

Лекции 19 - 20. Собственная и примесная проводимость полупроводников.

Уровень Ферми в чистых и примесных полупроводниках. Температурная зависимость проводимости полупроводников. Фотопроводимость полупроводников. Процессы генерации и рекомбинации носителей заряда. Эффект Холла в полупроводниках.

Общая характеристика проводимости полупроводников.

Полупроводниковые материалы имеют твердую кристаллическую структуру и по своему удельному сопротивлению ($\rho = 10^{-6} \dots 10^8 \text{ Ом}\cdot\text{м}$) занимают промежуточную область между проводниками электрического тока ($\rho = 10^{-8} \dots 10^{-6} \text{ Ом}\cdot\text{м}$) и диэлектриками ($\rho = 10^8 \dots 10^{14} \text{ Ом}\cdot\text{м}$).

При изготовлении полупроводниковых приборов и интегральных микросхем наиболее широко используются германий, кремний и арсенид галлия. К полупроводникам относятся также селен, теллур, некоторые окислы, карбиды и сульфиды.

Абсолютное большинство полупроводниковых устройств электроники используются в диапазоне температур от -60°C до 100°C . Этот диапазон принято называть рабочими температурами. В качестве характерной температуры принимают середину этого диапазона, так называемую «комнатную температуру» $T=290\div 300 \text{ К}$.

Характерным свойством полупроводников является сильное изменение удельного сопротивления под влиянием электрического поля, облучения светом или ионизированными частицами, а также при внесении в полупроводник примеси или его нагреве. Если при нагреве удельное сопротивление проводников увеличивается, то полупроводников и диэлектриков – уменьшается. Это свидетельствует о различном характере проводимости названных материалов.

С точки зрения зонной теории проводники, полупроводники и диэлектрики различаются по расположению валентной зоны, зоны проводимости и запрещенной зоны между ними.

В частности, отличие полупроводников от диэлектриков – в ширине запрещенной зоны между валентной зоной и зоной проводимости. Для диэлектриков ширина запрещенной зоны по величине порядка нескольких эВ, для полупроводников $\Delta E \sim kT$ (соизмеримо с тепловой энергией при комнатной температуре) и не больше 2 эВ.

Пример. У типичного полупроводника – кремния ширина запрещенной зоны при комнатной температуре составляет 1,12 эВ, а при $T = 0 \text{ К}$ составляет 1,21 эВ, для германия ширина запрещенной зоны при комнатной температуре составляет 0,67 эВ.

У полупроводников часть электронов из валентной зоны способна при комнатной температуре преодолеть запрещенную энергетическую зону, т.е. перейти в зону проводимости.

«Дырки».

При рассмотрении электропроводности полупроводников важным является понятие «дырки».

Вблизи абсолютного нуля температуры все уровни энергии в валентной зоне заполнены электронами. При повышении температуры часть электронов может перейти на нижний уровень зоны проводимости, что приведёт к появлению свободных уровней энергии в валентной зоне.

Переход электрона в зону проводимости означает, что электрон «оторвался» от конкретного атома и начал движение в пределах всего кристалла. В пространственной области вблизи атома, откуда «вылетел» электрон, до отрыва электрона суммарный импульс всех электронов был равен нулю, а также был равен нулю суммарный электрический заряд. Улетевший электрон унес импульс \vec{p} и заряд $-e$, поэтому оставшиеся электроны в этой пространственной области будут иметь суммарный импульс $\vec{p}_{\text{ОБЛ}} = -\vec{p}$, а суммарный заряд будет положительным $+e$. Т.е. вблизи атома как бы появится положительно заряженная «частица», обладающая определённым импульсом. Эту «частицу» и принято называть *дыркой* или *вакансией*.

Дырки в кристалле имеют определенную эффективную массу, энергию, импульс, набор квантовых чисел, т.д. Например, эффективная масса дырки должна быть равна эффективной массе недостающего электрона, но с обратным знаком. Однако, для электронов вблизи верхнего края валентной зоны (зоны Бриллюэна) эффективная масса электрона отрицательная, поэтому

масса дырки положительная. Энергию дырок следует отсчитывать от потолка валентной зоны вниз. Эффективная масса дырки зависит от уровня энергии в валентной зоне, на котором находится дырка.

Пример.

