

Санкт-Петербургский государственный университет

На правах рукописи

ШИШПАНОВ Александр Игоревич

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЯВЛЕНИЙ, ПРОИСХОДЯЩИХ
ПРИ ПРОБОЕ ДЛИННОЙ РАЗРЯДНОЙ ТРУБКИ В АЗОТЕ ПРИ НИЗКОМ
ДАВЛЕНИИ

Специальность: 01.04.08 – физика плазмы

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико – математических наук,
профессор Ионих Ю.З.

Санкт-Петербург, 2014г.

Оглавление

Введение	3
Глава 1. Обзор Литературы	8
п.1.1 Пробой газа	8
п.1.2 Экспериментальное наблюдение волны ионизации	10
п.1.3 Теоретическое описание волны ионизации	13
п.1.4 Эволюция представлений о процессах зажигания длинных разрядных трубок	17
п.1.5 Изучение характеристик пробоя	20
п.1.6 Характерные времена пробоя	22
п.1.7 Эффект памяти	25
Глава 2. Установка и методика эксперимента	29
п.2.1 Установка и аппаратура	29
п.2.2 Методика измерений	33
Глава 3. Исследование «темной фазы» развития положительного столба разряда в азоте	37
п.3.1 Вводные замечания	37
п.3.2 Наблюдение эффекта	39
п.3.3 Пик яркости на переднем фронте разрядного импульса	46
п.3.4 Обсуждение результатов наблюдения эффекта «темной фазы»	50
Глава 4. Выбросы тока на переднем фронте разрядного импульса	56
п.4.1 Наблюдение эффекта	56
п.4.2 Измерение анодного тока	58
п.4.3 Предпробойный ток	63
п.4.4 Обсуждение результатов наблюдения тока в цепи катода	64
Глава 5. Эффект памяти в азоте	71
п.5.1 Вводные замечания	71
п.5.2 Изучение зависимости динамического напряжения пробоя от экспериментальных условий	74
п.5.3 Связь скорости волны ионизации с быстротой роста напряжения	78
п.5.4 Эффект памяти	82
п.п.5.4.1 Пробой с заземленным катодом	83
п.п.5.4.2 Эффект памяти для волны ионизации	89
п.п.5.4.3 Пробой с заземленным анодом	91
п.5.5 Обсуждение результатов исследования эффекта памяти в азоте	95
п.п.5.5.1 Вид зависимости $U_b(dU/dt)$	95
п.п.5.5.2 Происхождение начальных электронов, приводящих к эффекту памяти	96
п.п.5.5.3 О возможности присутствия начальных электронов вблизи катода	101
п.п.5.5.4 Влияние крутизны фронта разрядного импульса на начальные электроны	102
п.п.5.5.5 Эффект памяти при пробое парами импульсов напряжения. Заземленный катод	107
п.п.5.5.6 Эффект памяти для волны ионизации	110
п.п.5.5.7 Эффект памяти при пробое парами импульсов напряжения. Заземленный анод	112
Заключение	114
Литература	115

Введение.

Существует обширный класс явлений, сопровождающих возникновение тлеющего разряда и непосредственно связанных с процессами приобретения газом электрической проводимости и установления параметров разряда. Важность их изучения обусловлена распространенностью применения газового разряда и необходимостью его получения в различных условиях. Многие промышленно значимые технологии не мыслимы без применения газоразрядных лазеров. Все большее распространение получает метод плазменного травления и плазменной обработки поверхностей. Плазменные экраны во многом превосходят жидкокристаллические аналоги, позволяя конструировать большие панно с высокой яркостью и контрастностью. Широко распространены газоразрядные приборы в электронике высоких токов и напряжений (разрядники, формирователи импульсов и т.д.)

Одним из самых распространенных приложений тлеющего разряда является осветительная техника. На данный момент все более широкое распространение получают компактные люминесцентные лампы. Эти лампы часто выпускаются со встроенным электронным дросселем (пускорегулирующим устройством), благодаря чему имеют улучшенные характеристики в сравнении с традиционными люминесцентными лампами – более быстрое включение, отсутствие мерцания за счет питания ВЧ напряжением. При эксплуатации в правильном режиме такая лампа может работать гораздо дольше ламп накаливания, потребляя, в среднем, в пять раз меньше электроэнергии. В связи с этим вновь повышается интерес к изучению процессов при зажигании длинных трубок с целью получения наиболее выгодного режима зажигания компактных ламп, о чем свидетельствуют последние публикации.

В настоящей работе речь пойдет о ряде таких явлений, которые наблюдались на протяжении нескольких лет в экспериментах по импульсному зажиганию (пробой) длинной разрядной трубки в газах низкого давления.

Длинной считается трубка, у которой межэлектродное расстояние существенно превосходит ее диаметр и размеры электродов. Пробой таких разрядных систем представляет собой сложный процесс, в общем случае не сводящийся к развитию электронных лавин через весь разрядный промежуток. Это связано с резкой неоднородностью электрического поля, приводящей к тому, что плотность его силовых линий велика вблизи электродов и практически отсутствует в центральной части трубки. Представления о механизме такого пробоя подробно изложены в научной литературе.

Для длинных разрядов в качестве такого механизма рассматривают прохождение волны ионизации, представляющую собой локализованную в пространстве и времени область высокого значения напряженности электрического поля, взаимодействующего с частицами газа. Во фронте волны происходит интенсивная ударная ионизация и формируется плазма, создающая начальную проводимость трубки. Волна ионизации как физический объект сама по себе представляет интерес, и часто она исследуется вне связи с пробоем.

Характеристики электрического пробоя в системах любой конфигурации являются стохастическими величинами. Кроме того, они сильно подвержены влиянию внешних и внутренних факторов разрядной системы. В частности, при консервации внешних условий можно обнаружить «эффект памяти», который состоит во влиянии предыдущего разряда на характеристики пробоя. Это влияние обеспечивается разного рода частицами, природа которых может быть весьма разнообразна. В условиях импульсного разряда это, как правило, заряженные и метастабильные частицы, произведенные в предыдущем разряде. Также это могут быть электроны, которые излучаются катодом вследствие инерции автоэмиссионных процессов, запущенных во время предыдущего разрядного импульса.

Можно выделить другой сорт явлений, возникающих после пробоя разрядного промежутка, но до установления стационарного разряда. Их природа связана с релаксацией параметров разряда после пробоя к установившимся значениям. Оба класса явлений изучены не столь подробно, как пробой или же стационарный разряд. В особенности это справедливо по отношению к исследованиям в длинных трубках.

Последнее обстоятельство во многом определило тематику настоящей диссертации. Имеется значительное количество публикаций, в которых изучается эффект памяти в коротких разрядах, однако нам не известны работы, посвященные его наблюдению в длинных разрядных трубках, то есть в условиях волнового пробоя. Вместе с тем информация о поведении характеристик пробоя может иметь практическую ценность при разработке, к примеру, новых энергосберегающих газоразрядных ламп освещения.

Эффект памяти может наблюдаться как зависимость динамического напряжения пробоя от промежутка времени после окончания предыдущего разряда. Согласно исследованиям для коротких трубок, близость предыдущего разряда должна приводить к снижению напряжения пробоя. Этот, довольно очевидный, факт отражает суть «нормального» эффекта памяти. Однако в настоящей работе были обнаружены особенности, которые не упоминались ни в одной известной нам публикации. В частности, при исследовании пробоя в азоте наблюдались две характерные ситуации: наравне с описанным

«нормальным» эффектом, был обнаружен обратный к нему. Суть обратного эффекта состоит в увеличении пробойного напряжения последующего импульса при определенных интервалах между импульсами. Это явление было названо нами аномальным эффектом памяти. Одним из положений, выносимых на защиту, является экспериментальное доказательство существования такого эффекта и возможное его объяснение.

В работе также представлены результаты исследования явлений, сопровождающих пробой. Это эффект «темной фазы» и особенности нарастания разрядного тока в цепи в момент пробоя трубки. Интерес к этим эффектам обусловлен их связью с интенсивностью ионизационных процессов при пробое. В частности, они могут указывать на присутствие волны ионизации.

Первый эффект ранее изучался ранее (в том числе в нашей лаборатории) для инертных газов. Внешне он наблюдается как пауза в свечении всех спектральных линий и полос после первоначального всплеска интенсивности излучения в момент пробоя трубки. В зависимости от условий, длительность этой паузы может варьироваться от десятков микросекунд до нескольких миллисекунд, и лишь по ее окончании начинает формироваться свечение постоянного разряда. Исследования в инертных газах показали, что эффект возникает благодаря повышенной, в сравнении со стационарной, концентрации электронов в трубке в первые моменты времени после пробоя. Главное отличие настоящих результатов состоит в выяснении роли волны ионизации в формировании этого эффекта, которая ранее не отмечалась. Был обнаружен ряд новых особенностей эффекта «темной фазы» в азоте в присутствии волны.

Особенности поведения разрядного тока наблюдались как узкие выбросы (ширина на полувысоте порядка 100 нс) на осциллограммах тока в цепи заземленного катода в момент времени, отвечающий пробоем. Амплитуда этих выбросов значительно превосходит величину тока в установившемся разряде и, более того, максимальную величину тока, которую способна пропускать электрическая цепь. Примечательным обстоятельством явилось то, что эти выбросы наблюдаются лишь при пробоях импульсами напряжения положительной полярности. Совокупность этих и ряда других фактов мотивировали экспериментальную проверку условий существования этого явления и выяснение его физических причин. В ходе исследований была установлена тесная связь между особенностями на осциллограммах тока и волной ионизации, в частности, выяснилось, что выброс тока следует непосредственно после «касания» фронта волны заземленного электрода. Вторым защищаемым положением является экспериментальная проверка

существования обозначенных эффектов в разряде в азоте и доказательство их связи с прохождением волны ионизации.

Экспериментальные результаты, представленные в работе, разбиты на две части. В первой части приведены данные по эффектам, сопровождающим пробой трубки: темной фазе и особенностям поведения разрядного тока. Во второй части приводятся результаты исследований эффекта памяти для напряжения пробоя. Здесь также представлены результаты исследования зависимости напряжения пробоя от скорости роста напряжения и зависимости скорости волны ионизации от напряжения пробоя. Эти результаты имеют и самостоятельный интерес. Заметим, что ранее производились измерения зависимости скорости распространения волны ионизации от амплитуды импульсов прикладываемого напряжения, зависимость же ее от реализующегося напряжения пробоя не изучалась.

Первая глава диссертации посвящена обзору научной литературы по затрагиваемым темам. В частности, изложены основные представления о пробое, его характеристиках. Более подробно освещен механизм пробоя, связанный с волной ионизации, ее наблюдение в эксперименте и подходы к теоретическому описанию и моделированию. Приведены некоторые основные результаты обширных исследований эффекта памяти в коротких разрядных промежутках, описан метод «кривых памяти». Вторая глава содержит информацию об экспериментальной установке и методике проведения измерений. Экспериментальные результаты и их обсуждение представлены в главах с третьей по пятую. В третьей главе описаны особенности эффекта темной фазы при разряде в азоте низкого давления и приводится его объяснение на основе 0-мерной модели. В четвертой главе приведены данные по исследованию выбросов разрядного тока и объяснение их природы. Пятая глава посвящена феноменологии эффекта памяти в длинной разрядной трубке, даны качественные объяснения и некоторые количественные оценки. Завершают диссертацию заключение и список изученной литературы.

Результаты настоящей диссертации были представлены на XXI Европейской конференции по атомной и молекулярной физике ионизованных газов (ESCAMPIG), 2012, Португалия; VI и VII Международных конференциях по физике плазмы и плазменным технологиям (PPPT), 2009, 2012, Минск; XXXVI, XXXVIII, XL и XLI Международных конференциях по физике плазмы и УТС, 2009, 2011, 2013, 2014, Звенигород; Всероссийской конференции по физике низкотемпературной плазмы (ФНТП), 2011, Петрозаводск; международном семинаре по физике плазмы, 2011, Грайфсвальд; семинаре «Получение, исследование и применение низкотемпературной плазмы», 2014, Москва, ИНХС;

международных студенческих конференциях «Наука и прогресс», 2012, 2013, СПбГУ; 20-й Всероссийской научной конференции студентов-физиков и молодых ученых, 2013, Архангельск,

а также опубликованы в следующих статьях и материалах конференций:

1. Дятко Н.А., Ионих Ю.З., Мещанов А.В., Напартович А.П., Шишпанов А.И. // Физика плазмы. 2011.Т. 37. С. 544.
2. Шишпанов А.И., Ионих Ю.З., Мещанов А.В., Дятко Н.А.// Физика плазмы. 2014. Т.40. №6. С. 548 – 562.
3. Дятко Н.А., Ионих Ю.З., Мещанов А.В., Напартович А.П., Шишпанов А.И.//VI Международная конференция по физике плазмы и плазменным технологиям. Минск 2009г. с.23.
4. Дятко Н.А., Ионих Ю.З., Мещанов А.В., Напартович А.П., Шишпанов А.И.//Труды XXVIII Международной конференции по физике плазмы и УТС. Звенигород 2010 г., с.195.
5. Ионих Ю.З., Мещанов А.В., Шишпанов А.И.// Труды конференции по физике низкотемпературной плазмы. Петрозаводск, 2011г., т.1, с.117.
6. Shishpanov A., Meshchanov A., Ionikh Y.// ESCAMPIG XXI (Viana do Castelo, Portugal, 2012). Poster № P3.9.4.
7. Томберг Д.С., Шишпанов А.И., Блашков В.И., Мещанов А.В., Ионих Ю.З. //Труды XXVI Международной конференции по физике плазмы и УТС. Звенигород 2009г., с.235
8. Дятко Н.А., Ионих Ю.З., Мещанов А.В., Напартович А.П., Шишпанов А.И.//Труды XXXI Международной конференции по физике плазмы и УТС. Звенигород 2013.
9. Шишпанов А.И., Ионих Ю.З., Мещанов А.В., Кучугура М.Д.// VII Международная конференция по физике плазмы и плазменным технологиям. Минск 2012г. т.1, с.279.

Глава 1. Обзор литературы

1.1 Пробой газа

Изучение процесса формирования тлеющего разряда имеет длительную историю. Уже в работах Дж. Дж. Томсона 1893 г. [1] описывается зажигание длинных разрядных трубок. В 1889 году Ф. Пашен опубликовал исследования по зависимости напряжения зажигания от давления для плоскопараллельных разрядных промежутков, был открыт хорошо известный закон, названный его именем. С этого момента в науку устойчиво входит понятие электрического пробоя как процесса возникновения разряда вследствие «лавинного» нарастания ионизации. Именно такой механизм был предложен Дж. Таунсендом в 1900 году для описания процессов ударной ионизации газов электронами и ионами. В рамках этой теории были удачно описаны пашеновские кривые, и в итоге возник общепринятый лавинный механизм пробоя [2,3].

В современной научной литературе пробоем называют явление, в ходе которого изначально непроводящий газ становится проводником электричества [2]. На практике пробой наблюдается следующим образом: на электроды разрядной трубки, наполненной газом заданного давления, подается напряжение с некоторой конечной скоростью. На определенном уровне рост напряжения сменится его резким спадом. При этом в промежутке возникнет свечение, и загорится разряд. Тот уровень, после достижения которого наблюдается спад напряжения на разрядном промежутке, называется напряжением пробоя U_b или потенциалом зажигания.

Различают три основных механизма пробоя, которые условно можно разделить по значению величины pd , где p – давление газа, а d – ширина разрядного промежутка. При малых pd , порядка 1 Торр·см, реализуется лавинный механизм пробоя. Для описания этот механизм наиболее прост, поскольку процессы ионизации происходят в электрическом поле, величина и конфигурация которого заданы источником напряжения и электродами. Возникающий под действием внешнего ионизатора или вырываемый с катода электрон разгоняется в электрическом поле, и при достижении необходимой кинетической энергии участвует в ионизационных столкновениях, порождая новые электроны. Мультипликация электронов приводит к возникновению серий электронных лавин, замыкающих разрядный промежуток. Эти процессы ведут к зажиганию разряда, если выполнено условие воспроизводимости электронов вследствие вторичных процессов на катоде, характеризуемых коэффициентом γ . В случае однородного поля это условие имеет вид

$$\gamma(e^{\alpha d} - 1) \geq 1,$$

где α – первый ионизационный коэффициент, определяющий эффективность процесса ударной ионизации в газе, d – длина разрядного промежутка. Для реализации этого механизма необходимо, чтобы возникающий объёмный заряд лавины был столь мал, чтобы не искажал внешнее поле [2,4].

При pd , превышающем приблизительно 10 – 100 Торр·см, лавинный механизм переходит в стримерный. Так же как и в предыдущем случае, пробой начинается с развития электронной лавины, но образующийся объёмный заряд лавины значительно искажает внешнее поле. Собственное электрическое поле этого заряда направлено противоположно внешнему, при этом на переднем фронте лавины и в ее хвосте оно оказывается усиленным. Исходящее из этих областей излучение производит фотоионизацию газа, в результате из переднего фронта и хвоста лавины начинают прорастать проводящие каналы малого диаметра – катодно- и анодно-направленные стримеры, замыкающие разрядный промежуток. Пробой завершается формированием искрового канала. Лавинно-стримерный переход возникает при условии, что для одиночной лавины выполняется следующее соотношение:

$$\exp(\alpha d) \geq N_{кр},$$

где $N_{кр}$ – критическое число электронов [2,4]. Установлено, что лавинно-стримерный переход имеет место при $N_{кр} \sim 10^8$.

Образование стримеров характерно для разрядов среднего давления. Если увеличивать значение pd , удлиняя разрядный промежуток, но сохраняя низкое давление и размеры электродов, то ситуация усложнится: внешнее электрическое поле утратит однородность. При удалении от электродов его напряженность будет быстро спадать на расстоянии в несколько диаметров трубки. Оценки Зелигера и Бока [5] показали, что в такой конфигурации электрического поля лавина не может развиваться во всем разрядном промежутке. Был сделан вывод о неприменимости таунсендовского механизма к описанию пробоя в длинной трубке. В этом случае пробой реализуется через распространение волны ионизации (ВИ).

В общих словах волна ионизации представляет собой локализованную в пространстве и времени область высокого значения электрического поля, взаимодействующего с частицами газа и распространяющуюся от высоковольтного электрода, предваряя пробой трубки. Во фронте волны происходит интенсивная ударная ионизация и образуется плазма, которая по достижении волной противоположного электрода заполняет трубку, замыкая цепь тока. Поскольку волна ионизации является одним из основных объектов исследования настоящей работы, рассмотрим подробно это явление.

1.2 Экспериментальное наблюдение волны ионизации

Экспериментальные исследования ВИ имеют довольно продолжительную историю. Волны ионизации впервые наблюдались Дж.Дж.Томсоном в 1893 г. при исследовании импульсного пробоя трубки длиной 15 м и диаметром 15 мм. Томсон, а позднее Бимс (1930) обнаружили, что пробой начинается с распространения области интенсивного излучения, имеющего форму цилиндра, движущегося от высоковольтного конца трубки к заземленному, движущийся со скоростью, близкой к световой [1]. В 1937 г. Бимс, Снодди и Дитрих [6] провели исследования импульсного пробоя длинной разрядной трубки, при этом применялись импульсы как положительной, так и отрицательной полярности амплитудой до 125 кВ. Авторы обнаружили, что движущийся фронт излучения сопровождается фронтом потенциала, имеющем ту же скорость. При заземлении второго электрода они наблюдали образование обратной волны, которая имела скорость, превосходящую скорость первичной волны и составлявшую в их экспериментах примерно 1/3 скорости света. Также было показано, что скорость волны зависит от диаметра трубки, давления газа, величины и полярности приложенного напряжения.

Позднее Митчел и Снодди [7] поместили разрядную трубку в металлический экран, так как было известно, что на развитие разряда оказывает влияние близкое расположение заземленных проводящих предметов. Они высказали предположение, что это влияние связано с зарядкой распределенной емкости, образованной окружающими предметами, стенкой трубки и плазмой во фронте волны. Анализируя распространение обратных волн, они сделали вывод о схожести этого процесса с «возвратным ударом» молнии. На основе этих наблюдений исследователи предложили применить для описания пробоя в длинных трубках лидерный механизм, ранее развитый в рамках теории молнии, отмечая важность процесса фотоионизации.

Вестберг [8] исследовал переход от тлеющего разряда к дуговому. Он наблюдал ВИ, возникающие в плазме тлеющего разряда, при самопробое оксидной пленки на катоде, в результате которого в прикатодную область происходила интенсивная эмиссия электронов, и после распространения серии прямых и обратных волн происходило перераспределение потенциала в разрядном промежутке. На основании результатов этих работ Леб [9] выявил основные черты процесса и назвал его «ионизирующие волны градиента потенциала». Бартоломейчик [10] впервые поставил вопрос о влиянии стенок на распространение волны ионизации. В работе [11] Винн (1966) объяснил влияние металлического экрана на распространение ВИ через образование погонной емкости, которая заряжается волной до напряжения пробойного импульса.

В эксперименте Винн изучал распространение волн ионизации по предварительно ионизованному газу, для этого в трубке зажигался тлеющий разряд, на который накладывались прямоугольные импульсы напряжения длительностью 100 нс, с фронтом примерно 1 нс и амплитудой 24 кВ. Были отмечены различия между волнами, полученными при различной полярности приложенного напряжения (положительные и отрицательные волны). Во-первых, скорость положительных волн оказалась более чувствительна к изменению начальной концентрации электронов. Во-вторых, фронт положительной волны имел более сложную форму, чем у отрицательной. И, в-третьих, для получения отрицательных волн Винну пришлось сделать специальный электрод, так как инициировать отрицательную волну с того же электрода, что и положительную, ему не удалось. В работе [12] также упоминается, что в зависимости от условий могут возникать либо волны обеих полярностей, либо только одна из них. Кроме того, в зависимости от условий, фронт ВИ может обостряться или, наоборот, расплываться.

Важный вопрос, который изучался Винном, состоял в определении зависимости скоростей волн различных полярностей от величины начальной концентрации электронов. Зависимости для скорости получились монотонно возрастающими, на основе чего Вин сделал вывод о том, что ионизирующие волны при увеличении начальной концентрации электронов n_{e0} должны все более походить на электромагнитные волны, распространяющиеся вдоль коаксиальной передающей линии. Вин произвел также оценку концентрации электронов во фронте n_{ef} исходя из рассмотрения баланса запасаемой и диссипируемой в волне энергии. Предположение, что в азоте на ионизацию идет 1/3 диссипируемой энергии, дало значение $n_{ef} = 1.2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$.

На современном этапе исследований различают два типа ВИ: быстрые и медленные. Скорости распространения от 10^5 до 10^7 см/с характерны для медленных волн, а скорости от 10^8 до 10^{10} см/с – для быстрых. Большая часть современных экспериментальных работ посвящена исследованию быстрых волн ионизации. Свойства и общее поведение таких ВИ описано в обширных обзорах [12-14].

Наиболее часто изучаемым параметром ВИ является ее скорость, как наиболее простая для измерения величина. На данный момент получены обширные данные о зависимости скорости волн различных полярностей от давления газа. Характерно, что для всех газов и условий возбуждения ВИ зависимости получаются с четко выраженным максимумом. Этот максимум был объяснен при помощи качественной модели Мак-Джи. Согласно этой модели, скорость волны определяется эффективностью фотоионизации перед фронтом и

интенсивностью ударной ионизации во фронте [15]. При высоких давлениях скорость ВИ падает по причине уменьшения эффективной длины, на которой происходит фотоионизация.

Большой интерес представляет зависимость скорости волны от величины потенциала во фронте, $v(U_0)$. Как правило, авторами приводятся зависимости скорости от амплитуды пробойного импульса. Здесь стоит отметить обширную работу Сузуки [16], в которой приведены такого сорта зависимости для быстрых волн обеих полярностей. Автор наблюдал отклонение полученных кривых от линейного роста, который ранее был зафиксирован в работе [6] (рис.1.1).

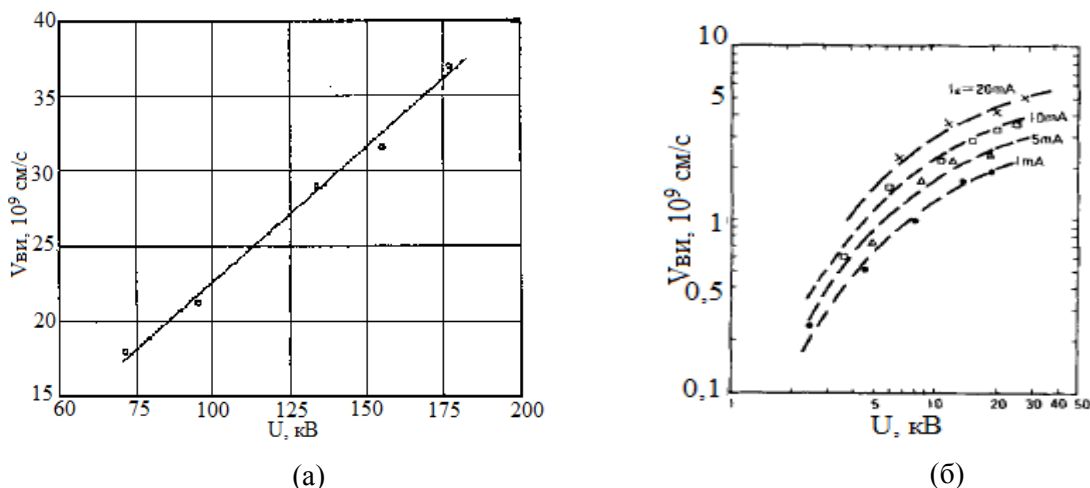


Рис.1.1 Примеры зависимостей скорости быстрых ВИ от амплитуды приложенного напряжения, полученные разными авторами. (а) Бимс, Дитрих, Сноди 1937 [6], (б) Сузуки 1977 [16].

Абрамов и Мазанько, на основе простых модельных соображений, смогли теоретически описать полученную в их экспериментах зависимость $v(U_0)$ для медленных фронтов ионизации. При этом результирующие кривые внешне схожи с кривыми, полученными Сузуки. В работе [17] также приведены зависимости скорости ВИ от быстроты нарастания напряжения на задающем электроде, причем они проявляют линейный характер.

При помощи шунта, установленного в экране разрядной трубке, или с помощью пояса Роговского установлено перемещение по трубке фронта тока, связанного с волной. Обнаружено, что для ВИ положительной полярности длительность переднего фронта импульса тока значительно меньше длительности фронта подаваемого напряжения. Это дало право назвать ее ударной электрической волной [13].

1.3 Теоретическое описание волны ионизации.

Начиная с работы Недоспасова и Новика 1961 года [18], предпринимаются попытки моделирования процесса распространения ВИ по длинной трубке в газе низкого давления на основе представлений о таком разряде как о распределенной RC-структуре. Андерссон и

Тобин [19] рассмотрели разрядный промежуток как отрезок передающей коаксиальной линии с потерями, описываемый телеграфными уравнениями:

$$\begin{aligned}\frac{\partial U}{\partial x} &= -RI - L \frac{\partial I}{\partial t} \\ \frac{\partial I}{\partial x} &= -C \frac{\partial U}{\partial t}\end{aligned}$$

где U и I потенциал поля и ток в разряде соответственно, R , L и C – параметры линии. В рамках одного из представлений о волновом пробое в работе Хорстмана [20] использовалась модель линии, состоящей из 125 переменных резисторов, соединенных через конденсаторы с землей. Авторами работы [20] решалась следующая система уравнений. Для области плазмы во фронте волны ионизации записываются уравнения баланса электронов и возбужденных атомов:

$$\begin{aligned}\frac{\partial n_e}{\partial t} &= n_e b_e E (n_0 \sigma_0 + n_* \sigma_*) \\ \frac{\partial n_*}{\partial t} &= n_e b_e E \sigma_0^* n_0\end{aligned}$$

где n_e, n_*, n_0 – концентрации электронов, возбужденных атомов и атомов в основном состоянии соответственно. Здесь b_e – подвижность электронов, E – напряженность электрического поля во фронте ВИ. Предполагается, что атомы возбуждаются электронным ударом из основного состояния, а электроны размножаются преимущественно вследствие ударной ионизации из основного состояния и ступенчатой ионизации, соответствующие вероятности этих процессов определяются сечениями σ_0^* и σ_* . Для описания модели переменных резисторов задается выражение для проводимости плазмы и потенциала во фронте, взятое из работы [18] и совпадающее по форме с уравнением диффузии:

$$\frac{\partial V}{\partial t} = - \frac{1}{c} \frac{\partial (gE)}{\partial x}$$

где $V = - \int_0^x E dx'$ – потенциал во фронте, g – проводимость плазмы, причем $g = g(x, t)$ [20].

Любопытно, что авторы работы [12, 21] пришли к аналогичному уравнению, исходя из других соображений, получив при этом уравнение диффузии в явном виде:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} n_e \frac{\partial}{\partial x} \varphi,$$

где роль коэффициента диффузии играет концентрация электронов. На данный момент модели ВИ, основанные на таком подходе, принято называть диффузионными. Стоит отметить, что во всех этих работах предполагалось, что скорость волны много меньше скорости света, и электрическое поле во фронте волны существенно потенциально.

Проводились расчеты для моделей, учитывающих непотенциальность электрического поля при скоростях ВИ, близких к световым. В обзоре [12] приводятся данные о такой модели, при этом в качестве одного из ее результатов показаны зависимости скорости ВИ от быстроты нарастания напряжения. Примечательно, что указанные графики проявляют нелинейный рост при приближении к скорости света, что отличается от результатов упомянутой выше работы Сузуки.

В работе [22] исследовался процесс распространения отрицательной волны ионизации в аргоне при низком давлении путем построения двухмерной гидродинамической модели. Трубка, по условию задачи, предполагалась экранированной проводящим цилиндром, при этом на нее подавалось постоянное отрицательное напряжение в диапазоне 300 – 600 В. Рассматривалось возникновение и распространение фронтов ионизации в условиях зажигания люминесцентных ламп. В отличие от вышеприведенных работ, процесс моделировался совместным решением уравнений гидродинамики: баланса энергии электронов, баланса числа тяжелых частиц и электронов, уравнения Пуассона. Задачей поведения потоков частиц на границах имитировалось взаимодействие разряда со стенкой, при этом предполагалось, что хаотическая скорость ионов преобладает над направленной и возможен лишь радиальный дрейф к стенке. Авторы интерпретируют свои результаты исходя из выдвинутого в работе Недоспасова предположения о том, что ВИ распространяется как импульс в распределенной RC -структуре. Согласно качественным представлениям, фронт ионизации заряжает распределенную емкость трубка – экран, ввиду чего возникает ток электронов на стенку, оставляющий на ней поверхностный заряд. В такой модели скорость ВИ должна быть ограничена скоростью радиального дрейфа электронов и зарядки стенки до потенциала высоковольтного электрода. Однако данное обстоятельство авторами не рассматривается.

В большей степени законченной и непротиворечивой выглядит теория, разработанная Лагарьковым и Руткевичем для описания распространения фронтов ионизации. В работе [23] они, так же как и в [22], рассматривают распространение быстрой пробойной волны в экранированной цилиндрической трубке, наполненной гелием при давлениях в несколько Торр, без предварительной ионизации. В таких условиях электроны перед фронтом волны возникают при фотоионизации и столкновениях с возбужденными атомами. Ионизация же электронным ударом малоэффективна, поскольку поле перед фронтом быстро спадает с расстоянием. При давлениях, меньших, чем 1 Торр, не последнюю роль может играть фотоэффект на стенке трубки.

Для описания волны ионизации со скоростью, существенно меньшей скорости света, использовались следующие уравнения электродинамики:

$$\partial_t n_e + e^{-1} \operatorname{div} j = \alpha n_e, \quad (1.1)$$

$$\partial_t n_i = \alpha n_e, \quad (1.2)$$

$$j = b_e E n_e, \quad (1.3)$$

$$\operatorname{div} E = 4\pi e (n_i - n_e), \quad (1.4)$$

$$E = -\operatorname{grad} \varphi, \quad (1.5)$$

где n_e , n_i – концентрации электронов и ионов, j – плотность тока электронов, α – первый ионизационный коэффициент, E – напряженность электрического поля, b_e – подвижность электронов. Здесь для сокращения записи вводятся индексные обозначения производных. Указанные уравнения рассматривались в цилиндрических координатах и усреднялись по поперечному сечению трубки. На систему накладывались граничные условия, учитывающие наличие проводящего экрана. На рис.1.2 приведена геометрия, поясняющая граничные условия: область 1 – плазма, область 2 – диэлектрический слой, 3 – заземленный проводящий экран.

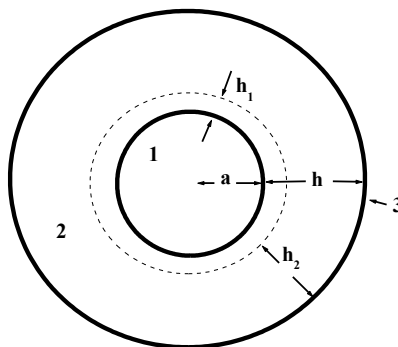


Рис.1.2 Геометрия граничных условий для системы уравнений (1.1) – (1.5).

Уравнения (1.1) – (1.5) справедливы в области 1, в диэлектрике выполнено уравнение Лапласа для потенциала:

$$\Delta \varphi = 0, \quad (1.6)$$

а на проводящем экране выполнено условие $\varphi = 0$. На торцевой поверхности трубки задается начальный потенциал: $\varphi = \varphi_0(r, t)$, для $a < r < a + h$, при этом на границе с диэлектриком должно быть выполнено соотношение $j_r = \partial_t \theta$. Поверхностный заряд стенки θ задается выражением $\theta = (\varepsilon^- E_{r0}^- - \varepsilon^+ E_{r0}^+)/4\pi$, где E_{r0}^+ , E_{r0}^- значения радиальных составляющих напряженности поля на границе в плазме и диэлектрике соответственно. Усреднением

системы (1.1) – (1.5) по поперечному сечению удается понизить размерность задачи на единицу, при этом она преобразуется к виду:

$$\partial_t \langle n_e \rangle + e^{-1} (\partial_z j_z + 2j_{r\omega}/a) = \langle \alpha \rangle \langle n_e \rangle \quad (1.1a)$$

$$\partial_t \langle n_i \rangle = \langle \alpha \rangle \langle n_e \rangle \quad (1.2a)$$

$$\langle j \rangle = (e^2/m) \langle n_e \rangle \langle \text{grad } \varphi/v \rangle \quad (1.3a)$$

$$\partial_x^2 \langle \varphi \rangle + (2/a) (\partial_r \varphi)_{r\omega}^+ = 4\pi e (\langle n_i \rangle - \langle n_e \rangle) \quad (1.4a)$$

Здесь ν – эффективная частота столкновений электрона, а $-(\partial_r \varphi)_{r\omega}^+ = E_{r\omega}^+$ (1.5a). Полученная система должна замыкаться уравнениями для радиальных составляющих тока и напряженности поля в плазме на границе с диэлектриком: $j_{r\omega}^+$ и $E_{r\omega}^+$. Для получения этих уравнений авторы вводят искусственное предположение о том, что радиальные компоненты потенциалов поля в плазме и диэлектрике подобны распределению потенциалов в поверхностной волне, распространяющейся в плазменном волноводе. Таким образом, для областей 1 и 2 имеем соответственно:

$$\varphi^+ = J_0(kr) \Phi(z, t), \quad 0 \leq r < a \quad (1.6a)$$

$$\varphi^- = [C_1 J_0(kr) + C_2 N_0(kr)] \Phi(z, t), \quad a \leq r \leq a + h. \quad (1.6b)$$

Здесь введены стандартные обозначения для функций Бесселя и Неймана нулевого знака, C_1, C_2 – константы, которые определяются из граничных условий, $\Phi(z, t)$ – эффективный потенциал. Исходя из приведенных уравнений и граничных условий, составлялось дисперсионное уравнение, связывающее волновое число k с быстротой изменения логарифма потенциала во времени. В итоге недостающее уравнение для значения радиальной компоненты поля на границе имеет вид:

$$E_{r\omega}^+ = -k J_1(ka) \Phi(z, t), \quad (1.7)$$

а уравнение для значения радиальной компоненты тока следует из закона Ома:

$$j_{r\omega}^+ = \sigma_\omega J_1(ka) \Phi(z, t), \quad (1.8)$$

где σ_ω – проводимость плазмы при $r = a$. При этих предположениях система (1.1a) – (1.5a) может быть дополнительно упрощена, при этом волновое число k выбирается как наименьший корень дисперсионного уравнения, так что $(ka)^2 \ll 1$. Авторами было показано, что полученная система уравнений допускает нетривиальное автомодельное решение в виде стационарных нелинейных волн, зависящее от переменной $z - Vt$, где V – скорость ВИ.

В работах [23,24] приводятся результаты применения этой системы для описания распространения быстрых ВИ в гелии без предварительной ионизации. Для объяснения распространения волны авторы вводят ассоциативную ионизацию перед фронтом как источник «затравочных» электронов. При этом корректируются исходные уравнения баланса числа частиц и добавляется интегро-дифференциальное уравнение, определяющее

концентрацию возбужденных атомов на уровнях с главным квантовым числом 3. Численное решение системы уравнений (1.1a) – (1.5a) показало, что распределение усредненного продольного электрического поля имеет вид уединенной волны или солитона [25], который авторы для краткости назвали *E*-солитоном. На основе этого результата было предсказано наличие пика продольного тока проводимости, что подтверждается в упомянутых выше экспериментальных работах. Также удалось достаточно точно воспроизвести значения скорости волны для условий экспериментальной работы [26].

1.4 Эволюция представлений о процессах зажигания длинных трубок.

Существует большое количество работ, посвященных зажиганию длинных трубок и люминесцентных ламп, проводившихся параллельно исследованиям ВИ. В настоящее время волновой механизм зажигания таких трубок - общепринятый, но существовали и другие представления.

В работе Туницкого с соавторами [27] производилось исследование так называемого одноэлектродного разряда, который предлагался в качестве начальной стадии формирования тлеющего разряда в длинной трубке. Рассматривалась система, состоящая из длинной трубки, один электрод которой был высоковольтным относительно земли, а второй мог быть либо свободным, либо заземленным. При подаче импульса напряжения на высоковольтный электрод происходит пробой на стенку трубки и протекает слабый ток – возникает одноэлектродный разряд. Переход от одноэлектродного разряда к тлеющему связан с резким повышением проводимости в цепи разряда. Этот переход возникает при достижении одноэлектродным разрядом противоположного электрода. Ток одноэлектродного разряда, пока он не замкнул цепь, ограничен емкостным сопротивлением разрядной трубки. На основании предыдущих работ различных авторов и собственных экспериментов авторы предположили, что при достижении одноэлектродным разрядом заземленного электрода происходит перераспределение потенциала вдоль трубки, которое приводит к возбуждению прямых и обратных ионизирующих волн потенциала.

В этих работах был подвергнут критике механизм «газофокусированного электронного пучка» [5], который состоит в спонтанной организации электрического поля вблизи высоковольтного электрода такой конфигурации, что возможно появление эффекта фокусировки пучка электронов. Этот пучок осуществляет гальваническую связь двух электродов на первом этапе пробоя. Второй этап продолжается распространением волн ионизации и перераспределением пространственного заряда. Оба механизма в равной степени отводят второстепенную роль волне ионизации в пробое длинной трубки.

В работе Недоспасова и Новика 1960 года впервые был предложен иной вариант процесса пробоя, также состоящий из двух стадий. Они предположили, что процесс начинается с пробоя на стенку и формирования плазменного облака вблизи высоковольтного электрода. Под действием поля последнего на переднем фронте облака образуется объемный заряд, потенциал которого равен или близок к потенциалу электрода. Темп образования этого объемного заряда определяется зарядкой распределенной емкости стенок трубки до потенциала электрода. Предположив постоянство потенциала во фронте волны, авторы описали процесс ее распространения через линейное одномерное уравнение линии с распределенными параметрами, получив уравнение диффузии потенциала, приведенное выше в п.1.3.

Полученные в рамках такого подхода результаты были успешно применены Абрамовым и Мазанько в их теоретической работе [17]. Они на основе уравнений неразрывности для ионов и электронов и уравнения Пуассона с применением теоремы Гаусса смогли вывести простые формулы для описания зависимости скорости волны в трубке от потенциала в ее фронте и амплитуды импульса напряжения на поджигающем электроде. На основании этих формул они неплохо описали свои экспериментальные результаты [28].

В дальнейшем подход к описанию пробоя длинных трубок через распространение ВИ, моделированной через уравнения распределенных RC-структур, активно развивался и на данный момент представляет собой стандартный метод. Упомянутые работы голландских исследователей продемонстрировали успешность применения такой модели при исследовании пробоя люминесцентных ламп. В работе [20] они смоделировали плазму во фронте ВИ через цепь, состоящую из 125 переменных резисторов, соединенными с землей через конденсаторы. Они смогли описать поведение потенциала на стенке и тока в цепи заземленного электрода.

В работе [31] приведен обширный материал по скоростям ВИ при зажигании устройств типа люминесцентных ламп в смесях аргона с неоном, криптоном, а также при добавлении в эти смеси паров ртути при давлении 460 Па. В работе применялись трубки с накаливаемыми электродами, либо с электродами, покрытыми смесью оксидов щелочноземельных металлов, для обеспечения высокой интенсивности эмиссии вторичных электронов. В большинстве случаев исследуемые разрядные трубки встраивались в металлический экран. Исследовались волны при обеих полярностях напряжения. Авторы показали, что в смесях аргон – неон ВИ обеих полярностей распространяются быстрее, чем в смесях аргон – криптон. Также указано, что присутствие паров ртути снижает напряжение,

при котором возбуждается ВИ, вне зависимости от полярности напряжения. Тем не менее, присутствие ртути не сказывалось на скорости распространения волн ионизации, что, по мнению авторов, связано с исследуемым диапазоном напряжений. Отдельно изучались вопросы о влиянии нагрева катодов лампы и фосфорсодержащего покрытия на стенке. Эксперимент показал, что оба этих фактора приводят к повышению скоростей распространения ВИ.

Полученные в [31] результаты во многих моментах согласуются с расчетами, проведенными для процесса зажигания люминесцентной лампы при подаче постоянного напряжения в [29] и импульсов с высокой частотой следования (~ 10 кГц) в [30]. В частности, подтвердились выводы о влиянии паров ртути на скорость ВИ.

В работе [32] авторы уточняют механизм формирования волны поверхностного заряда стенки трубки при распространении ВИ положительной и отрицательной полярности. Данные с электростатического зонда позволили проследить изменение ориентации и значения напряженности электрического поля во фронте при распространении прямой и обратной волн ионизации. Также наблюдалась динамика поверхностного заряда трубки. Для волн обеих полярностей наблюдалась следующая картина. При подаче высокого напряжения на задающий электрод происходит процесс начальной ионизации в области между стенкой и электродом. В результате возникает ток, заряжающий стенку. Фронт ионизации продвигается в результате зарядки стенок трубки, поэтому ВИ сопровождает волну поверхностного заряда и волну тока смещения в цепи экран – трубка. Было получено, что при распространении первичной волны доминирует аксиальная составляющая электрического поля во фронте, в то время как во фронте возвратной волны преобладает радиальная компонента. Также авторы подчеркивают большее затухание отрицательной волны ввиду снижения потенциала ее фронта при приближении к заземленному электроду. При этом в случае положительной волны потенциал и скорость меняются незначительно. В обоих случаях наблюдалась линейная связь скорости волны и потенциала в ее фронте (при этом для отрицательных волн наблюдалось продольное затухание этого потенциала, в то время как для положительных волн потенциал во фронте почти не меняется).

Процесс зажигания разряда при более высоких давлениях (10 – 90 Торр) исследовался в экспериментальной [33] и расчетной [34] работах. Изучался пробой в смеси Ar–Xe в условиях, характерных для работы металлогалогенных ламп высокой интенсивности. Конкретной целью было измерение и расчет «времени пробоя» (фактически промежутка от начала роста межэлектродного напряжения до момента пробоя) в зависимости от условий эксперимента.

Исходя из приводимых в обсуждаемых работах зависимостей различных характеристик ВИ при зажигании длинных трубок, можно сделать вывод о том, что качественно поведение этих волн не отличается от высокоскоростных ВИ. Стоит думать, что это различные проявления одного процесса, но, тем не менее, не ясен подход к их единому описанию. Очевидно, что скорость ВИ в модели волны поверхностного заряда ограничена скоростью радиального дрейфа электронов, которая меньше наблюдаемых максимальных скоростей быстрых ВИ. Более того известны волны ионизации, распространяющиеся вне трубок, например в лазерной искре.

1.5 Изучение характеристик пробоя.

Существует ряд характеристик пробоя, которые определяются при экспериментальном исследовании. Это статическое и динамическое пробойное напряжение, времена развития и запаздывания пробоя. Эти величины представляют большой интерес, так как, с одной стороны, они могут пролить свет на механизмы процесса. С другой стороны, исследование временных характеристик пробоя и пробойных напряжений представляет интерес ввиду широкого практического применения газоразрядных приборов в высоковольтной электронике, где точность знания обсуждаемых величин имеет принципиальное значение.

Рассмотрим универсальное описание пробоя, не предполагающее преобладание того или иного механизма его реализации. Пусть на трубку, наполненную газом до некоторого давления p , подается напряжение, причем достаточно медленно, так что время его роста во много раз превосходит времена развития пробоя. Тогда напряжение пробоя в каждом эксперименте будет одинаковым, и оно будет характеризовать саму разрядную систему. Такое напряжение называют статическим напряжением пробоя U_s [2]. Другое определение U_s : статическим напряжением пробоя принято называть такое минимальное постоянное напряжение, при котором еще возможен пробой [35]. В случае однородного поля (плоские электроды с расстоянием d между ними, много меньшим их размеров), U_s немонотонно зависит от произведения pd (закон Пашена [3]). Для случая пробоя в длинных трубках имеет место «модифицированный закон Пашена» [36], согласно которому кривая с минимумом сохраняется, но его координаты смещены вправо и вверх, а вид кривой $U_s(pd)$ зависит от диаметра трубки.

Рассмотрим теперь случай, когда напряжение, подаваемое на трубку, растет с конечной скоростью, в частности, быстрее, чем протекают некоторые из процессов,

вызывающих пробой. Тогда последний происходит не при значении U_s , а при значении, отличном от него на некоторую величину ΔU . Такое напряжение пробоя называется динамическим: $U_b^d = U_s + \Delta U$. Качественно различие динамического и статического напряжения понятно из следующих соображений. Для формирования, например, лавины требуется появление способного к мультипликации электрона, для чего системе потребуется некоторое время t_d . Время t_d обычно называют временем задержки или запаздывания пробоя. Если выполнено условие: $t_{\text{хар}} < t_d$, где $t_{\text{хар}}$ – характерное время роста напряжения, то потенциал, подаваемый на электрод, успеет превысить значение U_s , прежде чем включится механизм генерации лавин. Кажется довольно очевидным, что динамическое напряжение пробоя должно возрастать с увеличением скорости роста напряжения. Действительно, например, в азоте при увеличении dU/dt от 1 до 100 В/с среднее значение U_b растет от 398 до 475 В [35]. Экстраполяция этой зависимости до пересечения с осью ординат дает статическое напряжение пробоя.

Первые наблюдения двух различных напряжений пробоя относятся к началу 20-го века. В отечественной литературе данная проблема освящается с 20-х годов. Здесь можно выделить обзор И.В. Курчатова 1928 года [3], в котором среди прочих результатов подробно обсуждается работа Роговского по исследованию импульсного пробоя. Хотя описываются результаты, полученные для искрового разряда при атмосферном давлении, рассуждения и факты, приведенные в статье важны для понимания процесса пробоя в целом.

