

4. ПЛАЗМЕННЫЕ ИСТОЧНИКИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ НА БАЗЕ РАЗРЯДОВ С ДВОЙНЫМ КОНТРАГИРОВАНИЕМ

Среди плазменных источников заряженных частиц значительное место занимают системы на базе разрядов с двойным контрагированием разряда в ГРК, которые получили название дуоплазматронов и дуопигатронов [4.1]. Первоначально дуоплазматроны разрабатывались в качестве инжекторов протонов для электрофизических установок. Их привлекательность заключалась в том, что они позволяли получать токи ионов водорода в пучке до 1 А, при газовой экономичности до 90 % и продольном разбросе ионов пучка по энергиям не превышающем 10 эВ.

В ранних конструкциях в дуоплазматронах в качестве первичного катода применялся накаленный катод. Однако при расширении областей применения ГРК на базе дуоплазматронов во многих случаях было целесообразно использовать ненакаливаемые первичные катоды.

В литературе [4.1]-[4.12] описанию физики процессов и технике дуоплазматронов уделено значительное внимание, в связи с этим, ниже мы в основном остановимся лишь на знакомстве читателей с результатами, полученными при непосредственном участии авторов.

4.1. Особенности разрядных процессов в дуоплазматронах.

Известны конструкции дуоплазматронов А-типа, в которых магнитными полюсами являются контрагирующий электрод и анод, и дуоплазматронов К-типа, в которых магнитный поток замыкается через контрагирующий электрод и экстрактор, а анод выполнен из немагнитного материала [4.1].

В газоразрядной камере дуоплазматрона можно выделить область катодной плазмы (промежуток катод – сжимающий электрод) и область анодной плазмы (промежуток сжимающий электрод – анод)

В дуоплазматроне используются два механизма поперечного сжатия разряда. Геометрическое контрагирование плазмы в сжимающем электроде сочетается со сжимающим действием неоднородного магнитного поля. Промежуточный электрод имеет канал, соединяющий анодную и катодную части газоразрядного промежутка. Анод и промежуточный электрод изготовлены из ферромагнетика и являются частями магнитной цепи, создающей в зазоре между этими электродами, а также в канале промежуточного электрода, сильное неоднородное магнитное поле.

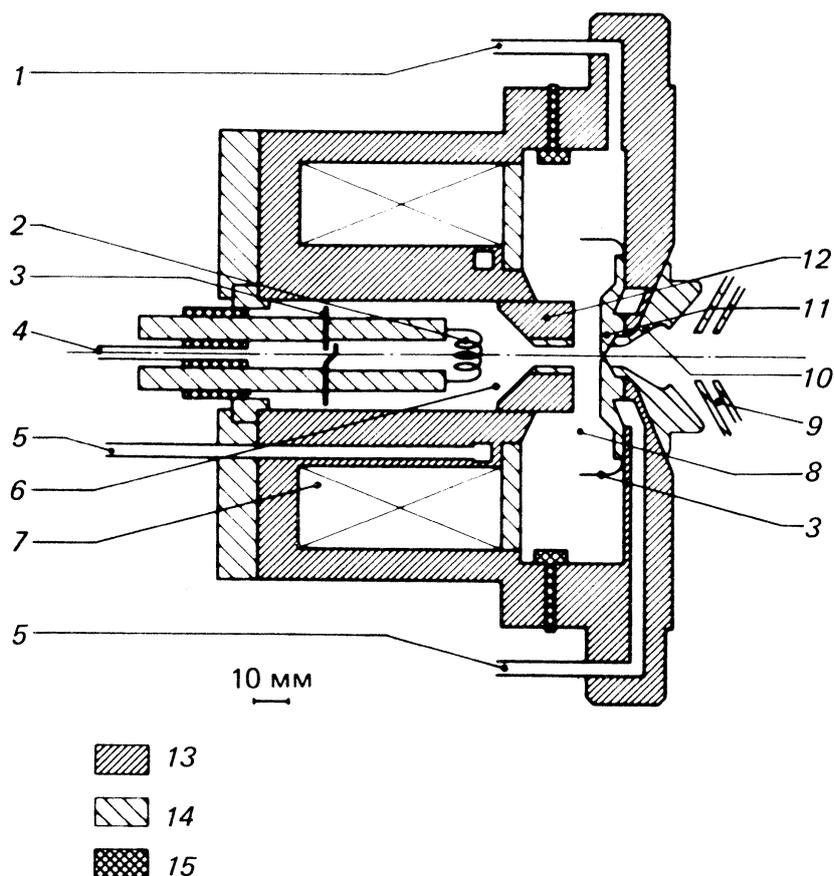


Рис. 4.1. Конструкция дуоплазматрона с экспандером [4.10]. 1 – вход газа в анодную область; 2-катод; 3-экран; 4-вход газа в катодную область; 5-охлаждение; 6-катодная камера; 7-электромагнит; 8-анодная камера; 9-ионно-оптическая система с ускорением-замедлением; 10-экспандер; 11анод; 12-промежуточный (сжимающий) электрод; 13-магнитный материал; 14-диамагнетик; 15-диамагнетик. (Gordon and Breach Science Publishers, Inc, 1979)

В дуоплазматроне, как и в плазматроне, уменьшение сечения разряда при входе в канал промежуточного электрода приводит к возникновению двойного слоя, окружающего плазменный «пузырь» и являющегося источником быстрых электронов. Поток этих электронов, ускоренных в поле двойного слоя, приводит к значительному повышению концентрации зарядов в плазменном «пузыре».

Для дуоплазматрона специфично то, что после «геометрического» контрагирования плазмы вступает в действие сильное неоднородное магнитное поле; топография поля зависит от геометрии электродов, расположенных в рассматриваемой области, а также от того, из каких материалов изготовлены эти электроды. При низком давлении газа, когда с известным приближением можно рассматривать свободное движение электронов, эффект не-

однородного магнитного поля - контрагирование плазмы — следует из того, что электроны хорошо следуют силовым линиям сильного магнитного поля. Если частицы плазмы движутся внутри силовой трубки с напряженностью поля на торцах H_1 и H_2 , то сечение плазмы уменьшается в H_1/H_2 раз и при заданном потоке частиц плотность их увеличивается в таком же отношении. При движении частиц в неоднородном магнитном поле имеет место также следующий эффект. В движущейся системе координат магнитное поле является переменным во времени и создает вихревое электрическое поле, которое ускоряет или замедляет вращение движущихся электронов. Если изменение магнитного поля за время одного оборота электрона невелико (величину dH/dt можно заменить величиной $\Delta H/T$, где ΔH — изменение напряженности магнитного поля за период вращения $T = 2\pi mc/(eH)$), то отношение энергии вращательного движения электрона к напряженности магнитного поля $W_{\perp}H$ инвариантно [4.1].