	Электроны		Дырки	
	Продольная масса	Поперечная масса	Легкие	Тяжелые
Германий	$1,58 m_e$	$0,082 m_e$	$0,04 m_e$	$0,3 m_e$
Кремний	$0,97 m_e$	$0,190 m_e$	$0,16 m_e$	$0,5 m_e$

Под действием тепловой энергии электроны в зоне проводимости так же, как и дырки в валентной зоне, совершают хаотическое тепловое движение. При этом возможен процесс захвата электронов зоны проводимости дырками валентной зоны. Такой процесс исчезновения пар электрон-дырка называется *рекомбинацией*. Число рекомбинаций пропорционально концентрации носителей заряда.

При рекомбинации электрона и дырки избыток энергии может выделяться в виде излучения или передаваться на возбуждение колебаний кристаллической решетки, а также может быть передано свободным носителям тока при тройных столкновениях.

Рекомбинация может происходить как при непосредственном столкновении электронов и дырок, так и через примесные центры, когда электрон сначала захватывается из зоны проводимости на примесный уровень в запрещенной зоне, а затем уже переходит в валентную зону.

В случае упорядоченного движения электронов дырки будут перемещаться в противоположном направлении, т.е. тоже будут двигаться упорядоченно. Таким образом, дырки участвуют в электропроводимости.

Уровень Ферми в полупроводниках.

В собственных (беспримесных) полупроводниках концентрация электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне равны, поэтому можно приближенно считать, что уровень Ферми не зависит от температуры и всегда лежит посередине запрещенной зоны.

Электропроводность полупроводников.

Электропроводность полупроводников можно рассматривать с позиций классической механики, то есть считать, что одновременно измеримы координаты и импульс как электронов, так и дырок, и что можно отслеживать движение каждого электрона и дырки индивидуально.

При комнатной температуре ($T=300$ К) тепловая энергия $kT \approx 0,026$ эВ, поэтому при ширине запрещенной зоны $0,1 \div 1,5$ эВ можно считать, что для электронов в зоне проводимости выполняется сильное неравенство $E - E_F \gg kT$, вследствие которого распределение Ферми-

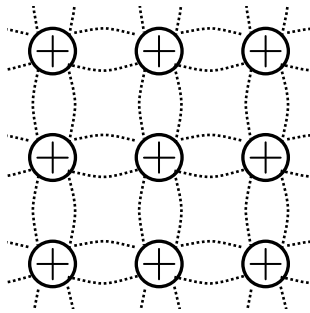
Дирака $\langle n \rangle = \frac{1}{e^{\frac{E-E_F}{kT}} + 1}$ для вероятности нахождения электрона в зоне проводимости (и дырки в

валентной зоне) превращается в распределение Больцмана $\langle n \rangle \approx e^{-\frac{E-E_F}{kT}}$.

Это позволяет при описании поведения электронов и дырок использовать классические подходы.

Беспримесные полупроводники.

Рассмотрим полупроводник кремний, имеющий кристаллическую структуру типа алмаза, в которой каждый атом соединен четырьмя ковалентными связями с ближайшими соседями. При температуре $T=0$ К все связи заполнены электронами, что соответствует полностью заполненной валентной зоне и пустой зоне проводимости, отделенной от валентной зоны по энергии на $1,1$ эВ. При увеличении температуры до примерно $200-300$ К некоторые электроны из ва-



лентной зоны смогут перейти в зону проводимости; это соответствует «уходу» электрона из ковалентной связи и превращению его в «свободно перемещающийся» по кристаллу электрон.

На месте опустевшей ковалентной связи образуется дырка – «разорвавшаяся» ковалентная связь, которую покинул электрон. Электрон из соседней связи может «перескочить» в «дырку», тогда дырка как бы переместится на новое место. Поскольку электроны и дырки образуются парами, то, очевидно, что число дырок в рассмотренном случае равно числу электронов.

