

КАТОДНЫЕ ЛАМПЫ, ИХ ТЕОРИЯ И ГЛАВНЕЙШИЕ ПРИМЕНЕНИЯ.

С. Н. Ржевкин.

Исследования, приведшие к открытию катодных ламп в их современной форме, тесно связаны с общим развитием вопроса об ионизации газов и прохождении через них электрического тока. Еще в 1853 г. Беккерель открыл, что воздух при температуре 1.500° становится проводником электричества. Эльстер и Гейтель в 1880 г. обнаружили, что изолированная пластинка, находящаяся близ накаливаемой электрическим током нити, теряет свой заряд. В 1883 г. Т. Эдиссон нашел, что если в баллон лампы накаливания внести изолированный электрод, соединенный через гальванометр с нитью накаливания, то в этой цепи обнаружится электрический ток, идущий от нити через гальванометр к пластине и далее как бы замыкающийся через пустоту лампы. Это явление, названное эффектом Эдиссона, является прообразом современной катодной лампы. Флеминг, исследуя это явление, показал, что изолированная пластина внутри лампы накаливания заряжается отрицательно, до известного потенциала; значительный ток в цепи пластины идет при $+$ потенциале на ней, наоборот ток совершенно прекращается при $-$ потенциале. Лишь в 1904 году тому же Флемингу пришла счастливая мысль применить эту одностороннюю проводимость внутри лампы накаливания в целях детектирования (выпрямления) колебаний высокой частоты, применяемых в радиотелеграфии, и заменить ею неудобный и мало чувствительный когерер.

Кристаллический детектор был открыт в 1906 году и благодаря своей простоте и чувствительности получил широкое распространение, несколько ослабившее интерес к «вентиллю» Флеминга. Почти в одно время с Флемингом, Де-Фарест в Америке запатентовал детектор, в котором используется односторонняя проводимость пламени газовой горелки, а в 1905 г. детектор с нитью накаливания в атмосфере газа; он же сделал и дальнейший шаг в этой области, введя третий электрод — сетку, благодаря чему удалось значительно увеличить детекторное действие и кроме того получить усиление. Название «аудион», данное Де-Фарестом своему детектору, и до настоящего времени прилагается к основной детекторной схеме. Идея применить катодную лампу как

генератор незатухающих колебаний принадлежит германским ученым Либену и Рейцу (1906); лампа Либен-Рейца была снабжена венельтовским катодом с окисью щелочно-земельных металлов.

Ввиду важности применения катодных ламп в военном деле, разработка их конструкций сделалась военной тайной каждого отдельного государства и в научной литературе появлялось очень мало работ в этой интересной области. Европейская война показала, как много успели сделать в этой области ученые всех стран и теперь вопросам, разработки теории катодных ламп, их усовершенствования и применения посвящается очень большое количество работ в журналах по электротехнике, радиотелеграфии и физике. При всем разнообразии применений катодных ламп, обычно используются всего три основных ее свойства: детекторное, усилительное и генераторное действие. Изложение этих основных свойств и представляет предмет настоящей статьи.

1. ДВУХЭЛЕКТРОДНАЯ КАТОДНАЯ ЛАМПА-ДИОД

Двух-электродная катодная лампа состоит из нити накаливания (катода), помещенной в сосуд с разреженным газом и второго электрода (анода), той или другой формы, изолированного от нити, и соединенного с положительным полюсом батареи высокого напряжения; сосуд обычно изготавливается стеклянный, но возможно сделать его и металлическим. Как показали исследования Р и ч а р д с о н а, в пустоте чистая поверхность металла при высокой температуре способна испускать электроны и давать в цепи анода термоэлектронный ток. Это чисто тепловое свойство металлов не зависит от окружающей среды (поскольку она не влияет на структуру поверхностного слоя) и объясняется тем, что электроны, движущиеся внутри металла со средней кинетической энергией его частиц, могут, при наличии известной скорости, преодолеть поверхностную разность потенциалов и выйти через поверхность; работа, которую для этого электрон должен затратить, равна $e\phi$, где e — заряд электрона, равный $4,77 \cdot 10^{-10} \text{ CgSE}$, а ϕ — поверхностная разность потенциалов, разная у разных металлов; количество $e\phi$ позволительно пересчитать в тепловые единицы и назвать теплотой испарения электрона из металла. Выйти через поверхность смогут очевидно лишь те электроны, которые имеют скорость v , достаточную для преодоления разности потенциалов $e\phi$, т.е. для которых $\frac{mv^2}{2} > e\phi$; кинетическую энергию можно измерять той разностью потенциалов, преодолеваемая которую электрон уменьшает свою скорость до нуля.

$$v = \sqrt{2 \frac{e}{m} V = 6,0 \cdot 10^7 \sqrt{V} \frac{\text{cm}}{\text{sec}}}$$

где V разность потенциалов в вольтах.

При повышении температуры T средняя скорость электронов увеличивается, через поверхность может проникнуть большее их число и термоэлектронный ток возрастает. Средняя кинетическая энергия электрона составляет при абсолютных температурах:

1.000°	0,13 вольт
10.000°	1,3 вольт
100.000°	13 вольт

Измерение поверхностной разности потенциалов сопряжено с большими трудностями, и различные наблюдатели дают сильно расходящиеся результаты:

ТАБЛИЦА I.

Металл.	Поверхностная константа.		Наблюдатель.
	ϕ Volt.	$b = \frac{e\phi}{k}$ град.	
Платина	6,25	$7,25 \cdot 10^4$	Вильсон.
"	5,85	$6,78 \cdot 10^4$	Ричардсон.
"	6,9	$8,9 \cdot 10^4$	Лангмюр.
"	5,3	$6,15 \cdot 10^4$	Комптон.
Вольфрам	4,53	$5,25 \cdot 10^4$	Лангмюр.
"	4,4	$5,10 \cdot 10^4$	Комптон.
Тантал	4,3	$5,0 \cdot 10^4$	Лангмюр.
Са. О	3,48	$4,03 \cdot 10^4$	Комптон.
Na	2,05	$2,38 \cdot 10^4$	Комптон.

Наибольший вес, повидимому, следует признать за данными Лангмюра.

При 3.000°K . (абс.) скорость электронов будет в среднем 0,4 volt; для W , скорость достаточную чтобы преодолеть разность потенциалов в 4,5 volt, т.-е. в 10 с лишним раз большую средней, будет иметь очень небольшой % электронов; по закону Максвелла это будет $0,00014\%$; но для поверхности Na ($\phi = 2,05$ volt) достаточную скорость будут иметь уже $0,19\%$ всех электронов, откуда следует, что электронное испускание, при той же T , с поверхности Na будет в 1300 раз сильнее. Вольфрам имеет громадное преимущество перед другими металлами ввиду своей высокой температуры плавления (3.270°K) при сравнительно малом ϕ . Сильно увеличивается испускание электронов при покрытии

Последние теоретические и опытные исследования Дёшмена ³⁾ привели к заключению, что термоэлектронное испускание более точно выражается следующей формулой:

$$J = AT^2 e^{-\frac{b}{T}} (1^1), \text{ где } A = \frac{2\pi k^2 m e}{h^3},$$

где k — газовая постоянная на 1 молекулу: $\frac{R}{N}$; m и e — масса и заряд электрона; h — постоянная Планка $h = 6,55 \cdot 10^{-27} \frac{\text{erg}}{\text{sec}}$. Константа A есть универсальная константа и оказывается равной для всех металлов:

$$A = 60,2 \frac{\text{amp}}{\text{cm}^2 \text{ grad}};$$

она характеризует общие тепловые свойства всех металлов. Уравнение в форме (1¹) предлагал еще Ричардсон, но ему не удалось найти правильного значения константы A , что оказалось возможным лишь при помощи теории квант. В этой формуле Дёшмен полагает для $W - b_0 = 52.600$; интересно отметить, что это дает значительно меньшие значения токов насыщения, чем в табл. II, это следует повидимому объяснить большой тщательностью опытов Дёшмена, исключившего всякое влияние остатков газа, благодаря чрезвычайно хорошему вакууму, а также строгой проверкой шкалы температур для W , произведенной в лаборатории Лангмюра. Для объяснения расхождений достаточно принять разность температур в несколько десятков градусов между прежними и новыми данными, что вполне вероятно при малой точности измерения таких высоких T .

Поток электронов, движущийся от катода к аноду, несет определенное количество отрицательного электричества и образует, следовательно, некоторый пространственно распределенный заряд, который порождает поле, направленное обратно полю анода, задерживает движение электронов и может заставить их двигаться обратно к нити—катоде. Это электронное облако или атмосфера увеличивает свою плотность близ поверхности нити до большой величины, благодаря чему поле близ самой поверхности имеет обратное направление — от катода к аноду — и лишь более быстрые электроны могут прорваться через этот барьер; при значительных патенциалах на аноде область обратного поля простирается на расстояние меньше 0,1 *mm* от поверхности катода. Далее поле проходит через нуль и принимает направление от анода к катоду. Примем для упрощения расчета, что поле равно нулю на самой поверхности катода (что соответствует выходу

³⁾ Phys Rev. 21. p. 623, 1923.

электронов без начальной скорости) и найдем зависимость между разностью потенциалов V_a на аноде и катоде и силой термоэлектронного тока J . Разберем случай плоского катода и анода безграничной поверхности, расположенных параллельно друг другу на расстоянии a и будем искать ток J на 1 см. поверхности. Так как все силовые линии, исходящие из анода и оканчивающиеся на электронах пространственного заряда (на поверхности катода поле равно нулю и поэтому силовые линии до нее не доходят), будут идти перпендикулярно к поверхности анода и катода, мы можем расположить в этом направлении ось x координатной системы и считать, что потенциал V_x в данной точке на расстоянии x от катода будет зависеть исключительно от x , но не от двух других координат y и z . По теореме Пуассона, имеем:

$$\frac{d^2 V_x}{dx^2} = 4\pi\epsilon_x = 4\pi n_x e,$$

где n_x — количество электронов в одном см³ и является функцией от x ; сила тока $J = n_x e v_x$ (через 1 см²), где v_x — скорость электронов, на расстоянии x , от катода; J от x , очевидно, зависеть не может. С другой стороны, кинетическая энергия электрона

$$\frac{mv_x^2}{2} = e V_x,$$

откуда:

$$v_x = \sqrt{2} \sqrt{\frac{e}{m}} \sqrt{V_x}.$$

Подставляя эту величину в выражение $n_x = \frac{J}{ev_x}$ и вводя n_x в формулу Пуассона, находим:

$$\frac{d^2 V_x}{dx^2} = \frac{4\pi J}{\sqrt{2} \sqrt{\frac{e}{m}} \sqrt{V_x}} \frac{1}{V_x}$$

Это дифференциальное уравнение удовлетворяется решением:

$$V_x = \left(\frac{9\pi J}{\sqrt{2} \sqrt{\frac{e}{m}}} \right)^{2/3} x^{4/3}$$

вводя обозначение:

$$B = \frac{\sqrt{2} \sqrt{\frac{e}{m}}}{9\pi}$$

мы получим искомую зависимость между J и V_a в форме

$$J = \frac{J_{\text{общ}}}{\text{площ}} = B \cdot \frac{V_a^{3/2}}{a^2} \quad (2)$$

где S — площадь анода и катода; в практических единицах:

$$J = 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{V_a^{3/2}}{a^2} \frac{\text{amp.}}{\text{cm}^2},$$

если V_a выражено в вольтах, a — в сантиметрах. Эта формула выведена в 1911 г. Чайльдом полное истолкование дано только Лангмюром¹⁾ ввиду чего ее большею частью и называют «лангмюровский закон трех вторых».

При данном анодном потенциале плотность электронной атмосферы в каждой точке будет как легко видеть:

$$n_x = \frac{1}{9\pi} \left(\frac{J}{B} \right) x^{-3/2} \quad (2)$$

если термоэлектронное испускание будет увеличено повышением температуры, то сила тока от этого не возрастает, ибо все лишние (против формулы (2)) электроны не будут пропущены задерживающим слоем у поверхности и вернутся обратно внутрь металла; таким образом формула (2) дает максимальное значение тока $\max J$ для данной разности потенциалов.

Аналогично легко получается решение задачи для полной силы тока в диоде с цилиндрическим анодом радиуса r и нитью накала по оси его:

$$J_{\text{общ}} = 2\pi r \frac{\sqrt{2}}{9\pi} \sqrt{\frac{e}{m}} \frac{V_a^{3/2}}{r^2} l = 2\pi B \frac{V_a^{3/2}}{r} l = 14,65 \cdot l \frac{V_a^{3/2}}{r} \text{ amp.} \quad (3)$$

Рис. 1 (взятый из работы Лангмюра), иллюстрирует формулы 2 и 3. При низких температурах сила тока определяется формулой Ричардсона при достижении максимального тока, даваемого законом Лангмюра, дальнейшее нарастание силы тока при повышении T прекращается; при увеличении напряжения на аноде часть кривой согласная с формулой Ричардсона, будет простирается до более высоких T ; максимальные значения всех кривых подчиняются закону трех-вторых.

