

Laboratorní úloha

Stanovení Planckovy konstanty pomocí voltampérové charakteristiky LED

1.1 Úkol měření

1. Proměřte voltampérové charakteristiky tří různých diod LED a naměřené hodnoty vynesete do společného grafu.
2. Z měření na všech diodách LED vypočtete hodnotu Planckovy konstanty.

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 Planckovy. Planckova konstanta má nyní hodnotu

$$h = 6,626\,070\,15 \cdot 10^{-34} \text{ J s},$$

tato hodnota je z definice přesná, a Planckovu konstantu tak není třeba měřit. Faktickým cílem této laboratorní úlohy tedy není změřit hodnotu Planckovy 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 elektronu¹. Orbitální kvantové číslo l nabývá hodnot $0, 1, 2, \dots, n-1$, kvantuje velikost orbitálního 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

¹U atomu vodíku či vodíkupodobných 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 .

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 diskretních 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 .

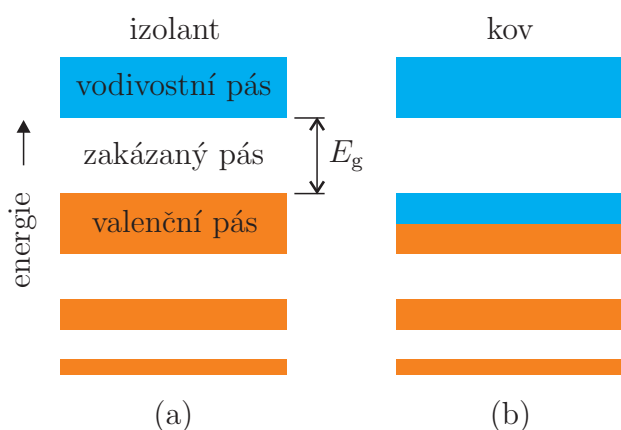
Podle Pauliho vylučovacího principu nemůžou mít žádné dva elektrony v jednom atomu stejný soubor hodnot kvantových čísel. Odtud vyplývá, že v jedné zcela zaplněné podslupce je $2(2l + 1)$ elektronů (různých stavů) a v jedné zaplněné slupce pak $\sum_{l=0}^{n-1} 2(2l + 1) = 2n^2$ elektronů. Elektrony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

1.3.2 Vedení elektrického proudu v krystalických pevných látkách



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

V pevných látkách s krystalickou strukturou jsou jednotlivé atomy uspořádány do pravidelné krystalové mříže, přičemž jejich vzájemné vzdálenosti 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 diskretních energetických hladin izolovaných atomů na tolik hladin, kolik je atomů v krystalové mříži.

Jelikož šířky ΔE_i takto vzniklých *energetických pásů* nabývají hodnot řádově elektronvoltů² a pevné látky obsahují $N \approx 10^{23}$ atomů/cm³, 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

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

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.

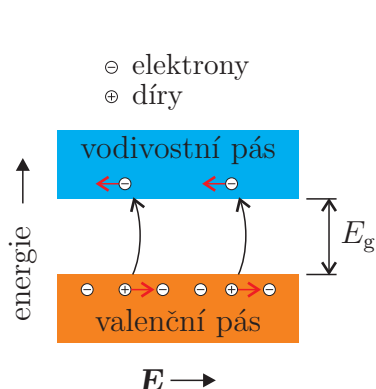
Izolanty

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 $E_g = 5,5 \text{ eV}$, střední kinetická energie tepelného pohybu částice při pokojové teplotě $E_k \approx 0,04 \text{ eV}$).

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



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 $E_g = 1,1 \text{ eV}$. U křemíku tak může (na rozdíl od diamantu) i při pokojové teplotě docházet díky tepelné aktivaci k přeskokům elektronů do vodivostního pásu³.