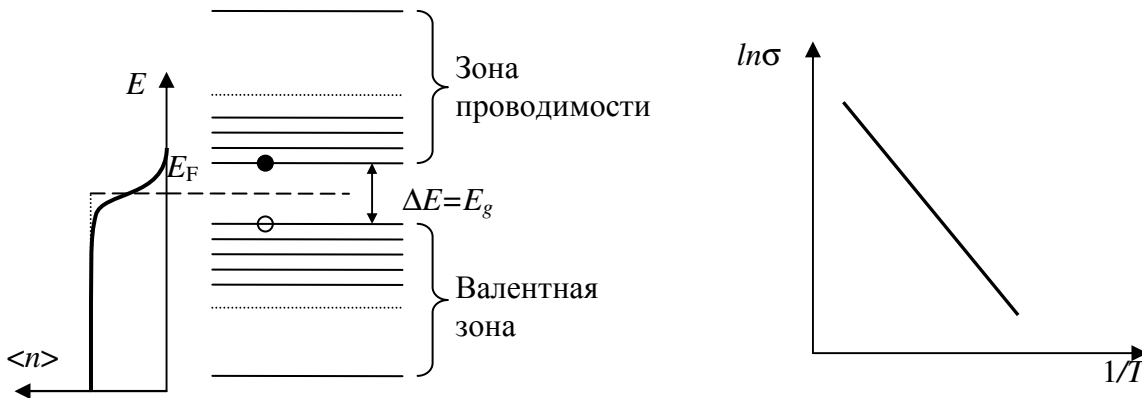
Один из свободных электронов может занять одну из дырок; в результате они оба исчезнут или рекомбинируют.

Вероятность рекомбинации пропорциональна произведению концентраций электронов и дырок. Вероятность зарождения пары электрон - дырка зависит от температуры полупроводника (а также от частоты и интенсивности излучения, падающего на полупроводник). В состоянии равновесия устанавливается равенство чисел скорости зарождения и рекомбинации электронов и дырок и связанные с ними концентрации последних, зависящие от температуры полупроводника, а также от частоты и интенсивности падающих на полупроводник излучений.

Найдём зависимость проводимости полупроводника от температуры.

Пусть энергия верхнего края валентной зоны равна E_0 , тогда

$$\langle n \rangle \approx e^{-\frac{E-E_F}{kT}} = e^{-\frac{E-E_0-(E_F-E_0)}{kT}}.$$



Если ширина запрещённой зоны равна $\Delta E = E_g$, то энергия электронов, находящихся на дне зоны проводимости, будет больше энергии электронов у потолка валентной зоны на величину $\Delta E = E_g$. Тогда, в соответствии с распределением Больцмана концентрация электронов вблизи нижнего края зоны проводимости задаётся выражением

$$n = n_0 e^{-\frac{\Delta E - (E_F - E_0)}{kT}}$$

где n_0 – концентрация электронов на уровне «потолка» валентной зоны. Т.к. уровень Ферми приходится на середину запрещённой зоны, то $E_F - E_0 = \frac{\Delta E}{2} = \frac{E_g}{2}$, поэтому

$$n = n_0 e^{-\frac{\Delta E}{2kT}}.$$

Поскольку удельная проводимость пропорциональна концентрации свободных носителей заряда, то

$$\sigma = \sigma_0 e^{-\frac{\Delta E}{2kT}}$$

где коэффициент σ_0 слабо зависит от температуры и его можно считать постоянным.

Таким образом, по экспериментальной зависимости $\ln \sigma = f\left(\frac{1}{T}\right)$ можно найти ширину запрещённой зоны беспримесного полупроводника.

Подвижность носителя электрического тока.

Ток в полупроводнике формируется свободными электронами и дырками. Тогда плотность тока в полупроводнике, помещенном в электрическое поле напряжённости \vec{E}

$$\vec{j} = -e \cdot n_n \vec{v}_n + e \cdot n_p \vec{v}_p$$

где индексы « n » соответствуют электронам, а « p » - дыркам. \vec{v} - скорость упорядоченного движения, а n - концентрация. Вводя подвижность носителей тока $\mu_p = \frac{v_p}{E}$, $\mu_n = \frac{v_n}{E}$ и учитывая, что электроны движутся против поля $\vec{v}_n = -\mu_n \vec{E}$, получаем закон Ома в дифференциальной форме для полупроводников $\vec{j} = \sigma \vec{E}$, где удельная проводимость $\sigma = e \cdot (n_n \mu_n + n_p \mu_p)$.

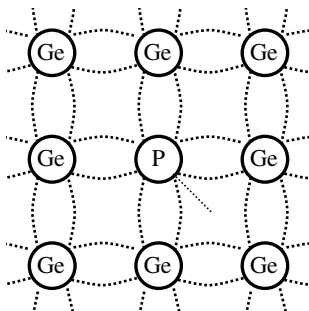
Замечание. Обычно подвижность электронов значительно выше, чем подвижность дырок, поскольку перемещение дырки - более сложный процесс, связанный с перескоками многих электронов. Например, у кремния при комнатной температуре подвижность электронов: 1200-1450 см²/(В·с), подвижность дырок - 500 см²/(В·с).

Примесная проводимость полупроводников.

