

## О величине и знаке прианодного падения потенциала в газовом разряде

© Л.Д. Цендин

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет,  
195251 Санкт-Петербург, Россия

(Поступило в Редакцию 4 апреля 2011 г.)

Величина и знак анодного падения потенциала определяются в первую очередь электронной кинетикой. В сильноточном режиме, когда межэлектронные столкновения устанавливают максвелл-болцмановскую функцию распределения, анод заряжен отрицательно относительно плазмы; за счет обеднения хвоста распределения величина анодного падения (АП) уменьшается по сравнению с даваемой Ленгмюром. В слаботочном же режиме знак АП определяется режимом движения ионов в слое объемного заряда: при бесстолкновительном их движении АП является тоже отрицательным, а если доминируют ион-атомные столкновения, то положительным.

Прианодная область разряда в свое время изучалась многими исследователями, сложные и разнообразные явления в ней обсуждаются в работах [1–4]. Накоплен огромный экспериментальный материал о малопонятных зависимостях анодного падения (АП) от состава газа и наличия в нем примесей, от длины разрядного промежутка, силы тока и давления, размера и формы анода и т.п. Следует, однако, отметить, что практически во всех предыдущих работах как измерения, так и попытки теоретического анализа были ограничены усредненными параметрами плазмы: напряжением на разряде (в лучшем случае, профилем потенциала), концентрацией заряженных частиц и их средними скоростью и энергией („температурой“). Другими словами описание велось и объяснение искалось в рамках гидродинамического („fluid“) описания плазмы, нечувствительного к форме функций распределения заряженных частиц (в первую очередь электронов). Между тем выяснилось, что кинетика в первую очередь электронная, играет определяющую роль в приэлектродных областях, формируя как фарадеево темное пространство у катода [5], так и протяженную область, обедненную медленными электронами [6,7]. Представляется, что электронная кинетика является как раз „недостающим звеном“, учет которого позволит построить согласованную картину явлений в прианодной области. Ограничимся в основном простейшим случаем плоского анода, занимающего все сечение длинной трубки и примыкающего к однородному положительному столбу.

Существуют две основных концепции формирования прианодной области. Согласно первой из них, восходящей к Ленгмюру [8], анод должен быть заряжен отрицательно относительно плазмы, объемный заряд в слое должен быть положительным, а отрицательный перепад потенциала между анодом и плазмой при максвелл-болцмановской (МБ) функции распределения электронов (ФРЭ) должен быть равен

$$\Delta\varphi = \frac{T_e}{e} \ln \left( \frac{j}{ne} \sqrt{\frac{2\pi m}{T_e}} \right), \quad (1.1)$$

где  $n$  — концентрация плазмы на границе со слоем. Профиль потенциала при этом является немонотонным, а вблизи анода возникает потенциальная яма для медленных электронов, в которой оказывается запертой значительная их часть. Поэтому, хотя ФРЭ запертых электронов обычно близка к МБ, только достаточно интенсивные межэлектронные столкновения могут восстановить МБ-распределение незапертых электронов. С другой стороны, уход быстрых электронов на анод значительно обедняет ФРЭ быстрых электронов — ее „хвост“. Таким образом, выражение (1.1), полученное из гидродинамического описания плазмы, является заведомо завышенным и задача является по существу кинетической [9,10]. Формулу (1.1) следовало бы заменить на уравнение, определяющее  $\Delta\varphi$ :

$$j = en_1(\Delta\varphi)v_1(\Delta\varphi), \quad (1.2)$$

где  $n_1(\Delta\varphi)$  — концентрация электронов, поступающих на анод, а  $v_1(\Delta\varphi)$  — их средняя направленная скорость. Так как кинетический анализ [9,10] дает при отрицательном  $\Delta\varphi$  значения  $n_1$ , значительно меньшие, чем величина  $n \exp(e\Delta\varphi/T_e)$ , соответствующая МБ-распределению, то и перепад потенциала в слое оказывается обычно существенно меньше, чем дает выражение (1.1). В условиях [12], например, оно составляло порядка 1–2 V.<sup>1</sup>

Обширный экспериментальный материал о прианодной области в дуговых разрядах, когда имеет место МБ ФРЭ и отрицательное АП, приведен в [4].