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 opačném⁴. 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 elektro-

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

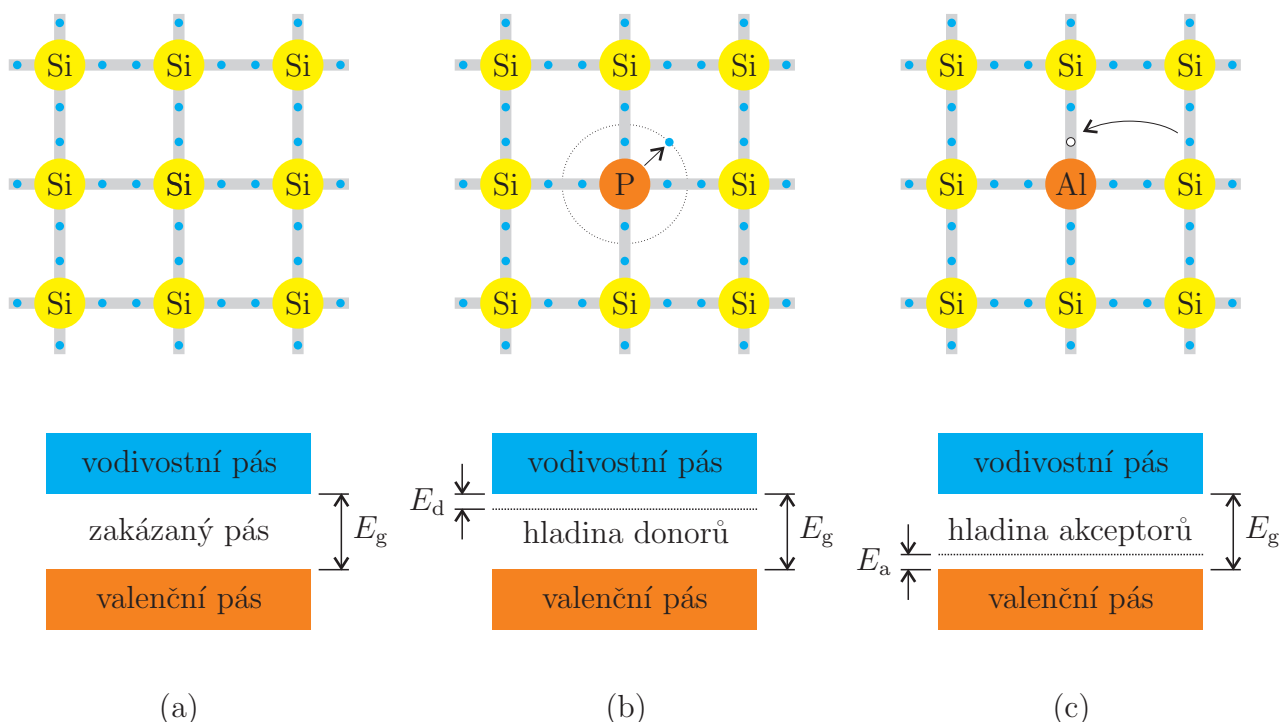
nové stejně důležitá i vodivost děrová.

Dotované polovodiče

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

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

⁴Pro 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 .

