в миллисекундном эксперименте.

Сложность постановки опыта связана с соблюдением весьма жестких требований к постановке эксперимента. Используя генератор с очень большим внутренним сопротивлением, нетрудно организовать нужный режим энергоснабжения разряда, пока он движется по короткому промежутку и стабилизировать ток на заданном уровне после перекрытия, но непосредственно в момент перекрытия на искровой канал разряжаются собственные емкости электродов,

делителя напряжения, соединительных проводов. Запасенная в них энергия выделяется в канале и нагревает его. Проводимость канала может резко возрасти. Чтобы не допустить этого и сохранить канал почти в том же виде, что и до перекрытия, все указанные емкости нужно сделать предельно малыми или отделить от промежутка большими сопротивлениями.

В [6.12] исследовался разряд между тонкими стержневыми электродами в промежутке длиной 7 см. Хотя для измерения напряжения на канале после перекрытия использовался очень высокоомный делитель, его время ответа не превышало 10 мкс благодаря аналоговому преобразователю электрического сигнала в световой и оптическому каналу передачи информации. В течение всего времени регистрации канал питался стабилизированным током, величина которого в различных опытах варьировалась от 0,05 до 10 А. Время регистрации достигало нескольких миллисекунд. Начальное надежно регистрируемое поле в канале при малых токах составило $1 \div 2$ кВ/см — примерно столько же, как в «молодом» лидере. Типичная осциллограмма среднего поля при стабилизированном токе показана на рис. 6.9а.

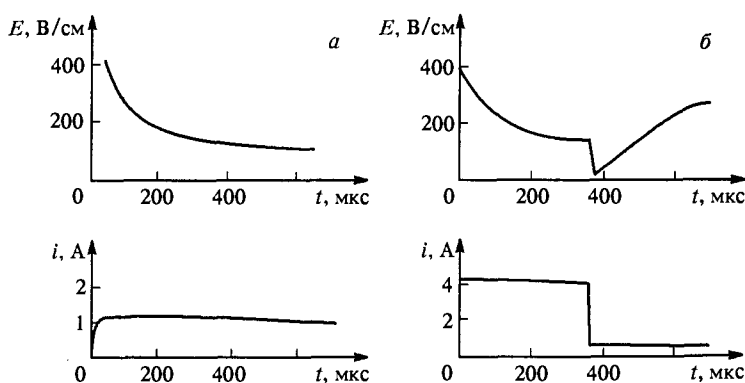


Рис. 6.9. Моделирование лидера коротким искровым каналом. Осциллограммы среднего поля в канале при стабилизированном токе (а) и при резком снижении тока (б)

За $1 \div 2$ мс (несколько быстрее при более сильных токах) среднее поле в канале снижается до установившегося уровня, зависящего от тока. Зависимость аппроксимируется выражением

$$E = 32 + \frac{52}{i} \text{ В/см, } i [\text{А}]. \quad (6.5)$$

Это близко к тому, что имеет место в канале стационарной дуги.

Для оценок состояния лидера при всплывающей форме важна реакция канала на очень быстрое понижение тока от начального до нового уровня. Подобная реакция также была изучена в описанном эксперименте. При этом поле в канале сначала столь же резко падает, поскольку для изменения температуры и проводимости

плазмы требуется время (рис. 6.9б). Потом по мере охлаждения газа поле постепенно поднимается до нового стационарного уровня, отвечающего (6.5). Время перехода к новому стационарному состоянию имеет порядок 100 мкс. Оно тем больше, чем больше энергии вложено в канал до снижения тока. На скачкообразное увеличение тока канал реагирует в 5–10 раз быстрее.

6.5. Диаметр и расширение лидерного канала

Что бесспорно следует из экспериментов, так это факт газодинамического расширения канала. Первые сведения о скорости расширения дали временные развертки изображения канала через узкую поперечную щель. Еще полвека назад было установлено, что при крутизне роста тока лидера около 10^6 А/с канал расширяется со скоростью $u_r \sim 10$ м/с от начального «оптического» (видимого) диаметра, близкого к 10^{-2} см [6.23]. Дозвуковые скорости при слабых токах были потом зарегистрированы с помощью электронно-оптического преобразователя с высоким временным и пространственным разрешением (порядка 10^{-2} см). Так, при медленно меняющемся токе $1 \div 4$ А канал расширяется со средней скоростью 60 м/с и за $25 \div 30$ мкс его оптический диаметр достигает $d_{\lambda} \approx 0,25$ см [6.19]. На расширение канала со скоростью около 18 м/с при положительном импульсе напряжения 130/3000 мкс с амплитудой 885 кВ указано в [6.8]. Наибольшие «оптические» диаметры ($0,4 \div 0,8$ см) зарегистрированы в [6.4] по статическим фотографиям лидера в промежутке 10 м (при обработке фотографий анализировалась микроскопическая структура изображения на пленке и по условному уровню выделялась зона его максимальной плотности). Какой-либо связи d_{λ} с током лидера или переносимым им зарядом не обнаружено. К сожалению, авторы [6.4] не сообщают о пространственном разрешении применявшейся оптики.

Канал расширяется тем быстрее, чем больше скорость нарастания лидерного тока. Об этом можно судить по таблице, в которой представлены экспериментальные данные из [6.24]. Они получены при развитии лидера с непрерывно нарастающим током:

Крутизна тока, А/с	$3 \cdot 10^6$	$2 \cdot 10^7$	$8 \cdot 10^7$	$5,5 \cdot 10^8$
Ток лидера, А	4+30	12+120	40+360	80+900
Время жизни канала, мкс	12	7	4,5	1,7
Скорость расширения, м/с	~ 30	~ 60	~ 100	~ 300

Только при $di/dt > 10^8$ А/с и $i > 100$ А, скорость расширения канала приближается к звуковой. В «обычных» условиях, при значительно

медленнее меняющихся токах $1 \div 10$ А, расширение идет медленно, а это дает основание предполагать, что давление в канале приблизительно такое же, как в окружающем газе. Последний вывод важен для формирования представлений о процессах рождения и гибели электронов в лидерной плазме. Постоянство давления при нагреве указывает на уменьшение плотности газа в канале. При умеренном нагреве пропорционально плотности снижается поле, нужное для ионизации электронным ударом.

Оптический диаметр мало что говорит о распределении тока по сечению лидера. В этом отношении информативнее представления о так называемом «термическом» диаметре, который регистрируют теневым методом [6.4]. Метод дает представление о том ядре канала, где выделяется основная доля энергии. Погрешность измерений оценивается в 0,01 см. По данным [6.4] в промежутке длиной 1,5 м за время развития лидера при положительном импульсном напряжении с $t_{\text{фр}} = 30$ мкс «термический» диаметр канала у анода увеличивался от 0,03 см до 0,18 см, что заметно меньше светового диаметра. Очень хотелось бы иметь прямые измерения газовой температуры в наиболее нагретой области канала. К сожалению, таких данных пока нет.

6.6. Сопоставление параметров лидера и стримера

Такое сопоставление полезно хотя бы для того, чтобы рассеять популярную иллюзию о типично хилом стримере со слабым током и мощном лидерном образовании. Пожалуй, с тока и следует начать. У лидера в начальной фазе развития (а это основная фаза в случае длинных разрядов) ток в основании канала близок к 1 А; он может достигать и нескольких ампер, но редко больше. Такие же токи легко получить у стримеров. Высокого напряжения для этого не требуется. Например, моделирование катодонаправленного стримера от сферы радиусом 1 см при прямоугольном импульсе напряжения с амплитудой 100 кВ дает $i_{\text{max}} \approx 5$ А. Известные эксперименты [6.26] не оставляют сомнений в достоверности такого результата. Можно организовать стример с током 10 и даже 100 А. Это подтверждают и численное моделирование, и эксперименты. Заметим, что столь больших токов неизмеримо легче добиться у стримера, чем в начальной фазе лидерного процесса, где ток в 100 А характерен только для лидера молнии с потенциалом головки лидера в десятки мегавольт. Итак, судя по характерной величине тока скорее лидер (в начальной фазе), а не стример следует отнести к слабым газоразрядным образованиям. Впрочем, не является редким исключением и очень маломощный стример. При скорости, близкой к минимальной, ток стримера падает до $10^{-2} \div 10^{-3}$ А. Такие стримеры наблюдались, например, в воздушных промежутках

с однородным полем около 5 кВ/см [6.27]. Не исключено, что они характерны и для стримерной зоны лидера при столь же низком среднем поле.

Теперь о плотности плазмы в канале. Ни в лидерном, ни в стримерном каналах ее так и не удалось измерить непосредственно. Но по косвенным данным оценить n_e можно. Для этого достаточно знать ток, продольное поле в канале и иметь представление о его радиусе. Следует ориентироваться на «термический» радиус лидера, ибо он ближе к радиусу токового сечения, чем «оптический». По данным [6.4] примем $r_d = 0,1$ см. Кстати, эта величина характерна и для стримера при не слишком высоком напряжении. Току лидера $i = 1$ А в основании длинного канала у анода соответствует поле $E_d \approx 1$ кВ/см [6.19]. Уточнять его сейчас бессмысленно, так как нам все равно неизвестна плотность газа в канале N , между тем скорость дрейфа электронов $v_e \sim E/N$. Если плотность газа в канале $\delta_v \approx 0,1$ по отношению к нормальной, что соответствует вполне умеренной для лидера температуре $T = 3000$ К (при численном моделировании оперируют и вдвое большими величинами), то $E/N \approx 4 \cdot 10^{-16}$ В·см² и $v_e \approx 6 \cdot 10^6$ см/с. Отсюда $n_e = i/(\pi r_d^2 e v_e) = 3,3 \cdot 10^{13}$ см⁻³. Плотность n_e будет еще меньше, если взять более высокие температуру, поле или оптический радиус вместо «термического». Таким образом, оцененная плотность плазмы скорее завышена, чем занижена. Но величина $n_e \approx 3 \cdot 10^{13}$ см⁻³ вполне ordinarily для стримерной плазмы. Расчеты дают для стримеров и на порядок большие значения. Как видим, в отношении плотности плазмы стример снова не уступает лидеру. Среднее продольное поле в длинном стримере в воздухе, близкое к 5 кВ/см, даже больше, чем у лидера. Если и стримерный ток не меньше лидерного, то мощность энерговыделения в единице длины канала стримера также может быть даже более высокой, чем у лидера.

Итак, в предельных цифрах преимуществ у лидера нет — на спринтерских временных «дистанциях» он проигрывает стримеру практически по всем параметрам. Достоинства лидерного процесса проявляются только на больших «дистанциях», когда требуется долго удерживать ток, долго сохранять электроны в плазме, долго внедрять в канал пусть не слишком большую, но не иссякающую во времени энергию. Для таких целей стример мало пригоден. Формируя стример, быстрая волна ионизации может развить очень большую мгновенную мощность и оставить за своим фронтом весьма плотную плазму. Но энергии, выделяющейся в канале стримера в течение короткого времени его роста, не хватает для нагрева газа и стример остается холодным. Электроны в канале не воспроизводятся, напротив, в воздухе их плотность быстро снижается в реакциях прилипания и рекомбинации с кластерными ионами.

В примере со стримером от сферического анода радиусом 1 см, о котором говорилось в начале раздела, ток в основании канала падает на порядок всего за 0,02 мкс, а рассеиваемая там мощность — за 0,01 мкс. Через 0,1 мкс после старта n_e уменьшается на два порядка. Для лидера же 0,1 мкс — мгновение. За такое время он вырастает на миллиметр, а предстоит ему пройти, может быть, десятки метров.

Преимущества лидера связаны не с величинами плотности плазмы, тока и мощности — повторяем, по предельным значениям этих параметров лидер может и отставать от стримера. Решающее значение имеет способность лидера сохранять ток и мощность на уровне начальных значений в течение многих десятков микросекунд и даже миллисекунд. Благодаря медленности лидерного процесса газ успевает нагреваться до нескольких тысяч градусов, от чего запасенная в молекулярных колебаниях энергия быстро переходит в тепло, рекомбинация резко замедляется, прилипание электронов компенсируется отлипанием. Появляется возможность восполнять убыль электронов за счет ионизации в относительно слабом продольном поле канала, чему способствует низкая плотность расширившегося горячего газа, изменение его состава, а потом и термическая ионизация. Причину всего этого можно выразить и другими словами — благодаря большой эффективной емкости в единице длины лидерного канала выделяются гораздо ббльшие энергии, чем в стримере (ср. с разделом 3.3.1). К вопросу о происхождении этой емкости мы сейчас и перейдем.

6.7. Заряд стримерной зоны и чехла лидера

О чехле — этом важном элементе лидера — почти нет экспериментальных данных. Измеряют полный заряд чехла и рассчитывают заряд на единицу длины канала — тем дело и кончается. Правда, из экспериментов можно еще извлечь сведения о длине и наибольшем радиусе стримерной зоны. Последний дает представление о радиусе чехла. О пространственном распределении заряда можно судить только при помощи очень грубых расчетов, сделанных по результатам регистраций поля на заземленной плоскости (раздел 4.6.2). Трудно представить, какая часть заряда не слишком длинного лидера сосредоточена в стримерной зоне перед головкой и сколько его находится в чехле канала, т. е. за головкой. Все это — существенные параметры процесса, с которыми связан не только ток лидера, но и величина пробивного напряжения промежутков.

6.7.1. Стримерная зона. Начнем с рассмотрения стримерной зоны, поскольку исходный заряд чехла зарождается именно в ней. Когда головка лидера вместе со своей стримерной зоной уходит

вперед, заряд, оставленный ею в данном месте пространства, теперь окружает лидерный канал и становится его чехлом. Стримеры, внедряющие в промежуток заряд, непрерывно вылетают из головки. Эксперименты говорят, что их скорость в начальной фазе лидера скорее всего постоянна и близка к минимально возможной, $v_c \sim 10^7$ см/с. Постоянство скорости указывает на то, что поле в пространстве стримерной зоны распределено более или менее равномерно, а малая величина скорости — на то, что поле это не сильное (около 5 кВ/см). Это тоже согласуется с экспериментальными данными, хотя и не вполне прямыми (раздел 6.4).

Полет стримера в стримерной зоне длиной $l \div 3$ м длится десятки микросекунд. За это время плазма в старых участках стримерного канала в большой мере распадается (см. рис. 5.23), и ток в основании стримера становится очень слабым. Заряд стримера перестает расти задолго до его остановки. В ходе дальнейшего удлинения стримера уже существующий заряд просто перетекает с более старого, но еще сохранившего проводимость участка на только что созданный. У медленного катодонаправленного стримера в таких условиях положительный заряд сосредотачивается только в головке и на небольшой длине $v_c \Delta t \sim 1 \div 10$ см за нею, где $\Delta t < 10^{-6}$ с — время распада плазмы в холодном воздухе, $v_c \sim 10^7$ см/с. В остальной части канала положительного заряда почти нет, напротив, в результате поляризации плазменного отрезка, сохранившего проводимость, там может быть даже отрицательный заряд небольшой погонной плотности (рис. 5.23). Тем не менее, объемный заряд распределен по длине стримерной зоны более или менее равномерно из-за многочисленности стримеров, находящихся на разных стадиях своего развития.

Помимо распада плазмы существует еще одна, может быть, не менее серьезная причина сильного снижения погонного заряда каналов стримеров в стримерной зоне. Мы имеем в виду электростатическое влияние заряженных каналов друг на друга, результат которого выражен тем сильнее, чем больше каналов и меньше расстояния между ними*). Чтобы пояснить эффект, рассмотрим систему N тонких проводящих параллельных стержней радиуса r и длины $l \gg r$. Пусть все они присоединены к общему источнику напряжения U (нечто подобное как раз и случается в стримерной зоне, где источником всех стримеров является лидерная головка). Если стержни удалены друг от друга на «бесконечные» расстояния (фактически — много большие l), взаимодействия нет. Средний погонный заряд τ каждого стержня такой же, как и у одиночного (раздел 3.2.1).

*) Имея чисто электростатическую природу, этот эффект действует и в разветвленной вспышке импульсной короны, где стримеры могут быть гораздо более мощными и быстрыми и где плазма не успевает распасться так сильно за более короткое время их развития.

Он связан с потенциалом приближенным соотношением

$$U = \frac{\tau}{2\pi\epsilon_0} \ln \frac{l}{r}. \quad (6.6)$$

Сблизим стержни, разместив их внутри цилиндра той же длины l и радиуса R , такого, что $r \ll R < l$. Теперь остающийся прежним потенциал каждого из стержней (он навязан источником напряжения), например «первого», определяется не только его собственным погонным зарядом τ_1 , но и зарядами τ_k всех остальных. Повторяя вычисления раздела 3.2.1, для середины «первого» стержня получим

$$U = \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \left(\tau_1 \ln \frac{l}{r} + \sum_{k=2}^N \tau_k \ln \frac{1}{z_{1k}} \right), \quad (6.7)$$

где z_{1k} — кратчайшее расстояние между первым и k -м стержнями.

Если для пущей наглядности распределить оси всех стержней не по площади основания цилиндра, а равномерно по окружности радиуса R , то в силу идентичности условий заряды всех стержней будут одинаковыми, τ_N . Тогда прямо из равенства (6.7) видно, что τ_N меньше τ , причем тем меньше, чем больше число стержней. Например, при $l = 200$ см, $R = 50$ см, $r = 0,1$ см получается $\tau_{10} = 0,4\tau$, $\tau_{100} = 0,05\tau$. При $1 \ll N < N_{\max} = \pi R/r$ значение τ_N приближается к величине $1/N$ части погонного заряда уединенного стержня длины l и радиуса R ,

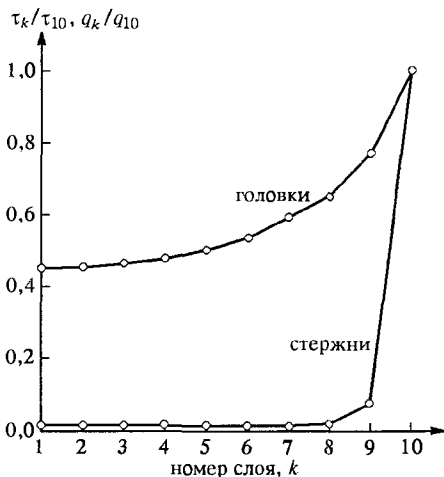


Рис. 6.10. Погонные заряды металлических стержней τ_k и заряды сфер q_k , находящихся под одним потенциалом и расположенных на расстояниях $r = kR/10$ от центральной оси. Число слоев $k_{\max} = 10$. Заряды в слоях отнесены к наружным зарядам τ_{10} , q_{10} ; $R = 50$ см, $l = 200$ см

ко быстро падает заряд стержней от наружной поверхности вглубь. Эффект взаимного электростатического влияния уменьшает и заряды головок, распределенных в объеме стримерной зоны. Однако это происходит в гораздо меньшей степени, так как взаимное

влияние двух точечных зарядов характеризуется геометрическим фактором $1/z_{1k}$, спадающим гораздо быстрее, чем в случае линейных зарядов — $\ln(l/z_{1k})$. Заряды головок, находящихся внутри объема, уменьшаются в несколько раз по сравнению с находящимися на внешней поверхности, а не на порядки величины, как у каналов (рис. 6.10).

Итак, обе отмеченные причины — снижение проводимости из-за распада плазмы и электростатическое взаимодействие — приводят к тому, что заряд многочисленных стримеров в стримерной зоне лидера сосредотачивается в большей мере в стримерных головках, но не в каналах.

Полученный результат имеет убедительное экспериментальное подтверждение. При регистрациях начальной вспышки видно, что ее стримерные ветви имеют примерно равную длину. Иными словами, их головки размещаются в достаточно узком слое (на внешней границе короны), там же сосредоточена и основная масса заряда. Последнего не могло бы быть, если бы заряд в равной мере несли не только головки, но и каналы.

Посмотрим теперь, чем определяются интегральные характеристики стримерной зоны в начальной фазе развития лидера, ее размеры и заряд Q . Это существенно, потому что поперечный размер стримерной зоны, плотность объемного заряда в ней ρ являются исходными для чехла канала. Для оценок этих величин представим лидерную систему цилиндром радиуса R , к которому примыкает полусферическая стримерная зона того же радиуса. По оси цилиндра проходит тонкий лидерный канал радиуса $r_{\text{л}}$. Он заканчивается лидерной головкой радиуса $r_{\text{г}} \ll R$, в которой находится центр полусферы ($r_{\text{л}} \ll r_{\text{г}} \ll R$); головка обладает высоким потенциалом $U_{\text{г}}$ и неким зарядом $q_{\text{г}}$, малым, как мы сейчас увидим, по сравнению с Q . Предполагаем, что состояние в системе уже установилось, т. е. структура и размеры стримерной зоны, если и меняются по мере продвижения лидера, то квазистационарным образом. Модель напоминает модель стримера в гл. 3, только там и цилиндр, и полусфера считались проводниками. Пока лидер не слишком продвинулся и канал имеет длину, сравнимую с размером R стримерной зоны, модель можно упростить еще больше, заменив чехол канала второй полусферой и окружив таким образом лидерную головку «стримерной» сферой радиуса R .

Из лидерной головки непрерывно стартуют стримеры, а это значит, что поле на ее поверхности $E_{\text{г}}$ достаточно для ионизации и потому в атмосферном воздухе не меньше $E_{\text{н}} \approx 30$ кВ/см. С другой стороны, $E_{\text{г}}$ не может и намного превышать $E_{\text{н}}$, ибо тогда поток стримеров усилился бы и их объемный заряд понизил бы поле (раздел 6.2.1). То, что $E_{\text{г}} \sim E_{\text{н}}$, теоретически и экспериментально

⁹ Базелян Э. М., Райзер Ю. П.

установлено для стационарно коронирующих электродов [6.28]. В рассматриваемом случае происходит своеобразное квазистационарное коронирование головки. При таком относительно слабом поле заряд лидерной головки $q_r = 4\pi\epsilon_0 r_r^2 E_H \sim 3 \cdot 10^{-8}$ Кл ($r_r \sim 1$ см) в состоянии обеспечить лишь малую часть ($r_r E_H \sim 30$ кВ) потенциала, у длинных лидеров на самом деле мегавольтного. Поэтому можно не интересоваться зарядом головки, считая, что ее потенциал целиком создается объемным зарядом промежутка.

Для оценки потенциала в центре «стримерной» сферы приходится задаваться каким-то распределением плотности объемного заряда ρ по радиусу. Проще всего положить $\rho = \text{const}$, но тогда мы приходим в противоречие с вытекающим из экспериментов фактом однородности поля E в основной части стримерной зоны. По теореме Гаусса с условием $E(r) = \text{const}$ согласуется распределение $\rho = 2\epsilon_0 E/r$, которое мы и примем. Если лидерная головка находится далеко от земли, ее потенциал приблизительно равен

$$U_r \approx \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_0^R \frac{4\pi r^2 \rho dr}{r} = 2ER, \quad (6.8)$$

а на внешней поверхности сферы — $U_R = Q/(4\pi\epsilon_0 R) = U_r/2$, где $Q = 4\pi\epsilon_0 ER^2$ — полный заряд сферы, $E = (U_r - U_R)/R$ — среднее поле в стримерной зоне.

Как уже отмечалось выше и как показывает эксперимент, в начальной фазе лидера стримеры в стримерной зоне движутся медленно, будучи очень «слабыми». Следовательно, поле там близко к предельному, необходимому для поддержания стримеров. В атмосферном воздухе это $E \approx E_c \approx 4,65$ кВ/см. Если напряжение на промежутке и длина канала таковы, что $U_r = 1,5$ МВ, стримерная зона согласно (6.8) имеет размер $R = 160$ см. Эта оценка находится в разумном согласии с опытом. При этих условиях полный заряд сферы $Q = 1,26 \cdot 10^{-4}$ Кл, заряд стримерной зоны $Q_c = Q/2 = 6,3 \cdot 10^{-5}$ Кл. Если средний заряд отдельного стримера в стримерной зоне лидера $q_c \approx 5 \cdot 10^{-10}$ Кл, а именно такая цифра следует из экспериментов и оценок (раздел 5.4.5), то в стримерной зоне присутствует порядка 10^5 стримеров — в среднем по одной стримерной головке на 100 см^3 . Заряд головки $q_r \approx Q(E_r/E)(r_r/R)^2 \sim 10^{-3}Q$, что и позволило им пренебречь. Кстати сказать, его в принципе нельзя найти только из электростатических соображений, ибо он определяется условиями развития газоразрядных процессов в области головки.

По мере приближения стримерной зоны к заземленной плоскости ее длина изменяется. В момент контакта стримеров с плоскостью все напряжение U_r , а не половина его, как раньше, падает на

стримерной зоне, ибо между головкой лидера и заземленной плоскостью нет иного пространства. Следовательно, длина стримерной зоны $L_c = U_r/E_c$ удваивается. Это хорошо видно на фоторазвертках лидера, если электронный затвор закрывает изображение непосредственно в момент перехода к сквозной фазе (рис. 6.5а, б). Такая сильно вытянутая стримерная зона меньше всего похожа на полусферу. Ее приходится заменять несколько более сложной для расчетов цилиндрической моделью (раздел 6.8.2).

