

# Распределение потенциала в анодной области газового разряда низкого давления

*В. Я. Мартенс, С. В. Моисеев*

Северо-Кавказский государственный технический университет  
355029 Россия, Ставрополь  
e-mail: vmartens@yandex.ru

Рассмотрены процессы в анодной области газового разряда низкого давления с учетом направленного движения электронов и ионов, которое обусловлено действием электрического поля и градиента концентраций носителей заряда. Рассчитано распределение потенциала в анодной области. На основе направленного движения электронов и ионов объяснен механизм образования отрицательного и положительного анодного падения потенциала.

## Введение

Прохождение электрического тока в газе, в силу целого ряда особенностей [1], существенно отличается от аналогичного явления в металлических проводниках. В связи с этим распределение потенциала в разрядном промежутке отличается от линейного и определяется условиями образования и ухода заряженных частиц в различных областях разряда. Эти условия изучены сравнительно хорошо для катодных частей и положительного столба разряда [2], что позволяет во многих случаях оценить величину падения потенциала и характер его распределения в этих областях разряда. А вот анодная область является, пожалуй, наименее изученной из всех частей газового разряда, хотя обсуждаемая проблема важна для общей теории газового разряда, а также имеет большое практическое значение. Так, например, параметры плазмы положительного столба, структуру анодной области, знак и величину анодного падения потенциала необходимо учитывать в источниках заряженных частиц [3–5] при организации эмиссии электронов или ионов из газоразрядной плазмы через эмиссионный электрод, имеющий анодный потенциал. Эти же параметры в значительной мере влияют на режимы работы ионных приборов различных типов [6]. При этом, как показывают эксперименты [2, 7, 8], возможно управление знаком и величиной анодного падения потенциала.

В настоящее время наибольшим распространением пользуется теория анодной области Ленгмюра и Мотт-Смита [2, 9]. Согласно этой теории анодная область представляет со-

бой слой положительного или отрицательного пространственного заряда, отделяющий невозмущенную плазму положительного столба от анода. Знак и величина анодного падения потенциала определяются соотношением между плотностью хаотического тока электронов в плазме перед анодом и плотностью разрядного тока на анод, которая определяется параметрами всей цепи. Как отмечают авторы известной экспериментальной работы [7], посвященной изучению анодной области в газовом разряде низкого давления, эта упрощенная теория не объясняет целого ряда экспериментальных фактов и поэтому нуждается в существенной корректировке.

Следует отметить два существенных недостатка теории Ленгмюра и Мотт-Смита. Первый недостаток состоит в том, что теория никак не учитывает направленное движение заряженных частиц в положительном столбе и в анодной области. Обычно направленным движением пренебрегают, обосновывая это существенным превышением средней скорости хаотического движения заряженных частиц над аналогичным параметром направленного движения. Однако при определенных условиях, в частности в газовых разрядах низкого давления, такое приближение может оказаться весьма грубым [7]. Так, например, средняя скорость направленного движения ионов вдоль оси положительного столба, как показывают оценки, может превышать среднюю скорость хаотического движения.

Необходимость учета направленного движения оправдана следующими соображениями. Во-первых, отсутствие направленного

движения заряженных частиц, принятое в указанной теории, противоречит уравнению непрерывности, согласно которому ток на анод должен равняться направленному току во всех остальных частях газового разряда. Во-вторых, если принять, как это сделано в [7], что анодное падение потенциала зависит от условий генерации и исчезновения положительных ионов в пространстве перед анодом, то учет направленного движения ионов от анода или, наоборот, к аноду может быть весьма полезен при рассмотрении анодных явлений.

