

# **ЭЛЕКТРИЧЕСТВО И МАГНЕТИЗМ**

## **Часть 2**

### **Физическая электроника**

**Методические указания  
к лабораторным работам по физике**

3-е издание, исправленное

**Санкт-Петербург**

**Электричество и магнетизм. Ч.2. Физическая электроника:**

**Методические указания к лабораторным работам по физике.**

Е.Г. Апушкинский, В.Н. Белов, М.А. Зеликман, В.К. Иванов, Ю.А. Мамаев, С.И. Марков, В.П. Маслов, Т.М. Маслова, А.Н. Мишин, А.Я. Николаич, Б.П. Попов, В.К. Соболевский, А.М. Степанов, А.В. Хачатурьянц, К.Ф. Штельмах, В.Н. Яковлев. СПб. гос. тех. ун-т; СПб., 2000, 57с.

Под общей редакцией Б.П.Попова.

Настоящие методические указания составлены в соответствии с государственными требованиями к минимуму содержания и уровню подготовки выпускников Госкомвуза России и являются исправленным изданием 1998 г.

Указания содержат описание четырех лабораторных работ по теме “Физическая электроника” раздела “Электричество и магнетизм”, а также рекомендации по проведению измерений и обработке результатов.

Предназначены студентам, выполняющим лабораторные работы по курсу общей физики.

Рекомендованы к изданию кафедрой экспериментальной физики физико-механического факультета Санкт-Петербургского государственного технического университета.

Табл. 4. Ил. 22. Библиогр. 6.

Печатается по решению редакционно-издательского совета Санкт-Петербургского государственного университета.

## ПРЕДИСЛОВИЕ

Лабораторные работы данного цикла отличает не только принадлежность к одному тематическому разделу, но и единство используемой методики эксперимента.

Все объекты, изучаемые в этих работах, являются существенно нелинейными элементами электрической цепи, т.е. такими элементами, для описания поведения которых неприменим закон Ома, и которые именно вследствие этого представляют интерес для современной электроники. Теоретическую основу изучаемых явлений составляет физическая модель потенциального (энергетического) барьера. Ее описанию посвящена, в основном, вводная глава, с которой вам следует ознакомиться, приступая к работам данного цикла.

Основу методики эксперимента в этих работах составляет снятие и последующая обработка вольт-амперной характеристики изучаемого объекта, что является мощным средством получения экспериментальной информации, широко применяющимся в современной экспериментальной физике.

Приложения к описаниям лабораторных работ предназначены для более глубокого изучения теории исследуемых физических явлений, и, по-видимому, заинтересует прежде всего студентов-физиков.

Учебная лаборатория этого раздела создана под руководством проф. В.Ф. Мастерова. Настоящее пособие подготовлено под общим руководством доцента Б.П.Попова. В постановке работ и составлении описаний к ним в разное время принимали участие: Е.Г. Апушкинский, В.Н. Белов, М.А. Зеликман, В.К. Иванов, Ю.А. Мамаев, С.И. Марков, В.П. Маслов, Т.М. Маслова, А.Н. Мишин, А.Я. Николаич, Б.П. Попов, В.К. Соболевский, А.М. Степанов, А.В.Хачатурьянц, К.Ф. Штельмах, В.Н. Яковлев.

## 1. Нелинейные элементы электрической цепи

В физике и электротехнике хорошо известна модель резистора, согласно которой зависимость протекающего через резистор тока  $I$  от падения напряжения  $U$  на нем (вольт-амперную характеристику - ВАХ) полагают линейной, считая справедливым закон Ома:

$$I = \frac{U}{R}, \quad (1)$$

где  $R$  - сопротивление резистора. Элементы электрических цепей, для которых соотношение (1) применимо, называют линейными или резистивными.

Напротив, существуют элементы, которые отличает ярко выраженный нелинейный характер ВАХ. Именно такие нелинейные элементы составляют основу современных электронных устройств. Их детально изучают в разделе физики, называемом физической электроникой. К этому разделу относятся описанные ниже лабораторные работы.

Объектом исследования в работе 2.07 является вакуумный диод - представитель класса электровакуумных приборов, с конструирования которого почти столетие назад началась электроника. Носители тока в диоде - электроны - испускает нагретый катод в результате явления термоэлектронной эмиссии, а движение их происходит в вакууме под действием электрического поля, создаваемого внешним источником ЭДС.