¹⁾ Proc. Inst. Radioeng. 3, p. 3, 1915.

На рис. 3, относящемся к трехэлектродной лампе, кривая $(J_a + J_p)$ дает довольно точное представление о «характеристике» диода, т. е. зависимости силы термоэлектронного тока от разности потенциалов между анодом и катодом¹⁾. При малых величинах V_a сила тока изменяется в согласии с законом трех вторых, пока не будет достигнуто использование всех испускаемых катодом термоэлектронов, после чего возрастание напряжения не вызовет увеличения тока; этот предельный ток J_s , соответствующий данной температуре, называется током насыщения. При увеличении температуры ток насыщения растет согласно формуле Ричардсона.

Ввиду того что вдоль нити накаливания происходит падение потенциала V_k , — обычно несколько вольт, — при потенциалах анода меньших чем потенциал $(+)$ полюса нити, ток начинает спадать очень быстро, так как анода будут достигать электроны уже не со всей нити, а лишь с той ее части, потенциал которой ниже потенциала анода.

Так как термоэлектроны имеют некоторые начальные скорости, распределенные по закону Максвелла то некоторые наиболее быстрые из них смогут достичь анода даже при небольшом отрицательном напряжении на нем; таким образом при отрицательных V_a получится слабый ток, спадающий весьма быстро при увеличении отрицательного потенциала нити; принимая среднюю скорость термоэлектронов в 0,5 вольт, мы можем считать, что при $V_a = -1$ volt лишь ничтожная часть электронов, имеющих скорость большую двойной средней, сможет достичь анода; практически можно считать, что при -1 volt анодный ток прекращается. Закон изменения тока при малых положи-

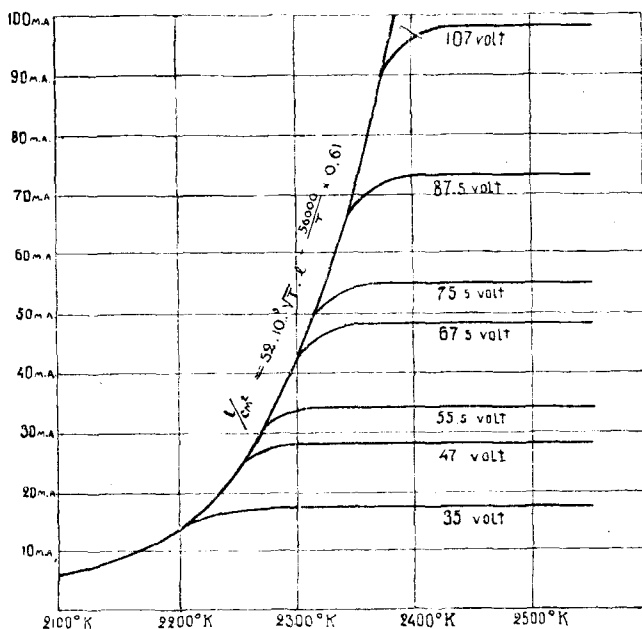


Рис. 1. Зависимость термоэлектронного тока от температуры катода при различных потенциалах анода.

¹⁾ Разность потенциалов условлено считать между анодом и отрицательным полюсом батареи накала.

тельных и отрицательных потенциалах анода будет приблизительно следующий:

$$J = J_0 r_0^{\frac{V_a}{V_0}} \text{ где } V_0 = 8,6 \cdot 10^{-5} T^{\frac{1}{2}}$$

при $T = 2300^\circ$ $V_0 = 0,2$ volt, т.е. ток будет спадать в 2,7 раза при уменьшении V_a на 0,2 volt.

Присутствие газа вносит очень значительные изменения в картину термоэлектронного испускания. Благодаря столкновениям электронов с молекулами газа могут образоваться положительные ионы, которые нейтрализуют пространственный заряд и уничтожают его задерживающее действие, вследствие чего ток в диоде сильно возрастает. Так например²⁾ ртутный пар при давлении всего 10^{-5} мм. позволил получать в диоде при 25 volt силу тока 0,1 amp., достижимую в полном вакууме лишь при 200 volt. Лангмюр приводит чрезвычайно интересное наблюдение, что при вольфрамовом катоде, кислород и кислородсодержащие газы не увеличивают ток, но уменьшают его.

Отступления от закона $\frac{3}{2}$, при повышении напряжения на аноде выше нескольких десятков вольт, дает возможность оценить совершенство вакуума.

Как показали исследования Франка и Герца а также целого ряда других исследователей в последние годы, при ударе электрона о молекулу может получиться возбуждение ее к свечению; для этого электрон должен иметь энергию eV не меньшую чем $h\nu_0$, при чем сам он теряет всю свою скорость; здесь ν_0 частота излучения первой линии абсорбционной серии данного газа, h — Планковская постоянная. Этот резонансный потенциал имеет для каждого газа определенную величину. (Hg — 4,68 v.; N_2 — 17—18 v.; O_2 — 15,5 v.; H_2 — 16 v., Hc — 25 v., Ar — 15—18 v.; Ne — 21—23 v.). Ясно, что при наложении на анод потенциала равного резонансному, близь анода будет происходить сразу остановка большого числа электронов, что внесет изменения в распределение потенциала и отразится на величине тока. Действительно в газовых лампах наблюдаются резкие скачки и изломы характеристики, из которых можно найти значения резонансного и ионизационного потенциала³⁾. О возможности применения этих свойств газовой лампы будет сказано в III главе настоящей статьи.

Диод особенно удобно применить в качестве выпрямителя переменных токов высокого напряжения. Первые диоды, назначенные для этой цели, сконструировал Лангмюр под названием «Кенотрон»; один из типов давал например при 200 volt — 1 amp и при 180.000 volt — 0,25 amp

¹⁾ Barkhausen. Jahrb. d. Draht. Tel. B. XIV, S. 27. 1919.

²⁾ Langmuir. Proc. Inst. Radioeng. 3, p. 3. 1915.

³⁾ Raund. Phys. Rev. 15, p. 132. 1920.

Stead a. Glossing. Phil. Mag. 40. 1920.

(для рентгеновских аппаратов). В настоящее время General Electric Co в Америке, где работает Лангмюр, строит выпрямители почти неограниченной мощности, в которых электронный поток в пустоте достигает нескольких десятков ампер; подобные выпрямители делаются в металлическом сосуде—аноде, имеющем форму цилиндра и помещаемом в охлаждающий резервуар с маслом, к аноду припаяно в основаниях стекло, служащее изоляцией для подводки тока к вольфрамовой проволоке — катоду; эта последняя имеет в самых больших моделях толщину более 1 см и требует для накала ток в сотни ампер. Ввиду своей исключительной устойчивости и возможности параллельного включения, кенотроны успешно конкурируют с ртутными выпрямителями.

Схема включения кенотрона в цепь переменного тока дана на черт. 2. Дроссель L и конденсатор C емкостью в 0,001 мф. служит для задержки переменной составляющей выпрямленного тока; колебания силы тока при этой схеме менее 1%.

Интересно указать, что для выпрямления переменных токов в лабораторной обстановке может служить и 3-электродная лампа (триод), если сетку ее соединить накоротко с анодом. Автору удавалось получать от сети в 120 volt и $50 \frac{\text{пер}}{\text{сек}}$ через две французских приемных лампочки по схеме чер. 2 (схема Хёлла)¹⁾ постоянный ток до 20—30 мил. ам. при питании накала также переменным током через специальный трансформатор — редуктор (5 volt); таким выпрямленным током можно было пользоваться даже для питания усилителей. При таких лампах с хорошим вакуумом можно выпрямлять напряжения до 1.000 volt и даже выше, если выдержит на пробой изоляция впаянных в стекло вводов.

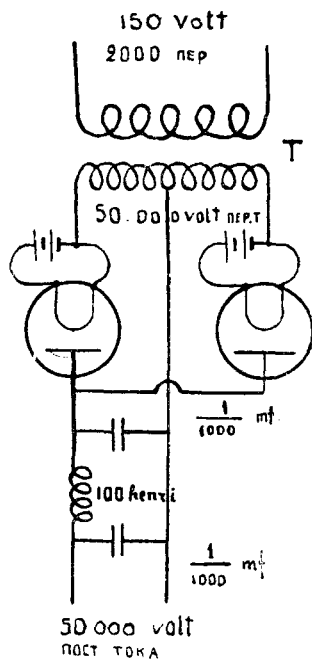


Рис. 2. Схема Хёлла для получения постоянного тока посредством кенотронов.

II. ТРЕХЭЛЕКТРОДНАЯ КАТОДНАЯ ЛАМПА-ТРИОД

ОБЩИЕ СВОЙСТВА.

Внесение внутрь катодной лампы третьего электрода совершенно меняет картину распределения потенциала внутри нее; этот третий электрод имеет назначение регулировать посредством своего потенциала

¹⁾ Bull. Phys. Rev. VII, № 3, 1916.

силу тока в цепи анода и в иностранной литературе часто называется контрольным электродом; он выполняется чаще всего (но не всегда) в форме более или менее густой сетки, лежащей между анодом и катодом. Естественно предположить, что сила термоэлектронного тока будет стоять в прямой зависимости от величины поля E у поверхности катода, т.е. от индуцированного на единице поверхности заряда q_k , так как $E = 4\pi q_k$. Полный заряд на поверхности s катода будет равен:

$$Q_k = s \cdot q_k = C_{ak} V_a + C_{kg} V_g$$

где C_{ak} и C_{gk} — взаимные емкости между анодом и катодом и контрольным электродом и катодом; V_a и V_g — потенциал анода и контрольного электрода, при чем потенциал катода принят равным 0 (значек g принят в англ. и нем. литературе, как начальная буква слова: Gitter, Grid). Ввиду того, что контрольный электрод большей частью сетка, мы всегда будем применять этот термин, оговариваясь лишь в тех случаях, когда он имеет другую форму.

Представляя вышенаписанное выражение в форме

$$Q_k = C_{ak} [V_a + k V_g], \text{ где } k = \frac{C_{gk}}{C_{ak}},$$

мы можем предположить, что действие анода и сетки вместе будет таково же, как одного анода, если бы он имел некоторый эквивалентный потенциал $(V_a + k V_g)$. Лангмюр первый предложил для подсчета силы тока в триоде формулу, аналогичную (2) и (3):

$$J = A (V_a + k V_g)^{\frac{3}{2}} \quad (4)$$

где A есть некоторая константа, определяемая из опыта, а k определяется геометрическими формами триода и густотой сетки; понятно, что эта зависимость может быть верна лишь до наступления тока насыщения. Формула (4) подсчитывает весь ток, вызываемый термоэлектронами, уходящими от катода, и распределяющийся между сеткой и анодом в зависимости от их потенциалов и формы; таким образом имеем, обозначая через J_a и J_g силу тока в цепи анода и сетки:

$$J = J_a + J_g$$

При потенциалах сетки значительно меньших чем потенциал анода, сила тока J_g в сетке значительно меньше, чем в аноде ($< 10\%$) и потому можно считать $J = J_a$. Если потенциал сетки становится больше, в ней появляется значительный ток J_g , который может превзойти J_a при $V_g > V_a^1$; в этом случае закон Лангмюра будет справедлив только

¹⁾ Значительное увеличение тока в цепи сетки и уменьшение его в цепи анода объясняется также возникновением вторичных электронов при ударе первичных о поверхность анода (δ -лучи); при потенциале $V_g > V_a$ вторичные электроны будут все попадать на сетку и дадут значительное увеличение тока J_g и уменьшение J_a при возрастании V_a .

в отношении суммы $(J_g + J_a)$, но не одного анодного тока. Кроме того ясно, что закон Лангмюра справедлив только для токов меньших тока насыщения.

Кривую, выражающую зависимость силы тока в цепи анода J_a от потенциала сетки V_g , при постоянном V_a , называют обычно «характеристикой» триода; рис. 3 дает пример такой характеристики *) при $V_a = 80$ volt; на том же графике нанесен ток в сетке J_g и суммарный ток J в зависимости от V_g . При снятии характеристики все потенциалы считаются относительно отрицательного конца нити накала.

