

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ТЕОРИИ ПРИЭЛЕКТРОДНОГО СЛОЯ ИЗМЕНЕНИЯ ПОТЕНЦИАЛА

Г. А. Любимов

(Москва)

Рассматривается уточнение теории приэлектродного слоя, развитой в предыдущих работах [1, 2]. Уточнение теории производится на основе учета ионизации ударом, которую создают электроны, ускоренные в приэлектродном слое, на внешней границе приэлектродного слоя.

Полученные теоретические выводы сравниваются с упрощенной теорией приэлектродного слоя и экспериментальными данными работы [3]. Сравнение показывает, что излагаемая в данной работе теория лучше, чем теория, развитая в работах [1, 3], описывает экспериментальные результаты. Количественное совпадение расчетных и экспериментальных кривых можно считать удовлетворительным.

1. В работах [1, 2] были сформулированы некоторые предположения относительно структуры приэлектродного слоя резкого изменения потенциала, который возникает на электродах магнетогидродинамических устройств. Эти предположения сводятся в основном к следующим.

1. Толщина приэлектродного слоя считается равной дебаевской длине

$$d = \left(\frac{kT}{4\pi e^2 n_e} \right)^{1/2} \quad (1.1)$$

2. Изменение потенциала внутри приэлектродного слоя считается линейным, так что электрическое поле внутри слоя считается постоянным и равным

$$E = \varphi_{\pm} / d \quad (1.2)$$

Здесь $\varphi_{\pm}$ — изменение электрического потенциала в приэлектродном слое на положительном (с которого электроны поступают в поток) и отрицательном (с которого электроны уходят из потока) электродах соответственно.

На основе предположений (1.1), (1.2) для горячих электродов можно определить изменение потенциала в приэлектродных слоях. Соотношение, связывающее изменение потенциала в приэлектродном слое с плотностью тока, получается на основе баланса заряженных частиц и имеет вид [2]

$$\begin{aligned} j \left\{ 1 - \frac{1}{2} \left(1 - \psi \left[\frac{V \sqrt{2\varphi_{\pm} 11600}}{\sqrt{T}} \right] \right) \right\} = \\ = \pm \left(j_s \exp \left\{ \frac{4.39}{T} \frac{V \sqrt{\varphi_{\pm}}}{\sqrt{d}} \right\} + j_i \right) \mp j_e \exp \left\{ - \frac{11600}{T} \varphi_{\pm} \right\} \quad (1.3) \\ j_s = AT^2 \exp \left\{ - \frac{e\Phi}{kT} \right\}, \quad j_e = n_e e \left(\frac{kT}{2\pi m_e} \right)^{1/2}, \quad j_i = n_i e \left(\frac{kT}{2\pi m_i} \right)^{1/2} \end{aligned}$$

Здесь Φ — работа выхода материала электрода, T — температура электрода и газа, которые предполагаются равными, e — заряд электрона, k — постоянная Больцмана, n_e , n_i — плотности электронов и ионов на внешней границе приэлектродного слоя, m_e , m_i — массы электрона и иона соответственно, ψ — интеграл вероятности.

Под термином «горячий электрод» понимается электрод, поверхность которого находится при такой температуре, что 1) имеют место существенные токи эмиссии; 2) дебаевская длина, подсчитанная по этой температуре, много меньше длины свободного пробега электрона в газе.

Последнее обстоятельство существенно, так как в дальнейшем будет предполагаться, что электроны не испытывают столкновений в приэлектродном слое. Кроме того, при рассмотрении движения газа это предположение позволяет отделить задачу приэлектродного слоя от задачи о вязком пограничном слое, т. е. отделить задачу о течении газа и рассматривать решение задачи приэлектродного слоя как измененное граничное условие для расчета течения газа.

Соотношение (1.3) позволяет при заданных определяющих задачу параметрах найти связь

$$\varphi_{\pm} = f(j, T, \Phi, n_e, n_i, \dots) \quad (1.4)$$

Зная связь (1.4), легко написать вольт-амперную характеристику канала [1, 2]

$$V = R^*j + \varphi_+ - \varphi_- \quad (1.5)$$

Если рассматривать канал, к которому приложена внешняя разность потенциалов, то V — это приложенная разность потенциалов, а $R^* = r$ — внутреннее сопротивление газового промежутка. Если же рассматривать канал, по которому движется газ в магнитном поле так, что разность потенциалов на электродах индуцируется движением газа (магнитогидродинамический генератор), то $R^* = r + R$ (R — внешняя нагрузка), а $V = E$ — электродвижущая сила (ЭДС) генератора.

