ТЕПЛОФИЗИКА ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР
Том 17 1979 № 5

УДК 537.523.5

ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРА $p \cdot d$ НА ЭФФЕКТИВНУЮ ТЕПЛОТУ КОНДЕНСАЦИИ ЭЛЕКТРОНОВ В ДУГОВОМ РЕЖИМЕ ТЭП

Вараксин Б. П., Титков А. С.

Проведены исследования зависимости эффективной теплоты конденсации электронов q_c^* от $p \cdot d$ совместно с вольт-амперными характеристиками (ВАХ) и кривыми Рейзора как для эмиттера, так и для коллектора. Установлено, что зависимость q_c^* от $p \cdot d$ имеет такой же характер, как и зависимость минимального падения напряжения на зазоре в дуговом режиме. На основании полученных данных для точки перегиба на ВАХ ТЭП построена диаграмма распределения потенциальной энергии электрона в межэлектродном зазоре, отличающаяся от общепринятой.

В работе [1] проводилось исследование зависимости эффективной теплоты конденсации электронов q_c^* от давления паров цезия p, а в [2] — зависимости q_c^* от межэлектродного зазора d. Установлено, что эти две величины влияют на q_c^* в одном направлении. С другой стороны, известно [3], что минимальное падение напряжения на межэлектродном зазоре в дуговом режиме ТЭП зависит от произведения этих величин. Поэтому представляло интерес исследовать зависимость q_c^* от произведения $p \cdot d$, как параметра, в условиях одного прибора. Особенный интерес представляло исследование для значений $p \cdot d < 0{,}5$ (мм рт. ст.) мм, для которых минимальное падение напряжения на межэлектродном промежутке вновь начинает возрастать. В предлагаемой работе излагаются результаты такого исследования.

Исследования проводились в ТЭП с переменным зазором, в котором эмиттером служила грань ⟨110⟩ монокристалла вольфрама. Прибор, в котором проводились измерения, и методика измерений описаны в [2, 4].

Результаты измерений и их обсуждение. На рис. 1 приведены зависимости q_c^* от $p \cdot d$. При снятии этих зависимостей постоянной величиной было давление цезия, а переменной — межэлектродный зазор. Совместно с измерениями q_c^* снимались вольт-амперные характеристики (ВАХ) ТЭП. Соответствующие семейства ВАХ приведены на рис. 2. На рис. 3 приведена кривая Рейзора для монокристаллического эмиттера, использовавшегося в исследованиях. Она снималась при температуре цезиевого резервуара $T_{Cs}=480$ К и $d \simeq 0{,}1$ мм. Кривая Рейзора для коллектора приведена на рис. 4. Работы выхода для этой кривой определялись по обратным токам с коллектора. Измерения обратных токов с коллектора производились при $T_э=1550$ К, $d \simeq 0{,}1$ мм и $T_{Cs}=480$ К. Следует отметить, что для точек на этой кривой, соответствующих $T_к/T_{Cs}>1{,}7$, на вольт-амперных характеристиках не было четкого насыщения. На них наблюдался лишь перегиб, вслед за которым начинался разряд. Работа выхода в этих случаях рассчитывалась по току перегиба, который можно было определить лишь приблизительно.

Из рис. 1 видно, что зависимость q_c^* от $p \cdot d$ для обоих значений давления цезия имеет минимум, причем в том же интервале значений $p \cdot d$, что и в случае зависимости минимального падения напряжения на зазоре ТЭП

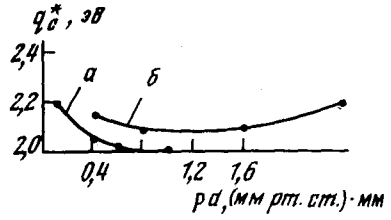

Рис. 1

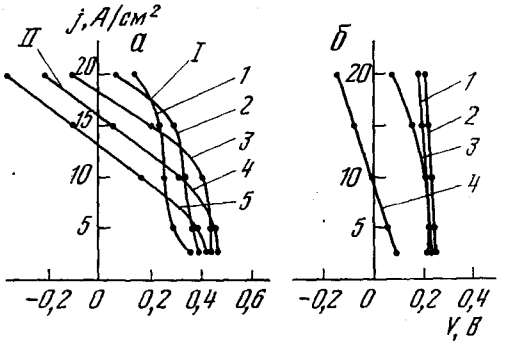

Рис. 2

Рис. 1. Зависимость эффективной теплоты конденсации электронов от $p \cdot d$: *а* – p=1 мм рт. ст., T_{Cs}=554 К; *б* – 4 мм рт. ст., 604 К

