

## Лекция 2

# ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ МАГНИТООПТИЧЕСКИХ ЯВЛЕНИЙ

# Продольные и поперечные магнитооптические эффекты.

- Какие эффекты называются продольными? Какие поперечными?
- Что такое показатель преломления?
- Что было использовано для того, чтобы получить величины показателей преломления для продольных и поперечных эффектов?
- Какой вид имели тензоры  $\epsilon$  и  $\mu$ ?
- Чем отличаются по виду выражения для показателей преломления в случае продольных и поперечных эффектов?
- Какую информацию об образце можно получить, используя продольные и поперечные эффекты?
- Что такое бигиротропная, гироэлектрическая и гиромагнитная среда?

# *Phenomenological theory of magneto-optical phenomena.*

Рассмотрим изотропную (кубическую) среду, появление магнитооптических эффектов в которой может быть описано появлением антисимметричных недиагональных компонент в тензорах  $\epsilon$  и  $\mu$  :

$$(\epsilon) = \begin{vmatrix} \epsilon & -\epsilon_{XY} & 0 \\ \epsilon_{YX} & \epsilon & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_0 \end{vmatrix} \quad (\mu) = \begin{vmatrix} \mu & -\mu_{XY} & 0 \\ \mu_{YX} & \mu & 0 \\ 0 & 0 & \mu_0 \end{vmatrix}$$

$$\epsilon_{XY} = -\epsilon_{YX} = i \epsilon Q = i \epsilon' = \epsilon'_1 - i \epsilon'_2$$

$$\mu_{XY} = -\mu_{YX} = i \mu Q' = i \mu' = \mu'_1 - i \mu'_2, \quad (1)$$

$$\text{где } Q = Q_1 - i Q_2 \text{ and } Q' = Q'_1 - i Q'_2 \quad (2)$$

**Q и Q' комплексные магнитооптические параметры, которые в первом приближении линейны по намагниченности.**

**Спин-орбитальное взаимодействие ответственно за появление недиагональных компонент  $\epsilon_{XY} = -\epsilon_{YX}$  и  $\mu_{XY} = -\mu_{YX}$  в намагниченной среде.**

**Диагональные компоненты**

$$\epsilon = \epsilon_1 - i\epsilon_2 \text{ и } \mu = \mu_1 - i\mu_2 \quad (3)$$
$$\epsilon_1 = n^2 - k^2; \quad \epsilon_2 = 2nk,$$

**диэлектрической и магнитной проницаемости в первом приближении не зависят от намагниченности.**

**Решение уравнений Максвелла с учетом вида тензоров ( $\epsilon$ ) and ( $\mu$ ) предмет феноменологической теории магнитооптических эффектов**

$$\mathbf{rot} \mathbf{H} = (1/c)(\partial \mathbf{D} / \partial t) \quad \mathbf{rot} \mathbf{E} = -(1/c)(\partial \mathbf{B} / \partial t)$$

$$\mathbf{div} \mathbf{B} = 0 \quad \mathbf{div} \mathbf{D} = 0$$

$$\mathbf{D} = (\epsilon) \mathbf{E} \quad \mathbf{B} = (\mu) \mathbf{H}$$

В рамках этой теории рассматриваются только макроскопические параметры среды  $\epsilon$ ,  $\epsilon'$ ,  $\mu$  and  $\mu'$

□ Решение уравнений Максвелла получены при предположении , что  $(Q(M) \ll 1, Q'(M) \ll 1$  и среда является поглощающей) .

□ **Первый шаг** определение нормальных мод, распространяющихся в среде

□ **Было найдено,** что нормальные моды различны для продольных и поперечных эффектов.

# Показатели преломления

Для продольных эффектов

$$n_{1,2}^2 = \varepsilon\mu(1 \pm (Q'+Q))$$

Для поперечных эффектов

$$n_s^2 = \varepsilon_o\mu(1 - Q'^2)$$

$$n_p^2 = \varepsilon\mu_o(1 - Q^2)$$

**Второй шаг в феноменологической теории состоит в решении уравнений с учетом выше полученных выражений, и с учетом граничных условий.**

**Практически мы еще должны найти влияние магнитного поля (намагниченности среды) на коэффициенты Френеля.**

**Формулы Френеля выражают амплитуды отраженной и преломленной волны через амплитуду падающей волны и параметры среды**

# Плоские электромагнитные волны и их свойства

- Английский физик Джеймс Клерк Максвелл в 1864 г. впервые получил уравнения, описывающие динамику новой формы материи – электромагнитного поля. **теория Максвелла связала воедино электрические и магнитные явления.**
- Если возбудить с помощью колеблющихся зарядов переменное электрическое или магнитное поле, то в окружающем пространстве возникает последовательность взаимных превращений электрических и магнитных полей, распространяющихся от точки к точке. Оба эти поля являются вихревыми, причем векторы  $E$  и  $B$  расположены во взаимно перпендикулярных плоскостях.

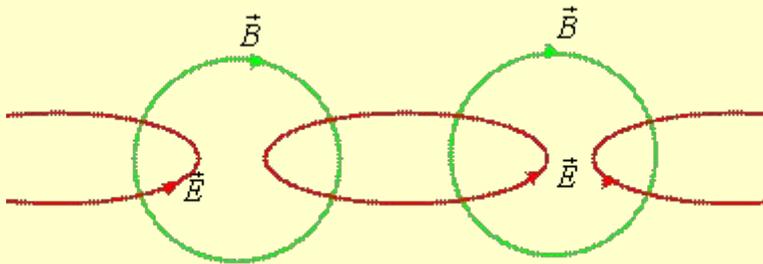


Рис. 1.2

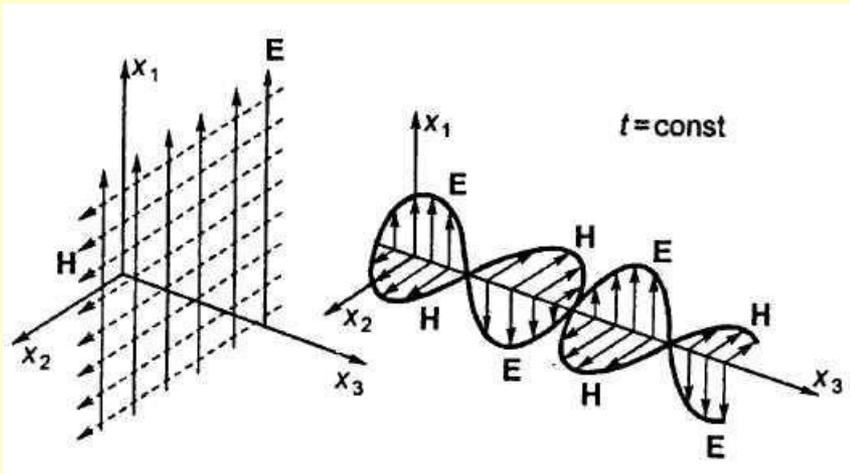
Этот процесс, являющийся периодическим во времени и пространстве, представляет собой электромагнитную волну. Максвелл показал, что скорость электромагнитных волн в вакууме

$$c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \approx 3 \cdot 10^8 \frac{\text{м}}{\text{с}}$$

Эта скорость совпадает со скоростью света в вакууме. На этом основании Максвелл выдвинул смелое предположение, что **световая волна – это лишь разновидность электромагнитных волн.**

# Плоские электромагнитные волны и их свойства

- Основные свойства электромагнитных волн, распространяющихся в пустом пространстве, можно получить, исходя из фундаментальных законов электромагнитной теории Максвелла. Наибольшей простотой отличаются плоские монохроматические волны. Плоская монохроматическая волна – это идеализация.
- **Плоская волна** – это волна, имеющая плоский фронт волны. Плоской волне можно дать следующее определение. Волна называется плоской однородной, если векторные поля  $E$  и  $H$  в любой точке плоскости перпендикулярны направлению распространения и не изменяются по фазе и амплитуде.



$$A(z, t) = A_0 \cdot \cos(\omega t - \beta z)$$

$$V_\phi = \frac{\omega}{\beta} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_a \mu_a}} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon \mu}}$$

$$\lambda = \frac{2\pi}{\beta} = \frac{2\pi}{\omega \sqrt{\epsilon_a \mu_a}} = \frac{V_\phi}{f} = \frac{c}{f \sqrt{\epsilon \mu}} = \frac{\lambda_0}{\sqrt{\epsilon \mu}}$$



## **Огюстен Жан Френель**

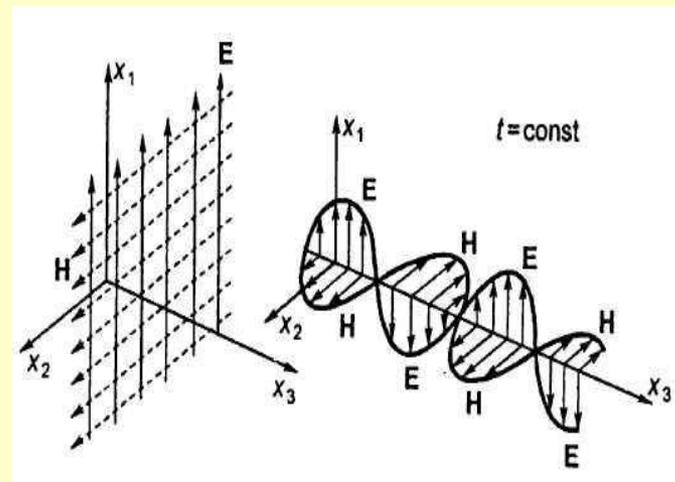
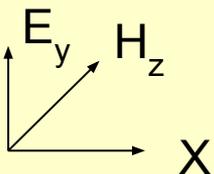
**(1788 — 1827)**

**французский физик,  
один из создателей  
волновой теории  
света.**

- ✓ В 1816 г. дополнил принцип Гюйгенса, введя представление о когерентной интерференции элементарных волн, излучаемых вторичными источниками.
- ✓ В 1816 году объяснил и явление поляризации света.
- ✓ В 1818 г. разработал теорию дифракции света, на основе которой предложил метод расчёта дифракционной картины, основанный на разбиении фронта волны на зоны Френеля.
- ✓ В 1821 г. независимо от Т. Юнга доказал поперечность световых волн.
- ✓ В 1823 г. установил законы изменения поляризации света при его отражении и преломлении (формулы Френеля).
- ✓ Изобрёл несколько новых интерференционных приборов (зеркала Френеля, бипризма Френеля, линза Френеля).

