

УДК 537.533

А.Г.ПАРФЕНОВ

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ВАКУУМНЫХ ДУГ

Излагается концепция вакуумной дуги, основанная на теоретических моделях различных процессов в дуге, разработанных автором. Представлен основной экспериментальный материал по вакуумным дугам.

Введение

Настоящая статья представляет собой обзор работ по физике вакуумной дуги, проводимых автором с начала 80-х годов. Вакуумная дуга (под этим термином понимается разряд, горящий в ионизованных парах металла, испаряющегося с электродов) интенсивно исследуется в течение многих десятилетий [1, 2], что вначале было обусловлено интересом к дуге как просто к физическому объекту, а в последние десятилетия этот интерес связан также с созданием и широким использованием сильноточных высоковольтных коммутаторов. Проблемой стало также появление униполярных дуг на внутренних стенках токамаков, засоряющих горячую плазму продуктами эрозии стенок.

К началу наших теоретических исследований сложилась довольно необычная ситуация в области физики вакуумной дуги. Дуговой разряд изучался наиболее интенсивно по сравнению с другими видами газового разряда; так, составленная Миллером в 1990 г. библиография работ по вакуумным разрядам насчитывает 4250 наименований [3], тем не менее, природа дугового разряда оставалась наименее понятой. Неясно было, что определяет напряжение на дуге, шли дискуссии в литературе, каковы механизмы эмиссии тока, эрозии электродов. Подобное положение объяснялось тем, что элементарные процессы в дуге, как выяснилось относительно недавно, имеют временной масштаб $\sim 10^{-9}$ с, а характерный пространственный масштаб на катоде, где сосредоточено протекание тока, испарение металла и образование плазмы, $\sim 10^{-4}$ см (на рис.1 показана фотография кратеров на катоде, образовавшихся во время функционирования дуги). Поэтому существенный прогресс в изучении дуги произошел в 60 – 70-х годах, с появлением электронных микроскопов и созданием аппаратуры, способной регистрировать быстротекущие процессы при электрическом пробое вакуумного промежутка и переходе разряда в дуговую стадию [4]. В России эти работы начинались в Томском политехническом институте под руководством Г.А. Месяца. В 70-х годах был получен качественно новый экспериментальный материал по вакуумным дугам [1, 5, 19, 21], в том числе зависимости размеров кратеров от величины разрядного тока, материала катода, были экспериментально оценены времена жизни эмиссионных центров на катоде, то есть тех образований, которые оставляют после себя кратеры (позже автор [4] предложил называть эмиссионные центры эктонами). Были детально изучены продукты эрозии катода, в том числе состав катодной плазмы и скорость ее разлета. Все это создало объективные предпосылки для создания и обоснования не только качественной, но и количественной теории дуговых процессов.

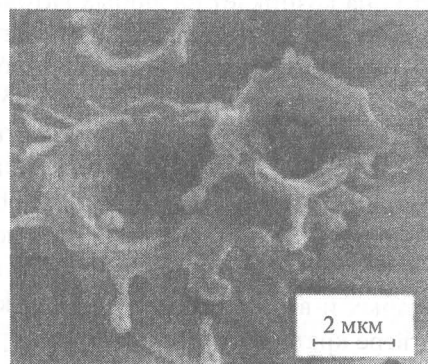


Рис. 1. Фотография участка алюминиевого катода после функционирования вакуумной дуги [19]

Основные экспериментальные данные по вакуумной дуге

Прежде чем заниматься созданием теории, следовало систематизировать накопленный экспериментальный материал. Дело в том, что существует два принципиально разных типа дугового разряда – термоэмиссионный и взрывоэмиссионный. Иногда даже экспериментаторы путают разные виды разряда и смешивают экспериментальные данные по ним.

Под термоэмиссионной дугой, или дугой с термоэмиссионным катодом, мы понимаем самостоятельный разряд, происходящий по следующей схеме. С нагретого катода идет термоэлектронная эмиссия и испарение нейтралов. Электроны эмиссии, ускоряясь в области катодно-

го падения потенциала, ионизуют металлический пар, создавая в промежутке проводящую среду. Часть образовавшихся ионов ускоряется в области катодного падения потенциала и попадает обратно на катод, передает ему свою энергию и тем самым поддерживает его температуру. Величина катодного падения здесь определяется потенциалом ионизации нейтралов, плотность тока на катоде может лежать в очень широких пределах – от ~ 1 до $\sim 10^6$ А/см², разряд может покрывать как всю площадь катода, так и располагаться на катоде пятнами. В последнем случае разряд может носить не стационарный, а квазистационарный характер – катодное пятно, возникнув по какой-либо причине (например, разогрев участка катода взрывоэмиссионными пятнами), начинает остывать вследствие теплопроводности, но остывание идет достаточно медленно, так, что процессы, зависящие от температуры поверхности (потоки частиц между катодом и плазмой), рассматриваются как и при стационарном тепловом режиме, но начинают зависеть от температуры как от параметра. После того как пятно остынет и эмиссия прекратится, подобное пятно может возникнуть на новом месте, что со стороны видится как относительно медленное перемещение катодного пятна. Проведенный в [7] анализ показал, что время жизни такого пятна на одном месте τ зависит от его радиуса r : $\tau = r^2/a$, где a – коэффициент температуропроводности материала катода. Разряд с термоэмиссионным пятном может возникнуть в вакууме лишь на таком катоде, энергия связи атомов которого меньше работы выхода электронов, иначе стационарный энергетический баланс на поверхности катода невозможен. На вольфраме, например, термоэмиссионная вакуумная дуга не наблюдается.

Дугой взрывоэмиссионного типа, или дугой с холодным катодом, мы называем дугу, оставляющую после себя характерные микронные кратеры (рис. 1). Процессы, обуславливающие появление таких кратеров, получили название «взрывная электронная эмиссия» [4, 5]. Термин «дуга с холодным катодом» отражает тот факт, что катод в целом остается холодным (впрочем, термоэмиссионные пятна также оставляют катод в целом холодным, поэтому термин не совсем удачный). Место привязки тока на катоде называется катодным пятном (КП), оно состоит из одного или нескольких эктонов. Место привязки непрерывно меняется – КП перемещается по катоду. Иногда такую дугу называют дугой с быстроперемещающимся пятном (в отличие от термоэмиссионной дуги со стационарным или медленно перемещающимся пятном). Характерная плотность тока в КП $\sim 10^7 - 10^9$ А/см². Дуга взрывоэмиссионного типа является универсальной в том смысле, что она возникает на любых катодах, в отличие от термоэмиссионной, которая возникает не всегда и лишь через некоторое время путем перехода из разряда взрывоэмиссионного типа. Далее мы будем говорить только о дуге взрывоэмиссионного типа, называя ее просто дугой.

Можно считать твердо установленными следующие факты и закономерности, связанные с дуговым разрядом (анализ более сотни экспериментальных работ проведен в [6]):

1. КП на обычных поверхностях состоят из нескольких эктонов, то есть одновременно работающих эмиссионных центров, объединенных общей плазмой. Если же специально приготовить поверхность, очистив ее от всех неметаллических включений, то в КП остается только один эктон, в котором концентрируется весь ток дуги. Характер перемещения КП (то есть процесса отмирания старых и возникновения новых эктонов) также меняется – новый эктон всегда образуется на бровке кратера от старого эктона (рис. 2). С увеличением тока размер кратера возрастает (рис. 4 и 5), но до определенного предела, когда увеличение тока приводит к делению катодного пятна на два, между которыми равномерно распределяется ток дуги. Пятна движутся по катоду независимо друг от друга, каждое со своей плазмой. Для меди, например, этот предел наступает при 100 А.