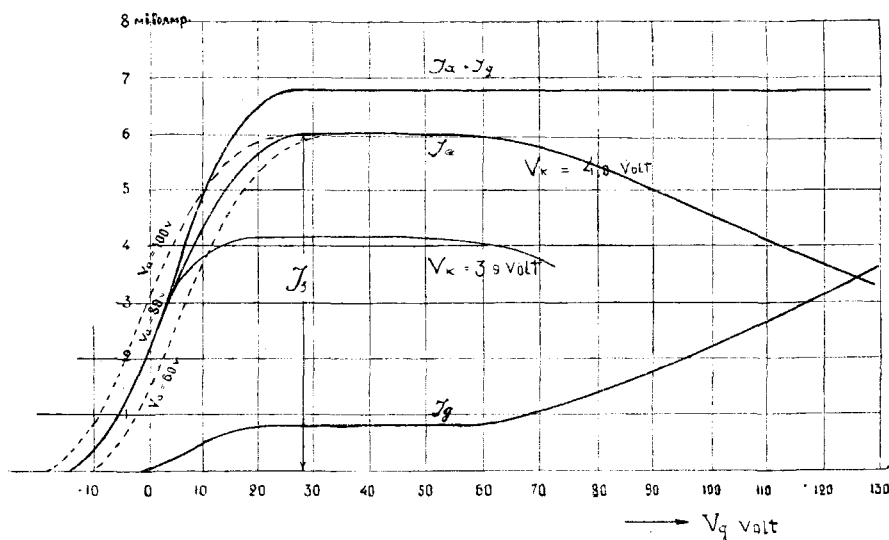


Рис. 3. Характеристики французской усилительной лампы.

Относительно тока в сетке следует отметить, что он появляется при V_g больших чем -1 volt (см. выше), довольно быстро возрастает, затем остается почти без изменения (одновременно с анодным током) и при $V_g > V_a$ снова быстро возрастает. Суммарный ток $J_a + J_g$ возрастает вначале по закону Лангмюра и по достижении тока насыщения J_s остается постоянным.

Анодный ток J_a при $V_g = 0$ не равен 0, так как он является функцией $(V_a + k V_g)^{\frac{3}{2}}$. J_a будет равно 0 при $V_g = -\frac{V_a}{k}$. Таким образом ясно, что характеристика сдвигается, при увеличении анодного потенциала ΔV_a , на величину $\frac{\Delta V_a}{k}$ в сторону отрицательных потенциалов (влево); на черт. 3 даны пунктиром характеристики при $V_a = 100$ v. и 60 v; первая сдвинута

*) Для французской усилительной лампы.

влево на 3 вольта, вторая на столько же вправо; величина тока насыщения на анод остается почти без изменения для всех трех потенциалов. Из величины сдвига можно подсчитать величину

$$k = \frac{\Delta V_a}{\Delta V_g} = \frac{20}{3} = 6,7.$$

Величина k характеризует во сколько раз потенциал сетки V_g действует сильнее (на анодный ток), чем потенциал анода, ее называют «коэффициентом усиления напряжения» в триоде; очевидно, что некоторое приращение потенциала сетки равноценно k — кратному приращению потенциала анода. В принятых конструкциях величина k меняется в широких пределах. В лампе Вина с контрольным электродом в виде пластинки k близко к 1; $C_{gk} = C_{pk}$. В усилительных лампах цилиндрической конструкции k имеет значение 5—10; в генераторных лампах с густой сеткой k имеет значение 20—100 и более; о расчете величины k будет речь ниже.

Более строго обоснованный вывод формулы Лангмюра (4) был дан Икклъсом¹⁾ для триода плоской формы и для цилиндрического триода с сеткой, навитой по винтовой линии вокруг нити на расстоянии r_g ; для цилиндрического триода получается следующее выражение для силы тока на единицу длины;

$$J = \frac{2\pi B}{(1+g)^{\frac{3}{2}} r_g} (V_a + g V_g)^{\frac{3}{2}} = \frac{14,65}{(1+g)^{\frac{3}{2}} r_g} (V_a + g V_g)^{\frac{3}{2}} \frac{\text{amp}}{\text{cm}} \quad (5)$$

Здесь буквою g обозначен коэффициент усиления напряжения (k), который может быть вычислен если известно r_g и число витков сетки на 1 см. Следует отметить, что выражение Икклъса для коэффициента A в формуле (4) определяется радиусом сетки, а не анода.

Немецкие авторы трактуют вопрос несколько в иной плоскости. Баркхаузен принимает, что поле в пространстве между сеткой и нитью, определяющее силу тока испускания электронов, определяется главным образом полем сетки и лишь небольшой частью DV_a поля анода (где D — правильная дробь), проникающего через сетку; таким образом, сетка является как бы полупрозрачным экраном с «проницаемостью» D (Durchgriff). Весь ток испускания ($J_a + I_g$) будет определяться так же, как в диоде, с анодом на месте сетки и потенциалом на нем, равным $V_g + DV_a$:

$$J = 2\pi B \frac{(V_g + DV_a)^{\frac{3}{2}}}{r_g} = \frac{14,65}{r_g} (V_g + DV_a)^{\frac{3}{2}} \quad (5')$$

¹⁾ Radio Rev. Oct., Nov. Dec. 1919.

²⁾ Jahrb. Drahtl. Tel. B, XIV, S. 27 1919.

но стой разницей, что ток этот пойдет главным образом на анод и лишь малая часть его попадет на сетку. Если в формуле (5') вынести D за скобку и обозначить $\frac{1}{D} = g$, то получится выражение:

$$J = \frac{2 \pi B}{g^{\frac{3}{2}}} \frac{(V_a + g V_g)^{\frac{3}{2}}}{r_g}$$

при больших величинах g почти не отличающееся практически от формулы Иккльса; таким образом при малых проницаемостях $D < 10^9$, всегда можно считать $D = \frac{1}{g}$. Как показывает строгий анализ ¹⁾, обе формулы (5) и (5') не могут считаться точными, так как величина взаимных емкостей C_{ak} и C_{gk} ($D = \frac{C_{ak}}{C_{gk}}$) сильно (в 2—4 раза) меняется в зависимости от пространственного заряда, т.-е. от силы тока, а значит, и потенциала V_g и V_a , и, следовательно, мы не в праве считать величину D константой при изменении V_g и V_a .

Конструктивное выполнение триода мы встречаем чаще всего с цилиндрическим анодом и сеткой и нитью по оси цилиндра; нередко встречается также плоская форма (плиотрон Лангмюра, усилительные лампы Нижегородской Радиолaborатории); выше была уже упомянута лампа Вина с контрольным электродом в виде пластинки, расположенной по другую сторону нити (по отношению анода), предназначенная для работы с низким напряжением на аноде; интересно упомянуть также лампу Виганда с контрольным электродом в виде цилиндра, надевающегося на лампу снаружи (полное устранение тока J_g).

Подсчет величины «проницаемости» D или «коэффициента усиления напряжения» $g = \frac{1}{D}$ послужил темой для работ многих видных теоретиков ²⁾ Для цилиндрического триода приведем формулу Дж. Томсона, как наиболее простую:

$$g = \frac{\pi d N \lg \frac{D}{d}}{\lg \left(\frac{1}{\pi d N} \right)} \quad (6)$$

¹⁾ Schottky, Verh. d. Phys. Ges. B. 18, S. 71. 1918;

²⁾ 1) Schottky, l. c. 2) M. Laue, Ann. d. Phys. S. 59, 2459, 1919 3) M. Abraham, Arch. fur. Elektr. 8, S. 42. 1919. 4) J. J. Thomson, результат приведен в статье Perles-en'a, Wireless World, July, 1919. 5) Eccles, l. c.

где D — диаметр анода, d — сетки, N — число витков сетки на 1 см; δ — диаметр проволок сетки; вводя величину расстояния витков сетки

$b = \frac{1}{N}$, получим:

$$g = - \frac{\pi \frac{d}{b} \lg \frac{D}{d}}{\lg \frac{1}{\pi \delta}} \quad (6')$$

Эта формула показывает, что g тем больше (D тем меньше) 1) чем больше диаметр анода по сравнению с диаметром сетки, 2) чем больше диаметр сетки по сравнению с расстоянием витков ее, т.е. чем гуще сетка и 3) чем меньше расстояние витков по сравнению с их диаметром $\left(\frac{b}{\delta}\right)$, т.е. чем меньше свободный просвет между витками сетки.

Для большинства приложений триода является весьма существенным, чтобы наиболее крутая, рабочая, часть характеристики лежала по обе стороны от начального потенциала сетки, чем достигается наибольший усилительный эффект, наименьшее искажение тока при усилении и легкое самовозбуждение генератора. Если характеристика лежит слишком вправо, то можно достичь намеченной цели, давая сетке некоторый положительный потенциал, но это очень не выгодно, так как в сетке появится значительный паразитный (бесполезный) ток: поэтому предпочтительней сделать начальный потенциал сетки 0 или -1 volt и произвести сдвиг характеристики влево, чего можно, как мы видели, достичь, увеличивая произведение $D V_a$, т.е. увеличивая или D или V_a ; так, например, сдвиг на 10 volt при $D = 5\%$ можно произвести, увеличивая V_a на 200 volt или при $D = 10\%$, увеличивая V_a на 100 volt.

Определим при каком потенциале сетки $(V_g)_0$ лежит наиболее крутая часть характеристики, при отсутствии потенциала на аноде, т.е. при коротком замыкании между анодом и катодом (строго говоря, закон Лангмюра в этом случае уже не приложим к одному J_a , а лишь к суммарному току $(J_a + J_g)$; очевидно, что при $V_a = 0$ характеристика начнется при $V_g > 0$ и достигнет тока насыщения J_s при некотором положительном потенциале на сетке; примем, что $(V_g)_0$ будет соответствовать половине тока насыщения $\frac{J_s}{2}$. На основании таблиц II и III. токи насыщения для нити диаметром 0,125 мм будут следующие:

слабый накал $2300^\circ - J_s = 0.006 \frac{\text{Amp}}{\text{cm}}$

сильный накал $2500^\circ - J_s = 0.200 \frac{\text{Amp}}{\text{cm}}$

Прилагая формулу (5'), получим, что:

$$(V_g)_0 = \left(\frac{J_s r_g}{2.14,65 \cdot 10^{-6}} \right)^{2/3}$$

Давая r_g различные значения, получим следующую таблицу:

Таблица IV.

r_g cm	$(V_g)_0$ Volt.	
	2300°	2500°
0,1 cm.	7,4	21,5
0,2	11,7	34,0
0,3	15,5	45,0
0,5	22	63,0
1,0	35	100,0

Французская усилительная лампочка, имеющая $r_g = 0,2$ cm и $D = 0,15$, при слабом накале требует сдвиг характеристики на 11,7 volt, что получится при $V_a = \frac{11,7}{D} = \frac{11,7}{0,15} = 78$ volt; как известно, это напряжение обычно и употребляется. Получение потенциалов такой величины встречается со значительными затруднениями (большой вес аккумуляторов, трудность их зарядки), и потому было сделано много попыток построения триодов, дающих значительное усилительное действие при меньшем анодном потенциале; для этой цели М. Вип построил лампу, о которой уже упоминалось, имеющую $D = 1$; ясно, что для этой лампы анодное напряжение, которое произведет сдвиг в 11,7 volt, будет равно $\frac{11,7}{1} = 11,7$ volt; действительно, эти лампы при 10—12 volt на аноде дают хорошее усиление.

Для большой генераторной лампы с $r_g = 1$ cm мы получим необходимый сдвиг в 100 volt (сильный накал) при

$$V_a = \frac{100}{D};$$

¹⁾ Jahrb. Drahtl. Tel. 15, S. 27, 1920.

если

$$D = 10\% - V_a = 1.000 \text{ volt.}$$

$$D = 4\% - V_a = 2.500 \text{ volt.}$$

$$D = 2\% - V_a = 5.000 \text{ volt.}$$

$$D = 1\% - V_a = 10.000 \text{ volt.}$$

Таким образом ясно, что при высоких напряжениях на аноде приходится применять малое D , т.е. густую сетку, что мы и видим всегда в генераторных лампах, рассчитанных на большую мощность.

Крутая, поднимающаяся часть характеристики имеет почти строго прямолинейную форму; как показал Икклъс (1. с.) эта форма вполне совместима с законом Лангмюр если учесть неравномерную температуру нити в силу остывания концов: при увеличении потенциала сетки закону $3/2$ следует лишь средняя часть нити, концы же дают ток насыщения.

Прямолинейность характеристики позволяет выразить ее в простой математической форме, удобной для приближенных расчетов (при изменениях потенциала достаточно малых, чтобы не выйти за пределы прямолинейной части):

$$J_a = a V_a + b V_g + c^1),$$

где c —малая величина, дающая силу тока при $V_a = V_g = 0$, зависящего от того, что электроны имеют некоторую начальную скорость, отличную от нуля.

