Оптика твердого тела и наноструктур



Гончар Кирилл Александрович

Тимошенко Виктор Юрьевич

Московский Государственный Университет им. М. В. Ломоносова, Физический факультет

Лекция 7. Влияние внешних воздействий на оптические свойства полупроводников (продолжение)

Влияние магнитного поля на энергетический спектр твердых тел. Уровни Ландау. Циклотронный резонанс. Магнито-осцилляционный эффект. Вращение плоскости поляризации.

Модификация оптических свойств полупроводников при физических воздействиях

Влияние магнитного поля

Изменение энергетического спектра носителей заряда в магнитном поле

Квантово-механическое решение задачи о движении электрона в полупроводнике во внешнем магнитном поле ***B*** , направленном вдоль оси ***z*** , приводит к следующему виду дисперсионной зависимости:

$$E_n^{\pm} = E_c + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m_e^*} \pm \frac{1}{2}\beta g B + \hbar\omega_{ce}\left(n + \frac{1}{2}\right)$$

n=0,1,2,3,…,

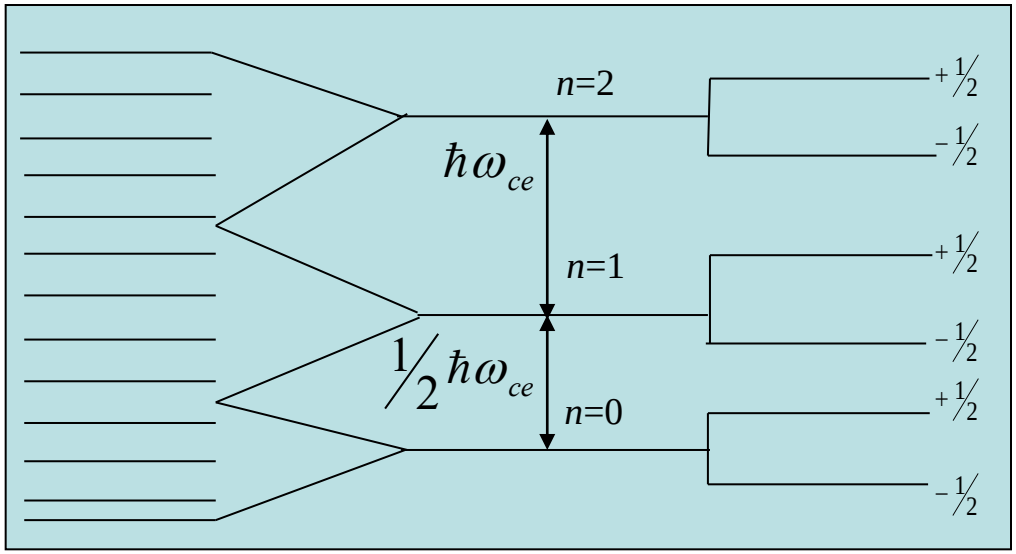
где k_z – проекция волнового вектора электрона на направление магнитного поля, $\beta = \frac{e\hbar}{2m_0}$ магнетон Бора, g – фактор Ланде, $\omega_{ce} = \frac{Be}{m_e^*}$ циклотронная частота для электрона.

Аналогичное выражение справедливо для , в частности, для дырок, циклотронная частота которых равна $\omega_{ch} = \frac{Be}{m_h^*}$.