Постоянное магнитное поле не изменяет полной энергии электрона, и увеличение H по мере приближения к отверстию эмиссии приводит к увеличению поперечной скорости электрона, т. е. к уменьшению его продольной скорости. При заданном потоке электронов уменьшение их продольной скорости компенсируется увеличением плотности. В случае большого давления газа или возникновения турбулентности в плазме эта относительно простая картина движения частиц усложняется диффузией. В этих реальных условиях магнитное поле ослабляет радиальную диффузию частиц, способствует их направленному движению к выходному отверстию, приводит к контрагированию плазмы.

К описанному выше следует добавить, что неоднородное магнитное поле приводит к возникновению еще одного скачка потенциала в контрагированной плазме (в канале промежуточного электрода), и, следовательно, к образованию здесь плотного пучка электронов с большими направленными скоростями. Последнее способствует, в частности, существованию характерного для дуоплазматрона большого отрицательного анодного падения [4.1].

Теории, которая позволила бы рассчитать этой второй скачок потенциала, еще нет, и обычно ограничиваются указанием на то, что согласно закону Ома для плазмы градиент потенциала в ней зависит от градиента давления электронов, проводимости плазмы, сечения разряда, неоднородности магнитного поля. Из этого следует, что скачок потенциала может возникнуть не

только в месте сужения разряда, но и в области действия неоднородного магнитного поля. В заключение заметим, что так же, как и в плазматроне, положительный потенциал промежуточного электрода необходим лишь при зажигании разряда. Сопротивление в цепи промежуточного электрода должно быть таким, чтобы после зажигания разряда в цепи основного анода потенциал промежуточного электрода стал отрицательным, поэтому его целесообразно использовать при создании мощных дуоплазматронов, работающих в непрерывном режиме. Исследование аксиального распределения напряженности магнитного поля в различных системах показало, что для классического дуоплазматрона А-типа характерны: сильное магнитное поле с максимумом, локализованным между промежуточным электродом и анодом, а также относительно сильное магнитное поле в канале промежуточного электрода.

Из анализа зависимости извлекаемого ионного тока от магнитного поля в источниках с различными магнитными системами [4.13] можно прийти к выводу, что для получения наибольшей плотности ионного тока максимальное магнитное поле должно быть локализовано в выходном отверстии. Таким образом, замена классической системы системой К-дуоплазматрона во многих случаях оправдана. Она приводит к уменьшению расходимости пучка и одновременно повышает электрическую прочность системы извлечения ионов. В этом случае источник обладает также упомянутыми ранее конструктивными преимуществами.

Выше уже указывалось, что одним из эффектов, связанных с существованием в дуоплазматроне неоднородного магнитного поля, является образование в анодной области второго скачка потенциала. О возникновении такого скачка можно судить по данным, которые получены с помощью ленгмюровского зонда [4.1]. Зависимость этого скачка от давления газа можно описать эмпирической формулой:

$$\Delta U_2 = A \cdot p \left(1 + \frac{B^2}{p^2} \right),$$

где A — постоянная; B — растущая функция магнитного поля; p — давление газа. Попутно заметим, что с увеличением давления газа уменьшается температура электронов по обе стороны плазменного «пузыря». При этом разность температур электронов в указанных областях сохраняется в пределах 8—10 эВ.

С существованием второго скачка потенциала можно связать тот факт, что из отверстия дуоплазматрона выходят электроны с довольно большой аксиальной скоростью. Энергия этих электронов, измеряемая с помощью термопары, падает с ростом давления газа. Аналогичным образом зависит от давления газа и разность потенциалов анода и плазмы, локализованной в канале промежуточного электрода. Выход быстрых электронов можно объяснить тем, что электроны, имеющие в данном случае температуру около 15 эВ, ускоряются в области второго скачка потенциала; заметим, что в экспериментах энергия выходящих электронов составляла 51 эВ при $p = 0,06$ мм рт. ст. и при увеличении давления уменьшалась до 26 эВ.

Влияние геометрии системы (диаметра и длины канала промежуточного электрода, расстояния между анодом и промежуточным электродом, диаметра жаропрочной немагнитной вставки и др.) на эмиссию ионов объясняется не только изменением топографии магнитного поля, но и другими причинами.

Так, изменение диаметра канала промежуточного электрода приводит к изменению потерь ионов на стенках канала и влияет не только на величину ионной эмиссии, но и на режим зажигания и горения разряда. Р. Л. Демирханов приводит случай, когда изменение диаметра капилляра с 4,3 до 5,1 мм привело к изменению эффективности источника в 2—2,5 раза. При исследовании одного из А-дуоплазматронов установлено [4.1], что максимальная плотность плазмы в области отверстия эмиссии имеет место и в том случае, когда диаметр промежуточного электрода равен расстоянию от торца этого электрода до анода.

В большинстве случаев в дуоплазматронах ток эмиссии растет с током дуги [4.3] сначала линейно, а потом так, что угловой коэффициент соответствующей кривой монотонно падает [4.4]. Для этих зависимостей характерно существование оптимальной величины разрядного тока (см. также [4.5]). Такой ход кривых можно объяснить тем, что форма и положение границы плазмы, а, следовательно, и свойства системы формирования и фокусировки пучка зависят от плотности плазмы (от разрядного тока); при достаточно большом токе разряда ухудшается фокусировка пучка, часть выходящих ионов попадает на извлекающий электрод и ток пучка уменьшается. Однако с такой естественной интерпретацией трудно согласовать характер изменения оптимального тока пучка с давлением газа.

Обнаружено, что между катодной и анодной камерами дуоплазматрона [4.14] возникает избыточная разность давлений нейтрального газа. Общей тенденцией при увеличении разрядного тока является рост давления газа в области катода. Уменьшение давления вблизи анода является естественным следствием ионной откачки, а специфический для дуоплазматрона значительный рост давления в области катода связан с существованием потока ионов от анода к катоду. Полученная из рассмотрения баланса нейтральных атомов и заряженных частиц величина отношения этого потока к току дуги мало зависит от последнего, растет с увеличением магнитного поля и довольно велика — около $50 \cdot 10^{-3}$ - $80 \cdot 10^{-3}$.

Представляют интерес эксперименты с геометрическим и магнитным контрагированием плазмы [4.15]. Исследованная система во многом напоминает дуоплазматрон: разряд между оксидным катодом и анодом проходит внутри конического электрода (диаметр широкой части 5 см), заканчивающегося каналом диаметром 4 мм. В области, где расположен канал, локализовано магнитное поле напряженностью до 60 мТл со сходящимися силовыми линиями. С помощью двойных зондов измеряется концентрация зарядов n_{+1} в широкой, прикатодной части конуса и в канале n_{+2} . За счет геометрического сжатия достигнут коэффициент контракции n_{+2}/n_{+1} порядка 10. Действуя неоднородным магнитным полем, можно увеличить контракцию еще в 10 раз и достичь того, чтобы величина n_{+2}/n_{+1} была порядка 100. При этих исследованиях в аргоне при разрядном токе 4 А и удельной мощности около 1 кВт/см^3 получена плазма с концентрацией $7,5 \cdot 10^{14}$ ион/см³. В дуоплазматронах, используемых в качестве ионных источников, концентрация заряженных частиц достигает того же порядка величины. Отмечались концентрации выше- $6 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и плотность катодного тока до 100 А/см^2 [4.8]. Общая величина извлекаемого из дуоплазматрона ионного тока достигает нескольких сотен миллиампер или даже нескольких ампер.