6.7.2. Ионизационные процессы в чехле длинного лидера.

Как уже отмечалось, радиус R и плотность заряда ρ в начальной части чехла не могут сильно отличаться от тех же параметров в объеме стримерной зоны. На этом, собственно, строилась оценка в предыдущем разделе, где стримерная зона и начальная часть чехла заменялись объемно заряженной сферой. Заряд чехла образуется множеством маленьких заряженных вкраплений — бывших стримерных головок. Эти заряды как бы застыли в своем первоизданном виде, поскольку стримерные каналы уже потеряли проводимость и гальваническая связь заряженных образований с проводящим лидерным каналом, где текут токи, практически утрачена. Казалось бы ничто не может особенно нарушить состояние в чехле за время порядка 10^{-3} с, в течение которого лидер вырастает до десятков метров (если позволяют напряжение и длина промежутка). Однако, это не так, и первопричина нарушения «спокойствия» в чехле имеет отчасти электростатическую природу.

В самом деле, допустим для простоты, что канал обладает идеальной проводимостью, а на промежуток подано постоянное положительное напряжение U_0 . Тогда потенциал канала не меняется ни по длине, ни во времени и совпадает с потенциалами головки и анода; $U_r = U_0$. Но по мере увеличения длины лидера L неизменный по плотности объемный заряд «застывшего» чехла должен создавать в канале все возрастающий потенциал φ , ибо полный заряд чехла растет вместе с L . Начиная с какой-то длины потенциал φ неизбежно превысит фактический, U_r . Это в свою очередь должно привести к оттоку заряда из канала к источнику. Заряд канала изменит знак, а его погонная плотность τ_1 станет отрицательной, чтобы обеспечить электростатическое равновесие, т. е. равенство $\varphi + \varphi_1 = U_r$, где φ_1 — потенциал, создаваемый в канале его зарядом τ_1 . На этом все дело и закончилось бы, но уже при не чрезмерно большой длине канала необходимый для равновесия заряд τ_1 оказывается по величине столь большим, что у поверхности канала возникло бы огромное обратное поле. Это поле породило бы мощную корону, которая внедряла бы в чехол отрицательный заряд, уменьшая результирующий заряд чехла. Собственно,

в действительности все так и происходит, но только более спокойным квазистационарным образом, без чрезмерно сильных обратных полей. Залогом квазистационарности служит относительная медленность развития лидера, при которой даже не слишком мощная корона обратной полярности успевает гасить обратное поле. К гиперболлизации эффектов мы прибегли, чтобы сделать более выпуклой причинную связь событий.

Обоснуем количественно высказанные соображения и найдем погонный заряд лидера, соответствующий квазистационарному состоянию. Независимо от закона радиального распределения плотности заряда $\rho(r)$ в цилиндрическом чехле потенциал φ , создаваемый этим зарядом в канале, выражается в той же форме (3.17) или (6.6) через погонную плотность заряда

$$\varphi = \frac{\tau}{2\pi\epsilon_0} \ln \frac{L}{R_{\text{эфф}}}, \quad \tau = 2\pi \int_0^R \rho(r)r dr. \quad (6.9)$$

Здесь R — фактический радиус чехла, который в нашей модели совпадает с радиусом «полусферической» стримерной зоны, а $R_{\text{эфф}}$ — эффективный радиус чехла, на котором условно сосредоточен погонный заряд. Несложное вычисление типа выполненного в разделе (3.2.1) показывает, что при $\rho(r) = \text{const}$ $R_{\text{эфф}} = R/\sqrt{\bar{e}}$ (\bar{e} — основание натурального логарифма), при $\rho = \text{const}/r$, как в стримерной зоне, $R_{\text{эфф}} = R/\bar{e}$. Поскольку φ зависит от $R_{\text{эфф}}$ только логарифмически, выбор закона $\rho(r)$ большого значения не имеет, в особенности при $L \gg R$.

Если бы состояние в чехле было «застывшим», характерная плотность и погонный заряд в чехле мало отличались бы от таковых в стримерной зоне, где согласно результатам раздела 6.7.1 $\tau_c = Q_c/R \approx \pi\epsilon_0 U_r$. Подставляя в (6.9) $\tau = \tau_c$, найдем, что $\varphi \approx (U_r/2) \ln(L/R_{\text{эфф}})$. Потенциал φ становится больше U_r при $L > \bar{e}R$ (если $\rho \sim 1/r$). Поскольку потенциал, созданный зарядом канала, равен $\varphi_1 = (\tau_1/\pi\epsilon_0) \ln(L/r_d)$, условие электростатического равновесия $\varphi + \varphi_1 = U_r$ выполняется при

$$\tau_1 = 2\pi\epsilon_0 U_r \frac{1 - (1/2) \ln(L/R_{\text{эфф}})}{\ln(L/r_d)}. \quad (6.10)$$

Например, для значений $U_r = 1,5$ МВ, $L = 10$ м, $R_{\text{эфф}} = R/\bar{e} = 0,6$ м, $r_d = 0,3$ см, получаем $\tau_1 \approx -3,8 \cdot 10^{-8}$ Кл/см. Поле у поверхности канала $E(r_d) = \tau_1/2\pi\epsilon_0 r_d \approx -245$ кВ/см действительно могло бы спровоцировать мощнейшую отрицательную корону.

Как уже говорилось, в действительности дело, как правило, обходится без подобных катаклизмов. Лидер удлиняется медленно,

при $v_d \sim 10^6$ см/с он вырастает до $L = 10$ м за $t \sim 1$ мс. Когда обратное поле превышает порог $E_{н\text{ кор}}$ для возникновения короны, а в воздухе для «провода» радиуса $r = r_d = 0,3$ см по эмпирической формуле

$$E_{н\text{ кор}} = 31 \delta_v \left[1 + 0,308 (\delta_v r [\text{см}])^{-1/2} \right] \text{ кВ/см} \quad (6.11)$$

(δ_v — относительная плотность воздуха) это около 50 кВ/см, у поверхности канала возникает корона обратной полярности умеренной интенсивности. Она внедряет в чехол заряд обратного знака по отношению к там имеющемуся. Полный заряд чехла уменьшается постепенно. В результате обратное поле у поверхности канала во время медленного развития лидера удерживается на уровне, близком к порогу коронирования $E_{н\text{ кор}}$. В этом и проявляется квазистационарность процесса.

Благодаря обратной короне погонная плотность заряда в канале $\tau_l \approx -2\pi\epsilon_0 r_d E_{н\text{ кор}}$ в действительности оказывается не слишком большой. Потенциал $\varphi_1 = -r_d E_{н\text{ кор}} \ln(L/r_d)$, который создается этим зарядом, составляет по абсолютной величине лишь небольшую долю фактического среднего потенциала канала многометрового лидера. Если $L = 10$ м, $r_d = 0,3$ см, $E_{н\text{ кор}} \approx 50$ кВ/см, то $|\varphi_1| \approx 120$ кВ составляет 8% от среднего потенциала $U \approx 1,5$ МВ. Это позволяет пренебречь составляющей φ_1 в уравнении электростатического равновесия

$$\varphi_1 + \varphi = \varphi_1 + \frac{\tau}{2\pi\epsilon_0} \ln \frac{L}{R_{\text{эфф}}} = U, \quad \tau_l \approx \frac{2\pi\epsilon_0 U}{\ln(L/R_{\text{эфф}})} \quad (6.12)$$

и с помощью второй формулы (6.12) оценивать средний погонный заряд лидера $\tau_l \approx \tau$, исходя из величины среднего потенциала U .

Таким образом, мы возвращаемся к привычной формуле (6.6) для погонного заряда (и емкости) длинного линейного проводника, понимая теперь под его радиусом эффективный радиус заряженного цилиндрического объема $R_{\text{эфф}}$, а под τ_l — фактический погонный заряд лидера (заряд чехла). При $L = 10$ м, $R_{\text{эфф}} = 0,6$ м и типичном для лабораторных разрядов $U = 1,5$ МВ получаем $\tau_l \approx 0,3$ мкКл/см — в 1,3 раза меньше среднего погонного заряда стримерной зоны, который является исходным зарядом чехла. Существенно, что вопрос о происхождении заряда чехла, которое может быть связанным не только со стримерной зоной, но и с ионизационными процессами в самом чехле, особого значения не имеет. Этот вывод позволит в разделе 6.8.1 оценить лидерный ток в начальной фазе так, как это делалось для стримера (раздел 3.2.2).

Итак, чехол — это не застывшее, а воистину «живое» образование. Его погонный заряд непрерывно меняется в процессе развития лидера. Только при достаточно быстром повышении напряжения

на промежутке заряд чехла может быть униполярным, а его погонная плотность нарастает во времени (за счет внедрения в чехол заряда того же знака, когда поле у поверхности канала положительно и превышает $E_{н\text{кор}}$). Если же напряжение снижается, остается постоянным или растет, но недостаточно быстро, чехол становится двуслойным: заряд внешнего слоя имеет тот же знак, что и заряд стримерной зоны, а внутреннего — противоположной полярности. Полный погонный заряд лидера при этом сокращается с течением времени.

6.8. Механизм формирования лидерного тока

Он несколько различен в начальной и сквозной фазах. Пока стримерная зона не пересекла промежутков и нет потока заряженных частиц через поверхность заземленного электрода, ток в основании лидерного канала на высоковольтном электроде определяется скоростью накопления заряда в промежутке $i_0 = dQ_n/dt$. Это тот самый заряд, что размещается в чехле, на поверхности канала и в стримерной зоне. Когда стримерная зона достигает противоположного электрода и заряды стримерных головок поступают на его поверхность, ток становится конвективным. Теперь он определяется скоростью переноса заряда стримерами от лидерной головки к заземленному электроду. Разберем оба механизма по очереди.

6.8.1. Начальная фаза. Формально ток через основание канала можно записать как $i_0 = d(CU)/dt$, где C — полная емкость лидерной системы, U — ее средний потенциал. В случае длинного лидера приходится оперировать распределенными по длине погонной емкостью $\tilde{C}(x)$ и потенциалом $U(x)$:

$$i_0 = \frac{d}{dt} \int_0^L \tilde{C}(x)U(x) dx. \quad (6.13)$$

В простейшей ситуации, когда лидер развивается при постоянном напряжении в установившемся режиме (при неизменных размерах стримерной зоны),

$$i_0 = \tilde{C}Uv_n = \tau_n v_n, \quad \tilde{C} \approx \frac{2\pi\epsilon_0}{\ln(L/R_{эфф})}, \quad (6.14)$$

где $\tilde{C} = C/L$ — средняя по длине канала погонная емкость, $R_{эфф}$ — эквивалентный радиус чехла заряда (раздел 6.7.2). В лабораторных условиях $L/R_{эфф} \sim 10 \div 20$, $v_n \sim 1 \div 2$ см/мкс. Согласно (6.14) $i_0 \sim 0,5 \div 1,5$ А. Это тот самый диапазон, в который укладываются многие экспериментальные данные о токах в начальной фазе

лидера. Если напряжение на промежутке меняется во времени, в выражении для тока i_0 появляется второе слагаемое, $C dU/dt$. При быстро меняющемся напряжении оно по абсолютной величине может быть сравнимым с $\tau_{\text{л}} v_{\text{л}}$ и даже превышать эту составляющую тока.

В длинном канале с большим погонным сопротивлением ток заметно меняется по длине. К тому же ведет изменение напряжения на промежутке U_0 (раздел 6.3). Когда напряжение быстро нарастает, ток у электрода оказывается более сильным, чем у начала канала, так как поступающий в канал ток частично расходует на повышение погонного заряда лидера. Если U_0 падает во времени, заряд, напротив, уходит из лидера на электрод, система разряжается. Ток у электрода уменьшается, по длине канала он растет в сторону головки.

Даже в случае постоянного напряжения и малого сопротивления лидерного канала, когда потенциал по всему каналу более или менее одинаков, ток в лидерной головке превышает средний по каналу или ток в основании (6.14). С подобной ситуацией мы уже сталкивались при рассмотрении стримера (раздел 3.2.2), и причина здесь совершенно аналогична. Средняя погонная емкость стримерной зоны лидера больше средней погонной емкости канала, и в первую единицу времени должен поставляться больший заряд. В самом деле, за время $\Delta t = R/v_{\text{л}}$ заряд Q_c сформировавшейся стримерной зоны переходит на новое место — стримерная зона сдвигается вперед на свой размер R . Это сопровождается током в головке

$$i_{\text{г}} = \frac{Q_c}{\Delta t} = \frac{Q_c v_{\text{л}}}{R} = \tau_c v_{\text{л}} = \pi \epsilon_0 U_{\text{г}} v_{\text{л}}, \quad (6.15)$$

где при записи последнего равенства использован результат раздела 6.7.1. Токи в головке и в среднем по каналу относятся как

$$\frac{i_{\text{г}}}{i_0} \approx \frac{\tau_c}{\tau_{\text{л}}} \approx \frac{1}{2} \ln \frac{L}{R_{\text{эфф}}}. \quad (6.16)$$

Эта формула аналогична (3.24), только там радиус размещения заряда равен радиусу проводящего канала r_c , а у лидера ту же роль играет эффективный радиус чехла $R_{\text{эфф}}$ (раздел 6.7.2)*. Численное различие между токами в основном определяется величиной логарифма. Для метрового стримера $L/r_c \sim 10^3$ и $i_{\text{г}}/i_0$ может достигать $5 \div 10$, а в случае лабораторного лидера $L/R_{\text{эфф}} \sim 10 \div 20$ и отношение токов составляет всего лишь 1,5.

* Расхождение численных коэффициентов в (3.24) и (6.16) связано с выбором закона распределения заряда в стримерной зоне лидера.

Однако сам механизм формирования тока лидерной головки отличается некоторым своеобразием. Заряд в стримерную зону внедряется макроскопическими «частицами» — стримерными головками, они же служат «носителями» тока. Феноменологическому выражению (6.15) для тока головки, совпадающему в установившемся процессе и с током в стримерной зоне, можно придать каноническую форму потока носителей заряда

$$i_T = \frac{Q_c v_d}{R} \approx \pi R^2 q_c n_c v_d, \quad n_c = \frac{3Q_c}{2\pi R^3 q_c}, \quad (6.17)$$

где n_c — средняя плотность носителей, q_c — их заряд, v_d — средняя скорость, πR^2 — площадь токового сечения.

Обращаем внимание на то, что средняя скорость носителей равняется не фактической скорости стримеров v_c в стадии их развития, а скорости лидера v_d . В этом нет ничего удивительного. Стримеры, испускаемые лидерной головкой, быстро, со скоростью $v_c \gg v_d$, пересекают стримерную зону и, попав в область слабого поля, останавливаются. Мимо них, уже неподвижных, медленно, со скоростью v_d , проплывает лидерная головка. Но ток лидерной головки определяется средней скоростью относительного движения ее и носителей зарядов. Скорость совпадает именно с v_d , поскольку длительность пролета стримера $\Delta t' \approx R/v_c$ мала по сравнению с суммарной длительностью относительного движения лидерной головки и носителя заряда $\Delta t = R/v_d$. Таким образом, ток головки поддерживается благодаря непрерывной смене зарядов стримерной зоны, которые вносятся туда стримерами, а потом по мере роста канала лидера устраняются, переходя в чехол.

Хотя непосредственной причиной возникновения лидерного тока является непрерывное испускание стримеров от головки лидера, частота испускания ν_c в некотором смысле является величиной вторичной. Не ток определяется частотой испускания, а частота устанавливается такой, чтобы обеспечить ток (6.17). Отвлечемся от возможных ветвлений стримеров, т. е. от рождения новых стримерных головок в объеме промежутка, и от вклада тока проводимости стримерных каналов, который по оценкам мал. Тогда частота ν_c определяется равенством $i_T = \nu_c q_c$. Если заряд стримерной головки $q_c \approx 5 \cdot 10^{-10}$ Кл (раздел 5.4.5), току 1 А соответствует частота $\nu_c = 2 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$. Это очень большая величина (как будет показано в следующем разделе, она подтверждается и экспериментальным путем). Стримеры испускаются в среднем через каждые 0,5 нс. За такое время лидерный канал не успевает продвинуться даже на длину своей головки. Скорость испускания стримеров зависит от поля в лидерной головке. В результате сложного

саморегулирующегося процесса, включающего в себя как рождение стримеров, так и электростатическое влияние на лидерную головку непрерывно сменяющегося заряда стримерной зоны (каждый заряд, вынесенный *перед* головкой лидера, рано или поздно оказывается в чехле канала *позади* нее, раздел 6.7.1), поле устанавливается как раз таким, чтобы через рождение новых носителей зарядов компенсировать устранение из стримерной зоны старых. Полное количественное описание этого сложного и многогранного взаимодействия, одного из важнейших для лидерного процесса — дело будущего.

6.8.2. Сквозная фаза. В сквозной фазе стримеры, стартующие от лидерной головки, достигают противоположного электрода и благодаря этому выносят из промежутка заряд своих головок, в которых заряд в основном и сосредоточен. Если бы стримеры были проводящими, по их каналам, замкнувшим участок между головкой лидера и электродом (пусть для определенности это будет плоский катод), ток проводимости непосредственно шел бы от анода через лидерный канал и стримеры в катод. В воздухе при нормальных условиях ничего подобного не наблюдается. Из-за распада стримерной плазмы ток проводимости по одиночной стримерной ветви настолько мал, что не фиксируется на опыте. Фактически электронный заряд стекает только с короткого участка канала за стримерной головкой, который не успел потерять проводимости. Средняя величина такого заряда $5 \cdot 10^{-10}$ Кл близка по оценкам к заряду стримерной головки. Вполне вероятно, что это так и есть, ибо собственно канал стримера в тесном пучке себе подобных заряда почти не имеет (раздел 6.7.1).

В сквозной фазе на заземленный электрод поступают стримерные головки, и это открывает возможность пересчитать их «поштучно». Такого рода эксперимент [6.29] был проведен при помощи малых по размеру измерительных секций, размещенных на заземленном катоде (раздел 5.4.5), что позволяло фиксировать приход к ним каждого отдельного стримера. Секции устанавливались на различных радиальных расстояниях от оси промежутка. По измерениям числа стримеров, пришедших на каждую из секций за фиксированное время, можно построить функцию радиального распределения числа стримеров. Ее интеграл по площади катода дает полное число стримеров. В промежутке стержень—плоскость длиной 1 м при среднем токе 5 А за 25 мкс развития положительного лидера в сквозной фазе на катоде было зафиксировано $N \sim (2,4 \div 2,7) \cdot 10^5$ стримерных ветвей. Средняя частота их следования $\nu_c \approx 10^{10} \text{ с}^{-1}$. (Эта цифра не совпадает с частотой старта стримеров от лидерной головки, потому что стримеры ветвятся.) При среднем заряде одной стримерной головки $q_c = 5 \cdot 10^{-10}$ Кл перенесенный заряд $Q = q_c N = 1,25 \cdot 10^{-4}$ Кл

с точностью 5% совпадает с измерениями интеграла тока на катоде. Этим еще раз подтверждается конвективная природа лидерного тока в сквозной фазе.

Если носителями тока являются стримерные головки, и если они как элементарные заряды пролетают от лидерной головки до катода, то ток в сквозной фазе можно оценить выражением типа (6.17)

$$i_{\text{ск ф}} \approx \pi R_{\text{ск ф}}^2 q_c n_{\text{ск ф}} v_c = \tau_{\text{ск ф}} v_c, \quad (6.18)$$

где $R_{\text{ск ф}}$ — радиус поперечного сечения стримерной зоны в сквозной фазе, $n_{\text{ск ф}}$ — средняя по объему зоны плотность стримерных головок, v_c — средняя скорость стримеров, $\tau_{\text{ск ф}}$ — средний погонный заряд стримерной зоны. Найти погонный заряд $\tau_{\text{ск ф}}$ можно так же, как это сделано для стримерной зоны в начальной фазе. Нужно только принять во внимание, что перед контактом с катодом стримерная зона вытягивается (раздел 6.7.1) и ее разумнее представлять не полусферой, а в виде цилиндра. В центре одного из его оснований находится лидерная головка, а другое совпадает с плоскостью катода. Длину цилиндра (длину стримерной зоны в сквозной фазе) обозначим $L_{\text{ск ф}}$. Она сокращается по мере приближения головки к катоду, но, по крайней мере, в начальные моменты времени после контакта стримерной зоной с катодом длина $L_{\text{ск ф}}$ в несколько раз больше диаметра $2R_{\text{ск ф}}$.

Как и в начальной фазе, потенциал в центре лидерной головки U_r практически совпадает с потенциалом, создаваемым зарядом стримерной зоны, только теперь добавляется действие зеркального отражения этого заряда в плоскости катода. Если $\rho(x, r)$ — плотность объемного заряда,

$$U_r = \frac{2\pi}{4\pi\epsilon_0} \int_0^{R_{\text{ск ф}}} r \left[\int_0^{L_{\text{ск ф}}} \frac{\rho dx}{(r^2 + x^2)^{1/2}} - \int_{L_{\text{ск ф}}}^{2L_{\text{ск ф}}} \frac{\rho dx}{(r^2 + x^2)^{1/2}} \right] dr.$$

Для вычисления интеграла положим $\rho = \text{const}$. Не выписывая общего результата, ограничимся представляющим наибольший интерес случаем вытянутой стримерной зоны, когда $L_{\text{ск ф}}$ по крайней мере в несколько раз превышает $R_{\text{ск ф}}$. Выражая среднюю объемную плотность ρ через среднюю погонную плотность $\tau_{\text{ск ф}} = \rho L R_{\text{ск ф}}^2$, получим

$$\tau_{\text{ск ф}} = \frac{4\pi\epsilon_0 U_r}{0,5 + \ln(L_{\text{ск ф}}/R_{\text{ск ф}})}. \quad (6.19)$$

При любом разумном выборе отношения $L_{\text{ск ф}}/R_{\text{ск ф}}$ значение $\tau_{\text{ск ф}}$ из (6.19) совпадает по порядку величины со средним погонным

зарядом стримерной зоны в начальной фазе $\tau_c \approx \pi \epsilon_0 U_T^*$ (если потенциал головки U_T остается прежним). Значит, согласно (6.18) и (6.15) лидерные токи в этих двух фазах процесса относятся как скорость стримера к скорости лидера, т. е. ток лидера после перехода к сквозной фазе увеличивается по крайней мере на порядок по сравнению с начальной фазой, о чем говорят и измерения.

По мере сближения головки лидера с заземленным электродом длина стримерной зоны уменьшается, среднее поле в ней $E_{\text{ск ф}} = U_T / L_{\text{ск ф}}$ нарастает. Вместе с полем резко увеличивается скорость стримеров; при $E_{\text{ск ф}} \approx 20$ кВ/см она достигает 10^9 см/с, а ток лидера — 10^3 А на 3 порядка превышает характерные значения для начальной фазы. Поскольку время пролета стримеров теперь сильно сокращается, стримерные каналы сохраняют все большую и большую проводимость. Это дает дополнительный прирост тока благодаря остаточной проводимости стримерных каналов (они соединяют лидерную головку с заземленным электродом). Чем выше проводимость стримеров, тем с меньшей частотой они могут рождаться, обеспечивая тот же самый лидерный ток. Это было проверено экспериментально [6.30–6.32] путем подсчета числа стримеров, попадающих на катод при развитии лидера в нагретом воздухе, азоте, аргоне с малой примесью кислорода, где стримеры сохраняют свою проводимость гораздо дольше. Так, в воздухе при $T = 650$ К частота следования стримеров падала до 10^8 с⁻¹, при $T = 900$ К — до 10^7 с⁻¹. В азоте она была в 100 раз меньше, чем в холодном воздухе при том же токе. Стримеры в азоте возникали отдельными вспышками, в паузах между ними стримерная зона не светилась. Сходная картина регистрировалась и в аргоне с примесью кислорода.

6.9. Стримерно-лидерный переход

Так называют акт зарождения лидера около электрода в стебле начальной вспышки импульсной короны, а также процесс образования нового участка лидера из стримеров его стримерной зоны. Последняя является аналогом импульсной короны, а роль электрода выполняет лидерная головка. Стримерно-лидерный переход — наиболее трудный для теории, наименее изученный, во многом даже не понятый до конца и вместе с тем один из наиболее важных этапов лидерного процесса. Предназначение, феноменологическая схема и конечный результат стримерно-лидерного перехода в общем ясны. Новый участок лидерного канала рождается в результате старта многочисленных стримеров из области лидерной головки. Их суммарный ток, концентрируясь в тонком канале, нагревает там воздух, вследствие чего подавляется

*) Это справедливо и для других разумных распределений плотности ρ ; например, при $\rho \propto 1/r$ в (6.19) в знаменателе вместо слагаемого 0,5 появится 1.