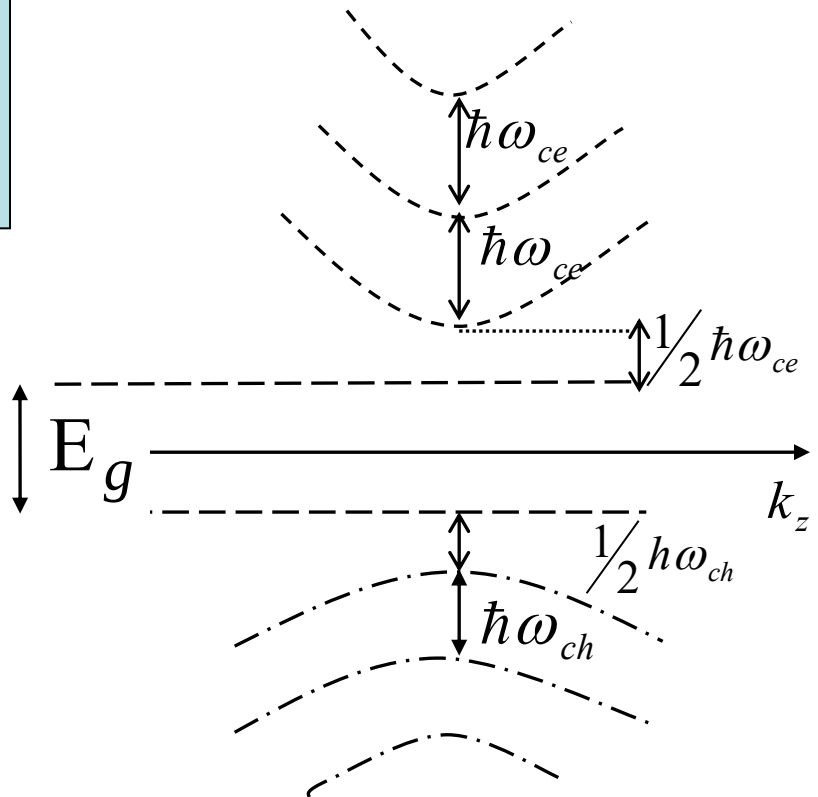
Происходит перестройка энергетического спектра полупроводника вследствие квантование энергии носителя заряда придвижении в плоскости, перпендикулярной направлению поля, а также появляются подуровни с энергией спинового магнитного момента. Говорят, что происходит перестройка электронного спектра в ***систему уровней Ландау***.

Влияние магнитного поля на энергетический спектр носителей заряда

Пренебрегая движением носителей в направлении z, энергетический спектр превращается в «лестницу Ландау»:



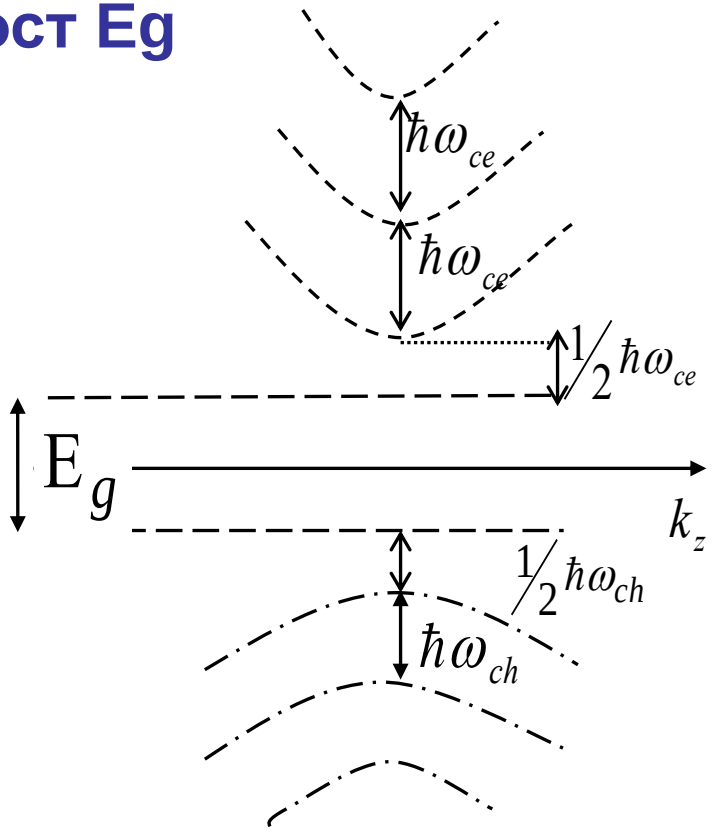
При учете свободного движения носителя заряда по направлению магнитного поля, пренебрегая спиновым расщеплением, картина дисперсионных зависимостей выглядит, как показано на рисунке ниже:



При классическом решении задачи о движении заряда под действием силы Лоренца: а) отсутствует нулевая энергия, б) движение по циклотронной орбите должно сопровождаться потерей энергии (излучением), в) отсутствует спиновое расщепление уровней энергии. Квантово-механическое рассмотрение является более полным и правильным, т.к. хорошо согласуется с экспериментом.

Циклотронный резонанс и рост Eg

Правила отбора для переходов между электронными или дырочными уровнями Ландау задаются условием: $\Delta \mathbf{n = \pm 1}$



Данное условие соответствует, так называемому, ***циклотронному резонансу***, который хорошо известен из классического рассмотрения.
В магнитных полях с индукцией *B< 1 Тл* циклотронная частота соответствует СВЧ диапазону электромагнитных волн. Однако, в импульсных магнитных полях с B ~ 100 Тл циклотронный резонанс приводит к поглощению излучения в ИК области спектра.

