

Ж 53  
А92

АКАДЕМИЯ НАУК СОЮЗА ССР  
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ  
ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ  
АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ СССР

# Атомная энергия

Ежемесячный журнал  
ГОД ИЗДАНИЯ ДВЕНАДЦАТЫЙ

АТОМИЗДАТ ■ МОСКВА ■ 1968

Том 24 ■ Июнь ■ Вып. 6

### РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ:

А. И. АЛИХАНОВ, А. А. БОЧВАР, А. П. ВИНОГРАДОВ, Н. А. ВЛАСОВ (зам. главного редактора),  
И. Н. ГОЛОВИН, Н. А. ДОЛЛЕЖАЛЬ, А. П. ЗЕФИРОВ, В. Ф. КАЛИНИН, Н. А. КОЛОКОЛЬЦОВ  
(зам. главного редактора), А. К. КРАСИН, А. И. ЛЕЙПУНСКИЙ, В. В. МАТВЕЕВ, М. Г. МЕЩЕ-  
РЯКОВ, М. Д. МИЛЛИОНЩИКОВ (главный редактор), П. Н. ПАЛЕЙ, Д. Л. СИМОНЕНКО,  
В. И. СМЕРНОВ, В. С. ФУРСОВ, В. Б. ШЕВЧЕНКО.

## СОДЕРЖАНИЕ

### СТАТЬИ

Н. В. Губкин, Д. Т. Десятников, И. К. Руднева. Пре- имущество применения метода подземного выще- лачивания урана в условиях обводненных пла- стовых месторождений . . . . .	511
А. И. Зубов, Г. Н. Котельников. Жилые твердые битумы в урановом месторождении . . . . .	514
М. Х. Ибрагимов, А. В. Жуков. Метод расчета нерав- номерностей температуры в пучках твэлов, охлаж- даемых жидкими металлами . . . . .	520
М. Н. Ивановский, Ю. В. Милованов, В. И. Субботин. О характере зависимости коэффициента тепло- отдачи при капельной конденсации от темпера- турного напора . . . . .	523
И. Т. Мишев, М. Г. Христова. Исследование концен- трации радиоактивного газа $Ar^{41}$ в воздухе, выбра- сываемом через трубу реактора ИРТ-1000 . . . . .	530
И. А. Кондуров, А. И. Егоров, Д. М. Каминер; Е. М. Коротких, А. М. Никитин. Измерение сече- ний захвата нейтронов радиоактивными ядрами $Co^{58m}$ , $Co^{64}$ и $Sc^{46}$ . . . . .	533
В. И. Белоглазов; Ю. М. Базаев, А. К. Вальтер, В. А. Вишняков, Ф. С. Гороховатский, И. А. Гри- шаев, Ю. И. Добролюбов, Е. В. Еременко, А. И. Зы- ков, В. М. Кобезский, В. В. Кондратенко, Г. Ф. Кузнецов, Н. И. Мочешников, В. В. Муфель, В. И. Мякота, В. В. Петренко. Линейный ускоре- тель электронов на 2 Гэв. Физико-технического института АН УССР . . . . .	540
В. Б. Красовицкий, В. И. Курилко, М. А. Стржеме- чный. Нелинейная теория взаимодействия моду- лированного пучка с плазмой . . . . .	545
Ю. В. Скобцев, Э. И. Юрченко. Движение пролетных частиц в системе с минимумом $V$ . . . . .	549
Ф. В. Кондратьев, Г. В. Синютин. Исследование рабо- ты цезиевого термоэмиссионного преобразователя с вольфрамовым катодом . . . . .	553
В. С. Кеесельман. Аналитические соотношения для расчета глубины проникновения ионов в вещество . . . . .	557

### АННОТАЦИИ ДЕПОНИРОВАННЫХ СТАТЕЙ

М. П. Леончук. Расчет переходных режимов парогене- ратора на ЦВМ . . . . .	564
С. А. Козловский, В. С. Кызьюров, А. А. Сметанин. Определение потока быстрых нейтронов детекто- ром $ZnS(Ag)$ + плексиглас и детектором Бассона . . . . .	564
В. А. Брикман, В. П. Савина. Исследование объем- ных полей поглощенных доз нейтронных излуче- ний в полиэтиленовом образце . . . . .	565
В. А. Брикман, В. П. Савина. Экспериментальное исследование объемных полей поглощенных доз реакторного $\gamma$ -излучения в полиэтиленовом образце . . . . .	566
В. П. Громов, Ю. Ф. Зубов, Д. Б. Поаднеев. Рассеяние быстрых нейтронов железными и алюминиевыми барьерами . . . . .	567