гибель электронов, ведущая к быстрой потере проводимости индивидуальных стримеров. Благодаря восстановлению или сохранению проводимости, а также выделению значительного количества тепла, запасенного в ходе нагрева в колебательных степенях свободы молекул (раздел 2.2.3), воздух нагревается в конечном счете примерно до $5000 \div 6000$ К. О таких температурах в лидерном канале говорят спектроскопические измерения. Состояние плазмы в горячем канале таково, что она в течение длительного времени пропускает лидерный ток порядка $i \sim 1$ А при сравнительно невысоком продольном поле $E \sim 1$ кВ/см и даже в несколько раз меньшем (приведенное поле $E/N < 10^{-15}$ В·см² (см. раздел 6.10)).

Для конкретизации процесса стримерно-лидерного перехода в воздухе большую роль сыграла гипотеза И. Галлимберти [6.33, 6.34], хотя сегодня, по нашему мнению, она может быть принята лишь с оговорками. Согласно этой гипотезе для необратимости перехода воздуху в изначально холодных стримерах достаточно нагреться примерно до 1500 К. При этом из большого числа отрицательных ионов, образовавшихся в стримерной плазме, высвобождаются электроны, прилипание в дальнейшем компенсируется ускорившимся отлипанием. Благодаря восстановленной проводимости нагрев продолжается. Далее, в период первоначального прохождения тока в ненагретом воздухе электроны передают в молекулярные колебания азота около $\xi_v \approx 0,95$ приобретаемой от поля энергии. Время колебательной релаксации τ_{VT} резко уменьшается при повышении газовой температуры. При $T \approx 2500$ К $\tau_{VT} \approx 10^{-5}$ с. По достижении такой температуры колебательная энергия превращается в поступательную в течение $10^{-5} \div 10^{-4}$ с, а температура в канале достигает «конечных» 5000 К.

Эта верная в своей основе кинетическая схема нуждается в уточнении. Как показывают расчеты (раздел 5.5), действительно ускорившееся при $T > 10^3$ К отлипание не в состоянии на порядки увеличить количества электронов по той простой причине, что большого запаса отрицательных ионов, из которых можно было бы извлекать электроны, в стримерной плазме просто нет. При большой плотности электронов прилипание заметно уступает диссоциативной рекомбинации с комплексными ионами O_4^+ (рис. 5.16б). За время прилипания $\tau_a = v_a^{-1} \sim 10^{-7}$ с, при коэффициенте рекомбинации $\beta_{ei} \approx 3 \cdot 10^{-7}$ см³/с (цифры соответствуют полю $E \approx 5$ кВ/см, типичному для стримерного канала) рекомбинация «срезает» любую сколь угодно высокую плотность электронов до уровня $n_e \approx (\beta_{ei} \tau_a)^{-1} \approx 3 \cdot 10^{13}$ см⁻³ (см. формулу (2.17)). Поэтому плотности n_- и n_e сравнимы, а чаще всего $n_- < n_e$ (рис. 5.18). При $T \approx 1500$ К прилипание и в самом деле почти полностью компенсируется отлипанием (благодаря появлению атомов кислорода и

активных молекул, разрушающих отрицательные ионы), но распад плазмы замедляется не только этим, а и из-за исчезновения комплексных ионов, в первую очередь — O_4^+ , которые рекомбинируют гораздо быстрее, чем O_2^+ .

Однако, главная проблема при объяснении стримерно-лидерного перехода состоит в другом, и она, насколько мы можем судить по литературе, не подвергалась серьезному обсуждению. Речь идет о конкретном механизме концентрации токов многочисленных стримеров. Лидерным током $i \sim 1$ А нагреть до необходимых 1500 К можно лишь весьма ограниченную массу воздуха — подобные оценки уже делались в разделе 3.3 применительно к стримерам. Значит, должен существовать механизм стягивания тока множества рассеянных в пространстве стримеров в некоторую область малого радиуса внутри головки, которая только и нагревается, превращаясь в новый участок лидерного канала.

Оценим верхний предел его начального радиуса r_0 , соответствующего плотности холодного воздуха ρ_0 . Согласно результатам разделов 3.3.1, 6.7.1 на создание единицы длины лидера со сформировавшейся стримерной зоной затрачивается энергия порядка $\tilde{C}_c U_r^2/2$, где $\tilde{C}_c \approx \pi \epsilon_0$ — погонная емкость лидера в районе стримерной зоны. Максимальное количество воздуха, которое можно нагреть от начальной температуры $T_0 = 300$ К до $T = 1500$ К, определяется соотношением

$$\pi r_0^2 \rho_0 c_p (T - T_0) = (\pi \epsilon_0 U_r^2/2)(1 - \xi_v), \quad (6.20)$$

где c_p — удельная теплоемкость при постоянном давлении (лидер движется сравнительно медленно, и при нагреве газ успевает расширяться). При $U_r \approx 1$ МВ получаем, что $r_{0 \max} = 0,03$ см.

Надо полагать, причиной стягивания тока является действие неустойчивости, похожей на ту, что вызывает контракцию тлеющего разряда [6.35]. Подобные слова произносились неоднократно, но этим дело и ограничивалось. Предлагаем механизм, который представляется нам весьма вероятным.

Что бы ни происходило с лидерной головкой, где рождается новый участок лидера, ток в ней i_r остается неизменным, ибо он формируется процессами в стримерной зоне и фиксируется ее огромным эквивалентным сопротивлением $U_r/i \sim 10^6$ Ом ($U_r \sim 10^6$ В — потенциал лидерной головки). Лидерная головка является источником стартующих от нее с частотой $\nu_c \sim 10^9$ с⁻¹ несильных стримеров, движущихся со скоростью $v_c \sim 10^7$ см/с. Их каналы теряют свою проводимость за время меньшее, чем $\tau_a \sim 10^{-7}$ с, на длине не большей, чем $l \sim v_c \tau_a \sim 1$ см (поскольку рекомбинация только сокращает эти величины). Значит, в любой момент времени из начала лидерного канала выходит веер коротких ($l \sim 1$ см) проводников —

«молодых» стримерных каналов, числом $N_c \sim v_c \tau_a \sim 100$. В большом объеме стримерной зоны ток i_r переносится стримерными головками, отделенными от канала лидера непроводящим пространством. К торцам же указанных проводников ток подтекает в основном еще в виде тока проводимости. Вблизи точки старта все N_c сохранивших проводимость стримеров почти соприкасаются, образуя сплошной проводник. Представим его цилиндром радиуса $r_{\text{sum}} \sim r_c N_c^{1/2}$, где r_c — радиус стримера. Этот цилиндрический проводник обладает начальной плотностью электронов $n_e = n_k$ и проводимостью σ . Он находится в продольном поле $E = i_r / (\pi r_{\text{sum}}^2 \sigma) \sim n_e^{-1}$, которое в отличие от тока меняться может.

Пусть по какой-то случайной причине в тонком столбе радиуса r_0 внутри проводящего цилиндра температура превысила общую начальную T_0 на ΔT (говоря языком теории неустойчивостей [6.35], мы рассматриваем развитие поперечных току возмущений с длиной волны порядка r_0). В перегретом

столбе, вследствие ускорения отлипания и некоторого уменьшения количества ионов O_4^+ , замедляются потери электронов, а благодаря увеличению приведенного поля E/N (в результате теплового расширения) ускоряется ионизация. Проводимость перегретой области увеличится, и ток через нее будет возрастать. Вследствие усилившегося тепловыделения температура повысится еще сильнее и т. д. Так будет развиваться неустойчивость, в результате которой ток со всего проводника радиуса r_{sum} пере-

бросится в столб радиуса r_0 (заметим, что при развитии перегретой неустойчивости в тлеющем разряде постоянно поле, а не ток).

Временем развития неустойчивости τ_{uns} определяется скорость лидера $v_l \sim l / \tau_{\text{uns}} \sim v_c \tau_a / \tau_{\text{uns}}$, а длиной $l \sim v_c \tau_a$ — размер лидерной головки r_r . Последнее подтверждается опытом [6.31]. В воздухе, нагретом до 900 К, где стримерная плазма распадается существенно медленнее, $r_r \sim 10$ см, вместо обычных $r_r \sim 1$ см (рис. 6.11). Кстати сказать, лидерная головка представляется нам не сплошным образованием, а именно веером коротких, еще проводящих «молодых» стримерных каналов. В силу своей скученности каналы сливаются в сплошной

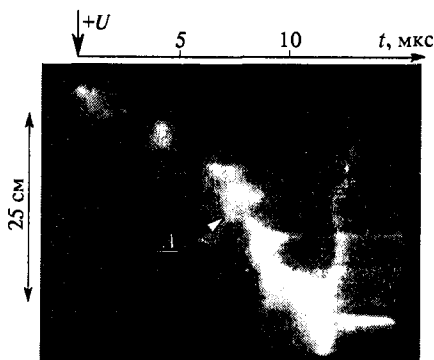


Рис. 6.11. След лидерной головки на непрерывной развертке лидера в промежутке стержень-плоскость 0,5 м при температуре воздуха 900 К и давлении 1 атм (A — головка лидера) [6.31]

светящийся фон, тем более, что между ними также присутствуют излучающие возбужденные молекулы (впрочем, ионизованные тоже).

Развитие неустойчивости было рассчитано численно по уравнениям раздела 5.5 с учетом подлинной кинетики ионизации, прилипания, отлипания, конверсии ионов, рекомбинации, нагрева, но без пространственных производных (положено $i_r = 1$ А,

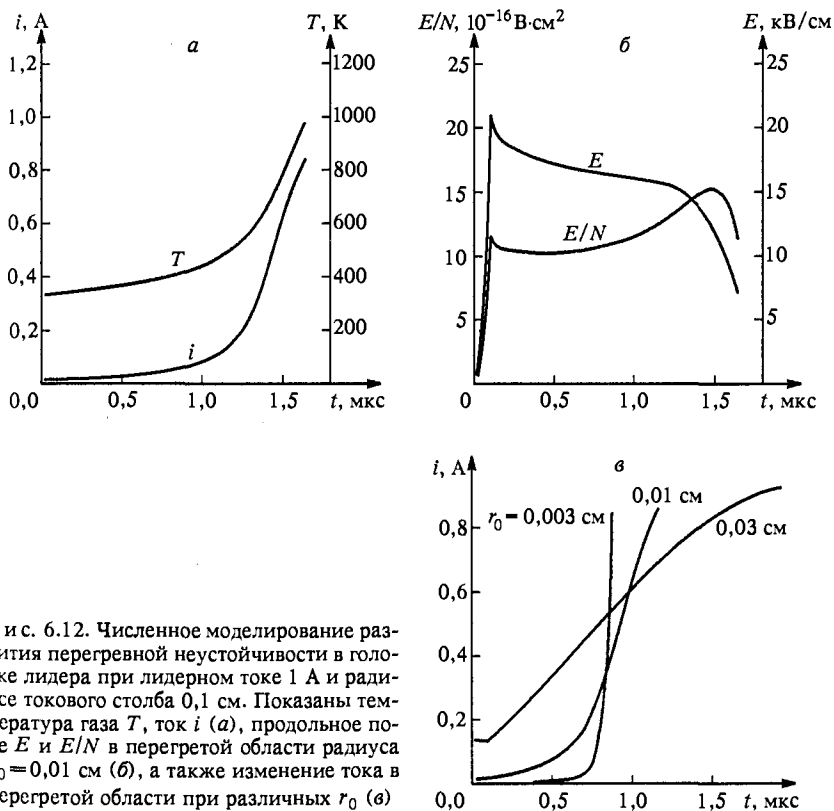


Рис. 6.12. Численное моделирование развития перегретой неустойчивости в головке лидера при лидерном токе 1 А и радиусе токового столба 0,1 см. Показаны температура газа T , ток i (а), продольное поле E и E/N в перегретой области радиуса $r_0 = 0,01$ см (б), а также изменение тока в перегретой области при различных r_0 (в)

$r_{\text{sum}} = 0,1$ см, $\Delta T = 100$ К, $n_k \sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$; от начальной плотности электронов мало что зависит, так как рекомбинация очень быстро снижает ее до уровня 10^{13} см^{-3}). Оказалось, что главную роль в развитии неустойчивости играет не гибель электронов в холодной и нагревающейся плазме и не освобождение электронов из отрицательных ионов (как по гипотезе [6.33, 6.34]), а ионизация. Приведенное поле в перегретой области быстро (за 0,1 мкс) поднимается до $E/N \approx 1,2 \cdot 10^{-15} \text{ В} \cdot \text{см}^2$ и продолжает расти дальше, пока основная часть тока не стянется в тонкий канал (рис. 6.12б). Это снова

указывает на преувеличение роли прилипания—отлипания в процессе образования лидера. При нагреве воздуха отлипание действительно компенсирует прилипание, но даже если бы это было не так, лидерный канал все равно исправно воспроизводился бы в области своей головки, просто там возникло бы более сильное поле. Повторяем, ток лидерной головке навязан «извне», а поле в ней автоматически подстраивается так, чтобы ионизация компенсировала любые потери электронов.

Эволюция начального возмущения зависит от радиуса r_0 возмущенной области (от «длины волны» возмущения). Чем радиус меньше, тем взрывообразнее характер переброса тока в тонкий столб (рис. 6.12*в*), значит, более жизнеспособными оказываются коротковолновые возмущения (хотя в рассмотренном диапазоне r_0 все времена переключения ~ 1 мкс). Но величина r_0 , т. е. радиус нарождающегося лидерного канала, ограничена снизу не учтенным в расчете рассасыванием возмущения теплопроводностью и амбиполярной диффузией зарядов. За время развития неустойчивости $\tau_{\text{uns}} \sim 1$ мкс тепло и заряды растекаются поперек тока на расстояние $\Delta r \sim (4\chi t_{\text{uns}})^{1/2}$, где χ — температуропроводность либо коэффициент амбиполярной диффузии. Оба процесса дают для нижней границы и вместе с тем для наиболее жизнеспособных возмущений радиус $r_0 \sim 10^{-2}$ см. Таким образом, на основе разных соображений, энергетических (см. выше) и кинетических, мы пришли к одной и той же оценке начального радиуса лидерного канала. Это и не удивительно, ибо время τ_{uns} совпадает по порядку величины со временем, нужным для нагрева возмущенного столба до температуры $T \approx 2T_0$ при погонной мощности iE , соответствующей лидерному току: $\tau_{\text{uns}} \sim \pi r_0^2 \rho_0 c_p T_0 / (iE) \sim 1$ мкс при $i \sim 1$ А $E \sim 20$ кВ/см. Скорость лидера, определенная как $v_l \sim l / \tau_{\text{uns}} \sim 1$ см/мкс ($l \sim 1$ см), имеет правильный порядок величины. Разумеется, все изложенные соображения нуждаются в подкреплении более основательными теорией и расчетами. Это, как и многое другое в лидерном процессе, — дело будущего.

Что касается первоначального зарождения лидера около электрода, то здесь для оценок можно воспользоваться и данными эксперимента. Лидер зарождается внутри стебля начальной импульсной короны (раздел 6.1.3). Спектроскопически измеренная температура там $T \approx 900$ К. Следом за вспышкой короны наступает пауза порядка 10 мкс. За это время газ в стебле не остывает, но плотность плазмы в нем падает на два порядка и вряд ли превышает 10^{12} см $^{-3}$. При столь низкой плотности нарастающее в ходе подъема напряжения поле проникает во внутренний объем стебля (раздел 5.4.1). В результате по стеблю проходит вторичная волна ионизации, рождающая лидер. В опытах одного из авторов со

сферическим анодом радиуса 3,12 см в момент вспышки импульсной короны было зарегистрировано поле у анода 47 кВ/см (напряжение на промежутке $U_0 = 270$ кВ). Внедренный заряд $q = 1,5$ мкКл снизил его до 15 кВ/см. Выбирая в качестве среднего поля величину $E = 30$ кВ/см, энергию, выделившуюся в единице длины стебля оценим двумя способами: как $\dot{W} = qE = 0,045$ Дж/см и как $\dot{W} \approx qU_0/(2l) \approx 0,1$ Дж/см (по измерениям [6.36] для того же анода и прочих сходных условий длина стебля $l \approx 1,8$ см). Обе оценки дают близкие результаты, совпадающие по порядку величины и с оцененным выше энерговыделением в головке уже существующего лидера $\tilde{C}_c U_r^2/2 \approx 0,14$ Дж/см. Следовательно, максимально возможный радиус горячей области стебля такого же порядка 10^{-2} см, как и в головке лидера. Значит, процессы первоначального зарождения лидера и последующего воспроизведения канала в лидерной головке протекают более или менее одинаковым образом.

6.10. Напряжение, нужное для поддержания лидера

Приложенное к промежутку напряжение U_0 частично падает на канале, а в остальном сообщает его головке потенциал U_r . В начальной фазе примерно половина последнего падает на стримерной зоне, остальное в невозмущенной области промежутка вплоть до катода (в случае положительного лидера). В большей части очень длинного, многометрового канала устанавливается квазистационарное состояние с более или менее постоянным продольным градиентом потенциала. Тогда баланс напряжения имеет смысл записать в виде

$$U_0 = U_d + U_r \equiv E_d L + U_r, \quad (6.21)$$

где E_d — среднее поле в канале. В каналах длиной меньше нескольких метров, где плазма в среднем существует $L/v_d < (1 + 3) \cdot 10^{-4}$ с, еще протекает переходной процесс установления квазистационарного состояния. Поле там может существенно меняться вдоль длины, и средняя величина E_d в (6.21), хотя и не лишена физического смысла, мало характеризует состояние плазмы. Но для длинного лидера оценка необходимого напряжения U_0 сводится к оценке двух параметров: потенциала головки U_r и среднего поля в канале E_d .

6.10.1. Потенциал лидерной головки. Его величина призвана обеспечить образование нового участка лидерного канала, должный ток и прорастание лидера. Сам канал длинного лидера играет

при этом пассивную роль, выполняя лишь функцию передачи высокого потенциала анода к лидерной головке (подобно положительному столбу тлеющего разряда или дуги, где за поддержание тока ответственны катод и катодный слой). Разумеется, неизбежны потери напряжения вследствие конечного погонного сопротивления канала. Надо полагать, его газовая температура порядка 5000 К отвечает некоему «выгодному» состоянию, когда сопротивление и не столь высоко, чтобы «съесть» львиную долю приложенного напряжения, и вместе с тем не слишком низко, для чего потребовались бы очень высокая степень ионизации и, как следствие, чрезмерно высокий потенциал головки. Возможны различные режимы распространения лидера, более близкие или более далекие от оптимума. Но, как правило, для успешного поддержания лидерного процесса напряжение на электродах должно повышаться по мере удлинения канала, чтобы компенсировать растущее падение напряжения на нем (если только напряжение не подано сразу с запасом).

В настоящее время нет физической теории, которая позволяла бы установить в доступной аналитической форме, какие потенциал головки и ток требуются для продвижения лидера с данной скоростью. Численные модели типа [6.34] содержат такое количество допущений и привнесенных параметров, что глядя на уравнения и результаты расчетов невозможно выловить ясные физические закономерности. Быть может, простых связей и не существует из-за крайней сложности процесса. Поэтому ограничимся прояснением ключевых моментов и простыми оценками, не гнушаясь использованием результатов экспериментов, без чего обойтись просто невозможно.

Как отмечалось в разделе 6.9, в установившемся режиме на оздание нового участка лидерного канала единичной длины затрачивается энергия примерно $\tilde{C}_c U_r^2/2$, где $\tilde{C}_c \approx \lambda \varepsilon_0 = 2,78 \cdot 10^{-13}$ Ф/см. Она включает в себя абсолютно все: ионизацию и нагрев газа в лидерном канале и в его окрестности, ионизацию по всей длине каждого из стримеров, сопровождающее ионизацию возбуждение молекул в стримерах (это — главная статья расхода энергии в области чехла лидера) и др. Затраты энергии можно разделить на две части: связанные с каналом и связанные с чехлом. Каковы они, сказать трудно, скорее всего, обе составляющие сравнимы, а следовательно, обе порядка $\tilde{C}_c U_r^2/2$.

Рассмотрим сначала канал. Здесь осталось продолжить рассуждение, которое привело к формуле (6.20). Выделяющейся энергии молекулярных колебаний вполне достаточно, чтобы догреть массу воздуха в зарождающемся канале примерно от 1500 до 5000 К. В самом деле, в ходе релаксации из колебательных степеней свободы высвобождается в $(1 - \xi_v)^{-1} \approx 20$ раз больше энергии, чем было

затрачено на нагрев газа до 1500 К. Между тем удельная энтальпия реального воздуха при $p = 1$ атм и $T = 5$ кК $h(5) = 12$ кДж/г только в 8 раз больше $h(1,5) \approx 1,5$ кДж/г. Значит, в ходе релаксации и повышения поступательной температуры имеются даже резервы для неизбежного нагревания окружающего зарождающийся канал газа. Верхний предел начального радиуса холодного воздушного столба, который можно нагреть до конечной температуры T , определяется соотношением, аналогичным (6.20):

$$\pi r_{0 \max}^2 \rho_0 h(T) \approx \frac{\pi \epsilon_0 U_r^2}{2}. \quad (6.22)$$

При $U_r = 1$ МВ, $T = 5$ кК получается $r_{0 \max} = 0,054$ см. В результате теплового расширения столб приобретет в конце концов радиус $r_{\text{л}, \max} = r_{0 \max} [\rho_0 / \rho(5)]^{1/2} = 0,26$ см, где $\rho(5)$ — плотность воздуха при 1 атм и 5 кК. Такого масштаба каналы наблюдаются на опыте (раздел 6.5).

Как отмечалось в разделе 6.9, у радиуса зарождающегося канала есть нижний предел $r_{0 \min} \approx 0,01$ см, который определяется теплопроводностным или диффузионным размытием любого меньшего в начале плазменного столба. Величина $r_{0 \min}$ определяет нижний предел энергетических затрат на создание лидерного канала. Подставляя в (6.22) $r_{0 \min}$ вместо $r_{0 \max}$, найдем нижний предел потенциала, который может обеспечить эти затраты — $U_{r, \min} \approx 200$ кВ.

Посмотрим теперь, сколько нужно потратить энергии на создание чехла. Мы уже говорили, что в стримерной зоне лидера стримеры движутся медленно: их скорость $v_c \sim 10^7$ см/с сравнима со скоростью дрейфа электронов, а в этом случае практически все электроны покидают стримерную головку, оставляя объемный заряд (раздел 3.1). Тогда заряд головки $q_c \approx 5 \cdot 10^{-10}$ Кл (раздел 6.7.1) определяет фактическое число ионов в ней, q_c/e , а следовательно, и число актов ионизации, совершенных в стримерном канале на длине порядка диаметра головки $2r_c$. Значит, в стримере длиной l рождается порядка $(q_c/e)[l/(2r_c)]$ электронов и ионов. В стримерной зоне l по порядку величины совпадает с радиусом зоны и начальным радиусом чехла R (раздел 6.7.1). Таким образом, если $\tau_c = \tilde{C}_c U_r$ — погонный заряд чехла в районе лидерной головки, то полное число пар зарядов, рожденных в объеме чехла единичной длины по порядку величины составляет $(\tau_c/e)[R/(2r_c)]$.

Пусть на рождение одной пары в среднем тратится энергия ω . Помимо потенциала ионизации величина ω включает в себя затраты на возбуждение молекул; $\omega \approx eE/\alpha(E)$, где α — ионизационный коэффициент Таунсенда в поле E . Это поле близко

к максимальному полю в стримерной головке E_{\max} , где в основном проходила ионизация (раздел 3.1). Минимальные затраты энергии ω отвечают оптимальным условиям ионизации, когда $E/p = B$, где B — константа в формуле Таунсенда (2.13). В воздухе $\omega_{\min} \approx 66$ эВ (это — так называемая константа Столетова) и при $p = 1$ атм соответствует весьма сильному полю $E_{\text{opt}} = 280$ кВ/см. Для слабого стримера, скажем с $E_{\max} = 80$ кВ/см, $\alpha = 500$ см⁻¹ (при $p = 1$ атм) и $\omega = 160$ эВ заметно больше ω_{\min} .

Выражая радиус чехла по формуле (6.8) через U_r и среднее поле в стримерной зоне E_c , получим оценку погонных электрических затрат на образование чехла:

$$\tilde{W}_{\text{чех}} \approx \frac{r_c}{e} \frac{R}{2r_c} \omega \approx \frac{\tilde{C}_c U_r^2}{2} \frac{\omega}{2eE_c r_c}. \quad (6.23)$$

Они составляют более или менее определенную долю от полных погонных затрат $\tilde{C}_c U_r^2/2$, причем эта доля от потенциала головки не зависит, а определяется исключительно характеристиками стримеров, которые скорее зависят от поля в стримерной зоне, чем от потенциала. Величина $\tilde{W}_{\text{чех}}$ достаточно весома: при $E_c \approx 5$ кВ/см, $\omega = 160$ эВ и $r_c = 0,03$ см затраты на образование чехла составят примерно 50% от полных. Иными словами, оценку минимального потенциала головки, при котором еще жизнеспособен лидер, сделанную по (6.22), следовало бы увеличить в $\sqrt{2}$ раз. Это дает $U_{r, \min} \approx 280$ кВ. Так, по-видимому, объясняется тот экспериментальный факт, что при напряжении на промежутке ниже 300 ÷ 400 кВ в воздухе при нормальных условиях в начальной фазе лидер существовать не может. Если он и наблюдается, то в столь коротких промежутках, которые перекрываются стримерами начальной вспышки импульсной короны. Процесс тогда с самого начала протекает в сквозной фазе, а при этом режим энергоснабжения уже совсем иной (раздел 6.8.2).

