

04;12

Механизм влияния геометрического параметра на электрические характеристики пеннинговского ионного источника

© Р.П. Баберцян, Э.С. Бадалян, Г.А. Егиазарян, Э.И. Тер-Геворкян

Ереванский государственный университет,
Ереван, Армения

(Поступило в Редакцию 15 июля 1997 г.)

Экспериментально исследован пеннинговский ионный источник в стационарном режиме. В зависимости от геометрического параметра l_a (отношения длины анода к его диаметру) и давления в разрядном токе и токе ионного пучка, извлекаемого из отверстия в центре катода, наблюдаются максимумы. Показано, что в области давлений порядка 10^{-4} Торг для указанных токов появляются два максимума: один — в области коротких разрядных промежутков $l_a = 1-1.5$, которому соответствует расходящийся ионный пучок, другой — при более длинных анодах $l_a = 4-5$ с коллимированным пучком ионов. В области давлений порядка 10^{-5} Торг в зависимостях токов появляется только один максимум для коротких анодов $l_a = 2-3$ с расходящимся ионным пучком. Предлагается физическое объяснение полученных результатов.

В большинстве работ, посвященных изучению разряда с осциллирующими электронами (разряд Пеннинга), выбор геометрических размеров электродной системы был сделан без достаточного обоснования. Между тем, как показано в последних работах [1–3], значение геометрического параметра l_a разрядного промежутка влияет на характеристики разряда не только количественно, но и качественно. В работе [1] показано, что потенциал зажигания разряда существенно зависит от длины разрядного промежутка. Установлено оптимальное значение длины, на которую приходится минимум потенциала зажигания. В [2] главное внимание уделено выяснению влияния длины разрядного промежутка на неустойчивость разряда и на генерацию ВЧ колебаний.

В предлагаемой работе приводятся некоторые новые экспериментальные данные для основных характеристик разряда в зависимости от физических и геометрических параметров. Из широкого интервала использованных давлений в работе мы приводим данные для двух значений $5 \cdot 10^{-5}$ и $4.5 \cdot 10^{-4}$ Торг.

Методика эксперимента описана в работе [3]. Плавное изменение длины разрядного промежутка осуществлялось с помощью специального устройства, указанного в [3]. Параметрами служили анодное напряжение U_A , индукция магнитного поля B , давление остаточного воздуха P . Токи на катоде измерялись с помощью коллектора, установленного за центральным отверстием неподвижного катода на расстоянии 2 см от него. Результаты измерений представлены на рис. 1 и 2. Как видно из приведенных рисунков, ход кривых имеет достаточно сложный характер. С изменением l_a существенно меняются значения разрядного тока I_a , общего ионного I_i и осевого I_{ax} токов пучка. Причем при $P = 4.5 \cdot 10^{-4}$ Торг эти токи имеют по два максимума, а при $P = 5 \cdot 10^{-5}$ Торг наблюдается только один ярко выраженный максимум, т.е. значение l_a играет важную роль в ионизационных процессах разряда и определяет положение и границы областей интенсивной ионизации.

Пеннинговский разряд с холодными катодами поддерживается благодаря большой вторичной ионно-электронной эмиссии γ и объемной ионизации α , где γ и α — коэффициенты Таунсенда [4]. Значения этих коэффициентов в первую очередь определяются соотношениями между электрическими и магнитными полями. При неизменных значениях индукции магнитного поля и анодного напряжения изменение геометрического параметра оказывает существенное влияние на распределение неоднородного электрического поля, что в свою очередь отражается на распределении пространственного заряда [2].

Разряд Пеннинга горит в разных режимах — от однородного распределения пространственного заряда в разрядном промежутке до неоднородного его распределения, а также может существовать в плазменном режиме в зависимости от физических и геометрических параметров [4,5].

