

## НОВЫЕ ЭЛЕКТРОВАКУУМНЫЕ ПРИБОРЫ С НАКАЛЕННЫМ КАТОДОМ В РАЗРЕЖЕННОМ ГАЗЕ

*Н. Д. Моргулис, Киев*

Современное развитие физики электронных и ионных процессов и в частности физики электрических разрядов в газах привело к развитию новых типов электровакуумных приборов, одновременно расширив значительно и рамки их технического применения. Если раньше область применения электровакуумных приборов ограничивалась, главным образом, электротехникой слабых токов (электронные лампы), то современные электровакуумные приборы, расширяя и здесь область своего применения, открывают новые перспективы в технике сильных токов (мощные ртутные выпрямители, обычные и управляемые, газотроны, тиратроны, лампы с магнитным управлением, усилитель со стеночным током — *Wandstromverstärker* и т. д.). В настоящей статье мы ограничимся рассмотрением лишь наиболее интересного нового класса электровакуумных приборов, а именно двух и трехэлектродных ламп с накалимым катодом в атмосфере разреженного газа, в частности ртутного пара, известных у нас под названием газотрона и тиратрона, развитие которых связано, главным образом, с именами Ленгмюра и Хелла.

## 1. Физические основания

Если, накалив катод, повышать постепенно анодный потенциал  $v_a$  двухэлектродной вакуумной лампы, то сила электронного тока будет постепенно возрастать, следуя закону  $^{3/2}$  вплоть до постоянного значения, соответствующего насыщению (рис. 1); это увеличение происходит, как известно, за счет постепенного разрушения электронного пространственного заряда, находящегося вблизи катода.

Если же в баллоне имеется разреженный газ при давлении порядка 1—100 баре и мы, накалив катод, начнем повышать анодный потенциал, то вначале сила электронного тока будет возрастать по закону  $^{3/2}$  (AB по рис. 2), и лишь в некоторый момент, когда анодный потенциал до-

стигнет значения называемого потенциалом зажигания, в лампе зажжется электрический разряд, и сила тока сразу возрастет до значения, соответствующего насыщению (ветвь *CD* рис. 2).

В этом случае при зажигании разряда возникает интенсивная ионизация газа, и возникающие при этом положительные ионы компенсируют электронный пространственный заряд вблизи катода. При этом разность потенциалов в разрядном пространстве распределяется таким образом, что почти вся она сосредоточена в узкой области вблизи катода, в остальном же пространстве потенциал почти неизменен и

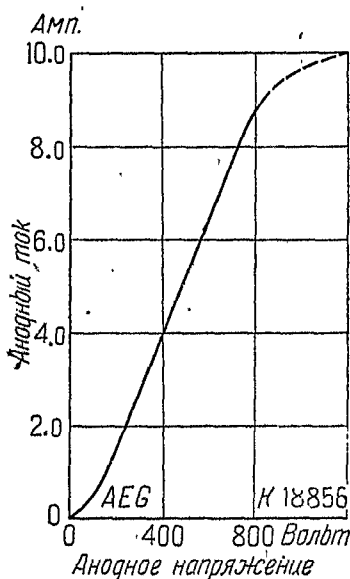


Рис. 1. Характеристика кенотрона.

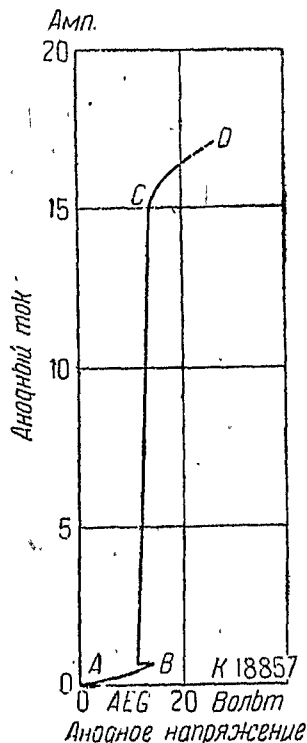


Рис. 2. Характеристика газотрона.

соответствует примерно потенциалу анода. В таком случае различают по Ленгмюиру пространство с интенсивно ионизированным газом и почти неизменным потенциалом, называемое „плазмой“ („plasma“), и узкую область, где сосредоточен главный скачок потенциала, в данном случае вблизи катода, — „пленку“ („sheath“).

Если обратиться к плазме, то в ней благодаря сильной ионизации имеются большие количества электронов и ионов, которые распределяются таким образом, что их пространственные заряды взаимно друг друга компенсируют. Благодаря не совсем еще выясненным до настоящего времени

процессам скорости электронов, и в 1-м приближении ионов, устанавливаются в соответствии с законом распределения скоростей Максвелла-Больцмана, при котором как электронам, так и ионам можно приписать некоторую температуру  $T_e$  и  $T_p$ . В таком случае, если обозначить их концентрацию  $n_e$  и  $n_p$ , массу  $m_e$  и  $m_p$ , и силу тока неупорядоченного движения  $I_e$  и  $I_p$ , можно получить для электронов

$$n_e = \sqrt{\frac{2\pi m_e}{kT_e}} \frac{I_e}{e} = 4,03 \cdot 10^{13} \frac{I_e}{T_e^{1/2}} \quad (1)$$

( $I_e$  в амперах).

Что касается ионов, то их температура примерно наполовину меньше электронной температуры, т. е.  $T_p \sim \frac{1}{2} T_e$  и так как, с другой стороны, их движение на границе плазмы происходит только в направлении от плазмы к пленке, то они могут быть в половинном количестве, т. е.

$$n_p = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{2\pi m_p}{kT_p}} \frac{I_p}{e} = 2,02 \cdot 10^{13} \frac{I_p}{T_p^{1/2}} \quad (2)$$

Таким образом

$$\frac{I_e}{I_p} = \frac{1}{2} \left( \frac{m_p T_e}{m_e T_p} \right)^{1/2} = \left( \frac{m_p}{2m_e} \right)^{1/2} \quad (3)$$

Для ртути  $\left( \frac{m_p}{m_e} \right)^{1/2} = 607$ , и поэтому по (3)  $\frac{I_e}{I_p} = 429$ , в то время как опыт дает  $\frac{I_e}{I_p} = 411 \pm 17$ .

Если в пространство плазмы ввести металлическую поверхность — коллектор, которую допустим для простоты плоской, то в зависимости от потенциала этого коллектора  $V_k$  относительно плазмы мы будем иметь 3 области:

I. Потенциал коллектора  $V_k$  значительно отрицательнее потенциала разрядного пространства в данном месте (ветвь АВ рис. 3).

В таком случае коллектор окружен пленкой ионного пространственного заряда. Между силой ионного тока на коллектор  $I_p$ , его потенциалом  $V_k$  и толщиной пленки  $d$  существует связь, даваемая обычной формулой, применяемой в случае пространственного заряда:

$$I_p = 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{V_k^{3/2}}{d^2 \sqrt{\frac{m_p}{m_e}}} \quad (4)$$

Сила ионного тока  $I_p$  задается степенью восполнения запаса ионов в пленке из области плазмы, т. е. зависит от степени ее ионизации, которая в свою очередь зависит от силы электронного тока между главными электронами и величины катодного скачка потенциала, задающего им скорости. Таким образом при изменении потенциала коллектора будет меняться толщина пленки, будучи пропорциональна  $d \sim v^{1/2}$ . Исключительно существенным в этом случае является то обстоятельство, что весь потенциал коллектора компенсируется скачком потенциала в окружающей его пленке ионного пространственного заряда так, что электрическое поле в пространстве вне пленки от потенциала коллектора не зависит и им изменено быть не может; при этом заряд на коллекторе равен заряду, сосредоточенному в этой пленке. При изменении потенциала коллектора, будет в соответствии с (4) меняться только лишь толщина пленки, которая при некоторых условиях может достигать значительной величины порядка до 1 см. Эту пленку

вблизи отрицательного коллектора можно иногда даже и наблюдать и определять экспериментально ее толщину, так как она имеет вид темного пространства — темное пространство Ленгмюра (до некоторой степени аналогичное темному пространству Крукса в тлеющем разряде), с довольно резко очерченной внешней границей. На рис. 4 справа представлена примененная Гюнтершульце для подобного определения толщины пленки лампа, а слева представлена ее фотография во время горения, из которой видно, насколько четко видны вверху контуры этого темного пространства.