Первые исследования пробоя при наложении импульсного напряжения были проведены Альгемиссером [37], который пользовался затухающими колебаниями большой частоты. Опыты проводились с разрядным промежутком, образованным двумя металлическими шарами диаметром 2,5 см в атмосфере, при этом расстояние между шарами было меньше их диаметра. Вплоть до значений частоты в $2,5 \times 10^6$ Гц, автор не наблюдал разницы между динамическим и статическим пробойными потенциалами, но уже при частоте $0,5 \times 10^7$ Гц наблюдалась заметная разница, выражаемая величиной $\Delta U/U_b = 0,6$. В экспериментах с шарами диаметром 0,25 см и сильно неоднородным полем расхождения между потенциалами становилось существенным уже при $0,5 \times 10^6$ Гц, а при значении $0,5 \times 10^8$ Гц эта разница достигала 100%. Также отмечается, что разница между пробойными потенциалами сильно зависела от освещения шаров УФ излучением. Роговский, Флеглер и Тамм [38] исследовали искровой разряд в воздухе и обнаружили две сильно растянутые по времени ступени. Также из анализа осциллограмм было выяснено, что при статическом приложении напряжения пробой происходил в среднем через 10^{-7} с, но при перенапряжении в

30% затягивание пробоя уменьшалось до 10^{-10} с. Рассмотрим подробнее вопрос о временных характеристиках развития пробоя.

1.6 Характерные времена пробоя

Время запаздывания пробоя t_d складывается из двух составляющих: статистического времени запаздывания t_s и времени формирования t_f . Первое слагаемое представляет собой интервал времени между моментом приложения напряжения к разрядному промежутку и моментом появления в нем первого иницирующего электрона, способного привести к пробоям. Время формирования разряда t_f - это время между появлением этого иницирующего электрона и пробоем промежутка [2, 4, 21]:

$$t_d = t_s + t_f \quad (1.9)$$

Некоторые исследователи выделяют еще и третью компоненту – время распространения разряда t_p [39], которое представляет собой, например, время движения по разрядному промежутку волны ионизации или стримера.

В работе [39] проводились исследования зависимости времен развития импульсного разряда от давления в длинных трубках (длиной 30 – 75 см). Автор выделяет несколько стадий развития разряда, одна из которых - стадия распространения ионизирующих фронтов.

Время t_s определяется образованием иницирующего или эффективного электрона в объеме газа. Такой электрон возникает среди т.н. начальных электронов, один из каналов образования которых, при любых электрических полях, обусловлен внешней ионизирующей радиацией: космическим излучением, естественной радиоактивностью материалов и т.д. Скорость возникновения начальных электронов при этом составляет 1-10 частиц в 1 см^3 в 1 с при атмосферном давлении [2]. Однако в большинстве случаев рассмотренный канал рождения электронов не является доминирующим. Иницирование электронов происходит, как правило, с поверхности катода, а ток с катода определяется состоянием поверхности и внешними условиями: напряженностью поля в зазоре, сортом газа, давлением и т.д.

Для газоразрядных промежутков, экранированных от излучения, выполняется соотношение (10), согласно которому среднее статистическое время запаздывания пробоя при постоянном напряжении определяется через скорость образования первичных электронов в разрядном промежутке z и вероятность W того, что первичный электрон вызовет пробой промежутка [35]:

$$t_s = \frac{1}{z \cdot W} \quad (1.10)$$

Время формирования t_f существенно зависит от механизма пробоя газа. В случае лавинного механизма появление вторичных электронов, как правило, связывают с

бомбардировкой катода положительными ионами, таким образом, время формирования такого разряда должно быть порядка времени дрейфа ионов к катоду.

При стримерном механизме пробоя время формирования разряда не зависит от вторичных процессов на катоде. Оно определяется временем нарастания концентрации электронов лавины до критического значения, при котором, происходит лавинно-стримерный переход. В этом случае время формирования рассматривается как время, в течение которого начальная электронная лавина создает поле объёмного заряда, сравнимое с приложенным. Из простых соображений время t_f можно оценить, пользуясь выражением:

$$t_f = \frac{1}{\alpha v_e} \ln \left(\frac{N_{кр}}{N_0} \right)$$

где v_e – средняя скорость дрейфа электронов, $N_{кр}$ - число электронов в лавине при переходе ее в стример, N_0 - начальное число электронов у катода [2, 21].

Из экспериментов по волновому пробоям известно, что при подаче импульса напряжения фронт волны образуется не сразу, а через некоторое время, т.н. время индукции ВИ [12, 13]. Это время можно включить во время формирования разряда при волновом механизме пробоя.

Возможны различные соотношения между t_s и t_f [2, 35]. Если $t_f \gg t_s$, то время запаздывания пробоя практически совпадает с временем формирования. Это случай очень больших Z , когда эффективные электроны появляются практически моментально, или уже имеются до подачи напряжения. На практике такая ситуация достигается созданием предиионизации, например, при освещении промежутка УФ лампой [3]. Другой крайний случай, когда $t_f \ll t_s$, реализуется при малых Z , при этом время пробоя определяется статистическим временем запаздывания, а пробой носит существенно стохастический характер.

К сегодняшнему дню вопрос о задержке пробоя, в частности, в системах с однородным полем при низком давлении газа, разработан достаточно подробно. В работах [35, 41] время запаздывания определяется методом построения лауэграмм. Согласно экспоненциальному распределению Лауэ [40]:

$$R(t) = \frac{n(t)}{N} = \begin{cases} 1 & \text{для } t \leq t_f \\ \exp \left\{ -\frac{t-t_f}{t_s} \right\} & \text{для } t > t_f \end{cases} \quad (1.11)$$

где $n(t)$ – число измерений t_d , для которых $t_d > t$, N – общее число измерений времени запаздывания пробоя. Зависимость $\ln \left(\frac{n(t)}{N} \right)$ от t при $t > t_f$ является линейной и в литературе по

пробой имеет название лауэграмма. Ее пересечение с прямой $R(t)=1$ дает t_f , а по наклону графика определяется \bar{t}_c (рис.1.3).

Наблюдаемая разница между кривыми объясняется тем, что при больших длительностях разрядных импульсов в промежутке значительно увеличивается число активных частиц, что приводит к уменьшению статистического времени запаздывания, которое становится сравнимым с временем t_f (проявление «эффекта памяти», п.1.7).

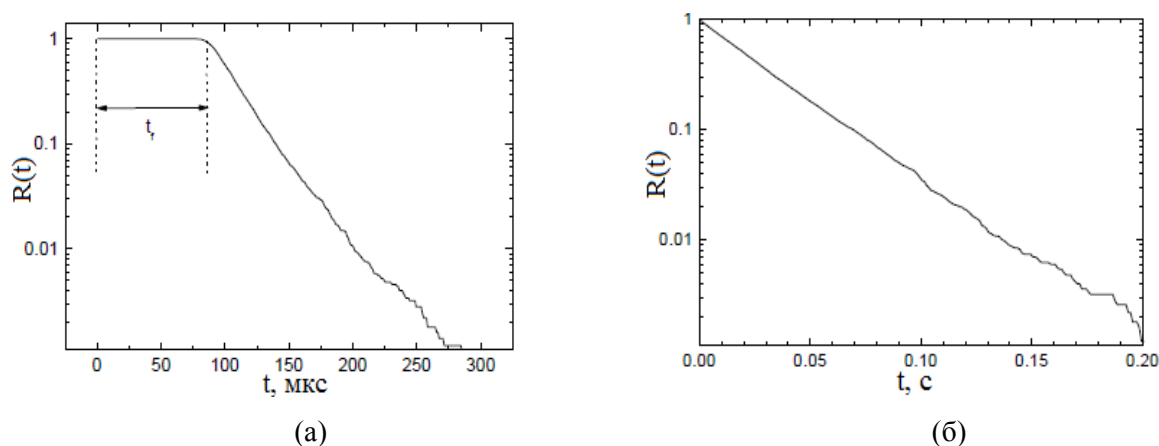


Рис.1.3 Распределения Лауэ, полученные в серии из 5000 измерений[41]. Условия: гелий, давление 4 Торр, напряжение источника 600 В, период повторения 10с, длительность импульса (а) 800 мкс (б) 50 мкс.

Для пробоя в коротких промежутках при низком давлении (т.е. для таунсендовского механизма) получены зависимости времени запаздывания пробоя от различных параметров эксперимента, таких как перенапряжение, разрядный ток, освещенность и состояние электродов (материал электрода, чистота поверхности) [42, 35].

Время задержки пробоя, так же как и статическое напряжение пробоя, существенно зависит от вещества электродов. При увеличении работы выхода электронов среднее время запаздывания возрастает.

1.7 Эффект памяти.

Как было отмечено выше, предионизация внешним источником может существенно сокращать время запаздывания пробоя. Но часто возникают ситуации, когда электроны, ионы и возбужденные частицы остаются в объеме после предыдущего разряда, при этом их влияние на t_d не всегда однозначно. Рассмотрим пробой последовательностью импульсов напряжения, посылаемых с определенной частотой. Очевидно, что при некотором значении частоты может наблюдаться взаимовлияние импульсов, т.е. появиться зависимость динамического напряжения пробоя от периода повторения импульсов за счет влияния

оставшихся частиц. К примеру, в требованиях ГОСТ на измерение динамического напряжения разрядников, указано, что при импульсном иницировании разряда частота импульсов должна быть не выше 1 Гц.

Таким образом, предыдущий разрядный импульс может влиять на величину U_b . При конечной скорости роста напряжения это, очевидно, означает, зависимость времени запаздывания пробоя от интервала до предыдущего разряда. Это явление, получившее название «эффект памяти» (memory effect), активно исследуется для случая таунсендовского пробоя [35, 42, 43, 44]. Для этого был разработан метод построения «кривых памяти». Суть этого подхода состоит в интерпретации кривой зависимости среднего времени запаздывания пробоя от интервала времени, прошедшего после окончания предыдущего разрядного импульса. Примеры таких кривых для пробоя в водороде и в азоте приведены на рис.1.4.

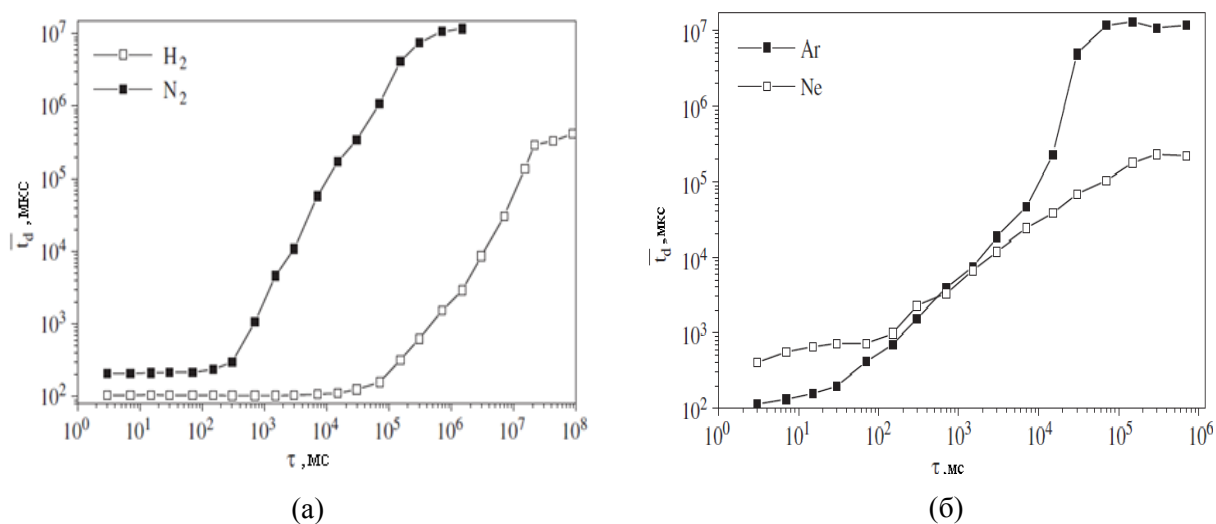


Рис.1.4 Зависимости среднего времени запаздывания от промежутка между разрядными импульсами: а) азот, водород; б) аргон, неон. Давление 5 Торр, перенапряжение на трубке 50%, разрядный ток 0.5 мА, длительность импульса 1с [35].

На представленных графиках можно выделить три характерные области: 1) область плато для малых промежутков между импульсами, 2) область монотонного возрастания, 3) область насыщения. Для азота и ряда других молекулярных газов, которые исследовались в работах [35, 41 - 44], первая область видна особенно отчетливо. Она характеризуется почти постоянными низкими значениями среднего времени запаздывания, при этом $\bar{t}_d \approx t_f$. Авторы объясняют это тем, что в этом промежутке времени происходит эффективная эмиссия вторичных электронов с катода вследствие взаимодействия его поверхности с положительными ионами, и тогда длительность наблюдаемого плато (ионной части кривой памяти) соответствует эффективному времени жизни положительного иона в послесвечении.

Например, для разряда в азоте рекомбинационное время жизни иона оценивается, исходя из этого, как 200 мс.

Из рис.1.4 б видно, что для аргона и неона область плато практически отсутствует, и в этом случае из кривой памяти следует, что рекомбинационное время жизни их ионов менее 3 мс. Авторы не комментируют наблюдаемую столь большую разницу времен жизни ионов азота и инертных газов.

Для всех сортов газов наблюдается область равномерного возрастания, следующая за плато. При таких интервалах после разряда большая часть положительных ионов уходит. В случае азота, по мнению авторов, в трубке остаются атомы, которые, рекомбинируя на поверхности катода, порождают молекулу в метастабильном состоянии $N_2(A^3\Sigma_u^+)$. Взаимодействие возбужденных молекул с поверхностью катода поддерживает значительную эмиссию вторичных электронов. С понижением концентрации таких атомов среднее время запаздывания возрастает, достигая насыщения. Область насыщения означает независимость пробоя от периода до предыдущего разряда. В этом случае время запаздывания - стохастическая величина, пробой носит чисто вероятностный характер.

Исходя из полученных «кривых памяти», авторы оценивают время жизни атомов азота. Согласно такой оценке, это время составляет от 700 до $> 3 \cdot 10^4$ с для диапазона давлений от 5 до 0.5 Торр [35].

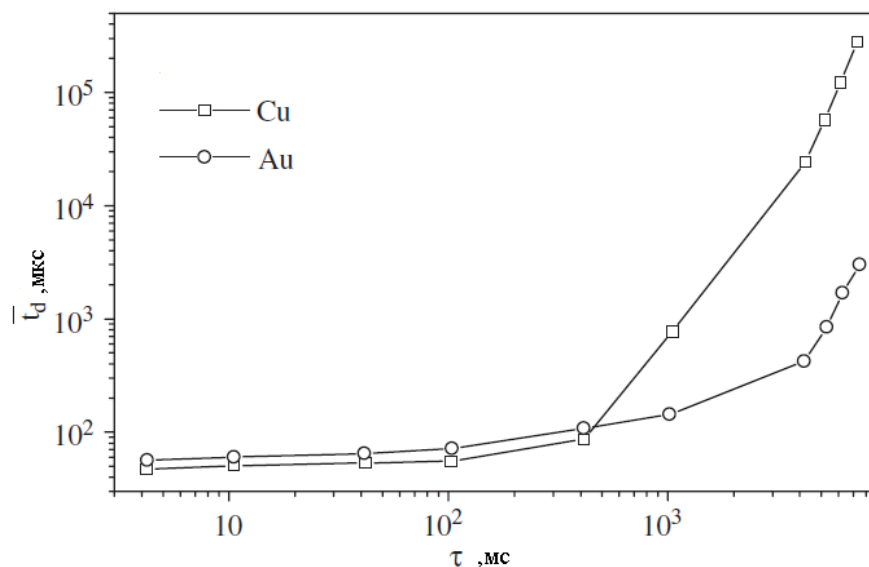


Рис.1.5 Кривые памяти, снятые для катодов из меди и золота. Азот 5 Торр, перенапряжение 50% [35].

По мнению авторов, предложенные механизмы эффекта памяти (вторичная эмиссия электронов с катода) подтверждаются экспериментами с применением катодов из различных металлов. Так, у кривых памяти в азоте для катодов из меди и золота длительности областей

плато совпадают, (рис.1.5), что можно объяснить близкими значениями работы выхода для меди и золота. В то же время в области роста кривая для медного катода проходит выше. Это можно связать с тем, что адсорбция атомарного азота на медной поверхности выше, поэтому образующийся слой атомов препятствует взаимодействию метастабильных молекул с металлом. Этот процесс существенно снижает интенсивность вторичной эмиссии, что приводит к повышению среднего времени запаздывания.

Иной механизм «эффекта памяти» предлагается в работе [45] (пробой в однородном поле в SF_6 при $p = 1$ Торр). В эксперименте уменьшение периода повторения импульсов на три порядка (с 10^3 до 1 с) приводит к такому же уменьшению статистического запаздывания (с $3 \cdot 10^{-2}$ до $2 \cdot 10^{-5}$ с). Предполагается, что предыдущий разряд очищает поверхность катода от окисной пленки, благодаря чему увеличивается интенсивность автоэлектронной эмиссии – основного источника первичных электронов.

Эффект памяти наблюдался в работе [46], в которой производилось изучение тока холодной эмиссии с никелевого катода при давлении газа (азота) в трубке от 500 до 700 Торр и напряженностях электрического поля от $9 \cdot 10^4$ до $3 \cdot 10^5$ В/см. При наблюдении пробоя последовательностью импульсов с перенапряжением, равным 100%, следовавшими с частотой более 10 имп./с, обнаружено, что время запаздывания самого первого пробоя составляло 3 мин., в то время как пробой последующих импульсов запаздывал лишь на несколько микросекунд. Отмечено, что восстановление исходной «импульсной электрической прочности» [2] происходило примерно за 24 часа, что близко к результатам работ [41-44]. Авторы пришли к выводу, что причина эффекта состоит в повышенной активности электрода к эмиссии начальных электронов, возникающей в присутствии заряженных частиц, оставшихся от предыдущего разряда. Показано, что наиболее вероятно влияние положительных ионов азота, выдвигается предположение о конкретном процессе – Оже-нейтрализации ионов N_2^+ и N_4^+ на поверхности катода.

В указанной выше работе [33] эффект памяти наблюдался в импульсном разряде в аргоне при давлениях 30 – 70 Торр в трубке, моделирующей металл-галоидную лампу. При изменении частоты повторения импульсов «время пробоя» менялось. Так, при $p = 70$ Торр увеличение частоты с 20 до 600 Гц приводило к его уменьшению с 1 до 0.6 мкс. Предполагается, что причиной этого могут быть наличие электронов и метастабильных атомов, оставшихся от предыдущего импульса, разогрев газа и связанное с ним увеличение приведенной напряженности электрического поля, а также заряд стенки, замедляющий потери электронов. Каких-либо дополнительных измерений или расчетов в работе не проводилось.

В работе [32] термин «эффект памяти» используется для несколько иного явления. В этой работе исследовалось зажигание разряда в длинной трубке в аргоне при давлении 3 Торр. Эффект памяти в данном случае состоял в том, что при некоторых условиях некомпенсированный поверхностный заряд, оставшийся от прохождения ВИ, препятствовал пробоем следующего импульса (отметим, что во всех остальных рассмотренных работах эффект памяти, наоборот, облегчает пробой, т.к. проявляется в уменьшении времени его запаздывания). Авторы объясняют наблюдаемую картину тем, что этот заряд искажает электрическое поле последующего импульса и препятствует образованию фронта предпробойной волны.

Следует отметить, что возможное влияние поверхностного заряда, созданного разрядным импульсом, на пробойные процессы в следующем импульсе обсуждается, кроме работы [32], также и в других работах по изучению пробоя в длинных трубках. Для устранения этого влияния в работе [20], так же, как и в [32], между двумя рабочими импульсами зажигался вспомогательный импульсный разряд с противоположной полярностью напряжения. По мнению авторов, этот разряд должен был нейтрализовать заряд стенки. В работе [31] для предотвращения возможного влияния этого заряда ограничивалась длительность разрядных импульсов.

Возможность существования каких-либо других механизмов влияния предыдущего разряда в работах по изучению пробоя в длинных трубках не рассматривается. При этом экспериментальная проверка отсутствия этого эффекта не проводилась. Некоторым исключением здесь является работа [32], в которой, в качестве такой проверки, помимо основных измерений с частотой повторения импульсов 5 Гц, производились контрольные измерения на частоте 10 Гц. При этом очевидно, что отсутствие эффекта для интервала между импульсами ~ 100 мс не гарантирует его отсутствие в интервалах ~ 1 или 10 мс. Между тем в компактных люминесцентных лампах, моделирование процессов в которых является целью работ последних 25 лет, частоты повторения импульсов составляют килogerцы или даже десятки килogerц.

Глава 2. Установка и методика эксперимента

Результаты настоящей работы были получены на установке с разрядной трубкой линейной конфигурации, в раздутых концах которой располагались танталовые цилиндрические электроды на расстояниях 40 см друг от друга. Внутренний диаметр в линейной части трубки составлял 2,8 см. Структурно установка состояла, помимо разрядной трубки, из вакуумной системы и системы подачи газа, системы коммутации разряда и системы регистрации данных.

2.1 Установка и аппаратура

Вакуумная система и система подачи газа изображена на рис.2.1. В разрядную трубку 6 рабочий газ поступал через игольчатый натекатель 3, который позволял регулировать давление в потоке, и медный капилляр 4, охлаждаемый жидким азотом, где происходила дополнительная очистка и осушка смеси. Для поддержания чистоты газа в разрядной трубке применялась непрерывная прокачка газа через трубку. Прокачка осуществлялась при помощи форвакуумного насоса 10. Время пребывания газа в разрядной трубке составляло ~ 1 с. Пары масла из насоса вымораживались ловушками с жидким азотом. Давление в разрядной трубке измерялось при помощи баратрона 8 и контролировалось масляным манометром 9. При откачке системы на вакуум удается получать давления 10 мТорр; скорость натекания не превосходит 10 мТорр/час.

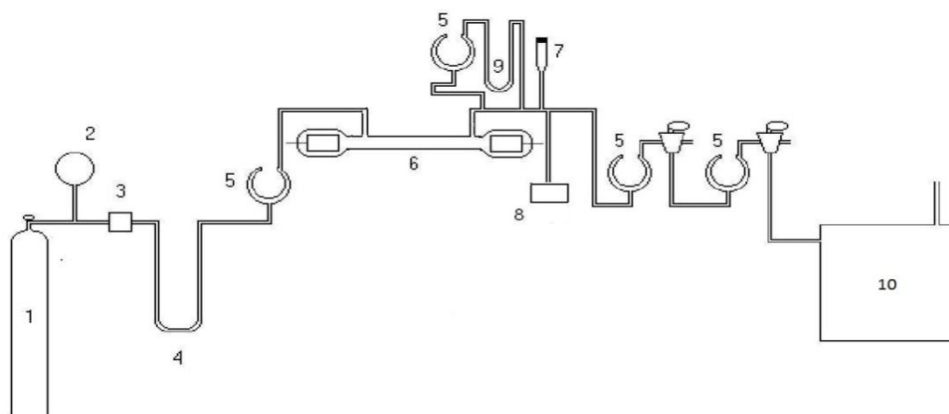


Рис. 2.1 Вакуумная система и система подачи газа. 1 – баллон с рабочим газом, 2 – манометр, 3 – натекатель, 4 – медный капилляр, охлаждаемый жидким азотом, 5 – ловушки, 6 – разрядная трубка, 7 – термopарная лампа ПМТ-2, 8 – баратрон, 9 – U-образный манометр, 10 – насос ВН-461.

Для исследований, результаты которых приведены ниже, использовались азот, гелий и аргон высокой чистоты (99,998%). Основные измерения проводились при давлении исследуемого газа (азота) 0,63 и 1 Торр. Перед проведением измерений производился

прогрев электродов и стенок трубки для удаления воды и адсорбированных на поверхности электродов газов. Для этого зажигался разряд постоянного тока в гелии при токе 100 мА. Прогрев производился от 30 минут до 1,5 часов, при этом периодически проводилась смена полярности электродов, что требовалось для обезгаживания обоих электродов. После напуска азота и включения разряда в импульсном режиме при рабочих условиях первые 10 минут измерения не проводились.

Разрядная трубка была удалена от любых металлических предметов на расстояние около 8 см. Ввиду отсутствия металлического экрана, традиционного для экспериментов по волновому пробое, на результат оказывали влияние близкорасположенные проводники. Опытным путем выяснилось, что удаление трубки на 8 см от любых заземленных проводящих предметов заведомо достаточно для сохранения невозмущенного распространения ВИ при исследуемых условиях. Требуемое дистанцирование трубки осуществлялось ее закреплением на длинных эбонитовых стойках.

Отсутствие экрана обосновано стремлением изучить разряд по возможности близкий к тем, которые используются в лабораториях и в приложениях (в том числе в люминесцентных лампах). С другой стороны, очевидно, что наличие металлического экрана вокруг трубки должно влиять на распространение волны ионизации. Это утверждение было проверено на опыте: осциллограммы излучения из фронта ВИ с экраном и без него сильно отличаются. Причина этого различия понятна, если принять соображения Вина, приведенные в главе 1. Величина погонной емкости определяет темп образования объемного заряда во фронте ВИ: при сохранении амплитуды пробойного импульса большая емкость будет заряжаться дольше. Как следствие, скорость ВИ при этом должна снижаться.

Система коммутации разряда (рис.2.2). Напряжение на трубку подавалось от двух высоковольтных выпрямителей (7) и (8). Последовательно с разрядом в цепь питания было включено балластное сопротивление R_6 , величина которого варьировалась в пределах от 260 кОм до 1.1 МОм и низкоомный резистор R_1 (50 Ом), одним выводом соединенный с электродом трубки, а вторым, заземленным, с плюсом или минусом источника питания. Этот резистор использовался для регистрации токового импульса. Таким образом, потенциал одного из электродов – катода или анода – был близок к потенциалу земли ($\Delta V \sim 1$ В). Ток в установившемся разряде i_0 менялся от 1 мА до 30 мА. Сигнал, снимаемый с измерительного резистора R_1 , подавался на цифровой осциллограф (2) для определения величины и контроля формы импульса тока в цепи заземленного электрода. Суммарное напряжение выпрямителей (7) и (8) измерялось с помощью цифрового осциллографа и делителя Tetronics P6013A (3) и

достигало $U_0 = 3,6$ кВ. Использовались две схемы подключения трубки: с заземленным катодом и заземленным анодом.

Формирование пробойного импульса осуществлялось при помощи электронного ключа (4), который в открытом состоянии шунтировал разрядную трубку. В эксперименте использовались две различные его конструкции. Первая схема (разработка В.А.Иванова и А.В.Мещанова) была выполнена на быстрых полевых транзисторах и при срабатывании осуществляла подачу высокого потенциала на электрод. Величина максимального напряжения ограничивалась значением 4 кВ. Время переключения схемы (ключа) в закрытое состояние менее 0.1 мкс, однако, из-за наличия емкости ключа и трубки, напряжение на трубке росло с постоянной времени $\sim 10 - 100$ мкс, в зависимости от величины R_6 . Сопротивление ключа в закрытом состоянии ~ 20 МОм, а емкость $C = 120$ пФ. Для предотвращения разряда емкости через трубку в цепи ключа был установлен разделительный диод (13). Схема запускалась управляющими импульсами с задающего цифрового генератора (18). Фронт напряжения на трубке отличался от прямоугольного и имел вид $U_T(t) = U_0(1 - \exp\{-t/R_6C\})$, где R_6C – постоянная времени цепи заряда емкости C .

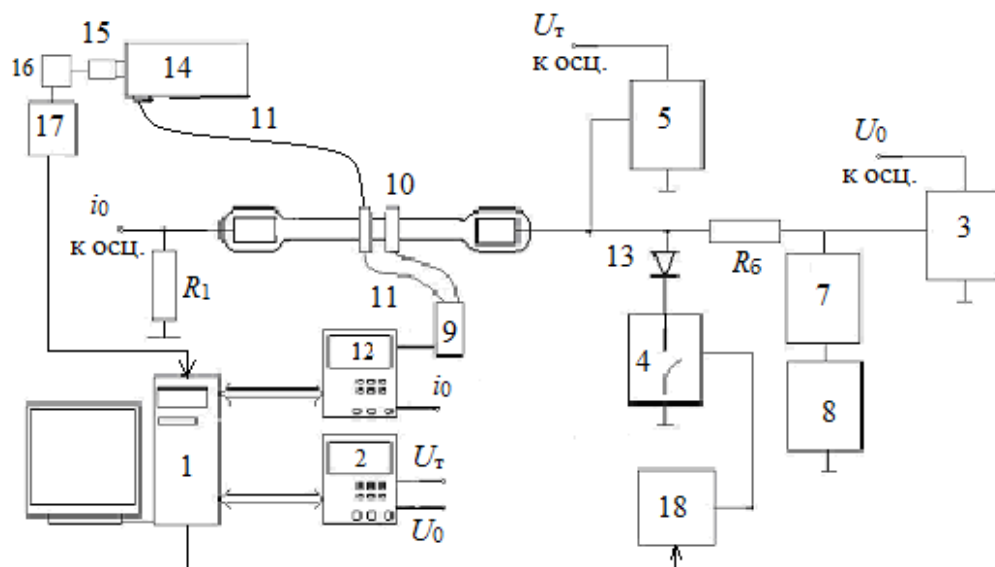


Рис.2.2 Системы коммутации разряда и регистрации оптического сигнала.

1– компьютер, 2, 12 – цифровые осциллографы (Tektronix TDS210), 3, 5 – делители напряжения, 4 – электронный ключ, 7, 8 – высоковольтные блоки питания, 9, 15 – ФЭУ, 10 – капролоновые кольца, 11 – световоды, 13 – диод, 14 – монохроматор СД, 16 – формирователь импульсов, 17 – счетчик импульсов, 18 – генератор импульсов (PCG 10/8016).

Вторая схема была выполнена на электронной лампе ГМИ-83В и позволяла генерировать импульсы с линейно растущим фронтом заданной крутизны. Условная блок-схема ключа представлена на рис.2.3. При подаче синхроимпульса с генератора блок (1)

начинает вырабатывать эталонное линейно растущее напряжение, которое подается на схему сравнения (2). Схема сравнения вырабатывает некоторое напряжение, которое после усиления в блоке (3) подается на управляющую сетку лампы (4), которая изначально открыта. Напряжение закрытия лампы около -110 В. После подачи напряжения на управляющую сетку лампа начинает закрываться, при этом увеличивается напряжение на ее аноде. Это растущее напряжение через делитель (5) подается на блок (2), который сравнивает его с эталонным и выдает напряжение ошибки. В результате на аноде лампы напряжение растет так же, как эталонное.

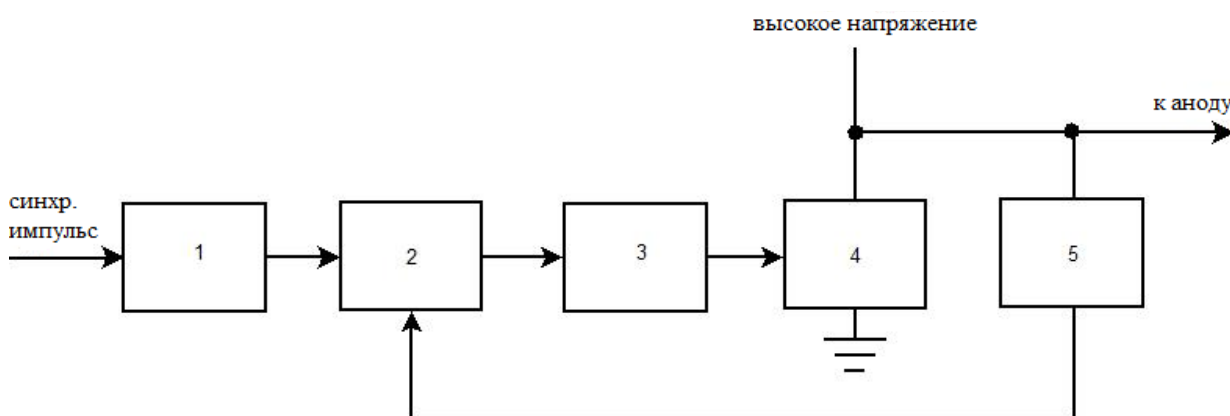


Рис.2.3 Условное изображение схемы, выдающей линейно растущее напряжение.

Запускающие импульсы, как и в первой схеме, подавались с цифрового генератора 18 (рис.2.2). Крутизна фронта импульсов менялась в диапазоне от $5 \cdot 10^5$ до 10^8 В/с. Для обеих схем длительность импульсов составляла 10 мс от момента приложения напряжения. Период повторения одиночных импульсов варьировался от 15 мс до 10 с. Максимальное напряжение, которое использовалось в экспериментах, составляло 3,6 кВ. Также была изготовлена транзисторная схема, позволявшая генерировать импульсы линейно растущего напряжения отрицательной полярности амплитудой до 3,6 кВ. Диапазон наклонов был примерно таким же, как и для положительного напряжения. Примеры осциллограмм пробойных импульсов представлены на рис.2.4. Обе схемы были сконструированы и изготовлены А.В.Мещановым.

Система регистрации данных включала устройства для диагностики электрических величин (токи в цепях заземленного и высоковольтного электродов и напряжение на разрядной трубке) и оптических измерений (интенсивность излучения разряда). В первом случае производилось осциллографирование сигналов с делителя Tektronix P6013A(5) и резистора R_1 для контроля напряжения на трубке и тока в цепи заземленного электрода, а также регистрировался сигнал схемы измерений тока в цепи высоковольтного электрода. Оптическая часть диагностирования состояла в записи осциллограмм сигнала ФЭУ-79,

детектировавшего интегральное излучение разряда, измеряемое поперек трубки. Для этих целей к ФЭУ был подключен световод, на второй конец которого при помощи короткофокусной линзы собиралось излучение от разряда. Линза была вмонтирована в капролоновое полукольцо, закрепленное на трубке.

При помощи описанной схемы также производились спектроскопические исследования излучения из фронта ВИ. Для изучения спектрального состава излучения использовались монохроматор 14 (рис.2.2) с дифракционной решёткой 1200 штрихов/мм, фотоумножитель ФЭУ-106 (15), формирователь импульсов (16) и многоканальный реверсивный счетчик импульсов (17) (разработка Г.В.Жувикина и В.А.Иванова). Спектральная чувствительности системы регистрации в диапазоне 300 – 850 нм была получена с помощью эталонной лампы накаливания. Излучение разрядной трубки передавалось на входную щель монохроматора с помощью световода (11). Оптический сигнал регистрировался фотоумножителем в режиме счета фотонов. Импульсы с ФЭУ после прохождения усилителя и формирователя поступали на многоканальный счетчик (временное разрешение до 1 мкс, число каналов до 256). Управление счетчиком производилось с компьютера через плату ввода/вывода, она же использовалась для передачи данных в компьютер. Работой счетчика импульсов можно было управлять программно – устанавливать число каналов счета, их ширину, время счета, запускать счетчик, останавливать его, а также просматривать данные и сохранять их в файл.

Измерение токов в цепи высоковольтного электрода производилось с применением пояса Роговского и схем с емкостной, трансформаторной и резисторной развязкой. В ходе эксперимента наиболее надежные результаты были получены двумя последними схемами.

2.2 Методика измерений

Измерение динамического напряжения пробоя производилось по регистрируемым осциллограммам напряжения на трубке. Пробойным потенциалом считался тот уровень напряжения, после которого наблюдался резкий спад на осциллограмме. На рис.2.4 горизонтальными линиями отмечена точка, в которой измерялось напряжение, эта точка отвечала максимальному значению. В каждом измерении производилась запись 20 – 50 осциллограмм, усреднение по результатам их обработки давало значение динамического пробойного напряжения. Разработанное А.В.Мещановым программное обеспечение позволяло производить запись и обработку результатов автоматически, при этом для каждой серии производились 5 контрольных измерений вручную. Отклонение измеренных вручную

величин от значений, полученных с применением программы, в большинстве случаев не превышало 1%.

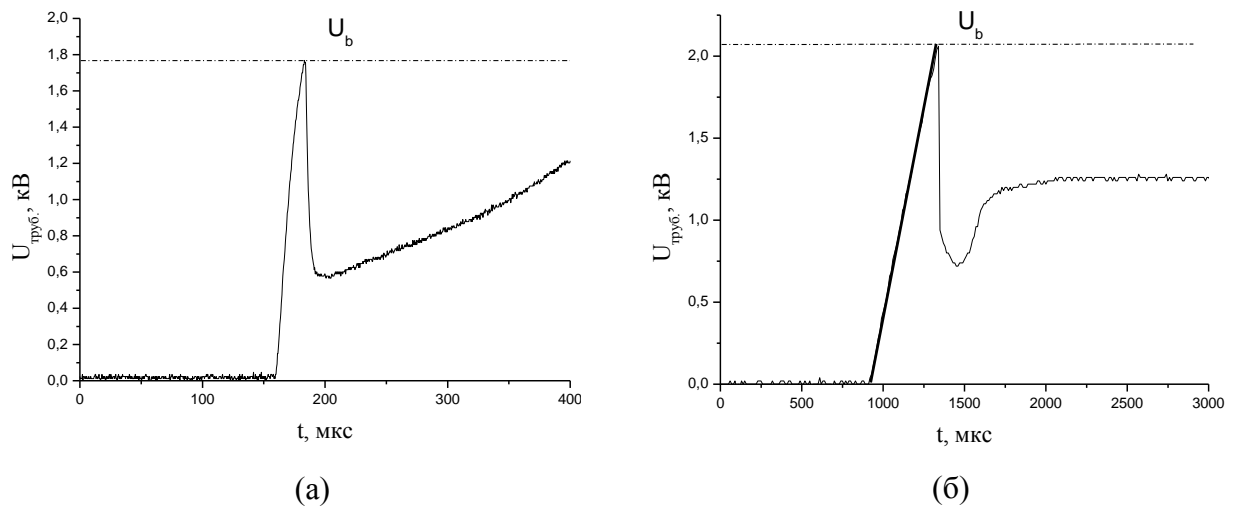


Рис. 2.4 Примеры осциллограмм фронтов разрядных импульсов. $p = 1$ Торр, балластное сопротивление 260 кОм. а) схема (1): напряжение источника 2,8кВ, $RC = 26$ мкс. б) схема (2): напряжение источника 3,6 кВ, крутизна фронта $5 \cdot 10^6$ В/с.

Исследование эффекта памяти. Для этой цели пробой производился последовательностью пар импульсов напряжения, следующих с частотой 4,5 Гц. Эффект памяти детектировался как зависимость динамического напряжения пробоя от промежутка времени после окончания предыдущего импульса пары (Δt). Величина Δt варьировалась от 0,5 мс до 70 мс. Во всех случаях задержка по времени начала первого импульса следующей пары от окончания второго импульса предыдущей пары было не менее 200 мс. На рис.2.5 схематично изображен сигнал с управляющего генератора.

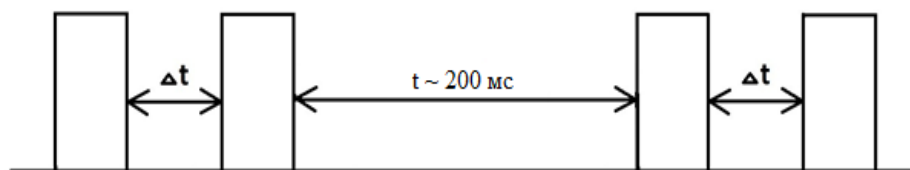


Рис.2.5 Вид управляющих импульсов с генератора в эксперименте с парами импульсов

Исследование волны ионизации. Оптические измерения позволяли наблюдать движение фронта излучения, порождаемого волной ионизации. Установив два световода на известном расстоянии l друг от друга, можно определить среднюю скорость волны по формуле $v_{ВИ} = l/(t_2 - t_1)$, где t_1 и t_2 – моменты времени, в которые ФЭУ фиксировал оптический фронт волны. Наблюдаемые скорости лежали в диапазоне от $\sim 10^6$ до $\sim 10^8$ см/с.

Примеры осциллограмм излучения из фронта ВИ, снятые схемой с двумя световодами, приведены на (рис.2.6 а,б).

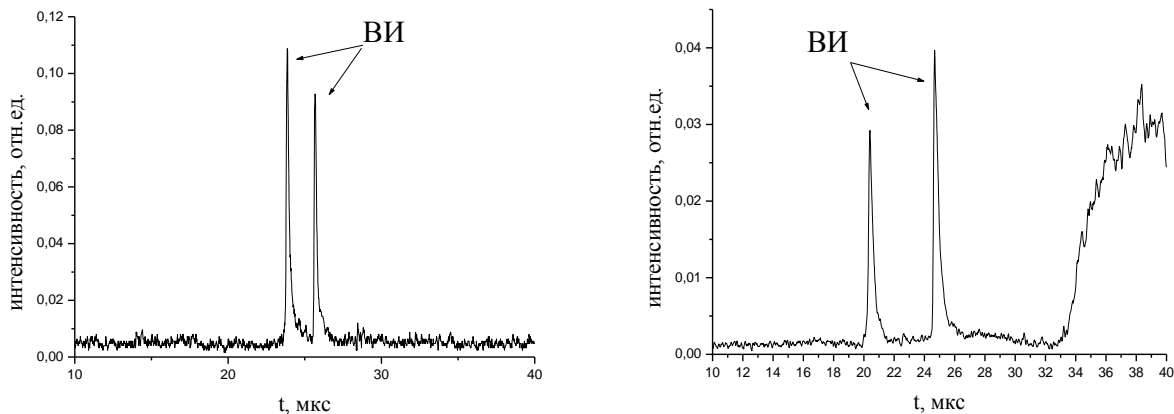


Рис.2.6 Примеры осциллограмм оптического сигнала при пробое. $p = 1$ Торр.

Оптическая схема, помимо определения скорости ВИ, позволяла производить спектроскопические исследования излучения оптического фронта ВИ.. На рис.2.7 приведены примеры спектрограмм полос второй положительной ($C^3\Pi_u, v' = 0 \rightarrow B^3\Pi_g, v'' = 2$) и первой отрицательной ($B^2\Sigma_u^+, v' = 0 \rightarrow X^2\Sigma_g^+, v'' = 0$) систем азота, полученные в ходе эксперимента.

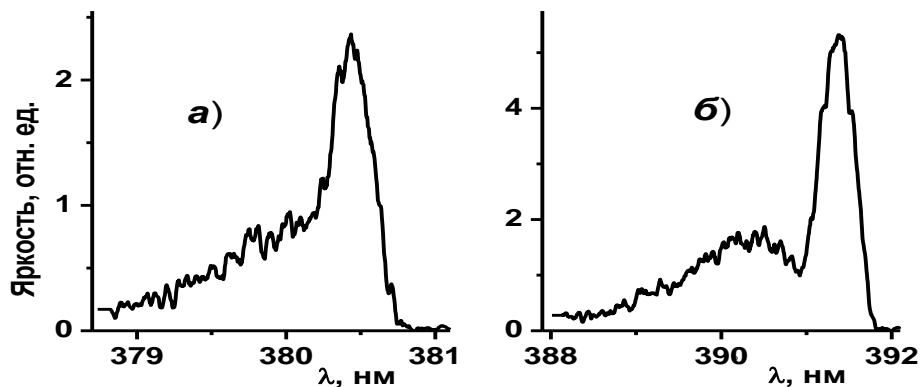


Рис.2.7 Спектрограмма полос (0, 2) 2 п.с. (а) и (0, 0) 1 о.с. (б), излучаемых фронтом волны ионизации. $p = 1$ Торр, $i_0 = 4$ мА, заземленный катод.

На основе измерений излучения полос второй положительной и первой отрицательной систем можно оценить величину приведенного поля E/N в области фронта волны ионизации. Из соотношения констант возбуждения состояний $N_2(C^3\Pi_u)$ и $N_2^+(B^2\Sigma_u^+)$ и факторов Франка-Кондона соответствующих переходов можно было рассчитано отношение интенсивностей полос $2^+(0,2)$ и $1^-(0, 0)$ как функцию E/N . При этом использовалась функция распределения электронов по энергиям, рассчитанная по программе, разработанной в ТРИНИТИ [<http://fr.lxcat.net/>]. Результаты расчета приведены на рис.2.8. На рис.2.9 показана полученная экспериментально развертка во времени интенсивностей исследуемых полос (в

относительных единицах). Волне ионизации отвечает первый узкий пик интенсивностей. Определяя отношение интенсивностей, можно найти приведенное поле из первого графика. Прделанные таким образом вычисления дают для ВИ значение $E/N \approx 1000$ Тд. Отметим, что при этом в стационарном разряде в этих условиях $E/N \approx 80$ Тд.

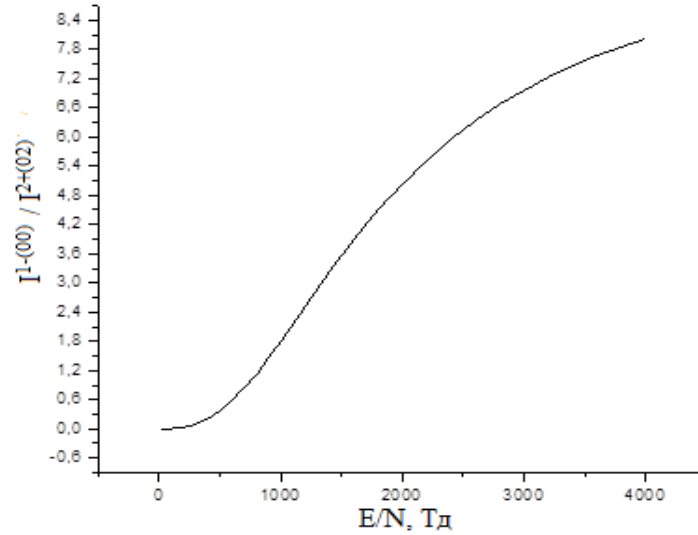


Рис.2.8 Отношение интенсивностей полос $1_{o.c}(0, 0)$ и $2_{п.с.}(0, 2)$ в зависимости от значения приведенной напряженности электрического поля.

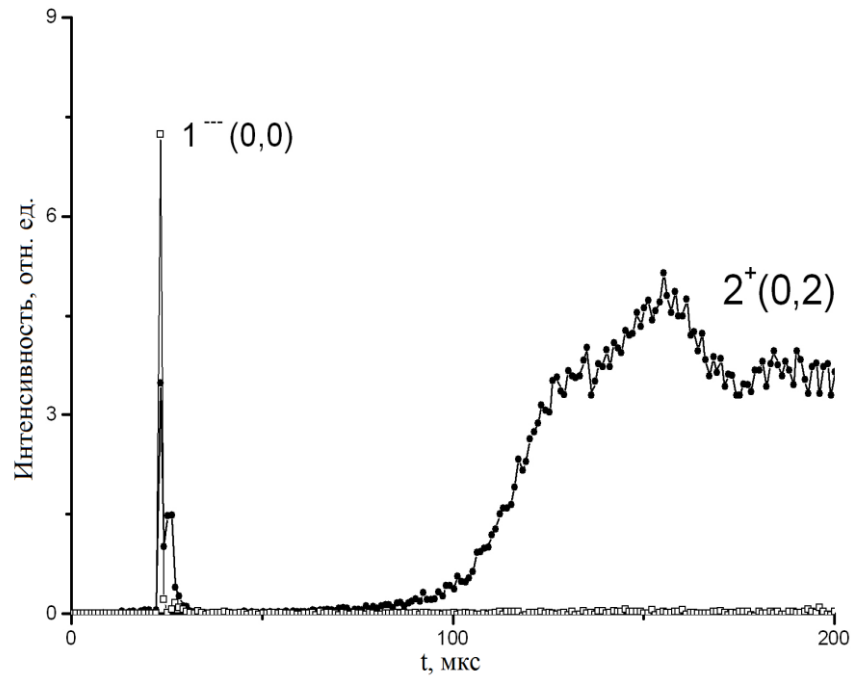


Рис.2.9 Зависимости от времени относительных интенсивностей полос первой отрицательной и второй положительной систем азота. 1 Торр, $U_0 = 3.75$ кВ, $R_6 = 210$ кОм, период повторения импульсов 23 мс, их длительность 3 мс.

