

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ**Механизм генерации аномальных ионов вакуумной дуги**

Г.А. Месяц, С.А. Баренгольц

На основе анализа эктонных процессов предложена модель генерации ионного потока в вакуумных дугах. Показано, что ионизационный состав и скорости направленного движения ионов формируются в результате взрывообразного разрушения микроучастков катода за счет джоулева разогрева высокой плотностью тока. При этом ионизационные процессы сосредоточены в узкой области порядка микрометра близи катода, и в дальнейшем ионизационный состав плазмы не меняется. Рост тока дуги вплоть до килоампера сопровождается простым увеличением количества одновременно функционирующих эктонов, что объясняет экспериментальные данные о слабой зависимости параметров ионного потока от тока вакуумной дуги.

PACS numbers: 52.40.Mj, 52.75.Pv, 52.80.Mg, 52.80.Vp

Содержание

1. Введение (1113).
2. Параметры ионного потока в вакуумных дугах (1114).
 - 2.1. Энергии ионов.
 - 2.2. Зарядовый состав.
 - 2.3. Ионная эрозия.
3. Эктоны и процессы в вакуумных дугах (1120).
 - 3.1. Физика катодных процессов.
 - 3.2. Экточная модель катодного пятна.
 - 3.3. Моделирование эктонных процессов.
4. Заключение (1129).

Список литературы (1129).

1. Введение

Одним из наиболее интересных физических эффектов, сопровождающих функционирование дугового разряда в вакууме, является наличие в плазме разряда аномальных ионов. Аномальность ионов связана с тем, что они движутся преимущественно в противоположном направлению — от катода к аноду. Энергии этих ионов существенно превосходят энергию, соответствующую приложенной к межэлектродному промежутку разности потенциалов. Типичные значения падения напряжения на дуговом разряде в диапазоне токов до килоампера составляют 10–30 В, а энергии ионов находятся на уровне 30–150 эВ [1–3]. Кроме того, достаточно неожиданным оказалось присутствие в

плазме вакуумной дуги многозарядных положительных ионов [2–4], причем для некоторых материалов катода (W, Mo, Cr и др.) ионы с зарядами больше +2 составляют абсолютное большинство.

С момента обнаружения аномальных свойств ионов ведутся дискуссии относительно физических процессов, приводящих к их появлению. Сложилась парадоксальная ситуация: ионы плазмы вакуумной дуги получили широкое применение в технологических целях, таких как ионно-плазменное напыление, нанесение покрытий, ионная имплантация и т.д. [4], и в то же время нет единого мнения о механизме их образования.

Значительный прогресс в изучении электрического разряда в вакууме был достигнут благодаря открытию в 1966 г. явления взрывной электронной эмиссии [5]. Было установлено, что ток вакуумной искры — это ток эмиссии, возникающей в результате микроскопических взрывов на поверхности катода. Детальное исследование явления взрывной электронной эмиссии показало [6–8], что единые физические процессы определяют функционирование катодных пятен вакуумной искры и дуги. В их основе лежат эктоны — отдельные порции электронов, испускаемые в процессе взрывной электронной эмиссии [3].

Настоящий обзор является логическим продолжением исследований [5–8], проводимых в ИСЭ СО РАН и ИЭФ УрО РАН в области вакуумного разряда. В предыдущих обзорах представлены результаты изучения физических процессов, приводящих к вакуумному пробою, описано явление взрывной электронной эмиссии [6, 7], выдвинута гипотеза об эктонном механизме функционирования катодного пятна вакуумной искры и дуги [8].

В течение длительного периода времени определяющая роль взрывоэмиссионных процессов в функционировании вакуумного дугового разряда подвергалась сомнению, однако полученные в последние годы результаты однозначно свидетельствуют в их пользу. В теоре-

Г.А. Месяц. Институт электрофизики, Уральское отделение РАН, 620016 Екатеринбург, ул. Амундсена 106, Российская Федерация
Тел. (095) 237-53-12. Факс (095) 952-50-81

E-mail: mesyats@pran.ru

С.А. Баренгольц. Институт электрофизики,
Уральское отделение РАН,
620016 Екатеринбург, ул. Амундсена 106, Российская Федерация
Тел./Факс: (095) 234-31-63
E-mail: sb@nsc.gpi.ru

Статья поступила 20 мая 2002 г.,
после доработки 5 июня 2002 г.

тическом плане это, прежде всего, построение эктонной модели катодного пятна вакуумного разряда [3], с помощью которой удалось с единых позиций описать процессы при искровом и дуговом разрядах в вакууме.

Основные положения эктонной модели получили дополнительное подтверждение результатами измерений энергии направленного движения ионов дуговой плазмы в условиях высокого вакуума [9], а также исследованиями структуры катодного пятна вакуумной дуги с высоким пространственным и временным разрешением [10]. Газодинамический механизм ускорения ионов в дуговом разряде и доказательство существования ячеек катодного пятна со временем жизни в десятки наносекунд, установленные в этих работах, позволили снять основные аргументы, выдвигавшиеся против взрывоэмиссионного характера явлений в вакуумной дуге.

Существование единого механизма катодных процессов в вакуумных дугах и искрах позволило объединить результаты, казалось бы, независимых исследований различных стадий вакуумного разряда и получить четкую картину физических явлений, приводящих к генерации ионов в вакуумной дуге.

В первых разделах обзора приведены экспериментальные результаты по измерению основных параметров ионного потока (энергий направленного движения, распределения по зарядовым состояниям, ионной эрозии) в вакуумных дугах. Далее представлен анализ современного состояния исследования катодных процессов вакуумной дуги, сформулированы основные положения эктонной модели катодного пятна, приведены оценки параметров ионов в рамках данной модели, представлены результаты численного моделирования эктонных процессов.

2. Параметры ионного потока в вакуумных дугах

2.1. Энергии ионов

2.1.1. Средние скорости ионов. Танберг [11] впервые обнаружил потоки высокоскоростных частиц, исходящих из области катодного пятна вакуумной дуги. Реактивная сила этого потока оказалась пропорциональной току дуги с коэффициентом $20 \text{ дин} \cdot \text{А}^{-1}$ для медного катода. Такая же сила действовала на подвешенный перед катодом электрод, отталкивая его от катода. Измерив импульс отдачи, Танберг определил скорость частиц, которая составила $1,6 \times 10^6 \text{ см} \cdot \text{s}^{-1}$. Если считать, что струя имеет чисто термическую природу, то температура пара в области катодного пятна должна быть порядка $5 \times 10^5 \text{ К}$. Танберг обратил внимание на то, что спектроскопические измерения излучения плазмы взрывающихся проводников дают температуру такого порядка.

Примерно в то же время Кобл [12] независимо оценил скорость струи из пятна ртутного катода и получил значение в пределах $(1,6-4,3) \times 10^6 \text{ см} \cdot \text{s}^{-1}$. Длительное время считалось, что эти струи состоят из нейтральных атомных частиц, так как никто не мог предположить, что струи плазмы, включающие положительные ионы, движутся в "противоположную" сторону — от катода к аноду.

Дальнейшие исследования в этом направлении проводились группой Плотто [13]. В экспериментах [13]

разрядная камера снабжалась маятниковым измерителем импульса струй, электростатическим анализатором и масс-спектрометром Томпсона. Это позволило получить подробные данные о зарядовом составе и средней скорости катодных струй, распределении ионов по энергии для целого ряда металлических катодов.

Для металлов с относительно высокой температурой кипения, таких как Cu, Ag, Mg, степень ионизации катодной плазмы составляла 50–100 %, причем в ней обнаруживались также двух- и трехзарядные ионы, а скорость плазменных струй была порядка $10^6 \text{ см} \cdot \text{s}^{-1}$. Для легкоиспаряющихся Zn и Cd скорость плазменных струй оказалась несколько ниже, а степень ионизации паров металла была в пределах 10–25 %. Энергии ионов распределялись в пределах от 0 до 70 эВ. Наличие такой высокой энергии позволяло ионам двигаться не только по направлению к катоду, как предполагалось ранее, но и в противоположном направлении.

Присутствие в составе плазменных струй высокоэнергетичных ионов привело авторов [13] к выводу о существовании горба потенциала в области плазмы катодных пятен. Несмотря на то что в дальнейшем результаты работы [13] были уточнены и дополнены, а выводы о существовании горба потенциала не подтвердились, можно сказать, что именно эта работа послужила основой для использования ионов вакуумной дуги в имплантационных технологиях.

Практически одновременно с работой [13] Месяц с сотрудниками показали, что и в искровой стадии вакуумного разряда присутствуют аналогичные струи плазмы [14–16]. Например, для медного катода их скорость составляла $2 \times 10^6 \text{ см} \cdot \text{s}^{-1}$ и была обусловлена микровзрывами на поверхности катода, которые сопровождались взрывной электронной эмиссией [15]. В работе [16] показано, что такое значение скорости плазменных струй можно получить из предположения о взрывном газодинамическом разлете катодной плазмы при вложении в материал катода удельных энергий, соответствующих электрическому взрыву металла.

2.1.2. Влияние зарядового состояния. Попытка уточнения результатов работы [13] предпринималась Дэвисом и Миллером [17]. Они исследовали зарядовый состав и распределение ионов дуговой плазмы по энергиям для девяти различных материалов катодов. Энергетический спектр ионов представлял собой широкие линии, почти симметричные относительно максимумов. Его можно охарактеризовать тремя параметрами: максимальной интенсивностью, энергией, соответствующей максимальной интенсивности (наиболее вероятной или средней энергией) и полной шириной линии на половине высоты пика интенсивности.

Совместное рассмотрение энергий пиков и ширины ионных линий показало, что большое количество ионов имеют энергию, которые соответствуют потенциалу более высокому, чем падение напряжения на дуге. Средняя энергия ионов для широкого набора материалов также оказалась выше энергии, соответствующей разности потенциалов, приложенной к межэлектродному промежутку. Средние скорости ионов, как и в случае вакуумной искры, оказались порядка $10^6 \text{ см} \cdot \text{s}^{-1}$.

На рисунке 1 представлены зависимости отношения наиболее вероятной энергии к заряду иона (в единицах электронного заряда) от тока дуги, измеренные для

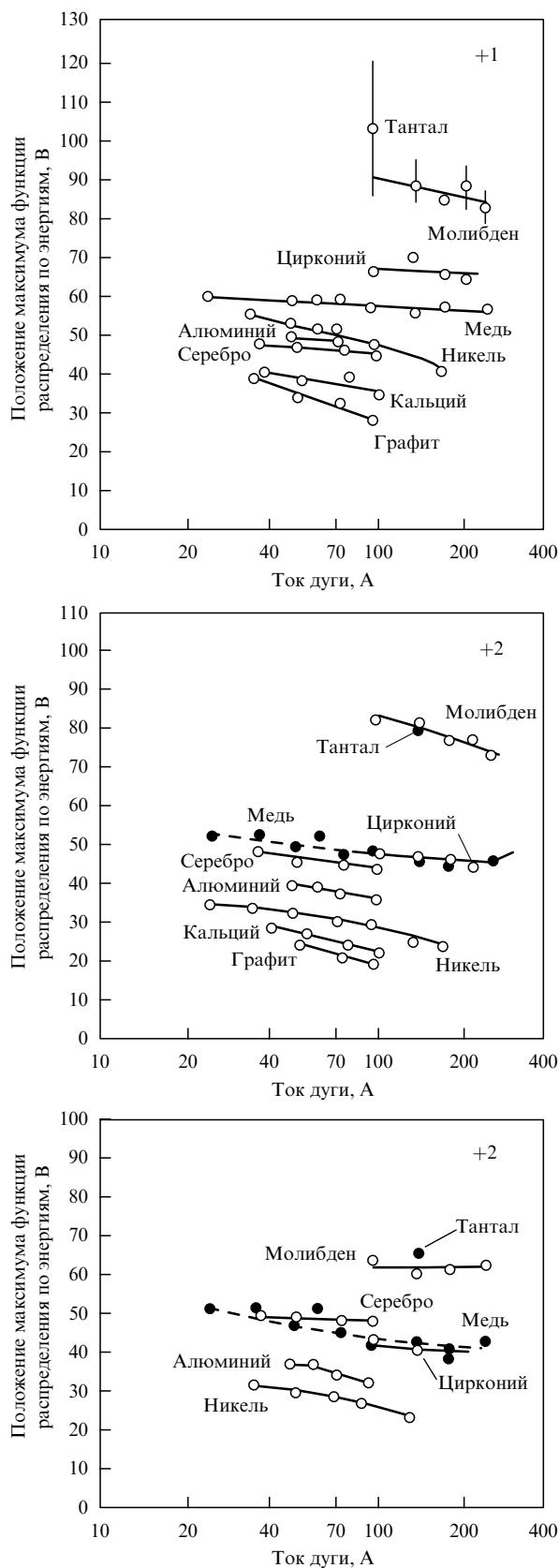


Рис. 1. Зависимости наиболее вероятных энергий одно-, двух- и трехзарядных ионов, испускаемых вакуумными дугами с катодами, выполненными из различных материалов, от тока дуги. Потенциал коллектора ионов равен потенциалу катода [17].

одно-, двух- и трехкратно ионизованных атомов материала катода. По оси ординат отложено напряжение, при котором данный ион получает энергию, равную наиболее вероятному значению. На логарифмической шкале абсцисс отложен ток дуги. Результаты получены в области изменения токов до 300 А, где единственным источником металлического пара является катод.

Некоторые недоразумения возникли при интерпретации результатов, представленных на рис. 1. Дело в том, что во многих работах кинетическая энергия ионов оценивалась как $W = eQU$, где Q — заряд иона. Полученные таким образом энергии одно-, двух- и трехкратно ионизованных атомов Cu при токе дуги 100 А равны 57, 96 и 126 эВ соответственно. Однако, как отмечалось в работе [18], из потенциала, отвечающего максимуму функции распределения ионов, необходимо вычесть потенциал плазмы, равный приблизительно падению напряжения на дуге. В этом случае различие в энергиях ионов будет уже не столь значительное. Так, энергии одно-, двух- и трехкратно ионизованных атомов равны 37, 56 и 66 эВ соответственно.

