



Skupina pracovníků továrny v Rio Rancho v Novém Mexiku. Továrna představuje investici ve výši 2,5 miliardy US dolarů a má rozlohu jako dva tucty fotbalových hřišť. Podle New York Times je tato továrna „na vysoké náhorní plošině v poušti v Novém Mexiku pravděpodobně nejproduktivnější továrnou na světě co se týká hodnoty zboží, které vyrábí“. Ale co tito pracovníci vlastně vyrábějí? Proč jsou oblečeni jako kosmonauti? A proč je podlaha, na které stojí, děrovaná?

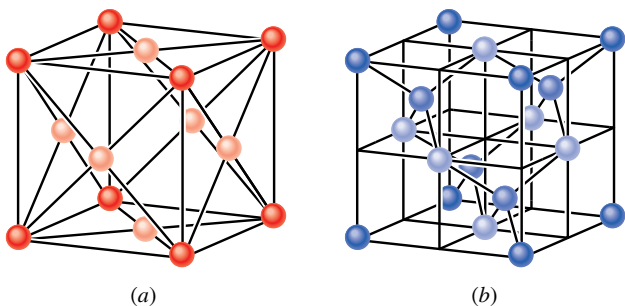
42.1 PEVNÉ LÁTKY

Viděli jsme, jak dobře funguje kvantová fyzika, když ji použijeme na otázky týkající se jednotlivých atomů. Snad se nám v této kapitole podaří ukázat na jedné obsáhlejší problematice, že tato teorie platí stejně tak dobře, když ji použijeme i na seskupení atomů tvořících pevné látky.

Každá pevná látka má velkou řadu vlastností, které můžeme zkoumat. Je průhledná? Můžeme ji roztepat na tenký plát? Jakou rychlostí se v ní pohybují zvukové vlny? Je magnetická? Vede dobře teplo? ... A v takovém výčtu bychom mohli pokračovat. My jsme se však rozhodli zaměřit celou kapitolu na jednu jedinou otázku: *Co způsobuje, že pevná látka vede nebo nevede elektrický proud?* Jak uvidíte, tuto otázku nám zodpoví kvantová fyzika.

42.2 ELEKTRICKÉ VLASTNOSTI PEVNÝCH LÁTEK

Budeme zkoumat pouze **krystalické pevné látky**, tedy pevné látky, jejichž atomy jsou uspořádány do pravidelně se opakující trojrozměrné struktury zvané **krystalová mřížka**. Nebudeme se zabývat takovými pevnými látkami jako jsou dřevo, plastické hmoty, sklo nebo guma, jejichž atomy nejsou uspořádány pravidelně. Obr. 42.1 ukazuje základní stavební jednotky (**elementární buňky**) krystalové struktury mědi, typického představitele kovů, a křemíku a diamantu jako typických představitelů polovodičů nebo izolátorů.



Obr. 42.1 (a) Elementární buňka mědi je krychle. Obsahuje jeden atom mědi v každém vrcholu krychle (tmavší kuličky) a jeden atom mědi uprostřed každé stěny krychle (světlejší kuličky). Uspořádání se nazývá *kubické plošně centrované*. (b) Elementární buňka křemíku a diamantu je rovněž krychle s atomy uspořádanými do *diamantové mřížky*. V každém vrcholu krychle je jeden atom (tmavší kuličky) a jeden atom se nachází ve středu každé stěny krychle (nejsvětlejší kuličky). Kromě toho jsou uvnitř krychle umístěny čtyři atomy (kuličky o středním odstínu). Každý atom je vázán ke svým čtyřem nejbližším sousedům dvojelektronovou kovalentní vazbou (pouze čtyři atomy uvnitř krychle mají zobrazeny všechny čtyři *nejbližší* sousedy).

Pevné látky můžeme klasifikovat z hlediska elektrických vlastností pomocí tří základních parametrů:

1. **Rezistivita** ρ za pokojové teploty. Byla definována v čl. 27.4, její jednotkou v soustavě SI je $\Omega\cdot\text{m}$.

2. **Teplotní součinitel rezistivity** α , definovaný jako $\alpha = (1/\rho)(d\rho/dT)$, s jednotkou K^{-1} (reciproký Kelvin). Můžeme ho určit pro kteroukoli pevnou látku měřením teplotní závislosti ρ .

3. **Koncentrace nosičů elektrického náboje** n . Tato veličina, počet nosičů elektrického náboje v jednotce objemu, může být nalezena měřením Hallova napětí, jak bylo uvedeno v čl. 29.4, a řadou dalších metod. Odpovídající jednotkou v SI je reciproký kubický metr, m^{-3} .

Měřením rezistivity při pokojové teplotě zjistíme, že existují materiály, nazývané **izolátory**, které prakticky nevedou elektrický proud. Jsou to materiály s vysokou rezistivitou. Diamant, výborný příklad izolátoru, má rezistivitu 10^{24} krát vyšší než měď. Tímto způsobem můžeme okamžitě rozdělit krystalické pevné látky na izolátory a vodivé látky.

Pomocí měření ρ , α a n lze dále rozdělit většinu vodičů, alespoň při nízkých teplotách, na dvě hlavní kategorie: **kovy** a **polovodiče**.

Polovodiče mají značně větší rezistivitu ρ než kovy.

Polovodiče mají teplotní součinitel rezistivity α velký a záporný. To znamená, že rezistivita polovodiče *klesá* s teplotou, zatímco u kovu *roste*.

Polovodiče mají značně nižší koncentraci nosičů elektrického náboje n než kovy.

V tab. 42.1 jsou uvedeny hodnoty těchto veličin pro měď (typický kov) a pro křemík (typický polovodič).

Tabulka 42.1 Některé elektrické vlastnosti dvou materiálů^a

	JEDNOTKA	MĚĎ	KŘEMÍK
Typ vodiče		kov	polovodič
Koncentrace nosičů náboje, n	m^{-3}	$9 \cdot 10^{28}$	$1 \cdot 10^{16}$
Rezistivita, ρ	$\Omega\cdot\text{m}$	$2 \cdot 10^{-8}$	$3 \cdot 10^3$
Teplotní součinitel rezistivity, α	K^{-1}	$+4 \cdot 10^{-3}$	$-70 \cdot 10^{-3}$

^a hodnoty za pokojové teploty

Měřením ρ , α a n získáme podklady pro upřesnění naší základní otázky o vedení elektrického proudu v pevných látkách: *Co způsobuje, že diamant je izolátor, měď vodič a křemík polovodič?* Odpověď na tuto otázku nám opět poskytne kvantová fyzika.

42.3 ENERGIJOVÉ HLADINY KRYSTALICKÝCH PEVNÝCH LÁTEK

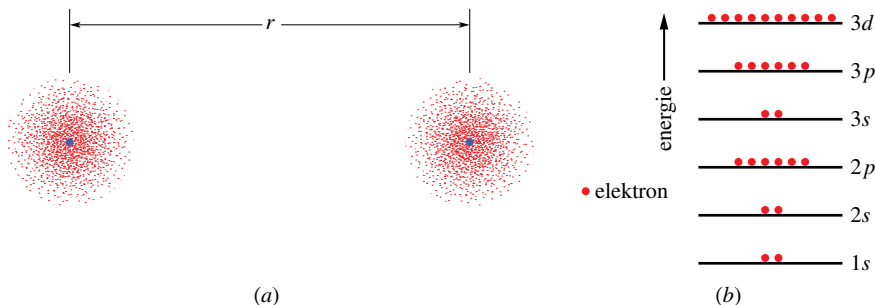
Vzdálenost mezi sousedními atomy mědi v pevné látce je 260 pm. Obr. 42.2a ukazuje dva izolované atomy mědi, jejichž vzdálenost r je mnohem větší než výše uvedená vzdálenost. Jak ukazuje obr. 42.2b, každý z těchto izolovaných neutrálních atomů má uspořádáno svých 29 elektronů do jednotlivých podslupek takto:

$$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^{10} 4s^1.$$

Pro identifikaci podslupek jsme použili zkrácené označení, se kterým jsme se seznámili v čl. 41.9. Připomeňme, že např. podslupka s hlavním kvantovým číslem $n = 3$ a orbitálním kvantovým číslem $l = 1$ se označuje $3p$. Může obsahovat až $2(2l + 1) = 6$ elektronů. Počet elektronů, který skutečně obsahuje, udává horní index za názvem podslupky. Prvních 6 podslupek mědi je zaplněno, ale vnější podslupka $4s$, která může mít 2 elektrony, obsahuje jen jeden elektron.

