

## Laboratorní úloha

# Stanovení Boltzmannovy konstanty pomocí voltampérové charakteristiky $p$ - $n$ přechodu

## 1.1 Úkol měření

1. Určete Boltzmannovu konstantu pomocí měření voltampérové charakteristiky  $p$ - $n$  přechodu.
2. Určete závěrný proud  $p$ - $n$  přechodu pro tři různé teploty.
3. Do společného grafu vynesete voltampérové charakteristiky pro všechny tři teploty.

## 1.2 Úvodní poznámka

Dne 20. května 2019 vstoupila v platnost nová definice soustavy jednotek SI. Spolu s touto novou definicí došlo k zafixování některých fyzikálních konstant, včetně konstanty Boltzmannovy. Boltzmannova konstanta má nyní hodnotu

$$k = 1,380\,649 \cdot 10^{-23} \text{ J} \cdot \text{K}^{-1},$$

tato hodnota je z definice přesná, a Boltzmannovu konstantu tak není třeba měřit. Faktickým cílem této laboratorní úlohy tedy není změřit hodnotu Boltzmannovy konstanty, ale vyzkoušet si, že daná fyzikální teorie funguje, osvojit si některé experimentální techniky, a zkusit si zpracovat naměřená data.

## 1.3 Teoretický úvod

### 1.3.1 Elektrony v obalech izolovaných atomů

Stav elektronu v atomovém obalu je zcela určen pomocí čtveřice tzv. kvantových čísel  $n, l, m_l$  a  $m_s$ . Hlavní kvantové číslo  $n$  nabývá celočíselných hodnot  $1, 2, 3, \dots$  a souvisí zejména s energií elektronu<sup>1</sup>. Orbitální kvantové číslo  $l$  nabývá hodnot  $0, 1, 2, \dots, n - 1$ , kvantuje velikost orbitálního

---

<sup>1</sup>U atomu vodíku či vodíkpodobných iontů závisí energie (jediného) elektronu pouze na tomto čísle, s rostoucím  $n$  záporná energie elektronu narůstá (k nule, elektron je v atomu vázán, tedy čím vyšší má energii, tím slaběji je vázán). U atomů s více elektrony je situace složitější, neboť kromě přitažlivé interakce s jádrem elektrony odpudivě interagují i mezi sebou, což může mít za následek částečné stínění náboje atomového jádra a z toho vyplývající netriviální závislost energie elektronu na kvantovém čísle  $n$  a  $l$ .

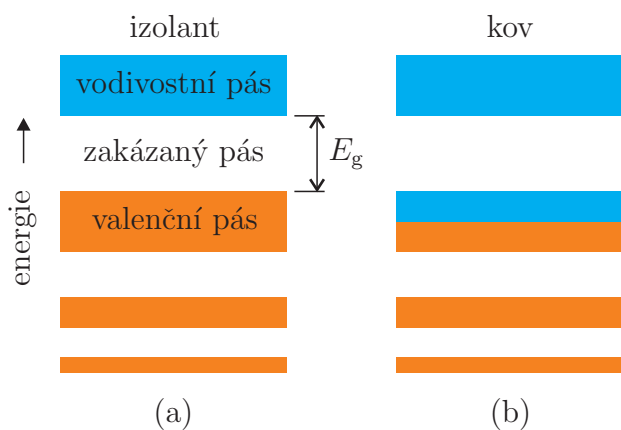
momentu hybnosti elektronu, magnetické kvantové číslo  $m_l$  kvantuje průmět orbitálního momentu hybnosti elektronu do libovolné zvolené osy a nabývá hodnot  $0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l$ . Magnetické spinové číslo  $m_s$  nabývá hodnot  $\pm 1/2$  a kvantuje průmět vnitřního momentu hybnosti (spinu) elektronu do libovolné zvolené osy. Všechny stavy se stejnou hodnotou  $n$  tvoří tzv. slupku, všechny stavy se stejnou hodnotou  $n$  a  $l$  tvoří tzv. podslupku. K označení podslupek se místo čísel často používají písmena:  $s(l = 0)$ ,  $p(l = 1)$ ,  $d(l = 2)$ ,  $f(l = 3)$ ,... Energie elektronů v obalech izolovaných atomů mohou nabývat pouze diskrétních hodnot. Energie elektronu v podslupce závisí hlavně na kvantovém čísle  $n$  a v menší míře na kvantovém čísle  $l$ . V rámci dané slupky energie elektronu narůstá s rostoucím  $l$ .

Podle Pauliho vylučovacího principu nemůžou mít žádné dva elektrony v jednom atomu stejný soubor hodnot kvantových čísel. Odtud vyplývá, že v jedné zcela zaplněné podslupce je  $2(2l + 1)$  elektronů (různých stavů) a v jedné zaplněné slupce pak  $\sum_{l=0}^{n-1} 2(2l + 1) = 2n^2$  elektronů. Elektrony v atomu zaplňují jednotlivé slupky a podslupky tak, aby výsledná energie atomu byla nejmenší možná.