В табл. 1 представлено сопоставление экспериментально полученных Гюнтершульце значений  $d$  с вычисленными

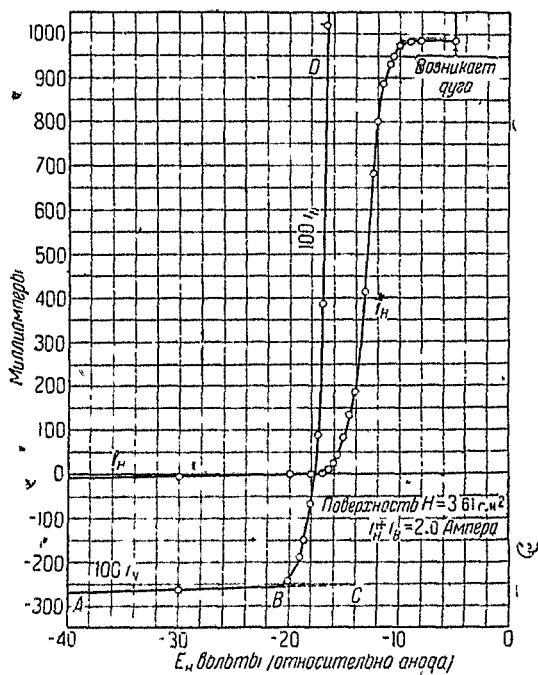


Рис. 3. Типичная кривая ток-вольтаж коллектора.

теоретически по формуле (4) для разряда в аргоне при давлении 0,00422 мм ртутного столба при вольфрамовом коллекторе.

II. Потенциал коллектора слегка отрицательнее, чем потенциал пространства (ветвь  $BD$  рис. 8). В этом случае на

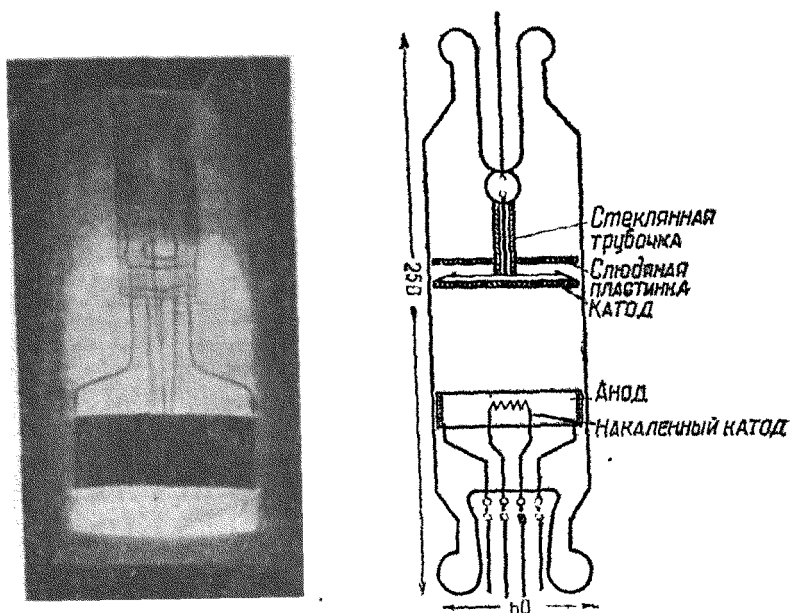


Рис 4.

конный ток коллектора будет накладываться ток электронов, имеющих согласно распределению Максвелла-Больцмана относительно наибольшие скорости. Величина одного, только-

ТАБЛИЦА .

| $V_k$ вольт | $I_p \frac{mA}{cm^2}$ | $d$ см вычисл. | $d$ см эквипер. |
|-------------|-----------------------|----------------|-----------------|
| 200         | 0,721                 | 0,185          | 0,191           |
| 400         | 0,748                 | 0,305          | 0,307           |
| 700         | 0,984                 | 0,414          | 0,430           |
| 1000        | 0,694                 | 0,629          | 0,638           |
| 1500        | 0,786                 | 0,800          | 0,916           |
| 2000        | 0,502                 | 1,238          | 1,864           |

электронного тока может быть определена вычитанием из общего тока на коллектор экстраполированного значения ионного тока  $BC$  на рис. 3. Полученный подобным образом

электронный ток должен в этой области подчиняться закону Максвелла-Больцмана, т. е.

$$i = SI_0 e^{\frac{eV_k}{kT_e}} \quad (5)$$

( $S$  — поверхность коллектора), или

$$\ln i = \text{const} + \frac{eV_k}{kT_e}. \quad (6)$$

На рис. 5 и представлены подобного рода графики, из наклона которых и можно определить среднюю энергию или температуру электронов по соотношению  $\frac{1}{2}mv^2 = eV_e = \frac{3}{2}kT_e$ .

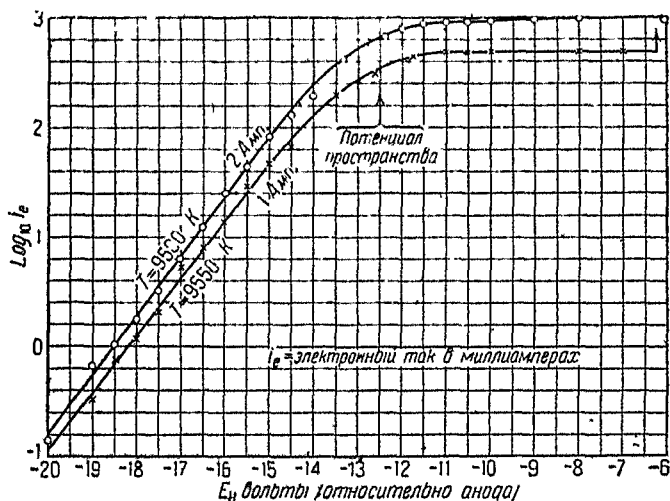


Рис. 5. Полулогарифмическая кривая ток-напряжение.

(1 вольт соответствует  $3750^\circ \text{K}$ ); эти температуры электронов бывают порядка десятков тысяч градусов, уменьшаясь с увеличением давления. Подобное возрастание электронного тока с  $V_k$  продолжается до тех пор, пока потенциал  $V_k$  не сделается равным потенциалу окружающей его плазмы  $V_0$ , — в этот момент, как видно из рис. 5, мы наблюдаем излом прямой, по положению которого можно определить потенциал разрядного пространства, в котором находится наш коллектор (в случае, изображенном на рис. 5,  $V_0 = -12,5 \text{ V}$ ).

III.  $V_k > V_0$ . В этом случае коллектор будет окружен пленкой электронного пространственного заряда, в которой условия определяются аналогично 1-му случаю снова уравнением (4), и сила электронного тока будет приблизительно постоянной, соответствующей силе тока неупорядоченного

движения в плазме  $I_e \sim \left(\frac{m_p}{2m_e}\right)^{\frac{1}{2}} I_p$ . И в этом случае иногда удается наблюдать эту пленку около коллектора в виде темного пространства. При дальнейшем повышении  $V_k$  может начаться ионизация в пространстве у коллектора, который покроется светящейся пленкой (аналогично анодному тлеющему свечению). Если же при дальнейшем повышении  $V_k$  число ионов, возникших благодаря ионизации у коллек-

тора достигнет  $\sim \left(\frac{m_e}{m_p}\right)^{\frac{1}{2}}$  числа электронов в пленке, электронный пространственный заряд в пленке будет ими компенсирован, и сила электронного тока сразу сильно возрастет — наступит своеобразный пробой пленки (стрелка на рис. 3).

Другой важный для нас комплекс вопросов связан с распылением адсорбированных пленок, находящихся на поверхности раскаленного катода, работающего в атмосфере разреженного газа. Известно, что под влиянием бомбардировки положительными ионами катод разрядной трубки постепенно распыляется, — при этом степень распыления зависит от материала катода, рода газа и скоростей бомбардирующих его ионов. Опыты показали, что количество распыляемого в единицу времени материала катода выражается приблизительно формулой:

$$m = a(V - V_0), \quad (7)$$

где  $a$  — постоянная,  $V$  — энергия ударяющегося о поверхность катода иона, а  $V_0$  — тот критический потенциал, ниже которого распыление практически прекращается. Губительное действие бомбардировки поверхности катода положительными ионами должно естественно сказываться особенно сильно у

катодов, активированных при помощи адсорбированной электроположительной пленки, в частности тория или бария.

Исследованию этого важного вопроса были посвящены работы Кингдона и Ленгмюра, с одной стороны, и Хелла, с другой. Первые авторы показали, что в случае работы катода из торированного воль-

фрама в атмосфере сильно разреженного газа имеет приблизительно место зависимость (7) с критическими потенциалами  $V_0$ , приведенными во второй колонке 2-й таблицы. В даль-

ТАБЛИЦА 2

| Газ | $V_0$ вольт по<br>Кингдону и<br>Ленгмюру | $V_0$ вольт по<br>Хеллу |
|-----|------------------------------------------|-------------------------|
| H   | > 600                                    | —                       |
| He  | 35                                       | —                       |
| Ne  | 45                                       | 27                      |
| Ar  | 47                                       | 25                      |
| Cs  | 52                                       | —                       |
| Hg  | 55                                       | 22                      |

нейших исследованиях Хелла оказалось, что значения этих, очень важных для практического использования, критических потенциалов лежат немного ниже; эти значения приведены в третьей колонне таблицы.