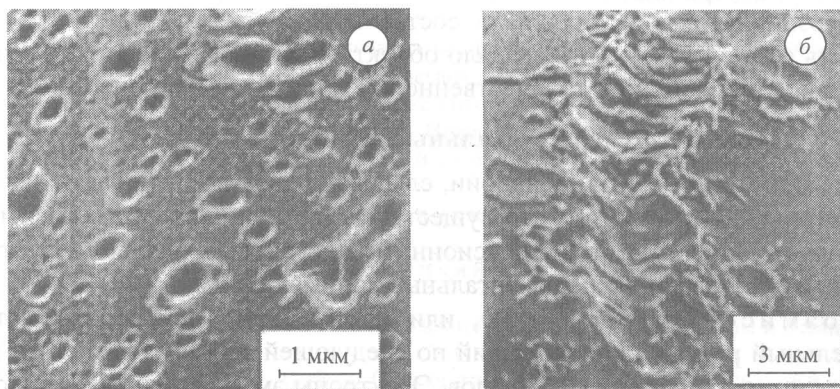


Рис. 2. След КП: а – на окисленной катодной поверхности [19], б – на чистой катодной поверхности [20]

2. Продукты эрозии катода, то есть то, что вылетает из кратеров, – это капли жидкого металла и полностью ионизованная плазма. Капли летят под малыми углами к плоскости катода, их скорость $\sim 10^3 - 5 \cdot 10^4$ см/с. Плазма разлетается в направлении от катода, ее разлет близок к сферически-симметричному. Средний заряд плазмы больше единицы (для меди $z = 1,8-1,9$), часто в заметных количествах присутствуют 4-, 5-кратные ионы. Направленная к аноду скорость ионов плазмы слабо зависит от материала катода и тока дуги и составляет $\sim 2 \cdot 10^6$ см/с. Существует зависимость скорости иона от его заряда – чем больше заряд, тем выше скорость. Ионы и электроны, движущиеся к аноду, переносят ток. Было найдено, что ток ионов составляет $\sim 8\%$ тока электронов и не зависит от тока дуги и материала катода.

3. Почти все наблюдаемое падение напряжения на дуге приходится на очень узкую область вблизи катода, размер которой экспериментально не определен. Падение напряжения на плазменном столбе незначительно. Падение напряжения вблизи анода может быть как положительным, так и отрицательным – это зависит от соотношения между током дуги и тепловым током из плазмы на анод. Можно подобрать условия, когда анодное падение близко к нулю. Напряжение дуги обычно лежит в интервале 10 – 30 В, зависит от материала катода, тока дуги и, видимо, еще от ряда факторов, не всегда контролируемых в экспериментах (от состояния поверхности катода, например). Напряжение на дуге испытывает постоянные колебания во времени, частота которых простирается до гигагерц, причем нижний уровень напряжения оказывается вполне определенным и неизменным во времени – его и принимают за напряжение дуги U_d .

4. Почти вся выделяемая в дуге энергия IU_d диссипируется в электродах, повышая их температуру, причем в аноде диссипируется примерно в два раза больше энергии, чем в катоде. В катоде диссипируется $\sim 30\%$ мощности, выделяемой в дуге, независимо от материала катода и величины тока.

5. Вакуумная дуга характеризуется способностью к самопроизвольному погасанию, что свидетельствует о ее внутренней неустойчивости. Зависимость среднего времени горения дуги от тока является экспоненциальной. Например, дуга на медном катоде при токе в 2 А горит в среднем менее 10^{-4} с. Существует понятие «пороговый ток дуги», то есть ток, при котором дуга не регистрируется. Ясно, что это понятие условное, величина порогового тока зависит, по сути, от разрешающей способности аппаратуры. Верхний предел дугового тока ограничен, видимо, прочностью конструкции электродов. При исследовании дуги обычно работают с токами $\sim 1 - 100$ А.

6. Зажигая короткую (по времени) дугу на чистой поверхности, а затем подсчитывая количество образовавшихся кратеров, можно оценить время формирования одного кратера. С помощью скоростной фоторегистрации дуги в процессе ее функционирования можно зафиксировать периодические колебания яркости на катоде. Наконец, можно выделить на осциллограмме дугового напряжения колебания с минимальным периодом. Все эти методы дали одинаковую оценку для времени жизни эктона – $10^{-9} - 10^{-8}$ с.

7. Циклический процесс погасания старых и возникновения новых эктонов наблюдается как движение катодного пятна. Такое движение является абсолютно хаотическим, то есть подчиняется закону диффузии. Наложение внешнего тангенциального к поверхности катода магнитного поля меняет характер движения пятна – оно становится упорядоченным. Пятно движется по прямой в сторону, обратную предписываемой правилом Ампера для проводника с током в магнитном поле. Это явление получило в литературе название «обратного движения пятна». Скорость движения пятна по прямой траектории зависит от чистоты поверхности и может достигать 10^5 см/с. Если магнитное поле направлено под углом к поверхности, то есть имеется перпендикулярная к катоду составляющая, пятно движется не перпендикулярно вектору поля, а под некоторым углом к направлению в чисто тангенциальном поле (так наз. угол Робсона). Этот угол оказывается приблизительно линейно зависящим от угла наклона вектора магнитного поля к поверхности (рис. 17).

Теоретические модели дуговых процессов

К началу наших работ по теории дуговых процессов ни одно из перечисленных выше явлений, свойственных катодному пятну, не было понято, или, точнее, существовало слишком много гипотез того или иного явления, но не было цельного, непротиворечивого подхода к природе пятна, позволяющего с единых позиций объяснить экспериментальные данные. В литературе шли дискуссии о плотности тока на катоде, об относительной роли температуры и электрического поля в процессах эмиссии, о механизмах кратерообразования (некоторые исследователи кратеры просто

игнорировали или считали их случайными проявлениями неустойчивостей в катодной плазме). Для объяснения движения пятна в магнитном поле высказывались гипотезы о замысловатых траекториях заряженных частиц вблизи катода. Ускорение ионных струй объяснялось как гидродинамическим механизмом (градиентом давления в плазме), так и электростатическим (наличием «горба потенциала» вблизи катода). Наносекундные флуктуации в катодном пятне иногда связывали с явлениями неустойчивости в катодной плазме. Большинство теоретиков, занимавшихся дугой, пытались перенести стационарные теории катодных процессов, свойственные дуге термоэмиссионного типа, на дугу с быстроперемещающимся пятном.

Функционирование дуги обусловлено процессами на катоде и в катодной плазме, анод в большинстве случаев является пассивным коллектором электронов и плазмы. Поэтому основное внимание и экспериментаторов, и теоретиков уделялось катоду и катодным плазменным струям.

