

Г. А. Месяц

ЭТОНЫ



ЧАСТЬ 1

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
УРАЛЬСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ
ИНСТИТУТ ЭЛЕКТРОФИЗИКИ

Г. А. Месяц

ЭКТОНЫ

ЧАСТЬ 1



ЕКАТЕРИНБУРГ
УИФ «НАУКА»
1993

УДК 621.384.6.01 : 537.533

Месяц Г. А. Эктоны. Часть 1. Екатеринбург: УИФ «Наука», 1993. ISBN 5-02-007393-8.

Монография посвящена эктонам — эмиссионным центрам, образующимся на поверхности катода в результате разогрева и взрыва микрообъемов за счет большой удельной энергии в них. Если возникающий при этом ток будет выше некоторой предельной величины, то имеет место процесс самоподдержания эктонов.

Монография состоит из трех частей. В первой рассматривается взрывная эмиссия электронов, изучение которой позволило подойти к пониманию сути эктонов, во второй — роль эктонов в электрических разрядах, главным образом в вакуумных и газовых. В третьей части показывается роль эктонов в электрофизических устройствах: импульсных ускорителях электронов, в импульсных источниках рентгеновских лучей, вакуумных разрядниках и т. д.

Книга адресована специалистам в области физики низкотемпературной плазмы вакуумных и газовых разрядов, импульсной электроники и электрофизики.

ISBN 5-02-007393-8

© Уральская издательская фирма «Наука», 1993

Рекомендовано к изданию
ученым советом
Института электрофизики
и НИСО УрО РАН

Редактор Л. А. Урядова
Обложка художника А. В. Шатунова
Технический редактор Е. М. Бородулина
Корректор Г. Н. Старкова

ЛР № 020293 от 27.11.91

Сдано в набор 2.07.93. Подписано к печати 04.11.93.
Формат 60×90 1/16. Бумага типографская № 2.
Гарнитура литературная. Печать высокая. Усл.
печ. л. 11,5. Уч.-изд. л. 13,1. Усл. кр.-от. 11,5.
Тираж 1500. Заказ № 233.

Уральская издательская фирма «Наука».
620219, Екатеринбург, ГСП-169,
ул. Первомайская, 91.

Издательско-полиграфическое предприятие
«Уральский рабочий», 620219, Екатеринбург,
ул. Тургенева, 13.

Протекание тока в газе и вакууме связано с появлением и исчезновением заряженных частиц между катодом и анодом, например при разряде в газе. В зависимости от роли и способа образования различают три типа заряженных частиц и соответственно три типа процессов, ответственных за их появление: иницирующие, первичные и вторичные. Иницирующие частицы (обычно электроны) образуются на катоде или в газе за счет какого-либо внешнего воздействия (фотоэмиссии с катода, ионизации газа фотонами и т. д.). При достаточно высоком электрическом поле иницирующие электроны вызывают первичные процессы, в основном ионизацию и возбуждение атомов и молекул электронным ударом. В результате появляются первичные электроны и ионы, а также фотоны за счет высвечивания возбужденных атомов и молекул. Вторичные электроны возникают или на катоде вследствие его бомбардировки ионами, фотонами, быстрыми нейтральными атомами, образующимися при перезарядке и т. д., или в газе при его иницировании фотонами. Эти классические представления позволяют с помощью соответствующих коэффициентов, характеризующих первичные и вторичные процессы, описать многие явления (например предразрядные токи при облучении катода, развитие лавинных генераций при таунсендовском разряде, поддержание тлеющего разряда и т. д.).

Формально сходные представления иногда используются для объяснения механизма протекания тока в вакууме. Так, обменный механизм пробоя вакуума предполагает, что отрицательная заряженная частица (электрон или ион) покидает катод и ударяется о поверхность анода. Если при ударе об анод она вызовет эмиссию нескольких ионов, а каждый из этих ионов приведет к образованию на катоде нескольких новых отрицательных частиц, то начнется лавинообразный рост тока, завершающийся вакуумным пробоем. Однако для объяснения вакуумного пробоя привлекались и другие подходы, основанные на роли тока автоэлектронной эмиссии (АЭЭ). При этом полагалось, что электроны АЭЭ, в данном случае являющиеся и иницирующими и первичными, или нагревают анод и испаряют его, или нагревают катодные микровыступы и испаряют их. Затем в парах электродов и десорбированного газа происходит электрический разряд.

Причем пары и газ в вакуумной промежутке могут образовываться и по другим причинам, таким как быстрый нагрев электрода, удар об электрод ускоренной микрочастицы, испарение диэлектрических включений на электродах и т. д.

В настоящей монографии дано систематическое описание явления возникновения не одиночных заряженных частиц, а целых их пакетов (до 10^{10} — 10^{12}) в течение короткого времени (10^{-9} — 10^{-8} с) за счет микровзрывных процессов на электродах из-за высокой концентрации энергии в микрообъеме их поверхности. Такие пакеты заряженных частиц мы назвали эктонами. Название происходит от начальных букв английского выражения «Explosive Centre». Открытие взрывной электронной эмиссии (ВЭЭ) положило начало изучению эктонов.

Взрывной электронной эмиссией называют испускание электронного тока из поверхности проводника, являющегося катодом, вследствие взрыва микроскопического объема на его поверхности. Известно, что взрыв — это очень быстрое выделение энергии в ограниченном объеме, связанное с внезапным изменением состояния вещества и сопровождаемое обычно разбрасыванием и разрушением вещества из этого и близлежащего объемов. Взрыв микрообъема металла и возбуждение ВЭЭ может происходить по различным причинам: при ударе о катод кусочка вещества, ускоренного до большой скорости, воздействии на катод мощного импульса лазерного излучения или пучка заряженных или нейтральных частиц, например ионов, и т. д. Однако наиболее распространенный способ возбуждения ВЭЭ — быстрый нагрев микроучастков катода электрическим током большой плотности. Простейшим примером такого тока является ток АЭЭ, плотность которого при достаточно высоких электрических полях может достигать 10^9 А/см² и более. Долгое время считалось, что ВЭЭ инициируется только током АЭЭ. Сейчас ясно, что концентрирование большой плотности энергии в микрообъеме катода может происходить за счет процессов, обусловленных наличием на катоде диэлектрика, плазмы, адсорбированного газа и т. д. В этой монографии основное внимание мы уделим рассмотрению ВЭЭ, возбуждаемой разогревом микрообъемов катода электрическим током большой плотности, т. е. фактически это электрический взрыв проводника, для которого характерно превращение электрической энергии протекаемого тока в тепловую.

Целенаправленная работа по установлению механизма этого явления проводилась автором монографии и его сотрудниками начиная с 60-х годов. При этом использовалась аппаратура с временным разрешением до 10^{-10} с. Исследования увенчались успехом в 1966 г., когда наблюдениями процессов между катодом и анодом в вакууме при средней напряженности импульсного электрического поля 10^6 В/см было установлено, что в результате взрыва микроострий на катоде под действием тока

АЭЭ появляется ток электронов, величина которого на порядки превосходит начальный ток. В докторской диссертации автором в 1966 г. сделаны следующие выводы: «поверхность катода не идеальна, а обладает шероховатостью, выступы на катоде являются источниками АЭЭ из-за локального усиления поля на них»; «...появление на катоде отдельных ярких пятен можно связать со взрывом выступов»; «свечение на аноде через 8 нс после приложения импульса связано с процессами под воздействием электронного пучка, который вытягивается из плазмы, образуемой из паров катодного материала». Таким образом, в этой работе был очерчен круг явлений, которые сейчас называются взрывной электронной эмиссией. В более поздних работах концепция ВЭЭ была сформулирована в том виде, в котором она сейчас существует. Параллельно в работах группы Фурсея была предложена качественная модель дуги в вакууме, в которой рассматривались взрывы микроострий на катоде. Однако авторы считали, что после взрыва острия происходит «разряд в парах взорвавшегося металла», т. е. на возможность появления эмиссии свободных электронов внимания не было обращено.

Взрывная электронная эмиссия — сложное явление. Она включает в себя процессы, ведущие к созданию фазового перехода и происходящие на границе металла с плазмой, и ее взаимодействие с током электронов. ВЭЭ характеризуется большой плотностью плазмы (более 10^{20} см⁻³) в катодной части зоны эмиссии, сильной ее неоднородностью в малых объемах (10^{-8} — 10^{-9} см⁻³), малым временем протекания процессов (10^{-10} — 10^{-8} с), большой плотностью тока на катоде ($\sim 10^8$ А/см²) и т. д. Это явление имеет несколько стадий, основные из которых — процессы инициирования ВЭЭ, первичные и вторичные. Взрыв микроучастка катода, образование катодной плазмы, эффекты, обуславливающие эмиссию электронов из первичного эмиссионного центра, назовем первичными процессами ВЭЭ.

После взрыва микроучастка катода образуется так называемый катодный факел (КФ), который состоит в основном из плазмы и паров материала катода, а также плазмы адсорбированного газа. Распределение концентрации плазмы в КФ неоднородно. Так, у катода она превышает 10^{20} см⁻³ и уменьшается по радиусу факела. Средняя концентрация частиц в плазме при токе порядка 100 А за время от 5 до 20 нс падает с 10^{17} до $5 \cdot 10^{15}$ см⁻³. Важная характеристика катодной плазмы — скорость ее разлета в вакуум. Многочисленные экспериментальные исследования показали, что в начальный период времени, составляющий порядка 10^{-7} с, скорость разлета плазмы большинства металлов $v = (1-3)10^6$ см/с, а затем уменьшается. Ток ВЭЭ ограничен объемным разрядом электронов в системе катодная плазма — анод. Таким образом, даже беглое описание ВЭЭ говорит о том, что это очень сложное физическое явление,

требующее для изучения сложнейшей аппаратуры и хорошего теоретического знания процессов взрыва металла.

Именно подробное изучение ВЭЭ позволило прийти к выводу о существовании взрывных эмиссионных центров эктонов, которые возникают в результате микровзрыва на поверхности катода. При этом за счет высокой температуры эмитируется большой электрический ток. Эмиссия длится обычно в течение 10^{-9} — 10^{-8} с, а затем прекращается сама по себе, так как взрывной центр самоохлаждается из-за теплопроводности, испарения, выброса нагретого металла и т. д. Если ток, выпускаемый эктоном, выше порогового тока, то начинается циклический процесс самоподдержания эктонов. Причем в зависимости от величины тока и состояния поверхности металла один эктон может приводить к образованию одного или нескольких новых. Таким образом, эктон есть фундаментальное явление в процессе ВЭЭ. Для возбуждения эктона нужна концентрация энергии в микрообъеме катода порядка энергии сублимации (10^4 Дж/г) при характерном объеме около 10^{-12} см³ и общей энергии 10^{-8} Дж. В результате функционирования эктона испускается порция электронов порядка 10^{11} шт. Новые эктоны в зависимости от условий на поверхности металла образуются или рядом с предыдущим или на некотором удалении от него. Они могут возникать и на поверхности анода с испусканием пакета ионов, если на этой поверхности осуществить каким-то образом микровзрыв.

Взрывная эмиссия электронов и эктоны играют фундаментальную роль в вакуумных искрах и дугах, в разрядах низкого давления, в сжатых и высокопрочных газах, т. е. там, где имеет место высокое электрическое поле на поверхности катода.

При изучении ВЭЭ мы имели дело с катодными эктонами, которые эмитируют пакеты электронов. Однако микровзрывы могут происходить и на поверхности анода. При этом в течение короткого времени будет осуществляться эмиссия ионов из места взрыва на аноде. Этот феномен мы называем анодным эктоном. Роль анодных эктонов, как правило, второстепенна. Они способствуют и ускоряют процесс появления катодных эктонов. Поэтому основное внимание в монографии будет уделено катодным эктонам.

Открытие и обстоятельное исследование ВЭЭ и эктонов, а также успехи в разработке техники мощных наносекундных импульсов позволили создать импульсные ускорители электронов с мощностью 10^6 — 10^{12} Вт и более при длительности импульсов 10^{-10} — 10^{-6} с, токе электронов 1 — 10^6 А и энергии электронов 10^4 — 10^7 эВ. Такие пучки широко используются для исследований в физике плазмы, радиационной физике и химии, в технологии, для накачки газовых лазеров, генерации мощных СВЧ и рентгеновских импульсов и т. д. По существу, во всех этих исследованиях возникли новые направления, которые позволили

радикально изменить параметры создаваемых приборов и оборудования.

Хотя проблеме ВЭЭ посвящен ряд обзоров, монографии, которая бы с единых позиций описывала физику эктонов и их роль в электрических разрядах и электрофизических устройствах, сейчас нет. Настоящая монография предполагает восполнить этот пробел. В основе ее лежат многолетние исследования, проведенные автором и его сотрудниками в Институте сильноточной электроники (Томск) и Институте электрофизики (Екатеринбург). В ней содержатся также результаты, полученные в ряде научных лабораторий России, США, Германии и других стран. Объем материала для описания эктонов и их применения оказался настолько большим, что автор решил разделить его на три части, которые выходят отдельными книгами. В первой части представлено исследование взрывной электронной эмиссии как основы понимания физики эктонов. Она содержит девять глав. В первой главе дано краткое описание, казалось бы, на первый взгляд, различных и давно известных явлений, которые повлияли на становление знаний об эктонах: электрический взрыв проводников, автоэлектронная эмиссия с большой плотностью, вакуумный разряд, получение мощных рентгеновских лучей. Во второй главе проанализированы различные методы концентрирования энергии в микрообъемах проводящих сред, которые приводят к инициированию эктонов. Последующие главы посвящены катодным процессам, предшествующим возникновению эктонов: катодной и анодной плазме; исследованию тока взрывной эмиссии; расходу катодной массы; изучению микро-рельефа электродов, математическому моделированию эктонов. В заключительной главе кратко суммируются свойства эктонов на основе исследований взрывной эмиссии.

Во второй части рассмотрена роль эктонов в электрических разрядах в вакууме и газе. Она состоит также из девяти глав. В них показана роль эктонов в вакуумном разряде при импульсном, статическом и переменном напряжениях; в обычной вакуумной дуге и униполярной, а также при разряде по поверхности диэлектрика в вакууме. Затем проанализирована роль эктонов в таких явлениях газового разряда, как нарушение закона Пашена, переход тлеющего разряда в дуговой, в импульсный газовый разряд при высоких электрических полях, газовые разряды с интенсивной внешней ионизацией и т. д.

В третьей части дано описание различных импульсных электрофизических устройств, в которых используются эктоны и взрывная электронная эмиссия. К ним относятся различные типы сильноточных ускорителей электронов, таких как ускорители с широкоапертурными пучками, с диодами с магнитной изоляцией, с самофокусирующимися пучками, с субнаносекундными пучками и т. д. К таким устройствам относятся также вакуумные линии с магнитной самоизоляцией, источники мощных рентгенов-

ских импульсов, вакуумные коммутаторы и т. д. Автор убежден, что эктонные процессы лежат в основе таких технологий, как электроискровая обработка металлов, электроискровое легирование, процессы на контактах в коммутирующей аппаратуре и т. д. Однако эти проблемы требуют специального рассмотрения.

Автор благодарит сотрудников институтов сильноточной электроники и электрофизики, оказавших помощь в предоставлении материала для монографии. Особенная благодарность профессорам Е. А. Литвинову, Ю. Д. Королеву и Д. И. Проскуровскому за постоянные плодотворные дискуссии. Автор благодарит Н. Б. Гаврилову за помощь в оформлении книги. Ряд исследований, описанных в книге, был проведен при поддержке фонда Гриве, которому автор выражает признательность.

ЧАСТЬ 1

ВЗРЫВНАЯ ЭМИССИЯ ЭЛЕКТРОНОВ

§ 1.1. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ВЗРЫВ ПРОВОДНИКОВ

Когда мы говорим о взрывной эмиссии, то предполагаем, что с металлом в микрообъеме вещества происходит примерно то же, что и при электрическом взрыве проводников (ЭВП). Поэтому интересно в общих чертах познакомиться с этим явлением.

Электрический взрыв проводников — это резкое изменение физического состояния металла в результате интенсивного выделения в нем энергии при пропускании импульсного тока большой плотности (10^6 — 10^9 А/см²), приводящее к нарушению металлической электропроводности [1]. С точки зрения физики ЭВП, интересен быстрый нагрев металла со скоростью роста температуры до 10^{13} К/с. Это позволяет исследовать физические свойства металлов и их фазовые превращения при переходе через все состояния вещества — от твердого до плазменного. Такие исследования важны для изучения свойств в окрестностях критической точки, а также высокотемпературного фазового перехода металл — неметалл [1—5].

Способность ЭВП резко менять свои свойства и преобразовывать электрическую или магнитную энергию накопителей в тепловую, энергию излучения, энергию ударных волн и т. д. позволило широко использовать это явление в технике для создания мощных импульсных источников излучения [1], оптической накачки лазеров, получения субдисперсных порошков, а также активных сред для лазеров, работающих на парах металлов, обработки материалов ударными волнами, разработки прерывателей тока в мощных импульсных устройствах и др. Исследование ЭВП производилось в различных средах: газе, жидкости, вакууме, твердом теле. С точки зрения понимания ВЭЭ, наибольший интерес представляет ЭВП в вакууме. Ясно, что не все типы ЭВП одинаковы. В разных условиях решающую роль будут играть различные факторы. Это обуславливает различие механизмов взрыва. Чейс и Левин [6] дают классификацию, основанную на скорости подвода энергии к проволочке по данным исследований на тот период времени. Они предпола-

гают существование четырех типов ЭВП: плавление, медленный, быстрый и сверхбыстрый режимы.

1. При плавлении подводимой энергии не хватает для полного испарения проводника.

2. При медленном режиме время испарения проволоочки $t \gg \tau_n$, где τ_n — время развития неустойчивостей. При этом до начала разрушения проводника испаряется только незначительная его часть, а остальная разбрызгивается в виде жидкого металла.

3. При быстром режиме ЭВП $t \ll \tau_n$, изменение формы проводника не успевает заметно проявиться на фоне интенсивного испарения проводника.

4. Сверхбыстрый режим реализуется тогда, когда время нарастания тока в проводнике (длительность фронта импульса) $t_f \ll \tau_c$ (τ_c — скиновое время). В этом случае взрыв развивается неоднородно по объему проводника. Взрываются только поверхностные слои, в которых локализуется выделение энергии.

Необходимо иметь в виду, что обычно ВЭЭ не подходит ни под один раздел этой классификации, так как диаметр взрывающегося проводника (микровыступ на катоде) обычно составляет $\ll 10^{-4}$ см, поэтому при быстром вводе тока ($< 10^{-9}$ с) толщина проводника много меньше скин-слоя.

Основную информацию об ЭВП обычно получают из осциллографических измерений тока и напряжения, а также высокоскоростного фотографирования и рентгенографирования процесса расширения проводника. Этой информации достаточно для определения удельной мощности, энергии, сопротивления проводника, удельной плотности и т. д. В принципе, процесс ЭВП можно разделить на две стадии. Начальная стадия включает нагрев металла до начала парообразования. Изменение плотности металла в этой стадии невелико. Затем идет стадия собственно взрыва, сопровождаемая резким возрастанием сопротивления проводника в 10^2 раз и более, что обусловлено расширением и уменьшением плотности проводника. Это разделение на две стадии оправдано тем, что изменение плотности металла, т. е. межатомного состояния, сильно влияет на электронные спектры металла и механизм его электропроводности. Например, удельное сопротивление возрастает более чем в 10 раз при уменьшении плотности меди в 2 раза [1]. Это же следует из изменения напряжения и тока при взрыве медного проводника диаметром 25 мкм (рис. 1.1). При удельной энергии $\sim 10^4$ Дж/г, вложенной в проводник, удельное сопротивление возрастает в 10^3 раз по сравнению с нормальным состоянием. Наибольшая плотность тока при этом составила $\sim 5 \cdot 10^8$ А/см². На рисунке также показаны скорость увеличения радиуса проводника, составляющая $3,4 \cdot 10^5$ см/с, и изменение во времени сопротивления проводника.

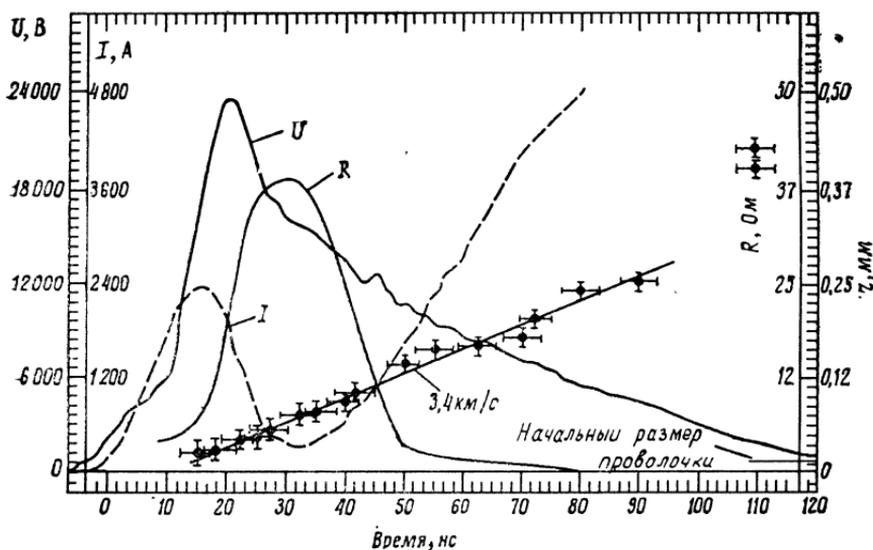


Рис. 1.1. Форма импульса тока I , напряжения U и сопротивления R при взрыве медной проволоочки диаметром 25 мкм при напряжении 18 кВ

В начальной стадии ЭВП металл расширяется незначительно, поэтому его физическое состояние можно охарактеризовать только одной термодинамической переменной: температурой или удельной энергией. Например, для удельного омического сопротивления на начальной стадии нагрева проводника до начала плавления справедлива формула

$$\kappa = \kappa_1 (1 + \beta_T \omega), \quad (1.1)$$

где κ_1 — начальное удельное сопротивление; ω — удельная энергия; β_T — энергетический коэффициент сопротивления в твердом состоянии. Для алюминия $\beta_T = 5,3$, для меди — $6,8$ г/кДж [1]. При нагреве металла в жидком состоянии до начала резкого роста сопротивления зависимость $\kappa(\omega)$ аппроксимируется другой формулой [1]:

$$\kappa = \kappa_{1ж} (1 + \beta_{ж} \omega - \omega_{ож}), \quad (1.2)$$

где $\kappa_{1ж}$ — начальное удельное сопротивление жидкого металла; $\beta_{ж}$ — энергетический коэффициент; $\omega_{ож}$ — удельная внутренняя энергия жидкого металла в точке плавления.

Стадия собственно взрыва наиболее трудна для изучения. При ее исследовании необходимо применять такие методики, как спектроскопия, интерферометрия, рентгенография и т. д. На этой стадии развивается целый ряд явлений, которые услож-

няют физическую картину ЭВП и препятствуют изучению стадии собственно взрыва с точки зрения перехода металл — неметалл. К таким явлениям относятся неустойчивости, шунтирующие разряды, стратообразование и др. Одна из особенностей этой стадии состоит в том, что омическое сопротивление не определяется однозначно удельной введенной энергией, а зависит от удельной мощности энерговыклада [7]. Это затрудняет прогнозирование поведения ЭВП.

Кроме экспериментального изучения ЭВП, существуют еще три подхода, основанных на численном моделировании этого явления, методах подобия, а также упрощенных расчетах с использованием различных физических моделей [1]. Для численного моделирования необходимо знать физические свойства металлов при высокой плотности энергии. В первую очередь это относится к уравнениям состояния металлов в широком диапазоне удельных энергий и к коэффициентам переноса металла и плазмы.

При расчете поведения ЭВП методом подобия важную роль играет интеграл действия [1—3]. Эта величина определяется соотношением $I(t) = \int_0^t i^2 dt$, где i — сила тока, протекающего через взрывающуюся проволочку, t — время. Название «интеграл действия» взято по аналогии с интегралом $\int \dot{x} dx$ в классической механике. Вместо \dot{x} здесь используется $i = dq/dt$, а вместо dx — $idt = dq$.

В большом числе работ экспериментально показано, что для одинаковых проводников величина $I = \int_0^{t_3} i^2 dt$ (t_3 — время задержки взрыва) остается постоянной. Для расчетов обычно удобнее пользоваться понятием удельного действия $\bar{h} = \int_0^{t_3} j^2 dt$

(j — плотность тока). Например, величина \bar{h} меняется обычно не более чем на 10% [2] при изменении сечения проводника S в 2000 раз, длины l — в 400 раз, а плотность тока j — в 10 раз (10^7 — 10^8 А/см²). Факт сохранения постоянства этой величины в широком диапазоне параметров S , l , j объясняется довольно просто. Если диаметр круглого проводника $d \ll l$, то удельная энергия, выделяемая в результате ЭВП, определится из соотношения

$$\int_0^{t_3} j^2 \kappa dt = \omega \rho, \quad (1.3)$$

где ρ — плотность вещества; ω — удельная энергия; κ — удель-

Таблица 1.1

Металл	Cu	Au	Al	Aq	Ni	Fe	Графит	YBaCuO
$\bar{h}, 10^9 \text{ A}^2\text{c}/\text{cm}^4$	2,1	0,5	1,1	0,52	0,73	0,51	0,18	0,003

ное сопротивление. Учитывая, что согласно (1.1) и (1.2) $\kappa = f(\omega)$, уравнение (1.3) можно записать в виде

$$\int_0^{t_3} j^2 dt = \int_{\omega_0}^{\omega_B} \frac{\rho}{\kappa \omega} d\omega, \quad (1.4)$$

где ω_0 — начальная удельная энергия; ω_B — удельная энергия, соответствующая взрыву. Величина в правой части уравнения (1.4) («удельное действие»), обозначаемая обычно через \bar{h} , для ряда проводников по данным [8, 9] приведена в табл. 1.1. Наряду с металлами здесь приведены данные по \bar{h} для иттрий-бариевой керамики [10, 11], которая относится к высокотемпературным сверхпроводникам, а также для графитовых стержней [9], в качестве которых использовался чистый пиролитический графит с плотностью $2,1 \text{ г/см}^3$.

Иногда для оценок удельного действия пользуются классическим подходом, полагая, что взрыв происходит при достижении некоторой критической температуры проводника $T_{\text{кр}}$. Если при этом принять, что удельное сопротивление $\kappa = \kappa_0 T$, то, полагая теплоемкость постоянной, нетрудно получить соотношение

$$\bar{h} = \frac{\rho c}{\kappa_0} \ln T_{\text{кр}}/T_0, \quad (1.5)$$

где T_0 — начальная температура проводника, c — удельная теплоемкость, ρ — плотность вещества.

§ 1.2. ИССЛЕДОВАНИЕ АВТОЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ С БОЛЬШОЙ ПЛОТНОСТЬЮ ТОКА

Явление автоэлектронной эмиссии заключается в туннелировании электронов в сильном электрическом поле сквозь потенциальный барьер на границе металл — вакуум [12, 13]. Качественный критерий существования АЭЭ выводится из принципа неопределенности: $\Delta x \cdot \Delta p \approx h/2\pi$. Примем, что туннельное проникновение электрона сквозь потенциальный барьер возможно, когда мгновенная неопределенность импульса Δp соответствует потенциальному барьеру высотой ϕ , т. е. $\Delta p \approx (2m\phi)^{1/2}$, а неопределенность в положении равна ширине барьера: $\Delta x =$

$=\varphi/Ee$ (E — напряженность внешнего электрического поля, e — заряд электрона, m — его масса). Тогда из соотношения Гейзенберга следует, что напряженность электрического поля, необходимая для АЭЭ, должна быть порядка $E=2\pi(2m\varphi^3)^{1/2}/\hbar e$ [14], где \hbar — постоянная Планка, e — заряд электрона. Для чистого вольфрама $\varphi=4,5$ эВ, поэтому $E\approx 5\cdot 10^7$ В/см.

Для создания необходимой для туннелирования напряженности электрического поля ($E>\sim 10^7$ В/см) при относительно небольших напряжениях автоэлектронный катод выполняется в виде острия с радиусом вершины 0,1—0,5 мкм. Это позволяет получать очень высокие плотности тока.

Хотя само явление АЭЭ обнаружено Вудом еще в 1897 г., теоретическое обоснование его дано Фаулером и Нордгеймом в 1928—1929 гг. (теория Фаулера — Нордгейма (Φ — Н)) после открытия квантово-механического туннельного эффекта. Основная зависимость АЭЭ связывает плотность ее тока j с напряженностью электрического поля E на поверхности металла:

$$j = 1,55 \cdot 10^{-6} \frac{E^2}{t^2(y) \varphi^2} \exp \left[-\frac{6,85 \cdot 10^7 \varphi^{3/2}}{E} \theta(y) \right], \quad (1.6)$$

где φ — работа выхода металла, эВ; j — плотность тока АЭЭ, А/см²; E — напряженность электрического поля, В/см; $t(y)$ и $\theta(y)$ — функции величины $y=3,62 \cdot 10^{-4} E^{1/2} \varphi^{-1}$. Для практических расчетов можно принять $t(y) \approx 1$, $\theta(y) \approx 0,95 - 1,03y^2$ [13]. С учетом этих значений формула (1.6) принимает вид [13]:

$$j = 1,4 \cdot 10^{-6} (E^2/\varphi) 10^{4,39/\sqrt{\varphi}} 10^{-2,82 \cdot 10^7 (\varphi^{3/2}/E)}. \quad (1.7)$$

Из формулы (1.7) следует, что зависимость $\lg j=f(1/E)$ для данного эмиттера будет иметь вид прямой линии. Как следует из рис. 1.2 [12], при сравнительно невысоких плотностях тока $j<10^8$ А/см² это действительно имеет место. Однако при более высоких плотностях функция $j(E)$ практически не зависит от работы выхода φ . Одной из причин этого эффекта является влияние объемного заряда электронов вблизи эмиттера, ограничивающего плотность тока [13, 15, 16].

Исключительно большой интерес к АЭЭ обусловлен попыткой применения этого явления в активных элементах радиоэлектронных устройств. Именно этим вызвано обилие публикаций в данной области в 40—50-х годах до тех пор, пока не появились полупроводниковые приборы. Новый всплеск интереса к АЭЭ возник в конце 60-х годов в связи с открытием ВЭЭ, так как вначале все полагали, что ее инициирование обусловлено только током АЭЭ. Однако еще до появления публикаций, посвященных ВЭЭ, было много работ, посвященных разрушению эмиттера током АЭЭ, поскольку это служило основным препятствием использования АЭЭ в приборах радиоэлектроники. Уже в пер-

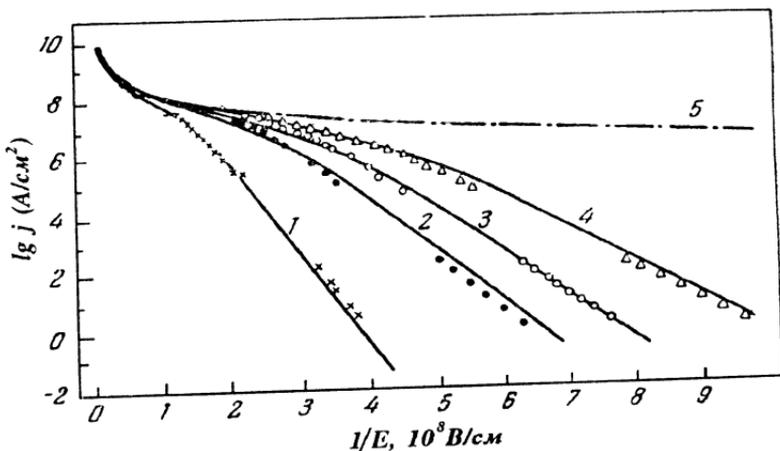


Рис. 1.2. Сравнение экспериментальных данных с теорией автоэлектронной эмиссии, учитывающей пространственный заряд.

Работа выхода металла, Φ , эВ: 1—4,50; 2—3,19; 3—2,80; 4—2,44; 5 — кривая Чайльда — Ленгмюра

вых работах Хефера [17] по исследованию АЭЭ из вольфрамовых острий показано, что в стационарном режиме удастся получить плотности тока до 10^6 А/см². Дайк с сотрудниками [18] показали, что предельные плотности тока могут достигать $\sim 10^7$ А/см². При этих плотностях вольфрамовый эмиттер сохранял стабильность в течение ~ 20000 ч.

Дальнейшее повышение плотности связано в первую очередь с применением импульсной методики, при которой существенно улучшаются условия работы эмиттера [18]. В квазистационарном режиме (длительность импульса $t_{\text{и}} \approx 10^{-2} - 10^{-5}$ с) с вольфрамовых острий получены предельные плотности тока $j_0 \approx (2-3) 10^7$ А/см² [19]. М. И. Елинсон с сотрудниками [12] показали, что предельная плотность тока j_0 существенно зависит от геометрии эмиттера, в первую очередь от радиуса и угла конуса. Большой угол конуса обеспечивает наилучшие условия теплоотвода и более высокие предельные плотности тока. Так, в микросекундном диапазоне ($10^{-6} - 10^{-5}$ с) при углах конуса $\theta < 20^\circ$ и радиусах эмиттера 0,1—0,3 мкм $j_0 \approx (3-5) 10^7$ А/см², при $\theta \approx 60^\circ$ плотность тока АЭЭ $j_0 \approx 10^8$ А/см² [12]. Очевидно, что наилучшие условия теплоотвода реализуются при отборе эмиссионного тока с локального участка плоской поверхности. Такой участок был смоделирован на поверхности вольфрамового эмиттера при избирательной адсорбции циркония, понижающего работу выхода в окрестности граней куба. Предельные плотности тока, полученные в этих условиях, доходили до $5 \cdot 10^9$ А/см² [15]. Значительное увеличение j_0 может быть достигнуто при уменьшении радиуса кривизны эмиттера r_3 . Известно [15], что если $r_3 = 0,1$ мкм, то $j = 10^8$ А/см²; для $r_3 = 0,5$ мкм плотность тока $j = 10^7$ А/см² ($t_{\text{и}} = 2 \cdot 10^{-6}$ с).

Важнейший вопрос, который возник на ранних стадиях исследования АЭЭ при высоких плотностях тока, состоял в том, чтобы понять, что происходит между катодом и анодом в вакуумной диоде при большой плотности тока АЭЭ с катода. Этому посвящен большой цикл работ Дайка с сотрудниками [16, 18, 20, 21], которые показали, что последствием воздействия на эмиттер большого тока АЭЭ в конечном счете является вакуумная дуга.

Опыты производились в вакууме 10^{-10} мм рт. ст. в проекторах Мюллера. Применялись импульсы с длительностью 10^{-6} — 10^{-8} с и амплитудой до 100 кВ. Одновременно снимались осциллограммы тока и напряжения, а также производилась сверхскоростная съемка эмиссионных картин, позволяющая судить о чистоте поверхности применяющихся вольфрамовых острий, об изменениях в распределении эмиссии, вызываемых преддуговыми и дуговыми явлениями. Основные результаты этих работ сводятся к следующему [12].

1. Возникновение вакуумной дуги не является случайным, неконтролируемым процессом. Наоборот, установлено, что этому обязательно предшествуют вполне воспроизводимые явления. Одно из них — начало самопроизвольного роста автоэлектронного тока при прямоугольной форме импульса напряжения. Другое преддуговое явление — это характерное изменение эмиссионной поверхности, которое состоит в возникновении яркого кольца, окружающего обычное эмиссионное изображение вольфрама. Наличие такого кольца подтвердилось и другими исследователями [15]. Самопроизвольный рост тока и появление кольца соответствовали плотности тока $j = 6 \cdot 10^7$ А/см². Дальнейшее даже незначительное увеличение j приводило к возникновению вакуумной дуги.

2. Образование вакуумной дуги не было связано с бомбардировкой эмиттера ионами с анода или ионами остаточного газа.

3. Ток в дуге возрастал по сравнению с током АЭЭ более чем в 100 раз.

4. Следствием образования дуги являлось расплавление эмиттера, сопровождающееся возрастанием его размеров более чем в 100 раз.

Какой же вывод относительно механизма дуги сделали авторы [20, 21] в результате своих работ? При большой плотности тока в эмиттере развивается значительное количество джоулевого тепла. Происходящее вследствие этого повышение температуры из-за эффекта термоавтоэлектронной эмиссии приводит к значительному росту плотности тока, что в свою очередь увеличивает нагрев эмиттера джоулевым теплом и т. д. Процесс развивается лавинообразно и заканчивается расплавлением эмиттера, увеличением его геометрии и прекращением эмиссии. Роль испаряющегося материала эмиттера состоит в том, что испарив-

шиеся атомы ионизируются вблизи эмиттера, положительные ионы нейтрализуют пространственный заряд электронов, что способствует росту тока.

Таким образом, в ранних исследованиях АЭЭ при больших плотностях тока не показано, что такое переход от АЭЭ к дуге. В них только констатировалось, что итогом процесса перегрева является дуга. Сам же процесс перехода к вакуумной дуге мог быть серьезно изучен только с использованием наносекундной импульсной техники и сверхскоростной фотографии при помощи электронно-оптических преобразователей [22]. Именно эти работы показали, что процесс перехода к дуге и есть взрывная эмиссия электронов.

§ 1.3. ВАКУУМНЫЙ РАЗРЯД И ВАКУУМНАЯ ДУГА

Важный вклад в понимание механизма явления ВЭЭ дало многолетнее экспериментальное исследование вакуумного разряда. Еще в ранних работах Милликена было показано, что предпробойный ток носит чисто электронный характер и эмиттируется с отдельных микровыступов на поверхности плоского катода. Электрическое поле на них может усиливаться в 100 раз и более. Альперт с сотрудниками [23] экспериментально показали, что пробой вакуумного промежутка наступает тогда, когда локальная напряженность электрического поля у вершин отдельных выступов достигает некоторой критической величины, которая остается постоянной в диапазоне пяти порядков длин промежутков (от 10^{-4} до 10 см). Это означает, что вакуумный пробой начинается при достижении определенной плотности тока АЭЭ с микровыступа на катоде. Это нашло подтверждение также в работах [24—28].

Процессу роста тока в вакуумной искре при пробое посвящена работа авторов [29], в которой показано, что время роста тока в вакуумной искре растет линейно с длиной вакуумного промежутка. Причем отношение длины промежутка и времени роста тока составляло 10^6 см/с, что, как будет показано ниже, близко к скорости катодной плазмы при ВЭЭ. Более подробную информацию о роли катодных процессов в вакуумном разряде можно найти в монографиях [30, 31].

Определенный вклад в развитие представлений о ВЭЭ и физике этона внесли работы по изучению катодного пятна вакуумной дуги. Особенно следует выделить фундаментальную монографию И. Г. Кесаева [32], где показано, что катодное пятно содержит отдельные ячейки, плотность тока в которых не ниже 10^8 А/см². Они возникают и исчезают, причем ток в них обычно не превышает нескольких ампер. Природу этих ячеек автор установить не смог. В. Н. Голубь в [33] фиксировал их электронно-оптическим методом и назвал их фрагментами катодно-

го пятна. Подробнее об этом сказано в обзоре [53]. Как будет показано ниже, эти ячейки и есть эктоны, образуемые при микровзрывах металла. Ротштейн [34] высказал предположение, что катодное пятно можно интерпретировать как электрический взрыв металла, поскольку свойства вещества в пятне и взрывающихся проводников приблизительно одинаковы. Однако причину такого взрыва автор [34] указать не смог. И. Г. Некрашевич и И. А. Бакуто [35] объясняли унос массы с катода в дуге перегревом верхних слоев металла катода и их взрывообразным испарением. В. Е. Ильин и С. В. Лебедев [36] показали, что джоулева модель нагрева в катодном пятне удовлетворительно описывает процесс уноса массы с катода. Танберг [цит. по 32] показал, что при функционировании катодного пятна на медный катод оказывается давление силой ~ 20 дин/А. Катодное пятно генерирует плазму, пары катода, жидкие капли и т. д. [32, 37, 38]. Хорошо известно также, что ток вакуумной дуги носит пороговый характер. Ниже некоторой величины катодное пятно перестает функционировать.

§ 1.4. ИМПУЛЬСНЫЕ ИСТОЧНИКИ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ

На процесс становления знаний о ВЭЭ оказали влияние также работы по импульсным источникам рентгеновского излучения с ненакаливаемыми катодами. В 1897 г. Вуд показал, что при вакуумном разряде генерируется рентгеновское излучение, что говорило об ускоренных электронах, бомбардирующих анод. Однако на практике это явление начало применяться только в 30-е годы этого века. Первые сообщения об использовании ненакаливаемого катода для получения импульсных рентгеновских вспышек были сделаны независимо Штенбеком [39], а также Кингдоном и Танисом [40]. В качестве источника электронов авторы использовали искру вспомогательного разряда между ртутным катодом и поджигающим электродом. Рентгеновские трубки наполнялись парами ртути с давлением 10^{-4} — 10^{-3} мм рт. ст. Первые вакуумные импульсные рентгеновские трубки разработали Мюлленпфордт [41], Слэк и Эрк [42]. В качестве источника электронов они также использовали искру, которая возбуждалась между катодом и вспомогательным электродом при приложении к нему импульса напряжения. Впоследствии для стабилизации возбуждения поджигающей искры и увеличения количества образующейся в ней плазмы в промежуток между поджигающим электродом и катодом начали вводить диэлектрик. В дальнейшем катоды с поджигающей искрой нашли широкое применение для получения электронных токов, в рентгеновских аппаратах и для коммутации больших токов [43—46].

Механизм нарастания тока электронов в газонаполненных

рентгеновских трубках был рассмотрен в работах Штенбека [39] и Фюнфера [43]. Авторы считали, что протекающий между электродами начальный электронный ток ионизирует остаточный газ. Это приводит к накоплению в зазоре положительных ионов, в то время как электроны из-за большой подвижности уходят на анод. Накопление положительного объемного разряда приводит к более полной компенсации отрицательного заряда электронов и увеличению вследствие этого электронного тока. Согласно такому механизму, при разряде емкости на трубку с таким источником длительность импульса электронного тока должна уменьшаться с ростом давления [43]. Это подтверждается при давлении 10^{-4} — 10^{-3} мм рт. ст. [43, 45].

Пытаясь объяснить рост электронного тока в вакуумных трубках во времени, Флинн [45] предположил, что между фронтом плазмы поджигающей искры и анодом протекает электронный ток, ограниченный собственным объемным зарядом. По мере движения плазмы в глубь промежутка расстояние фронт плазмы — анод сокращается, вследствие чего ток электронов растет. Этот механизм [45] был успешно использован впоследствии для расчета формы импульсов тока, напряжения и рентгеновского излучения в трубках с поджигающей искрой [47].

В. А. Цукерман и М. А. Манакова [48] при разработке импульсных рентгеновских аппаратов использовали двухэлектродные вакуумные трубки. В последующем различные их модификации стали применяться в ускорителях электронов и мощных рентгеновских аппаратах [49—51]. Долгое время полагали, что механизм эмиссии электронов в этих устройствах чисто автоэлектронный и обусловлен только полем, созданным внешним приложенным напряжением. Однако полученные к настоящему времени сведения о вакуумном пробое, как будет показано ниже, позволяют сделать вывод о том, что в данном случае мы имеем дело со взрывной эмиссией электронов.

Важным этапом в развитии импульсной рентгенотехники явилось создание генераторов мощных рентгеновских импульсов наносекундной длительности [48, 51]. В таких генераторах, как правило, используют двухэлектродные вакуумные трубки, а для питания применяют высоковольтные наносекундные импульсы. Благодаря коротким по времени импульсам можно существенно уменьшить габариты устройств из-за значительного увеличения электрической прочности изоляции при воздействии коротких импульсов. Успех развития генераторов мощных рентгеновских импульсов был в значительной мере обусловлен достижениями техники мощных наносекундных импульсов [52].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бурцев В. А., Калинин Н. В., Лучинский А. В. Электрический взрыв проводников. М.: Энергоатомиздат, 1990.
2. Exploding Wires / Ed. W. G. Chace, H. K. Moore. N. Y., 1959.

3. Exploding Wires / Ed. W. G. Chace, H. K. Moore. N. Y.: Plenum Press, 1962.
4. Bennett F. D. High-temperature exploding wires // Progress in high-temperature physics and chemistry. N. Y., 1968. V. 2. P. 1—63.
5. Лебедев С. В., Савватимский А. И. Металлы в процессе быстрого нагревания электрическим током большой плотности // УФН. 1984. Т. 144, № 2. С. 215—250.
6. Chace W. G., Levine M. A. // J. Appl. Phys. 1960. V. 31. P. 1298.
7. Кварцхава И. Ф., Плюто Ф. П., Чернов А. А., Бондаренко В. В. Электрический взрыв металлических проволочек // ЖЭТФ. 1956. Т. 30, № 1. С. 42—53.
8. Tucker T. Behavior of Exploding Gold Wires // J. Appl. Phys. 1961. V. 32, N 10. P. 1894—1900.
9. Котов Ю. А., Седой В. С., Чемезова Л. И. Интеграл действия и энергия при электрическом взрыве проводников: Препринт № 41. Томск, 1986.
10. Месяц В. Г. Экспериментальное исследование эмиссии электронов из иттрий-бариевых ВТСП при высоких электрических полях: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Томск, 1989.
11. Месяц В. Г., Шкуратов С. И. Иницирование импульсного пробоя в вакуумных диодах с электродами из ВТСП // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14, № 16. С. 144.
12. Елинсон М. И., Васильев Г. Ф. Автоэлектронная эмиссия. М.: ГИФМЛ, 1958.
13. Шредник В. Н. Теория автоэлектронной эмиссии // Ненакаливаемые катоды. М., 1974. С. 165—177.
14. Саутон М. Автоэлектронная эмиссия и автоионизация // Автоионная микроскопия. М., 1971. С. 12—33.
15. Фурсей Г. Н., Жуков В. М., Баскин Л. М. Предельные плотности тока АЭЭ и предвзрывные эффекты // Эмиссионная силовоточная электроника. Новосибирск, 1984. С. 21—41.
16. Barbour I. P., Dolan W. W., Trolan I. K. et al. Spase-Charge Effects in Field Emission // Phys. Rev. 1953. V. 92, N 1. P. 45—51.
17. Heefer R. Experimentalle Untersuchungen zur Prufung der Wellenmechanischen Theorie der Feldelectronenemission // Zs. Phys. 1940. Bd 116, N 9—10. S. 604—609.
18. Dyke W. P., Trolan I. K. Field Emission Large Current Densities, Spase-Charge and Vacuum Arc // Phys. Rev. 1953. V. 89, N 4. P. 799—808.
19. Фурсей Г. Н., Карцев Г. К. Стабильность автоэлектронной эмиссии и миграционные процессы, подготавливающие развитие вакуумной дуги // ЖТФ. 1970. Т. 40, № 2. С. 310—319.
20. Dyke W. P., Trolan I. K., Martin E. E., Barbour I. The Field Emission Initiated Vacuum Arc. I. Experiments on Arc Initiation // Phys. Rev. 1953. V. 91, N 5. P. 1043—1054.
21. Dolan W. W., Dyke W. P., Trolan I. K. The Field emission Initiated Vacuum Arc. II. The resistivity heated emitter // Ibid. P. 1054—1057.
22. Бугаев С. П., Искольдский А. М., Месяц Г. А., Проскуровский Д. И. Электронно-оптическое наблюдение иницирования и развития импульсного пробоя короткого вакуумного промежутка // ЖТФ. 1967. Т. 37, № 12. С. 2206—2208.
23. Alpert D., Lee D. A., Lyman E. U. et al. Initiation of Electrical Breakdown in Ultrahigh Vacuum // J. Vacuum Sci Technol. 1964. V. 1. P. 35—50.
24. Литвинов Е. А., Месяц Г. А., Проскуровский Д. И. Автоэмиссионные и взрывные процессы при вакуумных разрядах // УФН. 1983. Т. 139, № 2. С. 265—302.
25. Сливков И. Н. Процессы при высоком напряжении в вакууме. М.: Энергоатомиздат, 1986.
26. Boyle W. S., Kislink P., Germer L. H. Electrical Breakdown in High Vacuum // J. Appl. Phys. 1955. V. 26. N 6. P. 720—725.

27. Chatterton P. A. Theoretical Study of the Vacuum Breakdown Initiated by Field Emission // Proc. Phys. Soc. 1966. V. 88. P. 231—243.
28. Фурсей Г. Н., Воронцов-Вельяминов П. Н. Качественная модель инициирования вакуумной дуги // ЖТФ. 1967, Т. 37, № 10. С. 1870—1888.
29. Кассиров Г. М., Месяц Г. А. О механизме пробоя коротких вакуумных промежутков // ЖТФ. 1964. Т. 34, № 8. С. 1476—1481.
30. Месяц Г. А., Проскуровский Д. И. Импульсный электрический разряд в вакууме. Новосибирск: Наука, 1984.
31. Latham R. V. High voltage vacuum insulation. L.: Academic Press, 1981.
32. Кесаев И. Г. Катодные процессы электрической дуги. М.: Наука, 1968.
33. Голубь В. Н. Экспериментальные исследования быстропротекающих катодных пятен электрического дугового разряда: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. М., 1974.
34. Rotstein J. The Arc Spot in a Steady-State Expoding Wire Phenomenon // Exploding Wires. N. Y., 1964. V. 3, N 4. P. 115.
35. Некрашевич И. Г., Бакуто И. А. Механизм уноса массы с электродов в импульсном электрическом разряде // ИФЖ. 1959. № 11. С. 59.
36. Ильин В. Е., Лебедев С. В. Разрушение электродов электрическими разрядами с высокой плотностью тока // ЖТФ. 1962. Т. 32, № 8. С. 986—992.
37. Раховский В. И. Физические основы коммутации электрического тока в вакууме. М.: Наука, 1970.
38. Vacuum arcs / Ed. J. M. Lafferty. N. Y.: J. Wiley and Sons Publ., 1980.
39. Steenbeck M. Uber ein Verfahren zur Erzeugung intensiver Rontgenlichtblitze // Wissenschaft. Veröffentlich, Siemenswerken. 1938, Bd 17, N 4. S. 363—380.
40. Kingdon K., Tanis H. E. Experience with a Condenser Discharge X-Ray Tube // Phys. Rev. 1938. V. 53, N 2. P. 128.
41. Pat. 748185. DRP; J. Mühlenpfordt. Verfahren zur Erzeugung Kurzzeitiger Röntgenblitze. 1939.
42. Slack C. M., Ehrk L. F. Field Emission X-Ray Tube // J. Appl. Phys. 1941. V. 12, N 2. P. 165.
43. Fünfer Z. Der Hochvakuumdurchschlag und eine Anwendung beim Rontgenblitzrohr // Zs. angew. Phys. 1953. N 5. S. 426.
44. Бойм А. Б., Рейхрудель Э. М. Начальные стадии импульсного разряда при низких давлениях // ЖТФ. 1961. Т. 31, № 9. С. 1127.
45. Flynn P. T. G. The Discharge Mechanism in the High-Vacuum Cold-Cathode Pulsed X-Ray Tube // Proc. Phys. Soc. 1956. V. B69. P. 748.
46. Суладзе К. В., Плютто А. А. Эмиссионные свойства плазмы вакуумных искр. II. Электронные пучки // ЖТФ. 1967. Т. 37, № 1. С. 72.
47. Goldman M., Goldman A. Sur la formation de l'arc électrique dans le vide pous // Comp. rend. 1961. V. 255, N 23. P. 2654—2556.
48. Цукерман В. А., Манакова М. А. Источники коротких рентгеновских вспышек для исследования быстропротекающих процессов // ЖТФ. 1957. Т. 27, № 2. С. 391—403.
49. Цукерман В. А., Тарасова Л. В., Лобов С. И. Новые источники рентгеновских лучей // УФН. 1971. Т. 103, № 2. С. 319—337.
50. Denholm A. S. High Voltage Technology // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1965. V. NS-12, N 3. P. 780—786.
51. Месяц Г. А., Иванов С. И., Комяк Н. И., Петелин Е. А. Мощные наносекундные импульсы рентгеновского излучения. М.: Энергоатомиздат, 1983.
52. Воробьев Г. А., Месяц Г. А. Техника формирования высоковольтных наносекундных импульсов. М.: Госатомиздат, 1963.
53. Любимов Г. А., Раховский В. И. Катодное пятно вакуумной дуги // УФН, 1978. Т. 125. С. 665—706.

КОНЦЕНТРИРОВАНИЕ ЭНЕРГИИ В МИКРООБЪЕМАХ ПРОВОДЯЩИХ СРЕД

§ 2.1. ВВЕДЕНИЕ

Как следует из соотношения для удельного действия $\int_0^{t_3} j^2 dt = \text{const}$ (см. табл. 1.1), у цилиндрического проводника время задержки взрыва $t_3 \approx 10^{-9}$ с для всех металлов соответствует плотности тока $j \geq 10^9$ А/см². Есть много способов получения таких высоких плотностей тока на поверхности проводящих сред. Наиболее простой — автоэлектронная эмиссия (АЭЭ) из острий с малым радиусом закругления. Долгое время считалось, что АЭЭ и различные ее модификации — единственная причина, ответственная за возникновение ВЭЭ. В настоящем разделе мы покажем, что это далеко не так. Концентрирование энергии в микрообъемах проводящих сред и возбуждение эктонов могут быть обусловлены также наличием диэлектрической среды в катодной области, взаимодействием плазмы с поверхностью катода и плазмы одновременно с диэлектриком и металлом, десорбцией газа с катода, воздействием лазерного излучения на катод, ударом ускоренной микрочастицы вещества о катод и т. д. Рассмотрим все эти методы подробнее.

§ 2.2. ТОК АЭЭ ИЗ МЕТАЛЛА

2.2.1. ТОК ОДИНОЧНОГО ЭМИТТЕРА

Как показано выше, плотность тока АЭЭ определяется из формулы Фаулера — Нордгейма (Ф — Н) (1—6). В предельном случае, когда прозрачность потенциального барьера близка к единице, максимальная плотность тока электронов, проходящих через поверхность металла в вакуум, может быть представлена в виде [1]:

$$j_{\text{max}} \approx 4,3 \cdot 10^{-9} F^2 \text{ (А/см}^2\text{)}, \quad (2.1)$$

где F — энергия Ферми, эВ, отсчитываемая от дна зоны проводимости. Из (2.1) следует, что j_{max} может быть более 10^{10} А/см².

Однако уже при плотности тока $\sim 10^8$ А/см² в зависимости $j(E)$ имеет место отклонение от теории $\Phi - H$, которое выражается в более слабом росте эмиссионного тока (см. рис. 1.2). Оказалось, что данный эффект присутствует во всех исследованных металлах (W, Mo, Ta, Re и т. д.). Это отклонение тем больше, чем больше плотность тока и меньше работа выхода. Такой эффект обусловлен двумя причинами: влиянием пространственного заряда эмиттированных электронов и увеличивающимся с ростом электрического поля вкладом приповерхностной области потенциала из-за квантово-механических эффектов. При больших электрических полях и больших плотностях тока влияние объемного заряда на характер зависимости $j(E)$ преобладает.

В условиях, когда начинает сказываться влияние пространственного заряда, зависимость $j(E)$ определяется законом Чайльда — Ленгмюра, который применительно к данному диоду имеет вид [2]:

$$j = \frac{4}{9} \epsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m}} E^{3/2} \gamma_E r_s^{-1/2}, \quad (2.2)$$

где γ_E — коэффициент, определяемый формой и размером эмиттера и имеющий величину порядка единицы; r_s — радиус эмиттирующей поверхности; ϵ_0 — диэлектрическая постоянная. Зависимость (2.2) представлена на рис. 1.2 кривой 5.

Исследования многих авторов показали, что при импульсном напряжении при длительности импульсов $10^{-7} - 1$ с можно получить на вольфрамовом эмиттере плотности тока $10^7 - 5 \times 10^8$ А/см² [3, 4]. При больших плотностях тока происходит взрыв микроэмиттеров так же, как взрываются тонкие металлические проводники. Предельные значения экспериментально измеренных плотностей тока для вольфрама при длительностях импульсов $10^{-3} - 10^{-2}$, $10^{-6} - 10^{-5}$, 10^{-7} с составляют 0,1; 0,5—1,0; 3—5 · 10⁸ А/см² соответственно.

Предельная плотность тока АЭЭ зависит также от геометрии эмиттируемого острия. Для вольфрамовых острий в виде конуса, у которого вершина закруглена, длительность импульса составляет ~ 1 мкс [4], радиус эмиттера 0,15—0,3 мкм; предельная плотность тока равна 0,4; 0,6; 0,7 и $1,0 \cdot 10^8$ А/см² при угле раствора конуса 3; 5; 6 и 16 град соответственно. Высокая плотность тока при больших углах конуса объясняется лучшими условиями отвода тепла от вершины эмиттера.

2.2.2. ТОК АЭЭ ИЗ ПЛОСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Для того чтобы на абсолютно гладкой металлической поверхности площадью 1 см² с работой выхода $\phi = 4,5$ эВ получить автоэлектронный ток $j = 10^6$ электронов в секунду, требу-

ется приложить электрическое поле $E=9 \cdot 10^6$ В/см. Однако, если на той же поверхности имеется микровыступ, электрическое поле вблизи которого усиливается в 100 раз, а площадь эмиссии составляет лишь 10^{-12} см², то требуемое среднее поле для получения такого же тока составит всего $2,4 \cdot 10^5$ В/м. Из этого примера ясно, что микрорельеф поверхности оказывает большое влияние на ток эмиссии. Все исследователи сейчас сходятся во мнении, что на поверхности металла имеются микроострия, электрическое поле на которых может возрасти в сотни раз и более (рис. 2.1) [4]. Прежде чем перейти к количественным критериям оценки состояния поверхности электродов, кратко рассмотрим факторы, влияющие на ее микрорельеф.

Значительное изменение микрорельефа поверхности металла происходит при его нагреве. Цель термической обработки состоит в том, чтобы, с одной стороны, обеспечить обезгаживание поверхности, а с другой,— удалить наиболее острые выступы. При нагреве уменьшается поверхностная энергия металла за счет выхода граней кристаллов с меньшим поверхностным натяжением. На поверхности предварительно полированной поликристаллической меди после отжига в вакууме при 1000°C образовывались выступы высотой до 10 мкм. Появлению микронеровностей на электродах способствуют также испарение и конденсация, рекристаллизация, фазовые превращения и т. д., которые можно обнаружить еще до достижения температуры плавления металла. Быстрое охлаждение предварительно нагретых образцов металла приводит к возникновению на поверхности выступов в виде сложных игольчатых узоров. Например, охлаждение на воздухе образцов стали, нагретых и выдержанных в течение нескольких часов при температуре более 1000°C , приводило к образованию выступов высотой более 1 мкм [5]. Длительное воздействие напряжения также существенно искажает микрорельеф поверхности. В зависимости от сорта металла, температуры и величины электрического поля могут происходить такие процессы, как поверхностная диффузия, перестройка в электрическом поле, испарение, десорбция полем, миграция загрязнений и т. д. [6—8]. Подробное рассмотрение всех этих процессов выходит за рамки настоящей работы, поэтому упомянем только о некоторых из них.

При поверхностной диффузии атомы металла перемещаются под действием сил поверхностного натяжения и электрического поля. В зависимости от величины электрического поля может происходить как затупление, так и заострение выступов. При сравнительно невысоком поле силы поверхностного натяжения преобладают и атомы металла мигрируют от вершины к основанию острия, затупляя его. Увеличивая электрическое поле, можно добиться компенсации действия электрических сил и сил поверхностного натяжения. Это происходит при условии



1 мкм

Рис. 2.1. Микронеоднородности на поверхности электродов, обнаруженные в электронном микроскопе [23]

Рис. 2.2. Нитевидные кристаллы на поверхности катода из золота $\times 3000$



Рис. 2.3. Коэффициент усиления поля на микровыступе в зависимости от отношения высоты выступа к радиусу кончика.

