

МГТУ им. Н.Э. Баумана

Н.И. Юрасов, Б.Е. Винтайкин, Ю.В. Корнев, А.Б. Зимин

ИЗУЧЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ p-n-ПЕРЕХОДА.

Методические указания к лабораторной работе Ф-7 по курсу общей физики.

Под ред. Ю.В. Корнева.

Москва, 1998.

Методические указания к лабораторной работе посвящены изучению свойств полупроводниковых материалов. Рассмотрены теоретические основы физики однородных и неоднородных полупроводников. Изложены экспериментальные методы изучения генерации электромагнитного излучения оптического диапазона и электрических свойств полупроводниковых диодов. Для студентов 2-го курса всех специальностей.

Цель работы - ознакомление с важнейшими понятиями физики неоднородных полупроводников на примере простейшей системы, состоящей из электронного и дырочного полупроводников (p-n-переход); определение понятий уровня Ферми, вырожденного полупроводника, инверсной населенности, контактной разности потенциалов, генерации электромагнитного излучения на p-n-переходе, энергии активации электропроводности; изучение экспериментальных методов определения порога генерации на p-n-переходе, оценочного измерения вольтамперной характеристики (ВАХ) и контактной разности потенциалов, а также определения энергии активации электропроводности.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

Введение

В современных электронных и оптических системах широко используются вещества, которые чувствительны к внешним воздействиям. Такие вещества сильно изменяют электрическое сопротивление при нагревании или охлаждении, облучении светом, заряженными частицами, под действием давления, электрических и магнитных полей. Составляя из этих веществ многослойные композиции, можно получить электронные элементы с еще более широким набором свойств и соответствующих характеристик. Чтобы разобраться в физических свойствах таких систем, необходимо вспомнить физику однородного полупроводника, который является элементом указанной многослойной системы.

Однородный полупроводник.

Вещества с высокой чувствительностью к перечисленным внешним воздействиям занимают промежуточное положение по электропроводности или проводимости σ (т.е. величине, обратной удельному электросопротивлению ρ) между металлами и диэлектриками [1]. Значения величины σ у полупроводников заключены в интервале $10^{-8} \dots 10^{-6} (\text{Ом}\cdot\text{м})^{-1}$ [2].

К полупроводникам относятся следующие элементы: В, Si, P, S, Ge, As, Sn (серое олово), Sb, Te, J, а также многие бинарные соединения типа $A^X B^{8-X}$, где А элемент группы X, а В - элемент группы (8-X) в периодической системе элементов Менделеева. Примерами таких соединений являются давно известные AgCl , KBr , LiF , CdS , PbTe и многие другие. Известны и более сложные соединения

GaAsP, InGaSb, ZnCdSeTe [2].

В отличие от металлов у полупроводников термический коэффициент сопротивления $\alpha = \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dT} = -\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{dT}$, где T - абсолютная температура, является отрицательной величиной. Часто используют полупроводники с постоянными по объему составом и удельным сопротивлением ρ . Тогда $\alpha = \frac{1}{R} \frac{dR}{dT}$, где R - сопротивление полупроводника.

Опыт показывает, что сопротивление полупроводника с ростом температуры быстро уменьшается [2]. В отдельных интервалах значений температуры для R может быть подобрана эмпирическая формула

$$R = R_{\infty} \exp\left(\frac{E_a}{kT}\right), \quad (1)$$

где R_{∞} - сопротивление при бесконечно большой температуре (некоторая постоянная величина); k - постоянная Больцмана; E_a - энергия активации. Как правило, E_a различна для разных интервалов температуры. В силу известной зависимости $\rho = 1/\sigma$ формулу (1) можно представить в виде

$$\sigma = \sigma_{\infty} \exp\left(-\frac{E_a}{kT}\right). \quad (2)$$

В координатах $(1/T, \ln R)$ и $(1/T, \ln \sigma)$ зависимости (1) и (2) представляют собой прямые. Если совместить оси координат так, чтобы ось $\ln R$ совпала с осью $\ln \sigma$, то указанные прямые будут взаимно перпендикулярны. Если $E_a = \text{const}$, то согласно формуле (1) имеем для термического коэффициента сопротивления $\alpha = -\frac{E_a}{k} \frac{1}{T^2} < 0$, так как E_a, k, T положительны.