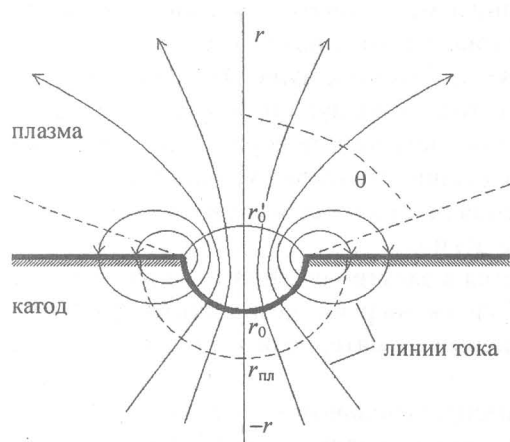


Рис. 3. Геометрия эктона

Первая разработанная нами модель эктона получила название эрозионно-эмиссионной, процесс кратерообразования был в ней увязан с процессами эмиссии [8, 9]. Геометрия эктона предполагалась сферически-симметричной и схематично показана на рис. 3. В данной модели рассматриваются процессы только в катоде, поэтому следует принимать во внимание только нижнюю часть рисунка, без учета токовых колец, смысл которых будет раскрыт позже. Предполагалось, что в начальный момент времени через лунку с начальным радиусом $r_0 \sim 0,1$ мкм на поверхности катода начинал протекать заданный ток (причины, вызвавшие этот ток, здесь не рассматриваются, в принципе, это может быть электрический взрыв микровыступа либо пробой диэлектрического включения). Далее процессы токопрохождения и эрозии развиваются самосогласованно по следующей схеме. Зона

эмиссии и зона испарения металла совпадают и определяются площадью полусферы с радиусом r_0 . Далее идет слой прогретого расплавленного металла. Ток, идущий через катод, стягивается к эмиссионной зоне, на ее поверхности плотность тока достигает величины $\sim 10^9$ А/см², что приводит к сильному джоулеву разогреву металла и интенсивному его испарению. Зона испарения, а с ней и зона эмиссии увеличиваются в размерах, плотность тока падает, поверхность остывает. Эмиссионная способность поверхности отслеживается по самым общим формулам термоавтоэмиссии, и как только эмиссионная способность падает ниже необходимой для обеспечения заданного тока, ток прекращается, эктон гибнет.

Математически задача описывалась нестационарным уравнением теплопроводности с учетом эффекта Джоуля и конвективного переноса тепла электронным током. На верхней подвижной границе r_0 учитывались охлаждение испарением и эмиссией и возможный нагрев ионами прикатодной плазмы. Движением жидкого расплавленного металла пренебрегалось. Зависимость электрического сопротивления от температуры предполагалась линейной.

Задача потребовала численного решения на компьютере, ибо аналитически она не решается и корректного упрощения не допускает.

Несмотря на относительную простоту модели, удалось сразу же получить хорошее совпадение с экспериментом. Полученный радиус плавления совпал с радиусом кратера (рис. 4 и 5), вычисленное время жизни эктона оказалось в наносекундном диапазоне, совпали с экспериментом удельная эрозия катода (испарившаяся масса на единицу прошедшего заряда) и сила отдачи катода. Расхождение с экспериментом проявилось лишь для эктонов на тугоплавких металлах. Это объясняется тем, что в этом случае время жизни эктона составляет десятки наносекунд, и здесь пренебрежение движением жидкого металла не проходит.

Согласие с экспериментом подтвердило правильность основных предпосылок, заложенных в модель, и позволило сделать ряд принципиально новых выводов о механизмах эмиссии и кратерообразования:

1. Ток на поверхности катода действительно проходит через области кратеров, то есть через эктоны, вся остальная поверхность остается электрически неактивной. Плотность тока в эктоне меняется от $\sim 10^9$ А/см² в начале цикла до $\sim 10^8 - 10^7$ А/см² в конце. Механизм энерговыделения в

эктоне — чисто джоулевый, стационарное тепловое состояние в эктоне невозможно, время жизни эктона $\sim 10^{-9} - 10^{-8}$ с.

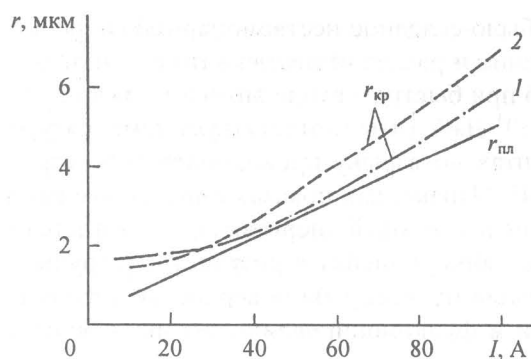


Рис. 4. Рассчитанная зависимость радиуса плавления и экспериментальные зависимости радиуса кратера от тока (медный катод, 1 — [21], 2 — [19])

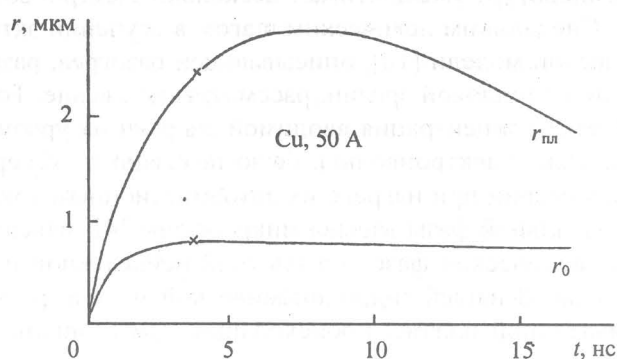


Рис. 5. Зависимость радиусов плавления и испарения от времени. Крестиком отмечен момент прекращения эмиссии

2. Эмиссия тока идет только за счет высокой температуры. Более того, эмиссионная способность поверхности эктона оказывается выше необходимой для прохождения дугового тока. Поэтому, чтобы согласовать эмиссионную способность с проходящим током, была выдвинута идея о виртуальном катоде у поверхности, то есть о существовании слоя отрицательных электронов, повышающего эффективную работу выхода. Роль электрического поля в эмиссии, активно обсуждаемая в литературе, в нашей модели оказалась со знаком минус. Экспериментально это вряд ли можно проверить, но в пользу такого вывода можно высказать следующий аргумент: если бы эмиссионная способность катода соответствовала в точности отбираемому на анод току, то как при экспоненциальной зависимости тока эмиссии от температуры и поля и при сильном изменении последних можно было бы получить постоянный во времени ток дуги?

3. Профиль температуры в теле катода имеет максимум (рис. 6), обусловленный охлаждением поверхности, в основном эмиссионным. Обычно считают, что охлаждение поверхности приводит к более быстрому спаду температуры в катоде. Однако комбинация поверхностного охлаждения с объемным джоулевым разогревом приводит к обратному: охлаждение поверхности тормозит процесс испарения, граница эрозии растет медленнее, что позволяет выделиться большому количеству тепла в объеме и сильнее разогреть эктон в целом; время жизни эктона за счет охлаждения поверхности существенно продлевается.