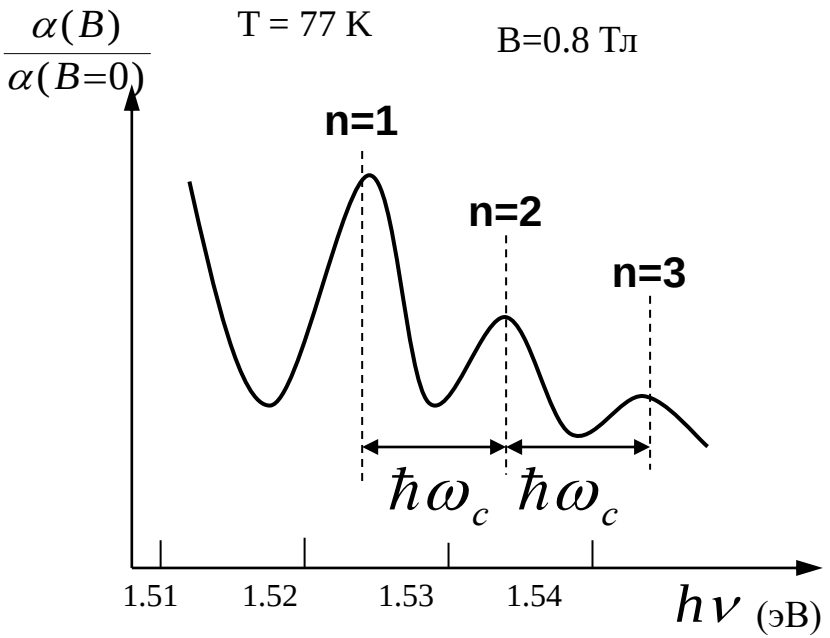
Одним из главных эффектов действия магнитного поля на полупроводник является ***увеличение ширины его запрещенной зоны***, что проявляется в сдвиге края межзонного поглощения в сторону больших энергий на величину:

$$\Delta E_g = \frac{1}{2}\hbar\omega_{ce} + \frac{1}{2}\hbar\omega_{ch} = \frac{1}{2}\hbar Be\left(\frac{1}{m_e^*} + \frac{1}{m_n^*}\right) = \frac{Be\hbar}{2m_r^*}$$

Увеличение ширины запрещенной зоны пропорционально величине поля и обратно пропорционально приведенной массе носителей заряда.

Эффект магнитопоглощения

В магнитном поле спектр поглощения представляет собой «размытый» линейчатый спектр, как показано на рисунке на примере GaAs:

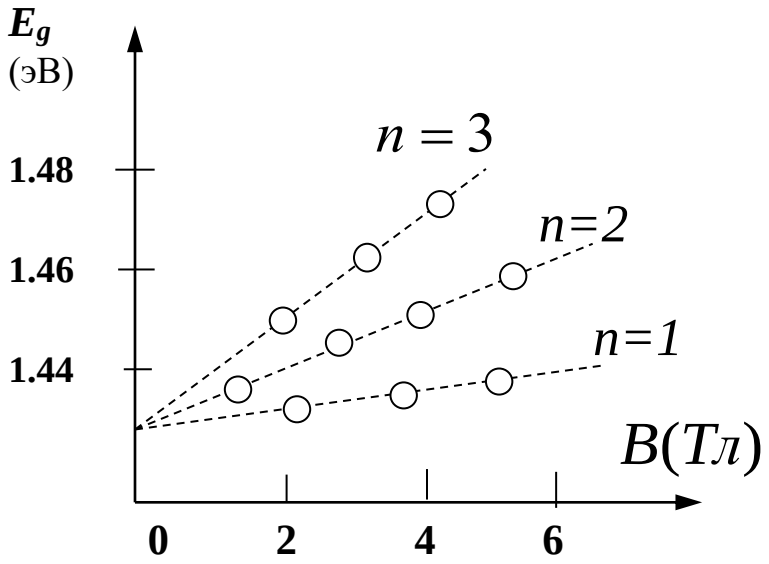


Это ***эффект магнито-поглощения*** или ***магнито-осцилляционный эффект***, для наблюдения которого необходимо условие:

$$\hbar\omega_c >> kT$$

то есть нужны низкие температуры ***T*** или высокие поля ***B .***

Эффект магнито-поглощения легче наблюдать для прямых переходов.
По зависимости положения *n-го максимума* от **B** можно с высокой точностью ***определять ширину запрещенной зоны*** для многих полупроводников, как показано на рисунке для c-GaAs при T=300 K.