Выясним значение коэффициентов a и b . В самой общей форме уравнение характеристики можно представить в форме:

$$J_a = F(V_a, V_g).$$

Прирост силы тока dJ_a связан с приращениями потенциалов анода и сетки следующим соотношением:

$$dJ_a = \left(\frac{\partial J_a}{\partial V_a} \right)_{V_g} dV_g + \left(\frac{\partial J_a}{\partial V_g} \right)_{V_a} dV_a$$

где $\left(\frac{\partial J_a}{\partial V_a} \right)_{V_g}$ даст изменение анодного тока при изменении V_a на один вольт и постоянном V_g , а $\left(\frac{\partial J_a}{\partial V_g} \right)_{V_a}$ дает изменение анодного тока при изменении V_g на один вольт при постоянном V_a ; ясно, что обе эти частные производные имеют размерность проводимости или (сопротивление)⁻¹; Баркхаузен (1. с.) вводит для второй из них обозначение S

¹⁾ Vallauri, Jahrb. Drahtl. Tel. B. 12, S. 349, 1917.

(Steilheit), она характеризует крутизну характеристики в данной точке и $\frac{1}{R_i}$ для первой, где R_i характеризует внутреннее сопротивление лампы,

ибо при $V_g = \text{const}$ и при коротко замкнутой цепи анода $dJ_a = \frac{dV_a}{R_i}$.

Величина S находится из характеристики геометрически как tg угла наклона кривой в данной точке к оси абсцисс; в усилительных лампах французского образца S имеет величину в наиболее крутой части порядка $4 \cdot 10^{-4} \frac{\text{amp}}{\text{volt}}$, в немецких — порядка $1 \cdot 10^{-4} \frac{\text{amp}}{\text{volt}}$; R_i может быть также найдено для каждого V_g геометрически, если имеются две характеристики снятые при различных потенциалах анода, как это показано например, на черт. 3 пунктирными кривыми; в усилительных лампах французского типа $R_i \approx 30.000 \Omega$, немецких с плоской сеткой и анодом $R_i \approx 100.000 \Omega$. На опыте R_i можно измерить посредством мостика Витстона, включая лампу в качестве одного плеча мостика.

Частная производная — $\left(\frac{\partial V_a}{\partial V_g}\right) J_x$ покажет нам, на сколько вольт придется уменьшить V_a при увеличении V_g на один вольт, чтобы сила анодного тока осталась без изменения, т.-е., иными словами, во сколько раз большее изменение анодного потенциала эквивалентно данному изменению потенциала сетки; эту величину принято называть, как уже говорилось выше, «коэффициентом усиления напряжения» и обозначать буквою g ; обратная величина $\frac{1}{g}$ при больших g достаточно точно равна «проницаемости» сетки:

$$g = \left(\frac{\partial V_a}{\partial V_g}\right) J_a \text{ и } D = \left(\frac{\partial V_g}{\partial V_a}\right) J_a;$$

Принимая во внимание известное соотношение между частными производными:

$$\left(\frac{\partial J_a}{\partial V_a}\right)_{V_g} = \left(\frac{\partial J_a}{\partial V_g}\right)_{V_a} \left(\frac{\partial V_g}{\partial V_a}\right)_{V_a},$$

находим связь между величинами S , R_i и D или g :

$$\left. \begin{aligned} 1/R_i &= SD \text{ или } SDR_i = 1 \\ 1/R_i &= \frac{S}{g} \text{ или } g = SR_i \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

Прямолинейная часть характеристики в обозначениях Баркхаузена может быть выражена уравнением:

$$J_a = SV_g + \frac{1}{R_i} V_a + c, \quad (7)$$

где S и R_i имеют постоянное значение в пределах всей прямолинейной части (эти именно значения и даны были выше).

Для небольших колебаний переменных напряжений на сетке и аноде получим, обозначая малыми буквами i_a , v_g и v_a амплитуды соответствующих переменных величин, следующую связь:

$$i_a = S v_g + \frac{1}{R_i} v_a \quad (7')$$

Уравнение Лангмюра (4) относится только к чисто электронному процессу, обязательным условием для чего является весьма совершенный вакуум. При наличии следов газа, электроны, имеющие достаточную скорость, могут произвести ионизацию газовых молекул, вследствие чего увеличивается, с одной стороны, количество носителей электрического тока, с другой — нейтрализуется отрицательный пространственный заряд, что ведет в общем к значительному усилению силы тока в цепи анода; при появлении ионизации закон $^{3/2}$ конечно, перестает выполняться. Так как потенциалы ионизации газов лежит не выше 25 volt, то в газовых лампах всегда наблюдается резкое возрастание силы анодного тока при потенциалах V_g , превышающих несколько десятков вольт и, соответственно с этим, очень крутая характеристика (большое S). Хотя крутая характеристика и позволяет получить большое усиление, однако, газовые лампы, обладая этим преимуществом, оказываются очень неустойчивыми в работе, так как их режим, во-первых, зависит от температуры, во-вторых, подвергается постепенным изменениям в течение времени (жестчение или мягчение); так, напр., лампы, хорошо работающие в теплом помещении, отказываются работать на морозе или при подъеме на аэроплане.

Внезапные изломы в ходе характеристики объясняются как было объяснено раньше, остановкой электронов, достигших достаточной скорости, чтобы возбудить молекулы газа к свечению (резонанс-потенциал); эти изломы характеристики с успехом применяются для детекторного действия (см. ниже).

Присутствие газа в лампе может быть обнаружено следующим методом: если на сетку наложить значительный отрицательный потенциал, а на анод положительный, то в пустотной лампе мы не получим никакого тока в цепи сетки; при наличии газа, небольшое количество электронов, прошедшее мимо отрицательно заряженной сетки, сразу попадает в поле анода, они ускоряют движение и могут произвести ионизацию; положительные ионы направляются к сетке и дают ток J_g ; таким образом, если при отрицательных потенциалах сетки в ней течет ток обратного направления, то это служит показателем присутствия газа. Так как при ионизации образуется один $+$ ион и один электрон, который будет двигаться к аноду, то анодный ток возрастет на вели-

чину J_g ; ток обусловленный первичными электронами будет равен $J_a - J_g$. Отношение $\frac{J_g}{J_a - J_g} \approx \frac{J_g}{J_a}$ будет пропорционально количеству ионов образовавшихся на один первичный электрон за единицу времени; если обозначить через d длину пути первичных электронов, на котором они могут произвести ионизацию ($d = r_a - r_g$), то величина $\frac{J_g}{d \cdot J_a}$ будет пропорциональна количеству ионов, образующихся за 1 сек. на 1 длины пути первичного электрона; эта величина будет пропорциональна давлению газа или, обратно: $p = k \frac{J_g}{d \cdot J_a}$, где k эмпирическая константа, зависящая от природы газа; при увеличении давления k слегка убывает.

Кауфман и Серови²⁾ дают способ абсолютного определения величины k из геометрических размеров, потенциалов сетки и анода, пользуясь некоторой функцией, дающей число ионов на 1 см пути электрона в зависимости от разности потенциалов, которую он пробежал; эта функция имеет иной вид для каждого газа и определена для различных газов Майером. При пользовании чувствительным гальванометром в цепи сетки возможно измерение разрежений до 10^{-6} мм. В генераторных лампах Telefunken авторы нашли давление порядка 10^{-6} мм.

Пока в катодных лампах пользовались сравнительно тонкими нитями накала и небольшими силами тока накала, при расчете можно было пренебрегать величиной магнитного поля тока накала. Как показал Хулл³⁾ при толстых проволоках — катодах (до 1 см диаметра), применяемых в мощных выпрямителях и генераторах, магнитное поле тока накала производит сильное возмущающее действие на полет электронов и может заставить их, описав некоторую кривую, вернуться обратно на катод, не достигнув анода; при каждом токе накала J_k существует определенный критический потенциал на аноде, ниже которого ток анода равен 0. При $T = 2500^\circ$ и диаметре проволоки катода 0,25 мм критический потенциал малая величина:

для диаметра 5 мм — он равен 10.000 volt
 > > 10 мм — он равен 100.000 volt.

На этом принципе Лангмюр построил новую систему генерирования токов высокой частоты, при которой «контрольным» током служит ток накала.

1) Möller. Elektronenröhren. Samml. Vieweg № 49, 1922.

2) Zschr. für Phys, 5, s. 319, 1921.

3) Hull, Phys. Rev XIX, p. 533, 1922.

III. ДЕТЕКТОРНОЕ ДЕЙСТВИЕ КАТОДНОЙ ЛАМПЫ.

Искровые радиостанции дают излучение в форме затухающих колебаний; одна затухающая серия следует за другой с некоторой тональной частотой. Колебания высокой частоты непосредственно ухом не воспринимаются и для того, чтобы воспринять на слух, их выпрямляют при помощи различных приспособлений, называемых детекторами, в результате чего из каждой серии колебаний получается ряд односторонних импульсов, следующих друг за другом с высокой радио-частотой и сливающихся в телефоне в один общий импульс, прогибающий мембрану телефона; так как серии следуют друг за другом через правильные промежутки времени, то ритмические толчки в телефоне в сумме дают музыкальную ноту, с частотой, равной числу затухающих серий, испускаемых передатчиком в одну секунду.

Наиболее простым, из большого числа детекторов, является безусловно кристаллический детектор, представляющий из себя контакт металла с кристаллом (медная проволочка — свинцовый блеск, карборунд — стальная пластинка) или двух различных кристаллов (цинкит-халкопирит и др.); слабой стороной кристаллических детекторов является их неустойчивость — механические и электрические толчки (напр., атмосферные разряды), даже слабые, могут совершенно расстроить работу детектора и требуют регулировки его. Флеминг предложил воспользоваться для целей детектирования односторонней проводимостью двух-электродной лампы с разреженным газом (вентиль Флеминга) он обнаружил, что некоторые точки характеристики, в которых имеются резкие изгибы, являются особенно чувствительными для детектирования.

Триод также может служить детектором в любой части своей характеристики, кроме прямолинейной; например в начальной части характеристики (черт. 3), при наложении на сетку, синусоидального напряжения с малой амплитудой, в цепи анода получается большее возрастание тока в случае положительной полуволны, чем убывание в случае отрицательной полуволны; средний ток в цепи анода при наложении серии колебаний будет возрастать.

Как легко видеть, разлагая уравнение характеристики $J_a = F(V_g)$ в ряд Тейлора и беря среднее значение, прирост тока в цепи анода при наложении на сетку колебаний с амплитудой v_g будет равен:

$$\Delta J_a = \frac{\partial^2 J_a}{\partial V_g^2} \frac{v_g^2}{4} \quad (8)$$

Условие детекторного действия, таким образом, есть $\frac{\partial^2 J_a}{\partial V_g^2} \gtrless 0$; первое условие будет соблюдаться на нижней, начальной части характе-

ристики, второе — на верхнем изгибе ее при переходе к току насыщения; второй случай детектирования мало выгоден, так как получается при значительном добавочном потенциале на сетке, что вызывает паразитный ток в ней.

Гораздо более сильное действие даст детекторная схема, примененная впервые Де-Форте в его «Аудионе»; ее можно назвать по широте применения основной детекторной схемой. Главную роль в этой схеме (черт. 4) играет небольшой конденсатор C_g в 50—100 см, включаемый в цепь сетки и шунтированный большим омическим сопротивлением R_g в несколько мегомов; сетка имеет начальный потенциал 0. Приходящие колебания возбуждают контур LC и вызывают возникновение переменного напряжения на сетке; в виду того, что при возрастании потен-

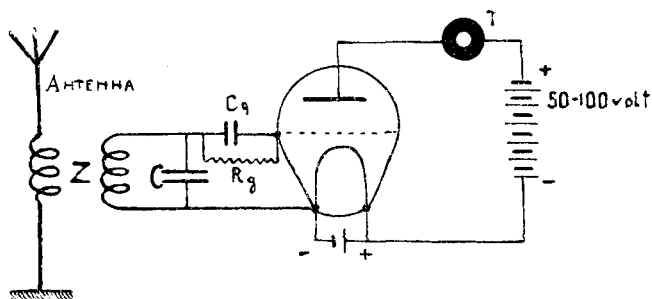


Рис. 4. Схема аудиона.

циала ток в сетке резко возрастает (по закону: $e \frac{v_g}{v_0}$, согл. Баркхаузену), при $(+)$ полуволне на сетке, на нее пощадает значительный поток электронов, заряжающий ее отрицательно; при $(-)$ полуволне ток в сетке мал и изменения потенциала почти не происходит. Ряд колебаний постепенно заряжает сетку максимально до такого отрицательного потенциала, когда в ней прекращается всякий ток, — т.-е., примерно, до -1 вольта (черт. 5); сопротивление R_g служит для того, чтобы заряд сетки мог постепенно стечь с нее, и к моменту начала следующей серии сетка находится снова в готовности для приема колебаний. Телефон, включенный в цепь анода, отмечает лишь средние колебания силы анодного тока, имеющие тональную частоту. Детекторное действие по схеме аудиона значительно выше, чем по схеме без конденсатора; включения специального сопротивления часто можно избежать так как достаточную утечку дает цоколь лампы и изоляция конденсатора. Сопротивление R_g делается обычно в форме полоски бумаги, покрытой тушью или графитом, концы которой прижаты металлическими пластинами.

