

плазменных сгустков с оптимальными параметрами неустойчивость, возникающая в сгустках, существенно осложняет не только транспортировку, но и ввод их в различные системы магнитных ловушек.

Авторы весьма признательны С. С. Моисееву, В. Н. Ораевскому и Р. З. Сагдееву за плодотворное обсуждение полученных результатов.

Поступила 26 VIII 1963

ЛИТЕРАТУРА

1. Philip J. Hart. Plasma Acceleration with Coaxial Elektrodes. Phys. Fluids, 1962, vol. 5, No. 1, 38.
2. Josephson V. and Hales R. W. Parametrik Study of the Conical Shock Tube. Phys. Fluids, 1961, vol. 4, No. 3, 373.
3. Морозов А. И. и Соловьев Л. С. Об ускорении плазмы в коаксиале. Ж. техн. физ., 1960, т. XXX, 1104.
4. Борзунов Н. А., Орлинский Д. В., Осовец С. Я. Исследование мощного импульсного разряда в конических камерах. Ж. эксперим. и теор. физ., 1961, т. 36, 717.
5. Веденов А., Велихов Е., Сагдеев Р. Устойчивость плазмы. Усп. физ. наук, 1961, т. 73, 701.

ПРИЭЛЕКТРОДНЫЕ СЛОИ ИЗМЕНЕНИЯ ПОТЕНЦИАЛА ПРИ ПРОПУСКАНИИ СЛАБОГО ТОКА ЧЕРЕЗ ИОНИЗОВАННЫЙ ГАЗ

Г. А. Любимов
(Москва)

В ряде работ (см., например, [1,2]) для измерения электропроводности ионизованного газа используется «электродный» метод. При этом к электродам, граничащим с газом, подводится некоторая разность потенциалов и по наклону вольт-амперной характеристики в начале координат определяют среднее сопротивление газового промежутка.

Экспериментально обнаружено [1, 2], что при малых токах (малых приложенных напряжениях) вольт-амперная характеристика имеет прямолинейный участок. При увеличении плотности тока (возрастании прикладываемой разности потенциалов) вольт-амперная характеристика становится существенно нелинейной и наступает режим «насыщения», т. е. режим, при котором плотность тока почти не изменяется при увеличении разности потенциалов на электродах.

В работе [1] указывается, что экспериментально полученная величина тока насыщения хорошо согласуется с предельным значением плотности тока, определяемым соотношением [1]

$$j^* = j_+ + j_s = \frac{n_i e}{2.99 \cdot 10^9} \left(\frac{kT}{2\pi m_i} \right)^{1/2} + AT^2 \exp \left\{ - \frac{e\Phi}{kT} \right\} \quad (1)$$

Здесь j_+ — плотность тока положительных ионов через некоторую поверхность при условии максвелловского распределения скоростей ионов, j_s — плотность эмиссионного тока электронов с поверхности электрода, зависящая от температуры электрода T и работы выхода материала электрода Φ .

В экспериментах [1] использовались цилиндрические электроды, поэтому начальный участок вольт-амперной характеристики определяется соотношением [1]

$$V = \left(\frac{100}{2\pi l} \frac{1}{\sigma} \ln \frac{r_2}{r_1} + R' \right) I = rI \quad (2)$$

Здесь r_1, r_2 — радиусы внутреннего и внешнего электрода, l — длина электрода, I, V — полный ток и приложенная разность потенциалов, R' — сопротивление подводящих проводов.

В работе [1] не указывается, каким образом начальный участок вольт-амперной характеристики (2) переходит в конечный участок (1) и в силу каких физических соображений величина токов насыщения определяется соотношением (1). На фиг. 1 приведены экспериментальные точки и прямая $j = j^*$ (прямая 1), взятые из [1]. Отметим, что в [1] приводятся два различных значения для работы выхода графита, использованного в качестве материала электродов: $\Phi_1 = 3.93$ э и $\Phi_2 = 4.01$ э. Прямая 1 на фиг. 1 взята из работы [1] и соответствует $\Phi = \Phi_1$. Отметим также, что приведенные на фиг. 1 экспериментальные точки получены для пропаново-кислородной смеси с добавкой 0.1% калия при температуре пламени $T = 2100^\circ$ и давлении 1 атм.