На рис. 6 приведены по Хеллу вольтамперные характеристики катода из торированного вольфрама, работающего в атмосфере ртутных паров при давлении 0,005 мм, при разных температурах катода. Мы видим, как электронный ток сначала постепенно возрастает, следуя закону  $3/2^x$ ; в не-

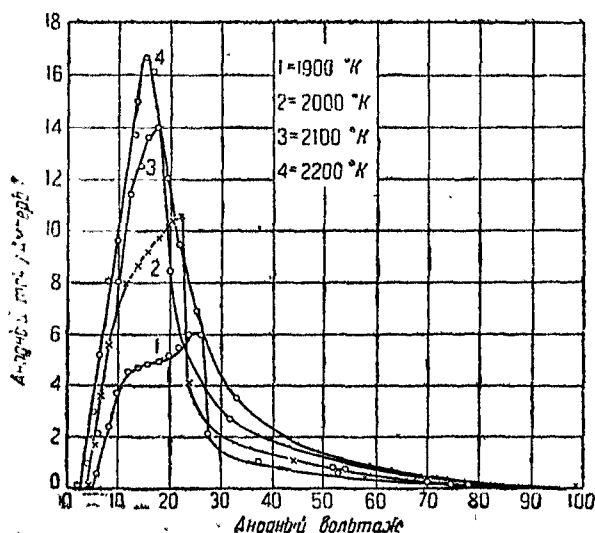


Рис. 6. Характеристики торированной нити в ртутном паре при 0,005 мм давления.

который момент, когда скорость ударяющихся о катод ионов, возникших благодаря ионизации газа ударом электронов, достигает критического значения, начинается распыление пленки тория, — катод дезактивируется, и эмиссия быстро падает. Подобного же рода процесс будет происходить и с оксидным катодом, имеющим на своей поверхности адсорбированную пленку бария.

## II. Газотрон

Газотроном называют у нас двухэлектродную лампу — диод с накаливаемым катодом в парах ртути при небольшом давлении. Униполярный характер проводимости обычного вакуумного диода — кенотрона, характеристика которого представлена на рис. 1, уже давно привела к его применению как выпрямителя переменного тока. При работе кенотрона в цепи с э. д. с., равной  $E$ , между его электродами в

активном направлении будет находиться некоторая разность потенциалов  $V_a$ , необходимая, чтобы через него шел ток  $I$ ; в таком случае его к. п. д. может быть приближенно определен из формулы:

$$\eta = 1 - \frac{W_H + IV_a}{IE}, \quad (7)$$

где  $W_H$  — мощность, потребляемая на накал. Для получения большего к. п. д. следовало бы применять экономичные катоды типа торированного или оксидного, с одной стороны, и разработать такую конструкцию, которая позволяла бы получать значительные токи при небольших потенциалах  $V_a$ . Первый путь у мощных кенотронов встречает значительные затруднения ввиду опасности распыления активной катодной пленки при бомбардировке ионами остаточных газов, которые появляются при работе кенотрона, — вследствие больших  $V_a$  у кенотрона эффективность бомбардировки ионами в этом случае будет очень значительной. С другой стороны, получение больших электронных токов в кенотронах требует наличия весьма высоких анодных потенциалов  $V_a$ , как это видно из рис. 1, необходимых для извлечения соответствующего количества электронов из зоны пространственного заряда, что тоже очень неблагоприятно сказывается на его к. п. д. Применение для целей выпрямления ртутной дуги, дающей хороший к. п. д., имеет ряд неудобств, связанных в первую очередь с необходимостью искусственного охлаждения, относительной неустойчивостью дугового разряда и трудностями изготовления. Радикальным выходом из положения является введение в кенотрон небольшого количества газа или ртутного пара при давлении порядка 0,01 мм — газотрон, характеристика которого была уже приведена на рис. 2 и разобрана выше. Основное различие между газотроном и кенотроном заключается в следующем: в кенотроне изменение силы электронного тока  $I$  происходит при изменении анодного потенциала, — при заданной конструкции кенотрона величина  $I$  определяется только им (конечно, при отсутствии насыщения). В газотроне же при зажигании разряда сила анодного тока сразу возрастает до насыщения; промежуточные же значения силы тока можно получить, как уже указывалось, стабилизируя разряд внешним сопротивлением, — таким образом величина анодного тока будет определяться только лишь этим внешним сопротивлением, разность же потенциалов между электродами во всей этой области будет приблизительно постоянной и не зависит от силы тока. Далее, оказывается возможным применять в газотронах оксидные катоды с конструкцией, обеспечивающей исключительно высокую экономичность. Из указанного выше ясно, что если во время работы газотрона разность потенциалов

между электродами, сосредоточенная, как мы знаем, в пленке около катода, не превысит критического значения распыления, соответствующего для ртутных паров 22 В, то энергия ионов окажется недостаточной для распыления пленки бария, и окисидный катод сможет спокойно работать. Это оказывается вполне возможным сделать, и таким образом газотроны с низким потенциалом горения в пределах 12—20 В

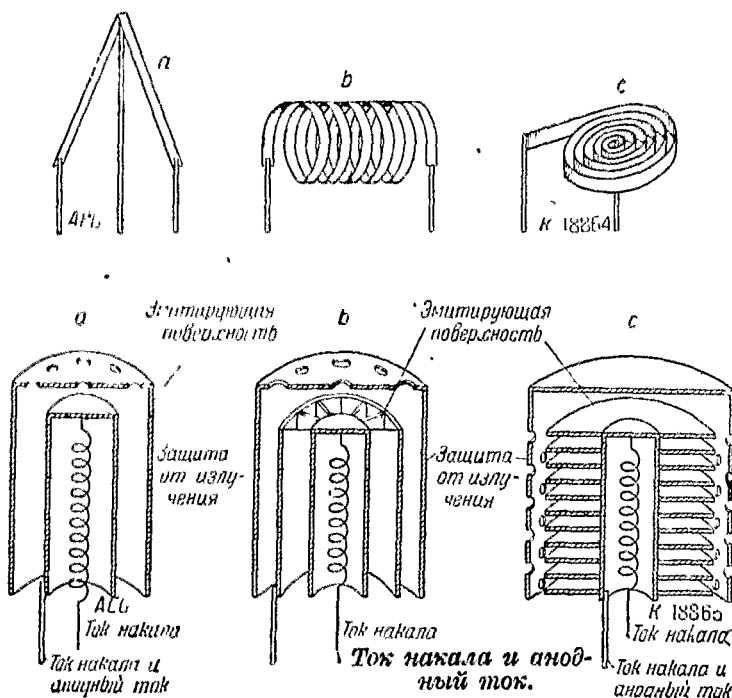


Рис. 7. Катоды с непосредственным нагревом. Катоды с подогревом.

работают вполне устойчиво. Далее, благодаря тому, что электронный ток обусловлен тут, главным образом, компенсацией электронного пространственного заряда ионами, в этом случае оказывается возможным дать специальные конструкции катода с хорошей тепловой изоляцией, обеспечивающей исключительно большую экономичность и возможность получения очень больших электронных токов при том же самом низком потенциале горения. Устройство подобных катодов представлено на рис. 7, где сверху изображены катоды с обычным накалом, внизу — подогревные; благодаря надежной тепловой изоляции и использованию рассеиваемой лучеиспусканием энергии удается у катодов последнего типа получать до 1 А электронного тока при 1 В

накала, в то время как применение подобных катодов у кенотронов является совершенно невозможным ввиду очень большого внутреннего сопротивления, которое имел бы кенотрон в этом случае. Больше того, в некоторых случаях удастся поддерживать катод при рабочем накале исключительно за счет самого эмиссионного тока, что отчетливо видно из рис. 8, где на оси абсцисс отложена сила электронного тока, а на оси ординат — напряжение накала (сплошная кривая) и мощность накала (пунктирная кривая).

Из всего сказанного ясны громадные преимущества газотрона перед кенотроном, что еще больше подчеркивается данными сравнения двух схем выпрямителей трехфазного

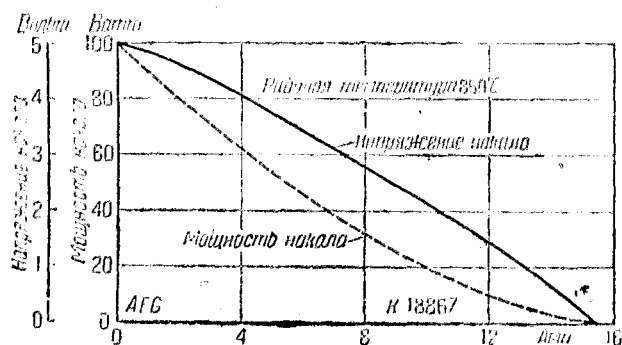


Рис. 8. Среднее значение постоянного анодного тока. Кривая напряжения в цепи накала.

