Wpływ pola magnetycznego na plazmę w półprzewodnikach

Założenia

- pole magnetyczne ***B*** nie wpływa na polaryzację rdzeni atomowych (zatem ε_∞ nie zależy od ***B***)
- pole magnetyczne nie wpływa na polaryzację, ani na częstości własne modów fononowych

Jedyny wpływ pola magnetycznego na polaryzację wynika z jego wpływu na zachowanie swobodnych nośników…

Wpływ pola magnetycznego na plazmę (w półprzewodnikach)

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_L(\omega) + \frac{i\sigma}{\omega\varepsilon_0}$$

$\varepsilon_L(\omega)$ - funkcja dielektryczna sieci bez nośników swobodnych

Pole magnetyczne modyfikuje ruch nośników poprzez siłę Lorentza

Równanie ruchu ⇨ Tensor przewodnictwa ⇨ Tensor dielektryczny

$$m^* \frac{d\vec{v}}{dt} = -e\vec{E} - e\vec{v}\times\vec{B} - \frac{m^*\vec{v}}{\tau}$$

Pole elektryczne zmienne w czasie

Periodyczny w czasie „dodatek” do prędkości nośników

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \exp(-i\omega t) \quad \Rightarrow \quad \vec{v} = \vec{v}_0 \exp(-i\omega t)$$

Znając zależność prędkości od pola magnetycznego spróbujemy znaleźć tensor przewodnictwa:

(dla elektronów) $$\vec{j} = -en\vec{\upsilon} = \hat{\sigma}\vec{E}$$

Zacznijmy od prędkości:

$$\vec{E} = [E_x, E_y, E_z]$$
$$\vec{\upsilon} = [\upsilon_x, \upsilon_y, \upsilon_z]$$

Wybieramy: $\vec{B} = [0,0,B]$

$$\vec{\upsilon} \times \vec{B} = \begin{vmatrix} e_x & e_y & e_z \\ \upsilon_x & \upsilon_y & \upsilon_z \\ 0 & 0 & B \end{vmatrix} = [\upsilon_y B, -\upsilon_x B, 0]$$

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = -\frac{e}{m^*}\vec{E} - \frac{e}{m^*}\vec{v}\times\vec{B} - \frac{\vec{v}}{\tau}$$

Stąd dostajemy układ równań na składowe prędkości

$$\begin{cases} \dfrac{dv_x}{dt} = -\dfrac{eE_x}{m^*} - \dfrac{eB}{m^*}v_y - \dfrac{v_x}{\tau} \\ \dfrac{dv_y}{dt} = -\dfrac{eE_y}{m^*} + \dfrac{eB}{m^*}v_x - \dfrac{v_y}{\tau} \\ \dfrac{dv_z}{dt} = -\dfrac{eE_z}{m^*} - \dfrac{v_z}{\tau} \end{cases}$$

Szukamy rozwiązań w postaci:

$$\vec{v}(t) = \vec{v}_0 \exp(-i\omega t)$$

$$\begin{cases} -i\omega v_{0x} = -\dfrac{eE_{0x}}{m^*} - \dfrac{eB}{m^*}v_{0y} - \dfrac{v_{0x}}{\tau} \\ -i\omega v_{0y} = -\dfrac{eE_{0y}}{m^*} + \dfrac{eB}{m^*}v_{0x} - \dfrac{v_{0y}}{\tau} \\ -i\omega v_{0z} = -\dfrac{eE_{0z}}{m^*} - \dfrac{v_{0z}}{\tau} \end{cases}$$

$$\begin{cases} \left(-i\omega+\dfrac{1}{\tau}\right)v_{0x}+\dfrac{eB}{m^*}v_{0y}=-\dfrac{eE_{0x}}{m^*} \\ -\dfrac{eB}{m^*}v_{0x}+\left(-i\omega+\dfrac{1}{\tau}\right)v_{0y}=-\dfrac{eE_{0y}}{m^*} \\ \left(-i\omega+\dfrac{1}{\tau}\right)v_{0z}=-\dfrac{eE_{0z}}{m^*} \end{cases}$$

Spróbujmy wyrazić składowe prędkości przez składowe pola elektrycznego:

$$\begin{cases} (1-i\omega\tau)v_{0x}+(\omega_c\tau)v_{0y}=-\dfrac{e\tau}{m^*}E_{0x} \\ -(\omega_c\tau)v_{0x}+(1-i\omega\tau)v_{0y}=-\dfrac{e\tau}{m^*}E_{0y} \\ v_{0z}=-\dfrac{e\tau}{m^*(1-i\omega\tau)}E_{0z} \end{cases}$$

Częstość cyklotronowa:

$$\omega_c=\frac{eB}{m^*}$$

$$\begin{cases} (1-i\omega\tau)v_{0x} + (\omega_c\tau)v_{0y} = -\dfrac{e\tau}{m^*}E_{0x} \\ -(\omega_c\tau)v_{0x} + (1-i\omega\tau)v_{0y} = -\dfrac{e\tau}{m^*}E_{0y} \\ v_{0z} = -\dfrac{e\tau}{m^*(1-i\omega\tau)}E_{0z} \end{cases}$$

$$\begin{cases} v_{0x} = \dfrac{1}{(1-i\omega\tau)^2 + (\omega_c\tau)^2}\left[-\dfrac{e\tau}{m^*}(1-i\omega\tau)E_{0x} + \dfrac{e\tau}{m^*}(\omega_c\tau)E_{0y}\right] \\ v_{0y} = \dfrac{1}{(1-i\omega\tau)^2 + (\omega_c\tau)^2}\left[-\dfrac{e\tau}{m^*}(\omega_c\tau)E_{0x} - \dfrac{e\tau}{m^*}(1-i\omega\tau)E_{0y}\right] \\ v_{0z} = -\dfrac{e\tau}{m^*(1-i\omega\tau)}E_{0z} \end{cases}$$

$$\vec{j} = -en\vec{v}$$

Po przemnożeniu dostajemy zależność wektora gęstości prądu od wektora pola elektrycznego:

$$\begin{bmatrix} j_{0x} \\ j_{0y} \\ j_{0z} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{e^2 n\tau}{m^*}\frac{(1-i\omega\tau)}{(1-i\omega\tau)^2+(\omega_c\tau)^2} & -\frac{e^2 n\tau}{m^*}\frac{\omega_c\tau}{(1-i\omega\tau)^2+(\omega_c\tau)^2} & 0 \\ \frac{e^2 n\tau}{m^*}\frac{\omega_c\tau}{(1-i\omega\tau)^2+(\omega_c\tau)^2} & \frac{e^2 n\tau}{m^*}\frac{(1-i\omega\tau)}{(1-i\omega\tau)^2+(\omega_c\tau)^2} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{e^2 n\tau}{m^*(1-i\omega\tau)} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{0x} \\ E_{0y} \\ E_{0z} \end{bmatrix}$$

Skorzystajmy ze związków:

$$\sigma_0 = -en\frac{-e\tau}{m^*} = \frac{e^2 n\tau}{m^*} \qquad \omega_p = \sqrt{\frac{ne^2}{\varepsilon_{opt}\varepsilon_0 m^*}}$$