Направленное движение заряженных частиц находит подтверждение и в эксперименте. В упомянутой выше работе [7] при измерении параметров плазмы в положительном столбе и в анодной области были обнаружены типичные проявления направленного движения электронов: плотность электронного тока насыщения на плоский зонд, обращенный к катоду, существенно превышает аналогичный параметр того же зонда, обращенного к аноду. Кроме того, наклон вольтамперных характеристик плоского зонда зависит от его ориентации. Разница в электронных температурах, определенных авторами [7] по наклону зондовых характеристик при ориентации зонда к катоду и аноду, трактуется ими как искажение максвелловского распределения, вызванное уходом электронов на анод. Мы объясняем различный наклон зондовых характеристик направленным движением плазменных электронов. Как показано в [10], наличие направленного движения электронов при сравнительно малых скоростях ( $u_e/\langle v_e \rangle \leq 0,25$ , где  $u_e$  – скорость направленного движения электронов в плазме,  $\langle v_e \rangle$  – средняя арифметическая скорость хаотического движения электронов) практически не сказывается на линейности полулогарифмических зондовых характеристик. При этом, однако, наклон характеристик изменяется, по сравнению с максвелловским распределением в сторону увеличения температуры электронов в зонде, обращенном к катоду, и в сторону уменьшения температуры электронов в зонде, обращенном к аноду.

Второй недостаток теории Ленгмюра и Мотт-Смита, отмеченный еще авторами работы [7], состоит в предположении, что анод ра-

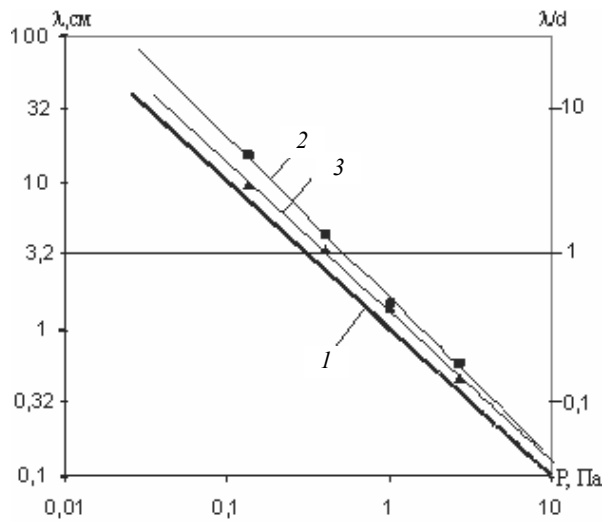
ботает так же, как помещенный в плазму зонд, т. е. он только собирает электроны из окружающей плазмы и не искажает однородный положительный столб разряда. Недаром для расчета анодного падения потенциала используются формулы из зондовой методики [2]. Обратное, весьма значительное воздействие анода на плазму не учитывается. А между тем в рассмотренном ниже случае длинных разрядных трубок (длина положительного столба значительно больше его диаметра) уход электронов на анод вызывает уменьшение концентрации квазинейтральной плазмы по мере приближения к аноду. Спад концентрации может достигать 50 % от значения в столбе и происходит на протяжении, равном диаметру трубки. Всю эту переходную область между невозмущенной плазмой положительного столба и металлическим анодом и следует считать анодной областью разряда.

В данной работе проанализированы процессы в анодной области с учетом высказанных выше соображений и приведена интерпретация экспериментальных результатов, полученных в работе [7] при исследовании анодной области газового разряда низкого давления в парах ртути для случая плоского анода, заполняющего все поперечное сечение трубки. Выбор указанного экспериментального материала обусловлен сравнительной простотой условий существования всего разряда в целом и анодной области в частности: разряд в парах ртути не имеет страт; анод располагается в конце длинного положительного столба, поэтому нет сложных взаимодействий анодных частей разряда с катодными; все явления вблизи анода зависят только от расстояния исследуемой точки пространства от анода. С другой стороны, исследования проведены в широком диапазоне давлений (0,04–10 Па) и токов разряда (0,1–10 А), и имеется большой массив экспериментальных данных [11] по параметрам плазмы положительного столба в указанных условиях.

### **Анализ процессов в анодной области**

Как показывают эксперименты [7], в случае длинных разрядных трубок с плоским анодом, заполняющим все поперечное сечение трубки, продольный размер анодной области

равен диаметру трубки  $d$  и в рассматриваемом случае равен 32 mm. Для анализа процессов в анодной области важно знание соотношений между размером анодной области  $d$  и средними длинами свободного пробега электронов  $\lambda_e$  и ионов  $\lambda_i$ . На рис. 1 приведены зависимости указанных соотношений от давления. Значения  $\lambda_i$  рассчитаны по данным, приведенным в работе [12]. Экспериментальные значения  $\lambda_e$  взяты из [11]. С увеличением разрядного тока  $\lambda_e$  несколько снижается. Автор работы [11] объясняет это тем, что с увеличением разрядного тока растет доля ионов и особенно возбужденных атомов, обладающих большим эффективным сечением, по сравнению с нормальными атомами.