6.10.2. Состояние плазмы и поле в длинном канале. Эта проблема, как и многое другое в лидерном процессе, поднимает вопросов больше, чем имеется сегодня ответов. Между тем, проблема не только интересна с физической точки зрения, но и важна для практики, когда приходится прогнозировать электрическую прочность изоляции. Чем длиннее лидер, тем большая доля поданного на промежутки напряжения падает на канале, тем в большей степени электрическая прочность определяется полем в канале (см. (6.21)). Чем дольше живет лидерный канал, тем больше состояние в нем становится похожим на состояние в столбе слаботочной дуги. Для поддержания же дуги требуются относительно небольшие поля

(разделы 2.8, 6.4.3). Даже при не слишком хорошо подобранном режиме подъема напряжения для развития лидера длиной до 100 м бывает достаточным около 4 МВ. Если $1 \div 1,5$ МВ из них составляет потенциал головки, среднее поле в канале оказывается равным $200 \div 250$ В/см. Это всего в 2–2,5 раза больше, чем поле в канале воздушной дуги при том же токе 1 А, что и в лидере. Вместе с тем, в каналах лабораторных лидеров длиной до нескольких метров и в начальных «молодых» участках длинных лидеров такой же длины поле может быть в 5–20 раз более сильным (раздел 6.4.2).

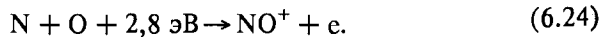
Для нахождения поля в каналах лабораторных лидеров и расчета пробивных напряжений не чрезмерно длинных ($d = 5 \sim 15$ м) промежутков в ряде работ [6.8, 6.34] принимается, что приведенное поле в канале постоянно и равно $E/N \approx 8 \cdot 10^{-16}$ В·см² (некоторые авторы даже уточняют эту цифру — $7,8 \cdot 10^{-16}$ В·см²). В основе такого допущения лежат следующие посылки [6.4, 6.33]. Электроны рождаются в результате ионизации невозбужденных молекул электронным ударом, а гибнут в ходе рекомбинации (так как в нагретом воздухе прилипание полностью компенсируется отлипанием). В условиях ионизационного равновесия скорости ионизации $\nu_i n_e$ и электрон-ионной рекомбинации βn_e^2 одинаковы, $\nu_i = \beta n_e$. Но приведенная частота ионизации ν_i/N является очень крутой функцией E/N . Значение E/N более или менее постоянно, будучи мало чувствительным к степени ионизации n_e/N и коэффициенту рекомбинации β . При помощи такого удобного для расчетов допущения можно также анализировать экспериментальные данные. Рассмотрим в качестве примера эксперимент исследовательской группы Ренардье, о котором говорится в [6.33].

В воздушном промежутке $d = 10$ м между коническим анодом и плоскостью при воздействии импульсов напряжения 500/10 000 мкс амплитудой $1,6 \div 1,8$ МВ по спектроскопическим измерениям температура канала, выросшего до середины промежутка, составляла примерно $5000 \div 6000$ К. При среднем токе $i \approx 1$ А лидер двигался со средней скоростью $v_d \approx 2$ см/мкс. В начале процесса его канал расширялся с радиальной скоростью $\sim 10^2$ м/с, через 100 мкс она упала до 2 м/с. Судя по прекратившемуся расширению давление в канале стало равным 1 атм. По измерениям теневым методом средний «термический» радиус расширившегося канала — $r_d \approx 0,1$ см. Согласно [6.37], ко времени 100 мкс колебательная релаксация заканчивается, так что в газе тяжелых частиц устанавливается равновесие. Исходя из постулированного значения $E/N \approx 7,8 \cdot 10^{-16}$ В·см² и $N = 1,48 \cdot 10^{18}$ см⁻³, соответствующего $T = 5000$ К, поле в канале $E = 1,15$ кВ/см. Предположим, что весь ток протекает по столбу радиуса r_d . Подвижность электронов в рассматриваемом

диапазоне $E/N \mu_e \approx 1,5 \cdot 10^{22}/N \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$. Отсюда скорость дрейфа $v_e \approx 1,2 \cdot 10^7 \text{ см/с}$, проводимость $\sigma \approx i/(\pi r_d^2 E) \approx 2,8 \cdot 10^{-2} (\text{Ом} \cdot \text{см})^{-1}$, плотность электронов $n_e \approx \sigma E/(ev_e) \approx 1,7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Эти цифры разумны и, быть может, именно такого рода оценки способствовали популярности постулата: в лидерном канале $E/N = \text{const} = 8 \cdot 10^{-16} \text{ В} \cdot \text{см}^2$.

Между тем, его следует применять с большой осмотрительностью. Будучи оправданным для начальных холодных участков канала или коротких лидеров, он неприемлем для участков, нагретых выше $3000 \div 3500 \text{ К}$. Последнее относится и к случаю, о котором только что шла речь, когда в лидере длиной 5 м зарегистрирована температура 5000 К . Надо полагать, такая температура уже близка к верхнему пределу нагревания газа в каналах лидеров с типичным током $i \approx 1 \text{ А}$. Например, при $T = 10 \text{ кК}$ удельная энтальпия воздуха при 1 атм $h(10) = 48 \text{ кДж/г}$, в 4 раза больше, чем при 5000 К . Где взять столько энергии? Пришлось бы допустить существование еще какого-то механизма контракции тока в уже нагретом газе, который сделал бы токовый столб еще тоньше. Но при среднем поле $1,1 \text{ кВ/см}$, которое получается при $T = 5000 \text{ К}$, если следовать обсуждаемой гипотезе, напряжение на 100-метровом лидере выросло бы до нереально большой величины $11 \div 12 \text{ МВ}$ (с учетом $U_r \sim 1 \text{ МВ}$). Даже для лабораторных лидеров постулированное значение E/N приводит к завышенному в $2,5\text{--}3$ раза пробивному напряжению, и это завышение тоже не случайно.

За постулатом $E/N = \text{const}$ кроется одна невысказанная посылка: единственный результат нагрева газа, который оказывает влияние на ионизационные процессы — это уменьшение газовой плотности. При этом принятый высокий уровень E/N соответствует необходимости ионизовать электронным ударом молекулы O_2 , N_2 с весьма высокими потенциалами ионизации. Так оно и есть в холодном воздухе. Но при нагреве молекулы азота и кислорода диссоциируют, что делает реальной ассоциативную ионизацию



Вследствие малой энергии активации (по существу, из-за низкого по сравнению с O_2 , O , N_2 , N потенциала ионизации NO , который равен $9,3 \text{ эВ}$) реакция идет с довольно большой константой скорости

$$k_{\text{NO}^+} = 5 \cdot 10^{-11} T^{-1/2} \exp(-32500/T) \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1} \quad [6.37],$$

$$k_{\text{NO}^+} = 8,8 \cdot 10^{-12} \exp(-32000/T) \quad [6.45], \quad (6.25)$$

$$k_{\text{NO}^+} = 2,59 \cdot 10^{-17} T^{1,43} \exp(-3114/T) \quad [6.46].$$

О том, каким может быть результат этого процесса, говорит состав термодинамически равновесного воздуха при 1 атм и интересующих нас температурах:

T, K	4000	4500	5000	5500	6000
$N, 10^{18} \text{ см}^{-3}$	1,79	1,60	1,48	1,35	1,27
$n_e, 10^{13} \text{ см}^{-3}$	0,63	1,70	4,90	11,2	21,4
$N_{\text{O}}, 10^{17} \text{ см}^{-3}$	4,70	4,90	4,60	4,35	3,81
$N_{\text{N}}, 10^{16} \text{ см}^{-3}$	0,25	1,15	3,67	9,92	20,6
$N_{\text{NO}}, 10^{16} \text{ см}^{-3}$	7,62	4,54	2,73	1,67	1,03

Как видим, при $4500 \div 5000 \text{ K}$ плотности электронов получаются такого же порядка, как и оцененная выше в лидерном канале, а при 6000 K — даже на порядок больше. При указанных температурах равновесные плотности N, O, NO устанавливаются за $5 \div 50 \text{ мкс}$ [6.37, 6.38], т. е. за время удлинения лидера на $10 \div 100 \text{ см}$.

Прямая ионизация электронным ударом может конкурировать с ассоциативной (6.24) только при электронной температуре $T_e \sim 10\,000 \text{ K}$, для чего нужны достаточно сильные поля. На самом деле для поддержания плазменного столба с газовой температурой 5000 K , отвечающей току 1 A , столь сильных полей не требуется. Как показано в разделе 2.8, в условиях теплового баланса, когда джоулево тепло выносится за пределы токового канала теплопроводностью (как в канале дуги), для поддержания газовой температуры T требуется погонная мощность

$$\tilde{W} = iE = 8\pi\lambda(T) \frac{kT}{I_{\text{эфф}}} \quad (6.26)$$

Здесь $\lambda(T)$ — теплопроводность в токовом канале, $I_{\text{эфф}}$ — эффективный «потенциал ионизации» газа. Им характеризуется крутизна зависимости проводимости σ от T , если ее аппроксимировать функцией $\sigma \sim n_e \sim \exp[-I_{\text{эфф}}/(2kT)]$, как при равновесной ионизации однокомпонентного газа. Согласно данным таблицы $I_{\text{эфф}} = 8,1 \text{ эВ} \approx 94\,000 \text{ K}$.

В стабилизированном канале дуги все параметры столба: радиус токового канала r , i , E , T взаимосвязаны и определяются какой-нибудь одной, задаваемой внешним источником величиной. Обычно, это ток. Нечто подобное происходит и в случае лидерного канала, так что температуру 5000 K можно рассматривать как свойственную лидерному току 1 A , который задается процессами в стримерной зоне (раздел 6.8.1). Соотношение (6.26), природа которого разъясняется в разделе 2.8, связывает температуру с погонной мощностью, и никакие другие параметры канала в него явным образом не входят.

Это сильно облегчает задачу. Для $T = 5000$ К $\lambda = 0,02$ Вт/см (см. рис. 2.6б) и $\tilde{W} = 134$ Вт/см. При токе $i = 1$ А поле равно $E = 134$ В/см, а $E/N = 0,9 \cdot 10^{-16}$ В·см², на порядок меньше постулированного значения. При найденном E/N электронная температура тоже не низкая, $T_e \approx 10\,000$ К, вдвое больше T (раздел 2.1), но, как уже отмечалось, на скорости ионизации это никак не скажется. В слаботочных дугах (а для дуги ток 1 А — слабый), также наблюдается сильный отрыв T_e от T [6.35].

Найденное поле с не более чем двукратной погрешностью согласуется и с измерениями для дуги, описанными в разделе 6.4.3, и с оценкой $E = 200 \div 250$ В/см среднего поля в канале длинного лидера. Вообще говоря, по равновесной плотности электронов, соответствующей 5000 К, можно было бы найти поле, необходимое для поддержания лидерного тока $i = 1$ А, как $E = i/(\pi r^2 e \mu_e n_e)$. Но оценка такого рода мало информативна из-за большого произвола в выборе радиуса токового сечения r , от которого результат зависит сильно. Лучше пойти обратным путем и найти r , исходя из «экспериментального» значения поля, скажем $E = 250$ В/см для длинного лидера, и $T = 5000$ К. Им соответствуют $E/N = 1,7 \cdot 10^{-16}$ В·см² и $n_e = 4,9 \cdot 10^{13}$ см⁻³. Для наблюдаемого тока $i = 1$ А получим $r = 0,13$ см, что близко к «гермическому» радиусу [6.4].

Сошлемся на еще один экспериментальный факт, который свидетельствует о том, что действие «нетрадиционных» механизмов ионизации может привести к резкому снижению E/N . При повышенных давлениях в положительном столбе тлеющего разряда в хорошо очищенном азоте $E/N \approx (2 \div 4) \cdot 10^{-16}$ В·см², хотя для ионизации невозбужденных молекул электронным ударом потребовались бы те же гипотетические $8 \cdot 10^{-16}$ В·см², если не больше. В результате ряда специально поставленных экспериментов выяснилось, что для ионизации находится более эффективный путь, который, может быть, не исключен и для лидера в воздухе. Электроны рождаются в результате реакции $N_2 + N_2 \rightarrow N_4^+ + e$ с участием молекул, находящихся на высоких колебательных уровнях. Такие молекулы образуются не путем электронных ударов, что также потребовало бы больших E/N , а в ходе обмена колебательными квантами при столкновениях колебательно-возбужденных молекул [6.35].

Хотя из сказанного ясно, почему приведенное поле в развитом канале длинного лидера существенно меньше такого в еще не нагретых участках канала, вопросы здесь остаются. Симптоматично, что в установившейся дуге с тем же током поле раза в два меньше, чем в канале длинного лидера. Конечно, может грешить сама оценка лидерного поля. Ведь на переходной части канала или перед лидерной головкой может падать большая доля приложенного напряжения, чем принято. Но есть и физические основания сомневаться в полной

тождественности условий в лидерном канале и в столбе дуги. Тепловой баланс длинного дугового столба стабилизируется либо присутствием охлаждаемых стенок, в которые отводится выделяющееся в столбе тепло (если дуга помещена, скажем, в трубку), либо обдувающим дугу потоком, как в плазмотроне. Когда дуга горит в открытой атмосфере, ее охлаждают возникающие конвективные потоки воздуха. В случае лидерного процесса ничего этого нет: конвекция за время жизни лидера не успевает развиться. Значит, состояние в лидерном канале не сбалансировано. Тепло растекается в радиальном направлении все дальше и дальше от канала, и со временем нагреваются все новые слои окружающего воздуха. На это, быть может, приходится тратить дополнительную энергию по сравнению с той, которая выводилась бы при конвективном охлаждении. Тогда погонная мощность и поле при данном токе станут больше. Хотя растекание тепла после первичного расширения канала — процесс медленный, сбрасывать его со счетов нельзя. Задача требует решения. Что касается начального переходного участка канала, то в нем проводимость и степень ионизации могут быть более низкими, а поле существенно более высоким. Здесь не обойтись без расчета эволюции канала с учетом теплового баланса, расширения и электронно-молекулярной кинетики, включающей все реальные механизмы ионизации. Расчет покажет, сколько времени длится переходный период, т. е. на каком расстоянии от лидерной головки поле в канале падает до «дуговых» масштабов. Ясно, что основная задержка и основная длина придутся на более холодные части переходного участка, где медленно накапливаются атомы, возбужденные молекулы, медленно релаксируют колебания и т. д.

Не исключено, что состояние в лидерном канале занимает некоторое промежуточное положение между состояниями в столбе дуги и в контрагированном столбе тлеющего разряда. Последний, как и канал лидера, возникает в результате ионизационно-перегревной неустойчивости. Кстати сказать, адекватной теории контрагированного столба тлеющего разряда на сегодня также нет.

6.10.3. Оптимальный режим поддержания длинного лидера. Таковым следует называть режим питания лидера, при котором он вырастает до данной длины L при наименьшем напряжении на промежутке. Вопрос важен для практики. Благоприятные для лидера условия наиболее опасны, поскольку электрическая прочность промежутка данной длины будет минимальной. Причину существования оптимума можно понять с помощью равенства (6.21), правда воспользовавшись некоторыми эмпирическими зависимостями. Из эксперимента известно, что скорость лидера тем больше, чем сильнее лидерный ток и чем больше потенциал его головки U_T , что представляется вполне естественным. Ток также растет с ростом U_T . С другой стороны, среднее поле в канале тем меньше, чем сильнее ток. Такая закономерность характерна для столба дуги, и причина ее в случае лидерного канала, надо полагать, похожая (раздел 6.10.2).

Пояснить, почему вольт-амперная характеристика канала дуги $E(i)$ имеет падающий характер, можно следующим образом.

В установившемся состоянии выделяющаяся в единице длины канала мощность $\tilde{W} = iE$ должна быть выведена из канала в основном теплопроводностью. Тепловой поток растет при увеличении температуры в канале, но не очень сильно. Между тем, при невысоких температурах степень ионизации плазмы и ее проводимость σ зависят от температуры чрезвычайно сильно. Это видно из таблицы $n_e(T)$, приведенной в разделе 6.10.2. Даже небольшое повышение T привело бы к резкому повышению σ , плотности тока $j = \sigma E$ и самого тока $i = \pi r^2 j$, если бы поле оставалось при этом неизменным. Погонная мощность iE резко бы возросла, и это привело бы к сильному тепловому дисбалансу. Баланс соблюдается благодаря тому, что поле падает, а мощность меняется мало. Это определяет вид вольт-амперной характеристики дуги или канала при низких для дуги температурах. В действительности зависимость $E(i)$ слабее. Но она приближается к $E \propto i^{-1}$ при слабых токах $i \sim 1$ А (подробнее см. раздел 2.8 и [6.35]).

Возвращаясь к вопросу об оптимальном режиме, зададимся связью среднего поля в канале с лидерным током, скажем $E_d = b/i$ и положим $v_d = aU_r^{1/2}$, что в какой-то мере можно оправдать опытными данными. Вспоминая, что $i = \tilde{C}_c U_r v_d$, найдем связь $U_r = Ai^{2/3}$, где $A = (\tilde{C}_c a)^{-2/3}$ (при этом $v_d \propto i^{1/3}$). Подставляя связи $v_d(U_r)$ и $U_r(i)$ в (6.21), получим $U_0 = Lb/i + Ai^{2/3}$. Функция $U_0(i)$ имеет минимум при $i = i_{\text{opt}}$:

$$i_{\text{opt}} = \left(\frac{3Lb}{2A} \right)^{3/5}, \quad U_{0 \text{ min}} = \frac{5}{3} A^{3/5} \left(\frac{3bL}{2} \right)^{2/5} = \frac{5}{3} U_{r, \text{opt}}, \quad (6.27)$$

где $U_{r, \text{opt}}$ — потенциал головки в оптимальном режиме. Из (6.27) следует, что режим развития лидера при низком потенциале головки, близком к минимально возможному по энергетическим критериям (в разделе 6.10.1 $U_r \approx 280$ кВ) далек от оптимального. Чтобы пробить длинный промежуток при минимальном напряжении, потенциал головки следует удерживать на уровне $3/5 U_0$. При этом $2/5$ напряжения, развиваемого источником, теряется на канале. Это условие потери примерно половины напряжения на пути к стримерной зоне перекликается с типичным для электрических цепей условием максимальной передачи мощности от источника нагрузке, каковой в данном случае и является стримерная зона. Другое следствие (6.27) — слабая, нелинейная зависимость $U_{0 \text{ min}} \propto L^{2/5}$. Увеличение длины многометрового промежутка не слишком эффективное средство повышения его электрической прочности, и это одна из главных трудностей, с которой постоянно сталкиваются в технике высоких напряжений.

Для численного примера примем $\tilde{C}_c \approx \pi \epsilon_0$ (раздел 6.7.1), $a \approx 1,5 \cdot 10^3 \text{ В}^{-1/2} (\text{см} \cdot \text{с})^{-1}$, $b \approx 300 \text{ В} \cdot \text{А/см}$. При $L = 50 \text{ м}$ получим $i_{\text{opt}} \approx 1,14 \text{ А}$, $U_{r, \text{min}} \approx 1,96 \text{ МВ}$, $U_{0 \text{min}} \approx 3,27 \text{ МВ}$, $E_{\text{л}} \approx 263 \text{ В/см}$, $v_{\text{л}} \approx 2,1 \text{ см/мкс}$, а для более длинного лидера $L = 100 \text{ м}$ — $i_{\text{opt}} \approx 1,74 \text{ А}$, $U_{r, \text{min}} \approx 2,59 \text{ МВ}$, $U_{0 \text{min}} \approx 4,3 \text{ МВ}$, $E_{\text{л}} \approx 172 \text{ В/см}$, $v_{\text{л}} \approx 2,4 \text{ см/мкс}$. Все эти цифры вполне разумны: такого порядка токам, напряжениям и скоростям отвечают условия оптимального роста длинных лидеров в экспериментах.

Распределения продольного поля и тока по длине лидера зависят от того, как во времени меняется напряжение на промежутке. Соответствующие расчеты можно провести на основе уравнений (3.29)–(3.31), задаваясь погонными емкостью и сопротивлением лидера (они могут быть зависящими от тока или напряжения). Получается, что при подъеме напряжения U_0 ток нарастает, а поле уменьшается от головки к основанию канала. Вместе с тем снижается полное напряжение на канале. Подбирая длительность фронта импульса $t_{\text{фр}}$, можно добиться развития лидера до требуемой длины при более низком напряжении, чем в случае $U_0 = \text{const}$. Опыт дает оптимальные значения $t_{\text{фр, opt}}$, при которых промежутки длины d имеют минимальную электрическую прочность $U_{b, \text{min}}$. Экспериментальные зависимости $t_{\text{фр, opt}}(d)$ и $U_{b, \text{min}}(d)$ приведены в гл. 7.

В противоположном случае, когда к промежутку приложен снижающийся во времени импульс напряжения (что обычно и бывает в экспериментах с очень длинными искрами), ток быстро убывает от головки к основанию канала и ближе к электроду может даже изменить направление (внедренный ранее в промежуток заряд «стекает» обратно в анод). Источник высокого напряжения при этом не поставляет энергию в канал, и лидер в течение некоторого времени продолжает расти за счет внутренних ресурсов, черпая энергию от электрического поля объемного заряда чехла. В участках со слабым током (где ток меняет направление) поставка энергии в канал минимальна, газ остывает, его проводимость резко падает и так же резко усиливается продольное поле. Напряжение на канале увеличивается. Это приводит к очень резкому повышению электрической прочности длинных промежутков при сокращении длительности воздействующих на них импульсов напряжения.

6.11. Разнообразие лидерного семейства

Все предыдущее изложение было посвящено классической форме лидерного процесса — положительному лидеру. При соответствующей поддержке источником напряжения лидер может существовать долго, продвигаясь на очень большие расстояния, пример тому — молния. Главная черта лидерного процесса, обуславливающая

такую возможность, это способность к формированию горячего канала, настолько горячего, что ионизация в нем поддерживается при относительно слабом продольном поле. Способ ввода энергии в канал принципиального значения не имеет. Важно лишь, чтобы канал разогревался «собственными усилиями». В обычном лидере это происходит благодаря объединению и кумуляции токов многих стримеров, испускаемых головкой канала. Как мы увидим, такой механизм не является обязательным, годятся и другие способы снабжения канала энергией. Однако, прежде остановимся на варианте лидерного процесса, который при том же механизме энергоснабжения отличается существенными особенностями в силу иной полярности.

6.11.1. Отрицательный лидер. Он стартует от электрода меньшего размера, когда тот является катодом. Анодом может служить заземленная плоскость. Что касается самого сформировавшегося канала, то его состояние и параметры достаточно далеко от головки мало отличаются от таковых в положительном лидере. Небольшие вариации, возможно, связаны с противоположным знаком короны от боковой поверхности канала, которая при некоторых условиях меняет заряд чехла (раздел 6.7.2). Основные особенности связаны с процессами в стримерной зоне и вообще с механизмом продвижения передней части канала. Надо сказать, что этот механизм и структура стримерной зоны у отрицательного лидера много сложнее, чем у положительного.

Формирование стримерной зоны отрицательного лидера требует более высокого напряжения по той же причине, по которой большее напряжение нужно для продвижения одиночного анодонаправленного стримера. В катодонаправленном стримере электрон, участвующий в лавинной ионизации, дрейфует под действием поля навстречу приближающейся к нему головке и потому быстрее попадает в область сильного поля, чем в анодонаправленном. Там электрон «уходит» от настигающей его головки с ее сильным полем и лавина развивается в более слабом поле, т. е. в менее выгодных условиях. Конечно, в случае сильных стримеров, у которых скорость распространения v_c много больше скорости дрейфа электронов $v_e \equiv |v_e|$ различие $v_c + v_e$ и $v_c - v_e$ невелико. Но мы знаем (раздел 6.7.1), что в стримерной зоне лидера стримеры слабые, у них $v_c \approx v_e$, между суммой и разностью этих двух чисел разница большая и преимущества первого варианта выражены более явно.

В силу отмеченного обстоятельства пробить промежуток при помощи отрицательного напряжения труднее, для этого требуется более высокое напряжение. С другой стороны, влияние полярности тем меньше, чем длиннее промежуток, ибо у длинного лидера меньше относительный вклад потенциала головки U_r в суммарное напряжение $U_0 = U_r + U_d$. Между тем падение напряжения на канале U_d от полярности, можно считать, не зависит. Промежутки длиной

$d \sim 100$ м перекрываются лидером при положительных и отрицательных импульсах напряжения примерно одинаковой амплитуды. Тем более, это должно быть справедливо для молнии. Но структура стримерной зоны отрицательного лидера мало чем похожа на структуру положительного. Разберем эту картину чисто феноменологически, как она вырисовывается благодаря расшифровке фоторазверток процесса. Надо сказать, процесс очень сложен; его уяснение требует немалых усилий, внимательного штудирования последующего текста и воображения.