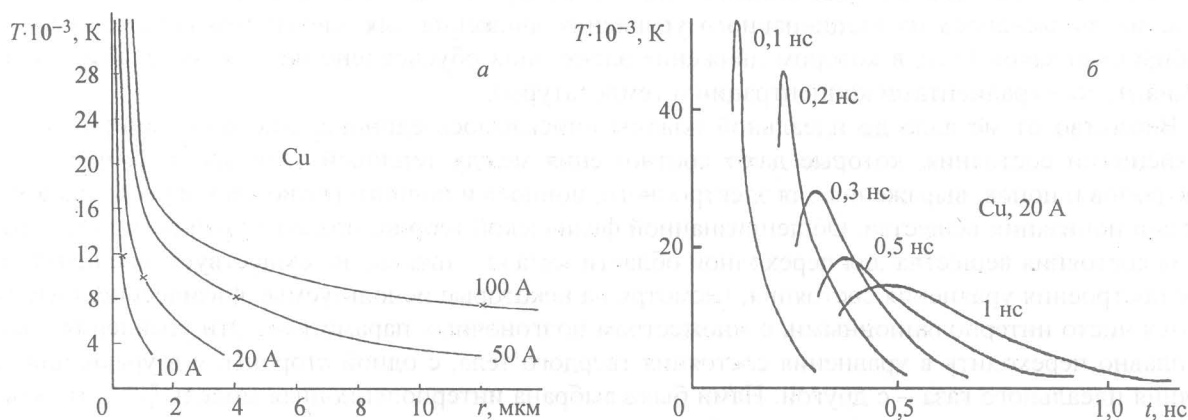


Рис. 6. Зависимость температуры поверхности катода от времени (а) и профили температуры в теле катода в разные моменты времени (б). Крестиками отмечен момент прекращения эмиссии

Одним из недостатков рассмотренной модели эктона является наличие сверхвысоких (для металла) температур в эктоне (рис. 6). Процесс испарения обладает инерцией, граница испарения не может двигаться быстрее скорости звука в металле, поэтому при интенсивном энерговыделении температура на поверхности катода достигает величин порядка удельной (на частицу) энергии сублимации. Результаты по температуре, помимо критики оппонентов, имели и конструктивные

последствия, ибо заставили задуматься, что же за состояние будет у вещества при таких интенсивных энергозакладах, когда в силу инерции разрушения концентрация еще близка к металлической, а температура уже достигает несколько электронвольт.

Следующим логическим шагом в изучении эктона было создание нестационарной гидродинамической модели [10], описывающей разогрев, разрушение и разлет вещества катода – в отличие от чисто тепловой эрозии, рассмотренной выше. То, что при быстром вводе энергии в металл достигается концентрация вводимой энергии на уровне $\sim 10^4$ Дж/г (что соответствует температуре в несколько электронвольт), было показано в экспериментах по взрыву проводников и по взрыву микроострий при нагреве их автоэмиссионным током [4]. Однако, как показали численные расчеты начальной фазы взрыва микроострия [4], максимальный удельный энергозаклад достигается не в металлической фазе, а в плотной неидеальной плазме, образующейся в результате разрушения металла. В нашей гидродинамической модели рассмотрены процессы на поверхности катода и в прикатодной плазме, происходящие при возникновении и функционировании эктона с большой плотностью тока применительно к условиям вакуумной дуги.

Геометрия эктона со стороны катода, как и в предыдущей модели, представляет собой полусферическую лунку на плоскости. Разлет продуктов эрозии также предполагался сферически-симметричным; плазменная струя с катода разлетается в пределах телесного угла, соответствующего углу раствора шарового конуса 2θ (рис. 3, без токовых колец). Линии тока расположены сферически-симметрично и являются сходящимися к поверхности в катоде и расходящимися в области плазменной струи. Сферические поверхности с радиусами r_0 и r_0' имеют равную площадь, и все параметры вещества на этих поверхностях имеют одинаковое значение. Вследствие разрушения катода радиус эрозионной лунки r_0 увеличивается, аналогичным образом увеличивается и радиус основания струи r_0' . Положение радиуса r_0 , определяющего поверхность с наибольшей плотностью тока и являющегося в нашей модели местом изменения геометрии (от сходящейся – к расходящейся), определялось положением точки, в которой гидродинамическая скорость ионов равна нулю. В сторону катода от этой точки происходит сжатие вещества, в другую сторону – расширение. Сама же эта точка движется в глубь катода. Можно сказать, что радиус r_0 посажен на границу, разделяющую волну сжатия от идущей за ней волной разряжения.

Постановка задачи в такой геометрии является одномерной, что позволяло уложиться в технические возможности тогдашних компьютеров (1991 – 1992 гг.).

Система нестационарных уравнений двухжидкостной (электроны и ионы со средним зарядом z) двухтемпературной гидродинамики была составлена на основе стандартного 8-моментного приближения (то есть пренебрегалось вязкостью), вещество предполагалось квазинейтральным, инерцией электронов пренебрегалось, учитывался уход частиц через боковую поверхность струи за счет тепловых скоростей и связанный с этим унос энергии. Падение потенциала в области катод – плазма вычислялось из стационарного уравнения движения для электронов (так называемый обобщенный закон Ома, в котором движение электронов обусловлено не только градиентом потенциала, но и градиентами концентрации и температуры).

Вещество от металла до идеальной плазмы описывалось единообразно полуэмпирическими уравнениями состояния, которые дают соотношения между тепловой энергией и температурой электронов и ионов, выражения для электронного, ионного и полного (включая упругое) давления, степени ионизации вещества. Общепринятой физической теории, позволяющей построить уравнения состояния вещества для переходной области металл – плазма, не существует, все практические построения уравнения состояния, несмотря на некоторые используемые физические идеи, являются чисто интерполяционными, с множеством подгоночных параметров. Эти уравнения должны плавно переходить в уравнения состояния твердого тела, с одной стороны, и в уравнения состояния идеального газа – с другой. Нами была выбрана интерполяционная модель [11], что было обусловлено ее относительной простотой и тем, что она претендует на описание вещества в области параметров, ненамного превышающей наши потребности (чем универсальнее интерполяционные построения, тем они менее точны для конкретной области параметров вещества). Для описания переходной области металл – плазма необходимо также иметь интерполяционные выражения для удельного электросопротивления и коэффициента теплопроводности, которые были составлены на основе методики, предложенной в [12].

Отмечу здесь самые принципиальные с физической точки зрения результаты, полученные в этой модели.

1. Высокие температуры (несколько электронвольт) действительно достигаются в эктоне, причем концентрация вещества при этом всего в 2–3 раза меньше металлической (рис. 7 и 8). Из-за монотонного падения концентрации в области перехода металл – плазма трудно сказать, где кончается металл. Если считать, что при таких концентрациях вещество все еще находится в металлическом состоянии, то температура порядка энергии связи атомов, полученная в предыдущей модели (рис. 6), уже не кажется слишком неправдоподобной. Давление в эктоне при плотности тока около 10^9 А/см² достигает ~100 кбар, что имеет косвенное экспериментальное подтверждение, если считать, что наблюдаемые скорости жидких капель из кратера обусловлены действием этого давления.

