

## ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ТЕПЛОВОЙ ЭНЕРГИИ В ЭЛЕКТРИЧЕСКУЮ С ПОМОЩЬЮ ТЕРМОЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ

*Н. Д. Моргулис*

Развитие катодной электроники в самое последнее время характеризуется созданием ряда новых направлений, выходящих далеко за пределы ее прежних рамок. Одним из таких важных новых направлений, которое начало бурно развиваться с 1958 г., является применение термоэлектронной эмиссии для непосредственного, и со значительным к.п.д., преобразования тепловой энергии в электрическую. Уже в настоящее время имеется указание о создании небольших лабораторных приборов, где подобные преобразования происходят с к.п.д., достигающим  $\eta \approx 15\%$ , и удельной (на единицу поверхности катода) мощностью, достигающей  $\omega \approx 30 \text{ вт}/\text{см}^2$ . Эти цифры уже и сейчас представляют определенный интерес и, судя по убедительным предположениям, вероятно, могут быть еще значительно повышены. Кроме того, подобные высокотемпературные по природе устройства могут быть, в принципе, соединены последовательно с устройствами других, более низкотемпературных типов, заметно повышая суммарный к.п.д. всей установки в целом. Здесь раньше всего следует напомнить о давнишнем предложении А. Ф. Иоффе—сочетании подобных «вакуумных термоэлементов» с обычными полупроводниковыми<sup>1</sup>; это, вероятно, возможно и с паротурбинными агрегатами и т. п. В подобных устройствах возможно также и использование тепла, выделяемого непосредственно при ядерной реакции деления. Все это делает эту проблему очень интересной.

Создаваемые в настоящее время лабораторные образцы термоэлектронных преобразователей можно разделить на две категории: 1) вакуумные и 2) газо- и паронаполненные; последние в силу своих особенностей (см. ниже) получили преимущественное развитие. Ввиду того, что теперь работ в этой области вообще очень мало, мы сочли целесообразным придерживаться в последующем изложения исторического порядка, привлекая для иллюстрации особенностей работы преобразователя данные из исследований других, родственных ему устройств.

### I. НАЧАЛЬНЫЙ ЭТАП ИССЛЕДОВАНИЙ (1949—1957 гг.)

Хотя вопрос об энергетическом к.п.д. термоэлектронной эмиссии уже возникал в далеком прошлом, однако, по существу, развитие подобных преобразователей начинается с 1949 г.<sup>2</sup>, когда впервые был предложен эффективный принцип и осуществлены эксперименты по подобному преобразованию; последние полностью отвечают основному направлению почти всех современных работ в этой области. В названной работе исследовалась термоэлектронная эмиссия чистого вольфрама в парах цезия. При этом была обнаружена возможность получения вольт-амперной

характеристики эмиссии, близкой к области насыщения и сдвинутой заметно в левую сторону, как это представлено на рис. 1 для температуры катода  $T=2500^{\circ}$  К и упругости паров цезия, соответствующей температуре  $t=123^{\circ}$  С ( $p \approx 4 \cdot 10^{-3}$  мм рт. ст.); причиной этого является наличие

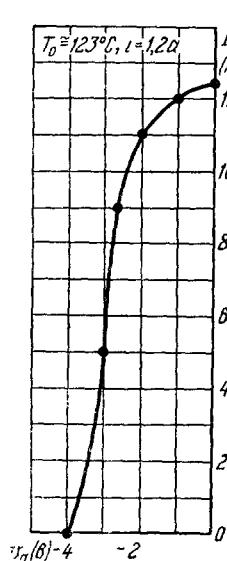


Рис. 1.

заметной контактной разности потенциалов  $v_k = (\phi_k - \phi_a)$  с плюсом на аноде. Действительно, в этом случае работа выхода электрона из катода  $\phi_k \approx 4,5$  эв (W, накаленный до столь высокой температуры, что адсорбированная пленка Cs на нем не удерживается) значительно больше, чем эта же величина для анода  $\phi_a \approx 1,6$  эв (сравнительно холодный металл, например Ni, покрытый толстой пленкой Cs). Кроме того, короткозамкнутый электронный ток  $I_0$  (при отсутствии анодного напряжения) в этом случае весьма близок к насыщению вследствие практической полной нейтрализации электронного пространственного заряда ионами Cs, получаемыми здесь же на поверхности катода методом термической ионизации<sup>3</sup>. Получение «левой» характеристики типа изображенной на рис. 1 является весьма примечательным, оно свидетельствует о том, что лампа является генератором примерно постоянного по величине тока  $I$  и некоторой эффективной э.д.с.  $\approx v_k$  и при нагрузке на внешнее сопротивление  $R$  способна выделять на нем полезную мощность  $W_R = I^2 R \ll I v_k$ .

Все это ясно видно из схематического рис. 2—характеристики, где  $\operatorname{tg} \theta = R$  и заштрихованная площадь равна  $W_R$ . В своем оптимуме  $IR = v_k$ , к.п.д. подобной системы оказывается равным

$$\eta = \frac{I v_k}{W_R}, \quad (1)$$

где  $W_R = (W_0 + I \phi_k)$ —полная подводимая к катоду мощность,  $\omega = I v_k$ —optимальная, удельная по катоду полезная мощность и  $W_0$ —мощность, затрачиваемая на излучение. Затем, для э.д.с. преобразования  $\varepsilon$  в случае

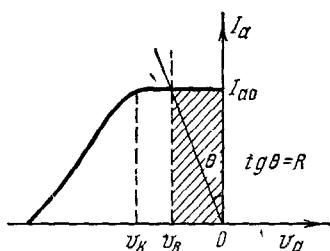


Рис. 2.

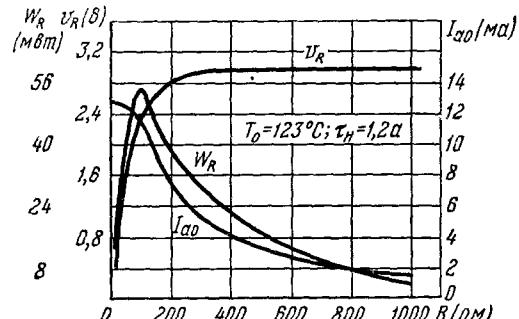


Рис. 3.

