Лекция 18
Электрический ток в вакууме

Вопросы. *Электрический ток в вакууме. Термоэлектронная эмиссия. Электронные лампы (диод и триод) и их использование.*

18.1. Вакуум. Электрический ток в вакуумном диоде

В предыдущей лекции рассмотрен случай, когда при уменьшении давления в газоразрядной трубке электроны от катода без столкновений достигают анода. Такая же ситуация может наблюдаться и с молекулами или ионами газа. Они также могут без столкновений пролетать от стенки к стенке сосуда, в котором находятся.

Состояние газа, при котором длина свободного пробега молекул или ионов сравнима или больше линейных размеров сосуда, в котором он находится, называют *вакуумом*.

Даже при давлениях в газе порядка 10^{-7}–10^{-6} Па, что соответствует высокому вакууму, концентрация молекул составляет 10^{14} м$^{-3}$. Эти молекулы не могут быть ионизированными, поскольку они не сталкиваются друг с другом. Для получения электрического тока в вакууме туда надо внести каким-то образам носители зарядов. Как правило, такими носителями являются электроны. А удобнее всего для изучения электрического тока в вакууме использовать электронные лампы, в частности вакуумный диод (рис. 18.1). В основе работы электронной лампы лежит явление термоэлектронной эмиссии, открытое американским изобретателем Т. Эдисоном (1847–1931) в 1883 г. Суть явления заключается в том, что при нагревании металла электроны приобретают кинетическую энергию большую за работу их выхода из металлов. В вакуумном диоде имеется два электрода: катод и анод. Раскаленная металлическая нить является источником электронов и одновременно катодом. Нить расположена на оси металлического полого цилиндра, который является анодом. Электроды помещены в стеклянный или металлический баллон, давление в котором составляет 10^{-6}–10^{-5} Па. Чаще всего катод изготавливается из вольфрама, интенсивная электронная эмиссия из которого начинается при разогреве до 1700 К. Для уменьшения температуры накала катод покрывается слоем какого-либо вещества с небольшой работой выхода электронов. Например, изготовленные из никеля катоды, покрывают оксидами щелочноземельных металлов (BaO, SrO и т. д.). Эмиссия в таком случае наблюдается уже при температурах

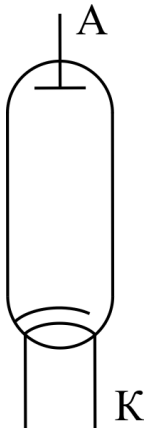

Рис. 18.1

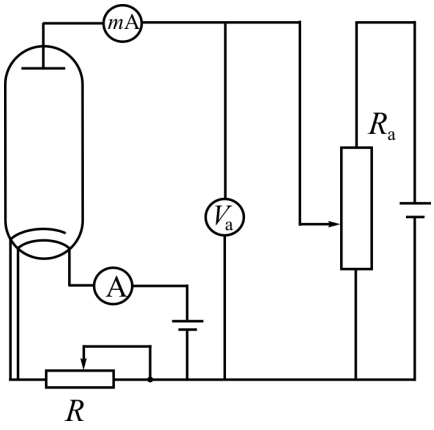

Рис. 18.2

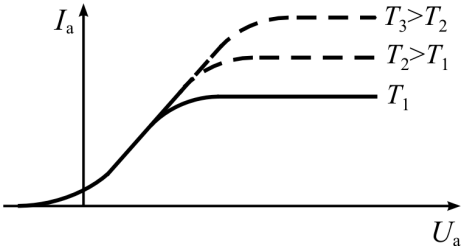

Рис. 18.3

500–600 К. На рис. 18.2 представлена электрическая схема для изучения зависимости силы термоэлектронного тока от разности потенциалов между анодом и катодом (анодного напряжения). В этой схеме реостат R регулирует ток накала и соответственно температуру катода, $R_à$ – анодное напряжение; вольтметр V_a измеряет анодное напряжение, а миллиамперметр mA – анодный (термоэлектронный) ток. Ток в цепи отсутствует при холодном катоде, что естественно (холодный катод не эмитирует). Если катод раскален до определенной температуры $Ò_1$, то в цепи присутствует небольшой ток при отсутствии анодного напряжения и даже при небольшом его отрицательном значении (рис. 18.3). Объяснить наличие такого тока можно тем, что начальная кинетическая энергия высвободившегося электрона оказывается достаточной для преодоления задерживающего электрического поля между катодом и анодом. При положительном значении потенциала на аноде величина термоэлектронного тока прямо пропорциональна анодному напряжению в степени $\frac{3}{2}$:

$$I = kU^{\frac{3}{2}}. \qquad (18.1)$$

Формула (18.1) носит название *закона Богуславского–Ленгмюра*, или *закона «трех вторых»*. С.А. Богуславский (1883–1923) – русский физик-теоретик, И. Ленгмюр (1881–1957) – американский физик и химик. Однако, начиная с некоторого значения анодного напряжения, закон «трех вторых» перестает выполняться. Сила тока достигает максимального значения и перестает изменяться. Горизонтальный участок зависимости $I = f(U)$ на рис. 18.3 говорит о том, что все электроны, вылетающие из катода при заданной температуре, достигают анода.

Максимальный термоэлектронный ток, возможный при данной температуре катода, называют *током насыщения*.

Если увеличить температуру катода до некоторого значения $Ò_2$, то увеличится и значение тока насыщения I_S.

18.2. Зависимость тока насыщения от температуры

Плотность термоэлектронного тока зависит от количества выпущенных катодом электронов согласно выражению:

$$j = n_1 e\,, \tag{18.2}$$

где n_1 – количество электронов испускаемых единицей площади поверхности катода в единицу времени, e – заряд электрона.

Для определения n_1 рассмотрим кусок какого-либо металла, разогретого до некоторой температуры T и помещенного в замкнутую емкость с той же температурой. С поверхности металла будут исходить электроны, и наоборот, часть электронов, находящихся за пределами металла, будут в процессе хаотичного теплового движения встречать поверхность и возвращаться в металл. В состоянии равновесия, когда число выпущенных электронов будет равно числу вернувшихся, над поверхностью металла будет существовать электронное облако. Скорость испускания электронов можно рассчитать из следующих соображений.

Поскольку тепловое движение электронов в облаке хаотичное, то из ν электронов, находящихся в единице объема электронного облака, одна третья часть движется перпендикулярно к поверхности металла. А из этой части половина движется к поверхности металла и половина от поверхности. Поэтому, если $\bar{\upsilon}$ – средняя скорость теплового движения электронов, то

$$n_1 = \frac{1}{6}\nu\bar{\upsilon}\,. \tag{18.3}$$

Концентрацию электронов в электронном облаке ν можно выразить через их концентрацию в металле n_0. Средняя энергия свободного электрона больше энергии электрона внутри металла на величину работы выхода (14.1). Поэтому для определения зависимости $\nu(n_0)$ можно использовать распределение Больцмана для молекул идеального газа, находящихся в силовом поле. И тогда

$$\nu = n_0 \exp\left(-\frac{e\varphi}{kT}\right). \tag{18.4}$$

Подставив (18.3) и (18.4) в (18.2), получим:

$$j_n = \frac{1}{6}\nu\bar{\upsilon}e = \frac{1}{6}n_0\bar{\upsilon}e\exp\left(-\frac{e\varphi}{kT}\right). \tag{18.5}$$

Средняя скорость хаотичного движения электронов пропорциональна корню квадратному из температуры

$$\bar{\upsilon} = C\sqrt{T}\,.$$

Тогда

$$j_n = \frac{1}{6} n_0 e C \sqrt{T} \exp\left(-\frac{e\varphi}{kT}\right). \qquad (18.6)$$

Обозначим

$$\frac{1}{6} n_0 e C = B \qquad (18.7)$$

и подставим в (18.6):

$$j_n = \hat{A}\sqrt{\hat{O}} \exp\left(-\frac{e\varphi}{kT}\right). \qquad (18.8)$$