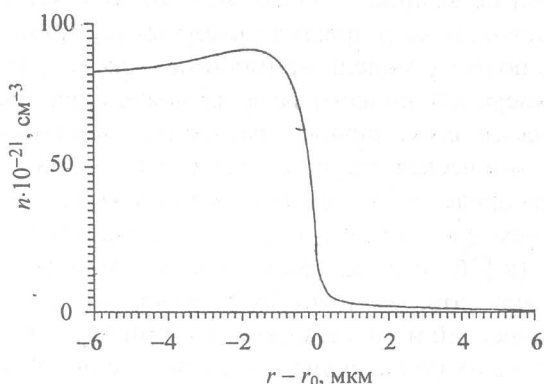


Рис. 7. Распределение концентрации тяжелых частиц в переходной области металл – плазма. Cu, $t = 1$ нс, $I = 50$ А

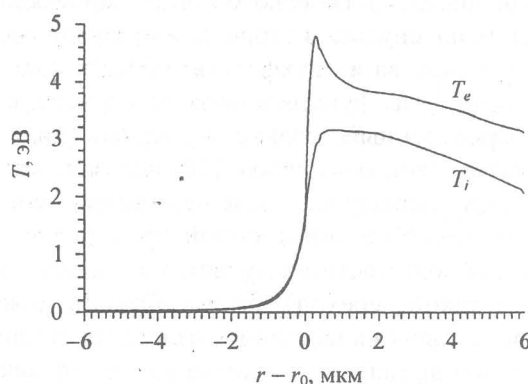


Рис. 8. Распределение электронной и ионной температуры в переходной области металл – плазма. Cu, $t = 1$ нс, $I = 50$ А

2. Размер области неидеального состояния вещества лучше всего проиллюстрировать пространственной зависимостью теплоемкости тяжелых частиц (рис. 9). В металле удельная (на частицу) теплоемкость равна 3, в идеальной плазме – $3/2$. Видно, что область неидеального состояния вещества простирается приблизительно на 2 мкм, что, впрочем, сравнимо с размерами самого эктона.

3. Переход металл – плазма в начале взрыва располагается в закритической области, то есть параметры вещества при таком переходе минуют двухфазную область, и граница между металлом и плазмой отсутствует (рис. 10). Несмотря на довольно крутой профиль концентрации вещества (рис. 7), на длине волны электрона ($\sim 10^{-7}$ см) изменение плотности, температуры, а с ними и уровня Ферми мало, поэтому проводимость среды при переходе из металла в плазму не терпит разрыва и сохраняет омический характер. Омическое падение напряжения составляет в начале цикла 30–50 В и может быть связано с наблюдаемыми всплесками дугового напряжения с периодичностью в несколько наносекунд или десятков наносекунд (время жизни эктона). Основной вклад в перенос тока дает градиент концентрации.

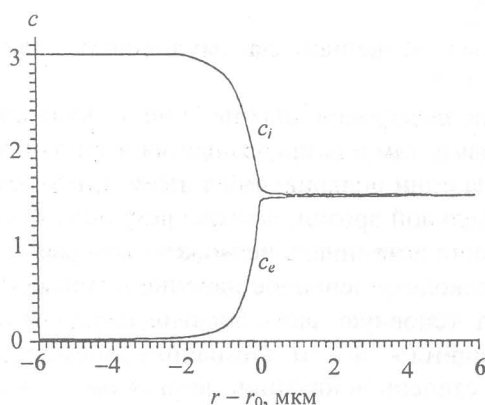


Рис. 9. Поведение электронной и ионной теплоемкостей в переходной области металл – плазма. Cu, $t = 1$ нс, $I = 50$ А

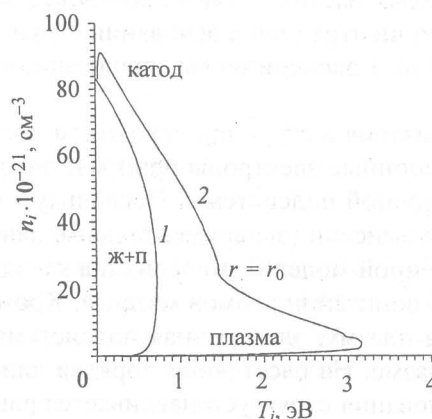


Рис. 10. Положение кривой перехода металл – плазма (2) на фазовой диаграмме; фазовая кривая, разделяющая однофазную и двухфазную (жидкость + пар) области состояния вещества (1). Cu, $t = 1$ нс, $I = 50$ А

4. При расширении металла выше определенного предела свободные электроны превращаются в связанные, и металл переходит в диэлектрическое состояние. Однако, если этот переход происходит при высоких температурах, то, прежде чем все электроны окажутся в связанном состоянии, начнется температурная ионизация, и суммарная степень ионизации (за счет давления и температуры) всегда будет больше нуля. В нашем случае z не падает ниже 0,3 – 0,4. При дальнейшем расширении вещества z переходит в равновесную степень ионизации.

5. Оценки показывают, что омическая проводимость сохраняется ~ 1 нс, после чего появляется граница между металлом и плазмой, разряд переходит в эмиссионную стадию. В рамках одномерной модели логического конца омической стадии не возникает, поскольку жидкий металл не может выплеснуться в стороны и «разрядить» ситуацию, то есть привести к сбросу давления и переходу вещества в двухфазную область состояния, поэтому модель применима к расчету только начальной фазы функционирования эктона, когда инерцией жидкого металла можно еще пренебречь. Проведенный недавно двумерный (цилиндрически-симметричный) расчет эктона в подобной математической постановке [16] показал, что чисто омическая стадия сохраняется в течение первых сотен пикосекунд, после чего вследствие перераспределения тока на катоде сосуществуют зоны с омической и эмиссионной проводимостью, переход к чисто (или преимущественно) эмиссионной проводимости наступает, по оценкам, к 1 нс (в [16] модель также не может корректно отследить такой переход). Таким образом, можно утверждать, что цикл функционирования эктона состоит из двух качественно различных стадий – омической и эмиссионной. Если принять во внимание, что время жизни эктона на легкоплавких металлах (типа меди) составляет около 10 нс, на тугоплавких (вольфрам, молибден) – десятки наносекунд, то относительная длительность омической стадии составляет в среднем единицы процентов; большую часть цикла эктон работает в эмиссионном режиме.

Измеряемые в экспериментах интегральные характеристики эктона (время жизни, размер кратера, состав и скорость ионов в плазменной струе, удельная эрозия) формируются, в основном, в эмиссионной стадии. Для расчета параметров эктона в эмиссионной стадии задачу можно разбить на две – для катода и для плазменной струи, стыкуя их с помощью граничных условий.

Для изучения процессов в плазме была разработана нестационарная модель на базе уравнений многожидкостной гидродинамики и ионизационной кинетики [13, 14].

Геометрия плазменной струи выглядит, как на рис. 3 (верхняя часть рисунка, без катода). Разлет плазмы предполагался сферически-симметричным. Уравнения гидродинамики (без учета вязкости) записывались для каждой компоненты плазмы (электроны, нейтралы, 1-, 2-, 3-, 4-зарядные ионы, 5-зарядных ионов при наших условиях в плазме не было). Учитывалась ионизация электронным ударом и тройная рекомбинация, реакции записывались в борновском приближении. Учитывался уход частиц и унос энергии через боковую поверхность струи за счет тепловых скоростей. Инерцией электронов пренебрегалось. Падение потенциала на струе вычислялось, как и в предыдущей модели, из обобщенного закона Ома. В основании струи задавались ток электронов и поток тяжелых частиц. Модель соответствует эмиссионной стадии эктона, плазма считалась идеальной, с концентрацией в основании струи $\sim 10^{21}$ см⁻³.