### ПИСЬМА В РЕДАКЦИЮ

Л. Н. Москвин, В. И. Портнягин. Влияние солей $Na$ , $K$ , $Mg$ и $Ca$ на экстракцию $Ce$ и $Y$ ДЭГФК из кислых растворов . . . . .	568
М. К. Ют. Коррозия сталей и никелевых сплавов в расплавах натрийборосиликатных стекол при тем- пературах 1000 и 1200°С . . . . .	570
Г. Н. Маслов, Ф. Насыров, Н. Ф. Пашкин. Гамма- излучение при взаимодействии нейтронов с энер- гией 14 Мэв с ядрами атомов $B$ , $C$ , $N$ , $O$ , $F$ , $Al$ . . . . .	573
Г. И. Михайлов, Л. П. Старчик. Анализ лития по вы- ходу реакции $Li^2(\alpha, \alpha')Li^2$ . . . . .	575
В. А. Толстиков, В. П. Королева, В. Е. Колесов, А. Г. Довбенко, Ю. Н. Шубин. Радиационный захват быстрых нейтронов ядрами $Sn^{122}$ , $Sn^{124}$ и $Sb^{121}$ , $Sb^{123}$ . . . . .	576
Р. В. Джагапшания, Ю. Г. Ляскин, Л. И. Хейфец, В. И. Коеротов, В. И. Мукосей. Расчет коэффи- циента полезного действия шарового источника $\beta$ -излучения . . . . .	580
О. В. Федоров. Слоdkово-молибдатный тип зоны окис- ления . . . . .	582

РЕПОЗИТОРИЙ Ф. СКОРИНЫ



п 235609  
~~225473/м~~

в точке  $O$ . Расчетная форма сечения магнитных поверхностей изображена на рис. 3 пунктирными линиями. Видно, что при выбранных параметрах дрейфовые поверхности практически совпадают с магнитными. Кроме того, так как дрейфовые поверхности, полученные экспериментально, совпадают с расчетными, то и магнитные поверхности реальной системы близки к расчетным. При такой форме сечений магнитной поверхности, как показано в работе [1], система обладает минимумом  $B$ . Глубина потенциальной ямы для выбранных значений параметров  $Q/k = 3$  и  $\varepsilon = 0,25$  составляет 1%. Таким образом, способом, предложенным в работе [1], можно создавать реальные ловушки, обладающие минимумом  $B$ .

Авторы благодарят В. М. Глаголева и В. Д. Шафранова за обсуждение результатов.

Поступила в Редакцию 15/XI 1967 г.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Л. С. Соловьев, В. Д. Шафранов. В кн. «Вопросы теории плазмы». Т. 5. М., Атомиздат, 1967, стр. 3.
2. C. Mercier. Nucl. Fusion, 3, 89 (1963).
3. В. Д. Шафранов. «Ядерный синтез», 4, 114 (1964).
4. А. И. Морозов, Л. С. Соловьев. Вопросы теории плазмы. Т. 2. М., Госатомиздат, 1963.

## Исследование работы цезиевого термоэмиссионного преобразователя с вольфрамовым катодом

Ф. В. КОНДРАТЬЕВ, Г. В. СИНЮТИН

УДК 533.9:621.362

Современная тенденция развития цезиевых термоэмиссионных преобразователей (ТЭП) связана с использованием в качестве материала катода тугоплавких металлов, таких, как рений, вольфрам, молибден, ниобий и др. Материалы с высокой вакуумной работой выхода вследствие более высоких адсорбционных энергий атомов щелочных металлов на их поверхности имеют большее снижение работы выхода в парах цезия (при прочих равных условиях), чем материалы с низкой работой выхода [1]. Поэтому, с точки зрения термоэмиссионных свойств, в качестве материала катода ТЭП целесообразно использовать металл с более высокой вакуумной работой выхода (в соответствии с порядком перечисленных выше элементов). При этом необходимо учитывать, что материалы с высокой работой выхода обычно имеют значительное сечение поглощения нейтронов; это существенно ограничивает возможность их применения в реакторах с термоэмиссионным преобразованием энергии, особенно на тепловых нейтронах. С учетом обоих этих факторов одним из наиболее перспективных материалов следует признать вольфрам, тем более что его химические свойства, температура плавления, малая скорость испарения при нагреве и другие характеристики вполне удовлетворяют требованиям, предъявляемым к катодам ТЭП.