ω_p - częstość plazmowa

σ_0 - przewodnictwo w stałym polu elektrycznym (ω=0) w nieobecności pola magnetycznego (B=0)

$$\sigma_0 = \omega_p^2 \tau \varepsilon_{opt}\varepsilon_0$$

Znając zależność gęstości prądu od pola elektrycznego możemy znaleźć tensor przewodnictwa:

$$\begin{bmatrix} j_{0x} \\ j_{0y} \\ j_{0z} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \dfrac{\sigma_0(1-i\omega\tau)}{(1-i\omega\tau)^2+(\omega_c\tau)^2} & -\dfrac{\sigma_0\omega_c\tau}{(1-i\omega\tau)^2+(\omega_c\tau)^2} & 0 \\ \dfrac{\sigma_0\omega_c\tau}{(1-i\omega\tau)^2+(\omega_c\tau)^2} & \dfrac{\sigma_0(1-i\omega\tau)}{(1-i\omega\tau)^2+(\omega_c\tau)^2} & 0 \\ 0 & 0 & \dfrac{\sigma_0}{(1-i\omega\tau)} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{0x} \\ E_{0y} \\ E_{0z} \end{bmatrix}$$

$$\vec{j} = -en\vec{v} = \hat{\sigma}\vec{E}$$

Przedstawmy tę równość w postaci macierzowej i wyznaczmy składowe tensora przewodnictwa…

Tensor przewodnictwa w polu magnetycznym

$$\vec{j} = \hat{\sigma}\vec{E} = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} & 0 \\ \sigma_{yx} & \sigma_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_{zz} \end{pmatrix} \vec{E} \qquad \sigma_0 = \omega_p^2 \tau \varepsilon_{opt} \varepsilon_0$$

$$\sigma_{xx} = \sigma_{yy} = \frac{\sigma_0 (1 - i\omega\tau)}{(1 - i\omega\tau)^2 + (\omega_c \tau)^2} = \frac{\omega_p^2 \varepsilon_{opt} \varepsilon_0 \tau (1 - i\omega\tau)}{(1 - i\omega\tau)^2 + (\omega_c \tau)^2}$$

$$\sigma_{zz} = \frac{\sigma_0}{1 - i\omega\tau} = \frac{\omega_p^2 \tau \varepsilon_{opt} \varepsilon_0}{1 - i\omega\tau}$$

$$\sigma_{yx} = -\sigma_{xy} = \frac{\sigma_0 \omega_c \tau}{(1 - i\omega\tau)^2 + (\omega_c \tau)^2} = \frac{\varepsilon_{opt} \varepsilon_0 \omega_p^2 \omega_c \tau^2}{(1 - i\omega\tau)^2 + (\omega_c \tau)^2}$$

Granica długiego czasu relaksacji (zerowe tłumienie)

$$\tau \to \infty \qquad \gamma = \frac{1}{\tau} \to 0$$

$$\sigma_{xx} = \sigma_{yy} = \frac{i\omega\omega_p^2 \varepsilon_{opt}\varepsilon_0}{\omega^2 - \omega_c^2}$$

$$\sigma_{zz} = \frac{i\omega_p^2 \varepsilon_{opt}\varepsilon_0}{\omega}$$

$$\sigma_{yx} = -\sigma_{xy} = -\frac{\varepsilon_{opt}\varepsilon_0\omega_p^2\omega_c}{\omega^2 - \omega_c^2}$$

Tensor dielektryczny w obecności nośników

$$\varepsilon_L(\omega) = \varepsilon_\infty \frac{\omega_L^2 - \omega^2}{\omega_{TO}{}^2 - \omega^2}$$

$$\hat{\varepsilon}(\omega) = \varepsilon_L(\omega)\hat{I} + \frac{i\hat{\sigma}}{\omega\varepsilon_0}$$ (sieć izotropowa)

Znając składowe tensora przewodnictwa znajdziemy składowe tensora dielektrycznego

$$\hat{\varepsilon}(\omega) = \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} & \varepsilon_{xy} & 0 \\ \varepsilon_{yx} & \varepsilon_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{zz} \end{pmatrix}$$

Związek składowych tensora przewodnictwa i tensora dielektrycznego (bez tłumienia):

$$\sigma_{xx} = \sigma_{yy} = \frac{i\omega\omega_p^2\varepsilon_{opt}\varepsilon_0}{\omega^2 - \omega_c^2} \Rightarrow \varepsilon_{xx}(\omega) = \varepsilon_{yy}(\omega) = \varepsilon_L(\omega) - \varepsilon_{opt}\frac{\omega_p^2}{\omega^2 - \omega_c^2}$$

$$\sigma_{yx} = -\sigma_{xy} = -\frac{\varepsilon_{opt}\varepsilon_0\omega_p^2\omega_c}{\omega^2 - \omega_c^2} \Rightarrow \varepsilon_{yx} = -\varepsilon_{xy} = -\frac{i\varepsilon_{opt}\omega_p^2\omega_c}{(\omega^2 - \omega_c^2)\omega}$$

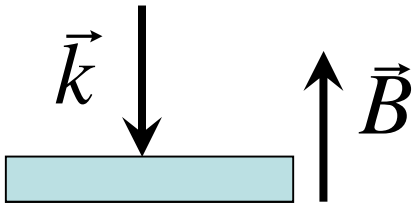
(…znika w nieobecności pola B!)

$$\sigma_{zz} = \frac{i\omega_p^2\varepsilon_{opt}\varepsilon_0}{\omega} \Rightarrow \varepsilon_{zz}(\omega) = \varepsilon_L(\omega) - \varepsilon_{opt}\frac{\omega_p^2}{\omega^2}$$

(…tak jak bez pola B!)

Konfiguracje w polu magnetycznym $\vec{B} \| \vec{z}$

Konfiguracja Faradaya $\vec{k} \| \vec{B}$

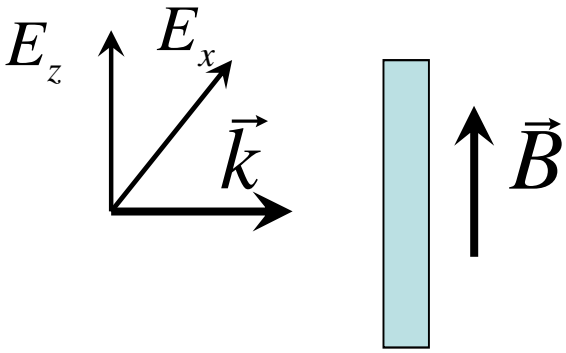


Podstawowe polaryzacje fal

prawoskrętna $\sigma_+ \Rightarrow \vec{E} = [E_x, iE_x, 0]$

lewoskrętna $\sigma_- \Rightarrow \vec{E} = [E_x, -iE_x, 0]$

Konfiguracja Voigta $\vec{k} \perp \vec{B}$



Konfiguracja równoległa

$\vec{E} \| \vec{B}$

Konfiguracja prostopadła

$\vec{E} \perp \vec{B}$

$$\vec{E} = [E_x, E_y, E_z] \qquad \vec{\mathbb{E}} = \vec{\mathbb{E}}_0 e^{i(\vec{k}\vec{r} - \omega t)}$$