1 — эллипсоидальная форма выступа; 2 — цилиндр со сферической вершиной, сфера на тонком основании

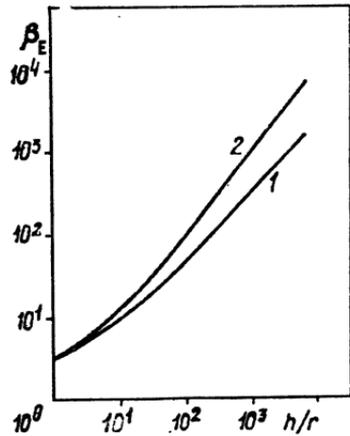
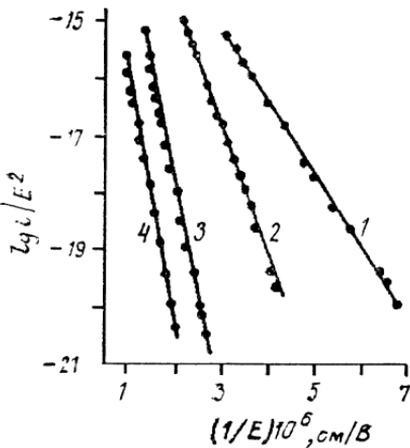


Рис. 2.4. Типичные прямые Фаулера — Нордгейма при плоских вольфрамовых электродах и при различных межэлектродных расстояниях.

d , см: 1— $5 \cdot 10^{-3}$; 2— $25 \cdot 10^{-2}$; 3— $1,02 \cdot 10^{-1}$; 4—406

$$\varepsilon_0 E^2/2 = \alpha/r, \quad (2.3)$$

где α — коэффициент поверхностного натяжения; E — электрическое поле; r — радиус выступа; ε_0 — диэлектрическая постоянная. Из этого условия определяют коэффициент поверхностного натяжения металла. Например, по данным [9] для вольфрама при температуре 2000 К и $r=0,55$ мкм получено $\alpha=0,029$ Н/см, а при $T=3380$ К соответственно $\alpha=0,023$ Н/см.

Особенно большие неоднородности на поверхности металлов возникают при появлении нитевидных кристаллов [10, 11], у которых отношение высоты к радиусу может превышать 1000. Такие кристаллы образуются на поверхности электродов при конденсации на них перенасыщенных паров. В зарубежной литературе их часто называют «whiskers» (усы). Прочность таких кристаллов в десятки, а иногда сотни раз превосходит прочность обычных материалов. Как известно, при приложении электрического поля локальные места на катоде и аноде могут нагреваться до высоких температур. На катоде это происходит за счет разогрева током автоэлектронов. В этих условиях имеет место ускоренный рост нитевидных кристаллов, сильно искажающих микрогеометрию поверхности электродов. Микрорельеф катода в вакууме существенно изменяется при электрических разрядах. Разрядный ток за счет тепловых процессов приводит к эрозии электродов, которая сопровождается образованием кратеров и выбросом макрокапель металла на поверхность.

При работе электродов в вакууме в присутствии высокого электрического поля условия для роста нитевидных кристаллов более благоприятны. Из-за местного нагрева электродов или катодного распыления может создаваться высокая концентрация металлического пара, превышающая равновесную, соответствующую температуре катода. Такие условия имели место, например, в электронных лампах с сеткой из вольфрама или молибдена, покрытой золотом [12]. В электронном микроскопе на таких сетках обнаруживались нитевидные кристаллы из золота высотой 1—5 мкм 10—1000 шт. на 1 мм длины сетки. Количество их увеличивалось с ростом температуры, которая достигала 800 °С. Диаметр кристаллов составлял 0,06—2 мкм (рис. 2.2).

Из приведенного далеко не полного перечня факторов, влияющих на микрорельеф поверхности, ясно, что получение гладких и хорошо обезгаженных электродов — непростая, а часто практически невыполнимая задача. Методы улучшения поверхностных свойств электродов весьма разнообразны. В качестве составных элементов они включают снятие деформированного при механической обработке поверхностного слоя электролитической полировкой, ультразвуковую обработку, нагрев электродов в вакууме, их распыление при бомбардировке электронны-

ми и ионными пучками, длительное выдерживание вакуумного промежутка под высоким потенциалом и т. д. Столь же разнообразны и методы контроля поверхностей. В частности, одним из критериев общей оценки состояния поверхности катода (микронеровностей, адсорбции газа, загрязнений) является величина поля пробоя в глубоком вакууме при постоянном напряжении. Например, в условиях технического вакуума при молибденовых электродах, не прошедших специальной обработки, промежуток длиной 1 мм пробивается при напряжении 20—30 кВ. Однако после тренировки электродов разрядами, а также длительным приложением напряжения, прогрева их до температуры 1000 °С пробивное напряжение поднимается до 200 кВ [12]. Более полные сведения по этим вопросам обобщены в книгах по вакуумной технике и технологии [13—15], а применительно к проблеме получения минимальных токов эмиссии и соответственно максимальных пробивных напряжений в вакууме — в работе [4]. Для количественной характеристики поверхности катода вводят понятие коэффициента усиления электрического поля, который обозначим β_E . Это отношение истинного значения электрического поля на вершине выступа к его среднему микроскопическому значению $E_0 = U_0/d$ (U_0 — напряжение на зазоре; d — расстояние между электродами). Другая характеристика шероховатости поверхности — отношение средней высоты микровыступов к среднему расстоянию между соседними выступами. Чем больше этот параметр, тем больше усиление поля на вершине микровыступов.

В случае простых геометрических форм выступов найдены связи между коэффициентом β_E и параметрами неоднородности. На рис. 2.3 приведены зависимости коэффициента усиления поля β_E от отношения h/r — высота выступа к радиусу вершины для различных форм выступов: эллипсоида, сферы на тонком основании и цилиндра со сферическим кончиком [16]. Две последние формы имеют одинаковые зависимости $\beta_E(h/r)$. В практически полезной области значений β_E можно пользоваться простыми приближенными зависимостями β_E от h/r . Например, для эллипсоида при $\beta_E = 7—100$

$$\beta_E \approx (ah/r) + 1,$$

где $a = 1—0,4$ [4].

Для цилиндра со сферической вершиной при $\beta_E = 10—1000$

$$\beta_E = (h/r) + 2. \quad (2.4)$$

Для конуса с высотой h и со сферической вершиной радиусом r при угле конуса $\theta = 5—10^\circ$ и $\beta_E = 20—3000$ [17]

$$\beta_E = (0,5 h/r) + 5. \quad (2.5)$$

Для строгих расчетов, связанных с движением электронов и ионов в области, близкой к вершине выступов, необходимо знать

точное распределение электрического поля в этой области. Данные такого рода для различной конфигурации эмиттеров можно найти в монографиях по расчету электрических полей.

Одним из распространенных экспериментальных способов определения параметров отдельного микроострия является измерение зависимости автоэлектронного тока от средней напряженности электрического поля между катодом и анодом. При не слишком высоких электрических полях на вершине выступа для зависимости $j(E)$ справедлива формула Ф — Н в форме (1.7). Если в нее в качестве поля подставить величину $E = \beta_E E_0$, где E_0 — средняя напряженность поля, β_E — коэффициент усиления поля, а $j = i/S_0$ (i — ток АЭЭ, S_0 — площадь эмиссии), то после логарифмирования левой и правой частей получим

$$\lg i/E_0^2 = -\frac{2,82 \cdot 10^7 \varphi^{3/2}}{\beta_E E_0} + \frac{4,39}{\varphi^{1/2}} + \lg \frac{S_0 \beta_E^2}{\varphi} - 5,81. \quad (2.6)$$

Из (2.6) следует, что график $\lg i/E_0^2 = f(1/E_0)$ есть прямая линия. В таком случае, задавая работу выхода φ , из наклона прямой можно определить коэффициент усиления поля β_E , а по отрезку, отсекаемому прямой на оси ординат, — площадь эмиссии S_0 . Соотношение (2.6) широко используется в исследованиях по АЭЭ.

Эксперименты показали, что и при наличии многих микровыступов ток с поверхности подчиняется соотношению (2.6). Это же подтверждено и расчетами [18]. Вычислялась суммарная сила тока АЭЭ из различного количества острий — от 10 до 100. Коэффициент усиления задавался произвольно в пределах 70—150, а площадь эмиссии S_0 в пределах 10^{-12} — 10^{-13} см². Оказалось, что определенное по полному току значение β_E близко к усилению на наиболее остром выступе. Площадь эмиссии была больше, чем площадь любого отдельно взятого выступа, но меньше суммарной площади эмиттеров. Отсюда видно, что оценки β_E и S_0 по полному току с катода позволяют характеризовать наиболее острые выступы, имеющиеся на нем.

Было проведено много измерений предпробойных токов в вакууме с целью оценки параметров β_E и S_0 и выяснения механизма эмиссии [19—22]. Типичные экспериментальные зависимости в координатах $i/E_0^2 - 1/E_0$ представлены на рис. 2.4. Обнаружено, что значения β_E обычно составляют 10—100, но иногда могут превышать несколько сотен и даже достигать 10^3 . Различные способы воздействий на катод дают разные параметры β_E , так что можно контролировать изменение поверхностных свойств, снимая характеристики Ф — Н. В работе [20] на вольфрамовом катоде после механической полировки и обезгаживания в вакууме получены коэффициенты усиления поля $\beta_E = 100$ —300. После пробоев величина β_E уменьшалась до

20—25. Кратковременный прогрев в течение нескольких десятков секунд при температурах 1000—2700 °С давал также уменьшение коэффициента усиления поля до 10—20.

Однако в рассматриваемом методе контроля поверхности, несмотря на его относительную простоту и удобство, по существу заложена неопределенность. Для характеристики эмиссионных свойств отдельного участка катода необходимо знать три параметра: коэффициент усиления поля β_E , площадь эмиссии S_e и работу выхода ϕ , тогда как использование прямых $\Phi - N$ позволяет определить лишь два из них, третий задается произвольно (обычно это работа выхода). Поэтому особый интерес представляют эксперименты, позволяющие снять эту неопределенность, например такие, в которых проводится дополнительный контроль поверхности с целью оценить независимым способом состояние катода [22—32]. Литтл, Уитни и Смит [23, 24] проводили поиск эмиссионных центров с помощью люминесцентного анода, светившегося в местах попадания электронов. В подавляющем большинстве случаев в центрах эмиссии обнаружены микровыступы. Затем с применением теневого электронного микроскопа рассматривались профили этих выступов. Коэффициент усиления поля, по оценкам авторов [23, 24], достигал 100 и более. Подобные выступы имелись на электродах из меди, никеля, вольфрама, алюминия, тантала и нержавеющей стали.

В работах [26—28] развита методика измерения тока эмиссии с отдельного эмиссионного центра при плоских электродах. Параметры эмиттирующего участка определялись по уравнению $\Phi - N$, а также по измерениям распределения тока электронного пучка на аноде. Electroды располагались непосредственно внутри камеры сканирующего электронного микроскопа, что позволило, определив место эмиссии, сфотографировать его. Использовались грубо обработанные электроды из меди вакуумной плавки, подвергнутые действию дугового разряда [26], либо электроды из нержавеющей стали, на которые были нанесены царапины [27]. Показано, что зависимость тока эмиссии от электрического поля подчиняется уравнению $\Phi - N$, однако центры эмиссии не всегда обусловлены лишь наличием острий на поверхности. Идея опытов [27] состояла в определении тока с микроострий грубо обработанного стального электрода, а затем в оценке параметров этих острий. С этой целью электрод обрабатывался мелкой наждачной бумагой, а потом подвергался очистке для удаления диэлектрических вкраплений. Процесс очистки включал ультразвуковую обработку и обезгаживание электродов в вакууме, при котором они нагревались путем электронной бомбардировки до красного каления. Давление в камере составляло $2 \cdot 10^{-8}$ мм рт. ст.

На одном из эмиссионных центров получен ток $i = 10^{-8}$ А при среднем поле $E = 4,8 \cdot 10^4$ В/см. Вычисленное из характери-

стики Фаулера — Нордгейма усиление $\beta_E = 735$, а площадь эмиссии $S_a = 0,5 \cdot 10^{-11}$ см². Такие параметры может обеспечить, например, микровыступ в виде конуса высотой 29 мкм с радиусом вершины 0,02 мкм. Однако прямые наблюдения с электронным микроскопом показали, что места эмиссии соответствовали более светлым пятнам размером 5 мкм, которые были идентифицированы как диэлектрические вкрапления. При повышении поля до $1,24 \cdot 10^5$ В/см ток резко падал до значения 10^{-11} А, что оказалось связано с очисткой поверхности от диэлектрического загрязнения. На участках, не содержащих загрязнений, получены типичные значения $\beta_E \approx 200$. Тем не менее в ряде случаев в микроскопе не наблюдались выступы, которые могли бы дать столь высокие β_E , но регистрировалось нарушение кристаллической структуры в материале катода в виде граней раздела между кристаллическими зернами и выступами. По оценкам авторов подобная структура не может дать усиления поля больше чем в 30—100 раз. Поэтому было высказано предположение, что наблюдаемые участки обладают пониженной работой выхода $\phi = 2-3$ эВ. Подобные предположения привлекались к объяснению экспериментально наблюдаемых токов эмиссии и ранее [31, 33].

В работах [22, 29] центры эмиссии определяли методом зондирующего анодного отверстия и затем обследовали их рентгеновским микроанализатором [29], а также регистрировали энергетический спектр эмиттируемых электронов [22]. Центры, обнаруженные на границах зерен кристаллической решетки, имели спектр электронов с максимумом, смещенным в сторону низких энергий, что характерно для полупроводниковых эмиттеров. Рентгеноструктурный анализ показал на границе зерна субмикроскопическую область, содержащую линии примесей Al и Fe, входящих в состав металла катода в виде окислов. После электронной бомбардировки линии примесей исчезли, что привело также к исчезновению эмиссионного центра.

Известно, что в ряде случаев участки эмиссии можно отождествлять со свечению отдельных мест на поверхности катода с применением электронно-оптической съемки [25]. Спектры свечения таких участков при напряженностях поля 10^4-10^5 В/см наблюдали авторы [34]. Обнаружено, что спектр электролюминесценции на чистой бескислородной меди соответствует полупроводниковым включениям Cu_2O , Cu_2S .

2.2.3. ПОВЕРХНОСТЬ ЖИДКОГО МЕТАЛЛА

Если катодом является жидкий металл, то под действием электростатических сил происходит нарушение структуры поверхности. Тонкс [35] рассмотрел баланс сил поверхностного натяжения, тяжести и электростатических. Условие неус-

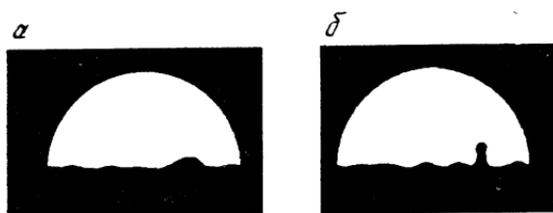


Рис. 2.5. Рост микровыступа на поверхности ртути при различных электрических полях между электродами. Поле для случая *a* меньше, чем для случая *б*

тойчивости горизонтальной поверхности жидкого металла имеет вид

$$\varepsilon_0 E^2 / 2 > (\alpha / r) + \rho q r, \quad (2.7)$$

где ρ — плотность вещества; α — коэффициент поверхностного натяжения; q — ускорение силы тяжести; r — радиус жидкой поверхности. Наименьшее значение поля E , приводящее к разрушению жидкой поверхности, соответствует оптимальному значению $r = r_0$, при котором члены неравенства (2.7) равны между собой. Например, для ртути напряженность поля E , определяющая разрушение поверхности, равна 53 кВ/см, а $r_0 = 0,37$ см.

При выполнении неравенства (2.7) на поверхности жидкого металла начинает расти горб. Напряженность электрического поля на его поверхности повышается, что приводит к более сильному вытягиванию жидкости в этом месте. Первоначально горб имеет форму примерно шарового сегмента (рис. 2.5), а затем преобразуется в заостряющийся конус, высота которого порядка

$$h \approx \alpha / \varepsilon_0 E^2. \quad (2.8)$$

Радиус вершины при этом уменьшается. Такой выступ может взорваться под действием тока АЭЭ или же оторваться и улечь на противоположный электрод.

Прямое доказательство того, что электростатические силы на поверхности жидкого металла могут вызвать концентрирование энергии на катоде и вакуумный пробой, приведено в работе [36]. Катод имел форму полого вращающегося цилиндра, у которого на внутренней поверхности была сделана проточка в форме кольца, заполнявшаяся галлием или ртутью. Внутрь этого цилиндрического катода вставлялся анодный стержень. Его полусферический конец находился на расстоянии 1 мм от жидкого катода. Изменяя скорость вращения цилиндра, можно было изменять центробежную силу, препятствующую росту выступа на поверхности катода. Так как согласно (2.7) напряженность, при которой начинает расти выступ, повышается с ускорением q , то центробежное ускорение путем вращения катода должно привести к увеличению E . При росте центробежного ускорения до 500 q поле E увеличилось более чем в 3 раза.

Способность жидкого металла в электрическом поле кон-

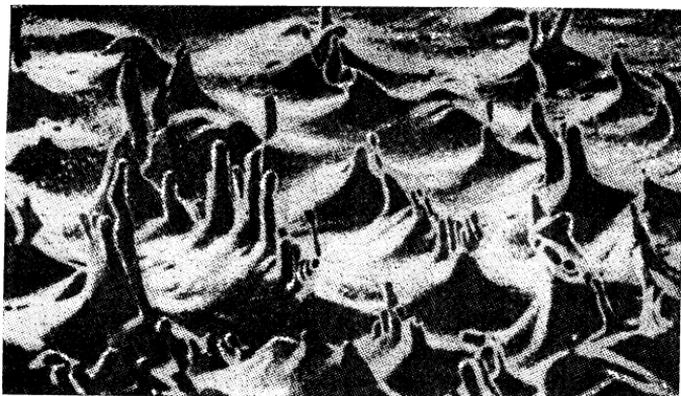


Рис. 2.6. Микрорельеф после воздействия электрического поля на тонкий слой расплавленного металла на плоской электродной поверхности

центрировать энергию в микрообъеме катода дает основания по-другому относиться к расплаву катодной области металла. Такой расплав может создаваться током АЭЭ, плотности которого не хватает для ВЭЭ, но достаточно для расплава металла катода.

Расплав может создаваться потоком ионов, плазмы, лазерного излучения и т.п. О том, что в результате расплава металла в электрическом поле возможно образование микровыступов, говорят эксперименты [37]. На рис. 2.6 воспроизведены микрофотографии, полученные с помощью растрового микроскопа. Плоская медная пластинка, находящаяся в электрическом поле 100 кВ/см, облучалась потоком плазмы диаметром 2 мм. При внезапном прекращении бомбардировки поверхность затвердела так быстро, что образовавшийся микрорельеф сохранился.

На рис. 2.6 видно много пикообразных выступов. Каждый из них имеет большую поверхность и малый диаметр. Как будет показано в § 2.4, такой выступ, находясь в плазме, может привести к усилению плотности тока в месте контакта выступа с остальным металлом. Это будет способствовать взрыву выступа.

Рост выступа из жидкой фазы происходит в две стадии: до состояния полусферы, на что уходит 95 % времени, и до острого конуса, на что уходят остальные 5 % времени. Общее время роста выступов $\sim 10^{-5}$ с [4]. Поэтому для ускорения их роста необходимо на поверхности катода иметь стоячие волны, например за счет ультразвука, что позволяет создать эффективные малоинерционные катоды из жидкого металла [38].

§ 2.3. ВЛИЯНИЕ ДИЭЛЕКТРИКА НА КОНЦЕНТРИРОВАНИЕ ЭНЕРГИИ

2.3.1. АНОМАЛЬНЫЕ КОЭФФИЦИЕНТЫ УСИЛЕНИЯ ПОЛЯ β_E

Как показано в предыдущем разделе, в ряде экспериментов коэффициенты усиления поля β_E , определенные по наклону прямых $\Phi - N$, аномально высоки и не могут быть объяснены размерами микровыступов. Некоторые авторы объясняют это не совсем корректной оценкой величины β_E по принятой модели микровыступа (обычно эллипсоидальной или цилиндрической). В [39—41] указано на влияние размерных эффектов на электрофизические параметры микроострий. Однако этот эффект не вызывает увеличения β_E более чем в 2 раза. Поэтому многие исследователи склоняются к возможности существования в некоторых случаях «неметаллической» эмиссии, приводящей к значительно большим токам с микроострий, чем это может предсказать теория $\Phi - N$.

В работе [29] показано, что частицы диэлектрика на поверхности электрода могут стать центрами аномальной высокой плотности автоэлектронного тока. Кокс и Вильямс [27] при изучении эмиссии с участков катодов, на которых находились диэлектрические пленки, получили для коэффициента усиления поля значение $\beta_E \approx 470$. В [42] имеются прямые доказательства влияния диэлектрика на ток АЭЭ. Дело в том, что на поверхности автоэммиттера даже при очень хорошем (до 10^{-9} мм рт. ст.) вакууме всегда есть диэлектрический (полупроводниковый) слой (адсорбированные атомы, оксидный слой, загрязнения, специально выращенный слой полупроводника или диэлектрика). Порой даже на одной автоэмиссионной поверхности можно выделить микроучастки с неметаллическими слоями разной толщины — от моноатомных до микронных. Для выявления роли неметаллических включений на поверхности катода в иницировании вакуумного пробоя могут быть привлечены различные физические модели (в зависимости от толщины и свойств этих включений). Ниже подробно рассматриваются те из них, разработка которых, по нашему мнению, наиболее плодотворна для понимания физики процессов, происходящих на начальной стадии ВЭЭ.

2.3.2. ВЛИЯНИЕ НА АЭЭ АДСОРБИРОВАННЫХ АТОМОВ

При адсорбции атомов на поверхности металла изменяется работа выхода. Электроотрицательные атомы, адсорбируясь, захватывают свободные электроны. В результате напря-

женность поля двойного электрического слоя вблизи поверхности металла возрастает, что вызывает увеличение работы выхода. Наличие на поверхности электрода электроположительных атомов, напротив, приводит к уменьшению величин потенциального барьера, который необходимо преодолеть электронам для выхода в вакуум.

Влияние адсорбированных атомов на АЭЭ, по-видимому, впервые было рассмотрено в [43]. Реальный потенциальный барьер системы металл — адсорбированный слой — вакуум в присутствии внешнего поля аппроксимировался ломаной линией. В приближении одномерной зонмерфельдовской модели металла с однородной работой выхода для плотности тока сквозь барьер при наличии адсорбированного слоя газа авторы получили зависимость $j(E)$, по форме близкую к зависимости $\Phi - N$. Однако в эту формулу входит работа выхода металла, покрытого слоем атомов газа, По этой формуле коэффициент численно равен отношению величин работ выхода чистого и покрытого газом металла и обычно не превышает 10. По мнению М. И. Елинсона и Г. Ф. Васильева [44], эта теория неточна, так как не учитывает влияния сил электрического изображения. Однако факт понижения работы выхода металла при наличии монослоя адсорбированного газа не вызывает сомнения. Следовательно, этот эффект также способствует росту тока АЭЭ и усиливает концентрирование энергии в микрообъемах катода.

2.3.3. ТОНКИЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СЛОИ НА КАТОДЕ

С увеличением толщины диэлектрического слоя на поверхности катода характер АЭЭ существенно изменяется [45, 46]. Вступают в силу законы прохождения электронами туннельно-тонкой диэлектрической пленки с вполне сформированной зонной диаграммой. Максимальная толщина слоев не должна превышать 100 \AA . В этих условиях процессами рассеяния электронов в объеме пленки можно пренебречь. Однако теоретическое рассмотрение задачи затрудняется из-за неизвестного характера распределения по энергиям поверхностных состояний на границах металл — диэлектрик — вакуум. Для плотности эмиссионного тока в предположении однородности и идеальности диэлектрика без учета поверхностных состояний и контактной разности потенциалов, т. е. в самом грубом приближении [44], предложена формула

$$j = \frac{2he^3E^2}{\pi^3ma^2Q_d^2} \exp\left(-\frac{\gamma^2Q_d^2}{4E}\right). \quad (2.9)$$

Здесь h — постоянная Планка; e — заряд электронов; a — постоянная решетки диэлектрика; Q_d — ширина запрещенной зоны диэлектрика; m — масса электрона; $\gamma = \pi/h(ma/e)^{1/2}$.

При выводе формулы (2.9) предполагалось, что поле в пленке однородно и все электроны, эмиттированные металлом, проходят ее практически без взаимодействия и беспрепятственно выходят в вакуум. Как видно, в координатах $\Phi - H$ зависимость, выраженная в (2.9), будет иметь вид прямой линии. Оценки показывают, что β_E может достигать величины в несколько десятков единиц.

При увеличении толщины пленки до $100-1000 \text{ \AA}$ эмиссионные процессы на катоде существенно меняются. Например, в [30] при исследовании предпробойного состояния вакуумного промежутка на медном катоде обнаружены светящиеся точки. Спектры их свечения показали, что максимум интенсивности приходится на линии 600 и 750 нм и что это свечение обусловлено электролюминесценцией. Следовательно, эмиссия и люминесценция сопутствуют друг другу. В работе [47] наблюдались близкие закономерности на образцах Cu_2O .

Все это навело авторов [30] на мысль о том, что предпробойная эмиссия связана с присутствием на поверхности электрода окислов. Впоследствии на усовершенствованной аппаратуре удалось подтвердить, что оптическое излучение коррелирует с электронной эмиссией. Это явление наблюдалось на электродах, выполненных из различных материалов. Для объяснения данных результатов была разработана модель эмиссионного механизма, учитывающая роль неметаллических микровключений. Она опирается на теорию, предложенную в [48] для объяснения эффекта переключения в тонких полупроводниковых или диэлектрических образцах, заключенных между парой металлических электродов. Системы металл — диэлектрик — металл, исследованные в [48], могли находиться в двух состояниях: высокой проводимости и высокого сопротивления. Согласно [48], поскольку граница раздела металл — диэлектрик не совсем гладкая, имеются места, где электрическое поле особенно велико. Вблизи этих областей в диэлектрике происходят структурные изменения, которые приводят к образованию проводящего шнура. Электрическое поле у вершины шнура очень велико, поэтому он может распространяться через диэлектрик, пока не достигнет второго электрода. Система переходит в состояние высокой проводимости. Если шнур под действием каких-либо факторов (сил поверхностного натяжения, испарения за счет Джоулева нагрева, химических реакций материала шнура с веществом диэлектрика) рвется, то вся система возвращается в состояние с высоким сопротивлением. Образование и разрушение таких проводящих каналов наблюдались в [49]. Причем, что особенно важно, в состоянии высокой проводимости имеет место микроскопически локализованная люминесценция и возможна электронная эмиссия.

Высокое напряжение, приложенное к вакуумному промежутку, может вызывать возникновение проводящего канала от ме-

таллической подложки через диэлектрик в вакууме (рис. 2.7). Такой тонкий шнур должен вести себя как металлический вискер, с торца которого под действием усиленного поля происходит эмиссия электронов в вакууме. При достижении критической плотности тока такие проводящие шнуры могут взрываться с образованием сгустка плазмы, в составе которой присутствуют, кроме атомов металла, атомы диэлектрического включения. Поперечное сечение канала может лежать в пределах от нескольких нанометров до микрон в зависимости от размеров неметаллического включения и плотности протекающего по шнуру тока.

Лазам [42] в серии работ доказывает, что АЭЭ высокой плотности может быть получена и без выступов на поверхности катода. Он же показал, что энергетический спектр эмиттированных электронов смещен относительно уровня Ферми основного материала катода в сторону более низких энергий и величина смещения зависит от приложенного к вакуумному промежутку напряжения. Для объяснения экспериментальных фактов он развивает теорию, в основе которой лежат представления о неметаллическом характере предпробойной эмиссии. Рассматриваемая им энергетическая диаграмма [42] представлена на рис. 2.8.

При некотором поле электроны получают возможность туннелировать через барьер на границе металл — диэлектрик в зону проводимости последнего и могут привести к образованию лавин. Появляющиеся в результате ударной ионизации дырки диффундируют к контакту и облегчают в дальнейшем процесс туннелирования для электронов металла. В области барьера на границе диэлектрик — вакуум за счет сильного поля, проникающего в изолятор, электроны разогреваются и получают возможность выходить в вакуум. Энергетический спектр этих электронов сдвинут относительно уровня Ферми металла в область более низких энергий. Явление электролюминесценции в [42] объясняется сложными процессами в области сильного поля, одним из которых может быть рекомбинация электронно-дырочных пар с испусканием кванта света, как это показано на рис. 2.8. Микровключение должно обладать хорошими диэлектрическими свойствами, чтобы внешнее поле могло проникать через него к металлическому электроду.

Если предположить, что горячие электроны подчиняются статистике Максвелла — Больцмана, то их выход в вакуум должен описываться законом термоэлектронной эмиссии. Тогда по аналогии с уравнением Ричардсона — Дэшмана можно записать

$$j = AT_e^2 \exp\left(-\frac{eW}{kT_e}\right), \quad (2.10)$$

где j — плотность эмиссионного тока; A — постоянная; T_e — тем-

Рис. 2.7. К объяснению модели тонкого канала

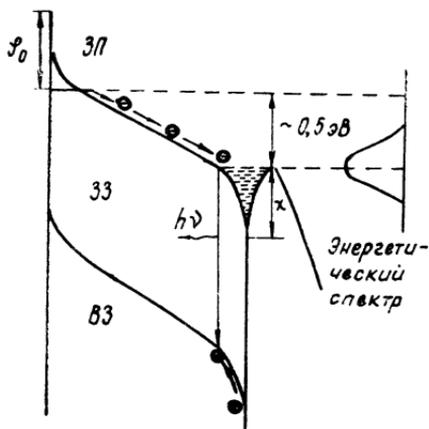
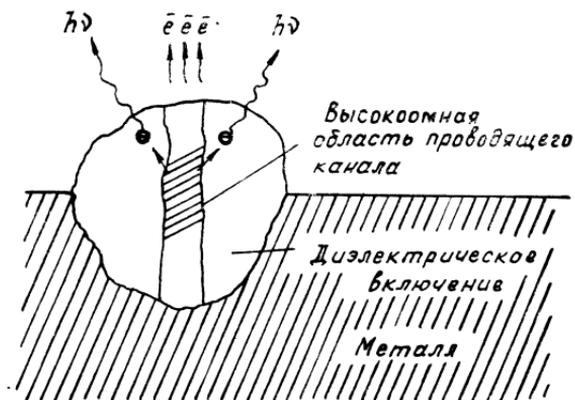


Рис. 2.8. Конфигурация энергетических зон в проводящем состоянии, при котором происходит эмиссия электронов и фотонов.

ЗП, ЗЗ, ВЗ — соответственно зоны проводимости, запрещенная и валентная

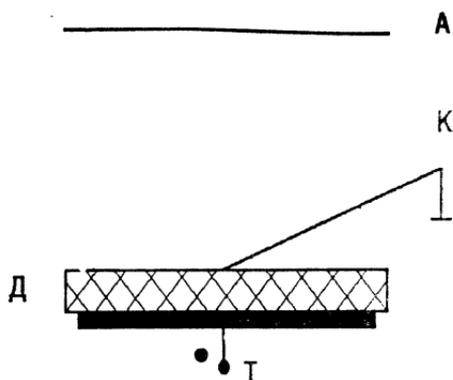


Рис. 2.9. Схема диода с металлodieлектрическим катодом
Пояснение в тексте

пература электронов в области сильного поля на границе диэлектрика с вакуумом; k — постоянная Больцмана; W — энергия сродства к электрону диэлектрика.

Если ΔU — падение напряжения на диэлектрике, то справедливо $e\Delta U = \frac{2}{3}kT_e$, или $T_e = 2e\Delta U/3k$. Рассматривая систему катод — диэлектрик — вакуум — анод как плоский конденсатор, можно записать

$$\Delta U = \frac{1}{\varepsilon} \frac{\Delta d}{d} U.$$

Здесь ε — относительная диэлектрическая проницаемость микровключения; Δd — толщина диэлектрического микровключения; d — расстояние между анодом и катодом; U — приложенное к системе напряжение. Подставив эти величины в (2.10), получим

$$j = A \left(\frac{2e\Delta d}{3k\varepsilon d} \right)^2 U^2 \exp \left(- \frac{3\varepsilon d}{2\Delta d} \frac{W}{U} \right). \quad (2.11)$$

Для вычисления β_E может быть получена формула

$$\beta_E = 1,89 \cdot 10^9 \varphi_0^{3/2} \Delta d / W \varepsilon, \quad (2.12)$$

где φ_0 и W выражены в электронвольтах, Δd — в метрах. Из формулы (2.12) видно, что для реальных материалов β_E может составлять десятки и сотни, что в действительности и наблюдается в экспериментах. Последнее свидетельствует в пользу описанной модели.

2.3.4. ВОЗНИКНОВЕНИЕ ВЭЭ ЗА СЧЕТ РАЗРЯДА ПО ДИЭЛЕКТРИКУ

Наиболее распространенным способом возбуждения ВЭЭ является разряд по диэлектрику в вакууме при контакте с этим диэлектриком металла. Проще всего это объяснить на примере появления ВЭЭ из металлической иглы, упирающейся в поверхность диэлектрической пластины, противоположная сторона которой металлизирована (рис. 2,9, а) [50]. Здесь игла К является катодом, пластина А — анодом, напыленный на диэлектрик Д электрод Т триггерный. Пусть катод К заземлен, а на анод А подано достаточно малое напряжение, которое еще не вызывает появления ВЭЭ из катода. Если теперь на триггерный электрод подать импульс напряжения, то с электрода К начинается разряд по поверхности диэлектрика, причем ток этого разряда будет замыкаться на микроострие катода К, упирающееся в диэлектрик (рис. 2,9, б). Этот ток и приводит к взрыву микроострия М и появлению ВЭЭ с металлического эмиттера К на плоский анод А. Ток разряда по поверхности диэлектрика обусловлен ростом динамической емкости, образо-

ванной промежутком между плазмой, которая движется на поверхности диэлектрика, и слоем металла, нанесенного на противоположную сторону диэлектрика. Подробнее о предвзрывных процессах в таких системах будет сказано в § 3.4.

Это весьма эффективный и простой способ возбуждения ВЭЭ, и, что важнее,— управляемый, т.е. ВЭЭ в диоде может возбуждаться при подаче триггерного импульса. Данный метод используется для разработки различных типов катодов, например с равномерным распределением эмиссионных центров. В этом случае на поверхность диэлектрика натягивают металлическую сетку [51, 52]. В местах контакта ее с диэлектриком возникают разряды по поверхности последнего, которые приводят к образованию центров ВЭЭ. Для большей эффективности таких катодов лучше брать диэлектрик с большей ϵ , например титанат бария. Металлодиэлектрические катоды могут выполняться также и в других модификациях, о чем подробнее будет сказано ниже.

Отметим, что использование контакта металл — диэлектрик в катодной области — не единственный способ влияния диэлектрика на концентрирование энергии в микрообъеме катода. Например, если на катоде есть диэлектрические пленки и включения, то они могут заряжаться током ионов с анода. Такие ионы могут образовываться на аноде за счет десорбции и последующей ионизации газа, разогрева и ионизации паров материала анода, а также остаточного газа или же путем установки тригatronной системы, описанной выше. Вообще влияние диэлектрика на концентрирование энергии в микрообъеме катода усиливается при наличии плазмы на катоде и ионного тока, заряжающего диэлектрик. К рассмотрению этой проблемы мы сейчас и перейдем.

§ 2.4. РОЛЬ ПЛАЗМЫ НА КАТОДЕ В КОНЦЕНТРИРОВАНИИ ЭНЕРГИИ

2.4.1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ

Взаимодействие плазмы с катодом часто используется для возбуждения вакуумного разряда. Как показано в [53], стадия вакуумного разряда, при которой происходит рост тока в промежутке катод — анод, является ВЭЭ. Поэтому эксперименты по возбуждению вакуумного разряда при помощи сгустков плазмы имеют прямое отношение к исследуемой проблеме. При этом необходимо иметь в виду, что в данном разделе рассматривается плазма, получаемая от постороннего источника, а не появляющаяся на катоде за счет триггерных электродов.

В работе [51] исследовался процесс образования новых центров ВЭЭ под действием плазмы от плазменной пушки. На-

бегание плазмы происходило на близлежащий катод, появление ВЭЭ с которого фиксировалось поясом Роговского и возникновением линий металла в спектре свечения. Установлено, что на тщательно очищенном и обезгаженном путем длительного прогрева в высоком вакууме катоде новые эктоны под плазмой не образывались. Только на катоде с явным присутствием диэлектрических загрязнений возникала ВЭЭ, т.е. имело место концентрирование энергии в микрообъеме катода. В этом случае были установлены три характерные области А, В, С в зависимости от расстояния b от источника плазмы до места появления эктона. В самой ближней зоне А при $b < 100$ мкм вероятность появления эмиссионного центра была высока (до 0,8). Она была тем выше, чем ближе был источник плазмы. Концентрация плазмы при этом достигала $5 \cdot 10^{15}$ см⁻³. В зоне В при $0,1 \text{ мм} < b < 2 \text{ мм}$ вероятность появления новых эктонов сильно снижается, в зоне С при $b > 2 \text{ мм}$ возрастает вновь. Однако их появление совпадало с повышением потенциала плазмы до сотен вольт. Концентрация плазмы в этой зоне достигала 10^{13} см⁻³.

В работе [55] удалось наблюдать за поведением новых эктонов на очень малом расстоянии от источника плазмы до катода (5 мкм). При этом даже тщательная очистка катода от окислов и диэлектрических загрязнений не избавляла от появления новых эктонов на катоде. Концентрация плазмы в этой зоне была $\sim 10^{20}$ см⁻³, а плотность ионного тока на катод $\sim 10^7$ А/см². Образование новых эктонов на близком расстоянии (порядка нескольких микрометров) фиксировалось по осциллограмме тока и появлению микрократеров.

2.4.2. МОДЕЛИ ВЛИЯНИЯ ПЛАЗМЫ НА КОНЦЕНТРИРОВАНИЕ ЭНЕРГИИ

Если поверхность катода обтекается плазмой в присутствии электрического поля, то имеет место эффект усиления плотности тока на микровыступах катода. Рассмотрим три конфигурации микровыступов на плоском катоде: цилиндр, конус и сферу (рис. 2.10). Если такой микровыступ обтекается плазмой, то на поверхность микровыступа будет течь ионный ток $i_i = j_i S$ (j_i — плотность тока ионов; S — площадь поверхности выступа). Однако при вхождении в катод он во всех трех случаях будет проходить через площадку πr^2 , следовательно, плотность его на катоде будет

$$j_{ik} = j_i \frac{S}{\pi r^2}. \quad (2.13)$$

Для цилиндра, конуса и сферы величина S соответственно будет равна $2\pi r h$, $\pi r l$, $4\pi R^2$. Коэффициент усиления плотности тока β_j при этом будет для цилиндра $2h/r$, конуса — l/r , сферы —

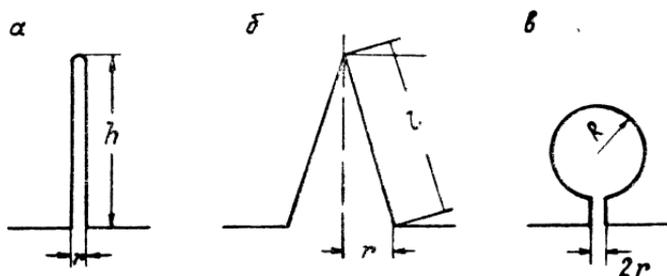


Рис. 2.10. Конфигурации микро неоднородностей на катоде для определения коэффициента усиления плотности тока β_j .

a — цилиндр, *b* — конус, *в* — сфера

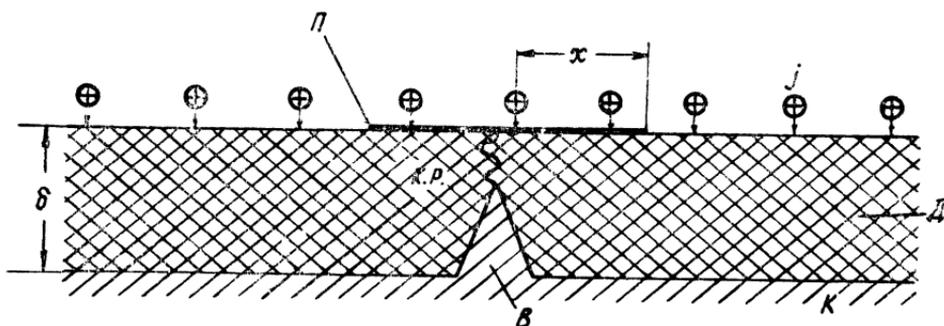


Рис. 2.11. Схема концентрирования энергии в микровыступе металлического катода при наличии на катоде диэлектрической пленки.

К — катод, В — микровыступ, Д — диэлектрическая пленка, П — плазма разряда, j — плотность ионного тока, К. Р. — канал разряда

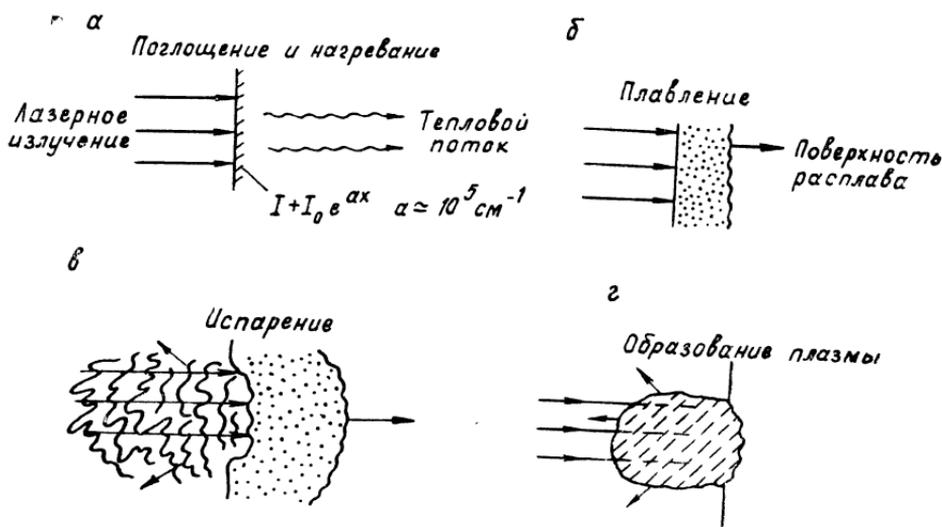


Рис. 2.12. Физические процессы, протекающие при воздействии мощного лазерного пучка на поглощающую поверхность.

Пояснение см. в тексте

$4R^2/r^2$ (l — длина образующей конуса). Для конуса можно также записать $\beta_j = (\sin \theta/2)^{-1}$, где θ — его угол.

Эффект усиления плотности тока справедлив, конечно, не только для тока ионов, но и для всякого тока, испускаемого поверхностью или принимаемого ею. Например, если поверхность катода нагрета до высокой температуры, то поверхность микровыступа будет испускать ток термоэлектронной эмиссии. Он будет иметь плотность в катодной области в β_j раз больше, чем средний по поверхности. Этот вывод справедлив также и для тока обратных электронов из плазмы, которые идут в сторону катода.

Как будет показано ниже, этот эффект играет важную роль в процессе самоподдержания микровзрывных процессов, т. е. в появлении вторичных эктонов. Кроме того, если неоднородности находятся в непосредственной близости от взрывного центра, то плотность ионного тока на них может быть достаточно большой, чтобы с учетом эффекта усиления привести к микровзрыву на поверхности катода. Действительно, плотность ионного тока

$$j_i = \frac{1}{4} q_i n_i v_i, \quad (2.14)$$

где q_i — средний заряд иона; n_i — их концентрация; v_i — скорость ионов. Так как концентрация n_i снижается по мере удаления от центра эмиссии на расстояние x как $n_i \sim 1/x^2$, то естественно ожидать большего влияния эффекта усиления плотности тока вблизи эмиссионного центра.

Влияние плазмы на эффект концентрирования энергии значительно увеличивается, если на поверхности катода присутствует диэлектрическая пленка или диэлектрическое включение [6, 56]. Пусть на поверхности катода находится диэлектрическая пленка, под которой расположен металлический микровыступ (рис. 2.11). Если эта система находится в электрическом поле, а на поверхность диэлектрика поступает плазма, то за счет движения ионов в сторону диэлектрической пленки последняя начнет заряжаться. Напряженность электрического поля в пленке составляет

$$E = j_i t / \epsilon \epsilon_0, \quad (2.15)$$

где ϵ — диэлектрическая проницаемость пленки; t — время. Наличие этого поля может привести к пробое пленки, как правило, с микровыступа. После этого пробоя начнется разряд по поверхности диэлектрика за счет тангенциальной составляющей электрического поля на пленке. Если считать, что плазма распространяется по кругу с радиусом $x = vt$ (v — скорость плазмы, t — время), то ток разряда, а следовательно, и ток через микровыступ составит

$$i = \frac{d(UC)}{dt},$$

где U — напряжение на пленке; C — переменная во времени

емкость разрядной плазмы относительно катода. Примем, что зарядка пленки током ионов идет гораздо медленнее, чем ее разряд. Тогда можно принять напряжение на пленке $U = E \cdot \delta = \text{const}$ (δ — толщина диэлектрика; E — электрическое поле на пленке). В этом случае $i = UdC/dt$. Если $x > \delta$, то можно считать, что $C = \epsilon_0 \epsilon_l x^2 / \delta$. Следовательно,

$$i = 2\pi \epsilon_0 \epsilon E v^2 t. \quad (2.16)$$

По мере роста тока разряда по поверхности микровыступ будет разогреваться и взрываться, что приведет к инициированию ВЭЭ и появлению эктона.

§ 2.5. ВОЗДЕЙСТВИЕ НА КАТОД ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

2.5.1. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

Экспериментально установлено, что при воздействии лазерного излучения на поверхность катода может возникать ВЭЭ. Прежде чем перейти к обсуждению этой проблемы, рассмотрим физические явления, наблюдающиеся при воздействии луча лазера на поверхность металла [57]. Схематически они показаны на рис. 2.12. Лазерное излучение, падающее на поверхность металла, поглощается в соответствии с законом Бугера — Ламберта:

$$I(x) = I_0 e^{-\alpha x}, \quad (2.17)$$

где $I(x)$ — интенсивность лазерного излучения, проникшего на глубину x ; I_0 — интенсивность падающего лазерного излучения. Для металлов коэффициент α по порядку величины $\sim 10^5 \text{ см}^{-1}$. Следовательно, энергия лазерного излучения поглощается на глубине металла порядка $\sim 10^{-5} \text{ см}$. Тепло проникает в глубь металла в течение времени t за счет теплопроводности на расстояние (рис. 2.12, а)

$$l = \left(\frac{\lambda t}{\rho c} \right)^{1/2} \quad (2.18)$$

(λ — теплопроводность; c — удельная теплоемкость; ρ — плотность материала). После того, как температура поверхности металла достигает точки плавления, начинается распространение границ жидкой фазы в глубь материала (рис. 2.12, б). При дальнейшем облучении имеет место процесс испарения поверхности (рис. 2.12, в) и в материале образуется кратер. Если интенсивность излучения достаточно велика, то после поглощения энергии образуется плазма, которая будет распространяться навстречу лазерному лучу. Она может поглощать лазерное излучение и экранировать поверхность (рис. 2.12, г).

Диапазоны изменения плотности мощности лазерного излучения, в которых преобладает тот или иной механизм взаимодействия, для лазеров в видимой и ближней ИК области при воздействии на титановую мишень показаны ниже:

	Плотность мощности Вт/см ²
Плавнение	$\sim 10^5$
Испарение	$10^6 - 10^8$
Поглощение излучения плазмой	$> 10^9$
Обратный тормозной эффект в плазме	$\leq 10^{12}$
Коллективные эффекты в плазме	$\geq 10^{13}$

Как видно, при относительно невысоких значениях плотности мощности излучения лазера преобладает плавление. Повышение плотности мощности приводит к тому, что основную роль начинает играть испарение. При дальнейшем ее увеличении возникают индуцированные волны поглощения, которые оказывают преобладающее влияние на физические процессы, в то время как роль испарения снижается. Для СО₂-лазеров порог возникновения волн поглощения примерно на порядок ниже, чем для лазеров, работающих в более коротковолновой части оптического спектра. Приведенные данные о пороге возникновения волн поглощения относятся к случаю воздействия лазерного микросекундного импульса. Величина порога зависит от условий облучения. Тем не менее приведенные значения можно использовать для оценки порога возникновения рассматриваемых процессов взаимодействия по порядку величины.

И наконец, при очень высоких значениях плотности мощности излучения начинают действовать дополнительные механизмы поглощения, к числу которых относится поглощение лазерного излучения в индуцированной им плазме вследствие обратного тормозного эффекта или коллективных процессов, протекающих в плазме. В основе обратного тормозного эффекта лежит поглощение лазерного фотона свободным электроном плазмы, в результате чего электрон переходит в более высокое энергетическое состояние. Избыточный импульс при этом передается иону. Суть коллективных плазменных процессов состоит в том, что поглощение света осуществляется в результате взаимодействия с группой частиц плазмы, а не с одиночным электроном. Эти процессы приводят к генерации ионных волн в плазме, коллективным колебаниям ее частиц и возникновению других типов электромагнитных колебаний. К последним относится, например, генерация света с частотами, отличными от частоты падающего лазерного излучения.

Мы рассмотрели схематически процесс воздействия лазерного излучения на поверхность металла в отсутствие электрического поля. Нас же будет интересовать случай, когда электрическое поле присутствует. Оно существенно усложняет процесс. Во-первых, при наличии электрического поля еще до испарения

металла имеет место термоэлектронная эмиссия. Так как нагретая поверхность металла десорбирует газ, то он будет ионизироваться во внешнем электрическом поле и на поверхности металла появится плазма. После начала испарения ионизируются пары металла, образуя также плазму. Наконец, при плотностях мощности более 10^8 Вт/см² пары металла ионизируются уже самим излучением лазера. Поэтому, по нашему мнению, лазерное излучение при плотности мощности менее 10^8 Вт/см² приводит к концентрированию энергии за счет эффектов взаимодействия плазмы с поверхностью, о которых мы говорили в § 2.4. При больших плотностях мощности возникают кратеры, жидкий металл, плазма, взаимодействие которых в присутствии внешнего электрического поля и приводит к возникновению ВЭЭ и эктонов.

2.5.2. ВОЗБУЖДЕНИЕ ВЭЭ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

Мы знаем, что возбуждение вакуумного разряда и ВЭЭ — процессы адекватные. Поэтому рассмотрим эксперименты по возбуждению вакуумного разряда вследствие воздействия лазерного луча на катод. Обычно используют лазеры, работающие в режиме модулированной добротности с длительностью 10^{-8} с и менее [4, 57]. Излучение лазера фокусируется на поверхность катода в пятно с диаметром в несколько миллиметров. Появление плазмы наблюдается при удельной энергии излучения 0,01—10 Дж/см². Этой энергии недостаточно, чтобы вызвать непосредственно взрыв на катоде, но хватает для появления сгустка плазмы на нем. Такое воздействие вызывает нагрев поверхности катода, десорбцию газа, испарение металла, а также термоэлектронную эмиссию. Наличие электрического поля приводит к ионизации пара термоэлектронами. Кроме того, ионизация будет происходить также за счет продолжающегося излучения лазера. Например, термоэлектронная эмиссия с вольфрама наблюдалась, когда удельная мощность облучения начинала превышать $2,5 \cdot 10^7$ Вт/см² при длительности лазерного импульса 50 нс. Плотность термоэлектронного тока составляла 0,5 А/см², но эта эмиссия запаздывала на 30 нс относительно прихода лазерного импульса, так как необходимо время для разогрева металла. Масс-спектральный анализ состава ионов плазмы, зависящего от удельной мощности облучения, показал, что при облучении вольфрама с мощностью $2 \cdot 10^7$ Вт/см² наблюдались ионы K^+ , Na^+ , H^+ , C^+ , H_2O^+ , CO^+ , CO_2^+ и т. д. Это говорит о том, что в спектре преобладают ионы поверхностных загрязнений, адсорбированных газов и паров. Только при переходе к облучению с мощностью более 10^9 Вт/см² в масс-спектре ионов преобладает облучаемый материал.

В экспериментах с лазерным излучением с длиной волн 0,69 мкм и длительностью импульса 30 нс при облучаемой пло-

щади катода из сплава ВНБ $0,1 \text{ мм}^2$ минимальная удельная энергия облучения, при которой возникал вакуумный разряд, равнялась $0,014 \text{ Дж/см}^2$, электрическое поле в вакуумном промежутке составляло около 70 кВ/см . При увеличении удельной энергии в 100 раз время запаздывания вакуумного разряда составило 120 нс. Обнаружено, что временные характеристики зависят не от общей энергии поджига, а от ее плотности в месте попадания на поверхность катода. Таким образом, эти данные могут свидетельствовать о том, что плазма на катоде, образованная воздействием луча лазера, инициирует появление эмиссионного центра ВЭЭ (эктона) и приводит к вакуумному пробою.

В работе [58] возбуждалась ВЭЭ на катоде при воздействии пикосекундного лазерного луча с длиной волны 266 нс. При приложении между катодом и анодом импульса (3 мкс) высокочастотного напряжения с частотой $\sim 3 \cdot 10^9 \text{ Гц}$ плотность мощности лазерного излучения составляла 10^9 Вт/см^2 , а при постоянном напряжении — 10^{11} Вт/см^2 .

§ 2.6. ДРУГИЕ МЕТОДЫ ВОЗБУЖДЕНИЯ ЭКТОНОВ

Рассмотренные нами методы концентрирования энергии на поверхности металла и возбуждения эктонов могут быть дополнены другими. В частности, стимулирующую роль при иницировании ВЭЭ и эктона может играть газ, адсорбированный на поверхности катода [59]. При напряженности поля $E \approx 10^7 \text{ В/см}$ имеет место полевая десорбция. Если десорбируются все атомы, то концентрация газа вблизи поверхности катода $n_a \approx N_0/v_a t$, где N_0 — число адсорбированных атомов на единицу поверхности; $v_a \approx 10^5 \text{ см/с}$ — скорость атомов при десорбции. Из этой формулы следует, что при наличии монослоя атомов ($N_0 \approx 10^{16} \text{ см}^{-2}$) через время $t \approx 10^{-9} \text{ с}$ после приложения напряжения образуется слой газа толщиной 10^{-4} см с концентрацией $n_a \approx 10^{20} \text{ см}^{-3}$. Чтобы этот газ мог оказать влияние на иницирование пробоя, необходимо его ионизировать посредством ударной ионизации электронами. Для этого нужно соблюдать условие $(n_a \sigma)^{-1} \ll v_a t$, или $N_0 \sigma \gg 1$, где $\sigma \leq 10^{-16} \text{ см}^2$ — сечение ионизации. Если на катоде адсорбировано несколько монослоев газа, условие $N_0 \sigma \gg 1$ соблюдается. Однако, если плотность автоэлектронного тока невелика, усиления поля на катоде не произойдет из-за отсутствия ионизации газа. Например, для вольфрама при $E \approx 3 \cdot 10^7 \text{ В/см}$ ожидаемая плотность тока $j_0 \approx 10 \text{ А/см}^2$, так что при площади эмиссии $S_a \approx 10^{-11} \text{ см}^2$ ток составит 10^{-10} А , а среднее время между появлением двух электронов будет $\sim 10^{-9} \text{ с}$. Ситуация существенно изменится, когда электрическое поле достаточно велико, но меньше поля, при котором возбуждается ВЭЭ. Для оценки «сверху» влияния

поля ионов можно пренебречь их потерями вследствие ухода на катод. Тогда скорость ионизации газа запишется в виде

$$\frac{dn_i}{dt} \leq \frac{N_0 \sigma j_0}{v_a e} t^{-1}. \quad (2.19)$$

Отсюда следует, что

$$n_i \leq \frac{N_0 \sigma j_0}{v_a e} \ln \frac{t}{t_0}, \quad (2.20)$$

где t_0 — начальное время, равное по порядку величины $e/j_0 S_a$.

Для усиления электрического поля в катодной области необходимо значительное превышение концентрации ионов над концентрацией электронов, т.е. $n_i \gg j_0 / e v_e$. Для этого нужно соблюдать условие

$$N_0 \sigma \frac{v_e}{v_a} \ln \frac{t}{t_0} \gg 1, \quad (2.21)$$

которое хорошо выполняется, так как $v_e / v_a \approx 10^3$.

Например, для вольфрамового катода при $j = 10^6$ А/см² электрическое поле $E \approx 6,5 \cdot 10^7$ В/см. Этого поля недостаточно для взрыва острия. Если на катоде есть монослой газа, то уже примерно через 10^{-9} с концентрация ионов у катода составит около 10^{20} см⁻³. Оценки напряженности электрического поля из уравнения Пуассона для этого случая дают величину $E \approx 10^8$ В/см, достаточную для взрыва острия за время $t_3 \approx 10^{-9}$ с. Таким образом, наличие на катоде адсорбированного газа может приводить к эффекту, эквивалентному усилению электрического поля в 2—3 раза. Это имеет место при напряженностях внешнего поля, близких к пробивным, когда велика плотность автоэмиссионного тока. Следует обратить внимание на то, что эффективная десорбция газа происходит при нагреве металла до температуры всего несколько сот градусов. Поэтому при воздействии даже сравнительно слабого потока лазерного излучения появление десорбированного газа и его ионизация могут привести к образованию на катоде плазмы, которая будет стимулировать возникновение ВЭЭ и эктона.

Следующая возможность возбуждения эктона состоит в использовании микропроводника, замыкающего катод и анод, по которому пропускается большой импульсный ток. Взрыв этого проводника создает условия для возбуждения эктона на катоде. Следует отметить, что такие микропроводники возникают естественным образом при размыкании контактов. Они являются жидкими металлическими мостиками, которые появляются за счет расплава электродов при стягивании тока в узкой электродной зоне [60]. Поэтому роль эктонов в функционировании контактов, по нашему мнению, велика. Такие же эффекты имеют место, по-видимому, при электроискровой обработке металлов.

Эктоны возникают также при ударе о катод микроскопической частицы вещества, ускоренной до большой энергии. При этом качественно можно указать на три варианта возбуждения эктона. Если скорость частицы не очень велика, то при ее ударе о катод происходит нагрев микроучастка последнего, десорбция газа и испарение участка катода и самой частицы, ионизация газа и пара и возникновение эктона за счет взаимодействия плазмы с катодом. При большой скорости частица может вызвать микровзрыв и образовать эктон при прямом взаимодействии с катодом. Наконец, если частица несет электрический заряд, противоположный электроду, к которому она движется, то еще до соударения с поверхностью металла между катодом и частицей может появиться ток АЭЭ, произойти взрыв микроучастка катода и возникновение ВЭЭ и первичного эктона. Проблема взаимодействия ускоренных микрочастиц с катодом подробно обсуждается в ряде обзоров, а также в монографиях [4, 12]. Мы еще вернемся к этой проблеме во второй части монографии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Фурсей Г. Н., Жуков В. М., Баскин Л. М. Предельные плотности тока АЭЭ и предвзрывные эффекты // Сильноточная эмиссионная электроника. Новосибирск, 1984. С. 21—41.
2. Duke W. P., Trolan J. K., Martin E. E., Barbour I. P. The Field Emission Initiated Vacuum Arc // Phys. Rev. 1951. V. 5, N 4. P. 1054—1057.
3. Фурсей Г. Н. Исследование автоэлектронной эмиссии в экстремально сильных электрических полях и в условиях перехода в вакуумной дуге: Дис. ... докт. физ.-мат. наук. Новосибирск, 1973.
4. Сливков И. Н. Процессы при высоком напряжении в вакууме. М.: Энергоатомиздат, 1982.
5. Лозинский Я. Г. Высокотемпературная металлография. М.: Машгиз, 1956.
6. Королев Ю. Д., Месяц Г. А. Автоэлектронные и взрывные процессы в газовом разряде. Новосибирск: Наука, 1982.
7. Мюллер Э. В., Цонь Т. Т. Автоионная микроскопия. М.: Металлургия, 1972.
8. Shredink V. N. Advances in surface characterization with electron and field ion microscopy // Proc. of VII Inter. Vacuum Congress. Vienna, 1977. P. 2455—2466.
9. Сокольская И. Л., Найманн Х., Клозе Э. Изучение поверхностной миграции молибдена методом автоэлектронной эмиссии // ФТТ. Т. 6, вып. 5. С. 1439—1448.
10. Надгорный Э. М., Осипьян Ю. А., Перкас М. Д., Розенберг В. Н. Нитевидные кристаллы с прочностью, близкой к теоретической // УФН. 1959. Т. 67, № 4. С. 625—662.
11. Пошехонова Г. А., Носов А. А. Нитевидные монокристаллы на поверхности сеток мощных высоковольтных приборов // ЖТФ. 1970. Т. 40, № 2. С. 320—324.
12. Чистяков П. Н., Радионовский А. Л., Татарина Н. В. и др. Пробой вакуума при контролируемом состоянии поверхностей электродов // ЖТФ. 1969. Т. 39, № 6. С. 1075—1079.
13. Черепнин Н. В. Основы очистки, обезгаживания и откачки в вакуумной технике. М.: Сов. радио, 1967.