Согласно предположению о существовании горба потенциала должна существовать прямая пропорциональность энергии ионов кратности их заряда, тогда как в случае монотонного роста потенциала и, следовательно, газодинамического механизма ускорения энергии ионов различной кратности заряда должны быть равны. Данные, полученные в работе [17], хотя и свидетельствовали о некоторой зависимости энергий ионов от кратности их заряда, однако эта зависимость оказалась гораздо слабее, чем должна быть согласно модели горба потенциала.

Неоднозначными оказались и результаты измерения скоростей ионов на разных расстояниях (20–140 мм) в направлении, перпендикулярном оси электродов [19]. Скорости наиболее быстрых ионов Cu и Ag были равны соответственно $2,1 \times 10^6$ и $1,6 \times 10^6$ см s^{-1} и не зависели от кратности заряда. Однако эти ионы генерировались в начальный момент времени (около 3 мкс). В последующие моменты времени (свыше 10 мкс) уже наблюдалась некоторая зависимость энергии ионов от кратности заряда. Скорости одно-, двух- и трехзарядных ионов оказались равными соответственно $1,3 \times 10^6$, $1,4 \times 10^6$ и $1,7 \times 10^6$ см s^{-1} для медных катодов и $0,8 \times 10^6$, $1,1 \times 10^6$ и $1,4 \times 10^6$ см s^{-1} для катодов из серебра.

Неопределенность относительно механизма ускорения ионов плазмы вакуумной дуги сохранялась вплоть до появления работы Окса с сотрудниками [20]. В их экспериментах отбираемые из плазмы ионы ускорялись в многоапertureйной трехсеточной системе постоянным напряжением 10–25 кВ. Зарядовое распределение ускоренного ионного потока анализировалось с помощью времязадержки спектрометра. Скорости ионов измерялись по времени задержки между слабым возмущением тока дуги и реакцией извлеченного ионного тока.

Анализ эволюции токов ионов различной кратности позволял измерять их направленные скорости. Возмущение создавалось либо кратковременным скачком тока дуги, либо его принудительным обрывом. Как показали эксперименты, для каждого материала катода временные отклики ионов разного заряда на скачок или обрыв тока дуги в значительной степени совпадали, что

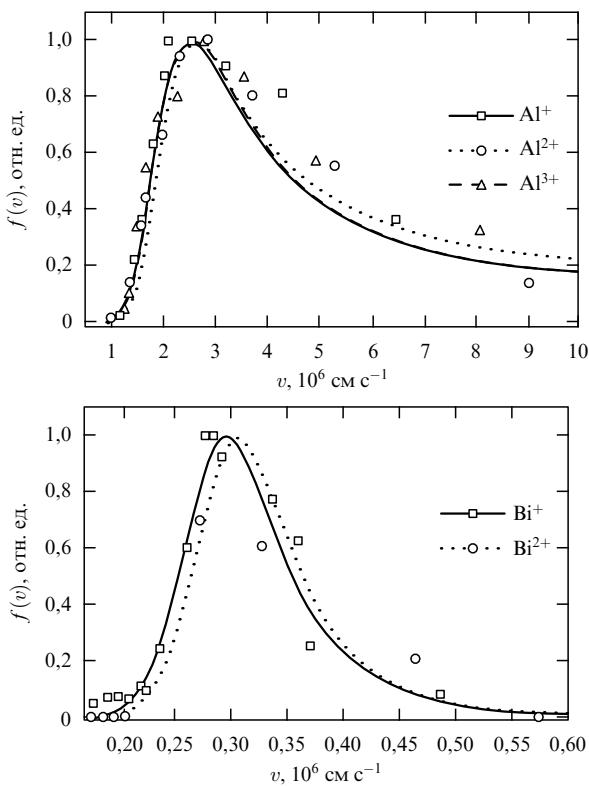


Рис. 2. Функции распределения ионов по скоростям для вакуумной дуги с катодом из алюминия и висмута [20].

свидетельствовало о равенстве кинетической энергии ионов различной кратности заряда (рис. 2).

Авторами [20] была установлена причина отличия их результатов от измерений энергий ионов, представленных в работе [17]. Дело в том, что использованные в экспериментах [17] методы откачки не могли обеспечить высокого вакуума из-за сильного газовыделения во время горения дуги. Для проверки влияния давления остаточного газа были проведены эксперименты по измерению направленных скоростей ионов в условиях принудительного напуска газа в разрядный промежуток.

Результаты экспериментов [20] показали, что ухудшение вакуумных условий приводило к различному уменьшению направленных скоростей ионов различной кратности заряда. Для относительно высоких давлений остаточного газа ($p > 10^{-2}$ Па) значения скоростей ионов оказались близкими к измеренным в [17]. Этот факт косвенно подтверждается результатами работы [21], где показано, что при увеличении давления от 0,01 до 1 Па максимальная энергия ионов титана уменьшилась от 75 до 55 эВ, а средние энергии ионов — от 35 до 10 эВ.

Следует отметить, что, несмотря на установленный факт равенства скоростей ионов различной кратности заряда, существует значительный разброс (до 35 %) в абсолютных значениях измеренных скоростей ионов в зависимости от метода измерения (скакок либо обрыв тока). В работе [9] для измерения скоростей ионов применялся модифицированный метод, когда в электрическую цепь добавлялся LC -контура, позволявший модулировать ток дуги. Результаты измерений средних скоростей и энергий ионов этим методом приведены в табл. 1.

Таблица 1. Средняя скорость и кинетическая энергия ионов дуговой плазмы для различных материалов катода [9]

Материал катода	Атомный номер	Скорость ионов, 10^4 м с $^{-1}$	Кинетическая энергия, эВ
Li	3	2,38	20
C	6	2,97	54
Mg	12	3,06	117
Al	13	2,76	106
Si	14	2,58	97
Ca	20	2,59	140
Ti	22	2,22	122
V	23	1,93	97
Cr	24	1,94	101
Mn	25	1,08	33
Fe	26	1,18	40
Co	27	1,18	43
Ni	28	1,09	36
Cu	29	1,28	54
Zn	30	1,04	36
Ge	32	1,10	45
Y	39	1,43	94
Zr	40	1,57	116
Nb	41	1,55	116
Mo	42	1,74	151
Rh	45	1,57	131
Ag	47	1,04	61
Cd	48	0,68	27
In	49	0,55	18
Sn	50	0,75	34
Sb	51	0,52	17
Ba	56	0,67	32
La	57	0,70	35
Ce	58	0,70	36
Pr	59	0,87	55
Sm	62	0,74	43
Eu	63	0,78	48
Gd	64	0,74	45
Tb	65	0,74	45
Dy	66	0,74	46
Ho	67	0,83	58
Er	68	0,82	59
Tm	69	0,83	61
Hf	72	0,92	79
Ta	73	1,14	121
W	74	1,05	106
Pt	78	0,68	47
Au	79	0,58	34
Pb	82	0,54	31
Bi	83	0,42	19
Th	90	0,99	118
U	92	1,14	160

Примечание. Ток дуги $i = 100\text{--}200$ А. Данные действительны для времени $t > 100$ мкс с начала дугового цикла.

Несмотря на то что данные работы [9] требуют уточнения, можно сделать вывод о том, что практически для всех проводящих материалов скорости ионов составляют величину порядка 10^6 см с $^{-1}$. Аналогичные скорости ионов получены различными методами и при изучении искрового разряда в вакууме [22], когда исследовались начальные стадии зарождения катодного пятна в течение $10^{-9}\text{--}10^{-6}$ с. Это свидетельствует о едином механизме ускорения ионов в вакуумных дугах и искрах.

2.2. Зарядовый состав

2.2.1. Распределение ионов по зарядовым состояниям. В цитированных выше работах [13, 17] экспериментально установлено присутствие в дуговой плазме многозарядных ионов и получено распределение ионов по зарядо-

вым состояниям. Исследования зарядового состава дуговой плазмы получили новый импульс в связи с созданием группой Брауна [23–25] источников ионов на основе вакуумной дуги.

Распределение извлеченных из плазмы зарядов имеет важное значение, поскольку определяет энергию выводимого пучка ионов. Повышение средней зарядности ионов делает возможным увеличение энергии ионного пучка при постоянном ускоряющем напряжении, а высокая эмиссионная способность катодного пятна вакуумной дуги позволяет получать интенсивные пучки ионов определенной зарядности, даже если их доля в плазме достаточно мала.

В обзоре [23] приведены результаты исследования спектра зарядовых состояний ионного пучка, созданного вакуумно-дуговым источником ионов "МЕЕВА". С помощью источников этого типа получено распределение дуговых ионов по зарядовым состояниям практически для всех проводящих материалов. Результаты этих исследований, полученные при токе дуги 200 А, представлены в табл. 2. Следует отметить, что изменение тока дуги в диапазоне 50–500 А не оказывало заметного влияния на зарядовое распределение ионов [23–25]. Для измерения ионного тока использовался цилиндр Фарадея, при этом учитывалось то обстоятельство, что электрический ток $I_e = QI_p$ больше потока частиц в Q раз.

В таблице 2 приведены также значения среднего зарядового состояния

$$Z = \frac{\sum(fQ)}{\sum f}, \quad (1)$$

где f — доля ионов с данным зарядовым состоянием. Из приведенных в таблице данных видно, что средний заряд ионов, генерируемых дуговой плазмой, лежит в промежутке от +1 до +3 в зависимости от материала катода, а в плазме присутствуют ионы с зарядами от +1 до +6. Материалы с более низкой температурой кипения T_b , как правило, имеют меньший средний заряд ионов.

В работе [23] установлено эмпирическое соотношение, связывающее средний заряд частиц с температурой кипения:

$$Z = 1 + 0,38 \frac{T_b}{1000}, \quad (2)$$

где T_b — температура кипения (в °С). Соотношение (2) неплохо согласуется с данными по среднему заряду исследованных материалов за исключением углерода. Таким образом, как показали исследования, средний заряд ионов не зависит от условий горения дуги и определяется только характеристиками материала катода.

На основе экспериментальных данных [23] Андерсон построена периодическая таблица зарядового распределения ионов дуговой плазмы для всех металлов, углерода и полупроводников Si и Ge [26]. Помимо распределения по зарядам, таблица содержит значения среднего заряда ионов, фракцию нейтральных частиц, а также эффективную температуру плазмы в катодном пятне и ее плотность для перечисленных выше элементов.

Параметры плазмы получались в предположении о существовании локального термодинамического равновесия в области катодного пятна и уравнений Саха для слабонеидеальной плазмы (приближение Дебая–Хюккеля). Использовалось то обстоятельство, что ионный

Таблица 2. Зарядовое распределение и средний заряд дуговой плазмы для различных материалов катода [23]

Материал катода	f_1	f_2	f_3	f_4	f_5	f_6	Z
Li	100						1,00
C	100						1,00
Mg	46	54					1,54
Al	38	51	11				1,73
Si	63	35	2				1,39
Ca	8	91	1				1,93
Sc	27	67	6				1,79
Ti	11	75	14				2,03
V	8	71	20	1			2,14
Cr	10	68	21	1			2,09
Mn	49	50	1				1,53
Fe	25	68	7				1,82
Co	34	59	7				1,73
Ni	30	64	6				1,76
Cu	16	63	20	1			2,06
Zn	80	20					1,20
Ge	60	40					1,40
Sr	2	98					1,98
Y	5	62	33				2,28
Zr	1	47	45	7			2,58
Nb	1	24	51	22	2		3,00
Mo	2	21	49	25	3		3,06
Pd	23	67	9	1			1,88
Ag	13	61	25	1			2,14
Cd	68	32					1,32
In	66	34					1,34
Sn	47	53					1,53
Sb	100						1,00
Ba	0	100					2,00
La	1	76	23				2,22
Ce	3	83	14				2,11
Pr	3	69	28				2,25
Nd	0	83	17				2,17
Sm	2	83	15				2,13
Gd	2	76	22				2,20
Dy	2	66	32				2,30
Ho	2	66	32				2,30
Er	1	63	35	1			2,36
Tm	13	78	9				1,96
Yb	3	88	8				2,03
Hf	3	24	51	21	1		2,89
Ta	2	33	38	24	3		2,93
W	2	23	43	26	5	1	3,07
Ir	5	37	46	11	1		2,66
Pt	12	69	18	1			2,08
Au	14	75	11				1,97
Pb	36	64					1,64
Bi	83	17					1,17
Th	0	24	64	12			2,88
U	0	12	58	30			3,18

Примечание. Значения доли ионов f_i с зарядом i даны в процентах.

состав "замораживается" при расширении плазмы и переходе ее в неравновесное состояние [27], при этом предполагалось, что флуктуации плотности и температуры при "замораживании" малы.

Как показали расчеты, предложенная модель неплохо описывает экспериментальные результаты. При этом рассчитанные плотности ионов лежат в основном в диапазоне $10^{17}–10^{19}$ см⁻³, а температура плазмы — в диапазоне 1,5–4,5 эВ. В работе [26] выделены две проблемные группы элементов. В первой группе, где доминируют только одно- или двухзарядные ионы (Li, C, Zn, Sr, Cd, Sn, Sb, Ba и Pb), существует большая неопределенность по температуре ($\pm 0,5$ эВ) и плотности

плазмы при замораживании зарядового состава (плюс-минус порядок или даже больше). Вторая группа включает материалы (Mo, Ag, Hf, Ta, W и Ir), для которых экспериментально наблюдаемое распределение по зарядам существенно шире рассчитанного. Причина этого объяснялась нестационарным характером процессов в катодном пятне вакуумной дуги.