В работе [2] приведен качественный вид вольт-амперной характеристики, полученной в результате обработки экспериментов, аналогичных работе [1]. Характерно, что на вольт-амперной характеристике [2] отсутствует участок токов насыщения. Если

отвлечься от конечного участка этой характеристики, то она представляет собой два прямолинейных участка, соединенных узкой переходной зоной. При этом первый участок, грубо говоря, соответствует соотношению (2), а второй, прямолинейный участок имеет гораздо меньший наклон к оси разности потенциалов.

Это указывает на то, что при возрастании разности потенциалов V эффективное сопротивление газового промежутка сначала остается постоянным (этот участок используется для экспериментального определения электропроводности), затем возрастает в некоторой переходной области значений V и, наконец, при дальнейшем увеличении V снова остается постоянным, но намного большим, чем на начальном участке вольт-амперной характеристики. Никаких соображений теоретического характера, объясняющих такое поведение вольт-амперной характеристики, в работе [2] не приводится.

В работах [3-5] указывается, что на поверхности электрода возможно образование приэлектродных слоев резкого изменения потенциала. Наличие приэлектродных слоев приводит к тому, что падение потенциала на газовом промежутке становится меньше приложенной разности потенциалов. При этом эффективное сопротивление, подсчитанное по приложенной к электродам разности потенциалов и протекающему току ($R^0 = V/I$), возрастает.

В работе [5] указывается способ вычисления вольт-амперной характеристики с учетом приэлектродных слоев для случая течения ионизованного газа в магнитном поле. Этот способ основан на ряде предположений о характере приэлектродного слоя. Некоторым критерием правильности выдвинутых гипотез может служить сравнение результатов расчетов с соответствующими экспериментальными данными. Отсутствие необходимых экспериментальных данных по течениям газа в магнитном поле не позволило сравнить результаты расчетов работы [5] с экспериментальными данными.

Ниже на основании результатов работы [5] приводится расчет вольт-амперной характеристики¹ для канала с приложенной разностью потенциалов при условиях, соответствующих работе [1]. Так как в данном случае представляет интерес начальный участок вольт-амперной характеристики, то в отличие от работы [5] ионным током не пренебрегается. При этом (в обозначениях [5]) соотношения, выражающие баланс тока на положительном и отрицательном электродах (ср. с (5.2) работы [5]), примут вид

$$j_{e+} - j_{n+} + j_i = j, \quad j_{e-} - j_{n-} - j_i = j, \quad j_i = n_i e \sqrt{\frac{kT}{2\pi m_i}} \quad (3)$$

Используя выражения для j_{e+} , j_{n+} , приведенные в работе [5], получим следующие выражения, определяющие изменение потенциала в приэлектродных слоях Φ_{\pm} через плотность тока, протекающего через газ

$$\frac{\pm j_e \exp \left\{ \frac{4,39}{T} \sqrt{\frac{\Phi_{\pm}}{d}} \right\} \mp \left(j_e \exp \left\{ -\frac{11600}{T} \Phi_{\pm} \right\} - j_i \right)}{1 - \frac{1}{2} \left(1 - \Psi \left[\sqrt{\frac{2\Phi_{\pm} 11600}{T}} \right] \right)} = j$$

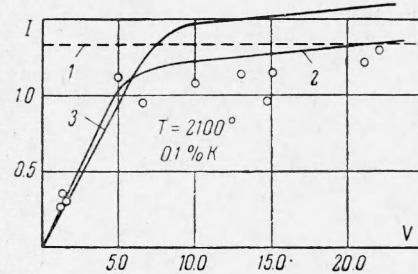
$$j_e = n_e e \sqrt{\frac{kT}{2\pi m_e}} = \sqrt{\frac{m_i}{m_e}} j_i, \quad j_e = AT^2 \exp \left\{ -\frac{11600}{T} \Phi \right\} \quad (4)$$

Здесь d — дебаевский радиус, $\Psi(x)$ — интеграл вероятности.

Заметим, что индекс «+» здесь, как и в [5], относится к электроду, с которого электроны поступают в поток, т. е. в данном случае к электроду, находящемуся под отрицательным потенциалом. Индекс «-» относится к электроду, находящемуся под положительным потенциалом. Вольт-амперная характеристика для газового промежутка, к которому приложена разность потенциалов, имеет вид

$$V - \Phi_+(j_+) \mp \Phi_-(j_-) = Ir \quad (5)$$

¹ После представления работы в печать автору стало известно из беседы с Креаторо (Croitoru O.), что аналогичный подход в несколько упрощенной постановке был сделан им и опубликован в отчете французского института Electricite de France, а также доложен на симпозиуме в США в апреле 1963 года.



