

# Плазменные источники заряженных частиц на базе разрядов с двойным контрагированием

*В. Т. Барченко, О. Л. Вересов*

Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ»  
197376 Россия, Санкт-Петербург  
e-mail: vtbarchenko@yandex.ru

Рассмотрена модель протекания тока в газоразрядной камере дуоплазматрона. Приводится сопоставление расчетных данных с экспериментальными результатами.

## **Введение**

Среди плазменных источников заряженных частиц достаточно широко распространены системы с газоразрядными камерами (ГРК) на базе разрядов с двойным контрагированием, которые получили название дуоплазматронов и дуопигатронов [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 1А, при газовой экономичности до 90 % и продольном разбросе ионов пучка по энергиям, не превышающим 10 эВ.

В ранних конструкциях дуоплазматронов 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 [1–11] описанию физики процессов и технике дуоплазматронов уделено значительное внимание. В настоящей работе излагаются некоторые результаты, полученные при непосредственном участии авторов.

## **Предельные режимы протекания тока в разрядах с двойным контрагированием**

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.

Характерная особенность ИИП типа дуоплазматрон заключается в контрагировании

разряда за счет использования сжимающего электрода и магнитного поля [1, 12]. 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 [13]. При токах разряда, меньших критического, сужение играет положительную роль, так как в контрагированной прианодной плазме ее концентрация 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 эВ. 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.

Необходимым условием существования разряда является выполнение условия баланса ионов, образующихся в разрядном промежутке, и ионов, уходящих из разряда.

Условие баланса ионов записывалось с учетом следующих условий:

- процессы рекомбинации заряженных частиц в объеме положительного столба отсутствуют;
- диффузионные потери через боковую поверхность положительного столба отсутствуют из-за наличия аксиального магнитного поля.

С учетом сказанного нами было получено уравнение, связывающее энергию электронов и плотность тока разряда в момент обрыва [14]:

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

Выражение (1) 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 [1, 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, необходи-

мо найти экстремум выражения (1), для чего его нужно продифференцировать и приравнять нулю. Таким образом, получим трансцендентное уравнение вида (обозначения в (1) и (2) соответствуют приведенным в [14]):

$$\frac{1}{2C\sqrt{U^3}} - \frac{e^2 \exp\left(\frac{2U_i}{U}\right)(U + 2\beta_i)^2}{4ACpU(U_i U + 2U_i \beta_i + \beta_i U)^2} \times \left[ 1,5(U_i + \beta)\sqrt{U^3} - (2U_i^2 + 3\beta^2)\sqrt{U} - (8U_i + 6\beta_i)\frac{U_i \beta}{\sqrt{U}} - \frac{8U_i^2 \beta_i^2}{\sqrt{U^3}} \right] = 0. \quad (2)$$

Результаты проведенных расчетов показаны на рис. 2–4.

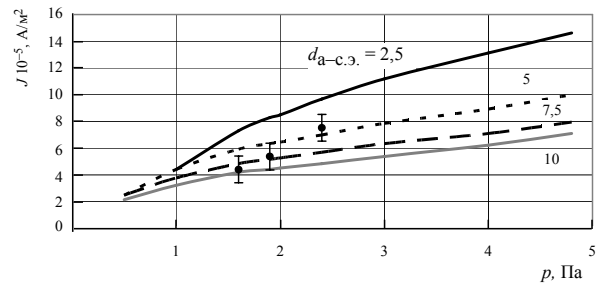


Рис. 2. Зависимость плотности тока обрыва в дуоплазматроне от давления: Ar, T газа = 400 К;  $d_{a-c.e.}$  – расстояние анодсжимающий электрод, мм

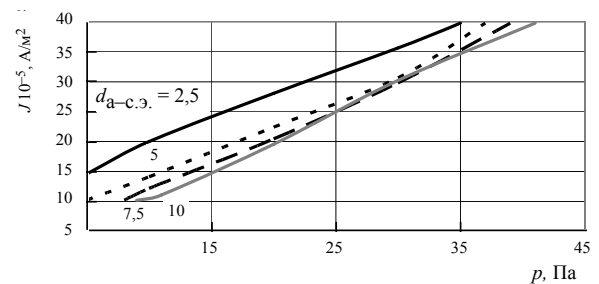


Рис. 3. Зависимость плотности тока обрыва в дуоплазматроне от давления: Ar, T газа = 400 К;  $d_{a-c.e.}$  – расстояние анодсжимающий электрод, мм

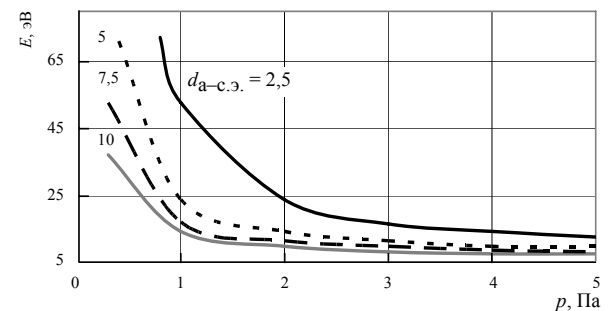


Рис. 4. Зависимость средней энергии плазменных электронов при обрыве тока в дуоплазматроне от давления: Ar, T газа = 400К;  $d_{a-c.e.}$  – расстояние анодсжимающий электрод, мм

Зависимости плотности тока обрыва разряда от давления также исследовались экспериментально. В ходе опытов 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 (2) 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 энергии 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 (2) 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 по этой причине не является устойчивой. Физически реализуются 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 достижимую энергию электронов и плотность тока в разряде.

Характер зависимостей (рис. 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.

## Литература

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

2. 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.
3. Барченко В. Т. Исследование физических явлений и некоторые вопросы разработки плазменных источников электронов: автореф. дис. ... канд. техн. наук. Л., 1978. 17 с.
4. Бредихин М. Ю., Зеленский В. Ф. и др. Источник многозарядных ионов // *Приборы и техника эксперимента*. 1981. № 6. С. 147–149.
5. Комар Е. Г. Основы ускорительной техники. М.: Атомиздат, 1975.
6. Бредихин М. Ю., Зеленский М. Ю. Ускорительный комплекс тяжелых ионов // *Вопросы атомной науки и техники*. Сер. Общая и ядерная физика. Вып. 2(12). Харьков: ХФТИ АН УССР, 1980. С. 6–69.
7. Герасимов Е. И., Голубев В. П., Никифоров С. А. Источники многозарядных ионов. М.: НИИЭФА, 1979. 211 с.
8. Чайковский Э. Ф., Пузиков В. М., Семенов А. В. Дуоплазматрон для получения ионов углерода // *ПТЭ*. 1981. № 2. С. 163–166.
9. Физика и технология источников ионов / под ред. Я. Брауна. М.: Мир, 1998.
10. Valyi L. Atom and ion sources. Budapest: Akademia Kiado, 1977.
11. Габович М. Д., Плешивцев Н. В., Семашко Н. Н. Пучки ионов и атомов для управляемого термоядерного синтеза и технологических целей. М.: Энергоатомиздат, 1981.
12. 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.
13. Тимофеева Г. Г. Особенности прохождения большого тока через сужение газоразрядного прибора низкого давления // *Электронная техника*. 1970. Сер. 3. Вып. 3(19). С. 41–46.
14. 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.