Некоторые примеси даже при малых их концентрациях очень сильно изменяют проводимость полупроводника. Такие примеси приводят к появлению избыточного количества или свободных электронов, или дырок. Их называют соответственно донорными примесями (отдающими электроны) или акцепторными примесями (забирающими электроны).

Получившийся после добавления донорных примесей полупроводник называют донорным полупроводником. Его также называют электронным (так как в нем - избыток свободных электронов) или же полупроводником n -типа: от слова «*negative*» - отрицательный, поскольку в нем - избыток отрицательных свободных носителей заряда.

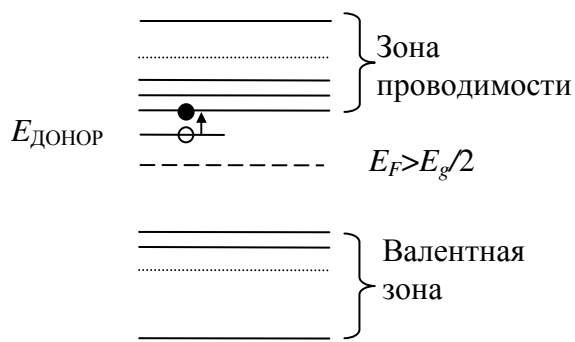
Получившийся после добавления акцепторных примесей полупроводник называют акцепторным полупроводником. Его также называют дырочным (так как в нем - избыток свободных дырок) или же полупроводником p -типа: от слова «*positive*» - положительный, поскольку в нем - избыток положительных свободных носителей заряда. Донорные полупроводники - получают при добавлении в полупроводник элементов, от которых легко «отрывается» электрон. Например, если к четырехвалентному кремнию (или германию) добавить пятивалентный мышьяк (или фосфор), то последний использует свои 4 валентных электрона для создания 4 валентных связей в кристаллической решетке, а пятый электрон окажется «лишним», такой электрон легко отрывается от атома и начинает относительно свободно перемещаться по кристаллу. В таком случае в кристалле образуется избыток свободных электронов. При этом в основном веществе полупроводника также может образоваться пара электрон - дырка (как для беспримесного полупроводника), однако для этого требуется значительно большая энергия, и поэтому вероятность такого процесса при комнатных температурах достаточно мала. Электроны в *донорном* полупроводнике принято называть *основными носителями заряда*, а дырки - *неосновными носителями заряда*.



Донорные полупроводники - получают при добавлении в полупроводник элементов, от которых легко «отрывается» электрон. Например, если к четырехвалентному кремнию (или германию) добавить пятивалентный мышьяк (или фосфор), то последний использует свои 4 валентных электрона для создания 4 валентных связей в кристаллической решетке, а пятый электрон окажется «лишним», такой электрон легко отрывается от атома и начинает относительно свободно перемещаться по кристаллу. В таком случае в кристалле образуется избыток свободных электронов. При этом в основном веществе полупроводника также может образоваться пара электрон - дырка (как для беспримесного полупроводника), однако для этого требуется значительно большая энергия, и поэтому вероятность такого процесса при комнатных температурах достаточно мала. Электроны в *донорном* полупроводнике принято называть *основными носителями заряда*, а дырки - *неосновными носителями заряда*.

Электроны в *донорном* полупроводнике принято называть *основными носителями заряда*, а дырки - *неосновными носителями заряда*.

С точки зрения зонной теории наличие «легко отрывающихся» электронов соответствует

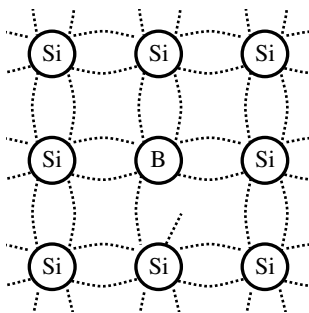


появлению в запрещенной зоне донорных уровней энергии вблизи нижнего края зоны проводимости. Электрону для перехода в зону проводимости с такого уровня требуется меньше энергии, чем для перехода из валентной зоны, чему соответствует уход электрона из обычной ковалентной связи. При температурах порядка комнатной основной вклад в проводимость полупроводника будут давать электроны, перешедшие в зону проводимости с донорных уровней, вероятность же перехода электронов из валентной зоны

будет очень мала.

