

Transportní vlastnosti polovodičů 1

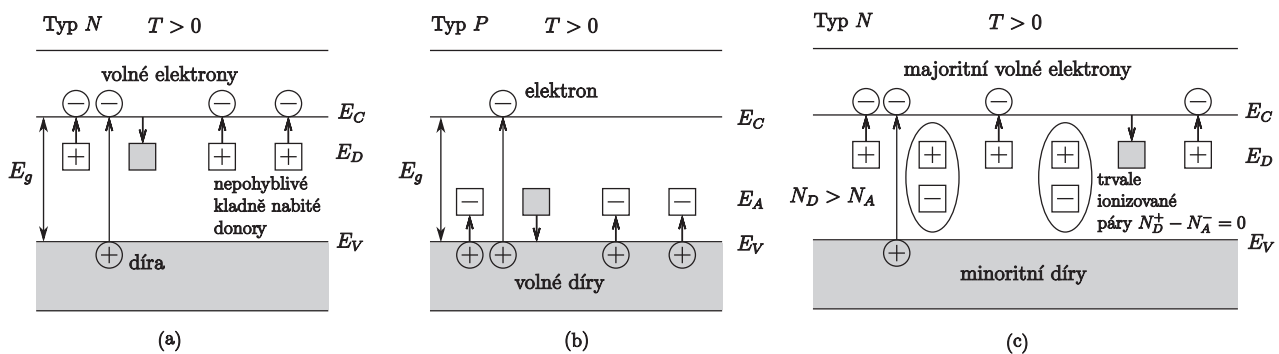
Při studiu transportních jevů v pevných látkách vycházíme z pásové teorie pevných látek. Podle této teorie se mohou elektrony v pevné látce nacházet pouze v určitých kvantových stavech. Soustavě diskretních energetických hladin v izolovaném atomu zde odpovídá soustava pásů dovolených energií, které jsou od sebe odděleny pásem zakázaných energií. Podle šířky zakázaného pásu (energie E_g) mezi horním okrajem posledního zaplněného pásu (valenční pás - energie E_V) a dolním okrajem prvního nezaplňného pásu (vodivostní pás - energie E_C) se pevné látky rozdělují na izolanty ($E_g > 3eV$), polovodiče ($E_g \sim 1eV$) a kovy. U kovů není valenční pás zcela zaplněn. Elektrony mohou snadno přecházet mezi jednotlivými energetickými stavy ve valenčním pásu, čímž vzniká elektrický proud. U polovodičů a izolantů je valenční pás zcela zaplněn a vodivostní pás je prázdný. Zde je nutno dodat valenčním elektronům určitou energii, aby mohly překonat zakázaný pás a přejít do vodivostního pásu. Přechodem elektronů do vodivostního pásu vznikají zároveň u horního okraje valenčního pásu neobsazené energetické hladiny, tzv. díry. Jsou to vlastně chybějící elektrony ve valenčních vazbách polovodiče, které se chovají podobně jako elektrony, avšak mají kladný elektrický náboj.

Elektrická vodivost polovodičů způsobená přechodem elektronů z valenčního do vodivostního pásu se nazývá *vlastní vodivost*. V tomto případě je elektrický proud vytvářen jak elektrony ve vodivostním pásu tak i dírami ve valenčním pásu. Vlastní vodivost polovodičů můžeme pozorovat většinou při vyšších teplotách. V reálných polovodičích jsou přítomny různé druhy krystalových poruch jako např. vakance po chybějících atomech, vlastní nebo cizí atomy v mezimřížkových polohách nebo cizí příměsi na místě vlastních atomů, které vytvářejí energetické hladiny uvnitř zakázaného pásu, které uvolňují nebo zachycují elektrony, jejichž koncentrace při nízkých teplotách podstatně převyšuje koncentraci vlastních elektronů.

Krystalová porucha, která je schopna dodat elektron do vodivostního pásu, se nazývá *donor* (např. pětimocná příměs v čtyřmocném polovodiči). Nejnižší energie potřebná k odtržení elektronu od příměsi se nazývá aktivační energie donorů E_D . Elektrická vodivost způsobená elektrony vybuzenými z donorových hladin do vodivostního pásu se nazývá *elektronová vodivost* nebo *vodivost typu N*.

Krystalová porucha, která je schopna zachytit elektron z valenčního pásu, se nazývá *akceptor* (např. třímocná příměs v čtyřmocném polovodiči). Aktivační energie akceptorů E_A jsou řádově stejné jako E_D . Elektrická vodivost způsobená děrami ve valenčním pásu vzniklými při zachycení elektronů akceptory se nazývá *děrová vodivost* nebo *vodivost typu P*.

