

04;12

Экспериментальное исследование анодной области свободно горящей дуги атмосферного давления в инертных газах

II. Режимы средних токов — множественная анодная контракция

© Ф.Г. Бакшт, Г.А. Дюжев, Н.К. Митрофанов, С.М. Школьник

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Поступило в Редакцию 15 августа 1995 г.)

Экспериментально исследуется множественная анодная контракция в атмосферных дугах в аргоне и ксеноне. Исследования проводились в свободно горящей дуге с водоохлаждаемыми электродами. Представлены результаты спектроскопических измерений температуры и концентрации электронов в столбе дуги и вблизи анода в различных режимах горения. Анализ экспериментальных данных позволяет заключить, что контракция возникает вследствие развития в анодной области неустойчивости перегревного типа из-за нарушения баланса между джоулевым разогревом плазмы и ее охлаждением за счет выноса излучения.

Введение

В работе [1] дана феноменология анодных процессов в свободно горящей дуге атмосферного давления в инертных газах с водоохлаждаемыми электродами. Показано, что форма привязки дуги к аноду определяется не только током I , но и межэлектродным расстоянием d , что объясняется влиянием катодной струи. Приведены результаты исследования режимов с одиночной безэрозионной контракцией — режимы малых токов в соответствии с терминологией, принятой в [1].

Настоящая работа является продолжением [1]. В ней приводятся результаты исследования множественной анодной контракции (МАК) — режимы средних токов. Феномен МАК давно известен в тлеющих и слаботочных дуговых разрядах низкого и среднего давления как в инертных, так и молекулярных газах (см., например, [2,3]). Рассмотрены механизмы неустойчивости, приводящей к контрагированию разряда в анодной области [4,5]. В дуговых разрядах при атмосферном давлении с неохлаждаемыми электродами МАК, по-видимому, не реализуется. В дугах с охлаждаемыми электродами обнаружены режимы с МАК [6]. Однако явление осталось малоизученным. Количественные характеристики МАК неизвестны, не выяснена природа неустойчивости, приводящей к формированию МАК.

Исследования проводились в дуге с водоохлаждаемыми электродами при атмосферном давлении в Ar и Xe. Параметры плазмы определялись спектроскопически. Проводилось визуальное наблюдение дуги. Экспериментальная установка и методы измерений описаны в первой части работы [1].

Результаты экспериментов

При визуальном наблюдении множественная контракция выглядит так, будто столб дуги вблизи анода разбивается на несколько изолированных каналов,

сужающихся к аноду. У поверхности анода формируются ярко светящиеся плазменные образования. Как показали эксперименты, МАК реализуется в достаточно широком диапазоне токов от десятков до нескольких сотен ампер в зависимости от длины межэлектродного промежутка и рода газа. С ростом тока число отдельных каналов в анодной привязке увеличивается. При дальнейшем увеличении тока МАК сменяется слабо контрагированной диффузной привязкой.

В Хе дуге можно наблюдать около десятка отдельных каналов. В Ar дуге одиночная контрагированная привязка дробится и переходит в МАК при больших токах, чем в Хе дуге. Число отдельных каналов в МАК в Ar не бывает большим, что также отличает Ar дугу от дуги в Хе. На свежей поверхности анода МАК нестационарна. Привязки отдельных каналов перемещаются по поверхности анода, яркость их изменяется, каналы могут сливаться и вновь разделяться. По мере образования нагара на аноде в процессе горения дуги подвижность привязок отдельных каналов уменьшается. Как отмечалось в [1], эрозионных повреждений анода не наблюдается.

Спектроскопические измерения позволили определить некоторые количественные характеристики явлений, обнаруженных при визуальном наблюдении. На рис. 1 приведены результаты измерений радиального распределения интенсивности излучения континуума $I_\lambda(r)$ на $\lambda = 443$ нм для Хе дуги в режиме с МАК на различных расстояниях z от анода. Видно, что при приближении к аноду осевая симметрия дугового канала нарушается. Подобные измерения позволяют определить Z_a — продольный (вдоль тока) размер МАК. С ростом тока Z_a уменьшается (рис. 2), МАК "прижимается" к аноду. Это иллюстрируется серией кривых, приведенных на рис. 3, где показана эволюция $I_\lambda(r)$ вблизи поверхности анода при увеличении тока.

