

„Fizyka materii skondensowanej i struktur półprzewodnikowych”

Tomasz Kazimierczuk

Zakład Fizyki Ciała Stałego
Instytut Fizyki Doświadczalnej
Wydział Fizyki
Uniwersytet Warszawski

Na podstawie materiałów prof. M. Baja

Równanie Boltzmannna



$$\vec{v} \cdot \nabla_{\vec{r}} f + \frac{1}{\hbar} \vec{F} \cdot \nabla_{\vec{k}} f + \frac{f_1}{\tau(E)} = 0$$

→ wykład Marty Borysiewicz

Transport dyfuzyjny

Czas relaksacji charakteryzuje szybkość dochodzenia układu do stanu równowagi

- **Po wprowadzeniu pojęcia czasu relaksacji** równanie Boltzmann'a przyjmuje prostą (tylko formalnie !!!) postać :

$$\vec{v} \cdot \nabla_{\vec{r}} f + \frac{1}{\hbar} \vec{F} \cdot \nabla_{\vec{k}} f = -\frac{f - f_0}{\tau(\vec{k})}$$

$$\langle A(E) \rangle = \frac{\frac{1}{3\pi^2} \int_0^\infty A(E) \left(-\frac{\partial f_0}{\partial E} \right) k^3(E) dE}{\frac{1}{3\pi^2} \int_0^\infty \left(-\frac{\partial f_0}{\partial E} \right) k^3(E) dE} = \frac{1}{3\pi^2 n} \int_0^\infty A(E) \left(-\frac{\partial f_0}{\partial E} \right) k^3(E) dE$$

W przypadku kilku równoczesnych mechanizmów relaksacji dodajemy ich szybkości:

$$\frac{1}{\tau_{tot}(E)} = \sum_i \frac{1}{\tau_i(E)}$$

Równanie Boltzmannna – czas relaksacji

Scattering mechanism	Scattering parameter	$\tau_{0r}(T)$	A_{0r}
Point defects (short-range potential)	0	$\frac{\pi \hbar^4}{m_n (2m_n k_0 T)^{1/2} U_0^2 N_g}$	$\frac{\pi}{\hbar} U_0^2 N_g$
Acoustic phonons (deformation potential)	0	$\frac{2\pi \hbar^4 \rho v_0^2}{E_1^2 (2m_n k_0 T)^{3/2}}$	$\frac{\pi E_1^2 k_0 T}{\hbar \rho v_0^2}$
Nonpolar optical phonons at high temperatures ($k_0 T \gg \hbar \omega_0$)*	0	$\frac{2}{\pi} \left(\frac{\hbar \omega_0}{E_0} \right)^2 \frac{\hbar^2 a^2 \rho}{(2m_n k_0 T)^{3/2}}$	$\pi^3 \hbar \left(\frac{E_0}{\hbar \omega_0} \right)^2 \frac{k_0 T}{\rho a^2}$
Polar optical phonons at high temperatures ($k_0 T \gg \hbar \omega_0$)	1	$\frac{1}{2\alpha} \left(\frac{\hbar}{\omega_0 k_0 T} \right)^{1/2}$	$\frac{2\pi^2 e^2 k_0 T}{\kappa^* \hbar}$
Piezoacoustic phonons	1	$\frac{2\pi \hbar^2 \kappa}{e^2 \Pi_0^2} \left(\frac{2}{m_n k_0 T} \right)^{1/2}$	$\frac{\pi e^2 k_0 T \Pi_0^2}{2\hbar \kappa}$
Impurity ions	2	$\frac{\kappa^2 (2m_n)^{1/2} (k_0 T)^{3/2}}{\pi e^4 N_i F_{\text{imp}}(\epsilon)}$	$\frac{2\pi^3 N_i F_{\text{imp}}(k)}{\hbar \kappa^2}$
* At low temperatures ($k_0 T \ll \hbar \omega_0$) in the case of scattering by polar or nonpolar optical phonons τ does not depend on energy ($r = 1/2$), and for a parabolic band it is given by the formulae (11.63) and (11.84) respectively.			

B.M. Askerov, „Electron transport phenomena in semiconductors”

Równanie Boltzmannna – czas relaksacji

Zależność czasu relaksacji od energii

- W ogólności zależności $\tau(E)$ dla różnych mechanizmów rozpraszania mogą być skomplikowane (np.: B.M. Askerov, „Electron transport phenomena in semiconductors”, World Scientific 1994, D. K. Ferry, „Semiconductor transport”, Taylor & Francis 2000)
- Dla *pasma parabolicznego* w wielu przypadkach czas relaksacji daje się opisać zależnością potęgową od energii:

$$\tau(E) = \tau_{0r}(T) \cdot \left(\frac{E}{kT} \right)^{(r-1/2)} \quad \Rightarrow \quad l_{tr}(E) \approx v\tau \sim E^{1/2} \cdot E^{(r-1/2)} = E^r$$