Рис. 2. Вольт-амперные характеристики $T_э$=1600 К, $T_к$=830: *а* – T_{Cs}=554 К; *1* – d=0,1 мм; *2* – 0,2; *3* – 0,4; *4* – 0,6; *5* – 1,0; *б* – T_{Cs}=604 К; *1* – d=0,1 мм; *2* – 0,2; *3* – 0,4; *4* — 0,8

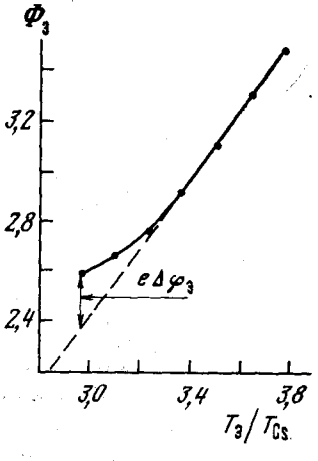

Рис. 3

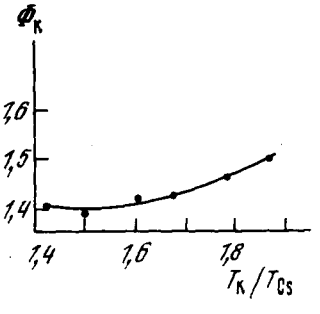

Рис. 4

Рис. 3. Зависимость работы выхода эмиттера от отношения $T_э/T_{Cs}$

Рис. 4. Зависимость работы выхода коллектора от отношения $T_к/T_{Cs}$

в дуговом режиме [3]. Однако абсолютное значение q_c^* в минимуме зависит от давления цезия. Эту зависимость следовало бы связать с изменением работы выхода коллектора $\Phi_к$ при изменении давления цезия. Но на рис. 4 видно, что при этом изменении давления цезия $\Phi_к$ практически не меняется.

Из рис. 2 видно, что для $p \cdot d$<0,5 (мм рт. ст.)мм при уменьшении зазора ВАХ смещается влево, причем максимальное смещение точек ВАХ по напряжению, выраженное в вольтах, по абсолютной величине совпадает, как это видно из рис. 1, с изменением величины q_c^*, выраженной в электрон-вольтах. Таким образом, смещение ВАХ связано с увеличением эффективной работы выхода коллектора, т. е. с увеличением положительного скачка потенциала у коллектора (истинная работа выхода коллектора с изменением зазора не меняется).

Считается [5, 6], что ток в точке перегиба ВАХ близок к эмиссионному току эмиттера. В полученных ВАХ эта точка зрения подтверждается толь-

ко для ВАХ, снятой при d=0,1 мм и p=1 мм рт. ст. (кривая *1* рис. 2, *а*). Это вытекает из сравнения работы выхода Φ_R, вычисленной по уравнению Ричардсона – Дэшмана для тока перегиба на кривой *1* (на рис. 2 точка, соответствующая этому току, обозначена как *I*), с работой выхода, определенной из кривой Рейзора для грани ⟨110⟩ монокристалла вольфрама. Действительно, для j_I=18·А/см² и $T_э$=1600 К Φ_R=2,3 эВ. Для ВАХ-*1* рис. 2, *а* отношение $T_э/T_{Cs}$=2,9. На рис. 3, кроме кривой Рейзора, снятой в данной работе, приведена кривая из [7] (штиховая линия). Эта последняя кривая снята в таких условиях, когда отрицательный скачок потенциала около исследуемой поверхности отсутствовал и определялась истинная работа выхода по всей кривой. В условиях данной работы на участке кривой, отклоняющейся от прямолинейности, около эмиттера возникал отрицательный скачок потенциала [4]. Совпадение прямолинейного участка кривой, полученной в данной работе, с кривой работы [7] указывает на то, что истинная работа выхода в нашем случае для всех $T_э/T_{Cs}$ такая же, как и в [7]. Поэтому кривую Рейзора [7] можно использовать для определения $\Phi_э$ и в данной работе. Как видно из рис. 3, для $T_э/T_{Cs}$=2,9 работа выхода, определенная из кривой Рейзора, $\Phi_э$=2,25 эВ, т. е. отличается от Φ_R, определенной по току перегиба, менее чем на 0,1 эВ.