В работах [1, 2] были рассчитаны вольт-амперные характеристики каналов при различных условиях по формулам (1.3) — (1.5). Эти расчеты показали, что при малых токах вольт-амперная характеристика линейна.

При больших токах вольт-амперная характеристика тоже почти линейна, но наклон ее значительно больше, чем на начальном участке.

При плотностях тока, значительно превышающих плотность тока эмиссии ($j \gg j_0$), значительная часть приложенной разности потенциалов (или ЭДС) «гасится» на приэлектродном слое и положительном электроде (φ_+). В рамках развитой теории [1] это падение потенциала может достигать десятков вольт.

При больших падениях потенциала в приэлектродном слое на поверхности электрода и на внешней границе приэлектродного слоя могут иметь место явления, изменяющие баланс заряженных частиц и не учтенные в формуле (1.3). К таким явлениям относятся ударная ионизация молекул газа ускоренными в приэлектродном слое электронами и выбивание электронов из поверхности электрода при «бомбардировке» его ускоренными в приэлектродном слое ионами; ниже будет показано, как учесть эти эффекты при расчете падения потенциала в приэлектродном слое.

Отметим, что предположения о структуре слоя (1.1) — (1.2) будут считаться выполненными. Вопрос о структуре приэлектродного слоя и о границах применимости предположений (1.1) — (1.2) при наличии эмиссии с электрода и при $j \neq 0$ требует специального исследования, которое здесь проводится не будет.

Известно (см., например, [4, 5]), что электроны, ускоренные до энергий, превышающих энергию ионизации молекул газа, при столкновениях с молекулами могут ионизовать их, теряя при этом часть своей энергии. Процесс ионизации при ударе имеет некоторую вероятность, которая зависит от энергии ударяющего электрона и рода ионизируемого газа. Установлено, что при энергиях электронов порядка нескольких потенциалов ионизации вероятность ионизации пропорциональна энергии электронов

$$f_i = C(\varphi - U_i), \quad C = 0 \quad \text{при } \varphi < U_i \quad (1.6)$$

Здесь φ — ускоряющий электроны потенциал, константа C зависит от рода газа и определяется экспериментально.

По предположению, толщина приэлектродного слоя меньше длины свободного пробега электрона (горячий электрод). Следовательно, если считать, что электроны, эмитированные электродом, покидают его поверхность с нулевой скоростью, то на внешней границе положительного приэлектродного слоя они приобретают энергию $e\varphi_+$. Таким образом, если изменение потенциала в приэлектродном слое станет больше потенциала ионизации газа, то эмитированные с поверхности электроны будут способны ионизовать атомы газа на границе приэлектродного слоя.

Очевидно, что при ионизации ударом на внешней границе приэлектродного слоя вместо одного электрона появляются два электрона и один ион. Существующее вблизи положительного электрода электрическое поле отталкивает электроны и притягивает ионы к поверхности электрода. При этом ионная компонента электрического тока на поверхности электрода возрастет, что должно привести к изменению баланса частиц на поверхности электрода и, следовательно, — к изменению соотношения (1.3).

Соотношение, выражающее баланс заряженных частиц на поверхности положительного электрода, записывается в виде

$$j_s \exp \left\{ \frac{4.39}{T} \sqrt{E} \right\} + j_i + j_i^* - j_e \exp \left\{ - \frac{e\varphi_+}{kT} \right\} = j \quad (1.7)$$

Здесь j_i^* / e — число ионов, возникающих в результате ударной ионизации на границе приэлектродного слоя.

Для того чтобы из (1.7) получить граничное условие типа (1.3), необходимо определить величину j_i^* , связанную с ударной ионизацией.

Если газ представляет собой смесь газа с относительно высоким потенциалом ионизации и добавки с низким потенциалом ионизации, как это имеет место в ряде случаев, то очевидно, что с ростом изменения потенциала в приэлектродном слое сначала начнется ударная ионизация добавки (процентное содержание которой невелико), а затем уже — атомов основного газа. Число актов ионизации каждой компоненты зависит от числа столкновений ускоренных электронов с атомами данной компоненты, которое, в свою очередь, зависит от концентраций и поперечных сечений компонент. Число электронов, способных ионизовать атомы, определяется числом эмитированных электронов

$$N = \frac{j_s}{e} \exp \left\{ \frac{4.39}{T} \sqrt{E} \right\} \quad (1.8)$$

Если через n_k и Q_k обозначить число частиц и поперечное сечение атомов присадки и через n_a и Q_a — число частиц и сечение атомов основного газа, то из общего числа (1.8) электронов, способных к ионизации, с атомами присадки столкнется $N n_k Q_k / (n_k Q_k + n_a Q_a)$ электронов, а с атомами основного газа — $N n_a Q_a / (n_k Q_k + n_a Q_a)$ электронов.