При увеличении температуры значительная часть электронов с малого числа донорных уровней перейдет в зону проводимости, кроме того, вероятность перехода электронов из валентной зоны в зону проводимости увеличится. Поскольку число уровней в валентной зоне много больше, чем число примесных уровней, то с ростом температуры различие увеличивающихся концентраций электронов и дырок станет менее заметно; они будут отличаться на малую величину - концентрацию донорных уровней. Донорный характер полупроводника при этом будет все менее и менее выражен. И, наконец, при еще большем повышении температуры концентрация носителей заряда в полупроводнике станет очень большой, и донорный полупроводник станет аналогичен беспримесному полупроводнику, а затем - проводнику, зона проводимости которого содержит много электронов.

Уровень Ферми в донорном полупроводнике смещается вверх по шкале энергии, причем это смещение больше при низких температурах, когда концентрация свободных электронов значительно превышает число дырок. При повышении температуры, когда донорный характер полупроводника становится все менее и менее выраженным, уровень Ферми смещается в среднюю часть запрещенной зоны, как в беспримесном полупроводнике.

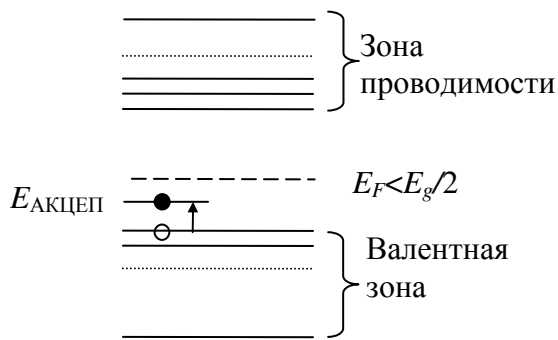


Акцепторные полупроводники - получают при добавлении в полупроводник элементов, которые легко «отбирают» электрон у атомов полупроводника. Например, если к четырехвалентному кремнию (или германию) добавить трехвалентный бор (индий), то последний использует свои три валентных электрона для создания трех валентных связей в кристаллической решетке, а четвертая связь окажется без электрона. Электрон из соседней связи может перейти на это пустое место, и тогда в кристалле получится дырка. В таком случае в кристалле образуется избыток дырок. Также может происходить образование пар электрон - дырка, как это рассматривалось в случае беспримесного полупроводника, однако вероятность этого процесса при комнатных температурах достаточно мала. Дырки в *акцепторном* полупроводнике принято называть *основными носителями*, а электроны - *неосновными*.

На языке зонной теории переход электрона из полноценной ковалентной связи в связь с недостающим электроном соответствует появлению в запрещенной зоне акцепторных уровней энергии вблизи нижнего края зоны проводимости. Электрону для такого перехода из валентной зоны на акцепторный уровень (при этом электрон просто переходит из одной ковалентной связи в почти такую же другую связь) требуется меньше энергии, чем для перехода из валентной зоны в зону проводимости, то есть для «полного ухода» электрона из ковалентной связи.

При температурах порядка комнатной основной вклад в проводимость полупроводника будут давать дырки, образовавшиеся в валентной зоне после перехода валентных электронов на

акцепторные уровни, вероятность же перехода электронов из валентной зоны в зону проводимости будет очень мала.



При увеличении температуры значительная часть малого числа акцепторных уровней окажется занятой электронами. Кроме того, вероятность перехода электронов из валентной зоны в зону проводимости станет значительной. Поскольку число уровней в валентной зоне много больше, чем число примесных уровней, то с ростом температуры различие увеличивающихся концентраций электронов и дырок станет менее заметно, так как они отличаются на малую величину - концентрацию акцепторных уровней. Ак-

цепторный характер полупроводника при этом будет все менее и менее выражен. И, наконец, при еще большем повышении температуры концентрация носителей заряда в полупроводнике станет очень большой, и акцепторный полупроводник станет аналогичен сначала беспримесному полупроводнику, а затем - проводнику.

Уровень Ферми в акцепторном полупроводнике смещается вниз по шкале энергии, причем это смещение больше при низких температурах, когда концентрация дырок значительно превышает концентрацию свободных электронов. При повышении температуры, когда акцепторный характер полупроводника становится все менее и менее выраженным, уровень Ферми смещается в среднюю часть запрещенной зоны, как в беспримесном полупроводнике.

Итак, при постепенном увеличении температуры наблюдается постепенное превращение как донорного, так и акцепторного полупроводника в полупроводник аналогичный беспримесному, а затем - в полупроводник аналогичный по проводимости проводнику. В этом заключается причина отказа при перегреве полупроводниковых устройств, состоящих из нескольких областей полупроводников донорного и акцепторного типов. При увеличении температуры различия между областями постепенно пропадает и в итоге полупроводниковое устройство превращается в простой проводник.