Действительно, как показали эксперименты, увеличение длительности импульса дугового тока от 3 до 600 мкс приводит к уменьшению среднего заряда на 10–30 % [28]. Однако, на наш взгляд, это связано с особенностями перехода разряда из искровой в дуговую стадию. Переходный процесс сопровождается значительно более высоким (почти в два-три раза) выделением энергии по сравнению с дуговым разрядом [28], что приводит к росту температуры электронов в катодной области и, как следствие, к повышению среднего заряда ионов.

Причина расхождения с экспериментальными данными заключается в том, что в работе [26] не был определен сам механизм генерации плотной прикатодной плазмы. В работе [29] показано, что зарядовый состав плазмы в значительной степени определяется темпом набора скорости ионами, поэтому параметры плазмы (температура, плотность), полученные автором [26] расчетным путем, не могут однозначно отражать реальные параметры плазмы в области пятна.

Необходимо отметить, что существует некоторый разброс в экспериментальных данных, полученных на установке, использованной в [23], или аналогичных ей. Так, в работах [24, 25] измеренный средний заряд ионов оказался на 10–15 % ниже. Возможно, отличие результатов связано с разными вакуумными условиями при проведении исследований. В работе [30] показано, что повышение давления остаточного газа ведет к уменьшению доли многозарядных ионов.

Приведенные в табл. 2 данные близки к зарядовому составу плазмы в начальной стадии разлета катодного факела в искровой стадии вакуумного разряда [22]. В частности, спектрометрические исследования для катода из алюминия показали наличие ионов с зарядами от +1 до +3, причем большинство составляли двукратно ионизованные атомы алюминия.

2.2.2. Влияние аксиального магнитного поля. В заключение обсудим интересные результаты, полученные при исследовании влияния продольного магнитного поля и тока дуги на распределение ионов по зарядовым состояниям [31–33]. В результате этих исследований показано, что создание в плазме дугового разряда сильного магнитного поля приводит к резкому снижению доли одно- и двухзарядных ионов при одновременном повышении многозарядного компонента.

В таблице 3 представлены результаты измерений доли ионов различной кратности для дуги в магнитном поле. Аналогичный эффект наблюдался при превышении током дуги значения 1 кА. В этом случае собственное магнитное поле дуги составляло примерно 1 кГс и оказалось соизмеримым с внешним магнитным полем, при котором наблюдается его влияние на зарядовое состояние. Важно отметить, что в присутствии сильного магнитного поля в зарядовом спектре ионов разряда появлялись заметные доли ранее не наблюдавшихся компонентов: C³⁺, Ti⁵⁺, Cr⁵⁺, Ni⁵⁺, Ni⁶⁺ и др.

Таблица 3. Зарядовое распределение и средний заряд Z_f дуговой плазмы во внешнем аксиальном магнитном поле [31]

Материал катода	Z	f_1	f_2	f_3	f_4	f_5	f_6	Z_f	Z_f/Z
C	1,0	60	40					1,4	1,40
Mg	1,5	5	95					1,9	1,27
Al	1,7	10	40	50				2,4	1,40
Sc	1,9	16	23	59	2			2,5	1,31
Ti	2,0	5	35	54	6			2,6	1,30
V	2,1	13	31	48	8			2,5	1,20
Cr	2,0	11	26	55	8			2,6	1,30
Mn	1,5	26	47	25	2			2,0	1,33
Fe	1,8	7	58	35				2,3	1,28
Ni	1,6	19	62	18	1			2,0	1,25
Co	1,8	9	56	31	4			2,3	1,27
Cu	1,9	8	41	47	3	1		2,5	1,32
Y	2,2	6	9	77	8			2,9	1,32
Nb	2,7	1	9	23	52	13	2	3,7	1,37
Mo	2,8	5	11	26	48	10		3,5	1,25
Ba	2,0	2	41	53	3	1		2,6	1,30
La	2,3	3	16	61	20			3,0	1,30
Gd	2,0	1	43	41	15			2,7	1,35
Er	2,2	2	12	70	16			3,0	1,36
Hf	2,8	5	16	31	32	15	1	3,4	1,21
Ta	3,3	1	5	13	40	41	2	4,2	1,27
W	3,4	1	5	16	39	32	7	4,2	1,20
Pt	2,1	3	25	64	8			2,8	1,30
Pb	1,6	1	75	24				2,2	1,37
Bi	1,1	9	60	31				2,2	2,00

Примечание. Ток дуги $i = 220$ А, магнитное поле $B = 3,75$ кГс. Значения доли ионов f_i с зарядом i даны в процентах.

В экспериментах наблюдалась строгая корреляция между повышением средней зарядности ионов и возрастанием напряжения горения дуги. Так, при максимальных значениях магнитного поля и тока дуги, обеспечивающих достижение наибольшей доли высокозарядных ионов, падение напряжения на дуге достигало 100–120 В и в пять-шесть раз превышало начальный уровень напряжения.

2.3. Ионная эрозия

2.3.1. Ионный ток в сторону анода. Исследования распределения ионов дуговой плазмы по энергиям показали, что они покидают область катодного пятна со скоростями порядка 10^6 см s^{-1} . Эти ионы создают ток, противоположный току дуги, поскольку движутся преимущественно в направлении от катода к аноду. Кимблин [34, 35] измерял ионные токи, собираемые с катодных пятен вакуумной дуги цилиндрическими экранами, в зависимости от тока дуги, материала электрода, его размеров, межэлектродного расстояния, диаметра экрана и приложенного к нему напряжения.

В результате проведенных исследований было установлено, что ионный ток, собираемый на цилиндрическом экране, достигает предельного значения, которое не зависит от геометрических параметров, приблизительно пропорционально полному току дуги и слабо зависит от материала катода. Кимблин интерпретировал этот предельный ток как полный ионный ток, поставляемый катодными пятнами в промежуток. При токах ниже 10^3 А было установлено, что для 16 исследуемых материалов (Cd, Zn, Ca, Pb, Mg, Au, Ga, Cu, Sn, Cr, Fe, Ti, C, Mo, Ta, W) коэффициент пропорциональности между ионным током i_i и полным током составляет 0,07–0,1.

Необходимо отметить, что, поскольку из промежутка извлекались все ионы, ток в цепи анода был чисто электронным. Так как 16 указанных материалов охватывают весьма широкий диапазон свойств материалов, можно полагать, что отношение ионного тока к электронному является важнейшим параметром, характеризующим работу катодного пятна. Угловое распределение ионного потока имеет максимум в направлении, перпендикулярном катоду [13, 36].

2.3.2. Продукты эрозии катода. Ионный ток с катода приводит к потере катодом массы, генерируемой в виде ионов. Именно генерацией проводящей среды в межэлектродный промежуток и определяется функционирование вакуумного разряда. Мерой ионной эрозии является удельная эрозия γ_i — отношение массы, унесенной в виде ионов, к протекшему заряду $q = i \Delta t$, где i — ток дуги. Экспериментальные данные по исследованию эрозии катодов весьма противоречивы, поскольку наряду с ионной эрозией материал катода уносится в процессе разряда в виде макрочастиц, капель и нейтрального пара. Нейтралы, вылетающие из области пятна, имеют тепловые скорости (порядка $10^5 \text{ см} \text{ с}^{-1}$) и максвелловское распределение по скоростям [37, 38].

Изучая эмиссию нейтралов, Экхард [39] пришла к выводу, что, в то время как источником ионов является само пятно, источником нейтралов может быть только горячая неактивная поверхность — след пятна. Доля нейтралов в общей эрозии невелика: в ряде экспериментов ее удалось оценить сверху, поскольку она оказывалась меньше погрешности измерений. По данным [36] эмиссия нейтралов составляет менее 1% общей потери массы, согласно [40] — максимум несколько процентов. Поскольку источником нейтрального пара считается горячий след пятна или капли, доля нейтралов в эрозии — величина переменная.

В литературе термин "макрочастицы" употребляется по отношению к твердым частицам и жидкотвердым каплям [4, 41]. Причиной образования твердых частиц являются термоупругие напряжения, превышающие предел прочности материала катода [41]. Доля этих частиц в общей эрозии катода невелика. Значительная часть материала катода покидает зону катодного пятна в виде жидкотвердых капель [36, 37, 42–44]. Размер эмитированных капель лежит в широком диапазоне: нижний предел определяется разрешающей способностью аппарата [37], верхний предел зависит от условий функционирования дуги, а именно с сильно разогретого участка катода летят капли диаметром больше 100 мкм [42].

Доля капельной фракции в эрозии катода, как и доля нейтралов, зависит от тока разряда, характера движения пятна, температуры плавления катода, или, иными словами, от степени разогрева локальной области катода и количества жидкого металла в этой области. Соответственно, обычно применяемые методы исследования эрозии, такие как взвешивание и оценка по изменению геометрических параметров эрозионных структур, в значительной степени зависят от тока дуги, длительности горения разряда, геометрии катода.

2.3.3. Ионная эрозия. Даалдер [45] провел серию экспериментов с медными катодами диаметром 25 и 10 мм. Ток дуги менялся в пределах 33–200 А. Методом взвешива-

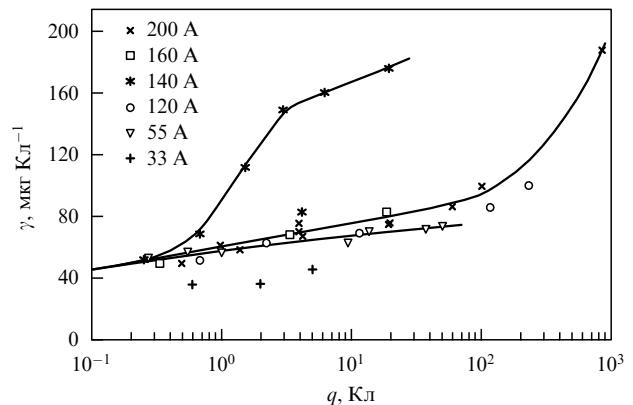


Рис. 3. Удельная эрозия медного катода в зависимости от количества электричества, прошедшего через дугу, для токов дуги 200, 160, 120, 55, 33 А (диаметр катода 25 мм), 33 А и 140 А (диаметр катода 10 мм) [45].

ния измерялся унос массы M , затем путем деления этой массы на количество протекшего электричества q определялся удельный унос массы. В результате была получена зависимость удельной эрозии γ от количества протекшего электричества (рис. 3).

Оказалось, что по мере уменьшения количества протекшего электричества q до 0,1 Кл зависимости, полученные в различных условиях, дают одинаковое значение удельной эрозии $\gamma = 40 \text{ мкг Кл}^{-1}$. Даалдер [45] высказал предположение, что из большого числа удельных эрозий, измеренных многими авторами для различных материалов, наименьшие значения эрозии дают удельную ионную эрозию γ_i .

Отметим, что удельную ионную эрозию лучше определять при наименьших возможных протекших количествах электричества. Данные наименьших эрозий приведены в табл. 4. Значения γ_i в первой колонке получены по минимальной эрозии, измеренной разными авторами, во второй — по результатам измерений в работе [45].

Таблица 4. Минимальная удельная эрозия катодов, которая интерпретируется как удельная ионная эрозия [45]

Материал катода	γ_i , мкг Кл ⁻¹ (минимальная эрозия)	γ_i , мкг Кл ⁻¹ (по данным [45])
Cd	130	128
Zn	76	74,5
Al	25	22
Mg	25	19
Ag	108	90,4
Cu	35–40	39,2
Ni	50	48,9
Mo	47	55
Fe	50	40
W	62	90
C	16–17	13

Результаты детального исследования эрозионных характеристик в искровой стадии вакуумного разряда представлены в работе [22]. Эксперименты проводились с цилиндрическими остройками, что позволяло легко определять унос массы по уменьшению высоты цилиндра.

Использование частотного режима с кратковременными импульсами тока исключало эрозию катода в виде жидкотвердых капель и нейтрального пара. Это позволяло сделать вывод о том, что измеренные таким

образом удельные эрозии представляют собой именно удельную ионную эрозию. Результаты измерений оказались очень близки к данным, представленным в табл. 4. В частности, для медного катода значение γ_i оказалось равным 40 мкг Кл^{-1} .

Значение удельной ионной эрозии можно определить с помощью экспериментальных данных по измерению ионного тока и среднего заряда ионов дуговой плазмы с помощью очевидной формулы

$$\gamma_i = \frac{i_i}{i} \frac{m_i}{Ze}. \quad (3)$$

Для отношения ионного тока к току дуги в работе [40] сделана поправка. Поскольку в экспериментах [34, 35] все ионы извлекались из межэлектродного пространства, отношение i_i/i оказывалось несколько выше. Однако это увеличение незначительное и отношение i_i/i можно считать равным 0,1. С учетом поправки формула (3) принимает вид

$$\gamma_i \approx 0,1 \frac{m_i}{Ze}. \quad (4)$$

Таким образом, удельная ионная эрозия определяется только средним зарядом иона Z и массой иона m_i .

Приведенные выше рассуждения относительно ионной эрозии относятся к пятнам второго типа. Для пятен первого типа удельная эрозия значительно меньше (порядка 1 мкг Кл^{-1}) и ниже данных [40, 45] в зависимости от степени загрязнения поверхности катода.

3. Эктоныные процессы в вакуумных дугах

3.1. Физика катодных процессов

3.1.1. Циклические процессы в катодном пятне. Многочисленными экспериментами установлено, что свойства вакуумной дуги, в том числе параметры ионного потока, о которых шла речь выше, практически целиком определяются процессами в небольшой ярко светящейся области на катоде, посредством которой осуществляется токоперенос между катодом и межэлектродным промежутком [1–4]. Эта область, получившая название катодного пятна, включает в себя активную часть поверхности катода, нагретую до температур, намного превышающих температуру плавления, и прикатодную плазму, образующуюся в результате испарения активной части. Катодные пятна находятся в постоянном движении, однако это движение кажущееся, реально происходит отмирание одних пятен и рождение других.