14. Луфт Б. Д., Шустина А. Л. Очистка деталей электронных ламп. М.: Энергия, 1968.
15. Эспе В. Технология электровакуумных материалов / Пер. с нем. Под ред. Р. А. Нилендера, А. А. Котляра. М.: Госэнергоиздат, 1960.
16. Rohrbach F. Sur les mecanisme qui conduisent a la formation de letincell electrica a tres haute tension et sous ultraviole par la mesure des temps de retard a la disruption. Geneve, 1971. CERN 71—28.
17. Chatterton P. A. A Theoretical Study of Field emission Initiated Vacuum Breakdown // Proc. Phys. Soc. 1966. V. 88. P. 231—245.
18. Tomaschke H. E., Alpert D. Field Emission from a Multiplicity of Emitters on a Broad-Area Cathode // J. Appl. Phys. 1967. V. 38, N 2.
19. Alpert D., Lee D. A., Lyman E. M., Tomaschke H. E. Initiation of Electrical in Ultrahigh Vacuum // J. Vac. Sci. Technol. 1964. V. 1, N 1. P. 35—50.
20. Bennete C. I., Strayer R. W., Cooper E. C., Swanson L. W. Investigation of the Prebreakdown Gap Currents between Clean Tungsten Electrodes // J. AIAA. 1965. V. 3, N 2. P. 284—290.
21. Alpert D., Lee D., Lyman E. M., Tomaschke H. E. Effect of gas pressure on electrical breakdown and field emission // J. Appl. Phys. 1967. V. 38, N 2. P. 880—881.
22. Allen N. K., Cox B. M., Latham R. W. The Source of High Electron Emission Sites on Broad-Area High Voltage alloy Electrodes // J. Phys., D.: Appl. Phys. 1979. V. 12, N 6. P. 969—977.
23. Little R. P., Whitney W. T. Electron Emission Proceeding Electrical Breakdown in Vacuum // J. Appl. Phys. 1963. V. 34, N 8. P. 2430—2432.
24. Little R. P., Smit S. T. Electrical Breakdown in Vacuum // IEEE Trans. Electron. Devices. 1965. V. ED-12, N 2. P. 77—83.
25. Walters C. S., Fox M. W., Latham R. V. Electron-Optical Imaging of High- β Prebreakdown Current // J. Phys., D.: Appl. Phys. 1974. V. 7, N 6. P. 911—919.
26. Cox B. M. The Nature of Field Emission Sites // Ibid. 1975. V. 8, N 12. P. 2065—2073.
27. Cox B. M., Williams W. T. Field-emission Sites on Unpolished Stainless Steel // Ibid. 1977. V. 10, N 3. P. L5—L9.
28. Cox B. M., Williams W. T. Anomalous field emission sites on polished electrodes // Proc. VII Inter. Symp. on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum. Novosibirsk, 1976. P. 176—180.
29. Farrall G. A., Owens M., Hudda F. G. Fusthes Studies of Electron Emission Areas on Electropolished Copper Surfaces in Vacuum // J. Appl. Phys. 1975. V. 46, N 2. P. 610—617.
30. Hurley R. E., Dooley P. J. Electroluminescence Produced by High Electric Fields at the Surface of Copper Cathodes // J. Phys., D.: Appl. Phys. 1977. V. 10, N 15. P. L195—L201.
31. Fabiniak T. J., Jedynek L., Dodd R. A. Properties of Vacuum-insulated Single-Crystal Tungsten Electrodes in High Electric Fields. Pt II. Nature of Prebreakdown Currents // J. Appl. Phys. 1971. V. 42, N 6. P. 2240—2246.
32. Latham R. V., Brdun E. Electron Optical Observations of Cathode Protrusions Formed During Pre-Breakdown Conditioning // Ibid. 1968. V. 1, N 12. P. 1731—1735.
33. Llewellyn-Jones F. Ionization and breakdown in gases. L.: CO LTD; N. Y.; Sons Inc., 1966.
34. Месяц Г. А. О взрывных процессах на катоде в газовом разряде // Письма в ЖТФ. 1975. Т. 1, вып. 19. С. 885—888.
35. Tonks L. A Surface of Surface Rature by Uniform Electric Fields // Phys. Rev. 1935. V. 48, N 6. P. 562—570.
36. Проневичюс Л. И., Барташюс И. Ю., Иглунас В. И. и др. Жидкий металлический катод в исследованиях электрического пробоя в высоком вакууме // Изв. вузов. Физика. 1969. № 4. С. 44—49.

37. Габович М., Порицкий В. Исследование нелинейных волн на поверхности жидкого металла, находящегося в электрическом поле // Письма в ЖЭТФ. 1981. Т. 33, № 6. С. 320—321.
38. Месяц Г. А., Фурсей Г. Н. Взрывная электронная эмиссия начальных стадий вакуумного разряда // Ненакаливаемые катоды. М., 1974.
39. Литвинов Е. А., Старобинец А. А. Влияние размерных эффектов на предельные токи АЭЭ // ЖТФ. 1979. Т. 49, № 4. С. 887—888.
40. Литвинов Е. А., Старобинец А. А. Тепловые процессы в автоэммиттере при предельных плотностях тока // Эмиссионная силовоточная электроника. Новосибирск, 1984. С. 41—55.
41. Litvinov E. A., Mesyats G. A., Starobinets A. A. Application of the Electron explosive emission model to the cathode processes of vacuum discharges // Proc. VIII-th Symp. Discharges Electr. Insul. Vacuum. Albuquerque, 1978.
42. Latham R. V. High voltage vacuum insulation: the physical basis. N. Y.: Academic Press, 1981.
43. Stern T. E., Gossling B. S., Fowler R. H. Further Studies in the Emission of Electrons from Cold Metals // Proc. Roy. Soc. 1929. Ser. A. V. 124. P. 699—723.
44. Елинсон М. И., Васильев Г. Ф. Автоэлектронная эмиссия. М.: ГИФМЛ, 1958.
45. Баренгольд С. А., Янкелевич Ю. Б. О «неметаллическом» характере предпробойных явлений в условиях высоковольтного вакуумного разряда // Эмиссионная силовоточная электроника. Новосибирск, 1984.
46. Степанов Г. В. Теоретический анализ явлений в МДМ-структурах // Ненакаливаемые катоды. М., Сов. радио, 1974. С. 73—81.
47. Morgan D. V., Howes M. J. Electroforming and Switching in Copper Oxide Films // Phys. Stat. Sol. 1974. V. 21, N 1. P. 191—195.
48. Ovshinsky S. R. Reversible Electrical Switching Phenomena in Disorderes Structures // Phys. Rev. Lett. 1968. V. 20, N 20. P. 1450—1453.
49. Boer K. W., Ovshinsky S. R. Electrothermal Initiation of on Electronik Switching Mechanism in Semiconducting glasses // J. Appl. Phys. 1970. V. 43, N 6. P. 2675—2681.
50. Бугаев С. П., Месяц Г. А. Эмиссия электронов из плазмы незавершенного разряда по диэлектрику в вакууме // ДАН СССР. 1971. Т. 196, № 2. С. 324—326.
51. А. с. № 248091 (СССР). Плазменный импульсный источник заряженных частиц // С. П. Бугаев, Б. М. Ковальчук, Г. А. Месяц. Оpubл. в Б. И. 1973. № 45.
52. Месяц Г. А. Генерирование мощных наносекундных импульсов. М.: Сов. радио, 1974.
53. Месяц Г. А., Проскуровский Д. И. Импульсный электрический разряд в вакууме. Новосибирск: Наука, 1984.
54. Баженов Г. П., Бакшт Р. Б., Месяц Г. А. и др. Возникновение на катоде вакуумного диода новых эмиссионных центров, стимулированных плазмой // ТВТ. 1975. Т. 13, № 1. С. 184—186.
55. Puchkarev V. F., Vochkarev M. B. On mechanism of vacuum arc cathode spot initiation // Proc. XV-th Inter. Symp. Discharges Electr. Insul. Vacuum. Darmstadt, 1992. P. 359—363.
56. Mesyats G. A. Vacuum Discharge Effects in the Diodes of High-Current Electron Accelerators // IEEE Trans. Plasma Sci. 1991. P. 683—689.
57. Ready J. F. Industrial applications of lasers. N. Y., 1978.
58. Wang X. J., Tsang T., Kirk H. et al. Experimental studies of laser-induced explosive electron emission // Proc. XV-th Inter. Symp. Discharges Electr. Insul. Vacuum. Darmstadt, 1992. P. 135—139.
59. Литвинов Е. А., Месяц Г. А., Проскуровский Д. И. Автоэмиссионные и взрывные процессы при вакуумных разрядах // УФН. 1983. Т. 139, вып. 2. С. 265—302.
60. Раховский В. И. Физические основы коммутации электрического тока в вакууме. М.: Наука, 1970.

ПРОЦЕССЫ НА КАТОДЕ, ПРЕДШЕСТВУЮЩИЕ ПОЯВЛЕНИЮ ЭКТОНОВ

§ 3.1. ВВЕДЕНИЕ

В предыдущей главе мы описали далеко не полный перечень физических явлений, приводящих к концентрированию энергии в микрообъемах катода, возникновению микровзрыва и сопровождающей его ВЭЭ. В общих чертах мы рассмотрели процессы, предшествующие появлению эктонов. По нашему мнению, детальное описание физики каждого из этих процессов потребует больших обзорных работ или даже монографий. Это связано со сложностью и многообразием процессов инициирования ВЭЭ. В общем виде они включают такие явления, как эмиссия заряженных частиц из плазмы катода и анода, взаимодействие электронов и ионов с металлом и диэлектриком, плазмы с металлом и диэлектриком, а также лазерного излучения с металлом и плазмой, процессы на границе металл — диэлектрик и т. д. Естественно, в рамках этой главы все процессы, предшествующие или подготавливающие ВЭЭ, мы рассмотреть не сможем. Поэтому остановимся только на двух методах возбуждения ВЭЭ: взрыв металлического микроострия в вакууме под действием тока АЭЭ и под действием тока разряда по диэлектрику. Это наиболее хорошо изученные явления. Причем при описании процессов, предшествующих взрыву микроострий под действием тока АЭЭ, будем исследовать как одиночные эмиттеры классического типа, так и острия на плоской металлической поверхности.

§ 3.2. ИССЛЕДОВАНИЯ АЭЭ, ИНИЦИИРУЮЩЕЙ ЭКТОНЫ

3.2.1. ОДИНОЧНЫЕ ОСТРИЯ

Продолжим рассмотрение указанного в главе 1 примера возбуждения ВЭЭ автоэлектронной эмиссией. Если работа выхода металла составляет 4,5 эВ, то для достижения плотности тока более 10^8 А/см² необходимо электрическое поле

на кончике эмиттера около 10^8 В/см. Для получения такой высокой напряженности электрического поля нужны металлические острия конического типа с малым радиусом на вершине или тонкий цилиндрический проводник. Для проведения экспериментов по установлению физического механизма микровзрыва нужно точно знать форму и размеры этого острия и уметь их варьировать.

Есть несколько способов изготовления тонких острий [1]:

1. Механическое заострение конца проволоки. Однако этим способом очень трудно получить тонкие острия и почти невозможно их воспроизводить с близкими размерами. Такое заострение можно производить только при технологическом применении ВЭЭ, когда радиус острия и угол конуса не играют особой роли.

2. Заострение проволоки в пламени газовой горелки. При высокой температуре металл окисляется и этот окисел непрерывно удаляется.

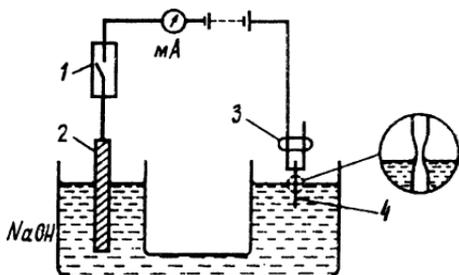
3. Химическое травление. Это травление в расплавленных солях или щелочах. Например, вольфрам может травиться в расплавленной соли NaNO_3 , тантал — в расплавленной щелочи NaOH . Однако это обычно плохо контролируемый процесс. Острия, которые при этом получаются, имеют различные размеры.

4. Из всех известных способов наиболее удобно электролитическое травление. Острия при этом получаются микроскопически гладкими из-за эффекта электрополировки, которая заключается в преимущественном стравливании выступающих мест. Изменяя концентрацию электролита в ванне, геометрию электродов и приложенное напряжение, можно влиять на общую форму острия и на радиус закругления его конца. Для любого металла нетрудно подобрать травящую ванну. Для тантала, например, использовалась смесь азотной и плавиковой кислоты, для никеля — раствор перхлората калия в соляной кислоте, для платины — NaCl , для вольфрама, рения, молибдена — водный раствор щелочной KOH или NaOH и т. д.

Травление производится постоянным или переменным током. Недостатком этого способа является его ненадежность, так как процесс травления необходимо чередовать с постоянными наблюдениями в микроскопе кончика острия. Поэтому воспроизводимость размеров острий низка. От этого недостатка свободен метод автоматического травления, который мы использовали. Простейшая схема такого травления приведена на рис. 3.1 [3]. Процесс травления происходит у мениска. С образованием тонкой перемычки ток в цепи снижается, и быстродействующий электронный коммутатор прерывает процесс до того, как микровыступ затупится. На рис. 3.2 представлена микрофотография вольфрамового микроострия с радиусом закругления, примерно равным 50 нм. Радиус вершины сравним со значениями, характерными для микровыступов естественного происхождения. Эти

Рис. 3.1. Экспериментальная установка для изготовления эмиттеров с помощью травления.

1 — коммутатор; 2 — угольный стержень; 3 — стеклянный изолятор; 4 — вольфрамовая проволока диаметром 0,1 мм



острия предельно хрупки, в связи с чем их сборка затруднительна. Поэтому проволоочные образцы обычно привариваются к вольфрамовым подложкам. Катод нагревается за счет протекания электрического тока по подложке, а анод — за счет электронной бомбардировки с накаливаемой спирали. Эта электродная система монтируется или в стеклянной, или в металлической высоковакуумной камере.

Для анализа данных, полученных в этих экспериментальных условиях, важно измерить радиус микроэмиттера до его установки в камере. Обычно это делается с помощью электронного микроскопа, позволяющего получить четкое изображение эмиттирующей поверхности. Типичный микровыступ (см. рис. 3.2) представляет собой конус с закругленной вершиной. Ее радиус может быть оценен по эмпирическим соотношениям, полученным из рабочих характеристик эмиттера: $r_3 = 0,015\varphi^{-2}U_{10}$ (φ — работа выхода электронов, эВ; U_{10} — напряжение, которое необходимо подать на диод для получения эмиссионного тока 10 мкА). Усиление напряженности электрического поля у сферической вершины выступа может быть аппроксимировано выражением $E = U/fr_3$ (U — напряжение, приложенное к промежутку; f — сложная безразмерная функция, характеризующая форму острия и межэлектродный зазор диода). В случае $d \gg r_3$, как, например, в эмиссионных микроскопах, f может быть с хорошей точностью принята равной 5 [3].

После травления необходима дальнейшая обработка острия. Для его обезгаживания и придания нужной формы производится прокалка острия при температуре, близкой к температуре плавления. При термической обработке основным процессом является миграция поверхностных атомов, обычно начинающаяся при достижении некоторой температуры. Например, для вольфрама 1100 К, молибдена 770 К, никеля 370 К [1].

Процесс поверхностной миграции обычно изучается с помощью контроля радиуса острия по измерению автоэлектронного тока для заданного напряжения на диоде. Для изменения радиуса вольфрамового острия при помощи поверхностной миграции примерно на 100 Å при температуре 2700 К необходимо 30 с, а при 1850 К — 20 ч. Исследования поведения острий при

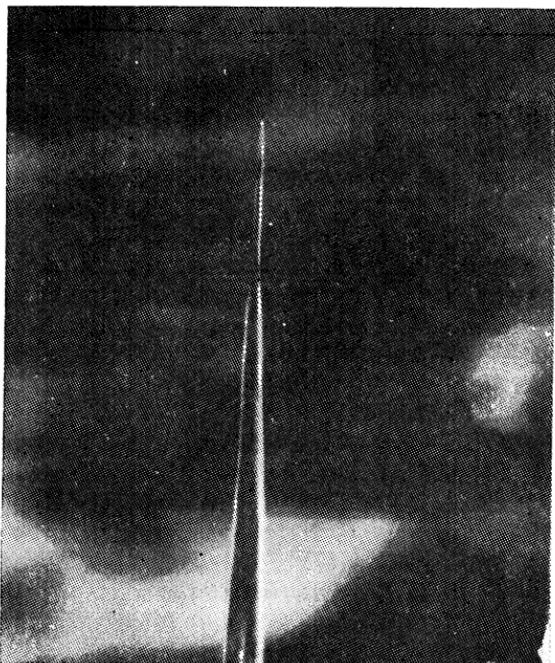


Рис. 3.2. Типичная форма острия после автоматического электрохимического травления

помощи поверхностной миграции позволили установить, что термически сглаженное острие при последующем охлаждении становится округлым. Эта форма устойчива и при нормальной температуре не меняется, несмотря на присутствие сильного электрического поля.

Указанную процедуру получения микроэмиттеров необходимо использо-

вать только тогда, когда нужно детально изучать АЭЭ при предельно высоких плотностях тока и переход во взрывную эмиссию, а также установить количество унесенной массы с поверхности эмиттера. Для технического приложения ВЭЭ изготовление эмиттеров значительно проще.

При длительностях импульсов менее 10^{-7} с можно получать плотность тока АЭЭ с вольфрамового эмиттера около 10^8 А/см² [1]. Представляло интерес исследовать процесс взрыва эмиттеров при значительно больших плотностях тока [2]. Очевидно, что увеличение плотности тока ведет к уменьшению времени до взрыва. Поэтому для получения предельно больших плотностей тока (более 10^9 А/см²) необходимо использовать импульсы длительностью $\sim 10^{-9}$ с.

Схема измерительной установки приведена на рис. 3.3. Накопительный коаксиальный кабель L_1 через газоразрядный коммутатор высокого давления 1 (азот, 15 атм) соединялся с таким же передающим кабелем L_2 . Вакуумный прибор 2, в котором устанавливалось исследуемое острие, представлял собой вакуумную стеклянную камеру, электроды которой через коаксиальные переходы соединялись с кабелями L_2 и L_3 , и был согласован с ними по волновому сопротивлению. Давление в камере было порядка 10^{-9} мм рт. ст. Катод и анод разделяла сетка, которая служила для уменьшения емкости между острием и коллектором и была заземлена. Расстояние между острием

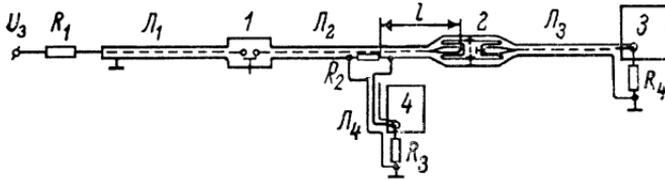


Рис. 3.3. Схема экспериментальной установки.

R_1 — зарядное сопротивление; $R_2=10$ м — безындуктивное измерительное сопротивление; R_3 и R_4 — входные сопротивления осциллографов. $R_3=R_4=75$ Ом. Остальные пояснения в тексте

и сеткой равнялось 5 мм. На вакуумную камеру подавались импульсы длительностью $10^{-9}—4 \cdot 10^{-6}$ с с фронтом $\sim 10^{-9}$ с. Длительность импульса $t_{и}$ регулировалась длиной кабеля L_1 . Известно, что $t_{и}=2l_1\sqrt{\varepsilon}/c$ (c — скорость света, ε — диэлектрическая проницаемость диэлектрика линии L_1 , l_1 — длина кабеля L_1). Регистрировался ток до камеры (осциллограф 4) и после нее (осциллограф 3). Амплитуда импульса напряжения составляла 19—30 кВ.

Исследования проводили на вольфрамовых монокристаллических остриях, полученных методом автоматического электролитического травления. Радиусы эмиттеров определяли по методу Хенкеля и Дрехслера, они составляли $5 \cdot 10^{-6}—3 \cdot 10^{-5}$ см. Угол конуса не превышал 15° . Для наиболее полной информации необходимо было регистрировать с достаточным амплитудным и временным разрешением ток в одном импульсе на трех стадиях процесса: на автоэмиссионной, стадии взрыва и на начальной стадии взрывной эмиссии. Поскольку эти стадии могут существенно различаться по величине тока и длительности, ток с коллектора подавался с разным ослаблением последовательно на ряд осциллографов с разными длительностями разверток. В экспериментах [2] максимальная чувствительность регистрации по току составляла 10^{-1} А/мм, что не позволило при относительно больших временах до взрыва (более 10^{-8} с) регистрировать автоэмиссионный ток вместе с током на фазе взрыва. В дальнейшем благодаря использованию усилителя чувствительность по току удалось повысить до 10^{-4} А/мм.

Исследования проводили в нескольких режимах.

1. При $t_{и}=4 \cdot 10^{-6}$ с напряжение повышалось ступенями на 1% до значения, при котором происходил взрыв на плоской части импульса.

2. При $t_{и}=4 \cdot 10^{-6}$ с для увеличения предпробойной плотности тока на промежутке создавалось перенапряжение. Коэффициент его задавался как $U/U_{к}$. В этом случае $U_{к}$ определяли по статическим вольт-амперным характеристикам как напряжение, при котором плотность автоэмиссионного тока достигает в микросекундном диапазоне критических значений ($5 \cdot 10^7$ А/см²) [1]. Значение $U/U_{к}$ менялось от 1 до 10.

3. При $t_{\text{н}}=4 \cdot 10^{-8}$ и $3 \cdot 10^{-7}$ с напряжение повышалось ступенями до значения, при котором взрыв острия происходил в конце импульса, при этом регистрировались осциллограммы перехода АЭЭ к начальной фазе пробоя.

4. Для исследования взрыва при предельно больших плотностях тока использовали импульсы длительностью от 1 до 5 нс.

При исследовании в микросекундном диапазоне анализ осциллограмм позволил выделить четыре характерные фазы процесса (рис. 3.4). I—предпробойная (автоэмиссионная) фаза — достаточно хорошо изучена ранее в микросекундном диапазоне. II — фаза перехода — связана со взрывным разрушением эмиттера. Здесь ток резко возрастает в течение $(1-5)10^{-8}$ с со скоростью di/dt до 10^8 А/с. Вслед за этим нарастание тока на порядок меньше ($5 \cdot 10^6 - 10^7$ А/с). Продолжительность этой стадии колеблется в пределах $2 \cdot 10^{-8} - 10^{-7}$ с. Далее следует фаза IV с несколько большей, чем в фазе III, скоростью роста тока. В режиме с перенапряжением характер нарастания тока существенно изменяется. Такого четкого разделения по стадиям, как указано выше, сделать не удастся. Можно полагать, что длительность стадий I и III резко сокращается, а фаза II непосредственно сливается с фазой IV.

Чтобы проследить за поведением тока в предвзрывной стадии, в условиях перенапряжения проводили измерения при $t_{\text{н}}=5$ нс для двух эмиттеров. Осциллограммы тока (рис. 3.5) для эмиттера вплоть до $U=14$ кВ стабильны и по форме повторяют импульсы напряжения. Это свидетельствует о том, что ток является чисто автоэлектронным. При незначительном увеличении напряжения на 0,75 кВ произошел взрыв. Здесь отчетливо видны две фазы: автоэмиссионная с током около 0,5 А и переходная — фаза взрыва, ток в которой за 2 нс достиг примерно 1 А.

Используя эмиттеры с различными радиусами вершины и изменяя амплитуду импульса напряжения, удалось найти связь между временем запаздывания взрыва острия t_3 и плотностью предвзрывного эмиссионного тока j . Зависимость $t_3=(j)$ представлена на рис. 3.6. При ее построении, кроме результатов [2], использованы данные работ [4], полученные в микросекундном диапазоне и при $t_{\text{н}} \approx 10^{-1}$ с. Видно, что все экспериментальные точки хорошо укладываются на одну прямую, тангенс угла наклона которой равен 2. Отсюда следует, что произведение квадрата плотности тока на время запаздывания до взрыва автоэмиттера в большом диапазоне времени t_3 (примерно восемь порядков величины) и плотность тока j (около трех порядков) остается величиной постоянной. Из графика находим, что $j^2 t_3 = 4 \cdot 10^9$ А² с/см⁴. На рис. 3.6 приведена также зависимость времени запаздывания t_3 от напряженности поля на вершине эмиттера E_0 для тех же экспериментальных данных. Видно, что с увеличением напряженности E_0 от $7 \cdot 10^7$ до $1,3 \cdot 10^8$ В/см кри-

Рис. 3.4. Различные стадии перехода автоэлектронной эмиссии во взрывную. Пояснения см. в тексте

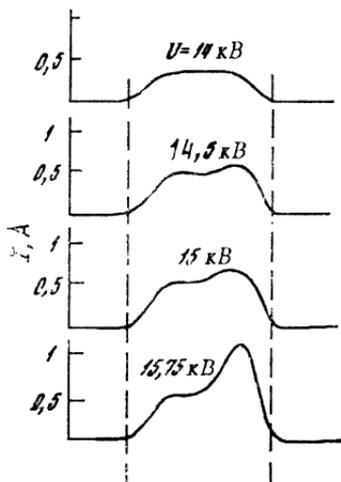
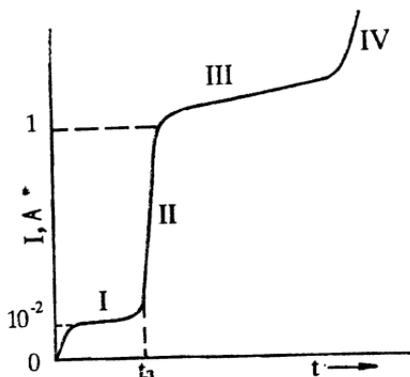
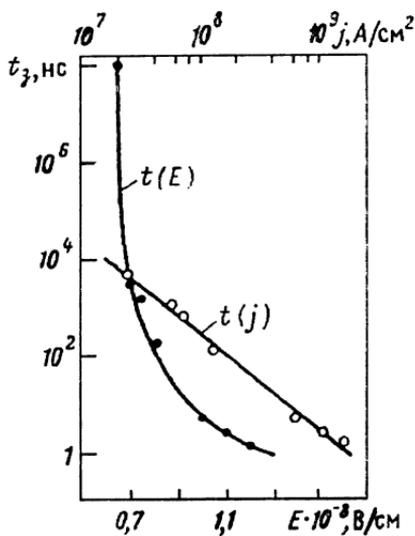


Рис. 3.5. Осциллограммы автоэмиссионного тока в предвзрывной период при экстремально высоких полях и плотностях тока. Длительность импульса 5 нс; $j = 4,2 \cdot 10^9$ А/см²; $E_{\max} = 1,2 \cdot 10^8$ В/см

Рис. 3.6. Времена запаздывания пробоя, отсчитываемые от момента подачи фронта импульса напряжения до взрыва эмиттера



тическая плотность тока возрастает от $4,5 \cdot 10^7$ до $2,2 \cdot 10^9$ А/см², что в свою очередь вызывает уменьшение времени до взрыва острия от $4 \cdot 10^{-6}$ до $1 \cdot 10^{-9}$ с. Снижение напряженности поля E_0 от $7 \cdot 10^7$ до $6,5 \cdot 10^7$ В/см приводит к росту времени t_3 от $4 \cdot 10^{-6}$ до 10^{-1} с. Таким образом, экспериментальные результаты указывают на чрезвычайно сильную зависимость времени до взрыва острия от напряженности поля на его вершине. Необходимо отметить, что при исследовании электрического взрыва тонких проводников в диапазоне $j = 10^7 - 10^8$ А/см² и времени до взрыва $10^{-8} - 10^{-6}$ с экспериментально установлено соотношение $\int_0^{t_3} j^2(t) dt = \text{const}$ (см. § 1.1), аналогичное полученному

для взрыва острий. Это соотношение, названное удельным действием, характеризует запас энергии в проводнике в предвзрывной период. Для каждого материала проводника удельное действие до момента взрыва остается величиной приблизительно постоянной, не зависящей от площади поперечного сечения проводника, его длины и плотности тока. Значение удельного действия для большинства металлов находится в диапазоне $10^8 - 10^9$ с/см⁴ (см. табл. 1.1). Это доказывает глубокую общность и единую природу явлений, приводящих к взрыву проводников и автоэлектронных эмиттеров.

В заключение отметим, что минимально возможные времена t_3 , замеренные экспериментально, могут быть много меньше 10^{-9} с. Например, в [6] при длительности импульса напряжения $2 \cdot 10^{-10}$ с, приложенного к диоду, наблюдался ток ВЭЭ со всеми присущими ему особенностями. Следовательно, время t_3 в этом случае было менее 10^{-10} с.

3.2.2. ПЛОСКАЯ ПОВЕРХНОСТЬ

Автоэлектронная эмиссия с плоской металлической поверхности обусловлена наличием на ней микровыступов. Альперт с сотрудниками [5] на основе своих исследований, а также других авторов показали, что электрический пробой вакуума происходит при достижении на промежутке некоторого критического электрического поля E_k . В табл. 3.1 приведены величины E_k для ряда металлов [5]. Эти результаты привели авторов [5] к выводу, что пробой вакуума происходит за счет тока АЭЭ с микровыступов на катоде. Для проверки этой идеи были проведены эксперименты с широкими вольфрамовыми электродами в чистых вакуумных условиях при длине промежутка в диапазоне 0,005—0,635 см. Для каждого промежутка после тренировки пробоями снималась предпробойная вольт-амперная характеристика. Построенная в координатах $\ln(i/U^2) = = f(1/U)$, она обычно имела вид прямой линии с наклоном

Таблица 3.1

Параметр	In	Cd	Al	Cu	Au	Pt	Ni	Ti	Zn	Ta	Mo	W
φ	4,0	4,1	4,2	4,6	4,9	5,3	4,6	3,9	4,1	4,1	4,2	4,5
$E_k \cdot 10^7$, В/см	5,6	7,2	10,5	10,1	7,2	9,9	9,7	5,3	5,9	7,0	5,6	6,9

$2,96 \cdot 10^7 \varphi^{3/2} / \beta_E$ ($\beta_E = E/U_0$ — коэффициент пропорциональности между локальной напряженностью поля на катоде и приложенным напряжением). Таким образом, по измеренному наклону прямой определялось значение коэффициента β_E , что, в свою очередь, позволяло при известном U_k находить значение пробивной напряженности поля E_k . Показано, что при изменении длины промежутка на пять порядков напряженность электрического поля пробоя E_k постоянна в пределах ошибок измерений и не зависит от геометрии электродов. Для вольфрама $E_k = (6,5 + 1) \cdot 10^7$ В/см.

Очень важным выводом этих работ является констатация факта, что пробой вакуума обусловлен достижением предельной плотности тока АЭЭ. Это получило подтверждение при импульсном пробое вакуумных промежутков между плоскими электродами [5]. Исследовался разряд в промежутке длиной 0,1—0,5 мм для электродов из алюминия, молибдена, свинца и графита. Для определения времени задержки появления ВЭЭ t_3 изучались осциллограммы тока разряда. При получении прямоугольных импульсов высокого напряжения (10—50 кВ) с фронтом менее 10^{-9} с использовались импульсные генераторы с коаксиальными кабелями и коммутаторами со сжатым азотом ($p = 15$ атм и более) [7]. При измерении t_3 снималось по 100 осциллограмм на одну точку и из них находилось среднее значение. Давление в вакуумной камере составляло 10^{-9} мм рт. ст. Интервал между импульсами был не более 5 с, чтобы не успел образоваться монослой газа.

Наиболее углубленные измерения проводили с длиной промежутка 0,35 мм между медными электродами. Первый пробой происходил при импульсном напряжении 32 кВ. Однако затем время t_3 стало периодически возрастать и через 750 импульсов пробой прекратился. Напряжение повысили до 37 кВ, но через 100 импульсов пробой снова прекратился. Стабильные пробой происходили лишь при напряжении 43 кВ. Средняя пробивная напряженность электрического поля составляла $1,2 \cdot 10^6$ В/см. Для медных и других исследуемых электродов было показано, что t_3 зависит от средней напряженности между электродами и не зависит от длины промежутка и напряжения (рис. 3.7). Это

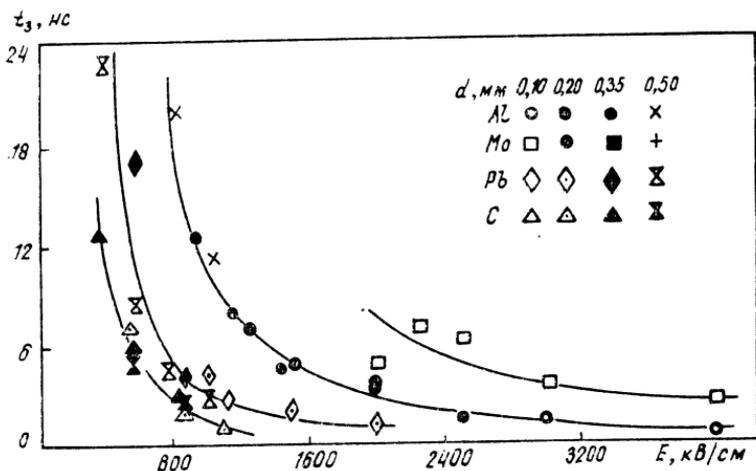


Рис. 3.7. Зависимость времени запаздывания пробоя от средней напряженности электрического поля в промежутке для различных электродов

подтверждает вывод о том, что ВЭЭ и эктон появляются за счет нагрева микроострий на катоде током АЭЭ, как это имеет место для одиночного эмиттера.

§ 3.3. МОДЕЛИ НАГРЕВА ОСТРИЙ ТОКОМ АЭЭ

3.3.1. ДЖОУЛЕВА МОДЕЛЬ

Резюмируя основные результаты экспериментальных исследований, представленных в предыдущем параграфе, можно привести два критерия достижения условия взрыва острий током АЭЭ. Первый относится к стационарному режиму и имеет вид

$$j = \text{const}_1, \quad (3.1)$$

а второй — к нестационарному:

$$\int_0^{t_3} j^2 dt = \text{const}. \quad (3.2)$$

Поэтому одна из основных задач всех разрабатываемых моделей нагрева — дать теоретическое объяснение экспериментальным соотношениям (3.1) и (3.2).

Однако необходимо отметить, что сравнение теории с экспериментом затруднено по двум причинам. Во-первых, сложно достаточно точно определить плотность тока из-за сильной неоднородности его распределения по поверхности острия. Во-вторых, напряженность электрического поля, которая определяет

ся из экспериментальных соотношений (3.1) и (3.2), находится в показателе экспоненты и поэтому очень слабо зависит от значений констант в этих соотношениях.

Рассмотрим вначале модель нагрева с учетом джоулева источника тепла. Нагрев катодного эмиттера протекающим по нему током можно описать из следующего уравнения:

$$\rho c dT/dt = \nabla(\lambda \Delta T) + j^2 \kappa, \quad (3.3)$$

где ρ , c , λ , κ — соответственно плотность материала эмиттера, удельная теплоемкость, теплопроводность и удельное электрическое сопротивление. В правой части уравнения (3.3) первый член описывает перенос тепла из-за теплопроводности, а второй — выделение тепла за счет джоулева нагрева. Значения параметров ρ , c , λ , κ в общем виде зависят от температуры, но в наибольшей степени от нее зависит удельное сопротивление. Представим его в форме.

$$\kappa = \kappa_0 T. \quad (3.4)$$

Такой вид зависимости $\kappa(T)$ с погрешностью не более 20% [8] описывает экспериментальные результаты для многих электродных материалов в диапазоне температур примерно от 100 °C до температуры плавления. Плавление приводит к значительному увеличению κ , например, меди в 2 раза. Отметим, что удельная теплота плавления в сотни раз и более превосходит удельную теплоемкость, для меди в 400 раз, а для вольфрама — в 1300. Для испарения требуется значительно больше тепла. Теплота испарения в 20—30 раз больше удельной теплоты плавления. Для меди и алюминия она равна 3 эВ в расчете на один атом.

Для стационарного случая или длительных импульсов напряжения, когда можно принять $dT/dt = 0$, и катодного выступа в виде цилиндра высотой h уравнение (3.3) с учетом (3.4) дает следующее распределение температуры $T(x)$ по высоте выступа:

$$T(x) = T_0 \cos bx / \cos bh, \quad (3.5)$$

где T_0 — температура основания выступа; x — расстояние, измеренное от вершины выступа; $b = j(\kappa_0/\lambda)^{1/2}$.

Из (3.5) следует, что температура кончика выступа ($x=0$) стремится к бесконечности при $bh = \pi/2$. Следовательно, предельное значение плотности тока можно найти из формулы

$$j_n = \frac{1}{h} \sqrt{\frac{\lambda}{\kappa_0}}. \quad (3.6)$$

Например, для выступа с высотой $h=1$ мкм для меди, вольфрама и никеля $j_n = 2 \cdot 10^8$; $0,5 \cdot 10^8$ и $0,25 \cdot 10^8$ А/см². Для эмит-

тера в виде усеченного конуса с радиусом основания r_0 и радиусом эмиттера $r_э$ это выражение имеет вид

$$j_n \approx \frac{\sin \theta/2}{(1 - r_э/r_0)} \sqrt{\frac{\lambda}{\kappa_0}}. \quad (3.7)$$

Из (3.7) следует, что в соответствии с экспериментом предельная плотность тока уменьшается с увеличением радиуса эмиттера и растет с увеличением угла раствора конуса, так как $\theta = 2(r_0 - r_э)/h$. Если $r_0 \gg r_э$, то $\theta \approx 2r_0/h$, т. е. пропорционально выражению перед корнем в (3.7).

При коротких импульсах предельная плотность тока АЭЭ превышает таковую в стационарном случае. Если длительность импульса много меньше, чем время перехода в стационарное состояние, то имеет место соотношение

$$t_{\pi} \ll h^2 \rho c / \lambda. \quad (3.8)$$

Например, если для вольфрама $h = 0,6$ мкм, то соотношение (3.8) выполняется уже при $t_{\pi} = 10$ нс. Если соблюдается условие (3.8), а начальная плотность тока j неизменна во времени, то из уравнения (3.3) с учетом (3.4) следует, что температура растет экспоненциально со временем по закону

$$T = T_0 \exp j^2 \kappa_0 t / \rho c. \quad (3.9)$$

Если условно принять, что взрыв острия наступает при достижении некоторой критической температуры $T_{кр}$, то время задержки взрыва определится из соотношения

$$j_0^2 t_з = \frac{\rho c}{\kappa_0} \ln T_{кр} / T_0. \quad (3.10)$$

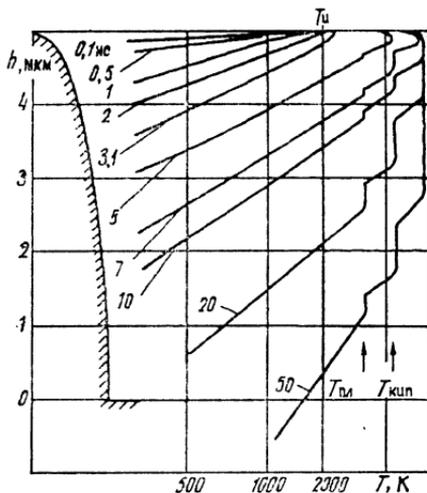
Более строгий анализ нагрева острия в рамках джоулевой модели приводит к коэффициенту при множителе $\rho c / \kappa_0$ в формуле (3.10), равном 0,75—2,35, если угол конуса меняется в пределах 0,1—0,8 рад [9].

3.3.2. УЧЕТ ЭФФЕКТА НОТТИНГАМА

Итак, простая джоулева модель нагрева острий, развитая в предыдущем разделе, дает правильное объяснение основных экспериментальных результатов, включая критерии (3.1) и (3.2). Однако большим числом исследователей установлено, что в балансе энергии на кончике эмиттера важную роль играет эффект Ноттингама [9]. При большой напряженности электрического поля на катоде потенциальный барьер на границе металл — вакуум становится узким и вероятность туннелирования сквозь него электронов отлична от нуля. Поскольку при низких температурах электроны проводимости металла катода занимают в основном энергетические уровни, лежащие ниже уровня Ферми, то с них и происходит основная эмиссия

Рис. 3.8. Распределение температуры по высоте эмиттирующего выступа после начала высоковольтного импульса $E = 1,1 \cdot 10^9$ В/м; $\beta_E = 10$; $r_0 = 0,5$ мкм.

Цифры на кривых — время, нс



в вакуум. Вблизи поверхности эмиссии накапливаются горячие электроны, поэтому температура электронного газа повышается, т. е. эффект Ноттингама будет греющим. По мере повышения температуры эмиттера все больше электронов будет иметь энергию выше энергии Ферми и выделение ее прекратится. Температура, при которой это происходит, называется температурой инверсии и обозначается $T_{и}$. Затем этот эффект становится охлаждающим.

Согласно простейшей теории Ноттингама [9, 10], энергия, приходящаяся на один эмиттированный электрон, составляет

$$F_{н} = (\pi^2/2) (kT/F)^2 F + 2kT (\pi T/2T_{и}) \operatorname{ctg} \pi T/2T_{и}, \quad (3.11)$$

где F — уровень Ферми; k — постоянная Больцмана; $T_{и} = 5,67 \cdot 10^{-5} E \varphi^{-1/2}$ (электрическое поле E измеряется в вольтах на сантиметр, а работа выхода φ — в электронвольтах).

В наиболее интересном для нас участке плотностей тока $10^8 - 10^9$ А/см² для $\varphi = 4,5$ эВ величина $T_{и}$ меняется от 2140 до 2800 К. Расчет импульсного нагрева эмиттера с учетом эффекта Ноттингама показал [11], что качественно критерий взрыва (3.2) не изменился, т. е. $j^2 t_3 = \text{const}$. Однако в характере распределения температуры вдоль эмиттера появилась одна важная особенность — максимум температуры сместился с поверхности эмиттера в его глубину. На рис. 3.8 представлены результаты расчета с помощью ЭВМ нагрева вольфрамового выступа высотой 5 мкм [12]. Были учтены зависимость от температуры таких параметров вольфрама, как электросопротивление, теплопроводность, затраты тепла на плавление и испарение. При времени $t < 1$ нс основной вклад в нагрев эмиттирующей поверхности вносит эффект Ноттингама. В то же время основная масса эмиттера остается ненагретой. При времени больше 3 нс джоулево тепло настолько нагревает верхнюю часть выступа, что температура поверхности становится выше температуры инверсии и эффект Ноттингама стремится снизить температуру эмиттирующей поверхности. Более глубин-

ные слои нагреваются сильнее. Например, при времени 7 нс внутри эмиттирующей зоны металл не только расплавляется, но и испаряется.

Нетрудно представить, что если напряженность электрического поля увеличить, например, до 10^8 В/см, то все процессы будут протекать интенсивнее. В частности, за время $t \ll 1$ нс кончик острия нагреется до температуры выше температуры испарения. Из этого факта часто делают вывод, что эффект Ноттингама играет решающую роль в нагреве острия. Мы считаем, что это не так. Для взрыва микровыступа необходимо, чтобы не только его вершина, но и значительная масса острия получили большую энергию, достаточную для его взрыва. Более того, это условие необходимо для самоподдержания процесса микровзрывов. Нетрудно показать, что для возникновения последующего взрыва нужно иметь от предыдущего нужное количество плазмы, иначе процесс самоподдержания будет отсутствовать. Поэтому доминирующую роль во взрыве микроострий играет джоулев нагрев, а эффект Ноттингама — вспомогательную.

Теоретическое объяснение критерия (3.2) с учетом эффекта Ноттингама дано в [11]. Из него следует, что зависимость между плотностью тока j и временем начала взрыва имеет вид

$$j^2 t_3 = f \frac{\rho c}{\alpha_0}, \quad (3.12)$$

где f обусловлена работой выхода, геометрией острия и способом определения критерия взрыва. Если момент начала взрыва определить как начало развития тепловой неустойчивости [9], то для цилиндрического острия из вольфрама, молибдена и тантала $f=0,93-1,08$. Для вольфрамового конического острия при увеличении угла θ от 0,1 до 0,8 рад (при $E=10^8$ В/см) величина $f=0,75-1,1$. При временах задержки взрыва тугоплавких металлов 1—100 нс, которые представляют наибольший интерес (поле $E=1-1,3 \cdot 10^8$ В/см), можно рекомендовать $f \approx 1$.

При сравнении результатов расчета с экспериментом необходимо иметь в виду, что экспериментально определяется ток термоавтоэлектронной эмиссии, плотность которого больше, чем плотность тока АЭЭ, используемой в расчете. Поэтому экспериментальный ток больше начального теоретического тока АЭЭ. Кроме того, из-за сильной неоднородности распределения тока эмиссии по полусферической вершине эмиттера кончик его будет разогреваться сильнее, чем остальная часть. Учет этих факторов при сравнении расчетов с экспериментом при $f=1$ для вольфрама дает правую часть в формуле (3.12), равную $\sim 4 \cdot 10^9$ А² с/см⁴, что согласуется с экспериментом, описанным в разделе 3.2.2 [2].

В работе [13] рассчитан стационарный нагрев острий с учетом эффекта Ноттингама. Можно показать, что с хорошей точ-

ностью предельная плотность тока АЭЭ для цилиндрического выступа может быть записана в виде

$$j = \left(1,05 - \frac{0,1\pi T_0}{T_n} \right) \frac{1}{h} \sqrt{\frac{\lambda}{\kappa_0}}. \quad (3.13)$$

Если принять $T_0 = 300$ К, $\varphi = 3-5$ эВ, а $E = 10^8$ В/см, то выражение в скобках будет отличаться от единицы примерно на 0,05. Следовательно, в этих условиях влиянием эффекта Ноттингама на стационарный нагрев острия можно пренебречь.

Следует обратить также внимание на то, как определяется плотность тока j . Поскольку плотность тока АЭЭ, согласно формуле Фаулера—Нордгейма, очень сильно зависит от поля, то эмиссия будет происходить только с части эмиттера. Поэтому величину j следует определять не из формулы $j = i/\pi r_3^2$, а и $j \approx i/r_3^2$.

3.3.3. РАЗМЕРНЫЕ ЭФФЕКТЫ

При решении тепловых задач, описанных выше, использовали кинетические характеристики материалов катода (λ , κ) и их функциональные зависимости, например от температуры, в том виде, в каком они известны для массивных образцов. В ряде экспериментов применяли эмиттеры с линейными размерами $\sim 10^{-6}$ см. В то же время известно [14], что при комнатной температуре длина свободного пробега электрона в металле $L \sim 5 \cdot 10^{-6}$ см, а с повышением температуры уменьшается как $L \sim T^{-1}$. Отсюда следует, что на процесс выделения и рассеяния энергии в эмиттере могут оказывать влияние размерные эффекты. При этом кинетические коэффициенты с достаточной точностью можно описать соотношением

$$\lambda' = \lambda(1 + L/2r)^{-1}, \quad \kappa' = \kappa(1 + L/2r).$$

Для больших плотностей тока, когда эмиттер разогревается очень быстро и влиянием теплопроводности можно пренебречь, получено соотношение для нестационарной эмиссии:

$$j^2 t_3 \approx f(2r/L) \frac{\rho c}{\kappa_0}, \quad (3.14)$$

где L — длина свободного пробега электрона при температуре разрушения катода.

Для стационарного нагрева цилиндрического эмиттера

$$j = (2r/L) \frac{1}{h} \sqrt{\frac{\lambda}{\kappa_0}}. \quad (3.15)$$

Следовательно, размерные эффекты затрудняют взрыв острий и увеличивают критические плотности тока их взрыва [15].

§ 3.4. МЕТАЛЛИЧЕСКОЕ ОСТРИЕ В КОНТАКТЕ С ДИЭЛЕКТРИКОМ

3.4.1. ОСОБЕННОСТИ РАЗРЯДА ПО ДИЭЛЕКТРИКУ В ВАКУУМЕ

Наличие диэлектрика в вакууме в катодной области существенно облегчает появление взрывной эмиссии. Это обусловлено двумя причинами. Во-первых, в контакте металл — диэлектрик усиливается электрическое поле, способствуя появлению тока АЭЭ [16]. Во-вторых, электроны АЭЭ, попавшие на диэлектрик, приводят к образованию новых зарядов. Это происходит за счет различных процессов на диэлектрике, таких как вторичная эмиссия электронов, испарение диэлектрика и ионизация паров, десорбция и ионизация газа и т. д. В местах неплотного прилегания диэлектрика к металлу (см. рис. 3.13) электрическое поле на катоде $E_K = E_0 \varepsilon (\varepsilon \Delta / \delta + 1)^{-1}$, где E_0 , ε , δ — соответственно электрическое поле, диэлектрическая проницаемость и толщина диэлектрика; Δ — средний зазор между катодом и диэлектриком. Если $\varepsilon \Delta / \delta \ll 1$, то электрическое поле в месте предполагаемого контакта увеличивается в ε раз. Как показано в [17], даже для стеатитовой и форстеритовой керамики со сравнительно низкой диэлектрической проницаемостью ($\varepsilon = 6-7$) электрическое поле на поверхности металла превышает 10^6 В/см. С учетом шероховатостей на катоде и наличия микровыступов это поле составляет 10^7 В/см и более. Такой величины поля оказывается достаточно, чтобы вызвать АЭЭ, способную приводить к разряду по поверхности диэлектрика. При этом предполагается, что на поверхности диэлектрика присутствует тангенциальная составляющая электрического поля, обусловленная геометрией катодного контакта. Для исследования свойств такого разряда используется геометрия электродов, показанная на рис. 3.9. Подробное исследование импульсного разряда приведено в работе [18]. Катод имел форму цилиндра с острыми краями, а его диаметр много меньше диаметра анода. Диэлектрик (керамика форстерита и стеатита) имел форму цилиндра высотой δ и диаметром, примерно равным диаметру анода. Между электродами подавался импульс напряжения с фронтом менее 1 нс и длительностью 500 нс.

Отметим три результата, полученных в работе [18]. 1. Разряд вызывался довольно слабым током электронов, попадающих на диэлектрик из катодного контакта. Например, в экспериментах с использованием форстеритовой керамики ток АЭЭ величиной 10^{-10} А вызывал разряд по поверхности в вакууме. При радиусе острия 10^{-4} см это соответствует плотности тока 10^{-2} А/см², что на десять порядков меньше, чем ток, возбуждающий ВЭЭ непосредственно автоэлектронной эмиссией. По существу, в этом случае достаточно, чтобы в течение длительно-

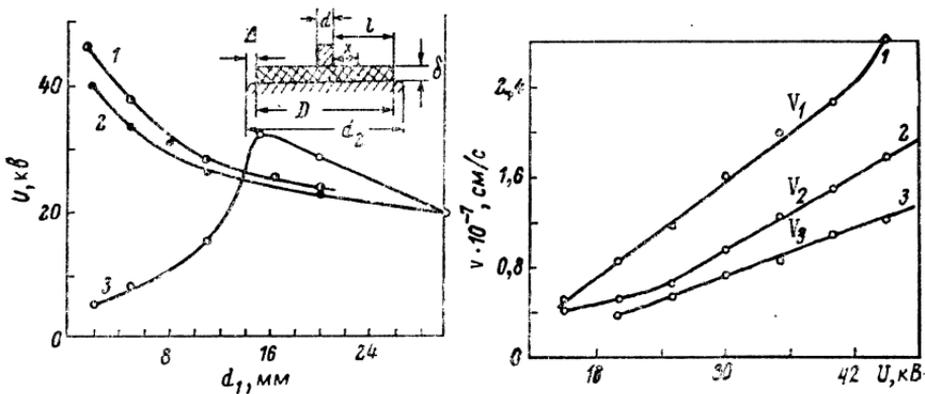


Рис. 3.9. Зависимость напряжения перекрытия от диаметра электрода с неравномерным полем для стеатита. $D=11$, $\delta=2$ мм. Напряжение перекрытия при неравномерном поле: 1 — статическое на катоде, 2, 3 — импульсное на аноде и катоде соответственно

Рис. 3.10. Зависимость скорости развития разряда по поверхности керамики в вакууме от амплитуды импульса напряжения. Форстерит. $D=32$, $d_1=6$ мм; углубление в аноде диаметром 30 мм, $h=8$ мм; δ : 1—2; 2, 3—4

сти импульса триггерного напряжения $t_{и}$ на поверхности диэлектрика образовался один эффективный электрон АЭЭ, который попадает на поверхность диэлектрика, приводит к росту тока разряда по диэлектрику в вакууме и появлению взрывной эмиссии. 2. При диаметре катода $d \ll D$, а $D \ll d_2$, где D — диаметр диэлектрика, d_2 — диаметр анода, наблюдается сильное ослабление импульсной электрической прочности по сравнению со статической. Этот эффект иллюстрируется кривыми на рис. 3.9, где представлены зависимости пробивного напряжения от диаметра электрода с неравномерным полем. Пробой осуществлялся в статическом режиме (кривая 1) и импульсном при неравномерном поле на аноде (кривая 2) и катоде (кривая 3). Чем меньше диаметр катода, тем ниже напряженность импульсного поверхностного разряда. В экспериментах [18] разряд по поверхности стеатитовой керамики возникал при нескольких киловольтах. При использовании титаната бария это напряжение снижалось до значения менее 1 кВ. 3. Электронно-оптическим методом сверхскоростной фотографии измерялась скорость движения плазмы разряда по диэлектрику. Приблизительно эта скорость прямо пропорциональна разности потенциалов между катодом и анодом, т. е. $v_d \approx AU$, где коэффициент A зависит от формы катода, толщины диэлектрика, его электрической проницаемости и т. д. Зависимость v_d от U для форстеритовой керамики представлена на рис. 3.10 [17].

3.4.2. ОБ ЭФФЕКТЕ СНИЖЕНИЯ ИМПУЛЬСНОГО НАПРЯЖЕНИЯ РАЗРЯДА

При неоднородном поле на катоде, когда его диаметр меньше диаметра диэлектрика, сильно снижается импульсное напряжение U , при котором происходит разряд по диэлектрику в вакууме по сравнению со статическим U_c (см. рис. 3.9). Этот эффект обусловлен усилением тангенциальной составляющей поля у катода за счет неравномерного распределения потенциала по поверхности диэлектрика из-за наличия поверхностных и объемных емкостей (рис. 3.11). Тангенциальная составляющая поля на поверхности диэлектрика по длине x при $l \gg \delta$ и воздействии идеального перепада напряжения имеет вид [19]:

$$E_t(x) = U \gamma_0 \frac{\text{ch } \gamma_0 (l-x)}{\text{sh } \gamma_0 l}, \quad (3.16)$$

а нормальная

$$E_n(x) = \frac{U}{\delta} \frac{\text{sh } \gamma_0 (l-x)}{\text{sh } \gamma_0 l}, \quad (3.17)$$

где $\gamma_0 = \left(\frac{pC_1 + \sigma_1}{pC_2 + \sigma_2} \right)^{1/2}$; l — длина диэлектрика от поверхности катода до начала анодной грани; p — оператор Лапласа; $C_1 = \epsilon_0 \epsilon / \delta$ — емкость единицы поверхности диэлектрика относительно нижнего электрода, $\Phi/\text{см}^2$; $C_2 = k\epsilon_0$ — удельная взаимная емкость единиц поверхности диэлектрика относительно друг друга, Φ ; k — постоянная, зависящая от свойств поверхности диэлектрика; σ_1 — удельная объемная проводимость, σ_2 — удельная поверхностная проводимость; U — приложенное напряжение.

Так как время $t \sim 1/p$, то из (3.16) и (3.17) следует, что, если характерное время воздействия напряжения $t \ll C_1/\sigma_1$ и $t \ll C_2/\sigma_2$, то $\gamma_0 = (\sigma_1/\sigma_2)^{1/2}$. Первое соотношение соответствует импульсному пробую, а второе — статическому. Если $r \ll x \ll l$, (r — радиус скругления края катода, прилегающего к диэлектрику), то

$$E_t = U \frac{\gamma_0}{\text{th } \gamma_0 l}, \quad E_n = \frac{U}{\delta}. \quad (3.18)$$

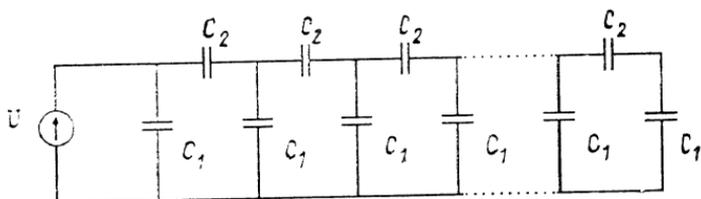


Рис. 3.11. Схема замещения для описания разряда по поверхности диэлектрика в вакууме

Если в стационарном режиме $\gamma_{0l} < 0,5$, а в импульсном $\gamma_{0l} > 1$, то для стационарного случая $E_t \approx U/l$, а импульсного $E_t = U\gamma_{0l}/th\gamma_{0l}$. Следовательно, увеличение импульсного поля по сравнению со стационарным будет $\gamma_{0l}/th\gamma_{0l} > 1$; т. е. в импульсном режиме при неизменном диэлектрике коэффициент усиления поля составит $\sim l\sqrt{\epsilon/\delta}$. Таким образом, чем тоньше и длиннее диэлектрик и чем больше диэлектрическая проницаемость, тем меньше импульсное напряжение разряда по диэлектрику в вакууме.

3.4.3. РАЗРЯД ПО ДИЭЛЕКТРИКУ С БОЛЬШИМ ϵ

Как следует из предыдущих разделов, диэлектрическая проницаемость диэлектрика играет важнейшую роль для достижения наилучших результатов при возбуждении ВЭЭ. Поэтому исследовался разряд в вакууме по поверхности диэлектрика из титаната бария ($BaTiO_3$) при $\epsilon = 1500$ [20]. В вакуумной камере устанавливался диск 1 (рис. 3.12) из титаната бария толщиной 2 мм. На одну из сторон диска путем вжигания был нанесен слой серебра 2, а к другой была прижата игла 3 из вольфрама. Отбор электронов из плазмы проводился экстрактором 4. Между электродами 2 и 3 прикладывались импульсы напряжения с амплитудой 0,4—4 кВ с фронтом < 1 нс

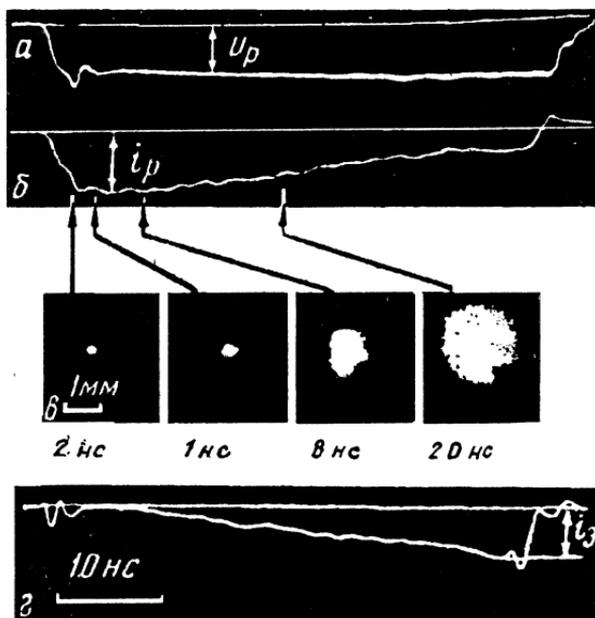


Рис. 3.12. а — осциллограмма напряжения разряда, б — ток разряда, в — фотографии разрядных фигур, г — ток эмиссии из плазмы разряда, д — принципиальная схема: 1 — диэлектрик, 2 — электрод, 3 — игла, 4 — экстрактор. $R_\phi = 56$ Ом, $R_k = R_0 = 75$ Ом

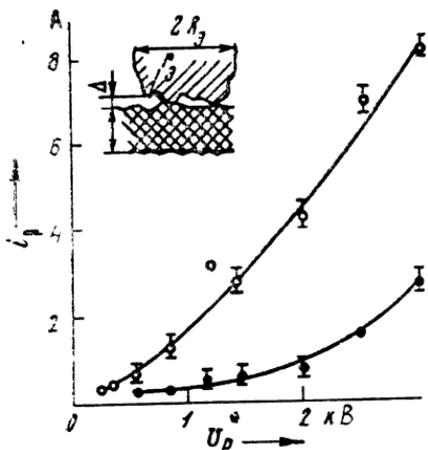


Рис. 3.13. Зависимость амплитуды тока разряда i_p от приложенного напряжения U_p . Вверху — расчетная модель контакта игла — диэлектрик. R_3 — радиус кончика иглы. r_3 — радиус микроострия. Δ — зазор диэлектрик — металл. δ — толщина диэлектрика

и фиксированной длительностью 2, 4, 8, 20, 50 нс. Ток разряда i_p , напряжение на диэлектрике U_p регистрировались скоростным осциллографом, а свечение разряда в окрестностях иглы 3 — электронно-оптической установкой с усилителем света. Спектр разряда регистрировался спектрографом с каналом регистрации, содержащим фотоумножитель и усилитель сигнала. На экстрактор 4 подавалось напряжение с амплитудой до 30 кВ, фронтом 1 нс и длительностью до 500 нс.