Здесь I — полный ток, текущий через газ

$$I = j_+ S_+ = j_- S_-, \quad r = \frac{100}{2\pi l} \frac{1}{\sigma} \ln \frac{r_2}{r_1} + R'$$

В камере с цилиндрическими электродами, аналогичной [1], плотности тока на положительном j_- и отрицательном j_+ электродах различны ($j_+ \neq j_-$).

Так как величина сопротивления подводящих проводов R' в работе [1] не указана, то величина r при расчетах выбиралась из условия, чтобы вольт-амперная характеристика проходила через первую группу экспериментальных точек. При малых токах и напряжениях $\psi_+ \sim \psi_-$ поэтому наклон начального участка характеристики приближенно определяет сопротивление газового промежутка без учета приэлектродных слоев. Определенная таким образом величина r остается постоянной при увеличении разности потенциалов. Рост эффективного внутреннего сопротивления $R_0 = V/I$ определяется падением напряжения на приэлектродных слоях.

Результаты расчета вольт-амперной характеристики по соотношению (5) приведены на фиг. 1, причем кривая 3 соответствует $\Phi = \Phi_1 = 3.93$ в, а кривая 2 — значению $\Phi = \Phi_2 = 4.01$ в.

Таким образом, метод расчета, развитый в работе [5], позволяет построить нелинейную вольт-амперную характеристику для газового промежутка, к которому приложена разность потенциалов. Рассчитанная характеристика хорошо соответствует экспериментальным данным работы [1]. Качественный вид этой характеристики аналогичен начальному участку экспериментально установленной кривой [2].

Указанные обстоятельства позволяют надеяться, что метод расчета и предположения, выдвинутые в работе [5], соответствуют физическому существу задачи по крайней мере до тех пор, пока падение потенциала в приэлектродных слоях невелико ($\varphi_{\pm} \lesssim U_i$, U_i — потенциал ионизации добавок). Последнее условие выполняется в приведенных расчетах.

Уменьшение сопротивления, которое наблюдается при больших приложенных разностях потенциала [2], и не вытекает из развитой теории, может быть связано с тем, что ускоренные в приэлектродных слоях электроны (за счет больших падений потенциала в этих слоях) меняют условия ионизации на границе газового промежутка [5]. В этих условиях метод расчета, приведенный здесь, неприменим (может измениться величина r или условия эмиссии с электродов).

Поступила 10 IX 1963

ЛИТЕРАТУРА

1. Mullaneу G. J., Kydd P. H., Dibelius N. R. Electrical conductivity in flame gases with large concentrations of potassium. J. Appl. Phys., 1961, vol. 32, No 4. (Русск. пер. в сб. «Плазма в магнитном поле», Госатомиздат, 1962).
2. Devime R., Lesgart H.,... Conductivity measurements in seeded combustion gases. Symp. MHD power generation 1962. (Русск. пер. в сб. «Магнито-гидродинамические генераторы электроэнергии», ВИНТИ, 1963).
3. Pain H. J., Smy P. R. Experiments on power generation from a moving plasma. J. Fluid Mech., 1961, vol. 10, No. 1 (Русск. пер. в сб. «Механика», ИЛ, 1962, № 3).
4. George D. W., Messerle H. K. Elektrode conduction processes in air plasmas. J. Fluid Mech., 1962, vol. 13, No. 3. (Русск. пер. в сб. «Механика», ИЛ, 1963, № 2).
5. Л ю б и м о в Г. А. Изменение электрического потенциала вблизи стенки канала при движении ионизованного газа в магнитном поле. ПМТФ, 1963, № 5.

О НЕКОТОРЫХ ОСОБЕННОСТЯХ ГОРЕНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ДУГИ В ПЛАЗМАТРОНЕ ПОСТОЯННОГО ТОКА

В. Я. Смоляков

(Новосибирск)

В работе показывается, что в плазматроне постоянного тока электрическая дуга претерпевает непрерывные изменения длины, напряжения и тока, вызванные особенностями ее горения при расположении части положительного столба вдоль оси канала электрода, через который газ истекает из плазматрона, причем дуга замыкается одним концом на этот же электрод. Колебания напряжения дуги при определенных условиях достигали 40—50% от среднего значения. Объясняется механизм установления среднего напряжения дуги в таком плазматроне и значительное влияние изменения полярности электродов на величину среднего напряжения дуги.