Схема триодного детектора, в случае воздействия незатухающих колебаний, дает некоторое постоянное убывание силы тока в цепи

анода, которое останется совершенно незаметным при слушании в телефон. Для того, чтобы сделать незатухающие колебания слышимыми, необходимо их разбить каким-либо образом на части; это делается часто при помощи чисто механического прерывания, но гораздо более удобный способ представляет наложение на приемный контур местных незатухающих колебаний малой амплитуды с частотой, отличной от частоты принимаемых сигналов. Приходящие колебания с частотой N дают с местными частоты N' биения с частотой, равной разности $N - N'$, которую легко подобрать так, чтобы она лежала в пределах наибольшей чувствительности уха. Местный генератор (Ueberlagerer, heterodyne) легко осуществляется так же при помощи катод-

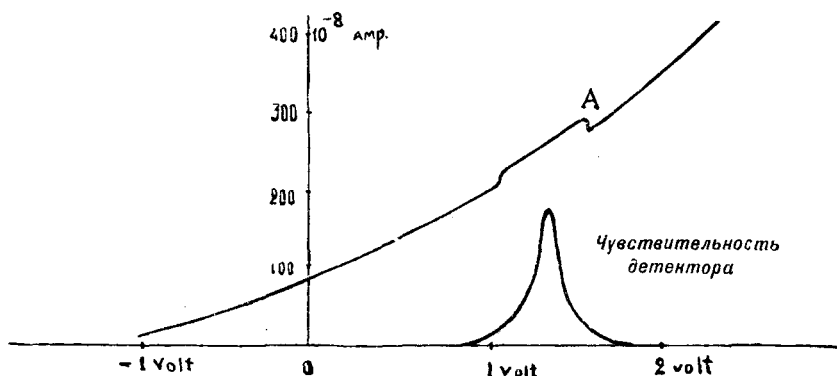


Рис. 5. Чувствительность детектора со ртутным паром.

ной лампы (см. ниже). Еще более удобную конструкцию можно сделать, заставляя детекторную лампу одновременно генерировать колебания в приемном контуре, настроенном на частоту, немного отличную от частоты принимаемой; тогда приходящие волны вызывают в приемном контуре вынужденные колебания, которые, как уже было объяснено выше, дают биения с местными и, таким образом, могут быть услышаны: эта схема известна под названием «автодина» (autodyne) или «колебательного аудиона».

Очень выгодные условия для детектирования дают газ-содержащие лампы, благодаря тому, что в их характеристике имеются точки с резкими подъемами и изгибами. Черт. 5¹⁾ дает характеристику лампы, содержащей ртутный пар. Детекторное действие газовой лампы будет зависеть от начального потенциала сетки, определяющего положение на характеристике, и от величины амплитуды; на черт. 5 показана величина детекторного действия в различных точках характеристики. В настоящее время многие фирмы выпускают специальные детекторные лампы, содержащие, большей частью, ртутный пар.

¹⁾ Заимствован из статьи Лангмюра Proc. Inst. Radioeng. 3 p. 3. 1915.

VI. КАТОДНАЯ ЛАМПА КАК УСИЛИТЕЛЬ.

До изобретения катодной лампы задача усиления слабых переменных токов была почти неразрешима и здесь дело обстояло значительно хуже чем с сигналами, подаваемыми постоянным током, где, посредством реле, можно было достичь обнаружения и проявления в увеличенном масштабе действия крайне слабых токов. Катодная лампа позволила сделать реле для переменного тока в том смысле, что усиление колебаний получается за счет некоторого источника энергии, затрата которой находится под контролем усиливаемых колебаний.

Идея использования катодной лампы, как усилителя, пояснена на черт. 6. Слабые переменные напряжения (напр., от телефонной линии) накладываются между катодом и сеткой через трансформатор (или непосредственно) и вызывают значительные колебания силы тока в цепи анода, которые можно обнаружить, включив в нее телефон (непосредственно или через трансформатор); чтобы в цепи сетки не было паразитного тока, можно включить небольшое добавочное напряжение (V_g).

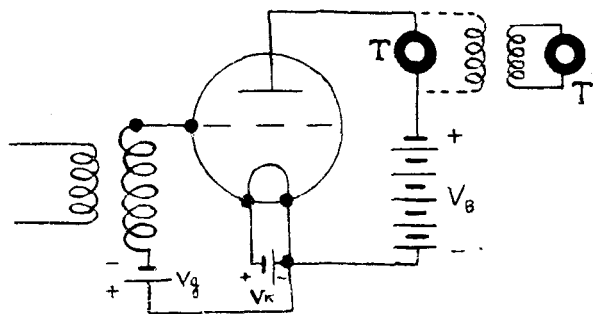


Рис. 6. Триод-усилитель.

При малых амплитудах, возникающий в цепи анода переменный ток i_a (малыми буквами в дальнейшем мы будем обозначать амплитуду переменных величин) будет определяться уравнением (7¹).

$$i_a = S v_g + \frac{1}{R_i} v_a.$$

Изменение напряжения анода v_a появится вследствие изменения силы тока в цепи анода, если в ней включено какое-либо сопротивление r_a [под r_a будем разуметь далее полное сопротивление переменному току *impedanz*, которое в частном случае может быть омическим— R_a] и будет равно:

$$v_a = -i_a r_a.$$

Подставив это выражение в формулу (7') и определив из нее i_a , получим:

$$i_a = \frac{v_g S R_i}{R_i + r_a} = \frac{r_g}{D} \frac{1}{R_i + r_a} = \frac{g r_g}{R_i + r_a} \quad (9)$$

Эта формула, согласно указанию Баркхаузена, выведена впервые Шоттки (ранее 1919), в английской литературе она выведена Белти (1919) и называется «теоремой Белти». Формула эта, являющаяся основной для теории усилительного действия, гласит, что триод действует в цепи анода, как генератор переменного тока с электродвижущей силой $g v_g = \frac{v_g}{D}$, имеющий внутреннее сопротивление R_i ; при такой трактовке вопроса термин «коэффициент усиления напряжения» (обозначаемый буквой g) становится вполне очевидным¹⁾.

При чисто омическом сопротивлении $r_a = R_a$ получим формулу:

$$i_a = \frac{v_g}{D} \frac{1}{R_i + R_a} = \frac{g v_g}{R_i + R_a} \quad (9)'$$

Оставаясь на почве геометрической картины, мы можем изобразить уравнение (9) графически в виде некоторой характеристики для переменного тока, которая в случае малых амплитуд будет, очевидно, прямая, проходящая через начало координат и имеющая крутизну:

$$S' = \left(\frac{di_a}{dv_g} \right)_{r_a} = \frac{1}{D(R_i + R_a)} = \frac{1}{DR_i \left(1 + \frac{R_a}{R_i} \right)} = \frac{S}{1 + DSR_a} \quad (10),$$

т.е. крутизна рабочей характеристики уменьшается в $1 + DSR_a$ раз, по сравнению с первоначальной.

В общем случае r_a может состояться из комбинации омического сопротивления R , емкости C и самоиндукции L ; в случае колебательного контура (см. черт. 8), включаемого, например, в цепь анода генератора, мы будем иметь:

$$r_a = \frac{(i\omega L + R) \frac{1}{i\omega C}}{i\omega L + R + \frac{1}{i\omega C}} \quad (11)$$

где $i = \sqrt{-1}$; $\omega = \frac{2\pi}{T}$ — частота (угловая) переменного тока, возбуждаемого в цепи анода. Как не трудно доказать в этом случае, рабочая характеристика будет иметь форму эллипса вокруг начала координат, описываемого против стрелки часов, если ток в цепи анода опережает напряжение на сетке (емкость преобладает), и по стрелке, если ток отстает (самоиндукция преобладает). В случае резонанса $\omega = \frac{1}{\sqrt{LC}}$

¹⁾ В дальнейшем теория усилительных ламп изложена по Barkhausen'у.

и при малом сопротивлении R получится приближенно:

$$R_a \approx \frac{L}{CR}, \quad (12)$$

т.е. колебательный контур эквивалентен некоторому омическому сопротивлению, и сдвига фаз между v_g и i_a нет.

На основании элементарных выкладок, из формулы (9') мы найдем что наибольшая мощность будет выделяться в цепи анода при условии $R_a = R_i$; телефоны делают с сопротивлением, редко большим чем 4.000 ом; в усилительных лампах немецкого образца $R_i = 100.000$ ом, и включение телефона непосредственно в цепь анода оказывается мало выгодным (используется лишь $1/7$ часть максимальной энергии при $R_a = 4.000 \Omega$ и $1/25$ часть при $R_a = 1000 \Omega$); во французской усилительной лампочке $R_i = 30.000 \Omega$ и при $R_a = 4.000 \Omega$ используется примерно $3/8$ макс. энергии. Ввиду этого выгодней выводить ток посредством трансформатора понижающего напряжение в несколько раз; тогда телефон с сопротивлением R_a во вторичной обмотке даст в первичной кажущееся сопротивление $u^2 R_a$, (где u коэффициент трансформации), которое можно сделать равным R_i и получить от лампы максимальную энергию. Надо принять во внимание, что всякий трансформатор дает потери, и потому применение его при R_a , отличающихся от R_i меньше, чем в 5—6 раз, не имеет смысла; во французских лампах очень часто выводного трансформатора не делается. Иначе обстоит дело, если должен быть включен прибор с малым сопротивлением (напр. струнный гальванометр, осциллограф), тогда применение трансформатора выгодно; в этом последнем случае предпочтительней пользоваться лампами с малым внутренним сопротивлением (лампа Вина).

В случае усиления колебаний высокой частоты емкость C_{ak} между анодом и катодом создает некоторое побочное сопротивление к приемному аппарату; принимая $C_{ak} = 10$ см., найдем, что при длине волны $\lambda = 300$ мт. т.е. частоте 10^6 , это побочие будет равно $\frac{1}{C\omega} = 15.000$ ом.; при $R_a = R_i$ (наивыгоднейший случай) для франц. лампы $R_i = 30.000 \Omega$ в индикатор попадет лишь $1/3$ всего тока; и в этом случае лампы с малым внутренним сопротивлением дадут значительный выигрыш.

Разберем теперь вопрос о наивыгоднейшем способе подвода тока к сетке. Лучшей схемой мы будем считать ту, которая дает высшее напряжение на сетке v_g ; при потенциале сетки ниже 1 volt, ток в ней совершенно прекращается, сопротивление промежутка сетки — катод можно считать равным бесконечности; конечно, всегда имеется некоторое сопротивление изоляции R_g , которое параллельно с емкостью C_{gk} даст некоторое «действующее сопротивление» сетки r_g . Переменное напряжение v_g на сетке тем больше, чем больше r_g (так как падение

напряжения равняется $i_g r_g$); но слишком увеличивать r_g оказывается невыгодным, так как в этом случае усилитель становится излишне чувствителен к различным посторонним воздействиям (индукция от проводов, грозные разряды) и большею частью сетка нарочно шунтируется большим сопротивлением порядка нескольких мегомов. Наибольший вольтаж на сетке получится при внешнем сопротивлении, равном сопротивлению сетки; если внешнее сопротивление мало (телефонная линия), то выгодно поставить вводный трансформатор, повышающий напряжение в u раз; тогда «действующее сопротивление» во вторичной обмотке будет в u^2 раз больше и, выбирая u , его можно сравнить с «действующим сопротивлением» сетки r_g ; не следует упускать, что трансформатор и здесь дает потери, так что его применение имеет смысл лишь при большом отличии внешнего и внутреннего сопротивления. В случае настройки в резонанс с приходящими колебаниями, трансформатор дает значительное повышение напряжения; для остроты резонанса R_g должно быть велико.

Усилительную способность катодной лампы естественно характеризовать как отношение максимальной мощности, выделяющейся в индикаторе $(N_v)_{max}$, к подведенной неусиленной мощности N_u . Линейным усилением Баркхаузен называет величину

$$W = \sqrt{\frac{(N_v)_{max}}{N_u}}.$$

Найдем величину усиления в зависимости от качества лампы и схемы.