При длительности импульса в несколько наносекунд разряд по поверхности диэлектрика возникает при превышении некоторого порогового напряжения. В этот момент в спектре свечения регистрируются линии нейтрального и однократно ионизованного бария (Ba I и Ba II). При дальнейшем повышении напряжения появляются другие линии BaTiO₃ (Ti I, O I, O II), а также линии вольфрама W I. В последующем появляются линии W II. Это показывает, что плазма образуется сначала вследствие разрушения диэлектрика и ионизации его паров.

Ток разряда обусловлен изменением динамической емкости, образованной промежутком между плазмой, движущейся со скоростью v_d по диэлектрику, и слоем серебра 2, нанесенного на диэлектрик. Если толщина диэлектрика $\delta \gg v_d t_n$ (t_n — длительность импульса триггерного напряжения с амплитудой U_p), то [20]

$$v_d \approx A U_p, \quad (3.19)$$

где A — коэффициент, зависящий от полярности острия относительно электрода, а также сорта и толщины диэлектрика. Для титаната бария при $\delta = 2$ мм при положительной полярности острия $A = 5 \cdot 10^2$ см/(с·В), а при отрицательной $A = 2 \cdot 10^3$ см/(с·В) [20]. В этом случае амплитуда импульса разрядного напряжения определится из соотношения [7]

$$i_p = 4A \epsilon_0 \epsilon U_p^2, \quad (3.20)$$

где ϵ_0 , ϵ — соответственно диэлектрическая постоянная вакуума и диэлектрическая проницаемость диэлектрика. На рис. 3.13

показана зависимость i_p от U_p при положительной и отрицательной полярности острия. В этом эксперименте [20] использовался титанат бария толщиной 2 мм. Из рисунка видно, что разрядный ток в несколько ампер можно получить при триггерном напряжении всего в 1—2 кВ. Такого тока достаточно, чтобы острие радиусом ~ 1 мкм, контактирующее с диэлектриком, взорвалось за время 10^{-9} с. Таким образом, это очень эффективный метод возбуждения ВЭЭ и эктона.

Образование первоначальной плазмы из катода может быть следствием испарения керамики под действием бомбардировки ее поверхности электронами. При $U_p=1,6$ кВ, $t_n=2$ нс для испарения и ионизации керамики BaTiO_3 достаточно плотность тока $10^3 - 10^4$ А/см² [20]. При отрицательном напряжении на острие это соответствует электрическому полю на кончике эмиттера $\sim 3 \cdot 10^7$ В/см. Такое поле достигается за счет его усиления в щели между эмиттером и диэлектриком, которая образуется из-за неплотного прилегания острия к диэлектрику. Для взрыва в течение 2 нс вольфрамового острия необходимо иметь плотность тока электронов $\sim 10^9$ А/см², что на пять-шесть порядков превышает ток, необходимый для испарения керамики. Этим объясняется последовательность появления в спектре линий химических элементов, наблюдаемая экспериментально.

Обстоятельное исследование процессов при разряде по диэлектрику в вакууме дано в работах [21—28].

§ 3.5. ВЗРЫВ ОСТРИЙ В УСЛОВИЯХ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУР

Выше показано, что предельный ток АЭЭ определяется эффектами Джоуля и Ноттингама, приводящими к взрыву эмиттера. При охлаждении катода джоулево тепловыделение можно уменьшить и устранить вообще при сверхпроводимости [29—31]. Однако нагрев за счет эффекта Ноттингама при этом не устраняется. При низких температурах можно ожидать увеличения области локализации эффекта Ноттингама. Из поверхностного источника тепла он превращается в объемный [32]. В обычных условиях ширина зоны локализации эффекта Ноттингама в поверхностном слое эмиттера составляет около 5 Å. С понижением температуры увеличивается расстояние λ_{ef} , на котором происходит электрон-фононное взаимодействие. При существенном превышении λ_{ef} над радиусом эмиттера r_s эффект Ноттингама может иметь объемный характер, что способствует повышению предельной плотности тока АЭЭ.

Качественно картина процессов, происходящих на острийных катодах с низкими температурами при отборе токов АЭЭ, близких к предельным, выглядит следующим образом. Вследствие выделения тепла Ноттингама за некоторое время t_n происхо-

Таблица 3.2

Длительность импульса, нс	5	10	20	150
j при 300 К, 10^8 А/см ²	5,5	2,9	2,0	0,8
j при 42 К, 10^8 А/см ²	12	9,1	5,6	1,65

дит нагрев эмиттера до температуры, при которой эффект Ноттингама из объемного станет поверхностным. Еще необходимо некоторое время t_k , чтобы эмиттер нагрелся до комнатной температуры. Далее процесс нагрева будет происходить обычным образом. Следовательно, при пропускании катодом одного и того же тока задержка его взрыва увеличится на время $t_n + t_k$, или при неизменной задержке взрыва можно увеличить предельную плотность тока. Существование этого эффекта подтверждено экспериментально для вольфрамовых острий, охлажденных до температуры жидкого галлия [32].

Наблюдалось увеличение в 2—3 раза плотности тока по сравнению со значением, полученным при комнатной температуре (табл. 3.2).

Особый интерес представляет нагрев сверхпроводящих эмиттеров. Исследование АЭЭ сверхпроводящих катодов из тантала и ниобия в стационарных условиях [33—35] не обнаружило никаких особенностей ни в вольт-амперных характеристиках, ни в эмиссионных изображениях. Не обнаружено также различия в значениях статического напряжения пробоя вакуумных промежутков при сверхпроводящих и обычных электродах. Это свидетельствует о неизменности критической напряженности поля E_k , при которой происходит взрыв микроострий. Последнее можно объяснить тем, что при плотностях тока АЭЭ много меньших, чем плотности, необходимые для взрыва острий, за счет каких-то процессов происходит переход микроострий из сверхпроводящего состояния в нормальное.

Подтверждением этому выводу могут служить эксперименты [36]. Через катод, выполненный из танталовой проволоки, пропускался ток i_k и измерялось напряжение на проволоке U_p . Между катодом и анодом прикладывалось напряжение U , что приводило к протеканию автоэмиссионного тока i_a . При $i_a = 0$ катод находился в сверхпроводящем состоянии и напряжение на проволочке отсутствовало, т. е. $U_p = 0$. При достижении некоторого значения напряжения U возникало напряжение на проволоке U_p , что свидетельствовало о переходе части катода из сверхпроводящего состояния в нормальное. При дальнейшем увеличении U напряжение на проволоке U_p достигало

максимального значения, что свидетельствовало о переходе всей проволоки в нормальное состояние.

Поведение этих кривых и само явление перехода катода в нормальное состояние под действием тока АЭЭ объяснено в [37] наличием эффекта Ноттингама. Из глубины танталового катода к границе эмиссии электроны проводимости приносят среднюю энергию, приблизительно совпадающую с энергией Ферми. Эмиттированные электроны, благодаря туннельному эффекту, уносят среднюю энергию, меньшую энергии Ферми. Эта разность составляет на один электрон $\Delta\varepsilon \approx 9,78 \cdot 10^{-9} E\varphi^{-1/2}$, где E — напряженность электрического поля на поверхности эмиссии, В/см; φ — работа выхода эмиттера, эВ. Таким образом, в эмиттере вблизи границы эмиссии как бы накапливаются горячие электроны, что и обуславливает его нагрев. При росте эмиссионного тока тепловыделение увеличивается и часть образца переходит в нормальное состояние. Расчеты [37] позволили удовлетворительно объяснить эксперименты [36] по влиянию тока АЭЭ на критические параметры сверхпроводящего тантала.

Предельный ток стационарной АЭЭ для сверхпроводящего катода цилиндрической формы высотой h на плоскости запишется так [9]:

$$jh \leq \frac{1}{\Delta\varepsilon} \int_{T_0}^{T_{кр}} \lambda dT, \quad (3.21)$$

где λ — коэффициент теплопроводности сверхпроводника, сложным образом зависящий от температуры; $T_{кр}$ — температура перехода из сверхпроводящего состояния в нормальное. Из формулы (3.21) следует, что из-за экспоненциальной зависимости тока АЭЭ от электрического поля критическая напряженность $E_{кр}$ будет слабо зависеть от величины, стоящей в правой части формулы. Этим и объясняется отсутствие существенной разницы в значениях $E_{кр}$ для сверхпроводящего и нормального катодов в стационарных условиях. Другим фактором, который может способствовать переходу сверхпроводника в нормальное состояние, является собственное магнитное поле тока, испускаемого эмиттером. Оценки показывают, что для ниобия этот эффект должен проявляться при $jr_0 > 10^3$ А/см.

В заключение этого раздела обратим внимание на сильное влияние температуры эмиттера на предельную плотность тока j и время задержки взрыва t_3 . Это следует из зависимости удельного действия \bar{h} от температуры. Величины \bar{h} для разных проводящих материалов приведены в табл. 1.1. Они соответствуют комнатной температуре $T_0 = 300$ К. Для определения зависимости $h(T_0)$ необходимо учесть, что при низких температурах λ имеет гораздо более сложную зависимость от T . Кроме того, необходимо учитывать зависимость теплоемкости c от T . В об-

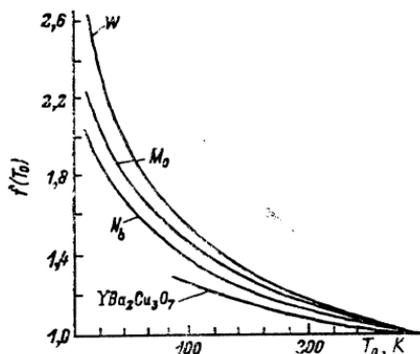


Рис. 3.14. Зависимость температурной функции удельного «интеграла действия» $j(T_0)$ от начальной температуры катодов из различных материалов

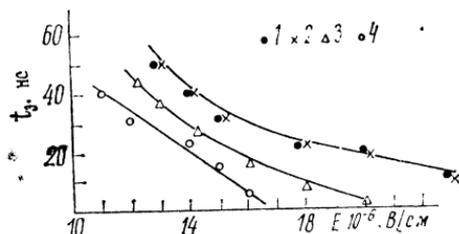


Рис. 3.15. Зависимость времени запаздывания пробоя t_3 от напряженности электрического поля между электродами из ниобия при различных температурах запаздывания T_k

$T, K: 1-4,2; 2-15; 3-78; 4-300$

щем виде величина \bar{h} для цилиндрического проводника записывается так:

$$\bar{h} = \int_{T_0}^{T_{кр}} \rho \frac{c(T)}{\kappa(T)} dT. \quad (3.22)$$

Для определения зависимости $\bar{h}(T_0)$ удобно интегрирование в (3.22) разбить на два интервала: первый — от T_0 до $T_k = 300 K$, а второй — от T_k до $T_{кр}$. В этом случае получим [38]

$$\bar{h} = \bar{h}_0 \left[1 + \bar{h}_0^{-1} \int_{T_0}^{T_{кр}} \rho(c/\kappa) dt \right] = f(T_0) \int_0^{t_3} j^2 dt, \quad (3.23)$$

где \bar{h}_0 — «удельное действие» при комнатной начальной температуре. Величину в скобках мы обозначим через $f(T_0)$ и назовем ее температурной функцией удельного действия. Зависимости $f(T_0)$ для Nb, Mo, W и иттрий-бариевых высокотемпературных сверхпроводников приведены на рис. 3.14. При расчете этих функций использовались зависимости теплоемкости и удельного сопротивления металлов от температуры, взятые из работ [35—41]. Таким образом, как следует из рис. 3.14, чисто температурный эффект объясняет увеличение j в 2—3 раза при снижении температуры от $T_0 = 300 K$ до $T_0 = 4,2 K$ (при $t_n = \text{const}$), которое и наблюдалось в [32].

Хорошей иллюстрацией этого эффекта являются зависимости времени запаздывания появления ВЭЭ от электрического поля при различных температурах ниобиевого эмиттера (рис. 3.15)

[42]. О том, что сверхпроводимость не влияет на зависимость $i_3(E)$, говорят данные, полученные при температурах эмиттера 4,2 К и 15 К. Эти зависимости практически совпадают, хотя в первом случае эмиттер был в сверхпроводящем состоянии, а во втором — нет.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Елинсон М. И., Васильев Г. Ф. Автоэлектронная эмиссия. М.: ГИФМЛ, 1958.
2. Карцев Г. К., Месяц Г. А., Проскуровский Д. И. и др. Исследование временных характеристик перехода автоэлектронной эмиссии в вакуумную дугу // ДАН СССР. 1970. Т. 192, № 2. С. 309—312.
3. Latham R. V. High voltage vacuum insulation: the Physical basis. L.: Academic Press, 1981.
4. Сокольская И. Л., Фурсей Г. Н. Изучение явлений, предшествующих разрушению вольфрамовых эмиттеров импульсами автоэлектронного тока большой плотности // Радиотехника и электроника. 1962. Т. 7, вып. 9. С. 1474.
5. Alpert D., Lee D. A., Lyman E. U. et al. Initiation of Electrical Breakdown in Ultrahigh Vacuum // J. Vacuum Sci. Technol. 1964. V. 1, N 2. P. 35—50.
6. Kovaltchuk B. M., Mesyats G. A., Shpack V. G. Generation of high-power subnanosecond electron beams in diode with explosive emission // Proc. VII-th Inter. Symp. Discharge Electr. Insul. Vacuum. Novosibirsk, 1976. P. 387.
7. Месяц Г. А. Генерирование мощных наносекундных импульсов. М.: Сов. радио, 1974.
8. Сливков И. Н. Процессы при высоком напряжении в вакууме. М.: Энергоатомиздат, 1982.
9. Литвинов Е. А., Месяц Г. А., Проскуровский Д. И. Автоэмиссионные и взрывоэмиссионные процессы при вакуумных разрядах // УФН. 1983. Т. 139, № 2. С. 265—302.
10. Murphy E. L., Good R. H. Thermoionic Emission, Field Emission and Transition Region // Phys. Rev. 1956. V. 102, N 6. P. 1461—1473.
11. Литвинов Е. А., Месяц Г. А., Шубин А. Ф. Расчет термоэмиссии, предшествующей взрыву микроэмиттеров под действием импульсов автоэлектронного тока // Изв. вузов. Физика. 1970. № 4. С. 147—151.
12. Mitterauer J., Till P., Fraundschiel E., Haider M. The initiation of cathode induced vacuum breakdown by dynamic emission from microprotrusion // Proc. VII-th Inter. Symp. Discharge and JSDEIV. Novosibirsk, 1976. P. 83—87.
13. Литвинов Е. А., Шубин А. Ф. Разогрев металлического катода термоавтоэлектронным током большой плотности // Изв. вузов. Физика. 1974. № 1. С. 152—154.
14. Блатт Ф. Физика электронной проводимости в твердых телах. М.: Мир, 1971.
15. Литвинов Е. А., Старобинец А. А. Влияние размерных эффектов на предельные токи автоэлектронной эмиссии // ЖТФ. 1979. Т. 49, № 4. С. 887—889.
16. Kofoid M. J. Effect of Metal-Dielectric Junction Phenomena on High Voltage Breakdown over Insulators in Vacuum // AIEE Trans. 1960. V. 6. P. 991—998.
17. Бугаев С. П., Искольдский А. М., Месяц Г. А. Исследование механизма импульсного пробоя по поверхности диэлектрика в вакууме. I. Однородное поле // ЖТФ. 1967. Т. 37, № 10. С. 1855—1860.

18. Бугаев С. П., Месяц Г. А. Исследование механизма импульсного пробоя по поверхности диэлектрика в вакууме. II. Неоднородное поле // Там же. С. 1861—1869.
19. Сканави Г. И. Физика диэлектриков. II. Пробой твердых диэлектриков. М.: ГИФМЛ, 1958. С. 400—907.
20. Бугаев С. П., Месяц Г. А. Эмиссия электронов из плазмы незавершенного разряда по диэлектрику в вакууме // ДАН СССР. 1971. Т. 196, № 2. С. 324—326.
21. Gleichauf P. H. Electrical Breakdown over Insulators in High Vacuum // J. Appl. Phys. 1955. V. 22, N 5, 6. P. 394—398.
22. Smith J. Insulation of high voltage across solid insulators in vacuum // Proc. I Inter. Symp. Insul. High Voltages Vacuum. 1964. P. 261.
23. Cross J. D. High Speed Photography of Surface Flashover Involving Electron Simulated Desorption // J. Appl. Phys. 1980. V. 51. P. 1413—1421.
24. Thompson J. E., Liu J., Kristiansen M. Investigation of fast insulator surface flashovers in vacuum // IEEE Trans. Plasma Sci. 1980. V. PS-8. P. 191—197.
25. Ohki I. Surface flashover along a polycarbonate plate in vacuum under a non-uniform electric field // Proc. X Inter. Symp. Discharges Electr. Insul. Vacuum. Columbia, USA, 1982. P. 322—326.
26. Jackson G. L., Hatfield L. L., Kristiansen M. et al. Pulse flashover of solid dielectrics in vacuum // Ibid. P. 276—280.
27. Авдиенко А. А., Малев М. Д. Поверхностный пробой твердых диэлектриков в вакууме. II. Механизм поверхностного пробоя // ЖТФ. 1977. Т. 47, № 8. С. 1703—1711.
28. Anderson R. A. Mechanism of Fast Surface Flashover in Vacuum // Appl. Phys. Lett. 1974. V. 24, N 2. P. 54—56.
29. Gomer R., Hulm J. Field Emission from Tantalum in Superconducting and Normal States // J. Chem. Phys. 1952. V. 20. P. 1500.
30. Klein R., Leder L. Field Emission from Niobium in Superconducting and Normal States // Phys. Rev. 1961. V. 124, N 4. P. 1050.
31. Leger A. Emission de champ a partir d'un supraconducteur // J. Phys. 1968. 29 uill. P. 646.
32. Фурсей Г. Н., Жуков В. М., Баскин Л. М. Предельные плотности тока АЭЭ и предвзрывные эффекты // Сильноточная эмиссионная электроника. Новосибирск, 1984. С. 21—41.
33. Conborne M. H., Williams W. T. Vacuum breakdown and field emission at cryogenic temperature // Proc. VII ISDEIV. Endhoven, 1980.
34. Bergeret H. et al. Field electron emission from superconducting niobium surfaces // Proc. VI ISDEIV. Swasea, 1974. P. 112.
35. Bergeret H., Septier A. Heating of Superconducting Nb point cathode by field emitted Electrons // C. R. Acad. Sci. Paris. 1975. Ser. B. V. 201. P. 405.
36. Алексеевский Н. Е. Влияние тока эмиссии на критические параметры тантала // ДАН СССР. 1978. Т. 4, № 4. С. 816.
37. Литвинов Е. А., Месяц Г. А., Старобинец А. А. Критические параметры сверхпроводящего автоэлектронного эмиттера // ДАН СССР. Физика. 1979. Т. 249, № 2. С. 352—354.
38. Месяц В. Г. О расходе массы конического эмиттера при взрывной эмиссии электронов // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16, № 14. С. 30—33.
39. Новицкий Л. А., Кожевников И. Г. Теплофизические свойства материалов при низких температурах. М.: Машиностроение, 1975.
40. Пелецкий В. Э., Бельская Э. А. Электрическое сопротивление тугоплавких материалов. М.: Энергоиздат, 1981.
41. Таблицы физических величин / Под ред. И. К. Кикоина. М.: Атомиздат, 1976.
42. Шкуратов С. И. Исследования импульсного вакуумного пробоя при криогенных температурах электродов: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Томск, 1986.

КАТОДНАЯ И АНОДНАЯ ПЛАЗМА

§ 4.1. ПЛАЗМЕННЫЕ ПРОЦЕССЫ В ДИОДЕ

Визуальное наблюдение катодной и анодной плазмы в процессе взрывной эмиссии электронов методом электронно-оптической съемки [1—4] было важным этапом в понимании этого явления. Эксперименты показали, что начало роста тока ВЭЭ совпадает с появлением на катоде плазменных образований, обусловленных взрывом микроскопических объемов на поверхности катода. Эту плазму иногда называют катодным факелом (КФ). Через некоторое время, когда пучок электронов от ВЭЭ нагревает катод и частично ионизует пары анодного материала и десорбированный на аноде газ, возникает анодная плазма, или анодный факел. Катодная плазма играет фундаментальную роль в процессе ВЭЭ, определяет структуру пучка электронов в пространстве и времени, влияет на их энергетический спектр и т. д.

Анодный факел (АФ) менее важен. Поток ионов с анода увеличивает скорость роста тока ВЭЭ за счет компенсации объемного заряда электронов и сокращения промежутка катод—анод. Кроме того, процессы на аноде под действием тока ВЭЭ приводят к сильной эрозии анода и уносу его массы на катод. Унос массы с катода на анод на несколько порядков ниже.

На рис. 4.1 показаны электронно-оптические фотографии КФ и АФ на плоских электродах, снятых в покадровом режиме, а на рис. 4.2 — в режиме развертки во времени [1].

§ 4.2. КАТОДНАЯ ПЛАЗМА**4.2.1. СКОРОСТЬ РАЗЛЕТА КАТОДНОЙ ПЛАЗМЫ**

При исследовании ВЭЭ установлено, что начало роста проводимости промежутка совпадает с возникновением катодной плазмы [3, 4]. В модельных экспериментах с автоэмиссионными острями было изучено поведение электронного тока начиная с предвзрывной фазы вплоть до развитой стадии ВЭЭ. Исследования показали, что параметры катодной плазмы, в

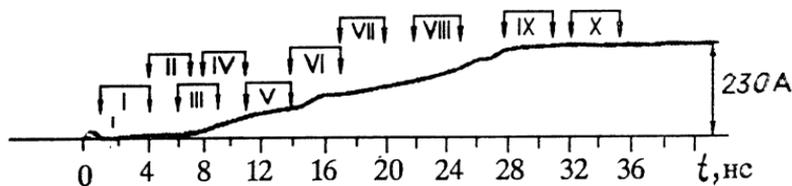
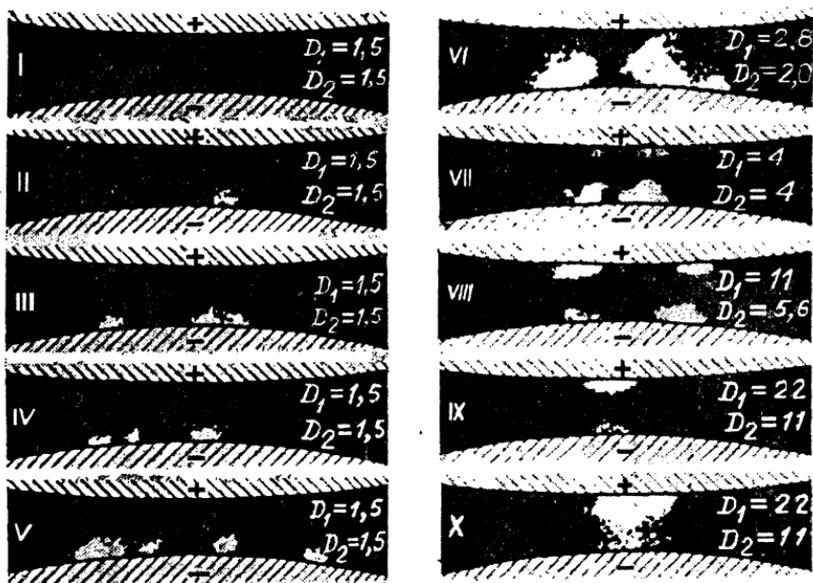


Рис. 4.1. Характерные снимки свечения в промежутке, соответствующие отдельным стадиям развития пробоя.

Моменты экспозиции указаны на осциллограмме тока; $d=0,35$ мм; $U_a=35$ кВ; электроды медные; D_1, D_2 — значения диафрагм объективов



Рис. 4.2. Развертка катодного (а) и анодного (б) свечений в направлении, параллельном оси электродов.

Электроды из индия; $d=1,25$ мм; $U_0=40$ кВ; $t_k=100$ нс

частности скорость ее разлета, определяют скорость роста электронного тока, структуру пучка электронов, появление ионной компоненты тока разряда и т. д. Скорость разлета плазмы определяли различными методами. Первоначально ее оценивали по движению границы свечения с помощью электронно-оптического преобразователя, работающего в кадровом режиме [3, 4]. Для этого при заданной экспозиции определяли радиус границы плазмы, а скорость оценивали делением этого радиуса на время экспозиции. Для медного катода эта скорость составила $2-3 \cdot 10^6$ см/с [3]. Впоследствии были использованы другие методы: Один из них — метод заземленной сетки и коллектора. Впервые он был использован при исследовании взрыва автоэлектронных эмиттеров [5]. Когда образовавшаяся при взрыве автоэлектронного эмиттера плазма КФ достигает заземленной сетки, между катодом и сеткой возникает дуговой разряд, при этом ток коллектора резко уменьшается. Зная время протекания тока в цепи коллектора t при расстоянии эмиттер — сетка d , можно определить скорость разлета катодной плазмы $v_k = d/t$. Поскольку эксперименты проводились в сверхвысоком вакууме с использованием сетки высокой прозрачности при относительно низких напряжениях, образование АФ было затруднено. Определенная по осциллограммам скорость расширения плазмы при взрыве вольфрамового эмиттера оказалась равной $(2-2,5) 10^6$ см/с. Из экспериментов следовало, что эта скорость почти не зависит от приложенного напряжения и начальной напряженности поля на вершине эмиттера.

Далее был использован фотоэлектрический метод, который основан на измерении времени появления свечения катодной плазмы в узкой щели, отстоящей на некотором расстоянии от катода. Этот метод был впервые применен при исследовании катодной плазмы при пробое на постоянном и импульсном напряжениях [6]. Для электродов из меди и молибдена скорость движения катодной плазмы составила около $2 \cdot 10^6$ см/с.

Для исследования скорости разлета плазмы не вдоль, а поперек оси разряда мы использовали эффект эрозии под действием электронного потока, возникающего вследствие ВЭЭ [7]. При использовании острейного катода след эрозии имеет вид круга. По скорости роста радиуса эрозионного пятна можно оценить поперечную скорость расширения КФ. Эксперименты были проведены при $d=0,35$ мм, $U_0=35$ кВ с использованием острия из молибдена и плоского медного анода. Из зависимости радиуса эрозионного пятна на аноде от длительности импульса следовало, что скорость роста радиуса эрозии составляет $(2,2-2,3) 10^6$ см/с. По-видимому, такая же и скорость поперечного расширения плазмы КФ. Наиболее достоверные значения скоростей разлета катодной плазмы для Al, Cu, Zn, Mo, Ni и W составляют соответственно 1,8; 1,7; 1,1; 1,8; 1,3 и $1,9 \cdot 10^6$ см/с.

В этом разделе мы ознакомились с методами определения

скорости разлета плазмы на начальном этапе, т. е. в течение порядка 10^{-8} — 10^{-7} с. Следует заметить, что в более позднее время, которое зависит от значения электронного тока, эта скорость будет снижаться. Подробнее об этом будет сказано ниже.

4.2.2. СВОЙСТВА КАТОДНОЙ ПЛАЗМЫ

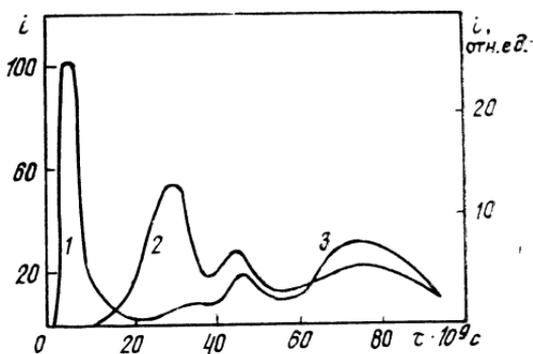
Основные результаты в этой области были получены нашей группой в Институте сильноточной электроники (Томск). С помощью фотоэлектрического спектрометра исследовалась временная эволюция линейчатого излучения атомов и ионов КФ в системе с электродами из алюминия (острый катод и плоский анод). Длительность импульса напряжения составляла 7 нс, поэтому исследовалась плазма КФ в начальной фазе. Установлено, что плазма состоит в основном из одно- и двукратно ионизованных атомов алюминия. Свечение этих линий с точностью до 10^{-9} с появляется одновременно с возникновением тока ВЭЭ. Причем свечение линий Al^{+2} отмечено существенно раньше, чем свечение Al^{+1} . Интенсивность свечения спектральных линий спадает по мере увеличения расстояния от катода. По характеру послесвечения иона Al^{+2} , напоминающему рекомбинационное, был сделан вывод о наличии в плазме КФ трехкратно ионизованного атома алюминия. В предположении локального термодинамического равновесия авторам [8] удалось определить температуру электронов T_e по отношению интенсивностей линий Al^{+2} с длиной волны излучения 4529 и 4479 Å. Оказалось, что $T_e = 4,5 \pm 0,8$ эВ.

В работах [2, 9] показано влияние тока разряда на зарядовое состояние и температуру электронов плазмы КФ в процессе ее расширения. Задача экспериментов состояла в изучении пространственно-временных характеристик линейчатого и непрерывного (тормозного и рекомбинационного) излучений в зависимости от скорости нарастания и длительности импульса тока в диоде. Плазма на кончике острия из алюминия (радиус 10 мкм, угол корпуса 10 — 20°) рассматривалась под прямым углом к оси катода. Фокусирующая система позволяла осуществлять сканирование изображения входной щели вдоль направления распространения факела. Плоский анод был изготовлен из меди.

Экспериментальные условия определялись следующими параметрами: напряжение между электродами $U_0 = 24$ — 48 кВ, длина промежутка $d = 1$ — 4 мм, длительность импульса $t_n = 15$ — 200 нс, ток $i = 20$ — 500 А. Эти параметры обеспечивали диапазон скорости роста тока $di/dt = 7 \cdot 10^8$ — 10^{10} А/с. Установлено, что излучение плазмы имеет две компоненты, появляющиеся в различное время, — непрерывную и линейчатую. Свечение непрерывного спектра прекращается через 10 — 14 нс после окончания импульса тока, а интенсивность его повышается со ско-

Рис. 4.3. Совмещенные осциллограммы.

1 — токи эмиссии с острия; 2 — интенсивности свечения линии 4529 Al III; 3 — интенсивности свечения линии 4666 Al II у поверхности острия



ростью роста тока di/dt . Скорость распространения границы свечения, вычисленная по осциллограммам, была не ниже 2×10^6 см/с. Необходимо

отметить, что измерения проводились в направлении не только от катода к аноду, но и в радиальном. При этом заметных различий в скорости распространения свечения не обнаружено, что указывает на сферическую симметрию разлета плазмы КФ.

Эта информация дополняет сведения о разлете плазмы КФ — конкретизирует вид излучения, испускаемого плазмой. Это важно в методическом плане. Интенсивность тормозного и комбинационного излучений, как известно, пропорциональна произведению концентрации ионов и электронов, тогда как интенсивность линейчатого излучения ионов пропорциональна их концентрации. Поэтому интенсивность сплошного излучения падает с уменьшением концентрации плазмы значительно резче, чем линейчатого. Этим обстоятельством можно, видимо, объяснить кажущуюся остановку границы свечения катодной плазмы в ряде экспериментов с использованием регистраторов интегрального видимого излучения [10, 11].

На рис. 4.3 приведены распределения, характеризующие время, прошедшее от момента приложения импульса напряжения к острию до появления свечения двух- и однозарядных ионов. Можно считать, что регистрируемый ток, равный примерно 10 А, возникает не ранее появления плазмы на катоде, т. е. эмиссия носит взрывной характер. Полученные гистограммы свидетельствуют о том, что двухзарядные ионы алюминия появляются практически одновременно с моментом взрыва острия и количество их достаточно для получения регистрируемого излучения. Излучение однозарядных ионов алюминия заметно сдвинуто относительно момента взрыва, что может быть связано с меньшим количеством их в плазме КФ.

Интенсивность излучения Al^{+2} продолжала нарастать и достигала максимума через 25 нс после окончания импульса, увеличиваясь за это время почти на два порядка по сравнению с интенсивностью в момент возникновения взрыва на катоде и появления ВЭЭ (рис. 4.4). Максимум свечения линии 4666 Å Al^{+1} был сдвинут относительно окончания импульса тока ВЭЭ

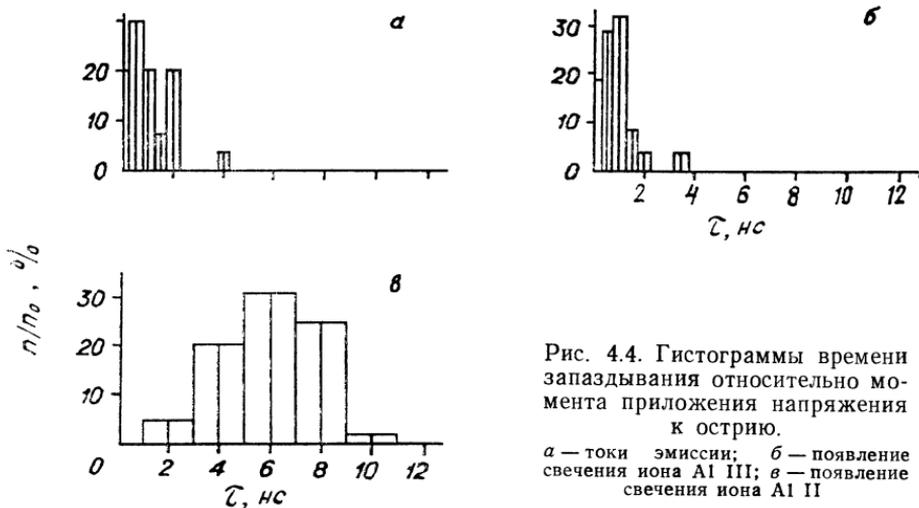


Рис. 4.4. Гистограммы времени запаздывания относительно момента приложения напряжения к острию.

а — токи эмиссии; б — появление свечения иона Al III; в — появление свечения иона Al II

еще примерно на 30 нс. Такой характер свечения линий типичен для рекомбинационного послесвечения плазмы.

Измерение распределения концентрации плазмы КФ по радиусу было проведено с использованием скоростной оптической интерферометрии [12]. Катодный факел возбуждался на остром медном катоде при амплитуде импульса тока 1 кА. Концентрация электронов в плазме была измерена при длительностях импульсов $t_{и} = 10^{-8}$; $3 \cdot 10^{-8}$ и $7 \cdot 10^{-8}$ с. При $t_{и} = 70$ нс на расстоянии 30 мкм от катода концентрация составляла 10^{19} см $^{-3}$, затем она снижалась до 10^{-18} см $^{-3}$ при удалении от катода на 100 мкм. В катодной плазме наблюдалась полная ионизация, причем присутствовали одно- и двухзарядные ионы меди. Зная распределение концентрации электронов и размеры плазмы КФ, можно найти удельную массу вещества катода, уносимого в плазму. Она составляла $5 \cdot 10^{-5}$ г/Кл, что согласуется с другими результатами и служит веским аргументом в пользу правильности приведенных выше оценок.

Метод оптической интерферометрии позволяет измерять концентрацию только плотной плазмы ($n_e \geq 10^{17}$ см $^{-3}$ для лазера на рубине). По этой причине лазерная интерферометрия совместно с электронно-оптическими методами широко применяется для исследования плазмы в диодах ускорителей электронов, используемых для решения проблем управляемого термоядерного синтеза (УТС). В этих диодах протекает большой ток электронов и имеется большое собственное магнитное поле. Например, в [13] сообщалось об экспериментах, проведенных на установке с током 100 кА, напряжением 300 кВ, импульсом длительностью 70 нс при зазоре 3 мм с целью измерения концентрации электронов с помощью голографической интерферометрии. Из-

мерения показали, что на расстоянии 100 мкм от катода концентрация электронов составляет 10^{19} см⁻³.

Для определения параметров периферийных слоев плазмы удобно применять метод лазерного рассеяния. В работе [14] использовался рубиновый лазер с усилителем в режиме модулированной добротности с длительностью импульса 25 нс и энергией 2 Дж. Сканирование по спектру производилось с шагом 10 А. Длина межэлектродного зазора в исследуемом вакуумном промежутке составляла 5—7 мм, напряжение 10—15 кВ, амплитуда тока 5—7 кА. Диагностический лазерный луч пересекал ось диода на расстоянии 2,5 мм от катода через 200 нс после инициирования пробоя вспомогательной искрой на катоде. Концентрация плазмы при увеличении напряжения от 10 до 15 кВ возрастала от $5 \cdot 10^{13}$ до $2 \cdot 10^{14}$ см⁻³, при этом температура электронов составляла $1,4 \pm 0,2$ эВ.

Оценку концентрации плазмы КФ можно провести и по некоторым косвенным измерениям, например по уносу массы с острейшего катода. Зная удельную эрозию металла с катода γ_k за время t и скорость расширения катодного факела v_k , для средней концентрации плазмы получим

$$n_i = 3\gamma_k i f_M / 4\pi m_i v_k^3 t^2, \quad (4.1)$$

где f_M — доля катодного материала, перешедшего в плазму; m_i — масса иона. Так, приняв $f_M \approx 0,5$, получим, что при токе 100 А за время 5—20 нс средняя концентрация уменьшается от 10^{17} до $5 \cdot 10^{15}$ см⁻³. Концентрацию периферийных слоев плазмы можно найти, зная ток насыщения в плазме. Например, при плотности тока в плазме КФ 10 А/см² $n_e \approx 10^{11}$ см⁻³ [15].

Итак, плазма КФ очень неоднородна в пространстве. Ее концентрация меняется от величины, близкой к концентрации твердого тела непосредственно на катоде, до редкой бесстолкновительной плазмы на периферии КФ. Например, измерениями [16] показано, что концентрация плазмы непосредственно на катоде не ниже 10^{21} см⁻³ при температуре около 5 эВ, т. е. это плотная неидеальная плазма. Данные выводы подтверждаются экспериментами на сильноточных диодах ускорителей электронов, а также на вакуумных линиях с магнитной изоляцией.

4.2.3. МОДЕЛИ КАТОДНОЙ ПЛАЗМЫ

Практическая независимость скорости расширения катодной плазмы от приложенного напряжения и тока привели автора к выводу об адиабатическом режиме ее разлета [17]. Предполагалось, что в какой-то объем катодного вещества вводится удельная энергия ω_0 , в процессе разлета переходящая в кинетическую энергию частиц плазмы. Когда радиус катодной плазмы становится много больше характерной длины начального объема, разлет приобретает инерционный характер. Из усло-

вия сохранения полной энергии в объеме частиц следует [18], что скорость движения передних слоев v связана с удельной энергией ω_0 соотношением

$$v = \left(\frac{4\gamma}{\gamma-1} \omega_0 \right)^{1/2}, \quad (4.2)$$

где $\gamma = c_p/c$ — показатель адиабаты. В случае катодного факела $v = v_k$. При разлете газа $\gamma = 5/3$, а плазмы $\gamma = 1,24$ [19]. Тогда из (4.2) можно определить удельную энергию ω_0 , запасаемую в начальном объеме катодного вещества. Для металлов, приведенных в табл. 1.1, эта энергия в 3 раза и более превосходит энергию сублимации. Ниже будет показано, что эта энергия вводится в катодное вещество не в конденсированной, а в плазменной фазе в непосредственной близости от катода. Например, результаты [2] указывают на интенсивный джоулев разогрев электронной компоненты плазмы в области функционирования эктона.

Рассмотрим сферически симметричное плазменное облако, которое расширяется со скоростью v_k . Полагаем, что в центре этого облака непрерывно генерируется плазма. Тогда концентрацию тяжелых частиц n_i можно оценить из закона сохранения массы [20]:

$$n_i(r, t) = \frac{\dot{M}(t - r/v_k)}{4\pi m_i v_k r^2}, \quad (4.3)$$

где $\dot{M} = dM/dt$ — скорость уноса массы с катода; r — радиус плазмы. Из (4.3) следует, что при $\dot{M} = 10^{-4} - 10^{-3}$ г/с концентрация плазмы вблизи поверхности катода превышает 10^{20} см $^{-3}$ и спадает обратно пропорционально квадрату расстояния.

Поскольку в данном случае речь идет о разлете в вакуум не нейтрального газа, а плазменного сгустка, когда энергия вводится в вещество посредством нагрева электронной компоненты с последующей передачей энергии от электронов к ионам, необходимо рассмотреть вопрос о возможном механизме ускорения тяжелой компоненты. Если ионы плазмы КФ движутся со скоростью около $2 \cdot 10^6$ см/с, это соответствует их кинетической энергии 50—100 эВ. Вопрос о расширении плазмы КФ по существу аналогичен вопросу о природе высокоскоростных струй, наблюдаемых при горении вакуумной дуги.

Плютто [21] на примере катодного пятна вакуумной дуги предположил, что существенную роль в ускорении ионов плазмы играет давление электронной компоненты. По его мнению, должен существовать большой градиент концентрации электронов в катодном пятне. Энергия, которую может набрать ион в электрическом поле, обусловленном наличием градиента концентрации, может составлять 20—40 эВ.

Гидродинамическая модель расширяющегося КФ была подробно проанализирована в [20]. Автор рассматривал двухком-

понентную плазму, состоящую из электронов и ионов со средним зарядовым числом z . В автомодельном пределе, когда факел становится много больше радиуса начального объема катодного вещества, в который в основном вводится энергия, для скорости разлета факела получено следующее соотношение:

$$v_k = \frac{2}{\gamma - 1} \sqrt{\gamma \frac{kT_i + zkT_e}{m_i}}. \quad (4.4)$$

При $z \approx 2$ и $zkT_e + kT_i = (\gamma - 1)\omega_s m_i$ из (4.4) получается $v_k \approx \approx 1,7 \cdot 10^6$ см/с для катода из Al, Mo, Cu, что удовлетворительно совпадает с экспериментом.

В заключение отметим, что из-за сложности процессов в катодной плазме очень трудно дать простую модель этого явления. По нашему мнению, успеха в этой области можно достичь на пути моделирования процесса взрыва металла в эмиссионном центре с использованием методов, применяемых при моделировании электрического взрыва проводников. Об этом будем говорить в главе 8.

§ 4.3. ЭМИССИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ИЗ КАТОДНОЙ ПЛАЗМЫ В ВАКУУМ

В периферийной области катодной плазмы, примыкающей к вакууму, условие квазинейтральности плазмы может не выполняться. Характерным параметром размерности длины, который обычно используется в плазменных задачах, является радиус Дебая

$$L_D = \left(\frac{\epsilon_0 \epsilon k T_e}{n e^2} \right)^{1/2}, \quad (4.5)$$

где T_e — температура электронов плазмы; n — концентрация плазмы; e — заряд электрона; ϵ_0 — диэлектрическая постоянная; ϵ — относительная диэлектрическая постоянная. Оценки показывают, что обычно выполняется неравенство $L_D \ll v_k t$, т. е. процесс формирования эмиссионной границы с разделением зарядов происходит в очень узкой области, примыкающей к фронту плазмы КФ.

В качестве механизма эмиссии из плазмы факела естественно выбрать термоавтоэмиссионный [20]:

$$j = \frac{4\pi m_e e k^2 T_e^2}{h^3} \exp \left(- \frac{e\phi - \sqrt{e^3 E}}{kT_e} \right), \quad (4.6)$$

где ϕ — работа выхода из плазмы; E — напряженность тянущего электроны электрического поля. В предположении, что

электроны в факеле подчиняются статистике Максвелла — Больцмана, для работы выхода справедливо выражение [22]

$$e\varphi = kT_e \ln \frac{2(2\pi m_e kT_e)^{3/2}}{zn_e h^3}. \quad (4.7)$$

Подстановка (4.7) в (4.6) приводит к формуле

$$j = zen_e \left(\frac{kT_e}{2\pi m_e} \right)^{1/2} \exp \left(\frac{V \sqrt{e^3 E}}{kT_e} \right), \quad (4.8)$$

показывающей, что из плазмы факела выходит так называемый тепловой ток, поскольку мала концентрация электронов n_e и, следовательно, мала работа выхода ф. Скорость электронов, покидающих факел, 10^8 см/с $\gg v_k$, т. е. процесс эмиссии электронов с фронта плазмы можно рассматривать, пользуясь стационарными представлениями.

Покидая катодный факел, электроны движутся в вакууме, и их собственный объемный заряд оказывает определяющее влияние на характер движения. Другими словами, должен выполняться закон «степени 3/2» ($j_{3/2} \sim U^{3/2}$, где U — приложенная разность потенциалов) при условии $j_{3/2} < j$. Впервые такое предположение для плазменных источников выдвинул Флинн [23], а для процессов ВЭЭ оно было успешно использовано нами [1, 15, 17].

При ограничении электронного тока собственным объемным зарядом могут возникнуть три ситуации. Если плотность тока $j_{3/2} > j$, то на границе эмиссии имеется электрическое поле, тормозящее электроны и ускоряющее ионы; вблизи этой границы образуется виртуальный катод. Ситуация подобна той, которая проанализирована в работе [24]. Эффект ускорения ионов (и эмиссионной границы) можно оценить из соотношения

$$m_i \frac{dv_k}{dt} \leq q_i (4\pi zn \bar{k} T_e)^{1/2}, \quad (4.9)$$

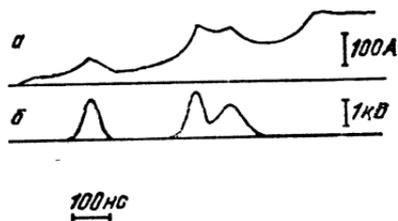
где m_i — масса иона, q_i — заряд иона, z — зарядовый номер.

Оценки с использованием соотношения (4.9) для конкретных экспериментальных условий [20] дают $\Delta v_k \leq 10^7$ см/с. При $j = j_{3/2}$ для тока взрывной эмиссии запишем

$$i = \frac{eM}{m_i v_k} \left(\frac{kT_e}{2\pi m_e} \right)^{1/2}. \quad (4.10)$$

В случае, если $j = j_{3/2}$, то электроны не экранируют эмиссионную границу плазмы и ионы тормозятся под действием давления электрического поля. Ситуация близка к той, которая имеет место в стационарных плазменных источниках электронов [25]. Плазма в данном случае расширяется со скоростью v'_k как бы

Рис. 4.5. Осциллограмма тока ВЭЭ в диоде в неустойчивом режиме эмиссии при $d=1$ см, $U_0=30$ кВ (а) и соответствующие ей осциллограммы потенциала плазмы на расстоянии от катода $r=0,4$ см (б)



в некоторую среду с противодействием $P_e = \epsilon_0 E^2 / 2$. Это приводит к замедлению скорости движения границы катодной плазмы, т. е. $v'_k < v_k$.

Экспериментальное изучение процесса формирования эмиссионной границы плазмы КФ проводилось в [20]. На рис. 4.5 представлена типичная осциллограмма тока взрывной эмиссии с характерными всплесками. Как будет показано в главе 5, эта осциллограмма соответствует неустойчивому режиму ВЭЭ.

В [25] было выдвинуто предположение, что в момент всплеска тока от основной плазмы КФ отрывается плазменный форсгусток, приобретающий большой положительный потенциал по отношению к факелу. Как показано в [26], появление плазменного форсгустка обусловлено немонотонным распределением концентрации частиц в факеле по радиусу вследствие немонотонного характера зависимости $M(t)$. Это приводит к образованию всплесков и провалов на осциллограммах эмиссионного тока. Действительно, в начальный момент эмиссионная способность плазмы велика, и движение границы эмиссии происходит в соответствии с (4.9). Затем наступает стадия насыщения, которая сменяется стадией движения с противодействием. Более плотный сгусток плазмы догоняет эмиссионную границу, движущуюся со скоростью v'_k . Режим движения с противодействием переходит в режим (4.9), а ток взрывной эмиссии возрастает.

Позади сгустка плазма имеет более низкую концентрацию. Если протяженность и концентрация сгустка таковы, что плазма позади сгустка окажется неспособна пропустить отбираемый ток, прежде чем область сгустка с большой концентрацией перейдет в насыщение, то возникнет разрыв с большим падением потенциала. Диод превратится в триод с сеткой — плазменным форсгустком, оторванным от основного факела. Это приведет к появлению всплеска тока, превышающего ленгмюровский предел. Эксперименты, проведенные с использованием зондовой методики, подтвердили появление в прикатодной области двойного слоя с высоким падением потенциала в моменты всплесков тока [27]. Подробнее о токе ВЭЭ будет сказано в следующей главе.

§ 4.4. АНОДНАЯ ПЛАЗМА

4.4.1. ТЕПЛОВЫЕ ПРОЦЕССЫ НА АНОДЕ

Как мы уже говорили, электронный ток ВЭЭ, падая на анод, может привести к образованию АФ, содержащего анодную плазму. Для исследования этого процесса наиболее верный путь получения количественной информации заключается в дозировании энергии и мощности, передаваемой аноду потоком электронов. Простейший способ дозирования состоит в регулировании амплитуды и длительности импульса напряжения на промежутке и в варьировании длины последнего. Для анализа анодных процессов была выбрана простая геометрия вакуумного диода: катод — острие, анод — плоскость. Диод был включен в качестве нагрузки импульсного генератора с напряжением U_0 и внутренним сопротивлением R . Мощность электронного пучка с током i , выделяемая на аноде, составляет $W = i(U_0 - iR)$. Она максимальна при токе $i_m = U_0/2R$ и равна $W_m = U_0^2/4R$ к моменту $t = t_k/2$, где время коммутации $t_k \approx d/v_k$ — это время пересечения катодной плазмой промежутка катод — анод.

Для изучения теплового режима анода необходимо получить данные о плотности мощности q_a потока электронов, бомбардирующих анод. Значение q_a можно легко определить по плотности тока на аноде j_a и напряжению на промежутке U , так как $q_a = j_a(t)U(t)$. Анализ типичных распределений плотности тока на аноде показал [28, 29], что примерно 80 % электронного тока в каждый момент приходится на круг радиусом $r = 2d$, а при $r = d$ плотность тока j_a примерно в 2 раза меньше плотности по оси разряда. При увеличении зазора d плотность тока j_a резко уменьшается. На рис. 4.6 приведено несколько зависимостей $q_a(t)$ на оси системы, где плотность тока максимальна. Эти зависимости имеют характерный колоколообразный вид с максимумом в момент $t_m \approx t_k/2$. Среднюю скорость роста мощности на участке возрастания функции $q_a(t)$ можно характеризовать величиной $q_a \approx q_a/t_m$. Измерения показали, что в диапазоне напряжений $U_0 = 20—40$ кВ и промежутков $d = 0,5—4,0$ мм максимальная плотность мощности $q_{ам}$ изменяется от 10^6 до 10^9 Вт/см², а значение q_a варьируется от 10^{13} до 10^{17} Вт/см² с, что сравнимо с параметрами лазерного воздействия [45]. Таким образом, поток электронов, образующийся при ВЭЭ, является источником большой удельной мощности с высокой скоростью ее нарастания. Энергетические параметры потока довольно легко регулируются в значительных пределах путем изменения межэлектродного зазора и амплитуды напряжения.

Для выяснения условий возникновения того или иного вида эрозии анода необходимо рассмотреть его тепловой режим. За-

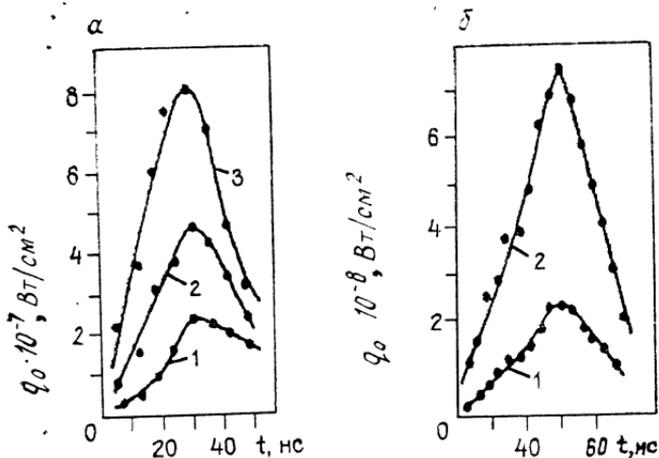


Рис. 4.6. Изменение плотности мощности электронного потока на аноде со временем по оси разряда для $d=1$ (а) и 2 мм (б).
 $U_0=20$ (1), 30 (2) и 40 кВ (3)

пишем однородное уравнение теплопроводности (ось x направлена перпендикулярно поверхности анода) [30]:

$$\rho c \frac{dT}{dt} = \lambda \frac{d^2T}{dx^2} + q_a(t) f(x), \quad (4.11)$$

где c — удельная теплоемкость; ρ — плотность; λ — удельная теплопроводность.

Примем для простоты, что электроны теряют свою энергию равномерно по глубине пробега \bar{x} . Тогда функция распределения потерь энергии электронов по глубине $f(x)$ примет вид

$$f(x) = \begin{cases} 1/x & \text{при } x \leq \bar{x}, \\ 0 & \text{при } x > \bar{x}. \end{cases} \quad (4.12)$$

Поскольку большая часть модельных экспериментов по эрозии анода выполнялась с соблюдением условия $t_n \leq t_K/2 = t_M$, можно воспользоваться следующим выражением для плотности мощности:

$$q_a(t) = \dot{q}_a t. \quad (4.13)$$

При отсутствии заметных потерь на испарение граничные условия для уравнения (4.11) имеют вид

$$T|_{t=0} = T_0; \quad T|_{x \rightarrow 0} = T_0; \quad \left. \frac{dT}{dx} \right|_{x=0} = 0. \quad (4.14)$$

Решение уравнения (4.11) с учетом (4.12), (4.13) и (4.14) дает выражение для температуры на поверхности анода [31]:

$$T(x=0; t) = T_0 + \frac{q_a t^2}{\bar{x} \rho c} \left(\frac{1}{2} \operatorname{erf}(k) + \right. \\ \left. + \frac{k}{3 \sqrt{\pi}} - (5 + 2k^2) e^{-k^2} - 2k^2 \left(1 - \frac{k^2}{3} \right) \operatorname{erfc}(k) \right), \quad (4.15)$$

где $k = (\bar{x}/2) \sqrt{at_n}$; a — коэффициент температуропроводности; \bar{x} — глубина проникновения электронов в анод; t_n — длительность импульса.

При анализе решения (4.15) необходимо рассмотреть три случая, различающиеся соотношением глубины проникновения электронов и глубины проникновения теплового поля $\sqrt{at_n}$:

$$\bar{x} \ll \sqrt{at_n}, \quad (4.16)$$

$$\bar{x} \approx \sqrt{at_n}, \quad (4.17)$$

$$\bar{x} \gg \sqrt{at_n}. \quad (4.18)$$

В первом случае объемный источник тепла может быть заменен поверхностным и решение (4.15) будет иметь вид

$$T(x=0; t) = T_0 + \dot{q}_a t^{3/2} / \sqrt{\pi \rho c \lambda}. \quad (4.19)$$

Когда выполняется условие (4.17), можно воспользоваться результатами анализа работы [32], в которой показано, что температура в этом случае может быть вычислена как температура поверхности при выделении мощности в бесконечно тонком поверхностном слое, умноженная на некоторый коэффициент меньше единицы, являющийся функцией отношения глубины проникновения электронов. При выполнении условия (4.18) теплоотводом в глубь анода можно пренебречь и решение (4.15) дает

$$T(x=0; t) = T_0 + \dot{q}_a t^2 / 2\bar{x} \rho c. \quad (4.20)$$

Здесь следует заметить, что предположение о равномерном распределении потерь энергии электронов по глубине может дать несколько заниженное значение температуры анода в формуле (4.20), поскольку, согласно [33, 34], электроны теряют часть своей энергии вблизи поверхности.

4.4.2. СВОЙСТВА АНОДНОГО ФАКЕЛА

Можно назвать три причины образования АФ: десорбция газа и испарение диэлектрических покрытий с последующей их ионизацией; испарение материала анода; взрыв на аноде под действием мощного электронного пучка. Все эти механизмы сме-

няют друг друга по мере увеличения удельного энерговклада в анод. Рассмотрим каждый из этих процессов.

В работах [35, 36] изучено образование АФ из веществ, адсорбированных на поверхности анода, а также диэлектрических загрязнений на его поверхности. Признаком появления АФ служило возникновение ионного тока с анода. Эксперименты проводились в таких же условиях, при которых нами изучалась эрозия анода. Пробой осуществлялся между острым катодом, наклоненным к оси системы под углом 10° , и дисковым или кольцевым анодом из алюминия, меди, молибдена, тантала или вольфрама при длине межэлектродного промежутка $d=0,3-5$ мм. Временные, массовые и энергетические характеристики анодных ионов изучались с помощью электростатического анализатора и томпсоновского параболического спектрометра. Установлено, что массовый состав ионного пучка зависит от амплитуды напряжения, его длительности и межэлектродного зазора. Изменение материала электродов не приводило к изменению массового состава ионных пучков. В различных режимах были обнаружены следующие ионы: H^+ , H_2^+ , C^+ ($m_i/z=1-4$), O^+ , CO^+ , CO_2^+ , а также ионы с $m_i/z=60-190$. Интересно, что вначале появляются только ионы H^+ , H_2^+ , C^+ , O^+ , а затем ионы с большей массой. Из-за мощного фона от десорбированного газа не удалось зафиксировать ионы материала анода. В работе [36] приведены данные о зависимости времени запаздывания появления ионного тока от длины промежутка, позволяющие с учетом соотношений (4.19) и (4.20) предположить нагрев анода электронным пучком, вызывающий термическую десорбцию.

Оценки, сделанные в [37] для $d=14$ см и $U_0=10^6$ В, показали, что примерно через 10 с после начала роста тока температура поверхности анода достигает $250-300^\circ\text{C}$. Такой температуры недостаточно для испарения материала анода. Возникновение к этому моменту АФ следует приписать десорбции и последующей ионизации газа, находящегося на поверхности анода. На возможность образования АФ из десорбированного газа указывают данные работ [35, 36, 38, 39], в которых обнаружены интенсивные ионные потоки (H^+ , C^+) в искровой стадии вакуумного пробоя. В [11] приведены результаты расчета энергии, поглощенной графитовым анодом к моменту образования АФ. Оказалось, что она на порядок меньше необходимой для испарения графита. Все это доказывает, что при определенных условиях возможен десорбционный механизм возникновения АФ.

Дополнительная информация о роли электронно-стимулированной десорбции с анода получена в работах [35, 40]. Эффективность десорбции под действием бомбардировки определялась в [39]. Электронный пучок через тонкую фольгу инжектировался в объем с ионизационным манометром. Для электронных пучков с параметрами $U_0=(1-2)\cdot 10^5$ В, $j=0,3-9,0$ А/см², $t_{и}=0,3-5$ мкс ионизационным манометром регистрировалось ин-

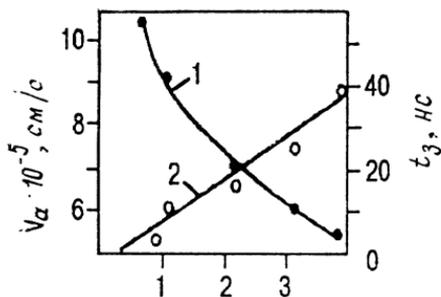


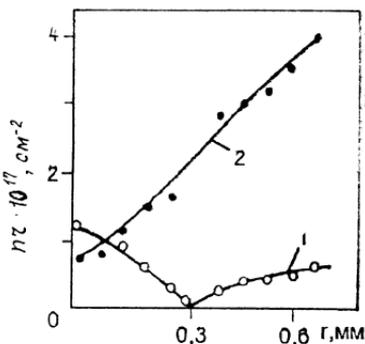
Рис. 4.7. Зависимости времени запаздывания появления АФ (1) и скорости его распространения (2) от скорости нарастания потока мощности на аноде при $d=1,5$ мм, $U_0=20$ кВ. По оси абсцисс отложена величина $\dot{q}^{1/2} \times 10^{-7} (\text{Вт/см}^2)^{1/2}$

ности. Эффективность десорбции равна 7—12 молекул на электрон.

В [40] исследовались запаздывание начала газовой выделении относительно момента начала воздействия пучка, скорость распространения в вакуумный промежуток фронта десорбированного газа и концентрация газа в потоке. Измерения характеристик газовой выделении выполнены с помощью плоского триодного ионизационного манометра на основе источника электронов со взрывной эмиссией с площадью поперечного сечения пучка около 100 см^2 . При энергии электронов 10 кэВ зафиксирован рост ионного тока на коллектор манометра, соответствующий распространению с анода потока газа со скоростью движения фронта $(3,5-5) \cdot 10^4 \text{ см/с}$. При $U_0=10$ кВ эффективность десорбции оказалась равна 1—3 молекул на электрон. С точностью до 10^{-6} с газовой выделение начинается одновременно с началом бомбардировки анода электронным пучком.