Стримерная зона отрицательного длинного лидера всегда состоит из двух сортов стримеров: анодонаправленных и катодонаправленных. Первые в виде начальной вспышки отрицательной импульсной короны стартуют от высоковольтного электрода. Картина напоминает вспышку положительной короны — то же более яркое,

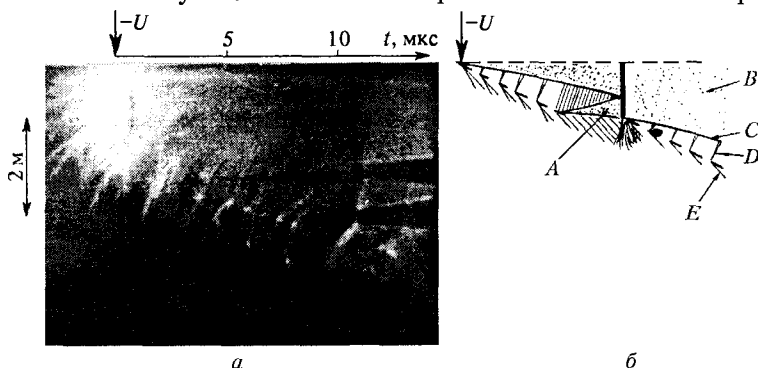


Рис. 6.13. Фоторазвертка (а) и схема развития [6.39] (б) отрицательного лидера (А — объемный лидер; В — канал отрицательного лидера; С — лидерная головка; D — катодонаправленный стример; E — анодонаправленный стример)

похожее на стебель образование у электрода (с оптическим радиусом порядка сантиметра) и множество ветвей с радиусом стримеров не более 0,1 см [6.39–41, 6.25]. В отрицательном разряде такой стебель как бы живет самостоятельной жизнью. На непрерывной развертке изображения и ее схеме (рис. 6.13а, б) видно, как стебель отрывается от катода и перемещается в глубь промежутка. В работе [6.41], где впервые при помощи электронно-оптического преобразователя была детально исследована стримерная зона отрицательного лидера, это яркое плазменное образование было названо *анодонаправленным стримером второго рода*. Мы здесь для краткости будем просто говорить «плазменный стебель». Не останавливаясь на процессе первоначального зарождения лидера у самого катода, рассмотрим формирование уже существующего канала. Ситуация в известной мере похожа на ту, что происходит при положительном напряжении: процесс воспроизводства лидерной

головки аналогичен процессу ее первоначального зарождения, стримерная зона — эквивалент начальной вспышки импульсной короны у электрода.

Итак, пусть от катода протянулся лидерный канал. Перед головкой на некотором удалении от нее находится очередной плазменный стебель (рис. 6.13б). От его концов стартуют «обычные» стримеры, анодонаправленные по ходу лидера и катодонаправленные навстречу лидерной головке. Нас будут интересовать именно последние. Заметим, что картина в общих чертах аналогична той, что наблюдается, если поместить металлический стержень вдоль электрического поля. Стержень поляризуется, его концы, где скапливаются заряды, становятся источниками сильного поля, и от этих концов стартуют соответствующие стримеры, катодонаправленные — по полю и анодонаправленные — против поля. Вернемся к плазменному стеблю. Катодонаправленные стримеры, стартующие от его конца, обращенного к головке отрицательного лидера, вливаются в эту головку. Картина как бы перевернулась. В положительном лидере катодонаправленные стримеры рождаются в лидерной голове и обгоняют ее. В отрицательном — они стартуют от некоего дополнительного плазменного образования (стебля) и летят навстречу головке, вливаясь в нее. Получается, что отрицательный лидер, как и положительный, питается током катодонаправленных стримеров.

Но дело этим не ограничивается. Следом за катодонаправленными стримерами от плазменного стебля в объеме промежутка может стартовать положительный лидер *). Непрерывно генерируя стримеры теперь уже от своей головки, он движется навстречу головке отрицательного лидера. Когда головки соприкасаются, их заряды нейтрализуются и возникает процесс заряжения канала объемного лидера, в результате чего он приобретает потенциал, близкий к потенциалу головки отрицательного лидера, ибо именно последний питается источником напряжения. Процесс сопровождается резким усилением тока и выделяющейся энергии, благодаря этому кратковременно увеличивается яркость излучения основного отрицательного лидера и присоединившегося к нему объемного положительного, которые теперь образуют единый канал. Дальний от катода конец плазменного стебля превращается в новую лидерную головку. Дальше все начинается сначала, т. е. от новой головки отрывается новый плазменный стебель и т. п.

*) Его так и называют объемным, поскольку он рождается не от электрода, а в объеме промежутка. Объемные лидеры легко получают и искусственно, помещая в глубине промежутка металлические стержни длиной в несколько сантиметров. Когда поле, в котором они находятся, усиливается объемным зарядом приближающейся стримерной зоны отрицательного лидера, от стержней стартуют встречные объемные положительные лидеры. От противоположных концов стержней могут медленно двигаться отрицательные лидеры. Их наблюдают и от плазменных стеблей.

Если регистрировать разряд аппаратурой с низкой чувствительностью к свету и с малым временным разрешением (а так это и было в 30-е годы, когда Б. Шонланд начал свои знаменитые исследования молнии [6.42]), на непрерывной развертке изображения можно видеть лишь последовательность вспышек все удлиняющегося канала. Их назвали *ступенями отрицательного лидера*, а сам лидер — *ступенчатым*. Каждая ступень лабораторного лидера удлиняет канал на десятки сантиметров, в сверхдлинных промежутках — на несколько метров; у отрицательной молнии регистрировали ступени в сотню метров.

В любом случае ступень по длине составляет малую часть промежутка, который нужно перекрыть лидеру. Бросок тока во внешней цепи от каждой ступени кратковременный, он быстро затухает. Благодаря тепловой инерции газа последствия импульсного ввода энергии в канал отрицательного лидера в среднем оказываются примерно такими же, как при непрерывном энергоснабжении положительного лидера. Что же касается полной энергии, переданной от источника высокого напряжения в разрядный промежуток, то она при прочих равных условиях от полярности напряжения почти не зависит.

6.11.2. Лидер скользящего разряда. В этом варианте лидерного процесса, можно считать, нет стримерной зоны. Весь ионизационный процесс, начиная от лавинного размножения затравочных электронов и вплоть до разогрева токового канала реализуется в лидерной головке, которую подобно стримерной можно рассматривать как волну ионизации. Принципиальная схема скользящего разряда показана на рис. 6.14а. Волна ионизации стартует от острия и скользит в газе вдоль тонкой диэлектрической пленки, покрывающей заземленную металлическую плоскость. При малой толщине пленки (в десятки микрон) и относительной диэлектрической проницаемости $3 + 5$, характерной для полимеров, результирующая погонная емкость плазменного канала может быть на 2—3 порядка больше, чем у такого же канала в газе, а потому требуемый энерговклад в разряд обеспечивается гораздо более низким напряжением. В экспериментах удавалось формировать скользящие искровые каналы в воздухе длиной в несколько метров при $U_0 < 10 + 20$ кВ.

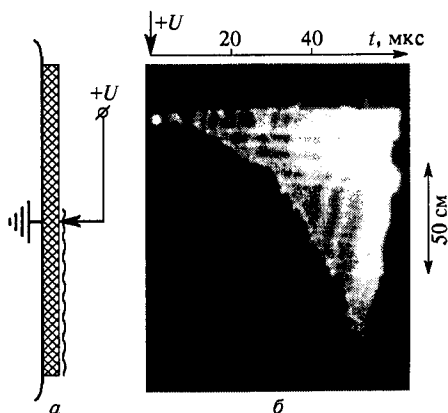


Рис. 6.14. Принципиальная схема (а) и фоторазвертка (б) скользящего разряда в воздухе [6.43]

Подчеркнем, что разряд развивается именно в воздухе, материал диэлектрика в образовании плазмы участия не принимает.

Посмотрим на фоторазвертку скользящего разряда в промежутке $d = 100$ см (рис. 6.14б). Канал развивался от стержневого электрода вдоль листа оргстекла толщиной 4 мм, наложенного на заземленную плоскость, служащую катодом. На промежутке воздействовал положительный импульс напряжения с длительностью фронта 70 мкс; в момент перекрытия напряжение равнялось $U_0 = 100$ кВ. Это в 4—5 раз меньше, чем нужно для лидера в свободном воздушном промежутке той же длины. На фоторазвертке четко фиксируется канал разряда, который движется со средней скоростью $(2 \div 3) \cdot 10^6$ см/с. Того же порядка скорость характерна и для лидера в свободном воздухе. Ток разряда (по измерениям со стороны катода) постепенно нарастал от $0,3 \div 0,4$ А до 1,5 А непосредственно перед перекрытием — эти цифры тоже типичны. При напряжении на промежутке 100 кВ среднее поле в канале, формирующемся 30 мкс, никак не больше $E_{\text{д}} = U/d = 1$ кВ/см. У лидера в свободном воздухе в аналогичных условиях примерно столько же. Нет показателей, по которым канал скользящего разряда отличался бы от «классического» лидера в воздухе. Но оптическая картина совершенно иная — на фоторазвертке скользящего разряда нет стримерной зоны, точнее, она столь коротка, что не видна на снимке с оптическим разрешением меньше 1 см.

Описанную форму разряда справедливо называть бесстримерным лидером. Механизм поступления энергии в его канал принципиально не отличается от действующего в классическом лидере. При полной погонной емкости канала \tilde{C} в единицу его длины внедряется энергия $\tilde{W} \leq \tilde{C}U_0^2/2$, и ее должно хватать, чтобы разогреть канал. У лидера в воздухе это достигается благодаря стримерной зоне, формирующей заряженный чехол вокруг канала, от чего в несколько раз возрастает погонная емкость. Скользящему разряду стримерная зона не требуется, ибо емкость его канала велика сама по себе из-за малости расстояния между заземленной плоскостью и каналом (сравнимого с радиусом канала) и высокой диэлектрической проницаемости диэлектрика. Здесь почти нет ограничений в возможности увеличить емкость. Известны эксперименты с пленками микронной толщины, когда погонную емкость канала удавалось поднять до $(2 \div 5) \cdot 10^{-11}$ Ф/см, что на два порядка больше, чем у канала в свободном воздухе. Условия нагрева газа до дуговых температур при столь большой погонной емкости обеспечиваются при напряжении в $10 \div 20$ кВ. Если радиус высоковольтного электрода настолько мал, что того же напряжения достаточно для первоначального инициирования разряда, возникший канал скользящего лидера проходит много метров, а продольное поле в канале мало отличается от поля в открытой квазистационарной дуге [6.43].

6.11.3. Лидер вдоль проводящих поверхностей. Принципиально иной механизм энергоснабжения возникает в условиях, когда функции поставки заряда растущему каналу и разогрева образующейся плазмы оказываются разделенными — их выполняют токи разного происхождения. Так случается, когда плазменный канал развивается в газе вдоль проводящей поверхности, контактируя, например, с электролитом. (В каком-то смысле такой разряд также можно назвать скользящим, только скользит он вдоль поверхности проводника, а не диэлектрика.) Подавляющая доля энергии поставляется в канал благодаря токам утечки через его боковую поверхность, что наделяет разряд набором исключительно интересных свойств. Очевидно, что главное из них — это способность к развитию при очень низком напряжении даже в высокопрочных газах.

Форма разряда, о которой идет речь, очень важна для технических приложений. Поверхность любого грязного увлажненного изолятора обладает проводящими свойствами, такова же и поверхность земли. После удара молнии в землю искровые каналы вдоль ее поверхности могут распространяться на 100 м и более. Таким путем ток молнии прорывается к защищаемым объектам, минуя молниевыводы. Для нас здесь такой разряд интересен механизмом энергоснабжения, который не связан непосредственно с ионизационными процессами в области головки канала. Разберем его на примере искрового канала вдоль поверхности водопроводной воды, у которой $\sigma \approx 4 \cdot 10^{-4} \text{ (Ом} \cdot \text{см)}^{-1}$.

Типичные фоторазвертки при положительном и отрицательном напряжении (рис. 6.15) показывают, что мы снова имеем дело с

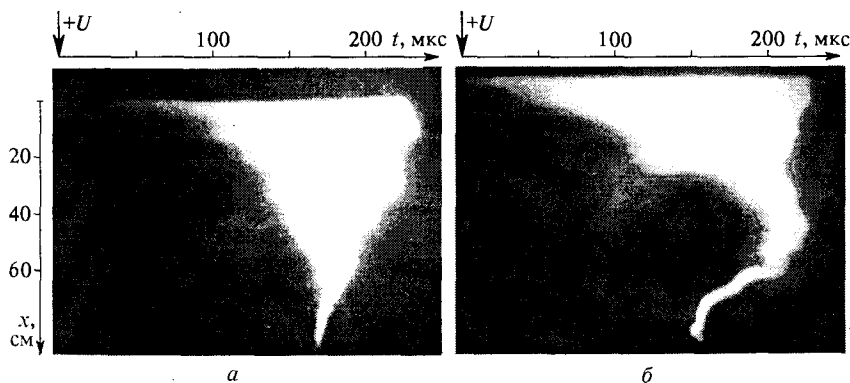


Рис. 6.15. Фоторазвертки развития лидера вдоль поверхности воды при положительном (а) и отрицательном (б) импульсном напряжении 20/1000 мкс [6.44]

бесстримерной формой лидера. Внешняя картина разряда такая же, как у скользящего разряда вдоль тонких диэлектрических пленок. Четко фиксируется канал без видимых признаков стримерной

зоны. На статической фотографии хорошо видно, как канал расширяется от головки к основанию. Головка канала яркостью свечения не выделяется, скорее, она излучает слабее, чем остальной канал. Несколько коротких ветвлений в области головки вряд ли влияют на характерный масштаб разрядного тока. Последний всегда измеряется в основании канала и может быть настолько сильным, что приходится принимать специальные меры для его ограничения, хотя бы на уровне 100 А. В противном случае не удастся организовать эксперимент с источниками высокого напряжения ограниченной энергоемкости. В [6.44] для ограничения тока вода наливалась в неглубокую кювету длиной 100 см с сечением водяного слоя $25 \times 3,5 \text{ см}^2$. Искра стартовала от остро заточенного стержня, перпендикулярного водной поверхности и распространялась вдоль нее к плоскому электроду противоположной полярности, который занимал всю торцевую стенку кюветы. Нелинейность изображения на фотографиях в направлении оси промежутка — результат съемки горизонтально установленным электронно-оптическим преобразователем под острым углом к плоскости воды; при обработке фотографий вводилась поправка, вычисляемая по специальным калибровочным снимкам.

Скорость удлинения канала и ток в его основании за время регистрации 225 мкс возрастали от начальных значений $v_d \approx 3 \cdot 10^5 \text{ см/с}$, $i \approx 20 \text{ А}$ до $9 \cdot 10^5 \text{ см/с}$ и 45 А, которые были зафиксированы за 5 мкс до перекрытия промежутка. Чтобы перекрыть промежуток 100 см, требовалось напряжение около 45 кВ при положительной полярности стержня и примерно на 10 ÷ 15% выше при отрицательной. Это на порядок меньше, чем для лидера в свободном воздухе. Судя по относительно низким значениям v_d , ток у головки во много раз меньше тока в основании канала. Это и естественно: ток в канале складывается из токов утечки через поверхность контакта канала с водой. Он определяется площадью контактной поверхности и сопротивлением еще не перекрытого разрядом столба воды. Отсюда непрерывный рост тока по мере удлинения лидера и соответствующее увеличение его скорости. Здесь принципиальное отличие от скользящего разряда вдоль диэлектрика, где i и v_d меняются медленно из-за почти неизменной погонной емкости канала, которая там определяет ток.

В любом случае, когда лидерный ток определяется погонной емкостью канала, скорость и ток лидера взаимосвязаны, ибо скорость, будучи зависящей от тока, в свою очередь этот ток и определяет. Эта обратная связь обрывается в разрядах вдоль проводящей поверхности. Конечно, некоторая часть тока и здесь связана с зарядкой вновь созданных участков канала, но она пренебрежимо мала по сравнению с током утечки. Именно он играет главную роль в обеспечении разряда энергией, и потому энергия поставляется

в канал независимо от его скорости. Иными словами, канал может даже остановиться, но все равно будет оставаться горячим и поддерживать свою проводимость на достаточно высоком уровне. О минимально необходимой лидерной скорости (порядка 10^6 см/с в атмосферном воздухе) в таких условиях речи нет. В описанном эксперименте при напряжении 43 кВ разряд не смог перекрыть промежутка. В течение почти 0,5 мс перед остановкой лидер двигался со скоростью $2 \cdot 10^4$ см/мс — в 50 раз медленнее минимально возможной в свободном воздухе. Когда же из-за снижения напряжения на промежутке поле у лидерной головки упало ниже необходимого для ионизации воздуха и лидер все-таки остановился, по его каналу продолжал идти ток, поддерживая проводимость плазмы почти на прежнем уровне.

6.12. Заключение

Подведем итоги. Для роста длинного лидера необходимы достаточная степень ионизации газа в области лидерной головки и поступление в канал энергии, нужной для нагрева газа до «дуговых» температур и компенсации тепловых потерь. Механизм энергоснабжения принципиального значения не имеет.

Стримерный механизм энергоснабжения, свойственный разряду в свободном газе, сводится к внедрению электрического заряда в объем лидерного чехла. Радиус чехла на 3 порядка больше радиуса канала. Благодаря этому увеличивается погонная емкость лидера, определяющая диссипируемую энергию. Стримерный механизм не экономичен, ибо для развития стримеров требуется достаточно сильное электрическое поле по всей длине стримерной зоны порядка метров. Лидерный процесс со стримерной зоной не имеет ограниченный по длине промежутка и сорту газа.

Размеры стримерной зоны сокращаются, когда лидер формируется вдоль диэлектрика, за которым имеется заземленный проводник. От этого возрастает собственная емкость канала и уменьшается потенциал лидерной головки, при котором обеспечивается нужный энерговклад в разряд. В разряде, скользящем вдоль тонких пленок, наложенных на металлическую заземленную поверхность, стримерная зона вырождается полностью. Однако, характеристики канала от этого не меняются, ибо он получает необходимую энергию благодаря многократно возросшей собственной емкости. Напряжение, требуемое для перекрытия промежутка тем меньше, чем больше собственная емкость лидерного канала. При вырожденной стримерной зоне оно, по-видимому, близко к падению напряжения на канале и мало зависит от сорта газа.

Механизм энергоснабжения лидера меняется, когда разряд развивается вдоль проводящей поверхности. Энергия поступает в канал

благодаря токам утечки через поверхность контакта плазмы с проводником, энерговклад не зависит от скорости лидера, которая может стать и очень низкой. Поток энергии в канал определяется не столько характеристиками газа или лидерной плазмы, сколько погонным сопротивлением проводящей среды. От него же в наибольшей степени зависит напряжение, которое требуется для перекрытия промежутка заданной длины.

В условиях, встречающихся в технике, могут сосуществовать различные механизмы энергоснабжения лидера. Но при любых ситуациях электрическая прочность изоляции должна снижаться, когда часть энергии в канал поставляется токами утечки или благодаря возросшей собственной емкости канала, скользящего вдоль диэлектрика.

ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ПРОЧНОСТЬ ДЛИННЫХ ПРОМЕЖУТКОВ

Длинный промежуток пробивается, когда его перекрывает лидер, и напряжение на промежутке должно быть достаточным для этого. Возникновению лидера предшествует импульсная корона, потом напряжение должно подняться, чтобы компенсировать снижение поля на электроде, вызванное зарядом короны, и только тогда стартует лидер. Старт лидера еще не означает, что он достигнет противоположного электрода. В начальной фазе лидерный процесс может остановиться, если потенциал головки упадет ниже необходимого минимума в результате потери напряжения на канале или из-за недостаточной длительности импульса напряжения. Процесс становится необратимым только после контакта стримерной зоны с противоположным электродом.

Оценивая изоляционные свойства длинных воздушных промежутков, часто приходится анализировать всю последовательность событий, приводящих к пробое, что далеко не просто. Требования к точности определения инженерных характеристик изоляции очень высоки. Погрешность 5% часто считается недопустимой. Как правило, инженера не удовлетворяет знание только 50%-го пробивного напряжения $U_{50\%}$.*) В зависимости от решаемой технической задачи приходится определять либо выдерживаемое напряжение $U_{\text{выд}}$, соответствующее почти нулевой вероятности пробоя, либо, напротив, оценивать напряжение, гарантирующее пробой с почти 100%-й вероятностью. Для этого по результатам испытаний приходится строить зависимость вероятности пробоя от амплитуды импульса напряжения $\Psi(U)$. Это требует большого числа дорогих и трудоемких опытов. Как ясно из всего предыдущего, на теорию здесь рассчитывать пока не приходится. Поэтому известные инженерные

*) Так называют напряжение, при котором пробой происходит с вероятностью 50%.

методы расчетов опираются на результаты экспериментов (см., например, [7.1—7.7]). Мы не будем на этом останавливаться, а рассмотрим наиболее характерные свойства длинных изоляционных промежутков на основе изложенных выше общих представлений об искровом разряде. В основу классификации положим признак неоднородности распределения начального электрического поля в промежутке. Степенью неоднородности $m_{эл}$ называют отношение максимального поля E_{\max} к среднему $\langle E \rangle = U/d$ в промежутке длины d , $m_{эл} = E_{\max}/\langle E \rangle$. Величина $m_{эл}$ может служить удобной инженерной характеристикой изоляционной конструкции.

7.1. Промежутки со слабо неоднородным полем

Будем условно считать слабо неоднородным такое распределение поля, когда стримеры начальной вспышки импульсной короны, возникнув у малого электрода (анода), непременно пересекают промежуток. Для этого среднее поле в промежутке $\langle E \rangle = E_{\max}/m_{эл}$ должно превышать среднее поле E_c по длине стримера, нужное для его распространения. Но импульсная корона возникает, если поле на электроде превышает порог зажигания $E_{н\text{ кор}}$. Следовательно, слабо неоднородным является промежуток с $m_{эл} \leq m_{эл, кр} = E_{н\text{ кор}}/E_c$. В атмосферном воздухе при радиусе кривизны электрода $r_a \gg 1$ см $E_{н\text{ кор}} \approx 30$ кВ/см, $E_c \sim 4,5 \div 5$ кВ/см и $m_{эл, кр} \sim 6,5 \div 7$. В слабо неоднородном поле стримеры выносят свой заряд из промежутка. Поле у анода после начальной вспышки импульсной короны практически не снижается и обычно лидер без паузы возникает вслед за короной. С момента возникновения он развивается в сквозной фазе, ибо стримерная зона лидера, как и начальная вспышка короны, пересекает промежуток. Если не снижать напряжение на промежутке очень резко, лидер в сквозной фазе не может остановиться (раздел 6.1). Значит, пробивное напряжение совпадает с напряжением возникновения импульсной короны. Совпадают также вероятностные характеристики распределения пробивных напряжений и напряжений зажигания короны. Нижним пределом $E_{н\text{ кор}}$ для импульсной короны является напряженность зажигания стационарной короны $E_{н0}$, а потому ее напряжение зажигания равно выдерживаемому напряжению промежутка $U_{\text{выд}} = E_{н0}d/m_{эл}$. Значение $E_{н0}$ для электрода заданной формы и радиуса r_a можно найти, например, по эмпирическим формулам Пика. Для цилиндрического анода это формула (3.27), в случае сферического — коэффициенты 31,0 и 0,308 в (3.27) следует заменить соответственно на 27,8 и 0,54. Для определения степени неоднородности $m_{эл}$ полезны

полуэмпирические формулы

$$m_{\text{эл}} = 1 + \frac{2d}{r_a} + \left[8 + \left(1 + \frac{2d}{r_a} \right)^2 \right]^{1/2}, \quad (7.1)$$

$$m_{\text{эл}} \approx \frac{(d^2/r_a^2 + 2d/r_a)^{1/2}}{\ln \left[(1 + d/r_a) + (d^2/r_a^2 + 2d/r_a)^{1/2} \right]} \quad (7.2)$$

для промежутков шар—плоскость и провод—плоскость соответственно.

Практически важны промежутки с радиусами анода $r_a > 10$ см, у которых $E_{н0}$ почти не зависит от r_a . Поэтому достоверность оценки выдерживаемых напряжений определяется исключительно точностью расчета поля на электроде, задающего $m_{\text{эл}}$. Следует отметить, что формулы (7.1), (7.2) и им подобные относятся к идеализированным промежуткам и не учитывают влияния нитей и узлов подвеса электродов. Насколько сильно это влияние, показано в разделе 4.9. Как правило, пренебрежение элементами крепления занижает расчетную величину $U_{\text{выд}}$, нередко на десятки процентов.