тока с шестью лампами, в схеме дающих каждая по 180 kW мощности выпрямленного тока, работающих первая на кенотронах, а вторая на газотронах, приведенными в табл. 3.

Исключительно важным для устойчивой и надежной работы газотрона является выбор соответствующей упру-

ТАБЛИЦА 3

| Лампа              | Потери      |          |            | $\eta$ % |
|--------------------|-------------|----------|------------|----------|
|                    | $V_a$ вольт | $W_H$ kW | $I V_a$ kW |          |
| Кенотрон . . . . . | 1560        | 6,9      | 18,7       | 87,5     |
| Газотрон . . . . . | 15          | 1,8      | 0,36       | 98,8     |

гости ртутных паров. Дело в том, что с повышением упругости ртутных паров или температуры конденсации ртутной капли потенциал горения газотрона будет понижаться, что, несомненно, является выгодным. Однако тут необходимо учесть, что при этом одновременно будет понижаться и

потенциал обратного зажигания, что является допустимым только до некоторых пределов. Таким образом верхняя граница упругости ртутного пара задается потенциалом обратного зажигания, который, как обычно принято, должен иметь определенный запас прочности; нижняя же граница упругости пара задается потенциалом горения в активном направлении, который не должен превосходить 22 В, при котором начинается распыление активного катода.

На рис. 9 представлены кривые зависимости потенциала горения II и потенциала обратного зажигания I в зависимости от температуры конденсирующей ртути, для газотрона UV-869 General Electric Co, предназначенного на 20 000 В; из рисунка видно, что рабочая область лежит примерно при 5—50° С температуры внешней среды, т. е. к счастью, лежит как раз при обычных температурах рабочих помещений. Далее, очень важно должным образом выбрать накал катода и его рабочий режим, так как при недокале катода или при его перегрузке мы можем попасть в область CD рис. 2, при этом скачок потенциала в пленке может оказаться больше критического потенциала распыления, и активная пленка на катоде будет разрушена. Этим кратким описанием газотрона мы и ограничимся.

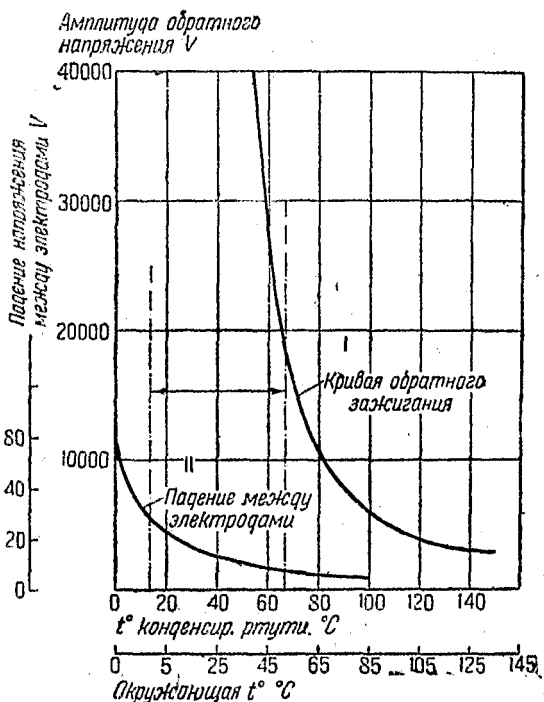


Рис. 9. Зависимость падения напряжения (кривая II) и напряжения обратного зажигания (кривая I) от температуры.

### III. Тиратрон

Если в пространство между анодом и катодом газотрона поместить сетку, то полученный триод со ртутными парами называется тиратроном; это название дано от греческого *θύρα* — дверь, из-за его характерной особенности, указанной

ниже. Однако роль сетки в этом случае кардинально отличается от ее роли в обычном вакуумном триоде, что видно из рассмотрения приведенных на рис. 10 характеристик триода (а) и тиратрона (с). Если задать отрицательное смещение на сетку  $V_c$  и положительный потенциал на анод  $V_a$  и затем постепенно уменьшать отрицательный потенциал  $V_c$ , то электронный ток в триоде появится в момент, соответствующий условию

$$V_c = -DV_a \quad (8)$$

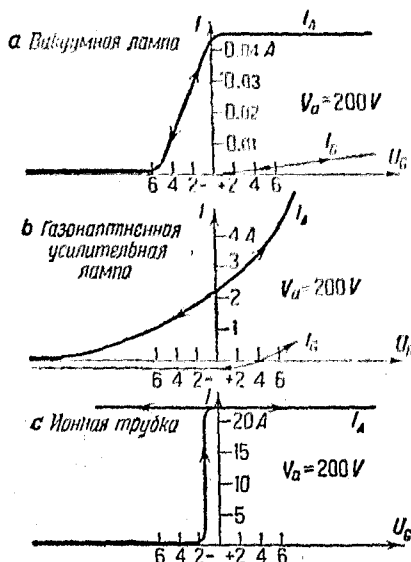


Рис. 10. Характеристики вакуумной усилительной лампы (а), газонаполненной лампы (б) и ионной трубки (с).

отрицательный сеточный потенциал, то в момент, соответствующий условию (8), появится электронный ток, который за очень короткое время зажжет разряд в тиратроне. Появившиеся при этом ионы будут притянуты к отрицательной сетке, которая играя роль отрицательного коллектора, покроется сейчас же пленкой ионного пространственного заряда таким образом, что все падение потенциала  $V_c$  будет сосредоточено в этой пленке и на разряде больше сказываться не будет. Благодаря этому анодный ток в момент зажигания, соответствующему условию (8), сразу возрастет до своего полного значения, которое, как мы уже знаем, будет определяться не насыщением, а величиной внешнего сопротивления в анодной цепи. Время, необходимое для подобного полного зажигания заряда в тиратроне, бывает, в зависимости от условий, порядка 1—10 микросекунд. Дальнейшее изменение потенциала сетки в ту или иную сторону по-

где  $D$  — проницаемость, и будет дальше постепенно возрастать, достигая значения, соответствующего насыщению, — при обратном изменении сеточного потенциала точки улягутся точно на кривой, полученной при прямом ходе, так что мы не должны получить даже петли гистерезиса, свидетельствующей о плохом вакууме в триоде. Совершенно не то будет в случае тиратрона. Если опять-таки, накалив катод тиратрона, дать значительное отрицательное смещение на сетку и затем положительный потенциал на анод, то, как в случае триода, сетка заперет электроны у катода, и ток через тиратрон идти не будет. Если же начать уменьшать

влиять на разряд уже не может, и вызовет лишь изменение толщины своей пленки пространственного заряда в соответствии с формулой (4). Таким образом кардинальное отличие тиратрона от триода заключается в том, что при обычном питании электродов постоянным током, мы при помощи сетки в тиратроне можем только включить разряд, но не можем в дальнейшем ни повлиять на силу анодного тока, ни даже его выключить (рис. 10,с); этим характерным свойством определяется его название. Для выключения зажженного разряда в тиратроне имеется одна лишь возможность — выключить анодное напряжение или сделать его отрицательным; в таком случае имеющиеся в разрядном пространстве ионы и электроны исчезнут на стенках и электродах и мы снова придем к начальному положению. Здесь следует обратить внимание на следующее обстоятельство: прекращение разряда при отрицательном сеточном потенциале большим, чем (8) может произойти лишь в том случае, если за время, когда анодный потенциал был выключен, ионы и электроны успели продиффундировать к стенкам и к электродам и исчезнуть на них; если это время делать все меньшим, то в некоторый момент окажется, что оно будет недостаточным для исчезновения ионов и электронов, и разряд после такого кратковременного выключения анодного потенциала будет снова продолжаться. Это время, необходимое для исчезновения ионов и электронов после выключения тока в тиратроне, называется временем деионизации; по измерениям Хелла оно бывает порядка от 10 до 1000 микросекунд, и зависит от геометрии и потенциала электродов и давления газа, и выражается приближенно следующей эмпирической формулой:

$$\tau = \frac{0,0012}{V_0^{1/2}} \frac{pI^{0.7}}{\omega} \text{ сек.}, \quad (9)$$

где  $p$  — давление газа в барах,  $I$  — сила тока в амперах,  $V_0$  — потенциал сетки по отношению к разрядному пространству — плазме в вольтах,  $\omega$  — расстояние между сеткой и анодом.