Почти полная ионизация газа в дуоплазматроне обуславливает высокую экономичность, достигающую, например, 92% [4.1]. Энергия выходящих ионов и ее разброс определяются в дуоплазматроне величиной отрицательного падения потенциала перед анодом, которая часто порядка 10 В. Малый разброс энергий — одно из положительных свойств дуоплазматрона. Следует, однако, заметить, что в определенных режимах (низкое давление газа, малый диаметр канала промежуточного электрода) сумма от-

рицательных падений перед анодом может возрасти так, что средняя энергия выходящих ионов достигнет, например, 150 эВ [4.15].

Источником электронов в дуоплазматроне может служить вольфрамовый катод. Однако вследствие малой экономичности такого катода абсолютная величина энергии, расходуемой на накал катода мощного дуоплазматрона, оказывается очень большой. По этой причине в дуоплазматроне в качестве источника электронов часто применяют оксидный катод. Некоторые сведения об использовании синтерированного оксидного катода в дуоплазматроне приведены в работе [4.8]. В этом случае при мощности накала 40—50 Вт эмиссия катода может достигать примерно до 5 А. Срок службы при этом больше срока службы вольфрамового катода или катода из LaV₆. Естественно, что при использовании оксидного катода повышаются требования к вакуумным условиям в камере дуоплазматрона, при которых катод должен быть активирован и длительно работать. В связи с этим во время тренировки катода целесообразно усилить откачку газа из разрядной камеры дуоплазматрона.

В связи с указанным, для дуоплазматронов, используемых в технологии, наиболее целесообразным представляется использование ненакаливаемых катодов.

Более универсальным следует признать дуоплазматрон А-типа, так как только он используется для получения как ионных, так и электронных пучков при смене полярности напряжения на экстракторе.

К недостаткам дуоплазматронов следует отнести необходимость в рабочих режимах поддерживать температуру ферромагнитных электродов ниже точки Кюри, что обычно значительно ниже допустимой температуры с точки зрения технологических и конструктивных свойств. Это обстоятельство часто бывает решающим фактором, ограничивающим ток извлекаемого пучка. В связи с этим более целесообразным представляется повышение извлекаемого из дуоплазматрона тока за счет снижения затрат разрядной мощности на единицу извлекаемого тока, что позволяет сохранить интенсивность охлаждения электродов на прежнем уровне.

4.2. Предельные режимы протекания тока в разрядах с двойным контрагированием

Материал подготовлен на базе нашей работы [4.16].

При разработке плазменного источника ионов (ИИП) любой конструкции важным является определение предельных возможностей источ-

ника по току ионного пучка, который из него можно получать в непрерывном режиме. Одним из факторов, определяющих предельный ток ионного пучка, является максимальный ток разряда, допустимый для конкретной конструкции генератора плазмы ИИП. Ток разряда наряду с интенсивностью определяет также массовый и зарядовый составы формируемого в ИИП пучка.

Характерной особенностью ИИП типа плазматрон и дуоплазматрон является контрагирование разряда за счет использования сжимающего электрода, а в дуоплазматроне и магнитного поля [4.17]. В связи с этим максимальный стабильный ток разряда в ИИП данных типов сверху ограничен явлениями нестабильного токопрохождения, а в предельном случае – и обрывом тока разряда [4.17]. При токах разряда, меньших критического, сужение играет положительную роль, так как в контрагированной прианодной плазме концентрация плазмы на 1–2 порядка превышает таковую в области катода. Возникающий перед сужением со стороны катода двойной электрический слой ускоряет катодные электроны до энергии в десятки электронвольт. За счет этой группы электронов возрастает скорость генерации ионов вблизи анодного отверстия (режим работы плазматрона или дуоплазматрона выбирается так, чтобы длина свободного пробега электрона, ускоренного в двойном электрическом слое, по отношению к процессам ионизации была примерно равна расстоянию от места локализации двойного слоя до анода). Компонентный состав плазмы вблизи анодного отверстия определяется энергиями группы электронов, ускоренных в двойном электрическом слое, и средней энергией максвеллизированных электронов прианодной плазмы, а также количественным соотношением между группами.

При рассмотрении процессов в сжимающем электроде и прианодной плазме дуоплазматрона следует учесть наличие магнитного поля в области сужения, которое резко уменьшает диффузию ионов из прианодной плазмы и плазмы разряда в сужении на стенки сжимающего электрода, а также учитывать, что ионизация в области сужения осуществляется в основном электронами прианодной плазмы.

Обрыв тока в разряде с сужением связывают с эффектом выдувания газа из области сужения потоком электронов, движущихся в направлении от катода к аноду, наличием максимума на зависимости сечения ионизации

атома электронным ударом, ростом ионных оболочек у стенок сжимающего электрода. Все эти эффекты сказываются на скоростях генерации заряженных частиц в области сужения и ухода из его объема. В рассматриваемой модели необходимо будет учесть и такой экспериментальный факт, как зависимость средней энергии плазменных электронов от режима работы генератора плазмы ИИП.

Ввиду того, что скорость ионизации будет определяться энергией электронов в плазме сужения, сначала будет приведен расчет частот ионизации усредненных по функции распределения плазменных электронов, а затем будет получено условие обрыва тока разряда применительно к дуоплазматрону.

При расчете средних частот ионизации рассмотрим случай сложной аппроксимации вероятности ионизации [4.18], предложенной Моргулисом.

Частота столкновений электронов с атомами газа, находящимися в единичном объеме, определяется формулой

$$Z_i = \frac{n_e v_e}{\lambda_e}, \quad (4.1)$$

где n_e – концентрация электронов; v_e – скорость электрона; λ_e – длина свободного пробега электрона в газе.

Функция распределения электронов по скоростям при максвелловском законе распределения имеет вид

$$F(v) = \frac{4}{\sqrt{\pi}} v^2 \left(\frac{m_e}{2kT_e} \right)^{\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{m_e v^2}{2kT_e} \right), \quad (4.2)$$

где m_e – масса электрона; k – постоянная Больцмана; T_e – температура электронов.

Используя формулу (4.1) и учитывая закон распределения электронов по энергиям (4.2), среднюю частоту ионизации можно вычислить по формуле

$$\tilde{Z}_i = \int_{v_i}^{\infty} \omega_i \frac{n_e v^3}{\lambda_e} \frac{4}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{m_e}{2kT_e} \right)^{\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{m_e v^2}{2kT_e} \right) dv, \quad (4.3)$$

где $v_i = \sqrt{\frac{2eU_i}{m_e}}$ (U_i – потенциал ионизации); ω_i – вероятность ионизации.