Глава 3. Исследование «темной фазы» развития положительного столба разряда в азоте

3.1. Вводные замечания

В начальной стадии формирования стационарного разряда, следующей за стадией пробоя в азоте, а также в аргоне, гелии и их смесях с молекулярными газами в широком диапазоне условий наблюдается пауза свечения разряда после первоначального всплеска интенсивности. Длительность этой паузы в зависимости от условий могла варьироваться от десятков микросекунд до нескольких миллисекунд. Это явление получило название «темная фаза» (ТФ); лишь по ее истечению начинает формироваться свечение стационарного разряда.

Первые наблюдения этого эффекта описаны в работе [47]. При проведении спектроскопических исследований разряда He-CO было обнаружено, что, если напряжение источника питания достаточно велико, то есть разрядный ток определяется, главным образом, величиной балластного сопротивления, а не сопротивлением разряда, то в излучении плазмы наблюдается ряд особенностей. На переднем фронте разрядного импульса после короткого и интенсивного пика излучения наблюдается период почти полного отсутствия свечения всех спектральных линий и полос. В зависимости от условий, его длительность составляла от десятков микросекунд до нескольких миллисекунд. Затем яркость излучения выходила на стационарный уровень, причем, как правило, после нескольких осцилляций. При этом разрядный ток, контролируемый величиной балластного сопротивления, оставался практически неизменным в течение всего импульса.

Дальнейшее изучение этого эффекта было продолжено в работе [48], в которой изучалась начальная стадия развития положительного столба тлеющего разряда в смесях гелия с азотом и в чистом гелии (в этой работе и был введен термин «темная фаза»). Было обнаружено, что при уменьшении концентрации примеси увеличивалась длительность и глубина провала ТФ. Так, например, в смеси He+0.2%N₂ её длительность была 150-200 мкс, а при уменьшении содержания примеси до 0.02% ТФ достигала миллисекундной длительности. Также была обнаружена зависимость эффекта от параметров цепи. Его длительность существенно увеличивалась при увеличении напряжения источника питания и/или балластного сопротивления. При снижении давления эффект ослабевал. Как и в работе [47], наблюдались колебания интенсивности излучения при выходе из ТФ.

В этой же работе ТФ наблюдалась в чистом гелии, при этом ее длительность достигала 2,5 мс. Стоит отметить, что эффект наблюдался, если период повторения

разрядных импульсов был не менее 10 мс (в смесях было достаточно 1 мс). В дальнейшем эффект был обнаружен и исследован в аргоне [49] и в неоне [50].

Эффект, сходный с эффектом ТФ, наблюдался в разряде постоянного тока после дополнительного возбуждения плазмы высоковольтным наносекундным импульсом [51, 52].

В работах [48–52] были предложены также расчетные модели, которые воспроизводят указанный эффект и дают удовлетворительное количественное описание экспериментальных результатов. Было дано следующее качественное объяснение наблюдаемым явлениям. В инертных газах одним из основных каналов ионизации является процесс:



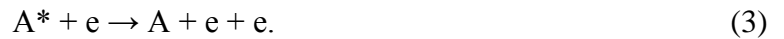
где A^* – атом в метастабильном состоянии. В начале разрядного импульса, когда ток в цепи мал, падение напряжения на разрядном промежутке велико и поле в нем значительно больше, чем в установившемся разряде. Это вызывает интенсивное возбуждение электронных уровней атомов, за счет чего формируется начальный пик яркости. Одновременно нарабатывается избыточное (по отношению к стационарному) количество метастабильных атомов, что приводит к повышенной скорости ионизации за счет процессов (1). В результате концентрация электронов в плазме может превышать стационарное значение. Это приводит к перераспределению напряжения между разрядным промежутком и балластным сопротивлением, и электрическое поле в разряде падает значительно ниже своего стационарного значения. В этом слабом поле скорость возбуждения электронных уровней и, соответственно, интенсивность излучения очень мала, т.е. наступает «темная» фаза разряда. Ее длительность определяется временем жизни избыточных электронов в плазме. При относительно низких давлениях основным каналом гибели электронов является амбиполярная диффузия. В пониженном поле скорость амбиполярной диффузии мала, так что длительность ТФ может заметно превышать время распада метастабильных атомов.

В атомарном газе с легкоионизируемой примесью эффект темной фазы может существовать благодаря реакции Пеннинга:

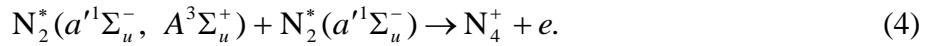


где M – молекула (атом) примеси.

Кроме того, как следует из расчетов, наряду с процессами (1, 2), возникновению описываемого эффекта способствуют и процессы ступенчатой ионизации



Известно [53], что в плазме положительного столба тлеющего разряда в азоте существенную роль в ионизационном балансе могут играть процессы ассоциативной ионизации молекул в метастабильных состояниях $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ и $N_2(a'^1\Sigma_u^-)$



По сути, процессы (4) в азотной плазме являются аналогом процессов (1) в плазме инертных газов. Таким образом, можно ожидать образование темной фазы в азоте, происходящей по описанной выше схеме. Однако, представленные ниже результаты исследований ТФ в азоте выявили ряд существенных особенностей появления эффекта в азоте. Во-первых, была обнаружена зависимость возникновения ТФ от полярности напряжения источника. Во-вторых, построенная расчетная модель показала, что реакция (4) не приводит к образованию на переднем фронте разряда избыточной, относительно стационарной, концентрации электронов, необходимой для формирования ТФ. Как будет показано далее, в этом случае возможен альтернативный реакциям (1 - 4) механизм, связанный с ВИ.

3.2. Наблюдение эффекта.

3.2.1. Эффект наблюдался при пробоях импульсами напряжения с частотой 5 Гц как с линейно растущим фронтом, так и с «экспоненциальным» (заряд емкости), но систематические исследования проводились только для последнего.

Представленные ниже кривые временного хода интенсивности излучения разряда в азоте демонстрируют зависимость развития его начальной стадии от полярности приложенного напряжения. На рис. 3.1 верхний график получен при положительной полярности напряжения (заземленный катод), нижний график отвечает отрицательной полярности напряжения (заземленный анод). Из графиков видно, что при пробое с заземленным катодом после первичного узкого пика отчетливо видна область отсутствия свечения (темная фаза), длительность которой в данном примере составляет 200 мкс.

В случае пробоя при заземленном аноде наблюдается широкий максимум интенсивности, после которого следует лишь незначительное ее снижение с последующим выходом на стационарное значение.

При проведении осциллографирования тока в цепи заземленного электрода i_0 и напряжения на трубке U_T в области ТФ наблюдались характерные особенности.

При положительной полярности прикладываемого напряжения (рис.3.2) на переднем фронте импульса разрядного тока в момент регистрации начального пика яркости наблюдается узкий выброс, амплитуда которого превосходит ток в установившемся разряде.

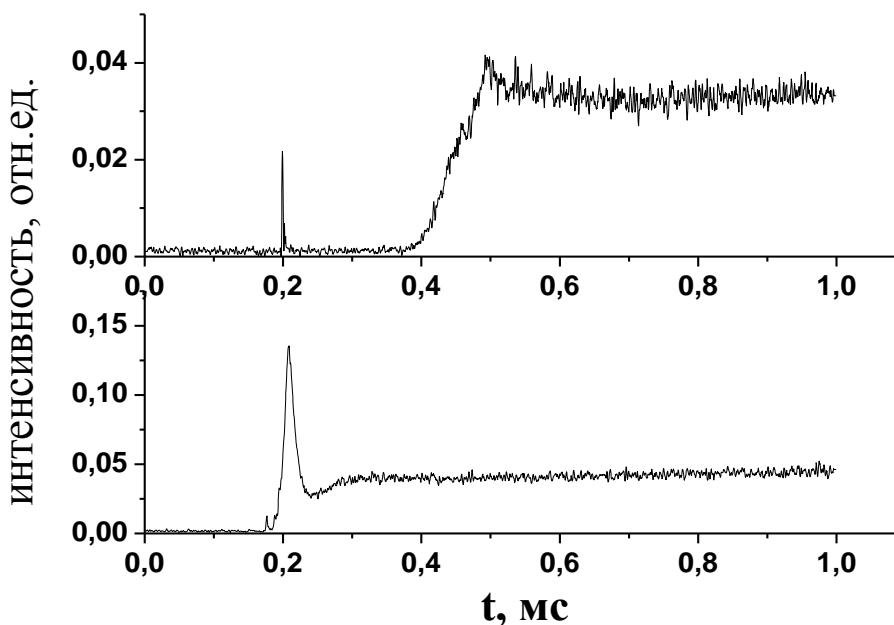


Рис. 3.1 Интегральная яркость излучения в начальной стадии тлеющего разряда в азоте. Давление 1Торр, $R_{\text{с}}=260$ кОм, $U_0=+3,2$ кВ(верхний график), $-3,2$ кВ(нижний график), период повторения импульсов 200мс

Релаксация тока к стационарному значению происходит через область плато, уровень которого значительно ниже амплитуды выброса, но немного выше стационарного. Длительность плато на осциллограмме тока совпадает с длительностью темной фазы. Одновременно на осциллограмме межэлектродного напряжения виден провал после момента пробоя с монотонным выходом на стационарное значение за время ТФ. На рис. 3.2 представлены синхронные осциллограммы интегральной яркости разряда, тока в цепи анода и межэлектродного напряжения для разряда в азоте при давлении 1Торр. Штрих-пунктирными линиями указаны примерные границы темной фазы, провала напряжения и области плато на разрядном токе.

При отрицательной полярности прикладываемого напряжения в азоте темная фаза не наблюдается при тех же условиях, когда она регистрируется при положительном, относительно земли, напряжении источника. Также не наблюдаются узкие выбросы тока в цепи заземленного анода и провалы на напряжении (рис.3.3).

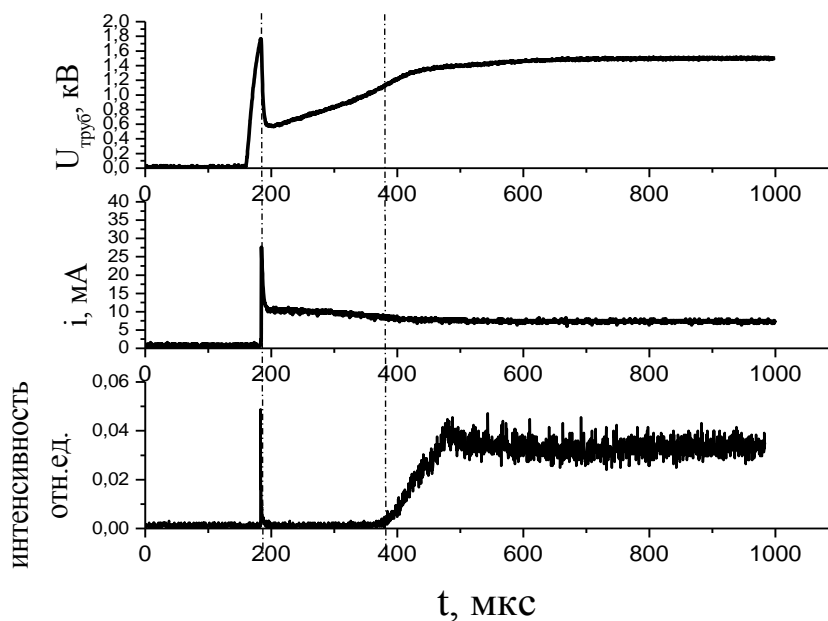


Рис. 3.2 Синхронные осциллограммы напряжения на трубке, разрядного тока и интегральной яркости при заземленном катоде. $p = 1$ Торр, $R_6 = 260$ кОм, $U_0 = 3,0$ кВ, период повторения импульсов 200 мс.

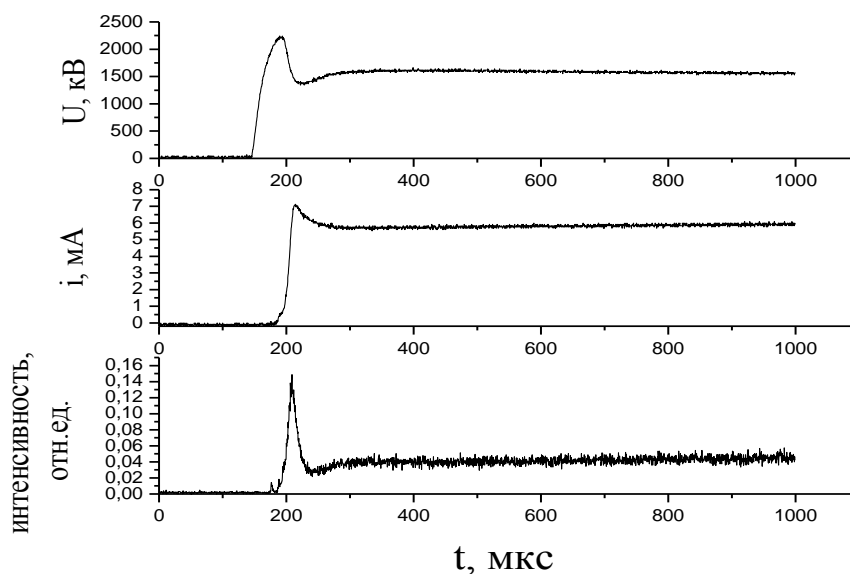


Рис.3.3 Синхронные осциллограммы напряжения на трубке, разрядного тока и интегральной яркости при заземленном аноде. Условия те же, что на рис.3.2.

Вернемся к случаю разряда с заземленным катодом. При помощи схемы оптической регистрации, имевшей два световода, расположенных на расстояниях 12 см и 28 см от высоковольтного анода, было установлено, что длительность паузы свечения не одинакова по длине трубки.

На рис.3.4 представлены результаты оптических измерений интенсивности излучения в двух разнесенных вдоль оси трубки точках при давлениях 0,5 Торр, 1,6 Торр и 2 Торр. Графики (рис.3.4 а и в) получены при близких значениях разрядного тока 14 – 15 мА, для

графика (рис.3.4 б) величина разрядного тока составляет примерно 8 мА. При сравнении графиков (а) и (в) видно, что при давлении 0,5 Торр длительность ТФ больше у катодного конца трубки. При увеличении давления в 4 раза ситуация меняется, и более длительная темная фаза регистрируется около анода. Таким образом, при пониженных давлениях фронт свечения установившегося разряда распространяется от анода к заземленному катоду, а при повышении давления фронт распространяется от катода к аноду. График для 1,6 Торр получен для вдвое меньшего тока, но можно заметить, что длительность ТФ выравнивается для точек (1) и (2), демонстрируя промежуточную ситуацию.

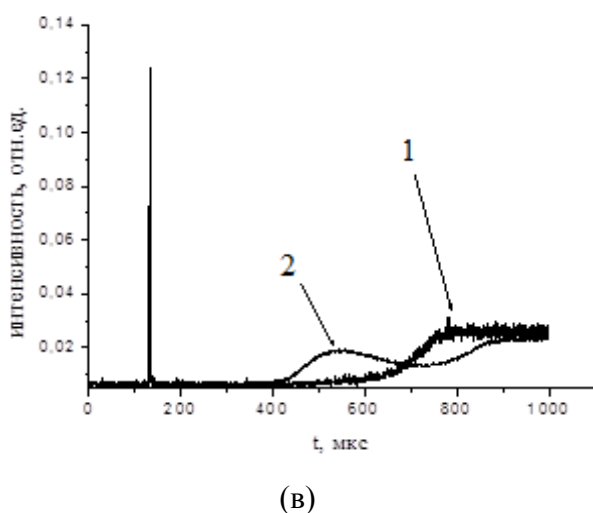
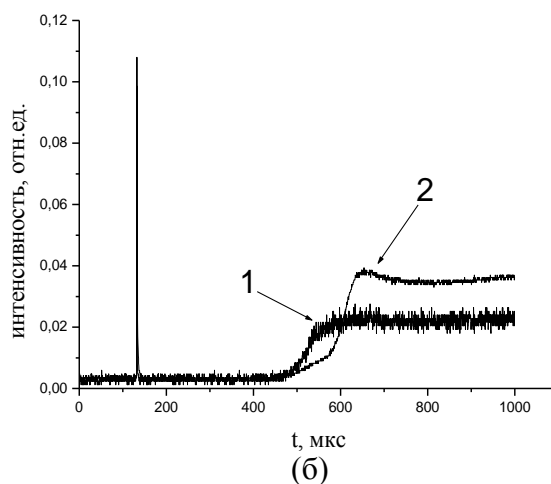
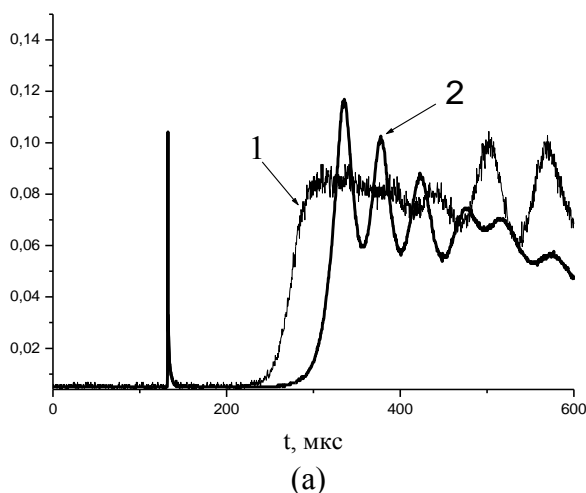


Рис.3.4 Темная фаза разряда в азоте, фиксированная в двух точках вдоль оси трубки: (1) 12 см от анода, (2) 28 см от анода. а) 0,5 Торр, $R_6=250$ кОм, $U_0=3,8$ кВ; б) 1,67 Торр, $R_6=520$ кОм, $U_0=4,0$ кВ; в) 2 Торр, $R_6=250$ кОм, $U_0=3,6$ кВ, период повторения импульсов 200 мс.

В случае заземленного анода, когда не наблюдается темная фаза, не удается заметить зависимость временного хода яркости свечения разряда от продольной координаты. Другими словами, яркость свечения меняется синхронно по всей длине трубки.

Величина разрядного тока влияет на длительность эффекта. Ниже (рис. 3.5) приведены графики зависимости длины ТФ от величины тока на уровне плато для трех давлений. Они показывают, что во всех случаях длительность эффекта убывает с ростом тока, но возрастает с увеличением давления.

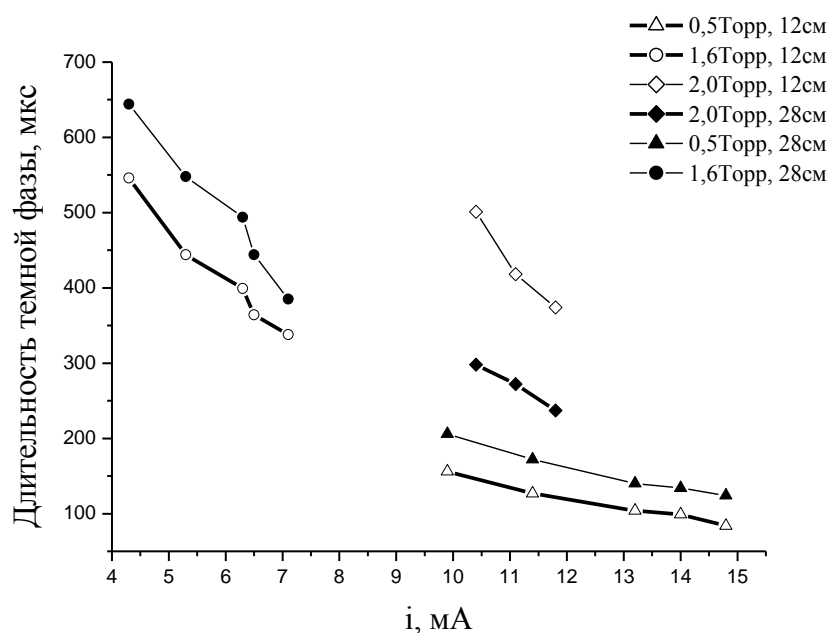


Рис.3.5. Зависимости длительности темной фазы от величины разрядного тока при трех различных давлениях и различных расстояниях от анода. Белые точки соответствуют измерениям в точке на расстоянии 12 см от анода, черные – 28 см

3.2.2. Таким образом, новой, не отмеченной в прежних исследованиях ТФ особенностью, оказалась зависимость наблюдаемой картины от полярности приложенного напряжения. В связи с этим мы проанализировали предыдущие работы, в которых исследовались инертные газы. В работе [48] измерения проводились при заземленном катоде трубки, а в работе [49] исследования проводились при заземленном аноде. В работе [50] использовался как один, так и другой вариант подключения. Эффект ТФ наблюдался во всех перечисленных случаях. Расчеты, выполненные в работах [48-50], воспроизводят эффект ТФ. Во всех случаях из расчетов следовало, что эффект обусловлен избыточной концентрацией метастабильных атомов, образующихся в начале разрядного импульса. Результаты такого рода расчетов не зависят от полярности приложенного напряжения. Оптические измерения в работах [48-50] велись через торцевое окно трубки, т.е. регистрировалось интегральное по длине положительного столба излучение, поэтому развитие ВИ и ее влияние на ТФ не могло быть обнаружено. Мы провели дополнительные экспериментальные исследования разряда гелии и аргоне высокой чистоты в условиях работ [48, 49] при различной полярности напряжения питания, с тем, чтобы выяснить влияние смены полярности напряжения на ТФ в инертных газах.

На рисунке 3.6 приведены примеры осциллограмм интегральной яркости излучения разрядов в гелии и аргоне при различных полярностях напряжений, демонстрирующие

темную фазу. На всех рисунках видны первоначальные узкие всплески интенсивности, связанные с пробойными процессами, после которых наблюдается пауза свечения. В гелии в представленных условиях она длится 600 – 700 мкс, а в аргоне 1 – 1,5 мс. Переход от положительной полярности к отрицательной меняет форму кривых, однако не приводит к исчезновению ТФ.

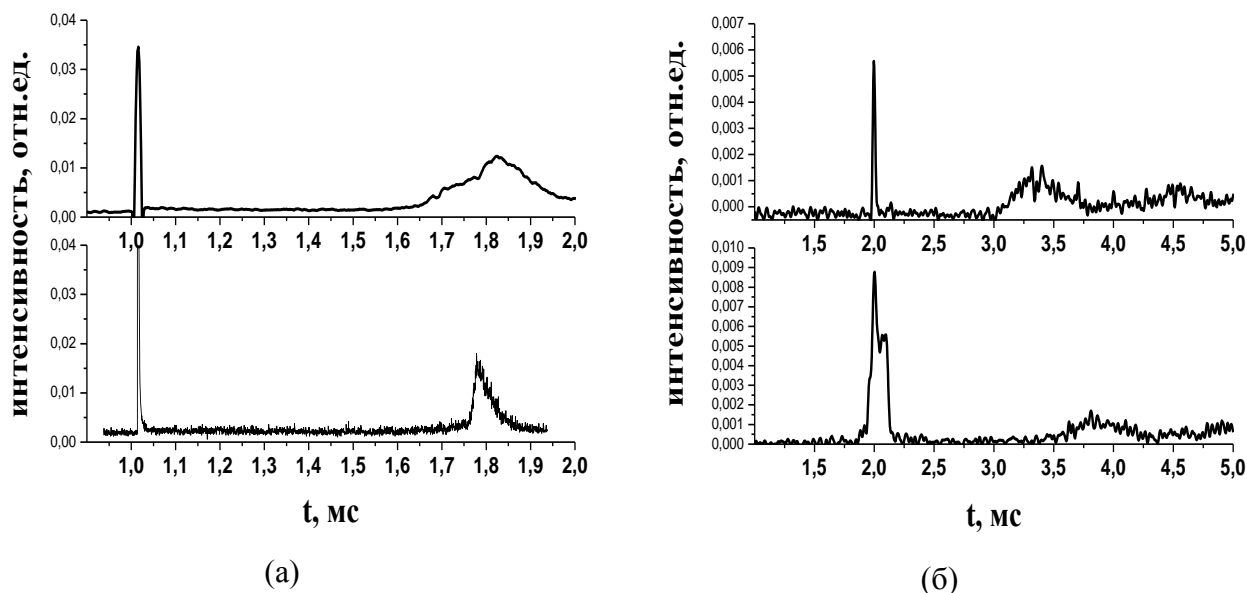


Рис.3.6 Темная фаза в инертных газах. а) гелий, 5 Торр, $R_{\delta} = 260$ кОм, напряжение источника U_0 : -3,6 кВ (верхний график), +3,5 (нижний график); б) аргон, 5 Торр, балластное сопротивление $R_{\delta} = 1,1$ мОм, $U_0 = +3,5$ кВ (верхний график), -3,5 кВ (нижний график), период повторения импульсов 200 мс.

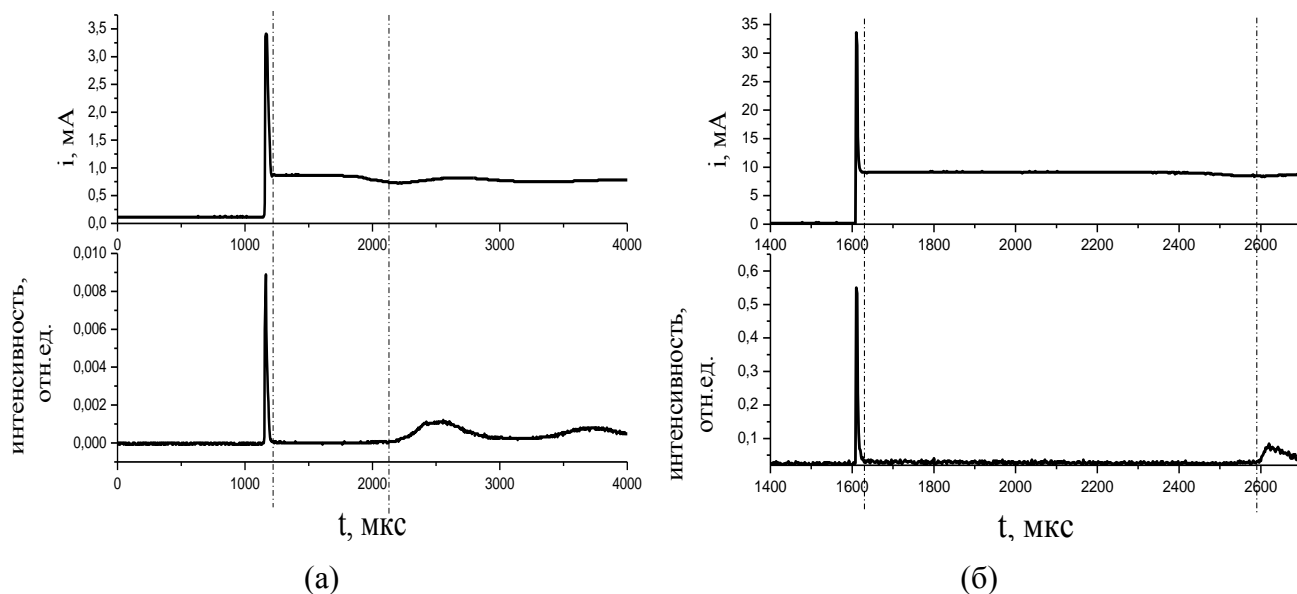


Рис 3.7 Временные зависимости разрядного тока и интенсивности излучения. а) Аргон, 5 Торр, $R_{\delta} = 4$ мОм, $U_0 = 3,2$ кВ; б) гелий, 5Торр, $R_{\delta} = 370$ кОм, $U_0 = 3,2$ кВ, период повторения импульсов 200 мс.

На рисунке 3.7 приведены зависимости от времени разрядных токов и оптических сигналов для случаев разряда с заземленным катодом в аргоне и гелии при давлении 5 Торр.

На осциллограммах разрядного тока после узкого начального выброса, совпадающего с моментом пробоя, как и в азоте следует область плато, длина которого примерно совпадает с длительностью ТФ.

Напряжение на трубке испытывает резкий скачок, связанный с пробоем, и провал, после которого наблюдается постепенный выход на установившееся значение за время темной фазы (рис.3.8).

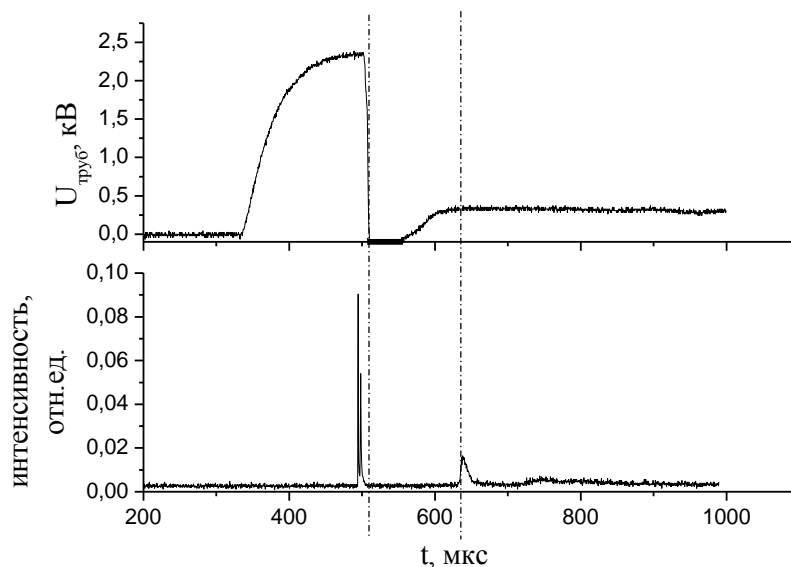


Рис. 3.8 Временной ход межэлектродного напряжения и интенсивности излучения разряда. Гелий, 1Торр, $R_6 = 260 \text{ кОм}$, $U_0 = 2,5 \text{ кВ}$, заземленный катод, период повторения импульсов 200мс.

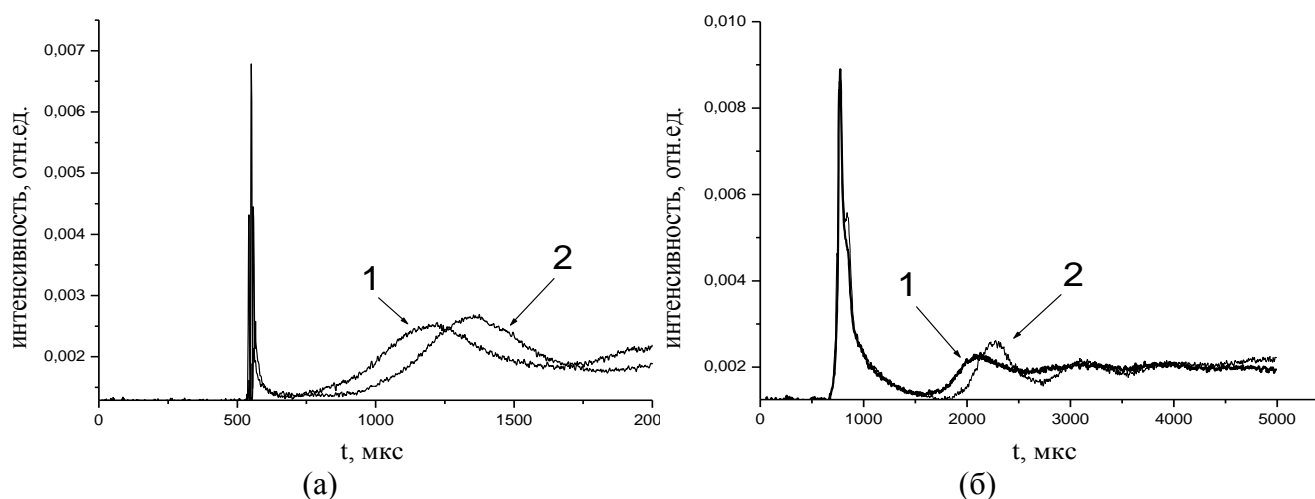


Рис.3.9 Интегральная интенсивность излучения разряда в аргоне. 5 Торр, $R_6 = 4 \text{ мОм}$. а) заземленный катод, $U_0 = 3,1 \text{ кВ}$, (1) 12 см от анода, (2) 28 см от анода; б) заземленный анод, $U_0 = 3,0 \text{ кВ}$, (1) 28 см от катода, (2) 12 см от катода, период повторения импульсов 200 мс.

Смена полярности подаваемого напряжения не приводит к существенным изменениям длительности ТФ, но пропадают узкие выбросы тока в цепи заземленного анода, при этом провалы межэлектродного напряжения сохраняются.

При измерении длительности ТФ в различных точках вдоль оси трубки было обнаружено ее изменение. Этот факт ранее не наблюдался, поскольку в предыдущих работах свет собирался вдоль оси разряда. Наблюдения зависимости длительности ТФ от положения световода проводились в аргоне при обеих полярностях импульсов напряжения. Если под потенциалом земли был катод, то вблизи анода темная фаза была короче (рис.3.9а). При смене полярности прикладываемого напряжения картина сохранялась: провал яркости излучения разряда длился дольше вблизи теперь уже высоковольтного катода (рис.3.9б).

3.3. Пик яркости на переднем фронте разрядного импульса

Вернёмся к рассмотрению разряда в азоте. Из приведенных выше примерах осциллограмм интегральной интенсивности излучения разряда следует, что в момент пробоя трубки ФЭУ регистрирует максимум, амплитуда которого в несколько раз превосходит уровень стационарного свечения. Ширина этого максимума зависит от полярности разрядного импульса: при положительной полярности для всех газов наблюдается узкий пик. В аргоне в приведенных примерах его ширина на полувысоте около 300 нс, в гелии 1 мкс, в азоте эта величина примерно 100 нс. При отрицательной полярности напряжения ширина пика яркости увеличивается на два порядка для всех газов.

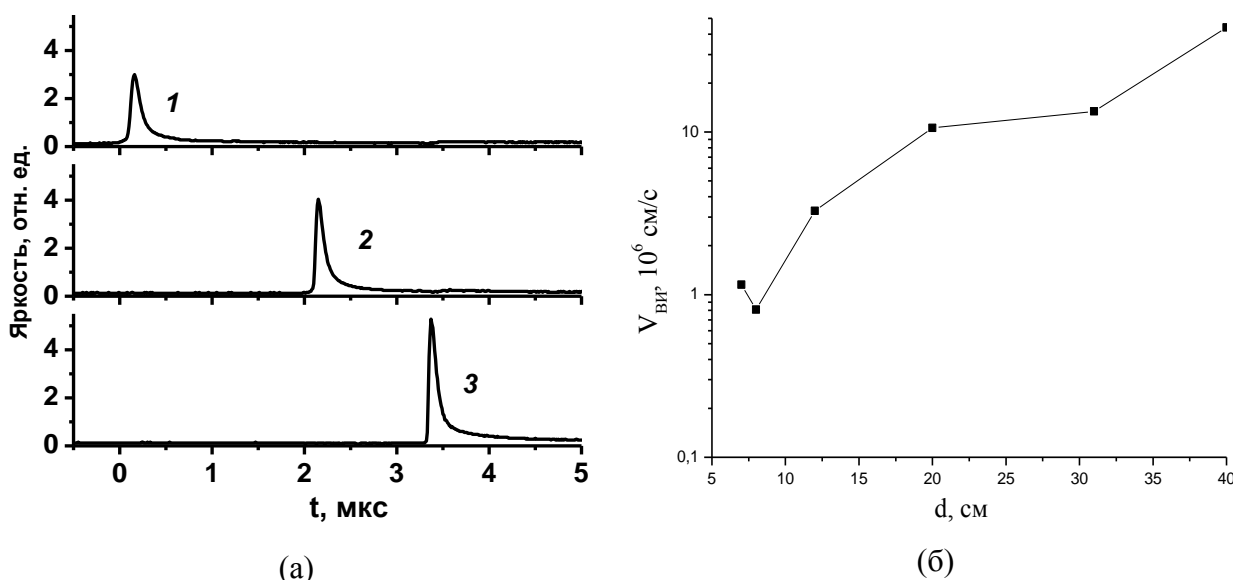


Рис. 3.10 а) пик яркости свечения разряда на различных расстояниях от анода: 12 см (1), 20 см (2) и 28 см (3). $p=1$ Тор, $i_0=20$ мА; б) зависимость скорости пика яркости от расстояния до анода, $i_0=3$ мА

В случае пробоя с заземленным катодом узкий максимум интенсивности движется вдоль разрядной трубки, причем от высоковольтного анода (рис.3.10 а). Движение это неравномерное: при приближении к катоду пик ускоряется. График на рис.3.10 б

демонстрирует зависимость средней скорости максимума интенсивности от координаты вдоль оси трубки, определенной на интервале d между анодом и точкой, где находится световод. При этом скорость измерялась как в линейной части трубки, так и в электродных расширениях.

График показывает, что в линейной части ($d = 15 - 35$ см) скорость максимума изменяется слабо. В эксперименте, в зависимости от условий, регистрировались скорости от $\approx 3 \cdot 10^6$ до $\approx 10^8$ см/с.

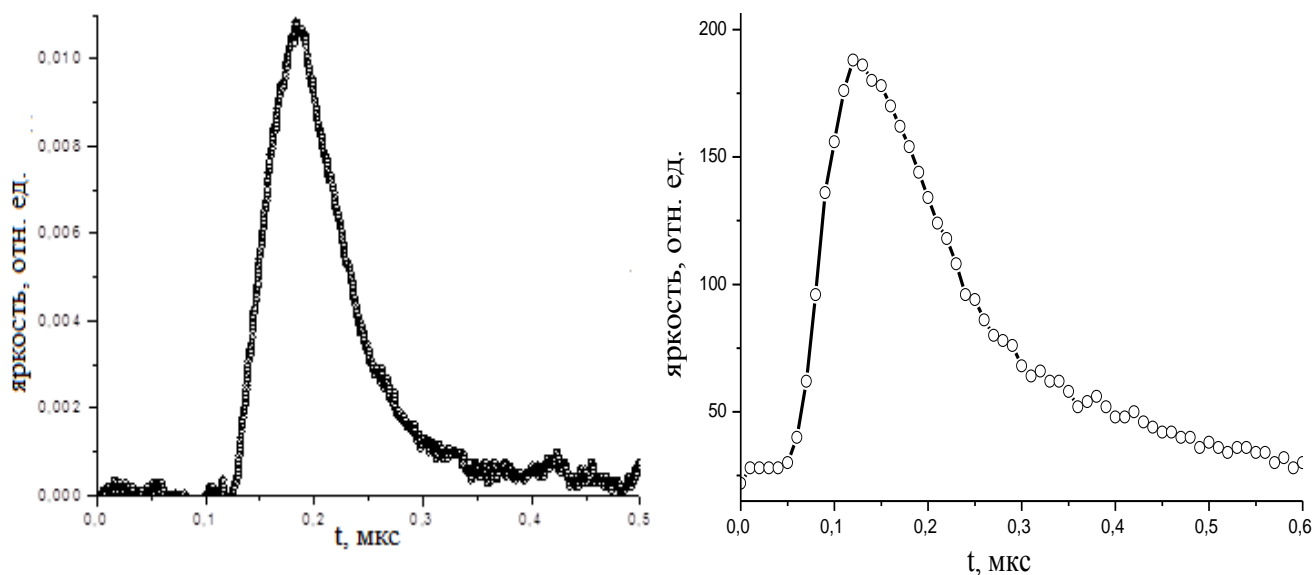


Рис. 3.11 Интегральная (по спектру) яркость пика излучения на переднем фронте разрядного импульса, примеры для различных условий пробоя.

Минимальная зарегистрированная полуширина пика составляла 70 – 80 нс (рис.3.11). Эта величина порядка времени жизни короткоживущих состояний $N_2(C^3\Pi_u)$ (≈ 40 нс) и $N_2^+(B^2\Sigma_u^+)$ (≈ 60 нс), переходы с которых (соответственно вторая положительная (2 п.с.) и первая отрицательная (1 о.с.) системы) наблюдаются в спектре излучения пика (рис. 3.12).

Из рис. 3.12 видно, что яркости двух рассматриваемых полос приблизительно одинаковы. В то же время, в установившемся разряде в этих условиях молекулярная полоса (0, 2) 2 п.с. в $\sim 10^2$ раз интенсивнее ионной полосы (0, 0) 1 о.с. В тлеющем разряде состояние $N_2^+(B^2\Sigma_u^+)$ заселяется главным образом при столкновениях ионов N_2^+ в основном электронном состоянии и колебательно-возбужденных молекул N_2 [53]. Однако на переднем фронте импульса концентрация последних пренебрежимо мала, поэтому возбужденные ионы $N_2^+(B^2\Sigma_u^+)$ образуются, в основном, непосредственно при ионизации молекул электронным ударом. Тогда тот факт, что яркости двух рассматриваемых полос в пике примерно одинаковы, несмотря на большое различие энергий состояний $N_2(C^3\Pi_u)$ и $N_2^+(B^2\Sigma_u^+)$

(соответственно, 11 и 19 эВ), свидетельствует о большой величине приведенной напряженности электрического поля E/N .

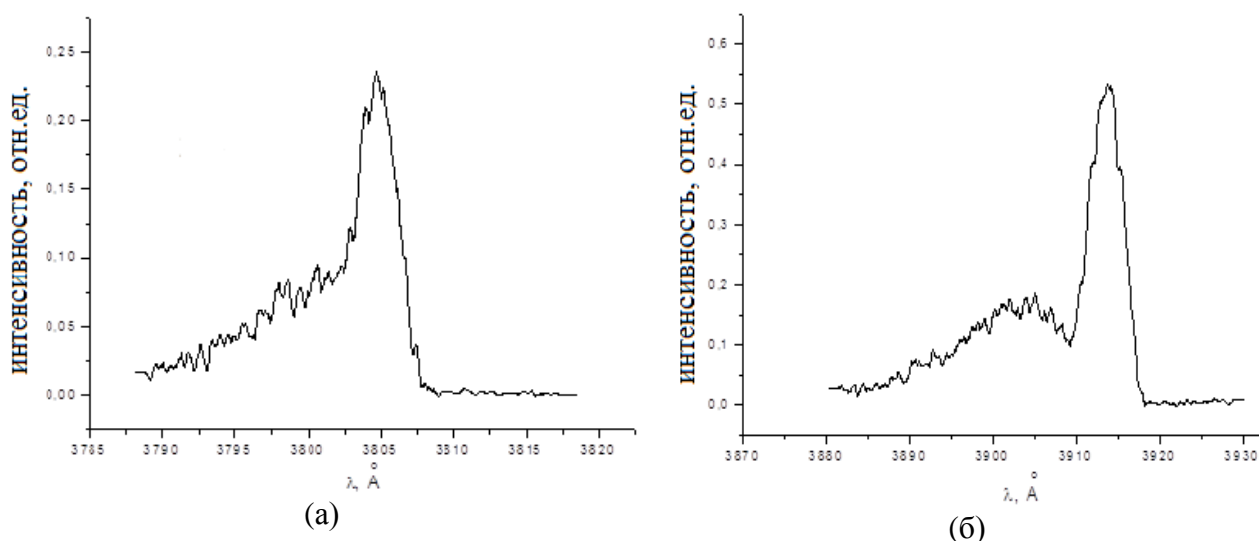


Рис. 3.12. Контуры полос излучения а) 2 п.с. (0 - 2) и б) 1 о.с. (0 - 0) систем азота в пике интенсивности. Азот, давление 1 Торр, $U_0 = 3$ кВ, $R_0 = 520$ кОм.

Из отношения интенсивностей рассматриваемых полос методом, описанным в гл.2, может быть найдено значение приведенной напряженности электрического поля в пике. Полученная величина равна ≈ 900 Тд. Причем для сигналов, распространяющихся с меньшей скоростью, получаются меньшие значения поля. Так, при скорости распространения $5.2 \cdot 10^6$ см/с поле имеет величину ≈ 800 Тд, а для скорости $1.3 \cdot 10^7$ см/с значение поля ≈ 1000 Тд. В стационарном разряде поле значительно меньше и составляет ≈ 80 Тд, поэтому излучение первой отрицательной системы в нем намного слабее, чем 2-й положительной.

Полученные экспериментальные факты дают нам право утверждать, что наблюдаемый пик яркости связан с излучением из фронта волны ионизации. Такой вывод не противоречит современным представлениям о пробое длинных трубок. Тем не менее обнаружены некоторые отличия от классических работ по данной тематике, описанные в главе 1. В частности, не удалось достоверно обнаружить возвратную волну, которая обычно присутствует в системах с заземленным электродом. Главное же отличие состоит в том, что в случае заземленного анода описанные оптические измерения не выявили подвижности регистрируемого максимума интенсивности, а значение приведенного поля в нем было на уровне стационарного разряда. Сигнал, сходный с сигналом от ВИ, удается зарегистрировать только при установке световода непосредственно над срезом катода (рис.3.13 а). После этого пика не наблюдается свечения разряда, даже в тот момент, когда ток выходит на установившееся значение. Поэтому эта ситуация не эквивалентна эффекту темной фазы.

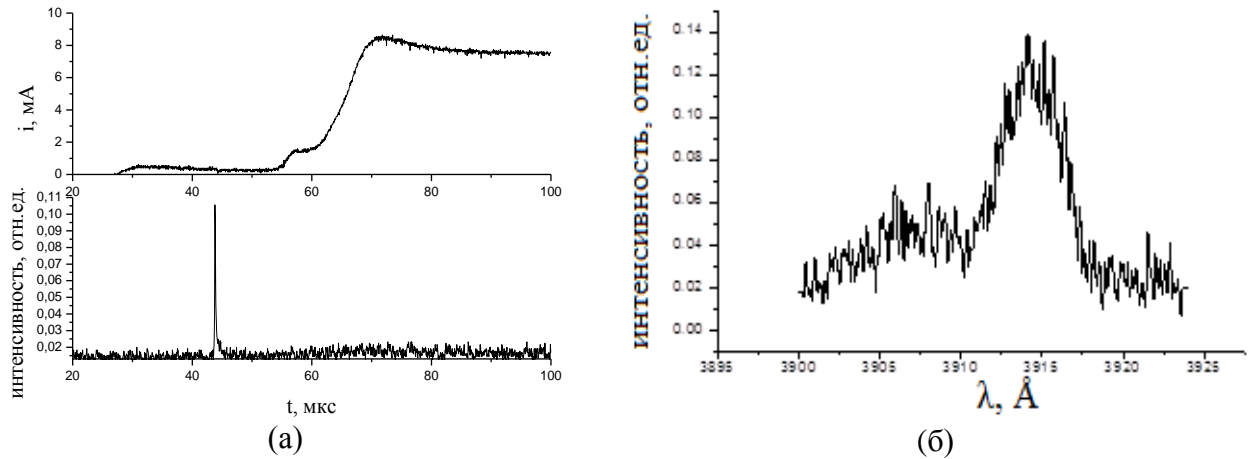


Рис.3.13. а) Осциллограммы анодного тока и интегральной яркости излучения разряда, при заземленном аноде, снятые одновременно. Азот, $p = 1$ Торр, $R_6 = 260$ кОм, $U_0 = -3,5$ кВ; б) Контур полосы (0 - 0) 1о.с. в пике на срезе катода.

По всей видимости, световод регистрирует область катодного темного пространства, что объясняет отсутствие излучения от установившегося разряда. При спектроскопическом исследовании обнаруженного пика излучения было зафиксировано наличие полос 1-й отрицательной системы иона N_2^+ (рис.3.13 б), что указывает на высокую напряженность поля. Проследить отчетливое движение пика вдоль катодного расширения не представлялось возможным.