Постоянная B зависит от n_0, и поэтому ее значения для разных металлов различны. Формула (18.8) получена с использованием классической теории электропроводности металлов в 1901 г. английским физиком Ричардсоном (1879–1959) и носит его имя. В 1923 г. на основании квантовой теории электропроводности металлов Дешман получил выражение для тока насыщения:

$$j_n = \grave{A}\grave{O}^2 \exp\left(-\frac{e\varphi}{kT}\right). \qquad (18.9)$$

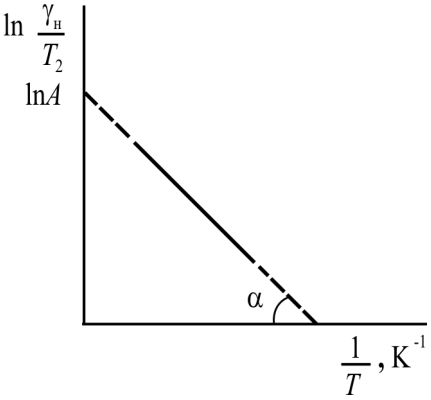

Рис. 18.4

Разница между формулами (18.8) и (18.9) на самом не деле не такая существенная, потому что зависимость тока насыщения от температуры в основном определяется экспонентой. В формуле Дешмана постоянная A не зависит от рода металла и равна

$$\grave{A} = 1{,}2 \cdot 10^6 \text{ А/(м}^2\cdot\text{К}^2).$$

Однако опытные значения A для многих металлов не совпадают с теоретическим (например, для вольфрама $\grave{A} = 0{,}6 \cdot 10^6$ А/(м^2·К^2)).

Формула (18.9) позволяет определять работу выхода электронов из металлов. Разделив левую и правую части выражения на $\grave{O}^2$ и прологарифмировав его, получим:

$$\ln\frac{j_n}{T^2} = \ln A - \frac{e\varphi}{kT}.$$

Строится экспериментальный график зависимости $\ln\frac{j_n}{T^2} = f\left(\frac{1}{T}\right)$ (рис. 18.4). По углу наклона прямой α можно определить работу выхода электрона из металла и коэффициент A. При $\grave{O} \to \infty$ $\ln\frac{j_n}{T^2} = \ln A$.

18.3. Использование диода

Поскольку ток в цепи вакуумного диода возможен только тогда, когда катод соединен с отрицательным полюсом источника, его можно использовать в качестве выпрямителя переменного тока. Если на катод подать положительный потенциал, все электроны возвращаются внутрь катода, и ток в лампе отсутствует. На рис. 18.5 представлена схема простейшего выпрямителя.

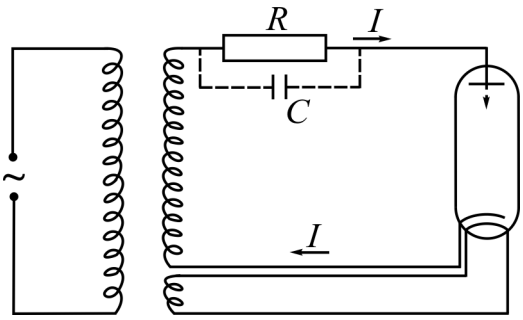

Рис. 18.5

Первичная обмотка трансформатора включена в сеть переменного тока. Одна из вторичных обмоток питает нить накала катода. Концы еще одной вторичной обмотки соединены с катодом и анодом лампы. Ток в цепи анода течет только в одну сторону. В результате, синусоидальный ток (рис. 18.6, *а*) превращается в пульсирующий (рис. 18.6, *б*). Если параллельно сопротивлению *R* в схему включить конденсатор *C*, то пульсации можно сгладить, так как во время отсутствия тока в цепи конденсатор разряжается через сопротивление *R* (рис. 18.6, *в*).