Aktivační energie donorů a akceptorů je mnohem menší než šířka zakázaného pásu E_g , a proto k ionizaci, a tím k elektronové či děrové vodivosti, dochází při nižších teplotách než ke vzniku vlastní vodivosti. V reálných polovodičích bývají velmi často přítomny donory i akceptory současně. Tyto polovodiče se nazývají *kompensované*.



Obrázek 1: Zjednodušený pásový model příměsového polovodiče typu N a typu P při teplotě $T > 0$.

Podle toho, kterých poruch je více, máme polovodiče typu N ($N_D > N_A$) či typu P ($N_A > N_D$).

1 Koncentrace nosičů proudu.

1.1 Koncentrace elektronů ve vodivostním pásu.

Příslušnou koncentraci elektronů ve vodivostním pásu a koncentraci děr ve valenčním pásu vypočteme pomocí Fermi-Diracovy statistiky. Střední počet elektronů, nalézající se ve stavu s energií E je určen Fermiho rozdělovací funkcí f_0 :

$$f_0(E) \equiv \frac{1}{e^{\frac{E-E_F}{k_B T}} + 1} \quad (1)$$

kde k_B je Boltzmannova konstanta a T je absolutní teplota. E_F je Fermiho energie, což je energetická hladina, pro kterou je pravděpodobnost obsazení $1/2$ ($f_0(E_F) = 1/2$).

Celková koncentrace volných elektronů n ve vodivostním pásu polovodiče je obecně určena vztahem [1, 2]

$$n \equiv \frac{2}{\sqrt{\pi}} N_C F_{1/2}(\eta), \quad (2)$$

kde

$$N_C \equiv 2 \left(\frac{2\pi m_n k_B T}{h^2} \right)^{3/2} \quad (3)$$

je hustota stavů při isotropní efektivní hmotě elektronů, h je Planckova konstanta a m_n je skalární efektivní hmotota elektronů. V efektivní hmotě je zahrnut vliv periodického krystalového pole na elektron, a proto se její hodnota většinou liší od hmoty elektronu ve vakuu m_0 . Obecně však m_n není skalár ale tensor II.řádu.

$F_{1/2}(\eta)$ je Fermi-Diracův integrál definovaný vztahem

$$F_k \equiv \int_0^\infty \frac{x^k}{1 + e^{x-\eta}} dx \quad (4)$$

$x = E/k_B T$ a $\eta = E_F/k_B T$ je redukovaná Fermiho energie (tj. Fermiho energie v jednotkách $k_B T$). Nulovou energii jsme položili na spodní okraj vodivostního pásu $E_C = 0$ (obr.2).

V některých případech můžeme vztah (2) zjednodušit. Při malém zaplnění vodivostního pásu elektrony $n \ll N_C$, tj. když $f_0 \ll 1$, můžeme v (1) a (4) zanedbat ve jmenovateli jedničku ve srovnání s exponenciálou, takže rozdělovací funkce f_0 bude mít tvar

$$f_0 \equiv e^\eta e^{-x} \quad (5)$$

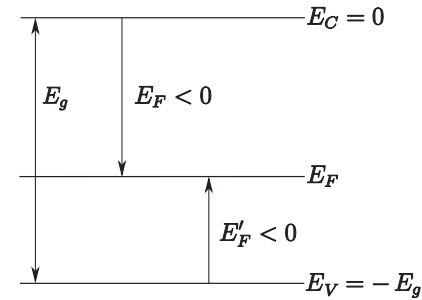
To znamená, že při malé koncentraci se nositelé proudu chovají podle Maxwell-Boltzmanovy statistiky. Takové polovodiče se nazývají *nedegenerované*. Pro polohu Fermiho hladiny to znamená, že leží v zakázaném pásu nejméně $4k_B T$ pod spodním okrajem vodivostního pásu ($\eta \ll 4$). Fermiho integrál (4) lze potom vypočítat a pro koncentraci elektronů v nedegenerovaných polovodičích dostaneme vztah

$$n \equiv N_C e^\eta \quad (6)$$

Hodnota Fermiho energie v polovodičích závisí na koncentraci poruch v krystalu, na jejich aktivační energii a na teplotě. Při slabé ionizaci poruch v nedegenerovaném polovodiči ji můžeme snadno vypočítat z podmínky elektrické neutrality krystalu jako celku.