Фотопроводимость полупроводников.

Если на полупроводник падает поток квантов электромагнитных излучений с энергией $\hbar\omega$ большей ширины запрещенной зоны E_g , то возможен внутренний фотоэффект в полупроводнике - переход электронов, поглотивших квант излучения, из валентной зоны в зону проводимости. Из-за этого количество электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне и связанная с ними проводимость полупроводника возрастают. Явление увеличения проводимости полупроводника под влиянием падающих излучений получило название фотопроводимости полупроводников.

Это явление очень важно для физики, так как позволяет определить две важных характеристики полупроводника - ширину запрещенной зоны и среднее время жизни носителей в полупроводнике.

Ширину запрещенной зоны вычисляют по найденной экспериментально красной границе внутреннего фотоэффекта - максимальной длине волны излучения λ_K , при которой возможен внутренний фотоэффект. Для этого используют соотношение: $E_g = \hbar\omega_K$.

Среднее время жизни носителей в полупроводнике вычисляют по найденной экспериментально зависимости проводимости полупроводника при облучении его светом. Рассмотрим беспримесный полупроводник при комнатной температуре. При отсутствии освещения в нем будет равновесная концентрация носителей заряда n_T ; с ней связана проводимость σ_T .

При освещении полупроводника будут рождаться пары электрон - дырка. Этот процесс скоро уравнивается рекомбинацией электронов и дырок, вероятность которой растет при увеличении концентраций последних. Через некоторое время скорость рекомбинации сравняет-

ся со скоростью зарождения электронов и дырок. При этом в полупроводнике установится новое значение концентрации электронов и дырок: $n = n_T + n_I$. Если теперь свет мгновенно выключить, то концентрации электронов и дырок постепенно из-за рекомбинации вернуться к значению n_T , которое наблюдалось до освещения полупроводника. Аналогичным образом будет изменяться проводимость полупроводника. Время τ , за которое добавка к проводимости σ_I уменьшится приблизительно в e раз, называют *средним временем жизни* электронов и дырок в полупроводнике.

Явление фотопроводимости полупроводников очень важно для техники, так как позволяет конструировать полупроводниковые датчики, как света, так и других видов электромагнитных излучений.

В настоящее время полупроводниковые датчики используются как для измерения освещенности, так и для пересчета импульсов светового потока, например в устройствах регистрации числа оборотов и скорости вращения валов машин, перемещения узлов станков, чтения информации, записанной на компакт-дисках и т.д.

Полупроводниковые датчики используются и для измерения интенсивности ионизирующих излучений. В них происходят процессы, аналогичные рассмотренным выше; отличие в том, что электрон, выбитый из зоны проводимости, обладает очень большой энергией, которой достаточно для проведения ионизации многих других атомов полупроводника, что приводит к увеличению концентрации электронов и дырок и, как следствие, к увеличению проводимости полупроводника.

Следует заметить, что увеличение температуры, освещенности и радиационного облучения полупроводника приводят к увеличению его проводимости. Поэтому при использовании полупроводниковых датчиков для измерения одной из трех перечисленных величин стремятся уменьшить или хотя бы стабилизировать влияние двух других. Например, полупроводниковые датчики - измерители температуры тщательно защищают от света и радиации. Чувствительные полупроводниковые датчики светового и инфракрасного излучения охлаждаются до температуры порядка 200 К, а иногда и ниже, чтобы уменьшить влияние проводимости, обусловленной тепловым возбуждением электронов и тем самым увеличить чувствительность к слабым потокам излучения. Если такой датчик не охлаждать, то малое число носителей заряда, образовавшееся в нем из-за воздействия излучения, будет незаметным на фоне большого числа носителей заряда, образовавшихся при тепловом движении.

Вырожденный полупроводник.

Вырожденный полупроводник - это полупроводник, концентрация примесей в котором настолько велика, что собственные свойства практически не проявляются, а проявляются в основном свойства примеси. При введении примесей, уровень химического потенциала начинает смещаться к одной из зон. При очень высокой концентрации примесей, он может оказаться очень близко и даже внутри одной из зон. У вырожденного полупроводника уровень Ферми лежит внутри разрешенных зон или внутри запрещенной зоны на расстояниях не более kT от границ разрешенных зон. В таком случае проявляется фермионный характер электронов проводимости или дырок. Для описания распределения носителей заряда в зонах нужно применять статистику Ферми-Дирака. Полупроводник начинает вести себя аналогично металлу.