Осевые распределения концентрации плазмы $n(z)$ в режимах, приведенных на рис. 2, показаны на

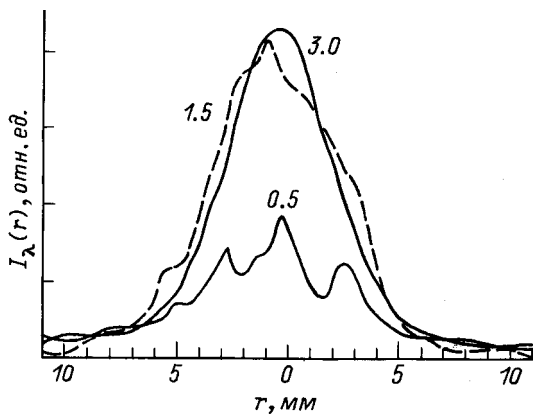


Рис. 1. Радиальные распределения интенсивности излучения на различных расстояниях z от анода. Дуга в Хе, $d = 10$ мм, $I = 55$ А. Числа у кривых — значения z в мм, $z = 0$ — анод.

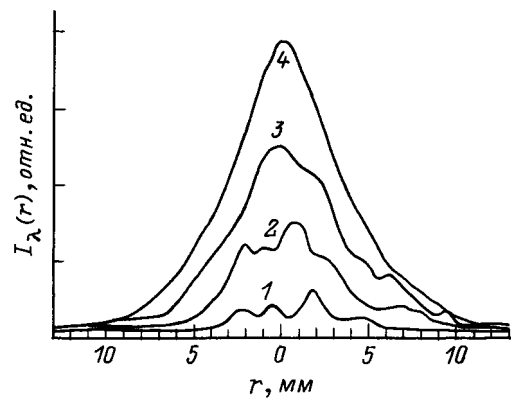


Рис. 3. Радиальные распределения интенсивности излучения в Хе дуге. $d = 15$ мм, $z = 0.5$ мм; $I = 40$ (1), 100 (2), 170 (3), 250 А (4).

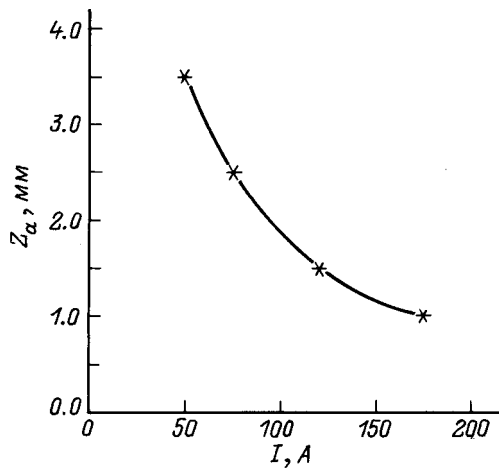


Рис. 2. Зависимость Z_a от тока (дуга в Хе, $d = 15$ мм).

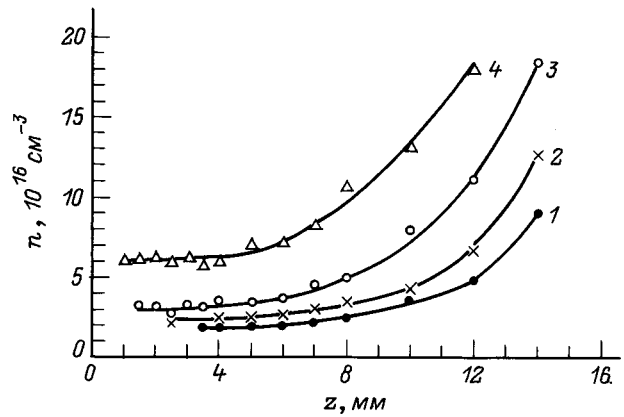


Рис. 4. Ход концентрации плазмы по длине разрядного промежутка. Дуга в Хе, $d = 15$ мм, $z = 0$ — анод; $I = 50$ (1), 70 (2), 120 (3), 170 А (4).