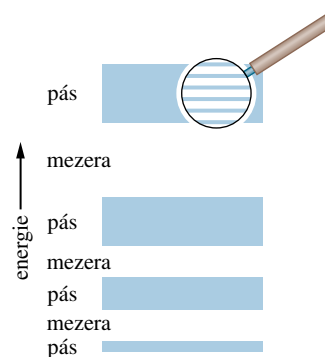
Jestliže přiblížíme atomy z obr. 42.2a, začnou, volně řečeno, vzájemně pociťovat svou přítomnost. Vyjádřeno jazykem kvantové fyziky, jejich vlnové funkce se začnou vzájemně překrývat; nejdříve se budou překrývat vlnové funkce vnějších elektronů.

V případě, že se vlnové funkce překrývají, nehovoříme již o dvou nezávislých atomech, ale o jednoduchém dvouatomovém systému, který obsahuje $2 \cdot 29 = 58$ elektronů. Pro tento větší systém platí rovněž Pauliho vylučovací princip, to znamená, že každý z 58 elektronů musí být v jiném kvantovém stavu. Ve skutečnosti ale máme k dispozici 58 kvantových stavů, protože každá energiová hladina izolovaného atomu se v případě dvouatomového systému rozdělí na *dvě* hladiny.



Obr. 42.2 (a) Dva atomy mědi se nacházejí ve velké vzdálenosti. Prostorové rozdělení jejich elektronů je znázorněno tečkami. (b) Každý atom mědi má 29 elektronů rozdělených do řady podslupek. U neutrálního atomu v základním stavu jsou zaplněny všechny podslupky až po hladinu $3d$, podslupka $4s$ obsahuje jeden elektron (může obsahovat dva) a vyšší podslupky jsou prázdné. Pro jednoduchost jsou zakresleny mezi podslupkami stejné energiové vzdálenosti.

Přidáváním dalších atomů složíme postupně mřížku krystalické mědi. Jestliže naše mřížka obsahuje N atomů, pak se každá hladina příslušná izolovanému atomu mědi musí rozdělit v pevné látce na N hladin. Jednotlivé energiové hladiny pevné látky pak vytvářejí **energiové pásy**; sousední pásy odděluje **energiová mezera**, která představuje interval energií, které nemůže nabývat žádný elektron v pevné látce. (Tuto mezeru proto nazýváme **pás zakázaných energií** nebo zkráceně **zakázaný pás**.) Typický pás má šířku pouze několik elektronvoltů. Protože N může být řádu 10^{24} , vidíme, že jednotlivé energie uvnitř pásu jsou opravdu velmi těsně blízko sebe a že je v něm obrovský počet hladin.



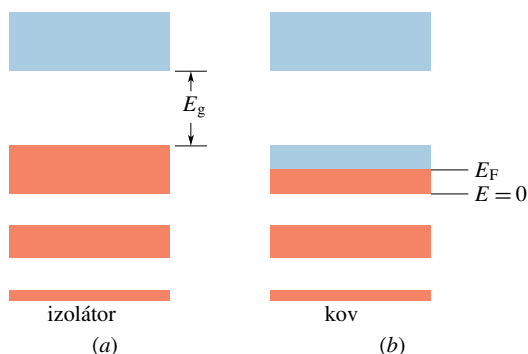
Obr. 42.3 Pásová struktura pevné látky. Jak naznačuje zvětšený pohled, každý pás se skládá z velmi velkého počtu velmi blízkých hladin energie. (U některých pevných látek se mohou sousedící pásy překrývat; z důvodu větší názornosti tento případ neukazujeme.)

Obr. 42.3 naznačuje pásovou strukturu energiových hladin v obecné krystalické pevné látce. Pásy s nižší energií jsou užší než pásy s vyšší energií. To je dáno tím, že elek-

trony z nižších energetických hladin stráví většinu času hluboko v elektronovém oblaku atomu. Vlnové funkce vnitřních elektronů se nepřekrývají tolik jako vlnové funkce vnějších elektronů. Rozštěpení vnitřních hladin proto není tak velké jako u vyšších energetických hladin, které jsou obsazeny vnějšími elektrony.

42.4 IZOLÁTORY

Pevná látka se nazývá izolátor, jestliže po přiložení elektrického napětí nevede elektrický proud. Má-li vést proud, musí se některé elektrony v pevné látce přesunout do vyšších energetických hladin. Jak ale ukazuje obr. 42.4a, u izolátoru je nejvyšší pás obsahující elektrony plně obsazen a Pauliho vylučovací princip brání elektronům v přesunu do obsazených hladin.



Obr. 42.4 (a) Schematické znázornění pásové struktury izolátoru. Zaplněné hladiny jsou zobrazeny červeně. Nejvyšší zaplněná hladina leží na vrcholu pásu a další vyšší prázdná hladina je od ní oddělena relativně velkou energetickou mezerou — zakázaným pásem E_g . (b) Pásová struktura kovu. Nejvyšší zaplněná hladina, nazývaná Fermiho hladina E_F , leží blízko středu pásu. Protože prázdné hladiny jsou k dispozici uvnitř téhož pásu, elektrony v pásu mohou snadno měnit hladiny a tak může docházet k vedení elektrického proudu.

Elektrony z plně obsazeného pásu nemají volné místo, kam by se mohly přesunout; jsou tak blokovány. Je to stejné, jako když se dítě snaží vylézt na žebřík, na jehož každé příčce už stojí jiné dítě. Nejsou-li žádné příčky volné, nikdo se nemůže pohnout.

V energetickém pásu nad zaplněným pásem na obr. 42.4a je mnoho prázdných hladin. Aby však elektron obsadil jednu z těchto hladin, musí získat dostatečnou energii na překonání širokého pásu zakázaných energií, který odděluje oba uvedené pásy. U diamantu je tento zakázaný pás tak široký, že je v podstatě žádný elektron nepřeskočí (energie potřebná na jeho překonání je 5,5 eV, což je asi 140krát víc, než je střední kinetická energie volné částice při pokojové teplotě). Diamant je tedy izolátor, a to velice dobrý.

PŘÍKLAD 42.1

V kap. 41 jsme použili rov. (41.21)

$$\frac{N_x}{N_0} = e^{-(E_x - E_0)/kT}, \quad (42.1)$$

abychom získali poměr počtu atomů N_x na energetické hladině E_x k počtu atomů N_0 na hladině E_0 pro případ, že atomy jsou částí systému o teplotě T (v Kelvinech). Konstanta k je Boltzmannova konstanta ($8,62 \cdot 10^{-5}$ eV/K).

Stejnou rovnici můžeme použít k výpočtu pravděpodobnosti, že nějaký elektron v izolátoru přeskočí pás zakázaných energií E_g ukázaný na obr. 42.4a. Položíme-li $E_x - E_0 = E_g$, pak N_x/N_0 je poměr počtu elektronů bezprostředně nad zakázaným pásem k počtu elektronů bezprostředně pod tímto pásem.