Takže například neon má 10 elektronů a elektronovou konfiguraci  $1s^2 2s^2 2p^6$ . To znamená, že v první slupce ( $n = 1$ ) v podslupce  $s$  ( $l = 0$ ) jsou dva elektrony (liší se spinovým číslem), v druhé slupce ( $n = 2$ ) v podslupce  $s$  jsou opět dva elektrony lišící se spinovým číslem a v podslupce  $p$  ( $l = 1$ ) je 6 elektronů (navzájem se liší magnetickým číslem  $m_l = -1, 0, 1$  a spinovým číslem  $m_s = -1/2, 1/2$ ). Všechny podslupky jsou tedy zcela zaplněny. Neon tedy nemá žádné slabě vázané tzv. valenční elektrony, které by vytvářely chemické vazby s ostatními atomy a je tak chemicky neutrální.

Například sodík s 11 elektrony má elektronovou konfiguraci  $1s^2 2s^2 2p^6 3s^1$ , což znamená, že 10 elektronů plně obsazuje slupku 1 a 2 a že ve třetí slupce ( $n = 3$ ) v podslupce  $s$  je pouze jeden elektron. Tento valenční elektron je k atomu vázán jen velmi slabě a proto sodík snadno reaguje chemicky s atomy, které mají neobsazený jeden stav („díru“), kterou může „zaplnit“ tento elektron.

Například chlor se 17 elektrony má elektronovou konfiguraci  $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^5$ , což znamená, že podslupky  $1s, 2s, 2p$  a  $3s$  jsou zcela zaplněny. Protože podslupka  $3p$  ( $l = 1$ ) může být zaplněna  $2(2l + 1) = 6$  elektrony, k jejímu plnému obsazení v chloru chybí právě jeden elektron. Chlor tedy snadno chemicky reaguje s atomy, které mají valenční elektron, který může tuto díru zaplnit. Z tohoto důvodu je například chlorid sodný velmi stabilní sloučenina.



Obrázek 1.1: Energetické pásy v izolantech (a) a v kovech (b).

nabývají hodnot řádově  $10^{-10}$  m. Díky těmto malým vzdálenostem (srovnatelným s rozměry jednotlivých izolovaných atomů) dochází k ovlivňování elektronů i sousedními atomy, v důsledku čehož dochází k rozštěpení jednotlivých diskrétních energetických hladin izolovaných atomů na tolik hladin, kolik je atomů v krystalové mříži.

Jelikož šířky  $\Delta E_i$  takto vzniklých *energetických pásů* nabývají hodnot řádově elektronvoltů<sup>2</sup> a

<sup>2</sup>Jeden elektronvolt (1 eV) je energie, kterou získá elektron v potenciálovém rozdílu jeden volt. Platí tedy  $1 \text{ eV} = 1,602 \times 10^{-19} \text{ J}$ .

pevné látky obsahují  $N \approx 10^{23}$  atomů/cm<sup>3</sup>, jsou jednotlivé energetické hladiny v rámci pásu velmi natěsnány, je jich velmi mnoho a pásy tak mohou být považovány za spojité. Mezi těmito pásy se nacházejí oblasti energií, které žádný elektron nemůže nabývat. Tyto oblasti nazýváme *zakázanými pásy*.

Aby pevná látka mohla vést elektrický proud, musí se některé elektrony přesunout do vyšších energetických hladin.

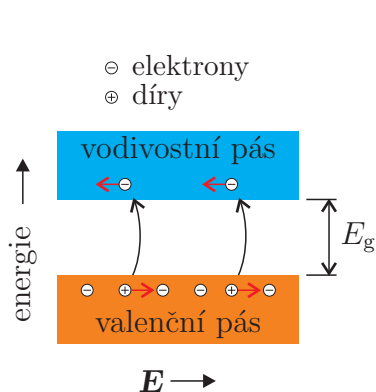
## Izolanty

Jestliže je nejvyšší energetický pás obsahující elektrony (tzv. *valenční pás*) plně obsazen, viz obr. 1.1a, brání Pauliho vylučovací princip přesunu elektronů do již obsazených hladin. Volné energetické hladiny jsou k dispozici až v pásu nad zakázaným pásem energií (v tzv. *vodivostním pásu*), k jejich dosažení však elektron musí překonat energii  $E_g$ . Je-li zakázaný pás dostatečně široký, elektrony jej víceméně nemají šanci překonat a látka téměř nevede elektrický proud. Tyto látky nazýváme *izolanty*, (např. pro diamant  $E_g = 5,5$  eV, střední kinetická energie tepelného pohybu částice při pokojové teplotě  $E_k \approx 0,04$  eV).

## Kovy

Pro *kovy* je charakteristické, že nejvyšší hladina obsazená elektrony se nachází v blízkosti středu energetického pásu, viz obr. 1.1b. Jestliže je elektrické napětí přiloženo ke kovu, elektrony z nejvyšších zaplněných hladin mohou získat část energie pole k přechodu do vyšších volných energetických hladin. Tyto tzv. vodivostní elektrony se pak mohou volně pohybovat, v důsledku čehož jsou kovy dobrými vodiči elektrického proudu.

## Polovodiče



Obrázek 1.2: Pohyb elektronů a děr v elektrickém poli intenzity  $\mathbf{E}$ .