рис. 4. Видно, что для режимов с МАК характерно наличие в дуге более или менее протяженной области однородной в осевом направлении плазмы, т. е. того, что принято называть положительным столбом. Аналогичные результаты были получены в Аг дуге.

Используя результаты измерения параметров плазмы, можно оценить энерговыделение в столбе дуги. Оценки показывают, что в исследуемых режимах джоулев нагрев сбалансирован в основном радиационным охлаждением

$$j^2/\sigma(T) \approx W(T). \quad (1)$$

Здесь $\sigma(T)$ и $W(T)$ — соответственно проводимость и мощность излучения из единицы объема плазмы. Плотность тока определялась как $j \approx I/\pi r_c^2$, где r_c — половина ширины профиля радиального распределения концентрации плазмы положительного столба на середине его высоты; $\sigma(T)$ и $W(T)$ для Аг брались из [7]. Результаты измерения Z_a в широком диапазоне

изменения тока I и межэлектродного расстояния d в Хе дуге приведены на рис. 5. Видно, что одному и тому же значению Z_a соответствуют различные комбинации I и d . Обращает на себя внимание тенденция к насыщению зависимости $Z_a(d)$ при фиксированном токе.

Такой характер зависимости $Z_a = Z_a(d)$ при $I = \text{const}$ коррелирует с зависимостью $n_{ca} = n_{ca}(d)$ при $I = \text{const}$ (здесь n_{ca} — осевая концентрация плазмы на анодном конце положительного столба). Это видно на рис. 6, на котором для определенного значения тока построены осевые распределения концентрации для дуг различной длины (в данном случае естественно отсчитывать z от катода). Отметим, что при фиксированном токе получилась единая кривая зависимости $n(z)$, а поскольку плазма равновесна [1], то и $T(z)$, на которую в пределах разброса укладываются точки, соответствующие различным d . Вблизи катодной привязки плазма достигает состояния полной ионизации ($n \geq 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$). По мере удаления

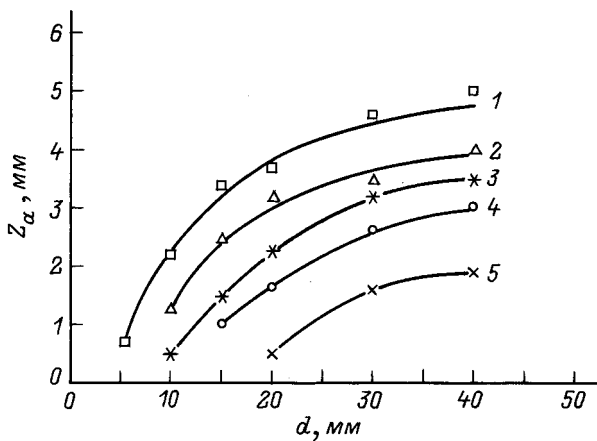


Рис. 5. Зависимость Z_a от межэлектродного расстояния. Дуга в Хе; $I = 55$ (1), 70 (2), 120 (3), 170 (4), 250 А (5).

от катода концентрация вначале быстро падает. Эта часть дуги (или дуга такой длины) контролируется катодной струей. Как указано в [1], в этих условиях формируется диффузная слабо контрагированная привязка. Далее скорость спада уменьшается, и на кривой $n(z)$ появляется плато, соответствующее наличию в дуге в той или иной степени выраженного положительного столба. Именно в таких условиях и формируется МАК. Уровень, на который выходит кривая $n(z)$, повышается с током (рис. 6).

Естественно сопоставить значения осевой концентрации на анодном конце положительного столба n_{ca} при различных I и d с соответствующими значениями характерного продольного размера МАК Z_a . Результаты такого сопоставления, приведенные на рис. 7, свидетельствуют о том, что Z_a является функцией n_{ca} (или T_{ca}) и зависит от I и d лишь в той мере, в какой они определяют состояние плазмы на анодном конце положительного столба.