Существенным достоинством обсуждаемого метода определения E_g является то, что в сильных полях точные измерения возможны даже при повышенных температурах.

Влияние магнитного поля на плотность состояний

Существенным достоинством обсуждаемого метода определения ширины запрещенной зоны является то, что в сильных полях точные измерения возможны даже при повышенных температурах.

Полупроводник	*Eg* (эВ) T=300 K
GaAs	1.43
Si	1.12
Ge	0.803

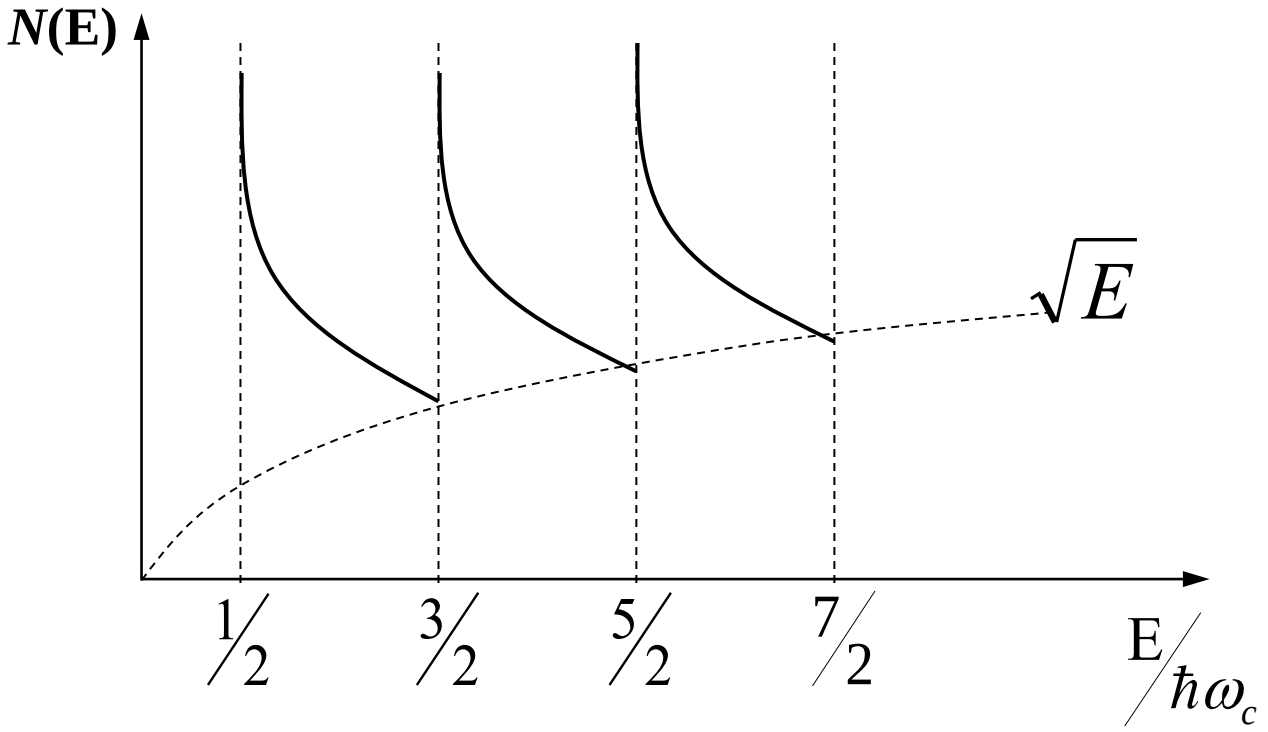
Таким образом, влияние магнитного поля на поглощение света при сводится к **сдвигу края поглощения в высоко-энергетическую сторону** (из-за увеличения E_g) и **магнито-осцилляционному эффекту**. Оба этих эффекта являются результатом квантования уровней энергии носителя заряда при движении в плоскости, перпендикулярной вектору **B**, что, по-существу,означает изменение плотности состояний. Действительно данная величина для электронов в магнитном поле принимает вид:

$$N(E) = \frac{eBV\sqrt{2m_e^*}}{4\pi^2\hbar^2}\sum_n \frac{1}{\sqrt{E-(n+1/2)\hbar\omega_c}}$$

Вместо характерной в отсутствие поля зависимости типа $N \propto \sqrt{E}$ появилась зависимость вида $N \propto \frac{1}{\sqrt{E}}$, что означает переход от 3D к 1D размерности !