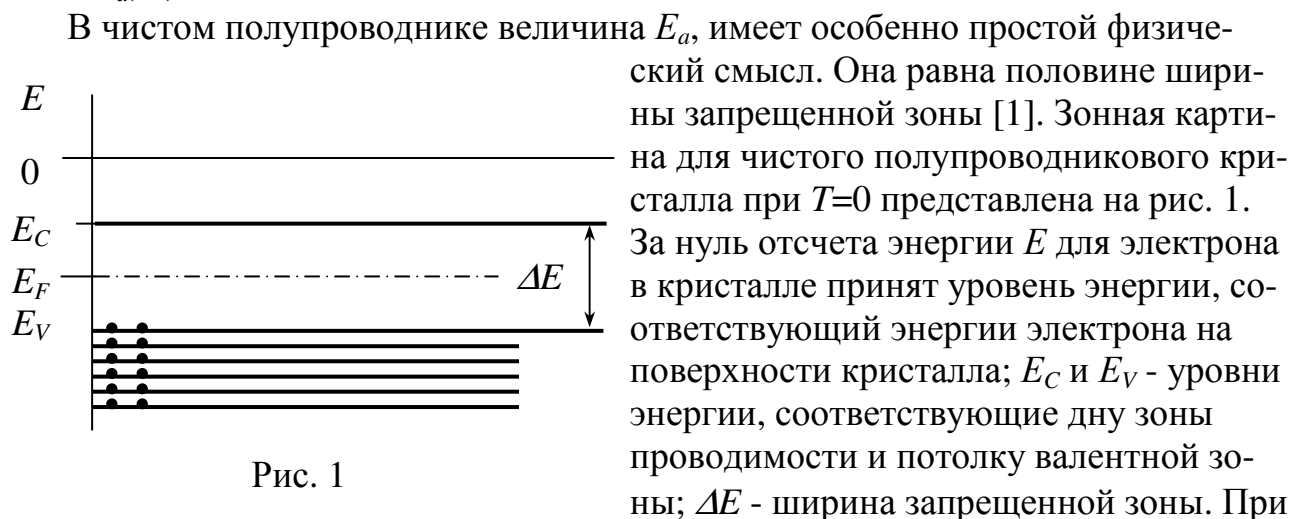


Рис. 1

В чистом полупроводнике величина E_a , имеет особенно простой физический смысл. Она равна половине ширины запрещенной зоны [1]. Зонная картина для чистого полупроводникового кристалла при $T=0$ представлена на рис. 1. За нуль отсчета энергии E для электрона в кристалле принят уровень энергии, соответствующий энергии электрона на поверхности кристалла; E_C и E_V - уровни энергии, соответствующие дну зоны проводимости и потолку валентной зоны; ΔE - ширина запрещенной зоны. При

$T=0$ сопротивление чистого полупроводника бесконечно велико.

Для создания высокой чувствительности полупроводника к внешним воздействиям его легируют примесными атомами [1]. Их электронные энергетические уровни располагаются в запрещенной зоне. В зависимости от возможности отдавать электроны в зону проводимости либо извлекать электроны с уровней в валентной зоне примесные атомы делят на две группы. К первой относят донорные примесные атомы, ко второй - акцепторные. Например, если чистый полу-

проводник - кремний, то атомами донорной примеси могут быть атомы фосфора, а атомами акцепторной примеси - атомы бора [1]. Валентности атомов кремния, фосфора и бора равны соответственно 4, 5 и 3. Если преобладают примеси донорного типа, то полупроводник называется *электронным*, а если акцепторного типа, то *дырочным*.

С увеличением концентрации атомов донорной примеси уровень Ферми поднимается все выше и выше по энергетической шкале, а при увеличении концентрации акцепторной примеси он опускается все ниже и ниже. При выполнении условий

$$E_F - E_C < 5kT \text{ или } E_V - E_C > 5kT \quad (3)$$

полупроводник приобретает новые свойства [2]. Он называется *вырожденным полупроводником*. Следовательно, условия (3) соответствуют образованию вырожденных полупроводников электронного и дырочного типов. Вырожденный полупроводник имеет линейную зависимость удельного сопротивления от температуры при $T > T_C$: $R = R_0(T/T_0)$, где R_0 и T_0 - постоянные; T_C - критическая температура. При достижении $T = T_C$ в режиме охлаждения возможен переход в сверхпроводящее состояние [3]. Многие представители высокотемпературных сверхпроводников являются вырожденными полупроводниками [4]. У этих полупроводников линейная зависимость $R(T)$ соблюдается с высокой точностью в интервале изменения T порядка 100 К. В вырожденных полупроводниках концентрация свободных носителей заряда не зависит от температуры, что характерно для металла. Если носители тока - электроны, то их концентрация равна

$$n_e = \left[\frac{1}{3\pi^2} \frac{2m_e}{\hbar^2} \right]^{3/2} (E_F - E_C)^{3/2},$$

где m_e - эффективная масса электрона, а если носители тока - дырки, то их концентрация равна

$$n_h = \left[\frac{1}{3\pi^2} \frac{2m_h}{\hbar^2} \right]^{3/2} (E_V - E_F)^{3/2}$$

где m_h эффективная масса дырки валентной зоне [2, 3]; \hbar - постоянная Планка, деленная на 2π .

Переход от невырожденного полупроводника к вырожденному осуществляется при выполнении условий $\frac{E_{Fn} - E_C}{kT} = -1...+5$ или $\frac{E_V - E_{Fp}}{kT} = -1...+5$ [2]. В переходной области концентрация электронов зависит от температуры по следующему закону [2]:

$$n_e = \frac{1}{(2\pi^3)^{1/2}} \left[\frac{kTm_e}{\hbar^2} \right]^{3/2} \frac{1}{\left\{ \frac{1}{4} + \exp \frac{(E_{Fn} - E_C)}{kT} \right\}}.$$

Концентрация носителей заряда и температура в момент окончания формирования вырожденного полупроводника связаны условиями

$$E_{Fn} - E_C = 5kT = \hbar^2 \frac{(n_{ec} 3\pi^2)^{2/3}}{2m_e} \text{ и } E_V - E_{Fp} = 5kT = \hbar^2 \frac{(n_{hc} 3\pi^2)^{2/3}}{2m_h},$$

которые реализуются в случае электронного или дырочного полупроводников.