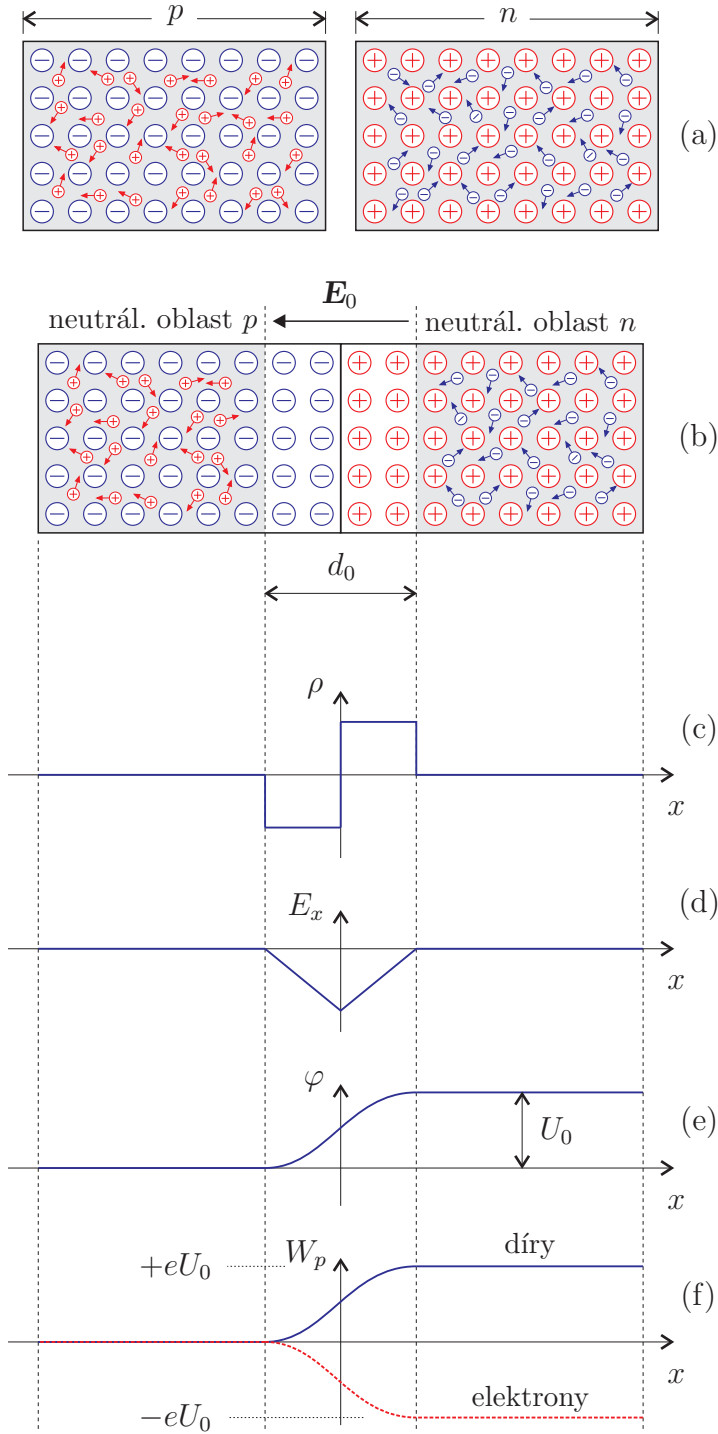
Obrázek 1.3a) zachycuje dvourozměrný model krystalové mříže typického polovodiče, křemíku. Čtrnáct elektronů v atomu křemíku má konfiguraci $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^2$. Každý atom křemíku přispívá čtveřicí slabě vázaných elektronů z podslupek $3s^2$ a $3p^2$ k vytvoření dvouelektronové kovalentní vazby⁵ 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 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

⁵V kovalentní vazbě dva atomy sdílejí dvojici svých elektronů.

a tak se pohybuje krystalovou mříží.



Obrázek 1.4: Přechod p - n .

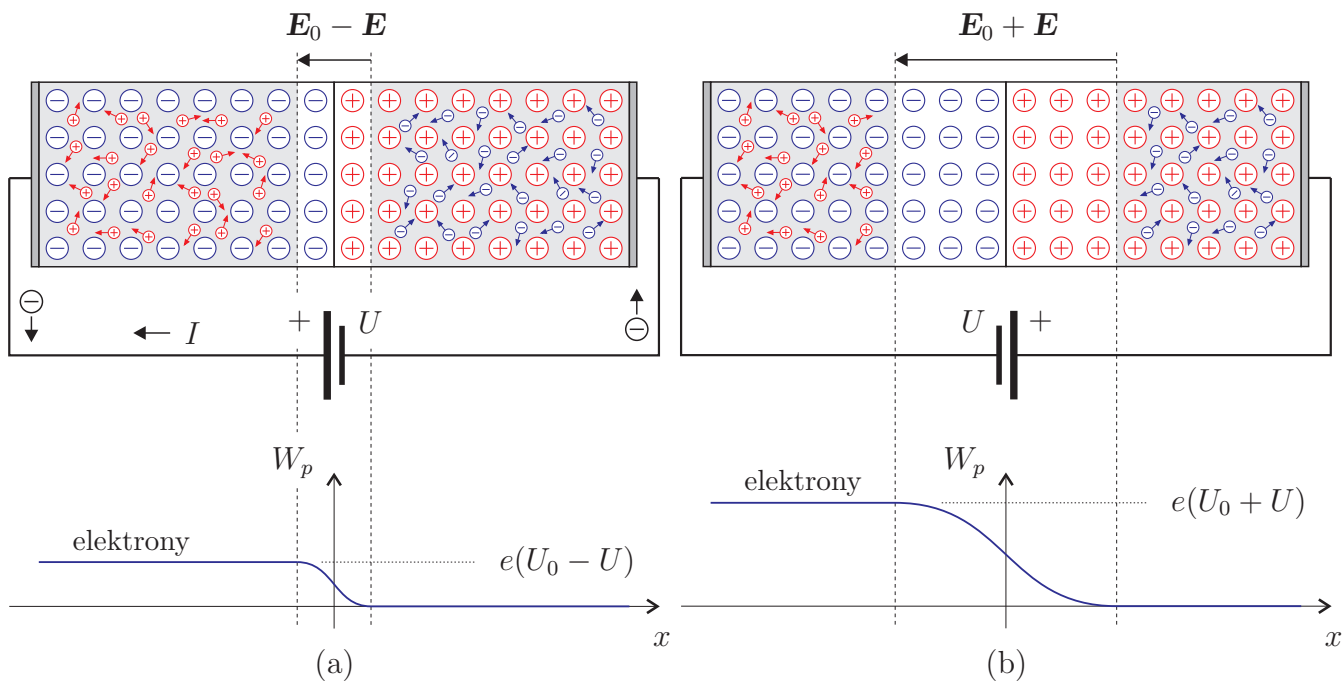
Takto vzniká oblast prostorového náboje na každé straně roviny přechodu. Objemová hustota celkového náboje ρ je schematicky znázorněna na obr. 1.4c. Této oblasti se také říká *ochuzená oblast*, protože téměř neobsahuje pohyblivé nosiče náboje, její šířka d_0 je vyznačena na obr. 1.4b.