идеализированной характеристики, состоящей из горизонтального участка протяженностью  $v_k$  и последующего максвелловского «хвоста», мы получим:

при  $I_h \gg I_a$

$$\varepsilon = \left[ v_k + \frac{kT_h}{e} \ln \frac{I_h}{I_a} \right].$$

Поставленный для проверки этих выводов опыт<sup>2</sup> подтвердил все сказанное; на рис. 3 приведены полученные при этом нагрузочные характеристики  $I(R)$ ,  $v(R)$  и  $W_n(R)$  для представленного на рис. 1 преобразователя. Действительно, выделяемая полезная мощность  $W_n$  с изменением  $R$  проходит через максимум при  $R$ , равном внутреннему сопротивлению  $R_i$ ; в этом максимуме мы получаем:  $\eta \approx 1\%$ ,  $\omega \approx 0,9 \text{ вт}/\text{см}^2$  и  $v_{Rm} \approx 2,4 \text{ в}$ ; кроме того, здесь  $I_0 \approx 0,4 \text{ а}/\text{см}^2$ ,  $R_i \approx 6 \text{ ом}/\text{см}^2$  и э.д.с.  $\varepsilon \approx 3 \text{ в}$ . Полученные значения всех этих параметров хорошо соответствуют ожидаемым, в частности, по формуле (1). Кроме того, из этой формулы вытекает, что величины  $\eta$  и  $\omega$  могут быть еще заметно увеличены путем дальнейшего повышения температуры катода; например, при  $T=2800^\circ \text{ К}$  мы бы могли получить  $\eta \approx 10\%$  и  $\omega \approx 10 \text{ вт}/\text{см}^2$ . В работе<sup>2</sup> было подчеркнуто, что здесь имеет место явление непосредственного превращения некоторой доли тепловой энергии, подводимой к катоду, в энергию электрическую путем использования контактной разности потенциалов.

Одновременно в этой же работе<sup>2</sup> в указанных выше условиях (рис. 1) были выяснены еще два факта, имеющие важное значение для характеристики приборов подобного типа: 1) величиной электронного тока можно управлять путем воздействия внешнего, параллельного катоду магнитного поля, как это видно из рис. 4, и 2) в условиях полной взаимной нейтрализации пространственного заряда у катода, соотношение электронного  $I_e$  и ионного  $I_p$  токов равно

$$\gamma = \frac{I_e}{I_p} \approx \frac{1}{2} \sqrt{\frac{M}{m}} \approx 250.$$

Последнее соответствует также и результатам работы<sup>4</sup>, где путем применения зондовой методики показано, что в подобных условиях вблизи катода образуется подобие ионно-электронной плазмы. Заметим, что подробно последний вопрос рассматривался теоретически в<sup>5</sup>; его важность заключается в правильном подборе необходимой для работы преобразователя упругости паров цезия. Интересно отметить, что возникающие на катоде ионы Cs могут в последующем оказаться в «ловушке» вследствие плохой нейтрализации на катоде и положительного по знаку контактного потенциала анода. Поэтому величина  $\gamma$  должна быть весьма большой, и только в пределе, при  $IR = v_h$ ,

мы приходим к  $\gamma \approx \sqrt{\frac{M}{m}}$ . Наконец, здесь можно также обнаружить колебания анодного тока<sup>3</sup>.

Несколько позднее, в работе<sup>6</sup>, был сделан еще один важный вывод относительно особенностей подобного преобразования, а именно: связанное с дальнейшим повышением величин  $\eta$  и  $\omega$  повышение электронной эмиссии катода  $I_e$  потребует одновременно увеличения и нейтрализующего пространственный

заряд ионного тока  $I_p = \frac{I_e}{\gamma}$ , т. е. повышения упругости паров цезия  $p$ ; это видно из соотношения  $I_p = \frac{\alpha e p}{V^{2\pi M k T_0}}$ , где  $\alpha = \left[ 1 + 2 \exp \frac{e}{kT} \times \right. \times (v_i - \varphi) \left. \right]^{-1}$  — вероятность поверхностной ионизации, которую для Cs на  $W(v_i < \varphi)$  можно приближенно принять равной  $\alpha \approx 1$ . В этих условиях, т. е. при больших значениях  $I_e$  и  $p$ , мы неизбежно приходим к возмож-

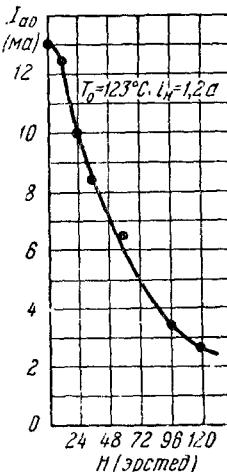


Рис. 4.

ности возникновения «комбинированного» низковольтного дугового разряда в парах Cs с падением на нем потенциала  $v_p$ .

Таким образом, к.п.д.

$$\eta = \frac{I(v_h + v_0 - v_p)}{I(v_h + v_0) + W_0}, \quad (2)$$

где  $v_0 \approx \frac{2k}{e} (T_h - T_a)$ ; величина  $W_0$  должна теперь включать в себя также и потери на теплопроводность через атмосферу паров Cs; по этим причинам величины  $\eta$  и  $\omega$  неизбежно окажутся здесь уже несколько меньшими. Этот разряд будет комбинированным потому, что положительные ионы будут возникать как путем термоионизации на катоде, так, частично, и путем ударной ионизации в объеме. Это может привести к уменьшению катодного падения потенциала и даже, в предельном случае термоиониза-

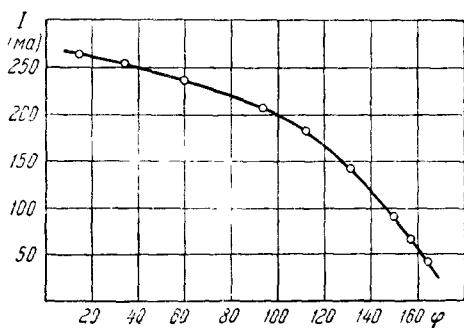


Рис. 5.

ционного  $\gamma \approx \sqrt{\frac{M}{m}}$ , к его полному исчезновению. В этом случае междудиэлектродная газовая среда при понятном условии  $\lambda_e \ll d$  будет просто играть роль некоторого дополнительного балластного сопротивления с падением потенциала  $v_p$ .

Опыт предыдущих исследований (в 1949—1950 гг.) обычного низковольтного дугового разряда в парах Cs<sup>7</sup> дает ряд ценных сведений о процессах, весьма важных также и для проблемы преобразователя, указы-

вая, в частности, на: 1) полную возможность получения в этом случае весьма малого  $v_p \lesssim 1$  в, особенно при небольшом междудиэлектродном расстоянии  $d$  и 2) ограниченную возможность фазового управления током подобного цезиевого тиратрона, как это изображено на рис. 5 для  $t = 250^\circ\text{C}$ , т. е.  $p \approx 0,5$  мм рт. ст.; последнее связано с возможностью возникновения термотоков у управляющей сетки, также покрытой пленкой Cs и нагретой выделяющимся в разряде теплом. Принципиальная возможность управления током прибора соответственно условиям опыта, как при помощи магнитного поля (рис. 4), так и при помощи сетки (рис. 5), важна еще потому, что она, по существу, указывает на возможность модуляции тока в преобразователе и трансформации его напряжения до любого значения. Без последнего выходные значения напряжения в самом преобразователе являются весьма малыми ( $\approx v_h$ ), в силу чего с повышением мощности преобразователя будут падать его внутреннее сопротивление и одновременно оптимальная внешняя нагрузка, что может затруднить его использование. Поэтому целесообразно создание батарей последовательно соединенных преобразователей.