Зажигание разряда в тиратроне определяется, таким образом, условием, аналогичным (8), т. е. происходит в момент, когда потенциал на сетке достигает значения

$$V_3 = -DV_a; \quad (10)$$

в этом случае величина  $D$  в отличие от случая триода зависит уже не только от одной геометрии электродов, а и от условий ионизации газа и его упругости. Практически, однако, эту величину можно считать постоянной, но чтобы подчеркнуть существенную разницу между ее ролью в случае тиратрона и в случае триода, ее здесь называют „фак.

тором сеточного контроля" — ф. с. к. („grid — control ratio“).

На рис. 11 приведена экспериментально полученная зависимость потенциала зажигания сетки  $V_3$  от  $V_a$  для тиратрона, из которой видно, что в соответствии с (10) она имеет действительно линейный характер, но угловому коэффициенту которой можно определить ф. с. к.; лишь при малых  $V_a$  наблюдается отступление от линейной зависимости, связанное, повидимому, с уменьшением вероятности ионизации ударом электрона, имеющего малые скорости.

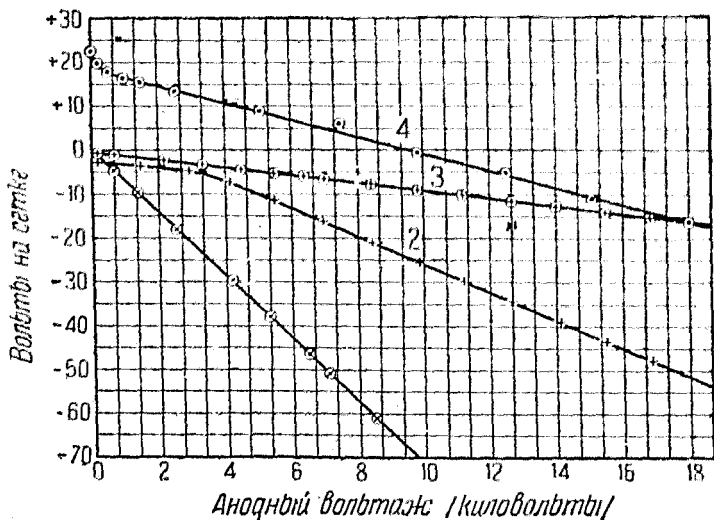


Рис. 11. Контрольные характеристики тиратронов, представляющие напряжение на сетке, при котором возникает ток, в функции анодного вольтажа.

Мы видим, что при обычной схеме питания электродов тиратрона подобно и триоду постоянным током, возможность управления анодным током при помощи сеточного потенциала совершенно исключена, — этим путем можно только включить ток, и нельзя не только регулировать его величину, но даже его выключать. Если, однако, питать электроды тиратрона переменным током, то возникает возможность при помощи потенциала сетки регулировать силу анодного тока; для этого есть две возможности:

1. Дадим на анод переменное напряжение, для простоты допустим синусоидальное  $V_a = V_a \sin \omega t$ , осциллограмма которого изображена на рис. 12.

В таком случае и потенциал зажигания сетки  $V_3$  (10) будет тоже иметь синусоидальный характер:

$$V_3 = -DV_a \sin \omega t$$

и направлен в сторону, противоположную  $V_a$ ; на том же рисунке его кривая изображена широкой пунктирной линией. Дадим на сетку тоже переменное напряжение  $V_c$  под некоторою разностью фаз  $\varphi$  по отношению к анодному. Если теперь в какой-либо момент это сеточное напряжение  $V_c$  делается равным или более положительным, чем напряжение зажигания  $V_z$ , т. е. на рисунке кривая  $V_c$  пересечет  $V_z$ , то в этот момент зажжется разряд, который будет продолжаться в течение всего этого полупериода, пока анодное напряжение положительно, — погаснет он лишь, когда кончится этот положительный полупериод и  $V_a$  сделается отрицательным. В момент зажигания разряда анодное напряжение сразу падает от своего значения, которое оно имело в этот момент, до нормального значения горения 12—20 В и остается на этом уровне все время, пока продолжается разряд. Прибор постоянного тока, например Де пре, в анодной цепи покажет, как видно из рисунка, некоторое значение, которое будет соответствовать среднему значению тех импульсов тока, которые протекают в течение каждого положительного полупериода при зажигании; осциллограмма анодного тока приведена под осциллограммами напряжений. Теперь вполне ясно, что если изменять разность фаз между сеточным и анодным напряжением, то тем самым кривые  $V_c$  и  $V_z$  будут пересекаться в разных местах, и таким образом можно изменить величину импульса тока, протекающего в течение каждого положительного полупериода, и тем самым, значит, и среднее значение силы анодного тока. На рис. 12 приведены графики трех случаев, когда разность фаз между  $V_c$  и  $V_a$  равна  $0^\circ$ ,  $60^\circ$  и  $120^\circ$ , откуда вполне ясна эта идея регулировки силы анодного тока, — в отличие от триода здесь мы можем регулировать лишь среднее значение силы анодного тока, а не моментальное, как в триоде.

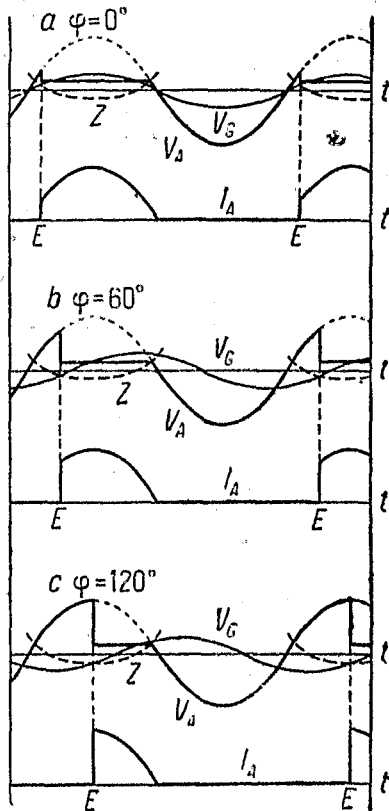


Рис. 12. Смещение зажигания при изменении фазы переменного напряжения на сетке.

На рис. 13 и представлена зависимость среднего и эффективного значения силы анодного тока от разности фаз между сеточным и анодным напряжением, откуда видно, что эти величины плавно изменяются в пределах между  $0^\circ$  и  $180^\circ$ , и затем при  $180^\circ$  испытывают резкий скачок от нуля до своего полного значения, оставаясь затем неизменными до  $360^\circ$ .

Эти зависимости могут быть представлены выражениями:

$$\bar{I} = \frac{I_{\max}}{2\pi} (\cos \varphi + 1); \quad I_{ef} = \frac{I_{\max}}{2} \sqrt{1 + \frac{\varphi}{2} + \frac{\sin 2\varphi}{2\pi}}. \quad (11)$$

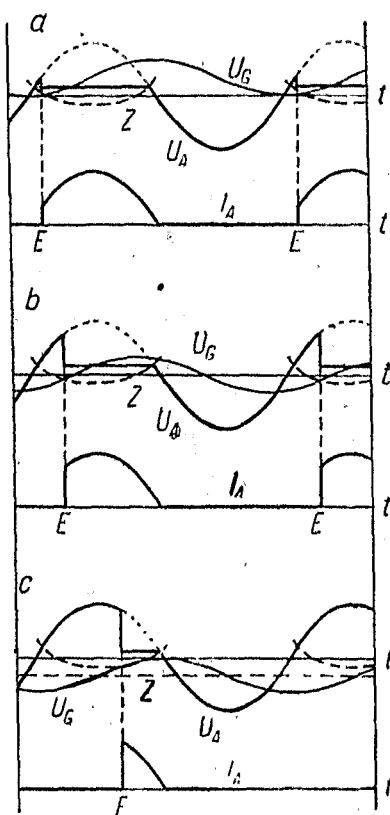


Рис. 13. Смещение зажигания при наложении напряжения на сетку переменного напряжения. Постоянное смещение на сетке: *a* положительно, *b* равно нулю и *c* отрицательно.

Случай, когда  $\varphi = 180^\circ$  интересен еще тем, что здесь небольшим изменением разности фаз можно анодный ток полностью сразу как включить, так и выключить, — случай реле.

2. Другой путь для регулирования опять-таки среднего значения силы анодного тока в тиратроне заключается в следующем. Дадим на анод и сетку переменные напряжения под некоторой разностью фаз, допустим  $90^\circ$ , — условия зажигания в этом случае представлены на рис. 13, *b*.

Если теперь на это переменное сеточное напряжение наложить некоторое постоян-

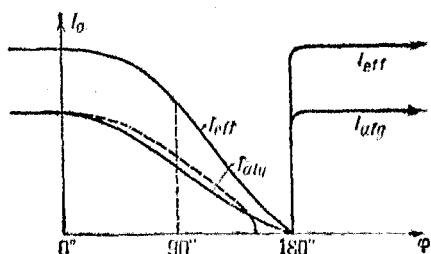


Рис. 14. Кривые управления нонной трубки при сдвинутом по фазе напряжении на сетке.