Численные эксперименты, проведенные с моделью, позволили сформулировать следующие выводы:

1. Ионизация в струе происходит за счет тепловых электронов плазмы, а не электронов эмиссии. Эмиссионные электроны приносят энергию в плазму, там она превращается в тепловую энергию электронной подсистемы. Поскольку в среднем на один испарившийся атом приходится ~ 15 электронов эмиссии (экспериментальные данные по удельной эрозии, а также результаты эрозионно-эмиссионной модели), то величина катодного падения потенциала не может быть связана с потенциалом ионизации атомов металла. Кроме того, поскольку основное падение напряжения приходится на плазму, электронная подсистема получает основную часть энергии поля непосредственно в плазме. На расстоянии порядка длины ионизации ($\sim 10^{-5}$ см при наших параметрах плазмы) от основания струи устанавливается равновесная степень ионизации, независимо от композиции плазмы в основании струи. С удалением от катода падает концентрация плазмы, а вместе с ней и скорость реакций. На расстоянии $\sim 10^{-3}$ см от катода реакции в разлетающейся плазме уже не успевают произойти, наблюдается эффект «заковки» ионного состава, который при дальнейшем разлете уже не меняется (рис. 14).

2. Ион-ионное трение выравнивает скорости и температуры ионов всех сортов в струе. В то же время эксперименты дают зависимость скорости ионов от их заряда — чем выше заряд, тем больше скорость. Оказывается, если задать в основании струи постоянный во времени поток тяжелых частиц (соответствующий экспериментальным данным, ~ 40 мкг/Кл, или ~ 1 атом на 15 электронов для меди), то мы получим правильный (то есть совпадающий с экспериментом) средний заряд ионов в струе, удовлетворительную ионную композицию, но не получим зависимости скорости ионов от их заряда; если же задать переменный во времени поток массы в струю, как это получается в эрозионно-эмиссионной модели (в начале цикла поток большой, ~ 1 атом на каждый электрон, в конце — 1 атом на каждые 20–40 электронов эмиссии), то мы получим (интегрально по времени цикла) и правильный заряд, и правильную ионную композицию, и правильную зависимость скорости иона от его заряда. В начале цикла поток массы большой, в струе преобладают однозарядные ионы и летят они относительно медленно. В конце цикла в струе преобладают 2–3-зарядные ионы, их скорость существенно выше. То есть ионы разных зарядов рождаются и ускоряются в разное время цикла.

3. Удалось объяснить, почему в различных экспериментах при сходных параметрах дуги (материал катода, величина тока) получают разные зависимости скорости ионов от их заряда. Если катодная поверхность чистая, эктоны работают поодиночке и последовательно (рис. 2,б), то результат измерений будет такой же, как для одного эктона, разброс в скоростях будет максимальным. Если же в пятне независимо друг от друга работает несколько эктонов (рис. 2,а), то циклы их не синхронны, а общая плазма выравнивает скорости разных ионов от разных эктонов. Разброс скоростей ионов будет тем меньше, чем больше эктонов в пятне, а это зависит от состояния катодной поверхности, на что не всегда обращают должное внимание.

4. Температура ионов и электронов в струе различная, то есть плазма струи — двухтемпературная (рис. 11). Температура компонент тем выше, чем меньше угол раствора струи, чем меньше удельная эрозия.

5. Ускорение ионов обусловлено действием градиента давления в плазме, в основном электронного. Ускорение ионов происходит вблизи катода (рис. 12). Скорость ионов в струе растет с уменьшением угла раствора струи, с уменьшением удельной эрозии.

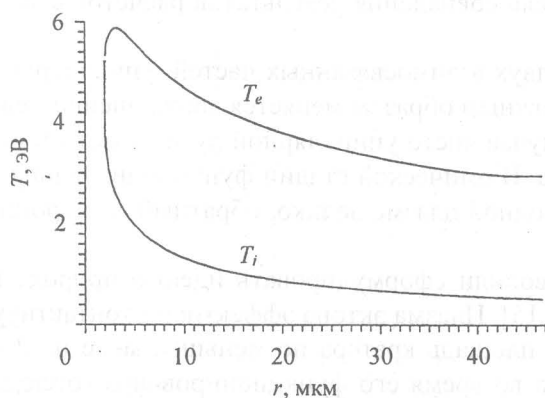


Рис. 11. Распределение электронной и ионной температуры вдоль струи ($2\theta = \pi$). Cu, $I = 50$ А

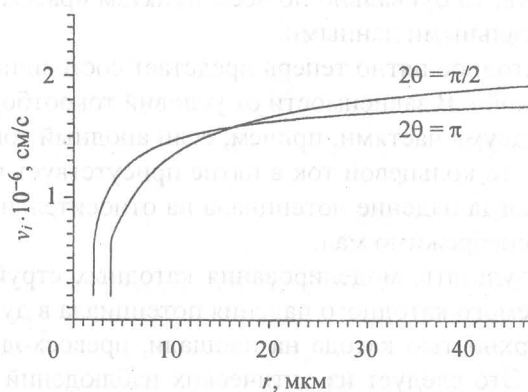


Рис. 12. Распределение ионной скорости в струе. Cu, $I = 50$ А

6. Основное падение напряжения сосредоточено в прикатодной плазме (рис. 13), на расстоянии ~ 10 мкм от катода. Далее потенциал практически не меняется, токоперенос осуществляется градиентом давления в плазме. Никакого «горба потенциала», предполагаемого некоторыми авторами, в плазме не возникает (если не считать «горбика» ~ 2 –3 В, появляющегося в некоторых вариантах расчетов).

7. Одним из наиболее интересных результатов явилось существование сильного обратного тока тепловых электронов из плазмы на катод на периферии эктона. Потенциал плазмы, определяемый из обобщенного закона Ома, не может возрасти скачкообразно; имеется достаточно протяженный (несколько микрон) участок роста, в пределах которого относительно большое число

электронов плазмы, имеющих высокие тепловые скорости, преодолевает потенциальный барьер и попадает из боковой поверхности струи на катод. Этот обратный ток может замкнуться лишь через эмиссионную зону на катоде, образуя тем самым в окрестности эктона кольцевые (точнее, тороидальные) токовые структуры. Иными словами, лишь часть эмиссионного тока доходит до анода; остальная часть (иногда большая) циркулирует на периферии эктона, как схематично показано на рис. 3. Доля закольцованного тока в общем токе эмиссии растет с уменьшением последнего.

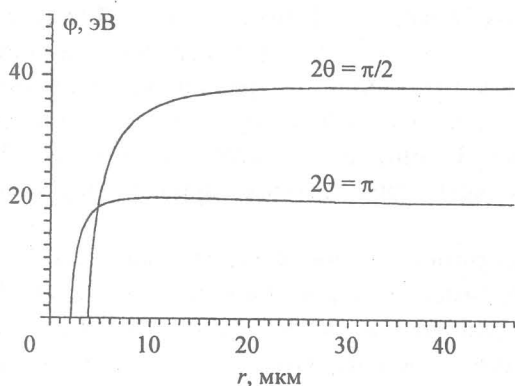


Рис. 13. Распределение потенциала в струе.
Cu, $I = 50$ А

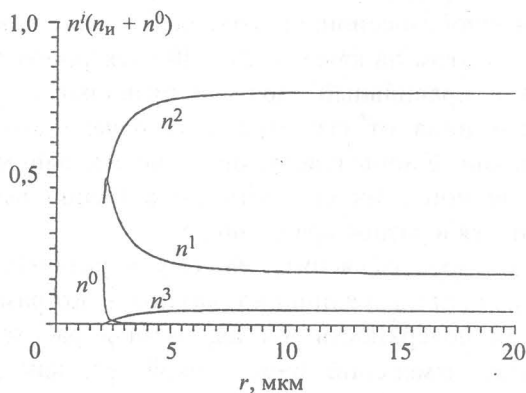


Рис. 14. Изменение ионной композиции вдоль струи ($2\theta = \pi$). Cu, $I = 50$ А

Подобный результат имеет косвенное экспериментальное подтверждение. Из рис. 4 видно, что с уменьшением тока экспериментальные зависимости радиусов кратеров почти перестают меняться, тогда как в расчете радиус плавления стремится к нулю. В рамках эрозионно-эмиссионной модели это расхождение никакого разумного объяснения не нашло; новый же результат все объясняет: в экспериментах уменьшается анодный ток, а общий ток через эктон, который формирует кратер, включает в себя еще закольцованный ток.