Równanie Boltzmannna – pole elektryczne



$$\vec{j} = \frac{e^2 n \langle \tau \rangle}{m^*} \vec{\varepsilon} = \sigma \vec{\varepsilon}$$

$$\sigma = en\mu$$

– *przewodnictwo elektryczne*

$$\mu = \frac{e \langle \tau \rangle}{m^*}$$

– *ruchliwość*

- w przypadku *niezdegenerowanym* w *niskich temperaturach* można się spodziewać $\mu(T) \sim T^{3/2}$ (rozpraszanie zdominowane przez zjonizowane domieszki)
- w przypadku *niezdegenerowanym* w *wysokich temperaturach* można się spodziewać $\mu(T) \sim T^{-3/2}$ (jeśli rozpraszanie zdominowane przez fonony akustyczne, potencjał deformacyjny)

Nośniki w polu elektrycznym - ruchliwość

GaAs - ruchliwość

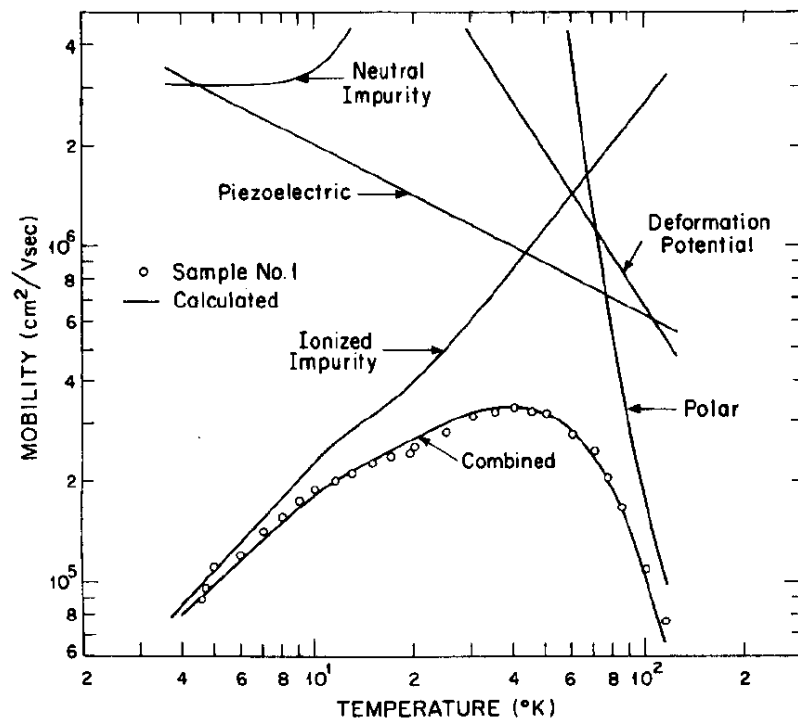
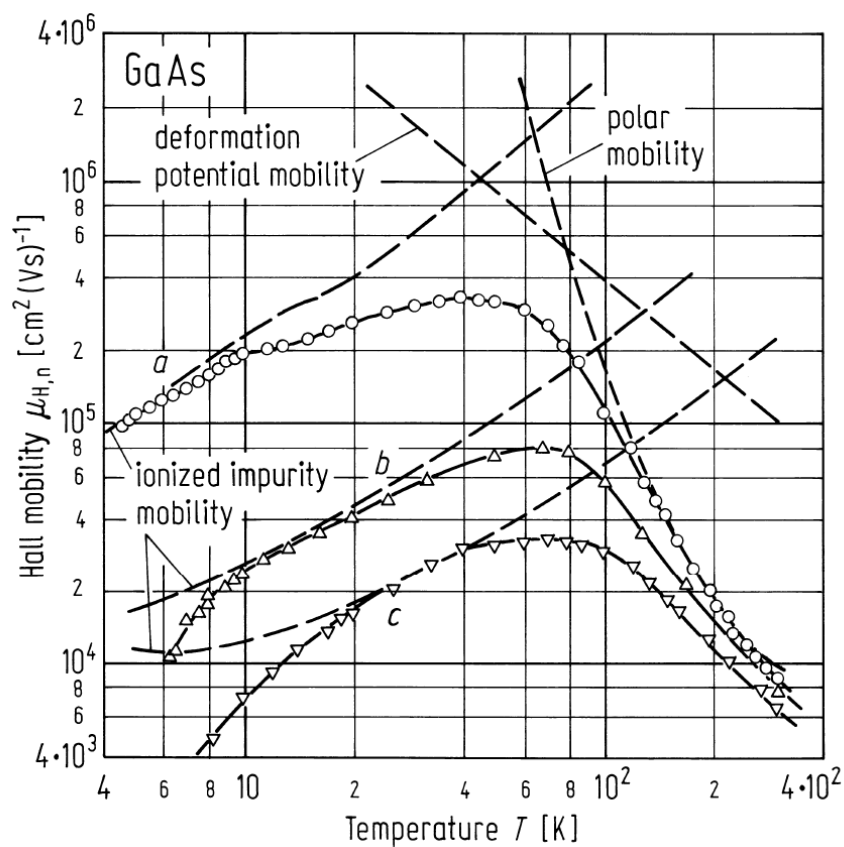