Pro *vlastní vodivost* (obr.1), která vzniká přechodem elektronů tepelnou excitací z valenčního do vodivostního pásu, je Fermiho energie η funkcí pouze teploty, šířky zakázaného pásu E_g a efektivních hmot elektronů m_n a děr m_p . Při teplotě absolutní nuly leží přesně uprostřed zakázaného pásu. S rostoucí teplotou se mění jen slabě [1,2] podle vztahu

$$E_F \equiv -\frac{E_g}{2} + \frac{3}{4} k_B T \ln \frac{m_p}{m_n} \quad (7)$$



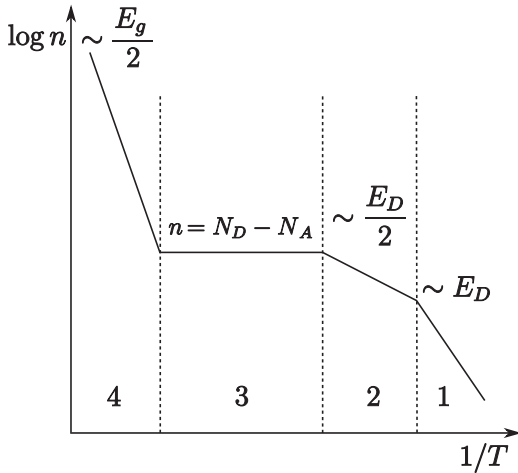
Obrázek 2: Energetické schéma polovodiče

Dosažením tohoto výrazu do rovnice (6) dostaneme pro koncentraci vlastních elektronů n_i a vlastních děr p_i vztah

$$n_i = p_i = 2 \left(\frac{2\pi k_B T}{h^2} \right)^{3/2} (m_n m_p)^{3/4} e^{-\frac{E_g}{2k_B T}} \quad (8)$$

Příměšový polovodič s elektronovou vodivostí má koncentraci elektronů N_D , která převažuje nad koncentrací akceptorů N_A ($N_D > N_A$). Aktivační energie elektronů je E_D (obr.1.c). Tyto akceptory jsou zcela zaplněny elektrony z donorů, neboť mají mnohem nižší energetickou hladinu. Uvažujeme-li pouze takový teplotní interval, v němž lze koncentraci děr ve valenčním pásu zanedbat, dostaneme mezi koncentrací elektronů, akceptorů, donorů a jejich aktivačními energiemi obecný vztah [2]

$$\frac{n(N_A + n)}{N_D - N_A - n} = \frac{N_C}{2} \cdot e^{-\frac{E_D}{k_B T}} \quad (9)$$



Obrázek 3: Teplotní závislost koncentrace elektronů

Tento výraz je dosti složitý pro určování jednotlivých parametrů. Lze jej však podstatně zjednodušit za předpokladu slabé tepelné ionizace donorů, tj. při nízkých teplotách, kdy $k_B T \ll E_D$, a tedy $n \ll (N_D - N_A)$. Pro teplotní obor, ve kterém je splněn ještě další předpoklad, že $n \ll N_A$ (obr.3, oblast 1) dostaneme pro koncentraci elektronů výraz

$$n = \frac{N_D - N_A}{N_A} \cdot \frac{N_C}{2} \cdot e^{-\frac{E_D}{k_B T}} \quad (10)$$

Platí-li naopak v jistém teplotním intervalu, že $n \gg N_A$ (obr.3, oblast 2), bude koncentrace elektronů rovna

$$n = \sqrt{\frac{(N_D - N_A)N_C}{2}} \cdot e^{-\frac{E_D}{2k_B T}} \quad (11)$$

(předpoklad $n \gg N_A$ pro oblast 2 nemusí být splněn v žádném teplotním oboru, to je např. v případě silně

kompensovaného polovodiče, ve kterém je $N_D \approx N_A$).

Fermiho energii v obou případech dostaneme velice snadno porovnáním výrazů (10) a (11) s výrazem (6). V prvním případě

$$E_F = -E_D + k_B T \ln \left(\frac{N_D - N_A}{2N_A} \right) \quad (12)$$

a ve druhém

$$E_F = -\frac{E_D}{2} + \frac{1}{2} k_B T \ln \left(\frac{N_D - N_A}{2N_C} \right) \quad (13)$$

Při úplné ionizaci donorů ($E_D \ll k_B T$, obr.3, oblast 3) je koncentrace elektronů rovna

$$n = N_D - N_A \quad (14)$$

1.2 Koncentrace děr ve valenčním pásu

Pro koncentraci děr p ve valenčním pásu polovodiče typu P ($N_A > N_D$) platí podobné vztahy. V rovnicích (9-14) nahradíme pouze koncentraci elektronů n koncentrací děr p, ve faktoru N_C dosadíme za m_n efektivní hmotu děr m_p (faktor označíme N_V) a zaměníme indexy D a A. Označíme-li redukovanou Fermiho energii děr η' ($\eta' = E'_F/k_B T = -(E_g + E_F)/k_B T$), můžeme použít i vztahů (2-6).