Jaká je pravděpodobnost, že při pokojové teplotě (300 K) elektron na nejvyšší hladině valenčního pásu v diamantu přeskočí zakázaný pás E_g , který je pro diamant 5,5 eV?

ŘEŠENÍ: U diamantu je exponent v rov. (42.1)

$$-\frac{E_g}{kT} = -\frac{(5,5 \text{ eV})}{(8,62 \cdot 10^{-5} \text{ eV/K})(300 \text{ K})} = -213.$$

Hledaná pravděpodobnost je pak

$$\frac{N_x}{N_0} = e^{-(E_g/kT)} = e^{-213} \doteq 3 \cdot 10^{-93}. \quad (\text{Odpověď})$$

Není divu, že diamant je tak dobrý izolátor. Dokonce i pro diamant tak velký jako Země by byla šance, že jeden jediný elektron přeskočí při teplotě 300 K pás zakázaných energií, zanedbatelně malá.

42.5 KOVY

Jak ukazuje obr. 42.4b, je pro kovy charakteristické, že se nejvyšší obsazená hladina energie nachází blízko středu energetického pásu. Jestliže na kovový vzorek přiložíme napětí, může vzorkem protékat proud, protože je v něm velmi mnoho prázdných hladin o vyšších energiích, na které mohou elektrony přecházet. Kov tedy může vést elektrinu, protože elektrony v nejvyšším obsazeném pásu se mohou snadno přesunovat na vyšší energetické hladiny téhož pásu.

V čl. 27.6 jsme zavedli pro kov **model volných elektronů**, podle kterého se mohou vodivostní elektrony volně pohybovat v objemu vzorku podobně jako molekuly plynu v uzavřené nádobě. Tento model jsme použili k odvození vztahu pro rezistivitu kovu za předpokladu, že se elektrony chovají podle zákonů klasické newtonovské mechaniky. V této kapitole použijeme stejný model pro objasnění chování elektronů, zvaných **vodivostní elektrony**, v částečně

zaplněném pásu naznačeném na obr. 42.4b. Podle zákonů kvantové fyziky však budeme předpokládat, že energie těchto elektronů jsou kvantovány a že platí Pauliho vylučovací princip.

Předpokládáme rovněž, že potenciální energie vodivostního elektronu má stejnou konstantní hodnotu ve všech bodech uvnitř mřížky. Pokud si tuto hladinu potenciální energie zvolíme za nulovou (což můžeme), pak je celková energie E vodivostních elektronů rovna kinetické energii.

Nejnižší hladina částečně zaplněného pásu na obrázku 42.4b odpovídá energii $E = 0$. Nejvyšší obsazená hladina v tomto pásu (při absolutní nule, $T = 0\text{ K}$) se nazývá **Fermiho hladina** a odpovídající energie pak **Fermiho energie** E_F . Pro měď je $E_F = 7,0\text{ eV}$.

Rychlost elektronů odpovídající Fermiho energii se nazývá **Fermiho rychlost** v_F . U mědi je Fermiho rychlost rovna $1,6 \cdot 10^6\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. Tento fakt by měl stačit, aby vyvrátil mylnou představu, že při absolutní nule ustává veškerý pohyb; při této teplotě, a to pouze v důsledku Pauliho vylučovacího principu, jsou vodivostní elektrony „naskládány“ v částečně zaplněném pásu z obr. 42.4b s energiemi od nuly až po Fermiho energii.

Vodivost při $T > 0$

Ve skutečnosti nás zajímá vedení elektrického proudu v kovech při teplotách vyšších než absolutní nula. Jak se změní rozdělení elektronů uvedené na obr. 42.4b při těchto vyšších teplotách? Jak dále uvidíme, změní se překvapivě málo.

Z elektronů v částečně zaplněném pásu na obr. 42.4b mohou jenom ty, které jsou blízko Fermiho hladiny, najít volné hladiny o vyšší energii, a jenom tyto elektrony mohou přejít na vyšší hladiny tepelným vybuzením. Dokonce při $T = 1\,000\text{ K}$, což je teplota, při které by měď jasně zářila v zatměné místnosti, se rozdělení elektronů na dostupných hladinách příliš neliší od rozdělení pro $T = 0\text{ K}$.

Vysvětleme si, proč to tak je. Veličina kT , kde k je Boltzmannova konstanta, je vhodnou mírou energie, která může být předána elektronům vlivem náhodného tepelného pohybu atomů mřížky. Při teplotě $T = 1\,000\text{ K}$ dostáváme $kT = 0,086\text{ eV}$. Není tedy reálné, že by elektron pouze vlivem tepelného vybuzení změnil svou energii víc než o několiknásobek této relativně malé hodnoty energie. V nejlepší případě tedy pouze malá část elektronů, jejichž energie jsou blízko Fermiho energie, může přejít do vyšších energiových hladin vlivem tepelného vybuzení. Vyjádřeno poeticky, tepelné vybuzení způsobuje pouze drobné vlnky na hladině moře Fermiho elektronů; obrovské hlubiny tohoto moře však zůstávají nerušené.

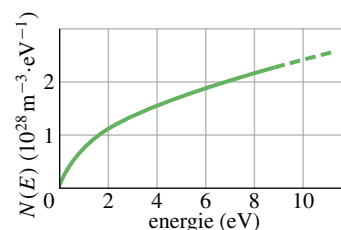
Kolik existuje kvantových stavů?

Schopnost kovů vést elektrický proud závisí na tom, kolik kvantových stavů mohou elektrony obsadit a jaké jsou energie těchto stavů. Z toho vyplývá otázka: Jaké jsou energie jednotlivých stavů v částečně zaplněných pásech na obr. 42.4b? Zodpovědět tuto otázku je těžké, protože nemůžeme vůbec vypsát jednotlivé energie takového velkého množství stavů. Namísto toho se zeptáme: Kolik stavů má energii v intervalu E až $E + dE$? Tento počet můžeme psát jako $N(E) dE$, kde $N(E)$ se nazývá **hustota stavů** pro energii E . Jednotkou pro $N(E) dE$ je počet stavů na kubický metr (stavy/ m^3 nebo jednoduše m^{-3}); obvykle užívanou jednotkou pro $N(E)$ je počet stavů na kubický metr a na elektronvolt ($\text{m}^{-3}\cdot\text{eV}^{-1}$).

Výraz pro hustotu stavů můžeme určit z počtu stojatých vln elektronů, které lze vměstnat do krabice o rozměrech studovaného kovového vzorku. Tento postup je analogický stanovení počtu stojatých zvukových vln, které mohou vzniknout v uzavřené píšťale varhan. Rozdíly spočívají v tom, že náš problém je trojrozměrný (problém varhanní píšťaly je jednorozměrný) a vlny jsou de Broglieho vlny (vlny ve varhanní píšťale jsou zvukové vlny). Lze ukázat, že výsledkem tohoto výpočtu je

$$N(E) = \frac{8\sqrt{2}\pi m^{3/2}}{h^3} E^{1/2} \quad (\text{hustota stavů}), \quad (42.2)$$

kde m je hmotnost elektronů a E je energie, pro kterou má být $N(E)$ určena. Všimněme si, že vztah pro $N(E)$ neobsahuje žádnou informaci o tvaru vzorku, jeho teplotě nebo o materiálu, ze kterého se vzorek skládá. Na obr. 42.5 je nakreslena polovina paraboly, která je grafickým vyjádřením rov. (42.2). Z obrázku lze například vyčíst, že v energiovém intervalu o šířce 1 eV kolem energie 8 eV leží v jednom kubickém metru přibližně $2 \cdot 10^{28}$ stavů.