FIG. 1. Temperature dependence of the mobility for the highest purity sample showing the mobility curves calculated for each scattering process, the calculated combined mobility curve, and the experimental points.

C.M. Wolfe et al., *Journal of Applied Physics*, **41**, 3088 (1970)

Równanie Boltzmannna – czas relaksacji

Scattering mechanism	Scattering parameter	$\tau_{0r}(T)$	A_{0r}
Point defects (short-range potential)	0	$\frac{\pi \hbar^4}{m_n (2m_n k_0 T)^{1/2} U_0^2 N_g}$	$\frac{\pi}{\hbar} U_0^2 N_g$
Acoustic phonons (deformation potential)	0	$\frac{2\pi \hbar^4 \rho v_0^2}{E_1^2 (2m_n k_0 T)^{3/2}}$	$\frac{\pi E_1^2 k_0 T}{\hbar \rho v_0^2}$
Nonpolar optical phonons at high temperatures ($k_0 T \gg \hbar \omega_0$)*	0	$\frac{2}{\pi} \left(\frac{\hbar \omega_0}{E_0} \right)^2 \frac{\hbar^2 a^2 \rho}{(2m_n k_0 T)^{3/2}}$	$\pi^3 \hbar \left(\frac{E_0}{\hbar \omega_0} \right)^2 \frac{k_0 T}{\rho a^2}$
Polar optical phonons at high temperatures ($k_0 T \gg \hbar \omega_0$)	1	$\frac{1}{2\alpha} \left(\frac{\hbar}{\omega_0 k_0 T} \right)^{1/2}$	$\frac{2\pi^2 e^2 k_0 T}{\kappa^* \hbar}$
Piezoacoustic phonons	1	$\frac{2\pi \hbar^2 \kappa}{e^2 \Pi_0^2} \left(\frac{2}{m_n k_0 T} \right)^{1/2}$	$\frac{\pi e^2 k_0 T \Pi_0^2}{2\hbar \kappa}$
Impurity ions	2	$\frac{\kappa^2 (2m_n)^{1/2} (k_0 T)^{3/2}}{\pi e^4 N_i F_{\text{imp}}(\epsilon)}$	$\frac{2\pi^3 N_i F_{\text{imp}}(k)}{\hbar \kappa^2}$
* At low temperatures ($k_0 T \ll \hbar \omega_0$) in the case of scattering by polar or nonpolar optical phonons τ does not depend on energy ($r = 1/2$), and for a parabolic band it is given by the formulae (11.63) and (11.84) respectively.			

B.M. Askerov, „Electron transport phenomena in semiconductors”

Zjawiska galwanomagnetyczne

Nośniki w polach elektrycznym i magnetycznym – zjawiska galwanomagnetyczne

- *w obecności pól elektrycznego i magnetycznego* w układzie jednorodnym z równania Boltzmanna wynika następująca postać odchylenia od rozkładu równowagowego:

$$\vec{X} = \frac{\vec{X}_0 + s(\vec{X}_0 \times \vec{b}) + s^2 \vec{b}(\vec{b} \cdot \vec{X}_0)}{1 + s^2}$$

gdzie: $\vec{b} = \frac{\vec{B}}{B}$

– wersor w kierunku pola magnetycznego,

$$s = \frac{q\tau B}{m^*}$$

$$q = \pm e \quad |s| = \frac{|q|\tau B}{m^*} = \omega_c \tau$$

$$\vec{X}_0 = q\tau \left(-\frac{\partial f_0}{\partial E} \right) \vec{\varepsilon}$$

– rozwiązanie bez pola magnetycznego

Zjawiska galwanomagnetyczne

$$|s| = \frac{|q|\tau B}{m^*} = \omega_c \tau$$

⇓

gęstość prądu $\vec{j}$ i natężenie pola elektrycznego $\vec{\mathcal{E}}$ nie są równoległe

⇓

$$\vec{j} = \hat{\sigma} \vec{\mathcal{E}}$$

$\hat{\sigma}$ jest antysymetrycznym tensorem drugiego rzędu (tensorem przewodnictwa); jeśli ***pole magnetyczne jest skierowane wzdłuż osi z***, to:

$$\hat{\sigma} = \begin{bmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} & 0 \\ -\sigma_{xy} & \sigma_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_{zz} \end{bmatrix}$$

$$\sigma_{xx} = \frac{e^2 n}{m^*} \left\langle \frac{\tau}{1 + s^2} \right\rangle$$

$$\sigma_{xy} = \frac{e^2 n}{m^*} \left\langle \frac{s \tau}{1 + s^2} \right\rangle$$

$$\sigma_{zz} = \frac{e^2 n}{m^*} \langle \tau \rangle$$

– może być dodatnie albo ujemne !