Tzv. *polovodiče* mají podobnou pásovou strukturu jako izolanty, viz obr. 1.1a, v případě polovodičů je však zakázaný pás mezi pásem valenčním a vodivostním mnohem užší. Například pro křemík  $E_g = 1,1$  eV. U křemíku tak může (na rozdíl od diamantu) i při pokojové teplotě docházet díky tepelné aktivaci k přeskokům elektronů do vodivostního pásu<sup>3</sup>.

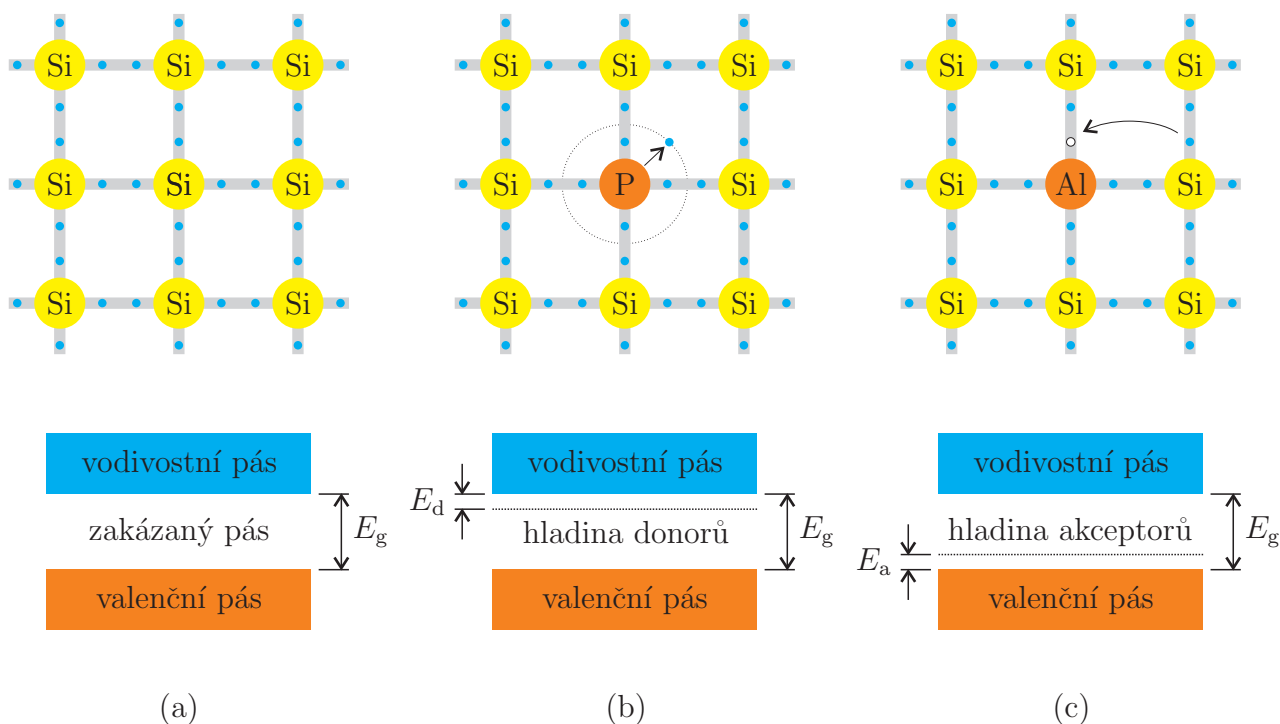
Po těchto elektronech zůstávají ve valenčním pásu neobsazené energetické stavy, tzv. *díry*.

Vytvoříme-li v polovodiči elektrické pole o intenzitě  $\mathbf{E}$ , viz obr. 1.2, mají elektrony tendenci pohybovat se ve směru k němu opačném<sup>4</sup>.

Elektrony ve vodivostním pásu se díky velkému počtu neobsazených stavů mohou pohybovat volně, elektrony v pásu valenčním mohou zaplňovat pouze neobsazené stavy, tedy díry. Tímto mechanismem díry driftují ve směru intenzity elektrického pole, jejich pohyb se jeví jako pohyb kladných částic. U polovodičů je tedy kromě vodivosti elektronové stejně důležitá i vodivost děrová.

<sup>3</sup>Rezistivita křemíku je při pokojové teplotě cca  $10^{11} \times$  vyšší oproti mědi, protože koncentrace volných nosičů náboje je cca  $10^{13} \times$  nižší.

<sup>4</sup>Pro elektrostatickou sílu působící na částici s nábojem  $q$  platí  $\mathbf{F} = q\mathbf{E}$ . Jelikož elektron má náboj záporný, vektory  $\mathbf{E}$  a  $\mathbf{F}$  mají opačný směr.



Obrázek 1.3: Dvourozměrný model krystalové mříže a pásové struktury a) vlastního polovodiče, b) polovodiče typu  $n$  a c) polovodiče typu  $p$ .

## Dotované polovodiče

Fyzikální vlastnosti polovodičů lze zásadním způsobem měnit přidáním malého množství příměsových atomů, tzv. *dotováním*.