Мощность, выделяемая в цепи анода равняется:

$$N_a = \frac{i_a^2 r_a}{2},$$

из формулы (9) мы найдем наибольшую мощность

$$(N_a)_{max} = \frac{v_g^2}{SD^2 R_i} = \frac{1}{4} \frac{S}{D} (v_g)^2_{eff}, \text{ полагая } r_a = R_i.$$

Величину $\frac{S}{D}$ Баркхаузен называет «добротностью» лампы (Güte); она равняется учетверенной наибольшей мощности, выделяемой в цепи анода при переменном эффективном напряжении на сетке равном 1 вольту. Обозначая далее коэффициент полезного действия выводного трансформатора через τ_a , мы найдем наибольшую мощность, выделяемую в индикаторе:

$$(Nv)_{max} = \tau_a \frac{1}{4} \cdot \frac{S}{D} (v_g)^2_{eff}.$$

Мощность затраченная в цепи сетки будет равняться:

$$N_g = (v_g)_c (i_g)_c = \frac{(v_g)^2_{eff}}{r_g};$$

если к. п. д. вводного трансформатора η_{lg} , то подведенная мощность

$$N_u = \frac{N_g}{\eta_{lg}} = \frac{(v_g)^2_{eff}}{\eta_{lg} r_g};$$

подставляя полученные выражения, получаем следующую формулу для линейного усиления:

$$W = \sqrt{\frac{(N_g)_{max}}{N_u}} = \frac{1}{2} \sqrt{\eta_{lg} \eta_{la}} \sqrt{\frac{S}{D}} \sqrt{r_g} \quad (12)$$

При данных к. п. д. вводного и выводного трансформаторов, усиление тем больше, чем больше добротность лампы и чем совершенней изоляция в цепи сетки.

Полагая

$$\eta_{lg} \eta_{la} = 40\% \text{ и } \frac{S}{D} = 10^{-3} \frac{\text{watt}}{\text{volt}^2}$$

для немецкой лампы; (для французской усилительной лампы

$$\frac{S}{D} = 3 \cdot 10^{-3} \frac{\text{watt}}{\text{volt}^2});$$

(далее мы приведем соответствующие данные для французской лампы в скобках), получим для величины усиления:

$$W = \sqrt{\frac{r_g}{10.000}} \left(\sqrt{\frac{r_g}{3.300}} \right).$$

Если $r_g < 10.000 \Omega$ (3.300Ω), то $W < 1$, т.е. никакого усиления не получится; при $r_g = 100.000$ (33.000) Ω получится усиление в 3,2 раза; при 10^6 ($3,3 \cdot 10^5$) Ω усиление в 10 раз и т. д.

При усилении радио-частот побочие к сетке создается не только омическим сопротивлением R_g , но и емкостным—равным $\frac{1}{\omega C_{gk}}$; если считать $C_{gk} = 10$ см, то это емкостное побочие сравняется с 10.000Ω при $\lambda = 600$ мт (для немецкой лампы), и, таким образом, при волнах короче 600 мт получить усиления не удастся; работая с трансформатором, настроенным в резонанс, возможно получить усиление и для более коротких волн.

Определение усиления (линейного) удобно производить по схеме предложенной Пирани¹⁾: переменный ток некоторого генератора протекает последовательно через некоторые сопротивления r_1 и r_2 , при чем r_2 делается значительно меньше r_1 ; от r_1 через коммутатор ток можно подвести к телефону, от r_2 ток подводится к усилителю и после усиления через коммутатор к тому же телефону; переключая по очереди телефон на усиленный и неусиленный ток и подбирая величины сопротивлений так, чтобы сила звука не менялась, можно легко подсчитать усиление вольтажа для данной частоты; при пользовании трансформаторами получается обычно далеко не одинаковое усиление на разных частотах (они обладают резкими резонансными свойствами); кроме того, усиление малых амплитуд гораздо значительней чем больших.

Передавая усиленные колебания обратно в цепь сетки посредством индуктивной или ёмкостной связи, возможно получить значительное увеличение усилительного действия за счет энергии батареи в цепи анода; предел усиления кладет то обстоятельство, что при сильной обратной связи лампа начинает работать как генератор (см. гл. IV) с некоторым собственным периодом, и слабые внешние колебания заглушаются сильными местными. Этот остроумный прием применен впервые Армстронгом²⁾ и теперь широко применяется при построении так называемых регенеративных приемников для радиотелеграфии: регенеративный способ позволил Армстронгу получить от одной лампы усиление в 100 раз, сильная обратная связь, дающая большое усиление, имеет тот недостаток, что при сильном электрическом толчке может наступить возбуждение генерации, сбивающей работу лампы в качестве усилителя; кроме того, колебания имеют свойство затягиваться после окончания сигналов.

Математически обратную связь можно представить как, некоторое отрицательное сопротивление, вводимое в приемный контур и уменьшающее его затухание до произвольно малой величины; когда сопротивление делается меньше нуля, наступает самовозбуждение. Регенеративный способ замечателен тем, что позволяет компенсировать все потери в цепи сетки и приемных контуров (на нагревание, утечку, гистерезис и др.) и позволяет делать катушки радиоприемников из тонкой проволоки, применять антенны с большим сопротивлением и плохой изоляцией и даже пользоваться в приемниках катушками с железными сердечниками³⁾.

Применение обратной связи при низких частотах вызывает затягивание звуков (послезвучание) и резкое подчеркивание резонансных

¹⁾ Jahrb. Drahtl. Tel. B. 16, 1920.

²⁾ Proc. Inst. Radioeng. V. 3, Sept 1915.

³⁾ П. Куксенко сконструировал недавно очень компактный регенеративный приемник с железом. Доклад в ВОРИ в феврале 1923 г.

свойств, так что при усилении телефонных токов приходится отказаться от регенеративного принципа.

Различные свисты в усилителях объясняются большей частью самовозбуждением колебаний в каком-либо контуре с низкой частотой, вызванным влиянием обратной связи: чтобы бороться с этим злом, приходится поступиться чувствительностью и уменьшать сопротивление в цепи сетки, и кроме того, тщательно защищать (металлическими, заземленными оболочками и соответственным расположением) части схемы, несущие неусиленные токи, от токов усиленных.

Усиленные колебания из цепи анода возможно передать на сетку второй лампы, в цепи анода которой получится дальнейшее усиление (черт. 7). Передача может происходить или посредством сопротивлений R_a (от 1-й лампы ко 2-й) большой величины (порядка внутреннего сопротивления лампы) через конденсатор C'' или посредством трансформатора (от 2-й лампы к 3-й). Первый способ употребляется обычно для усиления радиочастот и для низких частот в тех случаях, когда желательно уменьшить искажение; этот способ невыгоден тем, что требует большого напряжения анодной батареи V_B , чтобы за вычетом падения потенциала на сопротивлении R_a остался достаточно высокий потенциал на аноде. Первая и вторая лампы играют (черт. 7) одновременно роль усилительную и детекторную; во второй лампе для заряжения сетки отрицательным потенциалом — 1 volt введен элемент последовательно с большим сопротивлением R_g . Возможно применение обратной связи от цепи анода второй лампы на сетку первой (пунктиром изображена возможная обратная связь посредством конденсатора C' малой

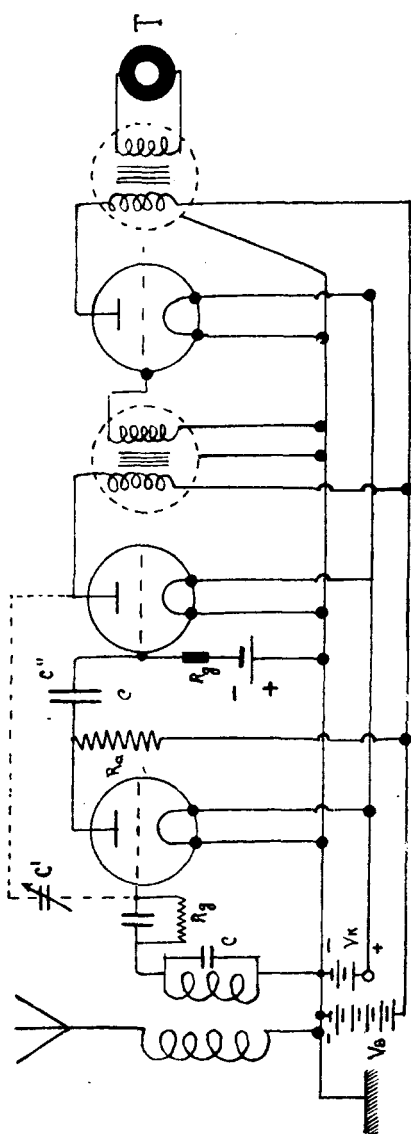


Рис. 7. Трехкратный усилитель.

емкости, которую можно изменять). При передаче посредством сопротивлений усиление будет равно отношению напряжения в цепи анода к напряжению в цепи сетки; но напряжение в цепи сетки следующей лампы равно падению напряжения на сопротивлении предыдущей лампы, т.е. $(V_a)_1 = (V_g)_2$; подставляя значение $V_a = i_a R_a$ из форм. (9) получим выражение усиления при переходе от первой лампы ко второй:

$$W = \frac{(V)_{i2}}{(V_a)_1} = \frac{1}{D \left(1 + \frac{R_a}{R_i}\right)} = \frac{1}{D + \frac{1}{SR_a}} \quad (13)$$

Если сделать $R_a \gg R_i$ то $W = \frac{1}{D} = g$, т.е. усиление будет равно обратной величине проницаемости; для немецкой усилительной лампы $D = 10\%$, т.е. $W = 10$, для французской $D = 15\%$, т.е. $W = 6$. Лампы с двойной сеткой, имеющие малое D , дают в этой схеме большое усиление.

Передача посредством трансформатора применяется при низких частотах. Избежать резких резонансных свойств можно, настраивая различные трансформаторы усилителя на разные частоты. Пунктиром показана металлическая защита трансформаторов, вводной цепи сетки и выводной цепи, делающаяся во избежание самовозбуждения и возникновения свиста.

Кроме искажений, вносимых резонансными свойствами, при увеличении амплитуды возникают искажения, вызываемые непрямолинейностью характеристики; для устранения этого приходится удлинять прямолинейную часть, увеличивая накал и анодное напряжение. Свою долю искажения вносит, конечно, и мембрана телефона, имеющая собственный период. Все эти обстоятельства делают задачу больших усилений, для громкоговорящего телефона, очень трудной.

Возможность усиления при увеличении числа ламп теоретически почти безгранична. Шоттки ¹⁾ считает, что предел усиления обусловлен тем, что становится слышимым полет отдельных электронов. Усиления в несколько миллионов раз вполне возможны. Практически усилителей более чем с 8—9 лампами не строят, так как вместе с сигналами усиливаются и вредные шумы, делающие прием крайне неразборчивым. Кроме того, многократные усилители настолько чувствительны к действию обратной связи, что малейшие движения вблизи него или прикосновения к частям усилителя вызывают полную расстройку работы. Баркхаузен приводит следующий пример: самовозбуждение легко получить при емкостной обратной связи $C_{об} = 50$ см; если получить усиление в 1000 раз, то будет достаточно емкости в 0,5 мм, т.е. шарика с диаметром в 1 мм, чтобы возбудить генерацию; из этого

¹⁾ Verh. D. Phys. Ges. 20, 71. 1918.

ясно, что перемещение тела наблюдателя также может вызвать достаточные изменения во взаимных емкостях.

Усилители с 3—4 лампами являются менее капризными и более стойкими в работе, почему они и получили широкое распространение.

Лампы с двойной сеткой ¹⁾.

Как мы видели усиление пропорционально величине $\sqrt{\frac{S}{D}}$; двух-

сетчатые лампы как раз позволяют уменьшить D и увеличить S , что дает большее усиление. Для двухсетчатой лампы можно написать ур-ие аналогичное с (5'); если обозначить потенциал 1-й сетки, ближайшей к катоду V_{g1} и ее проницаемость D_g , потенциал второй сетки V_{g2} и ее проницаемость D_a , то:

$$J_a = A' (V_{g1} + D_g V_{g2} + D_g D_a V_a)^{3/2} \quad (14)$$

На первую сетку накладываются приходящие колебания, вторая сетка служит лишь для того, чтобы она своим зарядом дала нужный сдвиг характеристики влево; поэтому проницаемость D_g первой сетки делают большой (сетка редкая), так что небольшое положительное напряжение V_{g2} на 2-й сетке дает достаточный сдвиг $D_g V_{g2}$. Обратное действие анодного напряжения $D_g D_a V_a$ может быть сделано очень малым, если сделать малое D_a (густая сетка); этим способом можно сильно увеличить «добротность» лампы и вместе с тем даваемое ею усиление; чтобы во 2-й сетке заряженной + потенциалом не было сильного тока, напряжение на аноде следует сделать на несколько вольт выше, чем на 2-й сетке. Пусть сдвиг характеристики должен быть 6 volt; выбирая $D_g = 0,3$, найдем $V_{g2} = \frac{6}{0,3} = 20$ volt; для W_a доста-

точно напряжения 30 volt; если сделать $D_a = 0,033$, то проницаемость системы двух сеток $D = D_g D_a = 0,3 \cdot 0,033 = 0,01$; внутреннее сопротивление будет очень велико. Односетчатая лампа с $D = 0,01$, потребовала бы для такого же сдвига V_a напряжения в 600 volt, т.-е. в 20 раз большего. При том же напряжении на аноде можно увеличить добротность, пользуясь двухсетчатой лампой, в 20 раз, т.-е. усиление в $\sqrt{20} = 4,5$ раза; правда, в виду большой величины внутреннего сопротивления необходимо произвести соответствующую трансформацию для использования наибольшей мощности в цепи анода.