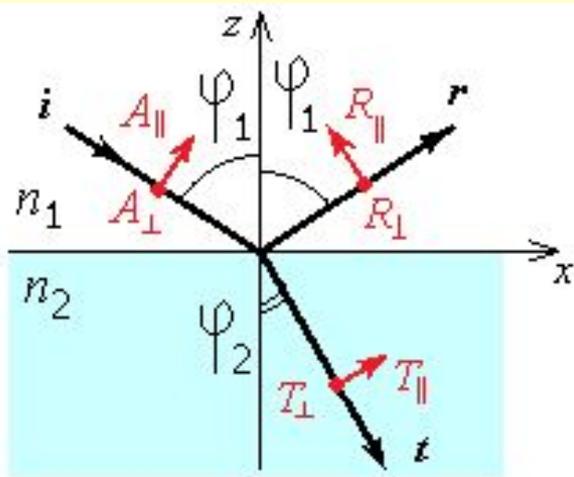
# Схема вывода ф-л Френеля для оптики

- Электромагнитная теория света
- Уравнения Максвелла,
- плоские поперечные электромагнитные волны (для волны распространяющейся вдоль  $X$   $E_x$  и  $H_x = 0$ )
- $v=c/n$ ,  $n=(\epsilon\mu)^{1/2}$
- В вакууме  $\epsilon=1$  и  $\mu=1$  и  $v=c$  и, следовательно,
- Электромагнитные и световые волны обнаруживают одни и те же свойства, что и явилось основанием для создания электромагнитной теории света.
- Для  $\mu=1$   $n^2=\epsilon$
- И это соотношение хорошо выполняется для газообразных диэлектриков, однако это уже не справедливо для воды  $n=1.33$ , а  $\epsilon=81$



	$n$	$(\epsilon)^{1/2}$
воздух	<b>1,000292</b>	<b>1,00030</b>
водород	<b>1,000139</b>	<b>1,000139</b>
кислоро д	<b>1,000270</b>	<b>1,000273</b>
Этиловы й спирт	<b>1,36</b>	<b>5.1</b>
вода	<b>1.33</b>	<b>9</b>

# Формулы Френеля (1823 г.)



**Вектор E поля падающей плоской волны**

$$E_x^{(i)} = A_{\parallel} \cos \varphi_1 \quad E_y^{(i)} = A_{\perp} \quad E_z^{(i)} = A_{\parallel} \sin \varphi_1$$

**Вектор H поля падающей плоской волны**

$$H_x^{(i)} = -A_{\perp} n_1 \cos \varphi_1 \quad H_y^{(i)} = -A_{\parallel} \cdot n_1 \quad H_z^{(i)} = A_{\perp} n_1 \sin \varphi_1$$

**Компоненты преломленной волны**

$$E_x^{(t)} = T_{\parallel} \cos \varphi_2 \quad E_y^{(t)} = T_{\perp} \quad E_z^{(t)} = T_{\parallel} \sin \varphi_2$$

$$H_x^{(t)} = -T_{\perp} n_2 \cos \varphi_2 \quad H_y^{(t)} = -T_{\parallel} n_2 \quad H_z^{(t)} = -T_{\perp} n_2 \sin \varphi_2$$

**Компоненты отраженной волны**

$$E_x^{(r)} = -R_{\parallel} \cos \varphi_1 \quad E_y^{(r)} = R_{\perp} \quad E_z^{(r)} = R_{\parallel} \sin \varphi_1$$

$$H_x^{(r)} = R_{\perp} n_1 \cos \varphi_1 \quad H_y^{(r)} = -R_{\parallel} \cdot n_1 \quad H_z^{(r)} = -R_{\perp} n_1 \sin \varphi_1$$

**Отражение и преломление плоской волны. Ось y,  $A_{\perp}$ ,  $T_{\perp}$ ,  $R_{\perp}$  направлены от нас.**

**Граничные условия**

$$E_x^{(i)} + E_x^{(r)} = E_x^{(t)}$$

$$E_y^{(i)} + E_y^{(r)} = E_y^{(t)}$$

$$H_x^{(i)} + H_x^{(r)} = H_x^{(t)}$$

$$H_y^{(i)} + H_y^{(r)} = H_y^{(t)}$$

$$E_x^{(i)} = A_{\parallel} \cos \varphi_1 \quad E_y^{(i)} = A_{\perp} = 0 \quad E_z^{(i)} = A_{\parallel} \sin \varphi_1$$

$$H_x^{(i)} = 0 \quad H_y^{(i)} = -A_{\parallel} \cdot n_1 \quad H_z^{(i)} = 0$$

$$E_x^{(t)} = T_{\parallel} \cos \varphi_2 \quad E_y^{(t)} = T_{\perp} \quad E_z^{(t)} = T_{\parallel} \sin \varphi_2$$

$$H_x^{(t)} = -T_{\perp} n_2 \cos \varphi_2 \quad H_y^{(t)} = -T_{\parallel} n_2 \quad H_z^{(t)} = -T_{\perp} n_2 \sin \varphi_2$$

$$E_x^{(r)} = -R_{\parallel} \cos \varphi_1 \quad E_y^{(r)} = R_{\perp} \quad E_z^{(r)} = R_{\parallel} \sin \varphi_1$$

$$H_x^{(r)} = R_{\perp} n_1 \cos \varphi_1 \quad H_y^{(r)} = -R_{\parallel} \cdot n_1 \quad H_z^{(r)} = -R_{\perp} n_1 \sin \varphi_1$$

**Используя разложения, получим**

$$\cos \varphi_1 (A_{\parallel} - R_{\parallel}) = T_{\parallel} \cos \varphi_2$$

$$n_1 (A_{\parallel} + R_{\parallel}) = n_2 T_{\parallel}$$

$$T_{\parallel} = \frac{n_1 (A_{\parallel} + R_{\parallel})}{n_2}$$

$$R_{\parallel} = A_{\parallel} \frac{n_2 \cos \varphi_1 - n_1 \cos \varphi_2}{n_1 \cos \varphi_2 + n_2 \cos \varphi_1}$$

$$T_{\parallel} = A_{\parallel} \frac{2n_1 \cos \varphi_1}{n_1 \cos \varphi_2 + n_2 \cos \varphi_1}$$

## S-волна

$$A_{\perp} + R_{\perp} = T_{\perp}$$

$$-A_{\perp} n_1 \cos \varphi_1 + R_{\perp} n_1 \cos \varphi_1 = -T_{\perp} n_2 \cos \varphi_2$$

$$n_1 \cos \varphi_1 (A_{\perp} - R_{\perp}) = n_2 \cos \varphi_2 (A_{\perp} + R_{\perp})$$

$$n_1 \cos \varphi_1 (A_{\perp} - R_{\perp}) = T_{\perp} n_2 \cos \varphi_2$$

$$R_{\perp} = A_{\perp} \frac{n_1 \cos \varphi_1 - n_2 \cos \varphi_2}{n_1 \cos \varphi_1 + n_2 \cos \varphi_2}$$

$$T_{\perp} = A_{\perp} \frac{2n_1 \cos \varphi_1}{n_1 \cos \varphi_1 + n_2 \cos \varphi_2}$$

# Формулы Френеля

Используя  $n_2 = n_1 \frac{\sin \varphi_1}{\sin \varphi_2}$  для  $R_{\parallel}$

$$R_{\parallel} = A_{\parallel} \frac{n_1 \frac{\sin \varphi_1}{\sin \varphi_2} \cos \varphi_1 - n_1 \cos \varphi_2}{n_1 \frac{\sin \varphi_1}{\sin \varphi_2} \cos \varphi_1 + n_1 \cos \varphi_2} = A_{\parallel} \frac{n_1 (\sin \varphi_1 \cos \varphi_1 - \sin \varphi_2 \cos \varphi_2)}{n_1 (\sin \varphi_1 \cos \varphi_1 + \sin \varphi_2 \cos \varphi_2)} =$$

$$= A_{\parallel} \frac{\frac{\sin 2\varphi_1}{2} - \frac{\sin 2\varphi_2}{2}}{\frac{\sin 2\varphi_1}{2} + \frac{\sin 2\varphi_2}{2}}$$

$$R_{\parallel} = A_{\parallel} \frac{\operatorname{tg}(\varphi_1 - \varphi_2)}{\operatorname{tg}(\varphi_1 + \varphi_2)}$$