Z równań Maxwella (poprzedni wykład)

$$-\vec{k}(\vec{\mathbb{E}}_0 \cdot \vec{k}) + k^2 \vec{\mathbb{E}}_0 = \hat{\varepsilon}(\omega) \frac{\omega^2}{c^2} \vec{\mathbb{E}}_0$$

Wprowadźmy wektor propagacji fali:

$$\vec{N} = \vec{k} \frac{c}{\omega} \Rightarrow \vec{k} = \vec{N} \frac{\omega}{c}$$

Długość wektora propagacji jest równa zespolonemu współczynnikowi załamania (poprzednie wykłady)

$$N = \tilde{n} = n + i\kappa$$

$$-\vec{N}(\vec{\mathbb{E}}_0 \cdot \vec{N}) + N^2 \vec{\mathbb{E}}_0 - \hat{\varepsilon} \vec{\mathbb{E}}_0 = 0$$

Można rozłożyć wektor propagacji

$$\vec{N} = \vec{N}_{II} + \vec{N}_{\perp} \qquad \vec{N}_{II} \| \vec{B} \qquad \vec{N}_{\perp} \perp \vec{B}$$

Fale poprzeczne $\Rightarrow$ $\vec{N} \perp \vec{E}_x, \vec{E}_y$

Konfiguracja Faradaya:

$$\vec{N} = [0,0,N] \quad \vec{N} \| \vec{B} \| z$$

$$-\vec{N}(\vec{N}\cdot\vec{\mathsf{E}}_0) = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -N^2 \end{pmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} N^2 - \varepsilon_{xx} & -\varepsilon_{xy} & 0 \\ +\varepsilon_{xy} & N^2 - \varepsilon_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & -\varepsilon_{zz} \end{pmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} = 0$$

$$N^2\vec{\mathsf{E}}_0 = \begin{pmatrix} N^2 & 0 & 0 \\ 0 & N^2 & 0 \\ 0 & 0 & N^2 \end{pmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix}$$

$$\begin{cases} \left(N^2 - \varepsilon_{xx}\right)E_x - \varepsilon_{xy}E_y = 0 \\ \varepsilon_{xy}E_x + \left(N^2 - \varepsilon_{xx}\right)E_y = 0 \end{cases}$$

$$\begin{cases} \left(N^2 - \varepsilon_{xx}\right)E_x - \varepsilon_{xy}E_y = 0 \\ E_x = -\dfrac{\left(N^2 - \varepsilon_{xx}\right)}{\varepsilon_{xy}}E_y \end{cases}$$

$$\left(N^2 - \varepsilon_{xx}\right)^2 + \varepsilon_{xy}^2 = 0$$

$$\left(N^2 - \varepsilon_{xx}\right) = \pm i\varepsilon_{xy}$$

$$N_{\pm}^2 = \varepsilon_{xx} \pm i\varepsilon_{xy}$$

Jaki jest związek pomiędzy składowymi pola elektrycznego E_x oraz E_y?

$$E_x = -\frac{\left(N^2 - \varepsilon_{xx}\right)}{\varepsilon_{xy}} E_y$$

$$N_+^2 = \varepsilon_{xx} + i\varepsilon_{xy} \Rightarrow E_x = -\frac{\varepsilon_{xx} + i\varepsilon_{xy} - \varepsilon_{xx}}{\varepsilon_{xy}} E_y$$

$$E_y = +iE_x$$

Polaryzacja prawoskrętna:

$$N_-^2 = \varepsilon_{xx} - i\varepsilon_{xy} \Rightarrow E_y = -iE_x$$

Polaryzacja lewoskrętna:

Znajdźmy związek zespolonego współczynnik załamania ze składowymi tensora dielektrycznego:

$$N_{\pm}^2 = \varepsilon_{xx} \pm i\varepsilon_{xy}$$

Dygresja...

Postać funkcji dielektrycznej w przypadku kryształu o wiązaniu jonowym zawierającym gaz swobodnych nośników:

$$\omega_p << \omega_{TO} \Rightarrow \varepsilon_{opt} = \varepsilon_{st}$$

$$\omega_p >> \omega_{TO} \Rightarrow \varepsilon_{opt} = \varepsilon_{\infty}$$

$$\omega_p \approx \omega_{TO} \Rightarrow$$ Trzeba uwzględniać pełną funkcję dielektryczną zależną od częstości

Rozważmy sytuację: $\omega_p >> \omega_{TO}$

$$\varepsilon_{xx}(\omega) = \varepsilon_{\infty} - \varepsilon_{\infty} \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - \omega_c^2} \qquad \varepsilon_{xy} = \frac{i\varepsilon_{\infty}\omega_p^2\omega_c}{(\omega^2 - \omega_c^2)\omega}$$

$$\varepsilon_{\pm} = N_{\pm}^2 = \varepsilon_{\infty} - \varepsilon_{\infty}\frac{\omega_p^2}{\omega^2 - \omega_c^2} \pm i\frac{i\varepsilon_{\infty}\omega_p^2\omega_c}{(\omega^2 - \omega_c^2)\omega}$$

$$\varepsilon_{\pm} = \varepsilon_{\infty}\left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - \omega_c^2} \mp \frac{\omega_p^2}{(\omega^2 - \omega_c^2)}\frac{\omega_c}{\omega}\right)$$

$$\varepsilon_{\pm} = \varepsilon_{\infty}\left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - \omega_c^2}\frac{\omega \mp \omega_c}{\omega}\right)$$

Bez tłumienia

$$\varepsilon_{\pm} = \varepsilon_{\infty}\left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega \mp \omega_c)}\right)$$

Z tłumieniem

$$\tilde{n}^2 = \varepsilon_{\pm} = \varepsilon_{\infty}\left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega \mp \omega_c + i\gamma)}\right)$$

Znając $\tilde{n}^2 = \varepsilon_{\pm}$ ⇨ **Widmo odbicia, widmo absorpcji**

Rozszczepienie krawędzi plazmowej

Krawędź plazmowa (bez tłumienia):
gdy współczynnik odbicia R=1

$$R(\omega)=\left|\frac{\tilde{n}-1}{\tilde{n}+1}\right|^2 \Rightarrow \tilde{n}^2=N^2=0 \Rightarrow \varepsilon_{\pm}=\varepsilon_{\infty}\left(1-\frac{\omega_p^2}{\omega(\omega\mp\omega_c)}\right)=0$$