Следует отметить, что имеется определенное расхождение в значениях удельной электриче-

ской мощности преобразователей с вольфрамовым катодом, полученных различными авторами при внешне идентичных условиях [2—4]. По-видимому, это связано с качеством исходного материала, характером его предварительной обработки и вакуумными условиями [3, 4].

В настоящей работе в качестве материала катода был использован поликристалл вольфрама, полученный плавкой в вакууме. Измерения проводились на преобразователе с плоской геометрией электродов. Площадь вольфрамового катода составляла  $2,5 \text{ см}^2$ . Анод прибора был выполнен из никеля. Конструкция прибора (описание см. в работе [5]) позволяла во время работы менять в широких пределах температуру катода и анода, давление паров цезия и величину межэлектродного промежутка. Катод нагревался электронной пушкой, его температура измерялась оптическим пирометром. Электронное охлаждение катода компенсировалось увеличением мощности пушки. Для надежности все измерения по изучению режимов работы ТЭП были выполнены дважды на преобразователях одинаковой конструкции. Полученные при этом результаты совпадали с достаточной точностью.

Выходные характеристики преобразователя изучались в дуговых режимах, так как в случае цезиевых диодов эти режимы обеспечивают наибольшее значение электрической мощности.

Измерения проводились при трех значениях температуры катода  $t_k$ : 1400, 1600 и 1800° С.

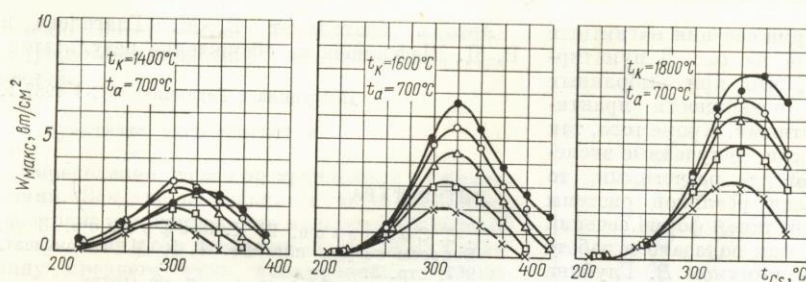


Рис. 1. Зависимость максимальной выходной мощности преобразователя от температуры цезиевой ванны при различных значениях  $\delta$ :

● — 0,1 мм; ○ — 0,25 мм;  
 △ — 0,5 мм; □ — 1 мм;  
 × — 2 мм.

Температура анода  $t_a$  была равна  $700^\circ\text{C}$ , так как это значение является оптимальным для преобразователей, работающих в дуговом режиме [5]. Межэлектродный зазор  $\delta$  менялся от 0,1 до 2 мм, а температура цезиевой ванны  $t_{cs}$  составляла  $220-380^\circ\text{C}$  (давление паров цезия  $p_{cs} = 1,7 \cdot 10^{-1} \div 12$  мм рт. ст.),

На рис. 1 приведены зависимости максимальной выходной мощности  $W_{\text{max}}$  от температуры цезиевой ванны при различных значениях  $\delta$  для трех значений температуры катода. Наличие оптимального давления паров цезия при фиксированных остальных параметрах обусловлено одновременным влиянием двух факторов: 1) снижением работы выхода катода с ростом давления и соответствующим возрастанием тока эмиссии; 2) уменьшением тока через преобразователь вследствие увеличения рассеяния электронов на атомах цезия в межэлектродном зазоре. Отметим, что положение максимума для  $W_{\text{max}}$  практически совпадает с положением максимумов для тока короткого замыкания  $I_{k.z.}$ , оптимального тока  $I_{\text{opt}}$  и оптимального выходного напряжения  $V_{\text{opt}}$ .

Для большинства режимов значение  $W_{\text{max}}$  уменьшается с ростом  $\delta$ , однако для низких  $t_k$  и  $p_{cs}$  и малых  $\delta$  иногда наблюдается снижение максимальной мощности при уменьшении  $\delta$ , например для  $t_k = 1400^\circ\text{C}$  (см. рис. 1). Этот эффект можно объяснить снижением плотности объемной ионизации вследствие уменьшения общего числа соударений электронов в зазоре. Такая же картина наблюдалась и в работе [5].