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

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 (děry) 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.

oblasti p , viz obr. 1.4f, což zabráňuje další difúzi majoritních nosičů přes rovinu přechodu.

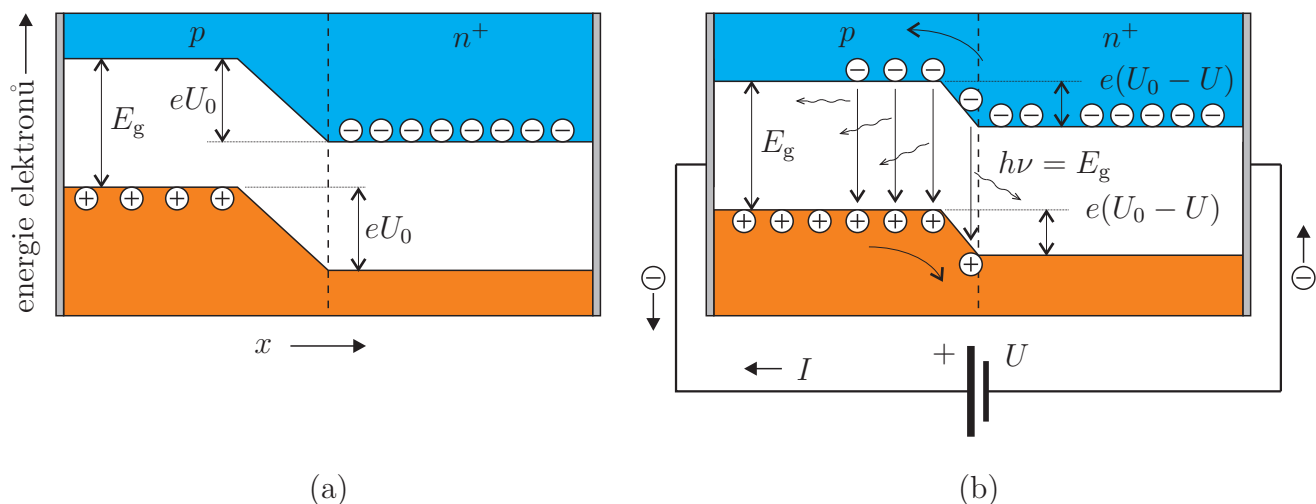
Pro minoritní nosiče, tedy díry v oblasti n a elektrony v oblasti p je situace přesně opačná, kontaktní napětí je unáší přes rovinu přechodu. Pokud k p - n přechodu není přiložen vnější zdroj napětí, dochází ke stavu dynamické rovnováhy, kdy celkový proud přes p - n přechod vytvářený pohybem majoritních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



Obrázek 1.6: K principu diody LED. S laskavým svolením autora převzato z [3].