Изучение условий образования и состава АФ при $q_a = 10^7-10^8 \text{ Вт/см}^2$ описано в [41]. Использовался генератор импульсов с параметрами $U_0=20-40$ кВ; $R=5$ Ом; $t_{\text{и}}=10^{-7}$ с. Межэлектродный промежуток длиной $d=0,5-3$ мм был образован плоским медным анодом и многоострийным медным катодом. Плотность тока на аноде регулировалась числом катодных острий ($n=1, 10, 62$). Скорость движения светящейся границы АФ и его спектральный состав исследовались по методике, описанной в § 4.2. Для спектра АФ характерно наличие континуума, на фоне которого просматриваются наиболее яркие линии CuI . Момент возникновения АФ регистрировался по появлению свечения этой линии длиной волны $515,3$ нм. В свете этой же линии проводилось измерение скорости движения АФ. Как скорость движения границы АФ v_a , так и время запаздывания момента его возникновения t_3 оказались зависящими от скорости нарастания потока мощности на аноде (рис. 4.7). По мнению авторов [41], пропорциональность между скоростью АФ и $(\dot{q}_a)^{1/2}$ естественна, так как температура поверхности анода $T_a \sim q_a$ (см. выражение (4.19), а $v_a \sim (kT_a/m_a)^{1/2}$. Однако поскольку речь идет о режиме с испарением, то следовало бы пользоваться вы-

Рис. 4.8. Зависимость линейной плотности плазмы nr от расстояния от катода при $d=0,7$ мм, $t=10^{-8}$ (1) и $3 \cdot 10^{-8}$ с (2)



ражением (4.22), тогда $T \sim \ln \dot{q}_a$. Но даже расчеты по (4.19) показывают, что температура анода к моменту t_3 при указанных на графике значениях q_a достигает примерно 800 К. По-видимому, из-за неравномерности эмиссии с острий отдельные участки анода нагревались до температуры, при которой происходило заметное испарение.

Приблизительно в тех же условиях эксперимента исследовано формирование сильноточной вакуумной искры методом скоростной интерферометрии [12]. Авторам удалось получить довольно четкие интерферограммы АФ, возникающего на завершающей стадии коммутации и перемещающегося к катоду со скоростью $v_a \leq 10^6$ см/с. Результаты количественной обработки интерферограмм для $d=0,7$ мм ($t_k=35$ нс) приведены на рис. 4.8. Видно, что в начале коммутации преимущественное заполнение промежутка проводящей средой происходит со стороны катода, но в завершающей стадии пробоя основная масса материала поступает в промежуток со стороны анода. Концентрация электронов вблизи последнего достигает $3 \cdot 10^{19}$ см $^{-3}$. По оценкам авторов, в условиях их эксперимента ($q_a \approx 10^9$ Вт/см 2 , $eU \approx 10$ кэВ) температура анода достигает примерно 7800 К. Вычислив объем испаряемого материала анода, они получили согласие с экспериментом в пределах порядка величины $\sim 5 \cdot 10^{-7}$ г.

В работах [42—44] проведены исследования прианодной плазмы, возникающей в сильноточных вакуумных диодах. При $q_a=5 \cdot 10^9$ Вт/см 2 возникает АФ с параметрами: $n_e=10^{18}$ — 10^{19} см $^{-3}$; $T_e=T_a \approx 0,5$ эВ; степень ионизации плазмы АФ порядка 0,1; в плазме АФ присутствуют одновременно заряженные ионы, возбужденные атомы материала анода и адсорбированного газа.

4.4.3. СКОРОСТЬ РАЗЛЕТА АНОДНОГО ФАКЕЛА

Наибольший интерес для нас представляет случай больших плотностей энергии на аноде, создаваемых пучком электронов от ВЭЭ. Чисто тепловой механизм разрушения металла, согласно [41], может реализоваться только в том случае, если удельная энергия, вложенная в металл, не превышает 2—3 энергий сублимации. Чтобы проверить выполнение этого условия при вакуумном пробое, необходимо провести оценку максимально

возможной удельной энергии, вкладываемой в поверхность анода за характерное время t , например $t_k/2$. Для вычисления оценки сверху пренебрежем потерями тепла на теплопроводность. Тогда удельная энергия, вложенная в анод, будет

$$\omega_a = \int_0^{t_k/2} (j_a U / \rho \bar{x}) dt. \quad (4.21)$$

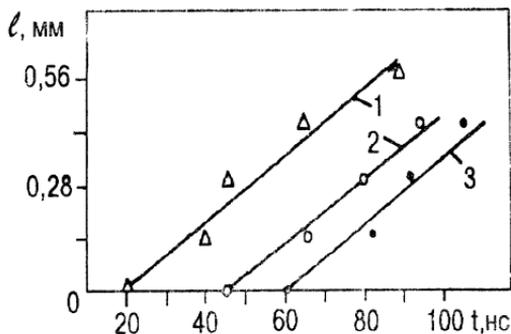
Как показано в [1], для большинства металлов при длине промежутка анод — катод $d < 1$ мм величина $\omega_a \approx 2 \cdot 10^4$ Дж/г.

Согласно [46], взаимодействие первичного электронного потока, вторичных электронов и рентгеновского излучения с веществом АФ пренебрежимо мало. Следовательно, внутренняя энергия вещества АФ определяется параметрами первичного электронного потока на анод. Полагая, что весь АФ состоит из паров и плазмы материала анода, определяем скорость разлета АФ в адиабатическом приближении, используя $\gamma = 5/3$, как для одноатомного газа. При $\omega_a = 2 \cdot 10^4$ Дж/г получим $v_a \approx 10^6$ см/с. Примерно такая скорость наблюдалась нами в экспериментах по импульсному пробою коротких вакуумных промежутков ($d < 1$ мм) [4, 46].

Для более точного определения скорости разлета АФ необходимо решать задачу о нагреве анода электронным пучком с учетом потерь энергии на испарение и теплопроводность. В [47], показано, что при плотности мощности на аноде $q_a > 10^8$ Вт/см² в течение некоторого времени потери на испарение незначительны, а температура поверхности анода может быть рассчитана по формуле (4.15). Однако начиная с некоторого момента рост температуры поверхности резко замедляется из-за экспоненциальной зависимости энергетических потерь на испарение от температуры. С этого момента температура поверхности остается практически неизменной.

Зависимость скорости расширения АФ от плотности мощности на аноде была снята с помощью фотоэлектрической методики для медного анода [47]. Варьирование плотности электронного пучка на аноде осуществлялось путем изменения диаметра цилиндрического катода. Известно, что при использовании последнего на его оси отмечается резкий пик плотности тока [43]. Максимальная ее величина достигалась в случае, когда диаметр катода был равен приблизительно 1/3 межэлектродного расстояния. Относительное изменение плотности тока фиксировалось по виду эрозионного пятна и по моменту появления свечения паров меди на аноде. Минимальному размеру эрозионного пятна соответствовало наиболее раннее появление паров меди. Исследования проводились в техническом вакууме при межэлектродном зазоре 1,5 мм. Анод — круглая пластина диаметром 5 мм, катод — торец полого цилиндра, изготовленного из медной фольги толщиной 20 мкм. К зазору прикладывался импульс на-

Рис. 4.9. Зависимость расстояния от анода, пройденного плазмой АФ, от времени для катодов диаметром 1,5 (1), 1 (2), и 0,5 мм (3)



пряжения амплитудой 50 кВ и длительностью 75 нс, сформированный кабельным генератором сопротивлением 150 Ом.

Процедура измерений состояла в следующем. С помощью фотоэлектрического спектрометра на аноде фиксировался момент появления свечения линий меди CuI ($\lambda=521,8$ нм) и CuI ($\lambda=515,3$ нм), что указывало на начало испарения. Затем перемещением изображения выходной щели спектрографа от анода к катоду в каждой точке пространства регистрируется момент появления свечения паров. Зависимость пройденного АФ расстояния от времени приведена на рис. 4.9. Несмотря на то, что время появления анодного пара изменялось в 3,5 раза, скорость его распространения оказалась практически неизменной и составляла $(7-8)10^5$ см/с; это подтверждает выводы, сделанные выше. Для таких металлов, как алюминий, медь, олово, железо и вольфрам, значение v_k оказывается в пределах $(4-9)10^5$ см/с [48, 49].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Месяц Г. А., Проскуровский Д. И. Импульсный электрический разряд в вакууме. Новосибирск: Наука, 1984.
2. Ратахин Н. А. Физические процессы в сильноточных диодах со взрывной эмиссией электронов: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Новосибирск, 1981.
3. Месяц Г. А. Исследование по генерированию мощных наносекундных импульсов: Дис. ... докт. физ.-мат. наук. Томск, 1966.
4. Бугаев С. П., Искольдский А. М., Месяц Г. А., Проскуровский Д. И. Электронно-оптическое наблюдение инициирования и развития импульсного пробоя коротких вакуумных промежутков // ЖТФ. 1967. Т. 37, № 12. С. 2206—2208.
5. Месяц Г. А., Ротштейн В. П., Фурсей Г. Н., Карцев Г. К. Определение скорости разлета плазмы, образованной электрическим взрывом микроострия // ЖТФ. 1970. Т. 40, № 7, С. 1551—1553.
6. Юрике Я. Я. Время роста тока искры при вакуумном пробое для электродов из различных материалов // Изв. вузов. Физика. 1974. № 11. С. 140—141.
7. Баженов Г. П., Месяц Г. А., Проскуровский Д. И. Исследование структуры электронных потоков, эмитируемых из катодных факелов // Там же. 1970. № 8. С. 87—90.
8. Бакшт Р. Б., Кудинов А. П., Литвинов Е. А. Исследование некоторых характеристик плазмы катодного факела // ЖТФ. 1973. Т. 43, № 1. С. 146—151.

9. Бакшт Р. Б., Кудиннов А. П., Манылов В. И. Исследование некоторых характеристик плазмы катодного факела // Мощные наносекундные импульсные источники ускоренных электронов. Новосибирск, 1974. С. 45—52.
10. Maitland A., Hawley R. High Speed Photographs of Vacuum Sparks at Voltage up to 250 kV // Vacuum. 1968. V. 18, N 7. P. 403—408.
11. Parker R. K., Anderson R. E., Duncan C. V. Plasma-Induced Field Emission and the Characteristics of High Current Relativistic Electron Flow // J. Appl. Phys. 1974. V. 45, N 6. P. 2463—2478.
12. Бугаев С. П., Бакшт Р. Б., Литвинов Е. А., Стасьев В. П. Исследование формирования высокопоточной искры методом скоростной интерферометрии // ТВТ. 1976. Т. 14, № 6. С. 1145—1150.
13. Yonasz P., Pouky J., Prestwich K. et al. Electron Beam of Using and Application to Pulsed Fusion // Nucl. Fus. 1974. V. 14, N 5. P. 731—740.
14. Бакшт Р. Б., Кабламбаев Б. А., Раздобарин Г. Т., Рагалин Н. А. Измерение параметров плазмы в диоде со взрывной эмиссией электронов методом томпсоновского рассеяния // ЖТФ. 1979. Т. 49, № 6. С. 1245—1247.
15. Вавилов С. П., Месяц Г. А. Исследование роста тока искры при импульсном пробое миллиметровых вакуумных промежутков // Изв. вузов. Физика. 1970. № 8. С. 90—94.
16. Anders A., Anders S., Jüttner S. et al. Investigation of cathode spots by laser absorption photography // Proc. XI-th Inter. Symp. Discharge Electr. Vacuum. Darmstadt, 1992. P. 653—658.
17. Mesyats G. O. The role of fast processes in vacuum breakdown // Proc. X-th Inter. Conf. on Phenomena Gases. Oxford, 1971. V. 2. P. 333—363.
18. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966.
19. Литвинов Е. А. Кинетика катодного факела при взрывной эмиссии электронов // Мощные наносекундные импульсные источники ускоренных электронов. Новосибирск, 1974. С. 23—24.
20. Литвинов Е. А., Месяц Г. А., Проскуровский Д. И. Автоэмиссионные процессы при вакуумных разрядах // УФН. 1983. Т. 139, № 2. С. 265—302.
21. ПлюETTO А. А. Ускорение положительных ионов в расширяющейся плазме вакуумных искр // ЖЭТФ, 1960. Т. 39, № 6. С. 1589—1592.
22. Добрецов Л. Н., Гомоюнова М. В. Эмиссионная электроника. М.: Наука, 1966.
23. Flynn P. T. G. The Discharge Mechanism in the High-Vacuum Cold-Cathode Pulsed X-Ray Tube // Proc. Phys. Soc. 1956. V. 69, pt 7, N 439B. P. 748—770.
24. Гуревич А. В., Парийский Л. В., Питаевский Л. Н. Авто-модельное движение разреженной плазмы // ЖТФ. 1968. Т. 54, № 3. С. 891—904.
25. Крейндель Ю. Е. Плазменные источники электронов. М.: Атомиздат, 1977.
26. Баженов Г. П., Ладыженский О. Б., Литвинов Е. А., Чесноков С. М. К вопросу о формировании эмиссионной границы плазмы катодного факела при взрывной эмиссии электронов // ЖТФ. 1977. Т. 47, № 10. С. 2086—2091.
27. Баженов Г. П., Ладыженский О. М., Чесноков С. М., Шпак В. Г. Зондовая диагностика колебания потенциала плазмы в диодах со взрывной эмиссией // ЖТФ. 1979. Т. 49, № 1. С. 117—124.
28. Ротштейн В. П. Условия возбуждения и некоторые характеристики взрывной эмиссии электронов: Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук. Томск, 1975.
29. Проскуровский Д. И., Ротштейн В. П. Определение плотности тока на аноде вакуумного диода с острым катодом, работающим в режиме взрывной эмиссии // Изв. вузов. Физика. 1973. № 11. С. 142—144.

30. Карлслю Г., Егер Д. Теплопроводность твердых тел. М.: Наука, 1964.

31. Бакшт Р. Б., Месяц Г. А., Проскуровский Д. И. и др. Воздействие мощного кратковременного электронного потока на металл // Разработка и применение источников интенсивных электронных пучков. Новосибирск, 1976. С. 141—153.

32. Денискин Ю. Д. Импульсный нагрев поверхностей, бомбардируемых электронным пучком // ЖТФ. 1968. Т. 38, № 11. С. 1961—1965.

33. Махов А. Ф. О проникновении электронов в твердые тела // ФТТ. 1960. Т. 2, № 9. С. 2162—2166.

34. Рыкалин Н. Н., Зуев И. В., Углов А. А. Основы электронно-лучевой обработки материалов. М.: Машиностроение, 1978.

35. Бугаев С. П., Кошелев В. И., Тимофеев М. Н. Исследование импульсных ионных потоков в высоковольтной стадии вакуумного разряда // Изв. вузов. Физика. 1974. № 2. С. 57—61.

36. Бугаев С. П., Кошелев В. И., Тимофеев М. Н. Исследование формирования ионных пучков в вакуумном диоде // Там же. 1975. № 2. С. 35—37.

37. Бакшт Р. Б., Кассиров Г. М., Смирнов Г. В., Секисов Ф. Г. Исследование световых явлений при пробое сантиметровых вакуумных промежутков // Там же. 1975. № 7. С. 130—132.

38. Короп Е. Д., Плюто А. А. Ускорение ионов катодного материала при вакуумном пробое // ЖТФ. 1970. Т. 40, № 12. С. 2534—2537; Влияние плазмы на эмиссию острейшего катода // ЖТФ. 1971. Т. 41, № 5. С. 1055—1057.

39. Абдуллин Э. Н. Исследование высоковольтной стадии вакуумного разряда для получения квазистационарных электронных пучков: Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук. Томск, 1982.

40. Абдуллин Э. Н., Баженов Г. П. Динамика поступления газа в ускоряющий промежуток вакуумного диода // ЖТФ. 1981. Т. 51, № 9. С. 1969—1971.

41. Бакшт Р. Б., Кошелев В. А., Манылов В. И. Влияние прианодной плазмы на рост искры при вакуумном пробое // ЖТФ. 1975. Т. 45, № 8. С. 1678—1682.

42. Mix L. P., Kelly J. G., Kuswa G. W. et al. Holographic Measurements of the Plasmas in a High-Current Field Emission Diode // J. Vac. Sci. Technol. 1973. V. 10, N 6. P. 951—953.

43. Бакшт Р. Б., Ратахин Н. А., Тимофеев М. Н. Исследование прианодной плазмы, возникающей в сильноточном диоде // Письма в ЖТФ. 1975. Т. 1, № 20. С. 922—926.

44. Swain D. W., Goldstein S. A., Mix L. P. et al. The Characteristics of Medium Relativistic Electron-Beam Diode // J. Appl. Phys. 1977. V. 48, N 3. P. 1085—1093.

45. Анисимов С. И., Имас Я. А., Романов Г. С., Ходыко Ю. В. Действие излучения большой мощности на металлы. М.: Наука, 1970.

46. Месяц Г. А., Бугаев С. П., Проскуровский Д. И. Катодный и анодный факелы при импульсном разряде в вакууме в наносекундном диапазоне // ДАН СССР. 1969. Т. 186, № 5. С. 1067—1069.

47. Бакшт Р. Б., Ратахин Н. А., Кабламбаев В. А. Скорость анодного пара при импульсном вакуумном пробое // ЖТФ. 1982. Т. 52, № 9. С. 1778—1782.

48. Chiles J. A. A Photographic Study of the Vacuum Spark Discharge // J. Appl. Phys. 1937. V. 8. P. 622—626.

49. Chalmers J. D., Phukan B. D. Photographic observations of impulse breakdown in short vacuum gaps // J. Phys. D.: Appl. Phys. 1979. V. 12. P. 1285—1292.

§ 5.1. ЗАВИСИМОСТЬ ТОКА ОТ НАПРЯЖЕНИЯ И ВРЕМЕНИ

5.1.1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

Первое исследование закономерности роста тока ВЭЭ было проведено еще до формирования самой концепции этой эмиссии [1]. Вакуумный разрядник с плоскими электродами был включен между двумя коаксиальными линиями, по одной из которых подавался импульс с наносекундным фронтом. Главный вывод [1] состоял в том, что время роста тока разряда, называемое в дальнейшем временем коммутации t_k , линейно возрастало с длиной промежутка 0,1—1 мм, т. е. $t_k \sim d$, и слабо зависело от приложенного напряжения (рис. 5.1). После проведения электронно-оптического исследования разряда [2] этот факт был объяснен тем, что процесс коммутации обусловлен движением катодной плазмы в сторону анода и испусканием ею электронов, поступающих из эмиссионного центра на катоде [3].

Для более обстоятельного изучения зависимости тока от времени и напряжения проведены исследования тока ВЭЭ в диоде с одиночным острым катодом и плоским или полусферическим анодом [4]. Использовались катоды из меди и молибдена. Для выяснения влияния амплитуды напряжения на основные характеристики эмиссии эксперименты проводили на двух установках при низком и высоком напряжениях. На первой установке рабочее напряжение составляло $U_0 = 10\text{—}75$ кВ при длительности импульсов $t_{\text{и}} = 5$ нс — 1,3 мкс, а на второй — 200—300 кВ, 30—100 нс.

Рост тока при низком и высоком напряжениях различен. При высоком напряжении скорость его возрастает и структура пучка на аноде меняется. Рассмотрим вначале случай низкого напряжения. Типичные осциллограммы тока в диоде для этого случая показаны на рис. 5.1. В начальной стадии ток увеличивается с уменьшением длины промежутка и повышением напряжения. Скорость роста тока можно изменять в значительных пределах (от 10^7 до 10^{11} А/с). На этой стадии наблюдается хорошая воспроизводимость осциллограмм в течение многих импульсов. Та-

Рис. 5.1. Зависимость времени коммутации от длины вакуумного промежутка с электродами из меди

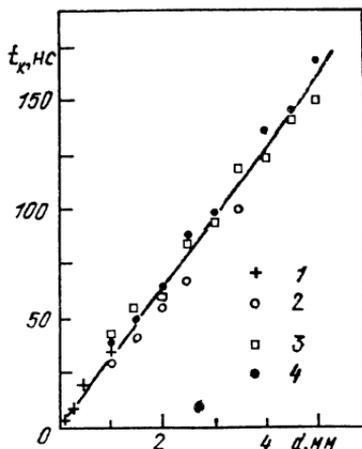
U , кВ: 1—40, 2—86, 3—130, 4—164

кой режим взрывной эмиссии мы назвали устойчивым.

При достижении определенного для данных U_0 и d значения тока взрывная эмиссия может переходить в два других режима: неустойчивый и режим насыщения. Например, при $U_0=30$ кВ, $d=2$ мм примерно через 40 нс после возникновения КФ появляются отдельные выбросы тока длительностью порядка 10^{-8} с и амплитудой, в 1,5—2 раза превышающей величину тока непосредственно перед выбросом. Это неустойчивый режим эмиссии. После выбросов ток уменьшается до значений, соответствующих монотонному росту без выбросов. Несмотря на вероятностный характер возникновения токовых выбросов, установлено, что с повышением промежутка средняя продолжительность устойчивой стадии увеличивается. Например, при $U_0=30$ кВ и $d=3$ см она составляет 400 нс и становится ниже с уменьшением длины промежутка и увеличением напряжения U_0 . При этом происходит заметное сокращение длительности выброса и снижение относительного превышения амплитуды выброса над предшествующим ему значением тока. При $d=1$ мм и $U_0=30$ кВ, например, эти выбросы выражены весьма слабо и на фоне большой средней скорости роста тока ($\sim 10^{10}$ А/с) выглядят как колебания малой амплитуды.

При высоком напряжении наблюдается более быстрое увеличение тока, чем при низком. При этом существенные изменения происходят в структуре пучка на плоском аноде. Если при низком напряжении плотность тока пучка имеет распределение, по диаметру близкое к обычному, то при высоком носит коаксиальный характер (рис. 5.2.) Это означает, что распределение тока электронного пучка по диаметру имеет не один, а три максимума. Эти факты свидетельствуют о том, что при высоком напряжении, вернее, при высокой напряженности электрического поля, взрывная эмиссия возникает не только на вершине острия, но и на его боковой поверхности. Это приводит к существенному увеличению эмиттирующей поверхности.

Режим насыщения ВЭЭ наступает при достаточно низких токах, сравниваемых с тепловым током периферийных слоев плазмы катодного факела. Он характеризуется вначале замедлением роста тока, а затем переходом его в квазистационарное состоя-



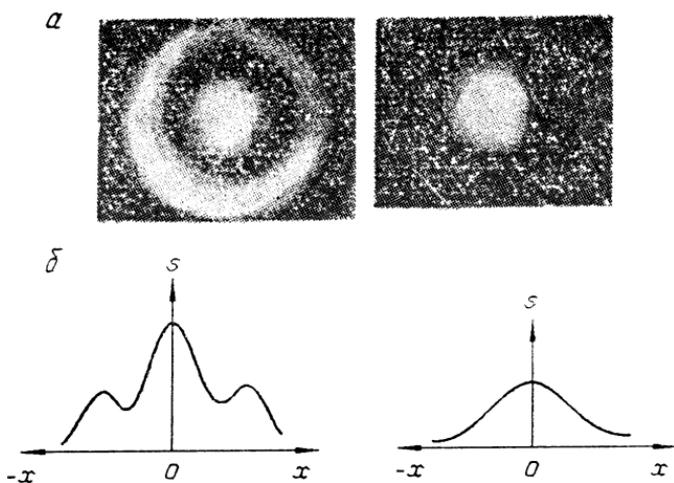


Рис. 5.2. Характерное изменение структуры пучка электронов при увеличении прикладываемого напряжения.

a — рентгенограммы пучка на аноде; *b* — гистограммы плотности электронного пучка

ние. В дальнейшем этот ток, если он станет ниже некоторой пороговой величины (обычно порядка ампера), может оборваться или снова возрастет из-за разряда в десорбированном газе с анода и парах материала анода. Рассмотрим подробнее каждый из этих режимов взрывной эмиссии.

5.1.2. ТОК ВЭЭ В УСТОЙЧИВОМ РЕЖИМЕ

Рассмотрим вакуумный диод с острым или плоским катодом, на котором функционирует одиночный КФ. Будем считать, что его плазма имеет в случае острия форму сферы, а плоскости — полусферы с радиусом $r = v_k t$ (v_k — скорость расширения катодной плазмы) находятся под потенциалом катода, а ее поверхность обладает неограниченной эмиссионной способностью. Ясно, что при геометрически ограниченной эмиттирующей поверхности катода объемный заряд электронов будет слабее возмущать потенциал любой точки межэлектродного пространства, чем при неограниченной. Это должно привести к увеличению предельной плотности тока в вакуумном промежутке. В [5] приведены результаты приближенного расчета плотности тока в диоде с бесконечными плоскопараллельными электродами для случая, когда бесконечной эмиссионной способностью обладает ограниченный участок катода радиусом r , а радиальное расталкивание пучка объемным зарядом отсутствует. Чем меньше отношение r/d , тем больше истинная плотность тока, по закону Чайльда — Ленгмюра, для бесконечных плоских электродов. Отношение этих плотностей токов обозначим через k_0 . Данная ве-

личина в общем случае является функцией отношения $v_{\text{к}}t/d$. При $v_{\text{к}}t/d$, близких к единице, $K_0 \Rightarrow 1$ [5].

Воспользовавшись таким подходом и представив площадь эмиссии как $\pi v_{\text{к}}^2 t^2$, а расстояние между фронтом КФ и анодом в виде $d - v_{\text{к}}t$, запишем

$$i(t) = A_1 U^{3/2}(t) \frac{\pi v_{\text{к}}^2 t^2}{(d - v_{\text{к}}t)^2} K_0, \quad (5.1)$$

где $A_1 = 2,33 \cdot 10^{-6}$ А/В^{-3/2}. Из (5.1) следует, что первеанс электронного потока $P = i(t)/U^{3/2}(t)$ должен быть однозначной функцией $v_{\text{к}}t/(d - v_{\text{к}}t)$.

Для проверки справедливости этого вывода обработано большое количество осциллограмм тока в устойчивой стадии эмиссии, полученных для острейного катода и плоского анода в диапазоне длин промежутков $d = 1-10$ мм и напряжений 5—50 кВ. На рис. 5.3 представлены экспериментальные точки для зависимости $P(v_{\text{к}}t/d - v_{\text{к}}t)$ при скорости $v_{\text{к}} = 2 \cdot 10^6$ см/с. Видно, что все они приблизительно ложатся на одну прямолинейную зависимость. Отклонение от нее наблюдается в двух случаях. Во-первых, при больших отношениях $v_{\text{к}}t/d$ (например более 0,3), первеанс пучка электронов зависит от квадрата отношения $v_{\text{к}}t/(d - v_{\text{к}}t)$. При этом в формуле (5.1) следует принять $K_0 = 1$. Во-вторых, зависимость P от $v_{\text{к}}t/(d - v_{\text{к}}t)$ отклоняется от прямолинейной при больших напряжениях, когда из-за высокой напряженности поля взрывная эмиссия происходит не только с кончика эмиттера, но и с боковой поверхности. В этом случае можно говорить о зависимости эмиттирующей поверхности от приложенного напряжения.

Линейная зависимость первеанса электронного пучка от отношения $v_{\text{к}}t/(d - v_{\text{к}}t)$ получена нами аналитически [6]. При этом использован метод, развитый в [7], согласно которому плотность тока в каждой точке эмиттирующей сферической поверхности можно определить, пользуясь решением уравнения Пуассона при учете собственного объемного заряда электронов, испускаемых эмиттером. Длину эффективного промежутка (эффективную длину траектории электрона, выходящего из данной точки эмиттирующей поверхности) можно определить из выражения $d_0 = U/E$, где E — напряженность электрического поля в данной точке сферы в отсутствие объемного заряда электронов. Следовательно, задача сводится к нахождению напряженности электростатического поля на катоде в произвольной системе электродов. Затем полный ток в промежутке определяется путем интегрирования плотности тока по эмиттирующей поверхности. Для случая, когда КФ функционирует на вершине острия, получено [7]

$$i(t) = 37 \cdot 10^{-6} U^{3/2} v_{\text{к}} t / (d - v_{\text{к}} t), \quad (5.2)$$

где напряжение измеряется в вольтах, а ток — в амперах.

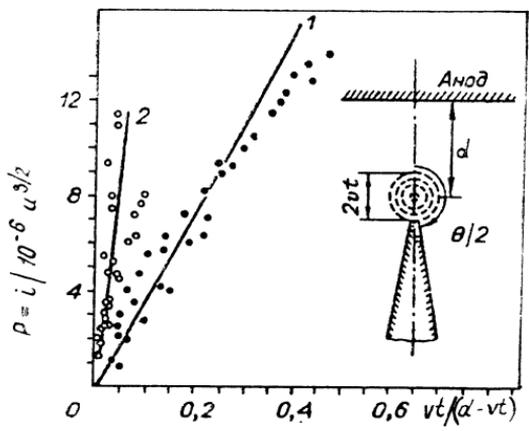


Рис. 5.3. Схема электродов и зависимость первеанса электронного пучка от отношения $v_{кt}/(d - v_{кt})$ для низкого (1) и высокого (2) напряжения

Рис. 5.4. Зависимости первеанса электронного потока от отношения $v_{кt}/d$ для факела на плоском катоде (точки — эксперимент, сплошная линия — расчет)

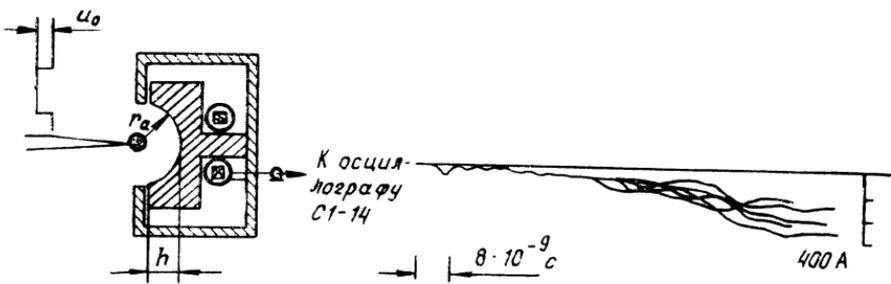
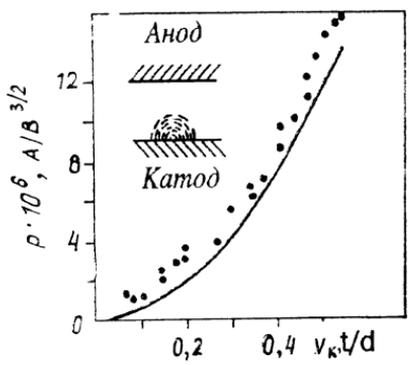


Рис. 5.5. Схема эксперимента по измерению скорости разлета плазмы v_k (а) и осциллограммы электронного тока на сегмент при $U_0 = 4 \cdot 10^4 \text{ В}$ (б)

Для полусферической эмиттирующей поверхности на плоском катоде аналогично получено [8]

$$i(t) = 44,4 \cdot 10^{-6} U^{3/2} (v_{\text{к}t})^2 / (d - v_{\text{к}t})^2. \quad (5.3)$$

Эта зависимость представлена на рис. 5.4 и также хорошо согласуется с экспериментальными данными.

Теперь рассмотрим случай диода с плоскими электродами, в котором весь катод покрыт плотным слоем однородной плазмы, образованной большим числом микровыступов на поверхности катода. В этом случае ток $i(t)$ определится из соотношения

$$i(t) = 2,33 \cdot 10^{-6} U^{3/2} S / (d - v_{\text{к}t})^2, \quad (5.4)$$

где S — площадь катода.

Мы остановились на вольт-амперных характеристиках только трех типов диодов. Более подробный анализ показывает, что с учетом зависимостей между током и напряжением для других конфигураций электродов вольт-амперную характеристику диода можно записать в общем виде:

$$i = AU^{3/2} F(v_{\text{к}t}/d), \quad (5.5)$$

где A — постоянная для данного диода величина, а F — функция отношения $v_{\text{к}t}/d$.

При выводе формул (5.2) и (5.3) предполагалось, что скорость разлета катодной плазмы неизменна во времени. В работе [9] приведены доказательства некоторого изменения скорости $v_{\text{к}}$. Измеряя ток ВЭЭ при относительно больших промежутках ($d=1-2$ см) и напряжениях $U_0=10-30$ кВ, авторы [9] более детально проанализировали ход кривой $i(t)$ в начальный период прохождения тока электронов в диоде с КФ и установили, что в этих условиях эксперимента ток ВЭЭ вначале резко нарастает, но по истечении некоторого времени замедляется. По мнению авторов [9], вначале концентрация плазмы на границе эмиссии настолько высока, что плотность тока эмиссии превышает плотность тока, которая может быть отобрана с эмиттирующей поверхности в соответствии с законом «степени 3/2», и вблизи границы эмиссии существует виртуальный катод. Поле объемного заряда дополнительно ускоряет ионы, которые получили основную энергию непосредственно у катода при взрыве микрообъема.

5.1.3. МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ СКОРОСТИ ДВИЖЕНИЯ КАТОДНОГО ФАКЕЛА

Пользуясь тем, что во все формулы тока ВЭЭ входит скорость $v_{\text{к}}$, можно определить ее зависимость во времени. Для этого необходимо найти положение границы эмиссии в каждый момент времени, предполагая, что все напряжение приложено между границей эмиссии и анодом. Поскольку факел расширяет-

ся изотропно, то для измерений удобна сферическая система электродов. Поэтому анод был выполнен в виде полусферы, в центре которой располагалась вершина острейшего катода.

Для корректных измерений положения границы эмиссии необходимо обеспечить условия устойчивого отбора электронов из плазмы и исключить возможность образования анодного факела за счет воздействия электронного потока. Как показано в работах [10, 11], время устойчивого токоотбора растет с уменьшением амплитуды напряжения U_0 , подаваемого на катод, и увеличением вакуумного промежутка d . Так, при $U_0 = 3 \cdot 10^4$ В и $d = 4$ мм это время составляет примерно $5 \cdot 10^{-8}$ с. Увеличение промежутка свыше 4 мм приводит к такому уменьшению напряженности поля на вершине острия, что КФ образуется с большим запаздыванием. Поэтому радиус анодной полусферы r_a был выбран равным 4 мм. При $r_a = 4$ мм и $U_0 = 3 \cdot 10^4$ В время до появления анодного факела составит не менее $5 \cdot 10^{-8}$ с.

Катодный факел возникал при подаче на вольфрамовое острие с углом заострения 10° и радиусом при вершине приблизительно $2 \cdot 10^{-5}$ см прямоугольного импульса напряжения отрицательной полярности амплитудой до $4 \cdot 10^4$ В, длительностью 10^{-7} с и фронтом 10^{-9} с. Для устранения краевых эффектов анодная полусфера была разделена на две части вакуумным микрозазором 0,2 мм (рис. 5.5, а). Ток электронов, попадающих на сегмент, измерялся предварительно откалиброванным поясом Роговского с полосой пропускания примерно 250 МГц и осциллографом. На рис. 5.5, б, приведены осциллограммы электронного тока на сегмент (5 последовательных импульсов). Видно, что время устойчивого токоотбора составляет приблизительно $5 \cdot 10^{-8}$ с и в течение этого времени наблюдается хорошая воспроизводимость осциллограмм тока.

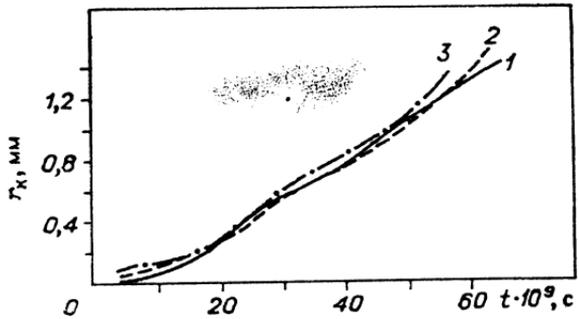
Уравнение для тока на сегмент имеет вид [12]

$$i(t) = 29,34 \cdot 10^{-6} \frac{U^{3/2}(t)}{a(t)} \frac{h}{2r_a}, \quad (5.6)$$

где $U(t) = U_0 - i(t)R$; $R = 75$ Ом — сопротивление внешнего контура; $h = 2,85$ мм — высота сегмента; $a(t)$ — табулированная функция отношения r_a/r_k [12]. В нашем случае r_k — радиус границы эмиссии электронов.

На рис. 5.6 показана зависимость радиуса границы эмиссии от времени, вычисленная по одиночным осциллограммам тока с использованием уравнения (5.6). Видно, что в течение первых $(10-15) \cdot 10^{-9}$ с скорость движения границы эмиссии составляет приблизительно $1,2 \cdot 10^6$ см/с и затем возрастает примерно до $2,4 \cdot 10^6$ см/с. Меньшую скорость на начальной стадии разлета факела можно объяснить большим влиянием краевых эффектов. Скорость, определяемая из положения границы эмиссии после $20 \cdot 10^{-9}$ с, в пределах точности измерений не зависит от ампли-

Рис. 5.6. Зависимости $r_k(t_k)$ при $U_0=2 \times 10^4$ В (1), $3 \cdot 10^4$ (2), $4 \cdot 10^4$ (3)



туды приложенного напряжения и не меняется по мере разлета катодного факела.

§ 5.2. НЕУСТОЙЧИВЫЙ РЕЖИМ ВЗРЫВНОЙ ЭМИССИИ ЭЛЕКТРОНОВ

5.2.1. ОБЩЕЕ ОПИСАНИЕ РЕЖИМА

Из рис. 5.5, б, следует, что примерно через 60 нс после начала роста тока осциллограммы электронного тока при одних и тех же условиях сильно различаются, что говорит о переходе ВЭЭ из устойчивого состояния в неустойчивое. В стадии устойчивой эмиссии ток и плотность тока монотонно нарастают. В этот период отмечается хорошая воспроизводимость осциллограмм плотности тока на аноде $j_a(t)$ для многих импульсов. По истечении некоторого времени на осциллограммах появляются резкие кратковременные всплески длительностью в несколько наносекунд, амплитуда которых в 2—5 раз превышает значение j_a , предшествующее всплеску (рис. 5.7). Это свидетельствует о начале неустойчивой эмиссии. Характер процессов не изменяется при увеличении напряжения до уровня около 200 кВ. Подобные результаты описаны в [10]. Время до начала не-

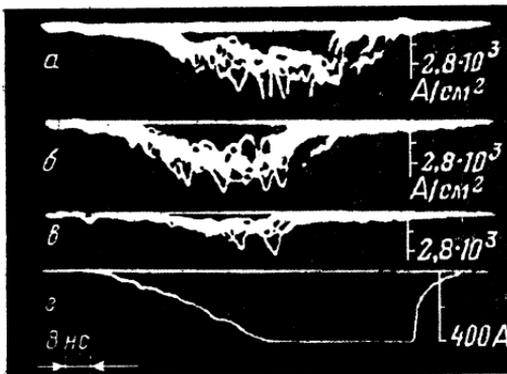


Рис. 5.7. Осциллограммы тока и плотности тока с устойчивой и неустойчивой стадиями взрывной эмиссии электронов.

а — отверстие в аноде, расположенное на оси электронного пучка, б, в — отверстие, расположенное на расстоянии $r=0,8$ и 2 мм от оси соответственно; з — осциллограмма полного тока $U_0=30$ кВ, $d=1$ мм

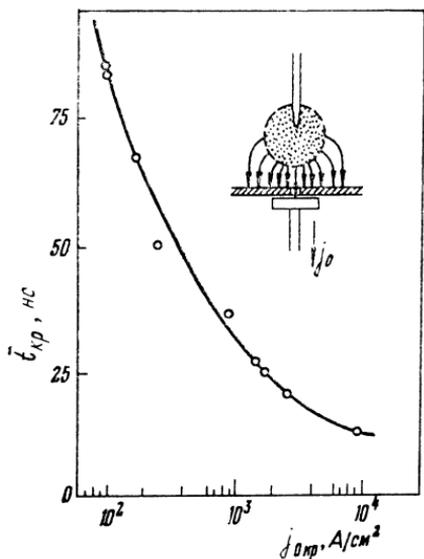


Рис. 5.8. Зависимость времени $t_{кр}$ наступления неустойчивой стадии взрывной эмиссии от плотности тока по оси пучка

устойчивой эмиссии $t_{кр}$ увеличивается с ростом длины промежутка d и уменьшением напряжения U_0 .

Были проведены также коллекторные измерения с целью выяснения поведения плотности тока j_a в стороне от оси разряда. Из анализа осциллограмм установлено: 1) моменты начала роста тока по оси и при удалении от нее совпадают, однако скорость роста плотности тока в последнем случае падает; 2) временная структура осцил-

лограмм $j_a(t)$ на периферии аналогична по характеру таковой по оси системы, однако с удалением от оси среднее время $t_{кр}$ увеличивается, а амплитуда всплесков уменьшается. Время между появлением первого всплеска на оси и на периферии потока электронов может значительно превосходить длительность самого всплеска. Это означает, что условия, приводящие к нарушению устойчивости эмиссии, достигаются не одновременно по всем направлениям, а прежде всего в приосевой области, где плотность тока максимальна. Зависимость времени перехода от устойчивой к неустойчивой эмиссии от плотности электронного тока на оси пучка приведена на рис. 5.8.

В стадии неустойчивой эмиссии обнаружен ряд других интересных эффектов: ускорение до больших энергий положительных ионов в сторону анода [13]; формирование узких электронных струй с плотностью тока, в 5—10 раз превышающей среднюю [8, 13]; изменение характера эрозии катода [8, 14]; появление новых КФ под плазмой [15] и т. д. Короп и Плюто [13] показали, что в режиме неустойчивой эмиссии плазмы КФ заряжается до высокого положительного потенциала. Ими были зарегистрированы положительные ионы, движущиеся из катодной плазмы к аноду с энергией, сравнимой и превышающей разность потенциалов на диоде. Авторы [10, 13] заключили, что в неустойчивом режиме протекания тока потенциал катодной плазмы периодически повышается до величины, сравнимой с потенциалом анода. Высказывалось также предположение о возможности существования разрывов в плазме КФ с высоким падением потенциала [16]. Однако непосредственных измерений распре-

деления потенциала в плазме КФ в устойчивом и неустойчивом режимах не было проведено. В связи с этим с помощью зонда был измерен потенциал плазмы КФ на различных расстояниях от эмиссионного центра и сопоставлен с осциллограммами тока в промежутке [17]. Для этого катодный узел был сконструирован так, чтобы его индуктивность не превышала 10^{-9} Гн [8]. Возбуждение ВЭЭ осуществлялось путем подачи на подпитывающий электрод импульса напряжения с амплитудой 30 кВ, током 5 кА и длительностью 5 нс. Поджигающий электрод состоял из медной проволоочки диаметром 0,1 мм, удаленной от кромки катода на 10^{-3} см. Анализ осциллограмм тока с зонда позволил установить, что потенциал плазмы КФ, по крайней мере на расстояниях 0,2—1 мм от места возникновения эктона, на которых устанавливается зонд, не превышает 50 В и существенно не изменяется в моменты колебаний тока в диоде. Таким образом, катодное падение потенциала U_k составляет не более 50 В, т. е. находится на уровне, характерном для вакуумной дуги. Проводимость между катодом и плазмой факела велика как в устойчивой, так и в неустойчивой фазе протекания тока в диоде. Эмиссионные свойства катода обеспечивают скорость нарастания тока $di/dt \approx 10^{10}$ А/с без значительного повышения потенциала U_k . Следовательно, возбуждение колебаний тока в высоковольтном диоде, работающем в режиме ВЭЭ, не связано с резким ростом потенциала U_k до значения, сравнимого с приложенным к промежутку напряжением. Поэтому было высказано предположение [17], что появление выбросов тока вызвано процессами, развивающимися в периферийных областях плазмы КФ, из которых происходит эмиссия электронов на анод.

В дальнейшем с помощью зонда был измерен потенциал в плазме КФ на расстояниях $l > 1$ мм ($d = 5-10$ мм), т. е. на периферии катодной плазмы [17, 18]. Измерения показали, что моментам появления выбросов тока соответствует повышение потенциала периферийных слоев плазмы КФ до нескольких киловольт. Таким образом, подтвердилось предположение [16], что в расширяющейся плазме КФ возникают разрывы с большим падением напряжения, в результате чего диод превращается в триод с сеткой — плазменным форсгустком, находящимся под большим положительным потенциалом по отношению к той части КФ, которая непосредственно примыкает к катоду. Очевидно, что такая система обладает значительно большей токопропускной способностью по сравнению с диодом.

Авторы [9] выдвинули предположение, что одной из причин колебания потенциала плазмы и неустойчивости тока ВЭЭ является неравномерность поступления материала катода в плазму КФ. Для проверки этого факта проведены эксперименты с созданием искусственной неоднородности в поступлении материала катода в плазму КФ, убедительно подтвердившие выдвинутую гипотезу. По мнению авторов [9], возникновение всплесков:

тока в обычных условиях происходит следующим образом. После того как ток, отбираемый из плазмы, сравнялся с тепловым током, скорость движения границы КФ становится меньше v_{κ} . Если материал катода поступает в плазму КФ неравномерно, то появляются сгустки плазмы высокой концентрации, которые догоняют приторможенную эмиссионную границу. Когда очередной плотный сгусток подходит к эмиссионной границе факела, насыщение нарушается, ток начинает быстро расти. Позади сгустка остается более редкая плазма, и если она окажется неспособна пропустить отбираемый ток, прежде чем область сгустка с максимальной концентрацией перейдет в насыщение, то возникнет разрыв в плазме с большим падением потенциала. Весь этот процесс отражается на осциллограмме тока в виде выброса, причем его амплитуда больше, чем это следует из закона «степени $3/2$ ». Если же сгусток оказывается «размытым» в пространстве, то разрыв в плазме не образуется и амплитуда выброса тока не будет превышать значение тока, определяемое законом «степени $3/2$ ». Появление первого выброса на осциллограмме тока должно повлечь за собой серию последующих выбросов, поскольку каждый из них сопровождается поступлением в КФ дополнительной порции плазмы, определяющей очередное равномерное распределение концентрации по радиусу.

По мнению авторов [9], возникновение первого выброса тока происходит случайно. Однако вследствие циклического характера процессов ВЭЭ (см. § 7.5) образование первого и последующих сгустков плазмы понятно и обоснованно. Интенсивный выброс плазмы на катоде всегда имеет место, т. е. ВЭЭ включает появление и исчезновение циклов взрыва. Следовательно, к фронту расширяющегося катодного факела всегда будут двигаться сгустки более плотной плазмы, имеющей временной масштаб порядка 10^{-9} — 10^{-8} с, а пространственный не более 10^{-2} см.

Поскольку ВЭЭ по своей природе происходит не непрерывно, а отдельными порциями, эктоны появляются, исчезают, а затем дают начало новым эктонам. Место, из которого эмиттируется ток, постоянно меняется. Причем одновременно существует много эктонов, но каждый из них испускает только порцию электронов. Количество их в порции определится из соотношения

$$N_0 = \tau_3 i / e, \quad (5.7)$$

где τ_3 — время эктонного цикла; i — ток ВЭЭ, испускаемый эктоном; e — заряд электрона. Если $i \approx 2$ А, $\tau_3 = 10^{-8}$ с, то $N_0 \approx 10^{11}$ электронов. По нашему мнению, такое порционное поступление электронов из катода в процессе ВЭЭ тоже влияет на характер протекания тока, как и порционное поступление массы металла. Порционность поступления электронов обуславливает, по-видимому, и появление аномальных электронов и ионов в процессе ВЭЭ.

5.2.2. АНОМАЛЬНЫЕ ИОНЫ И ЭЛЕКТРОНЫ

Как мы уже говорили, одновременно с выбросом тока ВЭЭ возникают кратковременные всплески плотности тока в локальных областях анода, свидетельствующие о формировании плотных электронных струй, а также ускоренные в сторону анода быстрые ионы с максимальной энергией, превышающей энергию, соответствующую приложенному напряжению [13, 19]. Исследования ионов проводились в диоде с острым катодом (С, Al, Cu, Mo, Ag, W) и плоским анодом при напряжениях 10^{-4} — 10^{-5} В. Структура электронного пучка и колебания тока исследовались с помощью автографов и коллекторов, расположенных за отверстием в аноде. Ионные потоки регистрировались масс-спектрографом Томпсона с электронно-оптическим регистратором, имеющим в 10^4 раз более высокую чувствительность, чем фотографический регистратор. Спектрограф устанавливался как вдоль, так и перпендикулярно к оси диода.

Эксперименты показали [20], что быстрые ионы появляются только при наличии всплесков тока на коллекторе. Зарегистрированы ионы H^+ , C^{+3} , O^+ , CO_2^{+2} , CO^+ и т. д. [20]. Отношение напряжения, соответствующего максимальной энергии ионов, к напряжению на диоде достигает 2—3. Эта энергия не зависит от массы ионов и в большинстве импульсов пропорциональна кратности заряда. Энергетический спектр ионов, регистрируемый за один импульс, достаточно узок и составляет десятки процентов. Число быстрых ионов в струях достигает 10^7 , а поперечный размер струи — менее 100 мкм.

Таким образом, исследования [13, 19—21] показали, что условия для возникновения быстрых ионов создаются в самой прикатодной плазме, а не в области объемного заряда электронного пучка. Временная корреляция появления в диоде электронных и ионных микропучков, а также совпадение по порядку величины их поперечных размеров указывают на связь между этими пучками. Однако механизм ускорения быстрых ионов в настоящее время не установлен.

В энергетическом спектре электронного пучка наблюдаются также быстрые электроны, энергия которых соответствует напряжению, превышающему в 2—3 раза приложенное [22]. Заряд, переносимый ими, составляет не более 1 % полного разряда пучка. Наличие быстрых электронов было отмечено также в [21].

§ 5.3. РЕЖИМ НАСЫЩЕНИЯ ТОКА ВЭЭ

5.3.1. ПОВЕДЕНИЕ ВЭЭ В РЕЖИМЕ НАСЫЩЕНИЯ

При расширении катодной плазмы электронный ток, отбираемый из катодного факела, в некоторый момент станет равен тепловому току плазмы. В этом случае виртуальный катод исчезнет, а граница катодной плазмы начнет тормозиться.

Исследование тока ВЭЭ в режиме насыщения проводилось при использовании ступенчатого импульса [8, 23, 24]. Напряжение первой ступени обозначим U_1 , второй U_2 . Амплитуда и длительность каждой ступени задавались независимо друг от друга. Амплитуда первой ступени регулировалась в пределах $U_1 = 10\text{—}35$ кВ. Высокое напряжение первой ступени необходимо для того, чтобы обеспечить большой автоэлектронный ток с острия для осуществления взрывной эмиссии. В каждом конкретном случае напряжение U устанавливалось таким, чтобы задержка появления КФ была не более 10^{-9} с. Длительность первой ступени не превышала 10^{-7} с. Амплитуда второй ступени составляла $U = 0,5\text{—}6$ кВ при длительности импульса до $2 \cdot 10^{-6}$ с.

Эксперименты показали, что при фиксированной амплитуде первой ступени U_1 для появления тока во второй ступени необходимо, чтобы амплитуда последней была не ниже некоторого значения. Исследование осциллограмм тока ВЭЭ показало, что на первой ступени напряжения протекает ток, соответствующий напряжению U_1 . За этим импульсом следует стадия роста тока ВЭЭ, соответствующая низковольтной ступени U_2 . Продолжительность этой стадии зависит от длины промежутка d и напряжения U_2 . Например, при $d = 2$ см, $U_2 = 3$ кВ она составляет 400 нс, а амплитуда тока $i_2 = 2$ А. В дальнейшем, как правило, ток остается почти неизменным, а потом в зависимости от амплитуды или оборвется, или будет снова возрастать.

Полученные экспериментальные результаты можно интерпретировать следующим образом. На первой ступени импульса напряжения возникает ВЭЭ, развивающаяся обычным образом. После прекращения первой ступени плазма КФ продолжает расширяться с прежней скоростью $\sim 2 \cdot 10^6$ см/с, что обуславливает рост тока в течение примерно 400 нс. Затем расширение катодной плазмы замедляется и практически прекращается. При этом ток ВЭЭ будет иметь квазистационарный характер. В этом случае взрыво-эмиссионный источник ведет себя аналогично плазменному источнику электронов, работающему в режиме стационарного отбора тока, у которого плазма, эмиттирующая электроны, имеет практически неизменную во времени конфигурацию, обусловленную величиной отбираемого электронного тока.

Возрастание тока после квазистационарной фазы обусловлено разрядом в среде газа, десорбированного с анода при его бомбардировке электронами ВЭЭ. Установлено, что в этом случае коэффициент десорбции составляет 1—10 атомов на электрон.

Метод исследования ВЭЭ при помощи двухступенчатого импульса напряжения можно использовать для диагностики периферийных слоев плазмы. Действительно, так как в режиме насыщения ток ВЭЭ равен тепловому току плазмы, то плотность

тока ее периферийных слоев в режиме насыщения определится из соотношения

$$n \approx \frac{i}{\pi e (v t_n)^2 v_e}, \quad (5.8)$$

где t_n — время достижения насыщения; v_e — скорость электронов в плазме; i — ток ВЭЭ в режиме насыщения; e — заряд электрона. Предполагая, что температура электронов плазмы T_e меняется значительно медленнее, чем концентрация, можно, зная ток i , время t_n , а также скорость $v_e \sim (T_e)^{1/2}$, найти плотность периферийных слоев плазмы n . Например, при конфигурации промежутка острый катод — плоский анод при плотности тока $1-10$ А/см² концентрация периферийных слоев катодной плазмы составляет соответственно 10^9-10^{11} см⁻³.

5.3.2. ПОРОГОВЫЙ ТОК ВЭЭ

Особый интерес представляют случаи самопроизвольного обрыва ВЭЭ. Ток, при котором прекращается ВЭЭ, называется пороговым. При одном и том же токе время существования ВЭЭ имеет большой статистический разброс. Качественно наличие порогового тока объясняется достаточно просто. Процессы отбора тока электронов при ВЭЭ и генерации катодной плазмы взаимосвязаны. Чем меньше отбираемый ток, тем ниже плотность тока в эмиссионном центре на катоде, тем слабее разогревается эмиссионный центр, следовательно, слабее будет генерироваться плазма и ниже будет ее концентрация в окрестностях кратера.

Для исследования пороговых токов ВЭЭ [24] использовалась методика со ступенчатым напряжением, аналогичная описанной. Катод изготавливался из медной или никелевой проволоки диаметром 80 мкм, анод был плоским, диаметром 5 см. Амплитуда первой ступени составляла $U_1=35$ кВ, длительность $t_1=10, 100$ и 300 нс. Амплитуда второй ступени U_2 регулировалась в пределах 0—4 кВ с интервалом 200 В. Длительность ее равнялась ~ 1 мкс.

При любой из указанных длительностей первой ступени импульса напряжения диапазон изменения U_2 может быть подразделен на два характерных интервала. При одном из них отбор тока из факела всегда прекращался одновременно с окончанием первой ступени импульса напряжения, а при втором, после спада тока в диоде от первой ступени напряжения, рост тока возобновлялся и продолжался вплоть до установления дугового разряда в диоде. Эти два интервала были разделены небольшим интервалом промежуточных напряжений U_2 , в пределах которого возможен обрыв тока или его возрастание. Типичные осциллограммы этих вариантов приведены на рис. 5.9. Вначале виден импульс тока от первой высоковольтной ступени напряжения.

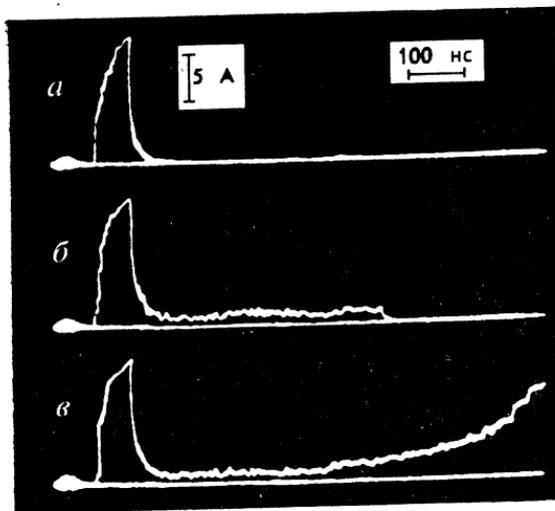


Рис. 5.9. Осциллограммы минимального порогового тока взрывной эмиссии электронов.

Пояснение см. в тексте

При одном и том же значении U_2 ток ВЭЭ в низковольтной ступени может вообще отсутствовать (рис. 5.9, а), обрываться после более или менее продолжительной эмиссии (рис. 5.9, б) либо необратимо возрастать (рис. 5.9, в)

до величины, ограничиваемой только сопротивлением внешней цепи за счет разряда в газе, десорбированном с анода. Характерно, что необратимому росту тока или его обрыву всегда предшествует стадия тока ВЭЭ на почти постоянном уровне. Время обрыва составляет порядка 10^{-9} с.

Иногда через некоторое время после самопроизвольного обрыва отбор тока возобновляется и в этом случае сопровождается его быстрым возрастанием до значения, в 2—3 раза большего, чем ток, который должен иметь место при непрерывной эмиссии электронов. Подобный эффект получен в условиях принудительного обрыва тока во время паузы между двумя последовательными импульсами напряжения (эффект двойного импульса) [25]. Однако в [24] из-за того, что во время паузы тока напряжение на промежутке также отсутствовало, было неясно, чем в действительности обусловлен этот эффект — кратковременным отсутствием электрического поля в диоде или кратковременным прекращением отбора тока из катодного факела. Из рассматриваемых результатов следует, что этот эффект обусловлен кратковременным прекращением отбора тока из КФ и, следовательно, кратковременным прекращением поступления металла катода в КФ. Подробнее исследование эффекта двойного импульса будет дано ниже (см. раздел 5.4.3).

При неизменных контролируемых условиях эксперимента пороговый ток $i_{п}$ и время до обрыва t_0 меняются от импульса к импульсу. Однако среднее время t_0 увеличивается с ростом $i_{п}$. Для медного катода, например, при $i_{п}=1$ А время $t_0=7,5 \cdot 10^{-8}$ с, а при $i_{п}=1,5$ А $t_0=2,7 \cdot 10^{-7}$. Для медного катода увеличение длительности первой высоковольтной ступени t_1 от 10^{-8} до $3 \cdot 10^{-7}$ с сопровождается возрастанием $i_{п}$ от 0,4 до 1 А при $t_0=7,5 \cdot 10^{-8}$ с. Для никелевого катода при том же времени обрыва

ва $i_{п} = 0,3 - 1$ А. Необходимо иметь в виду, что время t_0 не является длительностью цикла эктона. Это время включает в себя много циклов возникновения и исчезновения эктона.

Известно, что пороговые токи существуют также и в дугах. В условиях стационарного горения дуги в вакууме И. Г. Касеев [26] получил эмпирическую формулу для порогового тока

$$i_{п} \sim T_{к} \lambda^{1/2}, \quad (5.9)$$

где $T_{к}$ — температура кипения, К; λ — теплопроводность материала катода. Этот факт свидетельствует о глубокой общности процессов на катоде при ВЭЭ и дуговом разряде.

§ 5.4. УПРАВЛЕНИЕ ТОКОМ ВЭЭ

5.4.1. УПРАВЛЕНИЕ МОМЕНТОМ ПОЯВЛЕНИЯ ТОКА

Выше мы рассмотрели диоды, в которых ток электронов начинает эмиттироваться только после приложения к ним напряжения. Управлять моментом появления эмиссии электронов в таких источниках невозможно, поскольку напряжение, возбуждающее эмиссию, является в то же время и ускоряющим. В некоторых случаях желательно эти две функции разделить. Во-первых, это позволяет, как будет показано ниже, регулировать в широком интервале величину тока электронов в диоде за счет сдвига моментов появления импульсов управляющего и ускоряющего напряжений. Во-вторых, в диоде с управляемым источником, используемым в ускорителе электронов, в принципе возможно совмещение роли источника электронов и быстродействующего коммутирующего элемента. И, наконец, в-третьих, такие диоды позволяют иметь более однородный по сечению электронный пучок, чем в неуправляемых источниках.

Управляемые плазменные диоды известны давно (см. обзор работ в [27—29]). В качестве источников плазмы в них обычно используется разряд в вакууме между катодом и вспомогательным электродом при приложении управляющего импульса. В вакууме образуется канал, и вытягивание электронов идет с малого участка поверхности, занятого таким каналом. При этом ток электронов составляет только некоторую долю тока канала. В [28] наблюдалась интенсивная эмиссия электронов из плазмы незавершенного разряда по диэлектрику в вакууме. С учетом этого факта был предложен управляемый источник электронов, в котором использовалось большое число незавершенных разрядов по поверхности диэлектрика с большой диэлектрической проницаемостью [30].