2 Elektrická vodivost a pohyblivost nosičů proudu

Měrná elektrická vodivost σ vystupuje v Ohmově zákoně jako koeficient úměrnosti mezi hustotou elektrického proudu j a elektrickým polem E , $j = \sigma E$. Její hodnota závisí na koncentraci volných elektronů a děr a na jejich pohyblivostech μ_n a μ_p vztahem

$$\sigma = en\mu_n + ep\mu_p = \sigma_n + \sigma_p \quad (15)$$

Elektrická vodivost nám tak poskytuje důležité informace o koncentraci nositelů proudu a to zejména tehdy, účastní-li se v procesu vedení proudu pouze elektrony (typ N, $n \gg p$) nebo jenom díry (typ P, $p \gg n$).

Pohyblivost nosičů proudu je obecně veličina charakterizující pohyb volných nosičů náboje v polovodiči, na který působí elektrické pole. *Driftová pohyblivost* je průměrná rychlost v nosičů náboje vyvolaná jednotkovou intenzitou elektrického pole E_x působící ve směru pohybu x , $\mu = v/E$. V anizotropním krystalu je to obecně tenzor.

Pohyblivost elektronů μ_n a děr μ_p závisí na druhu jejich rozptylu, a proto je charakterizována střední dobou mezi dvěma srážkami elektronu (relaxační dobou τ) nebo střední volnou dráhou $\langle l \rangle = v \langle \tau \rangle$, kde v je střední tepelná rychlost. Pro pohyblivost tedy platí vztah

$$\mu_{n,p} = \frac{e}{m_{n,p}} \langle \tau_{n,p} \rangle \quad (16)$$

kde pro střední hodnotu relaxační doby platí

$$\langle \tau \rangle = \frac{2}{3F_{1/2}(\eta)} \int_0^\infty \frac{\tau_n x^{3/2} e^{x-\eta}}{(1+e^{x-\eta})^2} dx \quad (17)$$

Rozptyl nosičů proudu je způsoben jednak tepelnými kmity atomů nebo iontů, jednak cizími atomy nebo poruchami v krystalové mřížce. Pro výslednou relaxační dobu můžeme napsat vztah (Matthies-senovo pravidlo):

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_L} + \frac{1}{\tau_0} + \frac{1}{\tau_I} \quad (18)$$

kde τ_L je relaxační doba způsobená rozptylem nosičů proudu na akustických kmitech mříže, τ_0 rozptylem na optických kmitech a τ_I na ionizovaných příměsích. V mnoha případech lze jednu nebo dvě relaxační doby ve vztahu (18) zanedbat.

Výpočet relaxačních dob je poměrně složitý, avšak pro všechny druhy rozptylu můžeme použít vztahu

$$\tau_k = C_k(T)x^{\underline{s}} \quad (19)$$

kde $C_k(T)$ je faktor závislý na teplotě, x je redukovaná kinetická energie nosiče proudu a \underline{s} je exponent závislý na typu rozptylu. Pro rozptyl na akustických kmitech mříže je $\underline{s} = -1/2$, pro rozptyl na ionizovaných příměsích $\underline{s} = 3/2$. Při rozptylu na optických kmitech mříže je exponent \underline{s} funkcí teploty, mění se od 0 (pro velmi nízké teploty) do 1/2 (pro vysoké teploty).

Pro výslednou pohyblivost μ ovlivněnou rozptylem nosičů proudu na akustických kmitech mříže (μ_L) a ionizovaných příměsích (μ_I) můžeme užít přibližného vztahu

$$\frac{1}{\mu} \cong \frac{1}{\mu_L} + \frac{1}{\mu_I} = AT^{3/2} + BT^{-3/2} \quad (20)$$

kde A a B jsou konstanty na teplotě nezávislé.

Neobsahuje-li krystal mnoho poruch a příměsí, můžeme obyčejně člen $1/\mu_I$ v rovnici (20) zanedbat a výsledná pohyblivost je rovna pohyblivosti ovlivněné pouze rozptylem na akustických kmitech mříže.

Pro pohyblivost μ_0 ovlivněnou rozptylem nositelů proudu na optických kmitech mříže, můžeme použít přibližného vztahu

$$\mu_0 = DT^{1/2}(e^{\Theta/T} - 1) \quad (21)$$

kde faktor D je komplikovaným způsobem mírně závislý na teplotě a Θ je tzv. charakteristická teplota, která je rovna $h\omega_0/2\pi k_B$ ($h\omega_0/2\pi$ je energie optického fononu).

3 Hallova konstanta

Umístíme-li vzorek, kterým protéká ve směru osy x hustota elektrického proudu J_x , do magnetického pole o indukci B_z kolmého k tomuto proudu, budou se nositelé proudu pod vlivem Lorentzovy síly odklánět ve směru osy y . Přitom se v tomto směru vytvoří elektrické pole E_Y , pro které platí

$$E_Y = R_H B_z J_x \quad , \quad (22)$$

kde R_H je tzv. Hallova konstanta.

Pro úhel odchylení ϑ výsledného elektrického pole od osy x (Hallův úhel) platí $\operatorname{tg}\vartheta = E_y/E_x = \mu_H B_z$. Konstanta úměrnosti μ_H se nazývá Hallova pohyblivost.