При низких давлениях и определенных значениях индукции магнитного поля внутри коротких анодов распределение пространственного заряда становится неравномерным [6]. В прианодной области азимутально дрейфующий электронный слой (АДЭС) при некоторой плотности заряда переходит в неустойчивое состояние (типа диокотронной неустойчивости) и генерирует высокочастотные колебания, регистрируемые анализатором спектра [2]. На рис. 1, а кривой 3 представлены зависимости частоты колебаний ν переменной составляющей разрядного тока от l_a для $P = 5 \cdot 10^{-5}$ Торг. Как видно, колебания появляются лишь в небольшом интервале l_a при определенной индукции магнитного поля в области первого максимума: частота этих колебаний линейно падает с ростом l_a . Сравнивая эти данные с известным соотношением для частоты диокотронных колебаний $\nu \approx E_r/B$ [5,6], можно заключить, что с увеличением l_a уменьшается радиальная составляющая электрического поля E_r в АДЭС. В то же время потенциал центра разрядной ячейки U_0 растет [7], а продольное падение потенциала, ответственное за γ -процессы и начальную

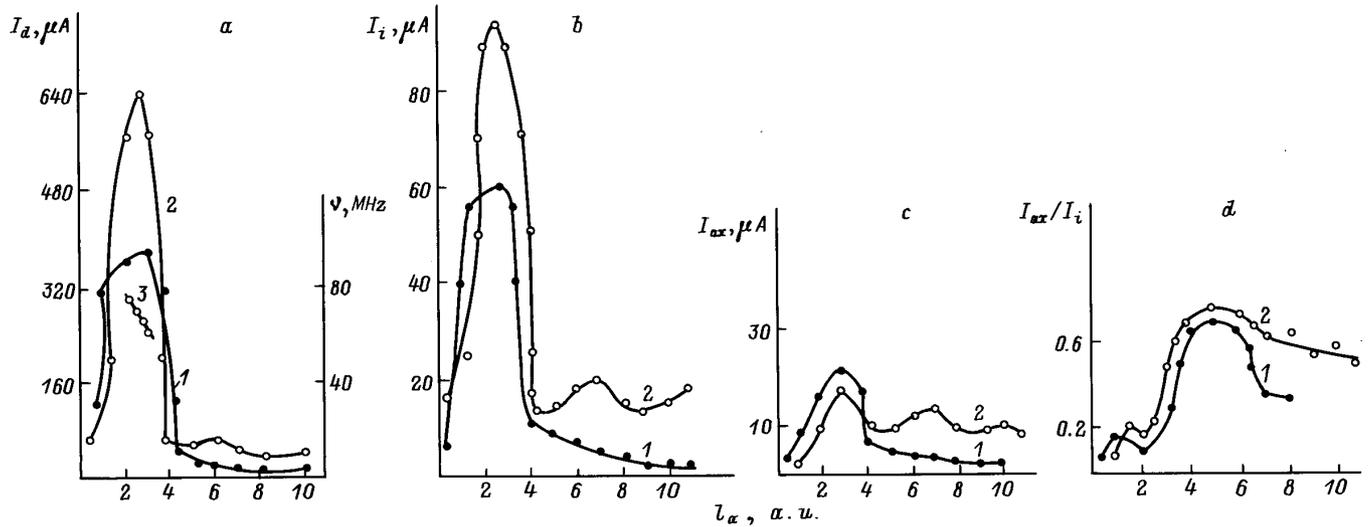


Рис. 1. Зависимости разрядного тока и частоты диокотронных колебаний (*a*), ионного тока пучка (*b*) и его осевого компонента (*c*), а также их отношения (*d*) от геометрического параметра при значениях анодного напряжения $U_A = 2 \text{ kV}$, магнитной индукции $B = 600$ (1), 900 G (2). Давление $P = 5 \cdot 10^{-5} \text{ Torr}$.