Obr. 42.5 Hustota stavů $N(E)$, tedy počet energiových hladin elektronů v jednotkovém intervalu energií a jednotkovém objemu, zobrazená jako funkce energie elektronů. Hustota stavů pouze vyjadřuje počet stavů, které jsou k dispozici. Neříká nic o tom, zda stavy jsou, nebo nejsou obsazeny elektrony.

KONTROLA 1: (a) Je vzdálenost mezi sousedními energiovými hladinami mědi při $E = 4\text{ eV}$ větší, stejná,

nebo menší než tato vzdálenost při $E = 6 \text{ eV}$? (b) Je vzdálenost mezi sousedními energiovými hladinami mědi při $E = 4 \text{ eV}$ větší, stejná, nebo menší než tato vzdálenost pro stejný objem hliníku a pro $E = 4 \text{ eV}$?

Pravděpodobnost obsazení $P(E)$

Schopnost kovů vést elektrický proud závisí na pravděpodobnosti, že dostupné prázdné hladiny budou skutečně obsazeny. Tím se dostáváme k další otázce: Jestliže se v látce nachází stav o energii E , jaká je pravděpodobnost $P(E)$, že bude skutečně obsazen elektronem? Víme, že při teplotě $T = 0 \text{ K}$ je $P(E) = 1$ pro všechny stavy s energiemi nižšími než je Fermiho energie, což odpovídá jistotě, že odpovídající stavy jsou obsazeny. Víme také, že pro $T = 0 \text{ K}$ je $P(E) = 0$ pro všechny stavy s energiemi vyššími než je Fermiho energie, což naopak odpovídá jistotě, že odpovídající stavy *nejsou* obsazeny. Tato situace je ilustrována na obr. 42.6a.

Abychom našli $P(E)$ pro teploty vyšší než absolutní nula, musíme použít soubor pravidel kvantové fyziky pro výpočet pravděpodobnosti obsazení nazývaných **Fermiho-Diracova statistika**, pojmenovaných podle fyziků, kteří je zavedli. Použitím těchto pravidel lze ukázat, že **pravděpodobnost obsazení $P(E)$** je

$$P(E) = \frac{1}{e^{(E-E_F)/kT} + 1} \quad (\text{pravděpodobnost obsazení}), \quad (42.3)$$

kde E_F je Fermiho energie. Všimněme si, že $P(E)$ nezávisí na hodnotě energie E , ale na velikosti rozdílu $E - E_F$, který může být kladný, nebo záporný.

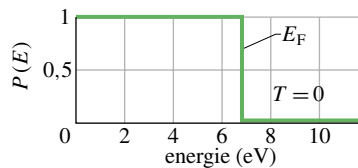
Abychom se přesvědčili, že rov. (42.3) popisuje křivku uvedenou na obr. 42.6a, dosadíme $T = 0 \text{ K}$. Potom:

pro $E < E_F$ je exponenciální člen v rov. (42.3) roven $e^{-\infty}$, tedy nule, a tak ve shodě s obr. 42.6a je $P(E) = 1$;

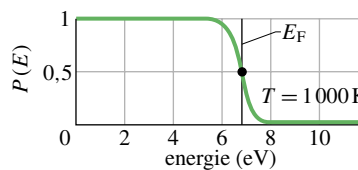
pro $E > E_F$ je exponenciální člen roven $e^{+\infty}$, a tedy ve shodě s obr. 42.6a je $P(E) = 0$.

Na obr. 42.6b je graf závislosti $P(E)$ pro $T = 1000 \text{ K}$. Graf ukazuje, jak jsme se zmínili dříve, že změny v rozdělení elektronů probíhají pouze mezi stavy, jejichž energie je blízka Fermiho energii E_F . Všimněme si, že pro $E = E_F$ je (nezávisle na teplotě) exponenciální člen v rov. (42.3) roven $e^0 = 1$, a tedy $P(E) = 0,5$. To nás přivádí k užitečnější definici Fermiho energie:

Fermiho energie daného materiálu je energie kvantového stavu, který má pravděpodobnost 0,5, že bude zaplněn elektronem.



(a)



(b)

Obr. 42.6 Pravděpodobnost obsazení $P(E)$ vyjadřuje pravděpodobnost, že energiová hladina E bude obsazena elektronem. (a) Pro $T = 0 \text{ K}$ je $P(E)$ rovno jedné pro hladiny s energií až do Fermiho energie a nule pro energie vyšší. (b) Při teplotě $T = 1000 \text{ K}$ malá část elektronů, jejichž energie byla mírně nižší než Fermiho energie při $T = 0 \text{ K}$, přešla do stavů s energiemi mírně vyššími než Fermiho energie. Bod na křivce ukazuje, že pro $E = E_F$ je $P(E) = 0,5$.

V daném vzorku přitom vůbec nemusí existovat dovolený kvantový stav příslušný této energii.

Kolik existuje *obsazených* stavů?

Rov. (42.2) a obr. 42.5 nám říkají, jaké je rozložení stavů ve vzorku podle energie. Rov. (42.3) určuje pravděpodobnost, s jakou bude daný stav obsazen elektronem. Abychom našli hustotu *obsazených* stavů $N_o(E)$, musíme vynásobit hustotu stavů odpovídající pravděpodobností obsazení; tedy

$$N_o(E) = N(E)P(E) \quad (\text{hustota obsazených stavů}). \quad (42.4)$$

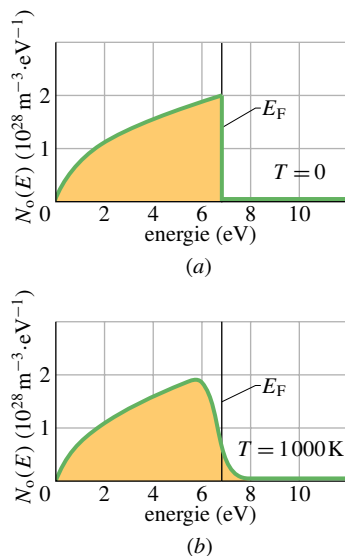
Na obr. 42.7a je grafické vyjádření rov. (42.4) pro měď pro $T = 0 \text{ K}$. Bylo získáno násobením hodnot funkce hustoty stavů (obr. 42.5) pro každou energii odpovídajícími hodnotami pravděpodobnosti obsazení pro absolutní nulu (obr. 42.6a). Obdobně získaný obr. 42.7b ukazuje hustotu obsazených stavů pro měď pro teplotu $T = 1000 \text{ K}$.

Výpočet Fermiho energie

Předpokládejme, že sečteme (zintegrujeme) počet obsazených stavů na obr. 42.7a pro $T = 0$ pro všechny energie mezi $E = 0$ a $E = E_F$. Výsledek se musí rovnat n , tj. počtu vodivostních elektronů v jednotkovém objemu kovu. Matematický zápis této úvahy je

$$n = \int_0^{E_F} N_o(E) dE. \quad (42.5)$$

Obr. 42.7 (a) Hustota obsazených stavů $N_0(E)$ pro měď pro $T = 0$ K. Plocha pod křivkou odpovídá číselně koncentraci elektronů n . Všimněme si, že všechny stavy s energií až do Fermiho energie jsou obsazeny a všechny stavy s energiemi nad Fermiho energií jsou prázdné. (b) Stejná situace pro měď a $T = 1000$ K. Pouze elektrony s energií blízkou Fermiho energii jsou ovlivněny tepelným vybuzením a přerozděleny.