ное напряжение, то если это добавочное смещение будет положительным, пересечение кривых  $V_c$  и  $V_a$  будет про-

исходить левее прежнего, импульс тока и его среднее значение, как это видно из рис. 13, а, возрастет. Если же добавочное постоянное смещение будет отрицательным, то ток будет уменьшаться (рис. 13, с). Подобным образом, изменяя обычным путем постоянное сеточное смещение, можно постепенно изменять силу анодного тока, при постоянной разности фаз между переменным сеточным и анодным напряжениями.

Рис. 15 дает зависимость между средним значением силы анодного тока и постоянным сеточным потенциалом, т. е. до некоторой степени обычную характеристику тиратрона при разных разностях фаз между переменным сеточным и анодным напряжениями. Очень удобный характер имеет характеристика при  $120^\circ$  — плавное прямолинейное изменение силы тока от нуля до полного значения, которое тут, как и в случае газотрона, определяется внешним сопротивлением. Характеристика при  $180^\circ$  указывает на удобство применения в этом случае тиратрона как реле, когда при небольшом изменении сеточного потенциала можно сразу включать и выключать (в отличие от случая питания электродов постоянным током) ток тиратрона от нуля до его полного значения.

Фотография двух тиратронов со вскрытыми электродами приведена на рис. 16.

Остановимся кратко на сходном до некоторой степени с тиратроном, так называемом усилителе со стеночным током („Wandstromverstärker“ по Шоттки), конструкция которого приведена на рис. 17 слева, его фотография справа.

Между главными электродами К и ВА в парах ртути зажигается разряд, — катодом тут может быть либо раскаленное пятно на жидкой ртути, либо обычная накаливаемая оксидная поверхность. У боковых стенок баллона в плазме помещены близко друг к другу сетка G и рабочий анод А. Если дать на анод постоянный положительный потенциал, а на сетку постоянный, допустим, отрицательный потенциал, то при наличии разряда между главными электродами сетка покрывается пленкой ионов определенной толщины. Поле рабо-

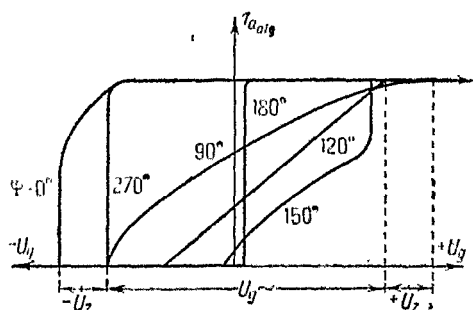


Рис. 15. Кривые управления ионной трубки при комбинировании постоянного напряжения с синусоидальным переменным напряжением различной фазы на сетке.

чего анода будет притягивать к себе определенное количество электронов, которые, двигаясь к нему, будут проходить сквозь витки сетки через пространство между окружающими соседние витки пленками положительных ионов. Если все больше увеличивать отрицательный потенциал сетки, то в соответствии с (4) толщина пленки будет становиться все больше, пространство между соседними пленками все уже, и электронный ток к А будет уменьшаться. Наконец, при большом отрицательном сеточном потенциале толщина пленки вокруг витка сетки может сделаться настолько значительной, что соседние сомкнутся в одно целое; — между

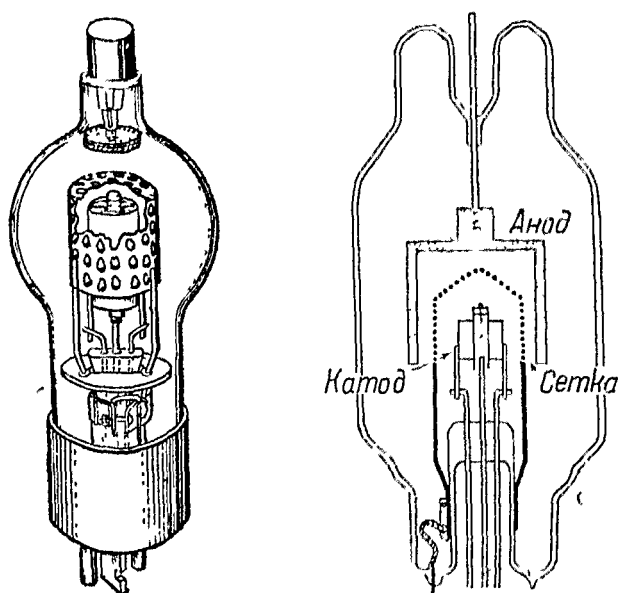


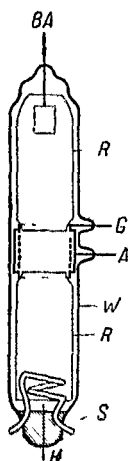
Рис. 16. Типовой тиратрон с накаливаемым катодом.

анодом и плазмой окажется как бы сплошной экран с потенциалом нуль, и ток к аноду прекратится. Исключительно существенным условием для этого является то, чтобы в пространстве между сеткой и рабочим анодом не происходила добавочная ионизация газа летящими к аноду электронами, так как тогда в этом пространстве мы получим добавочный разряд, доставляющий сетке добавочное количество ионов, — сила ионного тока на сетку возрастет, толщина пленки по (4) уменьшится, и мы не сможем так же, как и в тиратроне, регулировать силу анодного тока. Это условие будет выполнено, если расстояние между сеткой и анодом  $A$  сделать очень малым, меньше длины свободного пути электрона в газе лампы. Подобная лампа дает возможности,

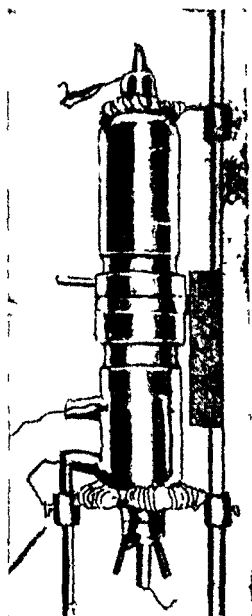
целиком аналогично триоду регулировать моментальное значение силы анодного тока при помощи потенциала сетки, — ее характеристика приведена на рис. 10, *b* и параметры ее имеют такой порядок величины: крутизна  $S \sim 0,5 \frac{\text{ампер}}{\text{вольт}}$ , внутреннее сопротивление  $R_i \sim 70 \Omega$ , проницаемость  $D \sim 2 - 5\%$ .

#### IV. ПРИМЕНЕНИЯ ТИРАТРОНОВ

Из рассмотрения особенностей тиратронов ясно видно, что область их применения должна отличаться от области применения электронных ламп, и в отличие от них может лежать не только в области электротехники слабых токов, но и сильных токов. В первую очередь бросается в глаза возможность их применения как реле, — если у обычного мощного триода при изменении сетки  $V_c$  на 1 V сила электронного тока  $I$  изменяется примерно на несколько миллиампер, то у тиратрона при надлежащем выборе рабочей точки можно при изменении  $V_c$  на 0,1 V включать и выключать токи порядка десятков ампер, используя при этом хотя бы характеристику, при разности фаз между сеточным и анодным потенциалом на  $180^\circ$  (рис. 15). С другой стороны, используя тиратрон как выпрямитель переменного тока, можно регулировать силу выпрямленного тока хотя бы путем соответственного изменения разности фаз между сеточным и анодным потенциалом  $V_c$  и  $V_a$ . В обоих этих случаях для изменения условий в сеточной цепи очень удобно применять соответственным образом включенные фотозлементы. Не затрагивая других многочисленных возможностей применения тиратронов остановимся лишь на двух, интересно характеризующих область его применения в технике и в методике лабораторного эксперимента, а именно на его применении как преобразователя постоянного тока в пере-



Поперечное сечение газовой лампы-усилителя.



Внешний вид усилителя с металлическим, охлаждаемым водой, анодом.

Рис. 17.

менный и на применении для счета и регистрации быстро проходящих процессов.