На рис. 2 показано положение уровня Ферми в этих случаях: E_{Fn} и E_{Fp} . Здесь $E_{C(0)}$ и $E_{V(0)}$ - границы запрещенной зоны в беспримесном полупроводнике, а E_C и E_V - границы запрещенной зоны после легирования донорной или акцепторной

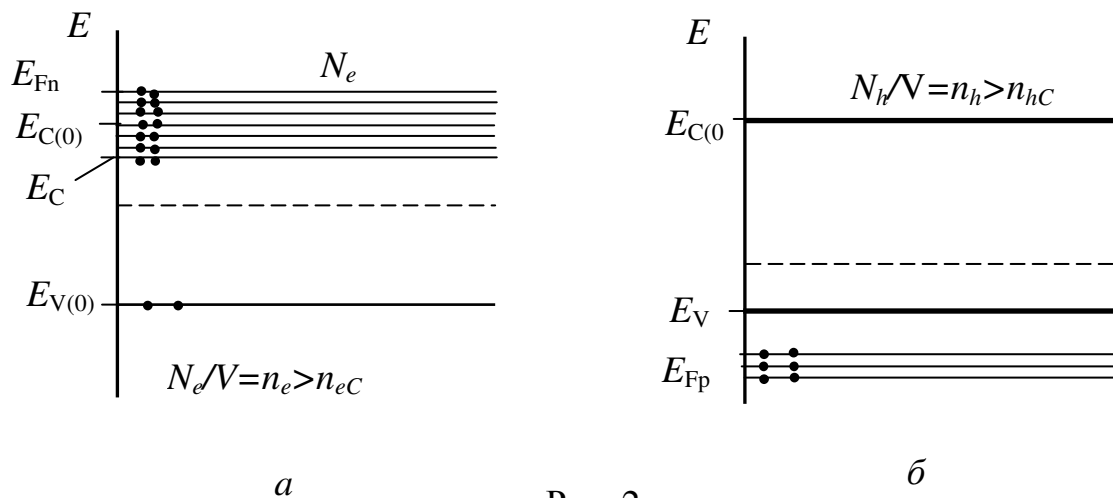


Рис. 2

примесями; V - объем полупроводника. Вырожденные полупроводники используются для изготовления туннельных диодов, полупроводниковых квантовых генераторов, а также элементов квантовых интерферометров - приборов для обнаружения чрезвычайно слабых магнитных полей и сверхмалых токов и напряжений.

р-п-переход

При приведении в контакт на атомном уровне двух однородных полупроводников с различными типами проводимости (электронной (n) и дырочной (p)) возникает простейшая неоднородная система, или неоднородный полупроводник. Обратимся к вольтамперным характеристикам. ВАХ однородного полупроводника линейна. У р-п-перехода ВАХ имеет более сложную форму (рис. 3). На рис. 3 использованы следующие обозначения: - сила тока, - напряжение, ϕ_k контактная разность потенциалов, равная

$$\phi_k = \frac{E_{Fp} - E_{Fn}}{e}, \quad (4)$$

где E_{Fp} и E_{Fn} - энергии Ферми р- и n-проводников; e - заряд электрона. Разность энергий Ферми равна высоте потенциального барьера для основных носителей. Ими являются электроны в полупроводнике n-типа и дырки в полупроводнике р-типа. При приложении напряжения в прямом направлении (плюс на полупроводнике р-типа и минус на полупроводнике n-типа) постепенно с его ростом компенсируется контактная разность потенциалов, и при $U = \phi_k$ р-п-переход превращается в два последовательно соединенных резистора, сделанных из однородных полупроводников, нелинейная ВАХ переходит в линейную. На рис. 3 показан случай, когда при $U > \phi_k$ угол касательной к ВАХ в точке начала линейного участка близок к прямому. Этому соответствует очень малое сопротивление р-п-перехода при токе в прямом направлении. Дифференцирование графика $U(I)$ дает зависимость дифференциального сопротивления dU/dI напряжения. Рассмотрим область,

где $U > 0$ (рис. 4), Дифференциальное сопротивление в случае нелинейной ВАХ содержит важную информацию о физических процессах в проводнике. Если

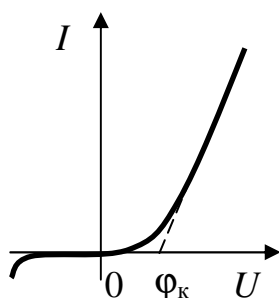


Рис. 3

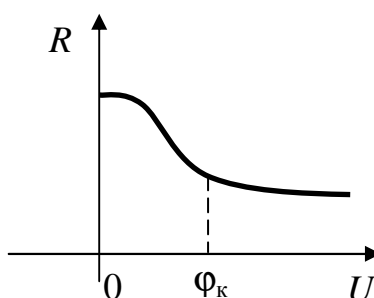


Рис. 4

$dU/dI > 0$, то с его помощью можно рассчитать тепловую мощность, выделяющуюся в проводнике $P_Q = (dU/dI)I^2$ (закон Джоуля-Ленца).