**Рис. 1.** Зависимость длины свободного пробега ионов (1) и электронов (2), (3) от давления паров ртути. Разрядные токи, А: 2 – 0,1; 3 – 10

Как видно из рис. 1, отношения  $\lambda_e/d$  и  $\lambda_i/d$  в исследованном диапазоне давлений изменяются на два порядка и при давлении  $\sim 0,04$  Pa средние длины свободного пробега электронов и ионов на порядок больше размеров анодной области, а при давлении  $\sim 4$  Pa – обратное соотношение между этими параметрами. Из этого следует, что при давлениях порядка нескольких единиц Pa и более для описания прохождения тока в анодной области, так же, как и в положительном столбе, можно использовать понятие подвижности электронов и ионов [1]. Кроме того, в анодной области помимо электрического поля имеется и другой механизм направленного движения заряжен-

ных частиц вдоль оси трубки: градиент концентраций способствует диффузии ионов и электронов в сторону анода. Используя ту же терминологию, что используется для описания направленного движения заряженных частиц в радиальном направлении в положительном столбе [2], назовем этот режим существования анодной области ( $\lambda_e \ll d$ ,  $\lambda_i \ll d$ ) диффузионным режимом, а режим низких давлений ( $\lambda_e \gg d$ ,  $\lambda_i \gg d$ ) – режимом свободного полета. Если в режиме свободного полета знак анодного падения потенциала всегда отрицательный, то в диффузионном режиме по мере уменьшения разрядного тока он изменяется с отрицательного на положительный (рис. 7 в [7]). Это никак не может быть объяснено теорией Ленгмюра и Мотт-Смита. Представленные ниже результаты относятся к диффузионному режиму.

С учетом направленного движения заряженных частиц в результате диффузии и дрейфа под действием электрического поля с напряженностью  $E$  разрядный ток  $I$  в анодной области и его электронная и ионная составляющие  $I_e$  и  $I_i$  могут быть представлены следующим образом:

$$I = I_e + I_i, \quad (1)$$

$$I_e = -eD_e \frac{dN_e}{dz} - eb_e N_e E, \quad (2)$$

$$I_i = -eD_i \frac{dN_i}{dz} + eb_i N_i E, \quad (3)$$

$$D_e = \lambda_e \langle v_e \rangle / 3, \quad (4)$$

$$D_i = \lambda_i \langle v_i \rangle / 3, \quad (5)$$

где  $e$  – элементарный заряд,  $D_e$  и  $D_i$  – коэффициенты диффузии электронов и ионов,  $b_e$  и  $b_i$  – подвижности электронов и ионов,  $N_e$ ,  $N_i$ ,  $dN_e/dz$  и  $dN_i/dz$  – число электронов и ионов на единицу длины разрядной трубки и осевые градиенты этих величин,  $\langle v_i \rangle$  – средняя арифметическая скорость хаотического движения ионов.

Поскольку  $I_e \gg I_i$ , то  $I \approx I_e$ . С учетом этого из (2) рассчитывались осевые распределения напряженности  $E$  электрического поля и его потенциала  $\varphi$  ( $E = -d\varphi/dz$ ) в анодной области при различных значениях разрядного тока  $I$ .

Необходимое для расчета осевое распределение  $N_e$  аппроксимировалось выражением:

$$N_e = N_{e0} [1 - 0,5(z/d)^3], \quad (6)$$

которое было подобрано в результате анализа экспериментальных распределений [7]. Здесь и в других случаях расчета продольная ось  $z$  направлялась к аноду, начало отсчета находилось на расстоянии  $d$  от анода, где  $N_e = N_{e0}$  ( $N_{e0}$  – число электронов на единицу длины положительного столба). Принималось, что подвижность электронов  $b_e$  не зависит от напряженности электрического поля  $E$ , поэтому  $b_e$  в анодной области равна  $b_e$  в положительном столбе, где  $dN_e/dz=0$  и  $b_e = -I/(eN_{e0}E)$ . Для расчета использовались экспериментальные значения  $I$ ,  $N_{e0}$ ,  $E$ ,  $\lambda_e$ ,  $T_e$  (температура электронов), полученные в [11].