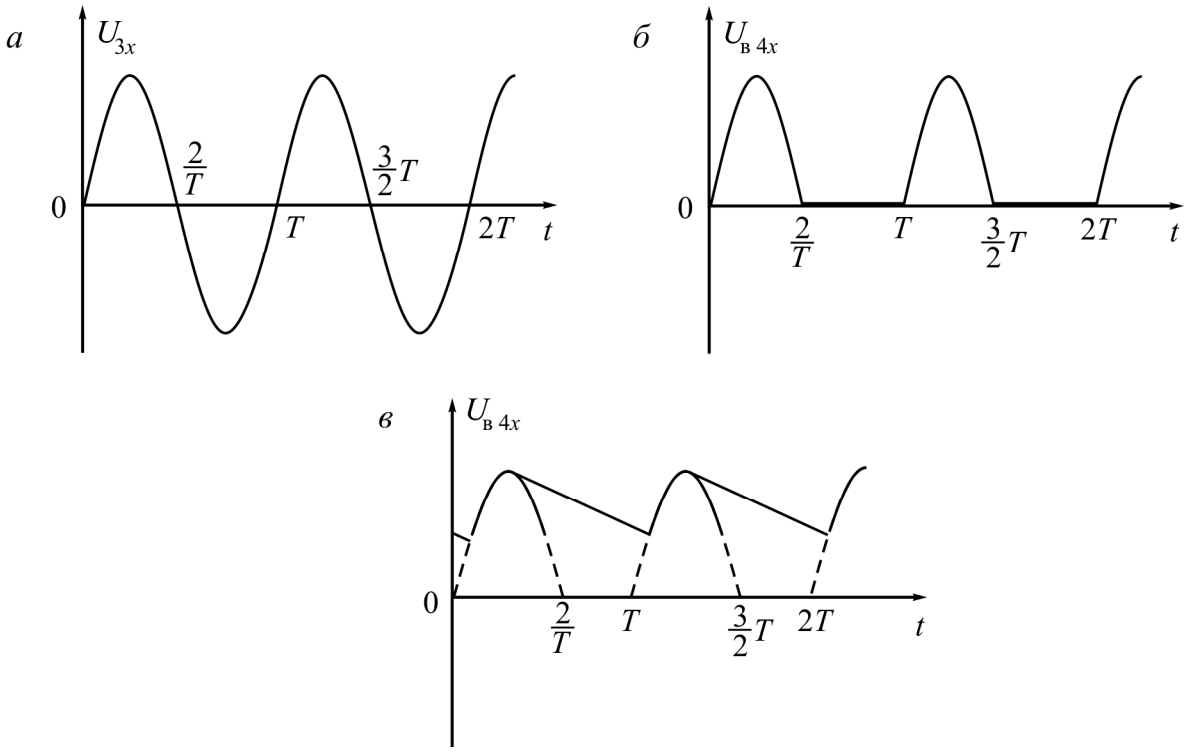

Рис. 18.6

18.4. Вакуумный триод

Если в двухэлектродной лампе между катодом и анодом разместить третий электрод, то получится лампа, которая называется триодом. Чаще всего третий электрод, называемый управляющей сеткой (или просто сеткой), размещается ближе к катоду. Его конструкция позволяет электронам беспрепятственно пролетать от катода к аноду. Схема подключения лампы в сеть представлена на рис. 18.7. В отсутствие разности потенциалов между сеткой и катодом ($U_{\text{c}} = 0$) лампа работает, как обыкновенный диод. Если разность потенциалов между сеткой и катодом положительная ($U_{\text{c}} \succ 0$), то электроны ускоряются сеткой и анодный ток возрастает. Если разность потенциалов между сеткой и катодом отрицательная ($U_{\text{c}} \prec 0$), то анодный ток уменьшается и при определенном значении U_{c} прекращается. В таком случае говорят, что лампа запирается. В общем случае анодный ток является функцией, как анодного напряжения, так и сеточного $I_{\text{à}} = f\left(U_{\text{c}}, U_k\right)$.

Зависимость анодного тока от напряжения на управляющей сетке при определенном заданном напряжении на аноде называется *сеточной характеристикой триода*.