Из этого цикла работ можно получить также и ряд ценных данных относительно свойств анода преобразователя. В самом деле, при работе последнего анод должен быть покрыт пленкой Cs, желательно моноатомной толщины, когда значение  $\varphi = \varphi_m$  будет минимальным и несколько меньшим значения  $\varphi_\infty$ , соответствующего случаю толстой пленки Cs. По нашим последним определениям, выполненным непосредственно методом контактного потенциала в холодном состоянии, для системы Cs-W получено:  $\varphi_m \approx 1,3$  эв и  $\varphi_\infty \approx 1,6$  эв. Между тем при работе преобразователя анод будет греться, так как выделяемая в нем мощность равна  $W_a = [I(\varphi_a + v_a) + \beta W_0] \approx I\varphi_a$ , где  $\beta < 1$  и  $v_a$  — анодное падение потенциала. Пример

подобного нагрева медного (1) и коварового (2) анодов—оболочкой низковольтного дугового Cs разряда при типичной  $t = 260^\circ\text{C}$  ( $p \approx 0,6 \text{ мм рт. ст.}$ ) приведен на рис. 6<sup>7</sup>. Следует указать, что в этом нагреве ничего плохого нет, так как горячий анод может быть использован как нагревательный элемент следующей ступени (термоэлектрической или парокотельной) преобразовательной установки. Даже при легко теперь получаемом  $I_e \approx \approx 12 \text{ а/см}^2$  в плоскапараллельной системе мы получим для  $W_a \approx 20 \text{ вт/см}^2$ , что примерно соответствует данным нагревателей современных парокотельных установок. Важно, однако, чтобы температура анода  $T_a$  была не настолько большой, чтобы могли возникнуть: 1) заметный обратный ток, в пределе (при  $IR = v_k$ ) равный  $I_a = AT_a^2 \exp\left(-\frac{e\Phi_a}{kT_a}\right)$ , и 2) заметная десорбция пленки Cs с него. Изучение последнего процесса в условиях повышенного давления паров Cs уже не может быть выполнено с помощью известного классического электронного метода Лентгюра вследствие возникновения объемной ионизации. В этом случае можно порекомендовать метод адсорбционного зонда<sup>8</sup>, пример применения которого для случая Mo подложки приведен на рис. 7. Из этого рисунка видно, что в области  $t \approx 260^\circ\text{C}$  десорбция пленки Cs начинается при весьма высоких значениях  $T \approx 1300^\circ\text{K}$ . Кроме того, из анализа подобного семейства кривых возможно определение работы выхода  $\Phi$  и энергии адсорбции  $q$  при оптимальном покрытии подложки пленкой; для Cs—Mo было получено  $\Phi = 1,1 \text{ эв}$  и  $q = 1,5 \text{ эв}$ .

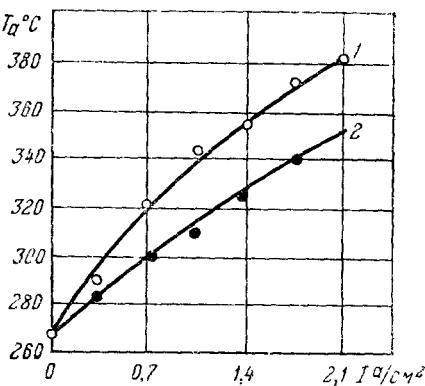


Рис. 6.

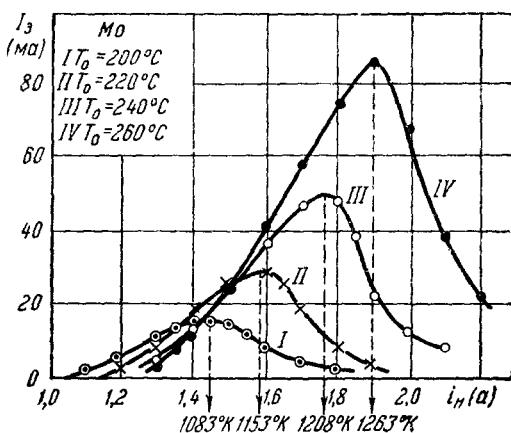


Рис. 7.

в настоящее время подвергнуты дальнейшему уточнению. Что касается возможностей и перспектив подобного преобразования, то они иллюстрируются заимствованным из<sup>9</sup> рис. 8, показывающим на основании формулы (1) значения к.п.д. преобразования при разных значениях работы выхода  $\Phi_k$  и температуры  $T$  катода; при этом принимается, что  $\Phi_a = 1,8 \text{ эв}$  (что примерно соответствует толстой пленке Cs на металле) и что катод имеет излучательную способность вольфрама. Мы видим здесь возможность получения весьма высоких и имеющих большую

практическую ценность значений к.п.д., при условии изыскания длительно и устойчиво работающих катодных материалов, соответствующих данным рис. 8.

В 1951 г. появилась обстоятельная теоретическая работа<sup>10</sup>, посвященная рассмотрению вопроса о термоэлектронном преобразовании энергии и вычислению к.п.д. вакуумного термоэлектронного преобразователя для случаев  $\Phi_k > \Phi_a$  и  $\Phi_k < \Phi_a$ . В результате этих вычислений были получены многочисленные графики, иллюстрирующие значение к.п.д. для разных условий опыта. Для случая  $\Phi_k > \Phi_a$  в работе, естественно, получено аналогичное (1) выражение, однако, к сожалению, здесь не акцентируется то значение, какое имеет контактная разность потенциалов

в указанном выше смысле. Затем в том же году появилась краткая заметка<sup>11</sup>, в которой также указывается на получение подобного преобразования энергии за счет наличия соответствующей контактной разности потенциалов; однако оно иллюстрируется в гораздо худших условиях эксперимента. В этой работе был использован низковольтный дуговой разряд в атмосфере инертного ксенона при

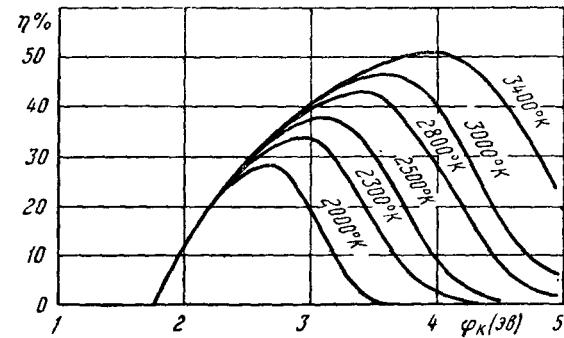


Рис. 8.