Для  $R_{\perp}$

$$R_{\perp} = A_{\perp} \frac{n_1 \cos \varphi_1 - n_1 \frac{\sin \varphi_1}{\sin \varphi_2} \cos \varphi_2}{n_1 \cos \varphi_1 + n_1 \frac{\sin \varphi_1}{\sin \varphi_2} \cos \varphi_2} = A_{\perp} \frac{n_1 (\sin \varphi_2 \cos \varphi_1 - \sin \varphi_1 \cos \varphi_2)}{n_1 (\sin \varphi_2 \cos \varphi_1 + \sin \varphi_1 \cos \varphi_2)}$$

$$R_{\perp} = A_{\perp} \frac{\sin(\varphi_2 - \varphi_1)}{\sin(\varphi_2 + \varphi_1)}$$

# Распределение энергии между отраженной и преломленной волной

Интенсивности падающей, прошедшей и отраженной волн

$$I_i = (An_1 \cos \varphi_1)^2$$

$$I_t = (Tn_2 \cos \varphi_2)^2$$

$$I_r = (Rn_1 \cos \varphi_1)^2$$

Коэффициент отражения  $\rho$

$$\rho = \frac{R^2 (n_1 \cos \varphi_1)^2}{A^2 (n_1 \cos \varphi_1)^2} = \frac{R^2}{A^2}$$

Коэффициент пропускания  $\tau$

$$\tau = \frac{T^2 (n_2 \cos \varphi_2)^2}{A^2 (n_1 \cos \varphi_1)^2}$$

$$\rho + \tau = 1$$

# Распределение энергии между отраженной и преломленной волной

$$\begin{cases} R_S = \left( \frac{R_{\perp}}{A_{\perp}} \right)^2 = \frac{\sin^2(\varphi_1 - \varphi_2)}{\sin^2(\varphi_1 + \varphi_2)} \\ R_{P\parallel} = \left( \frac{R_{\parallel}}{A_{\parallel}} \right)^2 = \frac{\operatorname{tg}^2(\varphi_1 - \varphi_2)}{\operatorname{tg}^2(\varphi_1 + \varphi_2)} \end{cases}$$

$$R_S = 0 \text{ только при}$$

$$\varphi_1 - \varphi_2 = 0$$

$$(\varphi_1 = \varphi_2 \text{ или } n_1 = n_2)$$

При прохождении светом границы раздела двух сред его состояние поляризации изменяется.

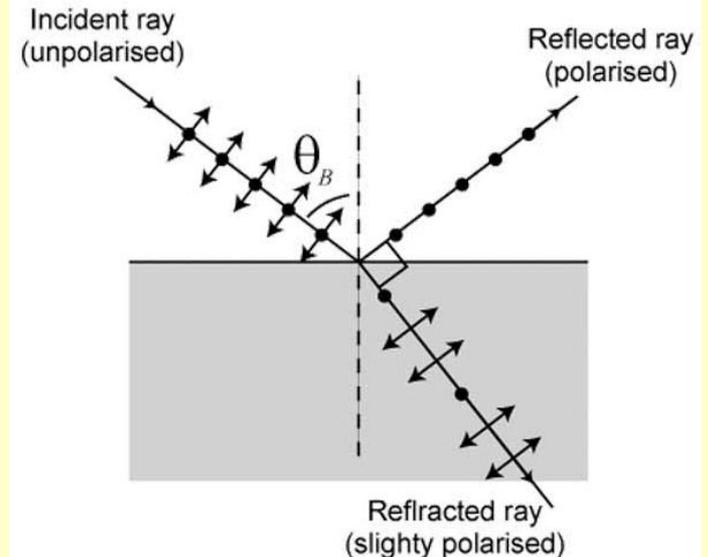
$$R_P = 0 \text{ при}$$

$$\operatorname{tg}(\varphi_1 + \varphi_2) = \infty$$

$$\varphi_1 + \varphi_2 = \frac{\pi}{2}$$

$$\operatorname{tg} \varphi_1 = \frac{n_2}{n_1}$$

Угол Брюстера  $\theta_B$



# Формулы Френеля

Случай нормального падения

$\varphi_1 = \varphi_2 = 0$ , где  $n = \frac{n_2}{n_1}$

$$R_{\perp} = A_{\perp} \frac{n_1 \cos \varphi_1 - n_2 \cos \varphi_2}{n_1 \cos \varphi_1 + n_2 \cos \varphi_2}$$

$$R_S = \left( \frac{R_{\perp}}{A_{\perp}} \right)^2 = \frac{(1-n)^2}{(1+n)^2}$$

$$R_{\parallel} = A_{\parallel} \frac{n_2 \cos \varphi_1 - n_1 \cos \varphi_2}{n_1 \cos \varphi_2 + n_2 \cos \varphi_1}$$

$$R_P = \left( \frac{R_{\parallel}}{A_{\parallel}} \right)^2 = \frac{(n-1)^2}{(n+1)^2}$$

$$T_{\perp} = A_{\perp} \frac{2n_1 \cos \varphi_1}{n_1 \cos \varphi_1 + n_2 \cos \varphi_2}$$

$$T_S = \left( \frac{T_{\perp}}{A_{\perp}} \right)^2 = \frac{4}{(1+n)^2}$$

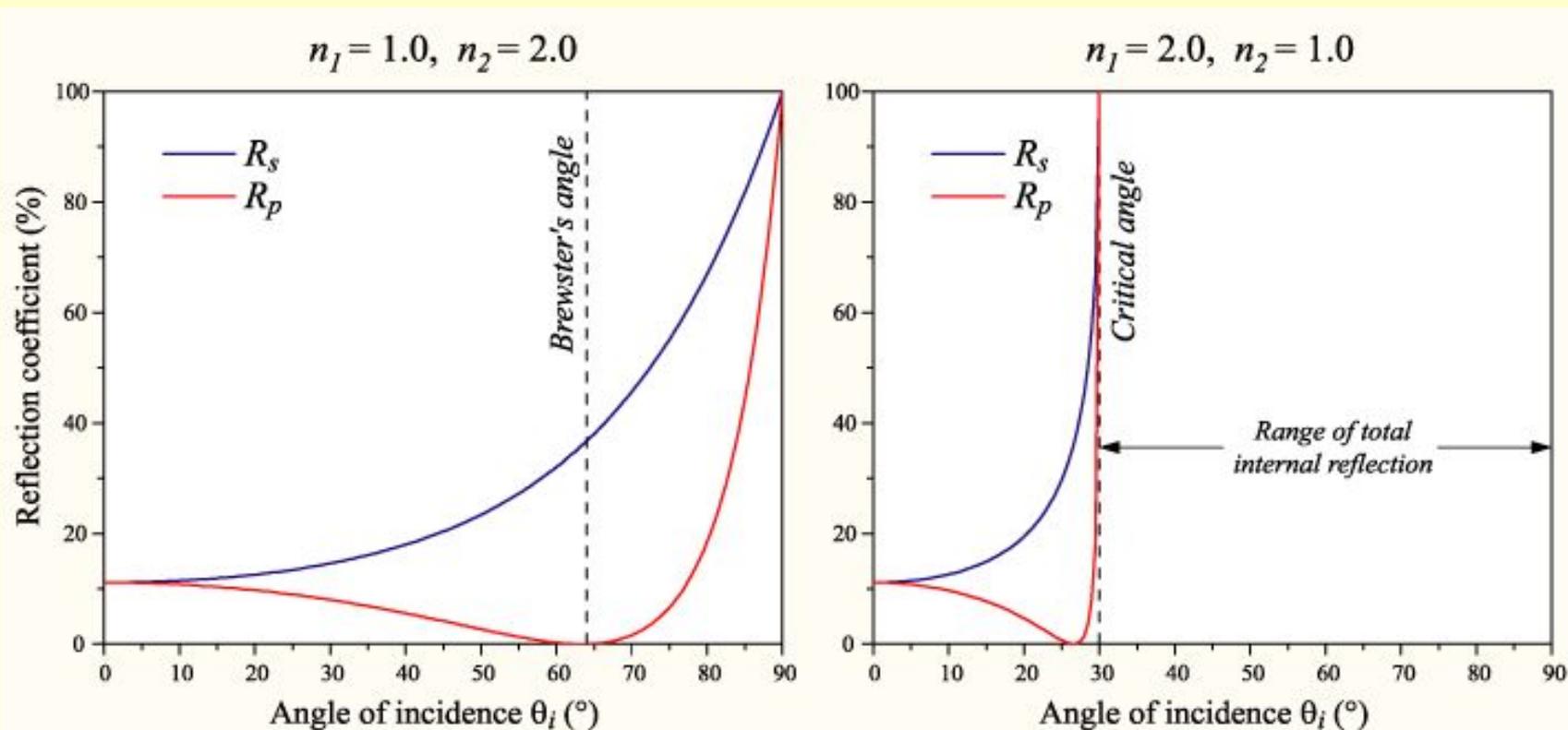
$$T_{\parallel} = A_{\parallel} \frac{2n_1 \cos \varphi_1}{n_1 \cos \varphi_2 + n_2 \cos \varphi_1}$$

$$T_P = \left( \frac{T_{\parallel}}{A_{\parallel}} \right)^2 = \frac{4}{(n+1)^2}$$

При  $\varphi_1; \varphi_2 \neq 0$  и  $n \gg 1$

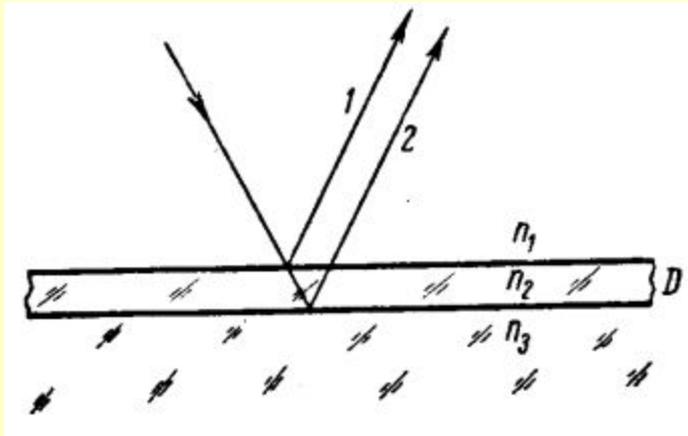
$T_S; T_P \rightarrow 0$

# Зависимость коэффициентов отражения для s и p поляризации от угла падения для разных значений n.



Отражённый свет всегда частично поляризован, даже если падающий свет неполяризован.