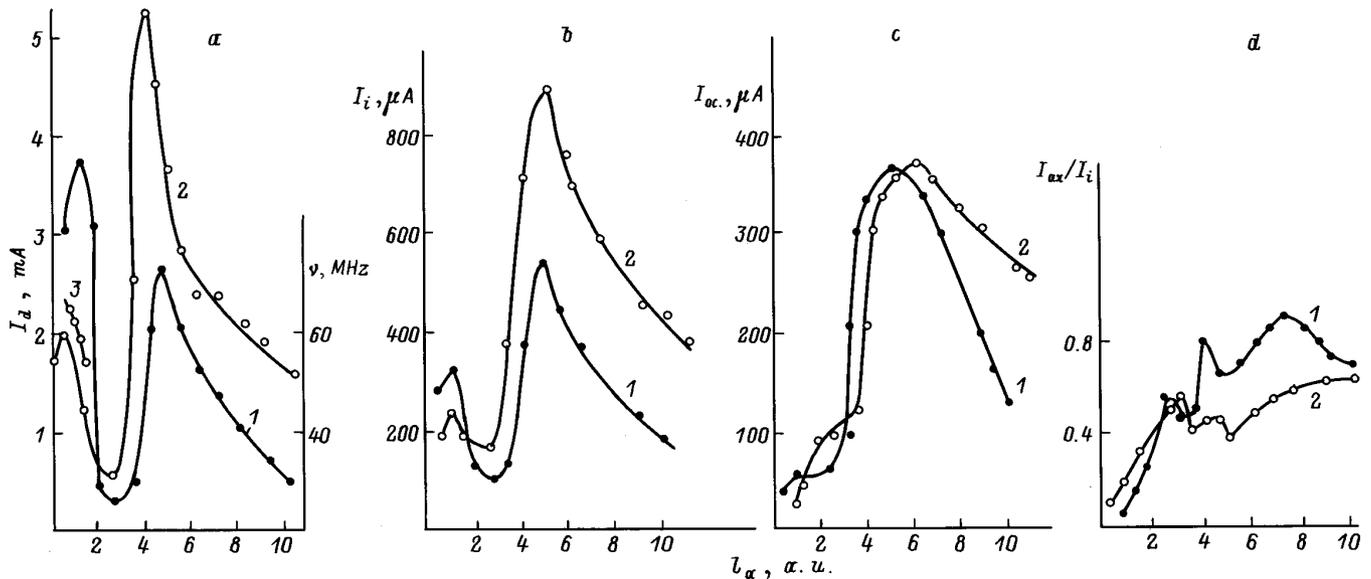


Рис. 2. Та же зависимость, что и на рис. 1, но при $P = 4.5 \cdot 10^{-4} \text{ Torr}$.

ионизацию вблизи оси, увеличивается. Несмотря на некоторое уменьшение E_r , его значение достаточно для интенсивного лавинообразования, поскольку в условиях сильного радиального электрического поля и низкого давления величина набранной энергии электронов лежит в интервале, соответствующем области максимума функции ионизации (расчеты показывают, что эта энергия соответствует интервалу $100\text{--}300 \text{ eV}$). Наличие генерации ВЧ колебаний с ростом l_a в этом интервале свидетельствует о все еще большом значении E_r , а рост же продольного падения потенциала в первую очередь сказывается на росте осевой ионизации. Действительно,

как видно из рис. 1, *d*, с увеличением l_a в интервале 2–4 наблюдается быстрый рост отношения I_{ax}/I_i .

Итак, в коротких разрядных промежутках в интервале $l_a = 2\text{--}3$ радиальное падение потенциала большое, а соотношение радиального и аксиального распределения электрических полей таково, что обеспечивается максимальная радиальная ионизация (все токи достигают максимальных значений). Продольная ионизация при этом также достигает своего максимального значения, но она играет лишь роль поставщика начальных электронов. Наиболее интенсивные ионизационные процессы происходят вблизи анода.

С ростом l_a продолжающееся увеличение продольного падения потенциала и улучшение условий ионизации по оси (правые ветви всех кривых на рис. 1, $a-c$) не компенсируют ослабления ионизации из-за уменьшения среднего значения радиального электрического поля, обусловленного уменьшением радиального падения потенциала. Отсутствие ВЧ колебаний при $l_a > 3$ подтверждает заметное уменьшение радиального электрического поля вблизи анода и уменьшение плотности электронов в слое. Следовательно, ухудшается радиальная ионизация и уменьшается число ионов падающих на катод, ослабляются γ -процессы, уменьшается осевая ионизация. В результате наблюдается спад всех токов при $l_a > 3$ (рис. 1, $a-c$). Как видно из рис. 1, d , отношение I_{ax}/I_i в интервале $l_a = 4-6$ меняется незначительно, т.е. в этом интервале изменения l_a радиальная и осевая ионизации ослабляются почти одинаково.