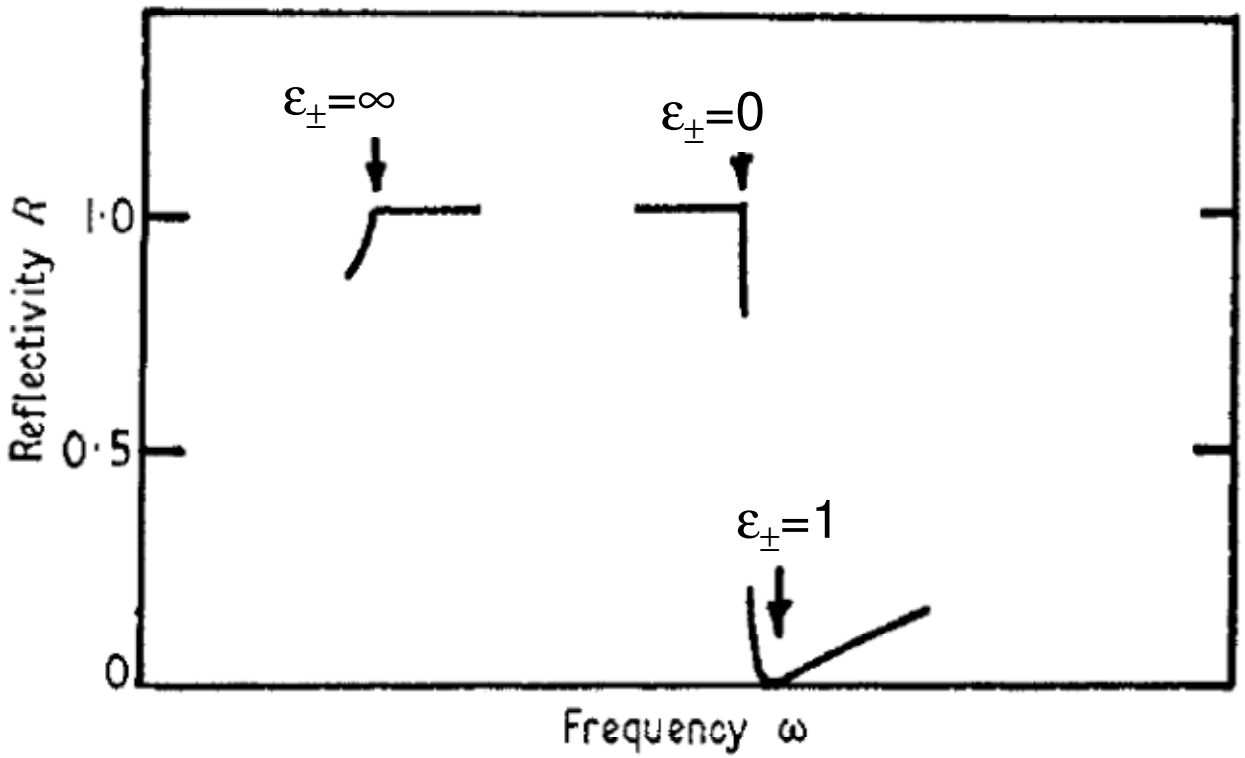
$$\omega^2 \mp \omega_c\omega-\omega_p^2=0 \qquad \Delta=\omega_c^2+4\omega_p^2$$

$$\omega_{\pm}=\frac{1}{2}\sqrt{\omega_c^2+4\omega_p^2}\pm\frac{1}{2}\omega_c$$

$$\omega_+-\omega_-=\omega_c$$

Rozszczepienie krawędzi plazmowej!

$$R = \left| \frac{\tilde{n} - 1}{\tilde{n} + 1} \right|^2$$



Palik & Furdyna, Rep. Prog. Phys. **33** 1193 (1970)

Zera i osobliwości funkcji dielektrycznej w konfiguracji Faraday'a

Wzbudzenia poprzeczne, wzbudzenia podłużne…

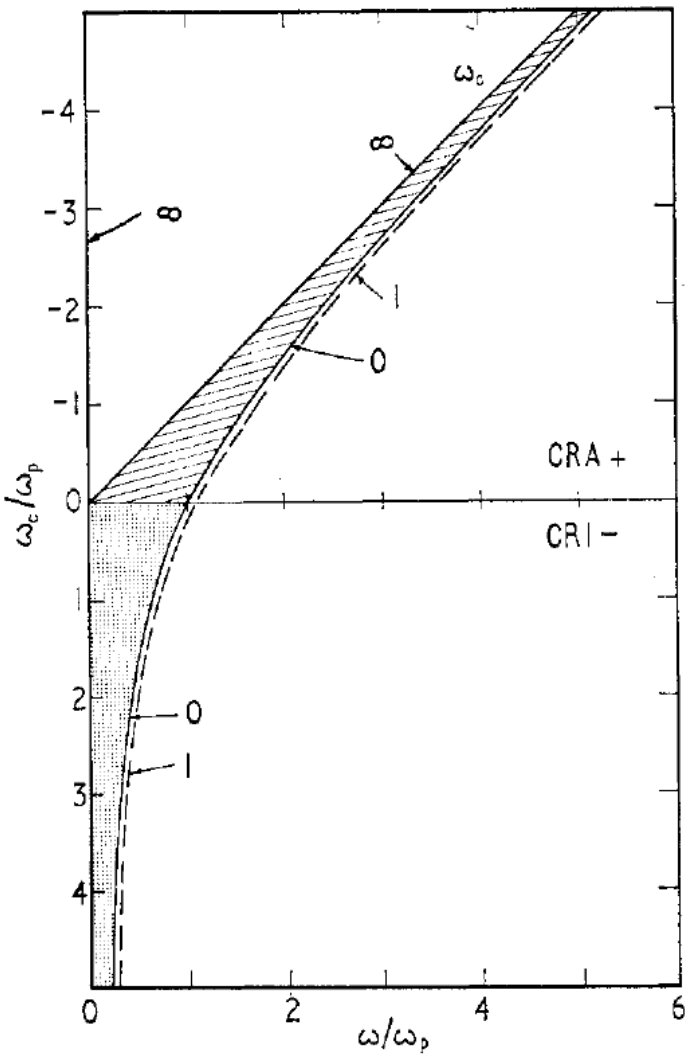


Figure 9. 'Contour map' of dielectric constants $\kappa'_{\pm}$ for the Faraday geometry with 0, 1 and ∞ lines indicated. Shaded areas represent regions of negative $\kappa'_{\pm}$ where reflectivity is unity (after Palik and Henvis 1970).