Вероятность того, что при соударении произойдет ионизация, определяется соотношением (1.6). Отсюда ясно, что пока изменение потенциала в приэлектродном слое (φ_+) меньше наименьшего потенциала ионизации смеси, то ударной ионизации не происходит. При этом очевидно, что $j_i^* = 0$ и имеет место соотношение (1.3).

Когда изменение потенциала в приэлектродном слое будет больше потенциала ионизации присадки (U_k), то число актов ионизации будет определяться выражением

$$j_i^* = eN \left\{ \frac{n_k Q_k}{n_k Q_k + n_a Q_a} C_k (\varphi_+ - U_k) + \frac{n_a Q_a}{n_k Q_k + n_a Q_a} C_a (\varphi_+ - U_a) \right\} \\ C_k = 0 \quad \text{при } \varphi_+ < U_k, \quad C_a = 0 \quad \text{при } \varphi_+ < U_a \quad (1.9)$$

С учетом (1.9) получим из (1.7) следующее соотношение, определяющее величину изменения потенциала в приэлектродном слое:

$$j \left\{ 1 - \frac{1}{2} \left(1 - \psi \left[\frac{V \sqrt{2\Phi_+ + 11600}}{V T} \right] \right) \right\} = j_i - j_e \exp \left\{ - \frac{11600}{T} \Phi_+ \right\} + \\ + j_s \exp \left\{ \frac{4.39}{T} \sqrt{\frac{\Phi_+}{d}} \right\} \left[1 + \frac{n_k Q_k}{n_k Q_k + n_a Q_a} C_k (\Phi_+ - U_k) + \right. \\ \left. + \frac{n_a Q_a}{n_k Q_k + n_a Q_a} C_a (\Phi_+ - U_a) \right] \quad (1.10)$$

Пределы применимости формулы (1.10) ограничены пределами применимости формулы (1.6) для вероятности ионизации. Очевидно, что соотношение (1.10) легко обобщается, если вместо (1.6) использовать более точные формулы для вероятности ионизации [4-6].

Отметим, что экспериментальные константы C_k , C_a определяются в электронике при низких давлениях и температурах. Перенос этих значений на рассматриваемый здесь случай подразумевает предположение о том, что вероятность ионизации не зависит от температуры и давления газа.

При больших изменениях потенциала в приэлектродном слое, кроме ударной ионизации, возможен еще один механизм возникновения свободных электронов — механизм выбивания электронов из поверхности электрода при «бомбардировке» его ускоренными в приэлектродном слое ионами.

В электронике число электронов, возникающих от ударов ускоренных ионов о поверхность электрода, характеризуют отношением числа возникших электронов к числу падающих ионов

$$\gamma = j_e^o / j_i^o \quad (1.11)$$

Коэффициент γ является экспериментальной константой, зависящей от рода «бомбардирующих» ионов и от материала электрода. Для некоторых газов и материалов этот коэффициент определен [5] при низких давлениях и температурах. Оказалось, что ионы щелочных металлов начинают выбивать свободные электроны только при очень больших энергиях от 100 до 500 эв. С другой стороны, ионы инертных газов уже при малых энергиях дают заметное число свободных электронов, например, для ионов аргона и вольфрамового электрода $\gamma = 0.02$ при энергии ~ 10 эв и меняется слабо до энергий ~ 50 эв.

Если считать, что при рассматриваемых температурах ионизуются в основном атомы присадки (щелочного металла) и что значение γ не зависит от температуры и давления (это предположение нуждается в уточнении), то с большой степенью точности $\gamma = 0$ до тех пор, пока не начнется ударная ионизация основного газа на внешней границе приэлектродного слоя.

Очевидно, что выбивание электронов из электродов эквивалентно увеличению ионного тока, поэтому соотношение (1.7) заменится при этом следующим (в предположении, что атомы основного газа термически неионизованы):

$$j = j_s \exp \left\{ \frac{4.39}{T} \sqrt{E} \right\} + (j_i + j_{ik}^*) + (1 + \gamma_a) j_{ia}^* - j_e \exp \left\{ - \frac{11600}{T} \Phi_+ \right\}$$

где j_{ik}^* , j_{ia}^* — плотности тока ионов, возникших в результате ударной ионизации.