Zjawiska galwanomagnetyczne

- σ_{xx} i σ_{xy} zależą od pola magnetycznego (poprzez $s = \frac{q\tau B}{m^*}$), zaś σ_{zz} od B nie zależy

- **w obszarze słabych pól magnetycznych $|s| \ll 1$:**

$$\sigma_{xx} \cong \frac{e^2 n}{m^*} \langle \tau(1-s^2) \rangle = \frac{e^2 n}{m^*} \left(\langle \tau \rangle - \frac{e^2 B^2}{m^{*2}} \langle \tau^3 \rangle \right) \quad \begin{array}{l} \text{– główny człon niezależny od } B \\ \text{plus dodatek kwadratowy w } B \end{array}$$

$$\sigma_{xy} \cong \frac{e^2 n}{m^*} \langle \tau s \rangle = \frac{e^2 n q B}{m^{*2}} \langle \tau^2 \rangle \quad \text{– liniowe w } B$$

- **w obszarze silnych pól magnetycznych $|s| \gg 1$:**

$$\sigma_{xx} \cong \frac{e^2 n}{m^*} \left\langle \frac{\tau}{s^2} \right\rangle = \frac{n m^*}{B^2} \left\langle \frac{1}{\tau} \right\rangle$$

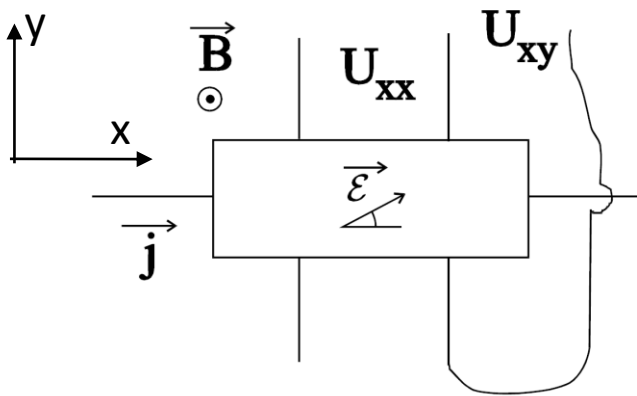
$$\sigma_{xy} \cong \frac{e^2 n}{m^*} \left\langle \frac{\tau}{s} \right\rangle = \frac{qn}{B}$$

Zjawiska galwanomagnetyczne

- Znajomość postaci tensora przewodnictwa pozwala wyjaśnić zjawisko Halla czy magnetooporu poprzecznego i to zarówno w przypadku, kiedy w transporcie biorą udział nośniki z jednego pasma czy też z kilku (np. elektrony i dziury)

Efekt Halla

- Prostopadłościenna próbka, pole magnetyczne wzdłuż osi z, prąd przepływa wzdłuż osi x:



- napięcie wzdłuż kierunku przepływu prądu U_{xx}
- napięcie poprzeczne (hallowskie) U_{xy}

Zjawiska galwanomagnetyczne

- wektor gęstości prądu: $\vec{j} = \begin{bmatrix} j \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$
- wektor natężenia pola elektrycznego znajdziemy za pomocą relacji:
 $\vec{\varepsilon} = \hat{\rho} \vec{j} = (\hat{\sigma})^{-1} \vec{j}$ gdzie $\hat{\sigma}$ – tensor oporności

$$\hat{\rho} = \begin{bmatrix} \rho_{xx} & \rho_{xy} & 0 \\ -\rho_{xy} & \rho_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \rho_{zz} \end{bmatrix} = \hat{\sigma}^{-1} = \begin{bmatrix} \frac{\sigma_{xx}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2} & \frac{-\sigma_{xy}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2} & 0 \\ \frac{\sigma_{xy}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2} & \frac{\sigma_{xx}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{\sigma_{zz}} \end{bmatrix}$$



Zjawiska galwanomagnetyczne

- oporność podłużna (zależna od pola magnetycznego B):

$$\rho_{xx} \equiv \rho(B) = \frac{\sigma_{xx}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2}$$