Odbicie plazmowe
w polu magnetycznym

$$\omega_c = \frac{eB}{m^*}$$

masa efektywna

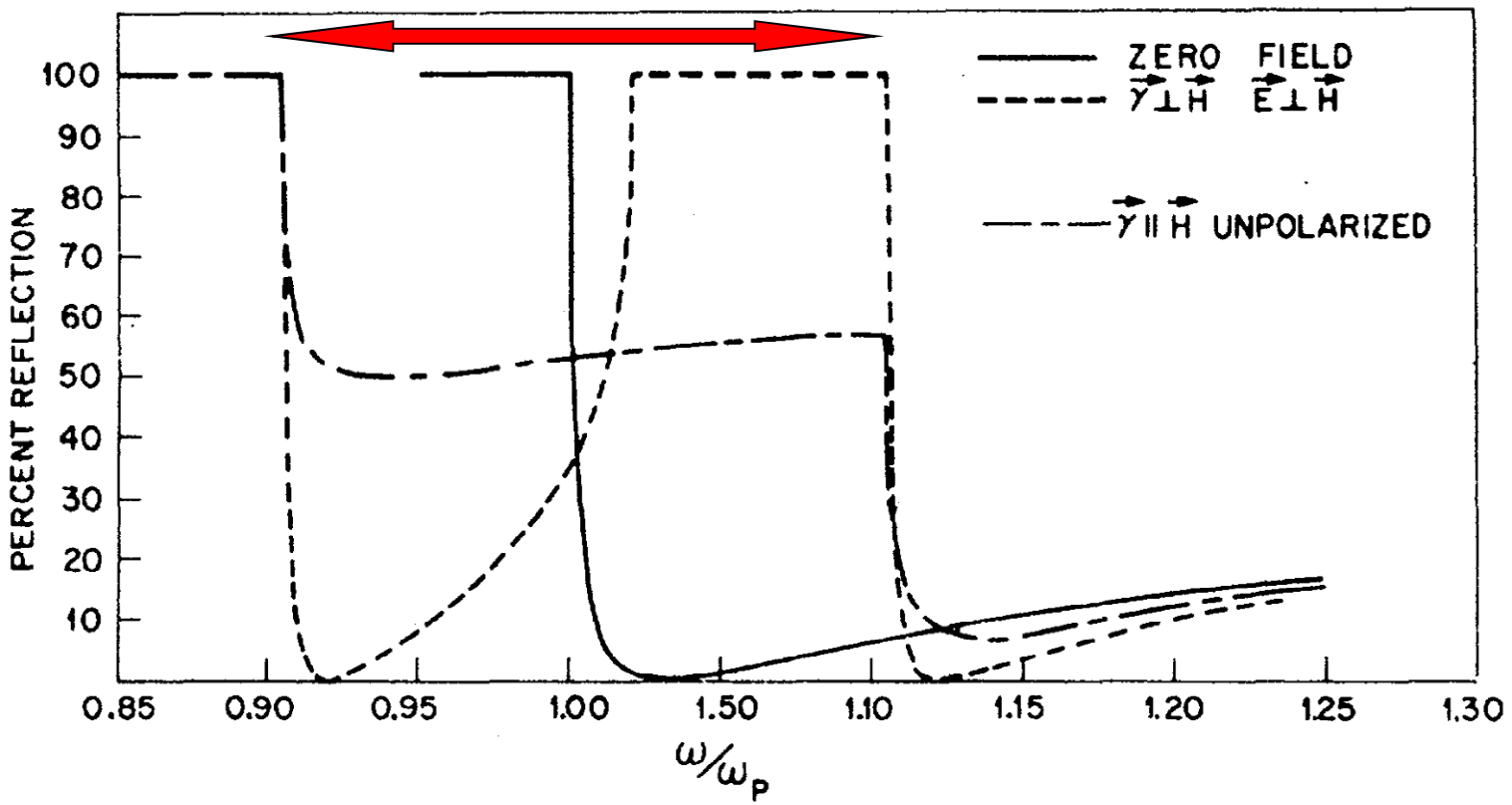


FIG. 1. Theoretical curves of magnetoplasma effect for isotropic carrier and $\omega >> 1$. $\omega_c = 0.2\omega_p$.

B. Lax and G. B. Wright Phys. Rev. Lett. **4**, 16 (1960)

Eksperyment (stary…)

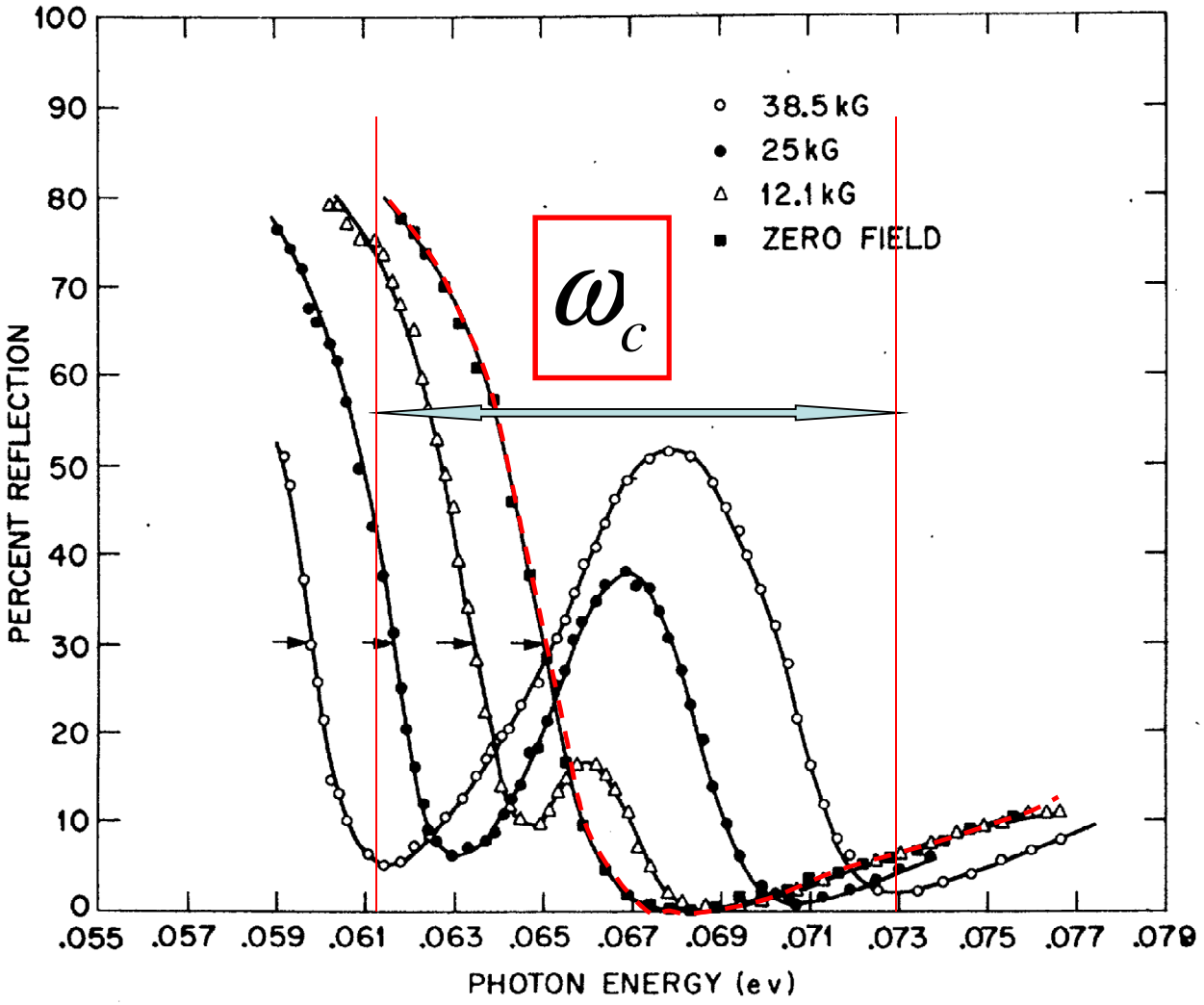


FIG. 2. Magnetoplasma effect in n-type InSb. $N = 1.8 \times 10^{18}$ cm^{-3}.