Различают катодные пятна первого и второго типов [46]. Пятна первого типа появляются на катодах с диэлектрическими пленками и включениями. Они оставляют после себя много мелких кратеров, отстоящих друг от друга на некотором расстоянии, и для них характерны малые значения удельной эрозии (не превышающие $10^{-6} \text{ г Кл}^{-1}$). Пятна второго типа появляются на хорошо очищенных и обезгаженных поверхностях катода. Значения удельной эрозии для пятен этого типа составляют величину порядка $10^{-4} \text{ г Кл}^{-1}$. Оставляемые ими следы поражения катода (кратеры) либо наложены друг на друга, либо касаются друг друга.

Предметом анализа настоящего обзора являются пятна второго типа, так как в процессе горения разряда катод очищается от диэлектрических включений, пленок

и т.д., что ведет к исчезновению пятен первого типа. Характерный временной масштаб процессов в катодных пятнах составляет величину порядка 10^{-9} с , пространственный — порядка 10^{-4} см [3]. Это налагает соответствующие требования на пространственное и временное разрешение измерительной аппаратуры, используемой в экспериментах. Экспериментальные результаты, удовлетворяющие таким требованиям, и будут в основном рассматриваться ниже.

Важную роль для понимания физики вакуумной дуги играют пороговый ток i_{th} и катодное падение потенциала U_c . Эти величины определяют наименьшие энергетические затраты, необходимые для функционирования дугового разряда. Пороговый ток i_{th} — это минимальный ток, при котором дуговой разряд будет самоподдерживающимся. В зависимости от материала катода величина порогового тока составляет единицы—десятие доли ампера [1, 3].

Катодное падение потенциала U_c — это наименьшее напряжение в катодной области дуги. Главной особенностью значений катодного падения потенциала для различных материалов катода является то, что они по порядку величины близки к значению потенциала ионизации металла U_i . Отношение U_c/U_i для всех металлов находится в пределах 0,8–3. Длина области падения потенциала оценивается как 10^{-4} см [1, 3].

В процессе горения дуги в катодной области происходит циклическое изменение потенциала. Например, для медного катода (рис. 4) при токах, близких к пороговым, колебания выражаются в циклическом появлении пиков напряжения с амплитудой 5–20 В на фоне стабильного катодного падения напряжения $U_c = 16 \text{ В}$ [47]. Средняя продолжительность цикла составляет 30 нс [3, 47]. Следствием колебаний потенциала в катодной области является наличие шумового спектра на фоне стабильного напряжения горения разряда.

Исследование амплитудных спектров шумов при частотах до 300 МГц показало наличие двух особенностей, которые для меди имеют место при 39,5 и 57 МГц [48]. Это соответствует периодам колебаний 25 и 17 нс и подтверждает существование двух характерных интервалов в цикле колебаний катодного потенциала. Наличие таких же особенностей в амплитудном спектре шумов установлено и для вольфрамового катода, для которого

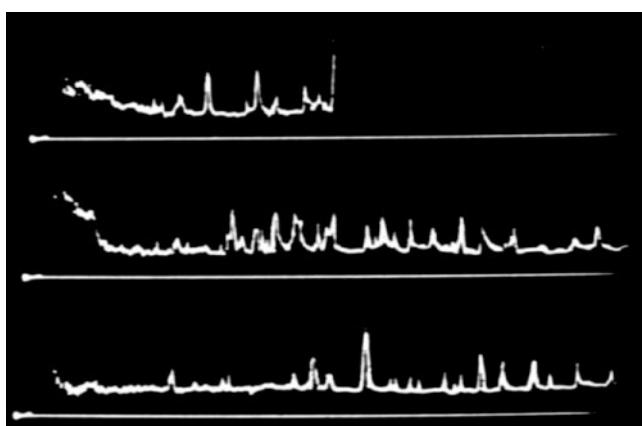


Рис. 4. Характерные осциллограммы падения напряжения на вакуумной дуге с медными электродами в области пороговых токов [47]. Ток дуги 4 А.

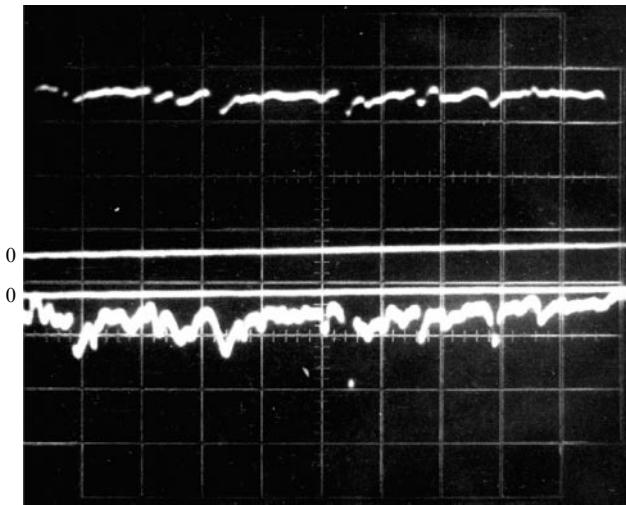


Рис. 5. Осциллограммы тока при переходе дуги на близкорасположенный катод [49]: верхний луч — ток дуги на основном катоде (1,5 А на деление), нижний луч — ток, предшествующий возникновению дуги на катоде, расположенном на расстоянии 7 мкм от основного (0,5 А на деление, инвертированный сигнал).

длительность цикла составляла 25 нс, а подскоки потенциала достигали 50 В [47].

Существование импульсного характера повышений потенциала и связанная с этим цикличность процессов в катодном пятне есть проявление внутренней неустойчивости разряда. Повышение потенциала свидетельствует о том, что разряд периодически испытывает кризисы, и для его самоподдержания на короткое время необходим более высокий потенциал. Рост потенциала в прикатодной области сопровождается усилением ионного тока на катод.

Определяющая роль ионного тока на катод (рис. 5) в процессе инициирования новых катодных пятен убедительно показана в работе [49], где исследовался переход дуги с одного катода на другой, расположенный на расстоянии 7 мкм. По оценкам авторов, полученным по размерам кратеров на втором катоде в преддуговой стадии, этот переход происходит в случае, если плотность ионного тока превышает 10^7 А см^{-2} . Очевидно, что ионный ток такой плотности обеспечивает необходимую концентрацию энергии в катоде для инициирования новых катодных пятен. Наиболее ярким проявлением внутренней неустойчивости разряда становится его самопроизвольное погасание.

3.1.2. Структура катодного пятна. Важным свойством катодного пятна является наличие внутренней структуры — отдельных ячеек или фрагментов катодного пятна. Существование субструктур катодного пятна обнаружено при исследовании эрозионных структур, оставляемых дугой на тонкопленочных катодах [1]. По данным Кесаева каждая ячейка катодного пятна переносит ток, равный удвоенному пороговому току горения дуги $2i_{th}$.

В течение длительного времени наличие субструктур пятна подвергалось сомнению. Одним из аргументов, которые при этом приводились, является существование предельного тока, выше которого образуется новое катодное пятно, функционирующее одновременно со старым. Харрис [2] составил перечень пре-

дельных токов для различных катодов. Например, для таких металлов, как Al, Cu, Fe, Mo, W, Ag, предельный ток соответствует значениям 50, 75–100, 60–100, 150, 300, 60–100 А соответственно. К настоящему времени имеется много фактов, доказывающих, что и при больших токах в катодном пятне функционирует большое число ячеек.

Существование ячеек проявляется в наличии микрократеров в области пятна. Эти микрократеры обнаружены многими авторами при самых различных условиях горения дуги (ток $1-10^3$ А, время $10^{-8}-10^{-2}$ с, различные катодные материалы и т.д.) [1–4]. Наличие предельного тока говорит о том, что есть некий механизм, который стремится удерживать вместе большое число ячеек катодного пятна [50]. Дело в том, что группировка ячеек в катодном пятне обеспечивает энергетически более выгодные условия для их воспроизведения. В таком коллективизированном катодном пятне выше средняя плотность тока, температура поверхности катода и концентрация прикатодной плазмы.

Прямое подтверждение существования ячеек катодного пятна с временем жизни в наносекундном диапазоне получено Ютнером [10, 51, 52]. Он использовал электронно-оптические преобразователи и лазерную абсорбционную технику для изучения структуры катодного пятна.

На рисунке 6 показана динамика изменения структуры катодного пятна вакуумной дуги с медным катодом при токе дуги 30 А. Исследование флуктуаций светового потока, излучаемого катодным пятном, показало, что в течение времени 50 нс появляется пять пиков интенсивности света. Наличие пиков интенсивности есть следствие рождения и гибели ячеек катодного пятна.

3.1.3. Параметры прикатодной плазмы. Как отмечалось выше, при функционировании ячеек катодного пятна испускаются плазменные струи, направленная скорость которых составляет порядка 10^6 см с^{-1} . При этом параметры плазмы распределены крайне неоднородно. По данным Фогель [53] в непосредственной близости от катода (на расстоянии 1 мкм) плотность плазмы на медном катоде по порядку величины равна 10^{22} см^{-3} .

Используя лазерную диагностику, Андерс и др. [54] показали, что на расстоянии 5 мкм от пятна на медном катоде плотность плазмы составляет $(3-6) \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$. Полученные результаты свидетельствуют о наличии неидеальной плазмы в зоне функционирования катодного пятна. С увеличением расстояния от катода концентрация ионов падает как r^{-2} .

С помощью зондовой диагностики Пучкарев [55] установил, что на расстояниях от пятна вакуумной дуги, не превышающих 0,1 мм, температуры электронов для медного и вольфрамового катодов составляют $4,6 \pm 0,5$ и $5,8 \pm 0,5$ эВ соответственно. Вдали от катода эта температура снижается до 1–2 эВ [4].

3.1.4. Жидкометаллическая фракция катодного пятна. Реактивная сила, возникающая при разлете высокоскоростных плазменных струй оказывает давление на жидкий металл, образующийся в результате разогрева катода в зоне функционирования ячейки пятна. Под действием этого давления происходит выплескивание жидкого металла в виде капель и струй из области катодного пятна.

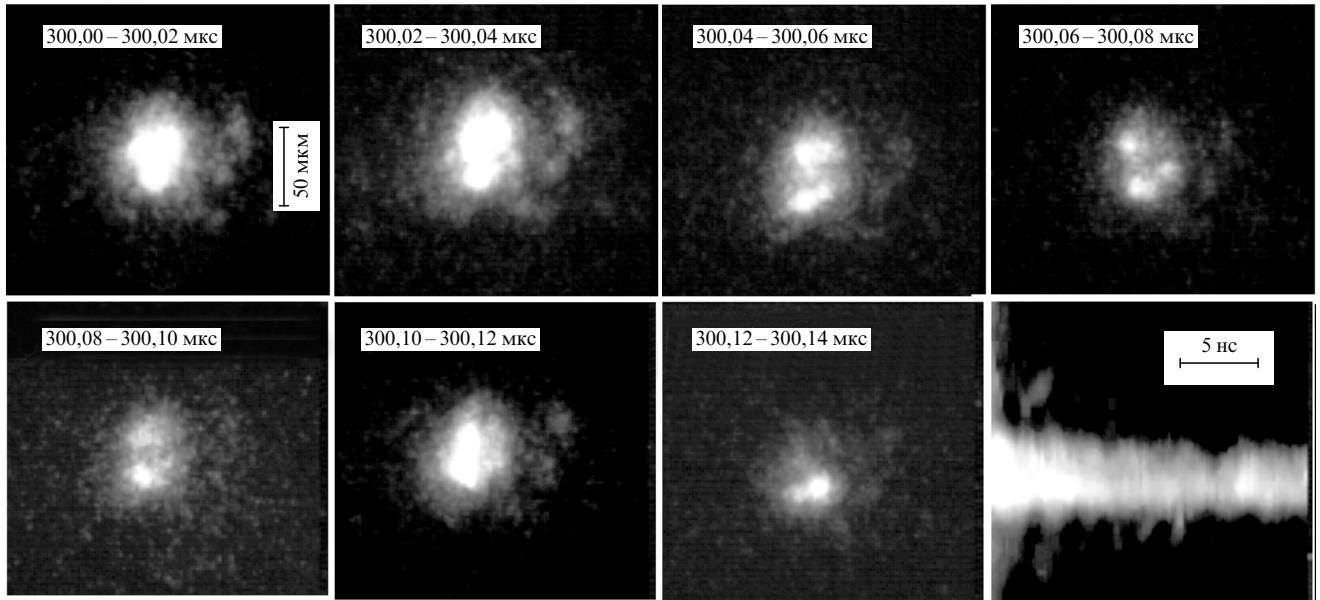


Рис. 6. Динамика изменения внутренней структуры катодного пятна на медном катоде при токе 30 А после 300 мкс с момента инициирования дуги. Время экспозиции фрагмента 20 нс [10].

Рост тока приводит к укрупнению капель, поэтому интерес представляют работы, в которых ток дуги был близок к пороговому. В первую очередь это относится к работе Утзуми и Инглиша [37], в которой проводились эксперименты при токе 2–6 А. Изучалось распределение частиц по размерам и скоростям, а также число частиц, приходящихся на единицу протекшего заряда для катодов из Au, Pd и Mg. Максимально наблюдаемые скорости разлета капель оказались равными 4×10^4 , $4,5 \times 10^4$ и 10^4 см s^{-1} соответственно, а наиболее вероятные — $2,5 \times 10^4$, $3,5 \times 10^4$ и $0,5 \times 10^4$ см s^{-1} . Число капель на единицу протекшего заряда составило $(1,5–2) \times 10^7$ Кл $^{-1}$.