В случае если мощность электрического тока в проводнике $P = UI$ превосходит P_Q , то возможно преобразование части энергии электрического тока, например в электромагнитное излучение. Если на р-п-переходе происходит такое превращение, то он является активной средой полупроводникового квантового генератора, и генерируемая мощность электромагнитного излучения равна

$$P_G = P - P_Q = \left[U - I \frac{dU}{dI} \right] I. \quad (5)$$

Теперь рассмотрим, как создать активную среду в области р-п-перехода. Чтобы могло возникнуть неравновесное электромагнитное излучение, нужно обеспечить большее число частиц на энергических уровнях по сравнению с нижними. Такое распределение частиц называется инверсной населенностью. Выполнение этого условия необходимо для усиления излучения, проходящего через вещество. Для получения значительного усиления света в полупроводниковом кристалле нужно иметь много электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне, т.е. требуются вырожденные полупроводники (в одном полупроводнике затруднительно получить вырождение как в электронной, так и в дырочной подсистемах). Согласно зонной схеме инверсная населенность может быть создана на р-п-переходе при выполнении условия

$E_{Fn} - E_{Fp} > \Delta E$, где индексами p и n помечены значения для электронного и дырочного полупроводников; а ΔE - эффективная ширина запрещенной зоны, ограниченная примесными зонами.

Если пропустить ток через р-п-переход, то его энергию можно использовать для накачки, т.е. создания активной среды. В качестве плоских зеркал, необходимых для лазера, могут быть использованы идеально параллельные атомные плоскости монокристалла, по которым, как правило, происходит разлом кристалла. При выполнении указанных условий кристалл полупроводника становится активной средой, которая помещена в зеркальный резонатор. Коэффициент усиления излучения будет отличен от нуля, если энергия кванта находится в интервале

$$\Delta E < h\nu < E_{Fn} - E_{Fp}. \quad (6)$$

Энергия кванта, которая содержится в интервале, заданном неравенством (6), не может быть поглощена кристаллом полупроводника. Этот квант не может

вызвать перехода электрона из валентной зоны в зону проводимости, так как уровни в валентной зоне с энергией более E_{Fp} свободны, однако он может перевести электрон из зоны проводимости в валентную зону на один из свободных уровней и тем самым вызвать вынужденное излучение. При этом рождается еще один квант (фотон), полностью когерентный с рассмотренным выше, явившимся причиной вынужденного излучения.

Энергетическому интервалу, заданному неравенством (6), соответствует частота ν_m , на которой коэффициент усиления μ достигает максимального значения. (На этой частоте рождается больше всего фотонов.) При каждом проходе от одного зеркала до другого число фотонов в поле электромагнитной волны N_ϕ возрастает в число раз, равное $\frac{N_\phi}{N_{\phi 0}} = \exp(\mu l)$, где $N_{\phi 0}$ - первоначальное число фотонов;

l - расстояние между зеркалами. Это равенство получается из закона Бугера, если коэффициент поглощения становится отрицательным. Вследствие сильной частотной зависимости коэффициента усиления μ подавляющее число фотонов будет обладать очень близкими значениям энергии. Высокая степень параллельности зеркал (атомных плоскостей с одинаковыми индексами), возникающая при сколе монокристалла, способствует формированию слабо расходящегося светового пучка. Поэтому из полупроводникового квантового генератора (лазера) на р-п-переходе может выходить узкий высокомонохроматический пучок электромагнитного излучения. Так как ширина запрещенной зоны в полупроводниках может принимать значения от сотых долей эВ до 1 ... 2 эВ, то область генерации полупроводниковых лазеров может занимать диапазон длин волн от субмиллиметровой до сине-зеленой части видимой области спектра (100 ... 0,4 мкм).

Здесь необходимо внести небольшое уточнение. Оно следует из рис. 2 для зонной схемы вырожденного полупроводника. Нижняя граница измеряемого спектра более строго определяется не всей шириной запрещенной зоны $E_{C(0)} - E_{V(0)}$, а только ее частью, не заполненной уровнями примесных атомов. Оценим эффективное сужение ширины запрещенной зоны. Энергия основного уровня примесного атома в запрещенной зоне отсчитывается от края соответствующей разрешенной зоны, т.е. для донорного от E_C , а для акцепторного от E_V в глубь запрещенной зоны.

В теории полупроводников широко применяется модель водородоподобного атома примеси. Водородоподобный атом в среде с диэлектрической проницаемостью ϵ и эффективной массой электрона m_e , или дырки m_h имеет энергию ионизации E_{ion} , которая определяется по формуле $E_{ion} = -E_1 \frac{1}{\epsilon^2} \frac{m_{e(h)}}{m_e}$, где $E_1 = 13,59$ эВ. При работе полупроводникового квантового генератора все примесные атомы можно считать ионизированными.

В качестве оценки энергетического центра примесной зоны можно взять энергию E_C для донорной примеси и E_V для акцепторной примеси. Если взять типичные для полупроводника значения $\epsilon = 10$ и $m_{e(h)}/m_e = 10^{-1} \dots 10^{-2}$ [2, 3, 5], то $E_{ion} = 10^{-2} \dots 10^{-3}$ эВ. Однако в вырожденном полупроводнике край запрещенной зоны удален от соответствующего уровня Ферми на расстояние, не меньше $5kT$, т. е.