Такое хорошее согласие величин работы выхода, определенных разными способами, во-первых, подтверждает, что j_I на кривой *1* рис. 2, *а* близка к плотности тока эмиссии эмиттерной поверхности и, во-вторых, является дополнительным подтверждением того, что отклонение кривой Рейзора, снятой в данной работе, от прямолинейности связано с возникновением отрицательного скачка потенциала у эмиттера. Попутно отметим, что наличие этих двух кривых дает способ определения величины отрицательного скачка потенциала $\Delta\varphi_э$ около эмиттера в кнудсеновском режиме. В частности, в условиях, определяемых точкой на кривой Рейзора, соответствующей $T_э/T_{Cs}$=2,94, этот скачок равен 0,25 В.

Уменьшение тока, при котором наступает перегиб ВАХ, при увеличении зазора ведет к тому, что вычисленная по току перегиба работа выхода будет увеличиваться и все более отличаться от ее истинного значения. Наклон ВАХ после перегиба определяется истинной работой выхода эмиттера. Это видно из сравнения ВАХ, снятых при p=1 мм рт. ст. (рис. 2, *а*) и при p=4 мм рт. ст. (рис. 2, *б*). Работа выхода во втором случае меньше и соответственно ВАХ в этом случае после перегиба идут круче.

В нашем эксперименте технические условия не позволили точно устанавливать и измерять межэлектродные зазоры <0,1 мм. Поэтому исследования проводились только до $p\cdot d$=0,1 (мм рт. ст.)мм.

В работе [8] со ссылкой на [9] приведена серия ВАХ, аналогичная представленной на рис. 2, *а*. Из этой серии видно, что ВАХ вплоть до $p\cdot d$= =0,025 (мм рт. ст.)мм сдвигается влево. При таких значениях $p\cdot d$ длина свободного пробега электронов в парах цезия становится равной величине межэлектродного промежутка и, таким образом, в этих условиях ТЭП работает в условиях, близких к прямопролетному режиму. Из изложенного выше следует, что в этом режиме в приколлекторной области существует большой положительный скачок потенциала и потери мощности на межэлектродном промежутке вплоть до токов, соответствующих точке перегиба на ВАХ, связаны именно с этим скачком потенциала.

Исходя из полученных экспериментальных данных, можно построить диаграмму распределения потенциальной энергии электрона для точки перегиба на ВАХ-*1* рис. 2, *а* с помощью следующих термодинамических рассуждений.

Теплота испарения электронов с эмиттера, если пренебречь температурой проводов, по которым электроны возвращаются в эмиттер, определяется формулой (см., например, [10])

$$q_i=\Phi_э+2kT_э. \qquad (1)$$

Во всех режимах ТЭП эффективная теплота испарения электронов с эмиттера может быть меньше, нежели вычисленная по формуле (1) (при этом под $\Phi_э$ понимается работа выхода, вычисленная с помощью уравнения Ричардсона — Дэшмана по проходящему через ТЭП току). Это уменьшение связано с возвращением на эмиттер части энергии, теряемой в межэлектродном зазоре. Используя ВАХ рис. 2, *а* и данные рис. 3, можно показать, что на эмиттер возвращается энергия, соответствующая падению напряжения на всем межэлектродном зазоре, за исключением положительного скачка потенциала у коллектора. Выходное напряжение, соответствующее плотности тока j=18 А/см² на ВАХ-*4* (точка *II*), на 0,3 В меньше, чем на ВАХ-*1* (точка *I*). Эти 0,3 В добавляются к потерям напряжения на зазоре при его увеличении. Если учесть, что при увеличении зазора положительный скачок потенциала уменьшился на 0,18 В (см. рис. 1), то падение напряжения на остальной части зазора увеличится на 0,48 В.