Заменив в (4.3) переменную интегрирования v на энергию $-eU_i$, получим

$$\tilde{Z}_i = \int_{eU_i}^{\infty} \omega_i \frac{n_e}{\lambda_e} \frac{2\sqrt{2}e^2}{\sqrt{m_e\pi}} U kT_e^{\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{eU_e}{kT_e}\right) dU. \quad (4.4)$$

При сложном законе аппроксимации (аппроксимация по Моргулису) вероятность ионизации определяется по формуле

$$\omega_i = A_i (U - U_i) \exp\left(-\frac{U - U_i}{\beta_i}\right), \quad (4.5)$$

где A_i и β_i – коэффициенты, приведенные в справочных данных [4.18].

В этом случае выражение (4) с учетом (5) запишется в следующем виде:

$$\tilde{Z}_i = \int_{U_i}^{\infty} A_i n_e n_a \delta_a \frac{2\sqrt{2}e^2}{\sqrt{m_e\pi}} (kT_e)^{-\frac{3}{2}} U (U - U_i) \exp\left(\frac{U_i}{\beta_i} - \frac{U(kT_e + e\beta)}{\beta kT_e}\right) dU. \quad (4.6)$$

Интегрирование (4.6) дает выражение для определения усредненной частоты ионизации электронами атомов газа, находящихся в единичном объеме:

$$\tilde{Z}_i = A_i e^2 \beta_i^2 n_e n_a \delta_a \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m_e}} (kT_e + e\beta)^{-2} \left(U_i + \frac{2\beta kT_e}{kT_e + e\beta}\right) \exp\left(-\frac{eU_i}{kT_e}\right). \quad (4.7)$$

Необходимым условием существования разряда является выполнение условия баланса ионов, образующихся в разрядном промежутке, и ионов, уходящих из разряда. При нарушении этого условия разряд резко изменяет форму, что получило название обрыва тока разряда низкого давления. В рассматриваемой модели процессов, приводящих к обрыву тока в дуоплазматроне, принимается, что первопричиной цепочки явлений, приводящих, в конечном счете, к нарушению протекания тока через сжимающий электрод, является выдувание газа из области сужения за счет упругих соударений потока электронов, движущихся от катода к аноду. Доминирующее влияние этого фактора в случае дуоплазматрона обусловлено тем, что плотность направленного тока электронов в сужении может достигать $50 \dots 70 \text{ А/см}^2$.

Запишем условие баланса ионов в газовом разряде при следующих условиях:

– процессы рекомбинации заряженных частиц в объеме положительного столба отсутствуют;

– диффузионные потери через боковую поверхность положительного столба отсутствуют из-за наличия аксиального магнитного поля.

Плотность потока ионов, образовавшихся в плазме положительного столба, можно определить по формуле

$$\frac{j_{ik}}{e} = \tilde{Z}_i L, \quad (4.8)$$

где j_{ik}/e – поток ионов, уходящих из положительного столба; \tilde{Z}_i – средняя частота ионизации электронами атомов газа, заключенных в единичном объеме; L – длина разрядного промежутка, занятого положительным столбом.

Рассматривая разряд низкого давления в коротком межэлектродном промежутке, учтем, что часть электронов, эмитированных из катодной плазмы, попадает на анод, не испытав столкновений с атомами газа. Вторая часть, взаимодействуя с атомами газа, рассеивается и вместе с электронами, образовавшимися в результате ионизации атомов газа, образует группу «хаотических» электронов. Прямопролетные электроны попадают на анод, не участвуя в актах ионизации. Ионизация атомов газа в положительном столбе происходит благодаря взаимодействию с атомами газа группы электронов, пришедших из прикатодной плазмы и испытывающих столкновения в плазме положительного столба, и группы «хаотических» электронов.

Хаотическая составляющая в электронном компоненте тока разряда может быть определена по формуле

$$j_{ex} = j_{ek} \left[1 - \exp\left(-\frac{L}{\lambda_e}\right) \right], \quad (4.9)$$

где L – длина промежутка; λ_e – длина свободного пробега электрона. Тогда концентрация «хаотических» электронов в плазме положительного столба при условии максвелловского распределения электронов по скоростям может быть определена по формуле

$$n_{ex} = \frac{4j_{ek} \left[1 - \exp\left(-\frac{L}{\lambda_e}\right) \right]}{e} \left(\frac{\pi m_e}{8kT_e} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (4.10)$$

Если подставить выражения (4.7)–(4.10) в уравнение баланса, то получим уравнение, которое связывает энергию электронов и плотность тока разряда в момент обрыва

$$\frac{j_a}{p} = \frac{1}{C\sqrt{U}} - \frac{e^2 \exp\left(\frac{2U_i}{U}\right) (U + 2\beta_i)^3}{4ACp(U_i U + 2U_i \beta_i + \beta_i U) \sqrt{U}}, \quad (4.11)$$

где $U = \frac{kT_e}{e}$ – потенциал, определяющий среднюю энергию плазменных электронов в прианодной плазме;

$$A = \frac{4}{kT_a} L \left(1 - \exp\left(-\frac{L}{\lambda_e}\right) \right) \left(\frac{m_i}{m_e} \right)^{\frac{1}{2}} A_1 e^2 \beta_i^2 \delta_a;$$

$$C = 4,23 \cdot 10^{-6} \left(1 - \exp\left(-\frac{L}{\lambda_e}\right) \right).$$

Выражение (4.11) позволяет оценить изменение средней энергии плазменных электронов от плотности тока разряда при заданном начальном давлении нейтралов в области сжимающего электрода. Но наибольший интерес представляет определение критических плотностей тока и энергии электронов, соответствующих предобрывному состоянию разряда, так как по данным [4.1], [4.10] в этом режиме дуоплазматрон является наиболее эффективным генератором однозарядных и многозарядных ионов, получаемых из металлов и сложных веществ.

Для нахождения предельных параметров, соответствующих предобрывному состоянию разряда в дуоплазматроне необходимо найти экстремум выражения (4.11), для чего его нужно продифференцировать и приравнять нулю. Таким образом, получим трансцендентное уравнение вида

$$\frac{1}{2C\sqrt{U^3}} - \frac{e^2 \exp\left(\frac{2U_i}{U}\right) (U + 2\beta_i)^2}{4ACpU(U_i U + 2U_i \beta_i + \beta_i U)^2} \times$$

$$\times \left[1,5(U_i + \beta) \sqrt{U^3} - (2U_i^2 + 3\beta^2) \sqrt{U} - (8U_i + 6\beta_i) \frac{U_i \beta}{\sqrt{U}} - \frac{8U_i^2 \beta_i^2}{\sqrt{U^3}} \right] = 0. \quad (4.12)$$

Решение уравнения (4.12) было выполнено на ЭВМ. Результаты проведенных расчетов показаны на рис. 4.2–4.4.