# Просветление оптики



Коэффициент отражения  
на первой границе раздела

$$\rho_1 = \frac{(n_2 - n_1)^2}{(n_2 + n_1)^2}$$

на второй

$$\rho_2 = \frac{(n_3 - n_2)^2}{(n_3 + n_2)^2}$$

Если  $\rho_1 = \rho_2$ ,  $n_2 = \sqrt{n_1 n_3}$

если при этом толщина слоя  $n_2 = \frac{\lambda}{4}$

и  $n_1 < n_2 < n_3$ , то

отраженные лучи гасят друг друга

Если же  $n_2 > n_3$  и толщина слоя  $n_2 = \frac{\lambda}{4}$

то происходит усиление отраженного света.

- Формулы Френеля справедливы в том случае, когда граница раздела двух сред гладкая, среды изотропны, угол отражения равняется углу падения, а угол преломления определяется **законом Снеулиса**. В случае неровной поверхности, особенно когда характерные размеры неровностей одного порядка с **длиной волны**, большое значение имеет **диффузное рассеяние** света на поверхности.

# задача

- Получить с использованием уравнений Максвелла соотношение между амплитудами  $E$  и  $H$  в световой волне, распространяющейся в среде с комплексным показателем преломления ( $n^* = n - ik$ ) и используя соответствующие граничные условия
- Записать формулы Френеля для намагниченной среды
- Получить формулы для различных магнитооптических эффектов в виде:

$$\delta = a \varepsilon'_1 + b \varepsilon'_2,$$

где  $a$  и  $b$  функции  $f(n, k, \varphi)$ , а  $\varepsilon_{xy} = i(\varepsilon'_1 - i\varepsilon'_2)$  недиагональные компоненты тензора диэлектрической проницаемости

Для продольной конфигурации , амплитуда отраженного луча  $\mathbf{R}_{P,S}$  может быть выражена с помощью матрицы отражения через амплитуду падающего луча  $\mathbf{A}_{P,S}$

$$\begin{vmatrix} \mathbf{R}_P \\ \mathbf{R}_S \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} r_{PP} & r_{PS} \\ r_{SP} & r_{SS} \end{vmatrix} \times \begin{vmatrix} \mathbf{A}_P \\ \mathbf{A}_S \end{vmatrix},$$

где  $|r_{PS}| = |r_{SP}|$ ,  $r_{PP} = r_{PP}(n, k, \phi)$  и  $r_{SS} = r_{SS}(n, k, \phi)$  – коэффициенты отражения Френеля,

$\phi$  - угол падения света,

$r_{PS} = r_{PS}\{(Q+Q'), n, k, \phi\}$  и  $r_{SP} = r_{SP}\{(Q+Q'), n, k, \phi\}$ ,

т.е зависят от намагниченности.

**Например, если падающий луч – линейно - поляризован с амплитудой  $A_P$ .**

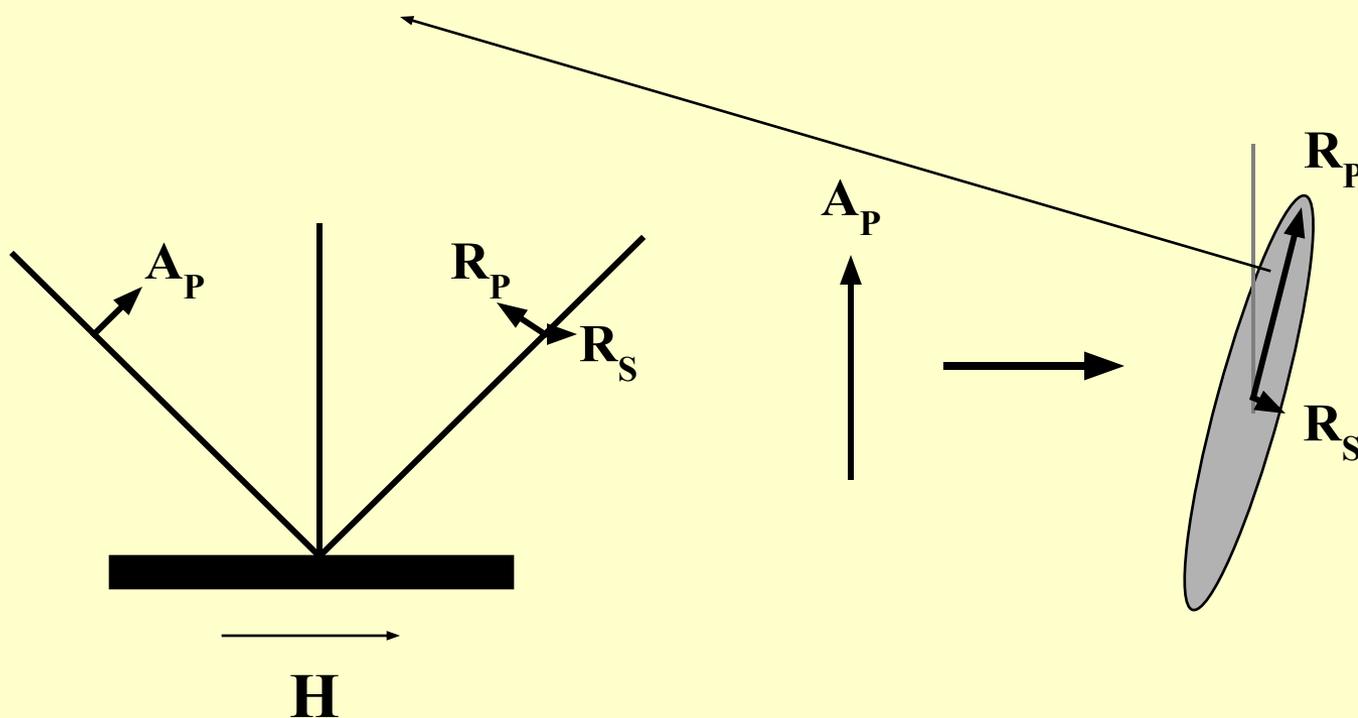
**Тогда амплитуду отраженного луча можно записать как :**

$$\mathbf{R}_P = r_{PP} \times A_P;$$

$$\mathbf{R}_S = r_{SP} \times A_P$$

*Следовательно, отраженный свет будет эллиптически поляризованным и большая ось эллипса повернется на угол  $\theta$  относительно  $p$ -компоненты*

$$\theta = r_{SP} / r_{PP} = r_{SP}(M) / r_{PP} \quad (6)$$



**Реальная и мнимая часть этого выражения (6) соответствуют Керровскому вращению и эллиптичности**

**В поперечной конфигурации амплитуды  $R_{P,S}$  отраженного луча можно записать через амплитуду падающего луча  $A_{P,S}$  как:**

$$R_P = [r_{PP} + \Delta r(Q)] \times A_P$$

$$R_S = [r_{SS} + \Delta r_1(Q')] \times A_S$$

**Здесь  $\Delta r(Q)$  и  $\Delta r(Q')$  изменение коэффициентов отражения Френеля при намагничивании ,т.е.,  $\Delta r(M)$  and  $\Delta r_1(M)$ .**

### **Формулы Френеля для намагниченной среды**

$$\frac{R_p}{A_p} = \frac{\alpha n - \alpha^* \mu_0}{\alpha n + \alpha^* \mu_0} - 2iQ \frac{\alpha \beta \mu_0}{\alpha n + \alpha^* \mu_0}$$

$$\frac{R_s}{A_s} = \frac{\alpha n - \alpha^* \epsilon_0}{\alpha n + \alpha^* \epsilon_0} - 2iQ' \frac{\alpha \beta \epsilon_0}{\alpha n + \alpha^* \epsilon_0}$$

**Экваториальный эффект Керра  $\delta_{\text{ТКЕ}}$  : относительное изменение интенсивности отраженного света, при намагничивании среды**