$p = 0,1$  мм рт. ст.; катодом служил Та, анодом — покрытый иленкой Ва металля. В этих условиях было получено: э.д.с.  $\varepsilon = 0,8$  в,  $I = 0,5$  а и  $\eta \approx 0,3\%$ . Эта работа является пока единственным примером наполнения преобразователя другим, нежели Cs, газом; здесь, по причине полного отсутствия термической ионизации на катоде, мы имеем обычный низковольтный дуговой разряд. Между тем при наполнении Cs, по вполне понятным причинам, мы должны получить комбинированный разряд с гораздо меньшим значением  $v_p$ , а значит, и большим  $\eta$ , что следует<sup>6</sup> из (2), а также и автоматическое создание на аноде пленки с малым значением  $\varphi_a$ .

После этой работы в течение многих лет вопрос о термоэлектронном преобразовании энергии никем экспериментально не исследовался. В этот период можно отметить лишь появление нескольких теоретических расчетов, относящихся к этому вопросу<sup>12</sup>, в условиях электронного токопрохождения в вакууме. В них акцентировалась, в частности, целесообразность всемерного уменьшения междуэлектродного расстояния для снижения электронного пространственного заряда и получения возможно большего электронного тока короткого замыкания (см. ниже), поскольку выделяемая мощность оказывается равной  $\omega = I \frac{kT}{e} \exp(-1) \text{ см}^{-2}$ .

## II СОВРЕМЕННЫЙ ЭТАП ИССЛЕДОВАНИЙ (1958—1959 гг.)

В 1958 г. к вопросу о термоэлектронном преобразовании энергии появляется большой интерес, и с тех пор в печати начинает появляться большое количество посвященных ему научных публикаций и рекламных сообщений. Появляется значительное количество лабораторных образцов подобных устройств, в частности, с нагревом катода преобразователя путем использования ядерной энергии деления. Интересно отметить, что неизбежным элементом почти всех этих преобразовательных устройств

является наличие в них паров цезия, выполняющих две указанные выше<sup>2</sup> важные функции: 1) создание соответствующей контактной разности потенциалов для повышения к.п.д. преобразования и 2) нейтрализация электронного пространственного заряда термоионами катода.

Работа<sup>9</sup> посвящена преобразованию с применением высокотемпературного W катода в парах Cs. По существу, т. е. по идее работы, методике выполнения и полученным результатам, эта работа как бы повторяет работу<sup>2</sup>, но только в большом температурном интервале—от 2350 до 2910° К. Полученные здесь экспериментальные значения к.п.д. представлены на рис. 9 кружками; они оказались в хорошем соответствии с теоретической кривой, построенной по формуле (1) для  $v_k = 2,5 \text{ e}$  и приводящей при 2900° К к  $\eta \approx 10\%$ . Представляет интерес заимствованная из этой работы таблица для  $\omega$ , в которой  $\omega = Iv_k$  при  $v_k = 2,5 \text{ e}$ , к.п.д.  $\eta$  вычислен из (1),  $q$ —скорость расходования—испарения материала W катода в миллиметрах его толщины на тысячу часов работы. (Температура плавления W 3650° К.) Отметим, кстати, что перепыление W с катода на анод при наличии атмосферы Cs не должно нарушать работы преобразователя и что эта утрата материала W является впоследствии полностью возвратимой. Можно думать, что в области 3000—3200° К, возможно, была бы энергетически вполне приемлемой работа подобного преобразователя, если бы только имелся источник столь высоких температур. Наконец, в этой же работе высказываются идеи получения заметных короткозамкнутых электронных токов с помощью внешних полей, системы плазматрона и т. д., однако экспериментально они еще не апробированы.

Можно думать, что из группы высокотемпературных чистых металлов в качестве катодного материала преобразователя наряду с W могут быть использованы, например, Re и Ta<sup>13</sup>. Последний материал и был использован в<sup>14</sup>; изготовленная в этой работе экспериментальная лампа была весьма совершенной конструкции, допускавшей производить: 1) контролируемый нагрев эквипотенциального Та катода электронной бомбардировкой, 2) независимый и точный контроль температурного режима раздельно Си анода и паров Cs и т. д. Полученная подобным путем полезная мощность  $W_p$  в зависимости от сопротивления нагрузки  $R$

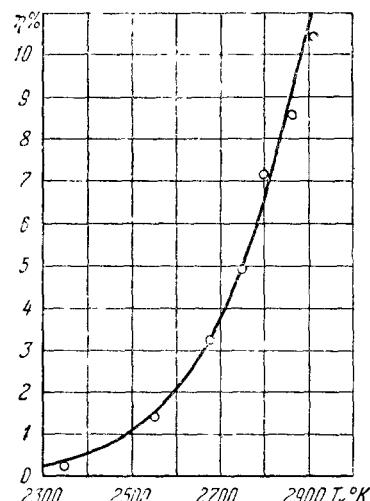


Рис. 9.

представлена на рис. 10 при разных температурах катода и  $t = 253^\circ \text{C}$  ( $p \approx 0,5 \text{ мк рт. ст.}$ ). В максимуме при  $T = 2900^\circ \text{K}$  здесь было получено  $\omega = 10 \text{ вт/см}^2$  и  $\eta \approx 5\%$ , а также ток короткого замыкания  $I_0 \approx 20 \text{ а/см}^2$ . В этом случае в междуэлектродном пространстве имеет место комбинированный низковольтный разряд, что дало авторам основание, как нам думается, недостаточно убедительное (см. ниже), назвать этот преобразователь «плазменной термопарой».

Таблица

T° K	$I \frac{a}{\text{см}^2}$	$\omega \frac{\text{вт}}{\text{см}^2}$	$\eta \%$	$q \frac{\text{мм}}{1000 \text{ час}}$
2600	0,7	1,8	2,1	0,02
2800	3,5	8,7	6,6	0,2
3000	14,2	35,0	15,8	1,8
3200	47,8	120	27,9	12,4
3400	142	350	38,6	66,6

В последующем<sup>15</sup> эта работа была продолжена, и автор смог с этой же системой довести указанные выше параметры до  $\eta \approx 15\%$ ,  $\omega \approx 30 \text{ вт}/\text{см}^2$  и  $I_0 = 62 \text{ а}/\text{см}^2$ . Из последней цифры легко оценить температуру Та катода в этом опыте, которая оказывается  $\approx 3000^\circ \text{К}$ ; это, конечно, очень высокая температура, учитывая, что плавление Та происходит при  $3270^\circ \text{К}$ , и именно ею определяются столь высокие значения полученных параметров преобразователя. Приведем из этой работы рис. 11, показывающий зависимость э.д.с. преобразования от температуры катода при разных давлениях паров

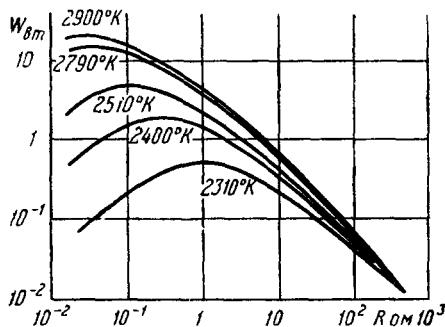


Рис. 10.