Влияние магнитного поля на плотность состояний

Таким образом, влияние магнитного поля на поглощение света на плотность состояний имеет вид:



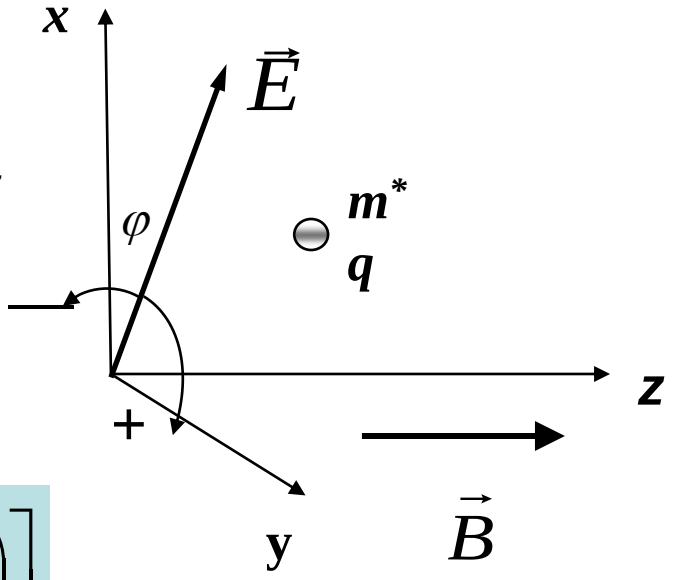
Такое изменение *N(*E) свидетельствует **о *понижении размерности электронной подсистемы полупроводника в магнитном поле с* 3D** к **1D**. Понять данный эффект можно, если учесть, что для носителей заряда свободное движение возможно только в направлении магнитного поля, тогда как в перпендикулярной ему плоскости оно квантовано.

Влияние магнитного поля

Внутризонное поглощение и вращение плоскости поляризации

Влияние магнитного поля на внутризонные оптические переходы удобно рассматривать, используя квазиклассичекий подход (модель Друде-Лоренца)

Пусть магнитное поле с вектором индукцией B направлено по оси z, а падающая на полупроводник в направлении оси z плоская электромагнитная волна, поляризована по кругу. Представим напряженность электрического поля E световой волны в виде:



$$\vec{E}_{\pm} = \vec{E}_0 \exp(\pm i\varphi) = \vec{E}_0 \exp\left[\pm i\omega\left(t - \frac{\tilde{n}_{\pm} z}{c}\right)\right]$$

знаки “+” и “-” соответствуют правой и левой поляризации света.

$$\tilde{n}_{\pm} = n_{\pm} + i\kappa_{\pm}$$

Влияние магнитного поля

Внутризонное поглощение и вращение плоскости поляризации

Уравнения движения носителя с зарядом q (q=±e) и массой m* в электрическом поле с напряженностью ***E*** и в магнитном с индукцией ***B*** можно записать в виде:

$$\begin{cases} m^* \dfrac{d^2x}{dt^2} + \dfrac{m^*}{\tau}\dfrac{dx}{dt} = qE_0 \exp\left(-\dfrac{\omega\kappa_\pm}{c} z\right)\cos\left[\omega\left(t - \dfrac{n_\pm}{c} z\right)\right] + qB\dfrac{dy}{dt} \\ m^* \dfrac{d^2y}{dt^2} + \dfrac{m^*}{\tau}\dfrac{dy}{dt} = \pm qE_0 \exp\left(-\dfrac{\omega\kappa_\pm}{c} z\right)\sin\left[\omega\left(t - \dfrac{n_\pm}{c} z\right)\right] - qB\dfrac{dx}{dt} \end{cases}$$

где $\tilde{n}_\pm = n_\pm + i\kappa_\pm$

Умножим второе уравнение системы на i и введем $\tilde{S} = x + iy$ (комплексную амплитуду).

Тогда получим:

$$\tilde{S} = \frac{qE_0}{m} \frac{\exp\left[\pm i\omega(t - \dfrac{z\tilde{n}_\pm}{c})\right]}{-\omega^2 \pm i\omega\tau^{-1} \pm \omega\omega_c}$$

где $\omega_c = \dfrac{eB}{m^*}$ - циклотронная частота.