$\delta_{\text{ТКЕ}} = \Delta I / I_0$ ,  
где  $\Delta I = I - I_0$  и  $I, I_0$  - интенсивности отраженного света в присутствии магнитного поля и без магнитного поля.  
ЭЭК также может быть определен как :

$$\delta_p = 2 \sin 2\varphi \frac{Q_1 A_p + Q_2 B_p}{A_p^2 + B_p^2}$$

$$\delta_s = 2 \sin 2\varphi \frac{Q'_1 A_s - Q'_2 B_s}{A_s^2 + B_s^2}$$

$$A_p = \varepsilon_2 \cos^2 \varphi - \mu_2 - \frac{\varepsilon_2 \sin^2 \varphi}{\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2}$$

$$A_s = \mu_2 \cos^2 \varphi - \varepsilon_2 - \frac{\mu_2 \sin^2 \varphi}{\mu_1^2 + \mu_2^2}$$

$$B_p = \varepsilon_1 \cos^2 \varphi - \mu_1 + \frac{\varepsilon_1 \sin^2 \varphi}{\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2}$$

$$B_s = \mu_1 \cos^2 \varphi - \varepsilon_1 + \frac{\mu_1 \sin^2 \varphi}{\mu_1^2 + \mu_2^2}$$

Для гироэлектрических сред величина  $\delta_p$  на два порядка больше, чем  $\delta_s$

$$\varepsilon_{XY} = -\varepsilon_{YX} = i \varepsilon_Q = i\varepsilon' = \varepsilon'_1 - i\varepsilon'_2$$

$$\delta_{TKE} = a \varepsilon'_1 + b \varepsilon'_2$$

где:  $a = 2 \sin 2\phi \times [A_1 / (A_1^2 + B_1^2)];$

$$b = 2 \sin 2\phi \times [B_1 / (A_1^2 + B_1^2)]$$

$$A_1 = \varepsilon_2 (2\varepsilon_1 \cos^2 \phi - 1);$$

$$B_1 = (\varepsilon_2^2 - \varepsilon_1^2) \cos 2\phi + \varepsilon_1 - \sin^2 \phi$$

**Вращение для Полярного эффекта Керра для  $p$ - и  $s$ -линейно – поляризованного света может быть записано как :**

$$\theta^{\text{PKE}}_{P,S} = a_{P,S} \varepsilon'_1 + b_{P,S} \varepsilon'_2, \quad (7)$$

где  $a_{P,S}$  и  $b_{P,S}$  функции of  $\varepsilon_1$ ,  $\varepsilon_2$  и  $\phi$  ( $\phi$  - угол падения света).

При нормальном падении света это выражение переходит в следующее:

$$\theta^{\text{PKE}}_P = -\theta^{\text{PKE}}_S \neq 0$$

# Магнитооптические эффекты

## Эффекты в проходящем свете.

- Эффект Фарадея
- Эффект Зеемана
- Эффект Коттона-Мутона, эффект Фохта.
- Обратный эффект Фарадея (эффект Питаевского)

## Эффекты в отраженном свете.

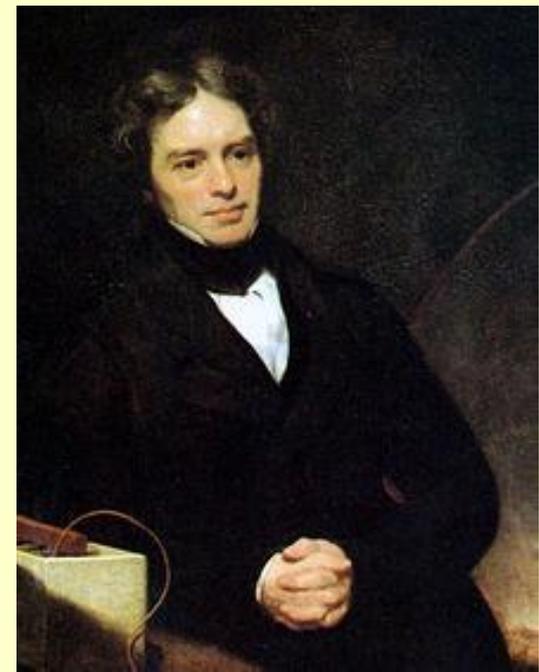
- Эффекты Керра:
  - ✓ Полярный
  - ✓ Меридиональный
  - ✓ Экваториальный
- Ориентационный магнитооптический эффект
- Интенсивностные магнитооптические эффекты

## Магниторефрактивный эффект

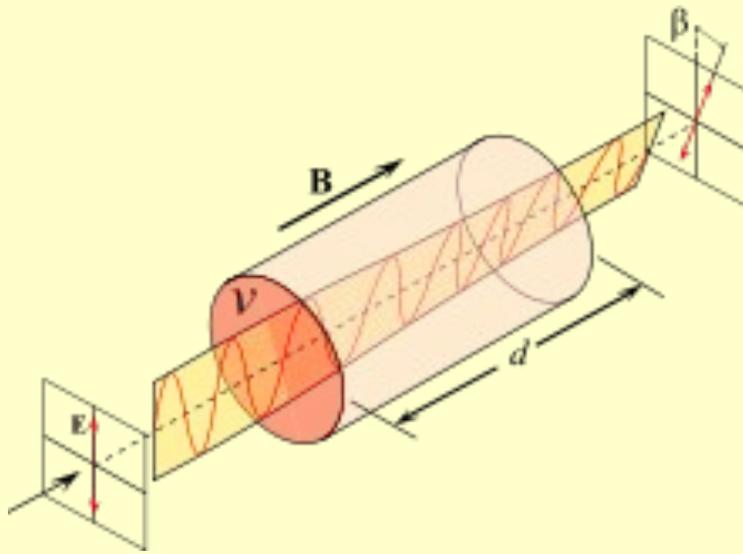
## Эффект Фарадея. (1845г.)

«Я уже давно придерживался мнения, что различные формы и силы материи настолько близки и родственны, что могут превращаться друг в друга. Это твердое убеждение побудило меня произвести много изысканий с целью открыть связь между светом и электричеством. Однако результаты оказались отрицательными... Эти безуспешные изыскания не могли поколебать моего твердого убеждения, основанного на научных соображениях. Поэтому я недавно возобновил исследования на очень тонких и строгих началах, и, в конце концов, мне удалось:

- намагнитить и наэлектризовать луч света и
- осветить магнитную силовую линию».

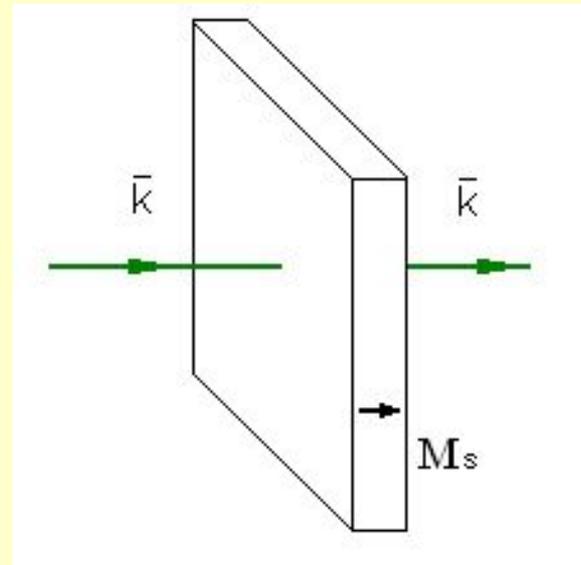


## Эффект Фарадея. (1845г.)



$$\theta = \frac{\omega d \cdot \Delta n}{c} = \frac{\omega d (n_1 - n_2)}{c}$$

Вращение плоскости  
поляризации  
линейно  
поляризованного  
света и появление  
эллиптичности  
линейно  
поляризованного  
света.

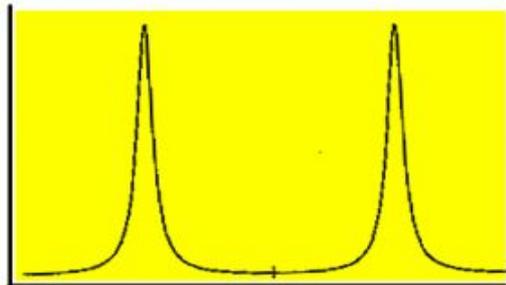


## Эффект Зеемана. (1896г.)

- Расщепление спектральных линий поглощения атомов в магнитном поле.
- Эффект обусловлен тем, что в присутствии магнитного поля квантовая частица, обладающая спиновым магнитным моментом, приобретает дополнительную энергию  $\Delta E = -\vec{\mu} \cdot \vec{B}$  пропорциональную ее магнитному моменту  $\vec{\mu}$ .  
Приобретённая энергия приводит к снятию вырождения атомных состояний по магнитному квантовому числу и расщеплению атомных линий.