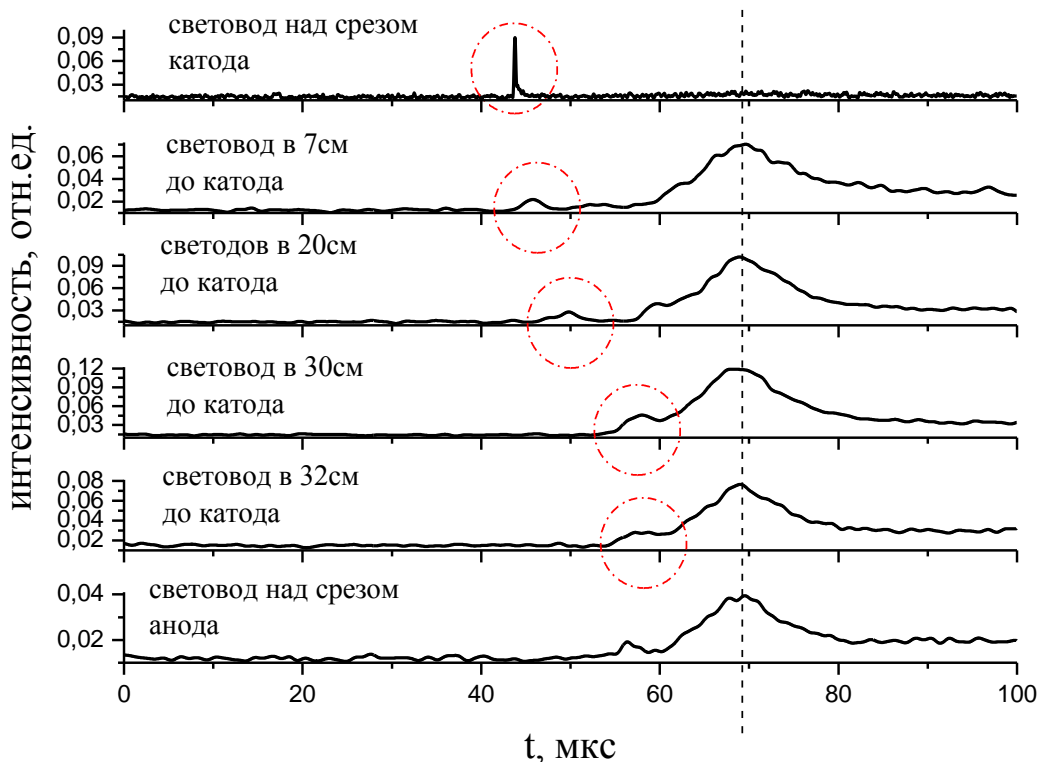


Рис.3.14. Осциллограммы оптических сигналов, снятых в разных точках вдоль оси трубки., $p = 1$ Торр, $R_6 = 260$ кОм, $U_0 = 3,5$ кВ, заземленный анод.

На рисунке 3.14 показаны наложенные друг на друга осциллограммы сигналов с ФЭУ, снятых для разных точек расположения световода на трубке. Из рисунка видно, что кроме

ситуации, когда свет регистрируется непосредственно над катодом, в сигнале присутствует две составляющие: подвижная и неподвижная. Неподвижная часть по времени совпадает с моментом пробоя, который отмечен пунктирной линией и не зависит от положения световода. Момент наблюдения слабой и размытой подвижной части сигнала меняется при перемещении световода вдоль трубки. Снять спектр свечения этого максимума не удалось ввиду малой интенсивности излучения, поэтому вопрос о том, является ли это движущееся образование отрицательной волной ионизации, остается открытым. Можно лишь утверждать, что если она и возбуждается, то ее фронт при движении размывается и сильно затухает. В любом случае достоверным является тот факт, что при смене полярности картина пробоя радикально меняется.

Таким образом, можно сделать следующие выводы. 1) Во всех газах при положительной полярности напряжения пробой сопровождается прохождением ВИ. 2) При отрицательной полярности напряжения зарегистрировать ВИ не удастся. 3) ТФ наблюдается в инертных газах как при положительной, так и при отрицательной полярности напряжения. В азоте эффект наблюдается только для положительного напряжения.

3.4. Обсуждение результатов наблюдений эффекта темной фазы

3.4.1. Как отмечалось выше, в плазме положительного столба тлеющего разряда в азоте существенную роль в ионизационном балансе могут играть процессы ассоциативной ионизации молекул в метастабильных состояниях $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ и $N_2(a'^1\Sigma_u^-)$. Предполагалось, что этот процесс может приводить к образованию ТФ в азоте. Однако модельный расчет, проведенный в работе [63] показал, что схема развития ТФ в инертных газах не должна работать в азоте, и воспроизвел результаты, наблюдаемые в разряде при заземленном аноде, когда эффект ТФ отсутствует. Рассмотрим основные положения этой модели и приведем ее результаты.

Кинетическая модель описывает зависимости от времени основных характеристик плазмы положительного столба на начальной стадии его формирования. Модель не рассматривает процесс пробоя, а потому не предполагает присутствия волны ионизации. Начальным для нее является состояние, при котором значения концентрации электронов и тока не нулевые, но все же значительно меньшие установившихся. То есть рассматривается процесс дальнейшего развития разряда после пробоя. В модели согласованным образом решаются уравнения для концентраций электронов и ионов, уравнения для населенности возбужденных состояний молекул и атомов азота, уравнение Больцмана для функции распределения электронов по энергии и уравнение для электрической цепи. В модели не

учитываются приэлектродные слои, кроме прикатодной области, падение напряжения на которой задается, т.е. рассматривается только положительный столб, который предполагается однородным по всему объему трубки. Для описания кинетики электронов, ионов, возбужденных молекул и атомов используется так называемая 0-мерная модель. Потери возбужденных и заряженных частиц на стенке трубки учитываются в приближении диффузионного времени жизни. Уравнение для электрической цепи, выражающее связь между полем в положительном столбе и разрядным током, имеет вид:

$$(V_s - V_c - EL)/R_b = en_e W_e S, \quad (3.5)$$

где n_e – усредненная по сечению трубки концентрация электронов, V_s – напряжение источника питания, V_c – катодное падение напряжения, S – площадь поперечного сечения трубки, e – заряд электрона, W_e – скорость дрейфа электронов. Величина V_c считалась не зависящей от давления и тока и бралась равной 210 В [4].

Так как моделировалась начальная стадия формирования положительного столба тлеющего разряда, т.е. рассматривались короткие времена (~ 1 мс), то в расчетах не учитывался разогрев газа, температура которого принималась равной 300 К.

Как уже было указано, начальная концентрация электронов, ионов и заселенность возбужденных состояний молекул азота задавались низкими (т.е., по сути, решалась задача с нулевыми начальными условиями). Функция распределения электронов по энергиям рассчитывается путем численного решения стационарного однородного уравнения Больцмана (используя так называемое двухчленное разложение для распределения электронов по скоростям). При этом учитываются следующие процессы: упругое рассеяние электронов на молекулах N_2 , возбуждение вращательных и колебательных уровней молекул N_2 , возбуждение электронных уровней (включая ступенчатое возбуждение) атомов N и молекул N_2 , ионизация (включая ступенчатую ионизацию) атомов N и молекул N_2 , соударения второго рода и электрон-электронные соударения. Модель включает четыре сорта ионов (N^+ , N_2^+ , N_3^+ и N_4^+) и процессы с их участием, а также процессы колебательной кинетики и процессы образования и гибели атомов N.

На рисунке 3.15 проведено сравнение с результатами расчета зависимостей от времени напряжения на трубке, разрядного тока и интенсивности излучения, полученных в эксперименте. На графике для напряжения, на правой оси указаны значения приведенного поля E/N , полученные из шкалы напряжений по формуле: $E/N = (U - V_c)/(LN)$.

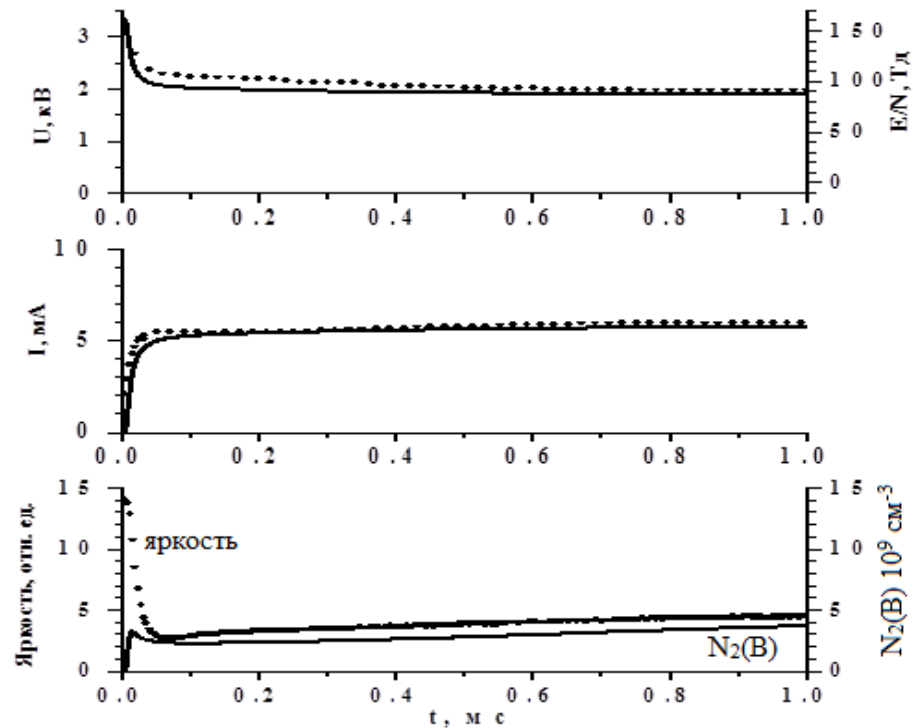


Рис.3.15 Зависимости от времени межэлектродного напряжения, разрядного тока и яркости излучения разряда. Сплошные линии – расчет, символы – результат эксперимента для заземленного анода.

На графике зависимости яркости излучения также приведены значения населенности излучающего состояния $N_2(B^3\Pi_g)$, для краткости обозначенного $N_2(B)$. Графики для межэлектродного напряжения и разрядного тока показывают хорошее согласие эксперимента с расчетом. Получается также качественное соответствие временных зависимостей рассчитанной населенности состояния $N_2(B)$ и измеренной яркости излучения положительного столба разряда.

3.4.2. Таким образом, рассмотренная модель воспроизводит поведение разряда при заземленном аноде, когда ТФ отсутствует. В то же время она не описывает случай заземленного катода, т.е. эффект ТФ. Причина этого, как будет показано ниже, состоит в том, что реакции ассоциативной ионизации в азоте (4) не дают повышенной концентрации электронов в начальной стадии формирования разряда. Возникает вопрос, нет ли в этом случае иного источника избыточной начальной ионизации. Обратим внимание на то, что в азоте наличие ТФ коррелирует с появлением ВИ. Исходя из этого, можно предположить, что именно ВИ и является таким источником. Идея, таким образом, состоит в том, что ВИ оставляет после себя в промежутке электроны, концентрация которых превышает концентрацию в установившемся разряде n_{es} . Модель, которая описывает эту ситуацию, отличается от предыдущей только тем, что начальное значение концентрации электронов n_{e0} уже не считается малой величиной. Такие расчеты были проведены. Оказалось, что если n_{e0}

превышает n_{es} , то модель воспроизводит эффект темной фазы. Для удовлетворительного совпадения с экспериментом необходимо было задать n_{e0} в 3-8 раз большую, чем n_{es} . При этом вместе с начальной концентрацией электронов задавалась такая же начальная концентрация ионов N_2^+ . Начальные значения населенностей электронных и колебательных уровней по-прежнему полагались малыми.

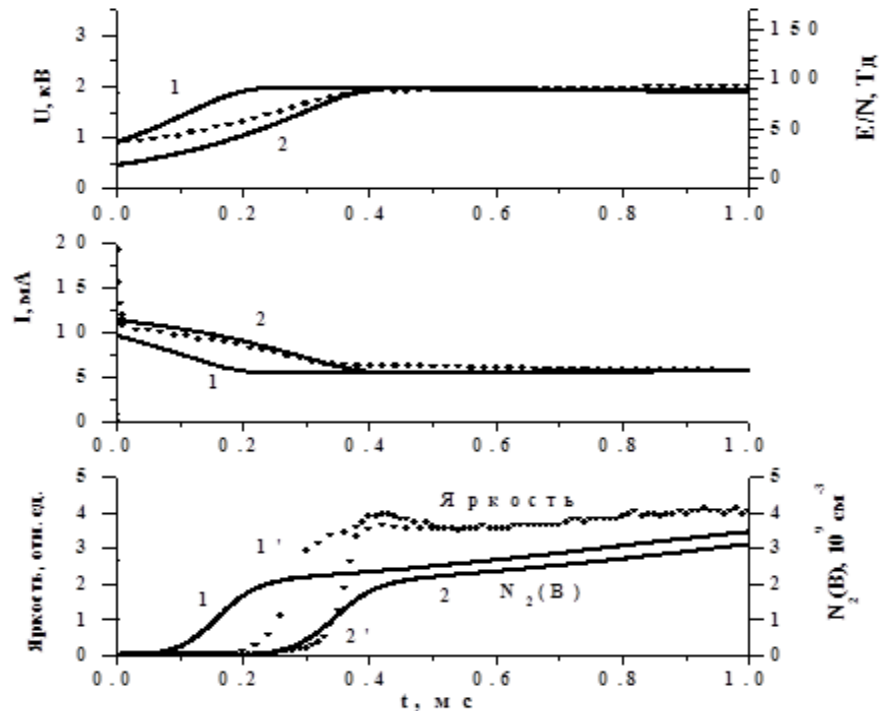


Рис.3.16 Зависимость от времени напряжения, тока и яркости излучения тлеющего разряда в случае заземленного катода. Символы – экспериментальные данные, сплошные линии – расчет. 1 – расчет с начальной концентрацией электронов $n_{e0} = 2 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$, 2 - $n_{e0} = 5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$. На нижнем графике: эксперимент – 1' - яркость на расстоянии 12 см от анода, 2' - на расстоянии 28 см от анода; расчет – населенность состояния $N_2(B)$.

На рисунке 3.16 результаты расчета сравниваются с экспериментом для двух значений n_{e0} : $2 \cdot 10^9$ и $5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ (при $n_{es} \approx 6.5 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$). Как и выше, приведены зависимости от времени межэлектродного напряжения, разрядного тока и яркости излучения разряда. Из рисунка видно, что модель воспроизводит поведение тока и напряжения на разряде. Из-за повышенной концентрации электронов в начальный момент, ток выше установившегося, а напряжение ниже, значит ниже значение приведенного электрического поля. Это приводит к низкой скорости возбуждения электронных уровней молекул азота и населенности электронных уровней малы. По этой причине свечение плазмы в начальной стадии практически отсутствует, т.е. наблюдается темная фаза.

На рис.3.17 приведены вычисленные зависимости от времени концентрации электронов, показывающие ее спад от изначально высоких значений к значениям в

установившемся разряде. Из сопоставления рис.3.16 и 3.17 видно, что длительность ТФ совпадает с длительностью области повышенного значения n_e , причем, чем выше начальное значение концентрации, тем длительнее темная фаза. Это связано с тем, что гибель электронов обусловлена амбиполярной диффузией, частота которой не очень сильно изменяется в рассматриваемом диапазоне E/N . Поэтому при меньшем значении n_{e0} выход на стационарное значение происходит за меньшее время.

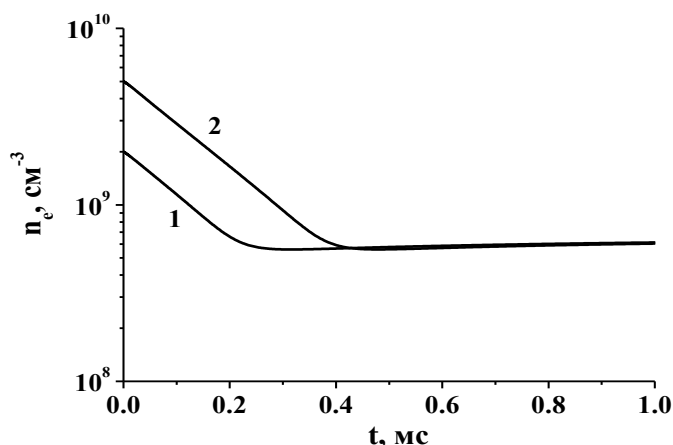


Рис.3.17 Зависимость от времени концентрации электронов. 1 – расчет с начальной концентрацией электронов $n_{e0} = 2 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$, 2 - $n_{e0} = 5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$.

Обнаруженная в эксперименте зависимость длительности темной фазы от положения световода вдоль оси разряда можно объяснить неоднородностью распределения концентрации электронов в разрядном объёме. Можно предположить, основываясь на непосредственной связи длительности ТФ и концентрации электронов, что в прикатодной области на начальном этапе формирования положительного столба концентрация электронов оказывается выше, чем в остальных частях трубки. Возможно, что аналогичная неоднородность распределения электронов имеет место и в аргоне, несмотря на иной механизм формирования ТФ. Этим можно объяснить результат рис. 3.9, согласно которому в аргоне пауза свечения длится дольше вблизи катода независимо от полярности напряжения.

Напомним, что в случае заземленного анода модель предполагала отсутствие ВИ. На самом деле это требование может быть смягчено. Можно представить себе ситуацию, когда ВИ есть, но концентрация электронов, которую она оставляет после себя, заметно меньше, чем n_{es} . Тогда результаты расчета, предполагающего отсутствие ВИ, останутся в силе. Т.о., модель описывает и эту ситуацию тоже.

3.4.3. Дадим качественное пояснение причинам того, что в азоте реакция (4) не приводит к образованию темной фазы, в противоположность тому, что делает реакция (1) в инертных газах. Для возникновения ТФ за счет процессов (1) или (4) необходимо, чтобы в

начале разрядного импульса сформировался бы пик населенности метастабильных уровней, превышающий стационарную. Из сравнения констант скоростей ионизации и возбуждения метастабильных уровней для молекул азота и атомов аргона следует [63], что при значениях приведенного электрического поля порядка значений в установившемся разряде соотношение этих скоростей различное для двух газов. Так, в аргоне при $E/N \sim 10 - 25$ Тд константа скорости возбуждения нижнего метастабильного уровня $Ar(^3P_2)$ превосходит константу ионизации на 1,5 – 4 порядка, так что для концентрации атомов на уровне $Ar(^3P_2)$ в начале разрядного импульса действительно получается максимум, в 40 раз больший концентрации электронов и почти в 2 раза больший своего стационарного значения.

В азоте же в диапазоне приведенного поля $E/N \sim 100 - 160$ Тд константы возбуждения состояний $A^3\Sigma_u^+$ и $a^1\Sigma_u^-$ всего на 1 – 2 порядка превосходят константу ионизации. По этой причине, когда концентрация электронов уже близка к своему установившемуся значению, заселенности этих состояний хотя и превосходят ее на 2 – 2,5 порядка, но оказываются все же меньшими, чем значения в установившемся разряде. Таким образом, в азоте не возникают условия, необходимые для образования ТФ механизмом, реализуемым в инертных газах, и тогда ее причиной может стать волна ионизации.

Глава 4. Выбросы тока на переднем фронте разрядного импульса

При описании эффекта темной фазы отмечалось, что в случае разряда с заземленным катодом в момент пробоя для всех газов наблюдался узкий выброс тока в цепи катода. Амплитуда этого выброса значительно (иногда более чем на порядок) превосходила ток в установившемся разряде. После его возникновения ток выходил на уровень плато, отвечающий присутствию в разряде повышенной концентрации электронов, приводящей к возникновению ТФ. В данном разделе приведены результаты исследования этого выброса с целью выяснения его происхождения. Для ответа на вопрос, характерен ли он только для азота или имеет более универсальную природу, ряд экспериментов проведен также с аргоном и, в отдельных случаях, с гелием. Мотивом для данных исследований послужили несколько обстоятельств. Во-первых, в связи с возникновением ТФ необходимо было выяснить: существует ли корреляция между этими двумя явлениями. Во-вторых, известно, что при распространении быстрых ВИ наблюдается немонотонная зависимость тока от времени в цепи заземленного электрода, которая названа ударной токовой волной [13], но указания на данное явление при зажигании длинных трубок в условиях, не характерных для быстрых ВИ, отсутствуют в известной нам литературе.

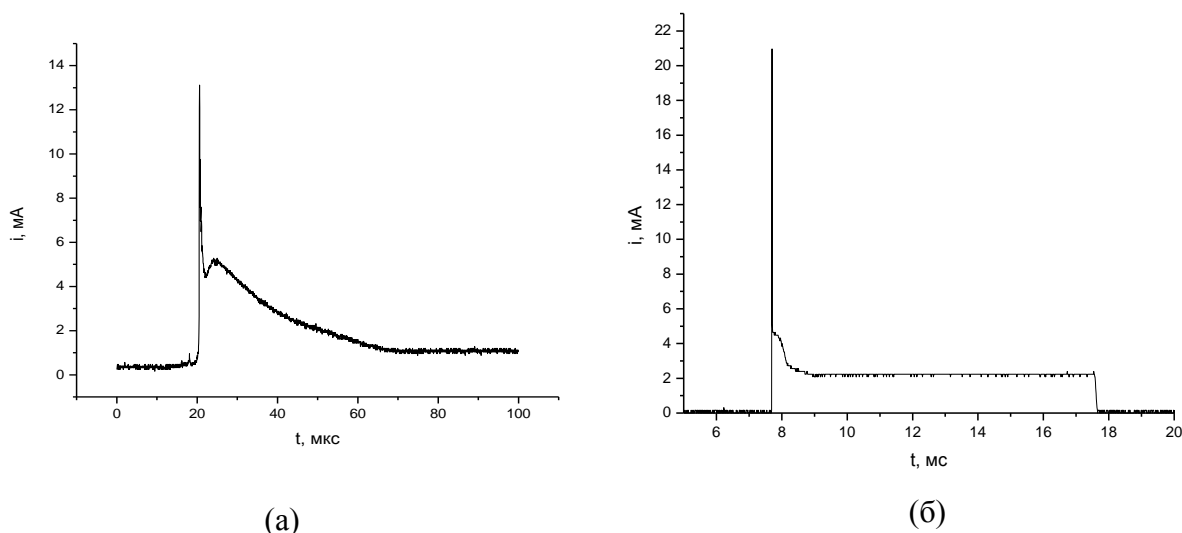


Рис.4.1. Форма катодного тока при пробое а) в аргоне, $p = 5$ Торр, $U_0 = +3,6$ кВ, $R_0 = 1,5$ МОм; б) в азоте, $p = 1$ Торр, $U_0 = +2,7$ кВ, $R_0 = 260$ кОм. (Рисунки а) и б) имеют существенно разные масштабы оси абсцисс)

4.1 Наблюдение эффекта

Примеры осциллограмм тока в цепи катода в начальной части импульса приведены на рис.4.1 а, б. Характерные черты данного явления заключаются в формировании узкого (порядка 100 нс) пика, амплитуда которого намного превышает величину тока в

стационарном разряде. Более того, она превосходит почти на порядок и значение максимально возможного тока для данной электрической цепи. На рисунке 4.2 а) и б) представлены характерные осциллограммы катодного тока при пробое в азоте и аргоне. Значения максимально возможного тока в цепи в таких условиях для случая (а) составляет 10.4 мА, для случая (б) – 0.95 мА.

Из графиков видно, что выброс тока более чем на порядок превосходит максимальные значения, которые способна пропускать электрическая цепь. Также обращают на себя внимание его малая ширина (порядка 100 нс).

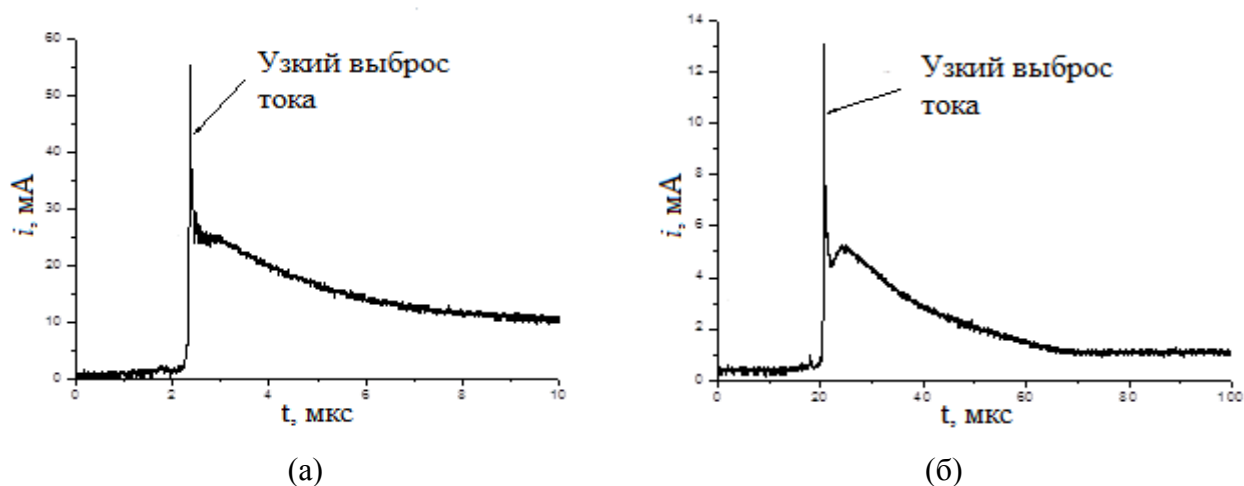


Рис.4.2. а) Выброс тока в азоте, $p = 1$ Торр, $R_6 = 260$ кОм, $U_0 = +2,7$ кВ, б) Выброс тока в аргоне: $p = 4$ Торр, $R_6 = 4$ МОм, $U_0 = + 3,7$ кВ.

Описанная картина наблюдается только в случае положительной полярности импульса: если подавать импульс отрицательного напряжения, то выброс тока получается широким и лишь незначительно превышает ток в стационарном разряде (рис.4.3).

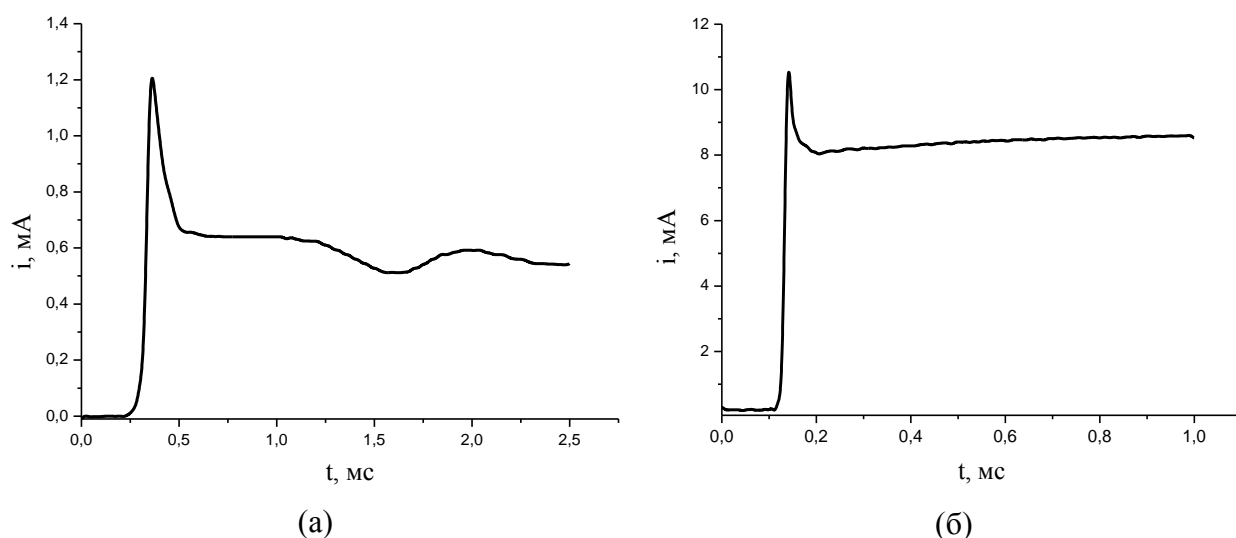


Рис. 4.3. Осциллограммы тока в цепи заземленного анода при пробое: а) в аргоне, $p = 5$ Торр, $R_6 = 4$ МОм, $U_0 = 3,0$ кВ; б) в азоте, $p = 0,5$ Торр, $R_6 = 260$ кОм, $U_0 = 3,3$ кВ.

При помощи оптической схемы, позволяющей детектировать ВИ по ее интегральному излучению, было установлено, что выброс тока в случае пробоя положительным напряжением возникает в момент прихода волны на катод. Для подтверждения этого утверждения осциллограммы тока и сигнала с ФЭУ, такие, как на рис.3.3, записывались в микросекундной развертке и при высоком усилении (рис.4.4).

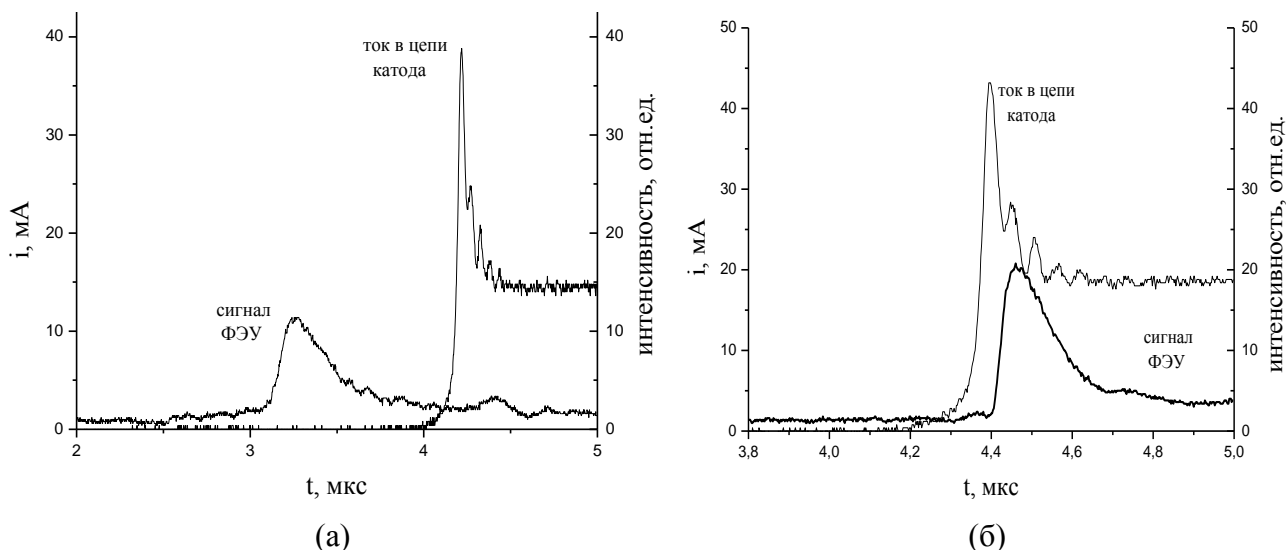


Рис. 4.4 Осциллограммы оптического сигнала световода и катодного тока, снятые синхронно, а) световод расположен в 9 см до катода; б) световод расположен над срезом катода. Азот, $p = 1$ Торр, $R_0 = 520$ кОм, $U_0 = 2.7$ кВ.

Более детальное исследование показывает, что оптический сигнал ВИ регистрируется немного позднее момента появления тока в цепи катода. На рис.4.4 показано, что сигнал от световода, установленного в 9 см до катода возникает раньше катодного тока, но при установке световода непосредственно над срезом катода - позднее фронта токового выброса. Таким образом, наблюдается небольшое запаздывание фронта свечения относительно фронта катодного тока. Это явление наблюдалось ранее другими исследователями и описано в работе [13]. При изменении полярности и сохранении положения световода картина сильно меняется: пропадает выброс тока, а также не наблюдается сигнал от ВИ (рис.3.3).

4.2 Измерение анодного тока

Рассмотрим выброс тока, который имеется на переднем фронте при пробое импульсом напряжения положительной полярности. Как уже отмечалось, этот выброс не только превосходит величину тока в стационарном разряде, но и значительно превышает максимально возможный ток в цепи – величину U_0/R_0 . Здесь следует напомнить, что во всех приведенных примерах регистрация тока производилась по падению напряжения на

измерительном резисторе, соединяющим катод с «землей», то есть фактически регистрировался ток, протекающий по участку катод – земля. Возникает вопрос: не может ли наблюдаемый выброс тока проходить через разряд в обход балластного сопротивления? Можно, в частности, рассмотреть две такие возможности. 1) Разряд паразитной емкости электронного ключа через трубку в момент пробоя. Это, однако, было исключено установкой запирающего диода. 2) Шунтирование балластного сопротивления его паразитной емкостью. Для проверки такого эффекта параллельно балластному сопротивлению подключалась емкость порядка паразитной емкости резистора, составлявшая 10 пФ, при этом снимался сигнал тока при наличии емкости и ее отсутствии. Осциллограммы тока для азота представлены на рисунке 3.21. Из представленных ниже графиков видно, что величина выброса не меняется при подключении емкости.

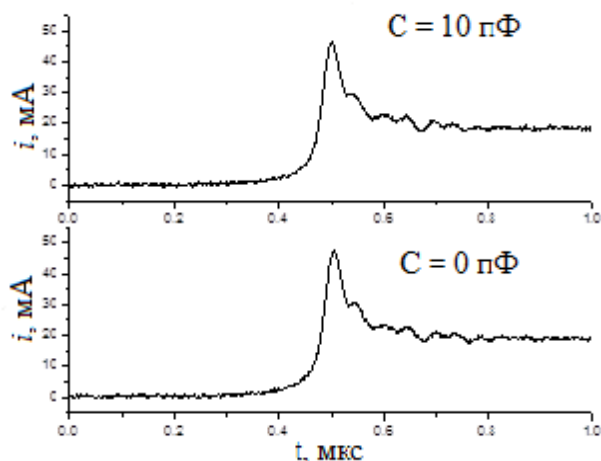


Рис.4.5 Осциллограммы выброса тока в цепи катода. Азот, $p=1$ Торр, $R_6 = 260$ кОм, $U_0 = 2,7$ кВ.

Тем не менее, были проделаны дополнительные измерения с тем, чтобы выяснить, проходит ли данное токовое возмущение через всю трубку. С этой целью проводилась одновременная регистрация тока с обеих сторон разрядной трубки, то есть не только тока с катода, но и тока на анод.

1. *Результаты измерений с трансформаторной схемой.* Данный подход основывался на методе индуктивной развязки цепи высокого напряжения, в которую подключалась первичная обмотка трансформатора тока с коэффициентом деления, равным 50 (*Tr1* на рис.4.6).

Такие измерения были проделаны в гелии, так как в нем токовый выброс получается более широким - ширина на полувысоте 1,1 мкс (рис.4.7 а) и, следовательно, меньше искажается трансформаторной схемой. На левом рисунке показан выброс тока с выходом на стационарное значение, полученный при пробое в гелии. Сигнал регистрировался в цепи

заземленного электрода при помощи резистора с малым номиналом (50 Ом). На правом рисунке этот же сигнал, но в большем масштабе, сравнивается с сигналом с трансформатора тока ($Tr1$) в цепи высоковольтного анода.

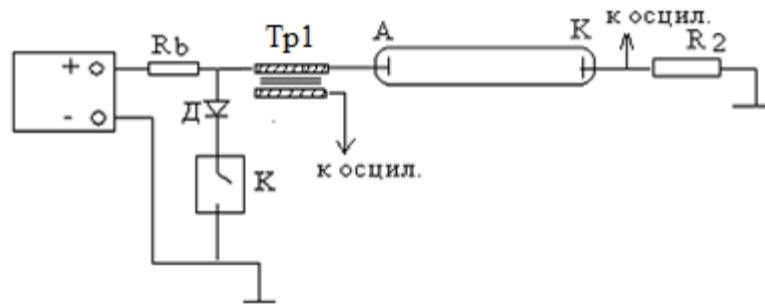


Рис.4.6 Схема измерения с трансформатором тока.

При одновременном измерении токов в цепях анода и катода было обнаружено, что на анодном токе также имеется выброс, но меньший по амплитуде почти в 4 раза (рис.4.7б). Для азота получить надежных данных по анодному току при помощи трансформаторной схемы не удалось, из-за того, что ширина паразитных осцилляций больше или имеет тот же порядок, что и ширина исследуемого сигнала.

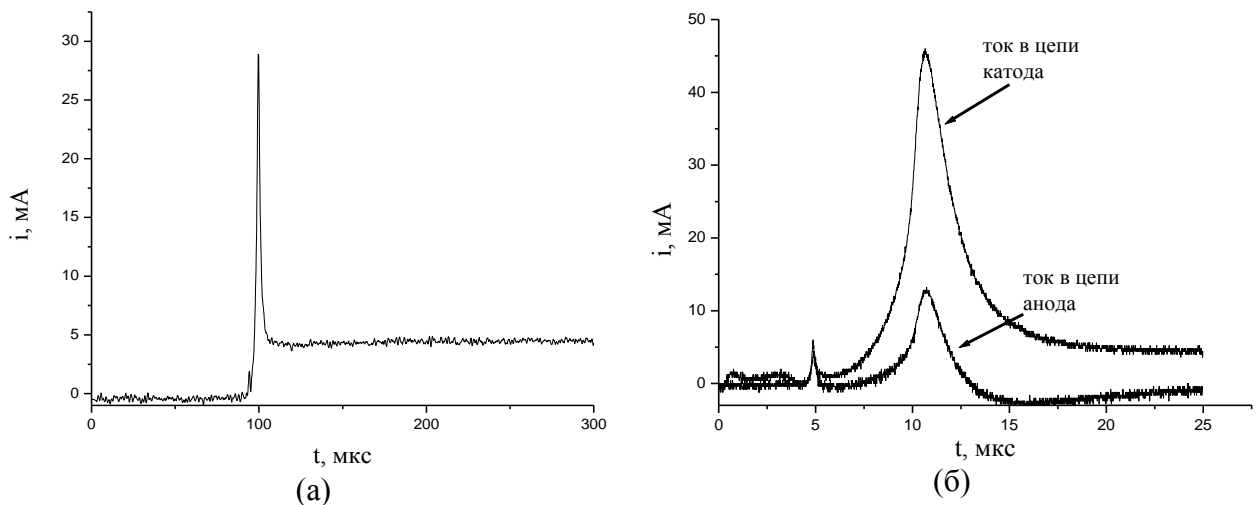


Рис.4.7 Токи в цепях а) катода, б) анода и катода при пробое в гелии. Давление 1 Торр, $R_6 = 520$ кОм, $U_0 = 2,5$ кВ.

2. *Измерения с делителями напряжения.* Для измерений узкого выброса тока в азоте использовалась схема с применением делителей напряжения (метод резисторной развязки рис. 4.8 а). По этой схеме в цепь анода последовательно трубке включалось измерительное сопротивление R_1 номиналом до 51 кОм, делители $Дл1$ и $Дл2$ измеряли напряжение до и после резистора. Искомое падение напряжения на измерительном сопротивлении

определялось как разница сигналов делителей. Ниже представлены результаты для гелия и азота (рис.4.9).

Из представленных графиков видно, что оба метода измерения анодного тока дают один результат: в цепи анода также имеется выброс тока, но он сильно отличается от катодного выброса. Главное отличие - в величине амплитуды, которая для анодного выброса получилась в 3 – 4 раза меньшей. Стоит отметить, что в случае азота выброс анодного тока получился значительно шире катодного (около 12 мкс).

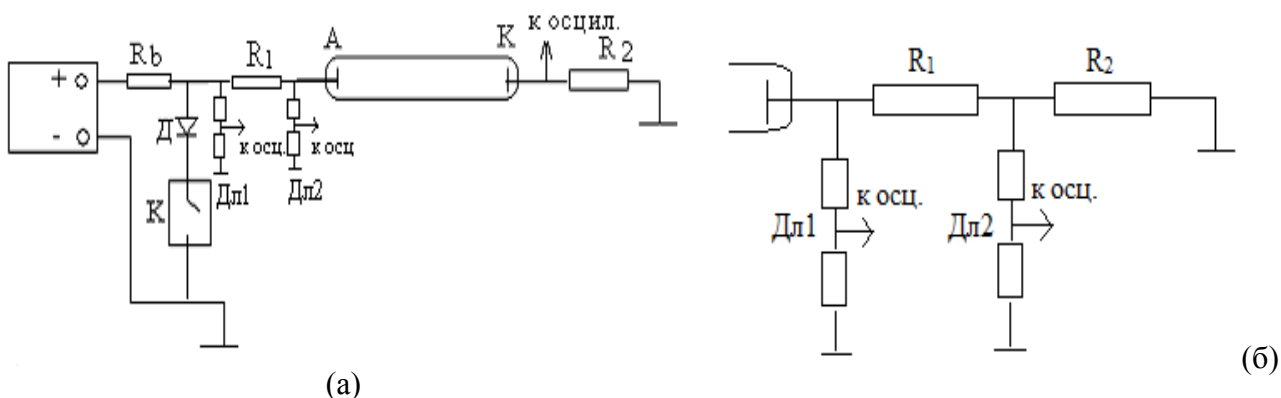


Рис.4.8 Схема измерения тока с резисторной развязкой; (а) в цепи высоковольтного анода; (б) в цепи заземленного катода.

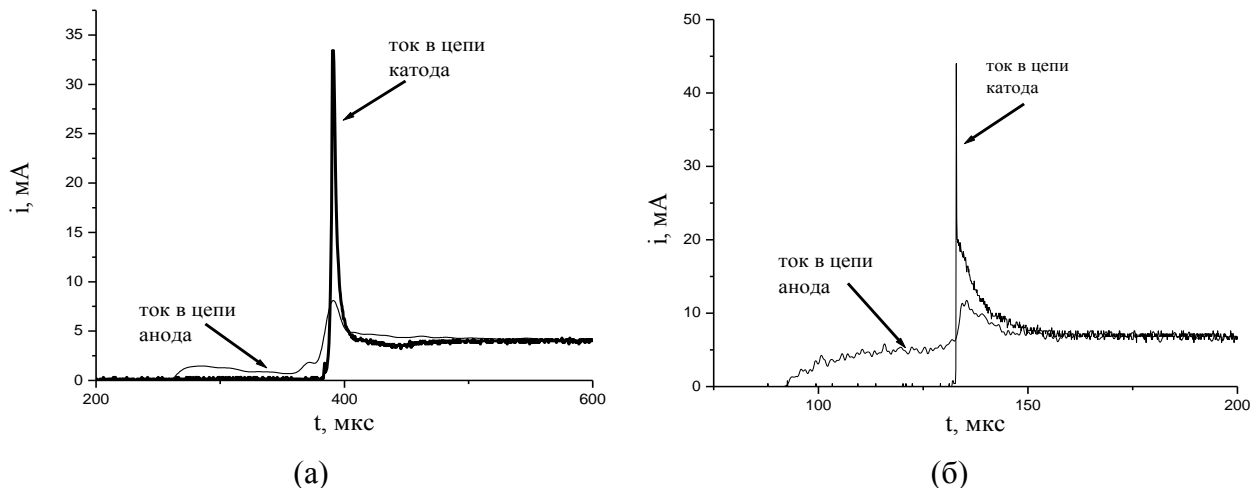


Рис.4.9 Осциллограммы анодного и катодного токов, записанные одновременно а) в гелии, $p = 1$ Торр, $R_6 = 520$ кОм, $U_0 = 2,5$ кВ, б) в азоте, $p = 1$ Торр, $R_6 = 260$ кОм, $U_0 = 2,7$ кВ.

Правильность показаний схемы проверялась контрольным измерением тока в цепи катода и сравнением с известным результатом (см. схему на рис.4.8 б). На рисунке 4.10 приведено сравнение результатов измерений тока в цепи катода методом измерительного резистора (прерывистая линия) и методом резисторной развязки (сплошная линия). Оба графика показывают один и тот же сигнал, но в разных масштабах. Из рисунка можно

заклучить, что схема правильно передает общий ход зависимости тока от времени. Воспроизводится резкое, почти вертикальное, нарастание сигнала на переднем фронте и спад к постоянному значению. (Самая узкая часть выброса тока, которая наблюдается, когда измерительное сопротивление мало (50 Ом) (см. рис.4.9 б), в данном случае не фиксируется, т.к., вероятно, интегрируется возросшим значением RC цепи.) В то же время на полученном анодном токе отсутствует резкое нарастание, которое схема должна была зафиксировать, если бы выброс тока возникал и в цепи анода. Таким образом, полученные результаты указывают на то, что обсуждаемый «сверхток» проходит не через всю разрядную цепь, а возникает лишь в цепи заземленного катода.

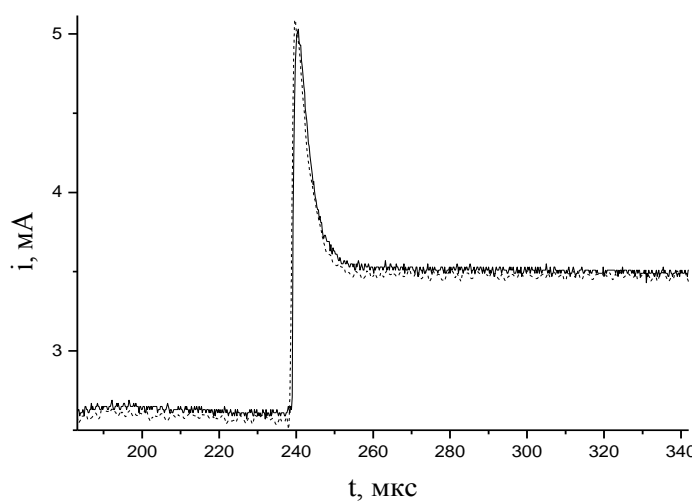


Рис.4.10 Контрольные измерения катодного тока разряда в азоте. $p = 1$ Торр, $R_0 = 520$ кОм, $U_0 = 2,7$ кВ. Измерительное сопротивление 51 кОм.

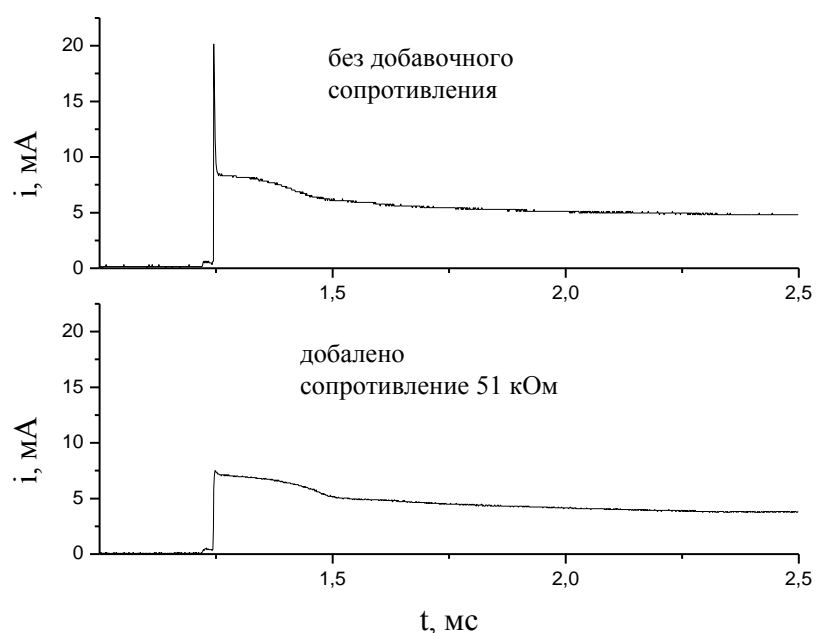


Рис.4.11. Осциллограммы катодного тока без дополнительного сопротивления в цепи катода и с сопротивлением 51 кОм. Азот, $p = 1$ Торр, $R_0 = 260$ кОм, $U_0 = 2,7$ кВ.

