**КАЗАНСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ**

**УНИВЕРСИТЕТ**

**Кафедра физики**

**Реферат**

**Температурная зависимость проводимости полупроводника**

Выполнил: Романов А.В. – группа ЗЭС-1-04\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_(дата,подпись)

Проверил: \_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_\_(дата,подпись)

Домашний адрес:

432606

г. Елабуга

ул. Окружное шоссе д. 35 кв. 69

Дата отсылки:

Казань 2006

Полупроводники - это вещества, имеющие при комнатной температуре удельную электрическую проводимость в интервале от 10-8 до 106 Ом-1 м-1, которая в сильной степени зависит от вида и количества примеси и структуры вещества, а также от внешних условий: температуры, освещения, внешних электрических и магнитных полей, облучения. Электропроводность твердых тел в современной физике объясняется на основе зонной теории. На рис. I показаны упрощенные диаграммы энергетических зон собственного, акцепторного и донорного полупроводников.

Кристаллы полупроводников неизбежно в реальных условиях обладают определенным количеством посторонней примеси, даже если требуется получить материал очень высокой степени чистоты. Примеси также специально вводятся либо во время роста кристаллов с целью получить полупроводник с заданными электрическими свойствами, либо - при изготовлении приборных структур. Такие полупроводники называются легированными или примесными. Атомы примеси, отличаясь от атомов основного кристалла валентностью, создают уровни разрешенных энергий электронов в запрещенной зоне, которые либо могут поставлять электроны в зону проводимости, либо принимать на себя электроны из валентной зоны. Эти процессы мы рассмотрим в дальнейшем. В данном разделе нас будет интересовать идеализированная модель полупроводника, в котором отсутствуют какие-либо примеси. Такие полупроводники называются собственными.

При нагревании проводимость полупроводников резко возрастает. Температурная зависимость проводимости **σ** собственного полупроводника определяется изменением концентрации **n** и подвижности электронов μ - и дырок μ + от температуры:

**σ = e ( n - μ - + n + μ + )** ( 1 )

Подвижность носителей заряда в полупроводниках зависит от температуры сравнительно слабо и с ее возрастанием уменьшается по закону μ ~ T –3/2. Это объясняется тем, что с повышением температуры возрастает число столкновений в единицу времени, вследствие чего уменьшается скорость направленного движения носителей заряда в поле единичной напряженности.

Рассмотрим донорный полупроводник. Вследствие малой концентрации электронов проводимости полупроводники подчиняются классической статистике Максвелла-Больцмана. Поэтому в области низких температур для концентрации электронов в зоне проводимости с одним видом примеси имеем:

**n = A T 3/2 e - ΔW / kT**, ( 2)

где А - коэффициент, не зависящий от Т; ΔW - энергия активации примеси, то есть энергетический интервал между донорным уровнем и нижним краем зоны проводимости ( рис. Iв)К **-** постоянная Больцмана.

Рассмотрим упрощенную зонную модель собственного полупроводника, изображенную на рис. 1. Этой моделью мы в основном будем пользоваться в дальнейшем. В данной модели энергия электронов положительная и отсчитывается вверх по оси ординат. Энергия дырок отрицательная и отсчитывается вниз. Под осью абцисс подразумеваются пространственные координаты, а также по этой оси, в зависимости от условий задачи, могут откладываться температура, концентрация примеси, указываться направление электрического поля. Валентная зона и зона проводимости ограничены прямыми, обозначающими: Ev - потолок валентной зоны; Ec - дно зоны проводимости. Выбор начала отсчета энергии электрона произволен, как правило, она отсчитывается от потолка валентной зоны. Ширина запрещенной зоны определяется как разность Eg = Ec - Ev.

Рассмотрим теперь в чем состоит физическая причина резкого отличия в температурной зависимости проводимости полупроводников и металлов.

Рис. 1. Простая зонная модель собственного полупроводника: Ev - потолок валентной зоны; Ec - дно зоны проводимости.

Eg = Ec - Ev - ширина запрещенной зоны. G - генерация электронно-дырочной пары, R - рекомбинация электронно-дырочной пары.