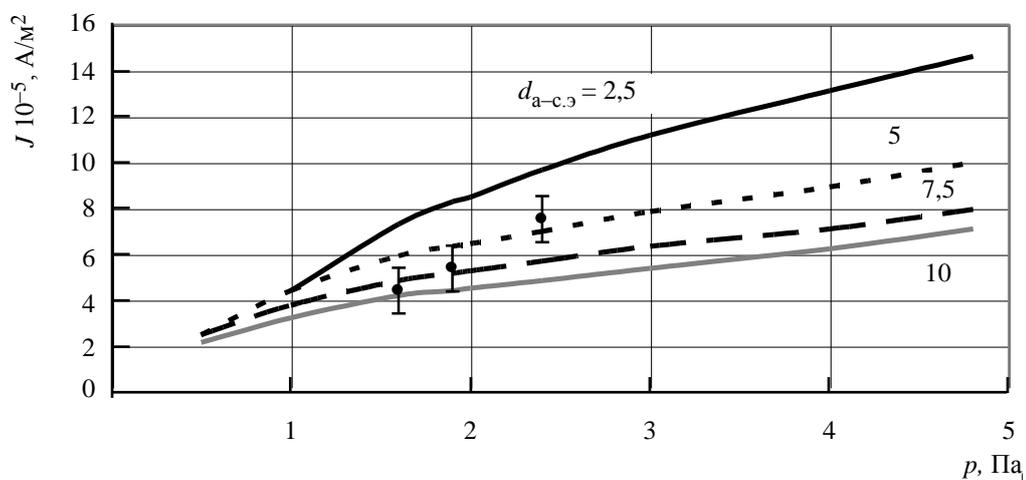


Рис. 4.2. Зависимость плотности тока обрыва в дуоплазмотроне от давления: Ar, T газа=400К; $d_{a-с.э}$ – расстояние анод - сжимающий электрод, мм.

Зависимости плотности тока обрыва разряда от давления также исследовались экспериментально. В ходе эксперимента задавался требуемый расход рабочего газа, затем возбуждался разряд в ИИП. Сила тока разряда медленно увеличивалась до достижения момента обрыва тока. При помощи измерительного прибора фиксировалось максимально достижимое значение тока в ИИП. Полученные данные усреднялись по нескольким измерениям. По полученным средним значениям и известным размерам сужения в контрагирующем электроде вычислялась плотность тока обрыва в ИИП. Полученные экспериментальные данные находятся в удовлетворительном согласии с результатами, полученными расчетным путем.

Анализ выражения (4.12) показывает, что при заданном давлении зависимость плотности тока от энергии имеет максимум. Физически это объясняется тем, что плотность тока разряда с ростом энергии электронов не может увеличиваться до бесконечности, так как при определенном значении тока нарушается баланс скорости образования и потерь ионов в разряде, в результате уменьшения концентрации нейтралов в плазме разряда и уменьшения по этой причине скорости образования заряженных частиц. Формальный анализ полученных зависимостей показывает, что увеличение энер

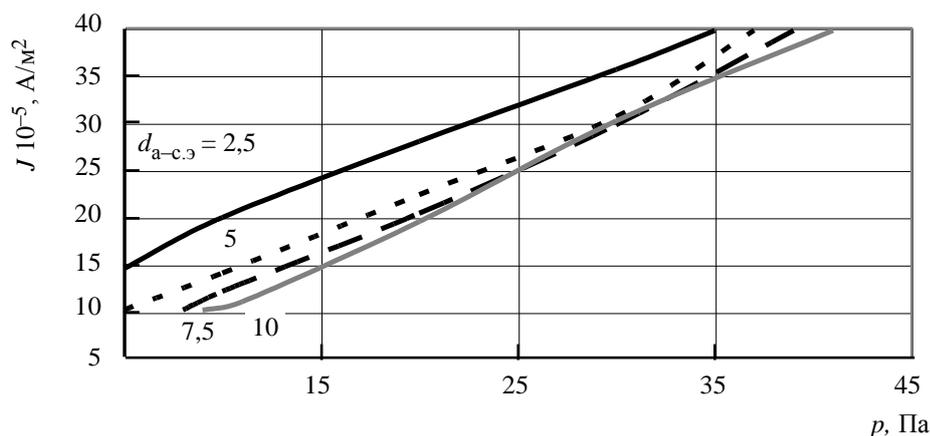


Рис. 4.3. Зависимость плотности тока обрыва в дуоплазматроне от давления: Ar, T газа=400К; $d_{a-c.э}$ - расстояние анод - сжимающий электрод, мм.

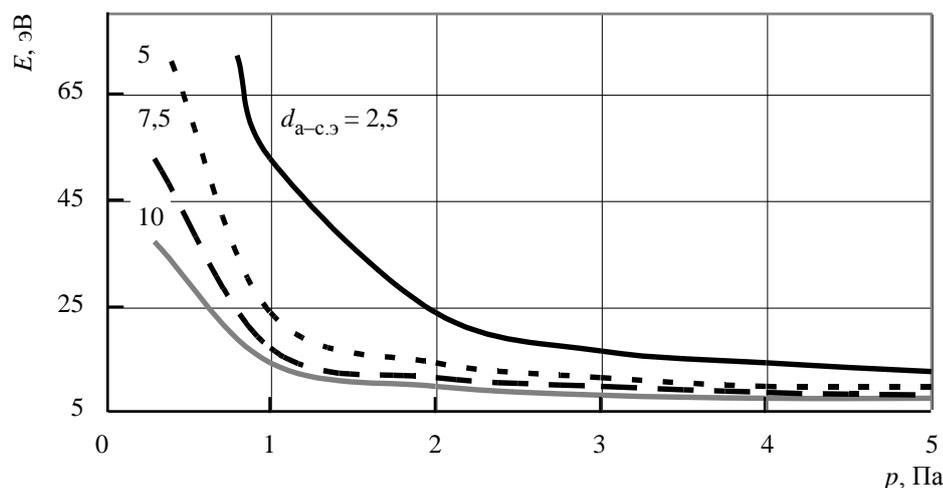


Рис.4.4. Зависимость средней энергии плазменных электронов при обрыве тока в дуоплазматроне от давления: Ar, T газа=400К; $d_{a-c.э}$ - расстояние анод - сжимающий электрод, мм.

гии электронов выше значений, соответствующих максимуму тока в сужении, приводит к уменьшению вычисляемых значений плотности тока. При этих значениях плотности тока и энергии электронов также выполняется условие баланса образования и потерь ионов и уравнение (4.12) не накладывает запрета на существование второй формы разряда, характеризующейся той же самой плотностью тока в сужении, но более высокой энергией электронов. Для данной ветви кривой, связывающей энергию электронов и плотность тока, характерна обратная по отношению к первой ветви зависимость энергии от тока разряда: энергия электронов увеличивается при уменьшении плотности тока разряда. Однако данная форма энергетически менее выгодна и не является по этой причине устойчивой. Физически ре-

лизуются только режимы, соответствующие первой части кривой, описывающей поведение разряда при увеличении плотности тока от минимального до максимально возможного значения.