1. Проблема преобразования постоянного тока в переменный является одной из актуальных проблем современной электротехники сильных токов. Вопросы электрификации больших районов, в частности Урало-Кузбасса, выдвинули на порядок дня вопрос о передаче электроэнергии постоянным током сверхвысокого напряжения, что имеет ряд преимуществ перед передачей переменным током. Однако этот вопрос упирается в необходимость конструкции надежных и экономичных преобразователей постоянного тока

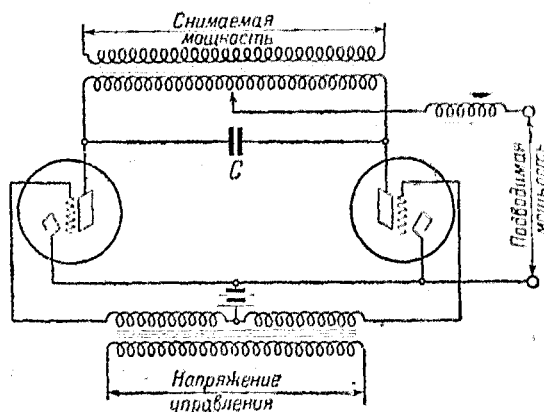


Рис. 18. Схема для преобразования постоянного тока в переменный.

в переменный — инверторов, и в этой задаче значительную роль, повидимому, сыграет тиристор. Рассмотрим поэтому одну из возможных схем инвертора, изображенную на рис. 18.

Допустим, что в некоторый момент один из тириستоров, хотя бы левый, зажжен, а правый потушен, и при этом сетка левого тиристора положительна,

правого отрицательна. Если  $\mathcal{E}$  д. с. источника постоянного тока  $E$ , а падение напряжения на зажженном тиристоре —  $V_a$  (примерно 15 В), то конденсатор  $C$  зарядится до напряжения  $(E - V_a)$ , причем его левая обкладка будет иметь потенциал  $V_a$ , а правая  $+E$ . Через промежуток времени, соответствующий полупериоду переменного сеточного напряжения, правая сетка делается положительной, а левая отрицательной, и благодаря этому зажжется правый тиристор. В этот момент правая обкладка  $C$  принимает более низкий потенциал  $V_a$ , т. е. испытывает падение на  $(E - V_a)$  вольт, и подобное падение потенциала должно моментально произойти и на левой обкладке, потенциал которой делается равным  $(-E + 2V_a)$  вольт. Благодаря этому к аноду левого тиристора на короткое время окажется приложенным потенциал  $(-E + 3V_a)$  и тиристор потухнет; если в течение этого времени, которое определяется временной постоянной  $CR$ , успеет произойти деионизация, то к моменту, когда потенциал на левой обкладке выровняется и достигнет своего нормального значения, равного теперь  $E$ , левый тиристор больше не заж-

жется. Через полупериод сетка левого тиратрона делается положительной, а правого отрицательной, — произойдет процесс, аналогичный описанному, в результате чего зажжется снова левый тиратрон и потухнет правый, и т. д. Благодаря подобному попеременному зажиганию и потуханию каждого из тиратронов в первичной цепи трансформатора мы получим ток переменного направления с частотой, соответствующей частоте переменного  $V_c$ , кривая которого зависит от нагрузки и имеет большое количество гармоник. Схему подобного инвертора можно еще сильнее упростить, если вместо трансформатора, задающего переменное сеточное напряжение, устроить соответствующий разрядный контур в цепи сетки, временная постоянная которого  $CR$  будет определять время, необходимое, чтобы потенциал сетки потушенного тиратрона снова достиг потенциала

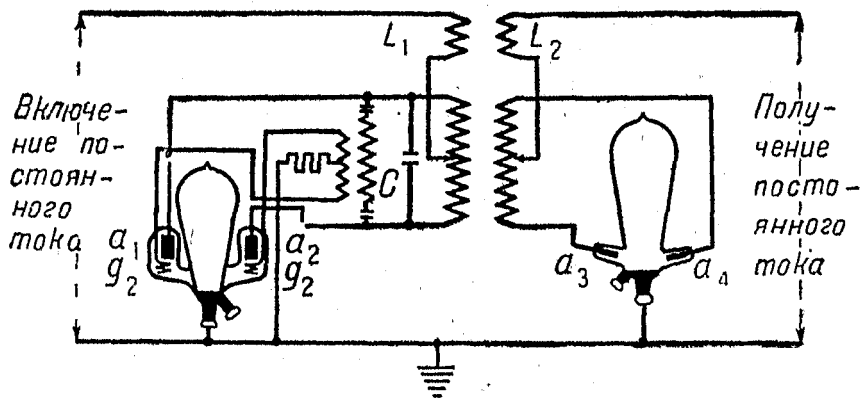


Рис. 19. Преобразователь постоянного тока.

зажигания, т. е. этим будет определяться частота получаемого переменного тока. Естественно, что верхний предел частоты получаемого при помощи инвертора переменного тока будет ограничен временем деионизации.

При помощи подобного инвертора и хотя бы газотрона для выпрямления переменного тока легко осуществить конструкцию трансформатора постоянного тока, одна из возможных схем которого представлена на рис. 19.

Здесь во входном контуре подаваемый постоянный ток преобразовывается инвертором в переменный, который трансформируется до нужного напряжения и снова выпрямляется.

Благодаря большому к. п. д. (например инвертор с тиратронами имеет  $\eta = 99,87\%$ ), подобные схемы с тиратронами после некоторых усовершенствований получают, вероятно, значительное применение в технике. По литературным данным наибольший тиратрон был сконструирован в 1929 г.

Хеллом и был рассчитан на 100 А и 20 000 В; он имел металлический корпус, который сам служил сеткой, — если вспом-

нить, что падение на тиратроне бывает порядка 12 — 20 В, то к. п. д. подобного тиратрона будет исключительно велик; по мнению Хелла нет затруднений для изготовления единиц в 10 и даже 100 раз большей мощности.

2. Как вторую иллюстрацию применения тиратрона опишем одно его интересное применение в технике физического эксперимента для счета и регистрации быстро проходящих процессов. Этот метод был предложен Вин-Виллиамсом и применен им для счета  $\alpha$ -частиц.

На рис. 20 представлена его схема; тиратроны  $P, Q, R, S$  и  $T$  соединены последовательно в кольцо, — регистрируемый импульс действует одновременно на сетки всех тиратронов. На сетку каждого из тиратронов задается большое отрицательное смещение, так что вначале они все потушены. Если зажечь один из тиратронов, хотя бы  $Q$  (например заземля на момент его сетку), то благодаря падению напряжения на сопротивлении в его цепи потенциал сетки следующего тиратрона  $R$  меняется, становясь близким к порогу зажигания разряда в нем, а левая обкладка

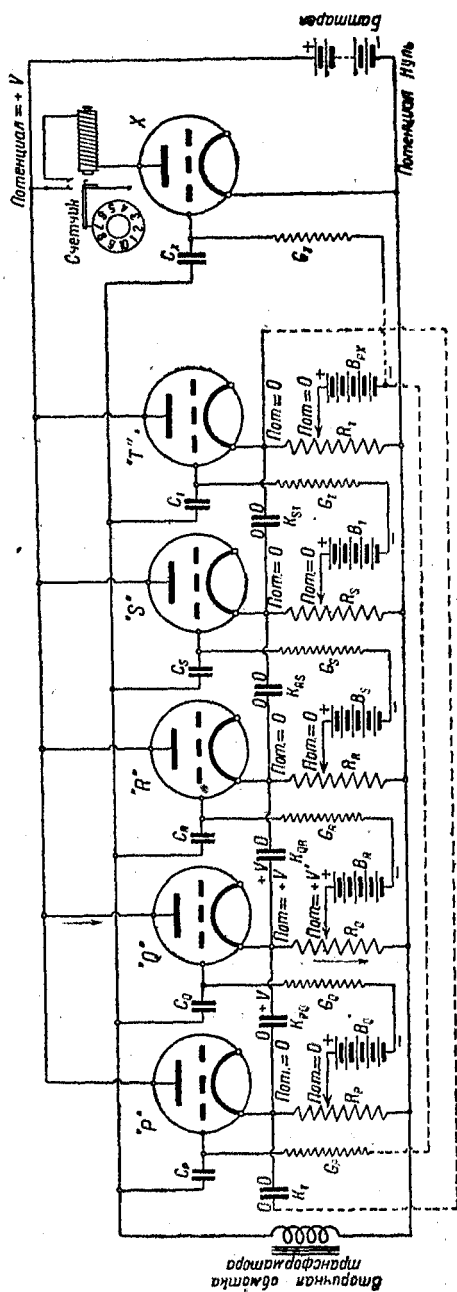
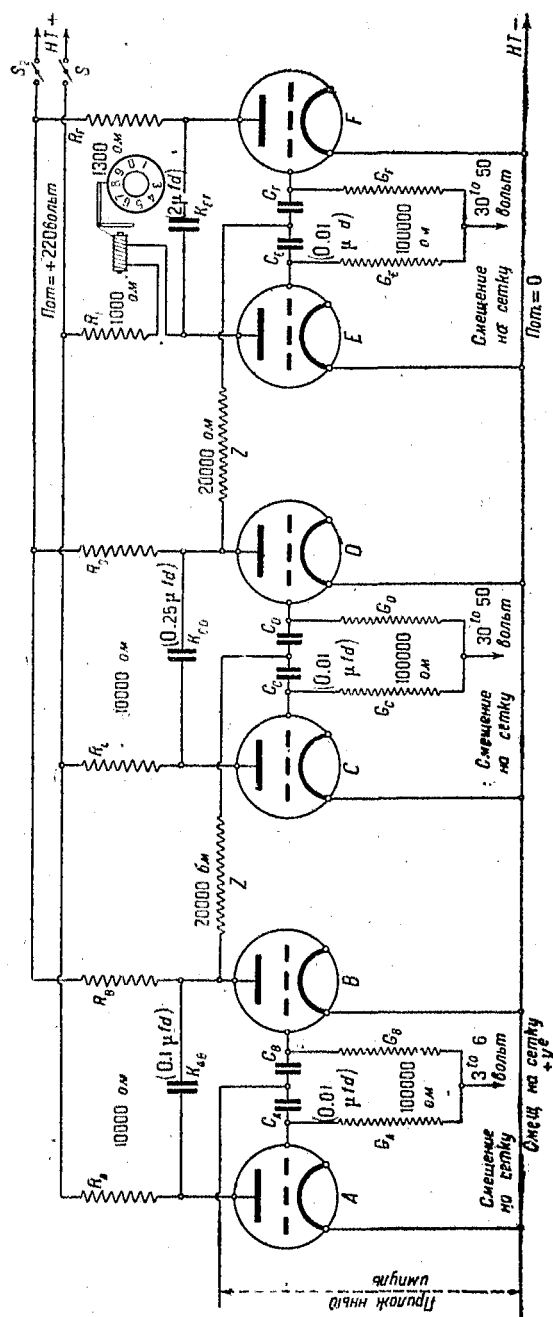