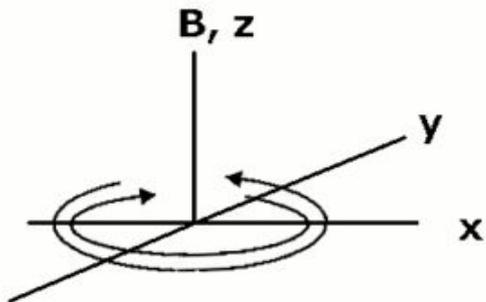
# Эффект Зеемана

Интенсивность



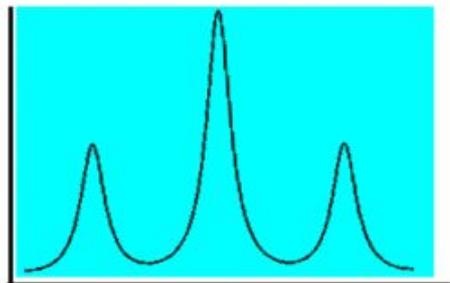
Продольное наблюдение

$\sigma^+$   $\sigma^-$  Частота  
↻ ↻



Поперечное наблюдение

Интенсивность

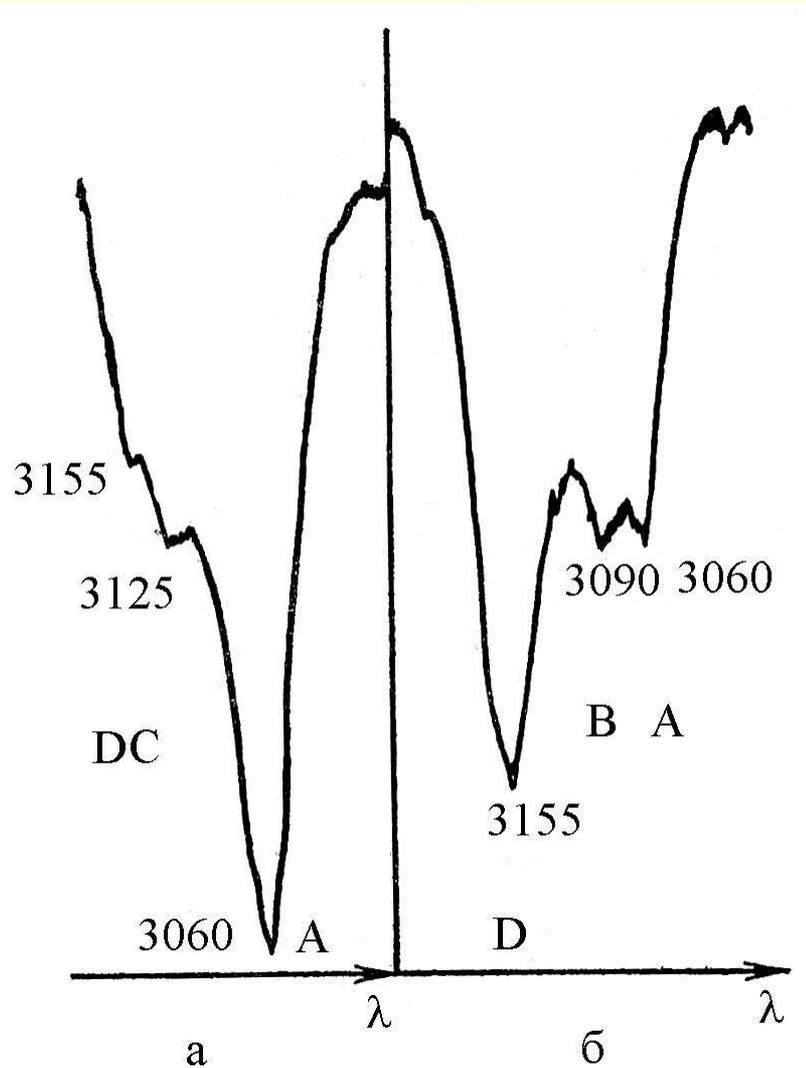


$\sigma$   $\pi$   $\sigma$  Частота  
↔ ↑↔



В 1902 г. Питеру Зееману и Хендрику Лоренцу была присуждена Нобелевская премия по физике «в знак признания выдающегося вклада, который они внесли своими исследованиями влияния магнетизма на излучение».

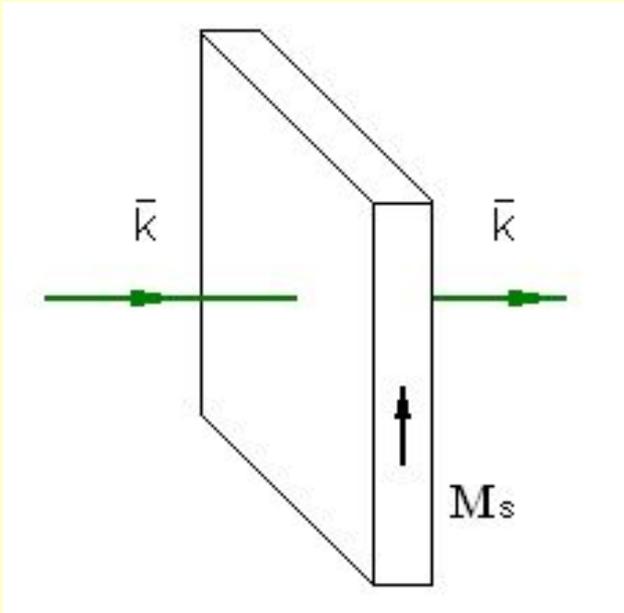
# Эффект Зеемана в обменном поле



Формы полосы поглощения перехода  ${}^7F_0 \rightarrow {}^7F_4$  в ионах в  $\text{Eu}^{3+}$  в  $\text{Eu}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  для право (а) и левополяризованного (б) света.

Обменное поле в  $\text{Eu}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  – 220 кЭ, в  $\text{Dy}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  – 150 кЭ.

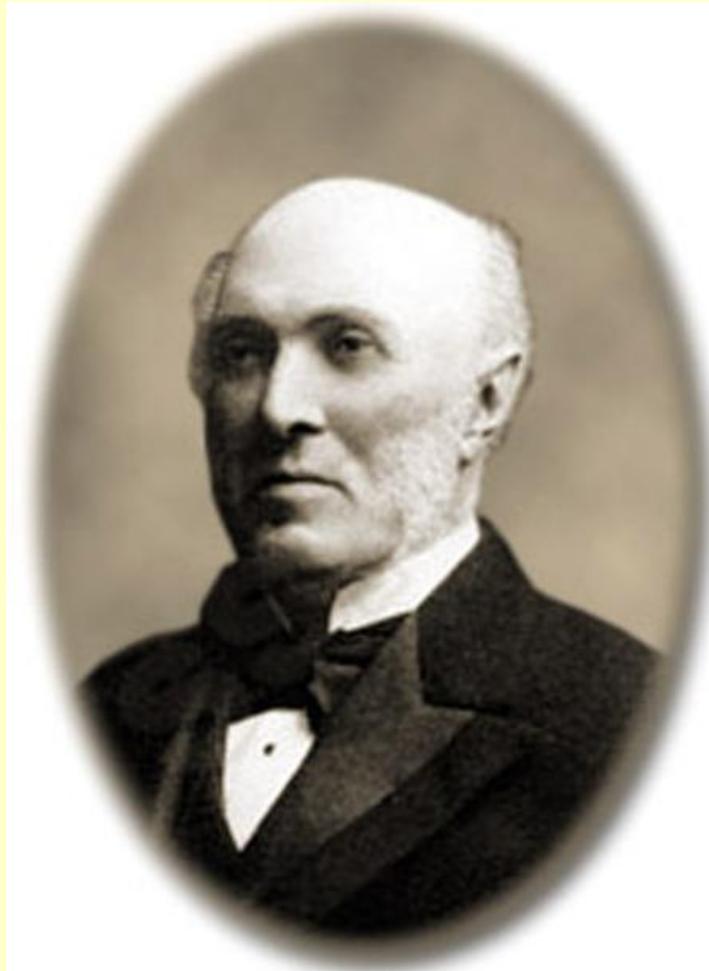
# Эффект Коттона-Мутона (1907) (эффект Фохта).



Обусловлен различием комплексных показателей преломления для линейно-поляризованного света.

Через образец пропускают линейно поляризованный свет. Проходящий свет становится эллиптически поляризованным, поскольку s- и p-волны имеют разную фазовую скорость.  $n_s - n_p \sim M^2$ .

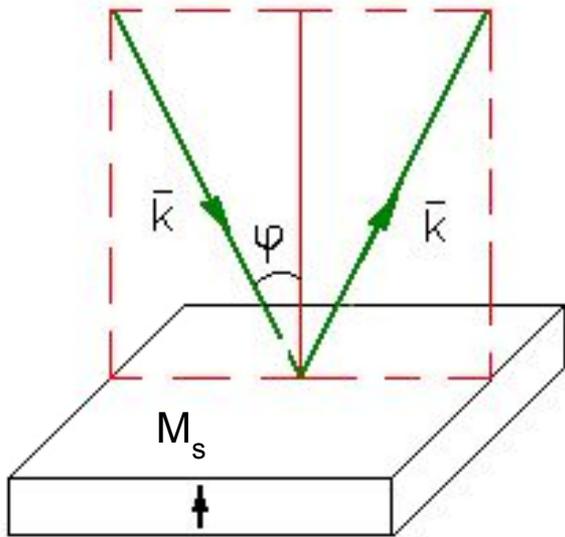
# ЭФФЕКТЫ КЕРРА (1876 г.)