Обсуждение результатов

Анализ экспериментальных результатов, приведенных в предыдущем разделе, позволяет предположить, что наблюдаемое в определенных режимах горения дуги явление — дробление дугового столба на некотором расстоянии от анода на отдельные каналы и образование множественной контрагированной привязки разряда к аноду есть результат развития некоторой неустойчивости перегревного типа, присущей именно анодной области разряда. При этом в дуге существует область однородной в продольном направлении плазмы — положительный столб, который оказывается устойчив. Отметим, что в случае Аг дуги состояние анодного слоя, по-видимому, находится ближе к границе устойчивости, чем в Хе дуге, так как развитие высоких мод, как было указано выше не наблюдалось.

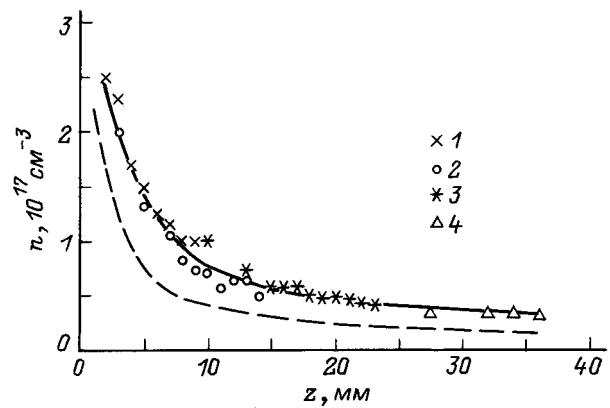


Рис. 6. Осевой ход концентрации в Хе дугах различной длины. $z = 0$ — катод; $I = 180$ (сплошная кривая), 55 А (штриховая); $d = 10$ (1), 15 (2), 25 (3), 40 мм (4).

Априори нельзя было исключить того, что наблюдаемые явления возникают в результате развития неустойчивости столба относительно поперечных току возмущений или что, если неустойчивость и зарождается в анодной области, возмущения проникают в столб. Действительно, первые эксперименты при малых межэлектродных зазорах $d \leq 20$ мм показали, что Z_a примерно линейно возрастает с увеличением d (рис. 5). Однако при $d \geq 30$ мм $Z_a(d) \approx \text{const}$ во всем диапазоне токов, в котором реализуется МАК, в то время как протяженность столба увеличивается настолько, насколько удлиняется дуга (рис. 6). Прямым же подтверждением высказанного в начале настоящего раздела предположения является результат сравнения продольного размера анодной области L_a с продольным размером МАК Z_a .

Размер неконтрагированной анодной области, т. е. области, где охлаждение плазмы анодом приводит к нарушению существующего в положительном столбе энергетического баланса между разогревом дуги за счет джоулевого тепловыделения и ее охлаждением излучением, можно оценить с помощью соотношения [8,9]

$$L_a = \frac{2\kappa_{ca}e}{k} \times \left\{ -Aj_{ca} + \sqrt{A^2j_{ca}^2 + \frac{4e^2\kappa_{ca}}{k^2\sigma_{ca}} \left[\frac{d(\sigma W)}{dT} \right]_{T=T_{ca}}} \right\}^{-1},$$

$$A(T) = \frac{T_{ca}}{n_{ca}} \frac{dn_{ca}}{dT_{ca}} - \frac{3}{2}. \quad (2)$$

Здесь κ — теплопроводность плазмы, e — заряд электрона. Индекс ca означает, как и прежде, что при вычислении L_a используются значения параметров, соответствующие анодному концу положительного столба. На рис. 7 приведены значения L_a при различных I и d , рассчитанные по формуле (2). Использовались определенные экспериментально величины j_{ca} и