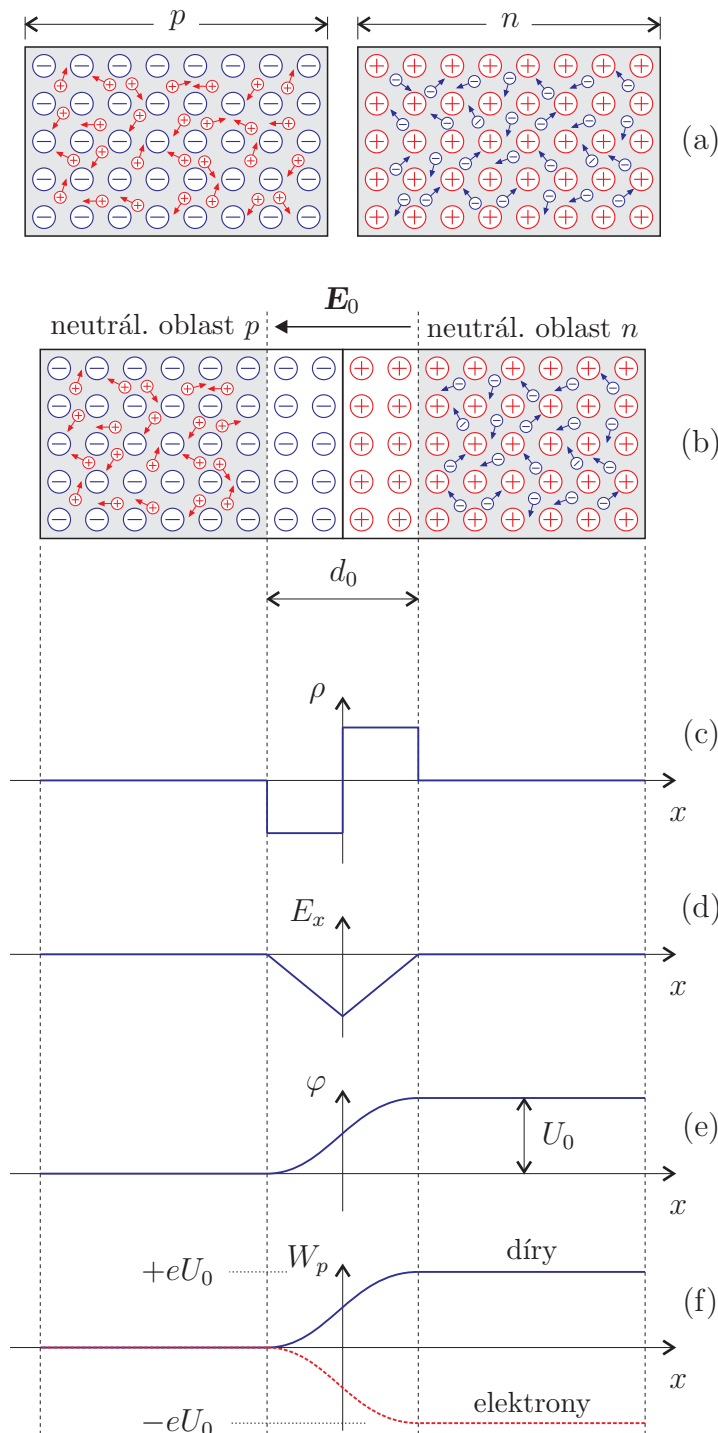
Obrázek 1.3a) zachycuje dvourozměrný model krystalové mříže typického polovodiče, křemíku. Čtrnáct elektronů v atomu křemíku má konfiguraci  $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^2$ . Každý atom křemíku přispívá čtveřicí slabě vázaných elektronů z podslupek  $3s^2$  a  $3p^2$  k vytvoření dvouelektronové kovalentní vazby<sup>5</sup> s každým ze svých čtyř sousedů. Právě tyto elektrony tvoří v křemíku valenční pás. Jestliže se jeden z těchto vazebných elektronů odtrhne, může putovat krystalovou mříží (říkáme, že překonal zakázaný pás a dostal se do pásu vodivostního).

Nahradíme-li v krystalové mříži atom křemíku například atomem fosforu, viz obr. 1.3b, s 15 elektrony v konfiguraci  $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^3$ , zúčastní se kovalentních vazeb se sousedními křemíkovými atomy pouze čtyři z pěti valenčních elektronů (2 v podslupce  $3s$  a 3 v podslupce  $3p$ ). Zbýlý elektron se vazeb neúčastní a je k atomu fosforu vázán jen velmi slabě. V pásovém diagramu [obr. 1.3b dole] tento elektron zaujímá lokalizovaný stav v blízkosti dna vodivostního pásu, energie  $E_d$  potřebná pro jeho přechod do vodivostního pásu je velmi malá v porovnání se šířkou zakázaného pásu  $E_g$  ( $E_d \approx 0,05 \text{ eV}$ ). Atom fosforu nazýváme *donor* (= dárce), protože snadno „daruje“ elektron do vodivostního pásu. Díky nízké hodnotě  $E_d$  jsou i při pokojové teplotě díky tepelné excitaci prakticky všechny elektrony dodané atomy fosforu ve vodivostním pásu, čímž dojde k podstatnému zvýšení počtu vodivostních elektronů. Polovodiče dotované atomy donorů se nazývají *polovodiče typu  $n$* , kde  $n$  – negativní vyjadřuje, že počet záporných nosičů náboje (elektronů) ve vodivostním pásu výrazně převyšuje počet kladných nosičů náboje (děr) v pásu valenčním. V polovodiči typu  $n$  jsou elektrony *majoritními* nosiči a díry nosiči *minoritními*.