(Integrál udává obsah plochy pod rozdělovací křivkou na obr. 42.7a.) Protože $P(E) = 1$ pro všechny energie menší než Fermiho energie, můžeme v rov. (42.5) dosadit $N(E)$ místo $N_0(E)$ a potom použít tuto rovnici pro nalezení Fermiho energie E_F . Dosadíme-li rov. (42.2) do rov. (42.5), dostáváme

$$n = \frac{8\sqrt{2}\pi m^{3/2}}{h^3} \int_0^{E_F} E^{1/2} dE = \frac{8\sqrt{2}\pi m^{3/2}}{h^3} \frac{2E_F^{3/2}}{3}.$$

Vyjádřením E_F z této rovnice určíme

$$E_F = \left(\frac{3}{16\sqrt{2}\pi} \right)^{2/3} \frac{h^2}{m} n^{2/3} \doteq \frac{0,121 h^2}{m} n^{2/3}. \quad (42.6)$$

Pokud známe koncentraci vodivostních elektronů n , můžeme nalézt Fermiho energii pro kov.

PŘÍKLAD 42.2

Krychle mědi má hranu o délce 1 cm. Jaký je počet kvantových stavů N v částečně zaplněném pásu na obr. 42.4b v energiovém intervalu od $E = 5,000$ eV do $E = 5,010$ eV? (Tyto hodnoty energie jsou tak blízké, že můžeme považovat hustotu stavů $N(E)$ v tomto intervalu za konstantní.)

ŘEŠENÍ: Počet stavů můžeme nalézt ze vztahu

$$\begin{aligned} & \left(\begin{array}{l} \text{počet stavů} \\ \text{ve vzorku} \end{array} \right) = \\ & = \left(\begin{array}{l} \text{hustota stavů,} \\ \text{m}^{-3} \text{ eV}^{-1} \end{array} \right) \left(\begin{array}{l} \text{energiový} \\ \text{rozsah, eV} \end{array} \right) \left(\begin{array}{l} \text{objem} \\ \text{vzorku, m}^3 \end{array} \right) \end{aligned}$$

neboli

$$N = N(E) \cdot \Delta E \cdot V, \quad (42.7)$$

kde $\Delta E = 0,010$ eV a $V = 1 \text{ cm}^3$ je objem vzorku. Z rov. (42.2) pro energii $E = 5,000$ eV dostáváme

$$\begin{aligned} N(E) &= \frac{8\sqrt{2}\pi m^{3/2}}{h^3} E^{1/2} = \\ &= (8\sqrt{2}\pi)(9,11 \cdot 10^{-31} \text{ kg})^{3/2} \cdot \\ &\quad \cdot \frac{(5,000 \text{ eV})^{1/2} (1,60 \cdot 10^{-19} \text{ J/eV})^{1/2}}{(6,63 \cdot 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s})^3} = \\ &= 9,48 \cdot 10^{46} \text{ m}^{-3} \text{ J}^{-1} = 1,52 \cdot 10^{28} \text{ m}^{-3} \text{ eV}^{-1}. \end{aligned}$$

Z rov. (42.7) vypočteme

$$\begin{aligned} N &= N(E) \Delta E a^3 = \\ &= (1,52 \cdot 10^{28} \text{ m}^{-3} \text{ eV}^{-1})(0,010 \text{ eV})(1 \cdot 10^{-2} \text{ m})^3 = \\ &= 1,52 \cdot 10^{20}. \end{aligned} \quad (\text{Odpověď})$$

Je to ohromné množství stavů, ale to jsme také očekávali. Přestože všechny tyto stavy spadají do úzkého energiového intervalu o pouhé šířce 0,01 eV, velký počet stavů vyplývá z ohromného množství atomů, které tvoří vzorek.

PŘÍKLAD 42.3

(a) Jaká je pravděpodobnost obsazení kvantového stavu o energii 0,10 eV nad Fermiho energií? Předpokládejte teplotu vzorku 800 K.

ŘEŠENÍ: $P(E)$ můžeme vypočítat z rov. (42.3). Spočítáme však nejprve (bezrozměrový) exponent v tomto vztahu:

$$\frac{E - E_F}{kT} = \frac{(0,10 \text{ eV})}{(8,62 \cdot 10^{-5} \text{ eV/K})(800 \text{ K})} = 1,45.$$

Dosažením této hodnoty do rov. (42.3) dostaneme

$$P(E) = \frac{1}{e^{1,45} + 1} = 0,19 \text{ neboli } 19\%. \quad (\text{Odpověď})$$

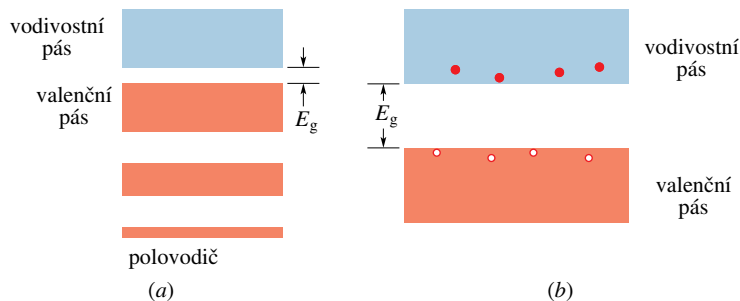
(b) Jaká je pravděpodobnost obsazení kvantového stavu 0,10 eV pod Fermiho energií?

ŘEŠENÍ: Exponent v rov. (42.3) má stejnou absolutní hodnotu jako v části (a), avšak je záporný. Z toho pak vyplývá

$$P(E) = \frac{1}{e^{-1,45} + 1} = 0,81 \text{ neboli } 81\%. \quad (\text{Odpověď})$$

V případě stavů pod Fermiho energií nás častěji zajímá pravděpodobnost, že tento stav *není* obsazen. Tato pravděpodobnost je jednoduše rovna $1 - P(E)$, tedy v našem případě 19%. Povšimněte si, že uvedená pravděpodobnost je číselně stejná jako pravděpodobnost obsazení v (a).

Obr. 42.8 (a) Pásová struktura polovodičů připomíná strukturu izolátorů (obr. 42.4a) až na to, že pás zakázaných energií E_g je mnohem užší. Elektrony tak mají reálnou šanci ho přeskochit působením tepelné aktivace. (b) Vlivem tepelné aktivace přeskočilo několik elektronů z valenčního pásu do vodivostního pásu a tím vznikl ve valenčním pásu stejný počet děr.



42.6 POLOVODIČE

Porovnáním obr. 42.8a a 42.4a vidíme, že pásová struktura polovodičů je podobná pásové struktuře izolátorů. Hlavní rozdíl je v tom, že polovodič má mnohem užší pás zakázaných energií E_g mezi vrcholem nejvyššího zaplněného pásu (nazývaného **valenční pás**) a dnem prázdného pásu nad ním (nazývaného **vodivostní pás**). Z tohoto pohledu je nepochybné, že křemík ($E_g = 1,1$ eV) je polovodič a diamant ($E_g = 5,5$ eV) je izolátor. V křemíku, na rozdíl od diamantu, může při pokojové teplotě reálně docházet vlivem tepelné aktivace k přeskokům elektronů z valenčního pásu do pásu vodivostního.

V tab. 42.1 jsou porovnány tři základní elektrické vlastnosti mědi, typického kovu, a křemíku, typického polovodiče. Podívejme se ještě jednou do tabulky, abychom zjistili, jak se liší polovodič od kovu.

Koncentrace nosičů náboje n

V druhém řádku tab. 42.1 vidíme, že měď má mnohem vyšší koncentraci nosičů náboje než křemík, zhruba 10^{13} krát. U mědi přispívá každý atom jedním elektronem k procesu vedení proudu, tento elektron je zároveň jeho jediný valenční elektron. Nosiče náboje v křemíku vznikají při termodynamické rovnováze pouze v důsledku tepelné aktivace, která vyvolává přeskoky jistého (velmi malého) množství elektronů z valenčního do vodivostního pásu. Tyto přeskoky zároveň vedou ke vzniku stejného množství neobsazených energetických stavů ve valenčním pásu, které nazýváme **díry**. Obr. 42.8b ukazuje tento proces.