при $T = 300$ К на $0,12 \dots 0,13$ эВ. Тогда, предполагая, что один из краев примесной зоны совпадает с E_F , получим, что при $T=300$ К эффективная ширина запрещенной зоны при контакте двух вырожденных полупроводников с одинаковыми значениями ΔE меньше, чем у чистого полупроводника приблизительно на $10kT = 0,25$ эВ. Поэтому для полупроводниковых лазеров, работающих в дальней инфракрасной области при комнатной температуре, необходимо использовать полупроводники с $\Delta E \approx 0,3$ эВ. Следовательно, полоса значений энергии кванта, в которой может происходить лазерная генерация на р-п-переходе, может быть оценена в интервале

$$\Delta E - 10kT < h\nu < \Delta E + 10kT. \quad (7)$$

Вернемся к формуле (5). Сопоставляя ее с условием (7), получаем условие $P_G = 0$ при $h\nu < \Delta E - 10kT$ для экспериментального определения нижней границы полосы частот, в которой возможна генерации. Чтобы определить ΔE из этого условия, нужно измерить энергию кванта и температуру. Температуру измерить доста-

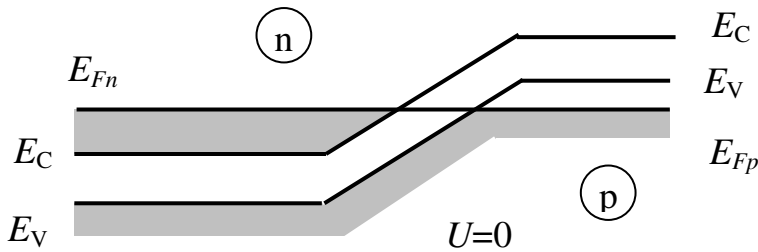


Рис. 5

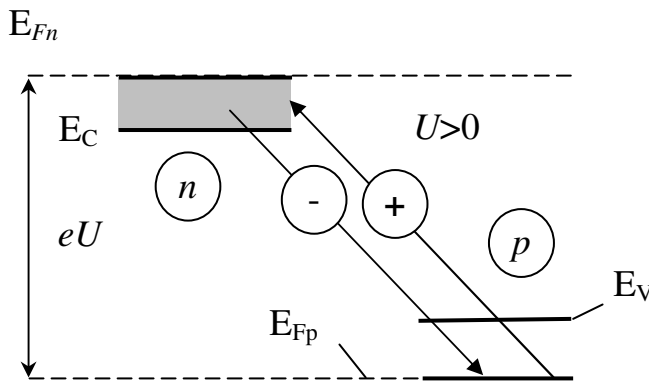


Рис. 6

точно просто, поэтому остановимся на измерении энергии кванта. Для этого рассмотрим переход от создания равновесного состояния на р-п-переходе к генерации когерентного излучения. Если привести в контакт вырожденные полупроводники с одинаковой шириной запрещенной зоны ΔE , то вследствие установления термодинамического равновесия уровни энергии E_{Fp} и E_{Fn} выравниваются (рис. 5). Этот процесс занимает очень короткое время, и условие $E_{Fn} - E_{Fp} > \Delta E$ переходит в равенство $E_{Fp} = E_{Fn}$. Условие, необходимое для создания инверсной населенности, нарушается. Для его восстановления к р-п-переходу следует приложить внешнюю разность потенциалов (рис. 6). Уровни E_{Fp} и

E_{Fn} «раздвигаются». Минимальной разности потенциалов в силу условия $h\nu < \Delta E - 10kT$ соответствует равенство $|e| U_{\min} = \Delta E - \delta E$, где $\delta E > 10kT$, энергия кванта равна $|e| U_{\min}$. Поэтому для оценки ширины запрещенной зоны имеем формулу

$$\Delta E = |e| U_{\min} + 10kT. \quad (8)$$

В ходе эксперимента должна быть измерена зависимость $P_G(U)$, для аппроксимации которой можно использовать приведенную в [3] эмпирическую формулу для пороговых эффектов:

$$P_G = C_1 (U - U_{\min})^\beta, \quad (9)$$

где C_1 и β - постоянные. Обычно $\beta = 2$. Если напряжение на р-п-переходе слабо изменяется в области генерации, то с высокой точностью должна выполняться следующая зависимость [3]:

$$P_G = C_2(I - I_{\min}), \quad (10)$$

где C_2 - постоянная, а I_{\min} пороговый ток через р-п-переход в момент начала генерации. По известному набору данных (I , U) можно найти P_G , I_{\min} , U_{\min} и с помощью формулы (8) оценить значение ΔE . Пороговая длина волны излучения определяется из закона сохранения энергии по формуле $\lambda_{\max} = \frac{hc}{|e|U_{\min}}$, где h - постоянная Планка, c - скорость света в вакууме. Если условия генерации на р-п-переходе отсутствуют, то ВАХ может быть аппроксимирована следующей формулой [3]:

$$I = I_{\infty} \left\{ \exp\left(\frac{|e|U}{kT}\right) - 1 \right\}, \quad (11)$$

где I_{∞} ток, протекающий через диод при $U = -\infty$, т.е. некоторая постоянная величина, равная току неосновных носителей. Следует помнить, что формула (11) верна при $-U < U_C$, где U_C - напряжение пробоя. При нулевом напряжении сопротивление р-п-перехода равно $R|_{U=0} = \frac{kT}{|e|I_{\infty}}$. Так как плотность тока пропорциональна концен-

трации носителей n , а n пропорциональна $\exp\left(\frac{E_a}{kT}\right)$, то измеряя температурную зависимость сопротивления р-п-перехода при $U=0$, можно найти E_a - энергию активации электропроводности для р-п-перехода.