Nahradíme-li v krystalové mříži atom křemíku například atomem hliníku, viz obr. 1.3c, s 13 elektrony v konfiguraci  $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^1$ , mohou se kovalentních vazeb se sousedními křemíkovými

<sup>5</sup>V kovalentní vazbě dva atomy sdílejí dvojici svých elektronů.

atomy účastnit pouze tři valenční elektrony (2 z podslupky 3s a 1 z podslupky 3p). V jedné vazbě mezi hliníkem a křemíkem je tak chybějící elektron, tedy díra. Dodáním jen malé energie může být vytržen elektron ze sousední vazby aby zaplnil tuto díru, čímž však vzniká díra v této druhé vazbě a tak se pohybuje krystalovou mříží.



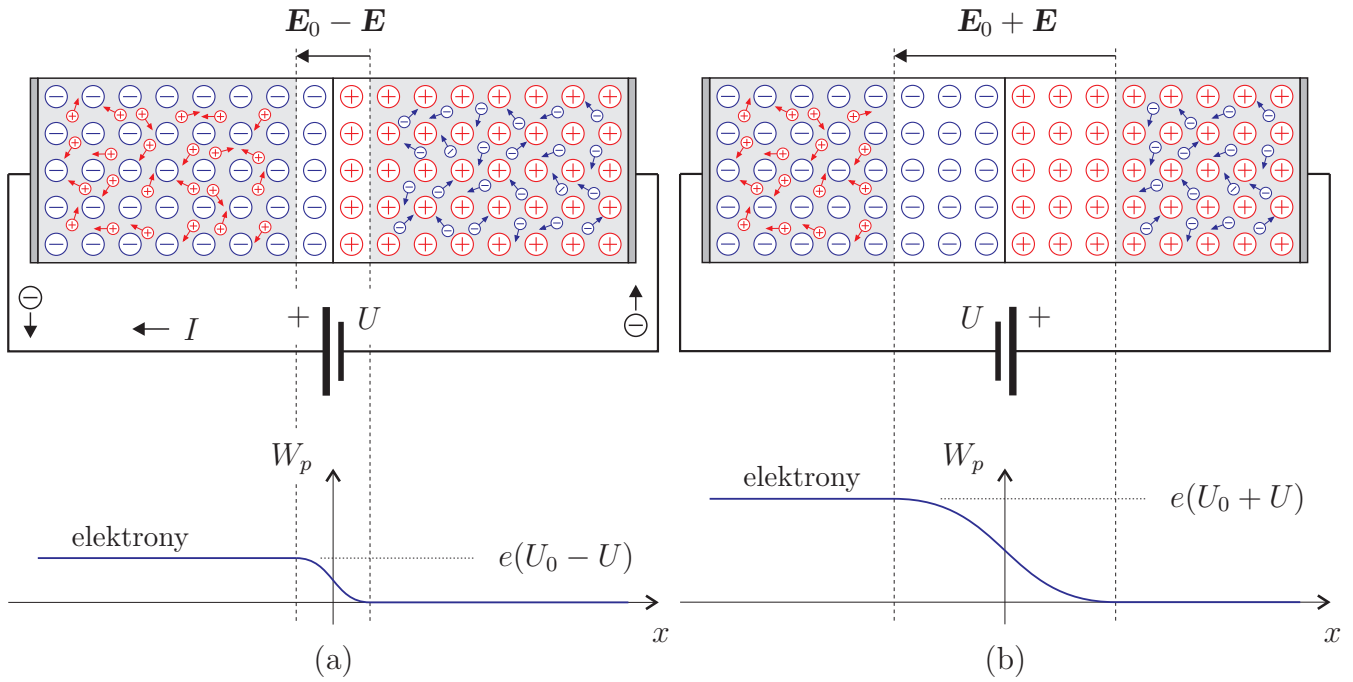
Obrázek 1.4: Přechod  $p$ - $n$ .

Takto vzniká oblast prostorového náboje na každé straně roviny přechodu. Objemová hustota celkového náboje  $\rho$  je schematicky znázorněna na obr. 1.4c. Této oblasti se také říká *ochuzená oblast*, protože téměř neobsahuje pohyblivé nosiče náboje, její šířka  $d_0$  je vyznačena na obr. 1.4b.