Возможно использовать двухсетчатую лампу и другим способом. Первую сетку заряжают положительным потенциалом 10 volt, так чтобы термоэлектронный ток достигал почти величины насыщения. Прини-

¹⁾ Изложено по Баркгаузену.

маемые колебания накладывают на 2-ю сетку. Между 1-й и 2-й сеткой получается значительный пространственный заряд; при отрицательном потенциале второй сетки электроны отталкиваются от нее и попадают главным образом на первую сетку; при уменьшении отрицательного потенциала 2-й сетки, электроны могут легко пройти к аноду, так как при распределении между 1-й и 2-й сеткой они подвержены действию анодного поля гораздо сильнее, чем будучи сгруппированы около катода. Благодаря этому, получается очень большая крутизна характеристики S и требуется малый сдвиг ее. При большой проницаемости второй сетки для анодного напряжения не нужно большой величины, так что первую сетку и анод можно зарядить одинаковым потенциалом. Внутреннее сопротивление этой лампы несколько меньше, чем в односетчатой, крутизна же почти в 10 раз больше, что позволяет получить усиление в $\sqrt{10} \approx 3,2$ раза большее или, иначе, при 10 volt на аноде получить такое же усиление, как при 100 volt с односетчатой лампы.

Преимущества ламп того и другого типа можно сочетать в трехсетчатой лампе.

V. Катодная лампа как генератор незатухающих колебаний.

Как уже упоминалось в гл. IV, при наличии сильной обратной связи цепи анода и сетки, катодная лампа становится генератором

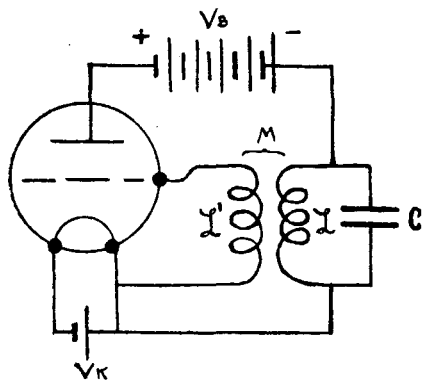


Рис. 8. Триод-генератор.

незатухающих колебаний с частотой, соответствующей собственной частоте контуров, включенных в схему. На черт. 8 изображена простейшая схема генератора с колебательным контуром LC в цепи анода с индуктивной обратной связью (коэффициент взаимной индукции M) с цепью сетки. Процесс возникновения колебаний в этом случае объясняется в общих чертах следующим образом: пусть какой-нибудь электрический толчок, скажем, замыкание батареи V_B или V_K ,

вызовет возникновение в контуре LC колебаний; их частота будет

$$N = \frac{1}{2\pi \sqrt{LC}},$$

в отсутствие лампы они очень быстро прекратились бы, благодаря затуханию контура. Если катушка связи с цепью сетки L' достаточно

сильно связана с цепью анода и если она присоединена так, что, при прохождении тока в контуре по часовой стрелке, на сетке индуктируется положительный потенциал при обратном же направлении—отрицательный потенциал (для этого катушка L' должна как бы служить продолжением L при намотке), при этих условиях, благодаря вентильному действию катодной лампы, батарея дает импульс, согласный с направлением тока в контуре: при обратном же направлении, благодаря отрицательному потенциалу сетки, батарея дать тока не сможет. Таким образом, один раз за каждый период батарея будет подталкивать колебания, возникшие в контуре LC , и пополнять их энергию, совершенно так же, как это делает пружина в часах по отношению к колебаниям маятника. При наличии достаточно сильной связи энергия, почерпываемая из батареи, компенсирует естественное затухание контура, и колебания сделаются незатухающими. Сила импульсов батарей будет в первую очередь зависеть от напряжения батареи V_B , от силы тока накала J_K и, конечно, от коэффициента связи цепи анода и сетки

$$k = \frac{M^2}{LL'}.$$

При недостаточной для генерирования связи колебания, раз возникшие в контуре, хотя и будут затухать, но с меньшим декрементом, так как будто бы лампа вносит в контур некоторое отрицательное сопротивление; в этом случае, при наложении слабых внешних колебаний, они дают значительную силу тока в контуре, так как контур может быть сделан (посредством лампы) почти лишенным сопротивления, чем и пользуются, как указывалось выше, в регенеративных приемниках.

При сильной связи, раз возникшие колебания начинают возрастать (затухание контура делается как бы < 0); усиление колебаний вызывает увеличение амплитуды колебаний на сетке, а это снова усиливает импульсы даваемые батареей, а значит и силу колебаний в контуре; предел усиления колебаний положен током насыщения, так как в этом случае увеличение амплитуды колебаний напряжения на сетке V_g не вызовет усиления импульсов батареи. Кроме основной схемы черт. 8, можно представить себе еще бесчисленное множество схем с колебательными контурами в цепи сетки и анода, с емкостной, индуктивной или смешанной обратной связью, которые имеют в отдельных случаях преимущества перед простейшей схемой.

Полная теория катодного генератора представляет значительные математические трудности, ввиду того что уравнение характеристики трудно в полном объеме представить каким-либо одним математическим законом. При упрощенном предположении прямолинейной характеристики В алла ури ¹⁾ дал теорию генератора, приводящую к решению

¹⁾ Jahrb. Drahtl. Tel. XII, S. 349, 1917.

системы линейных дифференциальных уравнений с постоянными коэффициентами; решение этой системы приводит к выражению силы тока и напряжения в колебательном контуре в виде затухающего колебания: с периодом $T = 2\pi \sqrt{LC}$ и декрементом затухания:

$$\delta = \frac{\frac{L}{R_i} + RC - MS}{2 LC}$$

где R — омическое сопротивление, L — самоиндукция, R_i и S — внутреннее сопротивление и крутизна лампы, остальные обозначения ясны из черт. 8.

Чтобы колебания были незатухающими, необходимо условие: $\delta \leq 0$, или

$$\frac{L}{R_i} + RC \leq MS \quad (15)$$

Это условие есть нечто иное, как условие самовозбуждения генератора. Условие (15) можно легко получить и из других соображений. Предположим, что при генерации в цепи анода циркулирует слабый переменный ток (сверх того некоторый постоянный) амплитуды i_a ; тогда на сетке будет индуцироваться переменное напряжение v_g , определяемое из соотношения

$\frac{v_g}{v_i} = \frac{M}{L}$, где v_i — разность потенциалов на концах катушки L ,

равная $v_i = i_a r_a = i_a \frac{L}{CR}$ (см. формулу 12); таким образом

$$v_g = i_a r_a \frac{M}{L} = i_a' \frac{M}{CR}$$

Это переменное напряжение на сетке вызовет, в свою очередь в цепи анода переменный ток силой $i_a' = S' v_g = S' i_a \frac{M}{RC}$, где S' крутизна колебательной характеристики (см. форм. 10) равная:

$$S' = \frac{S}{DR_i \left(1 + \frac{r_a}{R_i}\right)}$$

Совершенно ясно, что для того, чтобы возникшие слабые колебания не затухали, нужно, чтобы было:

$$i_a' \geq i_a \text{ или } S' \geq \frac{RC}{M},$$

откуда, подставляя значение S' и r_a (форм. 12)

$$\frac{L}{R_i} + RC \leq MS; \text{ т.е. условие Валлаури.}$$

Если мы проведем через начало координат прямую под углом $\alpha = \arctg \frac{CR}{M}$, характеризующую обратную связь, то условием самовозбуждения будет, чтобы эта прямая лежала ниже характеристики, т.е., чтобы $tga < S'$; если $tga = S'$, т.е. прямая обратной связи наклонена к оси абсцисс под тем же углом как и характеристика, — колебания будут оставаться неизменной силы; если $tga > S'$ — колебания будут затухать, т.е. самовозбуждения не наступит.

При более сильных колебаниях пользование прямолинейной характеристикой не закономерно; увеличение амплитуды v_g больше значения, соответствующего началу тока насыщения, не увеличивает силы тока, колебательная характеристика становится параллельной оси абсцисс (черт. 9); при еще больших потенциалах v_g , — при $v_g > V_a$, — появляется значительный ток в цепи сетки, и, кроме того, резко выступает явление вторичных катодных лучей, что в общем ведет к сильному спаданию силы тока в цепи анода и уменьшению амплитуды переменной составляющей анодного тока i_a — колебательная характеристика загибается к оси абсцисс¹⁾. Генератор, работающий при напряжениях

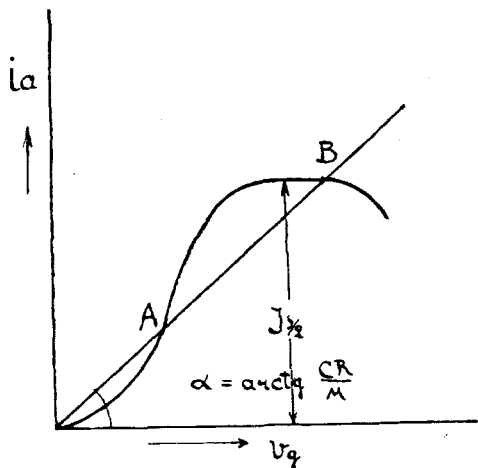


Рис. 9. Колебательная характеристика

на сетке, меньших начала спадания анодного тока, называют «недонапряженным» (unterspannt), при больших — «перенапряженным» (überspannt). Если характеристика мало сдвинута влево (малое анодное напряжение, густая сетка) или если на сетку дано добавочное отрицательное напряжение, то начальная часть колебательной характеристики (для малых амплитуд) поднимается менее круто, чем дальнейшая (для больших амплитуд); этот именно случай изображен на черт. 9. При достаточном сдвиге, колебательная характеристика сразу от нуля имеет наибольшую крутизну.

Колебательный контур в цепи анода имеет сопротивление:

$$R_a = \frac{L}{RC},$$

чем больше это сопротивление, тем меньшего максимума достигает колебательная характеристика.

¹⁾ Картину колебательной характеристики выяснил впервые (Мёллер) он же ввел этот термин (Swingkennlinie) и дал способы ее построения.

Если начертить на графике (черт. 9) линию обратной связи:

$$\alpha = \operatorname{arctg} \frac{CR}{M},$$

то при амплитудах напряжения на сетке, меньших, чем соответствует точка A , возникшие колебания будут затухать ($i_a' < i_a$), т.-е. генератор с такой характеристикой, как на черт. 9 самовозбуждаться не будет; именно такого рода характеристику желательно иметь для регенеративного приемника. При амплитудах v_g , как раз соответствующих точке A , колебания будут не затухающими, но неустойчивыми; случайное уменьшение амплитуды v_g поведет к затуханию, увеличение — к возрастанию колебаний. Устойчивый режим установится только при амплитудах v_g , соответствующих точке B . Ордината точки B даст нам максимальную амплитуду переменного тока в цепи анода при данной связи.

Генератор с характеристикой, подобной черт. 9, сам не возбуждается, но сильным толчком он может быть возбужден; такие генераторы часто встречались в первоначальных конструкциях (генератор РОБТ и Т, приемник Тверской радиостанции), и для их возбуждения рекомендовались специальные приемы, напр., размыкание и замыкание батареи V_B или усиление тока накала.

Как мы видим, наибольшая амплитуда колебаний получится, если обратная связь так выбрана, что линия

$$\alpha = \operatorname{arctg} \frac{RC}{M}$$

пересечет колебательную характеристику в наивысшей точке; при этом колебание силы тока в цепи анода J_a будет происходить от величины тока насыщения I_s до 0, т.-е. амплитуда переменной составляющей будет $\frac{I_s}{2}$; колебания напряжения на аноде будут при этом происходить от величины $2V_B$ до 0, т.-е. амплитуда переменного напряжения будет V_B ; эти соображения послужат нам далее для подсчета мощности генератора.

Сила тока в колебательном контуре i_L может быть легко подсчитана, если известна сила тока i_a в цепи анода (переменная ее составляющая); падение потенциала на катушке L вследствие тока в контуре будет равно $i_L L\omega$ где i_L — амплитуда силы тока в контуре; оно должно быть равно падению потенциала, происходящему при прохождении через контур тока i_a :

$$i_L L\omega = i_a \frac{L}{RC},$$

откуда:

$$i_L = i_a \frac{L\omega}{R} = i_a \frac{1}{RC\omega} = \frac{\pi}{d} i_a, \quad (16)$$

где d — логарифмический декремент затухания контура $\frac{R}{2LT}$. Для устройства генератора выгодней брать контуры с малым затуханием; при $d=0,01$, мы получим

$$i_L = i_a \times 100.$$

Мы видим, что в этом типичном случае резонанса токов, в контуре можно получить значительный ток при очень слабом питающем переменном токе i_a ; при работе контура на какую-либо нагрузку, это будет, конечно, эквивалентно введению в контур омического сопротивления и амплитуда i_L уменьшится.