В дальнейшем все электрические характеристики обнаруживают слабую зависимость от l_a , а их абсолютные значения малы (рис. 1, $a-c$). При давлениях, превышающих $5 \cdot 10^{-5}$ Торг, кривые зависимостей всех токов от l_a видоизменяются и при $P = 4.5 \cdot 10^{-4}$ Торг значительно отличаются от кривых, полученных при $5 \cdot 10^{-5}$ Торг. Так, в интервале коротких анодов $l_a = 1-2$ осевой ток за отверстием катода становится отрицательным (осевой ионный ток меньше электронного). Это связано с наступлением диокотронной неустойчивости прианодного слоя, оно имело место и при давлении, равном $5 \cdot 10^{-5}$ Торг [8], но в условиях большего давления электронный ток значительно превышает ионный и достигает $I_{ax} \approx 350 \mu\text{A}$. Далее, при $4.5 \cdot 10^{-4}$ Торг формируются два ярко выраженных максимума: один — в области коротких длин $l_a = 1-1.5$, другой — в области $l_a = 4-5$ (рис. 2, $a-c$).

Механизм формирования первого максимума аналогичен вышеуказанному при давлении $P = 5 \cdot 10^{-5}$ Торг. Чем же объяснить появление второго максимума при $P = 4.5 \cdot 10^{-4}$ Торг в области длинных разрядных промежутков, когда разряд как бы получает новый импульс и токи I_d , I_i , I_{ax} снова начинают расти. В наших предыдущих работах [1-3, 7] показано, что в интервале $l_a = 0.5-5$ потенциал центра разрядной ячейки U_0 увеличивается, затем его рост замедляется и как бы стремится к "насыщению". Соответственно меняется и распределение электрического потенциала по радиусу. Для значения $l_a > 3$ радиальное электрическое поле заметно уменьшено по сравнению с полем первого максимума. Поэтому при низких давлениях $P < 5 \cdot 10^{-5}$ Торг и $l_a > 4$ радиальная ионизация, играющая решающую роль в пеннинговском разряде, сильно ослаблена, несмотря на большое продольное падение потенциала, все токи малы и отсутствует второй максимум. Однако с увеличением давления увеличивается частота столкновений электронов с нейтралами, меняется и доля вклада осевой ионизации (она увеличивается) вследствие значительного продольного падения потенциала. Растет эффективный коэффициент ионно-электронной эмиссии γ^* :

$\gamma^* = P\gamma l_a / \lambda_e(1 - \delta)$, где γ — коэффициент вторичной ионно-электронной эмиссии, P — давление газа, λ_e — длина свободного пробега электронов при $P = 1$ Торг, δ — коэффициент вторичной ионно-электронной эмиссии под действием электронов, l_a — длина анода [9]. При этом увеличиваются продольная составляющая скорости ионов, идущих на катоды, и электронов, эмиттированных из катодов (начальные скорости этих электронов распределены согласно закону косинуса). При $l_a > 3$ и повышении давления $P > 5 \cdot 10^{-5}$ Торг все большее число вторичных электронов участвует в ионизационных процессах в приосевой области. Несмотря на ослабленное радиальное поле, из-за значительного увеличения продольной ионизации начинает расти и общая ионизация: все токи I_d , I_i , I_{ax} снова увеличиваются (левые ветви кривых второго максимума на рис. 2, $a-c$).

Итак, в области $l_a = 4-5$ и при $P = 4.5 \cdot 10^{-4}$ Торг радиальное падение потенциала мало, однако значительно осевое падение, которое и обеспечивает максимальную общую ионизацию. Область интенсивных ионизационных процессов расширяется к оси разряда.

Максимальное значение отношения I_{ax}/I_i достигается в области $l_a = 7-8$ и превышает 0.8, в то время как это же отношение для коротких промежутков порядка 0.2 (рис. 1, d ; 2, d). Следовательно, в интервале длин $l_a = 7-8$ создаются оптимальные условия для приосевой ионизации. Однако наиболее благоприятные условия для общей ионизации (для I_d и I_i) соответствуют интервалу $l_a = 4-5$ (рис. 2, a, b).