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.

1.3.5 Dioda LED

Světloemitující dioda, neboli dioda LED (= light emitting diode) je tvořena p - n přechodem, v němž dochází k rekombinaci párů elektronů a děr (přechodem elektronu z blízkosti dna vodivostního pásu do blízkosti vrcholu pásu valenčního), viz obr. 1.6, za emise fotonů světla. Pro emitované fotony přibližně platí⁶

$$h\nu \approx E_g \quad \Rightarrow \quad \lambda \approx \frac{hc}{E_g}, \quad (1.1)$$

kde ν a λ je kmitočet a vlnová délka emitovaného světla, h je Planckova konstanta

$$h = 6,626\,070\,15 \cdot 10^{-34} \text{ J s}$$

a c je rychlost světla. Vlnová délka emitovaného světla je tedy nepřímo úměrná šířce zakázaného pásu. K emisi světla dochází při rekombinaci elektronů a děr jen v některých polovodičových materiálech, většinou se energie uvolněná při rekombinaci přeměňuje na energii kmitů krystalové mříže.

U typické diody LED je obvykle oblast p velice úzká a oblast n je velmi silně dotována (n^+), takže větší část ochuzené oblasti se nachází v oblasti p a zde dochází i k rekombinaci elektronů a děr a emisi světla, čímž se snižuje pravděpodobnost reabsorpce fotonů a zvyšuje pravděpodobnost jejich vyzáření ven ze součástky.

K intenzivní emisi světla dochází tehdy, když je p - n přechod diody LED zapojen v propustném směru a prochází jím velký proud. Za těchto podmínek je ochuzená oblast velmi úzká a dochází v ní k velkému počtu rekombinací elektronů (doplňovaných do oblasti n ze záporného pólu zdroje) a děr (doplňovaných do oblasti p z kladného pólu zdroje).

⁶Vztah (1.1) by platil přesně, kdyby se příslušný elektron nacházel přesně na dně vodivostního pásu a díra přesně na vrcholu pásu valenčního. Energie elektronů a děr jsou statisticky rozděleny, většina se jich nachází v blízkosti hran energetických pásů a nejvíce fotonů je emitováno s energií, pro kterou přibližně platí $E_g + k_B T$, kde k_B je Boltzmannova konstanta a T je termodynamická teplota. Pro pološířku spektra intenzity záření zhruba platí $\Delta\nu \approx 3k_B T/h$.

1.3.6 Voltampérová charakteristika p - n přechodu

Dá se ukázat, že pro voltampérovou charakteristiku p - n přechodu platí

$$I = I_s \exp\left(\frac{eU}{\eta kT}\right), \quad (1.2)$$

kde I je proud tekoucí p - n přechodem a U je napětí na něm, k je Boltzmannova konstanta, T je termodynamická teplota, η je tzv. faktor nelinearity (nabývající hodnot v intervalu 1 až 2) a I_s je saturační proud. Jeho velikost závisí na teplotě a na šířce zakázaného pásu E_g , přičemž platí úměra

$$I_s \sim A \exp\left(-\frac{E_g}{\eta kT}\right), \quad (1.3)$$

kde A je kontaktní plocha p - n přechodu.

1.4 Experiment

1.4.1 Výpočet Planckovy konstanty

Planckovu konstantu můžeme vypočítat, máme-li k dispozici několik diod LED, které mají stejnou kontaktní plochu p - n přechodu a známe-li vlnové délky jejich světla. Pokud všemi diodami za stejných podmínek bude protékat stejný proud I_0 , bude podle vzorců (1.2) a (1.3) platit

$$\text{konst} = \exp\left(\frac{eU - E_g}{\eta kT}\right) \Rightarrow eU - E_g = \text{konst}.$$

Dosadíme-li do posledního vztahu vztah mezi kmitočtem vyzařovaného světla a šířkou zakázaného pásu (1.1), dostaneme vzorec

$$U = \frac{h}{e}\nu + \text{konst}, \quad (1.4)$$

jinými slovy, napětí na jednotlivých diodách je lineární funkcí kmitočtu vyzařovaného světla, směrnice této závislosti je úměrná Planckově konstantě.