<sup>1</sup> Из [5] следует, что отрицательное АП имеет место также в коротких разрядах, когда анод расположен достаточно близко к катоду, так что второе обращение поля и переход к положительному столбу отсутствуют. Другими словами, когда расстояние между катодом и анодом меньше, чем длина фарадеева темного пространства. При этом непосредственно к аноду примыкает область, в которой концентрация плазмы определяется в основном запертыми электронами с МБ ФРЭ, температура которых крайне низка — вплоть до температуры газа. Поэтому и отрицательное АП тоже должно быть порядка 0.1 V. Этим, по всей видимости, объясняется тот факт, что в ранних работах, рассмотренных в [1], в которых АП оценивалось по суммарной вольт-амперной характеристике разряда, этот маленький отрицательный перепад потенциала не был замечен.

Однако в ряде случаев наблюдается и положительное АП, и монотонный профиль потенциала вблизи анода. Так как при этом запертые электроны отсутствуют, то соотношение Больцмана не имеет места, а соотношение (1.2) в отсутствие межэлектронных ударов выполняется автоматически. Гидродинамический аналог отрицательного АП представляет поток воды из водохранилища через гребень плотины, когда поток (1.1) определяется высотой плотины. Аналогом же положительного АП является монотонно снижающееся к водопаду русло, когда высота уровня воды (аналог  $n_1$ ) в водопаде определяется просто дебетом реки (т.е. током, согласно (1.2)). В этом случае ионы могут прийти в плазму только от анода. Фон Энгелем [11] было обращено внимание на то, что при этом должна иметь место интенсивная ионизация в прианодном слое (точнее, в небольшой части этого слоя, непосредственно примыкающей к аноду). С этим коррелирует также тот факт, что в случае положительного анодного падения поверхность анода покрыта тонкой светящейся пленкой [1–3]. Эта ситуация обычно имеет место при небольших значениях тока, когда МБ ФРЭ заведомо отсутствует. В [6] было указано, что из-за ухода электронов на анод выбор сценария формирования прианодной области должен быть обусловлен деталями нелокальной электронной кинетики и формирования самосогласованного профиля потенциала подобно тому, как именно этими факторами определяется структура прикатодной области и ее основные характеристики [8]. В прикатодной области, так же как и в случае отрицательного АП, формируются немонотонный профиль потенциала и популяция запертых электронов. Поэтому гидродинамический анализ, выполненный [1–3,11], основанный на усредненных по ФРЭ электронных параметрах, неадекватно отражает основные характеристики явления и не может быть сделан логически замкнутым.

Подробно эксперименты [12], выполненные в трубке радиусом 1.5 см в ртути, показали, что в зависимости от условий разряда реализуются оба сценария (рис. 1). При больших токах (1 А и выше) знак АП оказался подобно (1.1) отрицательным при всех исследованных давлениях (от  $3 \cdot 10^{-2}$  до 1 Па), причем разность потенциалов была меньше, чем (1.1), и составляла 1–2 В. При токах порядка сотен миллиампер и при малых давлениях (ниже примерно 1 Па) анод был тоже заряжен отрицательно. При увеличении давления происходил резкий переход к положительному АП, которое составляло 6–8 В, и профиль потенциала становился монотонным. Вопрос о смене знака АП обсуждался также в [10].

В [7] была исследована прианодная область в неоне при малом (порядка десятков мА) токе в трубке радиусом 1 см и давлении  $10^2$  Па. Анодное падение было положительным, причем имела место „трубопроводная“ ФРЭ, которая формировалась джоулевым нагревом и потерями энергии в неупругих столкновениях, вклад межэлектронных ударов и потерь энергии в упругих столкновениях был пренебрежимо мал. Такая ФРЭ