- oporność hallowaska:

$$\rho_H \equiv R_H \cdot B = -\rho_{xy} = \frac{\sigma_{xy}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2}$$

gdzie R_H *jest współczynnikiem Halla*

- *współczynnik Halla w obszarze słabych pól magnetycznych $B \rightarrow 0$:*

$$R_{H0} \cong \frac{1}{B} \frac{\sigma_{xy}}{\sigma_{xx}^2} \cong \frac{1}{qn} \frac{\langle \tau^2 \rangle}{\langle \tau \rangle^2} = \frac{r}{\pm en}$$

r nazywa się hallowskim
czynnikiem rozproszeniowym

- w przypadku silnej degeneracji $\tau \rightarrow \tau(E_F)$ i $r = 1$
- w przypadku niezdegenerowanym, opisywalnym rozkładem Boltzmann'a, po zastosowaniu wprowadzonej wcześniej zależności czasu relaksacji od energii:

$$\tau(E) \propto E^{(p-1/2)}$$

otrzymujemy:

Zjawiska galwanomagnetyczne

$$r = \frac{\Gamma(2p + 3/2) \cdot \Gamma(5/2)}{\Gamma^2(p + 2)}$$

gdzie $\Gamma(x) = \int_0^{\infty} t^{x-1} e^{-t} dt$ jest funkcją gamma Eulera

- Jeśli:
 - $p = 0$ (rozpraszanie na fononach, potencjał deformacyjny) $r \approx 1,18$
 - $p = 1$ (rozpraszanie na fononach optycznych, mechanizm polarny, rozpraszanie na fononach akustycznych, mechanizm piezo) $r \approx 1,10$
 - $p = 2$ (rozpraszanie na zjonizowanych domieszkach) $r \approx 1,93$
- mierząc współczynnik Halla w obszarze słabych pól B i przewodnictwo elektryczne σ bez pola magnetycznego można z dokładnością do hallowskiego czynnika rozproszeniowego wyznaczyć koncentrację i ruchliwość nośników:

$$n = \frac{r}{e|R_H|}$$

$$\mu = \frac{|R_H|\sigma}{r}$$

Zjawiska galwanomagnetyczne

- współczynnik Halla w obszarze silnych pól magnetycznych $|s| \gg 1$:*

$$R_H = \frac{1}{B} \frac{\sigma_{xy}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2} \xrightarrow{s \gg 1} \frac{1}{B} \frac{1}{\sigma_{xy}} \approx \frac{1}{qn} = R_{H\infty}$$

w ogóle nie zależy od mechanizmów rozpraszania nośników !

Magnetoopor poprzeczny – efekt Gaussa

- słowo „poprzeczny” odnosi się do sytuacji, kiedy przepływ prądu zachodzi w kierunku prostopadłym do kierunku pola magnetycznego
- zjawiskiem magnetooporu nazywamy względną zmianę oporności r_{xx} w funkcji pola magnetycznego:

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = \frac{\rho_{xx}(B)}{\rho(0)} - 1 = \frac{\sigma(0)\sigma_{xx} - \sigma_{xx}^2 - \sigma_{xy}^2}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2}$$

Zjawiska galwanomagnetyczne

- wystarczy teraz podstawić odpowiednie wyrażenia na składowe tensora przewodnictwa...
- magnetoopór w obszarze słabych pól magnetycznych $|s| \ll 1$:**
stosując standardowe przybliżenia i ograniczając się do wyrazów najniższego rzędu w B otrzymujemy:

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = \frac{e^2 B^2}{m^{*2}} \left[\frac{\langle \tau^3 \rangle}{\langle \tau \rangle} - \frac{\langle \tau^2 \rangle^2}{\langle \tau \rangle^2} \right] = \mu^2 B^2 \left[\frac{\langle \tau^3 \rangle}{\langle \tau \rangle^3} - \frac{\langle \tau^2 \rangle^2}{\langle \tau \rangle^4} \right] = \mu^2 B^2 \cdot A$$

(ćwiczenia !)

- magnetopór jest kwadratowy w B
- jest proporcjonalny do μ^2
- współczynnik proporcjonalności A zależy od mechanizmu rozpraszania:
np. w przypadku niezdegenerowanym (rozkład Boltzmanna) dla $p = 0$ (fonony akustyczne, potencjał deformacyjny) $A = 0,38$, dla $p = 2$ (zjonizowane domieszki) $A = 2,15$

Zjawiska galwanomagnetyczne

- *magnetoopór w obszarze silnych pól magnetycznych $|s| \gg 1$:*

$$\frac{\Delta\rho_{\infty}}{\rho} \approx \frac{\sigma(0)\sigma_{xx}}{\sigma_{xy}^2} - 1 = \langle\tau\rangle\left\langle\frac{1}{\tau}\right\rangle - 1$$

nasyca się na wartości zależnej od mechanizmu rozpraszania

Dla rozkładu Boltzmann'a:

0,13 dla $p = 0$

2,40 dla $p = 2$

- *dla pasma sferycznego magnetoopór podłużny nie pojawia się* (na ładunek poruszający się wzdłuż linii pola B nie działa siła). W przypadku pasma niesferycznego przewodnictwo jest tensorowe nawet bez pola B i w tym przypadku magnetoopór podłużny występuje
- efekt Halla – pierwszego rzędu w polu B
- efekt Gaussa – drugiego rzędu w polu B

Zjawiska galwanomagnetyczne

Przypadek udziału w przewodnictwie wielu rodzajów nośników

np.:

- półprzewodnik bliski samoistnemu – w transporcie biorą udział elektrony w paśmie przewodnictwa i dziury w paśmie walencyjnym
- degeneracja kilku dolin jednego pasma – nośniki obsadzające różne doliny mają różne koncentracje i ruchliwości
- heterostruktura w której występuje kilka warstw zawierających różne swobodne nośniki
- *Standardowym założeniem* jest to, że każda i-ta „grupa” nośników czuje ten sam rozkład pola elektrycznego oraz że nośniki w swoim ruchu sobie nawzajem „nie przeszkadzają”. W takim przypadku, całkowita gęstość prądu jest sumą gęstości prądu od poszczególnych grup nośników i:

$$\hat{\sigma}^{tot} = \sum_i \hat{\sigma}^i \quad \text{tzn. tensor przewodnictwa jest addytywny}$$

Zjawiska galwanomagnetyczne

Przykład 1 – elektrony i dziury współuczestniczące w transporcie

- elektrony: $\sigma_{xx}^e = \frac{e^2 n}{m_e^*} \left\langle \frac{\tau_e}{1 + s_e^2} \right\rangle$ $\sigma_{xy}^e = \frac{e^2 n}{m_e^*} \left\langle \frac{s_e \tau_e}{1 + s_e^2} \right\rangle$
- dziury: $\sigma_{xx}^h = \frac{e^2 p}{m_h^*} \left\langle \frac{\tau_h}{1 + s_h^2} \right\rangle$ $\sigma_{xy}^h = \frac{e^2 p}{m_h^*} \left\langle \frac{s_h \tau_h}{1 + s_h^2} \right\rangle$

- całkowity tensor przewodnictwa:

$$\sigma_{xx}^{tot} = \sigma_{xx}^e + \sigma_{xx}^h \qquad \sigma_{xy}^{tot} = \sigma_{xy}^e + \sigma_{xy}^h$$

- możemy teraz w standardowy sposób wyznaczyć współczynnik Halla

$$R_H^{tot} = \frac{\rho_H^{tot}}{B} = \frac{1}{B} \cdot \frac{\sigma_{xy}^{tot}}{\left(\sigma_{xx}^{tot}\right)^2 + \left(\sigma_{xy}^{tot}\right)^2}$$

Zjawiska galwanomagnetyczne

- *w obszarze słabych pól magnetycznych $|s_e|, |s_h| \ll 1$:*

$$R_0 = \frac{r_h p \mu_h^2 - r_e n \mu_e^2}{e(p \mu_h + n \mu_e)^2} \xrightarrow{r_h = r_e = r} \frac{r}{e} \frac{p - nb^2}{(p + nb)^2} \quad \text{gdzie} \quad b = \frac{\mu_e}{\mu_h}$$

- *w obszarze silnych pól magnetycznych $|s_e|, |s_h| \gg 1$:*

$$R_\infty = \frac{1}{e(p - n)} \quad \Downarrow$$

1. w słabych polach magnetycznych dominujący wkład do współczynnika Halla mogą mieć nośniki bardziej ruchliwe, nawet jeśli ich koncentracja jest istotnie mniejsza!
2. w silnych polach magnetycznych o znaku współczynnika Halla decydują nośniki o większej koncentracji
3. z powyższego wynika, że znak współczynnika Halla może w funkcji pola B się zmienić !!!

Zjawiska galwanomagnetyczne

Przykład 2 – widmo ruchliwości

- nie wiemy ile różnych rodzajów (grup) nośników bierze udział w transporcie
- staramy się opisać doświadczalną zależność składowych tensora przewodnictwa od pola magnetycznego $\sigma_{xx}(B)$ i $\sigma_{xy}(B)$ jako złożenie wielu różnych wkładów – kanałów przewodnictwa (w ogólności – dowolnie wielu) pochodzących od grup nośników (numerowanych wskaźnikiem i) charakteryzujących się daną masą efektywną m_i^* , ładunkiem q_i ($= \pm e$) oraz czasem relaksacji τ_i
- dla każdej z takich grup możemy napisać:

$$s_i = \frac{q_i \tau_i}{m_i^*} B \equiv \mu_i B \quad \begin{array}{l} \text{– gdzie } m_i \text{ jest ujemne dla elektronów,} \\ \text{a dodatnie dla dziur} \end{array}$$