С учетом того, что  $I_e = eN_e u_e$  и  $I_i = eN_i u_i$  из (2) и (3) можно получить соотношения для расчета  $u_e$  и  $u_i$  – средних скоростей направленного движения электронов и ионов:

$$u_e = -\frac{D_e}{N_e} \frac{dN_e}{dz} - b_e E, \quad (7)$$

$$u_i = -\frac{D_i}{N_i} \frac{dN_i}{dz} + b_i E. \quad (8)$$

При расчете  $u_e$  и  $u_i$  принималось, что в большей части анодной области сохраняется квазинейтральность, т. е.  $N_e = N_i$ . Подвижность ионов  $b_i$  определялась из

$$b_i = \frac{e\lambda_i}{m_i \langle v_i \rangle}, \quad (9)$$

где  $m_i$  – масса иона, а температура ионов  $T_i$  для расчета  $\langle v_i \rangle$  принималась 300 К.

### Результаты расчета и их обсуждение

На рис. 2 и 3 представлены расчетные осевые распределения напряженности  $E$  и потенциала  $\varphi$  электрического поля в анодной области. При токах разряда 3 и 10 А вектор напряженности вблизи анода меняет свое направление в сторону анода, что означает образование в этих условиях хотя и меньшего, чем в эксперименте, но отрицательного анодного падения потенциала. Это является следствием того, что при больших разрядных токах за счет большого градиента концентрации вблизи анода диффузионный механизм может обеспечить

такой поток электронов в сторону анода, что он превысит заданный разрядный ток. Поэтому вектор напряженности электрического поля  $E$  вблизи анода изменяет свое направление на противоположное и за счет конкурирующего дрейфового механизма переносимый в сторону анода поток электронов снижается до значения, соответствующего заданному разрядному току.

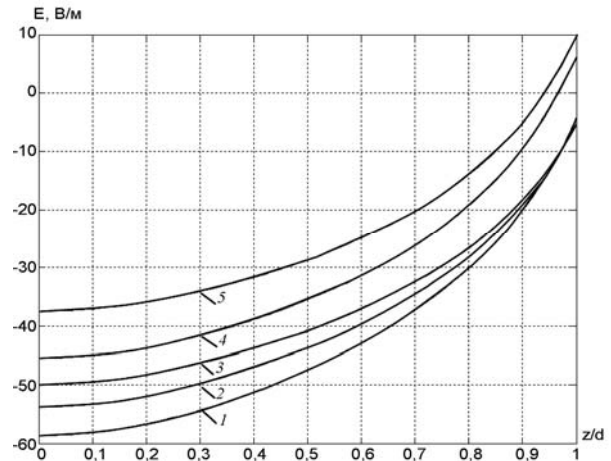


Рис. 2. Рассчитанное осевое распределение напряженности  $E$  электрического поля в анодной области для различных разрядных токов, А: 1 – 0,1; 2 – 0,3; 3 – 1; 4 – 3; 5 – 10

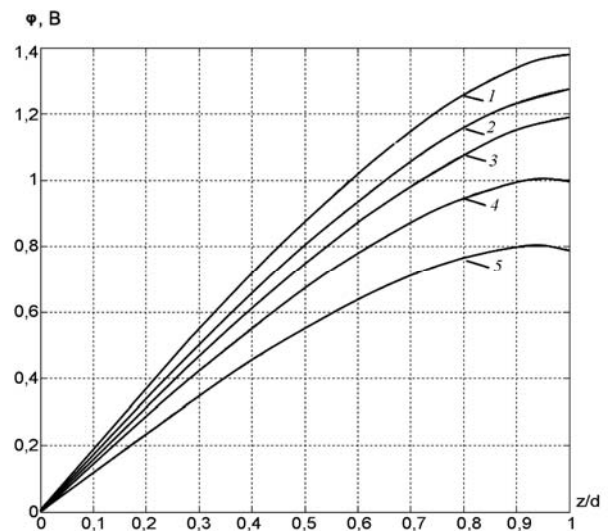
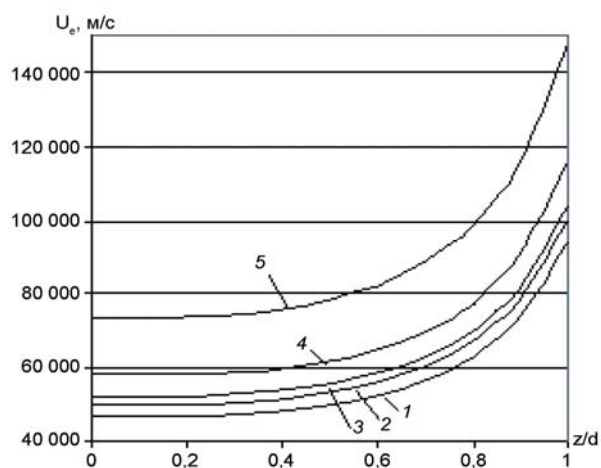