Из (7.1), (7.2) видно, сколь нелинейна зависимость $U_{\text{выд}}(d)$. Выравнивание поля (уменьшение $m_{\text{эл}}$) — весьма эффективное средство увеличения электрической прочности изоляционного промежутка. Однако, на открытом воздухе капли дождя, пыль и т. п. усиливают поле у поверхности электрода и пробивное напряжение может быть заметно ниже расчетного, причем эффект проявляется тем чаще, чем дольше действует напряжение. Известны случаи вдруг возникающих «аномальных» искровых разрядов с высоковольтных экранов источников постоянного напряжения, которые происходят при напряжении, много меньше расчетного выдерживаемого. Их провоцирует корона от случайных неоднородностей, например, от нитей паутины, коснувшихся электрода.

В слабо неоднородном промежутке пробивное напряжение не зависит от длительности фронта импульса напряжения, поскольку после вспышки короны поле не падает и нет необходимости поднимать напряжение, чтобы компенсировать снижение поля и возбудить лидер; разряд фактически развивается уже за фронтом импульса. Длительность импульса $t_{\text{имп}}$ могла бы повлиять на электрическую прочность только в случае, когда она меньше времени $t_{\text{л}} = d/v_{\text{л}}$, нужного лидеру, чтобы пересечь промежуток. Но даже при $d = 5$ м это время $t_{\text{л}} < 50$ мкс достаточно мало (в сквозной фазе $v_{\text{л}} \geq 10^7$ см/с), а более длинные промежутки со слабо неоднородным полем на практике редки. Значит, для самого короткого стандартного испытательного импульса 1,2/50 мкс прочность промежутка остается почти такой же, как и для длительных коммутационных импульсов или для постоянного напряжения.

Совпадение порога пробоя слабо неоднородных промежутков с напряжением зажигания короны обязано выносу заряда стримеров на противоположный электрод. Именно этим устраняется необходимость повышать напряжение после коронной вспышки, чтобы дать возможность образоваться лидеру. Роль спускового механизма для пробоя отдана коронной вспышке. Будь стримеры проводящими и будь их так мало, что не было бы взаимного электростатического влияния и заряд сосредотачивался бы не только в стримерных головках, но и в каналах (раздел 6.7.1), ситуация могла бы стать и иной. Контакт стримеров с противоположным электродом не освобождал бы промежуток от объемного заряда, лидер не рождался бы немедленно и вспышка короны не вела бы к пробую промежутка. И, действительно, в азоте [7.8] и в горячем воздухе [7.9], где стримеры рождаются с меньшей частотой и не теряют проводимости так быстро, как в холодном, для возбуждения лидера требуется вдвое большее напряжение, чем для начальной вспышки короны.

Заметим, что наши оценки касались лишь выдерживаемых напряжений, а не 50%-х или 100%-х пробивных, которые, естественно, выше $U_{\text{выд}}$. Однако это различие не велико. Разброс пробивных напряжений слабо неоднородных промежутков мал, стандарт разброса $\sigma_U < 0,01U_{50\%}$.*) Значит при нормальном законе распределения $U_{50\%} \approx U_{\text{выд}} + 3\sigma_U < 1,03U_{\text{выд}}$ (если $U_{\text{выд}}$ соответствует вероятности пробоя 10^{-3}). Подобное расхождение между $U_{50\%}$ и $U_{\text{выд}}$ близко к погрешности измерений.

Итак, в промежутках со слабо неоднородным полем лидерный процесс с самого начала развивается в сквозной фазе, а пробивное напряжение совпадает с напряжением зажигания импульсной короны. Этим обуславливается зависимость $U_{\text{пр}}$ от радиуса анода, ибо для возбуждения короны требуется определенное поле на электроде. Скорость подъема напряжения на электрическую прочность промежутка не влияет.

7.2. Воздушные промежутки с резко неоднородным полем

Согласно (7.1), (7.2) $m_{\text{эл}}$ является функцией r_a/d , и в случае не малых радиусов r_a , когда $E_{\text{н кор}} \approx \text{const}$, критерий слабой неоднородности $m_{\text{эл}} \leq m_{\text{эл, кр}}$ удовлетворяет условию подобия по r_a/d . Рассмотрим теперь промежутки с резко неоднородными полями и проследим за влиянием на их электрическую прочность не отношения r_a/d , а просто радиуса анода r_a . Эксперименты указывают на существование некоторого критического радиуса $r_{\text{кр}}$, ниже которого изменение

*) σ_U — среднеквадратичное отклонение измеренных значений пробивных напряжений промежутка от его $U_{50\%}$; часто σ_U выражают в процентах от $U_{50\%}$.

r_a на электрическую прочность не влияет [7.10, 7.11]. Когда же $r_a > r_{кр}$, прочность увеличивается с ростом r_a . Оценим $r_{кр}$ и объясним эти факты.

7.2.1. Большие аноды сверхкритического радиуса. Радиус анода определяет начальное напряжение импульсной короны $U_{н\text{кор}}$; для сферы, например, при $r_a \ll d$ $U_{н\text{кор}} \approx r_a E_{н\text{кор}}$. В резко неоднородном поле стримеры импульсной короны уже не достигают противоположного электрода и не выносят своего заряда из промежутка. Под влиянием этого заряда поле у анода снижается и, чтобы возбудить лидер, требуется дополнительно поднять напряжение на промежутке. Впрочем, для электродов с радиусом в десятки сантиметров (а они и представляют практический интерес), достаточно и незначительного подъема (раздел 6.1.3), так что $U_{нд} \approx U_{н\text{кор}}$. Однако, возникновение лидера еще не означает, что промежуток будет пробит: лидер может остановиться на некотором расстоянии $L < d$. Но если начальная вспышка короны возникла при напряжении $U_{н\text{кор}}$, превышающем минимальное напряжение $U_{0\text{min}}$, нужное лидеру, чтобы пройти расстояние $L = d - L_c$, при котором его стримерная зона коснется электрода (раздел 6.10.3), пробой промежутка предрешен. Поднимать напряжение не потребуется, пробивное напряжение будет равно напряжению зажигания короны $U_{н\text{кор}}$, а выдерживаемое — нижнему пределу этой величины, т. е. напряжению зажигания стационарной короны.

Приравнивая $U_{н\text{кор}} \approx E_{н\text{кор}} r_a$ (для сферы) и $U_{0\text{min}}(L)$, по формуле (6.27) найдем критический радиус $r_{кр}(d)$, выше которого такое произойдет:

$$r_{кр} \approx \frac{U_{0\text{min}}}{E_{н0}} = \frac{5}{3} \left(\frac{3bL}{2} \right)^{2/5} \frac{A^{3/5}}{E_{н0}}, \quad (7.3)$$

где $E_{н0}$ — напряженность зажигания стационарной короны (в атмосферном воздухе $E_{н} \approx 30$ кВ/см при $r_a > 10$ см). Для численного примера воспользуемся значениями констант A и b из раздела 6.10.3 и $L_c = U_{г,\text{min}}/E_c$, где $U_{г,\text{min}}$ — потенциал лидерной головки, соответствующий $U_{0\text{min}}$, а $E_c \approx 4,65$ кВ/см для воздуха при нормальных условиях. Получим:

$d, \text{ м}$	15	20	30	50	75	100
$r_{кр}, \text{ см}$	63	71	85	105	125	140

Если радиус анода $r_a > r_{кр}(d)$, пробой промежутка d будет определяться просто напряжением возникновения короны, как и в

слабо неоднородном поле. Как видно из таблицы, геометрическое подобие здесь нарушено, $r_{кр}$ растет много медленнее d .

Оцененные значения $r_{кр}$ завышены по сравнению с экспериментальными из-за того, что в расчете не учитывалось влияние узла подвеса сферы, существенно ослабляющего поле (раздел 4.9). Так, в предельном случае, когда радиус «нити» подвеса равен радиусу сферы, $U_{н\text{ кор}} \approx 2r_a E_{н\text{ кор}}$ (раздел 3.2.1, формула (3.19)), что вдвое снижает расчетное значение $r_{кр}$. В реальных условиях так и происходит, даже если нить тонка. При подъеме напряжения она коронирует и образующийся чехол заряда увеличивает эквивалентный радиус нити, подобно тому, как чехол увеличивает эквивалентный радиус лидерного канала (раздел 6.7.2). Не удивительно, что для промежутков шар—плоскость длиной $10 \div 17$ м на опыте $r_{кр} \sim 30 \div 35$ см [7.12] почти вдвое меньше расчетных. Но физическую причину существования $r_{кр}$ расчет иллюстрирует правильно.

Для часто встречающегося на практике промежутка провод—плоскость радиус $r_{кр}$ также определяется из уравнения связи поля на поверхности анода (теперь цилиндрического) с напряжением $U_{0\text{ min}}$. С учетом зеркального отражения провода в плоскости

$$r_{кр} \ln \frac{2d + r_{кр}}{r_{кр}} = \frac{U_{0\text{ min}}}{E_{н0}}. \quad (7.4)$$

Для $d = 20$ м $r_{кр} \approx 12$ см почти в 5 раз меньше, чем в промежутке шар—плоскость той же длины. Это понятно: «цилиндрическое» поле более однородно, чем «сферическое», и для достижения того же самого $E_{н0}$ требуется большее напряжение. Заметим, что точность оценки критического радиуса провода по (7.4) намного выше, чем сферы по (7.3), поскольку узлы подвеса длинного провода искажают поле только на его краях.

Хотя в длинных промежутках с $r_a \geq r_{кр}$ поле резко неоднородно, их изоляционные свойства во многом сходны с теми, что характерны для слабо неоднородных полей (раздел 7.1). Выдерживаемые напряжения, хотя и несколько менее точно, даются напряженностью зажигания стационарной короны E_n : $U_{\text{выд}}(d) = E_n(r_a) f(r_a, d)$, где f — геометрический фактор, равный отношению потенциала анода к полю на его поверхности. Локальные неоднородности, случайным образом усиливающие поле на поверхности анода, могут снижать электрическую прочность примерно в той же степени, как и у промежутков со слабо неоднородным полем. Так, в опытах [7.13] под дождем эффект большого анода переставал действовать и электрическая прочность промежутка оказывалась такой же, как при $r_a < r_{кр}$.

Главное, что отличает резко неоднородные промежутки с $r_a \geq r_{кр}$ от слабо неоднородных — это зависимость электрической прочности

от длительности фронта импульса напряжения. В резко неоднородном поле заряд начальной коронной вспышки не выносится стримерами из промежутка и хоть не сильно, но уменьшает поле на аноде. Для возбуждения лидера подъем напряжения обязательно должен компенсировать снижение, а значит корона непременно должна стартовать и закончить свое развитие *на фронте импульса*. В такой ситуации все зависит от скорости подъема напряжения. Если она высока, напряжение может заметно увеличиваться за время развития стримерной вспышки. Тогда уже не $U_{н\text{кор}}$, а более высокое напряжение в момент остановки стримеров определит то напряжение $U_{нл}$, при котором стартует лидер и произойдет пробой промежутка.

Стример растет, пока среднее поле $U_0(t)/l_c$ по его длине $l_c(t)$ превышает необходимые $E_c \approx 5$ кВ/см в воздухе, т. е. пока скорость подъема напряжения $A_U = dU_0/dt > dl_c/dt E_c = v_c E_c$. Поскольку минимальная скорость стримеров в воздухе составляет $v_c \approx 10^7$ см/с, стример растет, пока $A_U > A_{U, \min} \approx 50$ кВ/мкс. Значит, в случае импульсов с длительностью фронта $t_{фр}$ порядка $U_0/A_{U, \min}$ и меньше лидер будет зарождаться и приводить к пробое промежутка при тем более высоком напряжении, чем короче $t_{фр}$. Для напряжений мегавольтного уровня речь идет о $t_{фр} < 10 \div 20$ мкс. Экспериментальная зависимость 50%-го пробивного напряжения $U_{50\%}$ от $t_{фр}$ для промежутка шар—плоскость $d = 8$ м ($r_a = 50$ см) показана на рис. 7.1а

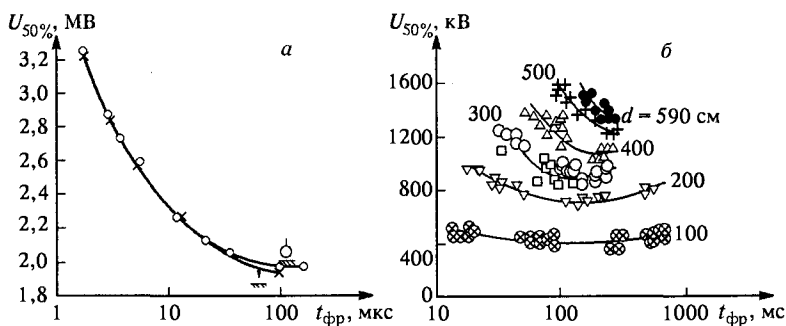


Рис. 7.1. Пробивное напряжение длинных промежутков с резко неоднородным полем в зависимости от длительности фронта положительного импульса напряжения. Промежутки шар—плоскость ($r_a = 50$ см) и стержень—плоскость ($r_a = 2,5$ см) длиной 8 м, импульсы с коротким фронтом (а); промежутки стержень—плоскость, пологие импульсы (б) [7.17]

[7.14]; во всех опытах длительность импульса (по уровню 0,5) поддерживалась равной 2500 мкс. При сокращении $t_{фр}$ от 90 до 1,7 мкс $U_{50\%}$ выросло от 2,2 до 3,2 МВ, а среднее пробивное поле в промежутке $E_{50\%}$ поднялось приблизительно до 4 кВ/см. Надо

полагать, рост средней пробивной напряженности имеет предел $4,5 \div 5$ кВ/см — при таком поле стримеры пересекают разрядный промежуток и причина его упрочнения перестает действовать.

Из рис. 7.1а видно, что наибольшая скорость изменения электрической прочности с $t_{\text{фр}}$ приходится на диапазон $t_{\text{фр}} < 10$ мкс. Он важен в практическом отношении. За такое время часто нарастает ток молнии. Традиционно электрическая прочность воздушной изоляции при атмосферных перенапряжениях испытывается стандартным импульсом с $t_{\text{фр}} = 1,2$ мкс. Похоже, результаты этих испытаний завышают электрическую прочность воздушных промежутков, особенно при оценке стойкости к воздействию положительных молний, у которых в среднем $t_{\text{фр}} > 20$ мкс. Какого-либо влияния длительности фронта на лидерную стадию искры ожидать не приходится, поскольку при $r_a > r_{\text{кр}}$ после возникновения лидера дополнительного подъема напряжения не требуется и весь лидерный процесс идет за фронтом импульса.

Итак, в случае резко неоднородных полей, но анодов сверхкритического радиуса пробивное напряжение определяется как необходимостью зажигания начальной вспышки импульсной короны, так и необходимостью обеспечить условия для возникновения лидера. Первое требование обуславливает зависимость $U_{\text{пр}}$ от радиуса анода, второе — от скорости нарастания напряжения на фронте импульса.

7.2.2. Минимальная прочность промежутка с анодом малого радиуса. Если радиус высоковольтного электрода настолько мал, что $r_a \ll r_{\text{кр}}$, а $m_{\text{эл}} \gg m_{\text{эл,кр}} \equiv m_{\text{эл}}(r_{\text{кр}}/d)$, все внешнее поле сконцентрировано вблизи электрода. Такая картина типична для промежутка игла—плоскость или тонкий стержень—плоскость. При столь неравномерном распределении поля импульсная корона, а вслед за нею и лидер могут возникать при напряжении, значительно меньшем того минимального напряжения $U_{0 \text{ min}}$, которое требуется для перекрытия лидером промежутка d (раздел 6.10.3). В таком случае радиус анода, которому пропорционально начальное напряжение короны, на пробой не влияет.

Но чтобы лидер не остановился и пересек промежуток, напряжение во время его развития должно подниматься. Так возникает еще одна причина для зависимости пробивного напряжения от длительности фронта импульса $t_{\text{фр}}$, теперь уже в значительно большем временном диапазоне, ибо в начальной фазе лидер развивается в течение $100 \div 1000$ мкс, и даже больше. Внимание к столь пологим импульсам снова продиктовано практикой. Они возникают при плановых и аварийных коммутациях на линиях электропередач. Перенапряжения такого происхождения называют *коммутационными*. Рассмотрим сначала, при каком темпе подъема напряжения

(назовем его оптимальным) промежуток будет обладать минимальной электрической прочностью. Эта информация, соответствуя наиболее опасной ситуации воздействия напряжения, представляет особый интерес. Потом посмотрим, какова прочность промежутка при неоптимальных длительностях фронта импульса.

Найденному в разделе 6.10.3 минимальному напряжению $U_{0\min}(L)$ для лидера длины L отвечает наиболее благоприятное распределение приложенного напряжения между лидерным каналом и потенциалом головки. Этому соответствуют оптимальные ток i_{opt} и скорость лидера $v_{\text{л, opt}}$. Все эти величины выведены для лидера данной длины L безотносительно к тому, как рос лидер во времени и как было достигнуто оптимальное на данный момент состояние. Согласно самому выводу величина $U_{0\min}$ отвечает минимуму «статической» вольт-амперной характеристики $U_0(i)$ лидера длины L . Если $i > i_{\text{opt}}$, излишне высок потенциал головки; если $i < i_{\text{opt}}$, слишком велики поле и падение напряжения в канале. В обоих случаях $U_0 > U_{0\min}$. На самом деле лидерный процесс не стационарен и описывается некой «динамической» связью U_0 с i и L , которая зависит от закона изменения напряжения во времени и от всей эволюции лидера с момента его возникновения. Но если реализовать режим подъема напряжения, при котором в каждый момент времени, при каждой длине лидера L , напряжение на промежутке будет $U_{0\min}(L)$, для такого режима промежуток любой длины будет обладать наименьшей прочностью по сравнению с какими-либо иными способами подъема напряжения.

В предположениях, принятых в разделе 6.10.3 при выводе основной формулы (6.27), оптимальная скорость лидера зависит от его длины очень слабо, как $v_{\text{л, opt}} \sim L^{1/5}$. И действительно, по экспериментальным данным в промежутках $5 \div 15$ м $v_{\text{л, opt}} \approx 1,8$ см/мкс $\approx \text{const}$ (раздел 6.2). Оптимальному режиму развития лидера соответствуют закон роста его канала $dL/dt = v_{\text{л, opt}}(L)$, $L \sim t^{4/5}$ и закон $U_{0\min}(L) \sim L^{2/5} \sim t^{8/25} \approx t^{1/3}$ подъема напряжения. Разумеется, оценка по (6.27) является приближенной и на опыте трудно обеспечить точное следование напряжения оптимальному закону. Но выбрать для промежутка каждой длины d свою оптимальную длительность фронта

$$t_{\text{фр, opt}} \approx \frac{d - L_c}{v_{\text{л, opt}}} \approx \frac{d}{v_{\text{л, opt}}} \quad \text{при } d \gg L_c,$$

чтобы «провести» лидер через весь промежуток с приблизительно оптимальной скоростью, вполне возможно. Импульс напряжения с таким фронтом будет соответствовать приближенно оптимальным условиям перекрытия промежутка лидером и минимальному напряжению пробоя. При $v_{\text{л, opt}} \approx 1,8$ см/мкс для промежутков длины

$d = 3 \div 15$ м импульсы должны быть достаточно пологими, с $t_{\text{фр, опт}} \approx 150 \div 800$ мкс.

Существование минимума пробивного напряжения $U_{\text{пр}}$ в зависимости от длительности фронта $t_{\text{фр}}$ обнаружено экспериментально в [7.15–7.17] (рис. 7.1б). Влияние $t_{\text{фр}}$ на электрическую прочность длинных промежутков с различными по форме электродами подверглось затем тщательной проверке [7.18–7.20] — слишком велико значение этого эффекта для техники. Исключений не найдено — во всех обследованных воздушных промежутках с резко неоднородным полем удавалось найти оптимальную длительность фронта импульса $t_{\text{фр, опт}}$, при которой электрическая прочность была минимальной. Величина $t_{\text{фр, опт}}$ тем больше, чем длиннее промежуток. В [7.20] экспериментальные данные обобщены эмпирической формулой

$$t_{\text{фр, опт}} \approx 50d \text{ мкс}, \quad d [\text{м}]. \quad (7.5)$$

Ее можно рассматривать как отражение сделанного выше теоретического вывода о том, что промежуток длины d пробивается легче всего, если подъем напряжения обеспечивает лидеру оптимальную скорость роста. В самом деле, из (7.5) $v_{\text{л}} \approx d/t_{\text{фр, опт}} = 2$ см/мкс, что близко к измеренной оптимальной скорости 1,8 см/мкс.

7.2.3. Зависимость прочности от длительности фронта. Для промежутков с резко неоднородным полем и малыми анодами она очень заметна. Вправо от точки минимума по мере увеличения $t_{\text{фр}}$ пробивное напряжение возрастает на десятки процентов, асимптоти-

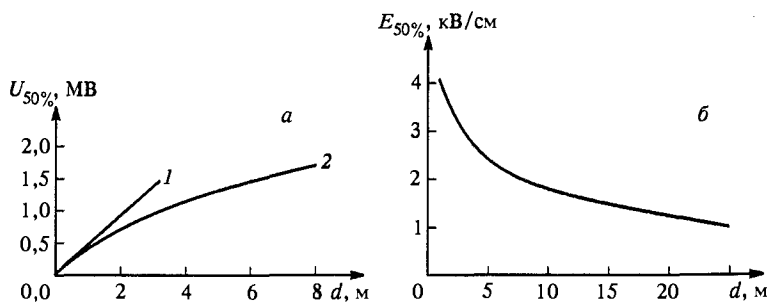


Рис. 7.2. Электрическая прочность промежутка стержень–плоскость при положительном постоянном напряжении (1) и импульсном с оптимальной длительностью фронта (2): 50%-е пробивное напряжение (а); среднее пробивное поле при оптимальной длительности фронта (б)

чески приближаясь к величине, измеренной при «постоянном» напряжении, которое во время испытаний поднимают со скоростью $1 \div 10$ кВ/с. Как видно из рис. 7.2а, пробивное напряжение $U_{50\%}$ при испытаниях постоянным напряжением растет с d почти линейно,

соответствуя среднему пробивному полю $E_{50\%} = 4,5$ кВ/см. При испытаниях импульсами с $t_{\text{фр, опт}}$ зависимость $U_{50\%, \text{min}}(d)$ сильно нелинейна, среднее пробивное поле $E_{\text{пр, min}}$ падает от 4 кВ/см для $d = 1$ м до 2,3 кВ/см для $d = 6$ м. Тенденция к снижению $E_{\text{пр, min}}$ сохраняется и в более длинных промежутках (рис. 7.2б). В [7.21] предложены эмпирические формулы

$$U_{50\%, \text{min}} = \frac{3400}{1 + 8/d} \text{ кВ}, \quad d < 15 \text{ м}, \quad (7.6)$$

$$U_{50\%, \text{min}} = 1440 + 55d \text{ кВ}, \quad 15 \leq d \leq 30 \text{ м}, \quad (7.7)$$

которые обеспечивают точность 5%. Похоже, что нижним пределом $E_{\text{пр, min}}$ могут оказаться дуговые продольные градиенты, соответствующие слабым токам $i \leq 1$ А. Во всяком случае цифры $0,35 \div 0,25$ кВ/см зарегистрированы при длине лидера примерно $100 \div 200$ м в условиях, далеких от оптимальных.

По поводу физических механизмов повышения прочности при отклонении $t_{\text{фр}}$ от $t_{\text{фр, опт}}$ можно высказать следующие соображения. Будем двигаться от очень пологих импульсов в сторону уменьшения длительности фронта. Самые большие $t_{\text{фр}}$ соответствуют пробоем при постоянном напряжении, если за время движения лидера с минимальной скоростью ($v_{\text{л}} \approx 1$ см/мкс) напряжение повышается незначительно. Когда же напряжение заметно растет во времени, у лидерного тока появляется составляющая $C \, dU/dt$ (раздел 6.8.1). Этот ток заряжает дополнительно уже сформированную емкость канала C . Ток исчерпывается по пути от основания канала к лидерной головке, от чего ток у головки практически не меняется. Но по каналу в среднем ток оказывается более сильным, чем при постоянном напряжении, а продольное поле и падение напряжения на канале с падающей вольт-амперной характеристикой — меньшими. Уменьшается и полное напряжение, нужное лидеру данной длины. Так, по мере уменьшения $t_{\text{фр}}$ от ∞ до $t_{\text{фр, опт}}$ пробивное напряжение снижается от величины $U_{\text{пр}}$ при постоянном напряжении до минимального. Возможно, так объясняется правая растущая ветвь кривой $U_{\text{пр}}(t_{\text{фр}})$ на рис. 7.1б.