Из уравнения (1.12) легко получить граничное условие типа (1.10) с учетом выбивания электронов из электрода. Как следует из [1], изменение потенциала в приэлектродном слое на отрицательном электроде при протекании тока убывает, и это изменение имеет порядок долей вольта до довольно больших плотностей тока. Следовательно, для расчета изменения потенциала в приэлектродном слое на отрицательном электроде можно пользоваться соотношением (1.3).

Таким образом, в рамках принятых предположений относительно приэлектродного слоя на горячих электродах возможно учесть ударную ионизацию на границе приэлектродного слоя и выбивание электронов из электрода путем удара ускоренных ионов. Необходимо, конечно, иметь в виду, что при таком учете в граничное условие вводятся новые экспериментальные константы. Значения этих констант для условий, в которых работают магнитогидродинамические устройства, необходимо определить из соответствующих экспериментов. В качестве первого приближения можно использовать значения констант, принятые в технике газового разряда [4-6].

2. В работе [2] было приведено сравнение результатов расчета вольт-амперной характеристики по формуле (1.3) с экспериментальными результатами работы [7]. Ниже будет проведено сравнение с экспериментальными результатами работы [3].

В работе [3] приведены результаты экспериментов по пропусканию тока через газовый промежуток. Рабочий газ — аргон с добавкой различного количества калия. Давление 1 атм, $T = 2200 \pm 200^\circ \text{K}$. Материал электродов — графит, эмиссионные константы которого в работе не приводятся.

В работе приведены осциллограммы вольт-амперных характеристик газового промежутка при различных концентрациях присадок.

Кроме того, в [3] изложена теория приэлектродного слоя, в которой приэлектродный слой заменяется поверхностью разрыва потенциала. Эта упрощенная теория не учитывает влияния эффекта Шоттки на эмиссию электрода и существования средней направленной скорости электронов при $j \neq 0$. Соответствующие формулы этой теории могут быть получены из формул работы [1] при указанных выше предположениях. Выражения для изменения потенциала в приэлектродном слое имеют при этом простой вид

$$\varphi_+ = \frac{kT}{e} \ln \frac{i_e}{i_i + i_a - i}, \quad \varphi_- = \frac{kT}{e} \ln \frac{i_e}{i_i + i_a + i} \quad (2.1)$$

В процессе эксперимента [3] температура газа и электродов менялась (происходил разогрев установки).

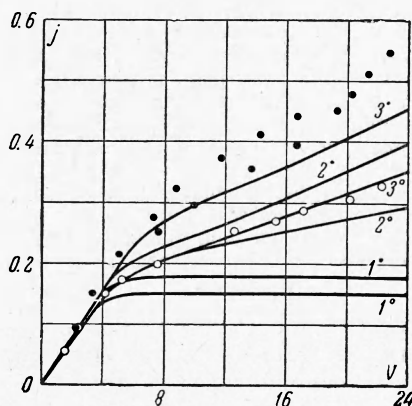
Для сравнения нами были выбраны две осциллограммы, которые, судя по наклону вольт-амперных характеристик в начале координат, соответствовали примерно одинаковым температурным условиям. Одна из этих характеристик соответствовала 0.2% присадки (снятые с этой осциллограммы светлые точки на фигуре), другая соответствовала 0.4% присадки (темные точки на фигуре).

Так как эмиссионные свойства материала электродов в работе [3] не указаны, то для определения тока эмиссии была использована осциллограмма, соответствующая присадке 0.2% калия. Было предположено, что $T = 2200^\circ \text{K}$. Величина тока эмиссии и сопротивления промежутка определяются (при заданной температуре) по углу наклона вольт-амперной характеристики в начале координат и из условия совпадения расчетной и экспериментальной характеристик в нелинейной переходной области от прямолинейного участка в начале координат к почти прямолинейному участку при больших токах.

Такое определение констант дало следующие результаты:

$$R^* = 24.1 \text{ ом}, \quad i_a = 0.095 \text{ а / см}^2 \quad \text{при } T = 2200^\circ \text{K} \quad (2.2)$$

Рассчитанная при значениях (2.2) вольт-амперная характеристика имеет вид кривой 2° на фигуре. При расчете кривой 2° использовалось соотношение (1.3), которое, с точки зрения общих соображений, должно хорошо описывать явление при относительно малых изменениях потенциала в приэлектродном слое. Сравнение этой кривой с экспериментальными точками показывает, что, начиная с некоторой величины плотности тока, экспериментальные точки уклоняются от расчетной кривой в сторону уменьшения эквивалентного сопротивления приэлектродных слоев. Анализ расчетной кривой