Управлять моментом появления тока ВЭЭ можно и другими методами. Например, используя плазменный источник, из которого плазма поступает на катод, можно стимулировать ВЭЭ.

Можно использовать катод с встроенным поджигающим электродом (система типа тригатрона). В этом случае импульсом напряжения с малой амплитудой можно возбуждать ВЭЭ, которая затем будет поддерживаться основным напряжением. Этот же эффект достигается при возбуждении ВЭЭ путем воздействия лучом лазера на поверхность катода.

5.4.2. УПРАВЛЕНИЕ ТОКОМ ВЭЭ ПУТЕМ ИЗМЕНЕНИЯ СВОЙСТВ ПЛАЗМЫ

Рассмотрим вначале диоды с металлодиэлектрическим катодом (см. рис. 2.9). В таком диоде с одиночным острым катодом ток электронов определяется из формулы (5.2) путем замены в числителе скорости v_k на v_d — скорость расширения плазмы на поверхности диэлектрика. Известно, что для керамики из титана бария $v_d = A \cdot U_p$, причем при положительной полярности острия относительно металлической подложки $A = 4,9 \cdot 10^2$ см/(с·В), а при отрицательной — $2,1 \cdot 10^3$ см/(с·В) [30]. В этом случае

$$i(t) = 37 \cdot 10^{-6} U^{3/2} v_d t / (d - v_{kt} t). \quad (5.10)$$

Следовательно, меняя напряжение U_p между острием и подложкой, можно регулировать скорость v_d и ток ВЭЭ в диоде. Этот эффект подтверждается рис. 5.10.

В работе [9] установлено важное свойство источников типа тригатрона. Оно состоит в возможности управлять током ВЭЭ в процессе его протекания. Это осуществляется следующим образом. Пусть расстояние между катодом и анодом достаточно велико, чтобы иметь ток ВЭЭ, близкий к току насыщения. Если при этом на поджигающий электрод подать кратковременный импульс тока, то через некоторое время произойдет увеличение тока ВЭЭ в основном промежутке диода. Причем этот ток может превышать ток, соответствующий закону «степени 3/2». Данный эффект можно объяснить следующим образом. После насыщения эмиссионная граница КФ движется со скоростью, меньшей чем v_k . При подаче на поджигающий электрод вспомогательного кратковременного импульса тока в катодную плазму впрыскивается дополнительный сгусток плазмы. Со скоростью v_k он будет догонять эмиссионную границу, и, когда подойдет к ней, насыщение будет нарушено и ток электронов возрастет. Позади сгустка будет редкая плазма. Если протяженность и концентрация сгустка таковы, что плазма неспособна пропустить отбираемый ток прежде, чем область сгустка с максимальной концентрацией перейдет в насыщение, то возникнет разрыв с большим падением потенциала. В этом случае диод превратится в триод, в котором роль сетки будет играть плазменный сгусток [9]. Этот процесс проявляется с возникновением на осциллограмме всплеска электронного тока сверх «ленгмюровского»

Рис. 5.10. Зависимость амплитуды тока эмиссии из плазмы разряда в вакуум от величины напряжения на экстракторе при положительной полярности острья.

U_p , кВ: а—1,8; б—2,3; в—2,75; г—3,1

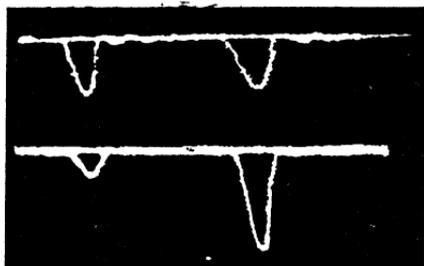
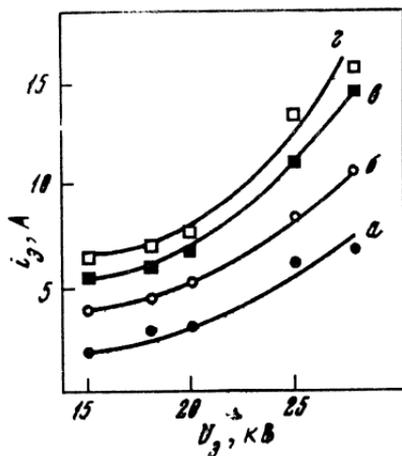
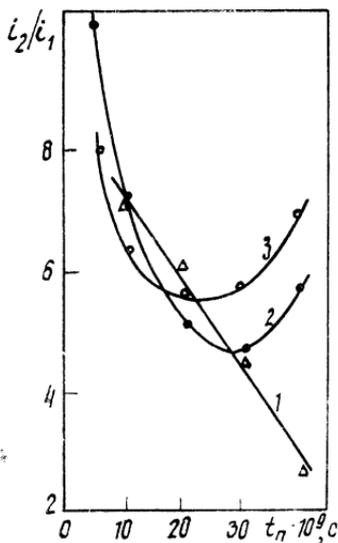


Рис. 5.11. Эффект «двойного импульса» при длительности импульса 5 нс с амплитудой 35 кВ.

Вверху — два почти одинаковых импульса напряжения с интервалом 25 нс; внизу — два импульса тока ВЭД (соответственно 20 и 85 А)

Рис. 5.12. Зависимость i_2/i_1 от интервала между импульсами.

U_0 , В: 1—13,5; 2—20; 3—28



предела. Эксперименты показали, что в случае протяженного сгустка разрыв в плазме не образуется и всплеск отсутствует.

Наконец, еще одна возможность регулировки тока ВЭЭ состоит в опережающей подаче импульса поджига по отношению к импульсу ускоряющего напряжения. В работе [31] получены вольт-амперные характеристики диода ($d=1,4$ см; $S=13,6$ см²), в котором ток ВЭЭ обусловлен только ускоряющим напряжением и при использовании поджигающего импульса, инжектирующего в диод плазму за 400 нс до подачи ускоряющего напряжения. Было показано, что во втором случае возможно более чем десятикратное увеличение тока ВЭЭ. В этом эксперименте использовался катод из сетки, натянутой на диэлектрическую пластинку. Существенное увеличение тока обусловлено уменьшением промежутка анод — катод за счет распространения плазмы в глубь промежутка, а также компенсацией объемного заряда электронов ионами.

5.4.3. ЭФФЕКТ ДВОЙНОГО ИМПУЛЬСА

Эффект двойного импульса, обнаруженный в [31], состоит в следующем. Если на диод, работающий в режиме ВЭЭ, подать два последовательных кратковременных импульса напряжения, то окажется, что во втором импульсе электронный ток будет значительно больше (рис. 5.11, [25]). Детальное исследование этого эффекта проведено [32] в диоде с плоским анодом (медный диск диаметром 12 мм) и острым катодом (Cu, Al, Mo). На диод подавались два импульса напряжения одинаковой полярности с амплитудой 10—30 кВ и длительностью 5 нс. Интервал между концом первого импульса и началом второго изменялся в пределах $t_{\text{п}}=5\text{—}90$ нс. Расстояние d между катодом и анодом изменялось в пределах 0,5—4 мм. Наибольшее значение тока не превышало 100 А.

Отношение тока второго импульса i_2 к току первого i_1 зависит от длительности паузы $t_{\text{п}}$, напряжения и длины промежутка d . При этом ток i_1 остается неизменным, а i_2 растет. Оказалось, что соотношение между i_1 и i_2 обусловлено появлением плазмы на аноде под действием тока ВЭЭ первого импульса. Если плазма не возникает, то отношение i_2/i_1 снижается с ростом $t_{\text{п}}$ (рис. 5.12). При $t_{\text{п}}=90$ нс влияние катодной плазмы предыдущего импульса уже не сказывается из-за ее рассеяния. При малых $t_{\text{п}}$ большое значение i_2/i_1 , по-видимому, обусловлено ростом потенциала периферийного слоя плазмы при повторном действии импульса и переводом диода в режим триода, при котором можно существенно увеличить ток электронов по сравнению с током, определяемым по закону «степени 3/2». При появлении анодной плазмы за счет нагрева и эрозии анода отношение i_2/i_1 при малых $t_{\text{п}}$ снижается, а затем возрастает. При этом в зависимости i_2/i_1 от $t_{\text{п}}$ появляется минимум. При малых паузах

тока отношение i_2/i_1 снова должно уменьшиться, так как при $t_{\text{п}} \Rightarrow 0$ $i_2/i_1 \Rightarrow 1$. По-видимому, этот эффект наблюдался в работе [33] и других исследованиях по сильноточным пучкам с предимпульсом тока.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кассиров Г. М., Месяц Г. А. О механизме пробоя коротких вакуумных промежутков // ЖТФ. 1964. Т. 34, № 8. С. 1476—1481.
2. Бугаев С. П., Искольдский А. М., Месяц Г. А., Проскуровский Д. И. Электронно-оптическое наблюдение инициирования и развития импульсного пробоя короткого вакуумного промежутка // ЖТФ. 1967. Т. 37, № 12. С. 2206—2208.
3. Месяц Г. А., Проскуровский Д. И. Рост тока в искре при импульсном пробое коротких вакуумных промежутков // Изв. вузов. Физика. 1968. № 1. С. 90—94.
4. Месяц Г. А., Проскуровский Д. И. Импульсный электрический разряд в вакууме. Новосибирск: Наука, 1984.
5. Левинтов И. И. Приближенное выражение «закона $3/2$ » для ограниченного катода в равномерном поле // ДАН СССР. 1952. Т. 85, № 6. С. 1247—1250.
6. Месяц Г. А., Литвинов Е. А. О вольтамперной характеристике диода с острым катодом в режиме взрывной эмиссии электронов // Изв. вузов. Физика. 1972. № 8. С. 158—160.
7. Иви Ф. Токи, ограниченные пространственным зарядом // Пробл. современной физики. 1956. № 6. С. 5—103.
8. Литвинов Е. А., Месяц Г. А., Проскуровский Д. И. Автоэмиссионные и взрывоэмиссионные процессы при вакуумных разрядах // УФН. 1983. Т. 139, № 2. С. 265—302.
9. Баженов Г. П., Ладыженский О. Б., Литвинов Е. А., Чесноков С. М. К вопросу о формировании эмиссионной границы плазмы катодного факела при взрывной эмиссии электронов // ЖТФ. 1977. Т. 47, № 10. С. 2086—2091.
10. Короб Е. Д., Плюто А. А. Влияние плазмы на эмиссию острого катода // ЖТФ. 1971. Т. 41, № 15. С. 1055—1057.
11. Проскуровский Д. И., Ротштейн В. П. Определение плотности тока на аноде вакуумного диода с острым катодом, работающим в режиме ВЭЭ // Изв. вузов. Физика. 1973. № 11. С. 142—144.
12. Царев В. М. Расчет и конструирование электронных ламп. М.: Энергия, 1967.
13. Короб Е. Д., Плюто А. А. Ускорение ионов катодного материала при вакуумном пробое // ЖТФ. 1970. Т. 40, № 12. С. 2534—2537.
14. Баженов Г. П., Литвинов Е. А., Месяц Г. А. и др. Поступление металла в катодный факел при ВЭЭ из металлических острий // ЖТФ. 1974. Т. 43, № 6. С. 1255—1261.
15. Баженов Г. П., Бакшт Р. Б., Месяц Г. А. и др. Возникновение на катоде вакуумного диода новых эмиссионных центров, стимулированных плазмой // Теплофизика высоких температур. 1975. Т. 13, № 1. С. 184—186.
16. Plutto A. A., Suladze K. V., Korob E. D., Ryzhkov. On vacuum breakdown mechanism at the stage of cathode side plasma formation // Proc. V ISDEIV. Poznan. Poland. 1972. P. 145—149.
17. Проскуровский Д. И., Пучкарев В. Ф. Образование новых эмиссионных центров на катоде в процессе коммутации электрического тока в вакууме // ЖТФ. 1979. Т. 49, № 12. С. 2611—2618.
18. Баженов Г. П., Ладыженский О. Б., Чесноков С. М., Шпак В. Г. Зондовая диагностика колебаний потенциала плазмы в диоде со взрывной эмиссией // ЖТФ. 1979. Т. 49, № 1. С. 117—124.

19. Плютто А. А. Ускорение положительных ионов в расширяющейся плазме вакуумных искр // ЖЭТФ. 1960. Т. 39, № 6. С. 1589—1592.
20. Плютто А. А. Исследование сильнооточных импульсных пучков заряженных частиц и процесс ускорения ионов в электронном пучке: Дис. ... докт физ.-мат наук. Сухуми, 1969.
21. Бугаев С. П., Литвинов Е. А., Месяц Г. А., Проскуровский Д. И. Взрывная эмиссия электронов // УФН. 1975. Т. 115, № 1. С. 101—120.
22. Павловская А. Г., Кудрявцева А. Г. Трубка с игольчатым автоэмиссионным катодом для получения наносекундных импульсных быстрых электронов // ПТЭ, 1972. № 2. С. 198—201.
23. Баженов Г. П., Месяц Г. А., Чесноков С. М. О замедлении скорости движения эмиссионной границы катодного факела в диоде, работающем в режиме взрывной эмиссии // Радиотехника и электроника. 1975. № 11. С. 2413—2415.
24. Баженов Г. П., Чесноков С. М. О минимальном токе взрывной эмиссии электронов // Изв. вузов. Физика. 1976. № 4. С. 133.
25. Месяц Г. А., Проскуровский Д. И. Взрывная эмиссия электронов из металлических острий // Письма в ЖЭТФ. 1971. Т. 13, вып. 1. С. 7—10.
26. Кесаев И. Г. Катодные процессы электрической дуги. М.: Наука, 1968.
27. Ненакаливаемые катоды / Под ред. М. И. Елинсона. М.: Сов. радио, 1974.
28. Бугаев С. П., Месяц Г. А. Исследование механизма импульсного пробоя по поверхности диэлектрика в вакууме // ЖТФ. 1967. Т. 37, № 10. С. 1855—1860.
29. А. с. № 248091 (СССР). Плазменный импульсный источник заряженных частиц / С. П. Бугаев, Б. М. Ковальчук, Г. А. Месяц. Оpubл. в БИ, 1973 № 45.
30. Бугаев С. П., Месяц Г. А. Эмиссия электронов из плазмы незавершенного разряда по диэлектрику в вакууме // ДАН СССР. 1971. Т. 196, № 2. С. 324—326.
31. Бугаев С. П., Загулов Ф. Я., Ковальчук Б. М., Месяц Г. А. Импульсный источник токов малой длительности // Изв. вузов. Физика. 1968. № 1. С. 145—147.
32. Баженов Г. П., Ротштейн В. П. О влиянии предимпульса на величину тока, отбираемого с катода вакуумного диода, работающего в режиме взрывной эмиссии // Мощные наносекундные импульсные источники ускоренных электронов. Новосибирск, 1974. С. 67—71.
33. Vitkovitsky J. M. Production of intense relativistic electron beams // Proc. 6-th Symp. Technol. Aachen. Germany. 1970. P. 22.

§ 6.1. ПЕРВЫЙ ВЗРЫВ ОСТРИЙНОГО КАТОДА

6.1.1. УСЛОВИЯ ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА

Результаты описанных выше исследований позволили установить, что взрыв происходит вследствие большой концентрации энергии в микрообъеме катода. Одна из ее причин — джоулев разогрев катодных микроострий током АЭЭ. Поскольку процесс ВЭЭ неразрывно связан с расходом вещества катода, изучение закономерностей расхода металла должно дать существенную информацию о явлениях в эмиссионной области на катоде. В связи с этим были проведены детальные исследования эрозии катодов.

Закономерности уноса массы при первом взрыве и многократных взрывах существенно неодинаковы. При первом взрыве можно довольно просто определить размер эмиссионной зоны, поэтому легко изучить энергетический режим работы катода и непосредственно найти плотность тока на катоде. Поэтому изучение закономерностей первого взрыва является модельным при исследовании уноса массы с катода.

Если длительность импульса напряжения больше времени запаздывания взрыва автоэлектронного эмиттера, то вершина последнего разрушается. На вопрос о том, действительно ли разрушение носит взрывной характер, можно ответить, проследив за динамикой процесса эрозии во времени. Наиболее просто ее можно изучить, варьируя длительность импульсов тока ВЭЭ. При этом количество унесенного с эмиттера металла может быть определено путем фотографирования эмиттера до импульса тока и после него [1—3].

Так как при первом взрыве острия металл уносится только с его вершины, то массу поступающего в плазму металла легко измерить при фотографировании острия до функционирования факела и после него [3]. Катодный факел возникал при создании за время $\sim 10^{-9}$ с у вершины острия электрического поля $E \geq 10^8$ В/см. Для этого к вакуумному промежутку, образованному острием и плоским молибденовым анодом, прикладывались одиночные прямоугольные импульсы высокого напряжения амплитудой 20 кВ и фронтом около 1 нс. Длительность импуль-

са $t_{\text{н}}$ составляла 5, 20, 40 и 80 нс. Длина вакуумного промежутка равнялась 2 мм. Для таких условий эксперимента электронный поток, воздействующий на анод, не приводит к разрушению последнего, т. е. исключается перенос материала анода на вершину острия.

В экспериментах использовался генератор одиночных наносекундных импульсов, т. е. повторные импульсы напряжения на вакуумном промежутке отсутствовали. На рис. 6.1 представлены типичные осциллограммы импульсов напряжения, вырабатываемых генератором, и соответствующие им осциллограммы импульсов тока электронов, эмиттированных КФ. Значение тока в каждый момент определяется законом «степени $3/2$ », а его рост обусловлен движением границы эмиссии электронов вследствие расширения факела со скоростью примерно $2 \cdot 10^6$ см/с. При этом ток нарастает со скоростью около 10^9 А/с. Генератор обеспечивал высокую стабильность амплитуды и длительности импульсов напряжения, при этом наблюдалась достаточно хорошая стабильность импульсов электронного тока. Регистрация тока и напряжения осуществлялась при помощи малоиндуктивных низкоомных шунтов и скоростных осциллографов.

Для исследований использовались острия из вольфрама, молибдена и меди, изготовленные методом электрохимического травления по типовым рецептам из проволоки диаметром 0,1—0,4 мм. Они имели радиус вершины $r_{\text{в}} = (1-5) 10^{-5}$ см и полный угол раствора конуса $\theta = 2-40^\circ$. Острия фотографировались в электронном микроскопе с увеличением ~ 1300 . Подсчет унесенного объема металла производился при тщательном совмещении увеличенного профиля одного и того же острия до взрыва и после него. Для уменьшения погрешности измерения уносимого объема металла фотографирование острия проводилось в двух фиксированных взаимно перпендикулярных направлениях. При этом погрешность измерения объема не превышала 30 %.

Эксперименты проводились в металлической вакуумной камере, откачиваемой сорбционным титановым насосом до давления $\sim 5 \cdot 10^{-6}$ Тор. Специальной вакуумно-технологической подготовки, характерной для автоэмиссионных исследований, не проводилось. По-видимому, в этом нет необходимости, поскольку присутствие на острие адсорбированных газов и загрязнений облегчает возникновение ВЭЭ. В нашем случае разрушение острия является необходимым условием возникновения эктона, и присутствие загрязнений лишь способствует стабильному развитию этого процесса уже на фронте импульса напряжения. На рис. 6.2 представлены типичные профили острий из молибдена, полученные до возбуждения импульса тока ВЭЭ и после него. При $t_{\text{н}} = 5, 20, 40$ нс металл уносится, как правило, только с вершины острия, а его боковая поверхность остается нетронутой. Область вершины, примыкающая к месту испарения металла, оплавляется. При $t_{\text{н}} = 80$ нс для острий с углом $\theta > 6-8^\circ$

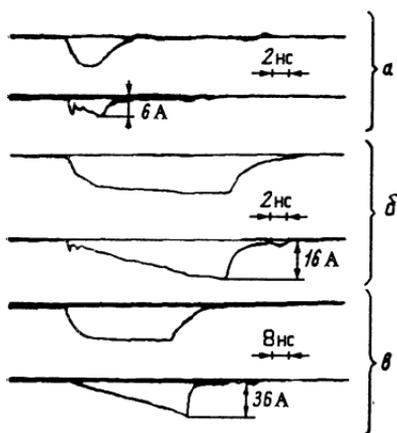


Рис. 6.1. Типичные осциллограммы импульсов напряжения амплитудой 20 кВ и электронного тока.
 $t_{и}$, нс; а—5, б—20, в—40

Рис. 6.2. Профили острий до и после включения тока на время 5 (1), 20 (2) и 40 (3) нс

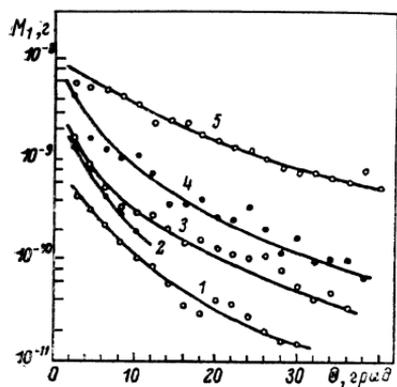
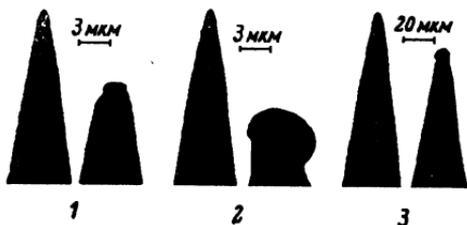


Рис. 6.3. Зависимости унесенной с острия массы металла M_1 от угла конуса острия.

$t_{и}$, нс: 1, 2—5; 3, 4—20; 5—40; 1, 3, 5—Mo; 2, 4—W

наблюдается заметная эрозия боковой поверхности, уменьшающаяся по мере удаления от вершины острия. В растровом электронном микроскопе при $t_{\text{и}}=40$ нс видна оплавленная вершина острия, а на остальной его поверхности нет видимых следов эрозии; при $t_{\text{и}}=80$ нс на боковой поверхности острия появляются микрократеры, свидетельствующие о возникновении новых эктонов.

6.1.2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

В качестве основной экспериментальной зависимости была выбрана зависимость унесенной с вершины острия массы металла M_1 от угла конуса θ . При каждом значении длительности импульса проводились 150—200 измерений. При обработке результатов острия разбивались на группы по углу θ с шагом 2° . Данные по каждой группе острий усреднялись. Графики полученных зависимостей представлены на рис. 6.3. Видно, что увеличение угла θ от 2 до 40° приводит к уменьшению массы M_1 примерно на один-два порядка. Уменьшение значений M_1 с увеличением угла было подтверждено при исследовании эрозии острий из вольфрама. Влияние начального радиуса вершины острия r_s на уносимую массу M_1 не обнаружено. Разброс в значениях массы M_1 и смена материала катода практически не отражаются на осциллограммах электронного тока. По данным рис. 6.3 могут быть построены зависимости массы, уносимой с кончика вершины острия, от длительности импульса. Эти зависимости для трех значений углов представлены на рис. 6.4. Как видно, эрозия вершины острия не ограничивается актом инициирования. С увеличением длительности импульса происходит резкое возрастание массы металла M_1 . Когда на боковой поверхности, прилегающей к вершине острия, возникают дополнительные эктоны, не только существенно уменьшается масса M_1 со временем, но изменяется и характер поражения вершины.

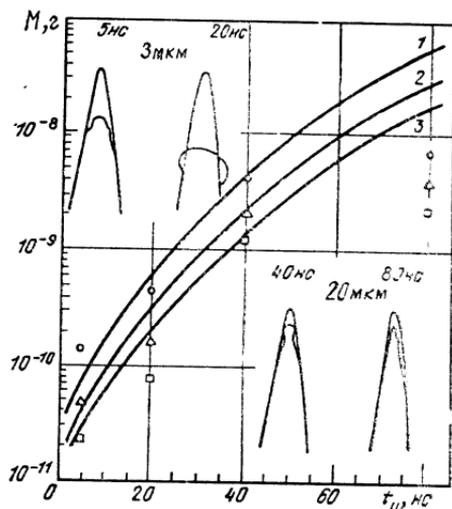
Для получения импульсов тока ВЭЭ микросекундной длительности без перехода в дуговой режим разряда необходимо существенно увеличить межэлектродный зазор d . В наших экспериментах длина промежутка была 3 см. На рис. 6.1 приведены характерные осциллограммы импульсов тока, соответствующие этому случаю. Средняя скорость роста тока составляет примерно $2,5 \cdot 10^7$ А/с для молибденовых острий и около $1,7 \cdot 10^7$ А/с — для медных ($U_0=30$ кВ). Установлено, что в случае эмиттеров из молибдена при углах $\theta \leq 10^\circ$ может наблюдаться как сильная, так и слабая эрозия острия. В табл. 6.1 приведены данные для нескольких острий для случая, когда наблю-

далась значительная эрозия вершины (принято $I = \int_0^{t_{\text{и}}} i^2 dt$). Для острий с $\theta > 10^\circ$ всегда наблюдалась только слабая эрозия.

Рис. 6.4. Зависимость унесенной с вершины молибденового острья массы металла M от длительности импульса тока ВЭЭ, а также профили острий до и после импульса тока ВЭЭ.

$U_0 = 20$ кВ, $d = 0,2$ см.

θ , град: 1—4, 2—8, 3—12; кривые построены по выражению (3.3)



При изучении эрозии медных эмиттеров установлено, что для всех без исключения острий с углами $\theta = 3-7^\circ$ наблюдается существенная эрозия вершины. При этом среднее (из 50 острий) значение массы, удаленной с катода, составило около $2,5 \cdot 10^{-8}$ г. При углах $\theta = 10-20^\circ$ имелись случаи как значительной, так

и слабой эрозии. Увеличение угла θ свыше 20° приводит к резкому уменьшению эрозии вершины острья и возникновению кратеров на его боковой поверхности. Следует также отметить, что характер и степень эрозии острия не отражается заметным образом на осциллограммах электронного тока.

Результаты экспериментов позволяют определить скорость эрозии острий и плотность тока в зоне разрушения. Средняя скорость перемещения границы разрушения $v_\phi = h/t_n$ (h — высота испаренной части острья) в первые наносекунды после возбуждения тока ВЭЭ составляет порядка 10^5 см/с, т. е. сравнима со скоростью звука в металле. Это указывает на взрывообразный характер процесса эрозии. С ростом t_n скорость v_ϕ уменьшается и при $t_n = 1,3$ мкс составляет 10^4 см/с ($\theta < 10^\circ$).

Для случаев, когда ток протекает только через разрушающуюся вершину эмиттера, можно оценить среднюю плотность

Таблица 6.1

Номер острья	Эксперимент			Расчет. $M_1 \cdot 10^8$, г
	θ , град	$I \cdot 10^4$, А \cdot с	$M_1 \cdot 10^8$, г	
1	8	3,8	2,8	3,0
2	8	3,9	2,6	3,0
3	8	7,0	4,0	4,7
4	7	2,7	3,3	2,8
5	7	2,7	1,8	2,8
6	7	5,3	5,4	4,4

тока в области фазового перехода к концу импульса. Оценки для молибдена и вольфрама показали, что плотность тока j падает со временем от $2,7 \cdot 10^8$ ($t_{н}=5$ нс) до $1,1 \cdot 10^8$ А/см² ($t_{н}=40$ нс). При $t_{н}=1,3$ мкс и значительной эрозии острия $j \approx 5 \cdot 10^7$ А/см² (молибден, медь). Найденные значения j указывают на то, что в начальной стадии ВЭЭ плотность тока с острия превышает $3 \cdot 10^8$ А/см².

6.1.3. ДЖОУЛЕВА МОДЕЛЬ УНОСА МАССЫ

Найдем аналитическую связь унесенной с катода массы металла с геометрией катода, протекающим через него током и физическими свойствами материала катода. Предположим, что основной причиной разрушения катода является джоулево выделение тепла при протекании разрядного тока. Применяя уравнение (3.3), переписанное для сферической системы координат, и пренебрегая теплопроводностью, получаем для температуры

$$T = T_0 \exp \frac{\kappa_0 \int_0^t i^2(t) dt}{\Omega^2 \rho c r^4}, \quad (6.1)$$

где $\Omega = 4\pi \sin^2(\theta/4)$ — телесный угол; ρ — плотность; c — удельная теплоемкость; $\kappa_0 = \kappa/T$ (κ — удельное сопротивление); i — ток; T_0 — начальная температура острия.

Из (6.1) можно определить $r_{кр}$, при котором достигается некоторая температура $T_{кр}$, соответствующая разрушению катода:

$$r_{кр} = \left[\frac{\kappa_0 \int_0^t i^2(t) dt}{\Omega^2 \rho c \ln(T_{кр}/T_0)} \right]^{1/4}. \quad (6.2)$$

Из (6.2) можно найти скорость волны разрушения $v_{\Phi} = dr_{кр}/dt$. Если ток со временем нарастает линейно ($i = kt$), то

$$v_{\Phi} = \frac{3}{4} \left[\frac{\kappa_0}{3\Omega^2 \rho c \ln(T_{кр}/T_0)} \right]^{1/4} \frac{k^{1/2}}{t^{1/4}}, \quad (6.3)$$

при постоянном токе ($i = i_0$)

$$v_{\Phi} = \frac{1}{4} \left| \frac{\kappa_0}{\Omega^2 \rho c \ln(T_{кр}/T_0)} \right|^{1/4} \frac{k_0^{1/2}}{t^{3/4}}. \quad (6.4)$$

Напомним, что скорость тепловой волны зависит от времени как $v_{\tau} = \frac{1}{2} \left(\frac{\lambda}{\rho c t} \right)^{1/2}$. Существуют определенные ограничения применимости решения (6.1), связанные с тем, что $v_{\Phi} < v_{\tau}$, и можно пренебречь влиянием теплопроводности не при любых значениях Ω , k и i_0 .

Используя решение (6.1), оценим роль теплопроводности.

Она будет мала, если первый член в уравнении (3.3) будет много меньше второго. Отношение приближенно определяется из формул

$$\eta = \frac{\alpha_T \Omega}{kt^{1/2}} \quad \text{при } i = kt, \quad (6.5)$$

$$\eta = \frac{\sqrt{3} \alpha_T \Omega t^{1/2}}{i_0} \quad \text{при } i = i_0, \quad (6.6)$$

где для молибдена $\alpha_T = 2,2 \cdot 10^2$, для меди $1,6 \cdot 10^6$ А/с^{1/2} при $T_{кр} = 6 \cdot 10^3$ К. Если $\eta < 1$, то теплопроводностью можно пренебречь.

Обращает на себя внимание тот факт, что при постоянном токе роль теплопроводности со временем возрастает, а при нарастающем — снижается. Наибольшее влияние теплопроводности на баланс энергии в последнем случае будет при малых временах. Например, при $k = 10^9$ А/с, $t_n = 2 \cdot 10^{-9}$ с $\eta < 1$ при угле конуса $\theta \leq 30^\circ$ для молибдена и $\theta \leq 12^\circ$ для меди. Таким образом, экспериментальные результаты при углах θ , меньших, чем указанные, могут быть описаны в рамках нестационарного джоулева режима. Масса металла, уносимая с катода к концу импульса, составляет

$$M_1 = \frac{\rho}{6 \sqrt{\pi} \sin(\theta/4)} \left[\frac{\int_0^{t_n} i^2(t) dt}{(c\rho/\alpha_0) \ln(T_{кр}/T_0)} \right]^{3/4}. \quad (6.7)$$

На рис. 6.4 наряду с экспериментальными данными представлены расчетные зависимости $M_1(T_n)$. Для всех длительностей импульсов, исключая $t_n = 80$ нс, вычисленные и экспериментальные значения массы M_1 различаются не более чем в 2 раза. То есть можно констатировать, что вплоть до $t_n = 40$ нс эрозия катода хорошо объясняется джоулевым разогревом области стягивания тока. При $t_n = 80$ нс объем металла, унесенного с кончика вершины, примерно на порядок меньше, чем следует из принятой модели. Это обусловлено возникновением дополнительных эктонов на боковой поверхности.

6.1.4. УНОС МАССЫ И «УДЕЛЬНОЕ ДЕЙСТВИЕ»

Унос массы и «удельное действие» тесно связаны между собой [4]. Действительно, величина, стоящая в знаменателе в квадратных скобках формулы (6.7), является «удельным действием» (см. § 1.1, формулу (1.5) и табл. 1.1) при взрыве цилиндрических проводников:

$$\frac{\rho c}{\alpha_0} \ln \frac{T_{кр}}{T_0} = \int_0^{t_3} j^2 dt = \bar{h}. \quad (6.8)$$

Подставив (6.8) в (6.7), получим

$$M_1 = \frac{\rho}{6 \sqrt{\pi \sin(\theta/4)}} \left[\frac{\int_0^{t_{\text{н}}} i^2(t) dt}{\bar{h}} \right]^{3/4}. \quad (6.9)$$

Из формулы (6.9) следует важный вывод: для двух геометрически одинаковых конических катодов (с одинаковым углом θ), с которых течет одинаковый ток, отношение объемов масс ΔV , уносимых в процессе ВЭЭ, определяется из соотношения

$$\frac{\Delta V_1}{\Delta V_2} = \left(\frac{\bar{h}_2}{\bar{h}_1} \right)^{3/4}. \quad (6.10)$$

Соотношение (6.9) объясняет, почему унос массы из высокотемпературной сверхпроводящей керамики почти на два порядка выше, чем из большинства металлов [5]. Это обусловлено малой величиной удельного действия иттрий-бариевой ВТСП керамики по сравнению с металлами (см. табл. 1.1).

Величина \bar{h} зависит от начальной температуры эмиттера T_0 . Значения, приведенные в табл. 1.1, получены при комнатной температуре $T_0 = 300$ К. Для определения зависимости $\bar{h}(T_0)$ необходимо учесть, что при низких температурах κ имеет гораздо более сложную зависимость от T . Кроме того, необходимо учитывать зависимость теплоемкости c от T . В общем виде величина \bar{h} для цилиндрического проводника записывается так:

$$\bar{h} = \int_{T_0}^{T_{\text{кр}}} \rho \frac{c(T)}{\kappa(T)} dT. \quad (6.11)$$

Для определения зависимости $\bar{h}(T_0)$ удобно интегрирование в (6.11) разбить на два интеграла: первый — от T_0 до $T_{\text{к}} = 300$ К, а второй — от $T_{\text{к}}$ до $T_{\text{кр}}$. В этом случае

$$\bar{h} = \bar{h}_0 \left[1 + \bar{h}_0^{-1} \int_{T_0}^{T_{\text{к}}} \rho (c/\kappa) dt \right], \quad (6.12)$$

где \bar{h}_0 — удельный интеграл действия при комнатной начальной температуре. Величину в скобках мы обозначили через $f(T_0)$ и назвали температурной функцией удельного действия. Зависимости $f(T_0)$ для Nb, Mo, W и иттрий-бариевых ВТСП приведены на рис. 3.14.

Таким образом, расход массы конического эмиттера при прочих условиях однозначно определяется величиной удельного действия металла.

§ 6.2. МНОГОКРАТНЫЕ ВЗРЫВЫ ОСТРИЙ

6.2.1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

По мере взрыва конических острий будет возрастать радиус эмиттера и снижаться масса металла, уносимая в результате одного взрыва. Это снижение при большом числе взрывов может составлять два-три порядка [6]. Оно объясняется тем, что диаметр эмиссионного центра становится много меньше диаметра катода, поэтому в пределе можно считать, что взрывается микроострие на плоском катоде. Размеры этих микроострий таковы, что всегда, регулируя амплитуду импульса напряжения и длину промежутка, можно получить время задержки взрыва меньше, чем длительность фронта импульса.

Методика проведения экспериментов в принципе была аналогична описанной в § 6.1. Для исследований использовались острия не только из вольфрама и молибдена, но также из технически чистых меди, алюминия и никеля. Длительность одиночных прямоугольных импульсов высокого напряжения составляла 5, 10 и 20 нс, амплитуда их регулировалась в пределах 10—40 кВ. Эксперименты проводились при расстояниях между острием и плоским анодом 0,5; 1,0 и 2,0 мм. В этих условиях эктон всегда возникал на фронте импульса напряжения. Изменяя длину вакуумного промежутка, длительность и амплитуду импульса напряжения, удавалось варьировать амплитуду электронного тока в пределах 10—100 А (заметим, что токи такой величины отбираются с одиночных острий в многоостриевых катодах). Эксперименты проводились всегда при условии, чтобы не происходил перенос металла анода на катод. Фотографирование острий производилось, как правило, с помощью просвечивающего микроскопа с увеличением 200. При этом уносимая за один импульс масса металла M_1 оказывалась намного меньше погрешности измерений. Выход был найден в том, что масса M_1 определялась путем графического дифференцирования кривой $M(N)$, характеризующей изменение общей унесенной с острия массы металла M_1 от числа включений тока N . Контроль за поверхностью острий проводился в электронном микроскопе при максимальном электронном увеличении 1300.

На рис. 6.5 показаны профили острий из различных материалов после многократных включений тока. Видно, что результатом функционирования катодных факелов является не только унос металла с вершинной части острий, но и значительное изменение рельефа их боковой поверхности. На вершине острий и вблизи нее имеется большое количество микровыступов. Рост продолжительности функционирования факела сопровождается увеличением вероятности появления микровыступов относительно большого размера. Так, в случае острий из молибдена при длительности импульсов 5 нс чаще всего микровыступы имеют

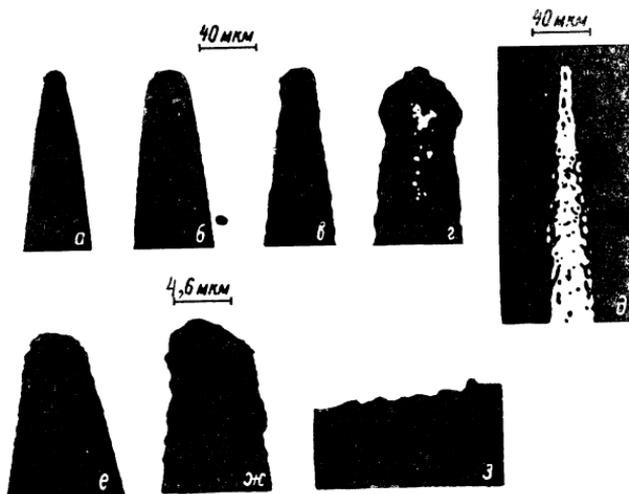


Рис. 6.5. Профили и поверхность острий из различных металлов после многократных включений тока.

a — острие из Mo. $U_0=25$ кВ, $t_{\text{и}}=20$ нс, $d=2.0$ мм; *б*, *в* — Cu, Al, $U_0=30$ кВ, $t_{\text{и}}=5$ нс, $p=1.0$ мм; *г* — Ni, $U_0=$ кВ, $t_{\text{и}}=5$ нс, $d=1.0$ мм; *а-г* — $N=3200$; *г* — боковая поверхность острия из Mo, снятая в отраженном свете, $N=50$; *е* — острие из Mo, $U_0=20$ кВ, $t_{\text{и}}=5$ нс, $d=2.0$ мм; $N=8000$; *ж* — острие из Mo, $U_0=20$ кВ, $t_{\text{и}}=20$ нс, $d=2.0$ мм, $N=1600$; *з* — боковая поверхность острия из Mo, $U_0=20$ кВ, $t_{\text{и}}=20$ нс, $d=2.0$ мм, $N=13000$

высоту и поперечный размер около 0,1—0,3 мкм, в то время как при длительности импульсов 20 нс эти размеры составляют 0,5—0,8 мкм. Довольно редко наблюдаются микровыступы, у которых отношение высоты к основанию превышало бы два. У некоторых микровыступов радиус вершин примерно 10^{-5} см.

Профили алюминиевых острий после ряда включений тока настолько сильно изменяются, что трудно определить массу уносимого металла. Поэтому с алюминиевыми катодами проведено ограниченное число экспериментов, хотя в принципе они работают стабильно. При использовании острий из никеля, как правило, после 1,5—2,0 тыс. включений тока КФ начинает возникать нестабильно. Нестабильности отмечаются тем раньше, чем больше длительность импульса. Это, по-видимому, связано с ухудшением регенерации микровыступов на кончиках никелевых острий. Наиболее устойчиво работают острия, изготовленные из вольфрама, молибдена и меди. С некоторыми образцами проводилось до 15 тыс. включений, это не приводило к заметным изменениям в функционировании факела и в значениях эмиссионного тока.

В качестве основной экспериментально определяемой зависимости была выбрана зависимость общей унесенной с острия массы металла M от числа включений тока N . Типичные зависимо-

Рис. 6.6. Зависимости $M(N)$ для острий из различных металлов при $U_0=30$ кВ и $d=1,0$ мм. 1—Ni, 2,3—Mo, 4—Al, 5—Cu; 1,2, 4— $t_H=5$ нс, $\theta=10^\circ$; 3,5— $t_H=10$ нс, $\theta=24^\circ$

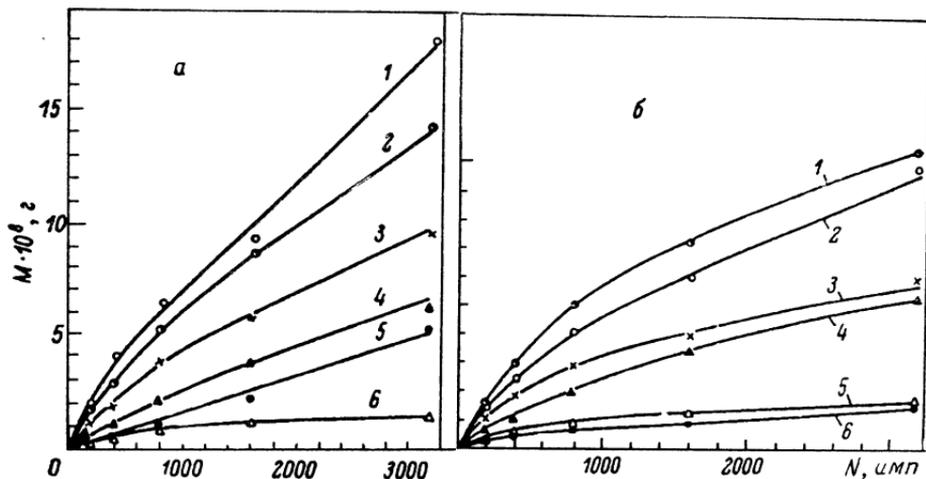
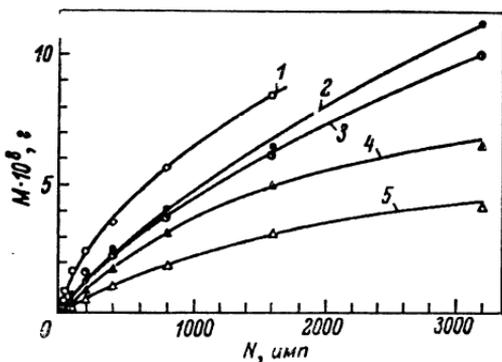


Рис. 6.7. Зависимости $M(N)$ для острий из Mo.

a— $t_H=5$ нс, $U_0=30$ кВ; d , мм: 1—0.5; 2—5—1.0; 6—2.0; θ , град.: 1, 3, 6—11; 2—6; 4—24, 5—30. б— U_0 , кВ: 1—28; 2, 3, 5—30; 4—24; 6—14; t_H , нс: 1, 4, 6—5; 2—20; 3—10; 5—5; θ , град; d , мм, соответственно: 1, 4, 6—6, 10; 2, 3, 5—11; 2.0

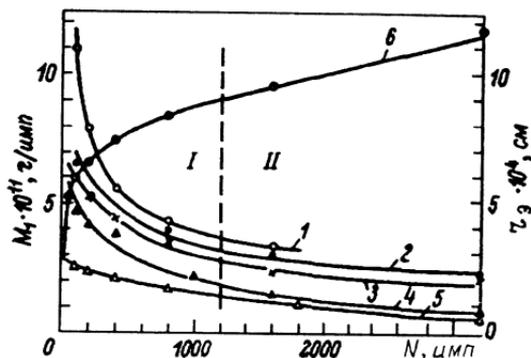


Рис. 6.8. Зависимости $M_1(N)$ для Ni (1), Mo (2, 3), Al (4), Cu (5) (экспериментальные условия те же, что и на рис. 2), а также зависимость $r_0(N)$ для острия из Mo (6) при $U_0=30$ кВ, $d=1,0$ мм, $t_H=5$ нс, $\theta=12^\circ$

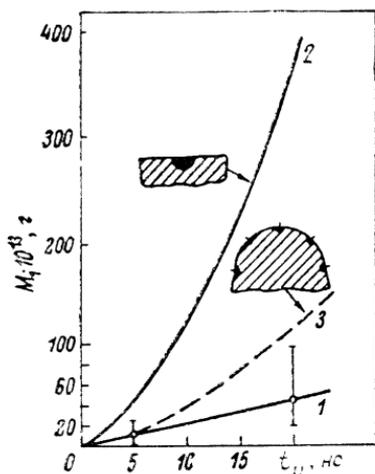


Рис. 6.9. Зависимости $M_1(t_{п})$ для острий из Мо.
1 — эксперимент; 2 — расчет для $n=1$; 3 — расчет для $n=10$

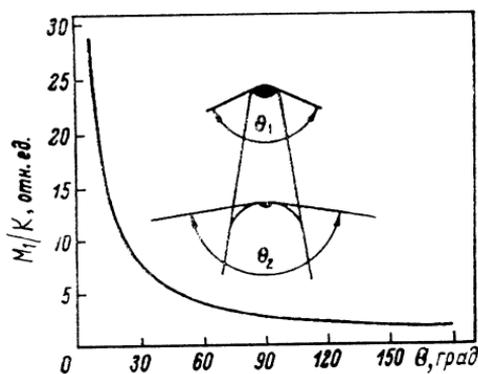


Рис. 6.10. Расчетная зависимость массы M_1 от угла конуса шарового сектора θ , в который вписывается уносимый металл

сти $M(N)$ представлены на рис. 6.6, 6.7. Видно, что всегда нелинейный рост массы зависит от числа включений. Для одного материала острия общая унесенная масса M растет с увеличением амплитуды импульса напряжения U_0 , длительности импульса $t_{п}$ и с уменьшением угла конуса острия θ и длины промежутка d . Кривые $M(N)$ позволяют определить массу M_1 , уносимую за любой из последовательно поданных на острие импульсов, путем графического дифференцирования кривых $M(N)$ в соответствующей точке. На рис. 6.8 представлены зависимости $M_1(N)$ для ряда металлов, а также типичная зависимость радиуса вершины молибденового острия r_3 от числа включений N . На кривых $M_1(N)$ видны две области. В области I при малых N обнаруживается сильная зависимость $M_1(N)$. Для области II характерно меньшее значение M_1 , почти неизменное при дальнейших функционированиях КФ. Замечено, что переход из области I в область II происходит при $r_3=8-12$ мкм. При $r_3>8-12$ мкм масса M_1 слабо зависит от угла конуса и становится более однозначной величиной, характеризующей удельный унос металла для данного материала острия. Это позволяет сравнивать удельный унос для различных металлов и его зависимость от продолжительности функционирования КФ. По значениям M_1 в области II, определенным для разных длительностей импульсов, найдено, что металл поступает в КФ непрерывно с приблизительно постоянной скоростью \dot{M} , зависящей от длины промежутка и приложенного напряжения. Так, для острия из молибдена

при $U_0=30$ кВ скорость \dot{M} уменьшается от $\sim 10^{-2}$ г/с при $d=1,0$ мм до $\sim 10^{-3}$ г/с при $d=2,0$ мм.

Так как описываемые исследования связаны с большим объемом измерений и соответственно со значительными затратами времени, то обычно для получения одного измерения ограничивались использованием данных по трем—пяти остриям. Для повышения достоверности измерений в области II была проведена серия опытов с 25 молибденовыми остриями при неизменных экспериментальных условиях: $U_0=20$ кВ, $d=2,0$ мм, $t_{и}=5$ и 20 нс. В этих же условиях проводились наблюдения за поверхностью острия в электронном микроскопе (см. рис. 6.5). Результаты измерений M_1 представлены на рис. 6.9. Как и в предыдущих экспериментах, оказалось, что металл поступает в плазму со скоростью $M \approx 2 \cdot 10^{-4}$ г/с.

6.2.2. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ОЦЕНКА УНОСИМОЙ МАССЫ

Теперь обратим внимание на объем металла V_1 , уносимого за один импульс. Для всех исследованных металлов в зависимости от условий эксперимента значение V_1 находится в пределах $\sim 10^{-13}$ см³. Предположим, что этот объем удаляется в результате функционирования одного катодного факела за счет джоулева выделения тепла в области стягивания тока. Будем считать, что начальный радиус площадки, через которую электроны поступают в плазму, намного меньше линейного размера a удаляемого объема V_1 . Это позволяет нам воспользоваться выражением (6.7). Уменьшение массы M_1 с числом включений N (см. рис. 6.8) отнесем на счет увеличения угла конуса шарового сектора, в который вписывается уносимый металл, вплоть до $\theta=180^\circ$ (рис. 6.10). Зависимость $M_1=K(\sin \theta/4)^{-1}$ представлена на рис. 6.10, причем

$$K = \frac{1}{6\sqrt{\pi}} (bI)^{3/4}, \quad (6.13)$$

где

$$b = \frac{\rho^{1/3} \kappa_0}{c \ln(T_{кр}/T_0)}, \quad I = \int_0^{t_{и}} i^2(t) dt. \quad (6.14)$$

Ход этой зависимости хорошо повторяет ход зависимости $M_1(N)$ для всех исследованных металлов. С увеличением N масса M_1 уменьшается примерно на один порядок, что хорошо согласуется с данными рис. 6.10. В области II (см. рис. 6.8) радиус кончика острия r_3 более чем на порядок превышает линейный размер удельного объема V_1 ($a \approx 0,4-1,0$ мкм), так как унос металла при $r_3 \approx 8-12$ мкм действительно может быть представлен как удаление с плоской поверхности некоторой полусферы,

обращенной в глубь катода (см. рис. 6.9). При $\theta = 180^\circ$ выражение (6.7) для уносимой массы примет вид

$$M_1 = \frac{1}{3\sqrt{2\pi}} (bI)^{3/4}. \quad (6.15)$$

Подстановка в (6.15) наиболее вероятных значений интеграла I , подсчитанных из осциллограмм электронного тока $i(t)$ ($0,12 \cdot 10^{-6} \text{ A}^2 \cdot \text{с}$ при $t_{\text{н}} = 5 \text{ нс}$ и $3,6 \cdot 10^{-6} \text{ A}^2 \cdot \text{с}$ при $t_{\text{н}} = 20 \text{ нс}$), приводит к зависимости $M_1(t_{\text{н}})$, представленной на рис. 6.9 кривой 2. Таким образом, оказывается, что теоретическое значение M_1 при $t_{\text{н}} = 5 \text{ нс}$ в 3,5, а при $t_{\text{н}} = 20 \text{ нс}$ в 8,5 раза больше экспериментально измеренного. Такой же результат получен из небольших серий экспериментов с остриями из трех металлов. Различие теории и эксперимента можно попытаться объяснить следующим образом. Допустим, что одновременно на кончике острия взрывается не один, а несколько микровыступов, т. е. возникает n эктонов. Тогда ток $i(t)$ распределяется как $i_{\text{н}}(t) = i(t)/n$, и для общей массы

$$M_1 \sim \sum_1^n \left(\frac{I}{n^2} \right)^{3/4} \sim n \frac{I^{3/4}}{n^{3/2}} \sim \frac{I^{3/4}}{\sqrt{n}}, \quad (6.16)$$

т. е. M_1 уменьшается с увеличением числа функционирующих факелов. Взяв, к примеру, $n = 10$, получим зависимость $M_1(t_{\text{н}})$, представленную на рис. 6.9 кривой 3.

Нетрудно видеть, что принятое допущение не является достаточным для объяснения экспериментальных результатов. Разница между теоретическими и экспериментальными значениями M_1 с ростом длительности импульсов увеличивается, и это характерно для всех полученных результатов. Данное различие может быть обусловлено тем, что в процессе функционирования эктонов возникают новые, и это, согласно (6.16), должно приводить к уменьшению скорости поступления металла в плазму.

Кроме того, приведенный расчет является приближенным. Во-первых, за границу уноса металла принималась сферическая поверхность, на которой за время $t_{\text{н}}$ еще достигалась температура плавления $T_{\text{пл}}$. В действительности в факел уносится лишь та часть металла, в которой выделяется энергия порядка удельной теплоты сублимации. Грубые оценки показывают, что такое упрощение задачи завышает оценки уносимый объем примерно на 20%. Во-вторых, необходимо помнить, что в действительности электроны эмиттируются в плазму через площадку конечных размеров, и плотность эмиссионного тока не везде настолько высока, чтобы выделение тепла приводило к испарению металла. Тем не менее расчет позволяет оценивать унос металла в одиночный КФ на штыревом либо плоском катоде. Приведенные эксперименты позволили понять, почему при вакуумном пробое

[7] с помощью методики меченых атомов (точность 10^{-11} г) не удалось обнаружить переноса металла катода на анод. Полученные результаты показывают, что при работе во взрывном режиме не обязательно использовать вольфрамовые острия и изготавливать их строго идентичными. Могут быть использованы Mo, Cu и, по-видимому, другие металлы. С точки зрения простоты технологии изготовления многоострижных катодов и с учетом большой износостойкости, перспективны острия из технической чистой медной проволоки или фольги.

§ 6.3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПЛОТНОСТИ ТОКА НА КАТОДЕ ПРИ ВЭЭ

6.3.1. ПЛОТНОСТЬ ТОКА ПРИ ПЕРВОМ ВЗРЫВЕ

При взрывной эмиссии вопрос о плотности тока на катоде — один из наиболее важных, так как по ней можно судить о механизме эмиссии электронов. На основе исследований эрозии катода оказалось возможным предложить довольно простой способ определения плотности тока [3]. Для острижного катода эта задача решается проще, чем для плоского. При выводе формулы (6.7) мы допускали, что весь электронный ток протекает через непрерывно разрушающуюся вершину острия, хотя плазмой покрыта более значительная часть его боковой поверхности. Соответствие расчетных и экспериментальных значений массы M_1 при углах θ ниже предельных указывает на то, что практически весь ток в этом случае проходит в плазму факела через область фазового перехода, т. е. эмиссионная площадка на катоде имеет размеры намного меньше площади катода, покрытой плазмой. Средняя плотность тока через эту площадку $j = i(t)/\Omega r_{кр}^2(t)$ (Ω — телесный угол), или

$$j = (3\bar{h})^{1/2} t^{-1/2} \text{ при } i = kt, \quad (6.17)$$

$$j = (\bar{h})^{1/2} t^{-1/2} \text{ при } i = i_0. \quad (6.18)$$

Как следует из (6.17) и (6.18), плотность тока j спадает пропорционально $t^{-1/2}$ и слабо зависит от свойств материала катода. Вычисленные по (6.17) значения j хорошо согласуются с полученными экспериментально. Для меди при длительности импульса $t_{и} = 5-100$ нс плотность тока снижается до 10^9-10^8 А/см².

Плотность тока в начальный момент взрыва может быть оценена также из удельного действия металла \bar{h} . По данным табл. 1.1, для меди $\bar{h} = 2,1 \cdot 10^9$ А²см⁻⁴с. Так как в условиях нашего эксперимента время задержки взрыва $t_3 \leq 10^{-9}$, то $j \geq 10^9$ А/см². Таким образом, плотность тока ВЭЭ на катоде уменьшается во времени начиная с величины порядка 10^9 А/см².

6.3.2. ПЛОТНОСТЬ ТОКА НА КОНИЧЕСКОМ МАССИВНОМ КАТОДЕ

Определить плотность тока на массивном катоде, т. е. при радиусе катода много меньше радиуса эктона, сложнее, чем на остром, так как в этом случае нельзя пренебрегать теплопроводностью. Известные методы определения плотности тока в катодном пятне дают заниженные значения искомой величины. Проведенные нами исследования, о которых речь пойдет ниже, позволили предложить иной метод определения плотности тока на массивных катодах, который мы назвали «методом эрозии» [6]. Он основан на том экспериментально установленном факте, что при подаче очередного импульса напряжения эмиссионные центры возникают обычно на полусферической вершине катода, что приводит к ее эрозии. Если используется катод в виде острия, то работа катода сопровождается увеличением радиуса его вершины. В случае цилиндрических эмиттеров это означало бы уменьшение их высоты.

Представим элементарный удаляемый объем металла V_1 в виде шарового сектора с телесным углом Ω , обращенного в глубь катода. Будем полагать также, что унос металла всегда происходит с того же участка поверхности катода, с которого имеет место эмиссия электронов с плотностью тока j . Поскольку неизвестно, возникают ли все эктоны одновременно или увеличение их числа происходит по мере роста тока с катода, то рассмотрим два предельных случая: 1) ток одного эктона не превышает некоторого значения i_1 , а увеличение тока полностью обеспечивается размножением эктонов, т. е. $n = i(t)/i_1$, где n — количество эктонов; 2) на рабочей (полусферической) поверхности катода возникает одновременно n эктонов, а рост тока обеспечивается за счет увеличения последнего в каждом центре: $i_1 = i(t)/n$. Для первого случая общий объем металла, унесенного с катода за один импульс, будет

$$V = nV_1 = \frac{1}{3\Omega^{1/2} n^{1/2}} \left(\frac{i}{j} \right)^{3/2} = \frac{ii_1^{1/2}}{3\Omega^{1/3} j^{3/2}}. \quad (6.19)$$

Однако для острия с малым углом θ этот объем можно представить в следующем виде:

$$V = 2\pi r_3^2 dr_3 / dN. \quad (6.20)$$

Приравняв правые части (6.19) и (6.20), получим

$$r_3 = \left(\frac{ii_1^{1/2}}{2\pi\Omega^{1/2} j^{1/2}} \right)^{1/2} N^{1/3}. \quad (6.21)$$

Для второго случая предположим, что в момент приложения импульса напряжения на катод одновременно возникает n эк-

тонов, причем их количество пропорционально площади вершины эмиттера: $n = 2\pi r_3^2 \Delta$, где Δ — плотность расположения эктонов на поверхности катода, $1/\text{см}^2$. Последующее функционирование эктонов приводит к образованию n кратеров. В этом случае выражение для V принимает вид

$$V = nV_1 = \frac{i^{3/2}}{3(2\pi)^{1/2}\Omega^{1/2}\Delta^{1/2}j^{3/2}r_3}, \quad (6.22)$$

и с учетом (6.20) можно записать

$$r_3 = \left[\frac{2i^{3/2}}{3\pi(2\pi)^{1/2}\Omega^{1/2}\Delta^{1/2}j^{3/2}} \right]^{1/4} N^{1/4}. \quad (6.23)$$

Можно, например, представить единичный удаляемый объем в форме цилиндра, обращенного в глубь катода, через основание которого протекает эмиссионный ток и высота которого увеличивается по мере удаления металла, или в виде микростолбика определенной высоты на поверхности эмиттера. Нетрудно показать, что как при параллельной работе центров, так и в случае их размножения по мере роста тока будем иметь $r_3 \approx N^{1/3}$. Таким образом, задача эксперимента заключалась в том, чтобы найти связь между радиусом вершины r_3 и числом прошедших импульсов тока N для острейшего катода.

Эксперименты проводились с медными эмиттерами в техническом вакууме 10^{-2} Па. На межэлектродный промежуток подавались импульсы напряжения длительностью 1,5 нс ($U_0 = 20$ кВ); 5; 20; 50; 100 и 300 нс ($U_0 = 30$ кВ) с частотой 10—30 Гц. Угол конуса острий $\theta = 5-7^\circ$. Длина межэлектродного промежутка d регулировалась в пределах 3—18 мм, что позволяло варьировать амплитуду тока в диапазоне 1,5—260 А. При каждом значении d и t_n испытывались по пять-семь острий. При построении зависимостей $r_3(N)$ обнаружено, что при одинаковой длительности импульса t_n значения радиусов r_3 , относящиеся к одинаковому числу включений, для всех зазоров d находятся в пределах разброса r_3 , относящихся к данному зазору. При всех t_n разброс в значениях r_3 после 10^3 включений не превышал 10%. Это говорит о том, что, по-видимому, отсутствует существенная связь между изменением радиуса вершины острия и длиной межэлектродного зазора, а выбранная методика измерений не позволяет выявить эту связь. Зависимости $r_3(N)$ для всех длительностей импульсов, построенные после обработки результатов (рис. 6.11), могут быть аппроксимированы выражением

$$r_3 = B \cdot N^\alpha, \quad (6.24)$$

где B и α — константы для данной длительности импульса (табл. 6.2). Сравнивая выражения (6.21) и (6.23) с (6.24) и

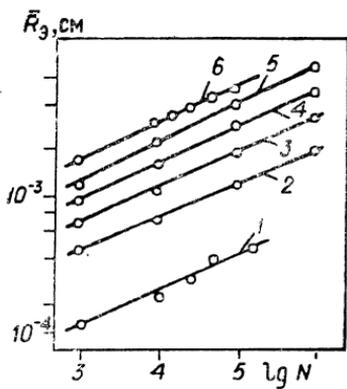


Рис. 6.11. Зависимость $\bar{R}_3(N)$ для медных эмиттеров при различных значениях t_n .
 t_n , нс: 1—1,5; 2—5; 3—20; 4—50; 5—100; 6—300

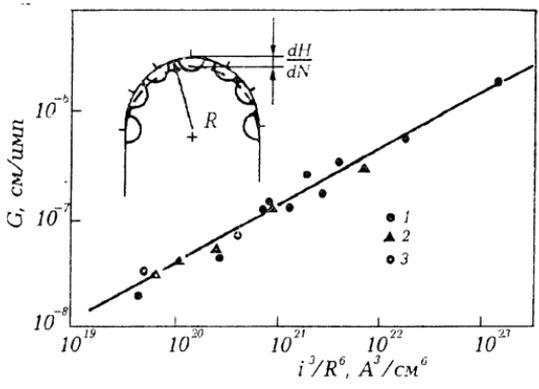


Рис. 6.12. Зависимость функции $G(i^3/R^6)$ при $t_n=50$ нс.
 R , мкм: 1—15, 2—25, 3—40

данные табл. 6.2, можно видеть, что для всех длительностей импульсов значение параметра α близко к 0,25.