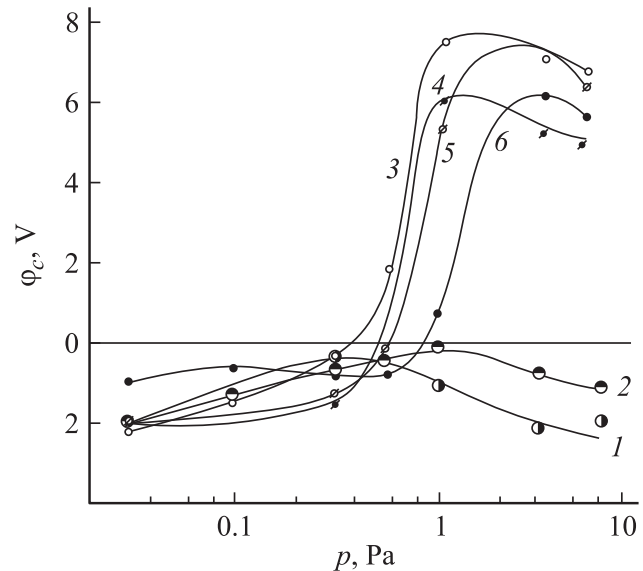


Рис. 1. Зависимость анодного падения потенциала в ртути от тока и давления согласно [12]. Радиус трубки 1.5 см; значения тока: 1 — 10; 2 — 3; 3 — 0.3; 4 — 1; 5 — 0.1; 6 — 0.05 А.

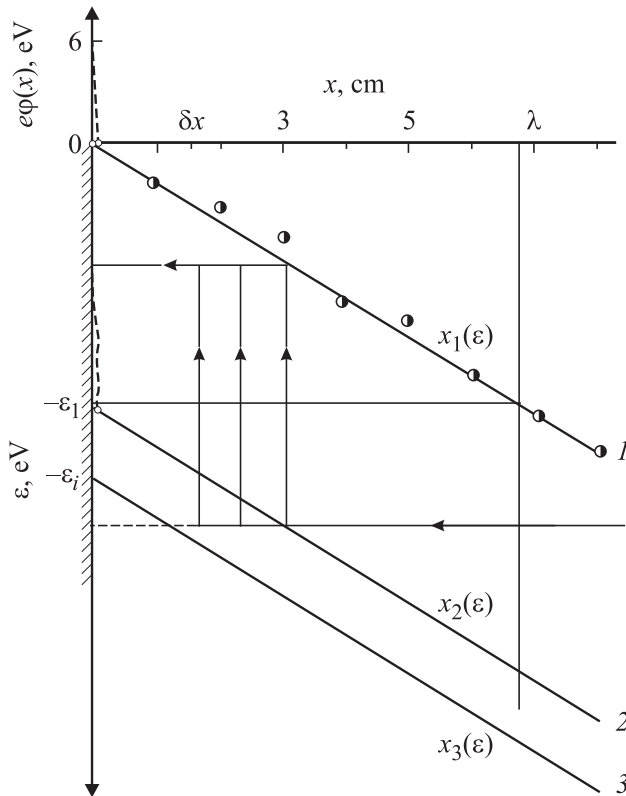
была названа в [13] „трубопроводной“. Так как сечение возбуждения достаточно велико, то электроны, у которых кинетическая энергия  $w$  превышает энергию первого возбужденного уровня  $\varepsilon_1$ , в положительном столбе почти отсутствуют, так что изотропная часть ФРЭ соответствует сохранению полной энергии и может быть аппроксимирована как

$$f_0(\varepsilon, x) = \Phi(\varepsilon) \int_x^{x_2(\varepsilon)} \frac{dx'}{v^3/v(\varepsilon, x')}. \quad (1.3)$$