Макклор [56] оценил давление за счет реактивной силы ионного потока и получил значение $p \approx 2 \times 10^8$ Па, что соответствует экспериментально наблюдаемым скоростям разлета капель на уровне 10^4 см s^{-1} . Месяц [57, 58] предположил, что капли играют важную роль в самоподдержании дугового разряда. Оценка длительности цикла в ячейке катодного пятна в этом случае составила 20–30 нс, что близко к измерениям различными методами.

3.1.5. Плотность тока в катодном пятне. Ключевой характеристикой механизма выделения энергии в катодном пятне является плотность тока в месте его привязки. При плотностях тока выше 10^8 А см^{-2} преобладает объемный джоулев разогрев [3, 59], при меньших плотностях тока необходимо привлечение поверхностного источника за счет энергии ионов [4]. Трудности в определении плотности тока связаны с тем, что прямое измерение плотности тока невозможно ввиду малых размеров отдельных фрагментов катодного пятна, а также его хаотического и быстрого перемещения по поверхности катода.

Экспериментальные оценки плотности тока в катодном пятне вакуумной дуги с годами претерпевали изменения. По мере развития экспериментальной техники с более высоким временным и пространственным

разрешением, начиная с 20-х годов прошлого столетия, существовала тенденция к увеличению экспериментально определенной плотности тока: от 10^3 до 10^8 А см^{-2} в настоящее время.

Столь широкий разброс в измерениях указывает, с одной стороны, на недостатки в методиках, используемых для измерения плотности тока, а с другой — на неопределенность самого понятия плотности тока катодного пятна. Дело в том, что из-за существования субструктур катодного пятна, реальный физический смысл имеет плотность тока в его отдельной ячейке.

Обычно измерения плотности тока производятся при одном катодном пятне, ток в котором известен, поэтому цель измерений состоит в определении эмиттирующей площадки. Она оценивается посредством измерения диаметра светящейся области или по размерам кратеров, которые остаются на поверхности катода. Однако плотности тока, рассчитанные на основании этих измерений, неточны, так как, во-первых, сомнительно, чтобы все микрократеры в катодном пятне образовывались одновременно, а во-вторых, нет уверенности в том, что ток дуги однородно распределен по всей светящейся области и что светящаяся область существует в течение всего времени функционирования дуги. Измерения плотности тока такими методами дают лишь нижнюю оценку плотности тока.

Несмотря на вышеприведенные замечания, плотность тока часто определяют по площади кратера. Например, используя зависимость радиуса кратера от тока, Даалдер [60] рассчитал зависимость плотности тока $j(i)$, согласно которой при токе, близком к пороговому, плотность тока составляет 4×10^7 А см^{-2} , при токе 50 А максимальная плотность тока равна 2×10^8 А см^{-2} , при токе 100 А она снова спадает до $0,9 \times 10^8$ А см^{-2} (рис. 7).

Кесаев [1] измерял плотность тока на пленочном медном катоде по размеру, оставляемому следом катод-

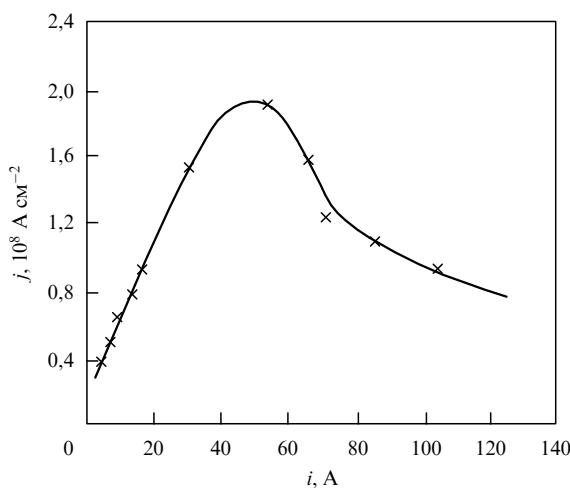


Рис. 7. Плотность тока в зависимости от тока катодного пятна вакуумной дуги с медным катодом [60].

ногого пятна с одной ячейкой, и получил значение $j \approx 10^7 \text{ A cm}^{-2}$. Затем он решил тепловую задачу и показал, что реальная плотность тока была не менее 10^8 A cm^{-2} .

Убедительные доказательства того, что плотность тока в катодном пятне вакуумной дуги на заключительном этапе составляет $10^7\text{--}10^8 \text{ A cm}^{-2}$, приведены в работах Фогель и Юттнера [61], Зангера и Зеккера [62], Месяца и др. [63], а также многих других авторов (см., например, [4]). В частности, в работе [63] проведен корректный эксперимент по оценке плотности тока в дуге с использованием острийного вольфрамового катода. Эксперименты проводились в вакууме 10^{-8} торр. Катод предварительно прогревался до температуры 2000 К. Длительность горения дуги не превышала одного или нескольких циклов, ток менялся в пределах 0,5–5 А. В качестве анода использовался шарик из вольфрама диаметром 0,3 мм, полученный методом импульсного нагрева до плавления кончика проволоки. При осмотре острия не было обнаружено каких-либо следов воздействия плазмы на боковую поверхность. Это означает, что ток протекал только через вершину острия. Значение плотности тока оказалось равным $j \approx (2\text{--}10) \times 10^7 \text{ A cm}^{-2}$.

3.1.6. Параметры катодного пятна вакуумной искры. В заключение приведем перечень параметров катодного пятна вакуумной искры [22]: пороговые токи — единицы ампер, катодное падение потенциала — десятки вольт, скорость разлета плазмы порядка 10^6 см с^{-1} , удельная эрозия $10^{-4}\text{--}10^{-5} \text{ мкг Кл}^{-1}$, скорость разлета жидкокометаллической фракции порядка 10^4 см с^{-1} , число капель на единицу протекшего заряда порядка 10^7 Кл^{-1} , плотность плазмы в зоне пятна порядка 10^{21} см^{-3} , радиусы микрократеров порядка 10^{-4} см , плотность тока в пятне не меньше 10^8 A cm^{-2} , время цикла около 10 нс.

Сравнение параметров катодных процессов вакуумной дуги и искры позволяет сделать вывод о том, что в обоих случаях мы имеем дело с одним явлением — взрывной электронной эмиссией. Основной источник выделения энергии в катодном пятне — джоулев разогрев, обусловленный высокой плотностью тока в зоне его функционирования.

3.2. Экточная модель катодного пятна

3.2.1. Параметры экточных процессов. Изучение явления взрывной электронной эмиссии [3, 5–8, 22, 64] позволило обосновать природу физических процессов в катодном пятне вакуумной дуги. Основные положения экточной модели, основанной на взрывоэмиссионных процессах, сформулированы в работах [3, 57, 58]. Согласно этой модели самоподдержание вакуумного дугового разряда происходит за счет взрыва жидкокометаллических струй, выдавливаемых из зоны функционирования катодного пятна.

Инициирование взрывной электронной эмиссии происходит при взаимодействии струи с прикатодной плазмой. На поверхность струи замыкается ток ионов из плазмы, при этом в зависимости от ее геометрической формы происходит усиление плотности тока в основании. Если струя имеет форму конуса, то усиление плотности тока в стыке составляет l/r , где l — длина образующей конуса струи, r — радиус в стыке. Реально эффект усиления плотности тока оказывается еще больше, так как струя испускает ток термоэлектронной эмиссии и, кроме того, на ней замыкается ток обратных электронов из плазмы.

Однако самое большое влияние на эффект усиления плотности тока, по-видимому, оказывает процесс отрыва капли от струи. Схема жидкокометаллической струи с каплей приведена на рис. 8. В момент отрыва капли плотность тока в стыке струя — капля возрастает по сравнению с плотностью тока на катоде в $4R^2/r^2$ раз (где R — радиус капли, r — радиус окружности в сечении стыка). Оценки показывают, что в последнем случае коэффициент усиления плотности тока может достигать значения $\beta_j \approx 10^2$ и более. С учетом этого эффекта плотность тока через струю может достигать значения порядка 10^9 A cm^{-2} , что приводит к взрыву жидкокометаллической струи за время порядка 10^{-9} с и к появлению взрывной электронной эмиссии.

Для количественной оценки параметров взрывной электронной эмиссии необходимо определить энергетические затраты на разрушение материала катода. Этую

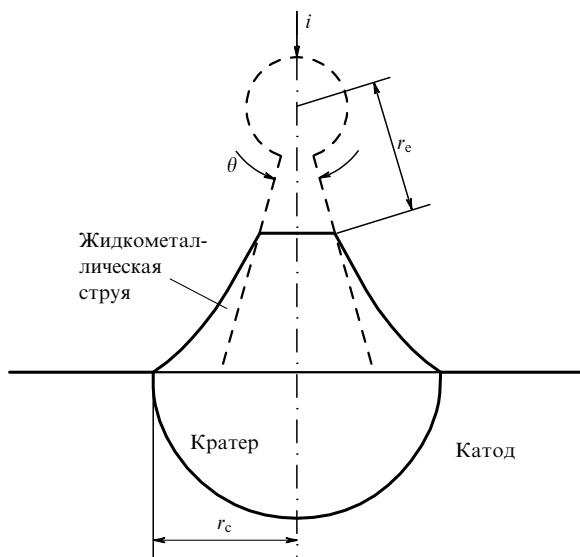


Рис. 8. Модель жидкокометаллической струи, на которой функционирует эктон: r_c — радиус расплава на катоде, r_e — радиус экточной зоны.

величину нельзя непосредственно измерить в области катодного пятна, однако информацию о ней можно получить, используя экспериментальные данные по исследованию электрического взрыва проводников.

Несмотря на различные условия существования, взрывная электронная эмиссия (как и электрический взрыв проводников) в своей основе имеет тот же источник выделения энергии — джоулев разогрев, приводящий к электрическому взрыву металла. Для перевода вещества из одного энергетического состояния в другое при джоулевом разогреве требуется определенное действие тока [65–67]:

$$\frac{\rho}{\chi} dw = j^2 dt, \quad (5)$$

где w — удельная энергия, ρ — плотность вещества, χ — удельное сопротивление, j — плотность тока.

В условиях адиабатического нагрева, когда характеристики вещества зависят только от плотности введенной энергии w , т.е. $\chi = \chi(w)$, $\rho = \rho(w)$, удельное действие тока записывается таким образом:

$$\bar{h} = \int_{w_0}^w \frac{\rho(w)}{\chi(w)} dw = \int_0^t j^2 dt. \quad (6)$$

Величина \bar{h} характеризует в этом случае физические свойства данного металла в процессе электрического взрыва.

В приближении постоянных значений плотности ρ и теплоемкости c вещества и линейной зависимости удельного сопротивления от температуры $\chi = \chi_0 T$ получается простое соотношение:

$$\bar{h} = \frac{\rho c}{\chi_0} \ln \frac{T_{cr}}{T_0}. \quad (7)$$

Здесь T_{cr} — критическая температура, при которой происходит взрыв металла, T_0 — начальная температура.

Используя аналогию с электрическим взрывом проводника, плотность тока при инициировании эктона можно оценить из формулы для удельного действия:

$$j = \left(\frac{\bar{h}}{t_d} \right)^{1/2}, \quad (8)$$

где t_d — время задержки взрыва. Так как для большинства металлов значение $\bar{h} \sim 10^9 \text{ A}^2 \text{ с см}^{-4}$ [67], при $t_d \approx 10^{-9}$ с плотность тока составит величину порядка 10^9 A cm^{-2} .

Высокая плотность тока приводит к быстрому разогреву микрообъема катода и его взрыву, сопровождающему взрывной электронной эмиссией. С течением времени взрывного процесса происходит увеличение зоны эмиссии, падает плотность тока, становится существенным отвод тепла за счет теплопроводности, унос энергии за счет выброса плазмы и нагретого жидкого металла. Поэтому ток взрывной эмиссии прекращается, образуя кратковременную порцию электронов — эктон.

Время жизни эктона можно оценить следующим образом [3, 57, 58]:

$$t_e = \frac{i_e^2}{\pi^2 a^2 \bar{h} \theta^4}. \quad (9)$$

Здесь a — температуропроводность материала катода, i_e — ток эктона. При записи (9) предполагается, что эктон

функционирует в результате взрыва жидкокометаллического остряя конической геометрии с малым углом раствора конуса θ (см. рис. 8).

Масса, уносимая с катода за время t_e , определяется соотношением

$$M_e = \frac{2}{3\pi^2} \frac{i_e^3 \rho}{(a\bar{h})^{3/2} \theta^4}, \quad (10)$$

где ρ — плотность материала катода. Полный заряд электронов в эктоне имеет вид

$$q_e = \frac{i_e^3}{\pi^2 a^2 \bar{h} \theta^4}. \quad (11)$$

Поскольку самоподдержание дугового разряда происходит за счет взрыва жидкокометаллических неоднородностей, в формулах (8)–(11) для параметров a , ρ и h необходимо использовать их значения в жидком состоянии.

Следствием конечного времени жизни эктона является цикличность процессов в катодном пятне. Первая стадия цикла — это время t_c , в течение которого происходит непосредственное функционирование эктона. Вторая стадия меньшей длительности — это время t_i , в течение которого происходит инициирование нового эктона ионным током из прикатодной плазмы. На рисунке 9 эктонной стадии цикла соответствует нижний уровень напряжения, а ионной — всплески напряжения. Нижний уровень напряжения соответствует катодному падению потенциала и обусловлен падением напряжения на неидеальной плазме в зоне катодного пятна [3].

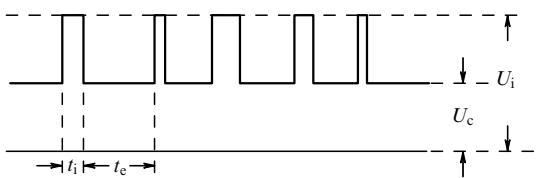


Рис. 9. Схематическое изображение колебания катодного потенциала в вакуумной дуге в катодном пятне.