Сравнение экспериментальной зависимости (6.24) с (6.23), следующей из рассмотрения чисто геометрической картины эрозии катода, позволяет сделать вывод о том, что эктон представляет собой области стягивания тока, имеющие сферическую геометрию, и что выполняется соотношение (6.21). Кроме того, такое сравнение позволяет заключить, что при неизменной длительности импульса t_n и при соблюдении условия возбуждения ВЭЭ на фронте импульса напряжения произведение $\Delta j^3 \Omega$ в пределах погрешности экспериментальных данных является величиной постоянной. Пользуясь соотношениями (6.23) и (6.24), находим, что $\Delta j^3 \Omega \approx 1,1 \cdot 10^{32} \text{ A}^3 \text{ рад/см}^8$ при $t_n=50$ нс. Теперь можно сделать оценки параметров эмиссионной зоны (табл. 6.3). Очевидно, что угол Ω не может быть больше 2π . Что касается плотности эктонов, то величину $\Delta=10^6 \text{ 1/см}^2$ можно считать наиболее близкой к истинной. Значения такого порядка можно получить путем оценки по снимкам катода в растровом электронном микроскопе (один эктон приходится на площадку $10 \times 10 \text{ мкм}^2$). В таком случае к концу импульса длительностью 50 нс средняя плотность тока на катоде составляет не менее $(3-5) 10^8 \text{ A/см}^2$.

К таким же выводам можно прийти, если провести аналогичные рассуждения и эксперименты с цилиндрическим катодом [8]. В этом случае измеряемой величиной является скорость уменьшения высоты цилиндра с увеличением числа импульсов dH/dN . Рассуждения, аналогичные тем, которые мы использо-

Таблица 6.2

$t_{и}, \text{нс}$	$B \cdot 10^4, \text{см}$	α
1,5	0,3	0,225
5,0	1,0	0,21
20	1,47	0,22
50	1,93	0,23
100	2,4	0,24
300	3,16	0,235

Таблица 6.3

$j \cdot 10^8, \text{А/см}^2$	$\Omega \cdot \Delta, 10^{-4} \text{ср/см}^2$	$\Delta, \text{см}^{-2}$		
		10^5	10^6	10^7
3	415,0	41,5	4,15	0,45
5	90,0	9,0	0,9	0,9
7	32,7	3,27	0,327	0,0327
10	11,2	1,12	0,112	0,0112
20	1,4	0,14	0,014	0,0014

вали при выводе формулы (6.23), приводят к соотношению

$$G = dN/dN = [3\pi(2\pi)^{1/2} \Omega^{1/2} \Delta^{1/2} j^{3/2}]^{-1} (i^3/R^6)^{1/2}, \quad (6.25)$$

где R — радиус цилиндрического катода.

Исследование работы одиночных цилиндрических эмиттеров из меди проводилось с проволочками радиусом 15, 25 и 40 мкм, которые выступали на 1,5 см над катододержателем. На анод подавались импульсы напряжения длительностью 50 нс с частотой 25 Гц. Амплитуда тока менялась в пределах 20—120 А путем изменения длины промежутка от 3 до 18 мм и напряжения от 15 до 33 кВ. Условия подбирались таким образом, чтобы возбуждение ВЭЭ происходило на фронте импульса напряжения и эктоны возникали только на вершинной части эмиттера. Укорочение высоты эмиттера за импульс измерялось как среднее за $5 \cdot 10^4$ — $2 \cdot 10^5$ импульсов тока. На рис. 6.12 представлены результаты испытаний в виде зависимости $G(i^3/R^6)$. Как видно, все экспериментальные точки довольно хорошо ложатся на одну прямую с наклоном 0,5 и могут быть аппроксимированы выражением

$$G = 4 \cdot 10^{-18} (i^3/R^6)^{0,5}. \quad (6.26)$$

Сравнение экспериментальных зависимостей (6.26) и (6.25) показывает, что $\Omega \Delta j^3 \approx 10^{32} \text{А}^3 \cdot \text{рад/см}^8$. Это согласуется с результатами для конического острия.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Mesyats G. A. The role of fast processes in vacuum breakdown // Proc. X Inter. Conf. Phenomena in Ionized Gases. Oxford, 1971. P. 333—365.
2. Месяц Г. А., Проскуровский Д. И. Взрывная эмиссия электронов из металлических острий // Письма в ЖЭТФ. 1971. Т. 13, № 1. С. 7—11.
3. Баженов Г. П., Литвинов Е. А., Месяц Г. А. и др. Поступление металла в катодный факел при взрывной эмиссии электронов из металлических острий. I. Первый взрыв острий с типичной геометрией автоэлектронных эмиттеров // ЖТФ. 1973. Т. 43, № 6. С. 1255—1261.
4. Месяц В. Г. О расходе массы конического эмиттера при взрывной эмиссии электронов // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16, вып. 14. С. 30—33.
5. Месяц В. Г., Шкуратов С. И. Эмиссия электронов из ВТСП в условиях высоких электрических полей: [Препринт № 6]. Свердловск: УрО АН СССР, 1988.
6. Баженов Г. П., Литвинов Е. А., Месяц Г. А. и др. Поступление металла в катодный факел при взрывной эмиссии электронов из металлических острий. II. Многократные включения тока // ЖТФ. 1973. Т. 43, № 6. С. 1262—1268.
7. Бугаев С. П., Месяц Г. А., Проскуровский Д. И. Катодный и анодный факел при импульсном разряде в вакууме в наносекундном диапазоне // ДАН СССР. 1969. Т. 186, № 5. С. 1067—1069.
8. Литвинов Е. А., Месяц Г. А., Проскуровский Д. И., Янкелевич Е. П. К вопросу об энергетическом режиме на катоде при взрывной эмиссии электронов // ЖТФ. 1978. Т. 48, № 3. С. 541—545.

§ 7.1. ПРОЦЕССЫ НА ЭЛЕКТРОДАХ

Исследования, описанные в предыдущих разделах, позволяют прогнозировать в общих чертах, что будет происходить на катоде и аноде в процессе взрывной эмиссии и функционирования эктонов. Микровзрывы на катоде должны оставить следы в виде кратеров, а большая удельная мощность, передаваемая поверхности анода пучком электронов с катода, должна приводить к сильному разрушению анода и переносу его материала на катод. После первых экспериментов по идентификации явления ВЭЭ, включающих электронно-оптическую съемку, измерение тока ВЭЭ, влияния на него поперечного магнитного поля и т. д., возник вопрос об изучении состояния поверхности электродов на различных стадиях ВЭЭ. Наибольший интерес, конечно, представляют процессы на катоде. Если геометрические размеры катода много больше размеров эмиссионного центра, то на катоде после воздействия тока ВЭЭ наблюдаются кратеры. Изучение кратеров дает важные сведения о явлениях, происходящих при взрывной эмиссии. В практическом плане понимание процессов на катоде позволяет создать эффективные условия для функционирования катодов, работающих в режиме ВЭЭ.

При изучении микрорельефа катода использовались следующие методы: 1) непосредственное наблюдение кратеров в растровом электронном микроскопе (РЭМ); 2) изучение свойств микроострий, возникающих в окрестности кратеров; 3) исследование микрокапель, которые вылетают из кратера; 4) изучение циклических процессов на катоде. Основными методами изучения процессов на аноде являются динамика его разогрева и оплавления, а также измерение массы металла, уносимой с анода.

§ 7.2. МИКРОРЕЛЬЕФ КАТОДА

Наблюдение следов эрозии в РЭМ проводилось на гладких электрополированных эмиттерах как после одиночного импульса тока, так и после воздействия многократными импульсами. Большая часть экспериментов проводилась с катодами из меди и молибдена. В опытах с электрополированной по-

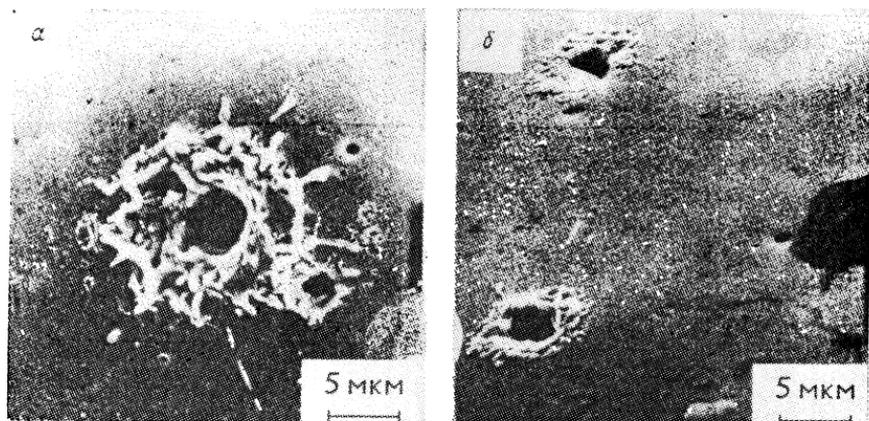


Рис. 7.1. Кратер, свидетельствующий о нескольких взрывах в пределах одного эмиссионного центра (а), и кратеры-зародыши на поверхности катода через $\sim 10^{-8}$ с (б) ($U=30$ кВ, $d=3$ мм)

верхностью катодами служили иглы с углом конуса $20\text{--}30^\circ$ и радиусом вершины $10\text{--}20$ мкм. Каждый такой катод представляет собой макроэлектрод, удобный для наблюдений в РЭМ. Использовалось напряжение $U_0=30$ кВ, а длина промежутка ($d=0,08\text{--}0,8$ см) выбиралась такая, чтобы обеспечить время запаздывания $t_3 \leq 10^{-9}$ с. Длительность импульсов тока регулировалась в пределах $1,5 \cdot 10^{-9} \text{--} 5 \cdot 10^{-6}$ с. При $t_n \leq t_k = d/v_k$ удалось проследить формирование микрорельефа на стадии роста тока ($di/dt = 10^9 \text{--} 10^{10}$ А/с).

Наблюдением установлено, что элементарными следами поражения поверхности катода являются микрократеры. Катодные микрократеры, образуемые за время порядка 10^{-8} с, впервые наблюдались в [1], а затем в [2]. Каждый микрократер образуется в результате вытеснения жидкого металла, окружающего эмиссионный центр ВЭЭ под действием давлений, развиваемых в зоне эмиссии, и последующего его застывания. Оказалось, что по виду, форме и расположению микрократеров на катоде можно получить информацию как о морфологии поверхности, так и о процессах зарождения, функционирования, гибели и перемещения эктонов.

Обстоятельное исследование микрократеров дано в монографии [3]. В зависимости от условий эксперимента меняются вид, плотность расположения и качественный состав микрократеров. Наиболее простой формой микрократеров являются кратеры-«зародыши», т.е. первичные кратеры, от которых начинается процесс ВЭЭ. Как правило, они возникают на дефектах поверхности катода, микровыступах, местах загрязнений катода и т.д. (рис. 7.1). Микрократеры на гладкой поверхности удалось обнаружить начиная с длительности импульсов $t_{ii}=5$ нс. С ростом

последней размеры кратеров увеличиваются до 3—5 мкм. Дальнейшее увеличение длительности импульсов до 100 нс приводит к появлению новых эктонов на краях имеющихся кратеров (рис. 7.2). Видно, что жидкий металл вытесняется неравномерно. Слои расплава, прилегающие к холодной поверхности катода, остывают быстрее и образуют нагроможденные друг на друга наплывы. Они хорошо видны уже при $t_{и}=20$ нс. Например, на рис. 7.1, а, видны три-четыре слоя, наплывших друг на друга на краях кратера. Это свидетельствует о прерывистом характере вытеснения жидкого металла, а также о том, что имело место несколько циклов рождения и гибели эктонов. Из рис. 7.2 следует, что более горячие участки жидкого металла вытягиваются в виде микростолбиков и застывают в процессе удлинения. Микростолбики имеют направление вытягивания, близкое к касательному к поверхности катода. Наиболее длинные из них за счет давления плазмы оказываются лежащими на поверхности катода. На вершинах микростолбиков застывают микрокапли. Результатом отрыва микрокапли от микростолбика является образование микроострия.

Приведенные результаты ставят под сомнение гипотезу о преобладающей роли вытягивания микроострий из жидкого металла под действием поля объемного заряда [3]. Во-первых, высота вытягиваемых острий ($\sim 10^{-4}$ см) на несколько порядков превышает толщину слоя объемного заряда ($\sim 10^{-6}$ см). Во-вторых, если бы микроострия вытягивались только полем объемного заряда, то они располагались бы нормально к поверхности катода. Кроме того, указанные результаты просто объясняют такой хорошо известный экспериментальный факт [4], что при дуговом разряде микрокапли покидают область катодного пятна в направлении, близком к касательному. Однако полностью отрицать вытягивание микроострий из жидкой фазы металла пока нет оснований. Это может иметь место в процессе резкого возрастания потенциала плазмы в неустойчивой фазе ВЭЭ, когда величина электрического поля и толщина слоя объемного заряда резко возрастают.

Анализ микрофотографий (см. рис. 7.1, 7.2) показывает, что эктоны возникают не только на краях кратеров, но и на некотором расстоянии от них. В результате появления новых эктонов происходит увеличение плотности расположения кратеров на вершине и расширение зоны кратерообразования. При $t_{и}=5-20$ нс следы эрозии наблюдаются только на вершинной части катода. Увеличение $t_{и}$ приводит к продвижению границы образования кратеров на боковую поверхность острия. При $t_{и}=5$ мкс ($t_{и} \geq t_{к}$) эта граница находится на расстоянии более 500 мкм от вершины, т.е. скорость ее продвижения составляет $\geq 10^4$ см/с. По оценкам, выполненным при обработке микрофотографий катодов (режим с $di/dt=10^9$ А/с), плотность микрократеров составляет порядка 10^6 см $^{-2}$.

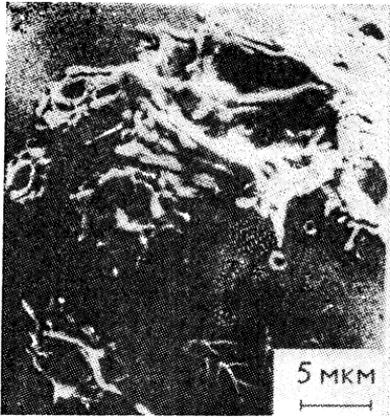


Рис. 7.2. Кратеры на катоде через 10^{-7} с ($U=30$ кВ, $d=3$ мм)

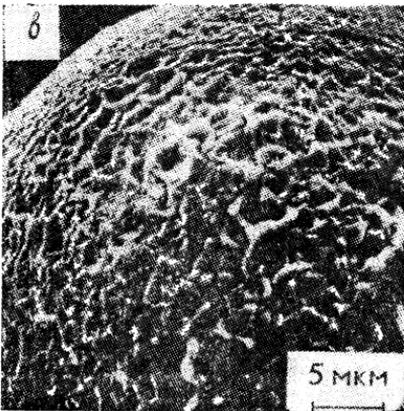
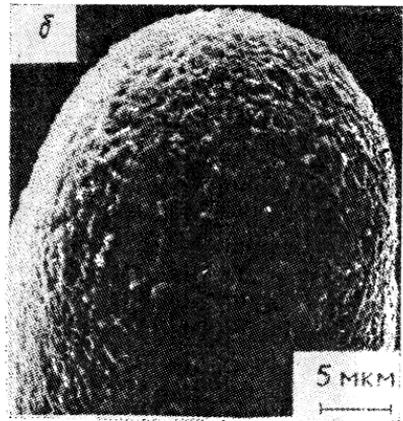
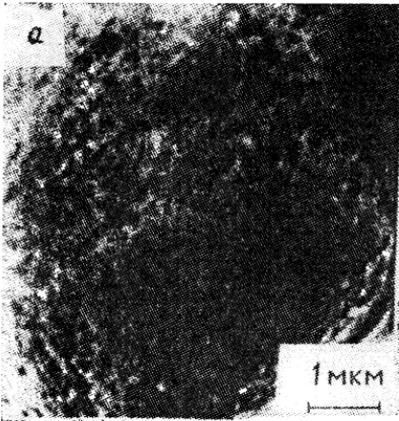


Рис. 7.3. Поверхности медного катода после 10^5 импульсов ($U=30$ кВ, $d=3$ мм).
 $\lambda_{и}$, нс: а - 1,5; б - 5; в - 20

Радиус кратера зависит от тока и времени. По мере уменьшения $t_{и}$ средний диаметр микрократеров уменьшается. Например, при $t_{и} \leq 1,5$ нс поверхность медного катода становится волнистой с характерным размером неоднородности 0,1—0,2 мкм (рис. 7, 3, а), причем не наблюдаются микровыступы с большим отношением высоты к основанию. Этот эффект получил название эффекта полировки [5, 6]. Исследование катодов из титана, никеля, ниобия, алюминия, меди и свинца приводит к выводу об общности характера поражения поверхности катодов, изготовленных из этих материалов. После многократных включений тока микрорельеф катода сформирован наложением большого количества микрократеров на единице поверхности вершины (см. рис. 7.3).

Как показано выше, в процессе ВЭЭ наряду с возникновением кратеров происходит образование микроострий. Исследование свойств этих микроострий [7] производилось при помощи характеристик Фаулера — Нордгейма ($\Phi - Н$) и прямого наблюдения в проекторе Мюллера. При помощи характеристик $\Phi - Н$ можно определить два параметра: коэффициент усиления поля β_E и эффективную площадь эмиссии S_a . При помощи проектора Мюллера можно определить площадь, с которой происходит эмиссия.

Эксперименты осуществлялись при давлении остаточных газов $\leq 10^{-7}$ Па для молибденовых катодов; изменялись амплитуда и длительность импульса. Эксперимент проводился следующим образом. При определенном выбранном постоянном напряжении U фиксировалось положение микроэмиттера по эмиссионному изображению. Факт разрушения эмиттера устанавливался по исчезновению эмиссионной картины после воздействия импульса напряжения. Регенерация микроострия фиксировалась по появлению нового эмиссионного изображения после ВЭЭ при напряжении, меньшем U . Это означает, что новый микроэмиттер должен иметь большее значение β_E , чем предыдущий. В противном случае он не мог быть обнаружен, поскольку для наблюдения новых эмиттеров необходимо напряжение, превышающее U , при котором могли наблюдаться менее эффективные, ранее существовавшие эмиттеры. Поэтому число наблюдающихся новых эмиттеров было нижним пределом числа эмиттеров, возникших реально.

В ходе эксперимента обнаружено, что устойчивая регенерация происходит при напряжении, превышающем некоторое критическое значение. При последовательных включениях тока напряжение каждый раз поднималось ступенчато через 1—2 кВ до пробоя. Обычно амплитуда последующих импульсов напряжения пробоя повышалась, т. е. в этом случае происходило только разрушение микроострий либо вновь возникшие микроэмиттеры были менее эффективны (имели меньшее значение β_E). Когда напряжение достигало определенного уровня, появлялся новый,

более эффективный, эмиттер. Тогда напряжение последующего пробоя уменьшалось, и процесс повторялся.

В режиме регенерации по эмиссионному изображению оценивалось расстояние от взорвавшихся микроострий, на котором возникали новые микроострия. Иногда наблюдались случаи, когда новый микроэмиттер появлялся на обратной стороне цилиндрического катода, т.е. на расстоянии 80 мкм. Обычно же новые микроострия образуются в окрестности первоначального, т.е. в радиусе, по крайней мере, не больше 4—6 мкм.

Влияние длительности импульса на регенерацию микроострий проверялось при напряжении, при котором наблюдается устойчивая регенерация. На рис. 7.4 показан характер изменения постоянного напряжения U , необходимого для получения автоэмиссионного тока $3 \cdot 10^{-8}$ А, в процессе последовательных пробоев для импульсов длительностью 10, 5, 3 нс. Меньшие значения напряжения соответствуют появлению эффективных микроэмиттеров (регенерация). Из рис. 7.4 видно, что если для длительности импульса 10 нс амплитуда напряжения колеблется около некоторого среднего значения, то для длительности 3 нс она растет, т.е. при длительности импульса 3 нс происходит преимущественное разрушение микроострий. В конце такой тренировки (см. рис. 7.4) не удалось получить ВЭЭ при напряжении генератора 60 кВ.

Для длительности импульса $t_{и} = 5$ и 10 нс значение β_E колеблется от 10 до 90 с максимумом 25 (рис. 7.5), при $t_{и} = 3$ нс в пределах 10—60 при максимуме 15. Следовательно, уменьшение длительности импульса ведет к увеличению вероятности генерации микроострий с меньшими значениями β_E , а это свидетельствует о том, что имеет место эффект полировки [5, 6]. Максимум распределения площадок, с которых идет эмиссия при $t_{и} = 10$ нс, приходится на $S_3 = 10^{-11}$ см⁻² (рис. 7.6). Это соответствует радиусам эмиттера $r_3 \approx 3 \cdot 10^{-6}$ см (так как $S_3 \approx r_3^2$) и согласуется с прямыми измерениями радиусов r в проекторе Мюллера.

Значение β_E можно определить не только по характеристикам $\Phi - H$, но и по времени запаздывания взрыва острий. Известно, что если $t_3 \approx 10^{-9}$ с, то локальное электрическое поле на поверхности микроострия составляет $\approx 10^8$ В/см. Тогда, определив макроскопическое электрическое поле E на поверхности острия и доведя время t_3 до 10^{-9} с, получим соотношение $\beta_E \approx 10^8/E$. Измерения, проведенные в [5], показали, что при $t_{и} = 2-100$ нс коэффициент β_E увеличивается от 5 до 40.

Имеющиеся в нашем распоряжении данные по величинам β_E и радиусам микровыступов на катоде r позволяют оценить скорость роста микроострий. Так как высота острия $h \approx \beta_E r$ (см. § 2.2), то скорость его роста равна $v \approx \beta r/t_{и}$. Для $t_{и} = 5$ нс коэффициент усиления $\beta_E \approx 30$, а $r \approx 5 \cdot 10^{-6}$ см. Следовательно, скорость вытягивания острий $v_0 \approx 3 \cdot 10^4$ см/с. Очевидно, пример-

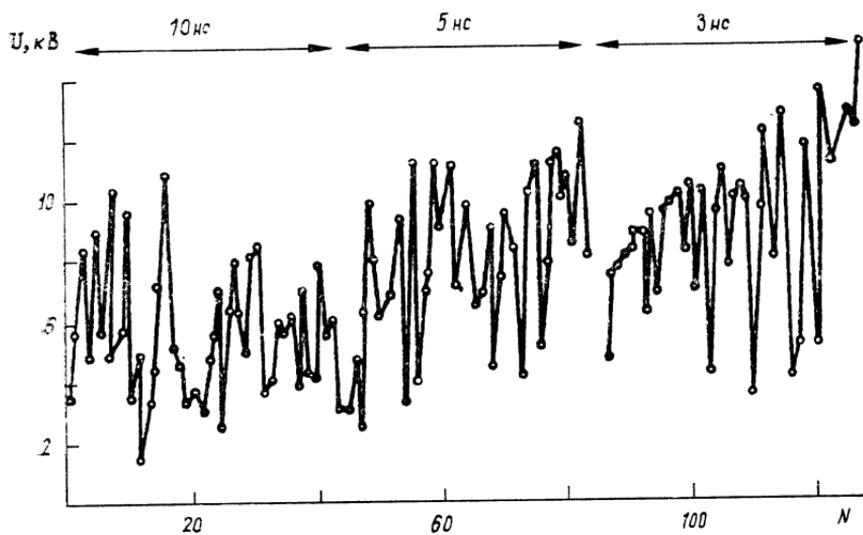


Рис. 7.4. Характер изменения постоянного напряжения на диоде для получения тока автоэлектронной эмиссии $3 \cdot 10^{-8}$ А в зависимости от числа импульсов

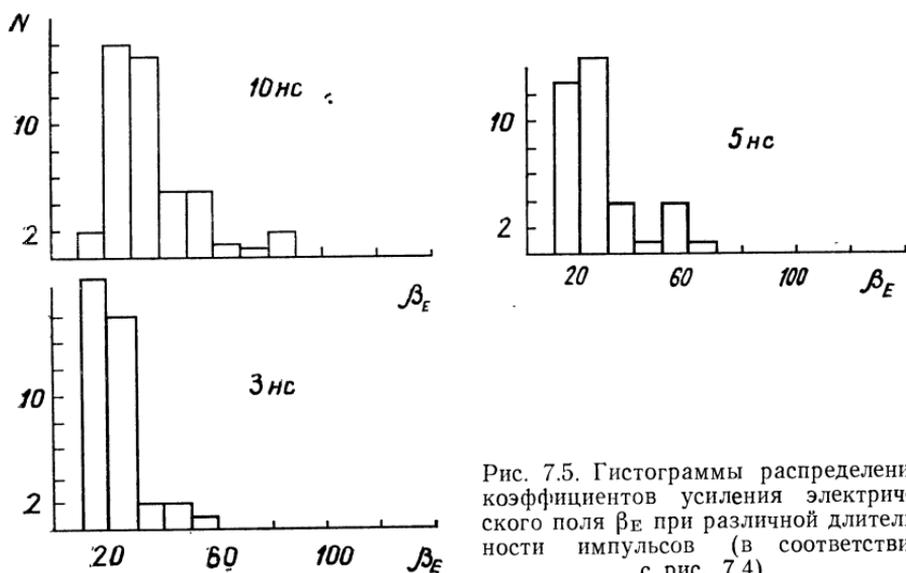


Рис. 7.5. Гистограммы распределения коэффициентов усиления электрического поля β_E при различной длительности импульсов (в соответствии с рис. 7.4)

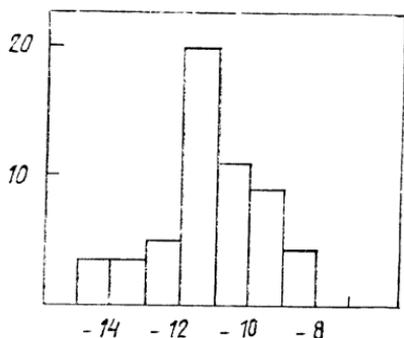


Рис. 7.6. Гистограмма распределения площадей S на поверхности эмиттера, с которых идет эффективная автоэлектронная эмиссия, после пробоев импульсами длительностью 10 нс

но такую же скорость должны иметь микрокапли, отрывающиеся от кончиков острий. Исходя из того, что в катодном пятне вакуумной дуги непрерывно происходят взрывные процессы [3, 8, 9], можно предполагать, что скорости микрокапель, испускаемых эктоном вакуумной дуги и ВЭЭ, должны быть приблизительно одинаковы. Действительно, многочисленные измерения скорости микрокапель, испускаемых катодным пятном дуги, показывают, что для различных металлов максимальные скорости составляют $(1-4) \cdot 10^4$ см/с [3, 10].

§ 7.3. ВЛИЯНИЕ АНОДНЫХ ПРОЦЕССОВ НА МИКРОРЕЛЬЕФ КАТОДА

Исследование микрократеров на катоде, проведенное в предыдущем разделе, не учитывало анодных процессов и их влияния на микрорельеф катода. Это связано с тем, что по условиям эксперимента проявление анодных процессов было исключено. Но мы знаем, что плотность мощности на аноде от тока ВЭЭ может достигать 10^9 Вт/см² в течение 10^{-8} с и более (см. § 4.4). При этом происходят разогрев анода, плавление и испарение, а также появляется анодная плазма. Причем анодные ионы, компенсируя объемный заряд пучка электронов от ВЭЭ, увеличивают ток этого пучка, что приводит к еще большему разогреву анода.

Исследование эрозии производилось с использованием импульсного генератора с коаксиальным накопительным кабелем 75 Ом с напряжением до 50 кВ, фронтом 10^{-9} с и максимальной длительностью импульса до 300 нс [1, 2]. Коаксиальная вакуумная камера устанавливалась последовательно с кабелем и была согласована с ним по волновому сопротивлению, равному 75 Ом. Регистрация напряжения на промежутке и тока, протекающего через него, осуществлялась с помощью емкостных делителей напряжения. Параллельно кабелю с импульсом в вакуумной камере устанавливался срезающий разрядник, в котором регулировалось время запаздывания разряда по

поверхности диэлектрика в вакууме. Длительность среза составляла 1—2 нс. Варьируя время запаздывания разряда по диэлектрику путем изменения длины поверхности разряда, можно не доводить основной зазор до полного пробоя и исследовать эрозию на электродах от предпробойной стадии до полного пробоя. Катод выполнялся из меди, а анод — из молибдена, чтобы лучше наблюдать присутствие последнего на медном катоде. В большинстве опытов катод имел плоскую форму диаметром 44 мм, а анодом служила полусфера диаметром 22 мм. Анод был расположен эксцентрично на 11 мм от оси. Расстояние между электродами устанавливалось с точностью до $5 \cdot 10^{-3}$ мм. Вращая катод вокруг своей оси, можно получать каждый раз в новом месте на плоскости метки от единичных пробоев. Геометрия электродов создавала равномерное электрическое поле в зазоре до 1 мм. Электроды тщательно механически полировались, глубина риска была не более 0,5 мк. Перед установкой в камеру электроды обезжиривались четыреххлористым углеродом, спиртом и просушивались. Перед испытанием электроды не обезжировались и не тренировались.

Электрический пробой зазора происходит за 22—24 нс. Используя срезающий разрядник, удалось исследовать эрозию на электродах от пробоев в незавершенной стадии через 6, 12, 18, 22 и 30 нс. При полной длине зарядного кабеля исследована эрозия после 300 нс. По микрофотографиям, полученным с электродов на металлографическом микроскопе с максимальным увеличением 2000 в косом свете, эрозия и перенос материала с одного электрода на другой обобщены на рис. 7.7.

Вид полированных поверхностей катода и анода до пробоя показан на рис. 7.7, а, б. После прохождения импульса длительностью 6 нс на электродах изменений не обнаружено. Разрешения микроскопа не хватало для обнаружения катодных кратеров, которые к этому времени уже должны появиться. После прохождения импульса длительностью 12 нс на поверхности анода видны образовавшиеся выступы. Высота их 1—1,5 мкм, диаметр 10—15 мкм. На катоде после 12 нс видны следы перенесенных с анода шариков диаметром около 1 мкм и менее. После прохождения импульса длительностью 18 нс на аноде видна проступившая граница кристаллов с расположенными по ней кратерами диаметром около 5 мкм. Общая площадь пятна эрозии примерно $0,1 \text{ мм}^2$. На катоде после 18 нс обнаружены следы перенесенного молибдена на площади около $0,1 \text{ мм}^2$, причем среди шариков диаметром около 1 мкм видны обособленные пятна. После прохождения импульса длительностью 22 нс на аноде имеется оплавление и резко выступают границы кристаллов. На катоде после 22 нс наблюдается пятно диаметром около 0,3 мм, состоящее из частиц молибдена. После 30 нс на аноде видны кратеры диаметром около 10 мкм и менее на площади около $0,3 \text{ мм}^2$ в количестве около 10^4 шт. На катод за это время

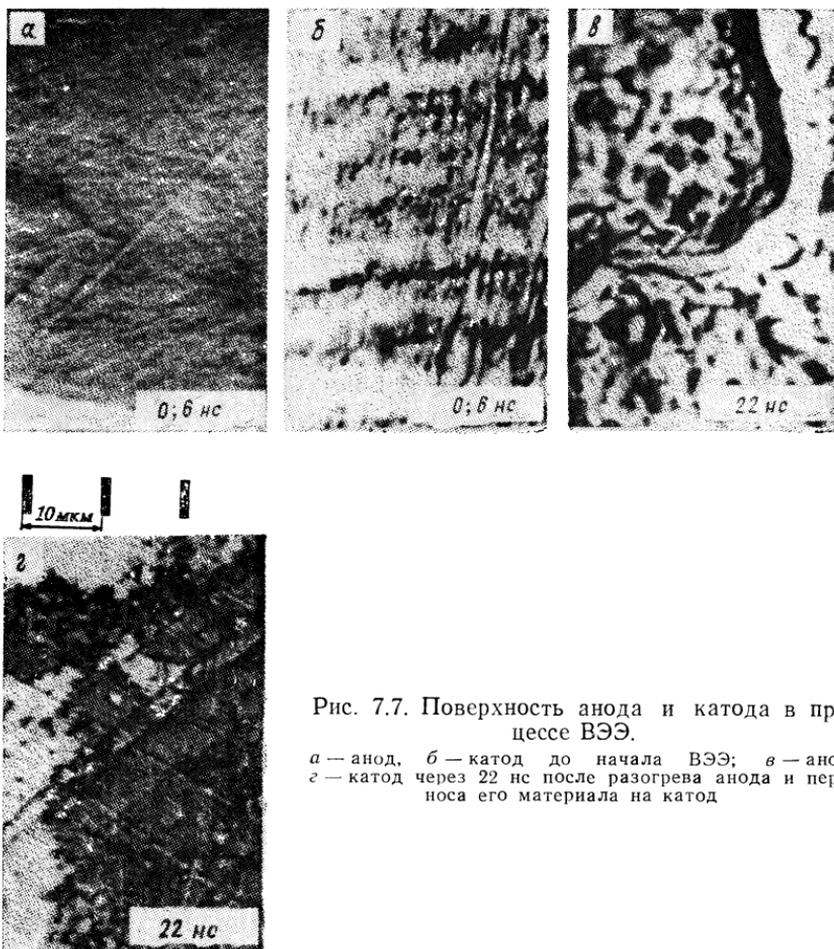


Рис. 7.7. Поверхность анода и катода в процессе ВЭЭ.

а — анод, *б* — катод до начала ВЭЭ; *в* — анод, *г* — катод через 22 нс после разогрева анода и переноса его материала на катод

переносится молибден. Но характерными являются эрозия катода и образование катодных кратеров диаметром около 1 мкм, присущих ВЭЭ. После завершения пробоя, в котором дуга горела 300 нс, на аноде видно пятно диаметром 0,3—0,6 мм. Центр его сильно оплавлен. Если двигаться от центра к периферии, то можно в обратном порядке увидеть почти все предыдущие стадии эрозии. На катоде после 300 нс видны неровности его поверхности (вероятно, это эрозия от предыдущих стадий), покрытые сплошным слоем молибдена на площади около 0,3 мм².

Методом меченых атомов установлено, что за 30 нс в условиях эксперимента, близких к описанным, унос массы анода составляет $\sim 10^{-8}$ г. Это на три с лишним порядка больше, чем унос с плоского катода [3].

§ 7.4. ИССЛЕДОВАНИЕ МИКРОКАПЕЛЬ

В процессе формирования кратеров вследствие разбрызгивания жидкого металла из локальных участков поверхности катода возникают микрокапли. Растровые микрофотографии позволяют сделать вывод о том, что частицы, разлетаясь радиально от центров эмиссии, имеют траектории, близкие к касательным по отношению к поверхности катода. Оставшиеся на катоде микрочастицы имеют вид либо вытянутых микростолбиков, либо микрокапель, возникших при разрыве жидких перетяжек. Размеры этих микрочастиц не превышают долей микрометра. Однако из микрофотографий нельзя сделать окончательный вывод о размерах частиц, покидающих катод. Тот факт, что раскаленные частицы покидают катод при его работе в режиме ВЭЭ, следует из результатов [3, 7] (рис. 7.8).

Вопрос об эмиссии микрочастиц имеет важное значение по нескольким причинам. Во-первых, поскольку разбрызгивание происходит под действием давлений, развиваемых в области функционирования эктона, микрочастицы несут в себе информацию об этом давлении. Во-вторых, для обоснованного анализа эрозионных характеристик необходимы данные о доле капельной фракции в общей эрозии катода. И, в-третьих, при разработке долговечных взрывных катодов также небезразлично, какая доля материала катода бесполезно расходуется на образование микрочастиц. Ниже приводятся экспериментальные результаты, полученные с медным катодом, поскольку общие закономерности эрозии эмиттеров из этого материала наиболее полно изучены.

В исследованиях использовался метод зондов. Зондами служили стеклянные пластинки с расположенными на них медными сетками, на которые была нанесена угольная пленка толщиной $\sim 100 \text{ \AA}$. Зонды устанавливались на расстоянии 3 см от вершины катода. Всего использовалось четыре вертикальных зонда и четыре зонда, располагавшихся под углом 45° к оси катода. Медно-углеродные ячейки с осевшими на них частичками рассматривались на просвет в электронном микроскопе при увеличении в 20 000 раз.

При выборе условий эксперимента основное внимание было обращено на то, что при работе вакуумного диода в режиме ВЭЭ, с одной стороны, может иметь место существенная эрозия анода, на много порядков превосходящая эрозию катода (см. § 7.3). С другой стороны, увеличение межэлектродного расстояния сопровождается снижением тока с катода, а это, можно полагать, ведет к уменьшению числа микрочастиц, покидающих катод, что увеличивает продолжительность опыта. На основе результатов исследования условий возникновения эрозии анода и дополнительных опытов были выбраны следующие оптимальные условия экспериментов: амплитуда импульсов напряжения,

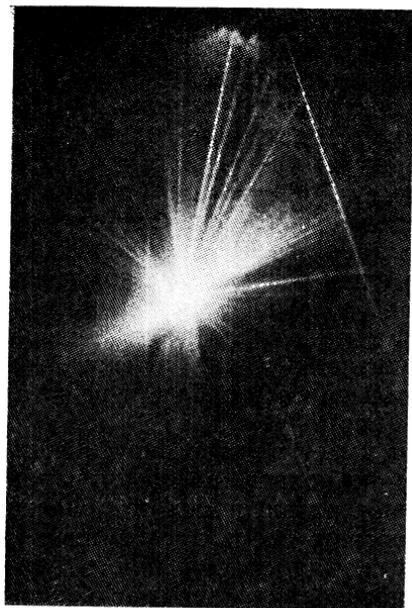


Рис. 7.8. Треки микрокапель в промежутке между катодом и анодом

подаваемых с частотой 25 Гц на анод, — 30 кВ; длительность импульсов — 50 нс; расстояние катод — анод — 0,6 см; при этом амплитуда тока с катода составляла ~ 60 А. Изучение поверхности анода после эксперимента в оптическом микроскопе показало, что на ней отсутствуют следы эрозии. Чтобы, однако, свести к минимуму вероятность попадания случайных продуктов эрозии анода (по крайней мере, на вертикальные зонды), последний был окружен кольцом с внутренним диаметром 1,8 см, выступавшим на 0,4 см над плоскостью анода. В качестве

катода использовался эмиттер из медной проволоки диаметром 50 мкм, выступавший на 1,5 см из катододержателя. Поскольку в результате эрозии эмиттер укорачивался, то каждый раз, когда межэлектродный промежуток увеличивался приблизительно на 0,05 см, производилась его подстройка до прежней величины. В данных экспериментальных условиях центры взрывной эмиссии возникали в основном на вершине эмиттера. Зонды устанавливались в разрядную камеру после подачи на промежуток порядка 10^4 тренировочных импульсов, когда вершина эмиттера приобретала полусферическую форму. Такая форма вершины свидетельствует о равновероятном возникновении центров эмиссии на ее поверхности, что позволяет ожидать одинакового осадка на всех зондах.

Достаточная для проведения анализа плотность осевших на зондах частиц была достигнута после подачи на промежуток $4 \cdot 10^6$ импульсов. В электронном микроскопе просматривались медно-углеродные ячейки со всех зондов. В общей сложности были просмотрены 63 ячейки размером 40×40 мкм (общая просмотренная площадь составила $\sim 10^{-3}$ см²), в которых обнаружено более 600 частиц. Практически все они имели круглую форму. Диаметр их непрерывно уменьшался от своего максимального значения $\sim 1,3$ мкм вплоть до 0,025 мкм. По-видимому, имелись частицы и меньшего размера, однако при выбранном увеличении микроскопа их обнаружить не удалось. Средняя плотность расположения частиц составила на вертикальных зондах $\sim 6,7 \cdot 10^5$ см⁻², а на наклонных $\sim 5,6 \cdot 10^5$ см⁻². Распреде-

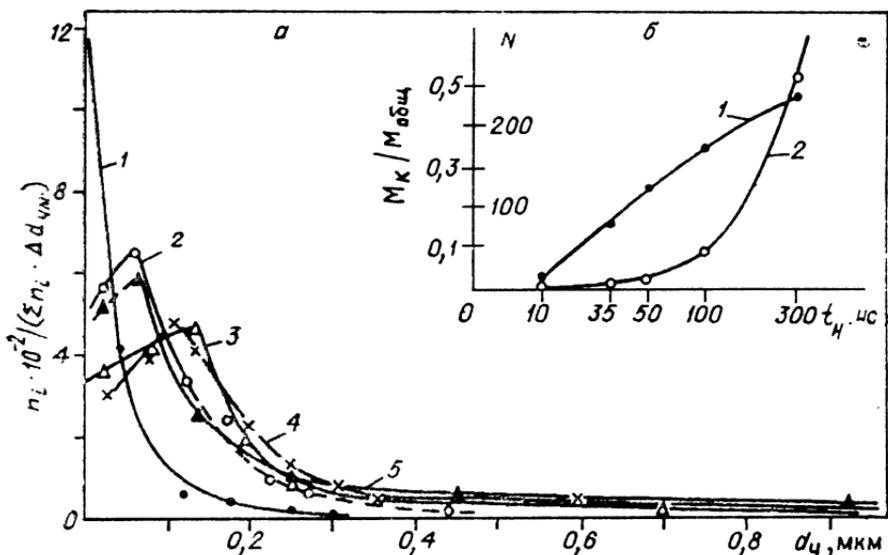


Рис. 7.9. Распределение капель по диаметру d_d (а) и зависимость доли капельной фракции $M_K/M_{общ}$ (1) и числа частиц N (2) от t_n (б)
 t_n , мс: 1—10, 2—35, 3—50, 4—100, 5—300

ление числа частиц по размерам, построенное отдельно для вертикальных и наклонных зондов, оказалось идентично. Все это указывает на следующие обстоятельства: 1) переноса материала анода на зонд не происходило; 2) эмиссия микрочастиц осуществлялась равномерно со всей площади вершины катода, поэтому они разлетались примерно сферически симметрично.

С учетом этих обстоятельств нетрудно подсчитать, что за $4 \cdot 10^6$ включений тока катод покинуло $6,85 \cdot 10^7$ частиц, или в среднем за один импульс с катода вылетало примерно 17 микрочастиц. Количество микрочастиц, возникающих при горении вакуумной дуги, отнесем к кулону — единице перенесенного через промежутки заряда. В нашем случае эта величина равна $1,14 \cdot 10^7$ Кл $^{-1}$.

Для построения обобщенного распределения капель по их диаметрам частицы разбивались на группы с шагом 0,055 мкм. На рис. 7, 9 точки поставлены в местах, соответствующих средним значениям диаметра частиц в каждой группе. Как видно (кривая 1), на распределении имеется максимум, соответствующий $d_{чм} \approx 0,1$ мкм. С увеличением размера частиц свыше $d_{чм}$, соответствующего максимуму распределения, количество их резко уменьшается. Частиц с диаметрами, находящимися в области ~ 1 мкм, обнаружено буквально несколько.

Пользуясь распределением, представленным кривой 1, и предполагая, что все частицы имеют сферическую форму, можно оценить как объем металла, переносимого каждой группой

частиц, так и общий объем жидкого металла, покинувшего катод. Распределение относительной доли объема металла, удаляемого с катода каждой из групп частиц, представлено на рис. 7.9, б, кривой 2. Следует отметить, что, хотя доля частиц диаметром более 0,5 мкм составляет $\sim 7\%$, ими переносятся около 80% всей капельной фракции эрозии катода. Согласно оценкам, масса металла, уносимая с катода в виде микрочастиц за $4 \cdot 10^6$ импульсов тока, равна $1,9 \cdot 10^{-5}$ г, что составляет $\sim 25\%$ от общей потери массы катода.

§ 7.5. О ЦИКЛИЧНОСТИ ЭКТОННЫХ ПРОЦЕССОВ

Проведенный анализ экспериментальных результатов по исследованию катодных процессов во взрывной эмиссии позволяет сделать вывод [11], что они носят циклический характер. Это проявляется в том, что эмиссия возникает, существует некоторое время, затем исчезает, возникает вновь и т. д. Например, электронно-оптическая съемка в режиме хронографии свидетельствует о прерывистом характере свечения на катоде. В работе [12] обнаружено, что в течение 15 нс свечение не менее 5 раз появляется и исчезает. В [13] наблюдалась длительность свечения на медном катоде с периодом 5 нс.

К этому же выводу можно прийти, проанализировав результаты исследования катодных кратеров. Из фотографий кратеров, полученных на медном катоде в РЭМ (см. рис. 7,1, а), следует, что при длительности импульса 20 нс и токе 20 А в кратере существуют три слоя металла и несколько кратеров на бруствере, т. е. этот кратер был образован в результате трех-четырёх последовательных взрывов. На вольфрамовом катоде, согласно [4], за 10 нс при токе 30 А было образовано более 10 кратеров, т. е. эктон находился на одном месте менее 10 нс. О периодическом появлении и исчезновении электронной эмиссии говорят, в частности, колебания тока с периодом 10 нс при токе ВЭЭ, близком к минимальному, при котором прекращается эмиссия [14]. Можно полагать, что для меди при скорости роста тока порядка 10^{10} А/с время жизни эктона $\tau_3 \sim 5$ нс и не более 10^{-8} с.

Каждый цикл в процессе ВЭЭ включает инициирование взрыва, образование катодной плазмы, микроострий, микрокапель и т. д. Если длительность импульса $t_n < \tau_3$, то в процессе эрозии катода должны наблюдаться аномалии. Действительно, при $t_n < 2$ нс начинает нарушаться эффект регенерации микроострий. Как мы говорили выше, это явление называется эффектом полировки. При $t_n < \tau_3$ перестают появляться также микрокапли, которые обычно выбрасываются из кратера. Иллюстрацией этого эффекта может служить рис. 7,3, а, где показан рельеф катода при $t_n = 1,5$ нс.

Объяснение причины цикличности процесса ВЭЭ можно дать

в рамках модели, которая описана ниже (см. § 8.2). При численном анализе этой модели были учтены теплопроводность, конвективный перенос тепла, джоулево энерговыделение, затраты энергии на испарение и плавление. Баланс энергии на поверхности катода учитывал процессы эмиссии и бомбардировки ионов из прикатодной плазмы. Предполагалось, что зона испарения совпадает с зоной эктона. Ток последнего вычислялся по формулам термоэлектронной эмиссии с учетом электрического поля на поверхности, вычисленного по формуле Маккоуна. Расчеты показали, что процесс энерговыделения на катоде определяется объемным джоулевым источником тепла, а вклад в энергодоланс ионной бомбардировки невелик. Одновременно с нагревом зоны эктона происходит ее интенсивное охлаждение за счет теплопроводности, испарения атомов, электронного охлаждения, а также уменьшения плотности тока вследствие расширения кратера. Это приводит к снижению температуры кратера и прекращению эмиссии электронов. Время жизни эктона зависит от его тока. Следовательно, время τ_3 будет определяться остыванием поверхности катода в зоне эктона до температуры, которая уже не способна обеспечить эмиссию электронов.

Если создать эктон только на время одного цикла, то по характеристикам микроострий можно оценить скорость их роста и давление в кратере. Например, как показано в § 7.2, при $\tau_3 = 5$ нс по характеристикам $\Phi - I$ для молибденового катода получена скорость роста острия $3 \cdot 10^4$ см/с. Макклур [15] предположил, что выброс жидкого металла из кратера обусловлен давлением плазмы. Если принять, что по закону сохранения энергии давление плазмы полностью превращается в кинетическую энергию металла, то по скоростям роста острий и выброса капель v можно определить давление плазмы по формуле

$$P \approx \rho v^2 / 2, \quad (7.1)$$

где ρ — плотность металла. Для молибдена скорости $v = 3 \cdot 10^4$ см/с соответствует давление 10^9 Па.

Существование высоких давлений в зоне эмиссии было установлено экспериментально [16]. При работе графитового катода в режиме ВЭЭ на его поверхности всегда обнаруживались следы жидкой фазы. Наблюдались макрообразования размером в десятки микрон. Округлая форма этих макрообразований свидетельствует о том, что часть материала катода в процессе эмиссии находилась в расплавленном состоянии. Были также обнаружены следы плавления графита, однако значительного выплескивания жидкой фазы, как это имело место на металлических катодах, не наблюдалось. Дополнительные аргументы в пользу существования жидкой фазы на графитовом катоде были получены при рассмотрении осадка, образованного на зондах. Исследования показали что, наряду с частицами неправильной формы с острыми краями, по-видимому, образую-

щимися вследствие термоупругих напряжений, наблюдаются и частицы сферической формы. Результаты показывают, что условия для плавления графита создаются не только в эмиссионной зоне, но и на расстояниях в десятки микрон от нее.

Минимальные значения температуры и давления, обеспечивающие переход графита в жидкую фазу, определяются тройной точкой на диаграмме фазового состояния. Согласно данным [17], тройная точка графита соответствует давлению 10^7 Па и температуре 4100—5000 К. Как следует из диаграммы, образование жидкой фазы возможно в результате либо конденсации фазы, либо непосредственного перехода твердого графита в жидкость. Возможность реализации первого пути маловероятна, поскольку паровая фаза практически полностью ионизируется. Непосредственный переход твердого графита в жидкость является наиболее вероятной причиной плавления графитового катода.

При известных диаметрах кратера и зоны образования капель графита с учетом того, что концентрация плазмы уменьшается обратно пропорционально квадрату расстояния от центра эмиссии, в [16] получено давление в кратере $4 \cdot 10^9$ Па. Под действием давления плазмы на жидкую фазу катодного материала расплавленный слой вытесняется на периферию, образуя кольцевой гребень, а затем за счет сил поверхностного натяжения и флуктуаций распадается на отдельные стержни, в процессе вытягивания которых появляются микроострия и микрокапли.

Следующая проблема, возникающая в связи с рассматриваемым вопросом, состоит в том, чтобы объяснить причину возникновения нового эктона после гибели предыдущего. Бесспорно, что его появление обусловлено взрывом микрообъема катода за счет большой концентрации энергии в нем. Для поверхности катода, покрытой слоем диэлектрических загрязнений, этот эффект объясняется зарядкой данных слоев и их пробоем, который, как показано в разделе 2.4, приводит к возникновению новых центров ВЭЭ. В этом случае новые эктоны образуются на некотором расстоянии друг от друга там, где создаются наилучшие условия для нового микровзрыва [4]. На чистой поверхности регенерация эктонов оказывается затруднена, ток заряда концентрируется в минимальном количестве эктонов и следы эрозии представляют собой цепочки кратеров, расположенных на краю друг друга, или же последующие взрывы происходят в кратерах от предыдущих. Таким образом, в условиях чистой поверхности катода новые эктоны возникают на микроструктурах, образованных самими эктонами на периферии и внутри кратера. В § 7.4 мы показали, что часть металла из зоны эктона на катоде расплескивается в виде капель. В работе [18] рассмотрена модель самоподдержания ВЭЭ, т. е. возникновения нового эктона вместо погибшего старого, в которой важное место

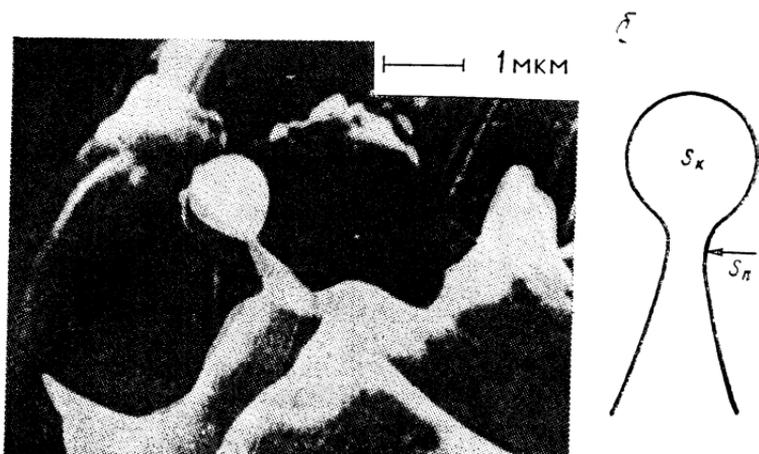


Рис 7.10. Капля на краю кратера после ВЭЭ (а) и капля с перетяжкой (б) отводится микрокаплям, а также перетяжкам — местам контакта капли с оставшимся в кратере жидким металлом.

Плотность тока в металле в области перетяжки $j_{\text{п}}$ очевидным образом связана со средней плотностью j через поверхность капли соотношением

$$j_{\text{п}} = j \frac{S_{\text{к}}}{S_{\text{п}}}, \quad (7.2)$$

где $S_{\text{к}}$ и $S_{\text{п}}$ — площадь поверхности капли и поперечного сечения перетяжки в области максимального сужения (рис. 7.10). Так как $S_{\text{к}}/S_{\text{п}} = 4R^2/r^2$, где R и r — соответственно радиусы капли и перетяжки, то уже при $R/r = 10$ усиление плотности тока будет 400.

Оценим возможные значения j . Капля с перетяжкой аналогична электрическому зонду в прикатодной плазме. Ток через каплю обеспечивается термоэмиссией с учетом эффекта Шоттки и эмиссией ионов и обратных электронов из плазмы на катод. Концентрация плазмы на расстоянии $10^{-4} - 10^{-3}$ см не ниже 10^{20} см $^{-3}$ (см. § 4.2) и уж во всяком случае больше 10^{19} см $^{-3}$. Для оценок будем брать $n = 10^{19}$ и 10^{20} см $^{-3}$. Характерные длины пробега электронов и ионов при указанных параметрах катодной плазмы таковы, что для электронов капля с типичным радиусом $R = 10^{-4}$ см является диффузионным зондом, а для ионов — ленгмюровским. Соответственно для ионного и электронного токов из плазмы на поверхность капли получаем [19]

$$j_i = en \sqrt{\frac{T}{2\pi m_i}} \approx 10^5 - 10^6 \text{ А/см}^2, \quad (7.3)$$

$$j_e = en \sqrt{\frac{kT}{2\pi m_e}} [1 - f(T)] \exp\left(-\frac{Ue}{kT}\right) \approx 10^6 - 10^7 \text{ А/см}^2. \quad (7.4)$$

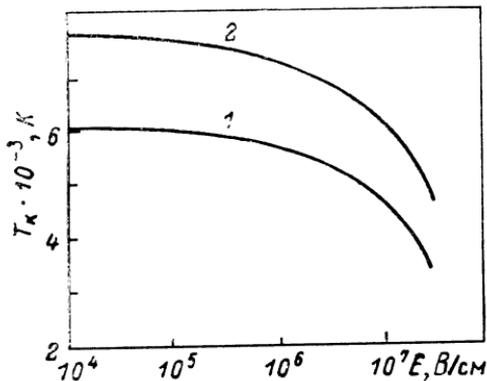


Рис. 7.11. Зависимость температуры катода T_k от значения электрического поля E на поверхности металла для плотности тока термоавтоэмиссии 10^6 (1) и 10^7 А/см² (2)

ронов на катод; T — температура плазмы [19].

На рис. 7.11 приведены кривые, соответствующие плотности тока термоавтоэмиссии $j_{\theta}(T_k, E) = 10^6, 10^7$ А/см² (T_k — температура катода, E — напряженность электрического поля на его поверхности). Чтобы взрыв перетяжки произошел за 10^{-9} с, плотность тока должна быть порядка 10^9 А/см². При $R/r = 10$ плотность тока капли $j_k = 2,5 \cdot 10^6$ А/см². Как показывают приведенные оценки, такую плотность тока иметь вполне реально.

Итак, мы рассмотрели три компонента тока, участвующие во взрыве перетяжки: термоэлектронный ток, усиленный полем плазмы, ионный ток и ток обратных электронов из плазмы на катод. Значения тока быстрых электронов из плазмы на катод оказались больше тока ионов, причем величина плотности потока энергии обратных электронов составляет $10^7 - 10^8$ Вт/см², что может обеспечить разогрев катода до высоких температур и вызвать интенсивную термоэмиссию. Наиболее высокие температуры поверхности металла достигаются в центральной области эктона. С удалением от центра пятна температура катода должна падать, приводя к уменьшению термоавтоэмиссионного тока. Поэтому естественно предположить, что на периферии зоны эктона вклад в суммарную плотность тока от быстрых обратных плазменных электронов превалирует над ионным и термоавтоэмиссионными слагаемыми и часть полного тока замыкается на катоде обратными электронами из плазмы. Аналогичная ситуация наблюдается в униполярных дугах [20]. Подобное предположение открывает перспективы в объяснении обратного движения катодного пятна в тангенциальном к поверхности магнитном поле: снос периферийной плазмы в направлении силы Ампера будет соответствовать наблюдаемому движению пятна.

Рассмотренный капельный механизм самоподдержания процесса ВЭЭ позволяет высказать соображения о величине минимального порогового тока эктона. Если принять, что самоподдержание ВЭЭ идет при генерации эктоном капли, то мини-

мальные условия самоподдержания будут обеспечиваться до тех пор, пока образуется хотя бы одна капля. В этом случае пороговый критический ток

$$i_{\text{п}} = (\tau_{\text{э}} \gamma_{\text{к}})^{-1}, \quad (7.5)$$

где $\tau_{\text{п}}$ — длительность эктонного цикла; $\gamma_{\text{к}}$ — число капель, приходящихся на один кулон. Если принять $\gamma_{\text{к}} \geq 10^7 \text{ Кл}^{-1}$, $\tau_{\text{п}} \geq 10^{-8} \text{ с}$, то $i_{\text{кр}} \leq 10 \text{ А}$. Фактически, как было показано в § 5.3, $i_{\text{п}}$ составляет несколько ампер. Однако, учитывая только оценочное значение величин γ и $\tau_{\text{п}}$, мы считаем саму идею о природе порогового тока $i_{\text{п}}$ и соотношение (7.5) заслуживающими внимания.

Наконец, обратим внимание еще на один аспект проблемы самоподдержания ВЭЭ. При протекании тока ВЭЭ в плазме наблюдаются колебания ее потенциала (см. § 5.2). Подскок его может привести к двум явлениям. Во-первых, резко увеличить скорость ионов в катодном слое и плотность ионного тока на каплю, а также ускорить процесс взрыва перетяжки. Во-вторых, происходит увеличение поля на катоде, включая область эмиссионных центров, где присутствует жидкий металл. Под действием этого поля может развиваться неустойчивость поверхности жидкости, приводящая к росту выступов аналогично описанным в § 2.2. Усиление электрического поля на их кончике, появление тока ВЭЭ и усиление плотности тока в месте контакта этого выступа с катодом также могут способствовать процессу самоподдержания эктона [21].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Месяц Г. А. Исследование по генерированию наносекундных импульсов большой мощности: Дис. ... докт. физ.-мат. наук. Томск, 1966.
2. Месяц Г. А., Эшкенази В. И. Эрозия электродов при пробое вакуумного промежутка наносекундными импульсами // Изв. вузов. Физика. 1968. № 2. С. 123—125.
3. Жуков В. М., Фурсей Г. Н. Экспериментальное исследование механизма взрывной эмиссии // ЖТФ. 1976. Т. 46, № 2. С. 319—327.
4. Месяц Г. А., Проскуровский Д. И. Импульсный электрический разряд в вакууме. М.: Наука, 1984.
5. Месяц Г. А., Проскуровский Д. И., Янкелевич Е. Б., Трегубов В. Ф. Наблюдение регенерации микроострий и полировки катода при наносекундных импульсах тока взрывной эмиссии // ДАН СССР. 1976. Т. 227, № 6. С. 1335—1337.
6. Jüttner B., Puchkarov V. F., Rohrbeck W. Nanosecond field emission production and destruction of field emitting micro-tips by cathode flares: Berlin, Zentralinst. Electronenphys. [Preprint]. 1975, N 3.
7. Янкелевич Е. Б. Исследование катодных процессов при взрывной эмиссии электронов применительно к созданию долговечных сильноточных катодов: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Томск, 1978.
8. Mesyats G. A. A Cyclical explosive model of the Cathode Spot // IEEE. Trans. Electr. Insul. 1985. V. EI-20, N 4. P. 729—734.
9. Jüttner B. Katodenprozesse elektrischer Entladungen in Vacuum: Berlin, Dissertation: Zentralinst. Inst. Electronenphys. 1982.