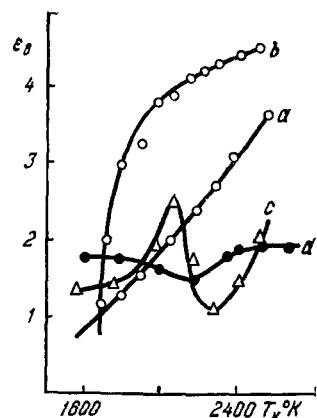


Рис. 11.

Cs:  $a-p=0$ ,  $b-p=10^{-5}$ ,  $c-p=10^{-2}$ ,  $d-p=0,4 \text{ м.м рт. ст.}$  На этом рисунке ясно видно резкое уменьшение э.д.с. при возникновении междуэлектродного разряда, как это и следует из (1) и (2).

Классический принцип уменьшения электронного пространственного заряда в вакууме путем сближения электродов до очень малого расстояния был использован в<sup>16</sup>. Здесь электродами преобразователя служили два одинаковых низкотемпературных металлонапленочных Л-катода, сближенных до расстояния  $d_{ak} \approx 10 \text{ мк}$ . В случае подобной «вакуумной термопары», где контактная разность потенциалов должна равняться нулю, большое значение к.п.д. может быть достигнуто лишь за счет большого короткозамкнутого электронного тока  $I_0$  при одновременном малом значении потребляемой мощности у подобных низкотемпературных катодов<sup>13</sup>.

Сказанное в некоторой мере относится и к случаю низкотемпературного (т. е. с малым  $\varphi_h$ ) катода в атмосфере паров Cs, где контактная разность потенциалов будет также сравнительно небольшой. Полученный в этой работе результат для случая  $T_k = 1270^\circ \text{ С}$ ,  $T_a = 540^\circ \text{ С}$  и  $d_{ak} = 10 \text{ мк}$  представлен на рис. 12 в виде кривых задержки: экспериментальной—слева и теоретической—справа; левая кривая может быть получена из правой при допущении, что в этом случае почему-то возникает благоприятная по знаку  $v_k = 0,3 \text{ в}$ . По данным этого рисунка в оптимуме получаются значения  $\omega \approx 0,8 \text{ вт}/\text{см}^2$  и  $\eta \approx 13\%$ ; однако есть основание полагать, что последняя цифра несколько завышена. Авторы считают, что путем

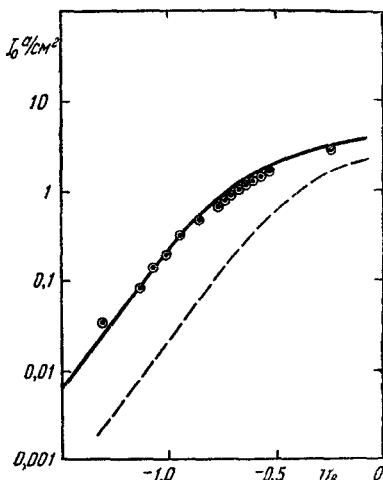


Рис. 12.

создания батареи из 30 катодов возможно получение установки с полезной мощностью  $0,5-1,0 \text{ квт}$ , э.д.с.  $\approx 15-20 \text{ в}$  и  $\eta \approx 10-15\%$ . В настоящий момент это единственная экспериментальная работа с использованием вакуумного промежутка между электродами преобразователя, хотя в недавней теоретической работе<sup>17</sup> содержится указание еще на одну, не опубликованную пока экспериментальную работу подобного характера.

В этом месте уместно задать вопрос: возможно ли использование активного низкотемпературного, например, того же Л-катода, но в парах Cs, для того, чтобы избежать необходимости создавать столь малые и не очень технические для больших катодных поверхностей междуэлектродные расстояния. Важность этого вопроса вытекает из того, что низкотемпературные ( $1000-1500^\circ \text{ С}$ ) источники тепла будут, несомненно, более доступны для использования, чем высокотемпературные ( $2800-3000^\circ \text{ С}$ ). Для решения указанного вопроса на втором этапе нашей работы<sup>18</sup> была использована идея получения положительных ионов Cs путем локальной термической ионизации на оголенных от активной пленки микроучастках поверхности зерен металлопленочного катода, где  $\varphi > v_i(\text{Cs}) = 3,9 \text{ в}$ . В результате того, что здесь применимы два известных волновых неравенства:  $\lambda_p \ll a$  и  $\lambda_e \gg \lambda_p$  ( $\lambda_p$  и  $\lambda_e$ —фазовые длины волн ионов и электронов,  $a$ —линейные размеры оголенных микроучастков), в этом случае можно считать возможным не только получение заметного ионного тока, но и заметного взаимодействия пространственных зарядов ионов и электронов, т. е. получение заметных значений  $I_0$ ,  $\eta$  и т. д. Произведенные опыты подтвердили все сказанное. Одна из полученных нагрузочных характеристик приведена в качестве примера на рис. 13. Она относится к случаю Л-катода при  $1300^\circ \text{ С}$  и  $t = 180^\circ \text{ С}$  ( $p \approx 3 \cdot 10^{-2} \text{ мм}$ ). Эти кривые совпадают по своему характеру с кривыми рис. 3 и приводят в своем оптимуме к следующим значениям:  $\omega = 0,6 \text{ вт}/\text{см}^2$ ,  $\eta \approx 5\%$ ,  $R_i \approx 0,6 \text{ ом}/\text{см}^2$ ,  $v_{Rm} \approx 0,7 \text{ в}$ , и  $I_0 = 2 \text{ а см}^2$ ; на основании полученного значения э.д.с. можно сделать вывод о том, что  $v_h = 0$ . Серьезным недостатком подобных катодов по сравнению с чисто металлическими является их сравнительно ограниченный срок службы вследствие постепенного испарения эмиссионно-активного компонента Ba. Например, для указанного случая он, по расчету, равен примерно 200 часам. Наконец, укажем еще на весьма низкие значения  $I_0$ ,  $\omega$  и т. п., полученные в экспериментальной части работы<sup>19</sup> также с Л-катодом в парах Cs. Подобные результаты получали и мы с Ba-Ni катодом прессованного типа весьма высокого, с точки зрения его обычной вакуумной эмиссии, качества. Это, очевидно, можно объяснить возникновением сравнительно малого количества ионов Cs вследствие высокой однородности покрытия катода активной пленкой Ba; с такой точки зрения для преобразователя энергии требуется, очевидно, металлопленочный катод «среднего» качества. Наконец, следует указать на возможность, при соответствующих условиях, дополнительного образования на поверхностях этих катодов адсорбированной пленки Cs<sup>20</sup>, что должно ухудшить работу преобразователя.

Вопрос о возможности использования низкотемпературных эффективных (например, металлопленочных) катодов был недавно подвергнут

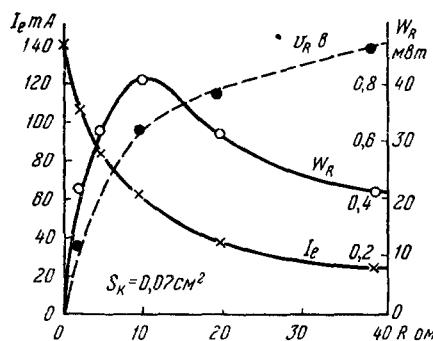


Рис. 13.