В течение времени цикла, когда напряжение меняется слабо, идет процесс взрыва жидкокометаллической струи и происходит истечение плазмы из зоны функционирования эктона. Всплеск напряжения означает прекращение взрывной электронной эмиссии. В этом случае ток обеспечивается электронами из сильно разогретой зоны на катоде и падающими на поверхность катода ионами дуговой плазмы. Кроме того, ионный ток приводит к инициированию нового эктона за счет взрыва жидкокометаллических неоднородностей в зоне пятна.

Из экспериментальных данных по исследованию колебаний напряжения в области пороговых токов горения дуги и шумового напряжения получены оценки времени цикла $t_c \approx 30 \text{ нс}$ для медных и вольфрамовых катодов и относительной доли ионной длительности цикла $\alpha = t_i / (t_i + t_c) \approx 0,2$.

Другим важным свойством катодного пятна является наличие внутренней структуры — существование отдельных ячеек, или фрагментов, катодного пятна. По данным Кесаева каждая ячейка катодного пятна переносит ток, равный удвоенному пороговому току горения дуги i_{th} [1]. В рамках эктонной модели ячейка пятна представляет

собой взрывоэмиссионный центр, испускающий порцию электронов — эктон.

Одним из главных аргументов в пользу эктонной модели является наличие в следе катодного пятна микрократеров с радиусом $r_c \sim 10^{-4}$ см. Это есть не только качественное, но и количественное свидетельство эктонных процессов в катодном пятне. Действительно, если микрократер образуется за счет теплопроводности, то скорость распространения тепловой границы будет 10^4 см с^{-1} , следовательно, время образования такого кратера составит $t_c \sim 10^{-8}$ с. Если ток через ячейку $i_e = 2i_{th}$, а $i_{th} \approx 1$ А [1], то плотность тока через ячейку будет $j_c \sim 10^8$ А см^{-2} . Такие значения параметров r_c , t_c и j_c — следствие эктонных процессов в катодном пятне вакуумной дуги.

3.2.2. Ионная эрозия и средний заряд ионов. Проанализируем в рамках эктонной модели характеристики ионного потока, испускаемого катодным пятном. Уносимая с катода в течение времени t_c масса определяется формулой (10), а в течение времени t_i идет в основном ток ионов на катод, который по данным [47] равен приблизительно 0,1 тока дуги. Поэтому в течение цикла общая потеря массы катодом составляет $M_e(1 - 2\alpha)$.

Таким образом, с учетом (10) и (11) для удельной ионной эрозии можно записать

$$\gamma_i = \frac{2}{3} \rho (1 - 2\alpha) \left(\frac{a}{\bar{h}}\right)^{1/2}. \quad (12)$$

С помощью (3) и (12) можно определить средний заряд ионов плазмы, образующейся в результате функционирования эктона:

$$Z = \frac{3}{2} \frac{i_i}{i_e} \frac{m}{\rho(1 - 2\alpha)} \left(\frac{\bar{h}}{a}\right)^{1/2}. \quad (13)$$

Поскольку отношение $i_i/i_e \approx 0,1$ верно практически для всех материалов [34, 35], значения γ_i и Z не зависят от тока и определяются только характеристиками материала катода, что соответствует результатам экспериментов [23, 45].

В таблице 5 приведены средние значения зарядов и ионной эрозии, полученные согласно (12), (13) для ряда металлов, у которых известны значения удельного действия [3, 68]. Теплофизические коэффициенты металлов брались из работы [69]. По аналогии с W и Cu для всех материалов значение α полагалось равным 0,2. Хорошее совпадение данных таблицы с экспериментальными достаточно неожиданно, если учесть приближенность

Таблица 5. Ионная эрозия и средний заряд дуговой плазмы для различных материалов катода

Материал катода	Cu	Au	Al	Ag	W
$\rho, \text{г см}^{-3}$	8,0	17,2	2,3	9,3	17,0
$a, \text{см}^2 \text{с}^{-1}$	0,42	0,40	0,40	0,56	0,14
$\bar{h}, 10^9, \text{А}^2 \text{с см}^{-4}$	3,1	1,3	1,4	2,0	1,5
$\gamma_i, \text{мкг Кл}^{-1}$	37,2	120,6	15,5	62,2	65,7
Z	1,76	1,69	1,80	1,77	2,90
Z [23, 24]	1,7–2,0	1,6–2,0	1,5–1,7	1,8–2,1	3,0–3,1

экспериментальных значений теплофизических характеристик исследуемых материалов.

3.2.3. Взаимодействие плазмы с жидким металлом. Высокая плотность взрывоэмиссионного тока предполагает большую концентрацию энергии непосредственно в конденсированной фазе. То, что при быстром вводе энергии в металл достигается концентрация вводимой энергии на уровне $w \sim 10^4$ Дж г^{-1} , наблюдалось в экспериментах по взрыву проводников [67] и взрыву микроострий при их нагреве автоэмиссионным током [22]. Теоретический анализ, проведенный Валуевым и Норманом [70], показал, что до начала электровзрыва, температура металла в конденсированном состоянии может достигать $1,7 \times 10^4$ К.

В работе [16] предложена газодинамическая модель разлета вещества катода при взрывной электронной эмиссии, согласно которой энергия, необходимая для начального разлета плазмы, концентрируется в конденсированной фазе. Из условия сохранения полной энергии в объеме частиц следует [71], что скорость движения передних слоев v связана с удельной энергией:

$$v = \left(\frac{4\mu}{\mu - 1} (w - w_s) \right)^{1/2}, \quad (14)$$

где w_s — энергия сублимации, μ — показатель адиабаты. Согласно формуле (14) скорость передних слоев плазмы порядка 10^6 см с^{-1} достигается при $w \approx (2-3)w_s \sim 10^4$ Дж г^{-1} .

Реактивная сила потока плазмы, отнесенная к единице тока, равна [3]

$$F = \frac{\gamma_i v}{2(1 - \alpha)}. \quad (15)$$

Для меди при $v \approx 10^6$ см с^{-1} значение $F \approx 23$ дин А $^{-1}$, что хорошо согласуется со значением $F = 20$ дин А $^{-1}$, полученным Танбергом [11].

Давление, оказываемое силой (15) на поверхность лунки жидкого металла, имеющей площадь $S = \pi r_c^2 = 4\pi a(1 - \alpha)t_c$, можно оценить следующим образом:

$$P_c = \frac{\gamma_i v i_e}{8\pi a(1 - \alpha)^2 t_c}. \quad (16)$$

Для медного катода при токе эктона $i_e = 3,2$ А давление составит $P_c \approx 10^8$ Па, что совпадает с оценкой, сделанной Макклором [56].

Под действием давления, оказываемого на катод, образуются жидкотекущие струи и капли из-за разбрзгивания металла. Скорость их разлета определяется соотношением

$$v_l = \left(\frac{2P_c}{\rho} \right)^{1/2} = \frac{1}{2} \left(\frac{\gamma_i v i_e}{\pi(1 - \alpha)^2 a t_c \rho} \right)^{1/2}. \quad (17)$$

Для медного катода $v_l \approx 1,5 \times 10^4$ см с^{-1} , что достаточно близко к экспериментальным данным по скорости разлета капельной фракции [37].

Таким образом, уже в процессе функционирования эктона создаются условия для регенерации эктонных процессов за счет взаимодействия жидкотекущих струй с прикатодной плазмой, что обеспечивает само поддержание дугового разряда.

3.2.4. Скорости ионов. Формула (14) дает оценку скорости движения граничных слоев плазмы за счет энергии, вкладываемой в конденсированном состоянии. Однако основная энергия вводится не в конденсированной фазе, а в плазменном состоянии. Удельную энергию, вводимую в вещества катода в области катодного падения потенциала, можно оценить как

$$w \approx \frac{i_e U_c t_e}{M_e} \approx \frac{U_c}{\gamma_i} \approx (1-5) \times 10^5 \text{ Дж г}^{-1}. \quad (18)$$

Эта энергия вводится в основном в состоянии неидеальной плазмы и затрачивается на разогрев и эмиссию электронов, ионизацию и ускорение ионов [3].

В процессе разлета вещества его плотность меняется от твердотельной до $10^{14}-10^{15} \text{ см}^{-3}$, что соответствует состоянию идеальной плазмы. В связи с большим градиентом концентрации разлет плазмы близок к сферически-симметричному. Процесс ускорения ионов при сферически-симметричном разлете плазмы рассмотрен в работе [29].

Средняя скорость ионов при больших расстояниях от катода r приближенно равна

$$v(r) \approx 3,5 \left[(5A i_e)^{2/5} \frac{Z^{7/5}}{m} \right]^{1/2}, \quad (19)$$

где в интересующей нас области параметров плазмы кулоновский логарифм $A \approx 5$, расстояние от катода выражено в микрометрах.

Из формулы (19) следует, что в случае медного катода ($i_e = 3,2 \text{ А}$, $Z = 1,8$) скорость имеет предельное значение, равное $1,56 \times 10^6 \text{ см с}^{-1}$. Механизм ускорения ионов при сферически-симметричном разлете плазмы, испускаемой ячейками катодного пятна микрометровых размеров, рассмотрен также в работе [72]. В качестве одного из параметров предложено использовать температуру электронов, полученную при анализе зарядового распределения ионов [26], что не совсем оправдано ввиду резко неоднородного распределения параметров плазмы в области катодного пятна.

Как показано выше, зарядовый состав и скорости направленного движения ионов дуговой плазмы, генерируемой при эктонных процессах, формируются в основном в области катодного падения потенциала. Протяженность этой области по разным оценкам не превосходит единиц микрометров. В начальной стадии разлета за счет высокой концентрации электронов и ионов в струе плазмы аккумулируется высокая плотность энергии. Это приводит к интересному явлению, названному нами "хантинг-эффектом" [73].

Эффект был обнаружен в работе [74] и заключается в периодическом появлении светящихся объектов вблизи катода. В результате исследования с использованием скоростной лазерной диагностики установлено, что эти объекты — плотные плазменные сгустки с концентрацией плазмы, близкой к 10^{20} см^{-3} . Анализ процесса взаимодействия жидкокометаллических капель и плазменных струй в прикатодной области вакуумной дуги, проведенный с позиций эктонной модели, показал [73], что разогрев капли, находящейся в зоне функционирования катодного пятна, может приводить к ее переходу в плазменное состояние.

Таким образом, простые оценки параметров ионов в вакуумных дугах, сделанные в рамках эктонной модели,

не только качественно, но и количественно хорошо согласуются с экспериментальными данными. Необходимо подчеркнуть, что эти оценки сделаны для единичной ячейки катодного пятна — эктона. Рост тока дуги сопровождается простым увеличением количества одновременно функционирующих эктонов, поэтому в экспериментах параметры ионов слабо зависят от тока дуги вплоть до килоамперного тока.

3.3. Моделирование эктонных процессов

3.3.1. Эрозионно-эмиссионная модель. Простейшая джоулева модель функционирования эктона не может описать все многообразие физических явлений в катодных пятнах вакуумных дуг и искр. Представление о параметрах прикатодной плазмы, катодных процессах, их эволюции можно получить только путем численного моделирования. Очевидны трудности при создании корректной модели катодного пятна, в зоне функционирования которого вещество находится в конденсированном, жидкокомпактном и плазменном состояниях. При этом фазовые переходы протекают на участках катода микрометровых размеров в течение наносекунд.

Первой попыткой изучения катодных процессов было построение эмиссионно-эрэзионной модели взрыво-эмиссионного центра [75, 76]. Разогрев катода проходящим термоавтоэмиссионным током описывался системой уравнений, в которой учитывались процессы теплопроводности, конвективного переноса тепла электронным током и объемного тепловыделения за счет эффекта Джоуля, испарение материала катода. Предполагалось, что зона испарения и зона эмиссии совпадают и определяются поверхностью лунки радиусом r_0 . Границное условие представляло собой баланс энергии на поверхности катода, в котором учитывались потоки энергии, переносимые испаряющимися атомами, электронами эмиссии и ионами, идущими из плазмы к поверхности.

В случае если эмиссионная способность центра больше отбираемого тока, в рамках данной модели предполагалось существование у поверхности виртуального катода, отбрасывающего назад "лишние" электроны, что равносильно повышению работы выхода для электронов. Электрическое поле у катода оценивалось по известной формуле Маккоуна. При решении задачи предполагалось, что эмиссионный центр каким-то образом инициирован, поэтому в начальный момент времени ток протекал через полусферу на плоскости радиусом 10^{-5} см .

Согласно расчетам в начале функционирования в зоне эктона наблюдается сильный перегрев металла. Это происходит благодаря интенсивному джоулеву энерговыделению при плотности тока порядка 10^9 А см^{-2} , а также из-за инерционности процесса испарения. Разрушение поверхности происходит с конечной скоростью (порядка 10^5 см с^{-1}), не превышающей скорости звука в металле. Поэтому в поверхностном слое успевает выделяться значительное количество тепла прежде, чем этот слой испарится.

С увеличением зоны эрозии и эмиссии плотность тока падает, уменьшается тепловыделение, понижается температура поверхности, что в конечном счете приводит к исчезновению эмиссионной способности и центр гибнет. Принималось, что момент гибели эмиссионного центра наступал, когда температура и электрическое поле у катода переставали обеспечивать необходимый ток.

Длительность функционирования эктона, согласно расчетам, лежит в основном в наносекундном диапазоне.

Температура, достигаемая в начальный период функционирования эктона, оказалась сравнимой с энергией связи атомов (выраженной в соответствующих единицах). Согласно расчетам в начальный период за время порядка 0,1 нс происходит разогрев слоя толщиной 10^{-5} см от начальной температуры до нескольких десятков тысяч кельвинов и его испарение. Предполагалось, что плотность металла остается неизменной вплоть до испарения.