$$\sigma_{xx}^i(B) = \frac{e^2 n_i}{m_i^*} \frac{\tau_i}{1 + s_i^2} = \frac{\sigma_{0i}}{1 + s_i^2} = \frac{\sigma_{0i}}{1 + (\mu_i B)^2}$$

$$\sigma_{xy}^i(B) = \frac{\sigma_{0i}}{1 + (\mu_i B)^2} \cdot (\mu_i B)$$

Zjawiska galwanomagnetyczne

- sumaryczny wkład od wszystkich kanałów przewodnictwa (grup nośników):

$$\sigma_{xx}^{tot}(B) = \sum_i \frac{\sigma_{0i}}{1 + (\mu_i B)^2} = \int_{\mu} \left(\frac{d\sigma_0(\mu)}{d\mu} \right) \frac{1}{1 + (\mu B)^2} d\mu$$

$$\sigma_{xy}^{tot}(B) = \sum_i \frac{\sigma_{0i} \mu_i B}{1 + (\mu_i B)^2} = \int_{\mu} \left(\frac{d\sigma_0(\mu)}{d\mu} \right) \frac{\mu B}{1 + (\mu B)^2} d\mu$$

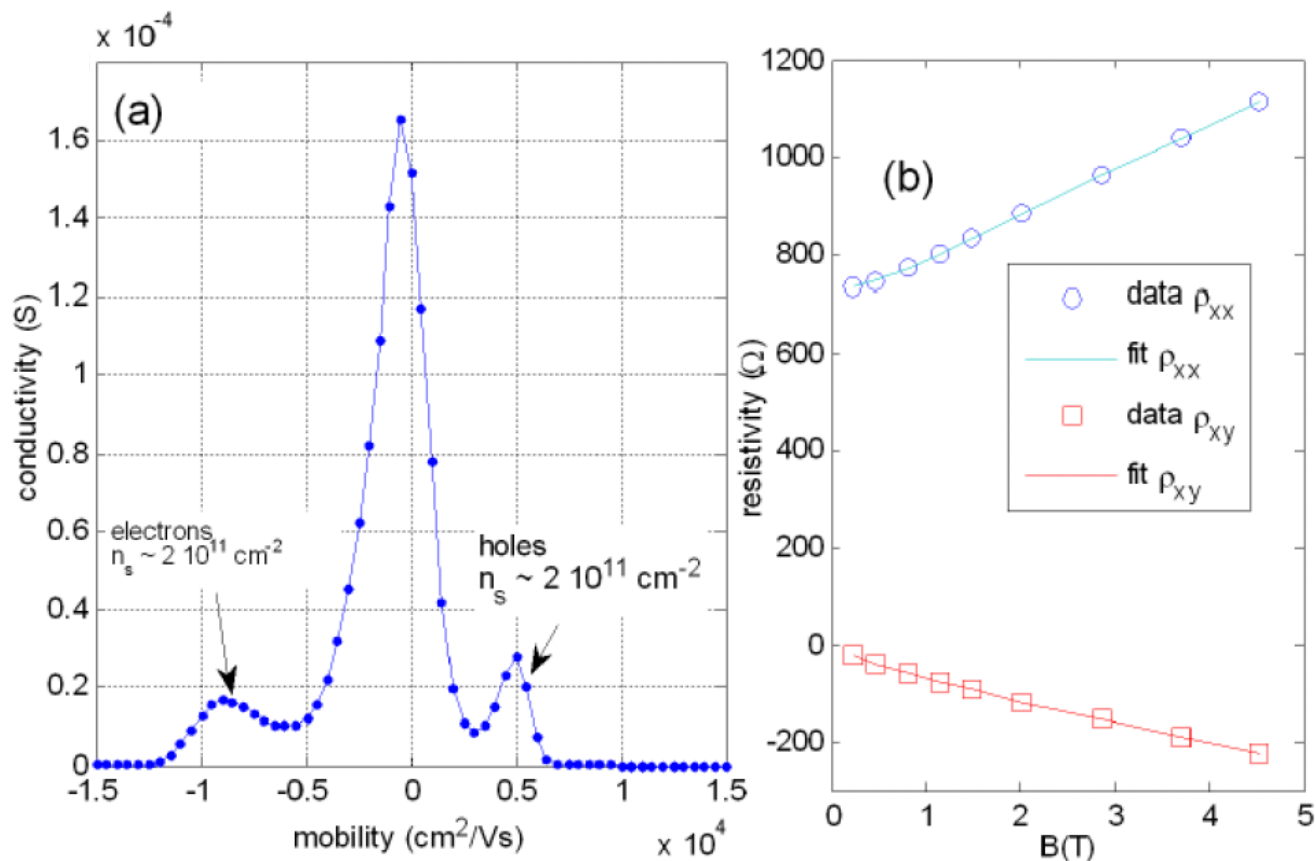
- rozwiązanie problemu polega na takim dobraniu wkładów poszczególnych kanałów przewodnictwa, aby zgodność pomiędzy wyliczonymi zależnościami $\sigma_{xx}^{tot}(B)$ i $\sigma_{xy}^{tot}(B)$ i doświadczeniem była jak najlepsza
- można albo próbować dopasować sumę wkładów od kilku kanałów $\mu_i - \sigma_{0i}$ przewodnictwa, albo stosować kwaziciągły rozkład $\frac{d\sigma_0(\mu)}{d\mu}$