анализу также и в<sup>21</sup>. Автор указывает, что если бы удалось осуществить преобразователь, дающий  $\eta \approx 25-30\%$  при  $1100^\circ\text{C}$ , то, в сочетании с паротурбинной установкой, можно было бы довести суммарный к.п.д. до очень большой величины  $\approx 50-60\%$ . С этой точки зрения он рассматривает гипотетическую систему, состоящую из катода с  $\varphi_h = 1,7 \text{ эв}$  (например, Л-катод) и анода с весьма низким  $\varphi_a = 1,0 \text{ эв}$  (BaO-Ni и т. п.). Для такой системы, действительно, возможно было бы получение заметного  $\omega$  и весьма большого  $\eta$ . Например, в случае  $1130^\circ\text{C}$  при получаемом  $I \approx 9 \text{ а/см}^2$  расчет автора приводит к  $\omega \approx 6 \text{ вт/см}^2$  и  $\eta \approx 32\%$ . Для нейтрализации электронного пространственного заряда автор предлагает ввести дополнительно в междуэлектродное пространство чисто металлическую накаляемую поверхность с работой выхода  $\varphi'_h > v_i$ , на которой и будут создаваться необходимые ионы, например Cs. Эта поверхность должна иметь положительный относительно катода

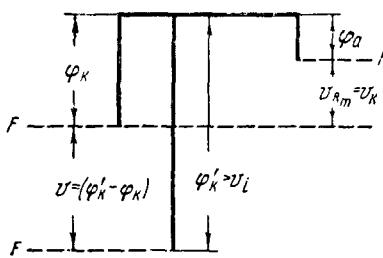


Рис. 14.

потенциал  $v = (\varphi'_h - \varphi_h)$ , как это видно из представленной на рис. 14 потенциальной диаграммы нашей системы: катод, анод и ионизатор для  $IR = v_k$ . Однако при этом не обращается внимание на следующие затруднения: 1) подобный ионизатор будет также потреблять некоторое количество энергии, уменьшая тем самым к.п.д. системы, 2) при  $I = 9 \text{ а/см}^2$  потребуется ток ионов Cs у катода с весьма большой плотностью  $\geq 50 \text{ ма/см}^2$ , управление которым в этих условиях является весьма затруднительным, и 3) при необходимости для работы

в этих условиях большом давлении паров Cs поверхность анода будет, вероятно, покрыта толстой пленкой Cs со значением  $\varphi_a \approx 1,6 \text{ эв}$ ; для получения моноатомного покрытия с малым  $\varphi_a \approx 1,0 \text{ эв}$  требуется нагрев до настолько высокой температуры (см. рис. 7), что эти весьма деликатные поверхности будут, вероятно, нарушены. Впрочем, эти факторы частично затронуты в экспериментальной работе<sup>22</sup>.

Работа<sup>22</sup> снова возвращает нас, как будто, к чисто металлическому катоду. В ней используется Mo катод ( $\varphi_h = 4,2 \text{ эв}$ ) и Cs-O-Ag анод фотоэлектроактивного типа, с предполагаемым  $\varphi_a \approx 1,0 \text{ эв}$  для получения возможно большей контактной разности потенциалов. В междуэлектродное пространство была также введена нить—дополнительный ионизатор (см. выше),—имевшая при работе потенциал примерно на 1 в положительнее катода. Раньше всего следует указать, что влияние этого ионизатора в работе оказалось весьма невыразительным: в одном случае его использование повышало к.п.д. преобразования, а в другом, наоборот, заметно его понижало; по этому поводу никаких пояснений в статье не содержится. Если обратиться к примеру работы этого преобразователя в диодном режиме без ионизатора, которым и сами авторы пользуются для иллюстрации работы своей системы, то можно указать, что в условиях  $T = 1900^\circ\text{K}$  и  $t = 291^\circ\text{C}$  ( $p \approx 2 \text{ мм рт. ст.}$ ) было получено:  $I_0 = 4 \text{ а/см}^2$ ,  $v_{Rm} = 0,8 \text{ в}$ ,  $\epsilon = 2,8 \text{ в}$ ,  $\omega \approx 3 \text{ вт/см}^2$  и  $\eta \approx 9,2\%$ . Для получения указанной эмиссии при этом значении  $T$  требуется, чтобы эмиттирующая электроны поверхность имела работу выхода  $\varphi_h = 3,0 \text{ эв}$  ( $A = 120 \text{ а/см}^2 \text{ град}^2$ ). Однако поскольку для получения термоионизации Cs на катоде требуется  $\varphi > v_i$  (Cs) = 3,9 эв, то отсюда делается вывод, что поверхность катода является в этих условиях лишь частично покрытой адсорбированной пленкой Cs, т. е. на ней имеются « пятна » с  $\varphi = 3,0$  и  $3,9-4,2 \text{ эв}$ . Между тем можно показать, что данные этих опытов можно объяснить и не прибегая к этой гипотезе, а считая, что весь катод однородно покрыт пленкой Cs с  $\varphi_h \approx 3,0 \text{ эв}$ . Дело

в том, что при столь высоких давлениях паров цезия, даже при небольшой получаемой здесь вероятности термической ионизации  $\alpha \approx 2 \cdot 10^{-3}$ , количества получаемых на катоде ионов Cs может оказаться достаточным для нейтрализации электронного пространственного заряда. Трудно сказать, в какой мере эта или предыдущая аргументация является убедительной; однако сам факт получения с чисто металлическим катодом при  $1900^{\circ}\text{K}$  к.п.д.  $\eta \approx 9,2\%$  является, несомненно, весьма интересным.

На третьем этапе нашей работы<sup>23</sup> мы обратились к изысканию такого промежуточного по своим свойствам однокомпонентного материала катода, который давал бы заметную эмиссию при  $T \geq 2000^{\circ}\text{K}$  и вместе с тем имел бы не совсем малую работу выхода  $\varphi_k$ . Последнее необходимо как для получения заметной термоионизации по всей поверхности катода, так и для получения заметных значений  $v_k$ , т. е.  $\omega$  и  $\eta$ . Для этой цели был выбран бикарбид тория— $\text{ThC}_2$ , от-

носительно свойств которого имелись лишь самые скучные указания<sup>13</sup>. Предварительные результаты этой работы привели к следующему: термоэлектронная и термоионная в парах Cs эмиссии оказались для нашей цели вполне удовлетворительными; в частности, здесь подтвердилось значение  $\varphi = 3,2-3,4$  эв. Затем этот

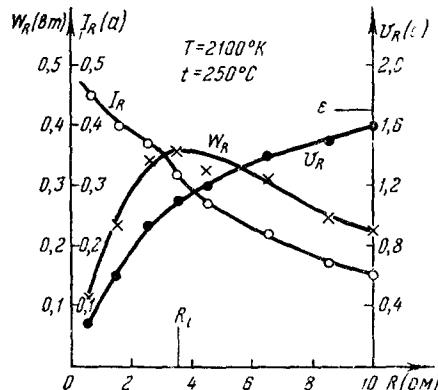


Рис. 15.