В работе 2.08 изучается влияние магнитного поля на электронный ток и, следовательно, на ток во всем вакуумном диоде.

Объектом исследования в работе 2.09 является газоразрядная плазма. Ее характеристики (температуру и концентрацию электронов, степень ионизации) измеряют с помощью зонда Лэнгмюра - электрода, помещенного в плазму.

Наконец, в работе 2.10 исследуют полупроводниковый диод ( $p-n$ -переход) - элемент, с появлением которого зародилась современная полупроводниковая электроника.

При всем разнообразии физических объектов, их главные свойства объясняют две физические модели: модель потенциального барьера и модель объемного заряда, т.е. области с отсутствием электронной нейтральности. Рассмотрим обе модели подробнее.

### 1.1. Потенциальный барьер

При движении частицы в поле консервативных сил ее потенциальная энергия  $W_n$  меняется. В одномерном случае  $W_n = f(x)$  и вид зависимости  $W_n(x)$  может быть самым разнообразным. В физических моделях большое распространение имеют два характерных вида такой зависимости, называемые потенциальной ямой и потенциальным барьером (рис.1а). Если частица имеет энергию  $W$ , обозначенную на графике, то движение ее возможно в двух областях: области I между точками  $x_1$  и  $x_2$ , и области III справа от точки  $x_3$ . Учитывая связь между силой и потенциальной энергией:

$$F_x = -\frac{dW_n}{dx}, \quad (2)$$

легко установить, что в области I на частицу действует сила, направленная к точке с минимумом потенциальной энергии. Эту область I, в которой частица оказывается “запертой”, называют потенциальной ямой. Перейти в область III частице препятствует область II, лежащая между точками  $x_2$  и  $x_3$ , называемая потенциальным барьером. С ростом энергии частицы ширина барьера ( $x_3 - x_2$ ) уменьшается и, наконец, при  $W \geq W_{\max}$  барьер исчезает.

В частном случае потенциальный барьер может принимать вид ступени, т.е. барьера бесконечной ширины (рис.1б). Кривая  $W_n(x)$ , изображенная на рис.1б, характерна, например, для электронов в металле (область 0) и вне его (области I и II), причем потенциальный барьер (ступень) возникает в узком приповерхностном слое на границе металла с вакуумом. Площадку на графике с минимальным значением  $W_n = W_0$  (область 0) называют дном потенциальной ямы и от уровня  $W_0$  обычно ведут отсчет потенциальной энергии, т.е. принимают  $W_0 = 0$ . Высоту барьера  $\Phi$  (в единицах энергии), отсчитываемую от дна потенциальной ямы, называют также работой выхода из металла.

Преодолеть барьер, т.е. покинуть металл и перейти в области I и II могут только те частицы, которые имеют достаточный запас энергии - либо за счет собственной кинетической энергии  $W_k \geq \Phi$ , либо приобретаемой под действием сил внешнего поля.

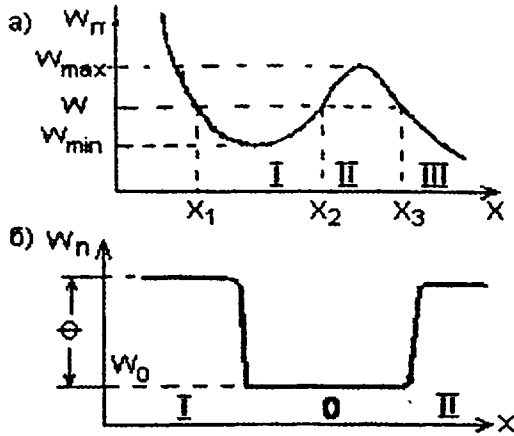


Рис.1. Потенциальная яма и потенциальный барьер

Пусть в потенциальной яме (область 0) находится  $N_0$  частиц идеального газа в состоянии термодинамического равновесия при температуре  $T$ . Согласно распределению Больцмана, количество частиц  $N_i$  с кинетической энергией теплового движения  $\Phi_i$ , превышающей высоту потенциального барьера, равно:

$$N_i = N_0 \exp\left(\frac{-\Phi_i}{kT}\right). \quad (3)$$

Эти частицы, конечно, могут преодолевать барьер и уходить за границы области 0. Частицы, которые находятся в областях I и II и движутся по направлению к области 0, беспрепятственно “сваливаются” в потенциальную яму, как бы скатываясь с потенциальной “горки”.