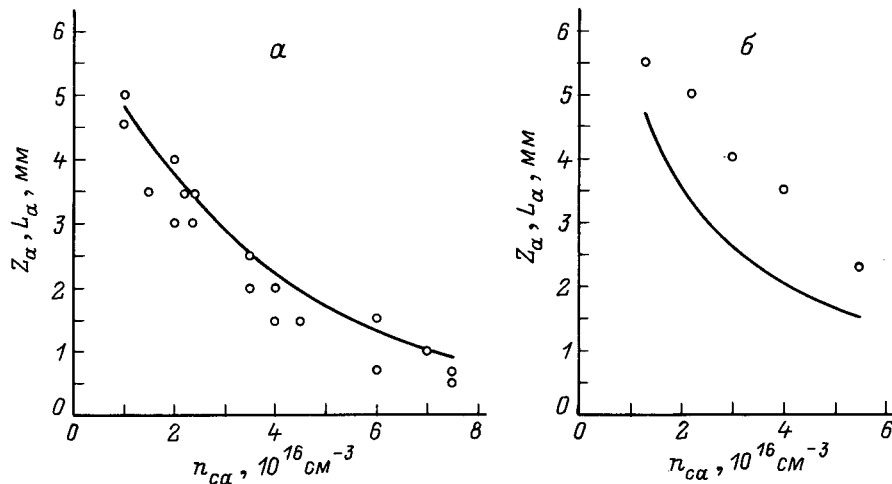


Рис. 7. Зависимость Z_α (кружки) и L_α (сплошная кривая) от концентрации плазмы в положительном столбе в различных разрядных условиях. *а* — дуга в Хе, *б* — дуга в Аг.

T_{ca} . Соответствующие значения $\kappa(T)$, $\sigma(T)$ и $W(T)$ для Аг брались из [7]. Для Хе $W(T)$ определялись в соответствии с (1). Видно, что во всех режимах горения дуги, когда наблюдается МАК, продольный размер МАК оказывается приблизительно равным длине анодного слоя $Z_\alpha \approx L_\alpha$.

Отмеченная выше устойчивость положительного столба дуги связана с тем, что в столбе джоулево тепловыделение уравнивается излучением. В рассматриваемом диапазоне степеней ионизации электропроводность положительного столба $\sigma \sim T^{3/2}$, а мощность излучения $W \sim \exp(-E_*/kT)$, где E_* порядка энергии возбуждения излучающих уровней (для излучения в линиях) или порядка энергии ионизации (для излучения в континууме). Такой вид зависимостей $\sigma(T)$ и $W(T)$ приводит к тому, что вольт-амперная характеристика столба $j(E)$ обладает положительным дифференциальным сопротивлением и, таким образом, выполняется критерий устойчивости по отношению к перегревным возмущениям [10] (см. также [11,12])

$$E_z^2 \frac{d\sigma(T)}{dT} < \frac{dW(T)}{dT}. \quad (3)$$

В анодном слое при $z < L_\alpha$ соотношение (1) нарушается, а роль излучения в энергетическом балансе резко уменьшается вследствие снижения температуры электронов [8,13]. При этом меняются механизмы токопереноса и теплоотвода: в токе и в потоке энергии появляются компоненты, пропорциональные градиентам концентрации электронов и электронной температуры. По мере приближения к электроду меняется знак электрического поля, так что вблизи электрода электронный ток обеспечивается в основном диффузией в тормозящем электрическом поле. Наличие тормозящего поля, большой диффузионной

компоненты в токе, существенного отрыва температуры электронов от температуры анода не позволяет применить здесь теоретический анализ приэлектродной неустойчивости, разработанный в [14]. В этой (внутренней) области анодного слоя перегревная неустойчивость, по-видимому, не может развиваться. Во внешней области анодного слоя, вблизи границы с положительным столбом ($z \sim L_\alpha$), где электрическое поле еще ускоряет электроны, а излучение уже малосущественно в энергетическом балансе, могут возникнуть условия для развития неустойчивости перегревного типа. Теоретический анализ, однако, достаточно сложен. Это связано как с неоднородностью прианодного слоя, так и с последовательным усложнением его описания по мере приближения к аноду. Дальнейшее развитие исследований здесь должно стимулироваться новыми экспериментальными результатами.