Так как в настоящее время нет общепринятой теории дугового режима работы ТЭП, авторами была проведена детальная проверка феноменологической теории дугового режима, предложенной Н. Рейзором [6]. В ее основу положено предположение о наличии объемной ионизации в узкой области прикатодного скачка потенциала и о чисто диффузионном характере переноса зарядов в остальном объеме межэлектродного пространства. В альbedo межэлектрод-

ного промежутка учитывается отражение электронов от потенциальных барьеров на электродах. Теоретическое рассмотрение, проведенное в работе [7], подтверждает допустимость предположения о том, что в развинутой дуге большая часть ионов возникает в слое вблизи катода. При этом, согласно работе [6], вольт-амперная характеристика принимает вид

$$\frac{I}{I_s} = 1 + A(p\delta + D) e^{\frac{eV}{kT_k^{\text{эл}}}}, \quad (1)$$

где

$$A = \frac{3}{4} \cdot \frac{1}{p\lambda} e^{-\frac{e}{kT_k^{\text{эл}}}(\phi_k - \phi_a + V_a)};$$

$$D = \frac{4}{3} p\lambda (e^{\frac{eV_a}{kT_k^{\text{эл}}}} - 1);$$

$\phi_k, \phi_a$  — работа выхода катода и анода;  $T_k^{\text{эл}}, T_a^{\text{эл}}$  — температура электронов у катода и анода;  $V_a$  — скачок потенциала у анода;  $\lambda$  — длина рассеяния электронов на атомах цезия;  $p$  — давление паров цезия;  $I_s$  — ток насыщения (ток эмиссии для катода с эффективной работой выхода  $\phi_k$ );  $I, V$  — ток и напряжение преобразователя [так как в рабочих режимах  $V < 0$ , в формуле (1) под  $V$  подразумевается  $-V$ ].

Анализ семейства экспериментальных вольт-амперных характеристик, снятых при различных значениях  $\delta$  и постоянных заданных величинах  $t_k, t_a$  и  $p$ , позволяет найти константы  $I_s, A, D$  и  $T_k^{\text{эл}}$  в уравнении (1) и построить теоретическую вольт-амперную характеристику.

По этой методике были обработаны все экспериментальные данные, относящиеся к дуговому режиму. На рис. 2 проведено сравнение результатов теории и эксперимента. В качестве иллюстрации для одного из режимов ( $t_k = 1600^\circ\text{C}, t_a = 700^\circ\text{C}, t_{cs} = 320^\circ\text{C}$ ) на рис. 2, а сплошными линиями изображены измеренные вольт-амперные характеристики, снятые при