Окончательным доказательством этого утверждения стали результаты измерения тока с малого резистора R_2 при подключении последовательно с ним в цепь заземления добавочного сопротивления R_1 (51 кОм) (рис. 4.8 б). Результат измерений приведен на рис 4.11.

Из осциллограмм видно, что наличие дополнительного сопротивления приводит к исчезновению самой узкой компоненты сигнала, но не сказывается на форме остальной части кривой. Полученный результат можно объяснить следующим образом. Пусть существует некоторый источник, создающий скачок потенциала катода относительно земли, который и приводит к возникновению выброса тока. Тогда повышение сопротивления цепи должно приводить к снижению величины тока в ней, и, следовательно, амплитуда выброса должна уменьшиться. Более детальное обсуждение этого вопроса будет проводиться ниже.

4.3 Предпробойный ток

На осциллограммах катодного тока, представленных на рисунке 4.2 (а) и (б), можно выделить предпробойную область. Эта часть сигнала характеризуется наличием ненулевого тока в некоторый промежуток времени, предшествующий моменту пробоя. На рис.4.12 показаны одновременно сигнал тока катода полностью и отдельно, в увеличенном масштабе, его предпробойная составляющая. На этих осциллограммах видно, что предпробойный ток медленно возрастает до момента пробоя, почти скачком переходя в выброс. В процессе этого возрастания наблюдаются осцилляции.

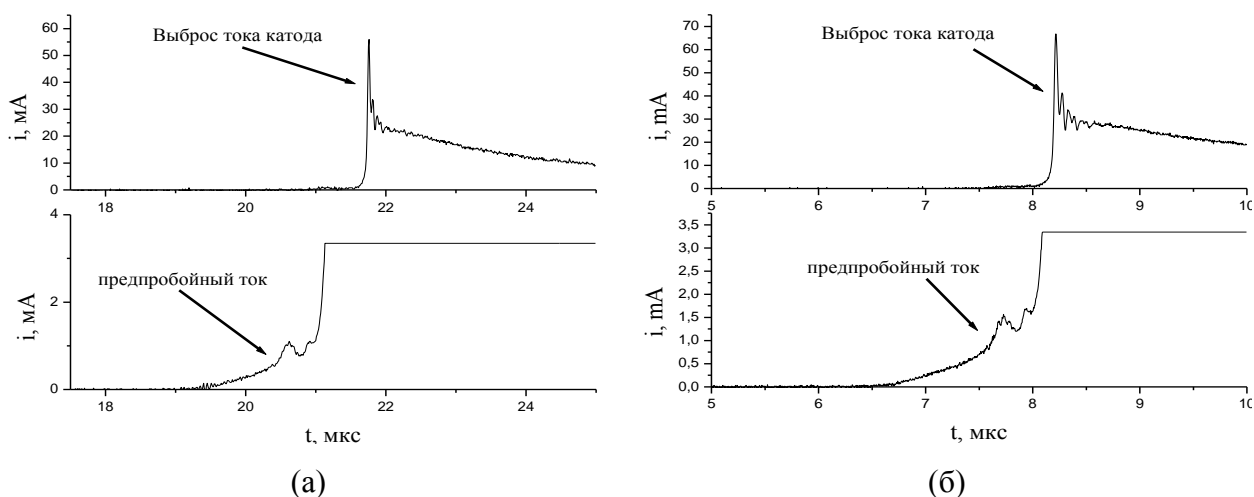


Рис.4.12 Осциллограммы катодного тока при пробое в азоте. Давление 1 Торр.
а) $R_6 = 520$ кОм, $U_0 = 3.7$ кВ; б) $R_6 = 260$ кОм, $U_0 = 3.6$ кВ;

Как было указано в литературном обзоре, движение волны ионизации сопровождается перемещением вдоль трубки объёмного заряда. Поэтому разумно предположить, что сигнал предпробойного тока коррелирует с оптическим сигналом ВИ.

Для выяснения этого обстоятельства были получены осциллограммы, на которых одновременно записаны сигналы катодного тока и ФЭУ при положении световода в разных точках разрядной трубки (рис.4.13). Заметный сигнал появляется в момент входа волны в основную (узкую) часть трубки (точки 8 – 12 см). На верхнем графике зафиксирован также момент прихода ВИ на катод.

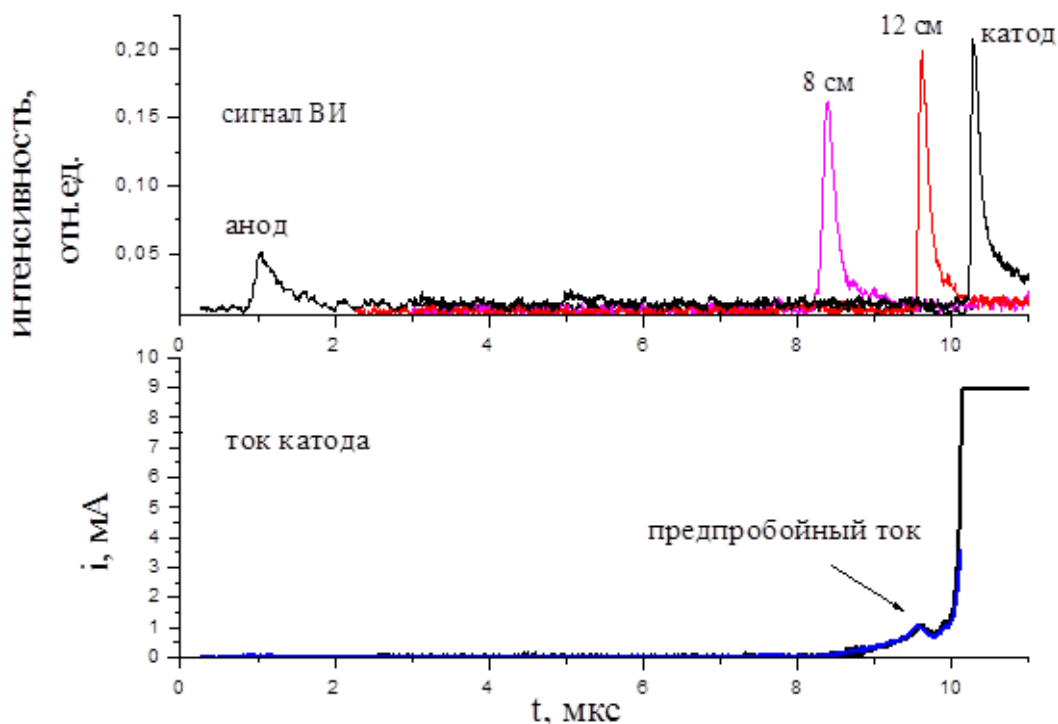


Рис.4.13 Осциллограммы катодного тока и оптического сигнала ВИ, снятые синхронно. Азот, $p = 1$ Торр, $R_6 = 260$ кОм, $U_0 = 2,7$ кВ. На верхнем графике указаны расстояния от анода, подписи «анод», «катод» обозначают положение световода над срезами соответствующего электрода.

Т.о., картина выглядит следующим образом. Волна ионизации возникает на аноде одновременно с небольшим всплеском предпробойного тока и медленно ($V_{\text{ВИ}} \sim 10^6$ см/с, см. рис. 3.10б) движется по широкой анодной части разрядной трубки. Именно этот промежуток времени соответствует области, в которой не удается зарегистрировать предпробойный ток. Основной токовый сигнал наблюдается при движении ВИ по узкой части трубки, где она имеет скорость $V_{\text{ВИ}} \sim 10^7$ см/с. При движении по катодной части трубки скорость ВИ увеличивается и достигает величины $V_{\text{ВИ}} \approx 4 \cdot 10^7$ см/с, при этом предпробойный ток быстро возрастает, переходя в выброс, в момент достижения волной катода.*

* Оценки скоростей ВИ в разных частях трубки представлены для условий рисунка 4.12.

4.4. Обсуждение результатов наблюдения тока в цепи заземленного катода

Предпробойный ток в цепи заземленного катода. Как было показано выше, предпробойный ток в этом случае коррелирует с движением волны ионизации. Этот факт можно объяснить на основе простых соображений. В литературном обзоре было подчеркнута то обстоятельство, что ВИ при движении переносит объёмный заряд. Таким образом, от момента старта волны до ее прихода на катод между электродами движется некоторый заряд, обозначим его через Q . При этом во внешней цепи должен наводиться электрический ток. В простейшем случае движения заряда между двумя параллельными пластинами наведенный ток равен [54]

$$i = ev / d,$$

где e – движущийся заряд, v – его скорость, d – расстояние между пластинами.

Если применить эту формулу для нашего случая, то получается выражение для предпробойного тока в виде

$$I_{\text{пр.}} = Q v_{\text{ви}} / L,$$

где $v_{\text{ви}}$ скорость волны ионизации, L – межэлектродное расстояние.

Из данных эксперимента видно, что ток почти монотонно растет за время движения волны. Этот результат коррелирует с зависимостью скорости ВИ от расстояния до анода (рис.3.10б). Кроме того, увеличение напряженности электрического поля вблизи катода (что не учитывается последней формулой) также приводит к росту тока.

Катодный ток на переднем фронте импульса. Построим упрощенную электротехническую модель, воспроизводящую поведение тока в цепи заземленного электрода. Рассмотрим пробой положительным напряжением. В литературном обзоре были представлены рассуждения Вина [11] о продвижении волны ионизации, сопровождающимся зарядом некоторой погонной емкости. Из них мы возьмем представление о волне ионизации как о плазменном образовании, фронт которого находится под потенциалом U_b и движется от анода к катоду.

Представим разрядную трубку с одним заземленным электродом как отдельную электрическую цепь, эквивалентная схема которой показана на рис.4.14. Подчеркнем важность того обстоятельства, что речь идет о цепи разрядная трубка – земля. На схеме разрядный промежуток в момент пробоя представим в виде емкости C , заряженной до напряжения пробоя U_b . Физически это может быть распределенная емкость относительно земли самой разрядной трубки.

Так как во фронте волны велико значение поля и в нем эффективно идут процессы ионизации, то концентрация заряженных частиц за фронтом также велика. Предположим,

что проводимость образующейся в момент пробоя плазмы будет выше, чем проводимость плазмы установившегося разряда (такая возможность уже рассматривалась выше при моделировании эффекта темной фазы).

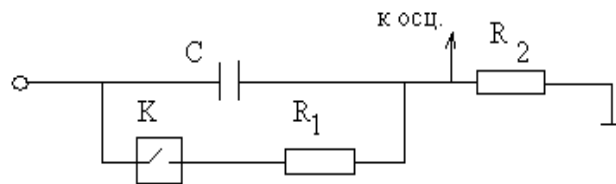


Рис.4.14 Эквивалентная схема разрядной трубки. R_1 – сопротивление образующейся плазмы, R_2 – измерительное сопротивление (50 Ом), K – ключ, C – распределенная емкость системы.

Замыкание разрядного промежутка после прохождения ВИ представим через срабатывание ключа K , который подключает малое сопротивление плазмы R_1 и разряжает через него емкость. В результате в цепи катода возникает повышенный, в сравнении со стационарным, ток.

Пусть ключ срабатывает мгновенно, тогда осциллограф должен фиксировать сигнал дифференцирующей цепочки, образованной емкостью C и сопротивлением R_1 . Добавляя величину тока в установившемся разряде, для тока в цепи катода получим:

$$i = \frac{U_b}{R_1} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) + i_{\text{пост.}} \quad (4.1)$$

где $i_{\text{пост}}$ – ток стационарного разряда, $\tau = R_1 C$. Расчеты по формуле (4.1) и их сравнение с экспериментом представлены на рисунке 4.15 для разряда с заземленным катодом. При этом значения параметров модели получились следующими: $R_1 = 36$ кОм, $C = 80$ пФ, (т.е. $\tau = 2.9$ мкс).

Расчет для ситуации, когда под потенциалом земли находился анод, представлен на рис.4.16. В этом случае параметры модели имеют следующие значения: $R_1 = 317$ кОм, $C = 51$ пФ. Из графиков видно, что такой простой и достаточно грубый подход позволяет удовлетворительно моделировать спад тока к своему стационарному значению. Значения сопротивления плазмы и распределенной емкости, полученные из подгонки амплитуды тока и $R_1 C$ в формуле (3.10), вполне физичны. Существенное увеличение значения R_1 при отрицательной полярности можно объяснить малым количеством электронов после пробоя трубки. По этой же причине в этих условиях не наблюдается темная фаза, таким образом, полученный результат дополняет исследования оптического излучения. Предложенная модель, однако, не описывает узкий выброс тока при пробое положительным напряжением. Для воспроизведения его этой моделью потребовалось бы предположить значение $R_1 C$ на два

порядка меньше, что требует очень высокой проводимости плазмы и емкости, меньшей паразитных емкостей проводов и самой трубки.

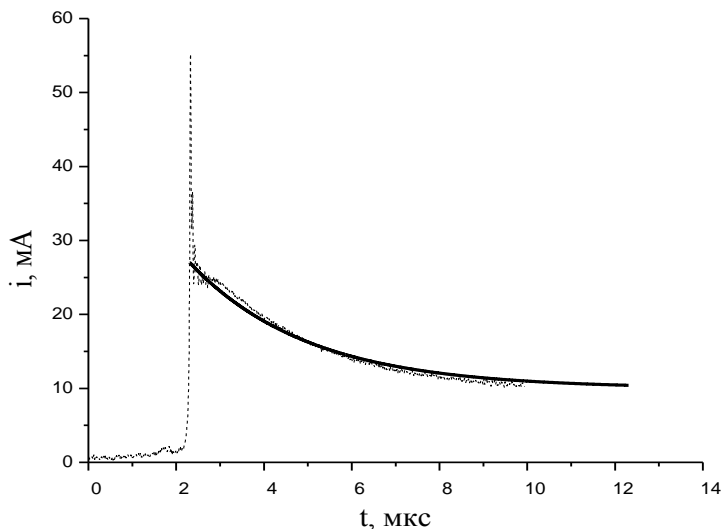


Рис. 4.15. Осциллограмма тока в цепи заземленного катода и рассчитанная по формуле (3.10) кривая (сплошная линия). Азот, $p = 1$ Торр, $R_6 = 260$ кОм, $U_0 = 2,7$ кВ.

Этот недостаток можно устранить, дополнив модель переносом объёмного заряда на катод. Пусть ВИ распространяется к катоду с постоянной скоростью V и постоянной величиной потенциала во фронте φ_0 , равному динамическому напряжению пробоя. Рассмотрим цилиндрическую геометрию: пусть волна распространяется по диэлектрическому цилиндру радиусом r_0 и длиной L . Электрическое поле E во фронте ВИ создается объёмным зарядом плотностью ρ , полная величина которого равна q . При этом E является функцией координат и времени: $E = E(\vec{r}, t)$.

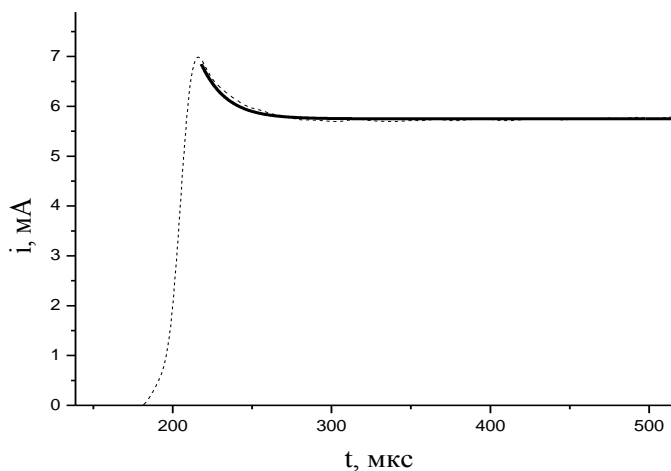


Рис. 4.16. Осциллограмма тока в цепи заземленного анода (прерывистая линия) и рассчитанная по формуле (3.10) кривая (сплошная линия). Азот, $p = 1$ Торр, $R_6 = 260$ кОм, $U_0 = 3$ кВ, заземленный анод.

Поток вектора E через поверхность цилиндра будет связан с полным зарядом во фронте теоремой Гаусса:

$$\iint E dS = 4\pi q. \quad (4.2)$$

Введем дополнительное упрощение, предположив однородность поля по сечению цилиндра, тогда E – функция продольной координаты z и времени t . В работе [17] авторы предполагают, что эти переменные связаны соотношением: $E(\xi) = E(z - Vt)$. Само введение автомодельной переменной позволяет смоделировать кривую, распространяющуюся вдоль выделенной оси координат с сохранением своей формы. Именно такое поведение демонстрируют в эксперименте зависимости от времени интегральной яркости излучения фронта ВИ, что говорит о схожем поведении электрического поля. Предположим, что электрическое поле во фронте ВИ имеет вид уединенной волны, форма которой описывается гауссовым контуром:

$$E = E_0 \exp \left\{ - \left(\frac{z - Vt}{\Delta z} \right)^2 \right\}, \quad (4.3)$$

где Δz – полуширина гауссова контура, E_0 – его амплитуда. Из предположения постоянства потенциала во фронте можно грубо оценить амплитуду поля: $E_0 \sim \frac{\varphi_0}{r_0}$ и считать, что для каждой точки на оси z оно имеет примерно постоянное значение. Возьмем для определенности точку на поверхности катода. Если отсчитывать продольную координату от анода трубки, поверхность катода будет в точке $z = L$, где L – длина трубки.

Тогда переменная ξ примет вид $L - Vt$. Введем ширину по времени как $\Delta t = \Delta z/V$ и, воспользовавшись упрощениями, получим (3.12) в виде:

$$E = E_0 \exp \left\{ - \left(\frac{L/V - t}{\Delta t} \right)^2 \right\} \quad (4.4)$$

Выражение (4.4) зависит только от времени, поэтому из (4.2) имеем:

$$q(t) = \pi \varepsilon_0 \varphi_0 r_0 \exp \left\{ - \left(\frac{L/V - t}{\Delta t} \right)^2 \right\}$$

где ε_0 – электрическая постоянная. Выброс катодного тока получим, разделив заряд $q(t)$ на полуширину узкой части выброса тока Δt :

$$i(t) = \pi \varepsilon_0 \frac{\varphi_0 r_0}{\Delta t} \exp \left\{ - \left(\frac{L/V - t}{\Delta t} \right)^2 \right\} \quad (4.5)$$

Подстановка значений: $\varphi_0 = 2$ кВ, $r_0 = 3$ см, $\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м и $\Delta t = 30$ нс дает амплитуду токового выброса 56 мА, в эксперименте при этих условиях регистрируется амплитуда 51 мА. Аппроксимация переднего фронта катодного тока выражением (4.5) также дает удовлетворительное описание результата эксперимента (рис.4.17).

Так как при записи кривой на рис.4.17 осциллограф был синхронизован по токовому выбросу, то отсчет по оси времени ведется от некоторой произвольной точки, а расчетная кривая искусственно совмещена с экспериментальной по точке максимума. Чтобы правильно воспроизвести момент возникновения выброса тока, нужно было предположить, что средняя скорость при движении волны от анода до катода составляет: $V = 1,1 \cdot 10^7$ см/с.

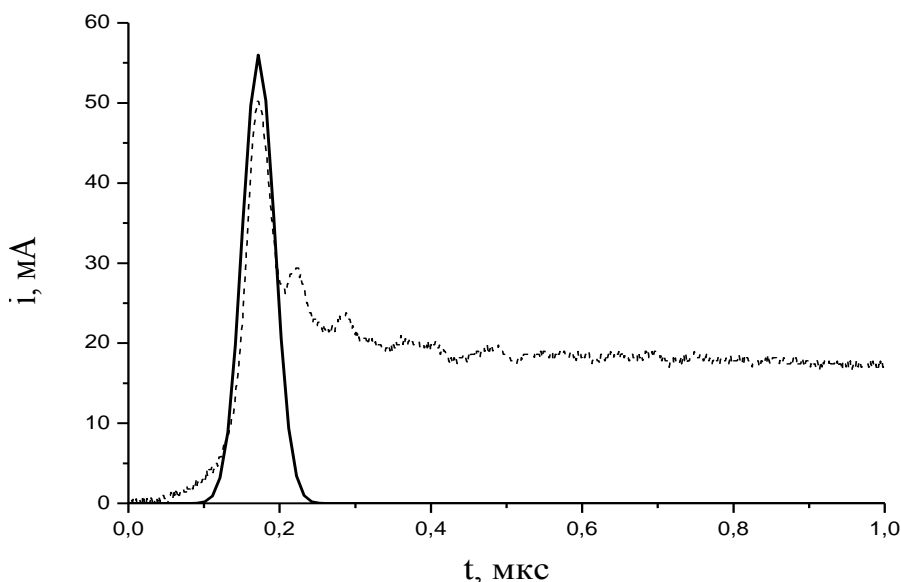


Рис.4.17 Зависимость от времени тока в цепи катода. Прерывистая линия – результат эксперимента, сплошная – результат расчета по формуле (4.5). Азот, $p = 1$ Торр, $R_6 = 260$ кОм, $U_0 = 2,7$ кВ.

Сшивка выражений (4.1) и (4.5) позволяет качественно описать ход зависимости от времени тока в цепи катода (рис.4.18). Точка сшивания выбиралась из предположения того, что разряд емкости C в схеме 4.14 происходит после того, как фронт ВИ достигнет катода, т.е. возникнет первый узкий выброс. Поэтому выбиралась точка, в которой первый пик тока снизился наполовину.

Отклонение расчетной кривой от экспериментальной можно объяснить тем, что при выводе формулы (4.1) значения величин C и R_1 приняты постоянными. По-видимому, эти величины изменяются на начальных стадиях формирования катодного тока. Они выходят на значения, близкие к постоянным, позднее промежутка времени, для которого приведен пример осциллограммы рис.4.18.

Наблюдаемые осцилляции не воспроизводятся ни в одной из частей модели. Их природа может также носить «электротехнический» характер и быть связана, например, с индуктивностью провода, соединяющего катод трубки с точкой заземления. В качестве дополнительного подтверждения разумности предложенного подхода отметим, что оценка амплитуды величины полного заряда во фронте ВИ по формуле (4.5) дает число электронов $N_e \sim 10^{10} \text{ см}^{-3}$. Эта величина соответствует концентрациям электронов, которые

предполагались при моделировании ТФ в азоте при заземленном катоде. Но, тем не менее, узкий выброс тока не является причиной ТФ, поскольку он не отвечает току проводимости через всю трубку.

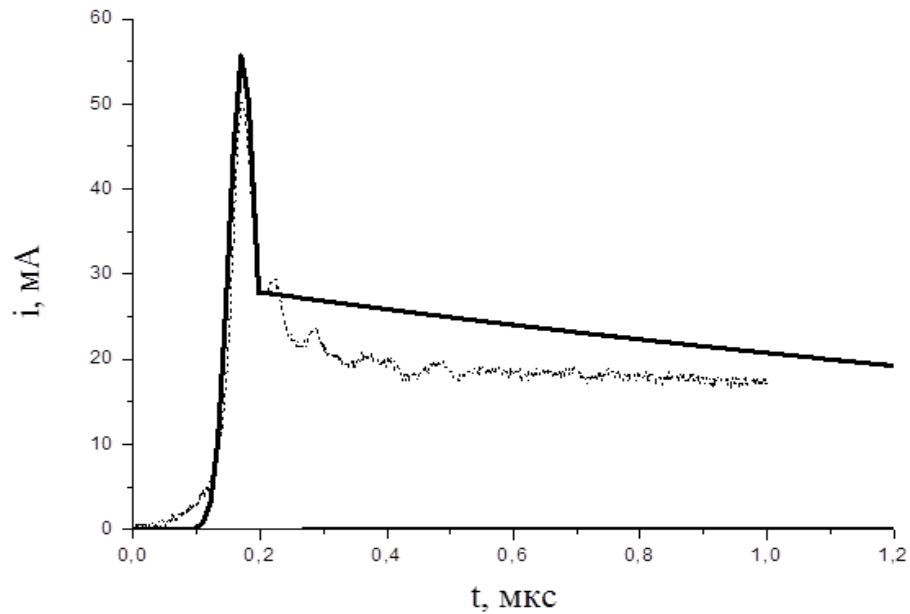


Рис.4.18 Зависимость от времени тока в цепи катода. Прерывистая линия – результат эксперимента, сплошная – результат расчета. Азот, $p = 1$ Торр, $R_0 = 260$ кОм, $U_0 = 2,7$ кВ.

Вместе с тем, исходя из вышесказанного, можно говорить о связи этого явления с волной ионизации. Более того присутствие узких выбросов в цепи заземленного электрода может служить индикатором волнового механизма пробоя трубки. В следующей главе будет рассмотрена ситуация, когда высокая концентрация электронов после предыдущего разряда препятствует формированию фронта волны ионизации даже в случае заземленного катода. При этом зажигание трубки происходит без выбросов катодного тока.

Глава 5. Эффект памяти в азоте

5.1. Наравне с процессами, наблюдаемыми при установлении стационарного разряда, в настоящей работе исследовался непосредственно сам пробой длинной разрядной трубки. В частности, изучалась зависимость динамического пробойного потенциала от быстроты нарастания напряжения и влияния предионизации разрядного промежутка предыдущим пробойным импульсом (эффект памяти).

При осуществлении пробоя длинной трубки в азоте последовательностью импульсов напряжения был обнаружен следующий эффект: при определенной частоте следования пробой происходил лишь в каждом втором импульсе. На рис.5.1 представлен пример осциллограммы последовательности разрядных импульсов, в которой пробой происходит с вдвое меньшей частотой. При этом в отсутствующем импульсе тока напряжение на трубке достигает максимального значения, равного напряжению источника. И, тем не менее, этого напряжения оказывается не достаточным для пробоя. Это, очевидно, является результатом влияния предыдущего разрядного импульса.

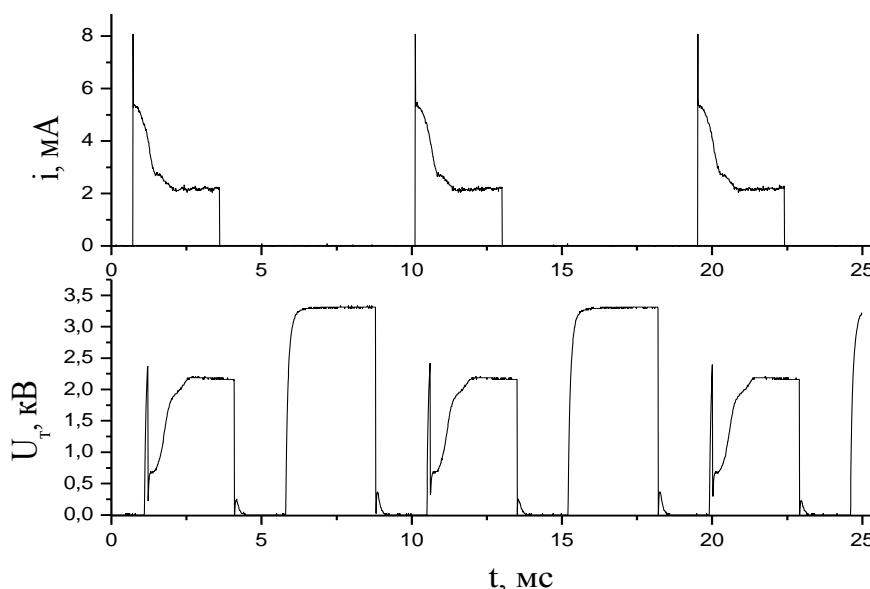


Рис.5.1 Осциллограммы импульсов разрядного тока (верхний график) и напряжения на трубке (нижний график). $p = 1$ Торр, $R_0 = 520$ кОм, $U_0 = 3.3$ кВ, заземленный катод.

Таким образом, наблюдается эффект памяти для напряжения пробоя. В работах, рассмотренных в обзоре литературы (гл.1), эффект памяти определяется для коротких разрядов как зависимость времени запаздывания пробоя от интервала времени после предыдущего разряда. Влияние предшествующего разрядного импульса на напряжение

пробоя ранее не изучалось - ни для коротких, ни для длинных разрядных промежутков. С другой стороны, очевидно, что при конечной скорости роста напряжения на промежутке между этими двумя проявлениями эффекта памяти имеется однозначная связь.

Для детального изучения этого явления вместо простой периодической последовательности импульсов мы использовали последовательность их пар, как описано в главе 2. При этом эффект памяти наблюдался как зависимость напряжения пробоя второго импульса от промежутка времени, прошедшего после первого разряда. Эффект исследовался для различной формы фронтов импульсов напряжения: пропорционального $[(1 - \exp(-t/\tau))]$ (будем далее для краткости называть его «экспоненциальным»), и линейно растущего.

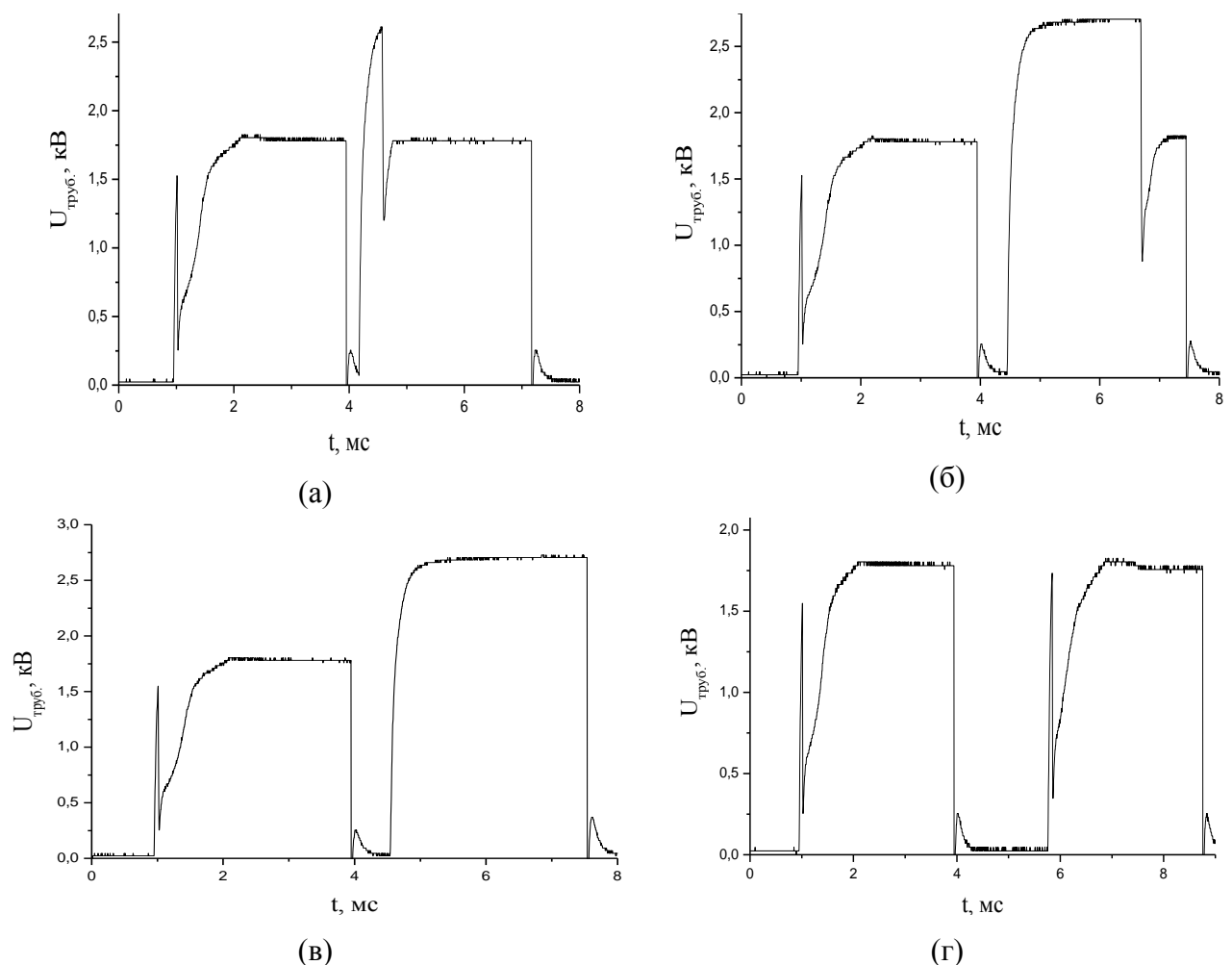


Рис.5.2 Осциллограммы напряжения на разрядной трубке. $p = 1$ Торр, $R_{\delta} = 520$ кОм, напряжение источника 2,8 кВ, катод заземлен, задержка: 0,2 мс (а) 0,5 мс (б), 0,6 мс (в), 2 мс (г).

Первые исследования показали, что проявление эффекта сложным образом зависит от напряжения источника и величины тока в установившемся разряде. При этом эффект мог видоизменяться, переходя от отсутствия пробоя к сильному затягиванию момента пробоя и нормальному загоранию второго разряда при изменении только лишь интервала времени

между импульсами. Во всех случаях пробойное напряжение первого импульса не испытывало особенностей, наблюдаемых для второго импульса. На рис.5.2 представлена ситуация, когда при сохранении величин разрядного тока и напряжения источника последовательное увеличение задержки между импульсами в паре приводит к изменению вида эффекта памяти.

Из приведенных графиков видно, что при определенных условиях относительно небольшое изменение интервала между импульсами может приводить к резкому изменению картины эффекта. При этом воспроизводимость этой картины существенно зависит от чистоты газа, поверхностей стенок и электродов, а также точности выставления электрических параметров. Эксперименты, результаты которых легли в основу настоящей работы, проводились при максимальном напряжении источника, достаточном для исключения случаев отсутствия пробоя. В такой постановке эксперимента эффект памяти можно было наблюдать как зависимость динамического напряжения пробоя второго импульса от промежутка времени, прошедшего после первого разряда.

Графики на рис.5.2 демонстрируют главную особенность обнаруженного эффекта: в определенном диапазоне задержек пробойное напряжение второго импульса превосходит напряжение пробоя первого импульса. Это явление было названо нами аномальным эффектом памяти (АЭП). Отсутствие пробоя в последующем импульсе при наличии его в предыдущем импульсе при зажигании длинной разрядной трубки наблюдалось ранее [32] (гл. 1), но не изучалось подробно.

Как и в случае ТФ, была обнаружена зависимость эффекта памяти от полярности напряжения источника. Описанный выше АЭП наблюдается при положительной полярности импульсов, при отрицательной же полярности очень слабый аномальный эффект можно получить лишь в специальных условиях (см. текст ниже).

Известно, что динамический пробойный потенциал зависит от быстроты нарастания напряжения [40]. Это обстоятельство мотивировало проведение в данной работе исследований влияния скорости роста напряжения на характеристики эффекта памяти. Для этих целей пробой производился импульсами с линейно растущим фронтом, так как в этом случае параметр dU/dt определяется однозначно. При различных фиксированных значениях dU/dt исследовались зависимости вида: $U_{b2} = f(\Delta t)$, где Δt – интервал времени от окончания предыдущего разрядного импульса, U_{b2} – динамическое пробойное напряжение второго импульса.

Правильная интерпретация результатов таких измерений требует знания самой зависимости динамического пробойного потенциала от скорости роста напряжения. Из

литературных источников известно лишь, что в случае коротких разрядных промежутков такая зависимость имеет монотонно возрастающий характер. Информация о возникновении особенностей на такой зависимости при переходе к длинным разрядным трубкам отсутствует. Это обстоятельство послужило причиной проведения предварительных измерений зависимостей $U_b = U_b(dU/dt)$ при пробое трубки простой последовательностью импульсов линейно растущего напряжения.

5.2. Изучение зависимости динамического напряжения пробоя от экспериментальных условий

Исследования проводились для разных частот повторения импульсов в диапазоне от 0,1 Гц до 50 Гц и наклонов фронта напряжения от $5 \cdot 10^5$ до $10^7 - 10^8$ В/с для четырех балластных резисторов: 100 кОм, 260 кОм, 520 кОм, и 1 МОм, при напряжении источника 3,6 кВ. Длительность импульса от момента приложения напряжения составляла 10 мс. Каждая из экспериментальных точек на представленных ниже графиках получалась усреднением по 50 измерениям. Погрешности, показанные на рисунках, найдены из разброса результатов и представляют собой стандартное отклонение единичного измерения. Погрешность средних значений в $\sqrt{50} \approx 7$ раз меньше. Измерения проводились как для положительной, так и для отрицательной полярности напряжения источника.

При положительной полярности импульсов напряжение пробоя демонстрирует различное поведение в зависимости от периода следования импульсов. На рисунке 5.3 приведена зависимость $U_b(dU/dt)$ для периода следования 1с.

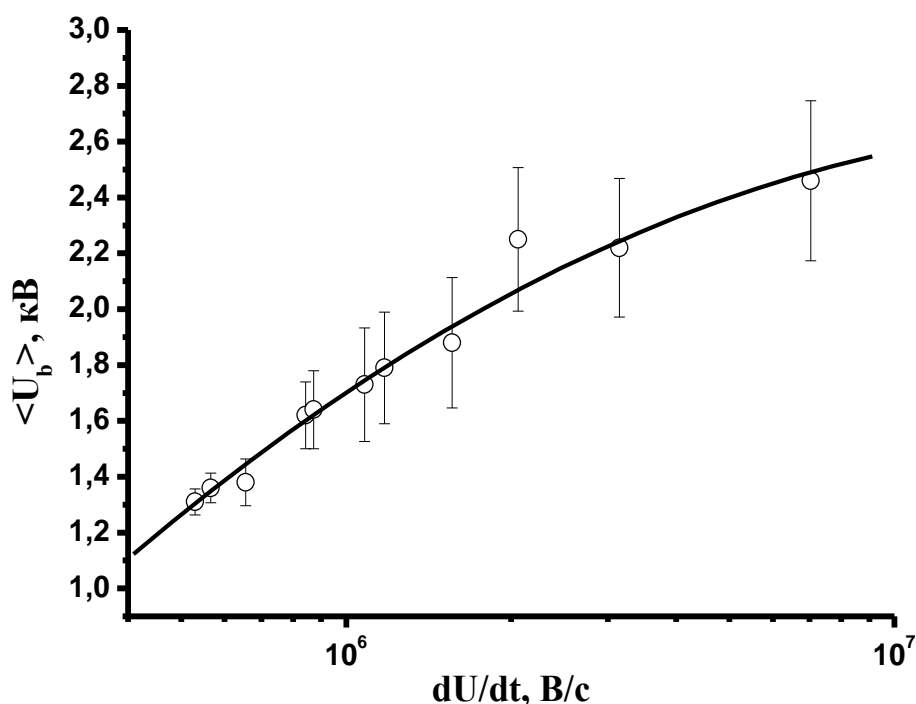


Рис.5.3 Зависимость среднего пробойного напряжения от dU/dt . $p = 0.6$ Торр, частота

следования импульсов 1 Гц, $R_0 = 260$ кОм.

Из графика видно, что в этом случае измеряемая величина носит статистический характер, на что указывает большой разброс значений. Для усредненных значений пробойных потенциалов получается монотонно растущая зависимость. При уменьшении периода ход зависимости кардинально меняется. На рис.5.4а представлены зависимости пробойного напряжения для периодов импульсов 200, 100 и 50 мс. Из графика для напряжения видно, что имеется слабо выраженный максимум при $dU/dt \approx 10^6$ В/с с небольшими осцилляциями U_b , затем резкий, почти двукратный спад и примерно постоянное значение в области $10^7 - 10^8$ В/с. Для большей части точек статистический разброс значений пробойного напряжения отсутствует уже при 200 мс. Исключения составляют точки в области минимальных значений dU/dt , для них наблюдается относительно высокий разброс значений.

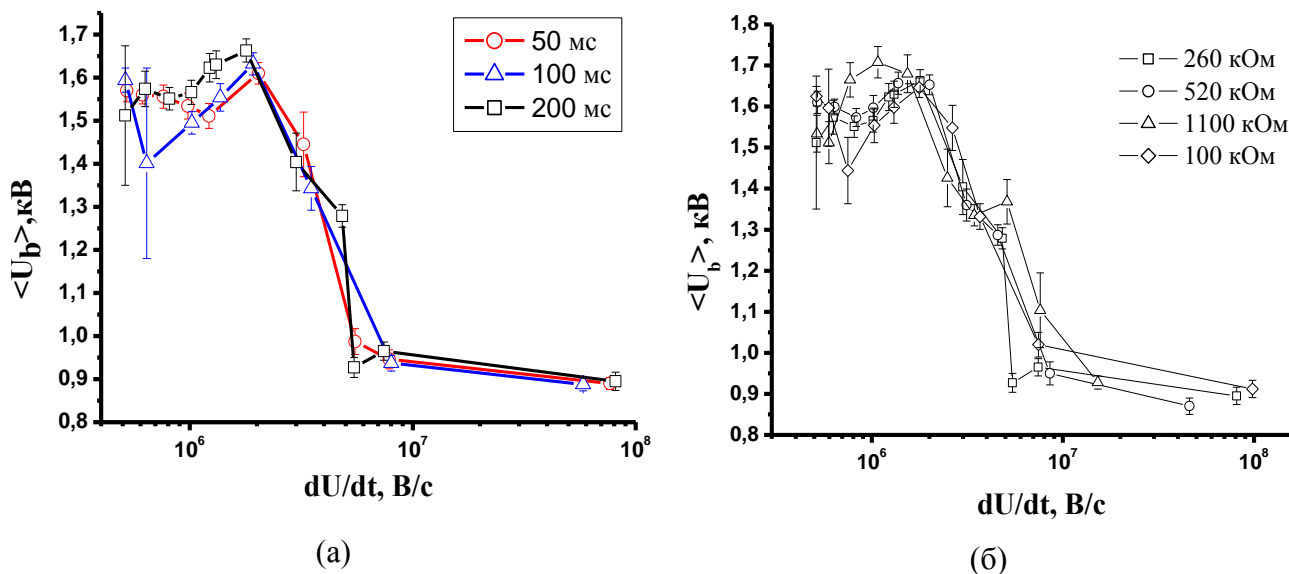


Рис.5.4 Зависимость среднего пробойного напряжения от dU/dt . $p = 0.6$ Торр. а) периоды повторения импульсов 50, 100, 200 мс, $R_0 = 260$ кОм; б) $R_0 = 260, 520, 100$ кОм и $1,01$ МОм, период повторения 200 мс.

Увеличение балластного сопротивления, т.е. уменьшение величины силы тока в установившемся разряде, не приводит к заметным изменениям полученной зависимости (рис.5.4б). При увеличении давления спад становится более резким, на рис.5.5а это наблюдение демонстрируется сравнением кривых для 0,6 Торр и 1,0 Торр. Также можно отметить, что график для большего давления лежит целиком выше.

Начиная с некоторой частоты повторения импульсов, максимум при малых значениях dU/dt начинает снижаться. Так, при уменьшении периода до 15 мс пробойное напряжение снижается на 400 В, а статистический разброс принимает минимальные значения, около

0,3% (рис.5.5б). Оказалось, что, в зависимости от того, лежит ли величина dU/dt слева от скачка зависимости $U_b(dU/dt)$ или справа, временной ход межэлектродного напряжения в области пробоя выглядит существенно по-разному. На рис.5.6а показаны осциллограммы напряжения для двух значений dU/dt : до скачка ($dU/dt = 1.8 \cdot 10^6$ В/с) и после скачка ($7.1 \cdot 10^7$ В/с). Если в первом случае напряжение пробоя в 1.6 раза превышает напряжение на установившемся разряде U_{st} , то во втором оно на 20% меньше.

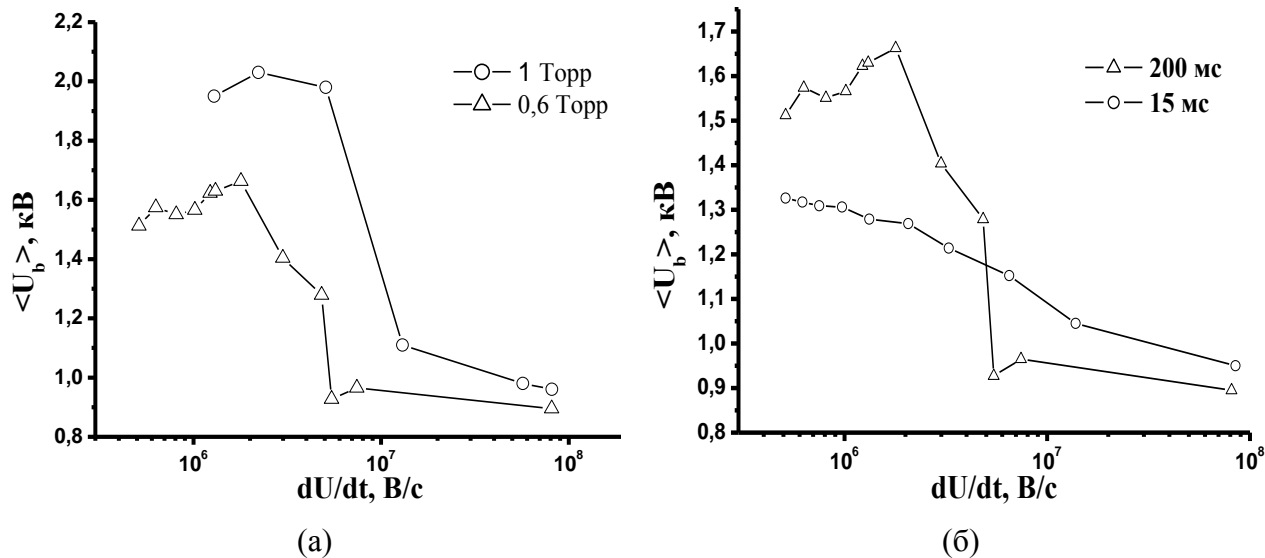


Рис.5.5 Зависимость среднего пробойного напряжения от dU/dt , а) $p = 0,6$ и $1,0$ Торр, $R_0 = 260$ кОм, период повторения импульсов 200 мс; б) $R_0 = 260$ кОм, периоды повторения импульсов 200 мс и 15 мс.

Ситуация, когда $U_b > U_{st}$, является обычной и объясняется разогревом газа в разряде и наличием вторичных процессов ионизации. Обратная картина выглядит непривычной. То, что пробой происходит именно в точке локального максимума кривой $U(t)$, доказывается сравнением осциллограмм напряжения и тока разряда (рис.5.6б).

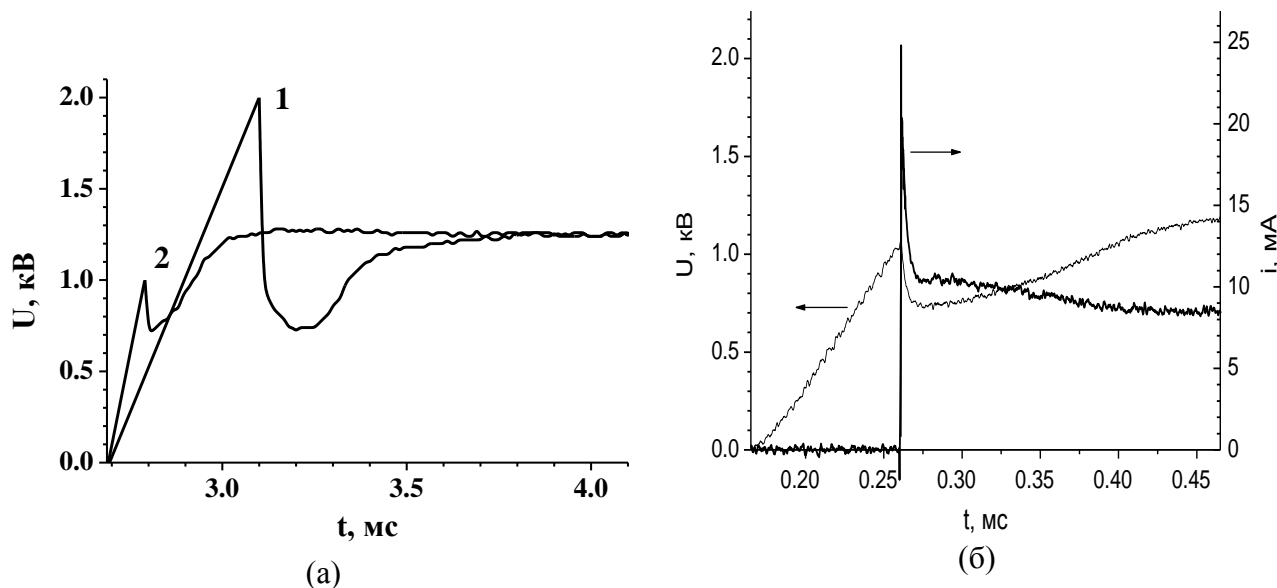


Рис.5.6 $p = 1$ Торр, $R_b = 260$ кОм, период 200 мс. а) Осциллограммы напряжения. $dU/dt = 5,1 \cdot 10^6$ В/с (1), $1,3 \cdot 10^7$ (2); б) Осциллограммы напряжения и тока, $dU/dt = 1,3 \cdot 10^7$ В/с.