Обратный электронный ток играет существенную роль в энергобалансе струи; если его исключить, то буквально по всем пунктам «рассыпаются» совпадения результатов расчетов с экспериментальными данными.

Катодное пятно теперь предстает состоящим из двух взаимосвязанных частей: униполярной и «обычной». В зависимости от условий токоотбора сложным образом меняется соотношение между этими двумя частями, причем, если анодный ток в случае чисто униполярной дуги может отсутствовать, то кольцевой ток в пятне присутствует всегда. В омической стадии функционирования эктона, когда падение потенциала на относительно холодной плазме велико, обратный электронный ток пренебрежимо мал.

Результаты моделирования катодных струй позволили сформулировать идею о природе наблюдаемого катодного падения потенциала в дуге [6, 15]. Плазма эктона эффективно контактирует с поверхностью катода на площади, превосходящей площадь кратера по меньшей мере на 2 порядка. Это следует из оптических наблюдений пятна во время его функционирования (отсюда и дискуссии о плотности тока в пятне). В нашей схематичной модели эктона струя плазмы направлена от катода (рис. 3), кроме случая $2\theta = \pi$, однако расчет в более реальной двумерной геометрии начальной стадии цикла эктона [16] показал, что существуют тангенциальные к поверхности катода потоки плазмы от бруствера кратера, возвышающегося над поверхностью. Из этой плазмы на катод идет ток тепловых частиц — электронов и ионов. Суммарный ток на всей площади контакта, кроме зоны эктона, должен быть равен нулю, иначе токоперенос на анод будет невозможен; ток электронов из плазмы на катод превышает ток ионов до тех пор, пока потенциальный барьер для электронов в слое катод — плазма не уравнивает эти потоки. Потенциал в слое, при котором ток ионов равен току электронов (с обратным знаком), так, что общий ток равен нулю, называется плавающим потенциалом, он равен:

$$\phi = 0,5T_e \ln [m_i / (2\pi z m_e)], \quad (1)$$

где m_i , m_e — массы иона и электрона. Для меди $\phi \sim 4,5T_e$, что при $T_e \sim 5$ эВ дает наблюдаемое катодное падение потенциала.

То, что плазма катодного пятна находится в режиме «плавания» относительно катода, имеет прямое экспериментальное подтверждение. В [22] потенциал изолированного зонда, помещенного в прикатодную плазму, определенный по нижнему уровню флуктуаций, оказался равен катодному (рис. 15).

Итак, потенциал плазмы относительно катода на удалении от эктона устанавливается из условия плавления, падение потенциала происходит в слое размером порядка дебаевской длины. Падение потенциала над эктоном в плазменной струе, по которой идет ток, носит омический характер, область падения простирается до 10 мкм. Величина этого падения потенциала должна быть равна потенциалу плазмы пятна в целом, то есть плавающему потенциалу; если омическое падение на струе начнет превышать эту величину, ситуация становится энергетически невыгодной, пятно разделится на два независимых. Предельный ток пятна, возможно, обусловлен именно этим.

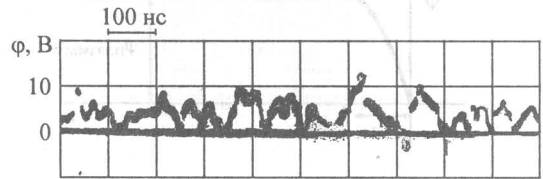


Рис. 15. Осциллограмма изолированного (плавающего) зонда в прикатодной плазме относительно катода. $I = 10$ А, вольфрам [22]

Возникает вопрос о распределении потенциала между эмиссионной границей эктона и основанием плазменной струи. Тяжелые частицы здесь вряд ли могут попасть обратно на катод; испаряясь, они имеют направленную от катода скорость, их поток очень быстро становится сверхзвуковым. В то же время электроны плазмы имеют тепловую скорость, на порядок превышающую дрейфовую, поэтому поток тепловых электронов на катод будет иметь место. Потоки электронов эмиссии и тепловых электронов должны взаимно регулироваться так, чтобы обеспечить итоговый ток в сторону анода. Наиболее вероятной представляется распределение потенциала с виртуальным катодом (рис. 16).

Быстроперемещающееся катодное пятно есть последовательное отмирание старых и возникновение новых эктонов. Изучив процессы в отдельном эктоне, следовало далее ответить на два вопроса: что первично — возникновение нового эктона или гибель старого; каков механизм регенерации эктонов.

Поскольку из наших моделей следует конечность жизни эктона, и это время совпадает с экспериментально наблюдаемым, логично считать, что причиной перемещения пятна является отмирание эктона. Непрерывность тока разряда требует возникновения нового эктона.

Механизмы регенерации эктонов рассмотрены в [17, 18] и суть их заключается в следующем.

1. Наиболее эффективный механизм возникновения эктона — зарядка потоком заряженных частиц из плазмы и последующий пробой диэлектрических включений на катоде.

2. На чистой катодной поверхности, лишенной диэлектрических включений, происходит электрический взрыв перетяжки между отрывающейся жидкой каплей и катодом на бруствере кратера. Ток заряженных частиц из плазмы собирается на каплю, затем концентрируется в перетяжке, что приводит к ее разогреву и взрыву. Именно такой механизм объясняет последовательное наложение кратеров с шагом в радиус кратера на чистых поверхностях (рис. 2). Застывшие капли на перетяжках можно увидеть на рис. 1.

3. В обоих рассмотренных выше случаях потоком заряженных частиц из плазмы является ток «обратных» тепловых электронов на катод на периферии эктона.

Гипотеза об определяющей роли «обратного» тока электронов в механизмах регенерации эктонов позволила естественным образом объяснить наблюдаемые закономерности движения пятна во внешнем магнитном поле [18]. Так, если представить «обратные» токи в виде колец, тороидально охватывающих периметр эктона (рис. 3), и рассмотреть поведение этих колец в тангенциальном магнитном поле, то получается следующий результат. Кольца стремятся развернуться так, чтобы их магнитные моменты совпали с направлением поля. При этом происходит сгущение колец (то есть увеличение плотности тока на катод) именно с той («антиамперовой») стороны эктона, в которую и движется пятно в экспериментах.

Если поле направлено под углом к катоду, эти кольца, помимо сгущения, еще и наклоняются, стремясь выстроиться перпендикулярно полю. Это приводит к смещению точки с максимальной плотностью тока на катоде на некоторый угол по отношению к чисто «обратному» направлению движения пятна. Угол ϕ , на который отклоняется траектория пятна (угол Робсона), оказался равным:

$$\phi = \arctg [0,5 \cdot y/x \cdot \sin \theta_B], \quad (2)$$

где θ_B — угол наклона вектора магнитного поля к поверхности катода; y/x — отношение высоты токового контура к его ширине (представление контура в виде кольца, как на рис. 3, схематично;

форма контура сложнее и зависит от условий разряда). На рис. 17 приведено сравнение рассчитанного угла Робсона и экспериментально найденного.