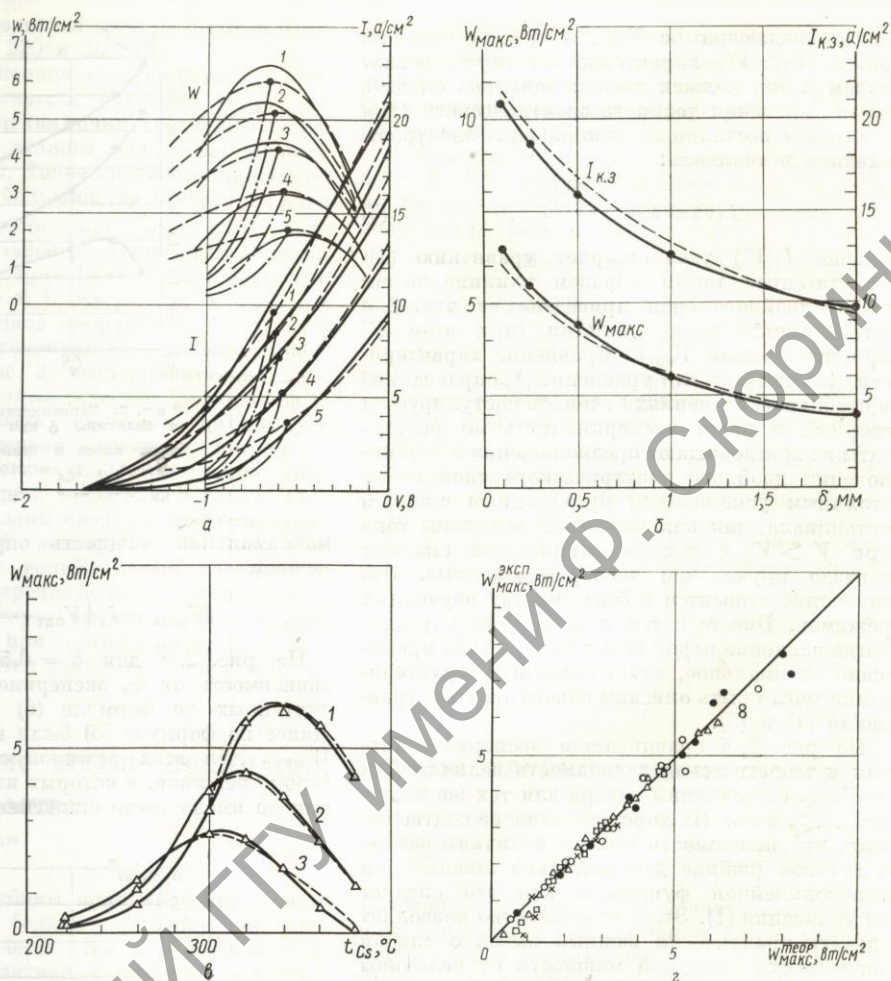


Рис. 2. Сравнение экспериментальных результатов с теорией Н. Рейзора:

а — экспериментальные и теоретические вольт-амперные характеристики и соответствующие им выходные мощности при различных значениях  $\delta$  ( $t_K = 1600^\circ\text{C}$ ,  $t_A = 700^\circ\text{C}$ ,  $t_{Cs} = 320^\circ\text{C}$ ); — — — экспериментальные кривые; — — — теоретические кривые; - - - - теоретические кривые с учетом двойного слоя; 1 —  $\delta = 0,1$  мм; 2 —  $\delta = 0,25$  мм; 3 —  $\delta = 0,5$  мм; 4 —  $\delta = 1$  мм; 5 —  $\delta = 2$  мм;  
 б — теоретические и экспериментальные зависимости  $I_{k,3}$  и  $W_{\text{макс}}$  от величины  $\delta$  ( $t_K = 1600^\circ\text{C}$ ,  $t_A = 700^\circ\text{C}$ ,  $t_{Cs} = 320^\circ\text{C}$ ); — ● — экспериментальная зависимость; — — — теоретическая зависимость;  
 в — теоретические и экспериментальные зависимости  $W_{\text{макс}}$  мощности от температуры цезиевой ванны ( $\delta = 0,5$  мм); - ▽ — экспериментальные зависимости; - - - - теоретические зависимости; 1 —  $t_K = 1800^\circ\text{C}$ ; 2 —  $t_K = 1600^\circ\text{C}$ ; 3 —  $t_K = 1400^\circ\text{C}$ ;  
 г — сравнение теоретических и экспериментальных значений максимальной выходной мощности ( $t_K = 1400 \div 1800^\circ\text{C}$ ;  $t_A = 700^\circ\text{C}$ ;  $t_{Cs} = 300 \div 380^\circ\text{C}$ ; ● —  $\delta = 0,1$  мм; ○ —  $\delta = 0,25$  мм; △ —  $\delta = 0,5$  мм; □ —  $\delta = 1$  мм; × —  $\delta = 2$  мм.

различных значениях межэлектродного зазора, и соответствующие этим характеристикам значения выходной мощности преобразователя:

$$W = IV.$$

(2)

Штриховыми кривыми обозначены те же величины, рассчитанные по формуле (1). Согласно теории, уравнение (1) должно описывать характеристику в интервале рабочих напряжений от нуля до некоторого значения  $V'$ , практиче-

ски совпадающего с  $V_{\text{опт}}$ , а при дальнейшем росте  $V > V'$  характеристика претерпевает излом и ток должен экспоненциально спадать из-за появления двойного электрического слоя у катода с постоянным, ускоряющим электроны скачком потенциала:

$$I(V) = I(V') e^{\frac{e(V-V')}{kT_K}}, \quad (3)$$

причем  $I(V')$  удовлетворяет уравнению (1). Рассчитанное таким образом влияние потенциала двойного слоя приведено на рис. 2, а штрих-пунктирными линиями (при этом  $V'$  принято равным  $V_{\text{опт}}$ ). Сравнение характеристик показывает, что уравнение (1) справедливо при больших значениях  $V$ , чем это постулируется теорией, и наши экспериментальные результаты не подтверждают предположения о возникновении двойного электрического слоя с постоянным ускоряющим прикатодным скачком потенциала, так как расчетные величины тока при  $V > V'$  с ростом напряжения спадают гораздо круче, чем экспериментальные. Это замечание относится к большинству изученных режимов. Вместе с тем в некоторых случаях, когда давление паров цезия значительно превышало оптимальное, вольт-амперные характеристики могли быть описаны совокупностью уравнений (1) и (3).