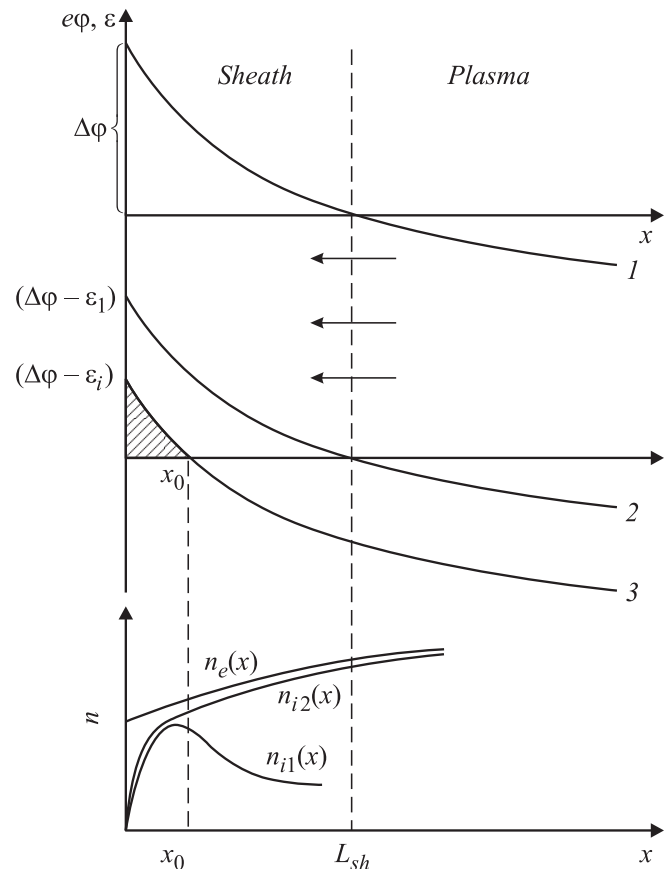
Здесь  $\varepsilon = w - e\varphi(x)$  — полная энергия электрона,  $\Phi(\varepsilon)$  — дифференциальный поток, т.е. поток электронов с энергиями между  $\varepsilon$  и  $(\varepsilon + d\varepsilon)$ ,  $v(w)$  — транспортная частота электрон-атомных столкновений. Электроны попадают на „ступеньку“, соответствующую энергии  $\varepsilon$ , претерпев неупругое столкновение на предыдущей (правой) ступеньке  $(\varepsilon - \varepsilon_1)$ , обладая малой кинетической энергией, и начинают диффузионное движение с постоянной  $\varepsilon$  до точки, в которой  $w = \varepsilon_1$ , где они претерпевают следующее неупругое столкновение, переходя на следующую ступеньку, которая расположена на  $\varepsilon_1$  выше, или до анода, где они поглощаются. Верхний предел интегрирования  $x_2(\varepsilon)$  в положительном столбе соответствует точке, в которой кинетическая энергия электрона с полной энергией  $\varepsilon$  равна  $\varepsilon_1$ . Вблизи же анода на расстояниях, меньших, чем  $(\varepsilon_1/eE_z)$ , верхний предел в (1.3) ближе к началу ступеньки  $x_1(\varepsilon)$ . Он соответствует поверхности анода. Следовательно, длина ступенек, левый конец которых лежит на аноде, оказывается короче, чем в столбе, и уменьшается с ростом  $\varepsilon$ . Так как прианодная область граничит с пространственно-однородным положительным столбом, то дифференциальный поток на

всех ступеньках  $\Phi(\varepsilon) = \text{const}$ . Эти условия фиксируют наклон ФРЭ (1.2), так что сокращение длины ступеньки  $(x_2 - x_1)$  означает просто пропорциональное уменьшение ФРЭ. У анода эти электроны, ФРЭ для которых меньше, чем в столбе, обладают малой кинетической энергией.

Профиль потенциала в прианодной области и область интегрирования в (1.3) изображены на рис. 2. Точки соответствуют наблюдаемому профилю потенциала. Видно, что измеренное продольное электрическое поле  $E_z$  мало отличается от поля в положительном столбе. Лишь вблизи самого анодного слоя поле несколько уменьшается; высота прианодного падения потенциала составляла примерно 6–8 V. Так как дифференциальный поток  $\Phi(\varepsilon)$  при всех значениях  $\varepsilon$  одинаков, а начиная с расстояний  $(\varepsilon_1/eE_z)$  от катода верхний предел в (1.3) оказывается меньше, чем в положительном столбе, то из рис. 2 видно, что начиная с этого расстояния (в условиях эксперимента оно составляло 6.75 см) медленная часть ФРЭ начинает обедняться. Так как хвост ФРЭ, ответственный за возбуждение и ионизацию, а значит и за излучение, остается при этом практически



**Рис. 2.** Профиль потенциала в экспериментах [7]. Кривая 1:  $\varepsilon = -e\varphi(x)$ ;  $w = 0$  (обратная ей есть  $x = x_1(\varepsilon)$ ); точки — измеренные значения  $\varphi(x)$ . Кривая 2 определена, согласно  $w = \varepsilon + e\varphi(x_2(\varepsilon)) = \varepsilon_1$ . Ниже кривой 3  $w = \varepsilon + e\varphi(x_3(\varepsilon)) = \varepsilon_i$  начинается ударная ионизация. Стрелками показаны траектории электронов, диффундирующих при постоянной полной энергии, соответствующие ФРЭ (1.3). Анод, поглощающий все падающие на него электроны, расположен при  $x = 0$ .