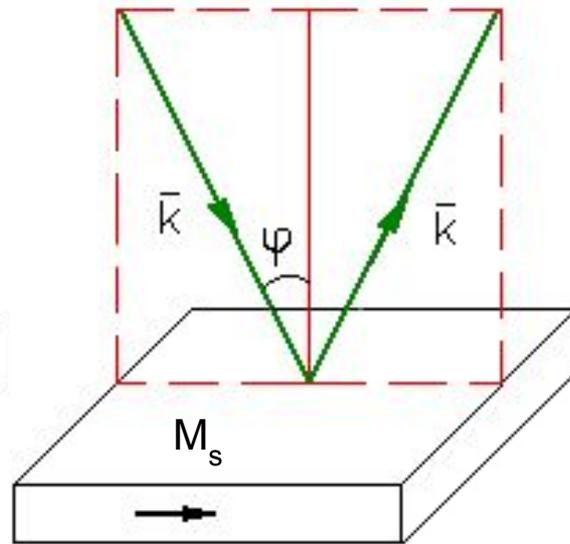
**John Kerr  
(1824-1907)**

# ЭФФЕКТЫ КЕРРА (1876 г.)

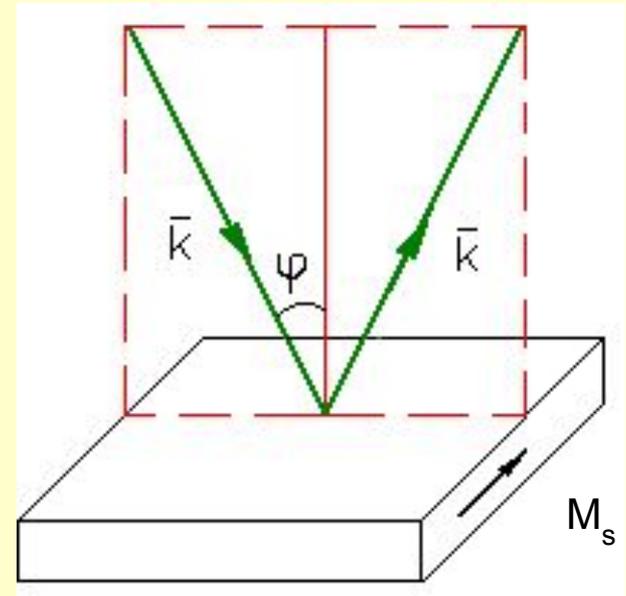
Полярный  
(продольный)



Меридиональный  
(продольный)



Экваториальный  
(поперечный)



Полярный и меридиональный эффекты - вращение плоскости поляризации и появление эллиптичности отраженного от намагниченной среды линейно-поляризованного света.

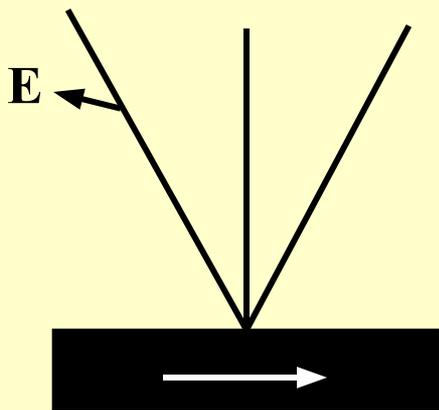
Изменения интенсивности для s и p волн нет.

Если поляризация занимает промежуточное положение между s и p состоянием, изменение интенсивности наблюдается. Полярный и меридиональный интенсивностные эффекты (ПИЭ и МИЭ).

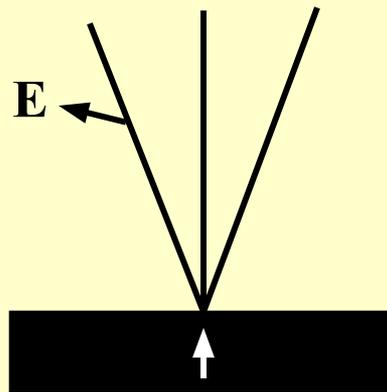
Состоит в изменении интенсивности и сдвиге фазы линейно-поляризованного света, отраженного от намагниченной среды.

**Новые магнитооптические эффекты меридиональный (МИЭ) и полярный (ПИЭ) интенсивностные эффекты были обнаружены в МГУ (1973 Кринчик Г.С., Шалыгина Е.Е.)**

**Интенсивностные эффекты линейны по намагниченности**



**МИЭ**



**ПИЭ**

Изменение интенсивности линейно-поляризованного света с промежуточной ориентацией вектора  $\mathbf{E}$  между  $\mathbf{s}$  и  $\mathbf{p}$  поляризациями при отражении от намагниченного образца.

**Для МІЕ ( $\delta_{\text{MIE}}$ ) and PІЕ ( $\delta_{\text{PIE}}$ ) были получены следующие выражения:**

$$\begin{aligned} \delta_{\text{MIE}} &= \sin 2\psi \times [m' / (C - D \cos 2\psi)]; \\ \delta_{\text{PIE}} &= \sin 2\psi \times [m / (C - D \cos 2\psi)], \end{aligned} \quad (11)$$

**где:  $m = Q_2(\epsilon_1^2 + \epsilon_2^2)^{1/2} \times \sin 2\phi \times \sin \phi$ ,**

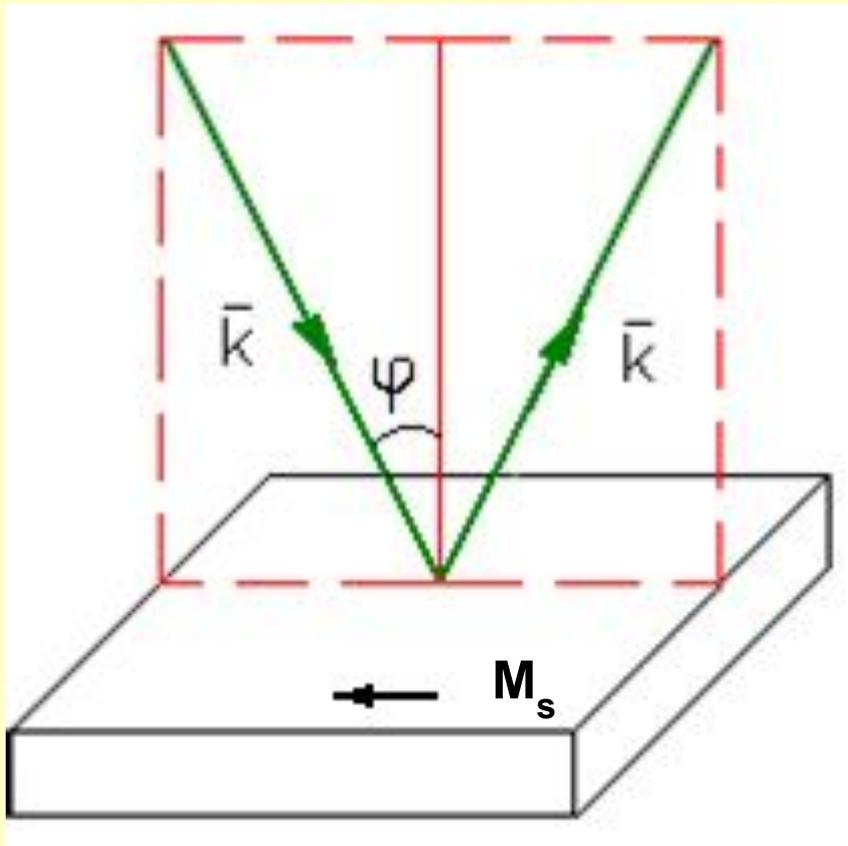
**$m' = [(\epsilon_1 - 1)Q_2 - \epsilon_2 Q_1] \times \sin 2\phi \times \cos \phi$ ,**

**$\psi$  - угол отклонения плоскости поляризации от  $p$ -компоненты;**

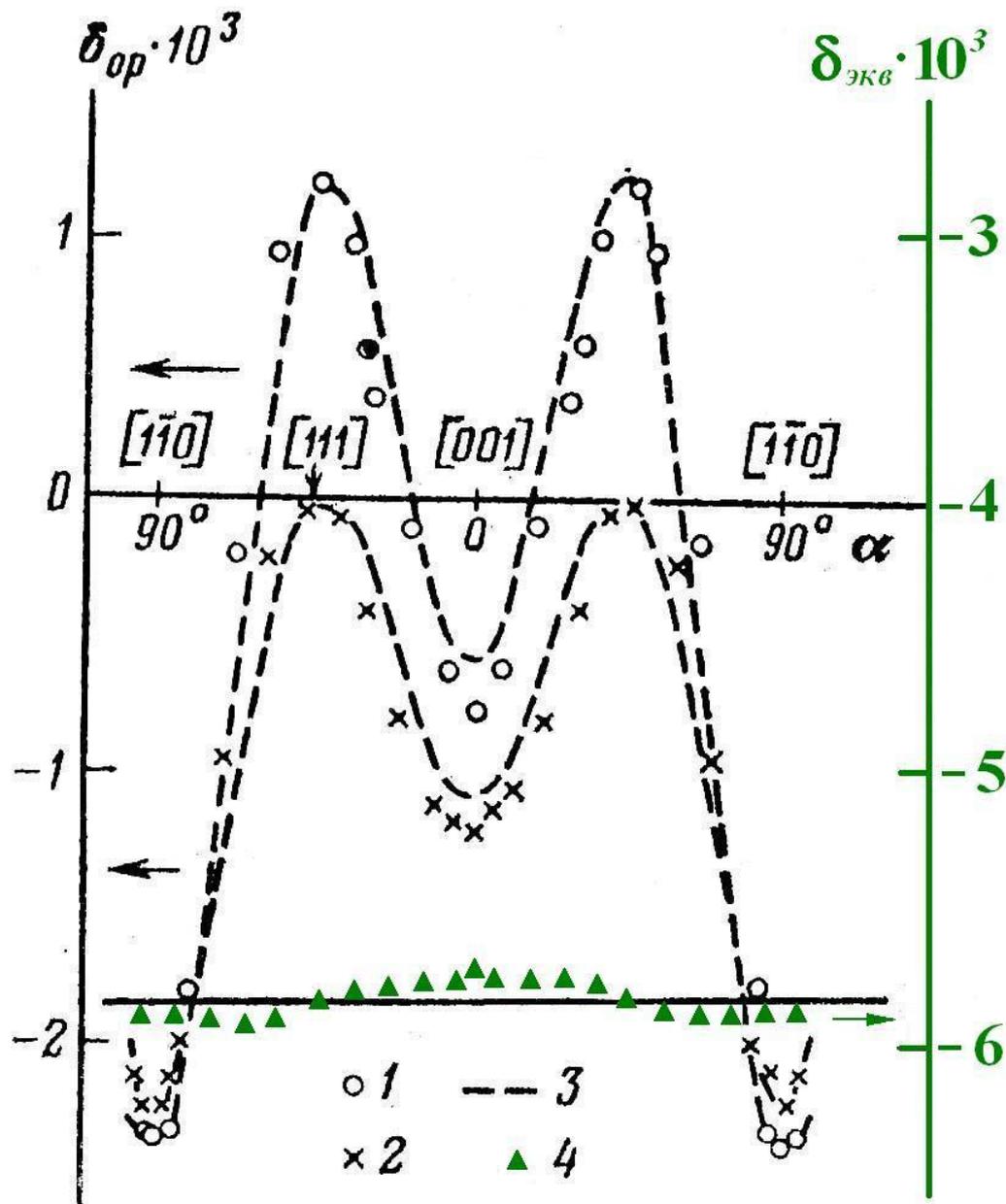
**C и D функции  $\phi$ ,  $n$  and  $k$ .**