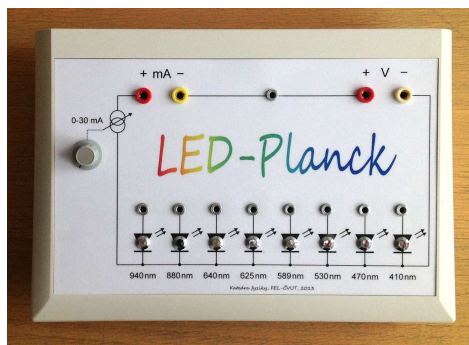
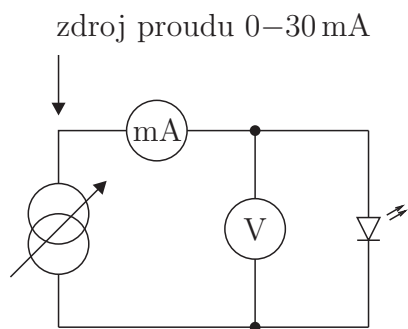
Při měření a výpočtu tedy můžeme postupovat následujícím způsobem. Všemi diodami LED necháme postupně protékat stejný proud I_0 . Pro jednotlivé vlnové délky λ_i změříme příslušná napětí na p - n přechodech U_i . Vypočteme-li kmitočty vyzařovaného světla pomocí vztahu $\nu_i = c/\lambda_i$, kde c je rychlost světla ve vakuu, dostaneme dvojice hodnot (ν_i, U_i) , které by měly ležet na přímce, viz vztah (1.4), nicméně, díky přítomnosti nejistot a chyb měření leží spíš v jejím okolí. Odhad skutečné hodnoty Planckovy konstanty h dostaneme tak, že dvojice hodnot (ν_i, U_i) aproximujeme metodou nejmenších čtverců přímkou (polynomem prvního stupně) ve tvaru

$$U = a_1\nu + a_0, \quad (1.5)$$

kde hodnota absolutního členu a_0 nás nezajímá. Použijeme-li pro určení koeficientu a_1 napětí ve voltech a kmitočty vyzařovaného světla v petahertzích⁷, pro odhad Planckovy konstanty v joule-sekundách pak platí

$$h = 1,602 \times 10^{-34} a_1.$$

⁷Platí 1 PHz = 10^{15} Hz.



Obrázek 1.7: Zapojení experimentu a experimentální přípravek.

K nalezení koeficientu a_1 (a k vyhotovení grafů) můžete použít *Univerzální nástroj pro kreslení grafů*.⁸

1.4.2 Experimentální sestava

Zapojení experimentu je velmi jednoduché a je uvedeno na obr. 1.7. Pomocí potenciometru elektronického zdroje proudu lze nastavovat proud

diodami LED v rozsahu cca 0 – 30 mA.

Jednotlivé diody je možné vybírat pomocí propojovacího kablíku, příslušné vlnové délky udávané výrobcem diod jsou uvedeny pod jednotlivými diodami. Jelikož voltampérová charakteristika je velice strmá (při změně proudu se napětí na diodě LED mění jen velmi málo), je potřeba voltmetr nastavit vždy na nejmenší použitelný rozsah.

1.5 Postup měření

1. Zapojte experimentální přípravek podle obrázku 1.7.
2. Proměřte voltampérové charakteristiky tří diod LED v rozsahu proudů 0 – 20 mA. Nezapomeňte si poznamenat jejich vlnové délky.
3. Voltampérové charakteristiky vynesete do společného grafu.⁹
4. Změřte postupně napětí na všech diodách, bude-li jimi protékat nějaký malý proud I_0 , např. 5 mA.
5. Pomocí postupu popsaného v odstavci 1.4.1 vypočtete hodnotu Planckovy konstanty. Naměřené hodnoty (kmitočet, napětí) spolu s regresní přímkou vynesete do grafu.

1.6 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. S. Kasap, *p-n Junction Devices and Light Emitting Diodes*, e-Booklet, 2001, <http://www.kasap.usask.ca/samples/PNJunctionDevices.pdf>.

13. srpna 2019, Milan Červenka, milan.cervenka@fel.cvut.cz

⁸<http://herodes.feld.cvut.cz>

⁹K tomuto účelu můžete opět použít *Univerzální nástroj pro kreslení grafů*, naměřené hodnoty tentokrát proložíte exponenciálami.