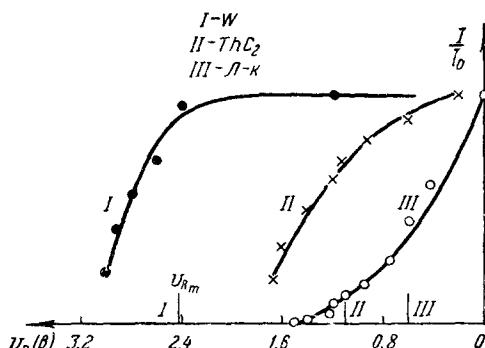


Рис. 16.

материал был подвергнут исследованию в режиме преобразования; одна из полученных при этом нагрузочных характеристик представлена на рис. 15 для случая  $T=2100^{\circ}\text{K}$  и  $t=250^{\circ}\text{C}$  ( $p \approx 0,5$  мм). Эта характеристика имеет обычный вид (см. рис. 3 и 13), и в оптимуме она приводит к следующему:  $\omega \approx 16$  вт/см<sup>2</sup> и к.п.д.  $\eta$  в пределах 10–15%; затем здесь  $I_0 \approx 19$  а/см<sup>2</sup> и  $\varepsilon \approx 1,7$  в. Кроме того, в этой работе был получен еще целый ряд других данных, на которых мы здесь не можем останавливаться. Вместе с тем приведем здесь рис. 16, обобщающий наши данные по като-

дам W (I),  $\text{ThC}_2$  (II) и Л-к (III) из рис. 3, 15 и 13 в виде кривых задержки с отметками значений  $v_{km}$ ; этот рисунок показывает, в частности, на большие преимущества использования для цели преобразования чисто металлических катодов, требующих, к сожалению, высоких рабочих температур. Интересно отметить, что недавно появилось краткое сообщение<sup>24</sup> также об использовании карбида тория в парах Cs как катода термоэлектронного преобразователя энергии; здесь сообщается только о получении с этим материалом в неуказанных условиях значений  $\omega > 15$  вт/см<sup>2</sup> и  $\eta > 15\%$ .

Отметим, наконец, новые теоретические работы<sup>25</sup>, посвященные анализу работы преобразовательных устройств с учетом контактной разности потенциалов.

Очень большой интерес представляют опыты, в которых катод преобразователя нагревался непосредственно за счет ядерной реакции деления, т. е. в которых осуществлялось непосредственное превращение ядерной энергии в электрическую. По этому поводу в настоящее время имеются

два кратких сообщения. В первом из них<sup>26</sup> указывается на использование в качестве катода стержня из соединения урана (диаметром 6,3 мм и длиной 19 мм), работавшего при  $T = 1900^\circ$  К. Анод же, как и пары Cs, был при  $300^\circ$  С. Эта система работала непрерывно 12 часов, выделяя при этом 25 вт; на основании этих данных можно оценить, что здесь  $\omega \approx 6 \text{ вт/см}^2$  и  $\eta < 8\%$ . Во втором, более подробном сообщении<sup>15</sup> указывается, что катодом служил непосредственно твердый раствор ZrC : UC в парах Cs, помещенный в 5-Метр реактор с нейтронным потоком  $10^{13} \text{ см}^{-2}\text{сек}^{-1}$ . Хотя здесь было достигнуто  $I_0 \approx 35 \text{ а}$  и  $\varepsilon \approx 3,5 \text{ в}$ , однако, максимальная полезная мощность при  $T_k = 2000^\circ$  С была всего 30 вт и  $\eta \approx 5\%$ .

После некоторой операции формовки преобразователь мог работать пять часов без заметного изменения своих параметров; его схематический чертеж представлен на рис. 17. Можно также упомянуть о неапробированном еще экспериментально другом

проекте<sup>21</sup> подобного секционированного преобразователя с Cs наполнением, Th-W катодом на UC сердечнике и Cs-O-W анодом, схематический чертеж которого представлен на рис. 18. Указывается, что подобная установка должна производить 27 квт с к.п.д.  $\eta = 9,7\%$ .

Во всех этих случаях следует помнить о неясной еще сейчас возможности радиационного повреждения материала катода и воздействия на него термоэмиссию мощного нейтронного потока в реакторе<sup>27</sup>. По этому поводу высказывается предположение<sup>21</sup>, что в силу немонокристалличности материала катода подобное воздействие не должно иметь существенного значения; при этом также обращается внимание на благоприятную роль ионизации междуэлектродного газового наполнения  $\gamma$ -излучением реактора.

В заключение возвратимся коротко к вопросу о физическом принципе работы подобных преобразователей. Интересно отметить, что наряду с приведенными выше соображениями недавно в<sup>28</sup> было показано, что применение непосредственно к междуэлектронной плазме обычной формулы для зеебековской термоэ.д.с. приводит при  $T_k = 3000^\circ$  К,  $(T_k - T_a) = 2000^\circ$  и  $n_e = 10^{15} \text{ см}^{-3}$  к значению  $\varepsilon \approx 3 \text{ в}$ , соответствующему опыту. В этой работе

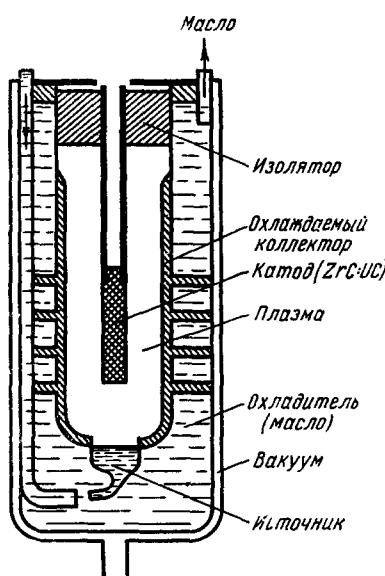


Рис. 17.

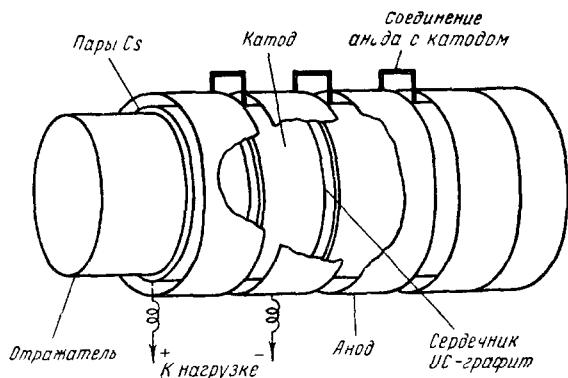


Рис. 18.