10. Daalder J. E., Gordens J. C. A. M. Velocities of macroparticles generated in the cathode spot region of a vacuum arc // Proc. ICPiG-XVI. Dusseldorf, 1983. P. 274—275.

11. Месяц Г. А. О цикличности катодных процессов во взрывной электронной эмиссии // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 9, вып. 14. С. 891—893.

12. Urike Ya. Ya. Optical studies of vacuum breakdown development at steady voltage // Disch. and Elektr. insul. in vacuum: [Proc. V Inter. Symp.]. Poznan, 1972. P. 113—114.

13. Mazurek B., Novak K. A., Туман А. X-ray emission accompanying the cathode microdischarge // Proc. ISDEIV-92. Darmstadt, 1992. P. 89—92.

14. Баженов Г. П., Бугаев С. П., Месяц Г. А., Чесноков С. М. Использование ВЭЭ для получения импульсов электронного тока длительностью 10^{-4} с // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 2, вып. 10. С. 462—465.

15. McClure G. W. Plasma expansion as a cause of metal displacement in vacuum-arc cathode spots // J. Appl. Phys. 1974. V. 45, N 5. P. 2078—2084.

16. Коваль П. А., Проскуровский Д. И., Трегубов В. Ф., Янкелевич Е. В. О величине давления на катод при взрывной электронной эмиссии // Письма в ЖТФ. 1979. Т. 5, вып. 10. С. 603—606.

17. Cokeen N. A., Chang E. T., Posten T. M., Spencer D. J. Determination of Graphite (Liquid) Vapor Triple by Laser Heating // High Temp. Sci. 1976. V. 8, N 2. P. 81—97.

18. Месяц Г. А. О механизме самоподдержания взрывной эмиссии // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. С. 593—596.

19. Бакшт Р. Б., Юрьев В. Г. Приэлектродные явления в низкотемпературной плазме // ЖТФ. 1979. Т. 49, № 5. С. 905—944.

20. Зыкова Н. М., Недоспасов А. В., Петров В. Г. Униполярные дуги // Теплофизика высоких температур. 1983. Т. 21, № 4. С. 778—787.

21. Владимиров В. В., Головинский П. М., Месяц Г. А. Возбуждение капиллярных волн на поверхности жидкого катода, граничащего с ионным ленгмюровским слоем // ЖТФ. 1987. Т. 57, № 8. С. 1588—1597.

§ 8.1. ПОДХОДЫ К МОДЕЛИРОВАНИЮ

В предыдущих разделах мы показали, насколько сложен процесс ВЭЭ. Мы смогли при помощи экспериментов описать только отдельные стороны этого явления, такие как инициирование взрыва, плазменные процессы, унос массы, образование кратеров, цикличность процессов микровзрывов и их самоподдержания, закономерности роста тока и т. д. Мы привели простые и понятные модели, которые в узких условиях эксперимента с той или иной степенью точности количественно или качественно описывали эти процессы. Однако мы не дали модели, которая описывала бы эктон и ВЭЭ в целом. По-видимому, сейчас это и невозможно ввиду сложности явления.

Первым этапом моделирования процессов, происходящих при ВЭЭ, была так называемая эрозионно-эмиссионная модель, которая, по существу, является классической тепловой моделью. В ней допускается значительное превышение температуры над критическими (плавление, кипение). Эта модель используется для более полной оценки процессов, происходящих в кратере, чем может дать простая джоулева модель.

Следующим шагом в развитии математического моделирования была одножидкостная МГД модель. В результате взрыва выделяется большая плотность энергии в микрообъеме катода. При этом продукты его эрозии проходят несколько стадий фазового состояния: вещество с плотностью, близкой к плотности твердого тела, и удельной внутренней энергией, превышающей энергию связи; смесь жидкой и газообразной фаз и, наконец, состояние, соответствующее неидеальной плазме с концентрацией частиц 10^{20} — 10^{22} см⁻³ и ниже. Поэтому для расчета взрыва острий необходим был метод, который бы последовательно описывал все эти стадии. Нами [1] был применен МГД подход, развитый ранее для исследования электрического взрыва проводников [2, 3]. Он позволил правильно оценить унос массы металла, температуру и скорость разлета плазмы, давление ее на катод, дать представление о распределении концентрации плазмы в пространстве и т. д. Для оценки происходящих в кра-

тере процессов, таких как энерговыделение в катоде, эмиссия, расширение диаметра кратера, цикличность и т. д., рассматривалась так называемая эрозионно-эмиссионная модель [4, 5].

Двужидкостная модель, развитая в [6—8], позволила более обстоятельно учесть особенности поведения электронной и ионной компонент плазмы. Она дала возможность рассчитать распределение концентрации тяжелых частиц, электронной и ионной температуры, а также потенциала в переходной области металл—плазма. Кроме того, удалось найти распределение в пространстве давления плазмы и удельного сопротивления в переходной области. Все эти расчеты позволили увязать в единое целое многие процессы, установленные экспериментально, и дать более целостную картину явления.

§ 8.2. КЛАССИЧЕСКАЯ ТЕПЛОВАЯ МОДЕЛЬ

8.2.1. ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

Выше мы показали, что в течение времени 10^{-8} с для описания ряда параметров ВЭЭ (времени задержки взрыва, уноса массы, плотности тока и т. д.) успешно может быть использована джоулева модель разогрева эмиттера. Однако эта модель носила только оценочный характер. В рамках таких оценок трудно было, например, найти температуру катода с целью определения границ джоулевой модели. Для установления природы эктона, а также для контроля динамики эрозии катода было проделано численное моделирование процессов в остром катоде (рис. 8.1) [4, 5, 8]. Решалась следующая система уравнений:

$$\rho c \frac{dT}{dt} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \lambda r^2 \frac{dT}{\partial r} - \frac{ic_e}{2\pi r^2 (1 - \cos 2\theta) e} \frac{\partial T}{\partial r} + \left[\frac{i}{2\pi r^2 (1 - \cos 2\theta)} \right]^2 \kappa_0 T; \quad (8.1)$$

$$T|_{t=0} = T_0, \quad T|_{r \rightarrow \infty} = T_0; \quad (8.1)$$

$$T(r_{\text{пл}}, t) = T_{\text{пл}}, \quad \lambda \nabla T|_{\text{т}} = -\lambda \nabla T|_{\text{ж}} = \rho v_{\text{пл}} \omega_{\text{пл}}; \quad (8.2)$$

$$v_{\text{исп}} = v_{\text{зв}} \exp\left(\frac{\omega_{\text{исп}} m_a}{kT}\right); \quad (8.3)$$

$$-\lambda \nabla T|_{r=r_0} = -\rho v_{\text{исп}} \omega_{\text{исп}} - \frac{j}{e} (2kT + \Phi) + \frac{j_i}{e} \omega_i, \quad (8.4)$$

где ρ — плотность материала катода; c — удельная теплоемкость; λ — коэффициент теплопроводности; i — ток, переносимый через эмиссионный центр на катоде; $j = i/2\pi r^2 (1 - \cos 2\theta)$ — плотность электронного тока; $c_e = \pi^2 k^2 T/2F$ — электронная теп-

Рис. 8.1. Унос массы, измеренной в экспериментах (сплошные кривые) и рассчитанной теоретически (штриховые)

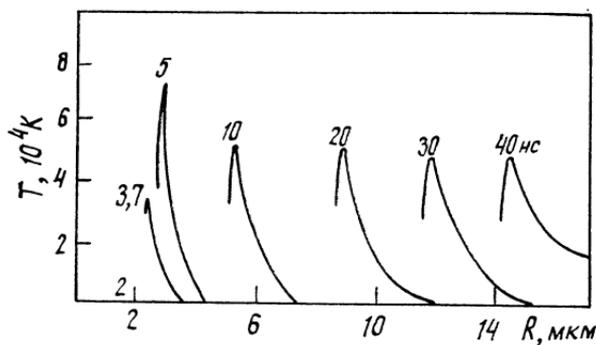
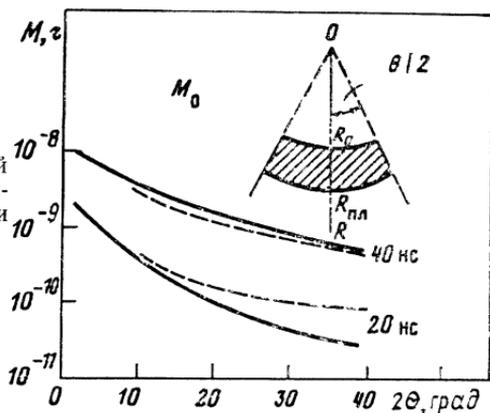


Рис. 8.2. Распределение температуры в теле острейного катода в различные моменты

Рис. 8.3. Температура поверхности катода в зависимости от времени. Указан момент прекращения эмиссии

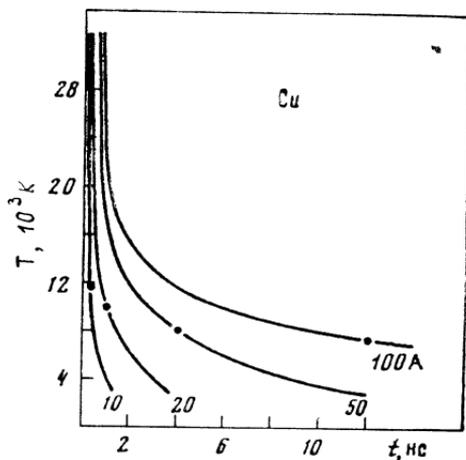


Таблица 8.1

θ , град	t , нс	$\gamma_m \cdot 10^{-4}$ г/Кл	$r_э$, мкм	$j \cdot 10^8$ А/см ²
20	10	8,6	0,9	4,5
20	20	10,3	1,6	3,1
20	40	12,5	2,6	2,1
40	10	5,1	1,0	3,9
40	20	6,2	1,6	2,9
40	40	7,1	2,7	1,9

лоемкость; θ — угол при вершине острия (см. рис. 8.1); F — энергия Ферми; j_i — плотность ионного тока на поверхности; ω_i — энергия, приносимая ионом на поверхность катода; e — заряд электрона; $\kappa = \kappa_0 T$ — удельное сопротивление катода; T_0 — начальная температура; $r_{пл}$, $v_{пл}$, $\omega_{пл}$ — радиус, скорость и удельная теплота плавления; r_0 , $v_{исп}$, $\omega_{исп}$ — радиус, скорость и удельная теплота испарения; $v_{зв}$ — скорость звука (поперечная) в металле; m_a — масса атома вещества катода; ϕ — работа выхода катода; индексы «т» и «ж» указывают на граничные условия в месте раздела твердой и жидкой фаз. Величины ρ , c , λ считались не зависящими от температуры и одинаковыми для жидкой и твердой фаз. Ток задавался линейно растущим со временем.

8.2.2. УНОС МАССЫ И ТЕМПЕРАТУРА ЭМИССИОННОГО ЦЕНТРА

В табл. 8.1 приведены результаты расчетов скорости уноса массы γ_m , радиуса эмиссии $r_э \approx r_0 \sin \theta/2$ и плотности тока ВЭЭ j . На рис. 8.1 дана рассчитанная зависимость массы M , унесенной с вершины молибденового катода, от угла θ и длительности импульса. Здесь же приведены экспериментальные кривые. Из этих результатов можно сделать следующие выводы. Катод в течение порядка 10^{-9} с разогревается до температур в несколько десятков тысяч градусов. Такие температуры способны обеспечить термоэлектронную эмиссию с плотностью тока $> 10^8$ А/см². По мере роста радиуса катода плотность тока через вершину острия падает, что приводит к понижению температуры катода, и наступает такой момент, когда термоэлектронная эмиссия прекращается. При $di/dt \geq 5 \cdot 10^8$ А/с и углах раствора острия θ , не превышающих 40 — 50° , хорошо работает джоулева модель, изложенная в [9]. При $di/dt < (1-2) 10^8$ А/с выделение джоулева тепла на катоде незначительно, так как важную роль играет теплоотвод. При этом процесс эрозии не развивается.

На рис. 8.2 приведены распределения температуры в теле катода в различные моменты при начальном радиусе $r_0=2$ мкм, $\theta=20^\circ$ и $di/dt=10^9$ А/с. Из рис. 8.2 следует, что температура поверхности катода может быть ниже, чем в глубине металла. Это обусловлено электронным охлаждением поверхности, а также охлаждением за счет испарения атомов. Ионная бомбардировка не оказывает заметного влияния на температуру катода.

8.2.3. О ЦИКЛИЧНОСТИ ЭКТОНА И ВЗРЫВНОЙ ЭМИССИИ

Выше (см. § 7.5) установлено, что эктон и сопутствующая ВЭЭ, возникающая на плоском катоде, носят циклический характер. Качественно гибель эктона объясняется тем, что после взрыва микрообъема катода, наряду с разогревом зоны эктона в основном джоулевым теплом, происходит его охлаждение за счет теплопроводности, испарения атомов и эмиссионного охлаждения. Это приводит к снижению температуры катода и электрического поля в области эктона и прекращению эмиссии. В настоящем разделе дано объяснение этого эффекта при помощи численного решения задачи, сформулированной в разделе 8.2.1. В данном случае угол раствора «острия» равен λ , что соответствует плоскости.

Численный расчет позволил сделать следующие выводы.

1. Скорость роста тока через центр должна быть достаточно высока, иначе процессы эрозии и эмиссии не разовьются. Скорость спада тока также велика вследствие быстрого падения температуры поверхности (рис. 8.3).

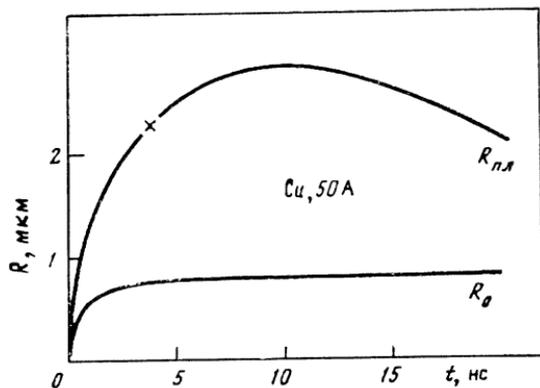
2. Эрозия катода происходит за счет джоулева энерговыделения и носит взрывообразный характер (рис. 8.4). Поверхность катода имеет более низкую температуру, чем внутренние слои, из-за охлаждения в основном электронной эмиссией. Поток энергии, обусловленный ионами из плазмы, на поверхность зоны эктона мал.

3. Время жизни эктона зависит от тока и лежит в наносекундном интервале времени.

Механизм эмиссии электронов из зоны эктона предполагался термоавтоэлектронным. Вклад электрического поля сводился к понижению потенциального барьера на заключительной стадии функционирования центра. Некоторые характеристики эктона на плоском медном катоде к концу его функционирования представлены в табл. 8.2. Согласно экспериментальным данным, удельная эрозия в паровой фазе не зависит в пределах ошибки измерения от тока и составляет для меди около 40 мкг/Кл.

Из расчетов следует, что зона эмиссии меньше, чем зона расплава. Формирование расплавленной лунки происходит в

Рис. 8.4. Изменение радиуса эмиссии и испарения и радиуса плавления во времени



из лунки и образованию микрократера. Скорость вытеснения жидкого металла, оцененная по величине давления, составляет $\sim 10^4$ см/с. На такую же величину указывают экспериментальные данные по скоростям капель, вылетающих с катода в процессе разряда. Эти скорости зависят от размеров капель и составляют $\sim 10^4$ см/с. Поскольку в случае медного катода, согласно нашим расчетам, скорость расширения зоны эмиссии за счет испарения даже к моменту гибели центра превышает эту величину, движение жидкости здесь можно не учитывать; выплескивание металла происходит уже после прекращения эмиссии. Однако для металлов с большой энергией связи атомов, например Mo , W , скорость испарения может стать меньше скорости движения жидкости, прежде чем эмиссия прекратится. Расширение эмиссионной зоны, а следовательно, и время жизни эктона будут тогда определяться скоростью движения жидкости.

Цикличность процессов на катоде оказывается обусловлена конечным временем функционирования единичного эмиссионного центра. Можно поэтому предположить, что возникновение нового эктона является следствием гибели старого. Однако следует заметить, что этот вывод справедлив при стационарном развитии эктонов (вакуумная дуга) при сравнительно небольших di/dt . При больших di/dt старый эктон может существовать при появле-

Таблица 8.2

i , А	t , нс	r_0 , мкм	T , 10^3 К	j , 10^9 А/см ²	γ_m , мкг/Кл
20	1	0,33	10,0	3,0	34
50	4	0,8	8,0	1,2	38
100	12	1,5	7,8	0,7	45

нии нового. Для объяснения «эстафетной» передачи разряда от одного центра к другому необходимо раскрыть механизмы рождения нового взрывоэмиссионного центра.

§ 8.3. ОДНОЖИДКОСТНЫЙ МГД РАСЧЕТ ИНИЦИИРОВАНИЯ ЭКТОНА

Основные положения метода расчета состоят в следующем [3].

1. Поведение вещества при электрическом взрыве проводника (ЭВП) описывается системой одномерных МГД уравнений.

2. Уравнение состояния включает описание испарения, области смеси пара и жидкости, а также неидеальной плазмы.

3. Удельное сопротивление является функцией плотности n и удельной тепловой энергии. Вид этой функции в области неидеальной плазмы ($n > 10^{21}$ см⁻³) установлен расчетно-экспериментальным путем. Для классической и слабо неидеальной плазмы удельное сопротивление определялось из таблиц [10], составленных на основе численного решения системы уравнений Больцмана и соотношений Саха.

Используемая в расчетах модель дает достаточно полное описание электрического взрыва. При характерных временах процесса ($t < 10^{-7}$ с) сравнение расчетов и экспериментов, приведенное в [5], показывает хорошее совпадение результатов в широком диапазоне изменения условий взрыва. Для более коротких времен ($t \leq 10^{-8}$ с) результаты расчетов сравнивались с экспериментом [11] по электрическому взрыву тонкой ($r_0 \approx 10^{-3}$ см) медной проволоочки. Сравнение этих данных показало их достаточную корректность описания ЭВП при более быстром, чем в [2], подводе энергии. Заметим, что в приведенном расчете плотность тока в проводнике, как и при ВЭЭ, превышала 10^8 А/см². Достаточно убедительные доказательства корректности описания электрического взрыва при характерных временах 10^{-8} с получены также при сопоставлении расчетов с экспериментальными данными по взрыву тонких проволоочек на генераторе сильноточных импульсов [12]. Модель рассчитываемого острия приведена на рис. 8.5.

С целью учета двумерности разлета вещества применен метод покомпонентного расщепления, в котором двумерные эффекты описываются комбинацией одномерных МГД уравнений для цилиндрического случая (ось r) и одномерных уравнений гидродинамики для плоского случая (ось z). Острие по оси z , направленной вдоль него, разделялось на слои. Каждый слой разбивался по радиусу на ячейки (кольца). Предполагалось, что ток протекает вдоль оси z . Расчет одного шага по времени проводили в три этапа:

а) для каждого слоя решали уравнения гидродинамики для

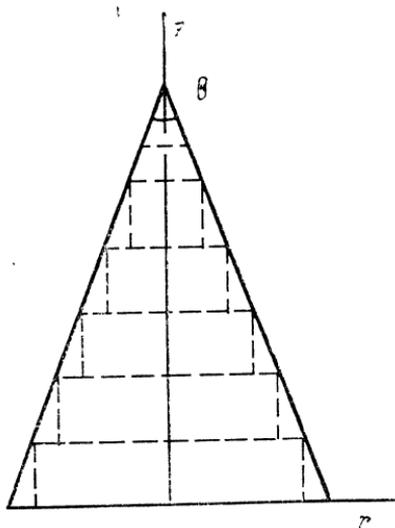


Рис. 8.5. Геометрия острья в задаче о взрыве острья

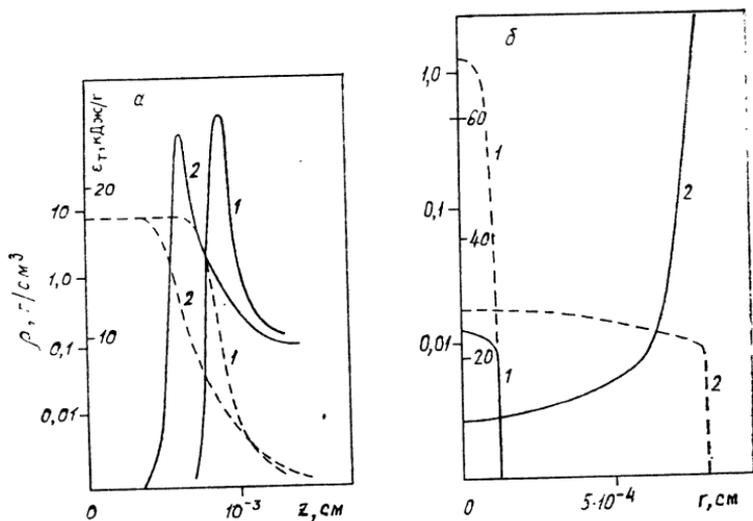


Рис. 8.6. Распределение плотности ρ (штриховые линии) и удельной тепловой энергии ϵ_T (сплошные) по z при $r=0$ (а) и по радиусу r для фиксированного слоя (б).
 $1-t_1=1 \cdot 10^{-9}$ с; $2-t_2=2 \cdot 10^{-9}$ с

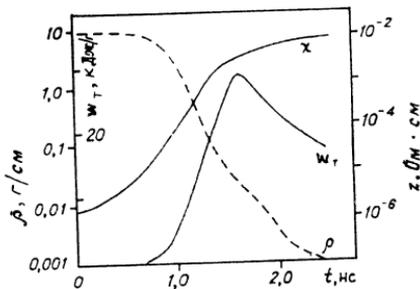


Рис. 8.7. Зависимости плотности ρ , удельной энергии w_T и удельного сопротивления χ от времени в некоторой расчетной ячейке острья

случая цилиндрической симметрии с учетом джоулева энерго-
вклада и лоренцевых сил;

б) в слоях определяли среднее давление и из уравнения дви-
жения для плоского случая находили смещения слоев по оси z ;

в) проводили повторный расчет баланса энергии в слоях при
нулевом энерговкладе и из уравнений Максвелла определяли
напряженности электрического и магнитного полей.

Для численного решения уравнений гидродинамики исполь-
зовали явные разностные схемы с искусственной вязкостью [13].
Уравнения Максвелла решали методом потоковой прогонки.

Расчеты проводили для медных острий с радиусом вершины
 $r_0 = 2 \cdot 10^{-5}$ см. Угол конуса варьировали в пределах $12-40^\circ$.
В момент $t=0$ плотность вещества соответствовала твердому
телу, а внутренняя энергия полагалась равной нулю. Зависи-
мость для тока ВЭЭ принимали в виде

$$i = a + bt. \quad (8.5)$$

Параметр a выбирали таким образом, чтобы в начальный мо-
мент плотность тока автоэлектронной эмиссии с острия $j_0 =$
 $= 10^9$ А/см², т. е. $a = \pi_{0j_0}^2$. Параметр b , согласно (5.2), опре-
деляется из соотношения $b = AU^{3/2}v_k/d$, где $A = 37 \cdot 10^{-6} AB^{-3/2}$;
 U — разность потенциалов между катодом и анодом; v_k — ско-
рость разлета катодной плазмы; d — расстояние между острий-
ным катодом и плоским анодом. В расчетах принимали $b =$
 $= 10^9$ и 10^{10} А/с.

Количество слоев по оси z и узлов по радиусу r выбирали
так, чтобы обеспечить в расчете достаточно плавное изменение
внешнего радиуса при переходе от слоя к слою. Это условие
необходимо для применимости квазидвумерной модели. Обычно
использовали 10—20 слоев ($\Delta z \sim 5 \cdot 10^{-5}$ см) и 10 узлов по ра-
диусу.

Расчеты вариантов с $b = 10^{10}$ А/с и углом при вершине, из-
меняющимся от 12 до 40° , показали, что независимо от послед-
него взрыв вершины острия происходит уже к моменту $t =$
 $= 0,5 \cdot 10^9$ с. Удельная внутренняя энергия распределена во взор-
ванном веществе неравномерно и достигает значений
(2—5) 10^4 Дж/г. На рис. 8.6 представлены распределения удель-
ной энергии и плотности вдоль оси z при $r=0$ и по радиусу для
фиксированного слоя в моменты $t_1 = 10^{-9}$ с и $t_2 = 2 \cdot 10^{-9}$ с. За-
висимости даны для варианта с углом $\theta = 12^\circ$. Из рис. 8.6, а,
следует, что интенсивный разогрев происходит в узком слое,
граничащем с невзорванным металлом. Плотность энергии в
этом слое практически постоянна вдоль радиуса (рис. 8.6, б).
Высокий энерговклад связан с резким увеличением удельного
сопротивления при переходе вещества из металлического в плаз-
менное состояние. Об этом можно судить из рис. 8.7, где пред-
ставлены зависимости удельной тепловой энергии ω_T , плотности

η и удельного сопротивления χ от времени в одной из расчетных ячеек острия. При увеличении ω_T до некоторого значения $2 \cdot 10^4$ Дж/г удельное сопротивление резко возрастает. В дальнейшем его рост замедляется и спад плотности тока при разлете плазмы приводит к снижению энерговклада. Исключения составляют внешние по радиусу ячейки, в которых плотность энергии продолжает расти за счет сканирования тока, а также уменьшения плотности вещества на границе (см. рис. 8.6, б).

Расчет нагрева плазмы ограничивался значением концентрации $n \approx 10^{19}$ см⁻³. При $n < 10^{19}$ см⁻³ плазма становится двухтемпературной, что нами не учитывалось.

По расчетным значениям удельной тепловой энергии и плотности с помощью таблиц термодинамических функций плазмы [10] были найдены температура и степень ионизации вещества с $n \leq 10^{21}$ см⁻³. Их значения лежат в пределах: $T = 3-5$ эВ, $n_e/n_i = 2-3$. В области твердотельных плотностей удельная энергия достигала величины $8 \cdot 10^3$ Дж/г, что соответствует температуре 1-8 эВ при теплоемкости $c_p = 0,38$ Дж/(г·град). В расчетах скорость расширения плазмы составляла (2-3) 10^6 см/с. Отношение массы взорванного вещества к заряду в вариантах с $\theta = 12, 20, 40^\circ$ соответственно равнялось $8 \cdot 10^{-4}, 4 \cdot 10^{-4}, 9 \cdot 10^{-5}$ г/Кл.

Расчеты при импульсе тока с $b = 10^9$ А/с показали, что взрыв вершины острия происходит в более поздний, чем при $b = 10^{10}$ А/с, момент ($t = 1,5 \cdot 10^{-9}$ с). Процесс взрыва и параметры плазмы при этом несущественно отличаются от случая $b = 10^{10}$ А/с.

Имеющиеся экспериментальные данные позволяют проверить результаты некоторых расчетов. Во-первых, различными методами показано, что скорость разлета катодной плазмы для меди составляет $2 \cdot 10^6$ см/с. Во-вторых, для медного острия с углом конуса 12° найдено, что в течение $5 \cdot 10^{-9}$ с отношение массы взорванного вещества к заряду при первом взрыве равно $\gamma_m = 5 \cdot 10^{-4}$ г/Кл. В-третьих, измерения разных авторов в соответствии с расчетами дают величину температуры плазмы в несколько электронвольт. Учитывая погрешности экспериментальных методов, обусловленных трудностями измерения параметров плазмы в малых объемах за время 10^{-9} с и приближенностью расчета, совпадение результатов следует считать удовлетворительным.

Таким образом, проведенные магнитогидродинамические расчеты электрического взрыва острий при высоких плотностях тока позволили выявить некоторые особенности взрыва металла, а также нагрева и разлета катодной плазмы в начальной стадии ВЭЭ. Совпадение расчетов с данными экспериментов указывает на то, что МГД подход может быть использован и при построении более полной модели ВЭЭ.

§ 8.4. ДВУМЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЗРЫВА ОСТРИЯ

Развитием метода, изложенного выше, явилась работа [14] по моделированию взрыва алюминиевого острия. В ней приводятся результаты двумерного математического моделирования нестационарных гидродинамических процессов, происходящих при электрическом взрыве микроострия на алюминиевом катоде, с применением полуэмпирических широкодиапазонных моделей для описания термодинамики, электропроводности и теплопроводности плотной плазмы.

Математическое описание процессов разрушения катодного микроострия при ВЭЭ основано на решении системы двумерных уравнений газодинамики, выражающих в дифференциальной форме законы сохранения массы, импульса и энергии с учетом электронной и лучистой теплопроводности. Коэффициенты теплопроводности и электропроводности вычисляли с использованием полуэмпирических формул и табличных данных [14—16]. Для замыкания системы уравнений динамики сплошной среды применяли широкодиапазонное уравнение состояния алюминия [17], учитывающее процессы плавления, испарения, ионизации. Уравнение состояния адекватно описывает совокупность экспериментальных данных по ударно-волновому сжатию сплошных и пористых образцов в мегабарном диапазоне давлений, результаты опытов по изэнтропической разгрузке ударно-сжатого алюминия и экспериментальную информацию о теплофизических свойствах металла при пониженных давлениях. Полуэмпирическое уравнение состояния использует также результаты квантово-механических расчетов методом зонной теории и имеет правильные асимптотики к данным теоретических моделей Томаса — Ферми и Дебая — Хюккеля при экспериментальных давлениях и температурах.

Систему уравнений решали в цилиндрической системе координат на равномерной прямоугольной эйлеровой сетке методом крупных частиц [18] первого порядка точности с линейной искусственной вязкостью. Этот метод обеспечивает приемлемую точность и устойчивость расчета течений с большими деформациями. Численный метод был модифицирован для расчета движения сплошной среды со свободной поверхностью; способ расчета и постановка граничных условий во многом аналогичны [19]. Уравнение теплопроводности решали методом локальных итераций [20].

Рассмотрим случай электровзрыва алюминиевого микроострия с радиусом вершины $r_0 = 2 \cdot 10^{-5}$ см, с углом конуса $\theta = 12^\circ$ и высотой $h = 1,6 \cdot 10^{-4}$ см, который может реализовываться, например, во время вакуумного пробоя межэлектродного промежутка в 25 мкм при импульсном напряжении 20 кВ. При этом предполагали, что суммарный ток при взрыве острия на-

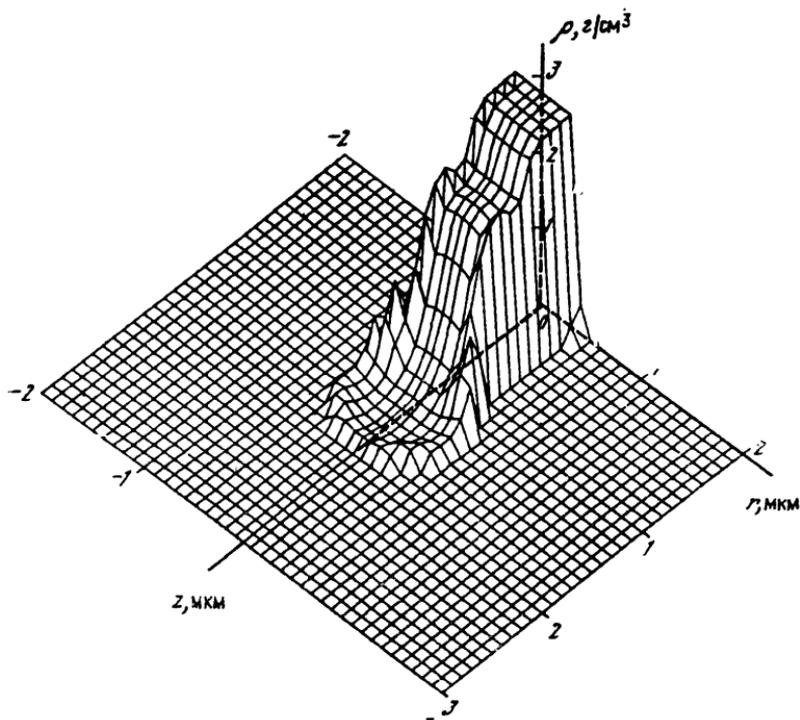


Рис. 8.8. Распределение плотности вещества в приэлектродном пространстве для $t=0,2$ нс с момента начала электрического взрыва алюминиевого микроострия

растал по линейному закону $i(t) = a + bt$ ($a = 1,25$ А, $b = 10^{10}$ А/с). Поскольку толщина скин-слоя для такого электровзрыва 1—5 мкм, а значит, электрическое поле проникает в рассматриваемый кончик острия, то в первом приближении естественно полагать: плотность тока в острие обратно пропорциональна площади его сечения, т. е. внутри острия $j \sim (h - z)^{-2}$. В области катодного факела плотность тока $j(z, r, t) = i(t)/S$, где S — площадь сферической поверхности, пронизываемой электронным потоком, с центром сферы на оси симметрии на высоте $z_0 = (h - r_0)$ от основания острия.

Результаты расчетов, несмотря на принятые упрощения, хорошо отображают основные особенности значений физических параметров, характеризующих электровзрыв микроострия. Соответствие расчетных и соответствующих экспериментальных величин свидетельствует о приемлемости данного подхода при рассмотрении динамики процесса:

Скорость разрушения острия	10^5 см/с
Скорость КФ	10^6 см/с
Скорость уноса массы	$1,3 \cdot 10^{-3}$ г/с

Коэффициент удельной эрозии	— $3 \cdot 10^{-4}$ г/Кл
Давление плазмы в кратере	— 10^4 атм
Температура плазмы КФ	— 3,5 эВ

На рис. 8.8 показано распределение плотности продуктов электровзрыва через 0,2 нс после начала взрыва. При развитии электрического взрыва от кончика острия и с его периферии к основанию и в глубь острия движется волна разогрева. Вслед за ней к основанию катодного острия устремляется волна разрушения, границей которой является квазисферическая поверхность, отделяющая область жидкого расплавленного металла от твердого. В противоположную сторону с возрастающей скоростью летят продукты электровзрыва с удельной внутренней энергией $\omega > > 10$ кДж/г, представляющие собой плазменный факел.

Из расчетов следует, что по мере увеличения внутренней энергии вещество острия проходит через различные фазовые состояния, к поверхности катода распространяется ударная волна. При этом возникают локальные изменения максимального давления на оси симметрии, обусловленные схлопыванием ударно-волновых возмущений, распространяющихся с периферии (где удельное сопротивление продуктов взрыва выше) в глубь острия.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Лоскутов В. В., Лучинский А. В., Месяц Г. А. Магнито-гидродинамические процессы в начальной стадии взрывной эмиссии // ДАН СССР. 1983. Т. 271, № 5. С. 1120—1122.
2. Бакулин Ю. Д., Куропатенко В. Ф., Лучинский А. В. Магнито-гидродинамический расчет взрывающихся проводников // ЖТФ. 1976. Т. 46, № 9. С. 1963—1969.
3. Бурцев В. А., Калинин Н. В., Лучинский А. В. Электрический взрыв проводников. М.: Энергоатомиздат, 1990.
4. Литвинов Е. А., Месяц Г. А., Парфенов А. Г. О природе взрывной электронной эмиссии // ДАН СССР. 1983. Т. 269, № 2. С. 343—345.
5. Литвинов Е. А., Месяц Г. А., Парфенов А. Г. О природе цикличности взрывной электронной эмиссии // ДАН СССР. 1984. Т. 279, № 4. С. 864—866.
6. Литвинов Е. А., Месяц Г. А., Парфенов А. Г. Об особенностях перехода металл—плазма в начальной стадии взрывоэмиссионного цикла катода // ДАН СССР. 1991. Т. 320, № 2. С. 319—321.
7. Litvinov E. A., Parfyonov A. G., Shmelev D. L. Nonstationary model of the cathode and nearcathode processes in a vacuum arc // Proc. ISDEIV-XV. Darmstadt, 1992. P. 326—330.
8. Парфенов А. Г. Нестационарная модель катодных и прикатодных процессов вакуумной дуги: Дис. ... докт. физ.-мат. наук. Екатеринбург, 1992.
9. Месяц Г. А., Проскуровский Д. И. Импульсный электрический разряд в вакууме. М.: Наука, 1984.
10. Калиткин Н. Н., Кузьмина Л. В., Рогов В. С. Таблицы термодинамических функций и транспортных коэффициентов плазмы. М.: ИПМ АН СССР, 1972.
11. Уэбб Ф. Исследование явления взрыва проволоочки длительностью менее 1 мкс. Взрывающиеся проволоочки. М.: Изд-во иностр. лит., 1963.

12. Бакшт Р. Б., Дацко И. М., Коростелев А. Ф. и др. Расчеты и эксперименты по наносекундному электрическому взрыву тонких проволок // Физика плазмы. 1983. Вып. 2. С. 62—66.

13. Самарский А. А., Попов Ю. П. Разностные схемы газовой динамики. М.: Наука, 1975.

14. Бушман А. В., Лешкович С. П., Месяц Г. А. и др. Математическое моделирование электровзрыва катодного острия // ДАН СССР. 1990. Т. 312, № 6. С. 1368—1371.

15. Баско М. М. Уравнения одномерной гидродинамики с теплопроводностью и кинетикой термоядерного горения: [Препринт ИТЭФ, № 145]. М., 1985.

16. Беспалов И. М., Полищук А. Я. Методика расчета транспортных коэффициентов плазмы в широком диапазоне параметров: [Препринт ИВТАН, № 1—257]. М., 1988.

17. Бушман А. В., Капель Г. И., Ни А. Л., Фортгов В. Е. Теплофизика и динамика конденсированных сред при интенсивных импульсных воздействиях. Черноголовка, 1983.

18. Белоцерковский О. М., Давыдов Ю. М. Метод крупных частиц в газовой динамике. М.: Наука, 1982.

19. Bertholf L. D., Buxton L. D., Thorne B. J. et al. Damage in Steel Plates from Hypervelocity Impact. II. Numerical Results and Spall Measurement // J. Appl. Phys. 1975. V. 46, N 9. P. 3776—3783.

20. Жуков В. Т. Численные эксперименты по решению уравнения теплопроводности методом локальных итераций: [Препринт ИПМ АН СССР, № 97]. М., 1983.

§ 9.1. ВВЕДЕНИЕ

В предыдущих разделах показано, что при микровзрывах на катоде происходит ВЭЭ, сопровождаемая испусканием плазмы, паров и микрокапель металла. До настоящего времени полагалось, что существует в основном один механизм микровзрыва — разогрев микровыступов на катоде током АЭЭ и ВЭЭ играет фундаментальную роль главным образом в вакуумном разряде и некоторых типах разряда в газах. В главе 2 показано, что, во-первых, имеется много механизмов появления микровзрывов, а АЭЭ — одна из немногих возможностей их иницирования и, во-вторых, как будет показано во второй и третьей частях монографии, микровзрывы на электродах являются фундаментальным процессом для большого количества типов разряда, а также во многих импульсных электрофизических устройствах.

Напомним, как возникает и функционирует ВЭЭ. При плотности тока $j > 10^8$ А/см² микроострие на поверхности большинства металлических катодов получает энергию $\sim 10^4$ Дж/г и взрывается в течение времени t_3 , которое для многих металлов определяется из соотношения $j^2 t_3 \approx 10^9$ А²·см⁻⁴·с. После взрыва появляется ток ВЭЭ, а на катоде остаются следы в виде микрократера. Если ток ВЭЭ превышает некоторую пороговую величину i_n (от нескольких до десятка ампер), то ток от первого микровзрыва прекращается (за время порядка 10^{-9} — 10^{-8} с) и появляется один или несколько новых микровзрывов и микрократеров. Следовательно, процесс становится самоподдерживающимся, а каждый новый микровзрыв качественно ведет себя подобно, например, вторичным электронам таунсендовского газового разряда, которые появляются на катоде под действием ионов, фотонов, электронов, метастабилей и т. д. Мы назвали это явление эктоном¹, так как в отечественной и зарубежной литературе зону функционирования ВЭЭ часто называют взрывной центр (Explosive center). Слово эктон (ecton) происходит от начальных букв этих английских слов.

¹ Месяц Г. А. Эктоны в электрических разрядах // Письма в ЖЭТФ. 1993. Т. 57, вып. 2. С. 88—99.

Итак, чтобы появился первичный эктон, необходимо иметь достаточную удельную концентрацию энергии в микрообъеме катода, а чтобы первичный эктон инициировал вторичные эктоны и процесс был самоподдерживающимся, необходимо, чтобы его ток был выше порогового. Это, по существу, два основных условия возникновения эктонов. Но нетрудно показать (см. главу 2), что они могут быть обеспечены не только АЭЭ.

Как показано в главе 2, концентрацию энергии для микрообъема катода, достаточную для взрыва, можно обеспечить мощным потоком лазерного излучения, плазмы, ионов, ударом быстрой микрочастицы, разрядом по поверхности диэлектрика в месте его контакта с острием (тройная точка), наличием металлических мостиков между катодом и анодом и т. д. Причем необязательно эти процессы должны приводить к микровзрывам непосредственно. Есть сопутствующие эффекты, которые появляются при сравнительно слабых потоках энергии, а затем способствуют концентрированию энергии в микрообъемах катода. Важнейший из них — взаимодействие поверхности катода с плазмой. Последняя возникает, в частности, при испарении микроповерхности катода или десорбции газа под действием высокой температуры и последующей ионизации газа и паров металла электрическим полем.

§ 9.2. КРИТЕРИИ ИНИЦИИРОВАНИЯ И САМОПОДДЕРЖАНИЯ

Итак, на примере ВЭЭ мы познакомились со свойствами эктонов на поверхности катода. Еще раз напомним, что такое катодный эктон. Это микроскопический взрыв на поверхности металла, способный в присутствии необходимой разности потенциалов эмиттировать электронный ток. Кратковременность эмиссии может быть обусловлена тремя причинами: малостью эмиттируемого тока, кратковременностью протекаемого тока и, наконец, его самообрывом за счет охлаждения зоны эмиссии. Критерием возбуждения эктона является достижение необходимой концентрации энергии в микрообъеме поверхности металла ω_0 за время, меньшее, чем характерное время рассеяния энергии τ :

$$\frac{d\omega}{dt} > \frac{\omega_0}{\tau}, \quad (9.1)$$

где ω_0 порядка энергии сублимации; время $\tau = b/v_{зв}$ (b — линейный размер области взрыва, $v_{зв}$ — скорость звука). Если рассеяние энергии происходит за счет теплопроводности, то необходимо иметь $b \ll (a\tau)^{1/2}$.

Теперь рассмотрим критерии самоподдержания эктона. Оно обусловлено взаимодействием плазмы с поверхностью металла.

Мы уже знаем, что существует два типа эктонов. Назовем их рассеянными и группированными. Рассеянные эктоны, как правило, обусловлены зарядкой ионами плазмы и включений на катоде. Если считать, что эктон образуется тогда, когда электрическое поле внутри диэлектрика $E > 10^6$ В/см, то для зарядки этой пленки за время $t < 10^{-9}$ с необходимо иметь

$$n_i v_i > 10^{23} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}, \quad (9.2)$$

где v_i — скорость ионов; n_i — их концентрация. Если $v_i \approx 10^6$ см/с, то при концентрации ионов $n_i \approx 10^{17}$ см⁻³ можно ожидать появления эктонов под действием набегающей плазмы.

Группированные эктоны появляются, по нашему мнению, за счет усиления плотности тока в перетяжке при отрыве капли. Если считать, что основной ток обусловлен ионной компонентой, то для получения в перетяжке плотности тока 10^9 А/см² необходимо соблюдать соотношение

$$n_i v_i > 10^{28} / \beta_i t_i \quad (9.3)$$

(β_i — коэффициент усиления плотности тока). Если даже принять, что $\beta_i \approx 10^2 - 10^3$, то для появления группированных эктонов необходимо иметь при одной и той же скорости ионов концентрацию плазмы на 2—3 порядка больше.

§ 9.3. ОЦЕНКА ПАРАМЕТРОВ ЭКТОНА И ЕГО ЗОНЫ

9.3.1. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОЦЕНКИ

Для рассеянных эктонов на плоской поверхности металла, которые образуются за время порядка 10^{-9} с, оценку радиуса и массы кратера после эктона можно провести из соотношений (6.2) и (6.7), полученных из простой джоулевой модели (нужно принять, что $\theta = 180^\circ$):

$$r_{\text{кр}} = \left(\int_0^{\tau_3} i^2 dt / 4\pi^2 \bar{h} \right)^{1/4}, \quad (9.4)$$

где \bar{h} — удельное действие;

$$M_1 = \frac{\rho}{3\sqrt{2\pi}} \left(\int_0^{\tau_3} i^2 dt / \bar{h} \right). \quad (9.5)$$

Необходимо иметь в виду, что в этих формулах ток ниже порогового $i < i_{\text{п}}$, а τ_3 — время, в течение которого функционирует эктон. Например, при $i = 1$ А величина $\tau_3 = 10^{-9}$ с для меди, радиус кратера $r_{\text{кр}} \sim 10^{-5}$ см, $M_1 \approx 0.5 \cdot 10^{-13}$ г.

Сложнее обстоит дело, если ток $i \geq i_{\text{п}}$. В этом случае имеет место эффект самоподдержания эктонов, состоящий из самооб-

брыва тока эктона и возникновения новых эктонов. Эффект самообрыва тока происходит из-за охлаждения зоны эмиссии за счет теплопроводности, испарения, увеличения радиуса эмиссии и т. д. Если принять, что самообрыв тока происходит в момент, когда начинает играть роль теплоотвод и $r_{кр} = (at)^{1/2}$ (a — коэффициент температуропроводности), то время, необходимое для функционирования эктона, определяется из соотношения

$$\tau_э = i^2 / 4\pi^2 a^2 \bar{h}, \quad (9.6)$$

а радиус кратера

$$r_{кр} = i / 2\pi (a\bar{h})^{1/2}. \quad (9.7)$$

При выводе формул (9.6) и (9.7) принято, что ток i не меняется во времени. Если ток $i \approx 10$ А, то для меди из (9.6) и (9.7) получим $\tau_э \sim 10^{-9}$ с, а $r_{кр} = 3 \cdot 10^{-5}$ см. Время $\tau_э$ при меньших токах будет ниже, чем измеренное время цикла эктона, вследствие того, что, по-видимому, предположение о прекращении эмиссии за счет только начала влияния теплопроводности неточно. Существуют более инерционные процессы. Например, из капельной модели самоподдержания эктона следует, что новый эктон появится тогда, когда образуется хотя бы одна капля из кратера. Поэтому минимальное время цикла должно быть не ниже, чем время, необходимое для выплеска металла из кратера:

$$\tau_э > r_{кр} / v, \quad (9.8)$$

где v — скорость движения жидкого металла. Учитывая, что для меди $v \sim 10^4$ см/с при токе $i = 1-100$ А, минимальное время цикла с учетом (9.4) должно быть не менее нескольких наносекунд. Для случая ВЭЭ ток растет во времени. Пусть $i = kt$, тогда

$$\tau_э = \frac{12\pi^2 a^2 \bar{h}}{k^2}, \quad (9.9)$$

$$r_{кр} = \frac{2\pi \sqrt{3} a^{3/2}}{k} \sqrt{\bar{h}}. \quad (9.10)$$

Напомним, какие значения температуропроводности a имеют различные металлы. Для Ag, Al, Au, Cu, Mo, Fe, W, Ni она равна соответственно 2,6; 1,1; 1,03; 1,41; 0,59; 0,25; 0,75; 0,26 см²/с.

Остановимся еще кратко на пороговом токе эктона. Как мы говорили в § 7.5, в рамках капельной модели пороговый ток i_p , необходимый для самоподдержания эктонов, равен току, при котором за время цикла $\tau_э$ появится хотя бы одна капля. В этом случае имеет место соотношение (7.5). Для меди $\gamma_k \geq 10^7$ Кл⁻¹, $\tau_э < 10^{-8}$ с, поэтому пороговый ток составляет несколько ампер.

В условиях экспериментов с ВЭЭ трудно экспериментально определить пороговый ток, поскольку в этом случае эктон раз-

вивается при большой скорости роста тока di/dt . В § 5.3 в экспериментах с двойными импульсами мы однозначно доказали факт существования порогового тока, который для медного катода составляет порядка одного ампера. Поэтому для оценки порогового тока металлов лучше воспользоваться данными И. Г. Кесаева², полученными в экспериментах с вакуумной дугой. Например, для Cu, Ag, Au, Al, Mo, W, Fe и Ti пороговый ток дуги i_p составляет соответственно 1,6; 1,2; 1,4; 1,0; 1,5; 1,6; 1,5 и 2,0 А.

Теперь на качественном уровне рассмотрим причину обрыва тока в эктоне. Этот вопрос прямо связан с механизмом эмиссии электронов из металла. Сейчас нет сомнений в том, что это термоэлектронная эмиссия, усиленная эффектом Шоттки за счет электрического поля на границе плазма—металл. В рамках классической тепловой модели, описанной в § 8.2, в течение времени $\sim 10^{-9}$ с мы допускали рост температуры значительно выше температуры кипения. Если считать, что в этих условиях можно пользоваться формулой Ричардсона—Шоттки, то

$$j = AT^2 \exp [- (e\phi - aE^{1/2}) / kT], \quad (9.11)$$

где $A = 120,4$; $a = 3,79 \cdot 10^{-4}$; ϕ — работа выхода (для меди $\phi = 4,4$ эВ); E — электрическое поле на эмиттирующей поверхности, В/см; T — температура катода, К; j — плотность электронного тока, А/см².

Моделирование процессов в эктоне показало, что поле E не более 10^5 В/см (§ 8.4). Это говорит о том, что поправка эффекта Шоттки $aE^{1/2}$ в показателе экспоненты не будет играть принципиальной роли в определении плотности тока j . Согласно оценкам, для меди при энерговкладе, эквивалентном 10^4 К, плотность тока будет $\sim 10^8$ А/см², при $7 \cdot 10^3$ К — только $5 \cdot 10^6$ А/см²; т. е. охлаждение зоны эктона на 30 % приводит к уменьшению плотности тока почти на два порядка.

Итак, качественно картина обрыва тока в эктоне выглядит следующим образом. Вначале плотность тока при иницировании эктона составляет около 10^9 А/см². Происходит быстрый разогрев микрообъема и его взрыв, приводящий к возникновению эффективной термоэлектронной эмиссии. По мере развития взрыва происходит увеличение зоны эмиссии, теплоотвод, унос тепла за счет испарения и выброса нагретого жидкого металла. Все это снижает температуру зоны функционирования эктона и плотность тока термоэлектронной эмиссии. Уменьшение же плотности эмиссионного тока приводит к еще более быстрому охлаждению зоны эмиссии из-за снижения джоулева разогрева.

² Кесаев И. Г. Катодные процессы электрической дуги. М.: Наука, 1968.

9.3.2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ОЦЕНКИ

На основе полученных в предыдущих главах результатов по ВЭЭ мы можем дать оценку параметров эктонов и их последствий. Проведем ее для плоской медной поверхности при токе, близком к пороговому.

Во-первых, определим, сколько электронов испускает эктон за один цикл. Очевидно, эта величина составляет

$$N_э = \frac{i_n \tau_э}{e}, \quad (9.12)$$

т. е. при $i_n \sim 1$ А, $\tau_э \sim 10^{-8}$ с величина $N_э \approx 10^{11}$, (e — заряд электрона). Если ток растет линейно со временем, то воспользуемся формулой (9.9). При скорости роста тока 10^{10} А/с, $\tau_э = 10^{-8}$ с величина $N_э \approx 10^{12}$. Энергию, необходимую для инициирования эктона, оценим по удельной энергии ω_0 , необходимой для массы металла M_1 , уносимой из кратера. Так как $\omega^0 \approx 10^4$ Дж/г, а $M_1 \sim 10^{-12}$ г, то

$$W_э = M_1 \omega_0, \quad (9.13)$$

т. е. $W_э \approx 10^{-8}$ Дж.

Далее напомним, что удельная масса, уносимая из зоны эктона, составляет $\sim 10^{-5}$ г/Кл. Плотность тока в процессе функционирования эктона уменьшается от 10^9 до примерно 10^8 А/см². При функционировании эктона испускаются капли металла, пары и плазма. Скорость разлета плазмы $\sim 10^6$ см/с, скорость капель $> 10^4$ см/с, а их количество составляет $> 10^7$ Кл⁻¹. В зоне функционирования эктона давление плазмы порядка 10^4 атм, температура плазмы 4—5 эВ.

9.3.3. ТИПЫ ЭКТОНОВ

Выше мы говорили, что эктоны в зависимости от состояния поверхности катода могут быть рассеянными и группированными. Для поверхности, покрытой диэлектрическими пленками и включениями, для появления вторичных эктонов нужна значительно меньшая концентрация и температура плазмы, поэтому, по-видимому, критический ток вакуумной дуги ниже для загрязненной поверхности, чем для чистой [2].

Кроме классификации, зависящей от свойства поверхности, есть классификация, обусловленная величиной испускаемого тока. Если ток выше порогового, то эктон называется самоподдерживающимся, или с-эктоном, если ток ниже порогового, то эктон называется несамоподдерживающимся, или н-эктоном. По существу, все рассматриваемые в этой части монографии эктоны были с-эктонами, поэтому их называли для простоты просто эктонами.

Наконец, классификацию эктонов можно провести по типу электрода, на котором эктон возникает. Все, о чем мы говори-

ли выше, касается катодных эктонов, т. е. микровзрывов на катоде, испускающих пакет электронов. Однако нет сомнения, что, если микровзрыв происходит на аноде, то из образующейся плазмы будут эмиттировать положительные ионы, т. е. будет образован анодный эктон, энергия в который будет поступать от электронов анодной плазмы. Анодный эктон, как правило, должен быть несамоподдерживающимся, поскольку ток ионов при одних и тех же условиях всегда намного меньше тока электронов. Анодный эктон, например в вакуумном разряде, играет вспомогательную роль. Он способствует появлению катодного эктона. Свойства анодных эктонов еще не изучены.. Это предстоит сделать в будущем.

От автора	3
---------------------	---

Часть I

ВЗРЫВНАЯ ЭМИССИЯ ЭЛЕКТРОНОВ

ГЛАВА 1. К ИСТОРИИ ПРОБЛЕМЫ	11
§ 1.1. Электрический взрыв проводников	11
§ 1.2. Исследование автоэлектронной эмиссии с большой плотностью тока	15
§ 1.3. Вакуумный разряд и вакуумная дуга	19
§ 1.4. Импульсные источники рентгеновских лучей	20
Список литературы	21
ГЛАВА 2. КОНЦЕНТРИРОВАНИЕ ЭНЕРГИИ В МИКРО- ОБЪЕМАХ ПРОВОДЯЩИХ СРЕД	24
§ 2.1. Введение	24
§ 2.2. Ток АЭЭ металла	24
2.2.1. Ток одиночного эмиттера	24
2.2.2. Ток АЭЭ из плоской поверхности	25
2.2.3. Поверхность жидкого металла	32
§ 2.3. Влияние диэлектрика на концентрирование энергии	35
2.3.1. Аномальные коэффициенты усиления поля β_E	35
2.3.2. Влияние на АЭЭ адсорбированных атомов	35
2.3.3. Тонкие диэлектрические слои на катоде	36
2.3.4. Возникновение ВЭЭ за счет разряда по диэлектрику	40
§ 2.4. Роль плазмы на катоде в концентрировании энергии	41
2.4.1. Экспериментальное исследование	41
2.4.2. Модели влияния плазмы на концентрирование энергии	42
§ 2.5. Воздействие на катод лазерного излучения	45
2.5.1. Взаимодействие лазерного излучения с веществом	45
2.5.2. Возбуждение ВЭЭ лазерным излучением	47
§ 2.6. Другие методы возбуждения эктонов	48
Список литературы	50
ГЛАВА 3. ПРОЦЕССЫ НА КАТОДЕ, ПРЕДШЕСТВУЮЩИЕ ПОЯВЛЕНИЮ ЭКТОНОВ	53
§ 3.1. Введение	53
§ 3.2. Исследования АЭЭ, инициирующей эктоны	53
3.2.1. Одиночные острия	53
3.2.2. Плоская поверхность	60

§ 3.3. Модели нагрева острий током АЭЭ	62
3.3.1. Джоулева модель	62
3.3.2. Учет эффекта Ноттингама	64
3.3.3. Размерные эффекты	67
§ 3.4. Металлическое острие в контакте с диэлектриком	68
3.4.1. Особенности разряда по диэлектрику в вакууме	68
3.4.2. Об эффекте снижения импульсного напряжения разряда	70
3.4.3. Разряд по диэлектрику с большим ϵ	71
§ 3.5. Взрыв острий в условиях низких температур	73
Список литературы	77
ГЛАВА 4. КАТОДНАЯ И АНОДНАЯ ПЛАЗМА	79
§ 4.1. Плазменные процессы в диоде	79
§ 4.2. Катодная плазма	79
4.2.1. Скорость разлета катодной плазмы	79
4.2.2. Свойства катодной плазмы	82
4.2.3. Модели катодной плазмы	85
§ 4.3. Эмиссия электронов из катодной плазмы в вакуум	87
§ 4.4. Анодная плазма	90
4.4.1. Тепловые процессы на аноде	90
4.4.2. Свойства анодного факела	92
4.4.3. Скорость разлета анодного факела	95
Список литературы	97
ГЛАВА 5. ТОК ВЗРЫВНОЙ ЭМИССИИ ЭЛЕКТРОНОВ	100
§ 5.1. Зависимость тока от напряжения и времени	100
5.1.1. Экспериментальные исследования	100
5.1.2. Ток ВЭЭ в устойчивом режиме	102
5.1.3. Метод определения скорости движения катодного факела	105
§ 5.2. Неустойчивый режим взрывной эмиссии электронов	107
5.2.1. Общее описание режима	107
5.2.2. Аномальные ионы и электроны	111
§ 5.3. Режим насыщения тока ВЭЭ	111
5.3.1. Поведение ВЭЭ в режиме насыщения	111
5.3.2. Пороговый ток ВЭЭ	113
§ 5.4. Управление током ВЭЭ	115
5.4.1. Управление моментом появления тока	115
5.4.2. Управление током ВЭЭ путем изменения свойств плазмы	116
5.4.3. Эффект двойного импульса	118
Список литературы	119
ГЛАВА 6. УНОС МАССЫ С КАТОДА В ПРОЦЕССЕ ВЭЭ	121
§ 6.1. Первый взрыв острейного катода	121
6.1.1. Условия проведения эксперимента	121
6.1.2. Экспериментальные результаты	124
6.1.3. Джоулева модель уноса массы	126
6.1.4. Унос массы и «удельное действие»	127
§ 6.2. Многократные взрывы острий	129
6.2.1. Экспериментальные результаты	129
6.2.2. Теоретическая оценка уносимой массы	133
§ 6.3. Определение плотности тока на катоде при ВЭЭ	135
6.3.1. Плотность тока при первом взрыве	135
6.3.2. Плотность тока на коническом массивном катоде	136
Список литературы	140

ГЛАВА 7. ЭКТОНЫ И МИКРОРЕЛЬЕФ ЭЛЕКТРОДОВ	141
§ 7.1. Процессы на электродах	141
§ 7.2. Микрорельеф катода	141
§ 7.3. Влияние анодных процессов на микрорельеф катода	148
§ 7.4. Исследование микрокапель	151
§ 7.5. О цикличности эктонных процессов	154
Список литературы	159
ГЛАВА 8. МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЭЭ И ЭКТОНА	161
§ 8.1. Подходы к моделированию	161
§ 8.2. Классическая тепловая модель	162
8.2.1. Основные соотношения	162
8.2.2. Унос массы и температура эмиссионного центра	164
8.2.3. О цикличности эктона и взрывной эмиссии	165
§ 8.3. Одножидкостный МГД расчет инициирования эктона	167
§ 8.4. Двумерное моделирование взрыва острия	171
Список литературы	173
ГЛАВА 9. СВОЙСТВА ЭКТОНОВ	175
§ 9.1. Введение	175
§ 9.2. Критерии инициирования и самоподдержания	176
§ 9.3. Оценка параметров эктона и его зоны	177
9.3.1. Теоретические оценки	177
9.3.2. Экспериментальные оценки	179
9.3.3. Типы эктонов	180