Jak elektrony ve vodivostním pásu, tak díry ve valenčním pásu slouží jako nosiče náboje. Díry jsou nosiče náboje proto, že umožňují jistou volnost pohybu elektronům ve valenčním pásu; bez přítomnosti děr by byly elektrony zablokovány. Jestliže vytvoříme v polovodiči elektrické pole \mathbf{E} , mají záporně nabití elektrony ve valenčním pásu tendenci pohybovat se ve směru opačném k \mathbf{E} . Tím jsou místa, kde se nacházejí díry, unášena (*driftují*) ve směru \mathbf{E} . Pohyb děr se nám jeví jako pohyb kladných částic s nábojem $+e$.

Chování děr můžeme pochopit na příkladu s řadou aut zaparkovaných těsně za sebou u závoře, kdy přední auto je vzdáleno od závoře na délku jednoho auta. Jestliže se přední auto přemístí k závoře, ponechá za sebou volný prostor o délce jednoho auta. Druhé auto se poté může přemístit do tohoto prostoru a to umožní pohyb třetímu autu atd. Pohyb velkého množství aut vzhledem k závoře může být jednoduše popsán jako drift jedné „díry“ (parkovacího místa) směrem od závoře.

U polovodičů je vodivost způsobená pohybem děr stejně důležitá jako elektronová vodivost. Když uvažujeme o děrové vodivosti, je vhodné si představit, že všechny neobsazené stavy ve valenčním pásu jsou vlastně obsazeny částicemi o náboji $+e$, a že všechny elektrony ve valenčním pásu byly odstraněny. Nosiče kladných nábojů se tak mohou pohybovat volně napříč pásem.

Rezistivita ρ

Připomeňme si z kap. 27, že rezistivita ρ materiálů je dána vztahem $m/(e^2 n \tau)$, kde m je hmotnost elektronu, e je elementární náboj, n je koncentrace nosičů náboje a τ je střední doba, která uběhne mezi srážkami nosičů náboje. Z tab. 42.1 je zřejmé, že měrný odpor křemíku je při pokojové teplotě 10^{11} krát vyšší než měrný odpor mědi. Tento obrovský rozdíl lze přisoudit ohromnému rozdílu v n . Jiné vlivy se zde rovněž uplatňují, ale ty jsou tímto obrovským rozdílem v n zcela překryty.

Teplotní součinitel rezistivity α

Připomeňme si, že α (rov. (27.17)) je relativní změna rezistivity na jednotkovou změnu teploty:

$$\alpha = \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dT}. \quad (42.8)$$

Rezistivita mědi se zvyšuje s teplotou (tj. $d\rho/dT > 0$), protože srážky nosičů náboje nastávají v mědi častěji při vyšších teplotách. Koefficient α je tedy pro měď *kladný*.

Srážková frekvence se zvyšuje s teplotou i v případě křemíku. Odpor křemíku se však ve skutečnosti *snižuje*

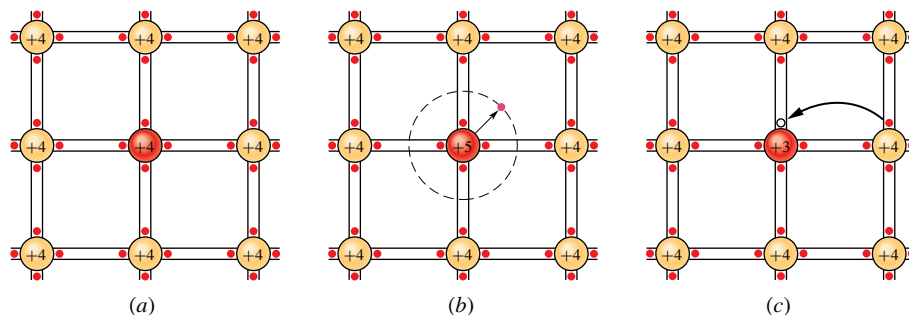
s teplotou ($d\rho/dT < 0$), protože počet nosičů náboje (elektronů ve vodivostním pásu a děr ve valenčním pásu) se s teplotou zvyšuje rychleji. (Více elektronů přeskakuje z valenčního do vodivostního pásu.) Koeficient α je proto pro křemík *záporný*.

KONTROLA 2: Výzkumná laboratoř velké společnosti vyvinula tři nové materiály; jejich elektrické vlastnosti jsou v tabulce. Protože chce tyto materiály patentovat, opatřila je krycími názvy. Klasifikujte každý materiál jako kov, izolátor, polovodič, nebo jako žádný z těchto typů:

MATERIÁL (KRYCÍ NÁZEV)	n m^{-3}	ρ $\Omega \cdot \text{m}$	α K^{-1}
Cleveland	10^{29}	10^{-8}	$+10^{-3}$
Troy	10^{28}	10^{-9}	-10^{-3}
Seattle	10^{15}	10^3	-10^{-2}

42.7 DOTOVANÉ POLOVODIČE

Užitečnost polovodičů pro technologické účely se může významně zvýšit zavedením malého množství vhodných příměsových atomů (nepatříčně nazývaných nečistotami) do polovodičové mřížky. Tento proces se nazývá **dotování**. Obvykle je nahrazen příměsovým atomem pouze jeden atom z 10^7 křemíkových atomů. Všechny moderní polovodičové součástky jsou založeny na dotovaných materiálech. Existují dva typy těchto materiálů — **typ n** a **typ p** . Budeme je diskutovat jeden po druhém.



Obr. 42.9 (a) Rovinné zobrazení krystalové mřížky čistého křemíku. Každý křemíkový iont je vázán ke svým čtyřem sousedům dvouelektronovými kovalentními vazbami (znázorněnými dvojicí červených teček mezi dvěma rovnoběžnými černými úsečkami). Elektrony přísluší vazbě, nikoli jednotlivým atomům, a tvoří valenční pás vzorku. (b) Jeden atom křemíku je nahrazen atomem fosforu (5 valenčních elektronů). „Nadbytečný“ elektron je pouze slabě vázán ke svému jádru, a proto může být lehce vybuzen do vodivostního pásu a volně se pohybovat mřížkou. (c) Jeden atom křemíku je nahrazen atomem hliníku (3 valenční elektrony). V jedné kovalentní vazbě, a tedy i ve valenčním pásu vzorku, je nyní díra. Ta se může snadno pohybovat mřížkou proto, že do ní přeskočí elektron ze sousední vazby a tak ji zaplní. V případě skoku naznačeného na obrázku se díra přesunuje vpravo.

Polovodiče typu n

Elektrony atomu křemíku jsou uspořádány do podslupek podle schématu

$$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^2,$$

kde jako obvykle horní indexy (jejich součet dává 14, tj. atomové číslo křemíku) představují počet elektronů v příslušných podslupkách.

Na obr. 42.9a je uvedeno rovinné zobrazení části mřížky čistého křemíku do roviny; porovnejme tento obrázek s obr. 42.1b, který ukazuje elementární buňku ve třech rozměrech. Každý atom křemíku přispívá dvojicí $3s$ elektronů a dvojicí $3p$ elektronů k vytvoření pevné dvouelektronové kovalentní vazby s každým ze svých čtyř nejbližších sousedů. (V kovalentní vazbě dva atomy sdílejí dvojici elektronů.) Čtyři atomy, které leží uvnitř elementární buňky na obr. 42.1b, mají tyto vazby vyznačeny.