Полученные в расчетах высокие температуры на поверхности катода в начале эмиссионного цикла вызвали справедливую критику, поскольку демонстрируют, скорее, взрывоподобное поведение. Несмотря на некорректность применения модели в области перегревенной неустойчивости, она хорошо коррелирует с экспериментальными данными по удельной эрозии и размеру кратеров, которые измерялись по границе расплава для токов, больших 20 А. Согласие расчетов с экспериментом подтвердило вывод об определяющей роли джоулева разогрева в этих процессах.

3.3.2. Гидродинамические модели начальной стадии эктонных процессов. Наличие высокой концентрации энергии в катоде при взрывной электронной эмиссии потребовало принципиально новых гидродинамических нестационарных моделей с уравнениями состояния, описывающими термодинамические свойства вещества в диапазоне металл – плазма.

В работе [77] представлены результаты расчета магнитогидродинамической модели начальной стадии взрыва медного острыйного катода. Учитывалось прохождение веществом катода нескольких стадий фазового состояния. Использовался магнитогидродинамический метод, разработанный для взрыва проводников. Принималось, что удельное сопротивление χ является функцией плотности вещества и удельной тепловой энергии.

Вид функции χ устанавливался расчетно-экспериментальным путем [67]. В целях учета двумерности разлета вещества применялся метод, в котором двумерные эффекты описываются комбинацией одномерных магнитогидродинамических уравнений для цилиндрического случая (ось r) и одномерных уравнений гидродинамики для плоского случая (ось z). Острие по оси z , направленной вдоль остряя, разделялось на слои.

Расчеты проводились для медных остряй, имевших радиус вершины 2×10^{-5} см и углы раствора конуса 12° , 20° и 40° . Зависимость тока от времени принималась в виде $i = b + Kt$, где параметр K выбирался таким, чтобы при $t = 0$ плотность тока в вершине остряя составляла 10^9 А см^{-2} . При $K = 10^{10}$ А с^{-1} ко времени $t = 0,5$ нс происходит взрыв вершины остряя и образование плазмы с удельной энергией $(2-5) \times 10^4$ Дж г^{-1} . Согласно результатам расчетов температура и средний заряд взорванного вещества, имеющего концентрацию $n < 10^{21}$ см $^{-3}$, лежат в пределах $T = 3-5$ эВ, $Z \approx 2-3$, а скорость расширения плазмы составляет $(2-3) \times 10^6$ см с^{-1} . Таким образом, магнитогидродинамический расчет позволяет правильно оценить параметры плазмы в начальной стадии образования эктона.

Важно отметить, что при изменении тока интеграл удельного действия $\int_0^t i^2 dt$ к моменту взрыва остается постоянным. Это свидетельствует об адекватности ис-

пользованной в разделе 3.3.1 аналогии с электрическим взрывом проводника при анализе эктонных процессов. В конденсированном состоянии удельная энергия достигала значения 8×10^3 Дж г^{-1} , что соответствует температуре 1,8 эВ при удельной теплоемкости $c = 0,38$ Дж г^{-1} К $^{-1}$.

Развитием изложенного выше метода явилась работа [78] по моделированию взрыва алюминиевого остряя. Математическое описание процессов разрушения катодного микроострия при взрывной электронной эмиссии основывалось на решении системы двумерных уравнений газодинамики, выражавших в дифференциальной форме законы сохранения массы, импульса и энергии с учетом электронной и лучистой теплопроводности.

Коэффициенты теплопроводности и электропроводности вычислялись с использованием полуэмпирических формул и табличных данных [79–81]. Для замыкания системы уравнений динамики сплошной среды применялось широкодиапазонное уравнение состояния алюминия [81], учитывающее процессы плавления, испарения, ионизации. В целом проведенные расчеты совпали с результатами моделирования, представленными в работе [77].

В наиболее строгой постановке задача о взрывообразном разлете материала катода с учетом непрерывного перехода металл – плазма решена в работах [82, 83]. Расчеты проводились для медного катода в диапазоне токов 3–7 А, размер и форма начальных микроострий выбирались из соображений, что это должны быть микронаоднородности, образовавшиеся при функционировании предыдущего эктона. Основой для выбора служили снимки поверхности катода, представленные в работе [84].

Для описания электрического взрыва микронаоднородностей использовались уравнения двумерной нестационарной двухтемпературной магнитогидродинамики и ионизационной кинетики [85]. Широкодиапазонное уравнение состояния вещества конструировалось по принципу, использованному в работе [86], и хорошо описывало состояние вещества от холодного металла до горячей плазмы.

В общих чертах расчет дал следующую картину электрического взрыва микронаоднородности на катоде. Из-за высокой плотности тока интенсивное джоулево тепловыделение приводит к быстрому нагреву вершины и резкому росту давления, значение которого на короткий промежуток времени достигает нескольких десятков гигапаскалей. Под действием давления к основанию микроострия движется волна разрушения, а в противоположную сторону расширяется полностью ионизованная плазма с электронной температурой в начальный момент времени до 10 эВ и скоростью выше 10^6 см с^{-1} , представляющая собой плазменный факел.

По всей области токопрохождения из катода в межэлектродный промежуток образуется слой непрерывного фазового перехода металл – плазма, где происходит основное тепловыделение. Давление в этом слое выше критического, т.е. вещество обходит область двухфазного состояния и резкая граница между металлом и плазмой не образуется. Плавное изменение концентрации и высокие температуры приводят к тому, что переход металл – диэлектрик не успевает завершиться до того, как наступает термическая ионизация, и степень ионизации остается достаточно высокой. Все это

позволяет говорить о сохранении омического характера проводимости при прохождении тока между металлом и плазмой, или, другими словами, об отсутствии эмиссионной границы между ними.

С течением времени давление в некоторой области перехода металл–плазма падает ниже критического, и в ней начинает формироваться граница с резким фронтом концентрации. Плавный омический переход имеет меньшее сопротивление, поэтому ток в контакте металл–плазма начинает концентрироваться там, где этот переход сохраняется. И представление об омическом характере токопрохождения в эмиссионном центре остается справедливым.

В результате расчетов получены следующие характеристики плазмы в зоне катодного пятна. В плазменной фазе отрыв температур ионов и электронов становится существенным при концентрациях, меньших $3 \times 10^{21} \text{ см}^{-3}$. С течением времени электронная температура приобретает квазистационарный профиль с максимумом 5–6 эВ на расстояниях 1 мкм от катода. Далее идет плавный спад до 3–4 эВ на расстоянии 8 мкм от катода. Температура ионов достигает 3 эВ в области максимума электронной температуры. Значение удельной ионной эрозии получено на уровне $(4\text{--}6) \times 10^{-5} \text{ г Кл}^{-1}$.

На рисунке 10 приведено пространственное распределение среднего заряда ионов Z . Непосредственно после взрыва средний заряд составляет 2,7–3 и уменьшается со временем. Значение Z , усредненное по времени цикла, равно 1,63. Скорости ионов в расчетах достигают в начальный момент времени значения $2,1 \times 10^6 \text{ см с}^{-1}$ (рис. 11).

3.3.3. Гидродинамическая модель катодной плазменной струи. Результаты моделирования [82, 83] дают представление о начальной стадии разлета плазмы. Из-за технических трудностей, связанных с резко неоднородным распределением параметров плазмы, расчетная сетка ограничивалась расстоянием 8 мкм от катода. В

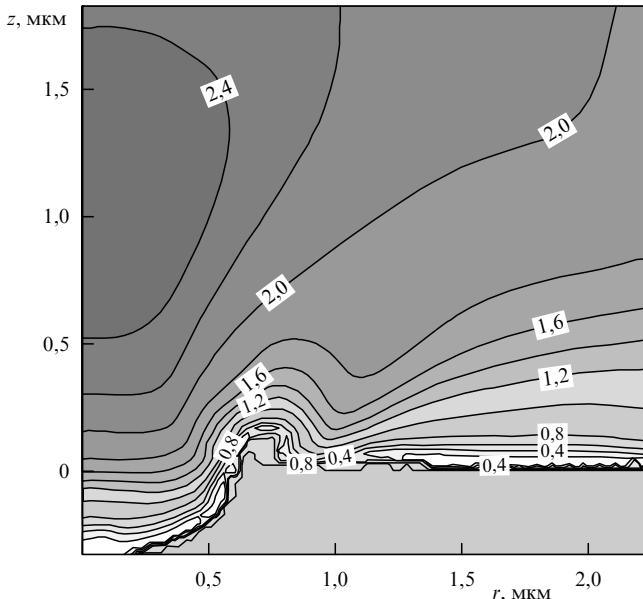


Рис. 10. Распределение среднего заряда ионов в начальной стадии разлета катодной плазмы [83].

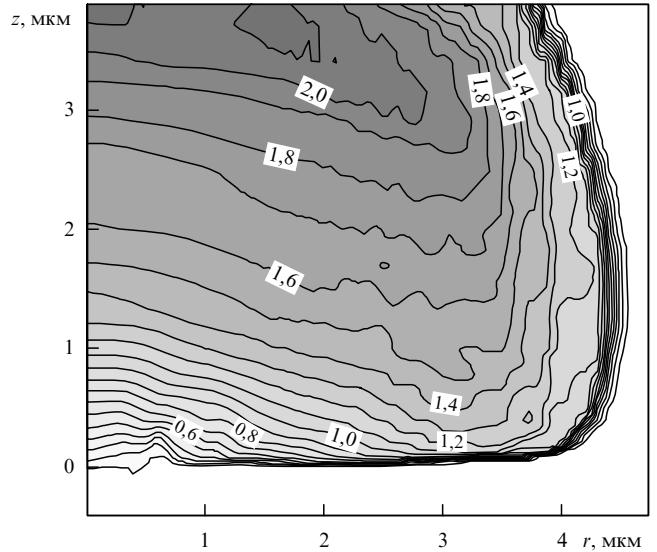


Рис. 11. Распределение скоростей ионов (в единицах 10^6 см с^{-1}) в начальной стадии разлета катодной плазмы [83].

связи с этим в работе [29] проведено численное моделирование процессов в плазменной струе путем решения системы уравнений двухмерной двухтемпературной гидродинамики.

В качестве граничных условий использовались усредненные параметры плазмы, полученные в рамках модели [82, 83]. При расчетах полагалось, что через цилиндрическую трубку радиусом $r_0 = 1 \text{ мкм}$ и высотой $h = 0,5 \text{ мкм}$ (аналог кратера) в расчетную область втекает ионный поток со скоростью, меньшей звуковой, и электрический ток заданной величины. На нижнем срезе трубы (т.е. при $z = 0$) поток имеет заданный средний заряд $Z = 1$, температуры $T_e = T_i = 1,5 \text{ эВ}$, концентрация плазмы порядка 10^{21} см^{-3} .

Результаты численного моделирования основных параметров дуговой плазмы приведены на рис. 12. Видно достаточно хорошее согласие с экспериментальными данными по исследованию параметров ионов, приведенными в работах [9, 23–25]. Средний заряд плазмы совпадает с данными, представленными в табл. 5. Скорость ионов несколько превышает значение ($1,28 \times 10^6 \text{ см с}^{-1}$) из работы [9]. Однако с учетом

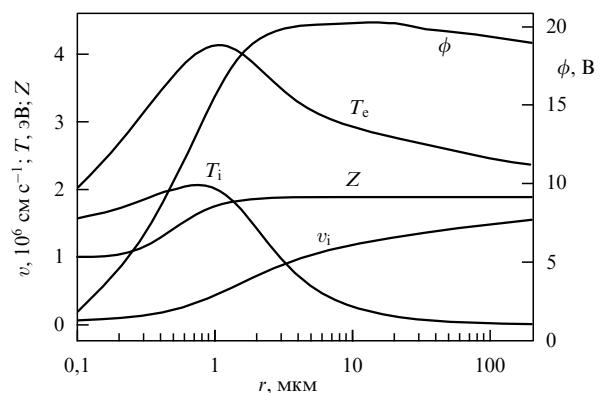


Рис. 12. Распределение параметров дуговой плазмы вдоль оси струи в гидродинамической модели [29].

широкого разброса экспериментальных данных в зависимости от метода измерения и вакуумных условий согласие с экспериментом удовлетворительное.

Отметим, что потенциал плазмы и температура также соответствуют экспериментальным данным [3, 4]. Согласно расчетам под действием градиента электронного давления ионы уже на расстояниях в несколько микрометров приобретают направленные скорости на уровне 10^6 см с^{-1} .

Как видно из рис. 12, средний заряд ионов монотонно растет, основные ионизационные процессы сосредоточены на расстоянии всего 2 мкм. После 5 мкм реакции прекращаются совсем, наступает так называемая "закалка" ионного состава, который при дальнейшем разлете уже не меняется. Это связано с тем, что скорости реакций пропорциональны концентрации в первой (ионизация) и второй (рекомбинация) степени. При расширении плазмы концентрация ее быстро падает (на ранней стадии как r^{-3}). Следовательно, падает и скорость реакций, причем эффективнее "зарезается" рекомбинация.

Получив высокий заряд в основании струи (где ионизацию можно считать практически равновесной), ионы с высокой скоростью поступают в область медленных реакций. Но время для выравнивания заряда до равновесного для данной области больше, чем время пролета ионов. Таким образом, средний заряд плазмы струи существенно отличается от равновесного заряда, зависит от темпа набора скорости ионами и не может однозначно отражать параметры плазмы в области катодного пятна, как это предполагалось в работе [26].

Специально проведенные расчеты по влиянию аксиальногоного магнитного поля показали, что поля до 10 кГс не оказывают заметного влияния на средний заряд отдельной плазменной струи (длина струи 100 мкм, ток не превышает 10 А, радиус пятна 1 мкм). В связи с этим гидродинамическая модель была обобщена на случай равномерного распределения катодных пятен по поверхности катода [87].