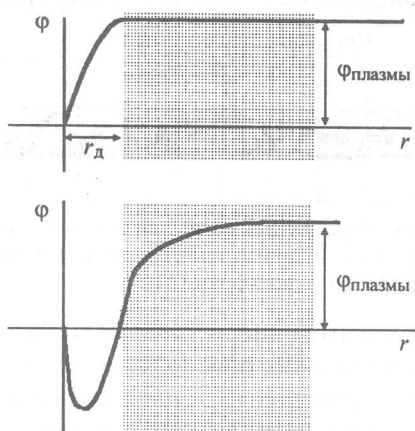


Рис. 16. Схема распределения потенциала в дебаевском слое между плазмой катодного пятна и катодом вдали от эктона (вверху) и между эмиссионной поверхностью эктона и плазмой катодной струи (внизу)

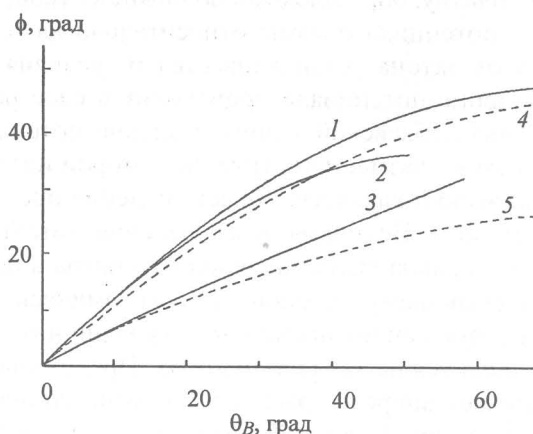


Рис. 17. Угол Робсона ϕ в зависимости от угла наклона внешнего магнитного поля к поверхности θ_B : 1 — эксперимент Робсона [19], Al, 28 А; 2 — эксперимент Кесаева [2], Cu, 10 А; 3 — эксперимент Ютнера [19], Mo, 10–300 А; 4 — формула (2) при $y/x = 2$; 5 — формула (2) при $y/x = 1$

Удачное объяснение «антиамперового» движения пятна и угла Робсона замкнутым электронным током на периферии эктона может служить косвенным доказательством его существования, прямые измерения «обратного» тока вряд ли возможны.

Заключение

В результате проведенных работ по моделированию катодных и прикатодных процессов в вакуумной дуге удалось ответить на самые принципиальные вопросы о природе этих процессов. Были поняты механизмы эмиссии, эрозии, формирования потенциала, ионизации и ускорения ионов в плазменных струях. Полученные результаты применимы не только к дуге, но и к незавершенному вакуумному разряду, когда катодная плазма не успевает дойти до анода и переключить промежуток. Длительность такого разряда много больше времени цикла эктона, плазма имеет тот же потенциал, что и в дуге, основное падение напряжения сосредоточено между фронтом плазмы и анодом; этот тип разряда используется в импульсных ускорителях электронов.

Изложенная концепция дуговых процессов позволяет определить подходы к исследованию еще ряда явлений в дуге, это — особенности эрозии на тугоплавких катодах, когда при определенных условиях наблюдаются очень большие в диаметре и очень мелкие кратеры; изучение эрозии катода при токах в десятки и сотни килоампер, когда кратер на катоде виден невооруженным глазом, острый бруствер этого кратера приводит к снижению пробивного напряжения так, что приходится менять катод после каждого импульса; влияние постороннего газа в промежутке на горение дуги (часто это влияние сказывается уже при давлениях $\sim 10^{-4}$ мм рт. ст.); изучение эрозии при пороговых токах дуги, когда закольцованный ток в катодном пятне может превысить анодный; поведение дуги в сильном продольном магнитном поле, когда плазменная струя сжимается, ее разогрев увеличивается, степень ионизации повышается. Получение из вакуумной дуги многозарядных ионов является наиболее дешевым и эффективным.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вакуумные дуги / Под ред. Дж. Лафферти. — М.: Мир, 1982.
2. Кесаев И. Г. Катодные процессы электрической дуги. — М.: Наука, 1968.
3. Miller H. C. // IEEE Transaction on Electrical Insulation. — 1990. — V. 25. — № 5. — P.765–860; 1991. — V. 26. — № 5. — P.949–1043.
4. Месяц Г. А. Эктоны. — Екатеринбург: Наука, 1994.
5. Месяц Г. А., Проскуровский Д. И. Импульсный электрический разряд в вакууме. — Новосибирск: Наука, 1984.
6. Парфенов А. Г. Нестационарная модель катодных и прикатодных процессов вакуумной дуги: Докт. дисс. — Екатеринбург, 1992.

7. Parfyonov A. G. // IEEE Trans. On Plasma Sci. – 1985. – V. 13. – № 5. – P.277–280.
8. Литвинов Е.А., Месяц Г.А., Парфенов А.Г. // ДАН СССР. – 1983. – Т. 269. – № 2. – С.343–345.
9. Литвинов Е.А., Месяц Г.А., Парфенов А.Г. // ДАН СССР. – 1984. – Т. 279. – № 4. – С.864–866.
10. Литвинов Е.А., Месяц Г.А., Парфенов А.Г. // ДАН СССР. – 1991. – Т. 320. – № 2. – С.319–321.
11. Колгатин С.Н., Хачатурьянц А.В. // ТВТ. – 1982. – Т. 20. – № 3. – С.447–451.
12. Беспалов И.М., Полищук А.Я. // Письма в ЖТФ. – 1989. – Т. 15. – № 2. – С.4–8.
13. Литвинов Е.А., Месяц Г.А., Парфенов А.Г. // ДАН СССР. – 1990. – Т. 310. – № 2. – С.344–347.
14. Litvinov E. A., Parfyonov A. G., Shmelev D. L. // Proc. XIV Int. Symp. On Discharges and Electrical Insulation in Vacuum. – Santa-Fe, USA, 1990. – P.266–268.
15. Parfyonov A. G. // Proc. XIV Int. Symp. On Discharges and Electrical Insulation in Vacuum. – Eindhoven, Holland, 1998. – P.321–324.
16. Шмелев Д.Л. Автореф. дисс. ... канд. физ.-мат. наук. – Екатеринбург, 1999.
17. Литвинов Е.А., Месяц Г.А., Парфенов А.Г., Федосов А.И. // ЖТФ. – 1985. – Т. 55. – № 11. – С.2270–2273.
18. Литвинов Е.А., Месяц Г.А., Парфенов А.Г., Садовская Е.Ю. // Письма в ЖТФ. – 1990. – Т. 16. – № 18. – С.92–94.
19. Juttner B. Katodenprozesse elektrischer Entladungen im Vakuum: Thesis. – Berlin, 1982.
20. Puchkarev V. F., Murzakayev A. M. // J. Phys. D. – 1990. – V. 23. – P.26–35.
21. Daalder J. E. // IEEE Trans. Pow. Appl. Syst. – 1974. – № 93. – P.1747–1758.
22. Puchkarev V. F. // J. Phys. D. – 1991. – V. 24. – P.685–692.