На левой ветви, где $t_{\text{фр}} < t_{\text{опт}}$, описанный только что эффект, который при уменьшении $t_{\text{фр}}$ всегда действует в сторону снижения $U_{\text{пр}}$, по-видимому, уступает место другому, оказывающему обратное действие. При резком подъеме напряжения и сильном токе в начале лидерного процесса в чехол лидера нагнетается слишком много положительного заряда. Позднее, когда головка канала продвигается вперед, в этих «старых» участках лидера появляется излишне сильное обратное радиальное поле и возникает более мощная отрицательная корона, нейтрализующая «лишний» заряд чехла

(раздел 6.7.2). Ее ток в канале противоположен по направлению основному току, от анода к головке лидера. Суммарный ток в канале уменьшается, а падение напряжения на нем увеличивается, снижая потенциал и ток головки. Чтобы исправить положение и продвигать лидер, приходится дополнительно поднимать напряжение выше оптимального. Так, может быть, объясняется левая ветвь кривой $U_{пр}(t_{фр})$. Численные расчеты типа изложенных в конце раздела 6.10.3 не противоречат этим рассуждениям.

Минимум в зависимости $U_{50\%}(t_{фр})$ наблюдается и в случае отрицательных импульсов напряжения [7.22, 7.23]. Правда, при этом $t_{фр.орг}$ в 3—4 раза меньше, чем при положительных импульсах, а электрическая прочность в 1,5—1,7 раз выше, но с увеличением промежутка эта разница нивелируется.

Продемонстрируем масштабы снижения электрической прочности для техники, для чего сделаем «обратную» оценку. Постоянное напряжение $U = 1,5$ МВ выдерживает изоляционный воздушный промежуток $d = U/E_{пр} \approx 3,3$ м. Для импульсного напряжения с оптимальным фронтом потребуется увеличить изоляционное расстояние до 6,5 м. Удвоение длины промежутка оборачивается таким же ростом габаритов поддерживающих изоляторов, высоты металлических опор и других строительных конструкций, что обходится не дешево. Вот почему в технике высоких напряжений стараются избегать изоляционных промежутков с резко неоднородным распределением электрического поля, применяя для его выравнивания металлические экраны большого радиуса.

Рассмотрим теперь пробой промежутков с малым анодом под действием квазипрямоугольных импульсов напряжения с очень коротким фронтом нарастания, $t_{фр} = 1 \div 10$ мкс. Напряжение поднимается здесь столь быстро, что почти все движение лидера по промежутку осуществляется при неизменном (или даже снижающемся) напряжении, а потому эффекты, связанные с изменением тока по длине лидерного канала, действовать не могут. Казалось бы, в таких условиях длительность фронта не должна влиять на электрическую прочность, тем более, что при $r_a \ll r_{кр}$ импульсная корона возникает при напряжении много меньше пробивного. В действительности же при сокращении $t_{фр}$ промежуток заметно упрочняется. При испытаниях импульсами с $t_{фр} = 1,7 \div 15$ мкс промежутки стержень—плоскость ($r_a = 2,5$ см) и шар—плоскость ($r_a = 50$ см $>$ $r_{кр}$) длиной 8 м имели одинаковую электрическую прочность (рис. 7.1а). Между тем, при более медленном нарастании напряжения $U_{пр}$ первого промежутка, меньше, чем второго. Причина в том, что стримеры импульсной короны, действительно рано возникшей от стержня, удлиняются в ходе увеличения напряжения на промежутке, пока $A_U > A_{U.min}$. Они останавливаются при том же напряжении, что и

стримеры от большой сферы, когда крутизна фронта импульса становится ниже $A_{U, \min} \approx 50$ кВ/мкс. В обеих промежутках стримеры имеют примерно одинаковую длину (рис. 7.3), вносят в промежуток

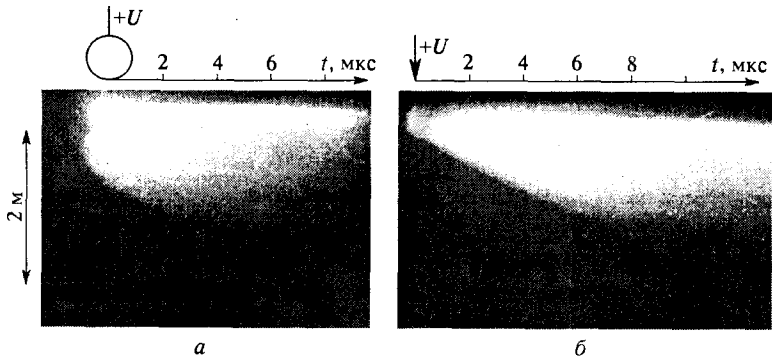


Рис. 7.3. Начальная вспышка импульсной короны в промежутках шар-плоскость (а) ($r_a = 50$ см) и стержень-плоскость (б) ($r_a = 2,5$ см) длиной 8 м при положительном импульсном напряжении с длительностью фронта 10 мкс [7.14]

равный заряд и примерно при одном напряжении от этих двух совершенно разных по форме и радиусу электродов стартуют лидеры. Прочность промежутка с анодом малого радиуса (более низкая при $A_U < A_{U, \min}$) становится равной прочности промежутка той же длины с $r_a > r_{кр}$. Никаких специальных мер по выравниванию поля в промежутке не требуется — все автоматически делает импульсная корона. Влияние радиуса анода сказывается только при достаточно пологих импульсах напряжения с $A_U < A_{U, \min}$.

Необходимость в выравнивании внешнего поля особенно настоятельна при действии импульсов напряжения с $t_{фр} > 50 \div 100$ мкс. Это те самые коммутационные импульсы, что так досаждают энергетикам. Экранирование высоковольтных аппаратов с целью увеличения радиусов элементов, выполняющих роль анода, — мероприятие весьма дорогое. К тому же изоляционная конструкция с электродами большого радиуса подвержена пагубному воздействию грязи и капель дождя, создающих мелкие неоднородности. В последнее время все больше задумываются над возможностью выравнивания поля не поверхностным зарядом электродов, а объемным зарядом, который нагнетается в промежутках специальными коронирующими электродами. При рабочем напряжении аппарата короны на электродах нет, но как только импульс перенапряжения превышает некоторый опасный для изоляции уровень, они начинают интенсивно коронировать.

Итак, прочность длинных промежутков с резко неоднородным полем и малыми анодами в основном определяется напряжением,

нужным для перекрытия промежутка лидером. Однако, в случае импульсов с очень коротким фронтом на электрическую прочность влияют и условия зарождения лидера. Электрическая прочность имеет минимум при импульсном напряжении с некоторым фронтом $t_{\text{фр, опт}}$, тем более длительным, чем больше длина промежутка d .

7.3. Вольт-секундные характеристики

Так называют зависимость пробивного напряжения $U_{\text{пр}}$ от времени воздействия импульса $t_{\text{пр}}$ (от момента подачи импульса напряжения до перекрытия промежутка). Для сокращения времени развития разряда, если лидер развивается в начальной фазе, возможностей не много. У длинных лидеров скорость $v_{\text{л}} \approx 10^6$ см/с мало возрастает даже при двукратном увеличении напряжения (раздел 6.2). Чтобы действительно увеличить $v_{\text{л}}$ и благодаря этому резко сократить время $t_{\text{пр}}$, разряд должен быть переведен в сквозную фазу с момента возникновения. Это значит, что среднее поле в воздушном промежутке при нормальных атмосферных условиях должно быть не

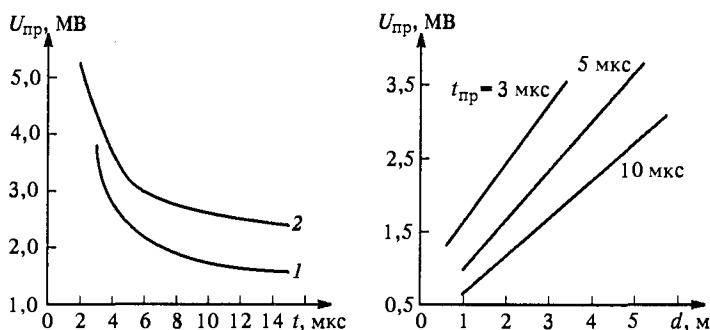


Рис. 7.4. Связь пробивного напряжения и времени формирования разряда в промежутке стержень-плоскость ($d = 3$ м) при импульсном напряжении 1,2/50 мкс. Вольт-секундные характеристики 1 — при положительной и 2 — при отрицательной полярности (а); зависимости $U_{\text{пр}}(d)$ при положительной полярности и фиксированном времени формирования разряда (б) [7.21]

меньше $4,5 \div 5$ кВ/см. Скорость лидера в таком поле сразу поднимается до $v_{\text{л}} \sim 10^7$ см/с (раздел 6.2). Время перекрытия промежутков длины $d = 1 \div 5$ м сокращается от $t_{\text{пр}} \sim 100$ мкс, что характерно для лидерного процесса с явно выраженной начальной фазой, до $t_{\text{пр}} \sim 10$ мкс.

Большинство вольт-секундных характеристик получены со стандартным импульсом 1,2/50 мкс, который широко применяют для моделирования перенапряжений от тока молний (рис. 7.4а).

Сокращение времени достигается сильным подъемом напряжения. Так, при $d = 3$ м амплитуду импульса следует увеличить от 1,7 до 3,3 МВ, чтобы снизить $t_{пр}$ от 10 до 3 мкс. Для сравнения отметим, что при пологих импульсах напряжения, где время формирования разряда больше 100 мкс, минимальная электрическая прочность такого же промежутка равна всего 0,9 МВ. Если перестроить вольт-секундные характеристики и провести зависимости $U_{пр}(d)$ при $t_{пр} = \text{const}$, то все они оказываются прямыми линиями (рис. 7.4б), что свидетельствует о сохранении среднего поля. Все сказанное верно и для отрицательных напряжений, но там электрическая прочность промежутков раза в 1,5 выше (рис. 7.4а).

Если амплитуда импульса фиксирована, для пробоя промежутка длины d требуется тем меньше времени, чем медленнее снижается напряжение за фронтом. Поэтому испытания каким-либо одним импульсом определенной длительности $t_{пр}$ не слишком уж информативны. В первую очередь это касается стандартного импульса 1,2/50 мкс. Реальный ток молнии, перенапряжение от которого призван имитировать стандартный импульс, длится от $t_{пр} \approx 20$ до 1000 мкс (если иметь в виду молнии обеих полярностей) [7.24]. При $t_{пр} > 50$ мкс фактическая электрическая прочность может быть заметно ниже той, что получена испытаниями стандартным импульсом. Следующие данные иллюстрируют это на примере промежутка стержень—плоскость $d = 8$ м, для которого определялось $U_{50\%}$ при положительных импульсах напряжения с фронтом $t_{фр} = 10$ мкс и различными длительностями $t_{пр}$:

$t_{проб}$, мкс	80	100	160	560	2500
$U_{50\%}$, МВ	3,73	3,57	3,43	3,3	2,35

Испытания стандартным импульсом с $t_{пр} = 50$ мкс в тех же условиях дали $U_{50\%} \approx 4,2$ МВ — различие слишком серьезное, чтобы пренебрегать им в проектных расчетах изоляционных конструкций.

7.4. Разброс пробивных напряжений

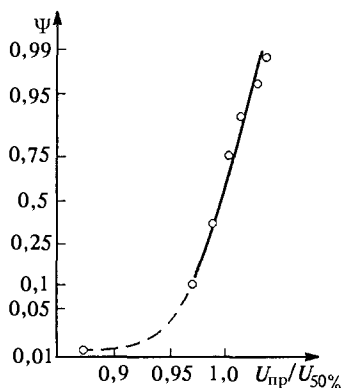
При проектировании изоляции важнее знать не 50%-е пробивное напряжение, а напряжение $U_{выд}$, которое промежуток может выдерживать неограниченно долго (при импульсных воздействиях — при неограниченном числе импульсов). Определение выдерживаемых напряжений $U_{выд}$ требует очень большого числа опытов. Чтобы сократить объем испытаний, стремятся построить зависимость вероятности пробоя промежутка от амплитуды импульса $\Psi(U_{max})$. Во

многих случаях вероятность удовлетворительно аппроксимируется нормальным законом ошибок и для ее описания достаточно извлечь из эксперимента два параметра: $U_{50\%}$ и стандарт разброса σ_U . Последнее позволяет избежать тех многих тысяч дорогих экспериментов, что потребовались бы при непосредственном определении $U_{\text{выд}}$.

Причины разброса изучены недостаточно, а экспериментальные данные не вполне надежны. Для определения характеристик разброса требуется очень стабильный источник высокого напряжения, а эксперимент нужно провести при строго неизменных атмосферных условиях, чтобы исключить влияние вариаций плотности и влажности воздуха. Последнее не всегда удается. Еще хуже со стабильностью источника. Даже без нагрузки напряжение трудно выдерживать с точностью до 1%. После возникновения лидера его ток нагружает генератор, который, как правило, имеет ограниченную мощность и энергоемкость. Импульс напряжения деформируется, причем деформация зависит от лидерного тока и времени формирования разряда. В такой ситуации непонятно, отражает измеренный разброс закономерности разрядного процесса или деформации импульса напряжения.

В целом эксперименты дают следующую картину. Наименьшие разбросы соответствуют промежуткам со слабо неоднородным полем, где $m_{\text{эл}} < m_{\text{эл, кр}}$ (раздел 7.1): $\sigma_U \approx 1\%$. Не исключено, что в действительности σ_U еще меньше, но это установить не удастся, поскольку источник напряжения трудно заставить работать с меньшим разбросом. Длительность фронта импульса на разброс не влияет, ибо после вспышки импульсной короны для завершения пробоя поднимать напряжение не нужно, и весь лидерный процесс протекает на спаде импульса. Длительность импульса $t_{\text{пр}}$ влияла бы, если бы она была сравнимой со временем статистического запаздывания короны $t_{\text{зап}}$. Но реально $t_{\text{зап}} \ll t_{\text{пр}}$, особенно для электродов с радиусом $r_a > 10$ см, как это бывает у длинных промежутков со слабо

Рис. 7.5. Интегральные кривые распределения пробивных напряжений промежутка шар-плоскость ($r_a = 50$ см) длиной 2 м при импульсном напряжении 4500/6500 мкс



неоднородным полем (чем больше поверхность электрода, тем вероятнее появление активного электрона, от которого начинается разряд). Правда, в случае большого анода больше вероятность случайного локального усиления поля микроволокном, паутиной и т. п. От этого разряд иногда возникает при «аномально» низком напряжении, что вызывает отклонение $\Psi(U_{\text{пр}})$ от нормального закона (рис. 7.5).

При увеличении неоднородности внешнего поля разброс пробивных напряжений возрастает. При $m_{эл} > m_{эл,кр}$ и для электродов большого радиуса $r_a > r_{кр}$ (раздел 7.3) это связано с вариациями объемного заряда начальной коронной вспышки. Снижая поле у электрода, заряд задерживает возникновение лидера. Для импульсов с крутым фронтом, возбуждающих особо мощную корону, стандарт разброса σ_U поднимается до 4–6% [7.25]. Можно говорить о некоторой тенденции роста σ_U со скоростью подъема напряжения на промежутке. В резко неоднородных полях (в промежутках стержень–плоскость), где лидер возникает при напряжении существенно более низком, чем пробивное, разброс $\sigma_U \sim 4-7\%$. При этом вариации пробивного напряжения $U_{пр}$ связаны скорее с развитием лидера, чем с параметрами короны. Попытка связать фактические значения $U_{пр}$ с длиной траектории лидера к успеху не привела — корреляционная связь между этими параметрами оказалась слишком слабой. Не найдено зависимости σ_U от длины промежутка стержень–плоскость, а также от длительности фронта импульса напряжения в диапазоне 100 ÷ 1000 мкс [7.20]. Это демонстрируется приводимыми значениями $\sigma_U\%$.

$t_{фр}/t_{п}$, мкс	d , м						
	9,0	11,0	13,0	17,0	21,0	25,0	29,0
250/2500	–	5,0	6,5	6,5	6,6	6,2	6,6
1100/6000	6,0	–	4,3	3,4	6,6	6,0	–

Зависимость σ_U от длительности фронта важна при проектировании изоляции линий электропередач, где часты коммутационные перенапряжения. Была предпринята попытка выделить эффект скорости подъема напряжения в чистом виде. С этой целью промежуток стержень–плоскость $d = 5$ м испытывался почти линейно нарастающим импульсом напряжения, крутизна которого с момента приложения и до пробоя промежутка менялась не более, чем на 60%. Отмечен рост стандарта разброса σ_U с уменьшением крутизны импульса, особо заметный при $A_U < 10$ кВ/мкс:

A_U , кВ/мкс	0,65	3,0	5,3	6,8	8,0	62
σ , %	5,8	4,7	2,7	2,4	1,7	1,0

Однако, в обычных режимах испытаний, когда импульс напряжения формируется емкостной схемой и $U(t) = U_0[\exp(-\alpha t) - \exp(-\beta t)]$, а крутизна за время развития

разряда меняется на несколько порядков, явной зависимости от длительности фронта не обнаружено.

Повторяем, во всех проведенных испытаниях по стандартным методикам разброс параметров импульса напряжения не отделен надежно от разброса параметров газоразрядных процессов, формирующих лидер. Вопрос, столь важный для практики, остро нуждается в дальнейших исследованиях.

Дополнение при корректуре

Чем определяются радиус и максимальное поле стримерной головки. Это, по существу, один вопрос, ибо величины r_m и E_m связаны приближенным соотношением (3.21), $U \approx 2r_m E_m$, а потенциал стримерной головки U можно рассматривать как заданный параметр, поскольку он определяется внешними по отношению к головке условиями. Механизм, регулирующий установление r_m и E_m , обсуждался в разделе 3.5.4. Если r_m меньше, а E_m больше того, что требуется стримеру, головка и прилегающая к ней часть канала будут расширяться вследствие ионизации в избыточно сильном поперечном поле. Если r_m больше, а E_m меньше необходимых, из передней части головки выветится вперед более тонкий канал с более сильным полем. Такие соображения были четко сформулированы в [Д.1], хотя там отмечается, что подобное говорилось еще в [Д.2]. Впрочем, вплоть до [Д.1] эта мысль оставалась неустребованной.

Из рассуждений [Д.1] следует, что первичной величиной, которую «выбирает» себе стример, является именно поле на переднем фронте (будем называть его здесь E_m^0), а не радиус. И действительно, в задаче о быстром стримере можно отыскать масштаб поля, который кроется в зависимости частоты ионизации ν_i от E , но непосредственного масштаба для радиуса в ней нет.

Два главных физических фактора определяют выбор E_m^0 .

1. «Квазипороговый» характер зависимости $\nu_i(E)$. Частота ионизации очень мала и резко возрастает с E в сравнительно слабых полях, а потом, начиная с некоторых характерных значений E , становится достаточно большой, а ее рост относительно медленным.

2. Диктуемый электростатикой спад нормального к поверхности стримера поля от передней точки головки к месту перехода головки в канал и далее вдоль канала.

Чтобы лучше уяснить действие этих факторов, будем считать стример идеально проводящим цилиндром длиной l и радиусом r_m с закруглением на конце (рис. Д.1). Функции $\nu_i(E)$ придадим истинно пороговый характер: $\nu_i = 0$ при $E < E^*$ и, скажем, $\nu_i = a(E - E^*)$ при $E > E^*$. Значения $E^* = 125$ кВ/см, $a = 1,7 \cdot 10^{11}$ см \cdot (кВ \cdot с) $^{-1}$ обеспечивают вполне приемлемую аппроксимацию кривой для воздуха (рис. Д.2). Ясно, что в точке A , где головка переходит в канал, в конце концов устанавливается пороговое для ионизации поле $E_1 = E^*$. В самом деле, пока $E_1 > E^*$, головка расширяется в поперечном направлении. Если $E_1 < E^* < E_m$, вперед продвинется только центральный сегмент головки, опирающийся на окружность, где $E = E^*$ (точка B на рис. Д.1). Он и превратится в новый более тонкий канал. В передней точке новой головки установится поле $E_m^0 = \beta E_1 = \beta E^*$, где

β определяется распределением поверхностного заряда на проводнике установившейся формы. Для полусферической головки при $l/r_m \sim 10^2$ $\beta \approx 1,5$; в середине канала согласно (3.18), (3.21) $E_2 \approx 2E_m^0/\ln(l/r_m) \approx 0,4E_m^0$, т. е. в 1,7 раза меньше E_1 , и там канал заведомо не расширяется.

При реальной гладкой зависимости $v_i(E)$ установится, надо полагать, наибольшее из таких значений E_m , при которых скорость волны ионизации в точке A много меньше скорости передней точки головки.

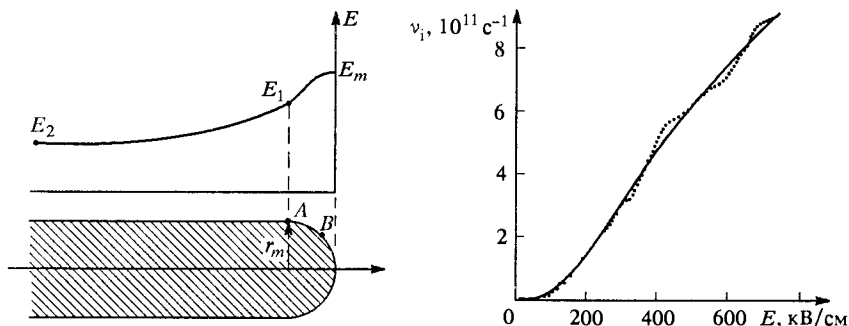


Рис. Д.1. Схемы стимера и распределения нормального к его поверхности поля

Рис. Д.2. Частота ионизации в воздухе. Построено по данным об ионизационном коэффициенте α и скорости дрейфа электронов, собранным в [Д.3]

Канал за головкой при этом все равно будет расширяться, и строго стационарный режим не наступит, разве что E_1 упадет до истинного порога ионизации воздуха 30 кВ/см, но это — не жизненная ситуация. Придадим сказанному количественную форму, правда делая это очень грубо. Согласно (3.7), (3.8) скорость волны ионизации $v_c \sim v_i(E)s \sim v_i/E \equiv \gamma$; $s \sim U/E$ в данном случае — размер зоны у поверхности, где поле еще порядка E . С учетом требования $v_c(E_1) \ll v_c(E_m)$ положим в первом приближении $\gamma_m - \gamma_1 \approx \gamma_m \approx (E_m - E_1)(d\gamma/dE)_{E=E_m}$, откуда $(d \ln v_i / d \ln E)_{E=E_m} \approx (2\beta - 1)/(\beta - 1)$. При $v_i = \{0, a(E - E^*)\}$, когда $E_1 = E^*$, справедливо точное равенство

$$\left(\frac{d \ln v_i}{d \ln E} \right)_{E=E_m} = \frac{\beta}{\beta - 1} > 1, \quad \beta = \frac{E_m}{E_1}. \quad (\text{Д.1})$$

Им можно пользоваться как приближенным для реальных $v_i(E)$. Отражая влияние второго, электростатического фактора, уравнение (Д.1) вносит определенность в предложенный в [Д.1] умозрительный критерий $(d \ln v_i / d \ln E)_{E=E_m} \sim 1$ (взяв 3 или $1/3$ в качестве величины порядка единицы, можем получить расхождение в оценке r_m на

порядок). Выбор стримером поля увязывается в [Д.1] с перегибом или насыщением функции $v_i(E)$. Как нам кажется, дело не столько в перегибе, сколько в «квазипороговости». В случае $v_i(E)$ «нуль—прямая» v_i не имеет ни перегиба, ни насыщения, между тем E_1 фиксируется с предельной определенностью, что влечет за собой и определенность в E_m^0 для проводника установившейся формы.

Изложенные соображения подтверждены расчетами [Д.4] на основе простейшей модели стримера. Каждый участок поверхности длинного идеального проводника движется по нормали s' со скоростью $v_c \approx \int v_i[E(s')] ds'$ (по формуле (3.7)). При $t = 0$ задается длинный цилиндр с полусферическим концом: $r = 0,1$ см, $l = 5$ см. Прослеживается эволюция проводника в ходе его 4—6-кратного удлинения при неизменном потенциале; $U \approx 20 \div 40$ кВ. В зависимости от U радиус переднего участка канала у головки сокращается или вырастает, а полусфера сплющивается или вытягивается. В вариантах расчета с пороговой $v_i(E)$ в месте перехода головки в канал устанавливается поле $E_1 \approx E^* = 125$ кВ/см; $E_m^0 \approx 150 \div 210$ кВ/см, $r_m \approx 0,06 \div 0,11$ см; $2E_m r_m / U \approx 1,0 \div 1,1$ в согласии с приближенной единицей для длинного цилиндра с полусферой. В вариантах с реальной $v_i(E)$ устанавливаются более низкие поля $E_m^0 \approx 90 \div 145$ кВ/см (ибо теперь расширение происходит и при $E < 125$ кВ/см); $r_m \approx 0,14 \div 0,20$ см; $\beta \approx 1,5 \div 2$. Очень слабо выраженный перегиб функции $v_i(E)$ лежит значительно выше E_m^0 , при 380 кВ/см, т. е. в данном случае к делу отношения не имеет. Наблюдается непрекращающееся очень медленное расширение канала, как и в более детальных расчетах, изложенных в разделе 5.6. Уравнение (Д.1) выполняется с хорошей точностью.