B. Lax and G. B. Wright Phys. Rev. Lett. **4**, 16 (1960)

Pochłanianie fale elektromagnetycznych – tam gdzie funkcja dielektryczna ma osobliwości (pamiętamy to z modelu oscylatora – warto sprawdzić jeszcze raz samodzielnie uwzględniając tłumienie i obliczając widmo absorpcji)

$$N_{\pm}^2 = \tilde{n}^2 = \varepsilon_\infty \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega \mp \omega_c)} \right)$$

Osobliwości: zera mianownika ⇩

Tylko N_+ ma osobliwość $\omega = \omega_c$

Tylko jedna z polaryzacji jest daje absorpcję rezonansową – jest aktywna cyklotronowo

CRA – **cyclotron resonance active**

Rezonans cyklotronowy to bardzo ważna metoda w badaniach półprzewodników struktur półprzewodnikowych…

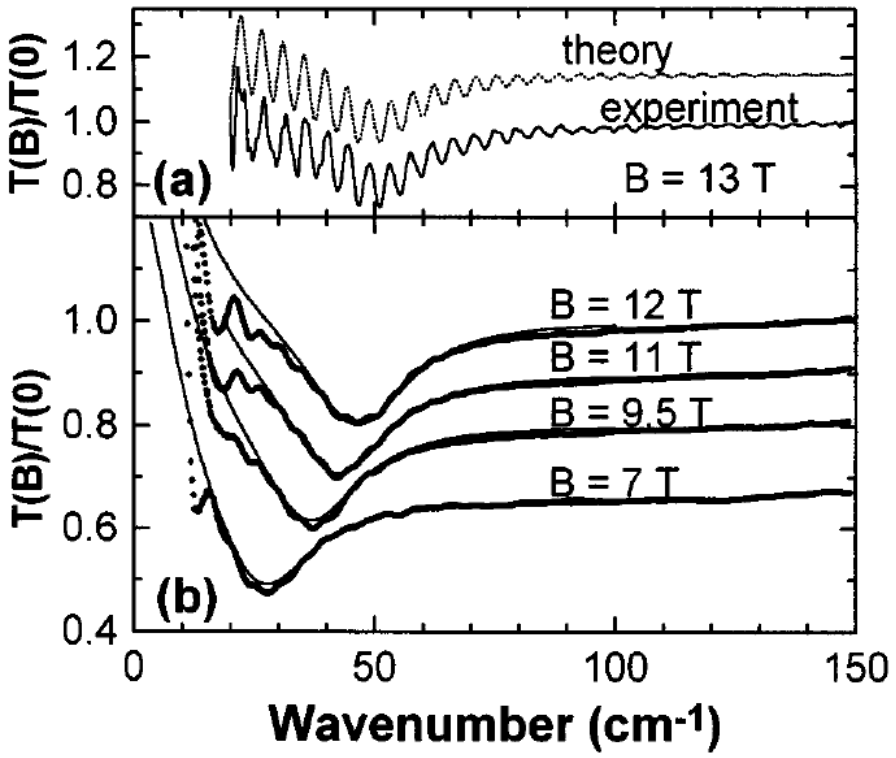


FIG. 2. Results of the fast Fourier transform (FFT) spectrometer measurements ($T=2$ K) on sample A. (a) 0.5 cm^{-1} resolution spectra—theoretical result (thin solid line) is shifted by 0.15 cm^{-1} resolution spectra—theoretical result (thin solid line) is shifted by 0.15 for clarity (b) 3.0 cm^{-1} resolution spectra: experiment open points. Theoretical results—thin solid lines correspond to calculations according to Eq. (2) averaged over the oscillations due to interferences. The vertical scale corresponds to 12 T spectra. For clarity, the spectra for lower fields are shifted vertically from the spectrum at 12 T by a constant value.

W. Knap et al. Appl. Phys. Lett. 70, 21 (1997)

Rezonans cyklotronowy w strukturze GaN/AlGaN

masa elektronu w GaN

-badania absorpcji z użyciem spektroskopii Fourierowskiej
- metody badania absorpcji z użyciem laserów w dalekiej podczerwieni

Stała sprzężenia elektron-fonon:

$$\alpha_{ep} = \frac{1}{137}\left(\frac{m^* c^2}{2h\nu_{LO}}\right)^{1/2}\left[\frac{1}{\varepsilon_\infty} - \frac{1}{\varepsilon_{st}}\right]$$

Masa polaronowa (to co mierzymy…)

$$\frac{m^{**}}{m^*} = \frac{1}{1-\alpha_{ep}/6} \approx 1 + \frac{1}{6}\alpha_{ep}$$

GaAs: α_{ep}= 0,06; GaN: α_{ep} =0,3
ZnSe : α_{ep}= 0,40 AgCl : α_{ep}= 2,2

Rezonans cyklotronowy w GaAs

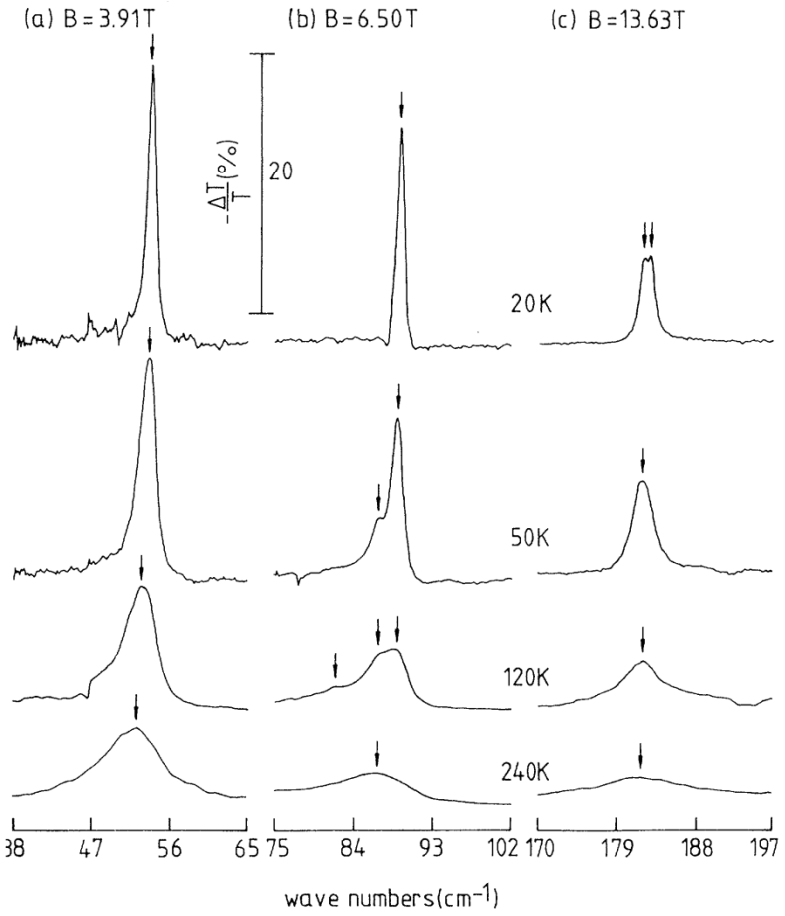


FIG. 1. Temperature-dependent cyclotron resonances of electrons in bulk GaAs at magnetic-field strengths (a) $B = 3.91$ T, (b) 6.50 T, and (c) 13.63 T. The arrows mark resonance positions.