Влияние магнитного поля

Внутризонное поглощение и вращение плоскости поляризации

Далее введём комплексную поляризацию среды $\tilde{P} = qN\tilde{S}$

где N – концентрация носителей заряда, и получим: $\tilde{n}^2 = \tilde{\varepsilon} \approx \varepsilon(0) + \dfrac{\tilde{P}}{\varepsilon_0 E_0}$

$\varepsilon(0) \equiv \varepsilon(B=0)$ учитывает прочие процессы например, взаимодействие света с колебаниями решётки.

$$\tilde{n}_{\pm}^2 = \varepsilon(0) - \frac{Nq^2}{\varepsilon_0 \omega m^* (\omega \mp i\tau^{-1} \mp \omega_c)}$$

$$\tilde{n}_{\pm}^2 = n_{\pm}^2 - \kappa_{\pm}^2 + 2in_{\pm}\kappa_{\pm} \qquad \tilde{\varepsilon}_{\pm} = \varepsilon'_{\pm} + i\varepsilon''_{\pm}$$

$$\begin{cases} \varepsilon'_{\pm} = n_{\pm}^2 - \kappa_{\pm}^2 = \varepsilon'(0) - \dfrac{Nq^2(\omega \mp \omega_c)}{\varepsilon_0 m^* \omega[(\omega \mp \omega_c)^2 + \tau^{-2}]} = \varepsilon'(0) - \dfrac{\omega_p^2(\omega \mp \omega_c)}{\omega[(\omega \mp \omega_c)^2 + \tau^{-2}]} \\ \varepsilon''_{\pm} = 2n_{\pm}\kappa_{\pm} = \varepsilon''(0) \pm \dfrac{Nq^2}{\varepsilon_0 m^* \omega\tau[(\omega \mp \omega_c)^2 + \tau^{-2}]} = \varepsilon''(0) \pm \dfrac{\omega_p^2}{\omega\tau[(\omega \mp \omega_c)^2 + \tau^{-2}]} \end{cases}$$

Если $n_{\pm}$ изменяется с частотой света слабо, а $\varepsilon''(0) \approx 0$, то $\kappa_{\pm}$ имеет резонансную особенность при $\omega = \omega_c$. Это – **циклотронный резонанс**, обсуждавшийся ранее.

Влияние магнитного поля

Внутризонное поглощение и вращение плоскости поляризации

Кроме того, в магнитном показатель преломления зависит от направления круговой поляризации:

$$n_{\pm} = \sqrt{\frac{1}{2}\left(\varepsilon'_{\pm} + \sqrt{\varepsilon'^{\,2}_{\pm} + \varepsilon''^{\,2}_{\pm}}\right)}$$

$$\begin{cases} \varepsilon'_{\pm} = \varepsilon'(0) - \dfrac{\omega_p^2(\omega \pm \omega_c)}{\omega[(\omega \pm \omega_c)^2 + \tau^{-2}]} \\ \varepsilon''_{\pm} = \varepsilon''(0) \pm \dfrac{\omega_p^2}{\omega\tau[(\omega \pm \omega_c)^2 + \tau^{-2}]} \end{cases}$$

Следовательно в магнитном поле показатель преломления различается для право- и лево-циркулярно-поляризованного света. Из-за такого различия будет происходить ***поворот плоскости поляризации линейно-поляризованного света – эффект Фарадея.***
Величина угла поворота плоскости поляризации для образца толщиной *d* дается следующим выражением:

$$\theta = \Delta n d \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{\omega d}{c}(n_- - n_+) = \frac{Ne^3 B\lambda_0^2 d}{8\pi^2 c^3 \varepsilon_0 n(\lambda_0) m^*} \sim B \cdot N \cdot \lambda_0^2 \cdot d$$

Величина угла поворота плоскости поляризации пропорциональна индукции магнитного поля, концентрации носителей заряда, толщине образца и квадрату длины волны света. Квадратичная зависимость от λ_0 имеет то же происхождение, что и зависимость для коэффициента поглощения на свободных носителях заряда

Итоги Лекции 7:

- Для полупроводника в магнитном поле снимается вырожденность электронных состояний и формируется система уровней Ландау.
- Переходы между уровнями Ландау одной зоны объясняют циклотронный резонанс.
- Магнито-осцилляционный эффект может быть использован для нахождения ширины запрещенной зоны полупроводника.
- Вращение плоскости поляризации света в полупроводниках в магнитном поле (эффект Фардея) может объяснено в рамках классического подхода.