Недавно по максимально полной программе рассчитана эволюция короткого стримера длиной до 0,8 см [Д.5]. Частота ионизации находилась на основании тех же данных, что и в [Д.4]. При $U \approx 20$ кВ установилось поле $E_m^0 \approx 150$ кВ/см. См. также расчет стримера в азоте [Д.6].

Отметим в заключение, что рассмотренное представление о том, что на переднем фронте стримера устанавливается более или менее определенное для данного газа максимальное поле E_m^0 , допускает возможность экспериментальной проверки. Согласно (3.11) плотность и проводимость плазмы за головкой зависят только от $v_{i,m} \equiv v_i(E_m^0)$ и следовательно, не должны зависеть от напряжения и скорости распространения стримера. Это, в принципе, можно зарегистрировать на опыте. Объективности ради отметим также, что в ряде экспериментов со стримерами [Д.7] наблюдались убегающие электроны, появление которых требует значительно более сильных полей, чем это получается во всех упомянутых расчетах [Д.4—Д.6], а также в [Д.7, Д.8]. Проблема безусловно заслуживает дальнейшего изучения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

К главе 1

- 1.1. *Schonland B.* The Lightning Discharge — Handbuch der Physik Bd 22.. Springer-Verlag, 1956.
- 1.2. *Allibone T., Schonland B.* //Nature. 1934. V. 134. P. 3393.
- 1.3. *Стекольников И. С., Беляков А. П., Мякишев И. Н.* //Электричество. 1937. № 8. С. 51.
- 1.4. *Комельков В. С.* //Изв. АН СССР. Техника. 1947. № 8. С. 955.
- 1.5. *Loeb L. V., Meek J. M.* The Mechanism of the Electric Spark. — Oxford: Clarendon Press, 1941.
- 1.6. *Леб Л.* Основные процессы электрических разрядов в газах. Пер. с англ. под ред. Н. А. Капцова. — М.; Л.: Гостехиздат, 1950.
- 1.7. *Ретер Г.* Электронные лавины и пробой в газах. Пер. с англ. под ред. В. С. Комелькова. — М.: Мир, 1968.
- 1.8. *Мик Д., Крэгс Д.* Электрический пробой в газах. Пер. с англ. под ред. В. С. Комелькова. — М.: ИЛ, 1960.

К главе 2

- 2.1. *Райзер Ю. П.* Физика газового разряда, 2-е изд. — М.: Наука, 1992.
- 2.2. *Бортник И. М., Кушко А. Н., Лобанов А. Н.* 2-е всесоюзное совещание по физике электрического пробоя газов. — Тарту, 1984. С. 270.
- 2.3. *Финкельбург В., Меккер Г.* Электрические дуги и термическая плазма. Пер. с нем. под ред. В. А. Фабриканта. — М.: ИЛ, 1961.

К главе 3

- 3.1. *Лозанский Э. Д., Фирсов О. Б.* Теория искры. — М.: Атомиздат, 1975.
- 3.2. *Дьяконов М. И., Кахоровский В. Ю.* //ЖЭТФ. 1988. Т. 94 С. 32; ЖЭТФ. 1989. Т. 95. С. 1850.
- 3.3. *Швейгерт В. А.* //ТВТ. 1990. Т. 8. С. 1056.
- 3.4. *Базелян Э. М., Райзер Ю. П.* //ТВТ. 1997. Т. 35. № 1, (в печати).
- 3.5. *Райзер Ю. П., Симаков А. Н.* //Физика плазмы. 1996. Т. 22. С. 668.
- 3.6. *Мнацаканян А. Х., Найдис Г. В.* — В сб.: Химия плазмы. /Под ред. Б. М. Смирнова. — М.: Энергоатомиздат. 1987. Вып. 14. С. 227.

К главе 4

- 4.1. *Шваб А.* Измерения на высоком напряжении. — М.: Энергоатомиздат, 1983.
- 4.2. *Базелян Э. М.* //ЖТФ. 1964. Т. 34. С. 474.
- 4.3. *Базелян Э. М.* //ЖТФ. 1966. Т. 36. С. 36.
- 4.4. Positive Discharges in Air Gaps at Les Renardieres — 1975. //Electra. 1977. № 53. P. 31.
- 4.5. *Hidaka K., Nurooka Y.* //IEEE Proc. 1985. 132. Pt. A. P. 139.

- 4.6. Chernov E. N., Lureiko A. V., Petrov N. I. 7-th Intern. Symp. on High Voltage Ing. — Dresden. 1991. P. 141.
- 4.7. Norinder H., Salka O. Arkiv for Fysik. //1951. Band 3. № 19. P. 347.
- 4.8. Горин Б. Н., Инков А. Я. //ЖТФ. 1962. Т. 32. С. 329.
- 4.9. Браго Е. Н., Стекольников И. С. //Изв. АН СССР. Отд. техн. наук. 1958. № 11.
- 4.10. Booth J., Derouard J., Fadlallah M., Sadaghi N. //J. Appl. Phys. 1993. V. 74(2). P. 862.
- 4.11. Alberta M.-P., Derouard J. //J. Phys. D: Appl. Phys. 1991. V. 24. P. 904.

К главе 5

- 5.1. Norinder H., Salka O. //Arkiv for Fysik. 1951. Band 3. № 19. P. 347.
- 5.2. Базелян Э. М., Гончаров В. А., Горюнов А. Ю. //Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт. 1985. № 2. С. 154.
- 5.3. Руденко Н. С., Сметанин В. И. //ЖЭТФ. 1971. Т. 61. В. 1(7). С. 146.
- 5.4. Research on Long Air Gap Discharges at Les Renardieres — 1973 results. — By the «Les Renardieres Group». //Electra. 1974. № 35. P. 49.
- 5.5. Positive Discharges in Air Gaps at Les Renardieres — 1975. //Electra. 1977. № 53. P. 31.
- 5.6. Gallimberti I. //J. de Physique Coll. 1979. C. Suppl. 240. № 7. P. 193.
- 5.7. Marode E. //J. of Applied Physics. 1975. V. 46. P. 2065.
- 5.8. Meek J. M., Craggs J. D. Electrical Breakdown of Gases. — John Willey and Sons., 1978.
- 5.9. Базелян Э. М., Бурмистров М. В., Волкова О. В. и др. //Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт. 1978. № 2, С. 99.
- 5.10. Браго Е. Н. //Вестник АН СССР. 1959. № 3, С. 31.
- 5.11. Стекольников И. С. Природа длинной искры. — Изд-во АН СССР, 1960.
- 5.12. Базелян Э. М., Горюнов А. Ю. //Электричество. 1986. № 11. С. 27.
- 5.13. Базелян Э. М., Горюнов А. Ю. //Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт. 1982. № 4. С. 75.
- 5.14. Василяк Л. М., Костюченко С. В., Кудрявцев Н. Н. и др. //УФН. 1994. Т. 164. С. 263.
- 5.15. Базелян Э. М., Ражанский И. М. Искровой разряд в воздухе. — Новосибирск: Наука, 1988.
- 5.16. Negative Discharges in Long Air Gaps at Les Renardieres. Electra. 1981. V. 74. P. 67.
- 5.17. Пулавская И. Г. — В кн.: Электрический пробой воздушной изоляции. — М.: Труды ЭНИН, 1982. С. 39.
- 5.18. Горин Б. Н., Шкилев А. В. //Электричество. 1976. № 6. С. 31.
- 5.19. Горин Б. Н., Шкилев А. В. //Электричество. 1974. № 2. С. 29.
- 5.20. Александров Д. С., Базелян Э. М., Бекжанов Б. И. //Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт. 1984. № 2. С. 120.
- 5.21. Allen N., Ghaffar A. //J. Phys. D: Appl. Phys. 1995. V. 28. P. 338.
- 5.22. Стекольников И. С., Шкилев А. В. //Доклады АН СССР. 1962. Т. 145. № 4. С. 782.
- 5.23. Базелян Э. М. //ЖТФ. 1964. Т. 34. С. 474.
- 5.24. Park Y., Cones H. //J. of Research of Nat. Bureau of Standart. 1959. V. 56. P. 201.
- 5.25. Браго Е. Н., Стекольников И. С. //Изв. АН СССР. Отд. техн. наук. 1958. № 11.
- 5.26. Dawson G., Winn W. //Zs. Phys. 1965. V. 183. P. 159. (Есть русский перевод в книге [1.7].)
- 5.27. Базелян Э. М. //ЖТФ. 1966. Т. 36. С. 365.
- 5.28. Базелян Э. М. //Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт. 1982. № 3. С. 82.

- 5.29. *Wu C., Kunhardt E. E.* //Phys. Rev. 1988. V. A37. P. 4396.
 5.30. *Wang M., Kunhardt E. E.* //Phys. Rev. 1990. V. A42. P. 2366.
 5.31. *Jung-Ming Guo, Chwan-Hwa 'John' Wu.* //IEEE Trans. on Plasma Sci. 1993. V. 21. P. 684.
 5.32. *Dhali S. K., Williams P. F.* //Phys. Rev. 1985. V. A31. P. 1219.
 5.33. *Jing-Ming Guo, Chwan-Hwa 'John' Wu.* //J. Phys. D: Appl. Phys. 1993. V. 26. P. 487.
 5.34. *Евлахов Н. В., Качоровский В. Ю., Чистяков В. М.* //ЖЭТФ. 1992. V. 102. P. 59.
 5.35. *Babaeva N. Yu., Naidis G. V.* //J. Phys. D: Appl. Phys. 1996. V. 29. P. 2423.
 5.36. *Kulikovskiy A. A.* //J. Phys. D: Appl. Phys. 1994. V. 27. P. 2556.
 5.37. *Kato S.* 7-th Intern. Conf. on Gas Discharges and their Applic. — London, 1982. P. 328.
 5.38. *Morrow R.* //Phys. Rev. 1985. V. 32. P. 1799.
 5.39. *Gallimberti I.* //Pure Appl. Chem. 1988. V. 60. P. 663.
 5.40. *Базелян А. Э., Базелян Э. М.* //ТВТ. 1993. Т. 31. С. 867.
 5.41. *Базелян А. Э., Базелян Э. М.* //ТВТ. 1994. Т. 32. С. 354.
 5.42. *Александров Н. Л., Базелян А. Э., Базелян Э. М. и др.* //Физика плазмы. 1995. Т. 21. С. 60.
 5.43. *Aleksandrov N. L., Bazelyan E. M.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 1996. V. 29. P. 740.
 5.44. *Мелешко В. П., Швейгерт В. А.* — Препринт Института теоретических проблем механики СО АН СССР. Новосибирск, 1989. № 14-89.
 5.45. *Kunhardt E. E., Wu C.* //Comput. Phys. 1987. V. 68. P. 127.
 5.46. *Kossyi I. A., Kostinsky A. Yu., Matveev et al.* //Plasma Sources. 1992. V. 1. № 3. P. 207.
 5.47. *Aleksandrov N. L., Bazelyan E. M.* //J. Phys. D: Appl. Phys. 1996. V. 29. P. 2873.
 5.48. *Александров Н. Л., Базелян Э. М.* //Физика плазмы. 1996. Т. 22. С. 60.
 5.49. *Мнацаканян А. Х., Найдис Г. В.* — В сб.: Химия плазмы. /Под ред. Б. М. Смирнова — М.: Энергоатомиздат, 1987. Вып. 14. С. 227.
 5.50. *Лозанский Э. Д., Фирсов О. Б.* Теория искры. М.: Атомиздат, 1975.

К главе 6

- 6.1. *Базелян Э. М., Горин Б. Н., Левитов В. И.* //Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт. 1975. № 5. С. 30.
 6.2. *Базелян Э. М.* //ЖТФ. 1966. Т. 36. С. 365.
 6.3. *Базелян Э. М., Бурмистров М. В., Волкова О. В. и др.* //Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт. 1978. № 2. С. 99.
 6.4. *Positive Discharges in Air Gaps at Les Renardières — 1975.* //Electra. 1977. № 53. P. 31.
 6.5. *Анисимов Е. И., Богданов О. В., Гайворонский А. С. и др.* //Электричество. 1988. № 11. С. 55.
 6.6. *Лупейко А. В., Мирошниченко В. П., Сысоев В. С.* 2-е всесоюзное совещание по физике электр. пробоя газов. — Тарту, 1984. С. 259.
 6.7. *Байков А. П., Богданов О. В., Гайворонский А. С. и др.* //Электричество. 1988. № 9. С. 60.
 6.8. *Waters R. T.* //IEEE Proc. Part. 1981. V. A128. P. 319.
 6.9. *Kekez M., Savich P.* //4-th Intern. Symp. on High Voltage Engin. Athens. 1983. Rep. № 45.04.
 6.10. *Allibone T., Schonland B.* //Nature. 1934. V. 134. P. 3393.
 6.11. *Стекольников И. С., Беляков А. П., Мякишев И. Н.* //Электричество. 1937. № 8. С. 51.
 6.12. *Базелян Э. М., Ражанский И. М.* Искровой разряд в воздухе. — Новосибирск: Наука, 1988.

- 6.13. *Базелян Э. М., Валамат-Заде Т. Г., Шкилев А. В.* //Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт. 1975. № 6. С. 149.
- 6.14. *Петров Н. И., Аванский В. Р., Бомбенкова Н. В.* //ЖТФ. 1994. Т. 64. С. 50.
- 6.15. *Комельков В. С.* //Изв. АН СССР. Отд. техн. наук. 1947. № 8. С. 955.
- 6.16. *Стекольников И. С.* //Изв. АН СССР. Отд. техн. наук. 1957. № 5. 133.
- 6.17. *Ларионов В. П.* //Электричество. 1957. № 4. С. 80.
- 6.18. *Горин Б. Н., Шкилев А. В.* //Электричество. 1974. № 2. 29.
- 6.19. *Базелян Э. М., Понизовский А. З.* //Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт. 1980. № 6. С. 329.
- 6.20. *Stekolnikov I. S., Shkilev A. V.* Gas Discharges and the Electricity Supply Industry. — Leatherhead, England, 1962. P. 242.
- 6.21. *Стекольников И. С., Шкилев А. В.* //Доклады АН СССР. 1962. Т. 141. С. 1079.
- 6.22. *Стекольников И. С., Шкилев А. В.* //Доклады АН СССР. 1963. Т. 151. С. 837.
- 6.23. *Комельков В. С.* //Изв. АН СССР. Отд. техн. наук. 1950. № 6. С. 856.
- 6.24. *Горин Б. Н., Инков А. Я.* //ЖТФ. 1962. Т. 32. С. 329.
- 6.25. *Negative Discharges in Long Air Gaps at Les Renardières.* Electra. 1981. V. 74. P. 67.
- 6.26. *Park Y., Cones H.* //J. of Research of Nat. Bureau of Standart. 1959. V. 56. P. 201.
- 6.27. *Богданова Н. Б., Попков В. И.* //Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт. 1968. № 1. 79.
- 6.28. *Богданова Н. Б., Певчев Б. Г., Попков В. И.* //Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт. 1978. № 1, С. 96; 4-th Intern. Conf. on Gas Discharges. — London.
- 6.29. *Базелян Э. М.* //Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт. 1982. № 3. С. 82.
- 6.30. *Базелян Э. М., Горюнов А. Ю.* //Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт. 1982. № 4. С. 75.
- 6.31. *Александров Д. С., Базелян Э. М., Бекжанов Б. И.* //Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт. 1984. № 2. С. 120.
- 6.32. *Базелян Э. М., Гончаров В. А., Горюнов А. Ю.* //Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт. 1985. № 2. С. 154.
- 6.33. *Gallimberty I.* Report «The Characteristics of the Leader Channel in Long Gaps». 2-nd World Electrotechn. Symp. Moscow. 1977.
- 6.34. *Gallimberty I., Bondiou A.* //J. Phys. D: Appl. Phys. 1994. V. 27. P. 1252.
- 6.35. *Райзер Ю. П.* Физика газового разряда, 2-е изд. — М.: Наука. 1992.
- 6.36. *Norinder H., Salka O.* //Arkiv for Fysik. 1951. Band 3, № 19, P. 347.
- 6.37. *Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П.* Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. — М.: Наука, 1966.
- 6.38. *Aleksandrov N. L., Bazelyan E. M.* //J. Phys. D: Appl. Phys., (направлено в редакцию).
- 6.39. *Горин Б. Н., Шкилев А. В.* //Электричество. 1976. № 6, С. 31.
- 6.40. *Стекольников И. С., Шкилев А. В.* //Доклады АН СССР. 1962. Т. 145. С. 782.
- 6.41. *Стекольников И. С., Шкилев А. В.* //Доклады АН СССР. 1963. Т. 151. С. 1085; Intern. Conf. Montreux. 1963. P. 466.
- 6.42. *Schonland V.* The Lightning Discharge. — Handbuch der Physik. Bd 22. Springer-Verlag, 1956.
- 6.43. *Базелян Э. М.* //Электричество, 1991. № 11. С. 27.
- 6.44. *Базелян Э. М., Хлапов А. В., Шкилев А. В.* //Электричество. 1992. № 9. С. 19.
- 6.45. *Park C.* //AIAA Rep. 89-1740. 1989.
- 6.46. *Макаров В. Н.* //Журн. прикл. мех. и техн. физики. 1996. Т. 37. С. 69.

К главе 7

- 7.1. Александров Г. Н., Иванов В. Л., Кизаветтерт В. Э. Электрическая прочность наружной высоковольтной изоляции. — М.: Энергия, 1969.
- 7.2. Александров Г. Н. //Электричество. 1975. № 8. С. 15.
- 7.3. Lemke E. E. //Wissenschaft Zeit. der Techn. Univer. Dresden. 1977. V. 26. P. 1.
- 7.4. Базелян Э. М. //Электричество. 1977. № 7. С. 22.
- 7.5. Gallemberti I., Goldin M., Poli E. 4-th Intern. Symp. on High Voltage Engin. — Athens, 1983. Rep. 42.08
- 7.6. Gallimberty I., Bondiou A. //J. Phys. D: Appl. Phys. 1994. T. 27. C. 1252.
- 7.7. Базелян Э. М. //Электричество. 1987. № 5. С. 20.
- 7.8. Базелян Э. М., Горюнов А. Ю. //Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт. 1982. № 4. С. 75.
- 7.9. Александров Д. С., Базелян Э. М., Бекжанов Б. И. //Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт. 1984. № 2. С. 120.
- 7.10. Carrara G., Thione L. //IEEE Summer Meeting 1974. Paper CH 0910-0-PWR. 41.
- 7.11. Carrara G., Thione L. //IEEE Trans. 1976. PAS-95. P. 512.
- 7.12. Pignini A., Rizzi G., Brambila R. et al. 3-rd Intern. Symp. on High Voltage Engin. — Milan, 1979. Rep. 52.15
- 7.13. Schneider H., Turner F. //IEEE Trans. on Power Appar. and Systems. 1975. V. 94. P. 551.
- 7.14. Базелян Э. М., Бурмистров М. В., Волкова О. В. и др. //Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт. 1979. № 3. С. 122.
- 7.15. Стекольников И. С., Браго Е. Н., Базелян Э. М. //Доклады АН СССР. 1960. Т. 133. С. 550.
- 7.16. Stekolnikov I. S., Brago E. N., Bazelyan E. M. Gas Discharges and the Electricity Supply Industry. — Leatherhead, England, 1962. P. 139.
- 7.17. Базелян Э. М., Браго Е. Н., Стекольников И. С. //ЖТФ. 1962. Т. 32. С. 993.
- 7.18. Menemenlis G., Harbec G. //IEEE Trans. Paper presented at Winter Power Meeting. New York. 1973, P. 225.
- 7.19. Paris L. //IEEE Trans. 1967. PAS-86. P. 936.
- 7.20. Barnes H., Winters D. //IEEE Trans. 1981. PAS-90. P. 1579.
- 7.21. Gallet G., Leroy //J. IEEE Conf. 1973. Paper C73-408-2.
- 7.22. Hughes R., Roberts W. //Pros. IEEE. 1965. V. 112. P. 198.
- 7.23. Горин Б. Н., Шкилев А. В. //Электричество. 1976. № 6. С. 31.
- 7.24. Utan M. The Lightning Discharge. — Academic Press, 1987.
- 7.25. Базелян Э. М., Ражанский И. М. Искровой разряд в воздухе. — Новосибирск: Наука, 1988.
- 7.26. Тиходеев Н. Н., Тушинов А. Н. //Электричество. 1958. № 3. С. 37.
- 7.27. Udo T. //IEEE Trans. on Power Appar. and Systems. 1964. PAS-64. P. 471.

К дополнению при корректуре

- Д.1. Дьяконов М. И., Качоровский И. Ю. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. С. 32; 1989. Т. 94. С. 1850; 1990. Т. 98. С. 897.
- Д.2. Cravath A. M., Loeb L. B. //Physics. 1935. V. 6. P. 125.
- Д.3. Dutton J. A. //J. Phys. Chem. Ref. Data. 1975. V. 4, № 3. P. 577–856.
- Д.4. Райзер Ю. П., Симаков А. Н. (в печати).
- Д.5. Babaeva N. Yu., Naidis G. V. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1996& V. 29. P. 2423.
- Д.6. Vitello P. A., Penetrante B. M., Bardsley J. N. // Phys. Rev. E. 1994. V. 49. P. 5574.
- Д.7. Dhali S. K., Williams P. F. // Phys. Rev. A. 1985. V. 31. P. 1219.
- Д.8. Бабич Л. П., Лойко Т. В., Цукерман В. А. //УФН. 1990. Т.169. Вып. 7. С. 49.

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

- Бойса камера 11, 13, 239
- Волна ионизации 56, 59, 63, 67
— — быстрая 67
— — в трубках 174
— —, толщина 64
- Вольтамперная характеристика падающая 22, 53, 104, 282
- Время максвелловское 40, 68, 208
- Генерация стримеров лидерной головкой 108, 229, 264, 265
- Главная стадия искры 11, 16
- Диффузия амбиполярная 40
— резонансного излучения 90
- Емкость канала погонная 70
— стримера 71, 80, 186
— лидера 240, 262, 269
— фронтная в схеме генератора 114
- Заряд поляризации 150, 171, 183, 226
- Затравочные электроны 88, 90, 210
- Импульса фронт 113
— — оптимальный 283, 302
— длительность 113
— деформация 115
- Ионизация ассоциативная 30, 278
- Ионы комплексные 34, 201, 214, 216, 268
- Индуктивность канала погонная 80
- Каналовая модель дуги 50
- Конверсия ионов 34, 206, 215, 218
- Корона импульсная 15, 168, 234
— обратная у поверхности лидера 259
— стримерная 14
- Короткое замыкание 10, 21
- Коэффициент ионизационный Таунсенда 29, 39, 94
- Лавина электронов одиночная 18, 29, 36, 95, 98
— —, радиус 98, 100
— —, расширение 98
- Лидер, начальная фаза 231, 262
—, непрерывное развитие 232
—, неустойчивость перегревная 269
— объемный 286
—, радиусы оптический, термический 228, 251, 275, 277
—, сквозная фаза 163, 233, 238, 242, 245, 265
—, скорость минимальная 237, 290
— ступенчатый 287
—, чехол заряда 230, 245, 254, 259
- Напряжение выдерживаемое 293, 295, 298, 307
— начальное 23
— пробивное 293, 296, 299, 302, 307
—, разброс 296, 307
- Неоднородности электрического поля степень 294, 295
- Нити подвеса влияние 164, 295, 298
- Обратный разряд 154, 230, 259
- Оптический канал связи 125
- Отсечки напряжения метод 154, 173
- Перенапряжения атмосферные 300
— коммутационные 300
- Пика формула зажигания короны 79, 294
- Подвижность 25
- Помехи электромагнитные 123
- Прилипание электронов диссоциативное 35, 206
— — трехтельное 35, 206

- Пробой «аномальный» 295, 308
— безлидерный 16,
— искровой 10, 50, 83, 106, 234
— лавинный таунсендовский 18, 42
— стримерный 20, 102, 199
Проводимость ионизованного газа 26
- Радиус анода критический 296, 297
— кулоновский 46
- Развертка изображения непрерывная
155, 171, 174, 229
— — ступенчатая 157
— — через щель 160, 229, 251
- Расчета поля метод дисков 196, 208
— — — размещения заряда по поверхности 208
- Рекомбинация диссоциативная 32, 217, 268
- Релаксация колебательная 32, 106, 207, 254, 268
- Сопrotивление стримера погонное 201
— лидера 263, 274
- Стебель импульсной короны 15, 108, 168, 173, 222, 234
—, ядро 169, 224
— плазменный отрицательного лидера 285
- Стример анодо направленный 100, 177, 182, 193, 194
—, ветвление 15, 168, 172, 190, 198
— одиночного заряда 186, 200
—, поле радиальное 78, 220
—, скорость минимальная 174, 212
—, стартовый участок 210
—, устойчивый режим развития 226
—, моделирования расчетная сетка 209
- Ультракорона 14
- Флюксметр 148
- Шокли-Рамо теорема 45
- Шунт петлевой 126
— цилиндрический тубулярный 127, 129
—, переходная функция 126
- Электрод секционированный 139, 144, 146, 196, 198
— с сеткой 139
- Электродов схема перевернутая 138, 166
- Электронно-оптический преобразователь 156, 163, 170, 174, 229, 236, 251