В заключение обсудим, какую роль в образовании МАК играет наличие в дуге положительного столба. Выше отмечалось, что МАК образуется, когда в дуге существует более или менее протяженный положительный столб. При этом сам столб устойчив относительно поперечных возмущений. По нашему мнению, положительный столб сам по себе никакой роли в образовании МАК не играет. Наличие столба в режимах малых [1] и средних токов, когда наблюдается анодная контракция, лишь свидетельствует о том, что катодная струя не оказывает влияния на анодную область. В режиме больших токов, в котором отсутствует столб и дуга вплоть до анода контролируется катодной струей, контракция, как неоднократно отмечалось, не наблюдается, привязка разряда к аноду диффузная. Как показали гидродинамические расчеты [15], в результате взаимодействия катодной струи с анодом образуются вихревые потоки плазмы

вдоль поверхности анода. Можно предположить, что такие поперечные к направлению тока плазменные потоки стабилизируют анодную область относительно поперечных к току возмущений. Отсутствие стабилизирующего влияния катодной струи — появление положительного столба в режимах малых и средних токов приводит к развитию неустойчивости анодного слоя — одиночной контракции, или МАК.

Отметим, что к выводу о стабилизирующей роли катодной струи с точки зрения контрагирования разряда вблизи анода пришли ранее авторы [16]. В этой работе предполагается, что анодный слой устойчив, если на его внешней границе степень ионизации плазмы достаточно высока. Достижению же высоких степеней ионизации способствует катодная струя. Нам представляется, что наличие высокой степени ионизации плазмы на внешней границе слоя само по себе еще не является стабилизирующим фактором, а в рассматриваемых условиях лишь свидетельствует о том, что дуга контролируется катодной струей вплоть до анода.

Описанные в настоящей статье исследования стали возможны частично благодаря гранту № R5D000 и № R50300 Международного научного фонда.

Список литературы

- [1] Дюжесв Г.А., Митрофанов Н.К., Школьник С.М. // ЖТФ. 1997. Т. 67. Вып. 1. С. 35.
- [2] Клярфельд Б.Н., Неретина Н.А. // ЖТФ. 1960. Т. 30. Вып. 2. С. 186–198.
- [3] Велихов Е.П., Голубев В.С., Пашкин С.В. // УФН. 1982. Т. 137. № 1. С. 117–150.
- [4] Дызна А.М., Напартович А.П. ДАН СССР. Т. 247. № 4. С. 837–840.
- [5] Müller K.G. // Phys. Rev. A. 1988. Vol. 37. N 12. P. 4836–4845.
- [6] Sanders N.A., Etemadi K., Hsu K.C., Pfender E. // J. Appl. Phys. 1982. Vol. 53. P. 4136–4145.
- [7] Физика и техника низкотемпературной плазмы / Под ред. С.В. Дресвина. М.: Атомиздат, 1972. 352 с.
- [8] Немчинский В.А., Перетц Л.Н. // ЖТФ. 1977. Т. 47. Вып. 9. С. 1868–1875.
- [9] Бакит Ф.Г., Рыбаков А.Б. // ЖТФ. 1994. Т. 64. Вып. 8. С. 42–47.
- [10] Владимиров В.В., Волков А.Ф., Мейликов Е.З. Плазма полупроводников. М.: Атомиздат, 1979. 254 с.
- [11] Бакит Ф.Г., Бородин В.С., Журавлев В.Н., Рутберг Ф.Г. ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 9. С. 86–92.
- [12] Бакит Ф.Г., Костин А.А., Митрофанов Н.К., Школьник С.М. // Материалы конф. по физике низкотемпературной плазмы. Петрозаводск, 1995.
- [13] Nazarenko I.P., Panevin I.G. // Contrib. Plasma Phys. 1989. Vol. 29. N 3. P. 251–261.
- [14] Недоспасов А.В., Хаит В.Д. Основы физики процессов в устройствах с низкотемпературной плазмой. М.: Энергоатомиздат, 1991.
- [15] Жайнаков А., Энгельшт В.С. // Генерация потоков электродуговой плазмы. Новосибирск, 1987. С. 323–342.
- [16] Leveroni-Calvi E., Pfender E. // Proc. ASME Weld. Joining Process. Winter Meeting, 1991.