Рис. 20.



конденсатора  $K_{QK}$  и правая  $K_{KQ}$  заряжаются до потенциала  $(E - V_a)$ , а их другие обкладки до потенциала нуль. Если теперь приходит регистрируемый сигнал, то отщипывается на него и зажигается тот тиратрон, который к тому подготовлен, т. е.  $R$ . В этот момент правая обкладка конденсатора  $K_{QK}$  заряжается до потенциала  $(E - V_a)$ , а, следовательно, левая оказывается на короткий момент, определяемый временной постоянной  $RK_{QK}$  при потенциале 2  $(E - V_a)$ , т. е. к катоду тиратрона  $Q$  оказывается приложенным значительный положительный потенциал, равный  $(E - 2V_a)$ , благодаря чему тиратрон  $Q$  потухнет. Таким образом при подобном процессе, в результате действия регистрируемого импульса, тиратрон  $R$  зажигается,  $Q$  тухнет и  $S$  готовится к восприятию следующего импульса. Тиратроны соединяются в кольцо таким образом, что тиратрон  $T$  соединен с тиратроном  $X$ , в анодной цепи которого находится механический счетчик, и с тиратроном  $P$  для замыкания кольца. Очевидно, что подобным образом сильно повышается разрешающая способность счетчика, так как действительное число сигналов во столько раз больше числа регистрируемого им, сколько тиратронов имеется в кольце. С подобной схемой удалось довести разрешающую способность схемы (под этим следует понимать наименьшее время, возможное для разделения и отдельной регистрации двух импульсов) до 1/600—1/700 сек.

Другая схема, предложенная Вин-Виллиамсом, представлена на рис. 21. Она состоит из трех каскадов по два тиратрона в каждом. Идея этой схемы заключается в следующем: каждый каскад работает вполне аналогично схеме, изображенной на рис. 18, т. е. благодаря приходящим импульсам будут попеременно зажигаться то один, то другой тиратрон. Каждый следующий каскад присоединен к одному из тиратронов предыдущего, благодаря чему разрешающая способность с присоединением нового каскада увеличивается вдвое. В самом деле, если на схему подаются сигналы 1, 2, 3, 4, 5... и т. д., то тиратрон  $A$  регистрирует сигналы 2, 4, 6..., а тиратрон  $B$ —1, 3, 5...; тиратроны второго каскада регистрируют только сигналы, зажигающие тиратрон  $A$ , т. е. тиратрон  $C$ —4, 8, 12..., а тиратрон  $D$ —2, 6, 10...; тиратроны третьего каскада регистрируют только сигналы, зажигающие тиратрон  $C$ , т. е. тиратрон  $E$ —8, 16, 24..., а тиратрон  $F$ —4, 12, 20... Таким образом при трех каскадах действительное число сигналов в  $2^3$ , или 8 раз, превышает число регистраций механического счетчика, включенного в цепь тиратрона  $E$ . Подобным образом разрешающую способность подобной схемы удалось довести до 1/1250 сек.

Таким образом, как видно из всего предыдущего, появление тиратрона следует расценивать как серьезный успех в

области изучения и практического применения одной из серьезнейших областей современной физики — электрофизики разряда в разреженном газе; несмотря на свою молодость перспективы их применения как в технике, так и методике лабораторных исследований являются весьма значительными, и несомненно, в ближайшее время следует ожидать их повсеместного широкого применения.

# ЛИТЕРАТУРА

1. K. Compton and I. Langmuir, Rev. Mod. Physics, 2, 123, 1930 (русский перевод см. Успехи Физич. Наук, 1931 г.).
2. L. Davies, Electrician, 106, 936, 1931.
3. L. Dunooyer et P. Toulon, Journ. de phys., 5, 257, 289, 1924.
4. A. Claser, E. T. Z., 52, 829, 1931.
5. A. Güntherschulze, Elektrische Gleichrichter und Ventile, 1929.
6. A. Güntherschulze, Zs. f. Phys., 62, 619, 1930.
7. A. Hull and W. Winter, Phys. Rev., 21, 211, 1923.
8. A. Hull, Journ. Am. Inst. El. Eng., 47, 798, 1928.
9. A. Hull, Trans. A. J. E. E., 47, 753, 1928.
10. A. Hull, Gen. El. Rev., 32, 213, 390, 1929.
11. A. Hull and J. Langmuir, Proc. Nat. Acad. Sc., 15, 218, 1929.
12. A. Hull and L. Snoddy, Phys. Rev., 37, 1791, 1931.
13. A. Hull, Physics, 2, 409, 1932.
14. K. Kingdon and Langmuir, Phys. Rev., 32, 148, 1923.
15. K. Klemperer and E. Lübecke, Arch. f. Elektrotechn., 26, 67, 1932.
16. I. Langmuir, Journ. Frankl. Inst., 196, 751, 1923.
17. I. Langmuir and H. Mott-Smith, Gen. El. Rec., 27, 449, 36, 616, 782, 810, 1924.
18. I. Langmuir, Zs. f. Phys., 46, 271, 1927.
19. I. Langmuir, Phys. Rev., 33, 954, 1929.
20. E. Lübecke, Zs. f. techn. Phys. 8, 445, 1927.
21. E. Lübecke und W. Schottky, Wiss. Ver. Siemens-Konzern, 9, 390, 1930.
22. E. Lübecke, E. T. Z., 52, 1513, 1931.
23. Mazda-тиратроны, Journ. Sc. Inst., 8, 296, 1931.
24. G. Mierdel, Phys. Zs., 28, 344, 1927.
25. H. Mott-Smith and I. Langmuir, Phys. Rec., 28, 727, 1926.
26. W. Nottingham, Phys. Rev., 37, 1790, 1931.
27. W. Nottingham, Journ. Frankl. Inst., 211, 271, 1931.
28. W. Nottingham, Journ. Frankl. Inst., 211, 71, 1931.
29. D. Prince, Gen. El. Rev., 13, 347, 1918.
30. A. Samuel, Rev. Sc. Instr., 2, 532, 1931.
31. S. Sashoff, Electr. Journ., 27, 486, 1930.
32. M. Schenkel and J. v. Issendorff, Siemens Zs., 11, 142, 1931.
33. R. Seeliger, Phys. Zs., 30, 527, 1929.
34. R. Seeliger und G. Mierdel, Selbständige Entladungen in Gasen, 1927.
35. R. Seeliger, Phys. Zs., 33, 273, 1932.
36. K. Sixtus and L. Tonks, Phys. Rev., 37, 390, 1931.
37. М. Ситников и А. Чернышев, Электричество № 12, 614, 1931.
38. H. Steiner and H. Maser, Proc. Inst. Rad. Eng., 18, 67, 1930.
39. J. Warner, Proc. Inst. Rad. Eng., 19, 1561, 1931.
40. В. Вологдин, Выпрямители, 1932.
41. C. Wynn-Williams, Proc. Roy. Soc. A., 132, 295, 1931.
42. C. Wynn-Williams, Proc. Roy. Soc. A., 136, 312, 1931.