V pásovém diagramu [obr. 1.3c dole] tento elektron zaujímá lokalizovaný stav v blízkosti vrcholu valenčního pásu, energie  $E_a$  potřebná pro přechod na tuto hladinu z valenčního pásu je velmi malá v porovnání se šířkou zakázaného pásu  $E_g$  ( $E_a \approx 0,05 \text{ eV}$ ). Atom hliníku nazýváme *akceptor* (= příjemce), protože snadno „přijímá“ elektron z valenčního pásu. Díky nízké hodnotě  $E_a$  jsou i při pokojové teplotě díky tepelné excitaci prakticky všechny akceptorové hladiny hliníku obsazeny atomy z valenčního pásu, čímž dojde k podstatnému zvýšení počtu děr ve valenčním pásu. Polovodiče dotované atomy akceptorů se nazývají *polovodiče typu p*, kde  $p$  – pozitivní vyjadřuje, že počet kladných nosičů náboje (děr) ve valenčním pásu výrazně převyšuje počet záporných nosičů náboje (elektronů) v pásu vodivostním. V polovodiči typu  $p$  jsou díry *majoritními* nosiči a elektrony nosiči *minoritními*.

### 1.3.3 Přechod $p$ - $n$

Přechod  $p$ - $n$  je tvořen monokrystalem, který je v jedné části selektivně dotován materiálem  $p$  a v druhé  $n$ , viz obr. 1.4. V polovodiči typu  $n$  je vysoká koncentrace vodivostních elektronů, zatímco v polovodiči typu  $p$  je vysoká koncentrace vodivostních děr. Spojením obou polovodičů, viz obr. 1.4b dojde díky gradientu koncentrace v blízkosti přechodu k difúzi vodivostních elektronů z oblasti  $n$  do oblasti  $p$  a vodivostních děr z oblasti  $p$  do oblasti  $n$ . Difundující elektrony a díry v blízkosti přechodu navzájem splynou (rekombinují), takže na straně  $n$  zůstávají (nepohyblivé) kladně nabitě donorové ionty a na straně  $p$  záporně (nepohyblivé) nabitě akceptorové ionty.



Obrázek 1.5: Přechod  $p$ - $n$  zapojený v propustném a závěrném směru.

Prostorový náboj napříč ochuzenou oblastí vytváří elektrické pole s intenzitou  $\mathbf{E}_0$ , viz obr. 1.4d a tzv *kontaktní napětí*  $U_0$ , viz obr. 1.4e. Díky kontaktnímu napětí v ochuzené oblasti narůstá potenciální energie děr pohybujících se směrem z oblasti  $p$  do oblasti  $n$  a elektronů z oblasti  $n$  do oblasti  $p$ , viz obr. 1.4f, což zabraňuje další difúzi majoritních nosičů přes rovinu přechodu.

Pro minoritní nosiče, tedy díry v oblasti  $n$  a elektrony v oblasti  $p$  je situace přesně opačná, kontaktní napětí je unáší přes rovinu přechodu. Pokud k  $p$ - $n$  přechodu není přiložen vnější zdroj napětí, dochází ke stavu dynamické rovnováhy, kdy celkový proud přes  $p$ - $n$  přechod vytvářený pohybem majoritních a minoritních nosičů je nulový. Vznik kontaktního napětí a proud minoritních nosičů tak zabraňuje neomezenému přenosu náboje přes rovinu přechodu.

### 1.3.4 Přechod $p$ - $n$ v propustném a závěrném směru

Obrázek 1.5 a) zachycuje zdroj elektromotorického napětí  $U$  připojený k  $p$ - $n$  přechodu tak, že kladný pól je připojen k oblasti  $p$  a záporný k oblasti  $n$ . Tím se část  $p$  stává kladnější než před připojením zdroje a část  $n$  zápornější, elektrony difundující z oblasti  $n$  do oblasti  $p$  tak nemusí překonávat potenciálovou bariéru výšky  $eU_0$ , ale jen  $e(U_0 - U)$ , čímž se značně zvyšuje pravděpodobnost jejich průchodu rovinou přechodu. Totéž platí i pro díry difundující z oblasti  $p$  do oblasti  $n$ . V důsledku vnějšího napětí rovněž dochází k zúžení ochuzené oblasti. Jelikož tato neobsahuje téměř žádné volné nosiče náboje a tudíž má vysokou rezistivitu, její zúžení má za následek snížení jejího elektrického odporu.

Elektrony jsou do oblasti  $n$  doplňovány ze záporné svorky zdroje, elektrony odcházející z oblasti  $p$  do vnějšího obvodu můžeme chápat jako zdroj děr pro oblast  $p$ , což znamená, že do polovodičové struktury jsou neustále doplňovány majoritní nosiče náboje. Výše zmíněné má za následek, že  $p$ - $n$  přechodem protéká velký proud a hovoříme o zapojení *v propustném směru*. Proud minoritních nosičů je proti proudu majoritních nosičů v tomto případě zcela zanedbatelný, minoritní nosiče navíc nejsou doplňovány z vnějšího zdroje.

Obrázek 1.5 b) zachycuje opačný případ, kdy kladný pól zdroje je připojen k oblasti  $n$  a záporný k oblasti  $p$ . Nyní musí majoritní nosiče difundující přes rovinu přechodu překonávat potenciálovou

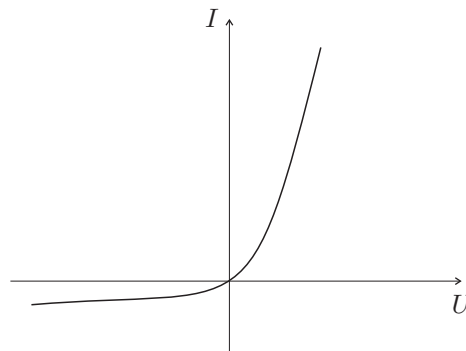


bariéru výšky  $e(U_0 + U)$ , což pravděpodobnost jejich průchodu rozhraním přechodu značně snižuje. Elektrický odpor ochuzené oblasti se vlivem jejího rozšíření zvyšuje. Proud  $p$ - $n$  přechodem je tvořen zejména difúzí minoritních nosičů náboje a v porovnání s předchozím případem je velice malý, hovoříme o zapojení *v závěrném směru*.