На втором спаде зависимостей токов I_d , I_i , I_{ax} от l_a ($l_a > 5$) средняя напряженность электрического поля по радиусу очень мала, радиальная ионизация существенно ослаблена. И, несмотря на возможность усиления ионизации, благодаря большому продольному падению потенциала общая ионизация с ростом l_a уменьшается (рис. 2, $a-c$). В этих условиях внутри анода формируется область, где электрическое поле незначительно. Действительно, измерения в электрической ванне [3] показали, что для $l_a < 4$ осевое распределение потенциала $U(0, z)$ имеет параболический характер, а при $l_a > 4$ на оси распределения появляется безградиентный участок ($E_z = 0$), протяженность которого увеличивается с удлинением анода. В радиальном распределении потенциала вблизи плоскости симметрии разряда также возникает безградиентный участок, увеличивающийся с ростом l_a . Реальное распределение $U(r, z)$ в горящем разряде определяется не только геометрией ячейки, но и влиянием пространственного заряда [7], который в свою очередь зависит от значений физических параметров разряда (от P , U_A , B). Безградиентные участки $U(0, z)$ и $U(r, 0)$ образуют область, которая становится "ловушкой" для частиц, рожденных в ней, т.е. в этой части образуется скомпенсированный пространственный заряд. С ростом l_a ($l_a > 5$) безградиентная область расширяется как по оси, так и по радиусу, "активная же зона", где заряженные частицы набирают энергию для ионизации, сокращается (приближаясь к аноду и катодом). В результате все токи уменьшаются (рис. 2, $a-c$).

С увеличением давления $P > 5 \cdot 10^{-5}$ Торг вышеизложенные процессы усиливаются, влияние задержанных в "ловушке" ионов становится существенным, скомпенсированный пространственный заряд переходит в разреженную плазму, которая занимает все большую часть разрядного промежутка.

Смещение максимумов в ту или иную сторону определяется значениями остальных параметров. В частности, влияние магнитного поля сказывается на числе захваченных электронов и на высоте циклоида $h_i = m/e \cdot E_r/B^2$, на которой электрон набирает энергию для ионизации. Поэтому в зависимости от условий горения разряда изменение магнитного поля может как усилить, так и ослабить интенсивность ионизации и влиять на характеристики разряда.

Выводы

1. В зависимости от геометрического параметра и давления как в разрядном токе, так и в ионном токе пучка пеннинговского разряда формируются максимумы, значения которых определяются величинами анодного напряжения и магнитной индукции.

2. При давлениях порядка 10^{-4} Торг появляются два максимума для всех токов: один — в области $I_a = 1-1.5$, которому соответствует расходящийся ионный пучок, а второй — при $I_a = 4-5$ — коллимированный ионный пучок. Для $I_a = 7-8$ степень коллимации превышала 80% при токе ионов порядка $300 \mu\text{A}$.

3. При давлениях порядка 10^{-5} Торг в указанных токах появляется только один ярко выраженный максимум в области коротких разрядных промежутков ($I_a = 2-3$), а в длинных — второго максимума не обнаруживается.

4. Наблюдаемые результаты объясняются совместным действием компонентов электрического поля и дифференцированным влиянием давления на ионизационные процессы по оси и по радиусу разряда.

Список литературы

- [1] Баберцяи Р.П., Бадалян Э.С., Егиазарян Г.А., Тер-Геворкян Э.И. // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 10. С. 1992–1994.
- [2] Баберцяи Р.П., Бадалян Э.С., Егиазарян Г.А., Тер-Геворкян Э.И. // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 10. С. 43–47.
- [3] Баберцяи Р.П., Бадалян Э.С., Егиазарян Г.А., Тер-Геворкян Э.И. // ЖТФ. 1996. Т. 66. Вып. 6. С. 77–83.
- [4] Нгуен Хьу Ти. Дис. МГУ, 1968.
- [5] Рейхрудель Э.М., Смирницкая Г.В., Егиазарян Г.А. // ЖТФ. 1973. Т. 43. Вып. 1. С. 130–135.
- [6] Khaier W. // J. Appl. Phys. 1996. Vol. 37. N 2. P. 602.
- [7] Баберцяи Р.П., Бадалян Э.С., Егиазарян Г.А., Тер-Геворкян Э.И. // Физика. Межвуз. сб. науч. тр. Ереван, 1985. С. 34–42.
- [8] Баберцяи Р.П., Егиазарян Г.А., Тер-Геворкян Э.И. // ЖТФ. 1994. Т. 64. Вып. 10. С. 202–207.
- [9] Рейхрудель Э.М., Исакаев Э.Х. // ЖТФ. 1966. Т. 36. Вып. 4. С. 653–660.