Podle elektronové teorie je Hallova konstanta polovodiče se současnou elektronovou a děrovou vodivostí určena pro slabé magnetické pole ($(\mu_H B)^2 \ll 1$) vztahem

$$R_H = -r_H \frac{n\mu_n^2 - p\mu_p^2}{e(n\mu_n + p\mu_p)^2} \quad (23)$$

a pro polovodič typu N s čistou elektronovou vodivostí ($p = 0$)

$$R_H = -r_H \frac{1}{en} \quad (24)$$

a podobně pro polovodič typu P ($n = 0$)

$$R_H = r_H \frac{1}{ep} \quad (25)$$

Pro rozptylový faktor r_H vychází z teorie vztah

$$r_H = \frac{\langle \tau^2 \rangle}{\langle \tau \rangle^2} \quad (26)$$

který je roven pro nedegenerovaný polovodič $3\pi/8$ při převládajícím rozptylu na akustických kmitech mříže a $315\pi/512 \cong 1,93$ pro převládající rozptyl na ionizovaných příměsích. Při rozptylu na optických kmitech mříže je faktor r_H teplotně závislý a mění se od 1.0 do 1.24. U silně degenerovaného polovodiče ($\eta > 8$) je $r_H \cong 1$.

!! Ze znaménka Hallovy konstanty můžeme určit typ vodivosti !!

Vynásobíme-li Hallovu konstantu R_H měrnou vodivostí σ , dostaneme *Hallovu pohyblivost* μ_H , která je vázána s pohyblivostí, např. μ_n , vztahem

$$\mu_H = |R_H \sigma_n| = r_H \mu_n \quad (27)$$

Kombinace měření vodivosti a Hallovy konstanty je nezbytně nutná k tomu, abychom zjistili rozptylový mechanismus vodivosti polovodičů.

4 Stanovení některých parametrů polovodičů

4.1 Určení aktivační energie poruch

Stanovení aktivační energie poruch vyžaduje měření koncentrace nositelů proudu v širokém oboru teplot tak, aby postupně platily vztahy (10), (11) a (14).

V případě *nedegenerovaného polovodiče* ($\eta \ll 4$) *se slabou kompenzací poruch* ($N_D \gg N_A$), je závislost logaritmu koncentrace elektronů na reciproké hodnotě absolutní teploty ($1/T$) znázorněna na obr.3. Aktivační energii donorů určíme z teplotní závislosti koncentrace nositelů proudu v teplotní oblasti 1 nebo 2.

Pro teplotní oblast 1 dostáváme ze vztahů (3) a (10) pro aktivační energii donorů E_D vztah

$$E_D \equiv k_B \frac{\ln \left[\left(\frac{2\pi m_n k_B}{h^2} \right)^{3/2} \left(\frac{N_D - N_A}{N_A} \right) \right] - \ln(nT^{-3/2})}{\frac{1}{T}} \quad (28)$$

Pro teplotní oblast 2 je aktivační energie donorů rovna

$$E_D \equiv 2k_B \frac{\ln \left[\left(\frac{2\pi m_n k_B}{h^2} \right)^{3/4} (N_D - N_A)^{1/2} \right] - \ln(nT^{-3/4})}{\frac{1}{T}} \quad (29)$$

Pomocí lineární regrese závislostí (28) nebo (29) v dané teplotní oblasti získáme hodnotu aktivační energie donorů.

V případě polovodiče pouze s jedním druhem poruch, např. donorů (při $N_A = 0$) jsou splněny předpoklady pro teplotní oblast 2 ($n \gg N_A$) a aktivační energii E_D vypočteme ze vztahu (29). Pro polovodiče *se silnou kompenzací poruch*, kdy koncentrace donorů je srovnatelná s koncentrací akceptorů ($N_D \sim N_A$, $N_D > N_A$), nejsou splněny předpoklady pro teplotní oblast 2, a aktivační energii donorů vypočteme ze vztahu (28).

Pro polovodič typu p můžeme použít pro výpočet aktivační energie akceptorů E_A opět vztahy (1.33) a (1.34), jestliže nahradíme koncentraci elektronů n koncentrací děr p a vzájemně zaměníme koncentraci donorů N_D a koncentraci akceptorů N_A .

4.2 Určení šířky zakázaného pásu

Šířku zakázaného pásu E_g můžeme stanovit z teplotní závislosti Hallovy konstanty v oblasti vlastní vodivosti (oblast 4), pro kterou podle (23) při $n_i = p_i$ platí

$$R_H \equiv -r_H \frac{1}{en_i} \frac{b-1}{b+1}, \quad (30)$$

kde $b = \mu_n/\mu_p$.