Рассмотрим в качестве примера потенциальный барьер на границе металл - вакуум (или воздух). Как известно, в металлах имеются относительно свободные электроны (электроны проводимости) с концентрацией  $n \cong 10^{22} \text{ см}^{-3}$ , которые находятся в тепловом хаотическом движении (при комнатной температуре  $T = 300\text{K}$  средняя тепловая скорость электронов в металлах  $V_T \approx 10^6 \text{ м/с}$ ). А вот в окружающей среде свободных электронов нет. Тем не менее, возникновению диффузионного тока и уходу электронов из металла препятствует потенциальный барьер на границе образца.

Механизм возникновения этого потенциального барьера состоит в следующем. Находясь в непрерывном хаотическом движении, электроны с

поверхностного слоя твердого тела пересекают границу между телом и вакуумом. В результате снаружи от поверхности металла образуется отрицательно заряженное облако электронов, а внутри - нескомпенсированный положительный заряд (рис.2а). Возникает, как говорят, двойной заряженный слой, а внутри слоя - электрическое поле напряженностью  $E$ . Действуя на электроны с силой  $\vec{F} = -e\vec{E}$ , это поле препятствует уходу электронов из металла. Поскольку в целом двойной заряженный слой нейтрален, он не действует на электроны вне слоя. Таким образом, электрическое поле локализовано (ограниченно в пространстве) в тонком слое у поверхности твердого тела и создает в нем разность потенциалов:

$$\varphi = \int_{\text{по слою}} E_x dx. \quad (4)$$

Высота потенциального барьера (или работа выхода  $\Phi$ ) равна, очевидно,  $\Phi = e\varphi$ , а ширина - толщине двойного заряженного слоя.

Оценим эффект влияния двойного слоя, приняв ряд упрощающих допущений. Будем считать, во-первых, что электрическое поле внутри слоя однородно:  $\vec{E} = \text{const}$ . В таком приближении действие слоя эквивалентно действию плоского конденсатора (рис. 2б), внутри которого также существует однородное поле с напряженностью:

$$E = \frac{\sigma}{\epsilon_0}, \quad (5)$$

где  $\sigma$  - поверхностная плотность зарядов на воображаемых "обкладках" эквивалентного конденсатора,  $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$  Ф/м - электрическая постоянная.

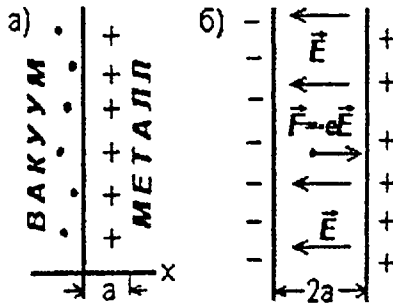


Рис. 2. Двойной заряженный слой на границе металла и вакуума (а) и эквивалентный слою конденсатор (б)

Допустим, во-вторых, что пересекать границу металл - вакуум могут только электроны из поверхностного слоя, толщина которого равна постоянной решетки  $a$  (т.е. расстоянию между соседними атомами кристаллической решетки, имеющему в твердых телах значение  $a \cong 5 \cdot 10^{-10}$  м). Естественно допустить, что суммарная ширина двойного заряженного слоя равна  $2a$ .

Примем, в третьих, что из-за хаотичности движения электронов только  $1/6$  их часть из выделенного нами приповерхностного слоя движется к границе и пересекает ее, участвуя таким образом в создании заряда рассматриваемого эквивалентного конденсатора.

Выделим элемент слоя объемом  $\Delta V = a\Delta S$ , где  $\Delta S$  - площадь соответствующего элемента поверхности тела. Тогда, согласно сделанным предположениям, эквивалентный конденсатор имеет заряд с поверхностной плотностью:

$$\sigma = \frac{\Delta q}{\Delta S} = \frac{1}{6} \frac{ne\Delta V}{\Delta S} = \frac{1}{6} nea, \quad (6)$$

а напряженность поля в конденсаторе:

$$E = a \frac{ne}{6\epsilon_0}. \quad (7)$$

Подставляя в (7)  $n \cong 10^{28} \text{ м}^{-3}$ ,  $a \cong 5 \cdot 10^{-10}$  м, получим  $E \cong 10^{10}$  В/м.