**Новые магнито-оптические эффекты пропорциональны намагниченности.**

# Ориентационный магнитооптический эффект (1972 – Кринчик Г.С., Гуцин В.С.)

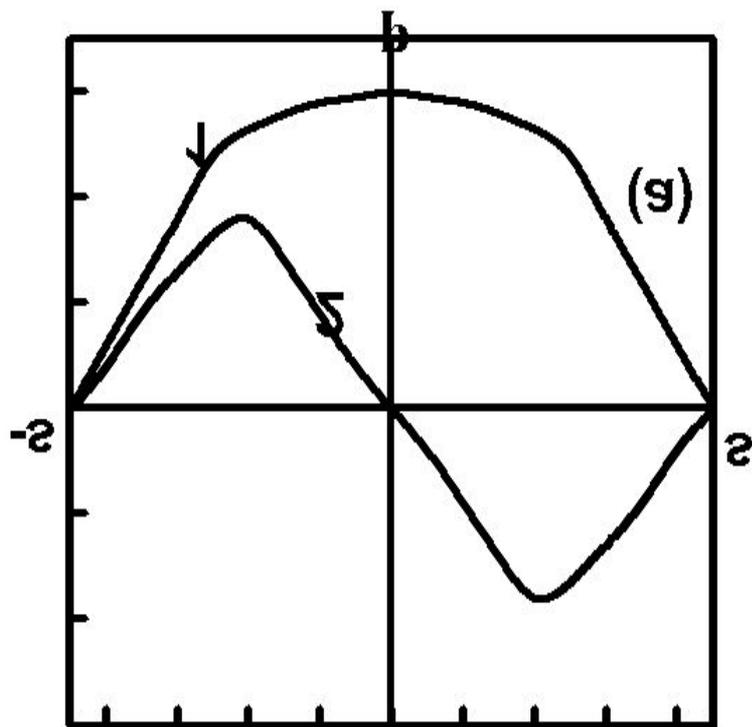


Квадратичное по намагниченности изменение интенсивности отраженного света, обусловленное изменением электронной структуры ферромагнетика за счет спин-орбитального взаимодействия



Анизотропия ориентационного магнитооптического эффекта в плоскости (110) для двух длин волн 1- 0,31 эВ, 2 – 0,7 эВ, 3 – расчетные зависимости, 4 – экваториальный эффект Керра  $\hbar\omega=0,7 \text{ эВ}$

# Поляризационные зависимости ТКЕ, РІЕ (или МІЕ) (a) ТКЕ (curve 1), РІЕ или МІЕ (curve 2)

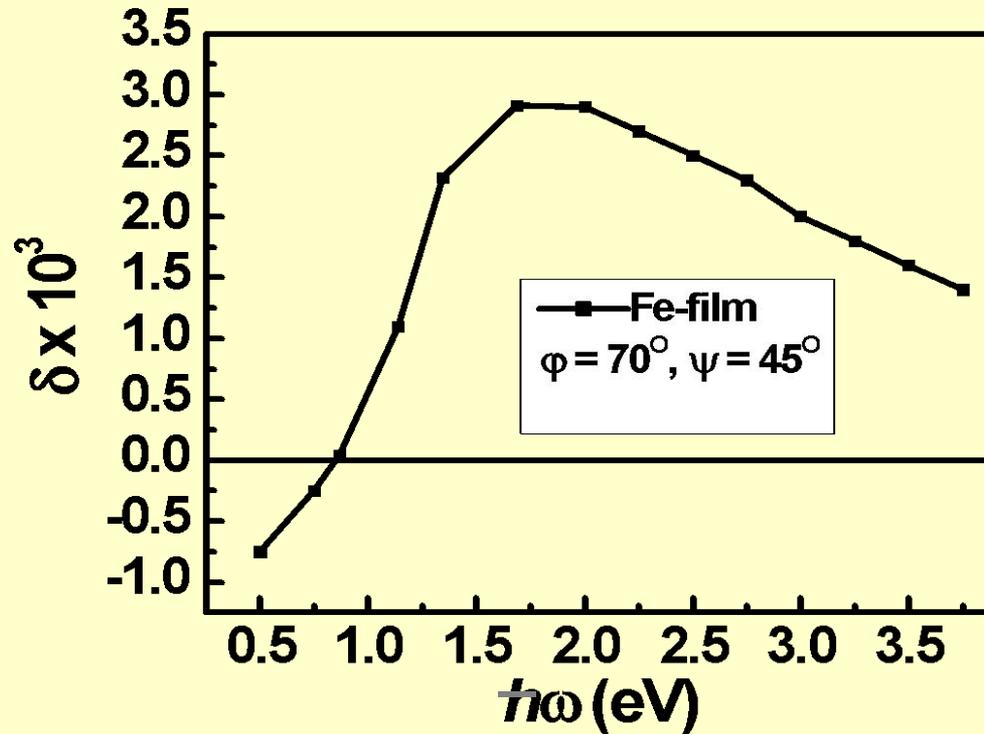


Угол отклонения  $\psi$ , град  
 -80 -60 -40 -20 0 20 40 60 80  
 ТКЕ

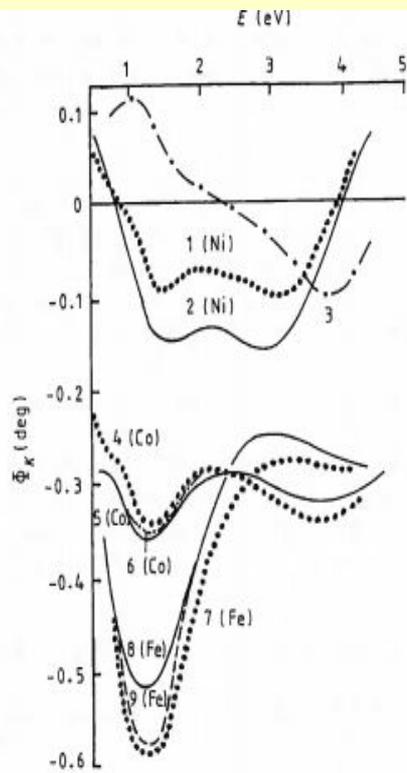
- 1. МІЕ и РІЕ равны нулю при  $p$ - and  $s$ - поляризации падающего света ( $\phi = 0$  и  $90^\circ$ ).
- 2. МІЕ и РІЕ нечетная функция по углу отклонения  $\psi$  от  $p$ -component.
- 3.  $\delta_{\text{ТКЕ}} = 0$  at  $\phi = 0$  and  $90^\circ$
- 4.. Если среда гироэлектрическая ( $Q(M) \neq 0$  and  $Q'(M) \Rightarrow 0$ ), ЭЭК для  $p$ -компоненты значительно больше чем для  $s$ -компоненты (up to 3 order).

# Spectral dependence of MIE for the Fe-film film.

**MIE < TKE ~ at 4 times.**



# Спектральные зависимости ПЭК и ЭЭК эффектов



**Figure 1.4.** The spectral dependence of the polar Kerr rotation in Ni (dotted curve (1): Krinchik and Artem'ev (1968); solid curve (2): van Engen (1983)) and the ellipticity of Ni<sub>0.92</sub>Au<sub>0.08</sub> alloy (chain curve (3): Buschow (1988)); of the polar Kerr rotation in Co (dotted curve (4): Krinchik and Artem'ev (1968); solid curve (5): van Engen (1983); chain curve (6): Carey *et al* (1983)); and of the polar Kerr rotation in Fe (dotted curve (7): Krinchik and Artem'ev (1968); solid curve (8): van Engen (1983); dashed curve (9): Carey *et al* (1983)).