Причем максимум зависимости соответствует предобрывному состоянию, и, вычисляя положение максимума, можно определить максимально достижимые энергию электронов и плотность тока в разряде.

Характер зависимостей (рис. 4.4.) показывает, что с ростом давления энергия электронов, соответствующая моменту обрыва тока разряда, падает. При качественном анализе зависимости можно заключить, что энергия электронов, соответствующая обрыву тока разряда, не должна зависеть от давления. До момента обрыва тока должны реализоваться все стадии развития разряда, связанные с уменьшением концентрации нейтралов в объеме положительного столба. При этом обрыв должен был бы наступить при той же самой энергии электронов, как и в случае более низкого начального давления в области сужения (или даже при несколько большей плотности в силу более интенсивного притока нейтралов в объем положительного столба со стороны окружающего газа). Наблюдаемое явление можно объяснить тем, что в случае высоких давлений достигаются более высокие концентрации заряженных частиц, чем при низком давлении. Это приводит к тому, что баланс давлений электронного и нейтрального компонентов плазмы положительного столба, с одной стороны, и давления окружающего положительный столб газа – с другой, достигается в случае высокого начального давления газа при более низкой энергии электронов, чем в случае низкого давления. Так как момент баланса давлений соответствует стадии обрыва тока разряда, то в случае высоких начальных давлений момент перехода разряда в неустойчивую форму происходит при более низких энергиях электронов. Таким образом, предельная энергия электронов в предобрывном состоянии при протекании тока в разряде с контрагирующим электродом определяется начальным давлением газа в области контрагирования.

4.3. Прианодная плазма в дуоплазматроне

Материал подготовлен на базе нашей работы [4.19].

Анализ физических процессов в ГРК дуоплазматрона показывает, что ионный пучок формируется из ионов, генерация которых происходит вблизи эмиссионного отверстия в промежутке между сжимающим элект-

тродом и анодом, через отверстие, из которого истекает плазма. Граница этой плазмы и является эмиссионной поверхностью.

При этом особое значение приобретают процессы, протекающие в прианодной плазме. Прежде всего, представляет интерес информация об энергии электронов. Функция распределения электронов (ФРЭ) по энергиям позволяет определить скорости ионизации атомов, а также кратности заряда, до которых могут быть эффективно ионизованы атомы рабочего вещества, что важно при определении компонентного состава ионного пучка.

При получении ионов веществ, конденсирующихся на поверхности стенок анодной камеры, отличительной чертой источника рассматриваемого типа является то, что вследствие малой концентрации атомов нужного сорта в непосредственной близости от анодного отверстия, их скольконибудь значительный выход можно получить лишь в том случае, если обеспечить условия для дрейфа ионов по длине положительного столба в направлении анодного отверстия. Поэтому важно знать распределение потенциала в прианодной плазме, а также выявить условия, влияющие на его формирование.

Исследование плазмы положительного столба проводилось на установке, состоящей из вакуумной системы, системы напуска газа в ГРК, источников питания разряда дуоплазматрона и измерительной аппаратуры.

Максимальный ток разряда в экспериментах лежал в диапазоне 200...600 мА.

Выбор методики исследования определялся следующими обстоятельствами: методика должна позволять исследовать ФРЭ по энергиям, обеспечивать измерение распределения потенциала по длине положительного столба и быть достаточно простой в реализации. Учитывая это, было решено использовать зондовую методику диагностики плазмы [4.20].

В основе метода лежит соотношение, определяющее плотность электронного тока на зонд. Показано [4.20], что если поверхность зонда выпуклая, то плотность электронного тока на зонд определяется выражением

$$j_e = \frac{2\pi en_e}{m_e^2} \int_{eU}^{\infty} (\varepsilon - eU) f_0(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (4.13)$$

где e , m_e – заряд и масса электрона; U – потенциал зонда; $\varepsilon = \frac{m_e v_e^2}{2}$ – энергия электронов; $f_0(\varepsilon)$ – симметричная часть функции распределения. Двойное дифференцирование (4.13) приводит к выражению

$$\frac{d^2 j_e}{dU^2} = \frac{2\pi e^2}{m_e^2} n_e f_0(eU). \quad (4.14)$$

Из формулы (4.14) следует, что для определения ФРЭ достаточно вычислить вторую производную зондового тока по энергии. В работе [4.20] показано, что вторая производная зондового тока может быть получена методами электрического дифференцирования. В частности, показано, что если амплитуда переменного сигнала, модулирующего напряжение смещения зонда, мала, то амплитуда второй гармоники зондового тока с высокой степенью точности имеет вид

$$j_{2\omega} = \frac{U_0^2}{4} j''(U) \cos(2\omega t), \quad (4.15)$$

где U_0 – амплитуда модулирующего сигнала; $j''(U) = \frac{d^2 j_e}{dU^2}$ – вторая производная зондового тока по энергии; ω – циклическая частота модулирующего сигнала; t – время.

Формулы (4.14) и (4.15) устанавливают связь между ФРЭ и амплитудой второй гармоники зондового тока и лежат в основе метода исследования ФРЭ при помощи второй гармоники зондового тока.

В качестве зондов использовались тонкие металлические диски (толщиной 0,2 мм) с отверстиями, выполненными в центре диска. Диаметр отверстия в диске выбирался примерно равным диаметру положительного столба в исследуемом плазменном источнике ионов (ИИП). При этом введение зондов в разрядную систему ИИП не должно было сильно искажать процессы в прианодной плазме, в частности, распределение потенциала.

Результаты измерений представлены в виде графиков на рис. 4.5 и 4.6. По полученным ФРЭ вычислялась средняя энергия плазменных электронов, которая для исследованных условий лежала в диапазоне 2...4 эВ. С учетом полученной информации были построены кривые максвелловского и дрюйвестейновского закона распределения электронов по энергиям, соответствующие средней энергии электронов, полученной экспериментально.

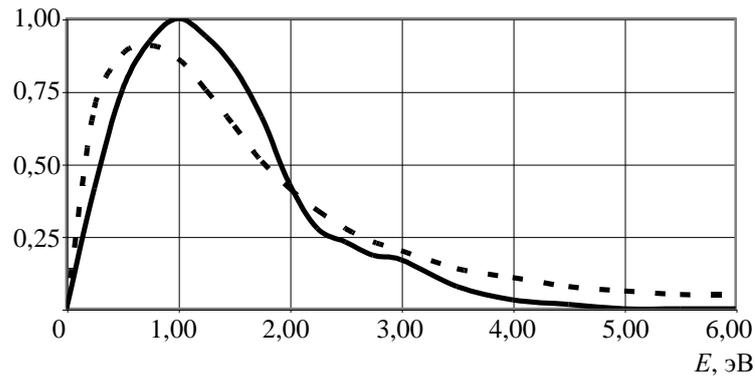


Рис. 4.5. ФРЭ по энергии в прианодной плазме дуоплазматрона.