Рассмотрим это подробнее. Очевидно, что $I_{\infty} = j_{\infty} S$, $j_{\infty} = \sum |e_l| \mu_l n_l$, где j_{∞} плотность тока на р-п-переходе, включенном в обратном направлении; S - площадь поперечного сечения; e_l - заряд носителя сорта l ; μ_l - подвижность носителя; n_l - концентрация носителей сорта l . Предположим, что преобладающее влияние на сопротивление оказывает перенос носителей одного сорта. Тогда имеем:

$$R|_{U=0} = \frac{kT}{S|e_l|^2 |\mu_l| n_l}. \text{ Логарифмируя эту формулу, получим: } \ln(R|_{U=0}) = C_0 - \ln|\mu_l| - \ln|n_l|.$$

Так как $n_l = \exp\left(-\frac{E_a}{kT}\right)$, то имеем равенство $\ln(R|_{U=0}) = C_0 - \ln|\mu_l| - \ln|n_{l\infty}| + \frac{E_a}{kT}$. Эту формулу можно упростить, воспользовавшись тем, что $\ln|\mu_l|$ слабо зависит от температуры, слагаемое C_0 уменьшает эту зависимость, а $n_{l\infty}$ от температуры не зависит. Поэтому для определения энергии активации электропроводности E_a последнюю формулу можно представить в более краткой записи $\ln(R|_{U=0}) = C_{\Sigma} + \frac{E_a}{kT}$, где C_{Σ} -

мало изменяющаяся величина, тогда

$$\begin{aligned} \frac{E_a}{k} &= \frac{\Delta[\ln(R|_{U=0})]}{\Delta[1/(kT)]}, \\ \Delta[\ln(R)] &= \ln[R(T_2)] - \ln[R(T_1)], \\ \Delta\left(\frac{1}{T}\right) &= \frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1}. \end{aligned} \quad (12)$$

Формулы (12) описывают задачу нахождения величины E_a по экспериментальным данным.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Примечание к экспериментальной части.

Оригинальные части схем, представленных на рис.7 (Задание 1) и на рис.8 (Задание 2), размещены в одном корпусе. Один и тот же светодиод используется в заданиях 1 и 2.

Часть А.

Задание 1. *Определение порога генерации электромагнитного излучения диапазона на р-п-переходе. Оценка ширины запрещенной зоны вырожденного полупроводника.*

Ознакомиться со схемой на рис. 7 и перерисовать её в тетрадь для лабораторных работ. Включить источник питания и с помощью переменного резистора R_2 добиться слабого излучения светодиода. В тетради начертить таблицу 1.

Таблица 1

№	U , В	I , мкА	$\langle I \rangle$, мкА	ΔU , В	ΔI , мкА	R , Ом	P_G , мкВт
1							
...							

В этой таблице кроме заголовка должно быть шестнадцать строк. В первую строку (столбцы второй и третий) записать данные, которым соответствует исчезновение свечения, т.е. U_{\min} и I_{\min} . Они могут быть равны пороговым значениям (см. формулы (9) и (10)), если пороговое электромагнитное излучение находится в видимой части спектра электромагнитных волн. Если это не так, то формулы (9) и (10) позволяют уточнить наблюдения.

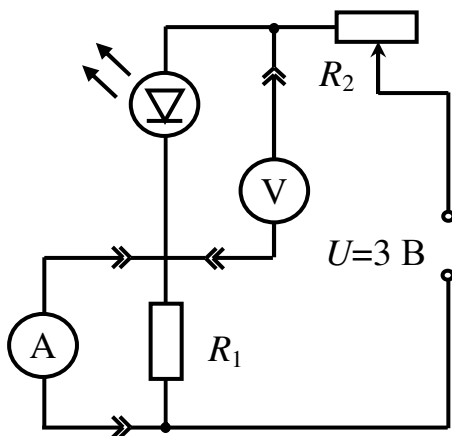


Рис. 7

Далее, увеличивая напряжение с шагом 0,03 В, провести еще семь измерений. В строки с первой по восьмую занести необходимый набор экспериментальных данных. Для оценки случайных погрешностей нужно каждое измерение повторить не менее двух раз. Поэтому число строк с экспериментальными данными в таблице 1 должно быть шестнадцать.

Для заполнения строк с девятой по шестнадцатую повторить серию измерений. Если разброс значений результатов измерений в двух сериях значительный (этот вопрос обсудить с преподавателем), то продолжить таблицу 1 и выполнить дополнительные измерения. После утверждения данных преподавателем выключить источник питания и перейти к обработке результатов измерений.

Рассчитать среднее значение силы тока для каждого значения напряжения и занести его в третий столбец ($\langle I \rangle$) соответствующей строки (с первой по восьмую). Так заполнить все строки с первой по восьмую. Записать под таблицей 1 указанное на установке значение сопротивления R .

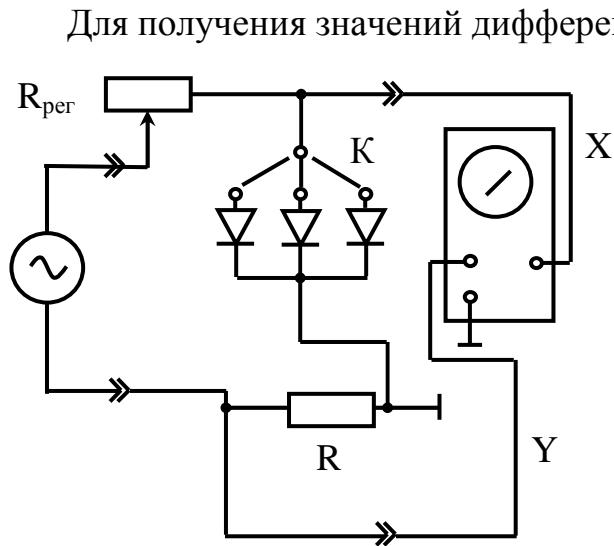


Рис. 8

это - практически дифференциальное сопротивление р-п-перехода, так как почти все падение напряжения в светодиоде приходится на р-п-переход) нужно найти приращение падения напряжения и тока при переходе из данной строки таблицы 1 в следующую. Поэтому в первых восьми строках таблицы 1 окажутся заполненными только первые семь строчек, так как в первой строке будут находиться разности