Výše zmíněné vlastnosti  $p$ - $n$  přechodu se dají využít k usměrňování střídavého proudu, příslušná elektronická součástka se nazývá dioda a je tvořena právě jedním  $p$ - $n$  přechodem. Voltampérová charakteristika ideální diody se dá popsat vztahem

$$I = I_0 \left[ \exp\left(\frac{eU}{kT}\right) - 1 \right], \quad (1.1)$$

kde  $I_0$  je tzv. závěrný proud (závisí na vlastnostech  $p$ - $n$  přechodu a na teplotě),  $k$  je Boltzmannova konstanta, a  $T$  je termodynamická teplota (v kelvinech).



Obrázek 1.6: Voltampérová charakteristika  $p$ - $n$  přechodu.

## 1.4 Postup měření

K měření Boltzmannovy konstanty použijeme teoretického vztahu pro voltampérovou charakteristiku  $p$ - $n$  přechodu (1.1). Jelikož měření budeme provádět v režimu, kdy platí  $I \gg I_0$ , můžeme vztah (1.1) zjednodušit do tvaru

$$I = I_0 \exp\left(\frac{eU}{kT}\right). \quad (1.2)$$

Naměřené dvojice hodnot  $U_i, I_i$ , kde  $i = 1, \dots, N$ , proložíme pomocí metody nejmenších čtverců<sup>6</sup>, exponenciálou

$$I = Ae^{\alpha U}, \quad (1.3)$$

čímž nalezneme neznámé koeficienty  $A$  a  $\alpha$ . Porovnáním vztahů (1.2) a (1.3) dostaneme vztahy pro hledané veličiny

$$I_0 = A, \quad k = \frac{e}{\alpha T}.$$

Samotné měření voltampérové charakteristiky  $p$ - $n$  přechodu je možné uskutečnit dvěma způsoby:

1. Měření voltampérové charakteristiky je možné provést přímo na zvolené diodě. Pro minimalizaci chyby měření je nutné zvolit zapojení, které je uvedeno na obrázku 1.7.

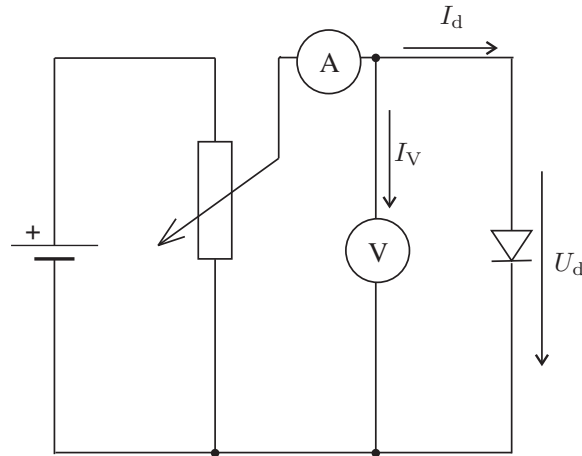
Navíc je nezbytné k měření napětí  $U$  na diodě použít voltmetru s dostatečně velkým vnitřním odporem, tj. při nejmenším měřeném proudu diodou  $I_{\text{dmin}}$  by mělo platit, že  $I_{\text{dmin}} \gg I_V$ , kde  $I_V$  je proud tekoucí použitým voltmetrem.

2. Další z možností (**ta je využita při vlastním měření**) jak měřit voltampérovou charakteristiku  $p$ - $n$  přechodu je použití tranzistoru v zapojení se společnou bází, viz obr. 1.8.

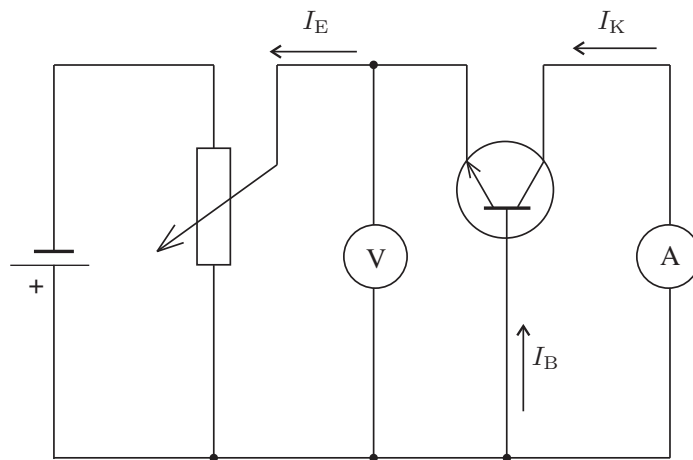
Při malém úbytku napětí na použitém ampérmetru je napětí mezi kolektorem a bází  $U_{\text{KB}} \doteq 0$ . Pak zbytkový proud  $I_{\text{KB}} \doteq 0$  a pro kolektorový proud  $I_K$  lze psát

$$I_K = \frac{\beta_0}{\beta_0 + 1} I_E,$$

<sup>6</sup>K výpočtu (a zhotovení grafů) můžete použít *Univerzální nástroj na kreslení grafů* na serveru <http://herodes.feld.cvut.cz>.