Вырожденные полупроводники получают путём сильного легирования собственных полупроводников.

Экситон.

Дырка, являясь положительно заряженной частицей, может образовывать пары с электроном проводимости – своеобразный аналог водородоподобного атома, который получил название *экситон*.

Экситон (лат. *excito* - «возбуждаю») - водородоподобная квазичастица, представляющая собой электронное возбуждение в диэлектрике или полупроводнике, мигрирующее по кристал-

ду и не связанное с переносом электрического заряда и массы. Поэтому экситон не участвует в электропроводности полупроводников.

Хотя экситон состоит из электрона и дырки, его следует считать самостоятельной элементарной (не сводимой) частицей в случаях, когда энергия взаимодействия электрона и дырки имеет тот же порядок, что и энергия их движения, а энергия взаимодействия между двумя экситонами мала по сравнению с энергией каждого из них. Экситон можно считать элементарной квазичастицей в тех явлениях, в которых он выступает как целое образование, не подвергающееся воздействиям, способным его разрушить.

Если радиус экситона не превосходит периода кристаллической решётки, то он носит название *экситон Френкеля*.

Если радиус экситона значительно больше периода решётки, то его принято называть *экситон Ванье - Мотта*.

В полупроводниках из-за высокой диэлектрической проницаемости, существуют только экситоны Ванье-Мотта. Высокая диэлектрическая проницаемость приводит к ослаблению электростатического притяжения между электроном и дыркой, что и приводит к большому радиусу экситона. Экситоны Френкеля применимы, прежде всего, к молекулярным кристаллам.

При больших концентрациях носителей заряда в полупроводнике существенным становится экранирование кулоновского взаимодействия и может происходить разрушение экситонов Ванье- Мотта.

Экситоны Ванье-Мотта отчётливо проявляются в спектрах поглощения полупроводников а также в спектрах люминесценции, в фотопроводимости, в эффекте Штарка и эффекте Зеемана.

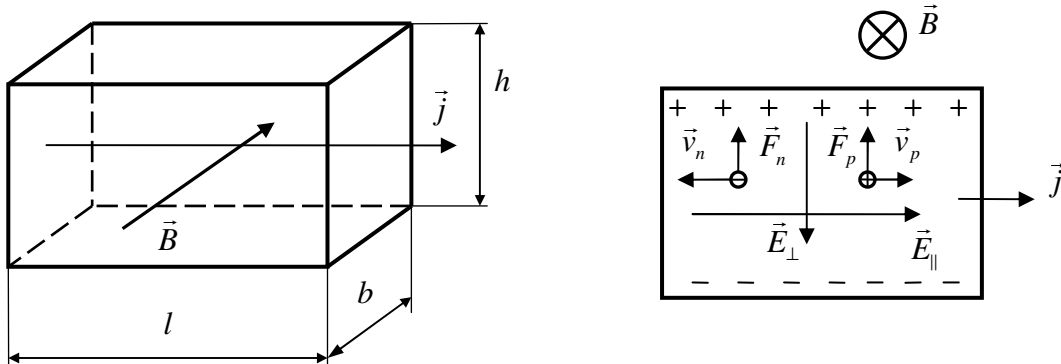
Эффект Холла в полупроводниках.

Рассмотрим образец полупроводника в виде прямоугольного параллелепипеда длиной l , высотой h и шириной b . Пусть вдоль стороны l течет ток плотности \vec{j} , а вдоль стороны b направлен вектор магнитной индукции \vec{B} . Эффект Холла состоит в появлении разности потенциалов, называемой *холловской*, между парой граней вдоль стороны h .

С плотностью тока \vec{j} связана дрейфовая скорость движения \vec{v}_p дырок и скорость электронов \vec{v}_n

$$\vec{j} = -e \cdot n_n \vec{v}_n + e \cdot n_p \vec{v}_p .$$

Величина плотности тока прямо пропорциональна продольной напряжённости электрического поля $\vec{j} = \sigma \vec{E}_{\parallel}$. Т.к. электроны движутся против вектора продольной напряжённости \vec{E}_{\parallel} , а дырки в том же направлении, то на оба типа носителей действуют магнитные силы Лоренца,



направленные одинаково. В результате, дырки и электроны движутся в одинаковом поперечном направлении. Найдем плотность поперечного тока

$$\vec{j}_{\perp} = -e \cdot n_n \vec{v}_{n\perp} + e \cdot n_p \vec{v}_{p\perp}$$

Если \vec{E}_\perp - напряжённость поперечного электрического поля, то поперечные скорости электронов и дырок $\vec{v}_{n\perp} = -\mu_n \left(\vec{E}_\perp + \frac{\vec{F}_n}{-e} \right)$, $\vec{v}_{p\perp} = \mu_p \left(\vec{E}_\perp + \frac{\vec{F}_p}{e} \right)$.