При отрицательной полярности импульсов напряжения падающая зависимость пробойного потенциала от dU/dt сохраняется вплоть до периода повторения разрядных импульсов 1 с (рис.5.7а). При этом стохастический характер выражен слабо, поскольку отсутствует существенный разброс значений. В отличие от пробоя положительным напряжением, в данной ситуации спад происходит начиная с минимальной крутизны фронта и не наблюдается протяженная область высоких значений U_b . Лишь при интервале между импульсами в 10 с наблюдается существенное увеличение статистического разброса U_b , особенно при большой крутизне фронта импульса, но полученная зависимость $U_b(dU/dt)$ явно не возрастающая (рис.5.7б).

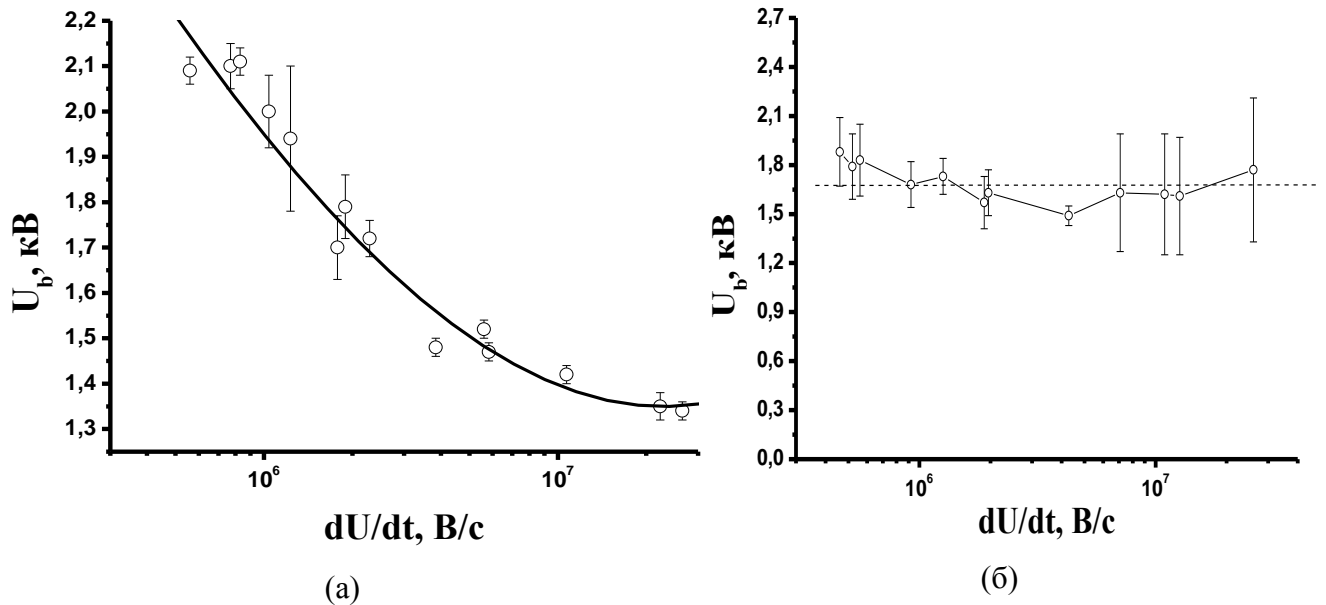
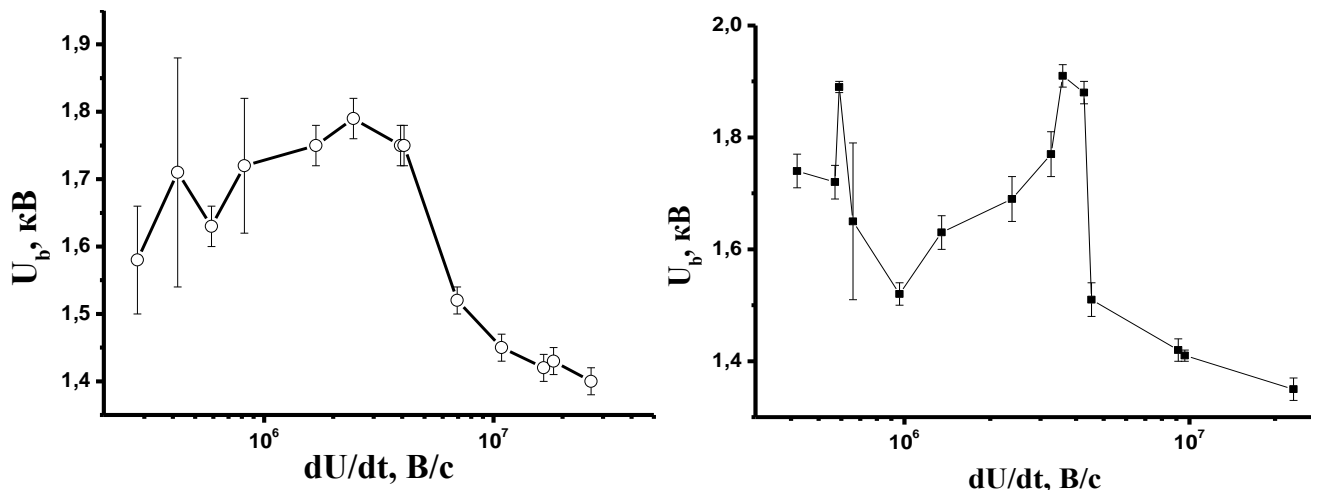


Рис.5.7 Зависимость пробойного напряжения от dU/dt , $p = 1$ Торр, $R_b = 260$ кОм, период повторения: а) 1 с, б) 10 с. Анод заземлен



(a)

(б)

Рис.5.8 Зависимость пробойного напряжения от крутизны фронта импульса. $p = 1$ Торр, $R_6 = 260$ кОм, период повторения: а) 200 мс, б) 100 мс. Анод заземлен
 Для периода повторения импульсов 200 мс в области dU/dt от $0,5 \cdot 10^3$ В/мс до $5 \cdot 10^3$ В/мс имеется максимум U_b , после которого наблюдается плавный спад с выходом на слабо изменяющееся значение (рис.5.8а). При этом спад происходит всего в 1,2 раза. При малых dU/dt стандартное отклонение U_b довольно большое, в дальнейшем оно убывает вместе с величиной U_b , достигая значения, равного примерно 20 В.

Из сравнения этого графика с аналогичной кривой, полученной для пробоя с заземленным катодом (рис.5.9), видно, что значения пробойных напряжений в области максимума для случая заземленного анода находятся ниже. Но в области высоких dU/dt ситуация обратная: значения U_b при заземленном катоде ниже (рис.5.9). При любых наклонах фронта импульса напряжение пробоя с заземленным анодом всегда выше напряжения в установившемся разряде.

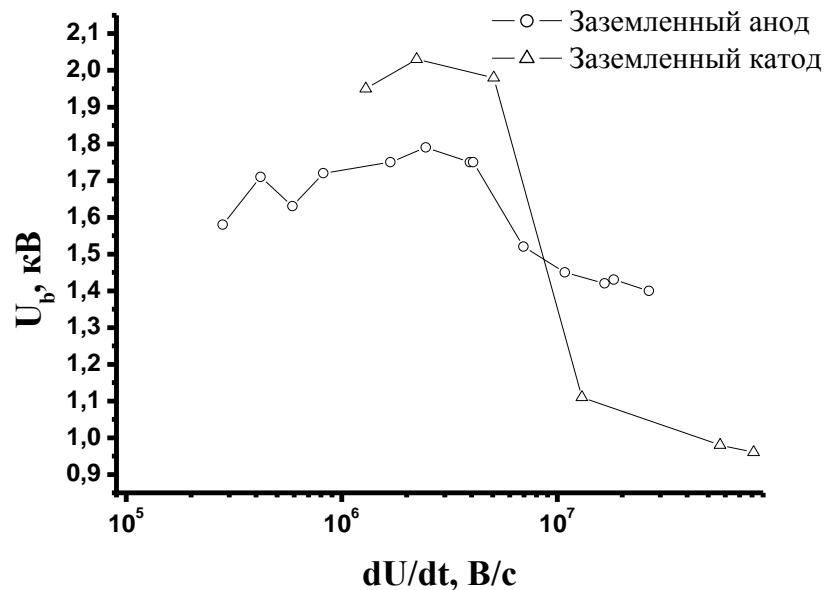


Рис.5.9 Сравнение зависимостей напряжения пробоя от крутизны фронта импульса при различных полярностях напряжения источника. $p = 1$ Торр, $R_6 = 260$ кОм.

В начальной части кривой рис.5.8а видна плохо воспроизводящаяся структура. При повышении частоты повторения импульсов до 10 Гц (рис.5.8б) структура становится более явной и выражается в виде отчетливого минимума.

5.3. Связь скорости волны ионизации с быстротой роста напряжения

При пробое с заземленным катодом измерения пробивного напряжения сопровождались измерениями скорости волны ионизации. Эта величина также исследовалась как функция крутизны фронта и частоты следования импульсов напряжения.

Эксперимент был организован таким образом, что при записи осциллограммы напряжения синхронно записывался сигнал с ФЭУ. В итоге оказалось возможным проследить зависимость скорости ВИ $v_{\text{ВИ}}$ от реализующегося значения динамического напряжения пробоя U_b . Ранее в других работах производились измерения зависимостей скорости волн ионизации от амплитуды приложенного импульса напряжения, связь же с напряжением зажигания не исследовалась. По этой причине приведем вначале результаты измерений зависимости $v_{\text{ВИ}}(U_b)$ в условиях отсутствия влияния предыдущих импульсов на пробой. Для этих целей разряд зажигался в режиме ручного запуска с интервалом между импульсами не менее 1 мин. Графики на (рис. 5.10 а, б) показывают очень большой разброс значений скорости ВИ и реализующегося значения пробойного напряжения от импульса к импульсу. График на (рис. 5.10 в) демонстрирует, тем не менее, однозначно выраженную корреляционную зависимость $v_{\text{ВИ}}(U_b)$.

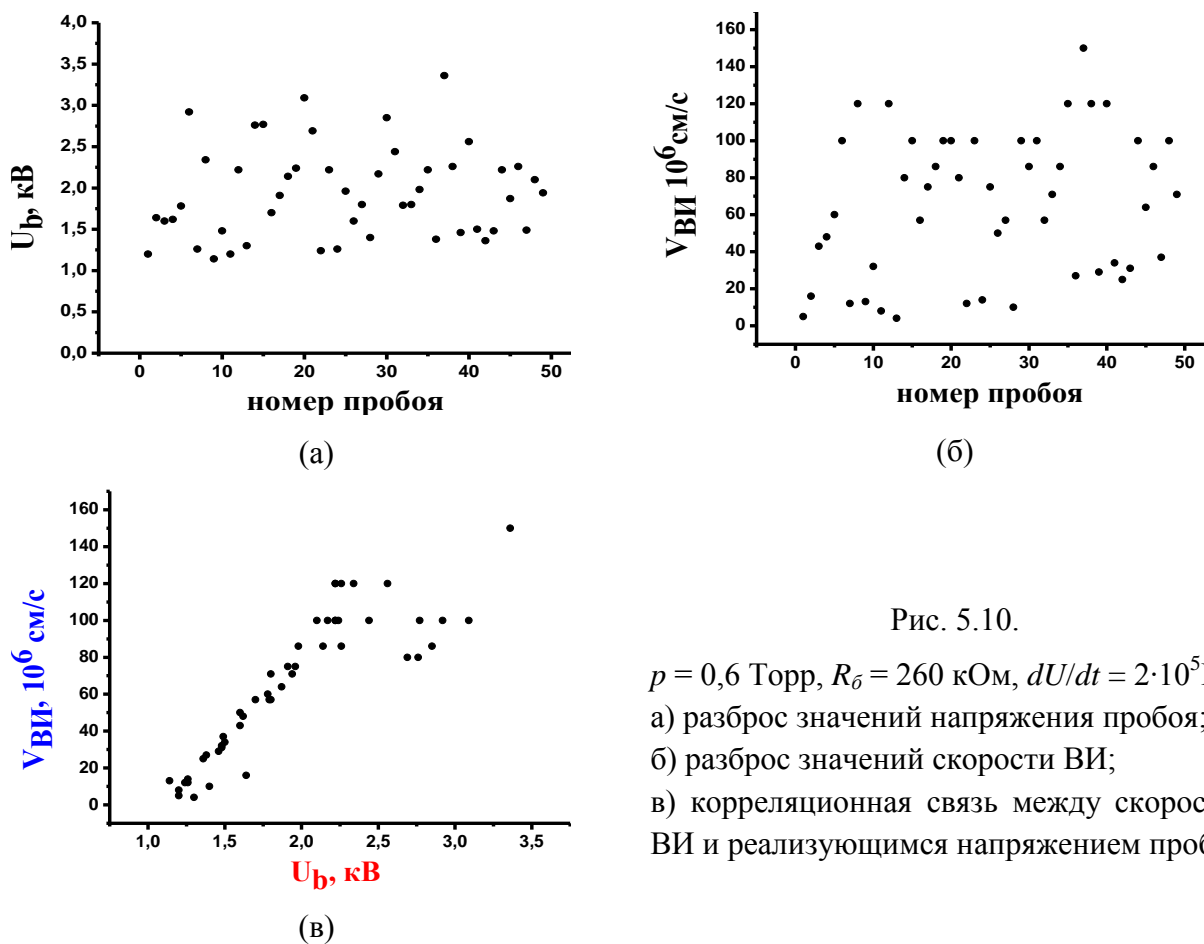


Рис. 5.10.

$p = 0,6$ Торр, $R_{\bar{o}} = 260$ кОм, $dU/dt = 2 \cdot 10^5$ В/с

- а) разброс значений напряжения пробоя;
- б) разброс значений скорости ВИ;
- в) корреляционная связь между скоростью ВИ и реализующимся напряжением пробоя.

На рисунке 5.10 г представлен набор точек, отвечающих корреляционным зависимостям, полученным при различных скоростях роста напряжения. Можно заметить, что лишь точки для минимальной скорости роста напряжения, равной 5 В/мс, выбиваются из общей тенденции. То, что точки, отвечающие скоростям роста напряжения, отличающимся в

5 – 6 раз, укладываются на одну общую кривую, показывает, что зависимость скорости ВИ от U_b сильнее, чем от dU/dt , по крайней мере, когда последняя изменяется в исследованном диапазоне. Примечательно, что вид этой кривой близок к линейному.

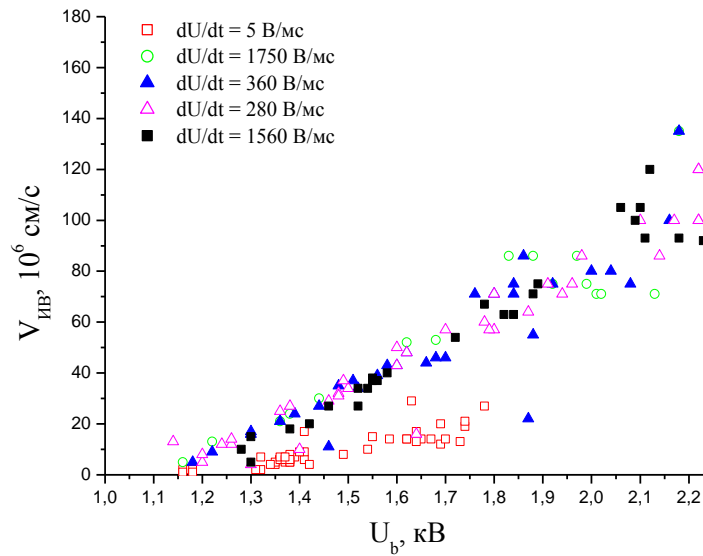


Рис.5.10 г. Зависимость скорости ВИ от величины динамического напряжения пробоя.
 $p = 0,6$ Торр, $R_6 = 260$ кОм.

Схожая зависимость наблюдалась при проведении аналогичного эксперимента в гелии. В этом случае использовались импульсы с экспоненциальным фронтом. Для изменения скорости роста напряжения параллельно трубке подключались конденсаторы различной емкости и использовались различные балластные резисторы (260, 520 и 1010 кОм).

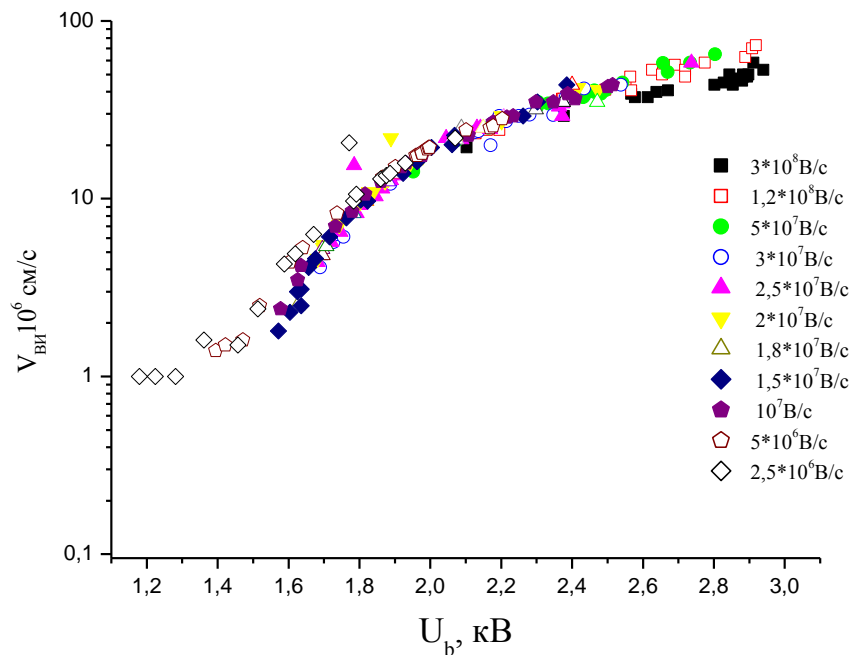


Рис.5.11 Зависимость скорости волны ионизации от величины динамического напряжения пробоя при различных начальных скоростях роста напряжения. Гелий $p = 1,0$ Торр,

напряжение источника 3,1 кВ

На рисунке 5.11 представлены соответствующие результаты для различных начальных скоростей роста напряжения $(dU/dt)_0 = U_{PS}/R_6C$, где C – добавочная емкость, U_{PS} – напряжение источника. Так же, как и в случае пробоя в азоте линейно-растущим напряжением, точки, отвечающие разным скоростям роста напряжения, стремятся к одной кривой, вне зависимости от значения R_6C . В области низких скоростей роста напряжения наблюдается изгиб кривой, после которого ее дальнейший ход близок к линейному. Таким образом, корреляция между скоростью ВИ и напряжением пробоя наблюдается для двух разных газов при разных условиях возбуждения разряда и в диапазоне скоростей роста напряжения, составляющих примерно два порядка величины.

Теперь рассмотрим случай достаточно высокой частоты повторения импульсов, когда возможно влияние предыдущего импульса на скорость ВИ. На рисунке (5.12а) представлены результаты измерений скорости ВИ в случае, когда разряд зажигался последовательностью импульсов линейно-растущего напряжения с периодом 200 мс и различными наклонами фронта.

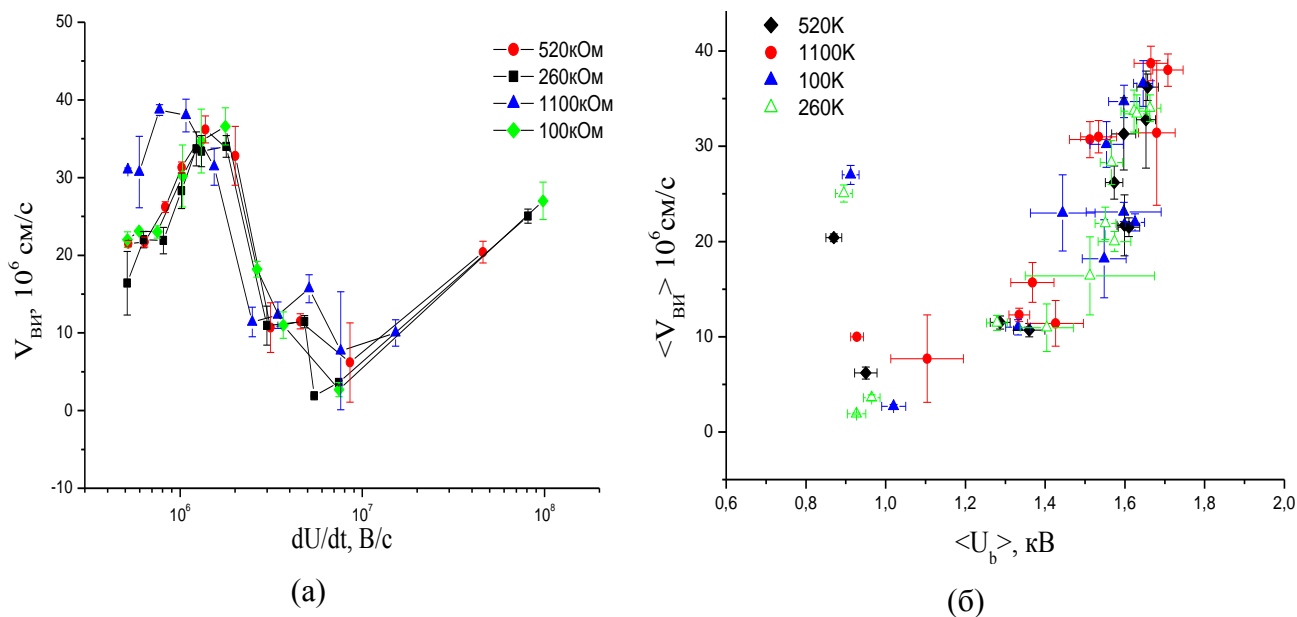


Рис. 5.12. Зависимость усредненной скорости ВИ а) от быстроты нарастания напряжения, б) от среднего пробойного напряжения. Давление 0,6 Торр, период повторения 200 мс.

Кривые получены для четырех различных балластных резисторов и отражают зависимость усредненной скорости ВИ от быстроты роста напряжения. Сравнение этого рисунка с рис. 5.4б показывает, что скорость ВИ, как и в предыдущих случаях, «следит» за напряжением пробоя, проявляя схожую зависимость от dU/dt . В области низких значений скорости роста напряжения наблюдается максимум, затем резкий спад. Правда, при наибольших значениях $dU/dt \sim 10^8$ В/с, когда наблюдаются минимальные пробойные

напряжения, скорость ВИ, наоборот, возрастает. На (рис.5.12б) из представленных кривых получена зависимость усредненной скорости ВИ от усредненного пробойного напряжения. Области максимальных значений dU/dt отвечают выпадающие из общей зависимости точки при минимальных $\langle U_b \rangle$. Так же, как в экспериментах с изменяемым RC , наблюдается независимость результатов от величины балластного сопротивления.

5.4. Эффект памяти

Описанные выше результаты демонстрируют явную зависимость характеристик пробоя от частоты повторения разрядных импульсов. Из всех описанных случаев в общие представления о пробое как о стохастическом процессе укладываются только результаты для периода 1с при заземленном катоде, и, с оговорками, для периода 10 с при заземленном аноде. При меньших периодах возникает влияние на пробой предыдущего импульса, что проявляется, в частности, в низком разбросе значений напряжения зажигания.

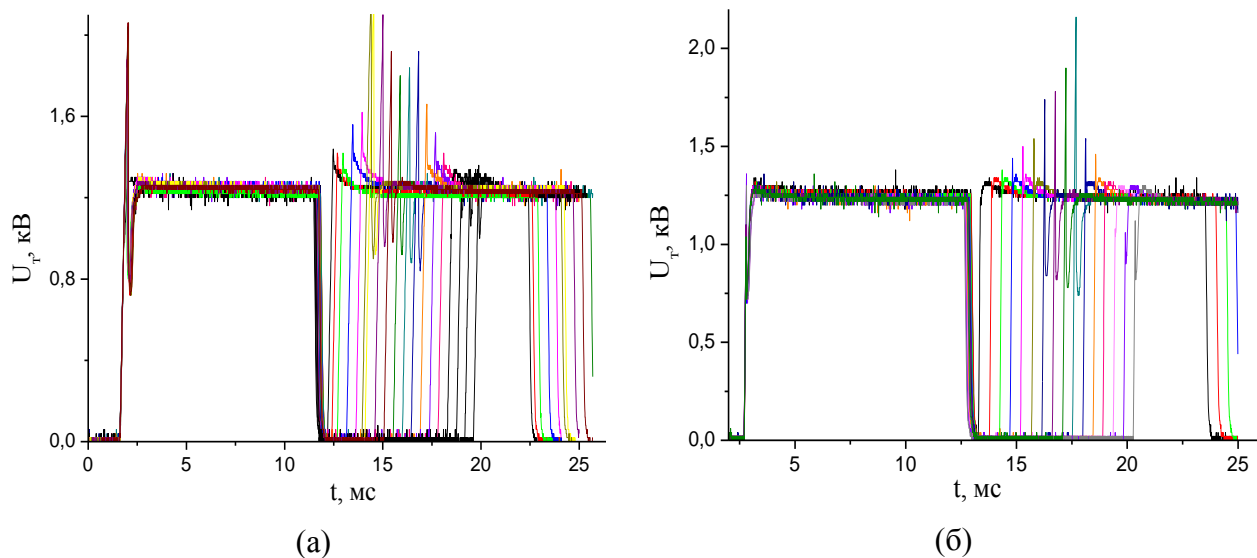


Рис.5.13 Набор осциллограмм импульсов напряжения, прикладываемых к трубке при различных задержках между ними. $p = 1$ Торр, $R_0 = 260$ кОм, а) $dU/dt = 5,1 \cdot 10^6$ В/с, б) $dU/dt = 13 \cdot 10^6$ В/с.

Таким образом, возникает эффект памяти, стабилизирующий момент пробоя и снижающий среднее значение пробойного напряжения. При этом эффект памяти испытывает и волна ионизации. Падающая зависимость $U_b(dU/dt)$, возможно, также является одним из его проявлений.

Рассмотрим эксперименты по пробую парами импульсов. Так как была обнаружена зависимость динамического пробойного напряжения от крутизны фронта импульса, то, очевидно, что кривые $U_b(\Delta t)$, где Δt – интервал времени между импульсами в паре, будут разными для разных dU/dt . Задержка между импульсами в паре варьировалась от 0,5 до 60-70

мс. Для исследований были выбраны шесть значений dU/dt : три значения в области максимума на кривых $U_b(dU/dt)$, три – после спада напряжения, в области его выхода на приблизительно постоянный уровень.

5.4.1 Пробой с заземленным катодом

На рисунке (5.13 а, б) приведены наборы осциллограмм, иллюстрирующих оба импульса при различных задержках и двух значениях наклона фронта импульса $5,1 \cdot 10^6 \text{ В/с}$ и $13 \cdot 10^6 \text{ В/с}$. Фронты первых импульсов совмещены по моменту приложения напряжения к трубке. Представлен набор задержек от 0,5 мс до 8,5 мс, который отвечает области наиболее сильного влияния предыдущего импульса на пробой. Если сравнить напряжения зажигания первого U_{b1} и второго импульсов U_{b2} , то можно заметить, что при большом значении dU/dt ($13 \cdot 10^6 \text{ В/с}$) проявляется ситуация, когда $U_{b2} > U_{b1}$, то есть наблюдается аномальный эффект памяти.

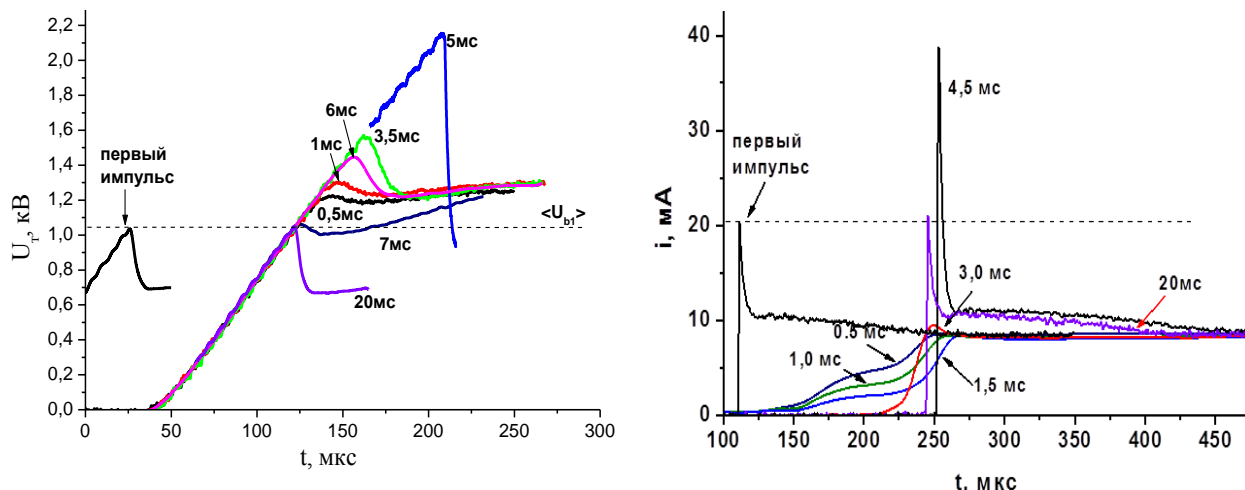
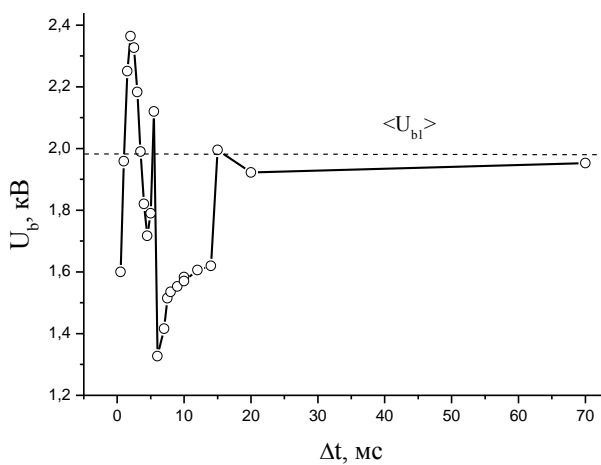


Рис. 5.14 Осциллограммы напряжения на трубке и разрядного тока при задержках от 0,5 до 5 мс; $R_0 = 260 \text{ кОм}$, $U_0 = 3.6 \text{ кВ}$, $dU/dt = 5.6 \cdot 10^6 \text{ В/с}$.

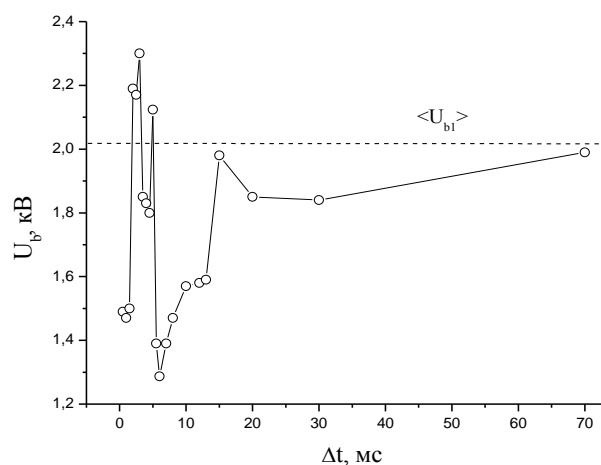
На рис.5.14 представлены осциллограммы развернутых передних фронтов импульсов напряжений для этого значения dU/dt . Отдельно показан фронт первого импульса, а фронты второго импульса совмещены в точке начала роста напряжения, подписи рядом с ними указывают на величину задержки Δt . Также представлены осциллограммы токов в цепи заземленного электрода, снятые синхронно с осциллограммами напряжений. Отчетливо демонстрируется постепенный рост напряжения зажигания второго импульса при увеличении задержки от 0,5 до 5 мс, после чего происходит его спад до напряжения загорания первого импульса. Обратим внимание на то обстоятельство, что даже при наименьших задержках эффект имеет аномальный характер. В то же время максимум на разрядном токе при малых задержках заметно меньше выброса тока первого импульса и

почти не отличается от установившегося значения. Обращает на себя внимание существенный предпробойный ток, развивающийся в две стадии. Такая структура токового сигнала вообще характерна для импульсов с пологим фронтом.

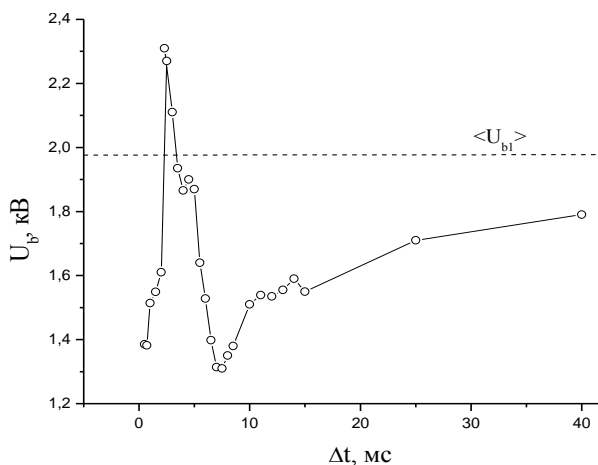
При этом на первой стадии ток выходит на примерно постоянный уровень, а на второй почти экспоненциально нарастает до пробойного значения. При $dU/dt > 10^7$ первая стадия на осциллограмме тока не наблюдается. При задержке 4,5 мс скачком возникает резкий фронт и высокий выброс тока, который возрастает, пока увеличивается пробойный потенциал. Ток и напряжение второго импульса становятся идентичны аналогичным величинам в первом импульсе при задержке ~ 20 мс. По-видимому, именно при таких интервалах времени прекращается сильное влияние предыдущего разряда на пробой.



(а)



(б)



(в)

Рис.5.15 Графики зависимости динамического напряжения пробоя от интервала времени между импульсами.

$p = 1$ Торр, $R_0 = 260$ кОм, а) $dU/dt = 1.3 \cdot 10^6$ В/с, б) $dU/dt = 2.2 \cdot 10^6$ В/с, в) $dU/dt = 5.1 \cdot 10^6$ В/с.

Рассмотрим зависимость динамического напряжения пробоя от величины задержки между импульсами. На рис.5.15 приведены кривые $U_b(\Delta t)$ для трех малых значений наклона фронта импульса. Пунктирной линией обозначен уровень среднего пробойного напряжения первого импульса $\langle U_{b1} \rangle$, к которому стремится потенциал пробоя 2-го импульса U_{b2} .

Согласно графикам, при относительно небольших значениях dU/dt выход величины U_{b2} на уровень $\langle U_{b1} \rangle$ происходит примерно в области задержки ≥ 70 мс.

На всех трех кривых можно отметить область аномального эффекта памяти при Δt от 2 до 5 мс. После максимума, связанного с аномальным эффектом, происходит спад с промежуточным небольшим пиком, после которого напряжение пробоя падает до минимального значения. Величина перепада между максимальным и минимальным значением составляет примерно 1 кВ. Для наименьших значений dU/dt (рис.5.15 а, б) последующий плавный выход из точки минимума сменяется резким скачком почти до величины U_{b1} , при $\Delta t \sim 15$ мс. Все эти особенности устойчиво воспроизводились в проверочных экспериментах.

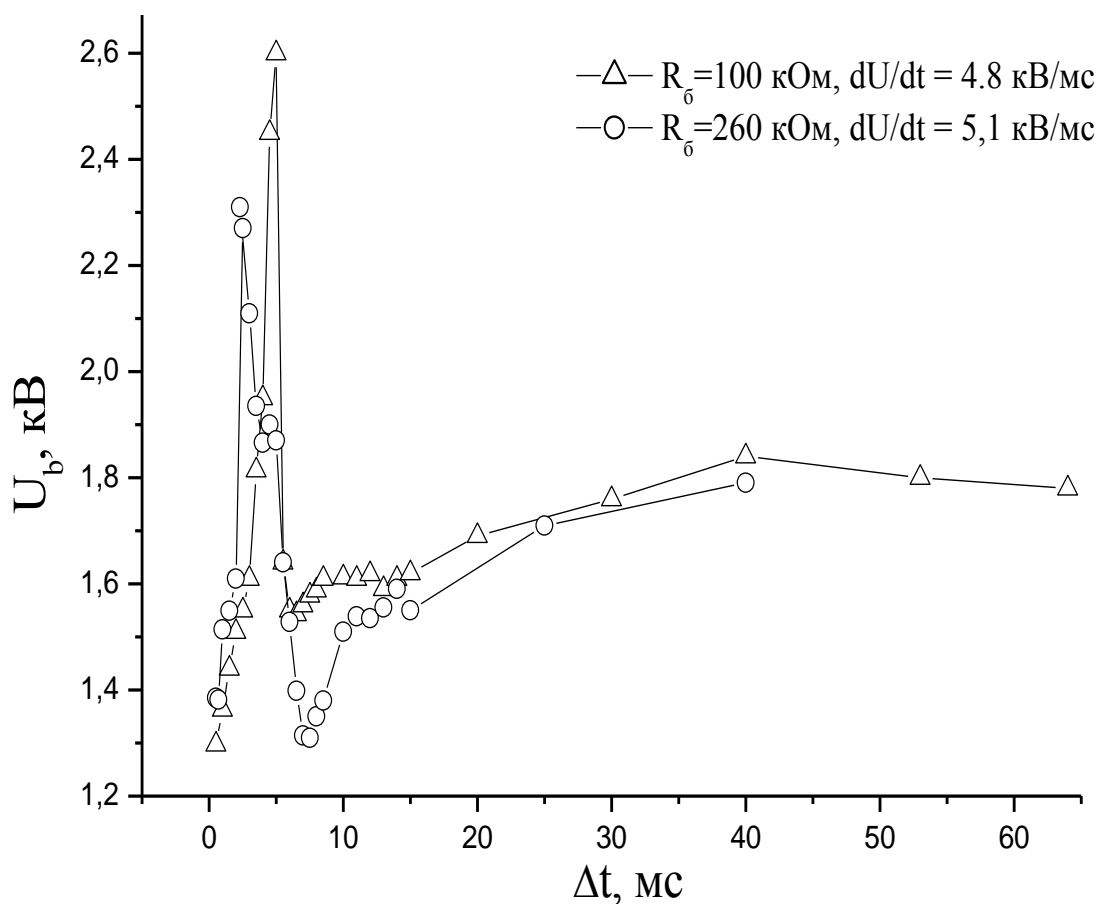


Рис.5.16 Сравнение графиков зависимости динамического напряжения пробоя от интервала времени между импульсами, полученных при различном разрядном токе.

Уменьшение балластного сопротивления в 2,5 раза, т.е. увеличение разрядного тока, не приводит к существенным изменениям описываемых кривых. На рис.5.16 приводятся результаты сравнения кривых, полученных для близких значений наклона фронта ($5,1 \cdot 10^3$ В/мс и $4,8 \cdot 10^3$ В/мс). Увеличение тока приводит к снижению ширины максимума и подъёму его амплитуды на 300 В. Одновременно точка минимума поднимается примерно на 200 В,

после которой кривая плавно выходит на такое же значение пробойного напряжения первого импульса.

При увеличении крутизны фронта импульса картина эффекта меняется. Максимум, отвечающий аномальному эффекту, становится более четким, при этом превышение пробойного напряжения второго импульса над напряжением первого наблюдается уже при минимальной задержке. Графики на рис. 5.17 иллюстрируют эту ситуацию.

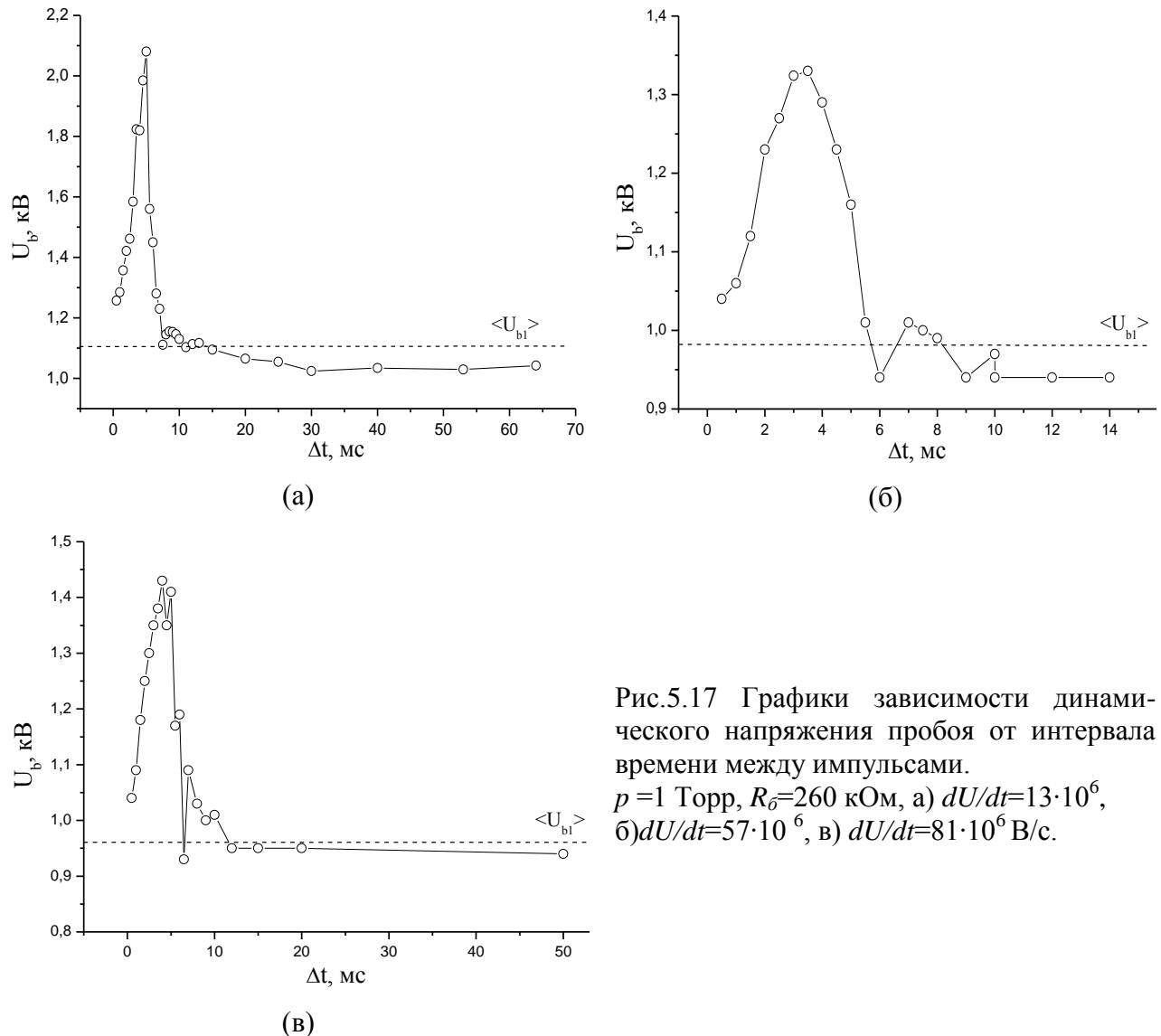


Рис.5.17 Графики зависимости динамического напряжения пробоя от интервала времени между импульсами.
 $p = 1$ Торр, $R_0 = 260$ кОм, а) $dU/dt = 13 \cdot 10^6$,
 б) $dU/dt = 57 \cdot 10^6$, в) $dU/dt = 81 \cdot 10^6$ В/с.

Максимальное значение напряжения при $dU/dt = 13 \cdot 10^3$ В/мс составляет 1кВ. С увеличением крутизны наклона фронта напряжения примерно втрое амплитуда снижается в два раза. Также снижается минимальное пробойное напряжение, которое теперь почти совпадает с напряжением пробоя первого импульса. В отличие от рассмотренной ситуации с более низкими скоростями роста напряжения, отсутствует провал напряжения зажигания после области аномального эффекта, наблюдается плавный спад кривой с выходом на стационарное значение.

Повышение разрядного тока заметно снижает эффект (рис.5.18). На рисунке сравниваются кривые, полученные для одного значения наклона фронта импульсов, но разных токов, отличающихся примерно в 2 раза. Видно, что максимум напряжения заметно снижается, но сохраняет свою ширину. Часть кривой, идущая от максимума аномального эффекта памяти к значению напряжения пробоя первого импульса, расположена выше кривой для меньшего тока. Таким образом, увеличение тока при высоких dU/dt приводит к обратному поведению кривых зависимости напряжения пробоя от задержки между импульсами в сравнении со случаем малых наклонов фронтов напряжений.

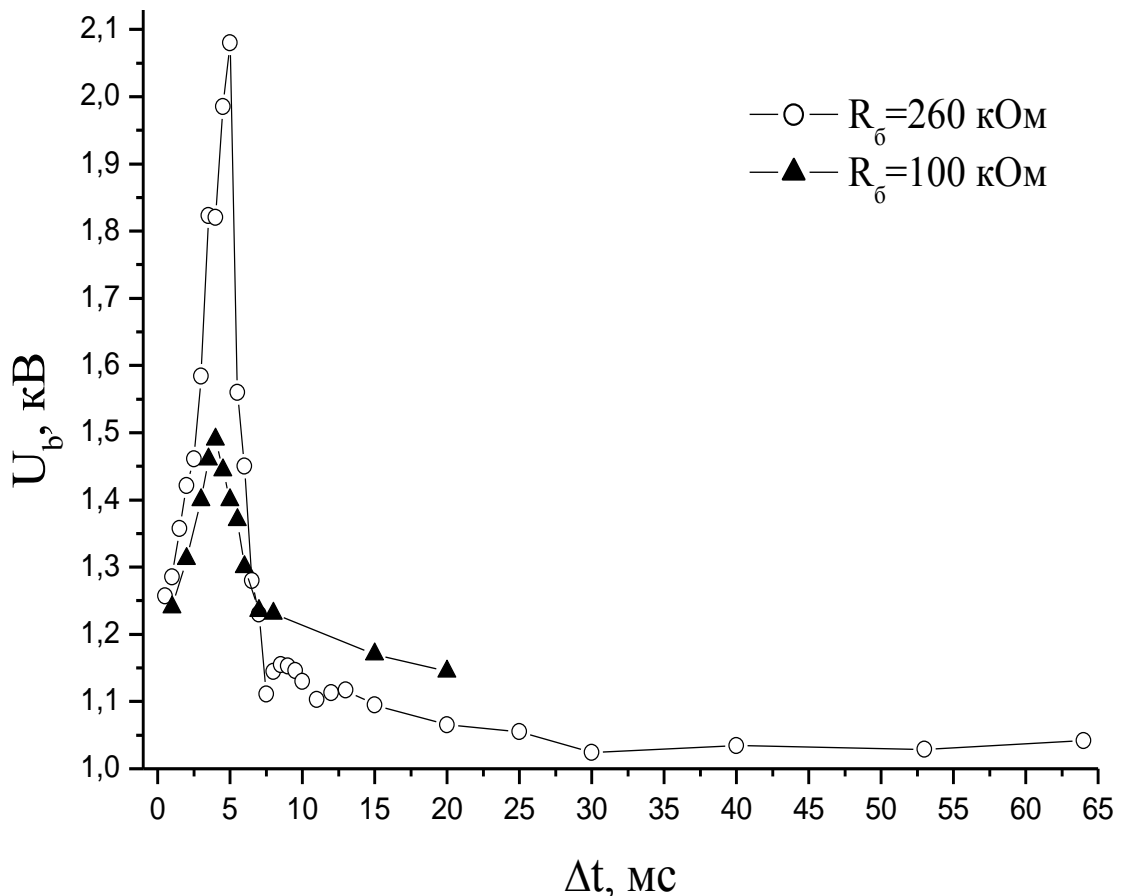


Рис.5.18 Сравнение графиков зависимости динамического напряжения пробоя от интервала времени между импульсами, полученных при различном разрядном токе.