Фиг. 1

показал, что такое отклонение экспериментальных точек начинается тогда, когда падение потенциала в приэлектродном слое становится больше потенциала ионизации калия. В связи с этим было предположено, что расхождение кривой 2° на фигуре с экспериментальными точками объясняется тем, что при расчете не учитывалась ударная ионизация, присадки. Чтобы учесть ударную ионизацию калия, надо вместо (1.3) использовать при расчете (1.10). Постоянная C_k в (1.10) была неизвестна, поэтому для ее определения была использована та же осциллограмма (фигура). Определенная из условия совпадения экспериментальной и расчетной по (1.10) характеристик постоянная C_k оказалась равной

$$C_k = 0.05 \quad (2.3)$$

При расчете константы C_k считалось, что сечения столкновений аргона и калия связаны соотношением [8]

$$Q_a = 2 \cdot 10^{-3} Q_k \quad (2.4)$$

Рассчитанная по (1.10) с учетом (2.2) — (2.4) характеристика представлена кривой 3° на фигуре. На этой же фигуре для сравнения приведена рассчитанная по (2.1) характеристика при тех же значениях констант (2.2) — (2.4) (кривая 1°).

Сравнение кривых 1° и 2°, 3° показывает, что развитая здесь теория лучше, чем теория [3], описывает качественную и, в некотором отношении, количественную сторону явления. Теория [3], не учитывающая эффекта Шоттки и ударной ионизации, дает участок токов насыщения на вольт-амперной характеристике. Существующие экспериментальные характеристики не имеют участков токов насыщения даже при малой концентрации присадки.

Для того чтобы проверить качество развиваемой теории, была рассчитана вольт-амперная характеристика, соответствующая 0,4% присадки калия (экспериментальные точки для этого случая представлены черными точками на фигуре). При этом были использованы значения констант, определенные из предыдущей осциллограммы (2.2) — (2.3). Если считать, что между моментами получения осциллограмм температура газа не изменилась, т. е. $T = 2200^\circ \text{K}$, то расчет дает кривую 2°. Эта кривая идет несколько ниже экспериментальных точек, причем расхождение расчетной и экспериментальных кривых имеет порядок флуктуаций самого эксперимента (две серии черных точек на фигуре).

Если предположить, что температура в последнем случае немного изменилась и для этого случая $T = 2300^\circ \text{K}$, то расчетная кривая (кривая 3° на фигуре) не только качественно, но и количественно хорошо описывает экспериментальные точки.

Для сравнения на фигуре приведена кривая 2°, соответствующая теории работы [3] при $T = 2300^\circ \text{K}$.

Разумеется, что проведенное здесь сравнение экспериментальных и расчетных данных может служить лишь качественным подтверждением развиваемой теории. Дело в том, что одна из основных характеристик явления — температура электрода — не измерялась в эксперименте, а температура газа измерялась весьма грубо. Влияние же температуры на вид вольт-амперной характеристики очень велико (сравни кривые 2° и 3° на фигуре). Кроме того, неизвестны эмиссионные свойства электродов, а их определение из обработки экспериментальных данных не может претендовать на большую точность. То же относится и к определению константы ударной ионизации C_k .

Тем не менее, проведенное сравнение показывает, что развитая теория хорошо описывает качественную сторону явления и дает лучшие результаты, чем теория работы [3].

Поступила 19 IV 1964

ЛИТЕРАТУРА

1. Любимов Г. А. Изменение электрического потенциала вблизи стенки канала при движении ионизованного газа в магнитном поле. ПМТФ, 1963, № 5.
2. Любимов Г. А. Приэлектродные слои изменения потенциала при пропускании слабого тока через ионизованный газ. ПМТФ, 1963, № 6.
3. Croitoru Z. Montardy A. Electrode phenomena, tensor conductivity and electrode heating in seeded argon. IV symp. ing. aspect magnetohydrodynamic, 1963.
4. Гапонов В. И. Электроника. Физматгиз, 1960.
5. Грановский В. Л. Электрический ток в газе. Гостехиздат, 1952.
6. Канцов Н. А. Электрические явления в газах и вакууме. Гостехиздат, 1950.
7. Mulloney G. J., Kydd P. H., Dibelius N. R. Electrical conductivity in flame gases with large concentration of potassium. J. Appl. Phys., 1961, v. 32, No. 4.
8. Rosa R. I. Physical principles of magnetodynamic power generation. Phys. Fluids, 1961, v. 4, No. 2.