Ze vztahu (8) dostaneme pro E_g vztah

$$E_g \equiv 2k_B \frac{\ln \left[2 \left(\frac{2\pi k_B}{h^2} \right)^{3/2} (m_n m_p)^{3/4} \right] - \ln(n_i T^{-3/2})}{\frac{1}{T}}. \quad (31)$$

4.3 Určení pohyblivosti nosičů proudu v oblasti příměsové vodivosti (oblast 1,2)

Pohyblivost elektronů nebo děr v oblasti příměsové vodivosti můžeme stanovit z měření elektrické vodivosti a Hallovy konstanty podle vztahů

$$\mu_n = -\frac{1}{r_H} R_{Hn} \sigma_n \quad a \quad \mu_p = \frac{1}{r_H} R_{Hp} \sigma_p \quad (32)$$

5 Experimentální část

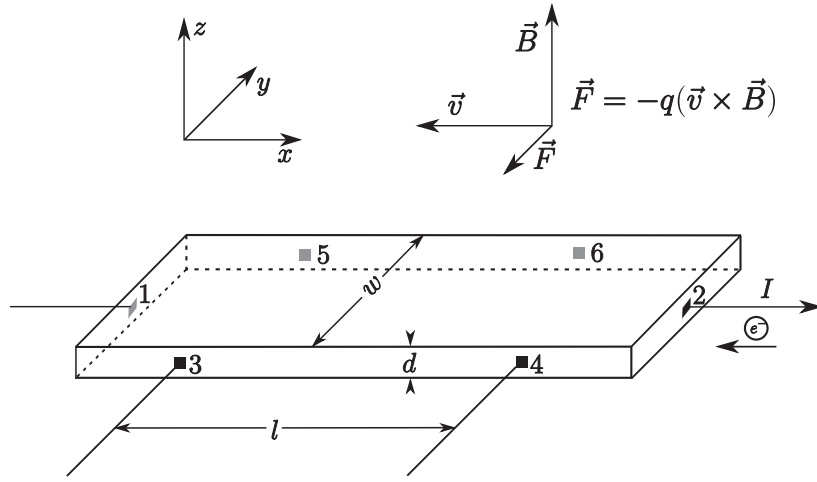
Elektrická vodivost σ a Hallova konstanta R_H se měří buď v klasickém uspořádání na hranolku nebo válečku, který je opatřen pěti nebo šesti ohmickými kontakty nebo metodou Van der Pauwa. Tato metoda je vhodná pro vzorky nepravidelného tvaru, které jsou planparalelně vyleštěny a mají po obvodu 4 ohmické kontakty.

5.1 Měření elektrické vodivosti σ a Hallovy konstanty R_H v klasickém uspořádání

Vzorek: hranolek, na jehož boku či na povrchu blízko hrany je připraveno 6 kontaktních bodů. Definují se geometrické parametry: vzdálenost l mezi napěťovými kontakty 5,6 nebo 3,4, šířka w mezi napěťovými kontakty 3,5 a 4,6 a tloušťka vzorku d . Tvar vzorku je na obrázku 4.

Elektrická vodivost σ :

$$\sigma \equiv \frac{1}{\rho} \equiv \frac{l}{dw} \frac{I_{1,2}}{U_{3,4}} \quad nebo \quad \frac{l}{dw} \frac{I_{1,2}}{U_{5,6}} \quad (33)$$



Obrázek 4: Měření elektrické vodivosti a Hallovy konstanty v klasickém uspořádání.

Hallova konstanta R_H : Vložíme-li vodivou destičku tloušťky d , kterou protéká elektrický proud I , do magnetického pole s magnetickou indukcí B , kolmou na směr proudu, pak ve třetím směru, kolmém na směr proudu a zároveň na směr magnetického pole změříme následkem Hallova jevu (vlivem působení Lorentzovi síly F) potenciálový rozdíl U_H nazývaný se Hallovo napětí:

$$U_H \equiv R_H \frac{IB_y}{d} \quad (34)$$

$$R_H \equiv r_H \frac{d}{B} \frac{U_{5,3}^0 - U_{5,3}^B}{I_{1,2}} \text{ nebo } r_H \frac{d}{B} \frac{U_{6,4}^0 - U_{6,4}^B}{I_{1,2}} \quad (35)$$

kde

d	je tloušťka vzorku
$I_{1,2}$	je proud procházející vzorkem mezi kontakty 1,2
$U_{k,l}$	je napětí mezi kontakty k,l
U^0 nebo U^B	jsou napětí při nulovém nebo zapnutém mag. poli
B	je magnetická indukce kolmá k rovině vzorku

5.2 Metoda van der Pauwa

Definuje se odpor $R_1 = \frac{U_{34}}{I_{12}}$ a $R_2 = \frac{U_{14}}{I_{23}}$ a platí věta

$$\exp\left(-\frac{\pi d}{\rho} R_1\right) + \exp\left(-\frac{\pi d}{\rho} R_2\right) \equiv 1 \quad (36)$$

kde d je tloušťka vzorku.