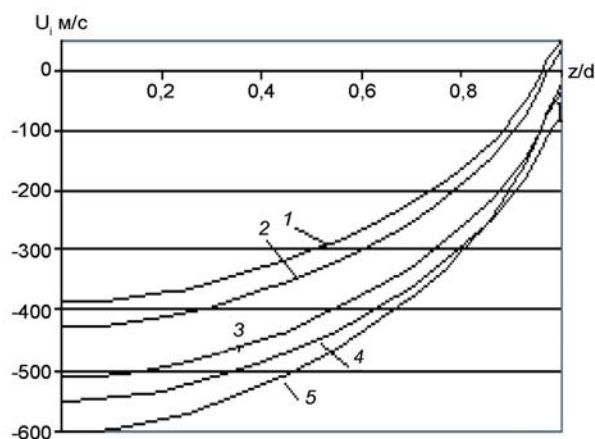
Рис. 3. Рассчитанное осевое распределение потенциала  $\varphi$  электрического поля в анодной области для различных разрядных токов, А: 1 – 0,1; 2 – 0,3; 3 – 1; 4 – 3; 5 – 10

Результаты расчета средних скоростей направленного движения электронов  $u_e$  и ионов  $u_i$  в анодной области представлены на рис. 4 и 5. Сначала отметим общие закономерности

этих зависимостей. Скорости движения электронов к аноду и скорости движения ионов к катоду в положительном столбе разряда (значения  $u_e$  и  $u_i$  при  $z/d = 0$ ) и в анодной области по мере увеличения разрядного тока уменьшаются по абсолютной величине. Это обусловлено тем, что величины  $N_e$ ,  $N_i$ , а значит и  $dN_e/dz$  и  $dN_i/dz$ , возрастают быстрее, чем растет разрядный ток  $I$ . Автор работы [11] подтвердил данное положение экспериментально и считает, что это связано с возрастающей ролью ступенчатой ионизации по мере увеличения разрядного тока. Таким образом, отношение  $N_e/I \approx N_e/I_e = 1/(eu_e)$  по мере роста разрядного тока увеличивается, а скорости направленного движения уменьшаются.



**Рис. 4.** Скорости направленного движения электронов в анодной области для различных разрядных токов, А: 1 – 10; 2 – 3; 3 – 1; 4 – 0,3; 5 – 0,1



**Рис. 5.** Скорости направленного движения ионов в анодной области для различных разрядных токов, А: 1 – 10; 2 – 3; 3 – 1; 4 – 0,3; 5 – 0,1

Направленная скорость электронов по мере приближения к аноду, как и следовало ожидать, возрастает (рис. 4). На знак и величину анодного падения потенциала определяющее влияние оказывает поведение малоподвижного компонента плазмы – положительных ионов, в частности направление движения ионов, образующихся вблизи анода. В условиях действия дрейфового и диффузионного механизмов переноса положительных ионов в анодной области могут сложиться две принципиально разные физические ситуации, определяющие тот или иной знак анодного падения потенциала. Как показывают расчеты, при разрядных токах 0,1–1 А скорость направленного движения ионов хотя и уменьшается по мере приближения к аноду, но остается направленной в сторону катода (рис. 5, кривые 3–5). Это является следствием того, что во всей анодной области дрейфовый механизм переноса положительных ионов преобладает над диффузионным механизмом, хотя действие последнего и возрастает по мере приближения к аноду. Если допустить равномерную ионизацию и равенство нулю скоростей вновь образующихся частиц, то в этих условиях концентрация ионов по мере приближения к аноду должна стремиться к нулю [13], в то время как концентрация электронов вблизи анода отлична от нуля. Таким образом, при разрядных токах 0,1–1 А вблизи анода должен образовываться слой отрицательного объемного заряда и, соответственно, положительное анодное падение потенциала, что и наблюдается в эксперименте [7].