**Рис. 3.** Профили потенциала и концентраций электронов и ионов в слое. Область  $0 < x < x_0$ , в которой образуется ионный поток заштрихована. Зависимость  $n_{i1}(x)$  соответствовала безстолбчатому слою; профиль  $n_{i2}(x)$  — учета ионно-атомных столкновений и переходу в плазму.

неизменным, то эта протяженная область, в которой обеднена медленная часть ФРЭ, оставалась до недавнего времени незамеченной.

Рассмотрим формирование слоя (рис. 3). Так как ионный поток при положительном АП-падении возникает в результате ионизации в крайне тонкой области слоя, прилегающей к самому аноду, то плотность ионов в слое мала и объемный заряд в нем является, по всей видимости, отрицательным. В экспериментах [7,12] перепад потенциала в слое был невелик — существенно меньше энергии  $\varepsilon_1$ , которая представляет собой характерный энергетический масштаб трубопроводной ФРЭ (1.3). Поэтому электронная концентрация в слое незначительно убывает от плазмы к аноду. Значительная же ионизация в слое, намного превосходящая слабую ионизацию в столбе, происходит только если перепад потенциала в нем удовлетворяет условию  $\Delta\varphi > (\varepsilon_i - \varepsilon_1)$  и только в прианодной части слоя при  $0 < x < x_0$ . Действительно, ФРЭ (1.3) соответствует потоку электронов, кинетические энергии которых в плазме не превышают  $\varepsilon_1$  (и тем более  $\varepsilon_i$ ). Чтобы произвести ионизацию в столбе, электрон с энергией  $w > \varepsilon_1$  должен пройти расстояние

$(\varepsilon_i - \varepsilon_1)/E_z$ , не претерпев неупругого столкновения. Так как поле  $E_z$  в слое мало, то „оптическая толщина“ этой „поглощающей области“ велика и вероятность ионизации экспоненциально мала. В слое же поле велико и ее „оптическая толщина“ резко сокращается. С этим сценарием согласуется тот факт, что при положительном АП вблизи самого анода наблюдается тонкая ярко светящаяся пленка, а перепад потенциала в слое в обоих известных нам случаях [7,12] составлял 6–8 В, что как раз примерно соответствует разности  $(\varepsilon_i - \varepsilon_1)$ , ненамного ее превосходя. В работах, упомянутых в [1], также отмечалось, что положительное АП было порядка  $\varepsilon_i$ . Поэтому интенсивная ионизация в слое происходит вблизи самого анода, а в основной части слоя и при переходе в плазму поток ионов сохраняется. В отсутствие столкновений ионов с атомами постоянный ионный поток соответствует концентрации ионов, убывающей по мере разгона ионов и приближения к плазме. Но при этом оказывается невозможен переход от слоя, в котором доминирует электронный объемный заряд, в квазинейтральную плазму. Для этого было бы необходимо, чтобы ионная концентрация асимптотически стремилась к электронной. Такая ситуация возможна только при относительно высоком давлении, когда толщина слоя превышает длину пробега ионов. Только в этом случае концентрация ионов при постоянном их потоке возрастает при уменьшении поля по мере приближения к плазме и в принципе возможно сопряжение слоя и плазмы. Этим обстоятельством и объясняется, по всей видимости, тот факт, что положительное АП и монотонный профиль потенциала имеет место только при достаточно высоком давлении (рис. 1). Отметим также, что в [7] вблизи перехода плазма-слой наблюдалось некоторое уменьшение поля в плазме (рис. 2). Если движение ионов является столкновительным, то при этом даже небольшой ионный поток, поступающий из слоя, соответствует значительной ионной концентрации, что способствует переходу слоя в квазинейтральную плазму.