Результаты измерений, проведенных для периодической последовательности одиночных импульсов (п.5.2), показали сильную зависимость пробойного потенциала от крутизны фронта импульса. В частности, это наблюдается при периоде повторения импульсов 200 мс (рис. 5.5а). Измерения, описываемые в данной части работы, проведены при почти таком же периоде повторения пар импульсов (220 мс). Естественно ожидать, что зависимости, показанные на рис.5.5а, воспроизведутся для первого импульса пары. Рис.5.19а подтверждает правильность этого предположения. Представленная на этом рисунке зависимость пробойного напряжения первого импульса от крутизны фронта ведет себя

подобно рассмотренным выше зависимостям U_b от dU/dt для одиночных импульсов (рис.5.5 а). При dU/dt менее $5 \cdot 10^3$ В/мс пробойные напряжения принимают максимальные значения, при больших скоростях роста происходит спад кривой с последующим выходом на приблизительно постоянное значение.

На рис.5.19 б, в представлены графики зависимости напряжения пробоя второго импульса U_{b2} от dU/dt для задержек: 0,5 мс и 15 мс. Отдельно был построен график для зависимости наибольшего значения пробойного напряжения, отвечающего аномальному эффекту, от dU/dt (рис.5.19 г). Для наглядности сравнения в каждом случае был добавлен график рис.5.19а.

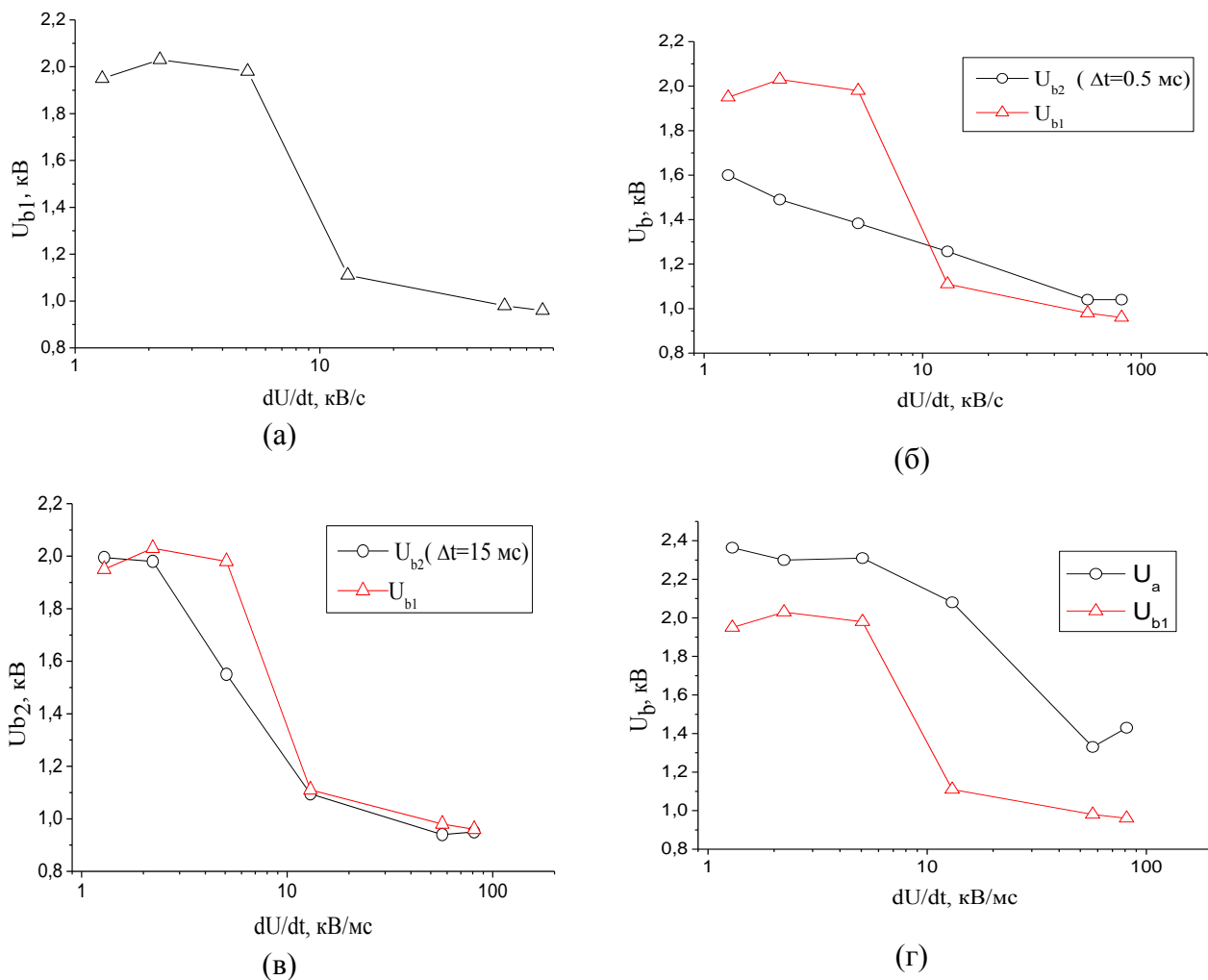


Рис. 5.19 Зависимость среднего пробойного напряжения U_{b1} , U_{b2} при $\Delta t=0.5$ и 15 мс и U_a от dU/dt . $p = 1$ Торр

Рис.5.19б демонстрирует область сильного эффекта памяти при $\Delta t= 0,5$ мс. Кривая остается спадающей, но максимальное значение существенно меньше максимума U_{b1} . В целом, характер ее поведения повторяет зависимость на рис.5.5 б для периода 15 мс. На рис.5.19 в изображен случай $\Delta t = 15$ мс, при такой задержке графики практически совпадают,

эффект памяти состоит лишь в стабилизации момента пробоя. На рис.5.19 г продемонстрирован характер поведения максимума напряжения при аномальном эффекте U_a при росте dU/dt . График лежит выше кривой для первого импульса для всех значений аргумента.

5.4.2. Эффект памяти для волны ионизации

Так же, как и для одиночных импульсов, в случае пробоя парами импульсов определялась скорость ВИ – как перед первым, так и перед вторым импульсами. При пробое первым импульсом ВИ детектировалась всегда, и характер зависимости ее скорости от быстроты нарастания напряжения не отличался от описанного выше пробоя простой последовательностью импульсов. Значительно более сложная картина была обнаружена для второго импульса. Выяснилось, что ВИ детектируется начиная лишь с области максимума кривой зависимости пробойного напряжения от задержки. При меньших задержках относительно первого разряда пробой вторым импульсом происходит без волны ионизации.

График на рис. 5.20 демонстрирует связь скорости ВИ перед вторым импульсом и интервалом времени между импульсами. График отвечает случаю небольших наклонов фронта импульса, до начала спада напряжения зажигания с ростом dU/dt .

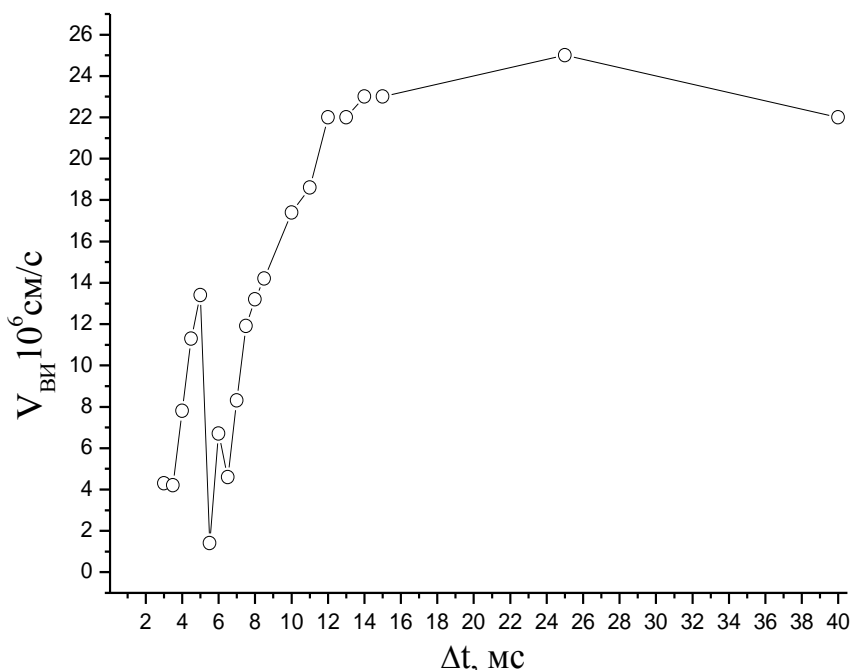


Рис.5.20 Зависимость скорости ВИ от интервала времени между импульсами. $p = 1$ Торр, $R_0 = 260$ кОм, $dU/dt = 5,1 \cdot 10^6$ В/с

Фронт ВИ начинает детектироваться при задержке между импульсами 2,5 мс, в этой области напряжение зажигания выходит на максимум (рис.5.15 б). Несмотря на наибольшие значения пробойного потенциала, скорость ВИ в этой точке сравнительно низкая и

возрастает, достигая насыщения при $\Delta t = 15$ мс. В области минимальных задержек явно нарушается корреляция между скоростью ВИ и величиной U_b , наблюдаемая в случае последовательности одиночных импульсов (рис.5.10). Это нарушение сохраняется при минимальных значениях пробойного напряжения второго импульса. Корреляция скорости ВИ и напряжения восстанавливается при выходе последнего на уровень пробойного потенциала первого импульса. При дальнейшем увеличении Δt скорость ВИ во втором импульсе стремится к скорости волны в первом импульсе.

При увеличении dU/dt в несколько раз заметно изменяется вид зависимости от Δt для скорости ВИ (рис.5.21). Так же, как и в предыдущем случае, волна детектируется, начиная с области максимума аномального эффекта памяти (рис.5.17 а). При этом скорость ВИ низкая. Минимальное значение скорости ВИ наблюдается в точке выхода кривой напряжения из аномального эффекта при $\Delta t = 6 - 7,5$ мс, после которой скорость возрастает и достигает максимума, не отвечающего заметному экстремуму напряжения зажигания. В дальнейшем наблюдается монотонный выход на стационарное значение, совпадающее со скоростью ВИ в первом импульсе.

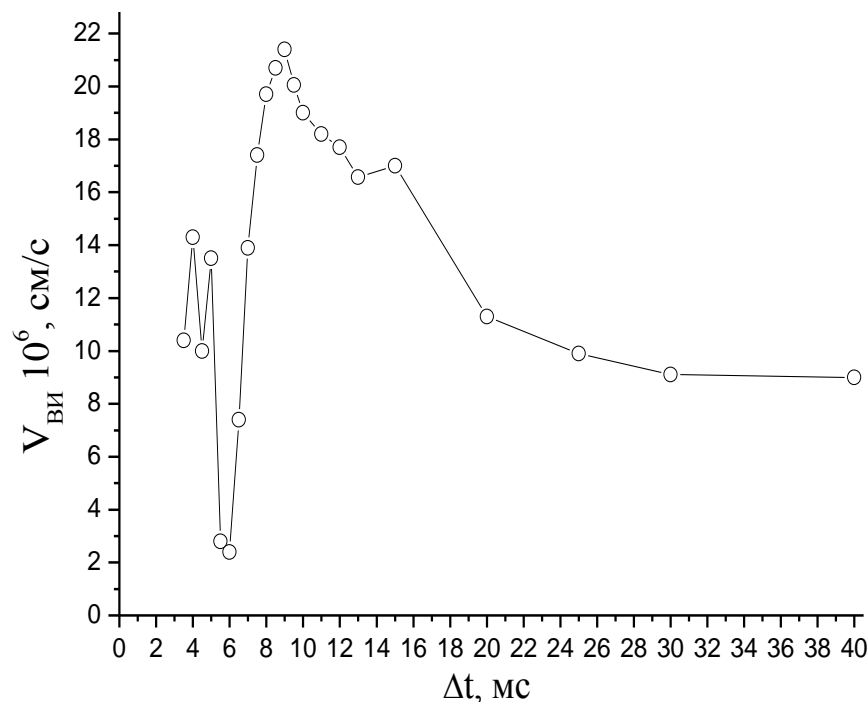


Рис.5.21 Зависимость скорости ВИ от интервала между импульсами. $p = 1$ Торр, $R_6 = 260$ кОм, $dU/dt = 13 \cdot 10^6$ В/с

Стоит отметить, что в области задержек, при которых не детектируется ВИ, наблюдается значительный предпробойный ток, переходящий в быстро нарастающий выброс лишь при аномальном эффекте памяти.

5.4.3. Пробой с заземленным анодом

Эксперимент с пробоем парами импульсов был также проведен в случае, когда заземленным электродом был анод. При напряжении источника $-3,6$ кВ исследовались пары импульсов с задержками от $0,5$ мс до 30 мс и с частотой повторения пар $4,5$ Гц. Выше было показано, что при пробое одиночными импульсами с отрицательным напряжением потенциал зажигания зависит от dU/dt . При частоте импульсов, превышающей ≈ 1 Гц, эта зависимость убывающая (рис.5.7б). По этой причине, так же как в опытах с заземленным катодом, исследовались шесть скоростей роста напряжения: три в области высокого пробойного потенциала ($dU/dt <$) и три в области низкого ($dU/dt >$).

При отрицательной полярности разрядных импульсов эффект памяти для напряжения менее выражен, чем при положительной, а его anomальное проявление наблюдается лишь в определенной области dU/dt . Волну ионизации не удастся зарегистрировать ни перед первым, ни перед вторым импульсом. В области минимальных задержек фиксируется предпробойный ток.

На рис.5.22 показаны наборы осциллограмм фронтов напряжений и токов в цепи заземленного анода для второго импульса. Кривые для удобства восприятия совмещены по моменту приложения напряжения, рядом отмечены значения соответствующих задержек.

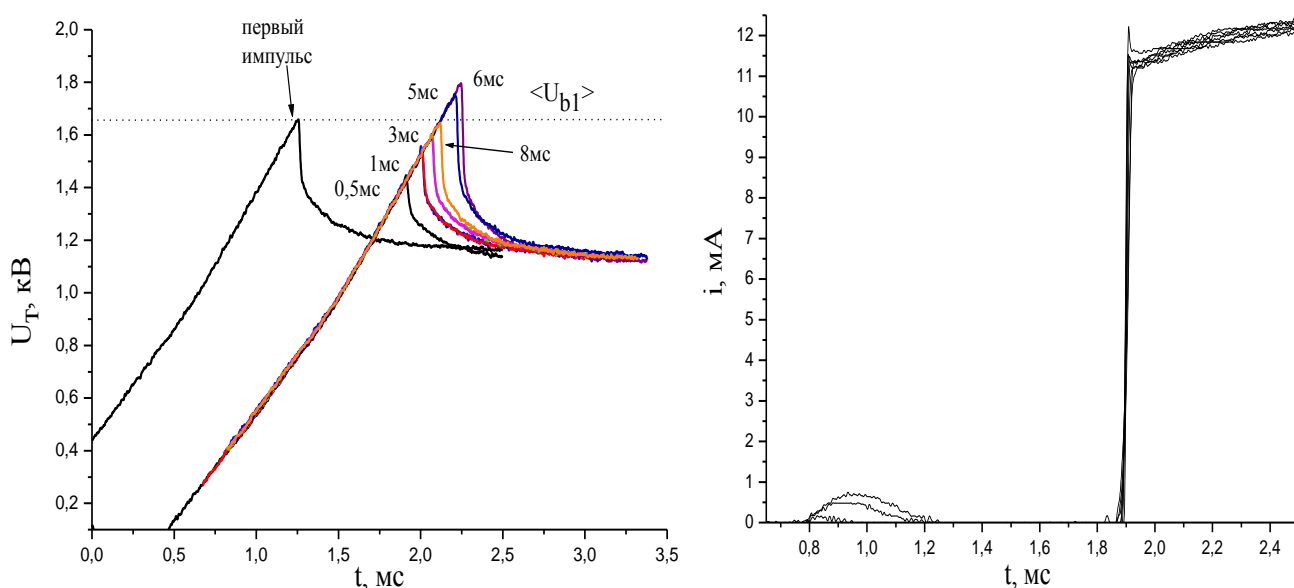


Рис.5.22 Осциллограммы напряжения на трубке и разрядного тока при различных задержках. $dU/dt = 0,9 \cdot 10^6$ В/с. Анод заземлен

Можно отметить лишь незначительный anomальный эффект памяти для напряжения пробоя, который в данном случае наблюдается в узком диапазоне задержек $4 - 6$ мс. При этом превышение над пробойным напряжением первого импульса не превосходит 200 В. На разрядном токе для задержек от $0,5$ до 4 мс фиксируется незначительный предпробойный

ток, который затухает и после примерно 0.6 мс паузы переходит в быстро нарастающий фронт.

Такое поведение тока характерно для медленно растущих фронтов. Аномальный эффект наблюдался в эксперименте также только для $dU/dt < 2 \cdot 10^6$ В/с. Если напряжение растет в 4 раза быстрее, чем в представленном примере, то для малых задержек поведение разрядного тока мало отличается от картины, полученной для заземленного катода (рис.5.14). На рис.5.23 приведены осциллограммы тока в цепи заземленного анода, снятые для набора задержек с шагом 0,5 мс, кроме последних кривых для $\Delta t = 8$ и 15 мс, демонстрирующие постепенный выход сигнала на кривую для тока в первом импульсе. Отсутствие аномального эффекта в этом случае приводит к постепенному уходу предпробойной компоненты сигнала с ростом Δt , без перехода в скачок при некоторой задержке. Стоит заметить, что при заземленном аноде процесс снижения предпробойного тока затягивается. Даже при задержке 8 мс видно, что кривая нарастает медленнее, чем при 15 мс.

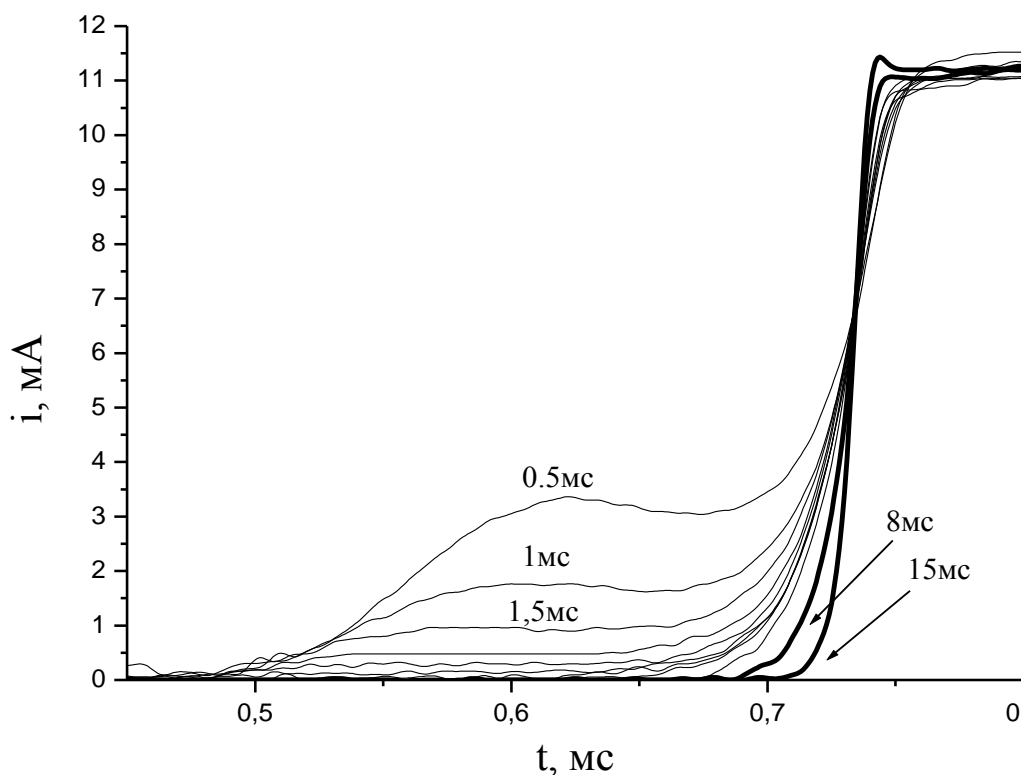


Рис. 5.23. Осциллограммы фронтов тока в цепи заземленного анода, совмещенные на половине высоты сигнала. $dU/dt = 3,6 \cdot 10^6$ В/с

Зависимости динамического пробойного потенциала от задержки для скорости нарастания напряжения, меньшей $2 \cdot 10^6$ В/с, представлены на рис.5.24. На всех графиках при задержках от 0,5 до 6 - 7 мс наблюдаются начальные колебания и максимум, превосходящий напряжение зажигания первого разряда на 200 – 250 В. После максимума кривые спадают до

некоторого минимального значения, после которого плавно выходят на уровень первого импульса. При увеличении крутизны фронта напряжения начальные колебания пробойного потенциала снижаются. В общем, ход кривых напоминает ситуацию с заземленным катодом при низких скоростях роста напряжения.

При $dU/dt > 3 \cdot 10^6$ В/с аномальный эффект не наблюдается (рис.5.25). При всех задержках кривые демонстрируют монотонный рост, скорость которого растет при переходе от малых к большим dU/dt . Область излома кривых при задержке ~ 10 мс, отвечает аномальному эффекту памяти для меньших dU/dt .

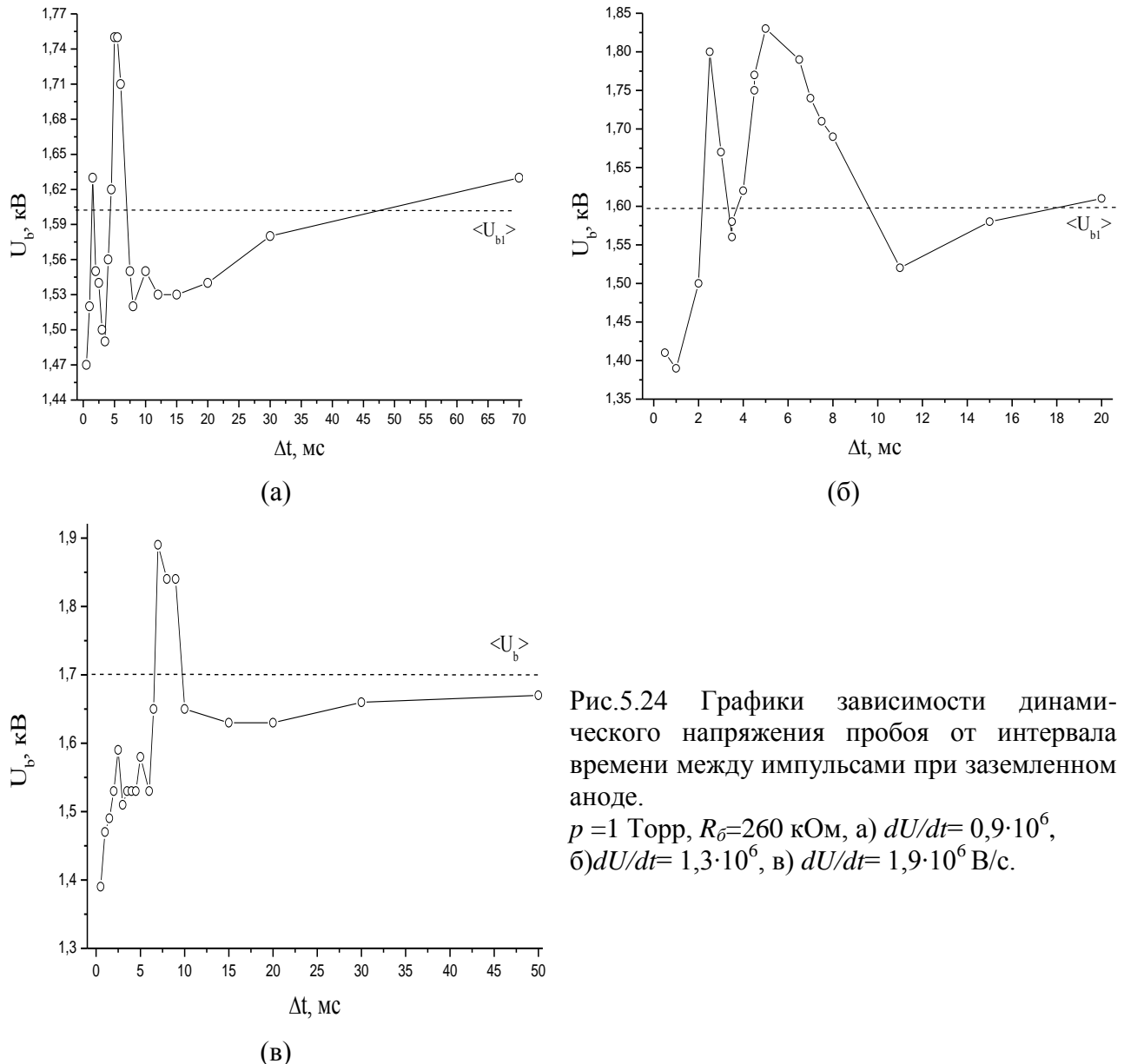
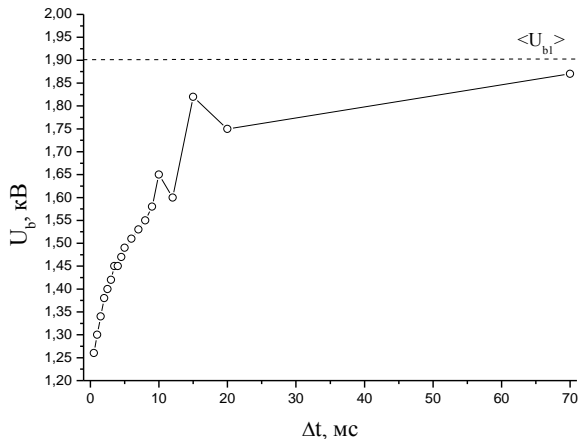


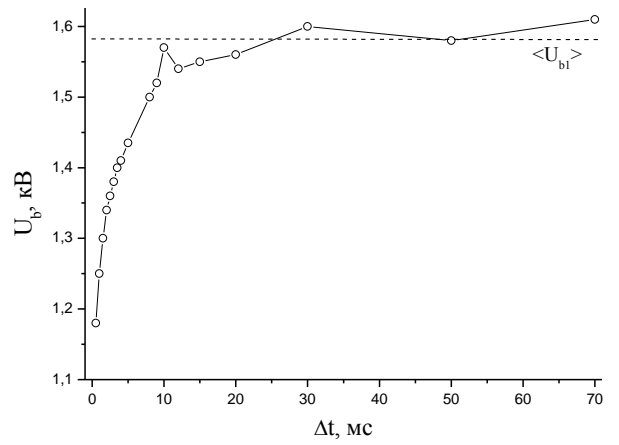
Рис.5.24 Графики зависимости динамического напряжения пробоя от интервала времени между импульсами при заземленном аноде.

$p = 1$ Торг, $R_{\sigma} = 260$ кОм, а) $dU/dt = 0,9 \cdot 10^6$,
б) $dU/dt = 1,3 \cdot 10^6$, в) $dU/dt = 1,9 \cdot 10^6$ В/с.

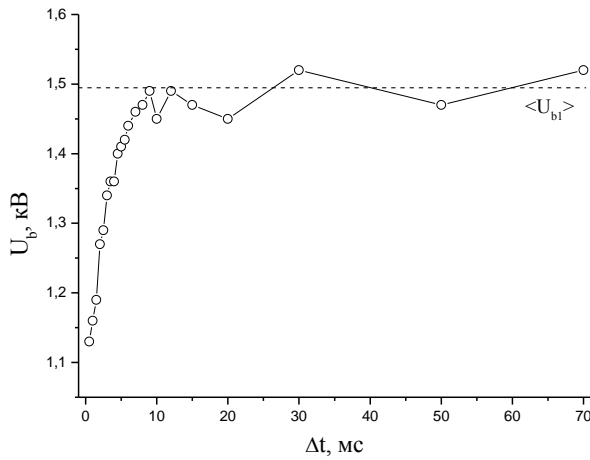
Из представленных графиков можно сделать следующий вывод. Если при заземленном катоде увеличение скорости роста напряжения приводит к более выраженному эффекту памяти, то в случае заземленного анода наблюдается обратная картина.



(а)



(б)



(в)

Рис.5.25 Графики зависимости динамического напряжения пробоя от интервала времени между импульсами при заземленном аноде.

$p = 1 \text{Торр}$, $R_{\delta} = 260 \text{кОм}$, а) $dU/dt = 3,6 \cdot 10^6$,
 б) $dU/dt = 4,8 \cdot 10^6$, в) $dU/dt = 7,0 \cdot 10^6 \text{В/с}$.

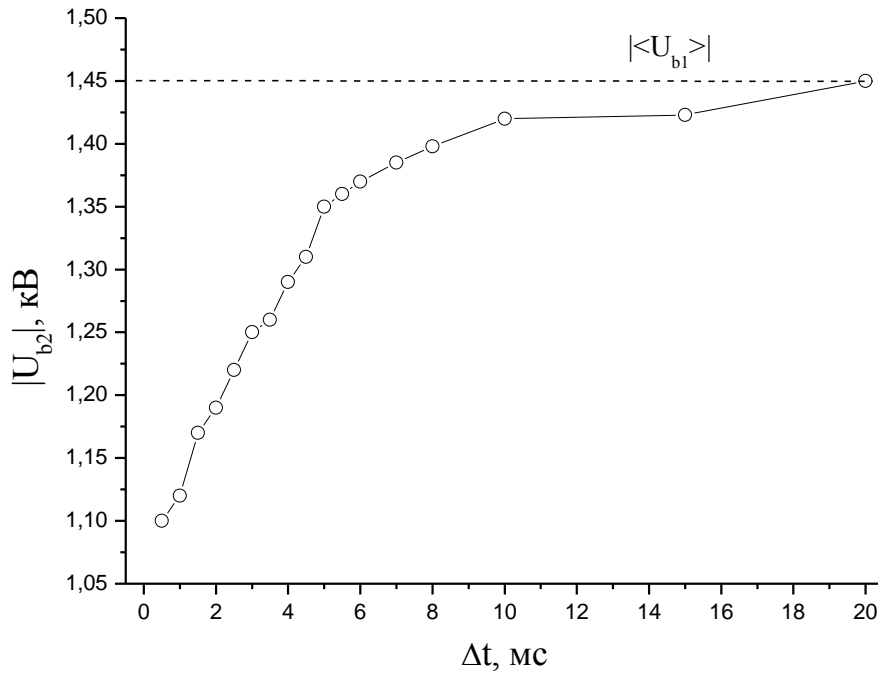


Рис.5.26 Зависимость динамического напряжения пробоя от интервала времени между импульсами при пробое с «экспоненциальным» фронтом. $p = 1 \text{Торр}$, $R_{\delta} = 260 \text{кОм}$, $(dU/dt)_0 = 140 \cdot 10^6 \text{В/с}$. Анод заземлен

Увеличение крутизны пробойного импульса приводит к сглаживанию аномального эффекта, в результате наблюдается лишь нормальный эффект. По этой причине аномальный эффект памяти не был обнаружен при исследовании импульсов с «экспоненциальным» фронтом. На рис.5.26 представлен график зависимости динамического пробойного напряжения от задержки, полученный для «экспоненциального» фронта, имевшего в начальной точке быстроту нарастания $140 \cdot 10^6$ В/с. График демонстрирует нормальный эффект памяти для всех точек

5.5. Обсуждение результатов исследования эффекта памяти в азоте

5.5.1. Вид зависимости $U_b(dU/dt)$ (заземленный катод)

Рассмотрим вопрос о зависимости потенциала пробоя от скорости роста межэлектродного напряжения. Как следует из полученных результатов, вид этой зависимости различный при разных периодах повторения импульсов. При редких импульсах ($T = 1$ с, 10 с) U_b монотонно растет с увеличением dU/dt (рис.5.3). Подобная зависимость наблюдалась и в экспериментах по изучению пробоя в коротких промежутках. Так, в азоте при увеличении dU/dt от 1 до 100 В/с среднее значение U_b растет от 398 до 475 В [35]. Причиной этого роста является наличие конечного времени запаздывания пробоя t_d , из-за чего пробой происходит не в момент t_{st} достижения напряжением U статического пробойного потенциала U_s , а позднее, в среднем в момент $t_b = t_{st} + t_d$. Чем больше dU/dt , тем заметнее U_b превышает U_s . Если t_d не зависит от U , то, очевидно, U_b зависит от dU/dt линейно. Начальный участок этой зависимости ($dU/dt < 1.2 \cdot 10^6$ В/с) на рис.5.3 действительно можно аппроксимировать прямой. Тогда экстраполяция этой прямой к $dU/dt = 0$ дает оценку статического напряжения пробоя: $U_s \approx (900 \pm 100)$ В. Отметим, что в массиве измеренных величин U_b для условий рис.5.3 наименьшие их значения составляют как раз около 900 В. Это подтверждает адекватность полученной оценки U_s .

В области $dU/dt > 1.2 \cdot 10^6$ В/с U_b растет медленнее, чем линейно, что говорит о падающей зависимости t_d от U . Наличие такой зависимости установлено в работах по исследованию пробоя в коротких промежутках [35]. Зависимость U_b от dU/dt более медленная, чем линейная: $U_b - U_s = \text{const} \cdot (dU/dt)^{1/2}$, получена и в работе [56], также для разряда в коротких промежутках.

Разброс значений U_b на рис.5.3 можно однозначно связать с флуктуациями статистического запаздывания t_s . Если бы t_s не зависело от U , то стандартные отклонения

этих величин были бы связаны соотношением $\delta U_b = (dU/dt)\delta t_s$. Но поскольку t_s , вероятно, зависит от U , эта связь более сложная.

При переходе к более частым импульсам картина меняется (рис.5.4а,б и рис.5.8 а,б). При заземленном катоде для $p = 0.6$ Торр в диапазоне $dU/dt < 2 \cdot 10^6$ В/с $U_s \approx 1.5$ кВ, что близко к среднему значению, полученному для этого диапазона dU/dt при редких импульсах (рис.5.3). При бóльших значениях dU/dt наблюдается падающая зависимость $U_b(dU/dt)$, причем на участке от $2 \cdot 10^6$ до $\approx 10^7$ В/с спад почти двукратный. При $p = 1$ Торр крутизна этого спада еще больше. В рассматриваемых условиях пробой предвращается волной ионизации, поэтому момент пробоя и соответственно величина U_b определяются моментом генерации и скоростью распространения ВИ. В частности, известно, что скорость ВИ растет с увеличением крутизны фронта импульса напряжения [23, 64].

Разброс значений U_b в этом режиме намного меньше, чем при $T = 1$ с, и он также уменьшается с ростом dU/dt . Небольшая величина этого разброса говорит о том, что величина статистической компоненты запаздывания пробоя мала. Очевидная причина этого – присутствие в объеме достаточного количества заряженных и/или возбужденных частиц, оставшихся после предыдущего импульса. К примеру, такими частицами могут быть «остаточные» электроны, которые впоследствии инициируют первичный пробой на стенку. Вопрос о влиянии крутизны фронта импульса на напряжение пробоя в условиях эффекта памяти будет детально рассмотрен ниже в п. 5.5.4.

Скачок напряжения пробоя при значении $dU/dt \sim 10^7$ В/с сопровождается изменением формы импульса межэлектродного напряжения (рис.5.6 б). Как уже отмечалось, зависимость $U(t)$ при $dU/dt > 10^7$ В/с носит необычный характер: напряжение пробоя U_b заметно меньше, чем напряжение поддержания стационарного разряда U_0 . Очевидно, что если напряжение источника лежит в диапазоне от U_b до U_0 , то пробой возможен, но разряд будет иметь форму кратковременного импульса.

5.5.2 Происхождение начальных электронов, приводящих к эффекту памяти

Проанализируем природу начальных электронов, обеспечивающих длительный эффект памяти. Согласно расчетам, выполненным для 0-мерной модели [63], к концу разрядного импульса концентрация электронов в плазме составляет $\approx 9 \cdot 10^8$ см⁻³, основным ионом является N_4^+ . Скорость распада концентрации электронов в послесвечении определяется процессами рекомбинации и амбиполярной диффузии. Ранее отмечалась принципиальная важность первичного разряда на ближайший к электроду участок стенки.

По этой причине везде ниже будем приводить оценки для радиуса приэлектродного расширения трубки ($r_0 = 4$ см).

Оценим среднее время жизни электрона в условиях амбиполярной диффузии. Поскольку значение коэффициента амбиполярной диффузии существенно зависит от температуры электронов, то в разные моменты времени послесвечения он может различаться в десятки раз. Для оценки времени жизни зарядов применительно к эффекту памяти в [42] вводился эффективный коэффициент амбиполярной диффузии. В отличие от авторов данной работы в приводимых ниже оценках будем указывать диапазон возможных времен диффузии, считая, что электронная компонента плазмы остывает до газовой температуры при $\Delta t \sim 100$ мс [69].

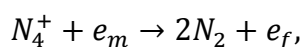
Рассмотрим верхний предел времени жизни зарядов, предположив изотермичность плазмы. Тогда для коэффициента амбиполярной диффузии D_a можно воспользоваться приближением: $D_a = 2D_i$, где D_i – коэффициент свободной диффузии ионов N_4^+ в азоте (44 см²/с [4], при давлении 1 Торр и температуре 300 К). На самом деле при задержках от предыдущего разряда до 10 мс температура электронов T_e составляет 720 К [58] за счет столкновений с колебательно возбужденными молекулами (рассчитанная колебательная температура молекул азота ≈ 1600 К). В этом случае $D_a = 150$ см²/с; в результате получаем, что, характерный временной масштаб спада концентрации электронов в процессе амбиполярной диффузии составляет от 20 мс до 30 мс.

В начальной стадии распада плазмы преобладает процесс рекомбинации электронов и ионов. Величина константы рекомбинации для иона N_4^+ равна $2,3 \cdot 10^{-6} \sqrt{300/T_e}$ [63]. При задержках от предыдущего разряда до 10 мс эта формула дает $1,5 \cdot 10^{-6}$ см³/с. Сравнение скоростей рекомбинации и амбиполярной диффузии показывает, что в этом интервале задержек спад концентрации зарядов можно приближенно считать чисто рекомбинационным.

Предел амбиполярной диффузии будет определяться соотношением: $r_D > \Lambda$, где r_D – дебаевская длина, Λ – диффузионная длина расширенной части трубки. Для изотермической плазмы при комнатной температуре предельная концентрация составит $5 \cdot 10^3$ см⁻³. Если считать, что повышенная температура электронов сохраняется, то предельная плотность возрастет до $1,2 \cdot 10^4$ см⁻³. Исходя из этих двух значений, получаем диапазон времен в послесвечении, отвечающих длительности амбиполярной диффузии: от 150 до 250 мс.

Роль ионов. Последующая диффузия электронов будет иметь униполярный характер и протекать с характерным масштабом ~ 5 мкс, т.е. электроны почти мгновенно, в сравнении с временами эффекта памяти, покинут разрядный объем. Из эксперимента известно, что

отсутствие статистического разброса пробойных напряжений наблюдается для одиночных импульсов вплоть до периодов в 500 мс при заземленном катоде и до 1 с при заземленном аноде. Для столь длительного поддержания начальных электронов необходим их дополнительный источник. Используя рассуждения, приведенные в работах [46, 35], можно предположить, что таким дополнительным источником могут служить электроны, возникающие при взаимодействии положительных ионов азота с металлической поверхностью электродов либо возникшей в результате катодного распыления металлической пленкой на стекле трубки. При этом могут иметь место два процесса: 1) оже-нейтрализация иона, 2) эффект Молтера. Первый процесс можно схематично представить реакцией:



где e_m и e_f обозначают электрон внутри металла и свободный электрон соответственно. Возможность протекания оже-нейтрализации следует из выполнения соотношения, являющегося условием возникновения потенциальной ионно-электронной эмиссии:

$$I - D > 2 A_{\text{вых}},$$

где I - энергия ионизации молекулы азота, D - энергия диссоциации иона N_4^+ , $A_{\text{вых}}$ - работа выхода электронов из металла. Для тантала $A_{\text{вых}} = 4,12\text{эВ}$, с учетом того, что $I - D = 14,7\text{эВ}$, неравенство выполняется с запасом. Коэффициент вторичной эмиссии для этого процесса велик: $\gamma_p = 0,2 - 0,3$ [2, 46], но следует отметить, что с ростом кинетической энергии иона γ_p снижается. При определенных скоростях ионов представленный процесс потенциального вырывания сменяется кинетическим, который, как правило, протекает на катоде в условиях тлеющего разряда.

Автоэлектронная эмиссия с поверхности металла сквозь диэлектрические пленки (эффект Молтера) [2, 66] возникает как под действием электрического поля, так и при его отсутствии. Механизм явления связан с положительным зарядом диэлектрической пленки, возникающем под действием любого агента, например ионов. Эффект Молтера часто имеет место, поскольку нельзя гарантировать полную очистку поверхностей электродов от окислов и других диэлектрических микропленок. По литературным данным, ток автоэмиссии может достигать $10^3 - 10^4$ частиц в секунду с поверхности никелевого катода [62]. Примем этот диапазон значений в качестве грубой оценки эффекта и в нашем случае. Также стоит отметить значительную инерционность этого явления, приводящую к заметному току эмиссии даже спустя несколько десятков секунд после отключения поля [62, 65]. Последнее обстоятельство может приводить к эффекту памяти большой длительности.

Время жизни t_i иона N_4^+ на радиусе расширенной части трубки при свободной диффузии $t_i = L^2/D_i \approx 60$ мс. Если принять диффузию к стенкам в качестве основного канала ухода ионов, то их концентрация будет спадать во времени по экспоненциальному закону с масштабом убывания t_i :

$$n_i = n_{i1} \exp\left\{-\frac{t}{t_i}\right\},$$

где n_{i1} – концентрация ионов на момент перехода от амбиполярной диффузии к свободной. Поток ионов на высоковольтный электрод F_i должен составлять небольшую часть общего потока F_{i0} . Отношение их грубо примем равным отношению площадей поверхностей электрода и стенки в расширенной части трубки. Из этих соображений в направлении электрода диффундирует примерно 15% ионов. Возникающий ответный поток электронов можно представить в виде:

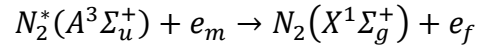
$$F_e(t) = 0,15 \gamma \frac{N_i(t)}{t_i}, \quad (5.1)$$

где N_i – число ионов. От момента окончания амбиполярной диффузии ионов за промежуток времени, равный t_i , с учетом предельных значений их концентрации (при $\gamma = 0,2$) получаем для F_e диапазон значений: $1 \cdot 10^6 - 3 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$.

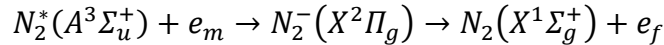
Учитывая быструю диффузию электронов, можно утверждать, что присутствие дополнительных начальных электронов будет целиком определяться временем жизни ионов. Влияние ионов на пробой будет заметным до понижения ответного потока электронов до «фонового» значения 10^3 с^{-1} , обеспечиваемого взаимодействием атомов с металлической поверхностью и автоэмиссией. Такое значение F_e установится спустя ≈ 500 мс от окончания амбиполярного распада плотности ионов. В результате получаем длительность эффекта памяти за счет оставшихся частиц до ≈ 700 мс, что уже близко к результатам эксперимента. Учет эффекта Молтера может дополнительно приблизить эту величину к экспериментальным значениям. Отсутствие достоверных литературных данных не позволяет точно определить вклад этого эффекта, тем более ввиду его зависимости от состояния поверхности электродов. Но наблюдаемое отсутствие статистики моментов пробоя при периоде в 1 с одиночных импульсов при заземленном аноде дает право думать, что дополнительная длительность эффекта памяти может быть связана с этим явлением.

Роль метастабильных состояний. В этом случае речь идет о вторичной электронной эмиссии при взаимодействии метастабильных молекул с поверхностью металла. Рассмотрим процесс дезактивации метастабильных молекул на поверхности электрода, который также может привести к эмиссии вторичных электронов. Основную роль в этом процессе будут играть молекулы в состоянии $A^3\Sigma_u^+$, ввиду наибольшей заселенности этого метастабильного

уровня. Происхождение молекул в состоянии $A^3\Sigma_u^+$ может иметь две причины: 1) наработка в процессе горения предыдущего разрядного импульса, 2) гетерогенная рекомбинация атомов азота, оставшихся от предыдущего разряда, на поверхности электрода [61]. Вторичная эмиссия также может быть вызвана двумя процессами: 1) дезактивацией на поверхности металла:

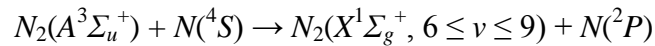


2) образованием отрицательного иона N_2^- и его распадом:



Суммарная эффективность обеих реакций была оценена в экспериментальной работе [59] и составила для взаимодействия с поверхностью вольфрама $10^{-2} - 10^{-3}$. Для тантала эта величина может быть больше из-за меньшей работы выхода.

Рассмотрим метастабильные молекулы, оставшиеся в объеме трубки после предыдущего разряда. Согласно расчетам в рамках 0-мерной модели, в установившемся разряде при давлении 1 Торр и токе 5 мА нарабатывается до 10^{12}см^{-3} молекул в состоянии $A^3\Sigma_u^+$ [63]. Основным процессом их разрушения являются столкновения с атомами азота:



Метастабильное состояние атома N (2P) тушится в основное N(4S) на стенке. Константу скорости дезактивации метастабильных молекул можно оценить выражением [55, 63]:

$$k = 4 \cdot 10^{-11} (300/T_g)^{2/3}$$

В условиях нашей работы концентрация атомов азота в разрядном импульсе составляет $\approx 5 \cdot 10^{13}\text{см}^{-3}$ [53], отсюда получаем время жизни метастабильных состояний 0,5 мс. Очевидно, что этот канал гибели будет основным. Действительно, коэффициент диффузии метастабильных молекул азота можно найти из формулы [69]:

$$D = 5 \cdot 10^{18} \frac{1}{n} \sqrt{T_g/300},$$

где n – концентрация частиц газа. При давлении 1 Торр получаем значение: $D \approx 170 \text{см}^2\text{с}^{-1}$, откуда время диффузии примерно 16 мс. Последнее обстоятельство показывает, что за время диффузии ни одна возбужденная молекула не достигнет электрода. Отметим, что верхнее метастабильное состояние атома азота 2P имеет энергию 3,75 эВ, меньшую, чем работа выхода для тантала. Таким образом, возникающие возбужденные атомные состояния не приводят к вторичной электронной эмиссии.