Obrázek 1.7: Principiální schéma zapojení měření  $p$ - $n$  přechodu pomocí diody.



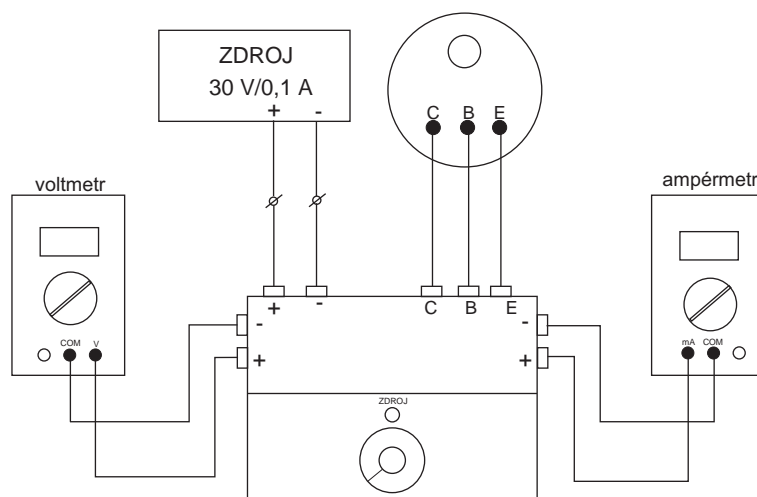
Obrázek 1.8: Principiální schéma měření  $p$ - $n$  přechodu pomocí tranzistoru.

kde  $\beta_0$  je zesilovací činitel a  $I_E$  je emitorový proud. V případě, že je splněna podmínka  $\beta_0 \gg 1$ , pak  $I_K \doteq I_E$ . Emitorový proud tedy prochází měřeným  $p$ - $n$  přechodem báze-emitor, avšak z oblasti báze pokračuje dále do kolektoru, kde je měřen. Ampérmetr tak není zapojen v sérii s měřeným přechodem a neovlivňuje napětí naměřené na přechodu.

Na základě výše uvedeného můžeme vlastní postup měření popsat následovně:

1. Měření provedeme pro tři různé teploty  $p$ - $n$  přechodu, které budou od sebe dostatečně vzdáleny. Zvolené pracovní teploty  $p$ - $n$  přechodu budou zajištěny pomocí tepelných lázní, do kterých bude měřený  $p$ - $n$  přechod vložen. K tomuto účelu použijeme Dewarovu nádobu (termosku), kterou naplníme vodou přímo z vodovodu až po uvnitř vyznačenou rysku. Jednotlivé teploty lázně volíme tak, aby byl mezi nimi co největší rozdíl, tj. použijeme vodu studenou (po dostatečném odpuštění), vlažnou a horkou (po dostatečném odpuštění). K získání vyšších teplot lázně (vody) je možné použít i rychlovarnou konvici, přičemž teplota vody by neměla přesáhnout  $60\text{ }^\circ\text{C}$ .
2. Zapojíme měřený  $p$ - $n$  přechod podle příslušného schématu (1.9) a vložíme do teplotní lázně.
3. Po vyrovnání teploty mezi lázní a použitým  $p$ - $n$  přechodem odečteme pomocí teploměru teplotu lázně a započneme s vlastním měřením voltampérové charakteristiky. Na konci měření





Obrázek 1.9: Zapojení měřící sestavy.

opět odečteme teplotu lázně a z obou teplot určíme aritmetický průměr. *Měření provádíme pouze v propustném směru* v rozsahu proudů cca od 005 mA do cca 24 mA.

4. Po ukončení měření vyprázdníme Dewarovu nádobu.
5. Naměřené hodnoty zpracujeme pomocí metody nejmenších čtverců (viz výše) a z nalezených koeficientů určíme Boltzmannovu konstantu  $k$ , závěrný proud  $I_0$  a jejich nejistoty.
6. Měření opakujeme stejným způsobem pro další dvě teploty.
7. Do jednoho grafu vyneseme voltampérové charakteristiky naměřené pro všechny tři teploty.

## 1.5 Použitá literatura

1. D. Halliday, R. Resnick, J. Walker, *Fyzika*, VUTIUM-PROMETHEUS, 2000.
2. R. A. Serway, C. J. Moses, C. A. Moyer, *Modern Physics*, Cengage Learning, 2004.
3. M. Bednařík, P. Koníček, Ondřej Jiříček, *Fyzika I a II – Fyzikální praktikum*, [skriptum], Vydavatelství ČVUT, Praha, 2003.

13. srpna 2019, Milan Červenka, [milan.cervenka@fel.cvut.cz](mailto:milan.cervenka@fel.cvut.cz)