Что касается смены режимов анодного падения при изменении тока, то она явно связана с переходом от трубопроводной ФРЭ (1.3) к максвелловской. Для оценки можно попытаться сравнить обратную частоту межэлектронных столкновений:

$$v_{ee}^{-1} = \frac{\pi e^4 n_e}{w^2 v} \ln \Lambda, \quad (1.4)$$

где  $\ln \Lambda$  — известный кулоновский логарифм, который в тлеющих разрядах порядка десятки, со временем, за которое электрон проходит в своем диффузионном движении „ступеньку“ ФРЭ, длиной  $(\varepsilon_1/eE)$ :

$$\tau_d = (\varepsilon_1/eE)^2 / (v\lambda/3). \quad (1.5)$$

Грубая оценка для условий экспериментов [12] дает, что характерные значения времени (1.4) и (1.5) становятся равны при токе порядка 1 А (ср. рис. 1).

Чтобы оценить критическое давление [12], соответствующее переходу к столкновительному режиму движения ионов, аппроксимируем длину пробега ионов как

$$\lambda_i \approx (500p)^{-1}, \quad (1.6)$$

а дебаевский радиус

$$r_D \approx 10^{-2}/\sqrt{I}, \quad (1.7)$$

где ток в амперах, а давление в Торг. Отсюда получаем критическое давление при токе 1 А порядка 10 Па, что примерно на порядок больше наблюдавшегося. Учитывая крайнюю грубость оценок, расхождение вряд ли является драматическим.

Тот факт, что критическое давление в большинстве исследованных в [12] случаев растет с уменьшением тока (а не уменьшается, как казалось бы естественным), свидетельствует, по всей видимости, о том, что процесс смены знака АП является достаточно сложным и детали его пока малопонятны.

Вышеприведенные соображения носят, конечно, характер догадок и грубых оценок. Более строгое доказательство и количественный самосогласованный анализ пока отсутствуют. Представляется ясным, что кинетика электронов играет определяющую роль в этом круге вопросов. Для того чтобы внести большую ясность в эту интересную и практически важную проблему, имеется настоятельная необходимость предпринять комплексное экспериментальное и расчетно-теоретическое (крайне желательно, двумерное) исследования структуры прианодной области.

Автор признателен А.А. Кудрявцеву и С.М. Школьнику за полезные обсуждения.

Работа поддержана грантом РФФИ № 09-02-01194.

## Список литературы

- [1] *Druyvesteyn M.J., Penning F.M.* // Rev. Mod. Phys. 1940. Vol. 12. P. 87.
- [2] *Грановский В.Л.* Электрический ток в газе. Установившийся ток. М.: Наука, 1971. С. 386–394; 519–522.
- [3] *Francis G.* The Glow Discharge at Low Pressure, Handb. Physik, 27. Berlin: Springer, 1956.
- [4] *Школьник С.М.* Анодные явления в дуговых разрядах. „Энциклопедия низкотемпературной плазмы“. Вводный том II. Кн. 2. 2000. С. 147–165.
- [5] *Kolobov V.I., Tsendin L.D.* // Phys. Rev. A. 1992. Vol. 46. N 12. P. 7837–7852.
- [6] *Tsendin L.D.* // Sov. Phys.-Tech. Phys. 1986. Vol. 31. N 2. P. 169–175; ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 2. С. 279–288.
- [7] *Аль-Хават Ш., Голубовский Ю.Б., Цендин Л.Д.* // Sov. Phys.-Techn. Phys. Vol. 31. N 7. P. 760–763; ЖТФ. 1987. Т. 57. № 7. С. 1285.
- [8] *Langmuir I., Compton R.T.* // Rev. Mod. Phys. 1931. Vol. 3. P. 191.
- [9] *Цендин Л.Д.* // ФТТ. 1965. Т. 8. Вып. 4.

- [10] Бакиит Ф.Г., Мойжес Б.Я., Немчинский В.А. // ЖТФ. 1967. Т. 37. С. 54.
- [11] Von Engel A. // Phil. Mag. 1941. Vol. 32. N 214. P. 417–428; A von Engel. Ionized Gases. Oxford: Clarendon, 1955.
- [12] Клярфельд Б.Н., Неретина Н.А. // ЖТФ. 1958. Т. 28. С. 292; 1959. Т. 29. С. 15.
- [13] Кудрявцев А.А., Смирнов А.С., Цендин Л.Д. Физика тлеющего разряда. СПб.: Лань, 2010; Цендин Л.Д. Нелокальная кинетика электронов в газоразрядной плазме // УФН. 2010. Т. 180. № 2. С. 139–164.