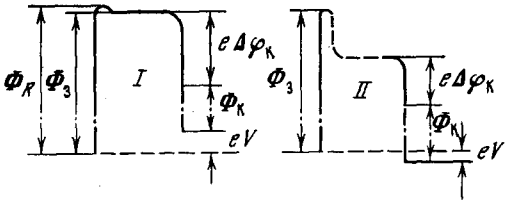

Рис. 5. Распределение потенциальной энергии электрона в межэлектродном зазоре ТЭП

Определим эффективную теплоту испарения электронов с эмиттера q_i^* для этих двух случаев. Ее можно определить из следующего термодинамического соотношения [11]:

$$q_i^* = q_c^* + eV. \qquad (2)$$

Здесь V — выходное напряжение на электродах ТЭП. Для точки *I*: q_i^* = =2,2 эВ+0,2 эВ=2,40 эВ, для точки *II*: q_i^*=2,02−0,1=1,92 эВ. Как видно, величина разности между этими эффективными теплотами испарения совпадает с величиной изменения падения напряжения на части зазора, не примыкающей к коллектору, что является доказательством указанного выше утверждения.

С другой стороны, расчет теплоты испарения электронов по формуле (1) для $T_э$=1600 К, $T_к$=800 К и j=18 А/см² дает 2,55 эВ. Эта величина на 0,15 эВ больше q_i^*, определенной для точки *I* на ВАХ-*1*. Из изложенного выше следует, что в этом случае положительный скачок потенциала около эмиттера не превышает 0,15 В, а все остальное падение напряжения на зазоре сосредоточено у коллектора.

Диаграммы распределения потенциальной энергии электрона в межэлектродном зазоре для точек *I* и *II*, построенные на основе изложенного выше, представлены на рис. 5. Значения $\Phi_э$ и $\Phi_к$ определены из кривых Рейзора (рис. 3 и 4). Часть распределения для точки *II*, отмеченная штриховой линией, проведена в соответствии с общепринятым для дугового режима, так как в этой части точное распределение потенциальной энергии электрона только из термодинамических соображений построить нельзя. Распределение потенциальной энергии, соответствующее точке *I*, как видно из рис. 5, отличается от общепринятого для дугового режима и оно подобно распределению в кнудсеновском режиме с недокомпенсацией (см., например, [12]). В настоящее время этот результат трудно объяснить, исходя из существующих молекулярно-кинетических моделей дугового режима.

Москва

Поступила в редакцию
9 III 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. *В. А. Максимов, А. С. Титков.* ТВТ, *9*, № 2, 1971.
2. *Б. П. Вараксин, А. С. Титков.* ТВТ, *13*, № 4, 1975.
3. *R. H. Bullis et al.* J. Appl. Phys., *38*, 3425, 1967.
4. *Б. П. Вараксин, А. С. Титков.* ЖТФ, *46*, № 8, 1976.
5. *N. S. Rasor.* Proc. 1st Int. Conf. Thermionic Electr. Power Generation, London, 1965.
6. *Г. А. Дюжев и др.* ЖТФ, *37*, 1925, 1967.
7. *D. R. Koenig, Ph. D. Thesis.* Univ. of California, Berkeley, 1966.
8. Термоэмиссионные преобразователи и низкотемпературная плазма (под ред. Б. Я. Мойжеса и Г. Е. Пикуса). «Наука», 1973, стр. 353.
9. *F. Rufeh, H. Lieb.* The Output Characteristics of a Vapor — deposited Tungstem Emitter and a Molybdenum Collector, Topical Report, June 1969.
10. *И. А. Капцов.* Электрические явления в газах и вакууме. Гостехиздат, М.– Л., 1947, стр. 95.
11. *В. А. Максимов, А. С. Титков.* ЖТФ, *39*, № 1, 1969.
12. Термоэмиссионные преобразователи и низкотемпературная плазма (под ред. Б. Я. Мойжеса и Г. Е. Пикуса). «Наука», 1973, стр. 395.