Рассмотрим гетерогенную рекомбинацию атомов на поверхности электрода. Авторы работ по эффекту памяти в коротких разрядных промежутках в азоте [61] привлекают этот процесс для объяснения своих результатов. При этом предполагался 1-й кинетический

порядок для рекомбинации атомов азота на поверхности металла и 2-й – на поверхности стекла. В нашем случае в приэлектродной области после окончания разряда атомы N уходят из объема в результате диффузии на электрод и металлизированную (в результате катодного распыления) поверхность стеклянной стенки. Следуя результатам работ [44], будем считать, что в обоих случаях реакция имеет первый порядок. Типичное значение коэффициента рекомбинации в обоих случаях $\approx 3 \cdot 10^{-3}$ [60]. Это дает оценку времени жизни атомов ≈ 40 мс. Через 200 мс после разряда диффузионный поток атомов равен $\approx 10^{16} \text{ с}^{-1}$. Если предположить, что вероятность электронной эмиссии при рекомбинации на электроде и металлизированной стенке одинакова и равна $3 \cdot 10^{-13}$ [61], то поток электронов окажется равным $3 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$. В экспериментах по эффекту памяти в коротких промежутках большую длительность эффекта памяти, которая может достигать нескольких часов [35], объясняют именно влиянием атомов азота.

Таким образом, на основании проведенных оценок, можно утверждать, что механизмом, обеспечивающим эффекты длительностью порядка 100 мс, может быть электронная эмиссия при гетерогенной рекомбинации атомов и оже-нейтрализации молекулярных ионов азота. К более детальному обсуждению этого вопроса мы вернемся в п. 5.5.4.

5.5.3 О возможности присутствия начальных электронов вблизи катода

Стоит отметить, что в случае пробоя с заземленным анодом возрастающей зависимости $U_b(dU/dt)$ не удалось добиться даже при периоде 10 с. Это означает, что при наибольших исследованных временах статистический разброс моментов пробоя, определяемый статистическим запаздыванием, является недостаточным (см. п. 5.5.1).

Допустим, что разряд развивается от высоковольтного электрода через первичный пробой на стенку и в случае, когда заземлен анод. Тогда снижение статистического запаздывания можно связать с присутствием начальных электронов вблизи только поверхности катода, а не во всем прикатодном расширении трубки. Природа этих электронов может быть связана с автоэмиссией под действием приложенного поля. Несмотря на относительно невысокую напряженность вблизи катода ($E \approx U_b/r_0 \sim 10^3 \text{ В/см}$), где r_0 – радиус расширенной части трубки, его значение на острой кромке цилиндрического электрода может быть достаточно велико. Также усиление поля происходит на микроостриях и микронеровностях поверхности катода. В итоге, эмиссия электронов с катода может происходить в усиленных полях. К примеру, в усиленном поле $E \sim 10^5 \text{ В/см}$ ожидаемый поток автоэмиссионных электронов составляет порядка $10^3 - 10^4 \text{ с}^{-1}$ [2]. Присутствие этих

электронов может снизить время запаздывания пробоя, и, следовательно, пробойный потенциал. В частности, обнаруженный спад зависимости $U_b(dU/dt)$ для периода 1 с при заземленном аноде может быть объяснен наличием значительного автоэмиссионного потока электронов после приложения напряжения.

5.5.4. Влияние крутизны фронта разрядного импульса на начальные электроны

Из результатов эксперимента известно, что при периоде повторения импульсов ~ 100 мс и высоких значениях dU/dt отсутствует статистическое запаздывание, время формирования пробоя мало, мал также и пробойный потенциал. Это означает, что начальные электроны, происхождение которых обсуждается в п.5.5.2, быстро разгоняются полем до энергии, равной порогу ионизации, и инициируют разряд.

Если поле растет медленно, то длина, на которой электрон наберет энергию ионизации, может превысить размер приэлектродной области. В зависимости от знака напряжения электроны уйдут либо на электрод, либо от него. Тогда непосредственно вблизи электрода - области, где происходит первичный пробой, возникнет слой, обедненный начальными электронами. В результате время запаздывания пробоя может значительно возрасти. Подобный эффект описан в монографии [2] для плоскопараллельной геометрии со ссылками на работы [67].

Оценим диапазон скоростей роста напряжения, в котором возможен подобный эффект. Будем рассматривать пробой с периодом $T \geq 200$ мс, когда диффузия остаточных электронов принимает свободный характер, и присутствие начальных электронов целиком зависит от различных механизмов их эмиссии.

Для воспроизведения качественных характеристик эффекта введем упрощения: 1) поле между высоковольтным электродом и стенкой однородно; 2) заряженные частицы движутся только вдоль радиуса трубки. При подаче напряжения начальные электроны оказываются в линейно растущем электрическом поле, приведенное значение которого между электродом и ближайшим участком стенки трубки в любой момент времени t будет $\frac{E}{p}(t) = \frac{1}{pr_0} \frac{dU}{dt} t = qt$. Электроны будут осуществлять дрейф в этом поле, двигаясь к стенке либо от нее. Достигнув стенки, электрон покидает разрядный объём. До тех пор, пока частота ионизации не превысит частоту дрейфового ухода, приэлектродный объём будет обедняться начальными электронами.

Рассмотрим поведение начальных электронов в линейно нарастающем поле. Введем обозначение: $E/p = \varepsilon$; распад плотности электронов в процессе дрейфа к стенке приближенно

опишем в форме уравнения баланса, вводя частоту дрейфа: $v_{dr}(t)/r_0$, где v_{dr} – скорость дрейфа электронов, r_0 – радиус расширенной части трубки. Получаем уравнение:

$$\frac{dn_e}{dt} = \left[v_{ion}(t) - \frac{v_{dr}(t)}{r_0} \right] n_e(t), \quad (5.2)$$

где v_{ion} – частота ионизации. Имеются обширные данные по эмпирическим зависимостям от приведенного поля для ионизационного коэффициента Таунсенда и дрейфовой скорости. Примем следующие выражения: $v_{dr} = 3.3 \cdot 10^6 \sqrt{\varepsilon}$, $\alpha/p = 12 \exp\{-342/(\varepsilon)\}$ [2]. Решение уравнения (5.2) для двух значений dU/dt представлено на рис. 5.27.

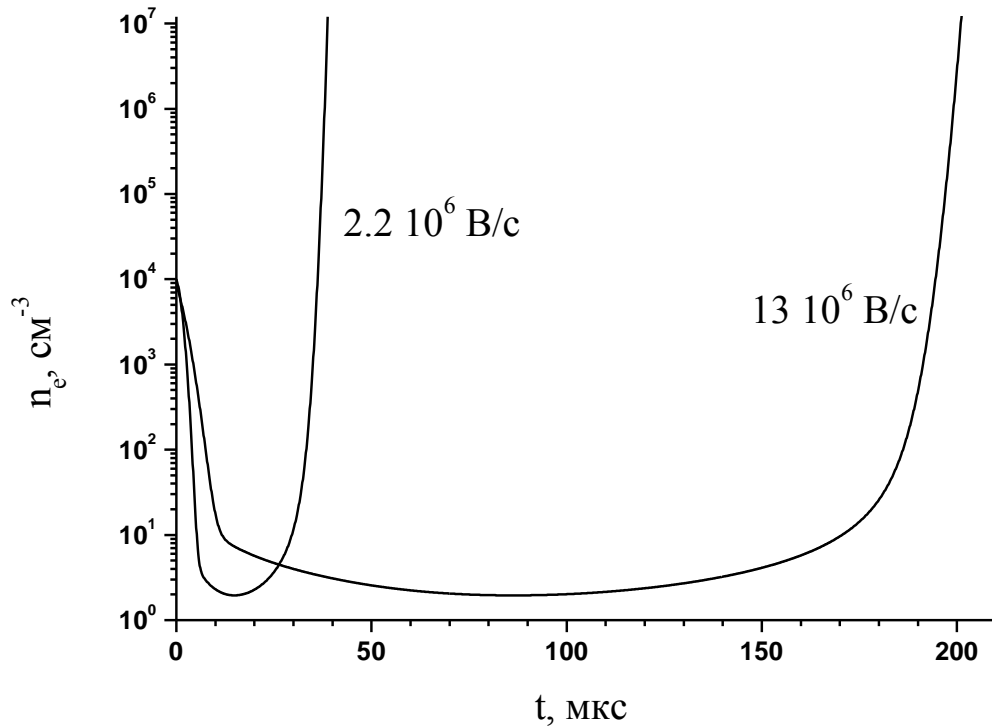


Рис.5.27 Поведение концентрации электронов с ростом поля при отсутствии ионизации.

Графики показывают быстрый уход начальных электронов за времена ~ 10 мкс. Высокая скорость дрейфа электронов приводит к тому, что уже при малых полях, в самом начале роста напряжения, электронов почти не остается. Это обстоятельство требует уточнения уравнения (5.2). Очевидно, что описываемый им процесс не начнется до появления затравочного электрона, время ожидания которого может быть ~ 1 мс. За это время поле успеет существенно превысить величину напряженности при статическом пробое, и появившийся электрон автоматически станет инициирующим.

Рассмотрим наиболее вероятные каналы возникновения электронов в присутствии поля. После предыдущего разряда в объеме остаются атомы и молекулярные ионы. Рекомбинация атомов на поверхности электрода дает не зависящий от поля постоянный

поток вторичных электронов $\sim 10^3 \text{ с}^{-1}$, т.е. время ожидания ограничено сверху значением ~ 1 мс.

В нарастающем поле дрейф ионов имеет ускоренный характер. В случае соударений с металлизированной стенкой или поверхностью электрода ион может вырвать электрон. Поскольку вероятность вырывания электрона ионом много больше, чем при рекомбинации атомов, то можно считать, что, как только поток ион-электронной эмиссии составит 10^3 с^{-1} , процесс возникновения вторичных электронов будет целиком определяться движением ионов. Очевидно, что этот механизм реализуется при условии, что время дрейфа иона порядка времени появления иницирующего электрона. В противном случае ион покинет разрядный объём вхолостую. Электрон будет иницирующим, если он окажется в достаточно сильном поле. Пренебрегая временем дрейфа электрона, можно утверждать, что момент его появления должен быть примерно равен: $t_0 = 10^3 \text{ В}/(dU/dt)$. Здесь 10^3 В – минимальное значение напряжения, при котором наблюдался пробой при давлении азота 1 Торр. При давлении 0,6 Торр это напряжение составляет примерно 650 В.

Определим скорость роста напряжения, при которой появление иницирующего электрона будет определяться дрейфовым потоком ионов. Время дрейфа иона можно получить из соотношения:

$$r_0 = \int_0^{t_{dr}} v_{dr}^i(t) dt,$$

Выражая дрейфовую скорость как $v_{dr}^i(t) = b_i q t$ (линейное по полю приближение взято для упрощения выводов), где b_i – подвижность ионов, для времени t_{dr} имеем:

$$t_{dr} = \sqrt{\frac{2r_0}{b_i q}} \quad (5.3)$$

Если принять, что ионы гибнут на стенке и поверхности электрода, то их концентрация будет спадать как $\exp\left(-\frac{t}{t_{dr}}\right)$. Как отмечалось выше, за время t_0 для развития лавины в разрядном промежутке должен возникнуть хотя бы один электрон. Для этого при коэффициенте потенциальной эмиссии 0,01 в направлении катода должны дрейфовать минимум 10^2 ионов. При периоде повторения разрядных импульсов в 200 мс, на момент подачи напряжения в расширенной части трубки ($V \approx 600 \text{ см}^3$) плотность ионов за счет амбиполярной диффузии, в среднем $\approx 10^4 \text{ см}^{-3}$, что дает их начальное количество (в этой части трубки) $\approx 60 \cdot 10^5$. Так как время продольной диффузии ионов значительно превосходит время их дрейфа, то будем считать, что за времена пробоя число частиц в расширенной части объёма не изменится. Откуда для отношения времен имеем: $t_0/t_{dr} = \ln(60 \cdot 10^3) \approx 11$. При характерных значениях подвижности ионов азота $b_i = 1.8 \cdot 10^3 \text{ см}^2(\text{В}\cdot\text{с})^{-1}$ из (5.3) для давления

1Торр получаем: $dU/dt = 1,9 \cdot 10^6$ В/с. Аналогичная оценка для пробоя при давлении 0,6 Торр дает значение $dU/dt = 3,1 \cdot 10^6$ В/с. Из экспериментальных кривых (рис.5.4 а, б) и рис.5.5 видно, что действительно вблизи полученных значений снижается статистический разброс и при дальнейшем увеличении крутизны фронта импульса наблюдается спад среднего пробойного напряжения, который можно объяснить повышением потока вторичных электронов вследствие усиления дрейфового потока ионов на катод с ростом dU/dt . Докажем это утверждение.

Рассмотрим поток вторичных электронов в момент времени t_0 . С учетом приведенных выше рассуждений этот поток будет выражаться в виде:

$$F_e = \gamma n_0 b_i q t_0 S_{em} \exp\left\{-\frac{t_0}{t_{dr}}\right\},$$

где n_0 – плотность ионов до приложения поля, S_{em} – площадь эмиссии. Раскрывая выражения для t_0 и t_{dr} , получаем оценку времени запаздывания пробоя в зависимости от q :

$$t_d = \frac{1}{10^3 A b_i} \exp\left\{\frac{10^3 \sqrt{b_i}}{\sqrt{2r_0 q}}\right\}, \quad (5.4)$$

где A – некоторая константа, которая подбирается так, чтобы получить правильные значения времени запаздывания. Это выражение позволяет воспроизвести спадающий участок кривой зависимости $U_b(dU/dt)$. Воспользуемся представлением для пробойного напряжения вида: $U_b = q r_0 t_d + C$, в котором константа C имеет смысл статического напряжения пробоя. Возьмем $C = 900$ В как наименьшее напряжение пробоя, наблюдавшееся в эксперименте при заземленном катоде. При заземленном аноде $C = 1350$ В.

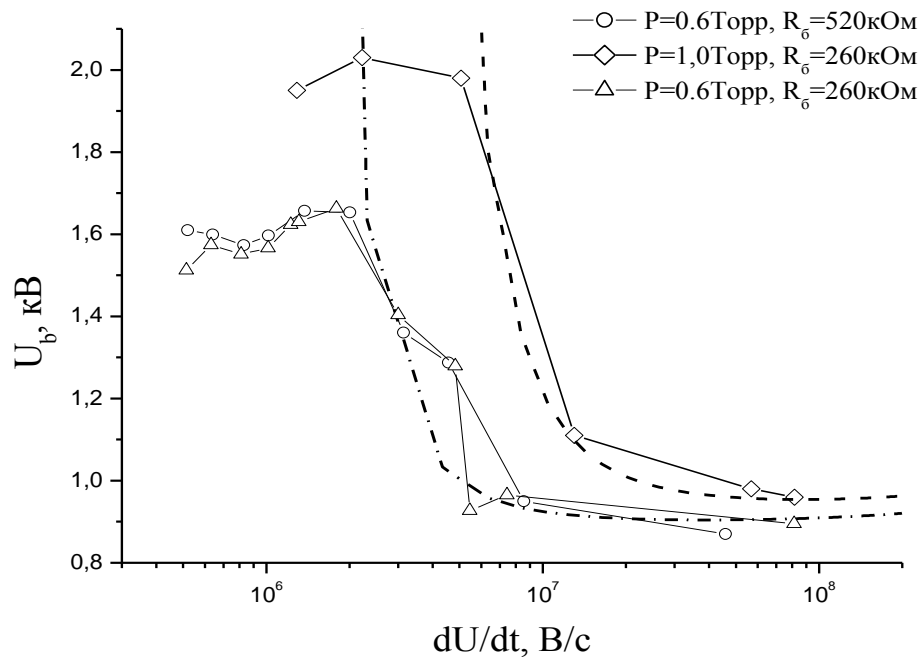


Рис.5.28 Сравнение результатов эксперимента с теоретической оценкой по формуле (5.4), (прерывистые линии). $U_0 = 3.6$ кВ, период 200 мс. Заземленный катод.

На рис.5.28 и 5.29 экспериментальные кривые сравниваются с результатами модельных представлений. Для высоких скоростей роста напряжения формула (5.4) дает удовлетворительную оценку поведения пробойного напряжения с ростом крутизны фронта импульса.

Значения напряжения в области пологих фронтов можно воспроизвести, если принять, что иницирующий электрон рождается при рекомбинации атомов на поверхности электрода. При частоте эмиссии 10^3 с^{-1} получаем время запаздывания порядка 1 мс, что с учетом статического напряжения пробоя дает удовлетворительное согласие с экспериментом. Область перехода от атомного к ионному механизму иницирования электронов не воспроизводится формулой (5.5), которая также не справедлива для $dU/dt > 1 \cdot 10^8 \text{ В/с}$. При таких резких фронтах электроны, возникшие в отсутствие поля, например, вследствие оже – нейтрализации при оседании остаточных ионов на металлических поверхностях или эффекте Молтера (см. п.5.5.2) не успевают уйти и сразу вовлекаются в ионизационное размножение. В этом случае время ожидания пробоя уже не определяется дрейфом остаточных ионов. Напряжение в этой области должно быть близким к минимальному и слабо зависеть от крутизны фронта.

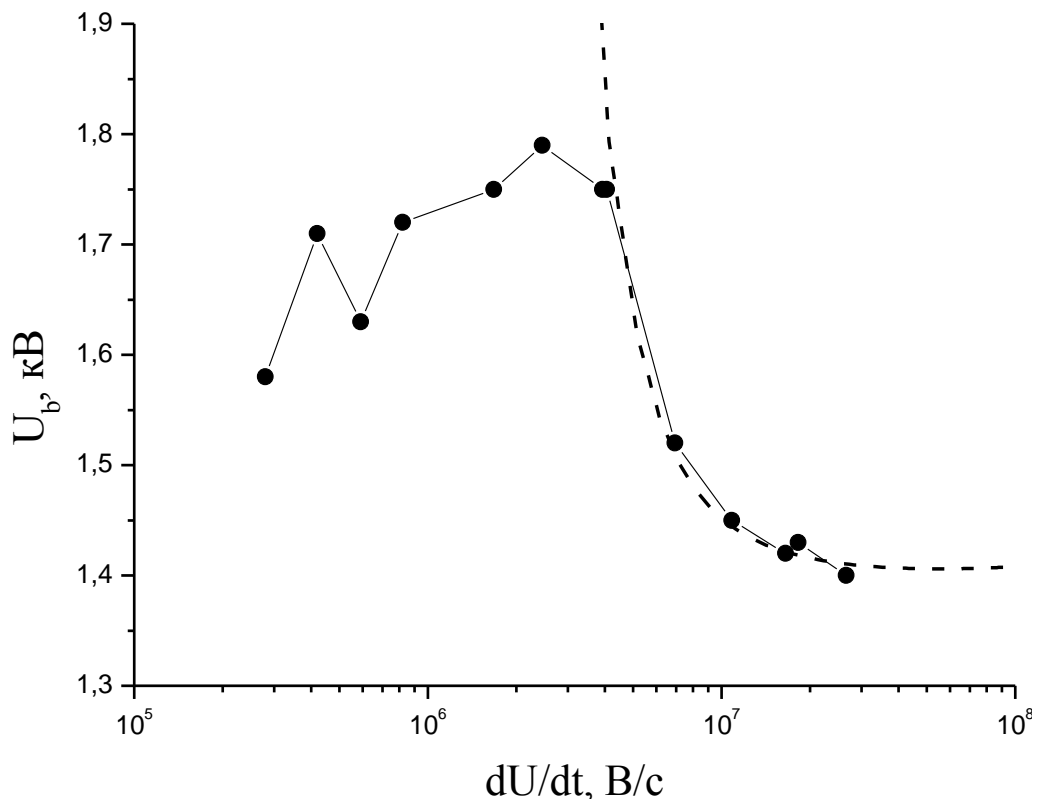


Рис.5.29 Сравнение результатов эксперимента с теоретической оценкой с использованием формулы (5.4). Давление 0,6 Торр, $U_0 = 3,6 \text{ кВ}$, $R_0 = 260 \text{ кОм}$, период 200 мс. Заземленный анод.

Отметим, что для точной оценки момента зажигания длинной трубки нужно знать время образования фронта ВИ после первичного пробоя. Но если считать, что это время сравнимо с временем распространения ВИ (т.е. ~ 1 мкс), то им можно пренебречь.

5.5.5. Эффект памяти при пробое парами импульсов напряжения. Заземленный катод.

Описанные выше проявления эффекта памяти были связаны с условиями, когда импульсы зажигаются относительно редко, с периодами от $\sim 1 - 10$ с до $\approx 50 - 200$ мс. При рассмотрении результатов экспериментов с парами импульсов речь идет о временах еще на один – два порядка меньших. В таких условиях в разрядном объеме в промежутке между импульсами одной пары концентрация заряженных частиц остается высокой. Их влияние приводит к развитию двух явлений: аномального и нормального эффектов памяти, которые были обнаружены для различных полярностей и наклонов фронтов напряжения.

Как было показано выше, вплоть до задержек в $\approx 150 - 250$ мс электроны могут гибнуть вследствие амбиполярной диффузии, при этом их концентрация может колебаться от $5 \cdot 10^3$ до 10^4 см^{-3} . Диапазон исследованных временных задержек ограничивался $\Delta t = 70$ мс, в течение которых концентрация остаточных электронов снижалась примерно до $(1 - 4) \cdot 10^6$ см^{-3} в зависимости от значений электронной температуры. В то же время при минимальных задержках (~ 1 мс) концентрация электронов почти не успевает снизиться, и загорание импульса происходит в плазме, в которой плотность заряженных частиц мало отличается от плазмы положительного столба. Эксперимент показывает, что при высоких dU/dt напряжение зажигания второго импульса может превосходить пробойное напряжение первого импульса уже при минимальных задержках. При скорости роста напряжения меньшей 10 кВ/мс для минимальных интервалов между импульсами эффект памяти носит нормальный характер, т.е. $U_{b1} > U_{b2}$. Одновременно наблюдается значительный предпробойный ток. Существенно то, что ВИ в этих условиях не регистрируется во всем исследованном диапазоне dU/dt .

Рассмотрим вначале случай минимальных задержек (~ 1 мс). За такой промежуток времени концентрация электронов почти не успевает измениться (рис.5.30). При высоких концентрациях электронов потенциал стенки в приэлектродной области близок к потенциалу самого электрода, т.е. между высоковольтным электродом и стенкой не возникает скачка потенциала, необходимого для возбуждения волны ионизации. В таких условиях фронт волны ионизации может не сформироваться, что подтверждается отсутствием оптического сигнала от ВИ при задержках $\Delta t \leq 4 - 5$ мс. С другой стороны, высокая плотность электронов и обусловленный ими заряд стенки концентрирует приложенное поле внутри трубки и

создает однородные по длине плазму и поле, аналогично тому, как это происходит в положительном столбе разряда. В такой ситуации разряд может формироваться за счет ионизации во всем объеме, а не в результате прохождения ВИ.

На основании предположения об однородности поля вдоль всей трубки удается воспроизвести временную зависимость предпробойного тока, значительная величина которого характеризует область малых задержек (рис. 5.14 и рис.5.23) при небольших dU/dt . На рис. 5.31 показан начальный участок такой зависимости, рассчитанный для $\Delta t = 1.5$ мс и $dU/dt = 1.3 \cdot 10^7$ В/с. Начальная концентрация электронов бралась равной $3 \cdot 10^8$ см⁻³, что соответствует указанному интервалу между импульсами (см. рис. 5.30). Наблюдается удовлетворительное согласие расчетной и экспериментальной кривых.

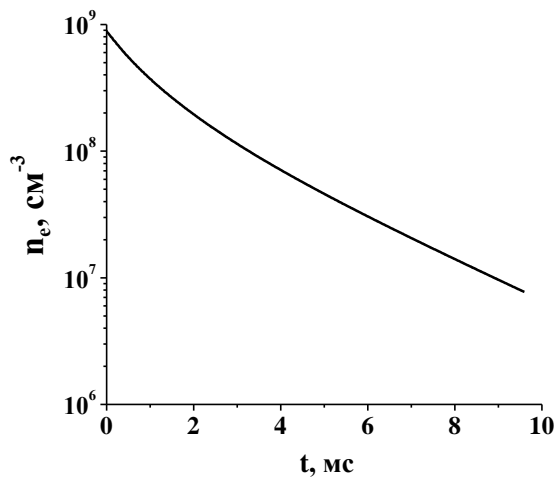


Рис.5.30 [58] Зависимость концентрации электронов от времени в плазме послесвечения азота. Момент времени $t = 0$ соответствует окончанию разрядного импульса. Длительность импульса 10 мс, ток в импульсе 8.5 мА, давление газа 1 Тор.

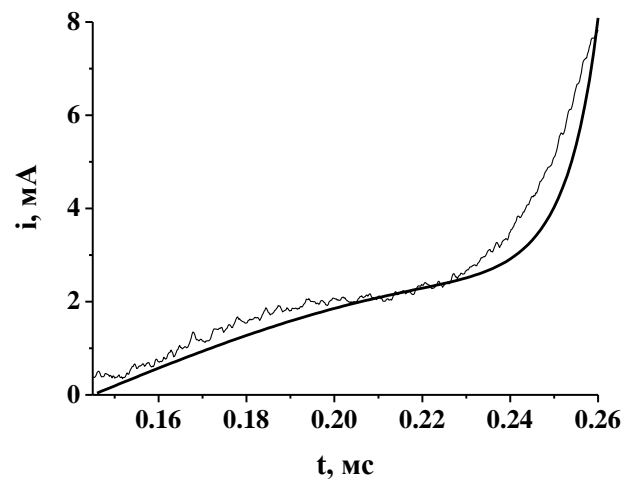


Рис. 5.31 $p = 1$ Торр. Начальный участок зависимости тока от времени во втором импульсе для $dU/dt = 1.3 \cdot 10^7$ В/с. Тонкая линия – эксперимент для $\Delta t \approx 1.5$ мс, жирная линия – расчет с начальной концентрацией электронов $3 \cdot 10^8$ см⁻³.

На рассматриваемой кривой можно выделить три участка: область медленного роста, область плато и область быстрого роста. Первые два участка соответствуют движению электронов, оставшихся после предыдущего импульса. Медленный рост тока обусловлен тем, что скорость дрейфа электронов растет с возрастанием напряженности поля. В области плато становится заметным уход электронов из объема, главным образом в результате амбиполярной диффузии (как следует из расчетов, при меньших значениях dU/dt , порядка 10^6 В/с, вместо плато появляется максимум, а после него минимум). Наконец, при достижении напряжением достаточно большой величины включается ионизация, и концентрация электронов экспоненциально нарастает (область быстрого роста тока).

Возможна ситуация, описанная выше (п.5.5.4) для одиночных импульсов с малой крутизной фронта, когда в процессе дрейфа все электроны покидают разрядный объём. Иллюстрация этого эффекта для пробоя парами импульсов при заземленном аноде приведена на рис.5.22. Из осциллограмм видно, что в первые моменты времени после приложения разрядного импульса наблюдается небольшой всплеск тока, сменяемый затем полным его отсутствием. При увеличении dU/dt до $3,6 \cdot 10^6$ В/с электроны не успевают уйти до включения ионизации, и вновь воспроизводится структура сигнала с плато.

Так как при минимальных задержках пробой происходит в присутствии большого количества заряженных частиц, то напряжение зажигания второго импульса лишь немного отличается от напряжения горения установившегося разряда (рис.5.13). Увеличение интервала между импульсами (от $\Delta t = 0,5$ до 4 мс) приводит к постепенному повышению пробойного напряжения второго импульса с переходом в аномальный эффект памяти. Рост напряжения может быть связан с тем, что при увеличении Δt падает концентрация остаточных электронов. При этом асимптотическое значение U_b ($U_{b\infty}$) в отсутствие ВИ должно быть довольно большим. Действительно, статическое напряжение пробоя в азоте в поле между двумя плоскими электродами, размер которых $L \gg d$, где d – расстояние между ними, при $pd = 40$ Торр·см равно $U_b = 2900$ В [57]. В нашем случае, напротив, $L \ll d$, что должно привести к росту пробойного напряжения из-за поперечной диффузии электронов [36]. Кроме того, переход от статического пробоя к динамическому также ведет к повышению напряжения. Т.о., полученное в эксперименте максимальное значение U_b существенно меньше, чем $U_{b\infty}$. Поскольку в области максимума U_b появляется ВИ, логично предположить, что ограничение роста U_b при увеличении Δt связано именно с ней. Другими словами, ВИ понижает пробойное напряжение.

Можно указать на следующие факторы, способствующие этому. (1) ВИ генерируется при пробое между высоковольтным электродом и ближайшим участком стенки. Для этого инициирующего разряда величина pd значительно меньше, чем для основного разряда. (2) Благодаря большому градиенту потенциала на фронте ВИ, она является эффективным источником ионизации. Из-за резко нелинейной зависимости константы скорости ионизации от величины E/N разряду, с точки зрения эффективности ионизации, «выгоднее» сосредоточить градиент потенциала в узкой области, чем «размазать» его по всей длине промежутка (аналог – область катодного падения или головка страты). (3) Благодаря ВИ, формирование тлеющего разряда начинается с достаточно большого количества заряженных частиц в промежутке. Это исключает из процесса пробоя фазу темного таунсендовского разряда с высоким межэлектродным напряжением [4].

5.5.6. Эффект памяти для волны ионизации

Волны ионизации начинают регистрироваться сразу после максимума аномального эффекта памяти. Вначале, в небольшом интервале Δt , наблюдались пробой как без волны ионизации, так и с ее участием; в ряде случаев не удавалось фиксировать отчетливый оптический сигнал от фронта ВИ. Дальнейшее повышение задержки приводит к пробоям исключительно с ВИ.

Эффект памяти для волны ионизации проявляется в следующем: 1) при наименьших интервалах между импульсами генерация волны подавляется; 2) скорость ВИ, возникающей при некоторой задержке Δt после предыдущего разряда, зависит от величины этой задержки. Иллюстрацией этих утверждений служат графики рис.5.21 для высоких dU/dt и рис.5.20 для низких.

Ранее (п.5.3) отмечалась связь между напряжением пробоя и скоростью ВИ, которая наблюдалась при исследовании зажигания трубки одним импульсом. Во всех случаях эта зависимость носила возрастающий характер. Данная работа является пока единственной, где такая зависимость изучалась. Ранее скорость ВИ измерялась как функция амплитуды импульса приложенного напряжения U_p . При этом импульсы имели крутой передний фронт, с длительностью ~ 10 нс (быстрые ВИ [12, 16]) или ~ 1 мкс (медленные волны [20, 31, 32]). В такой ситуации пробой и генерация ВИ происходили при напряжении, которое равно U_p и не связано с напряжением пробоя U_b (при условии, что $U_p > U_b$, но это условие всегда выполнялось). Поэтому сравнивать результаты данной работы с предыдущими не корректно. Тем не менее, отметим, что во всех случаях зависимость $V_{ВИ}(U_p)$ была также возрастающей. То, что зависимость $V_{ВИ}(U_b)$ должна быть не убывающей вытекает из простых рассуждений. Из эксперимента [68] известно, что скорость волны определяется потенциалом и связанным с ним полем на ее фронте, т.к. величина последнего определяет интенсивность ионизационных процессов. Пробойный потенциал – это, по сути, начальное значение потенциала на фронте волны, который при ее распространении может, например, затухать с одновременным снижением скорости ВИ [12 и ссылки в ней]. В частности, предионизация разрядного промежутка снижает это затухание и приводит к сохранению или повышению скорости волны.

В то же время при изучении эффекта памяти для малых расстояний между импульсами наблюдалось нарушение возрастающей зависимости скорости ВИ от U_b (рис.5.20, 5.21). Более того в области АЭП при низких скоростях роста напряжения явная взаимосвязь этих величин вовсе не прослеживается. При высоких dU/dt снижение напряжения пробоя с увеличением задержки от максимума АЭП приводит, наоборот, к повышению скорости ВИ.

Стоит отметить, что уже в опытах с одиночными импульсами было обнаружено, что на участке спада кривой $U_b(dU/dt)$ скорость ВИ перестает следить за изменениями пробойного потенциала.

Таким образом, можно сделать вывод, что в случае, когда напряжение зажигания испытывает эффект памяти от предыдущего разряда и имеет место волновой пробой, скорость ВИ не определяется этим напряжением. Исходя из приведенных фактов, наличие низких скоростей ВИ вблизи области АЭП, несмотря на значительное анодное напряжение и высокую предионизацию, можно рассматривать как аномальный эффект памяти для волны ионизации.

Рассмотрим возможные причины эффекта. Величина пробойного потенциала определяется временем запаздывания t_d , которое в условиях эффекта памяти совпадает с временем формирования. При волновом пробое трубки это время равно сумме времен индукции волны и ее распространения до катода. Согласно представлениям о первичном пробое, можно предположить, что его время формирования совпадает с временем индукции волны. Очевидно, что время формирования первичного пробоя будет минимальным, если все напряжение импульса будет сосредоточено между анодом и стенкой. В присутствии высокой концентрации остаточных электронов, характерной для задержек вблизи АЭП, сохраняется низкая разность потенциалов между анодом и стенкой. По этой причине возникающий при первичном пробое на стенку скачок потенциала оказывается относительно небольшим. Известно, что ВИ, генерируемые при малых перепадах напряжения, обладают низкими скоростями и быстро затухают [12]. Именно такие ВИ наблюдаются вблизи максимума АЭП. Их существование возможно лишь благодаря высокой предионизации разрядного промежутка, поскольку нет необходимости расхода мощности для создания затравочных электронов перед фронтом.

Увеличение значения Δt приводит к снижению концентрации остаточных электронов, следовательно – к повышению напряжения между анодом и стенкой. В результате снижается время формирования первичного пробоя, одновременно возрастает амплитуда скачка потенциала, что приводит к увеличению мощности, вкладываемой в разрядный промежуток, а, следовательно, к повышению скорости ВИ (рис.5.20 и 5.21). В то же время, напряжение пробоя, величина которого определяется временем формирования разряда, будет снижаться. Таким образом, можно непротиворечиво объяснить спадающий участок кривой $U_b(\Delta t)$ для второго импульса после достижения максимума АЭП.

Дальнейший ход указанной кривой характеризуется обычным эффектом памяти, величина которого уменьшается с ростом Δt (рис. 5.15, 5.17). Природа эффекта – быстрая

генерация ВИ (малые времена формирования разряда), так, что напряжение не успевает значительно вырасти до возникновения пробоя. Возможная причина – это остаточные ионы. Теперь их концентрация не достаточна для установления продольной однородности поля, но их присутствие обеспечивает поток вторичных электронов, наличие которых облегчает генерацию и распространение ВИ, поскольку нет расхода мощности на создание затравочной ионизации.

5.5.7. Эффект памяти при пробое парами импульсов напряжения. Заземленный анод.

Чтобы объяснить эффект памяти в случае, когда заземленным электродом является анод, необходимо определить роль волны ионизации в процессе зажигания разряда в этих условиях. Как отмечалось ранее, прямые оптические наблюдения не позволяют фиксировать отчетливый сигнал, распространяющийся от катода к аноду (п.3.3). Возможные причины этого обсуждались выше. Из эксперимента известно, что в случае заземленного анода аномальный эффект памяти наблюдается лишь при сравнительно низких скоростях роста напряжения (рис.5.25). В максимуме АЭП напряжение пробоя второго импульса превышает напряжение пробоя первого на 200 В, что немного отличается от эффекта памяти при заземленном катоде в этой же области dU/dt . Главное отличие состоит в отсутствии сильного нормального ЭП, в виде провала напряжения после максимума АЭП, который связывался в предыдущем пункте с более быстрой генерацией ВИ. При $dU/dt > 3,5 \cdot 10^6$ В/с АЭП при заземленном аноде не наблюдается вовсе (рис.5.26).

Возникновение АЭП при пологих фронтах напряжений можно объяснить так же, как и в случае заземленного катода. При минимальных задержках ВИ не образуется из-за повышенной концентрации остаточных зарядов. При этом процессы ионизации разворачиваются во всей трубке из оставшихся электронов в продольно однородном поле. По мере снижения концентрации этих электронов напряжение растет до задержки, при которой повышается вероятность пробоя между катодом и стенкой, в результате которого происходит генерация отрицательной волны ионизации. Возникновение последней по указанным выше причинам снижает напряжение загорания разряда, но не приводит к нормальному эффекту памяти. Отсутствие нормального эффекта можно объяснить, тем что для генерации отрицательной ВИ требуется большее напряжение, по причине экранирования фронта волны от катода положительным зарядом ионов. В обзоре [12] приводятся сведения о том, что подобное экранирование является, к примеру, причиной, по которой отрицательные волны не возбуждаются при тех же условиях, что и положительные.

Более сложным выглядит факт отсутствия АЭП при относительно небольшом повышении крутизны фронта напряжения. Из экспериментов с заземленным катодом известно, что увеличение dU/dt приводит к снижению максимума АЭП, что опять же можно объяснить созданием благоприятных условий для возбуждения ВИ. По-видимому, в случае заземленного анода подобное снижение также имеет место, только происходит оно значительно быстрее, так, что при некоторой скорости роста напряжения максимум АЭП просто не возникает. При этом потенциалу зажигания достаточно лишь достичь значения напряжения пробоя в первом импульсе, чтобы вызвать генерацию ВИ. По этой причине на графиках (рис.5.26) там, где ожидается максимум, наблюдается лишь излом кривой.

Другой причиной отсутствия АЭП может служить то, что отрицательная ВИ при повышении скорости роста напряжения возникает во всем диапазоне задержек, начиная с минимальных. С такой точки зрения в эксперименте наблюдается лишь нормальный эффект памяти для волнового пробоя.

Заключение.

Диссертация посвящена изучению процессов, инициирующих и сопровождающих электрический пробой в азоте низкого давления в длинной разрядной трубке. В рамках этой тематики:

1. Проведены исследования влияния предыдущего разрядного импульса на характеристики пробоя («эффект памяти»). Установлено, что предыдущий импульс влияет на:

- величину динамического напряжения пробоя;
- зависимость величины напряжения пробоя от крутизны фронта напряжения, подаваемого на электроды;
- скорость предпробойной волны ионизации.

Установлена зависимость исследованных характеристик от полярности приложенного напряжения.

2. Обнаружено, что предыдущий импульс может приводить не только к облегчению, но и к затруднению пробоя, повышая пробойное напряжение («аномальный эффект памяти»).

3. Установлено, что в условиях существования аномального эффекта памяти реализуется особый, безволновой, механизм пробоя.

4. Впервые проведены одновременные измерения напряжения пробоя и скорости волны ионизации. Установлено наличие корреляции между этими величинами.

5. Обнаружено, что в области действия «эффекта памяти» увеличение скорости роста напряжения, прикладываемого к электродам, может приводить к резкому уменьшению динамического напряжения пробоя.

6. Обнаружен и исследован эффект «тёмной фазы» развития разряда в азоте. Необходимым условием его существования является положительная полярность приложенного напряжения. Показано, что возникновение тёмной фазы в азоте обусловлено избыточной концентрацией электронов, остающихся после прохождения волны ионизации.

7. Даны объяснения наблюдаемых явлений, подтвержденные оценками, модельными или численными расчётами.

Литература.

1. Thomson J.J. // Recent Research in Electricity and Magnetism.-Clarendon, Oxford, 1893. – P. 115 – 118. Статья в журнале.
2. Королев Ю.Д. Месяц Г.А. Физика импульсного пробоя газов. М.: Наука, 1991г.
3. Курчатov И.В./ Электрический пробой газов./ Л.: 1929, стр. 685 – 699. Статья в журнале.
4. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1992 г.
5. Спивак Г.В., Столярова Е.Л./Электронно оптические эффекты при развитии плазмы./ ЖТФ, 1948, 18, В 3, с 279-288.
6. Snoddy L.B., Dietrich J.R., Beams J.W. // Ibid. – 1937. – V.52, N 4. – P. 739-746
7. Mitchell F.H., Snoddy L.B. // Ibid. – 1947. – V.72. – P. 1202-1208.
8. Westberg R.G. // Ibid. – 1959. – V.114 N. 1. – P. 1-17.
9. Loeb L.B. // Science. – 1965. - V.148 N. 3676. – P. 1417-1426.
10. Bartholomeuszeyk W. // Ann. Phys. 1939. V. 36. P. 485.
11. Winn W. P.//J.Appl.Phys., 1967, v.38, N 2, p. 39.
12. Василяк Л.М., Костюченко С.В., Кудрявцев Н.Н., Филюгин И.В. // УФН. 1994. Т. 164. С. 263.
13. Асиновский Э. И. Василяк Л. М. Марковец В.В.// ТВТ. 1983г., т.21 №3, с.577
14. Амиров Р.Х., Асиновский В.И., Марковец В.В. /Диагностика Низкотемпературной плазмы/ Новосибирск, 1994, с373 – 475.
15. McGehee F.M.// Virginia J.Sci.1955. V. 6, P. 39.
16. Suzuki. T. // J.Appl.Phys.1977. V. 48. P. 5001.
17. Абрамов В.П. Мазанько И.П.//ЖТФ, 1980, т.50, М, с 749-754.
18. Недоспасов А.В., Новик А.Е. // ЖТФ. 1960. Т. 30. С. 1329.
19. Andersen H.E.B., Tobin R.C.// Physica Scripta. 1974.V.9, P.7.
20. Horstman R.E., Lansink F.M.O. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1988. V. 21. P. 1130.
21. Лозанский Э.Д., Фирсов О.Б. Теория искры. М.: Атомиздат. 1975.
22. Brok W.J.M., J. van Dijk, Bowden M.D.//J. Phys. D: Appl. Phys. 2003. V.36. P. 1967–1979.
23. Лагарьков А.Н., Руткевич И.М. Волны электрического пробоя в ограниченной плазме. М.: Наука, 1989.
24. Lagarkov A.N., Rutkevich I.M. // Ionization Waves in Electrical Breakdown of Gases. Springer-Verlag, 1994.
25. Булафф Р., Кодри Ф. Солитоны. М.: Мир. 1983.
26. Nedospasov A.V., Sadykh-zade G.M., Efendiev K.I.//High Temperature (USA). 1978. V.16, №4. P. 581 – 584.

27. Туницкий Л.Н., Черкасов Е.М.//ЖТФ.1968. Т.39, вып. 12, С.2173 – 2176.
28. Абрамов В.П., Ищенко П.И., Мазанько И.П.//ЖТФ. 1980, т.50, вып. 4, с 755-760.
29. Brok W. J. M., Gendre M. F., van der Mullen J. J. A. M. //J. Phys. D: Appl. Phys. 2007. V. 40. P.156 – 162.
30. Brok W. J. M., Gendre M. F., van der Mullen J. J. A. M.// J. Phys. D: Appl. Phys. 2007. V. 40. P.3931 – 3936.
31. Langer R., Garner R., Hilscher A., Tidecks R., Horn S. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2008. V.41. 144011.
32. Gendre M.F., Haverlag M., Kroesen G.M.W. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2010. V. 43. 234004.
33. Moss R.S., Eden G.J., Kushner M.J.// J. Phys. D: Appl. Phys. 2004.V. 37. P. 2502–2209.
34. Bhoj A. N., Kushner M. J. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2004.V. 37. P. 2510–2526.
35. Pejović M.M., Ristić G.S., Karamarković J.P. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2002 V. 35. P. R91.
36. Lisovskiy V.A., Yakovin S.D., Yegorenkov V.D. //J. Phys. D: Appl. Phys. 2000 V.33. P. 2722 – 2730.
37. Algermisser//Ann der Physic. 1906. V.19. P.1007
38. Rogovsky, Flegler, Tamm.// Arch. fur Electrotechnik. 1927. V. 18. P.479.
39. Винокуров Н.И., Герасимов В.А., Запончковский В.В., Фоменко Ю.Ф.//ЖТФ. 1977. Т.47. вып. 12, С.2512 – 2516.
40. Мик Дж.М., Крэгс Дж. Электрический пробой в газах. М.: ИЛ, 1960.
41. Kudrle V., LeDuc E., Fitaire M. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1999. V. 32. P. 2049.
42. MarkovićV.Lj., PetrovićZ.Lj.,Pejović M.M. // Plasma Sources Sci. Technol. 1997. V. 6. P. 240.
43. Petrović Z.Lj., Marković V.Lj., Pejović M.M., Gocić S.R. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2001. V.34. P. 1756.
44. MarkovićM.Lj.,Pejović M.M., Petrović Z.L. // Plasma Chem. Plasma Proc. 1996. V. 16. P. 195.
45. Woolsey G.A., Ogle D.B. // J. Appl. Phys. 1989. V. 66. P. 2920.
46. Veynon J., Liewellyn-Jones F. // Int. J. Electron. 1968. V. 24. P. 381.
47. Ионих Ю.З., Костюкевич И.Н., Чернышева Н.В. // Оптика и спектроскопия. 1993. т. 74, с. 455.
48. Ионих Ю.З., Уткин Ю.Г., Чернышева Н.В., Евдокименко А.С. // Физика плазмы. 1996. т. 22, № 3, с. 289-297.
49. Дятко Н.А., Ионих Ю.З., Мещанов А.В., Напартович А.П.// Физ. плазмы, 2005, т.31, с.939- 954.
50. Дятко Н.А., Латышев Ф.Е., Мельников А.С., Напартович А.П. //Физ. плазмы, 2006, т.32, с.180-192.

51. *Амиров Р.Х., Асиновский Э.И., Марковец В.В.* //ТВТ. 1981. Т.19. С.47.
52. *Амиров Р.Х., Асиновский Э.И., Марковец В.В.* //Физика плазмы. 2001.Т.27.С.450.
53. *Словецкий Д.И.* Механизмы химических реакций в неравновесной плазме. М.: Наука, 1980.
54. *Энгель А.* Ионизованные газы. – М.: Физматгиз, 1960г.
55. *Henriques J., Tatarova E., Dias F.M., Ferreira C.M.* // J. Appl. Phys. 2008. V. 103. 103304.
56. *Heumann F.G.* // Proc. Phys. Soc. B. 1950. V. 63. P. 25.
57. *Erhrenkranz F.*//Phys.Rev. 1939, 55, 219
58. *Дятко Н.А., Ионих Ю.З., Мещанов А.В., Напартович А.П., Шишпанов А.И.*//Труды XXXI Международной конференции по физике плазмы и УТС. Звенигород 2013.
59. *Stracke P., Wiegershaus F., Krischok S., Kempter V.*//Surface Science. 1998.V. 396. P.212.
60. *Vesel A.* // Materials and Technology. 2012. V. 46. P. 7.
61. *Marković V.Lj., Petrović Z.Lj., Pejović M.M.* //J. Chem. Phys. 1994. V. 100. P. 8514.
62. *Paetow H.* // Zs. Phys. 1939. V. 111. P. 770.
63. *Дятко Н.А., Ионих Ю.З., Мещанов А.В., Напартович А.П., Шишпанов А.И.* // Физика плазмы. 2011. Т. 37. С. 544.
64. *Базелян Э.М., Райзер Ю.П.* Искровой разряд. М.: МФТИ, 1997. С.59.
65. *Koller L.R., Johnson R.P.* // Phys. Rev. 1937. V.52, № 5, P.519 – 523.
66. *Malter L.* // Phys Rev. 1936. V.50, №1.P.48 – 58.
- 67.Физические величины. Справочник./под ред. *Григорьева И.С., Мейлихова Е.З.* М.: Энергоатомиздат, 1991.
68. *Асиновский Э.И., Василяк Л.М., Марковец В.В., Токунов Ю.М.*//ДАН СССР.1982. Т.263, С. 1364.
69. *D. Marinov, D. Lopatik, O. Guaitella, M. Hübner, Y. Ionikh, J. Röpcke, A. Rousseau.*//J. Phys. D: Appl. Phys. 2012.V.45. P.175201.