Měrný odpor ρ je potom

$$\rho \equiv \frac{1}{\sigma} \equiv \frac{\pi d}{\ln 2} \cdot \frac{(R_1 + R_2)}{2} \cdot f \quad (37)$$

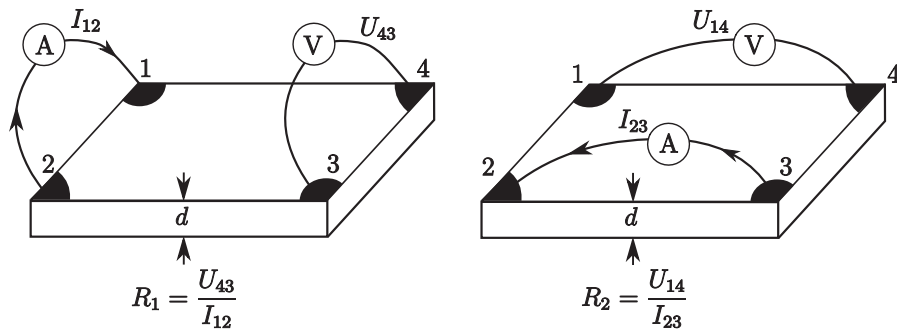
Korekční faktor f závisí pouze na poměru R_1/R_2 a je definován vztahem

$$\cosh \frac{1}{2} \exp\left(\frac{\ln 2}{f}\right) = \frac{(R_1/R_2) + 1}{(R_1/R_2) - 1} \cdot f \quad (38)$$

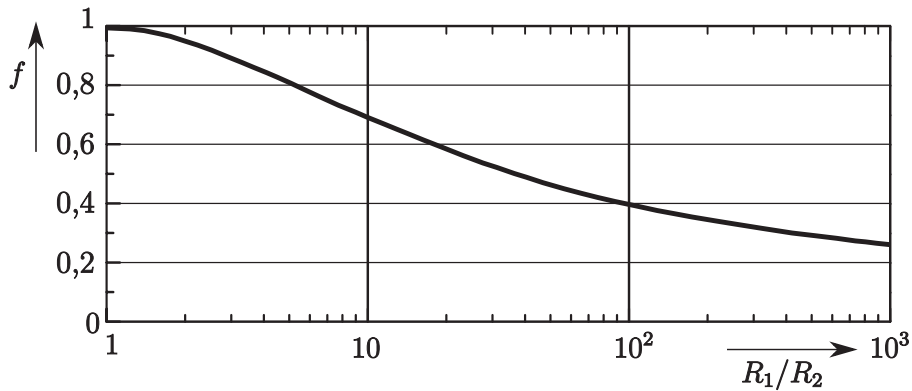
Podobně jako elektrickou vodivost σ můžeme měřit touto metodou i Hallovu konstantu R_H , pro kterou platí vztahy

$$R_H = \frac{d}{B_z} \Delta R \quad \Delta R = \frac{U_{24}^0 - U_{24}^{+B}}{I_{13}} \text{ nebo } \Delta R = \frac{U_{24}^{-B} - U_{24}^{+B}}{2 \cdot I_{13}} \quad (39)$$

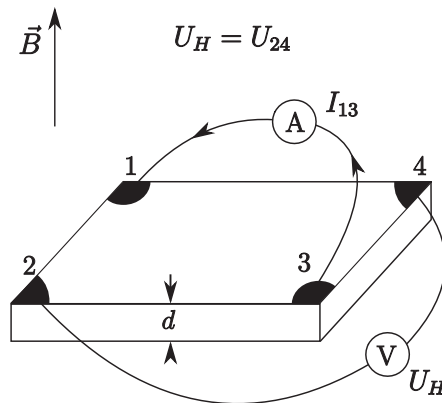
kde U^0 nebo U^B jsou napětí při nulovém nebo zapnutém mag. poli.



Obrázek 5: Měření elektrické vodivosti σ metodou van der Pauwa.



Obrázek 6: Geometrický korekční faktor f .