Волнистыми стрелками показаны процессы поглощения и испускания фотона при световой генерации и излучательной рекомбинации соответственно.

При температуре Т > 0 средняя энергия фонона равна (k - постоянная Больцмана), например, при комнатной температуре Т = 300 К она равна 0,039 эВ. Однако в силу распределения Максвелла - Больцмана существует конечная вероятность того, что фонон имеет энергию Eg, которая может значительно превышать среднюю, и эта вероятность пропорциональна . Электроны постоянно обмениваются энергией с фононами в процессе столкновений. Естественно, в стационарных условиях электронная подсистема кристалла в целом находится в тепловом равновесии с колебаниями решетки, однако отдельные электроны могут иметь энергию много больше средней. Тепловым возбуждением электрона называется акт передачи энергии от фонона электрону такой, что происходит разрыв ковалентной связи.

Если электрон получит от фонона энергию больше или равную Eg он может "заброситься" из валентной зоны в зону проводимости, где он становится свободным и может участвовать в переносе заряда при приложении внешнего электрического поля. Одновременно с переходом электрона в зону проводимости в валентной зоне образуется ІсвободнаяІ дырка, которая также участвует в электропроводности. Таким образом, в собственных полупроводниках свободные электроны и дырки рождаются парами, этот процесс называется генерацией электронно-дырочных пар (рис. 1). Наряду с этим происходит обратный процесс - взаимная аннигиляция электронов и дырок, когда электрон возвращается в валентную зону. Этот процесс называется рекомбинацией электронно-дырочных пар. Число генерированных (рекомбинированных) пар носителей заряда в единице объема в единицу времени называется темпом генерации-G (рекомбинации - R). В стационарных условиях темпы тепловой генерации и рекомбинации равны, то есть **G = R** (1)

Заметим, что генерация электронно-дырочных пар может происходить и при облучении полупроводника светом частотой v, такой, что энергия фотона удовлетворяет условию

(3)

При световой генерации электрон поглощает фотон (рис. 1). При обратном процессе рекомбинации высвободившаяся энергия, равная Eg, может либо передаваться от электрона обратно решетке (фонону), либо уноситься фотоном. Могут также одновременно рождаться фононы и фотоны, но тогда, в силу закона сохранения, их парциальные энергии меньше Eg. Если энергия уносится фотоном, то этот процесс называется излучательной рекомбинацией. Световая генерация и излучательная рекомбинация лежат в основе работы целого класса оптоэлектронных полупроводниковых приборов - источников и приемников излучения, которые мы в данном курсе не имеем возможности рассматривать.

Очевидно, что при тепловой генерации более вероятны переходы электронов с одного из верхних уровней валентной зоны, если они заняты электронами, на один из нижних уровней зоны проводимости, - если они свободны, поскольку для таких переходов требуется меньшая энергия. Отсюда следует, что темп генерации G пропорционален: числу возможных занятых состояний электронов Nv вблизи потолка валентной зоны; числу незанятых уровней Nc вблизи дна зоны проводимости (физический смысл Nv и Nc будет рассмотрен в дальнейшем) и вероятности электрону иметь энергию Eg:

(4)

где, a - коэффициент пропорциональности, зависящий от частоты столкновений фононов и электронов. С другой стороны, темп рекомбинации R пропорционален вероятности "встречи" носителей, т.е. произведению концентраций электронов n и дырок р (g - коэффициент пропорциональности):

(5)

так как для собственного полупроводника n = p. В стационарном случае имеет место равенство (2), тогда

(6)

Отсюда

(7)

Проводимость кристалла согласно (6) пропорциональна концентрации электронов и подвижности. Как видно из выражения (7) концентрация n в собственном полупроводнике экспоненциально растет с увеличением температуры, в то же время температурная зависимость подвижности в проводимости играет менее заметную роль. Таким образом, проводимость собственного полупроводника в первом приближении растет с температурой по такому же закону, что и концентрация электронов и дырок (пока не станет заметным рассеяние носителей заряда на тепловых колебаниях решетки). Поэтому можно записать:

(8)