Полученное значение  $E$  очень велико. Для сравнения укажем, что при напряженности поля на четыре порядка меньшей ( $\cong 10^6$  В/м) воздух теряет электрическую прочность и в нем происходит электрический пробой.

В соответствии с (4) и принятыми ранее допущениями барьерная разность потенциалов равна:

$$\varphi = E \cdot 2a \cong 10^{10} \cdot 2 \cdot 5 \cdot 10^{-10} = 10 \text{ В.}$$

Следовательно, высота потенциального барьера (работа выхода)  $\Phi \cong 1,6 \cdot 10^{-18}$  Дж (или 10 эВ). Как показывает опыт и более строгий теоретический анализ, работа выхода имеет для разных металлов значения, в 2-3 раза меньшие полученной оценки, что неудивительно, если вспомнить принятые допущения. Хотя ширина потенциального барьера, действительно, имеет порядок величины постоянной кристаллической решетки.

Потенциальные барьеры, как и рассмотренный выше, имеющие электрическую природу, возникают на границах полупроводник - вакуум,



металл - полупроводник; полупроводник  $n$ -типа - полупроводник  $p$ -типа (см. работу 2.10) и т.д. Можно сказать, что потенциальный барьер - неотъемлемое физическое свойство всякой границы, разделяющей два различных вещества или два разных агрегатных состояния одного и того же вещества.

Потенциальные барьеры, конечно, возникают не только на границах. Например, в электровакуумных или газоразрядных приборах, подключая к электродам внешние источники, создают или наоборот, “спрямляют” потенциальные барьеры и тем самым управляют потоками заряженных частиц. То же самое мы проделываем, снимая в эксперименте вольт-амперную характеристику изучаемого элемента цепи: с помощью внешнего поля экспериментатор воздействует на существующие потенциальные барьеры или создает новые, а откликом на такое воздействие является изменение тока в цепи.

### 1.2. Объемный заряд

Как мы видели, возникновение потенциального барьера на границе металл - вакуум связано с появлением двойного заряженного слоя. Подобное разделение зарядов лежит в основе потенциальных барьеров, имеющих электрическую природу. Если линейный масштаб разделения зарядов является микроскопическим, т.е. сравнимым с межатомным расстоянием, то при теоретическом анализе их рассматривают как поверхностные.

В ряде случаев, однако, толщина заряженного слоя может на несколько порядков превышать межатомные расстояния, и притом концентрация заряженных частиц - меняться с координатой (в частном случае, конечно, возможно и  $n = \text{const}$ ). Такие микроскопические области с нарушенной электронейтральностью называют объемным зарядом.

При анализе роли объемного заряда требуется найти собственное электрическое поле, создаваемое зарядом с объемной плотностью  $\rho$ . Для этого можно использовать уравнение электростатики в дифференциальной форме [3]:

$$\operatorname{div} \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0}, \quad (8)$$

где  $\operatorname{div} \vec{E} = \frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z}$  - в декартовых координатах.

Для плоской одномерной задачи  $E_x = E(x)$ ,  $\rho = \rho(x)$ ,  $E_y = E_z = 0$  и уравнение (8) упрощается:

$$\frac{dE(x)}{dx} = \frac{\rho(x)}{\epsilon_0}. \quad (9)$$

Учитывая связь между напряженностью и потенциалом электростатического поля [3]:

$$E_x = -\frac{d\varphi(x)}{dx},$$

получим одномерное уравнение Пуассона:

$$\frac{d^2\varphi(x)}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\epsilon_0}. \quad (10)$$

Уравнение (10) справедливо для поля в вакууме. Для поля в однородном диэлектрике или полупроводнике с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon$  уравнение Пуассона учитывает появление связанных зарядов и принимает вид:

$$\frac{d^2\varphi(x)}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\epsilon\epsilon_0}. \quad (11)$$

Чтобы при интегрировании уравнений (10) или (11) получить однозначное решение, отвечающее условиям конкретной задачи, следует эти уравнения дополнить граничными условиями. Поскольку рассматриваются уравнения второго порядка, то должны быть заданы два граничных условия. Обычно в качестве их выбирают значения потенциала или напряженности поля (т.е.  $d\varphi/dx$ ) на двух границах объемного заряда.