На рис. 2, б сравнивается экспериментальная и теоретическая зависимость величин  $I_{\text{к.в}}$  и  $W_{\text{макс}}$  от величины зазора для тех же значений  $t_{\text{к}}$ ,  $t_{\text{а}}$  и  $t_{\text{с}}$ . Их хорошее согласие подтверждает, что зависимость тока от величины зазора в дуговом режиме действительно описывается дробнолинейной функцией, как это следует из уравнения (1). Это обстоятельство позволяет сделать практически важный вывод о слабой зависимости выходной мощности от величины зазора в области малых значений  $\delta$ .

Для определения расчетного значения максимальной электрической мощности воспользуемся уравнениями (1) и (2). Оптимальное напряжение преобразователя находится из условия

$$\frac{\partial W}{\partial V} = 0, \quad (4)$$

которое эквивалентно уравнению

$$e^{-u} = \xi(u-1), \quad (5)$$

где  $u = \frac{eV}{kT_K}$  и  $\xi = A(p\delta + D)$  — безразмерные величины. Уравнение (5) легко решается, например, графическим способом. При этом

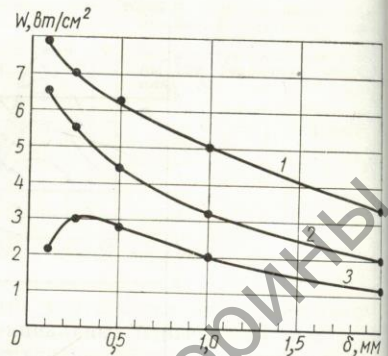


Рис. 3. Зависимость выходной мощности от величины  $\delta$  при оптимальных температурах анода и цезиевой ванны: 1 —  $t_{\text{к}} = 1800^\circ\text{C}$ ,  $t_{\text{с}} = 340^\circ\text{C}$ ; 2 —  $t_{\text{к}} = 1600^\circ\text{C}$ ,  $t_{\text{с}} = 320^\circ\text{C}$ ; 3 —  $t_{\text{к}} = 1400^\circ\text{C}$ ,  $t_{\text{с}} = 300^\circ\text{C}$ .

максимальная мощность определяется выражением

$$W_{\text{макс}} = I_s \left( V_{\text{опт}} - \frac{kT_K^{\text{эл}}}{e} \right). \quad (6)$$

На рис. 2, в для  $\delta = 0,5$  мм приводится зависимость от  $t_{\text{с}}$  экспериментальных и рассчитанных по формуле (6) значений  $W_{\text{макс}}$ . Далее по формуле (6) были найдены значения  $W_{\text{макс}}$  для всех режимов с развитой дугой (кроме режимов, в которых из-за малости величин  $p\delta$  имело место снижение тока при умень-

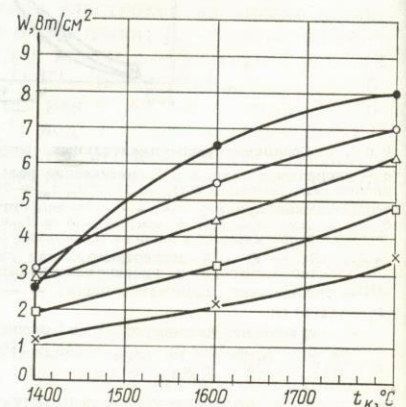


Рис. 4. Зависимость выходной мощности от температуры катода при оптимальных температурах анода и цезиевой ванны: ● —  $\delta = 0,1$  мм; ○ —  $\delta = 0,25$  мм; △ —  $\delta = 0,5$  мм; □ —  $\delta = 1$  мм; × —  $\delta = 2$  мм.

шении зазора и развитой дуги не было, в частности, при  $t_{cs} = 220$  и  $260^\circ \text{C}$ .