Elektrony z kovalentních vazeb mezi atomy křemíku tvoří valenční pás křemíku. Jestliže se elektron odtrhne z nějaké vazby a stane se volným a může putovat uvnitř mřížky, říkáme, že elektron byl vybuzen z valenčního do vodivostního pásu. Minimální energie nutná pro uskutečnění tohoto jevu je rovna šířce zakázaného pásu E_g .

Protože se čtyři elektrony atomu křemíku podílejí na tvorbě vazeb, je každý „atom“ křemíku ve skutečnosti iont s elektronovým oblakem podobným elektronovému uspořádání inertního atomu neonu (obsahujícímu 10 elektronů). Oblak elektronů obklopuje jádro s nábojem $+14e$, kde číslo 14 odpovídá atomovému číslu křemíku. Výsledný náboj iontu je tak $+4e$ a říkáme, že iont má *valenční číslo 4* (je čtyřmocný).

Na obr. 42.9b je centrální iont křemíku nahrazen atomem fosforu s pěti valenčními elektrony. Čtyři valenční elektrony atomu fosforu vytvářejí vazbu se čtyřmi sousedními ionty křemíku. Pátý („nadbytečný“) elektron je pouze slabě vázán k iontu fosforu. Popisujeme-li energii v pásové struktuře, říkáme, že tento elektron zaujímá lokalizovaný stav, který leží v pásu zakázaných energií ve vzdálenosti E_d pod dnem vodivostního pásu (obr. 42.10a). Protože $E_d \ll E_g$, je energie potřebná pro excitaci (tj. vybuzení) elektronů z *těchto* hladin do vodivostního pásu mnohem menší než energie nutná pro excitaci valenčních elektronů křemíku do vodivostního pásu.

Atom fosforu se nazývá **donor** (tj. dárcce), protože snadno *daruje* elektron do vodivostního pásu. Při pokojové teplotě jsou proto prakticky *všechny* elektrony dodané atomy donorů ve vodivostním pásu. Přidáním atomů donorů tedy můžeme podstatně zvýšit počet elektronů ve vodivostním pásu, a to nesrovnatelně více, než naznačuje obr. 42.10a.

Polovodiče dotované atomy donorů se nazývají **polovodiče typu n**. Písmeno „n“ znamená „negativní“, abychom vyjádřili skutečnost, že počet nosičů záporného náboje, dodaných do vodivostního pásu, vysoce převyšuje počet nosičů kladného náboje, což jsou díry ve valenčním pásu. V polovodiči typu n jsou elektrony **majoritními** (tj. většinovými) **nosiči**, kdežto díry jsou **minoritními** (tj. menšinovými) **nosiči**.

Polovodiče typu p

Nyní uvažujme situaci na obr. 42.9c, kde je jeden atom křemíku (čtyři valenční elektrony) nahrazen atomem hliníku se třemi valenčními elektrony. Atom hliníku se může vázat pomocí kovalentních vazeb pouze ke třem atomům křemíku, takže v jedné vazbě mezi atomem hliníku a křemíku je jeden „chybějící“ elektron, tedy díra. Dodáním jen malého množství energie může být jeden elektron vytržen ze

sousední vazby mezi atomy křemíku, aby zaplnil tuto díru, a tak vytváří díru v *této* druhé vazbě. Podobně elektron z nějaké jiné vazby může přeskočit, aby zaplnil tuto druhou díru. Tímto způsobem se díra přemísťuje mřížkou.

Atom hliníku se nazývá **akceptor** (příjemce), protože snadno *přijímá* elektron ze sousední vazby, tedy z valenčního pásu křemíku. Z obr. 42.10b je zřejmé, že tento elektron se nachází v lokalizovaném stavu, který leží v pásu zakázaných energií ve vzdálenosti E_a nad vrcholem valenčního pásu. Přidáním atomů akceptorů můžeme výrazně zvýšit počet děr ve valenčním pásu, a to nesrovnatelně více, než naznačuje obr. 42.10b. V křemíku za pokojové teploty jsou prakticky *všechny* akceptorové hladiny obsazeny elektrony.

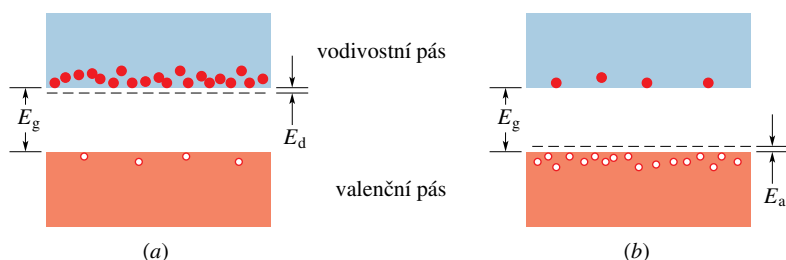
Polovodiče dotované atomy akceptorů se nazývají **polovodiče typu p**. Písmeno „p“ znamená „pozitivní“, abychom vyjádřili skutečnost, že počet děr vytvořených ve valenčním pásu, které se chovají jako nosiče kladného náboje, vysoce převyšuje počet elektronů ve vodivostním pásu. V polovodiči typu p jsou díry majoritními nosiči, kdežto elektrony jsou minoritními nosiči.

V tab. 42.2 jsou shrnuty vlastnosti typického polovodiče typu n a polovodiče typu p. Zdůrazněme, že iontová jádra donorů a akceptorů, třebaže obsahují náboj, nejsou *nosiči* náboje, neboť za pokojové teploty jsou pevně vázána v krystalové mřížce.

PŘÍKLAD 42.4

Koncentrace vodivostních elektronů n_0 v čistém křemíku při pokojové teplotě je 10^{16} m^{-3} . Předpokládejme, že dotováním křemíkové mřížky fosforem chceme zvýšit tuto koncentraci milionkrát. Jakou část křemíkových atomů musíme nahradit atomy fosforu? (Připomeňme si, že při pokojové teplotě téměř každý atom fosforu daruje svůj „nadbytečný“ elektron vodivostnímu pásu.)

ŘEŠENÍ: Koncentrace vodivostních elektronů dodaných



Obr. 42.10 (a) V dotovaném polovodiči typu n leží energetické hladiny donorů v malé vzdálenosti E_d pod dnem vodivostního pásu. Protože elektrony z této hladiny mohou být snadno vybuzeny do vodivostního pásu, obsahuje vodivostní pás mnohem více elektronů. Valenční pás obsahuje stejně malý počet děr jako dřív. (b) V dotovaném polovodiči typu p leží energetické hladiny akceptorů v malé vzdálenosti E_a nad vrcholem valenčního pásu. Ve valenčním pásu tak vzniká mnohem více děr. Vodivostní pás obsahuje stejně malý počet elektronů jako před dotováním. Podíl majoritních a minoritních nosičů náboje jak v (a), tak v (b) je nesrovnatelně větší, než naznačují tyto obrázky.

Tabulka 42.2 Vlastnosti dvou dotovaných polovodičů

VLASTNOST	TYP POLOVODIČE	
	<i>n</i>	<i>p</i>
Materiál mřížky	křemík	křemík
Náboj jader mřížky	+14e	+14e
Pás zakázaných energií mřížky	1,2 eV	1,2 eV
Příměs	fosfor	hliník
Typ příměsi	donor	akceptor
Majoritní nosiče	elektrony	díry
Minoritní nosiče	díry	elektrony
Energiový pás příměsí	0,045 eV	0,067 eV
Počet valenčních elektronů příměsi	5	3
Náboj jader příměsí	+15e	+13e
Výsledný náboj příměsí	+e	-e

dotováním bude rovna koncentraci atomů fosforu v křemíku n_p . Chceme, aby celková koncentrace elektronů ve vodivostním pásu po dotování, tedy součet koncentrace původních a přidaných elektronů, byla rovna $10^6 n_0$, takže

$$10^6 n_0 = n_0 + n_p.$$

Potom

$$\begin{aligned} n_p &= 10^6 n_0 - n_0 \doteq 10^6 n_0 = \\ &= (10^6)(10^{16} \text{ m}^{-3}) = 10^{22} \text{ m}^{-3}. \end{aligned}$$

Z výsledku plyne, že na jeden kubický metr křemíku musíme přidat 10^{22} atomů fosforu.