Сплошная линия – экспериментальная кривая, пунктир - график максвелловского распределения электронов по энергии.

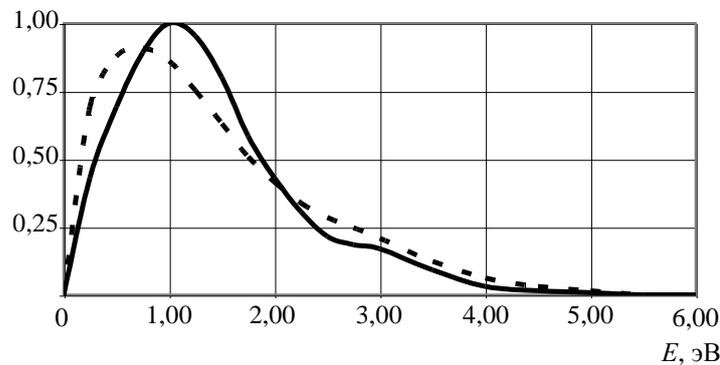


Рис. 4.6. ФРЭ по энергии в прианодной плазме дуоплазматрона.

Сплошная линия - экспериментальная кривая, пунктир - график дрювестейновского распределения электронов по энергии.

Сравнение экспериментальных кривых с соответствующими аналитическими зависимостями показало, что в измеренных ФРЭ высокоэнергетичная часть распределения лучше описывается дрювестейновским законом распределения. Данная аналитическая зависимость была использована при определении средних сечений ионизации.

При помощи зондов, размещенных в прианодной камере ИИП, было исследовано распределение потенциала в прианодной плазме. Использовался макет ИИП, в котором диаметр отверстия в дополнительном электроде был равен диаметру анодного отверстия. Было установлено, что для ИИП типа дуоплазматрон режим работы с отрицательным анодным падением реализуется не всегда. Примеры экспериментальных зависимостей распределения потенциала в прианодной плазме дуоплазматрона приведены на рис. 4.7., 4.8.

Показанные зависимости позволяют вычислить величину продольного электрического поля в прианодной плазме ИИП. Из приведенных зависимостей следует, что на значительной части положительного столба элек-

трическое поле направлено таким образом, что ионы ускоряются в направлении анодного отверстия. Однако из приведенных зависимостей видно, что плазма имеет значительный отрицательный потенциал относительно анода. Это может стать серьезной причиной, препятствующей выходу через анодное отверстие ионов, образовавшихся в средней части положительного столба. Исследование при помощи зондов распределения электрического поля непосредственно в районе эмиссионного отверстия затруднено тем, что зонд сильно возмущает плазму. Косвенные данные, полученные при исследовании эмиссии ионов металла из дуоплазматрона, позволяют заключить, что отрицательный потенциал плазмы относительно анода препятствует выходу ионов металла в формируемый пучок ионов.

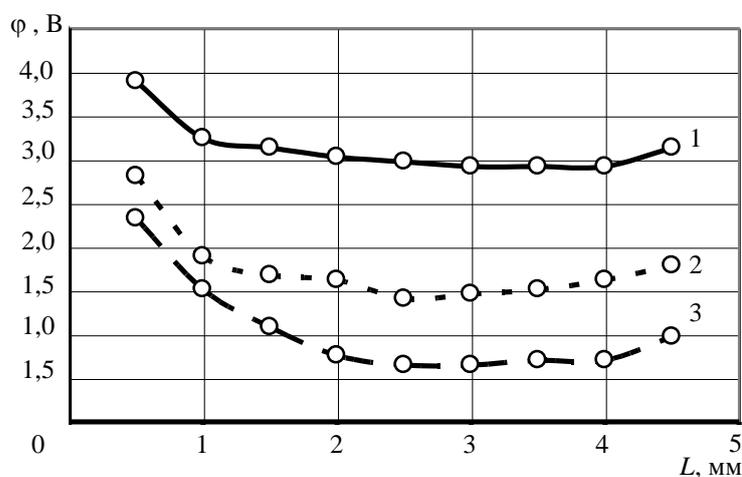


Рис. 4.7. Распределение потенциала в прианодной плазме дуоплазматрона. Расход газа $1,4 \cdot 10^{-4}$ (см³*Па/с). 1 - ток разряда 50 мА, 2 - ток разряда 100 мА, 3 - ток разряда 150 мА.

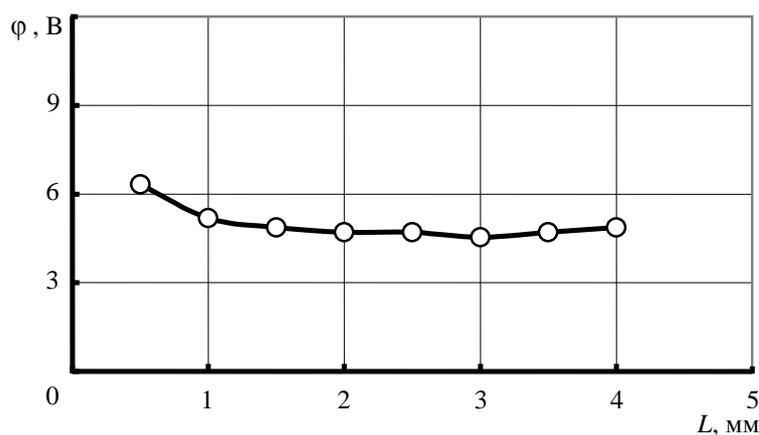


Рис. 4.8. Распределение потенциала в прианодной плазме дуоплазматрона. Расход газа $2,8 \cdot 10^{-4}$ (см³*Па/с). Ток разряда 100 мА.

Эффект экранирования выходного отверстия пространственным зарядом не может быть использован для объяснения наблюдаемого явления. При существующих концентрациях заряженных частиц в прианодной плазме слой пространственного заряда при дебаевском экранировании

чрезвычайно тонок. По этой причине не может произойти смыкание оболочки в районе эмиссионного отверстия.

Наблюдаемое явление может быть объяснено следующим процессом. Для образования отрицательного анодного падения необходимо, чтобы хаотический ток из плазмы на анод был больше тока, протекающего во внешней цепи. Если хаотический ток на анод меньше тока, протекающего во внешней цепи, то вокруг анода возникает область положительного анодного падения. Эта область будет расти до тех пор, пока хаотический ток через ее поверхность не окажется равным анодному току.

Плазму положительного столба, находящуюся в продольном магнитном поле, в первом приближении можно рассматривать как проводник с анизотропной проводимостью, в котором продольный и поперечный компоненты проводимости не равны между собой. В результате того, что магнитное поле сказывается на перемещении электронов в радиальном направлении, увеличивая частоту их столкновений с атомами газа, радиальная составляющая проводимости оказывается существенно меньше продольной проводимости. Это усиливает рост области положительного анодного падения.