В отличие от слаботочной дуги (где параметры ионов определяются процессами в единичной ячейке пятна) наложение внешнего магнитного поля приводит к тому, что "замораживание" зарядового состава не наступает и средний заряд монотонно растет вдоль всей коллективи-

зированной плазменной струи. При этом максимум электронной температуры превышает 10 эВ и располагается примерно посередине межэлектродного промежутка. Результаты расчетов показывают хорошее совпадение с экспериментальными данными (рис. 13).

4. Заключение

На основе анализа эктонных процессов в настоящем обзоре предложена модель генерации ионного потока в вакуумных дугах. Показано, что ионизационный состав и скорости направленного движения ионов формируются в результате взрывообразного разрушения микроучастков катода за счет джоулева разогрева высокой плотностью тока. При функционировании эктона вещество катода за короткие времена (порядка 1 нс) последовательно проходит конденсированное состояние, стадии неидеальной и идеальной плазмы.

За счет энергии, запасенной в конденсированном состоянии (порядка 10^4 Дж г^{-1}), передние слои разлетающейся плазмы приобретают скорость направленного движения, близкую к 10^6 см с^{-1} . В основании плазменной струи плотность тока достаточно высокая, вещество катода продолжает разогреваться и после перехода в плазменное состояние. Джоулева энергия, выделяемая на этой стадии, — кинетическая энергия электронов, приобретаемая в электрическом поле. Часть этой энергии затрачивается на ионизацию и разогрев ионов.

Ионизационные процессы происходят в узкой области порядка микрометра вблизи катода, и в дальнейшем ионизационный состав плазмы не меняется. Основной вклад в ускорение ионов при разлете катодной плазмы вносит градиент электронного давления. Рост тока дуги вплоть до килоампера сопровождается простым увеличением количества одновременно функционирующих эктонов, что объясняет экспериментальные данные о слабой зависимости параметров ионного потока от тока вакуумной дуги.

Увеличение тока дуги выше килоампера приводит к сжатию коллективизированной плазменной струи за счет собственного магнитного поля. "Замораживание" зарядового состава вблизи катода в этом случае не наступает, и средний заряд монотонно растет вдоль всей плазменной струи.

Авторы благодарны Д.Л. Шмелеву и А.М. Мурзакаеву за помощь при подготовке обзора.

Работа выполнена при частичной поддержке грантов Российской фонда фундаментальных исследований (02-02-17002, 02-02-17509).

Список литературы

- Кесаев И Г *Катодные процессы электрической дуги* (М.: Наука, 1968)
- Lafferty J M (Ed.) *Vacuum Arcs: Theory and Application* (New York: Wiley, 1980)
- Месяц Г А *Эктоны в вакуумном разряде: пробой, искра, дуга* (М.: Наука, 2000) [Mesyats G A *Cathode Phenomena in a Vacuum Discharge: the Breakdown, the Spark and the Arc* (Moscow: Nauka Publ., 2000)]
- Boxman R L, Sanders D M, Martin P J (Eds) *Handbook of Vacuum Arc Science and Technology: Fundamentals and Applications* (Park Ridge, N.J.: Noyes Publ., 1995)
- Месяц Г А, Дисс. ... д-ра техн. наук (Томск: ТПИ, 1966)
- Бугаев С П и др. УФН **115** 101 (1975)
- Литвинов Е А, Месяц Г А, Проскуровский Д И УФН **139** 265 (1983)

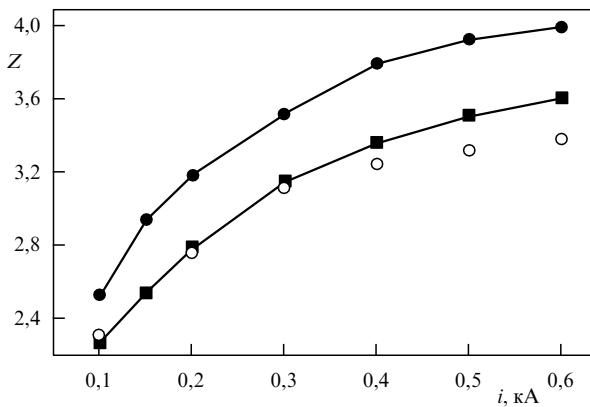


Рис. 13. Средний (квадратики) и максимальный (темные кружки) заряды дуговой плазмы в аксиальном магнитном поле [87]. Катод из титана, магнитное поле 10 кГс, светлые кружки — экспериментальные данные [32].

8. Месяц Г А УФН **165** 601 (1995)
9. Yushkov G Yu et al. *J. Appl. Phys.* **88** 5618 (2000)
10. Jüttner B *J. Phys. D: Appl. Phys.* **34** R103 (2001)
11. Tanberg R *Phys. Rev.* **35** 1080 (1930)
12. Kobel E *Phys. Rev.* **36** 1636 (1930)
13. Плотто А А, Рыжков В Н, Капин А Т ЖЭТФ **47** 494 (1964)
14. Кассиров Г М, Месяц Г А ЖТФ **34** 1476 (1964)
15. Бугаев С П и др. ЖТФ **37** 2206 (1967)
16. Mesyats G A, in *Proc. of the 10th Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, Oxford, England, Sept. 13–18, 1971* (Oxford: Henley-on-Thames, 1971) p. 333
17. Davis W D, Miller H C *J. Appl. Phys.* **40** 2212 (1969)
18. Kutzner J, Miller H C *J. Phys. D: Appl. Phys.* **25** 686 (1992)
19. Tsuruta K, Sekiya K, Watanabe G *IEEE Trans. Plasma Sci.* **PS-25** 603 (1997)
20. Бугаев А С и др. ЖТФ **70** (9) 37 (2000)
21. Yang L, Zou J, Cheng Zh *IEEE Trans. Plasma Sci.* **PS-27** 882 (1999)
22. Mesyats G A, Proskurovsky D I *Pulsed Electrical Discharge in Vacuum* (Berlin: Springer-Verlag, 1989)
23. Brown I G *Rev. Sci. Instrum.* **65** 3061 (1994)
24. Brown I G, Galvin J E *IEEE Trans. Plasma Sci.* **PS-17** 679 (1989)
25. Brown I G, Godechot X *IEEE Trans. Plasma Sci.* **PS-19** 713 (1991)
26. Anders A *Phys. Rev. E* **55** 969 (1997)
27. Anders S, Anders A *J. Phys. D: Appl. Phys.* **21** 213 (1988)
28. Anders A *IEEE Trans. Plasma Sci.* **PS-29** 393 (2001)
29. Баренгольц С А, Месяц Г А, Шмелев Д Л ЖЭТФ **120** 1227 (2001)
30. Николаев А Г, Окс Е М, Юшков Г Ю ЖТФ **68** (9) 24 (1998)
31. Oks E M et al. *Appl. Phys. Lett.* **67** 200 (1995)
32. Oks E M et al. *IEEE Trans. Plasma Sci.* **PS-24** 1174 (1996)
33. Николаев А Г, Окс Е М, Юшков Г Ю ЖТФ **68** (5) 39 (1998)
34. Kimblin C W *Proc. IEEE* **59** 546 (1971)
35. Kimblin C W *J. Appl. Phys.* **44** 3074 (1973)
36. Tuma D T, Chen C L, Davies D K J *J. Appl. Phys.* **49** 3821 (1978)
37. Utsumi T, English J H *J. Appl. Phys.* **46** 126 (1975)
38. Eckhardt G *J. Appl. Phys.* **44** 1146 (1973)
39. Eckhardt G *J. Appl. Phys.* **46** 3282 (1975)
40. Daalder J E *J. Phys. D: Appl. Phys.* **9** 2379 (1976)
41. Раховский В И *Физические основы коммутации электрического тока в вакууме* (М.: Наука, 1970)
42. Удрис Я Я *Радиотехника и электроника* **6** 1057 (1963)
43. Клярфельд Б Н, Неретина Н А, Дружинина Н Н ЖТФ **39** 1061 (1969)
44. Голубчин Г Н, Сена Л А *Электричество* (6) 60 (1956)
45. Daalder J E *J. Phys. D: Appl. Phys.* **8** 1647 (1975)
46. Любимов Г А, Раховский В И УФН **125** 665 (1978)
47. Пучкарев В Ф, Проскуровский Д И, Мурзакаев А М ЖТФ **57** 1224 (1987); **58** 88 (1988)
48. Bochkarev M B, in *Proc. of the 17th Intern. Symp. on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, Berkeley, 1996* Vol. 1 (Piscataway, N.J.: IEEE, 1996) p. 151
49. Puchkarev V F, Bochkarev M B *J. Phys. D: Appl. Phys.* **27** 1214 (1994)
50. Месяц Г А, Баренгольц С А Докл. РАН **375** 462 (2000)
51. Juttner B *J. Phys. D: Appl. Phys.* **28** 516 (1995)
52. Jüttner B *J. Phys. IV Colloq. (Paris)* **7** C4-31 (1997)
53. Vogel N *J. Phys. D: Appl. Phys.* **23** 1655 (1993)
54. Anders A et al. *IEEE Trans. Plasma Sci.* **PS-20** 466 (1992)
55. Puchkarev V F *J. Phys. D: Appl. Phys.* **24** 685 (1991)
56. McClure G W *J. Appl. Phys.* **45** 2078 (1974)
57. Месяц Г А *Письма в ЖЭТФ* **60** 514 (1994)
58. Mesyats G A *IEEE Trans. Plasma Sci.* **PS-23** 879 (1995)
59. Литвинов Е А и др. ЖТФ **48** 541 (1978)
60. Daalder J E *IEEE Trans. Power Ap. Syst.* **PAS-93** 1747 (1974)
61. Vogel N, Jüttner B *J. Phys. D: Appl. Phys.* **24** 922 (1991)
62. Sanger C C, Secker P E *J. Phys. D: Appl. Phys.* **4** 1940 (1971)
63. Месяц Г А и др. *Письма в ЖТФ* **11** 398 (1985)
64. Mesyats G A *Explosive Electron Emission* (Ekaterinburg: URO-Press, 1998)
65. Chace W G, Moore H K (Eds) *Exploding Wires* Vol. 1 (New York: Plenum Press, 1959)
66. Chace W G, Moore H K (Eds) *Exploding Wires* Vol. 2 (New York: Plenum Press, 1962)
67. Бурцев В А, Калинин Н В, Лучинский А В *Электрический взрыв проводников и его применение в электрофизических установках* (М.: Энергоатомиздат, 1990)
68. Sedoi V S et al. *IEEE Trans. Plasma Sci.* **PS-27** 845 (1999)
69. Зиновьев В Е *Теплофизические свойства металлов при высоких температурах*. Справочник (М.: Металлургия, 1989)
70. Валуев А А, Норман Г Э ЖЭТФ **116** 2176 (1999)
71. Зельдович Я Б, Райзер Ю П *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений* 2-е изд. (М.: Наука, 1966)
72. Кринберг И А ЖТФ **71** (11) 25 (2001)
73. Месяц Г А, Баренгольц С А *Письма в ЖЭТФ* **75** 306 (2002)
74. Батраков А В и др. *Письма в ЖЭТФ* **75** 84 (2002)
75. Литвинов Е А, Месяц Г А, Парфенов А Г ДАН СССР **269** 343 (1983)
76. Литвинов Е А, Месяц Г А, Парфенов А Г ДАН СССР **279** 864 (1984)
77. Лоскутов В В, Лучинский А В, Месяц Г А ДАН СССР **271** 1120 (1983)
78. Бушман А В и др. ДАН СССР **312** 1368 (1990)
79. Баско М М, Препринт ИТЭФ № 145 (М.: ИТЭФ, 1985)
80. Беспалов И М, Полищук А Я, Препринт ИВТАН № 1–257 (М.: ИВТАН, 1988)
81. Бушман А В и др. *Теплофизика и динамика конденсированных сред при интенсивных импульсных воздействиях* (Черноголовка: Изд-во ОИХФ АН СССР, 1983)
82. Shmelev D L, Litvinov E A *IEEE Trans. Plasma Sci.* **PS-25** 533 (1997)
83. Shmelev D L, Litvinov E A *IEEE Trans. Dielect. El. In.* **DEI-6** 441 (1999)
84. Puchkarev V F, Murzakayev A M *J. Phys. D: Appl. Phys.* **23** 26 (1990)
85. Силин В П *Введение в кинетическую теорию газов* (М.: Наука, 1971)
86. Колгатин С Н, Хачатуровян А В ТВТ **20** 447 (1982)
87. Shmelev D L, in *Proc. of the 19th Intern. Symp. on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, Xi'an, China, Sept. 18–22, 2000*, p. 218

Generation mechanism of anomalous ions in vacuum arcs

G.A. Mesyats

Institute of Electrophysics, Ural Division, Russian Academy of Sciences,
ul. Amundsena 106, 620016 Ekaterinburg, Russian Federation
Tel. (7-095) 237-53 12. Fax (7-095) 952-50 81
E-mail: mesyats@pran.ru

S.A. Barenholz

Institute of Electrophysics, Ural Division, Russian Academy of Sciences,
ul. Amundsena 106, 620016 Ekaterinburg, Russian Federation
Tel./Fax (7-095) 234-31 63
E-mail: sb@nsc.gpi.ru

A model for the generation of an ion flow in a vacuum arc is proposed based on the analysis of ecton processes. It is shown that the charge states and directional velocities of the ions result from cathode microsections being explosively destroyed by Joule heating caused by a high-density current. In this case, the ionization processes occur within a narrow (of the order of a micrometer) region near the cathode, and thereafter the charge state of the plasma remains unchanged. For currents of up to a kiloampere, a current increase simply increases the number of simultaneously operating ectons, thus explaining the weak experimental dependence of ion current parameters on the vacuum arc current.