$$U' - U_{\min}, \langle I \rangle' - \langle I \rangle_{\min}$$

и т.д., где U' и $\langle I \rangle'$ - значения U и $\langle I \rangle$ из второй строки, т.е. ΔU или ΔI - раз-

ности между значениями в $n+1$ -й и n -й строках, занесенные в n -ю строку.

Следующий столбец (строки с 1 по 7) должен быть заполнен с использованием приближенной формулы (дифференциалы в формуле $R = \frac{dU}{dI}$ заменить на приращения ΔU и ΔI). Мощность, генерируемую на р-п-переходе, следует рассчитать по формуле $P_G = \langle I \rangle (U - \langle I \rangle R)$, используя данные из таблицы 1.

На миллиметровой бумаге нанести наборы точек $P_G(U)$ и $P_G(\langle I \rangle)$ в координатах $(U, \sqrt{P_G})$ и $(\langle I \rangle, P_G)$ с целью проверки и использования формул (9) и (10) и оценить точность определения U_{\min} и I_{\min} зрительно («на глаз»). Использовать линейный регрессионный анализ для обработки пар точек $(U, \sqrt{P_G})$ и $(\langle I \rangle, P_G)$ по методике, изложенной в [6], и рассчитать U_{\min} и I_{\min} . Записать в лабораторную тетрадь результаты расчетов в виде $P_G = 0, U_{\min}, I_{\min}$. Оценить ширину запрещенной зоны вырожденного полупроводника по формуле (8), считая, что $|e| = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл, и уточнив значение температуры у преподавателя. Записать численный результат $\Delta E = |e| U_{\min} + 10kT = \dots$ эВ. Этот результат - минимальная оценка ΔE .

Рассчитать полуширины доверительных интервалов для следующих величин: $U, \sqrt{P_G}, P_G, \langle I \rangle$. Рассчитанные оценки доверительных интервалов нанести на графики $(U, \sqrt{P_G})$, $(\langle I \rangle, P_G)$. Сделать вывод о точности определения значений U_{\min}, I_{\min} . Сравнить оценку ширины запрещенной зоны с табличными значениями для этой величины у известных полупроводниковых материалов. Таблица прилагается к установке.

Задание 2. *Оценочные измерения ВАХ и контактной разности потенциалов для р-п-переходов из различных полупроводников, с резким или плавным переходом между полупроводниками.*

Отключить источник питания и вольтметры. Вместо источника питания подключить генератор низкочастотных сигналов к гнездам $U_{ВХ}$, вход осциллографа к гнездам $I_{\text{диода}}$, гнездо $\rightarrow X$ на боковой панели осциллографа к левому гнезду

$U_{\text{диода}}$.

Если с помощью тумблера К (на схеме) подключить один из диодов, то при нормальной работе схемы на экране осциллографа наблюдается ВАХ (см. также рис. 3). Просмотреть ВАХ различных полупроводниковых диодов. Зарисовать в таблицу 2 все наблюдаемые ВАХ. На зарисовываемой ВАХ указать масштаб по оси U . Используя рис. 3, во всех случаях измерить контактную разность потенциалов.

Таблица 2

№	Тип диода	Вид ВАХ	$\phi_K, В$	$\Delta\phi_K, В$
1				
...				

Определить типы изученных диодов по таблице, прилагаемой к установке. Погрешность $\Delta\phi_K$ измерения величины ϕ_K оценить по ширине следа электронного луча на экране осциллографа, т.е. $\Delta\phi_K = l_U b$ - , где l_U - масштаб развертки напряжения по горизонтали, приведенный в таблице, прилагаемой к установке; b - ширина следа луча. После заполнения таблицы 2 результаты показать преподавателю. После их утверждения выключить генератор и осциллограф.

Часть Б.

Задание 3. *Определение энергии активации электропроводности для p-n-перехода.*

Ознакомиться со схемой экспериментальной установки, изображенной на рис. 9. Перерисовать схему в лабораторную тетрадь. На схеме использованы следующие обозначения: G - гальванометр; Т - термопара; П - пробирка с жидкой