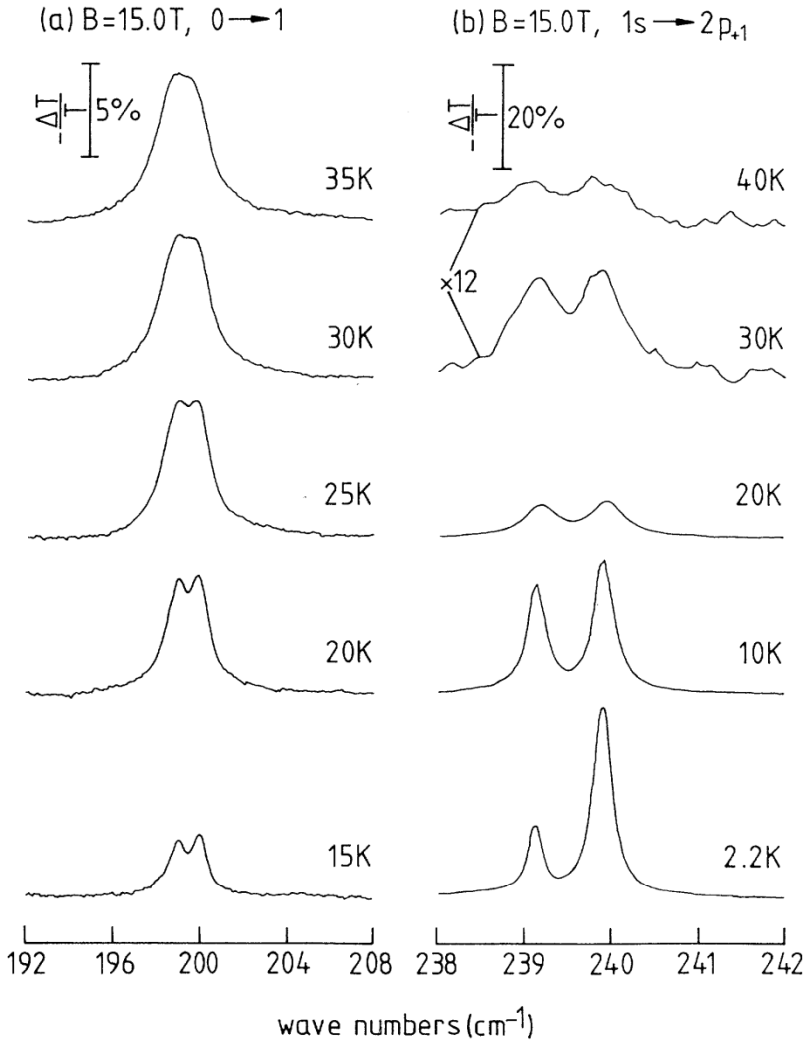


FIG. 2. Spin-split cyclotron resonances of (a) free and (b) bound electrons in n-GaAs at $B = 15$ T and various temperatures.

Batke et al. Phys. Rev. B **48**, 8761 (1993)

Rezonans cyklotronowy w germanie – anizotropia masy efektywnej…

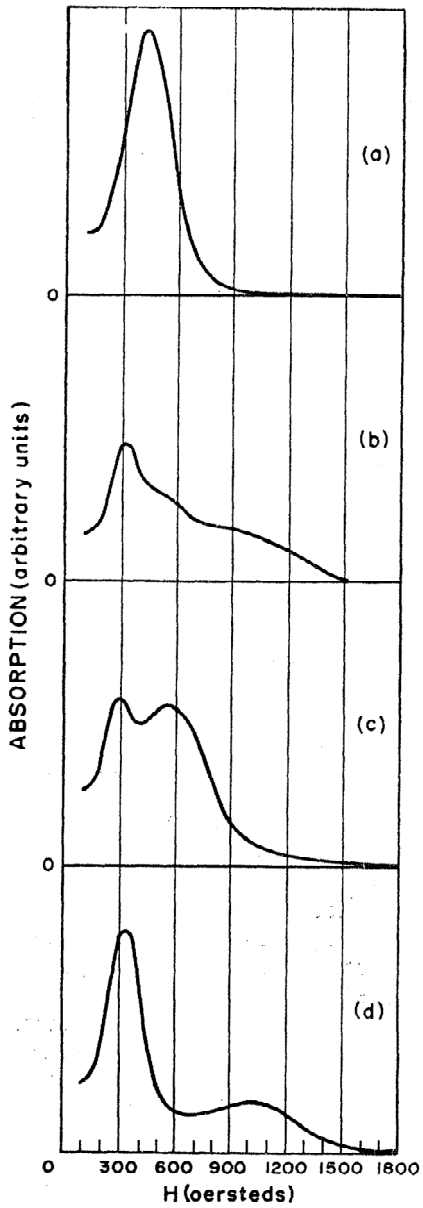


FIG. 1. Resonance absorption in intrinsic n-type Ge at 4.2 °K. The curves show data taken at four values of θ in the (110) plane as a function of the external magnetic field intensity H. θ is the angle between H and the [100] direction. (a) $\theta=0°$, [100]. (b) $\theta=37°$. (c) $\theta=55°$, [111]. (d) $\theta=90°$, [110].