приводится много полезных данных относительно подобной плазмы; в результате приближенной оценки в ней указывается на возможность получения к.п.д.  $\approx 25\%$ .

Однако, не отрицая необходимости учета ряда указанных в<sup>28</sup> особенностей этой плазмы, можно вместе с тем думать, что основным в работе большинства современных преобразователей является именно использование контактной разности потенциалов. Это вытекает из результатов ряда опытов и, в частности, из рис. 9, где получено хорошее количественное совпадение опыта с формулой (1). Кроме того, важно иметь в виду, что знак термоэ.д.с. электронной плазмы должен быть обратным тому, который фактически имеет место и обуславливает работу преобразователя. То, что эта термоэ.д.с. на опыте оказывается слабо, возможно, связано с тем, что выделяемая в плазме проходящим током энергия приводит к обычному нагреву ее электронного газа, т. е. фактически к нарушению соответствия между его температурой и температурой обоих контактов; последнее можно усмотреть и из<sup>7</sup>. Поэтому скорее здесь речь идет о какой-то своеобразной тепловой машине с некоторыми особенностями гальванического элемента, ток которой имеет чисто термоэлектронное, т. е. тепловое, происхождение. Наличие этого тока связано с нагревом катода, т. е. обязательным созданием в преобразователе определенной разности температур ( $T_k - T_a$ ); его величина не может превышать обычного термоэлектронного тока насыщения. С другой стороны, процессами в междуэлектродном промежутке определяется внутреннее сопротивление преобразователя  $R_i$ , которое можно изменять, например, понижать путем нейтрализации электронного пространственного заряда положительными ионами. Последние могут быть созданы самыми разнообразными методами: 1) термической ионизацией на катоде или на отдельном ионизаторе, 2) ударной ионизацией в междуэлектродной плазме или в отдельном разряде и т. д. В силу этого мы, в согласии с<sup>10</sup>, предварительно назвали подобный преобразователь «термоэлектронным элементом»<sup>18</sup>, нисколько, естественно, не претендую на то, что это название является наилучшим и исчерпывающим.

Резюмируя, можно думать, что применение термоэлектронной эмиссии для непосредственного преобразования тепловой энергии в электрическую имеет серьезные перспективы практического использования при решении ряда важных задач современной техники. Однако для этого потребуется еще очень большая исследовательская и технико-конструкторская работа, которая, следует надеяться, будет успешно проведена в недалеком будущем.

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. А. Ф. Иоффе, Полупроводниковые термоэлементы (АН СССР), 1956, стр. 84.
2. Н. Моргулис и П. Марчук, Исследование термоэлектронных приборов с парами цезия. Отчет ИФ АН УССР за 1949 г., зарегистрированный Гостехникой СССР 22. VI. 1950 г. за № 1546—50—7; П. Марчук, Кандидатская диссертация. ИФ АН УССР, 1951, ч. II, гл. 3, Труды ИФ АН УССР, № 7, 3 (1956) (сдано в печать 15. X. 1954 г.).
3. М. Гуртовой и Г. Коваленко, Физ. зап. АН УССР 9, 240 (1941); М. Гуртовой, Физ. сб. КГУ, № 7, 189 (1955).
- М. Гуртовой и Н. Лившиц, Физ. сб. КГУ, № 9, 93 (1956).
4. С. Птицын и И. Чуккерман, Сб., посвящ. 70-летию акад. А. Ф. Иоффе (АН СССР), 1950, стр. 173.
5. Н. Моргулис, ЖЭТФ 4, 489 (1934); 16, 489 (1946); М. Гуртовой, А. Остроухов и С. Пекар, Научн. ежегодник КГУ за 1956 г., стр. 336. Физ. сб. КГУ, № 10, 1959.
6. Н. Моргулис и П. Марчук, Укр. физ. журн. 2, 379 (1957).

7. Н. Моргулис, П. Марчук и Б. Дятловицкая, Исследования электронной эмиссии и низковольтной дуги в парах цезия. Отчет ИФ АН УССР для Гостехники СССР за 1950 г.; Н. Моргулис и П. Марчук, Укр. физ. журн. 1, 59 (1956); 3, 95 (1958).
  8. П. Марчук, Труды ИФ АН УССР, № 7, 17 (1956).
  9. К. Нернквист, М. Канефски и Ф. Норман, RCA Rev. 19, 244 (1958).
  10. А. И. Анесельм, Термоэлектронный вакуумный термоэлемент (АН СССР), 1951.
  11. G. Medices and G. Wehner, Journ. appl. phys. 22, 1389 (1951).
  12. M. Champex, Le vide 6, 936 (1951); M. Strutt, Proc. IRE 40, 601 (1952); H. Moss, Journ. of electron. 2, 305 (1957).
  13. См., например, Н. Моргулис, УФН 53, 501 (1954).
  14. G. Grover, D. Roehling, E. Salmi and R. Pidd, J. appl. phys. 29, 1611 (1958).
  15. G. Grover, Nucleonics, № 7, 54 (1959).
  16. G. Hatsopoulos and J. Kaye, J. appl. phys. 29, 1124 (1958); Proc. IRE 46, 1574 (1958); Nottingham, G. Hatsopoulos and J. Kaye, Journ. Appl. Phys. 30, 440 (1959).
  17. H. Webster, Bull. Am. Phys. Soc. 3, 266 (1958); J. appl. phys. 30, 488 (1959) J. Beaggs Bull. Am. Phys. Soc. 3, 266 (1958).
  18. Н. Моргулис и А. Наумовец, Р. и Э. 4, 1065 (1959), ФТТ 2, 537 (1960).
  19. W. Nottingham, J. appl. phys. 30, 413 (1959); Доклад на 4-й Междунар. конференции по газовому разряду. Упсалы (Швеция), август 1959 г.
  20. Н. Моргулис и Ю. Корчевский, Изв. вузов СССР, сер. физ., в печати.
  21. К. Нернквист, Nucleonics, № 7, 49 (1959).
  22. V. Wilson, Bull. Am. Phys. Soc. 3, 266 (1958); J. appl. phys. 30, 475 (1959).
  23. Н. Моргулис и Ю. Корчевский, Атомная энергия. В печати.
  24. R. Fox and W. Gust, Bull. Am. phys. Soc. 4, 322 (1959).
  25. G. Feaster, J. of electron. 5, 142 (1958); J. Houston, Bull. Am. Phys. Soc. 3, 266 (1959); J. appl. phys. 30, 481 (1959).
  26. Атомная техника за рубежом, № 7, 41 (1959).
  27. J. Debiesse, J. Challansonnet et G. Neyret, CR 232, 602 (1951). J. Debiesse, G. Neyret, J. Challansonnett et J. Amoignon, CR 232, 2015 (1951).
  28. H. Lewis and J. Reitz, J. appl. Phys. 30, 1439 (1959); Bull. Am. Phys. Soc. 4, 420 (1959).
-