Если по осям координат отложить экспериментальные и расчетные значения  $W_{\text{макс}}$ , то в случае их совпадения точки, соответствующие каждому режиму, должны лечь на биссектрису угла между осями. Такое сравнение приведено на рис. 2, г. Для большинства случаев отличие  $W_{\text{макс}}^{\text{теор}}$  и  $W_{\text{макс}}^{\text{эксп}}$  составляло менее 10%. Наибольшее относительное различие этих величин имело место при  $t_k = 1400^\circ \text{C}$  для больших значений  $p$  и  $\delta$ :  $p \approx 10 \text{ мм рт. ст.}$  и  $\delta \geq 1 \text{ мм}$  (точки вблизи начала координат).

В целом вся совокупность данных, представленных на рис. 2, экспериментально подтверждает справедливость теории Рейзора и возможность описывать наиболее интересную область вольт-амперной характеристики уравнением (1). Теоретическое рассмотрение, аналогичное этой теории, проведено в работе [8].

На рис. 3 и 4 даны сводные графики зависимости выходной электрической мощности преобразователя с вольфрамовым катодом от величины межэлектродного зазора для трех значений  $t_k$  и от температуры катода для различных значений  $\delta$  при оптимальных  $t_a$  и  $t_{cs}$ . Полученные значения удельной мощности  $W \approx$

$\approx 5 \div 8 \text{ вт/см}^2$  могут представлять практический интерес. Эти результаты, согласующиеся с данными других авторов [2,3], могут быть использованы при выборе рабочих значений величин  $t_k$ ,  $t_{cs}$  и  $\delta$ .

В заключение авторы выражают благодарность К. А. Самойловой за помощь в подготовке и проведении экспериментов и обработке полученных результатов.

Поступила в Редакцию 1/VIII 1967 г.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. N. Rasor, C. Wagner. J. Appl. Phys., 35, 2589 (1964).
2. В. Вильсон, Дж. Лауренс. «Термоэмиссионное преобразование энергии». Сборник материалов симпозиума. Т. 2. М., Атомиздат, 1965, стр. 18.
3. P. Rouklova. Intern. Conf. on Thermionic Power Generation. London, 1965.
4. V. Wilson, J. Lawrence. Adv. Energy Conv., 4, No. 4, 195 (1964).
5. Ф. В. Кондратьев, Г. В. Синютин, В. Ф. Тихонов. «Атомная энергия», 23, 208 (1967).
6. N. Rasor. См. [3].
7. Б. Я. Мойжес, Ф. Г. Бакшт, М. Г. Меликия. ЖТФ, 35, 1621 (1965).
8. I. Popescu, D. Popescu. Rev. Roum. Phys., 11, 725 (1966).

## Аналитические соотношения для расчета глубины проникновения ионов в вещество

В. С. КЕССЕЛЬМАН

УДК 541.432:539.196.2

Определение глубины проникновения ионов в вещество имеет большое значение как для теоретических расчетов, так и в прикладном отношении. На практике, например для изучения радиационных нарушений твердых тел, при ионном легировании полупроводников обычно используются ионы низкой энергии (до нескольких сот килоэлектронвольт). Однако теоретические и экспериментальные исследования для энергий ионов меньше  $1 \text{ Мэв/а. е. м.}$  \* ограничены. Теоретическое рассмотрение затруднено тем, что в рассматриваемом энергетическом диапазоне необходимо принимать во внимание рассеяние ионов на атомах и эффекты обмена зарядом [1].

Исследования, проведенные Линдхардом, Шарфом и Шиттом [2—4] (в дальнейшем будем

обозначать эту теорию LSS), значительно расширили сведения о прохождении ионов низких энергий через тормозящие среды. Теория LSS основана на статистической модели Томаса — Ферми. Потери энергии на «электронное» торможение (ионизация и возбуждение) и атомное (рассеяние ион — атом) или «ядерное» торможение рассматриваются как некоррелированные и непрерывные процессы.

Энергия  $E$  и пробег  $R$  частицы массы  $A_1$  и заряда  $Z_1$ , замедляющейся в среде, которая состоит из атомов массы  $A_2$  атомного номера  $Z_2$ , описываются при помощи безразмерных величин  $\varepsilon$  и  $\rho$ :

$$\varepsilon = \frac{a_{T-\Phi} A_2}{Z_1 Z_2 e^2 (A_1 + A_2)} E = \xi E; \quad (1)$$

$$\rho = [N A_2 4\pi a_{T-\Phi}^2 (A_1 + A_2)^{-2} A_1] R = \Lambda R, \quad (2)$$

\* Атомная система единиц.