Данный процесс может привести к тому, что значительная часть сечения эмиссионного отверстия будет занята областью положительного анодного падения. Распределение потенциала в области положительного анодного падения таково, что движение положительных ионов из плазмы через данную область связано с преодолением потенциального барьера. Количество ионов, способных преодолеть образовавшийся потенциальный барьер, практически равно нулю. По этой причине выход ионов, образовавшихся в глубине положительного столба, через часть сечения эмиссионного отверстия, занятую положительным анодным падением, невозможен. Так как скорость образования ионов металла в приэлектродных областях плазмы мала из-за низкой концентрации распыленных атомов у поверхности электродов, то эффективная эмиссия ионов металла возможна лишь в том случае, если обеспечены условия дрейфа ионов вдоль положительного столба в направлении анодного отверстия. По вышеизложенным причинам область положительного анодного падения препятствует дрейфу ионов в сторону анодного отверстия.

Рассмотренный процесс приводит к уменьшению сечения эмиссионного отверстия, через которое осуществляется эмиссия ионов металла. При распространении области положительного анодного падения на все сече-

ние отверстия в аноде, эмиссия ионов металла из ИИП практически прекращается.

Следовательно, при использовании ИИП типа дуоплазматрон для получения ионов металла необходима реализация режимов работы источника, при которых существует отрицательное анодное падение.

Это может быть достигнуто увеличением диаметра положительного столба. Увеличивая диаметр положительного столба, можно добиться того, чтобы хаотический ток из плазмы на анод превосходил ток, протекающий во внешней цепи. В этом случае около анода образуется область отрицательного анодного падения и ионы, движущиеся из глубины прианодной плазмы под действием градиента потенциала, могут беспрепятственно эмитироваться в вакуум практически через все сечение эмиссионного отверстия.

Для проверки этого положения было проведено экспериментальное исследование варианта конструкции дуоплазматрона с диаметром отверстия в дополнительном электроде, в несколько раз превышавшим диаметр отверстия в аноде. В этом случае диаметр положительного столба, который практически определяется диаметром отверстия в дополнительном электроде, значительно превосходил диаметр анодного отверстия, и в ИИП наблюдался режим с отрицательным анодным падением.

Исследование эмиссионных характеристик генераторов плазмы показало, что при использовании данного варианта конструкции ИИП, в отличие от первого, рассмотренного ранее, наблюдалась устойчивая эмиссия ионов металла при сравнительно небольших токах распыляемого электрода (токах вспомогательного разряда в 10...15 мА). В первом же случае эмиссия ионов металла практически не наблюдалась даже при больших токах в цепи распыляемого электрода (ток достигал 50...60 мА).

Следовательно, при получении ионов веществ, атомы которых оседают на стенках и не возвращаются обратно в область разряда, эффективное извлечение ионов нужного сорта из дуоплазматрона возможно лишь при условии, что диаметр положительного столба превышает диаметр выходного отверстия в аноде ИИП. В этом случае исчезает тормозящее электрическое поле, препятствующее эмиссии положительных ионов.

Список литературы к главе 4

4.1. Габович М. Д., Физика и техника плазменных источников ионов. - М.: Атомиздат, 1972.

- 4.2. Даутов Г. Ю., Дзюба В. Л., Мазурайтис Н. С., Плазмотрон промышленного типа. Физ. и хим. обраб. матер.-1971 .-№6.-С. 45-49.
- 4.3. Денисов А. Г., Черняк Е. Я., Козлов А. А. Ионно-плазменные источники в технологии микроэлектронных приборов. – Обзоры по электронной технике. Сер. 7, 1982, № 14, 65 с.
- 4.4. Барченко В. Т. Исследование физических явлений и некоторые вопросы разработки плазменных источников электронов. Автореф. дис. канд. техн. наук. – Л.: 1978, 17 с.
- 4.5. Бредихин М. Ю., Зеленский В. Ф., и др. Источник многозарядных ионов. Приборы и техника эксперимента, 1981, №6, С. 147-149.
- 4.6. Комар Е. Г. Основы ускорительной техники. М.: Атомиздат, 1975.
- 4.7. Бредихин М. Ю., Зеленский М. Ю. Ускорительный комплекс тяжелых ионов. – Вопросы атомной науки и техники // Сер. Общая и ядерная физика, Харьков: ХФТИ АН УССР, 1980, вып. 2(12), С. 65-69.
- 4.8. Герасимов Е. И., Голубев В. П., Никифоров С. А. Источники многозарядных ионов. – М., НИИЭФА, обзор ОД-28, 1979.- 211 с.
- 4.9. Чайковский Э. Ф., Пузиков В. М, Семенов А. В. Дуоплазматрон для получения ионов углерода. ПТЭ, 1981, № 2, С. 163-166.
- 4.10. Физика и технология источников ионов, / Под ред. Я. Брауна. М.: Мир, 1998.
- 4.11. Valyi L. Atom and ion sources. Budapest: Akademia Kiado, 1977.
3. Источники и ускорители плазмы. // Межвуз. тематич. сб. науч. тр.. Вып. 6. Харьков, 1982. С. 29...38.
- 4.12. Габович М. Д., Плешивцев Н. В., Семашко Н. Н. Пучки ионов и атомов для управляемого термоядерного синтеза и технологических целей. М.: Энергоатомиздат, 1981.
- 4.13. Дороднов А. М., Козлов Н.П. Плазменные ускорители. – М.:МВТУ им. Баумана, 1975.-108 с.
- 4.14. Крестов Н. А., Полякова О. И., К вопросу об устойчивости токопрохождения через диафрагмированные промежутки в водородном разряде низкого давления. - Электронная техника. Сер. 3. Газоразрядные приборы, 1980, в. 2, С. 22-26.
- 4.15. Тимофеева Г. Г. Особенности прохождения большого тока через сужение газоразрядного прибора низкого давления // Электронная техника. 1970. Сер.3, Вып. 3(19), С. 41-46.
- 4.16. Барченко В. Т., Задера А. В. Исследование предельных режимов протекания тока в разряде с двойным контрагированием. // Изв. СПбГЭТУ «ЛЭТИ». 2008. Вып. 9. С. 3-11.
- 4.17. Крестов Н. А., Полякова О. И. К вопросу об устойчивости токопрохождения через диафрагмированные промежутки в водородном разряде низкого давления // Электронная техника. Сер. 3. Газоразрядные приборы. 1980. Вып. 2. С. 22–26.
- 4.18. Левитский С. М. Сборник задач и расчетов по физической электронике. Киев: Изд-во Киев. ун-та, 1964.
- 4.19. Барченко В. Т., Задера А. В. Экспериментальное исследование прианодной

- плазмы в дуоплазматроне. // Изв. СПбГЭТУ «ЛЭТИ». 2008. Вып. 10. С. 3-9.
- 4.20. Козлов О. В. Электрический зонд в плазме. М.: Атомиздат, 1974.
- 4.21. 2. Valyi L. Atom and ion sources. Budapest: Akademia Kiado, 1977.