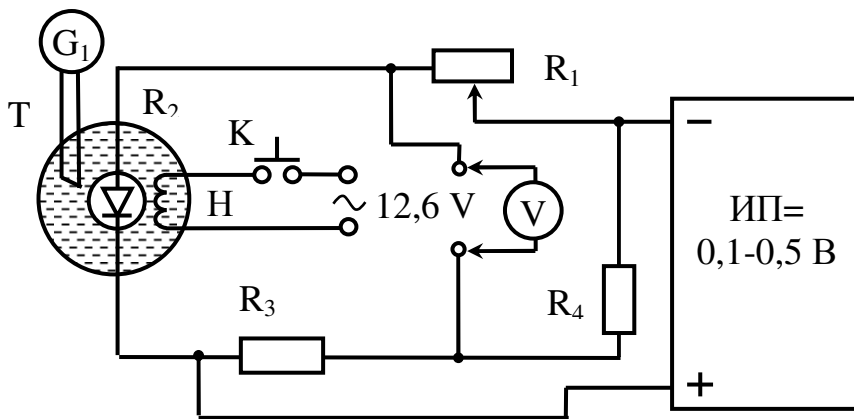


Рис. 9

средой, в которую помещен объект исследования - полупроводниковый диод; Н - нагревательный элемент; ИП - источник питания со ступенчатой регулировкой постоянного напряжения на выходе от 0,1 В с шагом 0,1 В до 0,5 В. $R_3 = R_4$. Установить на ИП выходное напряже-

ние 0,5 В. Включить ИП в сеть. **Не включать нагреватель Н!**

Вращением переключателей в магазине сопротивлений R_1 добиться установки на нуль вольтметра V. Тогда сопротивление диода R_2 (т.е. искомое сопротивление p-n-перехода) равно сопротивлению R_1 , а напряжение на диоде равно половине $U_{\text{ИП}}$. Данные измерений занести в таблицу 3. В таблице символом U_T обозначено напряжение на термопаре. К лабораторной установке прилагается таблица пересчета от U_T к T . Сначала выполнить все измерения R при изменении $2U = U_{\text{ИП}}$ от 0,5 В с шагом 0,1 В до 0,1 В при комнатной температуре. Данные зане-

сти в первую широкую строку.

Таблица 3

U_T , мкВ	T , К	$2U=U_{ип}$, В	$R=R_2$, Ом
0	Комнатная (T_0)	0,5 0,4 0,3 0,2 0,1	
	$T_0 + 20$ К	... 5 строк, как выше	
	$T_0 + 15$ К	... 5 строк, как выше	
	$T_0 + 10$ К	... 5 строк, как выше	
	$T_0 + 5$ К	... 5 строк, как выше	

Нагрев осуществляется нажатием и удерживанием кнопки К – красная кнопка «нагрев» установки, $U_{НАГРЕВА}=12,6$ В (!). Нагрев проводить до отклонения стрелки гальванометра G на 16-18 делений N.

$T_{диода}$ удобно определять по таблице (считая $T_{комн}=295$ К):

N	0	2	4	6	8	10	12	14	16	18	20
U , мкВ	0	102	205	307	410	512	615	717	820	922	1025
T , К	295	297,5	300	302,5	305	307,5	310	312,5	315	317,5	320

Выполнить все указанные измерения и занести их результаты во 2-ю, 3-ю, 4-ю и 5-ю большие строки таблицы 3. В ходе измерения сопротивления при разных значениях напряжения U температура или значения величины U_T будут незначительно уменьшаться. Это во внимание не принимать. Показать данные преподавателю. После их утверждения выключить источник питания и перейти к обработке результатов измерений.

Сначала на миллиметровой бумаге по экспериментальным данным нанести точки в координатах (U , $\ln R$) и показать их преподавателю. В этих координатах должно быть представлено пять семейств точек, отличающихся одним параметром - температурой (при которой измерялось каждое семейство). Обсудить с преподавателем экстраполяцию этих графиков к нулевому значению напряжения на диоде, т.е. к $U=0$.

Полученные предельные значения R использовать для построения на миллиметровой бумаге графика в координатах ($1/T$, $\ln R$). Показать график преподавателю.

Для подсчета значения энергии активации электропроводности использовать формулу (12). В качестве T_2 взять максимальную температуру из таблицы 3, а в качестве T_1 - температуру T_0 . Также использовать линейный регрессионный анализ [6]. Сравнить полученные результаты для (E_a/k). Записать результат расчета в тетрадь $E_a = \dots$ эВ. Оценить погрешности измерений величин $1/T$ и $\ln R$ как $\Delta T/T^2$ и $\Delta R/R$. Считать, что $\Delta R=1$ Ом, $\Delta T=1$ К. Нанести эти оценки погрешностей на график ($1/T$, $\ln R$). Оценить погрешность измерения E_a и записать ее в тетрадь.

Контрольные вопросы

1. Какие вещества относятся к полупроводникам?
2. Что такое вырожденный полупроводник?
3. Перечислите свойства полупроводников, отличающие их от металлов.
4. Чем отличаются свойства вырожденного и невырожденного полупроводника?
5. В чем состоят условия, необходимые для создания инверсной населенности в вырожденном полупроводнике?
6. Каковы физические условия работы лазера на р-п-переходе?
7. Нарисуйте зонную схему р-п-перехода при генерации лазерного излучения.

Список литературы

1. Савельев И.В. Курс общей физики. Т. 3. М.: Наука. 1987. 305 с.
2. Киреев П. С. Физика полупроводников. М.: Высшая школа, 1969. 589 с.
3. Смит Р. Полупроводники/Пер. с англ. М.: Мир, 1982. 558 с.
4. Беднорц И.Г., Мюллер К.А., Заварицкий Н.В. Открытие высокотемпературной сверхпроводимости. М.: Знание, 1989. 64 с. (Сер. Физика № 1).
5. Полупроводниковые приборы. Справочник. М.: Энергоатомиздат, 1985. 143с.
6. Еркович С. П. Применение регрессионного и корреляционного анализа для исследования зависимостей в физическом практикуме. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 1994. 23с.