Имея колебательную характеристику, легко построить кривую распределения тока в цепи анода I_a за время периода. При малых напряжениях на сетке, колебательная характеристика близка к прямой¹⁾, и анодный ток будет почти точно выражаться полусинусоидой за время $+v_g$ и равен 0 за время $-v_g$. При достижении тока насыщения распределение I_a будет выражаться полусинусоидой со срезанной верхушкой (приблизительно трапеция); при перенапряжении на вершине трапеции образуется впадина, обусловленная переброской тока из цепи анода в цепь сетки.

Зная силу тока I_a , как функцию времени, можно подсчитать мощность, затраченную за период T батареей:

$$N_B = V_a \frac{1}{T} \int_0^T I_a dt. \quad (17)$$

Чтобы найти мощность в колебательном контуре

$$N_a = \frac{i_a^2 v_a}{2} = \frac{i_a^2 r_a}{2} = i_a^2 \frac{L}{2CR}, \quad (18)$$

нам необходимо знать амплитуду переменной составляющей анодного тока i_a ; отвлекаясь от действия обертонов (подсчет показывает, что она очень слаба), мы сочтем за i_a коэффициент при первом переменном члене в разложении тока I_a в ряд Фурье; коэффициенты следующих членов дадут амплитуды обертонов.

Найдя N_a и N_B , можно подсчитать коэффициент полезного действия генератора

$$\eta = \frac{N_a}{N_B}. \quad (19)$$

1) Если $v_g = 0$ соответствует прямолинейной части характеристики.

Такой подсчет произведен впервые Мейсснером¹⁾ изобретателем генератора с самовозбуждением; для 20-ваттной лампы к. п. д. оказался согласно его расчетам равным 56%.

Пользуясь методом колебательных характеристик можно, точно решить вопрос о наибольшей полезной мощности N_a , которую можно получить при данном напряжении постоянного тока V_B . Для этой цели надо найти максимум функции $N_a = \frac{i_a^2 r_a}{2}$ в зависимости от двух переменных r_a и v_a ; геометрически N_a изобразится некоторой поверхностью, наивысшая точка которой и даст нам, значение $(N_a)_{max}$; значения $r_a = \frac{L}{RC}$ и v_a для этой точки укажут нам, какой контур следует включить и какую обратную связь взять для получения этой наибольшей мощности.

Можно принять (приближенно)²⁾, что наибольшая мощность получается при $i_a = \frac{I_s}{2}$ и $v_a = V_B$ — напряжение на аноде будет меняться от 0 до $2 V_B$ откуда можно подсчитать сопротивление контура, при котором лампа отдает наибольшую мощность в форме колебательной энергии:

$$(r_a)_{opt} = \frac{2V_B}{I_s} \quad (20)$$

$$(N_a)_{max} = \frac{V_B^2}{2(r_a)_{opt}} = \frac{V_B I_s}{4}. \quad (21)$$

Так, для усилительной лампочки, работающей при 200 volt и при повышенном накале ($I_s = 20 \cdot 10^{-3}$ amp), наибольшая мощность оказывается равной 1 ватту.

Если $r_a < (r_a)_{opt}$, то полезная мощность меньше. При нескольких лампах (n), работающих в параллель, $(r_a)_{opt}$ уменьшается в n раз (так как ток насыщения в n раз меньше); если для одной лампы $(r_a)_{opt}$ больше, чем r_a в цепи анода, то, увеличивая число ламп, мы достигнем увеличения полезной мощности; наоборот, если $(r_a)_{opt} < r_a$, то увеличение числа ламп ничего не даст.

Увеличивая накал катода и анодное напряжение, можно, теоретически говоря, увеличить мощность, даваемую лампой, беспречно. На практике предел положен трудностью отвода от анода большого количества тепла, выделяющегося вследствие бомбардировки его электронами; так, при мощности в 10 kw с к. п. д. 50% от анода придется отводить около 1 бол. калории в секунду, что потребует энергичного

¹⁾ Jahrb. Draht Tel. XIV, S. 5, 1919.

²⁾ Как это делает Баркхаузен.

водяного охлаждения. Строить лампы без водяного охлаждения удастся не выше, чем на мощность $1 - 2$ *kw.* (анодное напряжение до 10.000 volt). Также необходимо гарантировать хорошую изоляцию электродов лампы, так как переменные напряжения могут достигнуть большой величины.

Подсчет показывает, что к. п. д. лампового генератора будет тем выше, чем короче время, в течение которого на сетке господствует положительный потенциал (короткие импульсы тока); при малой величине полезной мощности к. п. д. может быть доведен почти до 100%. Указанное условие будет достигнуто при наложении добавочного отрицательного потенциала на сетку.

Включенный в цепь сетки конденсатор, шунтированный большим сопротивлением, заряжается отрицательным потенциалом, и, следовательно, он также увеличит к. п. д. генераторной системы. Кроме того, такое включение пресечет возможность образования сильных токов в цепи сетки (при перенапряженном генераторе), значительно увеличит к. п. д. и уменьшит нагревание анода, почему оно и применяется в мощных генераторах.

Ясно, что сопротивление R_g , шунтирующее конденсатор C_g , желательно выбрать достаточно большим; слишком большое увеличение R_g , однако, невозможно, так как при этом на сетке получится столь высокий средний отрицательный потенциал, что возникшие колебания делаются затухающими (см. чер. 9) и быстро прекращаются; когда заряд с конденсатора C_g стечет, колебания могут снова возникнуть. Колебательный процесс будет, таким образом, чередоваться с паузами через правильные промежутки времени; длительность пауз, пропорциональна емкости C_g . Если периоды генерации коротки по сравнению с паузами, то можно считать, что промежуток времени между двумя последовательными моментами генерации, пропорционален произведению $R_g C_g$. Каждое возбуждение генерации можно обнаружить, посредством телефона связанного с генератором, на слух. Считая число возбуждений генерации за известный промежуток времени, возможно, как это показал автор совместно с Б. А. Введенским¹⁾, измерять в широких пределах величины емкостей (от 1 мф. и менее) и больших сопротивлений (от 0,5. 10^6 ома до 10^{11} ома).

Техника применения катодных ламп в последние годы настолько шагнула вперед, что настоящая статья не может дать полной картины в этой области. Поэтому, не претендуя на полноту, мы ограничимся изложенными основами теории катодных ламп, необходимыми при разборе всех их применений.

¹⁾ С. Ржевкин и Б. Введенский. Телегр. и телеф. без проводов. № 11, стр. 67, 1921, также Phys. Zschr. XXIII, S. 150, 1921.

ДОБАВЛЕНИЕ. ИСПУСКАНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ С ПОВЕРХНОСТИ ТОРИИРОВАННОГО ВОЛЬФРАМА.

Лангмюр еще в 1914 г. заметил увеличение испускания электронов с поверхности W , содержащего небольшой процент Th . Это явление было детально обследовано в его лаборатории в течение ряда лет; сводка этих интереснейших работ дана Лангмюром в *Zschr. Phys.* v. XXII, p. 357, 1923. Процесс ториирования W представляется следующим образом. Если W нить содержит известное количество окиси тория, то повышая ее температуру до $2800^\circ K$. на несколько секунд, можно окись Th отчасти превратить в металлический Th ; этот последний диффундирует на поверхность, но при высоких T на поверхности не удерживается, а сейчас же испаряется. Процесс диффузии идет и при более низких температурах, хотя и медленнее. Опыт показал, что при $2000^\circ - 2100^\circ K$. диффузия Th на поверхность происходит еще достаточно энергично, тогда как испарение чрезвычайно уменьшено; выдерживая нить продолжительное время при этой T , можно покрыть ее поверхность на 80—90% металлическим Th , который располагается слоем толщиной в один атом. Этот слой Th обуславливает чрезвычайное увеличение испускания электронов (см. табл.) в несколько сот тысяч и даже более миллиона раз, так что при температурах ок. 1500° получается такое же испускание, как при 2400° с чистого W ; понятно что такое понижение рабочей T увеличивает долговечность нити накала практически почти безпредельно.

Причина подобного действия слоя атомов Th заключается в понижении поверхностной разности потенциалов с 4,5 volt ($b=52.600$) для чистого W до 2,94 volt ($b=34.1000$) для ториированной поверхности; слой атомов Th , лежащий на нити, имеет, очевидно, положительный потенциал и облегчает выход электронов из поверхности. При увеличении T ториированной нити испускание ее сильно возрастает до 2100° , но затем, когда, благодаря усилению испарения, торий улетучивается с поверхности и не успевает восполняться свежим из внутренних частей нити, — испускание значительно падает и далее постепенно доходит до величины характерной для чистого W ; такой перегретый волосок можно снова активировать при 2000° . Слой Th может, кроме перегрева, разрушиться от действия положительной бомбардировки и от химических воздействий (остатки газов). В нижеследующей таблице проведены величины характерные для ториированной нити $d=0,039$ мм. с содержанием Th в 1% при различных T ; величина θ означает часть поверхности, занятую атомами Th ; i_T — ток испускания с ториированной поверхности, i_W — с чистого вольфрама; T — время в часах, за которое полный запас Th в нити вследствие испарения уменьшится на $\frac{1}{e}$ часть (продолжительность жизни).

$T^{\circ} K.$	θ	$i_T \frac{\text{amp}}{\text{cm}^2}$	$i_w \frac{\text{amp}}{\text{cm}^2}$	i_T/i_w	τ час.
1300	0,99997	$4,14 \cdot 10^{-4}$	$2,71 \cdot 10^{-10}$	$15,3 \cdot 10^5$	—
1400	0,99975	$3,12 \cdot 10^{-3}$	$5,68 \cdot 10^{-9}$	$5,49 \cdot 10^5$	—
1500	0,99878	0,0179	$7,97 \cdot 10^{-8}$	$2,25 \cdot 10^5$	—
1600	0,9528	0,0812	$8,14 \cdot 10^{-7}$	$0,997 \cdot 10^5$	—
1700	0,9848	0,287	$6,27 \cdot 10^{-6}$	$0,459 \cdot 10^5$	—
1800	0,9635	0,772	$4,13 \cdot 10^{-5}$	$0,186 \cdot 10^5$	720.000
1900	0,9191	1,59	$2,06 \cdot 10^{-4}$	7.710	91.000
2000	0,8713	2,89	$0,91 \cdot 10^{-3}$	3.150	15.100
2100	0,781	3,43	$3,5 \cdot 10^{-3}$	980	2.897
2200	0,551	1,24	0,012	103	643
2300	0,139	0,114	0,037	3,09	164
2400	0,0601	0,168	0,104	1,61	47
2500	0,0355	0,357	0,264	1,35	14,6
2600	0,0207	0,773	0,665	1,16	5,01
2800	0,0088	3,48	3,270	1,064	0,74
3000	0,0041	13,5	13,15	1,026	0,14

Запаса $T\theta$ при испускании 772 mil. amp. на кв. сант. при $T = 1800^{\circ}$, что соответствует испусканию чистого W при 2600° , хватает на 720.000 часов, то-есть теоретически на бесконечно долгое время. В действительности слой тория уничтожается главным образом благодаря ударам положительных ионов гораздо скорей. Особенно быстро происходит этот процесс при высоких анодных напряжениях, то-есть в генераторных лампах, почему до сих пор и не удается строить изящные лампы с торированными нитями.

Лангмюру удалось *) также покрывать поверхность W другим „активирующим“ веществом, а именно цезием Cs . Цезий еще более летуч чем Th и на поверхности W он удерживается не выше 900° . Благодаря малой величине поверхностной разности потенциалов всего 1,34 V. ($b = 15.500$) цезирированная нить даст испускание электронов $0,3 \frac{\text{amp}}{\text{cm}^2}$ при 900° , что соответствует испусканию W при 2500° .

При более высоких T цезий испаряется и возникает другое чрезвычайно интересное явление: атомы Cs , отрываясь от поверхности W , ока-

*) Phys. Rev. v. 21. p. 389, 1923.

зываются ионизованными; так как пар Cs непрерывно осаждается на нить, а в то же время происходит испарение, то цезированная нить становится источником положительного термоионного испускания. Отрывание электрона от атомов Cs объясняется тем, что его ионизационный потенциал 3,9 Volt меньше, чем поверхностная разность потенциалов $W = 4,5$ Volt. Электрод, излучающий таким образом $+$ ионы, назван Лангмюром „генод“.