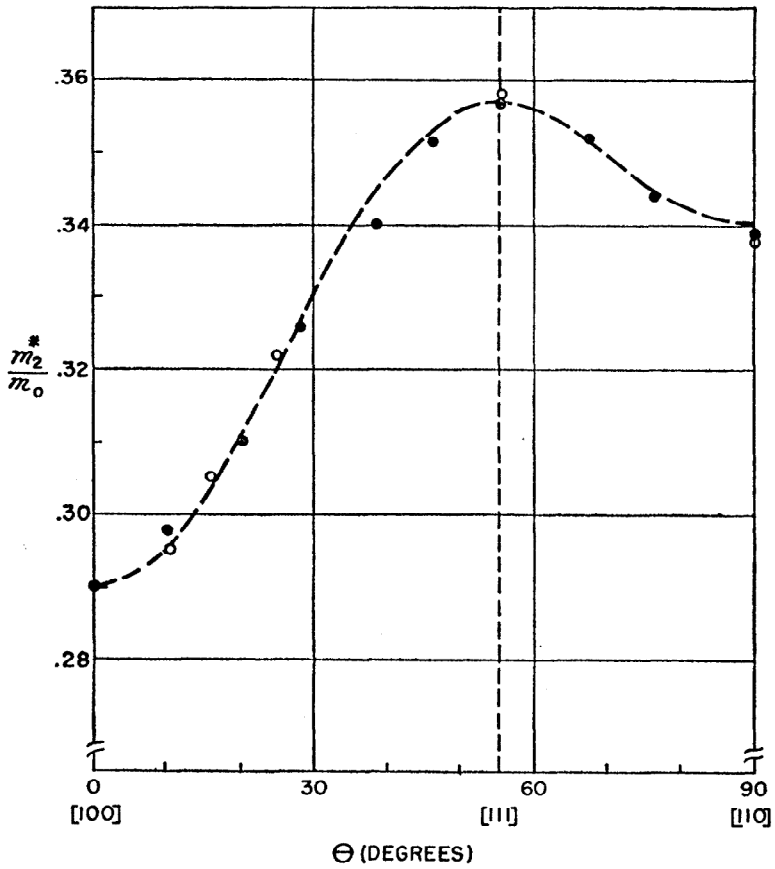
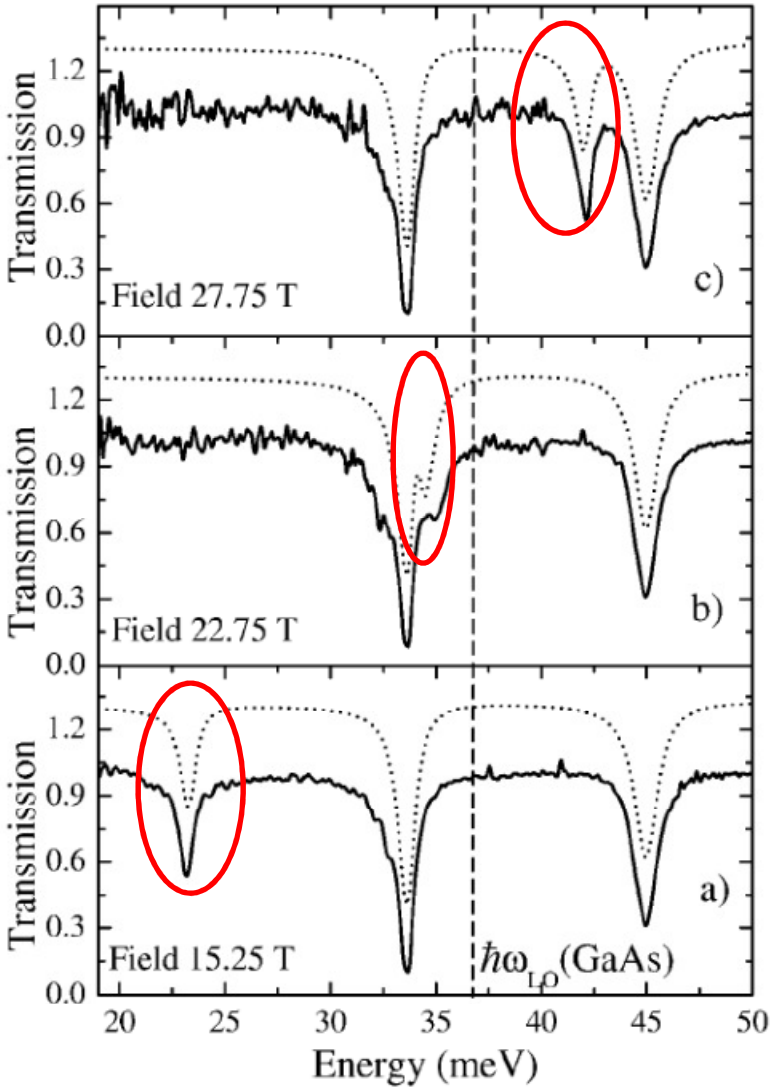
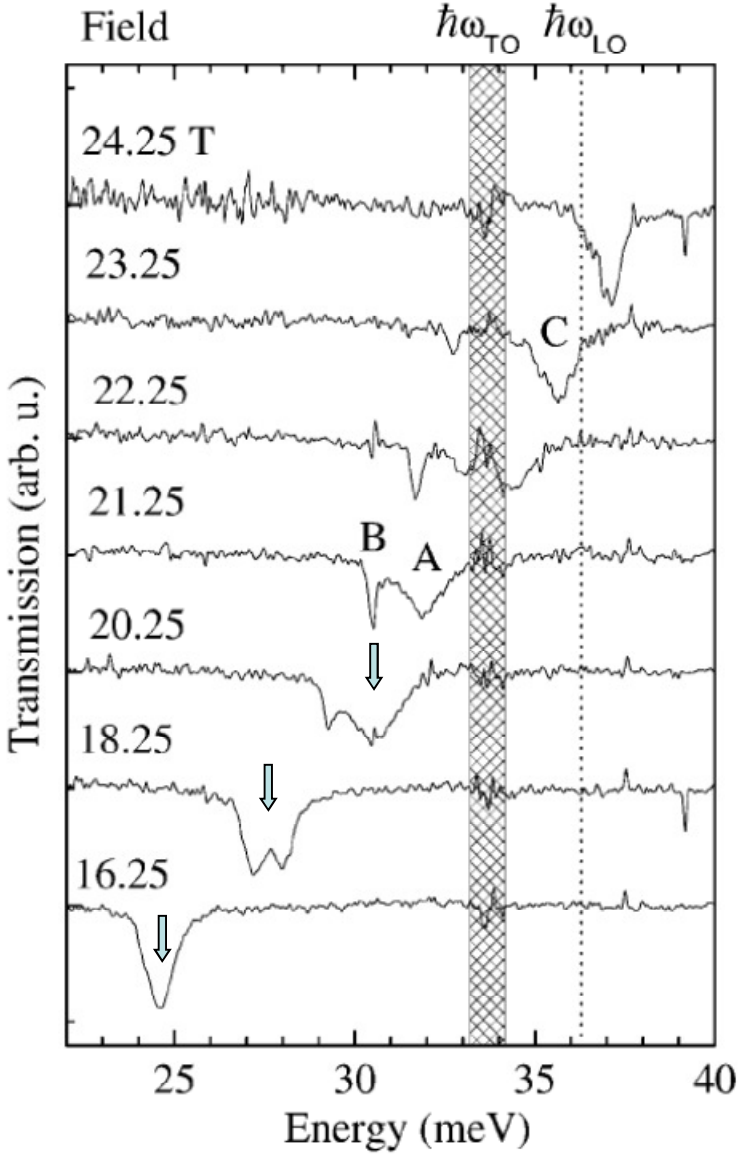


FIG. 1. The ratio of m_2^* to m_0 as a function of the angle θ between the [100] direction and the magnetic field in the (110) plane. The open and solid circles are experimental points taken at 23 000 and 8900 Mc/sec, respectively. The dashed curve is a theoretical function, Eq. (2).

B. Lax, H.Zeiger, and E. Rosenblum, Phys. Rev. 93, 1418 (1954)
R. Dexter, H. Zeiger,and B. Lax, Phys. Rev. 95, 557 (1954)

Przykład trochę na wyrost:
rezonans cyklotronowy w dwuwymiarowym gazie elektronowym





A. Poulter et al. Phys. Rev Lett. **86**, 336 (2001)