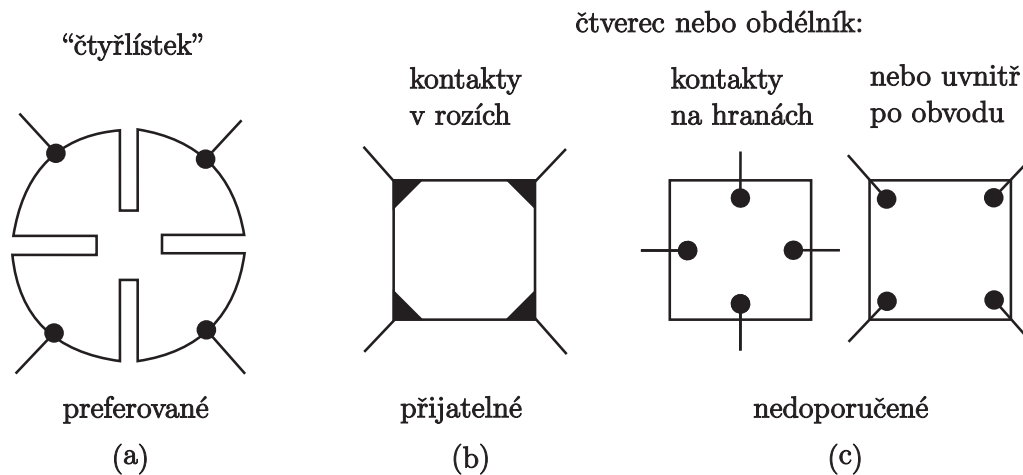
Obrázek 7: Měření Hallovy konstanty R_H metodou van der Pauwa.

5.3 Měření

Pro měření jsou připraveny vzorky polovodiče $p-Hg_{1-x}Cd_xTe$ se složením $x \approx 0.2-0.22$ pravoúhlého tvaru (čtverec, obdélník). Na povrchu vzorku blízko hrany nebo na boku vzorku jsou vytvořeny napařením Au kontakty (4 nebo 6 podle zvolené metody), ke kterým jsou pomocí koloidního Ag připojeny Ag kontaktní drátky ($\varnothing 50\mu m$). Teplotní závislosti R_H a σ se měří při konstantním stejnosměrném proudu vzorkem a konstantním magnetickém poli. Při měření je důležité mít ohmické kontakty, omezit se na malá elektrická pole E_x a nízké magnetické pole ($\mu_H B \ll 1$), aby jevy bylo možno považovat za lineární. Každopádně je třeba se vždy přesvědčit, zda je Hallovo napětí U^H lineárně závislé na magnetickém a elektrickém poli.

Reference

- [1] A.J. Anselm: *Úvod do teorie polovodičů*.



Obrázek 8: Geometrické uspořádání vzorků používané při metodě van der Pauwa.

- [2] J. Franc, P. Höschl: *Fyzika polovodičů pro optoelektroniku I*, elektronické skriptum <http://semiconductors.mff.cuni.cz/files/courses/Francskriptum.pdf>.
- [3] R. Kužel: *Praktikum fyziky pevných látek II.*, Praha SPN 1972.
- [4] H. Frank: *Měřicí metody polovodičů*, Praha ČVUT 1977.
- [5] R. Bakule, J. Šternberk: *Fyzikální praktikum II, Elektrina a magnetismus*, Praha SPN 1989.
- [6] J. Brož a kol.: *Základy fyzikálních měření II/B, 11.1*, SNTL Praha 1983.
- [7] L.J. Pauw: *Philips Research Report, 13(1), 1-9*, 1958.
- [8] http://www.lakeshore.com/pdf_files/systems/Hall_Data_Sheets/A_Hall.pdf

6 Pracovní úkol:

1) Při pokojové teplotě ověřte u měřeného vzorku nezávislost elektrické vodivosti σ na proudu procházejícím vzorkem a nezávislost Hallovy konstanty R_H na magnetickém poli, tj, zpracujte graficky jednu ze závislostí $U_{ij} = f(I_{kl})$ a závislost $U_H = f(B(I_M))$, kde I_{kl} je proud vzorkem a I_M je proud magnetem.

2) Při teplotě $T = 300K$ a $77K$ určete u měřeného vzorku pro $I_{kl} = 1mA$ a $I_M = 15A$ tj. $B = 1T$

elektrickou vodivost: $\sigma(300K)$, $\sigma(77K)$
 Hallovu konstantu: $R_H(300K)$, $R_H(77K)$
 koncentraci nosičů: $1/eR_H(300K)$, $1/eR_H(77K)$
 pohyblivost nosičů: $\mu(300K)$, $\mu(77K)$

3) Z již naměřených experimentálních dat získaných v oblasti teplot $\approx 25 - 300K$ nakreslete v semi-logaritmickém měřítku závislosti:

$$\begin{aligned} \sigma &= f(10^3/T) \\ |R_H| &= f(10^3/T) \\ 1/|eR_H| &= f(10^3/T) \\ \mu_H &= f(\log T) \end{aligned}$$

(ve zpracování udávejte číslo vzorku)

4) Lineární regresí z upravených předcházejících závislostí stanovte ve vybraných teplotních oblastech

aktivační energii akceptorů E_A
šířku zakázaného pásu E_g .

Napište regresní rovnici a regresní přímky zakreslete do grafu.