Итак, с феноменологической точки зрения полупроводники отличаются от металлов тем, что в полупроводниках с повышением температуры проводимость очень быстро растет. Физическая причина этого заключается в увеличении темпа тепловой генерации электронно-дырочных пар с ростом температуры. Если прологарифмировать выражение (8), то оно примет вид

(9)

Следовательно, если на графике по оси ординат откладывать lns , а по оси абцисс - обратную температуру, то получим прямую с наклоном Eg/2k , как показано на рис. 2. Таким образом, зная наклон этой прямой можно определить важнейшую характеристику полупроводника - ширину запрещенной зоны. Определяемую таким образом величину Eg называют термической шириной запрещенной зоны, поскольку ее еще определяют и из оптических измерений по спектрам поглощения излучения и вычисляют Eg, на основании выражения (9).

Рис. 2. Температурная зависимость проводимости собственного полупроводника

Наиболее важные элементарные полупроводники и полупроводниковые соединения приведены в таблице.

Изоляторы, у которых ширина запрещенной зоны достаточно велика для того, чтобы ни один электрон, находящийся в валентной зоне, не мог ни при какой температуре, вплоть до температуры плавления, переброситься в зону проводимости, называются диэлектриками. Диэлектрики имеют очень высокое электрическое сопротивление. В полупроводниковой электронике большое практическое значение имеют диэлектрики, представляющие собственные оксиды полупроводников. Для кремния - это двуокись кремния SiO2, имеющая ширину запрещенной зоны 8 эВ.

Оценки показывают, что при ширине запрещенной зоны Eg > 2 эВ вероятность тепловой генерации электронно-дырочных пар становится бесконечно малой при всех доступных нам температурах, поэтому к диэлектрикам можно отнести все изоляторы, у которых Eg > 2 эВ. Однако следует помнить, что такая классификация подходит только к ІчистымІ беспримесным веществам, поскольку легирование диэлектриков, например, алмаза (Eg = 5,3 эВ) приводит к возникновению у них проводимости, характерной для полупроводников.

Существуют еще интересные с точки зрения зонной структуры кристаллы, которые имеют большое практическое значение.

Нередки случаи, когда при Т = 0 К зоны перекрываются очень незначительно. Благодаря этому число электронов и пустых мест в частично заполненных зонах очень мало: 10-3 - 10-5 на атом. Такие вещества обладают промежуточными между металлами и полупроводниками свойствами: при низких температурах они ведут себя, как металлы, а при высоких - как полупроводники. Их часто называют полуметаллами. Концентрация электронов в них изменяется в широких пределах n = 1018-1021 см-3. Характерными примерами таких веществ могут служить висмут, сурьма.

Сравнительно недавно был обнаружен особый класс веществ, строго занимающий промежуточное положение между металлами и полупроводниками - бесщелевые полупроводники - кристаллы, у которых расстояние между валентной зоной и зоной проводимости равно нулю. В бесщелевых полупроводниках нижняя заполненная электронами зона примыкает к верхней зоне, в которой при Т = 0 К вовсе нет электронов. К бесщелевым полупроводникам относятся теллурид ртути HgTe, а также серое олово a-Sn.

Следует отметить, что изменяя межатомное расстояние в полупроводниковых кристаллах под давлением, можно добиться перекрытия валентной зоны и зоны проводимости. При этом рассматриваемое вещество превратится из полупроводника в металл. Возможен и обратный случай - возникновение запрещенной зоны и переход металла в полупроводник при достаточно сильном изменении давления на образец. С ростом температуры кристалла за счет теплового расширения постоянная решетки увеличивается. Поэтому при повышении температуры у полупроводников, как правило, запрещенная зона уменьшается; в не слишком широкой области температур это уменьшение аппроксимируется линейным законом

При комнатной температуре ширина запрещенной зоны с ростом давления в Ge и GaAs увеличивается, а в Si - уменьшается.

Литература

1. Савельев И. В. Курс общей физики, T.5.-М.: Физматлит, 1998.

2. Киреев П.С. Физика полупроводников. –М.: Высшая школа, 1975.

3. Левинштейн. М. Е, Симин Г. С. Знакомство с полупроводниками. М.: Наука, 1984. 240 с.