Система нескольких сеточных характеристик, соответствующих разным анодным напряжениям, называется *семейством сеточных характеристик триода*. На рис. 18.8 представлено семейство сеточных характеристик триода. При повышении сеточного напряжения анодный ток возрастает. Чем больше анодное напряжение, тем больше анодный ток при одном и том же напряжении на сетке. На кривой зависимости $I_{\text{à}} = f\left(U_{\text{c}k}\right)$ имеется достаточно большой участок, на котором сила анодного тока прямо пропорциональна напряжению на сетке. Это означает, что если на сетку лампы подавать напряжение, которое изменяется по произвольному закону и при этом его величина не выходит за пределы

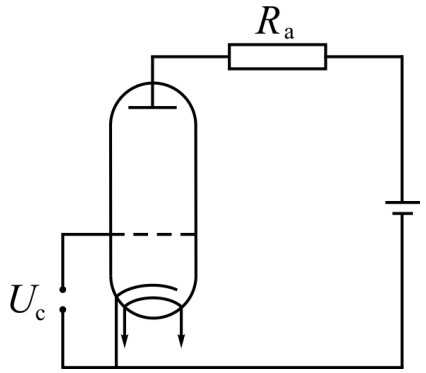

Рис. 18.7

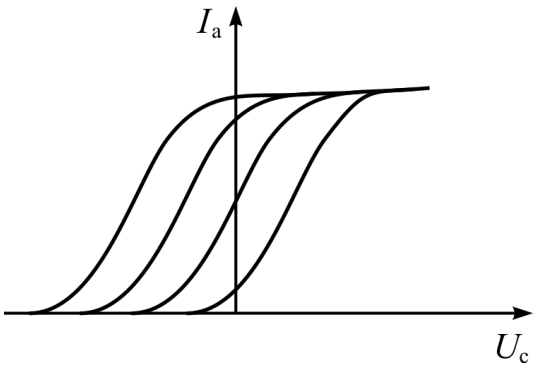

Рис. 18.8

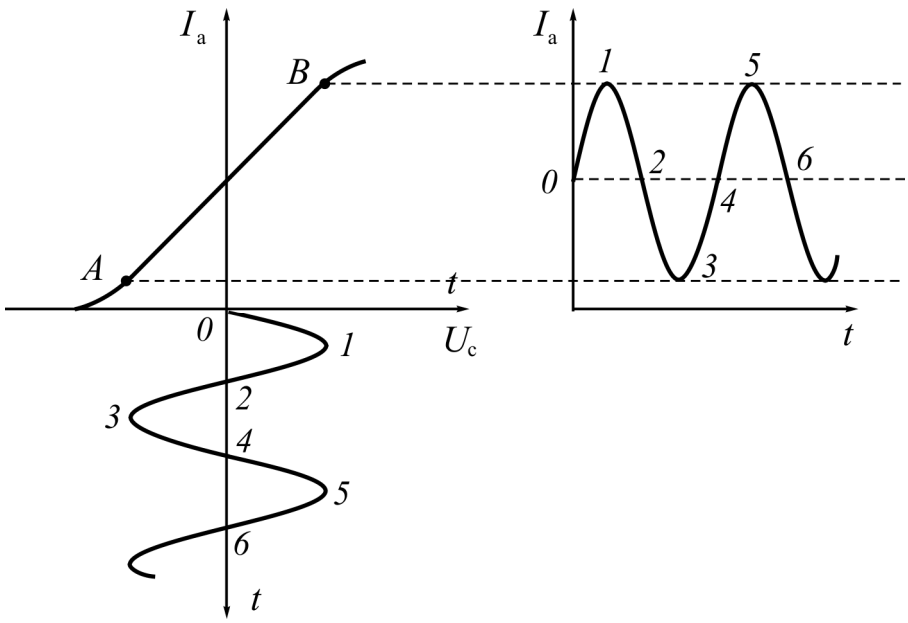

Рис. 18.9

прямолинейного участка кривой, то и анодной ток изменяется по тому же закону (рис. 18.9).

Напряжение на анодной нагрузке $R_à$ равно:

$$U_R = I_à R_à . \qquad (18.10)$$

Из равенства (18.10) следует, что напряжение на анодной нагрузке изменяется по тому же закону, что и сеточное, однако может превосходить его в разы. Следовательно, ламповый триод можно использовать в качестве усилителя напряжения. В свое время разного рода электронные лампы очень широко использовались для усиления и генерирования сигналов в радиотехнике.