Т.к. магнитные силы Лоренца равны соответственно

$$\vec{F}_n = -e(\vec{v}_{n\parallel} \times \vec{B}) = -e((-\mu_n \vec{E}_\parallel) \times \vec{B}) = e\mu_n (\vec{E}_\parallel \times \vec{B}),$$

$$\vec{F}_p = e(\vec{v}_{p\parallel} \times \vec{B}) = e((\mu_p \vec{E}_\parallel) \times \vec{B}) = e\mu_p (\vec{E}_\parallel \times \vec{B}),$$

то

$$\vec{j}_\perp = e \cdot n_n \mu_n \left(\vec{E}_\perp + \frac{\vec{F}_n}{-e} \right) + e \cdot n_p \mu_p \left(\vec{E}_\perp + \frac{\vec{F}_p}{e} \right),$$

$$\vec{j}_\perp = e \cdot n_n \mu_n \left(\vec{E}_\perp + \frac{e\mu_n (\vec{E}_\parallel \times \vec{B})}{-e} \right) + e \cdot n_p \mu_p \left(\vec{E}_\perp + \frac{e\mu_p (\vec{E}_\parallel \times \vec{B})}{e} \right),$$

$$\vec{j}_\perp = e \cdot n_n \mu_n \left(\vec{E}_\perp - \mu_n (\vec{E}_\parallel \times \vec{B}) \right) + e \cdot n_p \mu_p \left(\vec{E}_\perp + \mu_p (\vec{E}_\parallel \times \vec{B}) \right),$$

$$\vec{j}_\perp = e \cdot \left((n_n \mu_n + n_p \mu_p) \vec{E}_\perp + (n_p \mu_p \mu_p - n_n \mu_n \mu_n) (\vec{E}_\parallel \times \vec{B}) \right).$$

При равновесном перераспределении зарядов поперечный ток отсутствует $\vec{j}_\perp = \vec{0}$, поэтому

$$\vec{E}_\perp = - \frac{(n_p \mu_p^2 - n_n \mu_n^2)}{(n_n \mu_n + n_p \mu_p)} (\vec{E}_\parallel \times \vec{B})$$

Величина напряженности $E_\perp = \frac{n_p \mu_p^2 - n_n \mu_n^2}{n_n \mu_n + n_p \mu_p} E_\parallel B = \frac{n_p \mu_p^2 - n_n \mu_n^2}{n_n \mu_n + n_p \mu_p} \frac{j}{\sigma} B = \frac{|n_p \mu_p^2 - n_n \mu_n^2|}{e(n_n \mu_n + n_p \mu_p)^2} jB$

Напряжение Холла между гранями

$$U_H = E_\perp h = \frac{|n_p \mu_p^2 - n_n \mu_n^2|}{e(n_n \mu_n + n_p \mu_p)^2} jBh.$$

Это выражение принято писать в виде

$$U_H = R_H jBh,$$

подразумевая, что постоянная Холла

$$R_H = \frac{n_p \mu_p^2 - n_n \mu_n^2}{e(n_n \mu_n + n_p \mu_p)^2}$$

может быть и отрицательной и положительной.

Например, для проводника p -типа можно считать, что $n_p \gg n_n$, поэтому $R_H = \frac{1}{en_p} > 0$, а

для проводника n -типа $n_n \gg n_p$, поэтому $R_H = -\frac{1}{en_n} < 0$.

Применение эффекта Холла.

Эффект Холла, в некоторых случаях, позволяет определить тип носителей заряда (электронный или дырочный) в металле или полупроводнике, что делает его незаменимым методом исследования свойств полупроводников.

На основе эффекта Холла работают датчики Холла - приборы, измеряющие напряжённость магнитного поля.

Датчики Холла получили очень большое распространение в бесколлекторных, или вентильных, электродвигателях (сервомоторах). Датчики закрепляются непосредственно на статоре двигателя и выступают в роли ДПР (датчика положения ротора). ДПР реализует обратную связь по положению ротора, выполняет ту же функцию, что и коллектор в коллекторном двигателе постоянного тока.

Также на основе эффекта Холла работают некоторые виды *ионных* реактивных двигателей.