При токах разряда 3 и 10 А ситуация изменяется. В той части анодной области, которая примыкает к положительному столбу, ионы так же, как и при меньших разрядных токах, движутся в сторону катода. А в узкой части анодной области, примыкающей к аноду, ионы, образующиеся здесь в результате ионизации газа, движутся к аноду (кривые 1 и 2 на рис. 5 переходят из области отрицательных значений  $u_i$  в область положительных значений  $u_i$  при  $z/d < 1$ ). При этом на некотором расстоянии от анода скорость направленного движения ионов становится равной нулю. Это не означает, что ионы в этом месте анодной области совсем останутся, ведь они облада-

ют еще и тепловыми скоростями. Однако, по сравнению с положительным столбом разряда, где скорости направленного движения ионов составляют несколько сотен м/с (см. значения  $u_i$  на рис. 5 при  $z/d = 0$ ), скорость ухода ионов из этой части разрядного промежутка будет заметно меньше. Рассмотренные процессы способствуют формированию в этих условиях отрицательного анодного падения потенциала.

Что же касается различий расчетных и экспериментальных значений отрицательного анодного падения потенциала при токах разряда 3 и 10 А, то здесь нужно иметь в виду следующее. Отмеченное выше уменьшение скорости направленного движения ионов до значений, близких к нулю, приводит к тому, что вблизи анода образуется пологий максимум концентрации заряженных частиц [7]. Как показал предварительный анализ этой ситуации, если вместо аппроксимации (6) использовать более реальную аппроксимацию осевого распределения концентрации с пологим максимумом вблизи анода, а также вместо строгого равенства объемных зарядов принять некоторое превышение объемного заряда ионов над объемным зарядом электронов, то можно получить удовлетворительное совпадение расчетного и экспериментального значений отрицательного анодного падения потенциала.

## Литература

1. Грановский В. Л. Электрический ток в газе. Т. 1. Общие вопросы электродинамики газов.

М.; Л.: Изд-во технико-теоретической литературы, 1952. 432 с.

2. Грановский В. Л. Электрический ток в газе. Установившийся ток. М.: Наука, 1971. 544 с.

3. Бугаев С. П., Крейнделъ Ю. Е., Щанин П. М. Электронные пучки большого сечения. М.: Энергоатомиздат, 1984. С. 39–74.

4. Источники заряженных частиц с плазменным эмиттером / под ред. П. М. Щанина. Екатеринбург: Наука, 1993. С. 42–118.

5. Окс Е. М. Источники электронов с плазменным катодом: физика, техника, применения. Томск: Изд-во НТЛ, 2005. С. 8–79.

6. Каганов И. Л. Ионные приборы. М.: Энергия, 1972. 528 с.

7. Клярфельд Б. Н., Неретина Н. А. // ЖТФ. 1958. Т. 28. Вып. 2. С. 296–315.

8. Неретина Н. А., Клярфельд Б. Н. // ЖТФ. 1959. Т. 29. Вып. 1. С. 15–23.

9. Langmuir I. and Mott-Smith H. // Gen. El. Rev. 1924. Vol. 27. P. 762.

10. Фаталиев Х. М., Спивак Г. В., Рейхрудель Э. М. // ЖЭТФ. 1939. Т. 9. Вып. 2. С. 167–175.

11. Клярфельд Б. Н. // ЖТФ. 1937. Т. 7. Вып. 10. С. 1017–1037; ЖТФ. 1938. Т. 8. Вып. 22–23. С. 2012–2025.

12. Левитский С. М. Сборник задач и расчетов по физической электронике. Киев: Изд-во Киевского университета, 1964. С. 178.

13. Никулин С. П. // Тр. III Междунар. Крейнделевского семинара «Плазменная эмиссионная электроника». Улан-Удэ: Изд-во БНЦ СО РАН, 2009. С. 62–64.