widmo ruchliwości

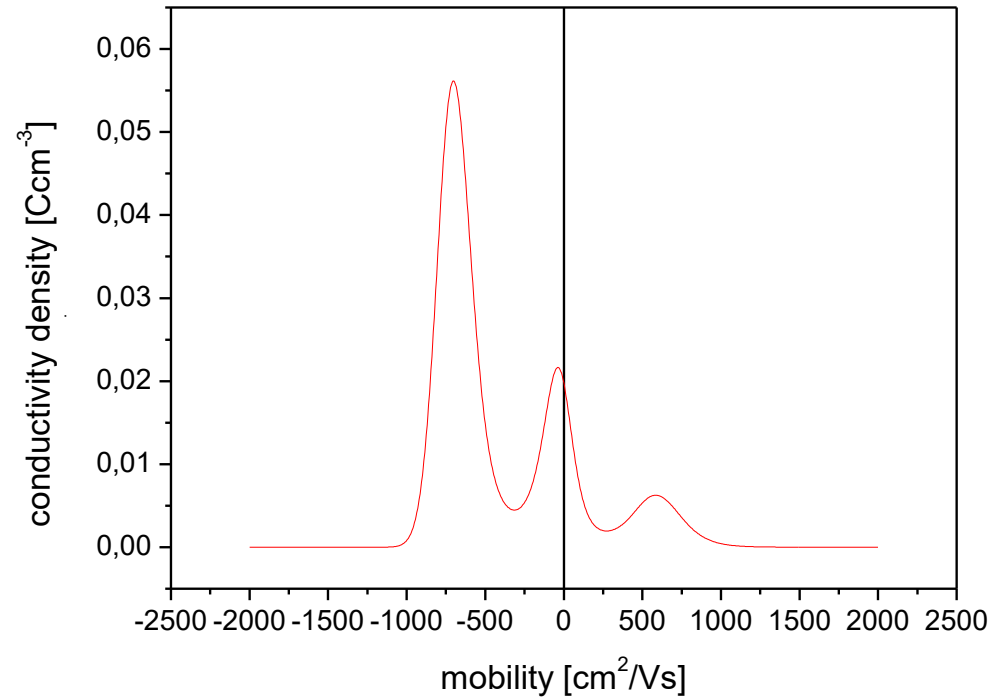
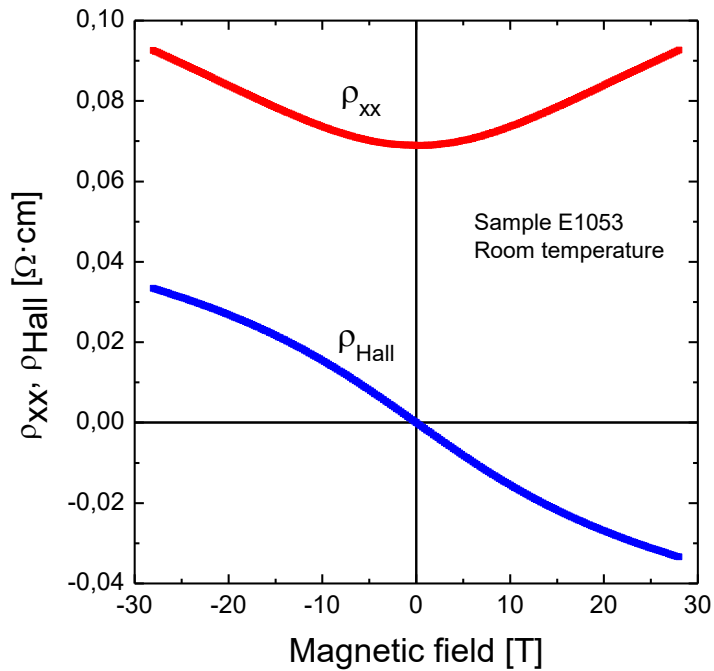
Zjawiska galwanomagnetyczne

Grafen (wyniki – dr Marta Gryglas-Borysiewicz)



Zjawiska galwanomagnetyczne

InN:Mg (wyniki – L. Dmowski, M. Baj)



Maximum Entropy Mobility Spectrum Analysis wg.:
S. Kiatgamolchai et al., *Physical Review E*, **66**, 036705 (2002)