Koncentraci atomů křemíku v krystalové mřížce čistého křemíku lze vypočítat ze vztahu

$$n_{\text{Si}} = \frac{N_A \rho}{A},$$

kde N_A je Avogadrovo číslo ($6,02 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$), ρ je hustota křemíku (2330 kg/m^3) a A je molární hmotnost křemíku ($28,1 \text{ g/mol}$). Dosazením dostaneme

$$\begin{aligned} n_{\text{Si}} &= \frac{(6,02 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1})(2330 \text{ kg/m}^3)}{(0,0281 \text{ kg/mol})} = \\ &= 5 \cdot 10^{28} \text{ m}^{-3}. \end{aligned}$$

Relativní množství atomů fosforu v mřížce je rovno

$$\frac{n_p}{n_{\text{Si}}} = \frac{(10^{22} \text{ m}^{-3})}{(5 \cdot 10^{28} \text{ m}^{-3})} = \frac{1}{5 \cdot 10^6}. \quad (\text{Odpověď})$$

Pokud nahradíme atomem fosforu pouze *jediný atom křemíku z pěti milionů*, počet elektronů ve vodivostním pásu se zvýší milionkrát.

Jak může mít tak malá příměs fosforu tento zdánlivě velký vliv? I když se jedná o výraznou změnu, vliv není rozhodně tak „velký“. Koncentrace vodivostních elektronů před dotováním byla 10^{16} m^{-3} , po dotování 10^{22} m^{-3} . U mědi je však koncentrace vodivostních elektronů (uvedená v tab. 42.1) přibližně 10^{29} m^{-3} . Takže i po dotování zůstává koncentrace vodivostních elektronů v křemíku 10^7 krát menší než je koncentrace vodivostních elektronů v kovu.

42.8 PŘECHOD *p-n*

Přechod *p-n*, jak ukazuje obr. 42.11a, tvoří monokrystal polovodiče, který je selektivně dotován tak, že v jedné části je materiál typu *n* a v sousedící druhé části je materiál typu *p*. Takové přechody *p-n* jsou základní stavební prvky prakticky všech polovodičových součástek.

Pro jednoduchost předpokládejme, že přechod je vytvořen mechanicky, přitlačením tyče polovodiče typu *n* na tyč polovodiče typu *p* a že rozhraní mezi jednou a druhou oblastí je perfektně ostré a leží v jediné **rovině přechodu**.

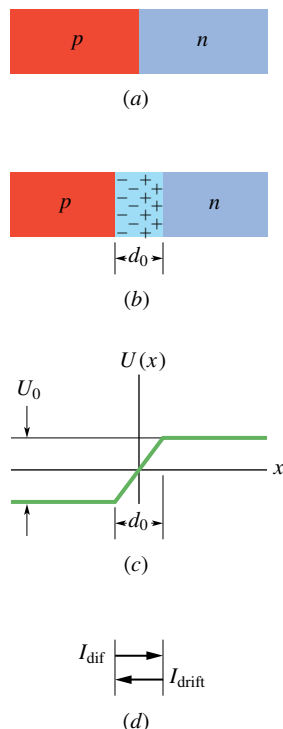
Popišme pohyby elektronů a děr bezprostředně poté, kdy k sobě přitlačíme tyč typu *n* a tyč typu *p*, obě elektricky neutrální; tak vytvoříme přechod. Nejdřív budeme zkoumat majoritní nosiče, kterými jsou elektrony v materiálu typu *n* a díry v materiálu typu *p*.

Pohyby majoritních nosičů

Když praskne heliem naplněný balonek, heliové atomy difundují (neuspořádaně se rozšiřují) směrem ven do okolního vzduchu. K tomu dojde proto, že v normálním vzduchu je velmi málo atomů helia. Přesněji řečeno, na rozhraní helium-vzduch existuje totiž *gradient koncentrace* atomů helia. Ty se proto pohybují tak, že snižují tento gradient.

Stejně se chovají elektrony z části *n* na obr. 42.11a, které jsou blízko roviny přechodu: difundují přes tuto rovinu (na obrázku zprava doleva) do části *p*, kde je velmi málo volných elektronů. Podobně díry na straně *p*, které jsou blízko roviny přechodu, difundují přes tuto rovinu (zleva doprava) do části *n*, kde je velmi málo děr. Pohyby jak elektronů, tak i děr vytvářejí **difuzní proud** I_{dif} , který podle konvence směřuje zleva doprava, jak ukazuje obr. 42.11d.

Připomeňme si, že část *n* je celá vyplněna kladně nabitými ionty donorů, vázanými pevně v mřížce. Obvykle je přebytečný elektrický náboj každého iontu kompenzován jedním elektronem z vodivostního pásu. Když však elektron z části *n* difunduje přes rovinu přechodu, „odkryje“ se jeden z těchto donorových iontů, a tak vznikne vázaný



Obr. 42.11 (a) Vzorek typu n a vzorek typu p tvoří přechod p - n . (b) Pohyb majoritních nosičů náboje přes rovinu přechodu vede ke vzniku prostorového náboje v důsledku nevykompenzovaných iontů donorů (vpravo) a iontů akceptorů (vlevo). Tato ochuzená zóna neobsahuje žádné volné nosiče náboje; ionty donorů a akceptorů jsou vázány v mřížce. (c) S vytvořením prostorového náboje souvisí i vznik kontaktního napětí U_0 , které omezuje tok majoritních nosičů. (d) Difuze majoritních nosičů (jak elektronů, tak děr) přes rovinu přechodu vytváří difuzní proud I_{dif} ; u izolovaného přechodu p - n je tento proud v rovnováze s driftovým proudem I_{drift} tvořeným minoritními nosiči, takže výsledný proud přes rovinu přechodu je nulový. (U reálného přechodu p - n nejsou hranice ochuzené zóny tak ostré, jak ukazuje obrázek, a křivka kontaktního potenciálu (c) je hladká.)

kladný náboj blízko roviny přechodu na straně n . Když difundující elektron pronikne na stranu p , rychle se spojí (rekombinuje) s akceptorovým iontem (kterému chybí jeden elektron) a tak vznikne vázaný záporný náboj blízko roviny přechodu na straně p .

Difuze elektronů přes rovinu přechodu (zprava doleva podle obr. 42.11a) tak vede ke vzniku **prostorového náboje** na každé straně roviny přechodu, jak ukazuje obr. 42.11b. Difuze děr přes rovinu přechodu ve směru zleva doprava má přesně stejný efekt. (Věnujte tomu chvílku, abyste se o tom sami přesvědčili.) Pohyby obou typů majoritních nosičů, elektronů a děr, přispívají k vytvoření dvou oblastí prostorového náboje, jedné kladné a druhé záporné. Tyto oblasti tvoří **ochuzenou zónu**, nazvanou tak proto, že v ní téměř

nejdou *pohyblivé* nosiče náboje; její šířka d_0 je vyznačena na obr. 42.11b.

Prostorový náboj vytváří **kontaktní napětí** U_0 napříč ochuzenou zónou, jak ukazuje obr. 42.11c. Toto napětí pak zamezuje další difuzi elektronů a děr přes rovinu přechodu. Záporné náboje se vyhýbají oblastem s nižším potenciálem. Elektron, který se přibližuje zprava k rovině přechodu na obr. 42.11b, se pohybuje směrem k oblasti nižšího potenciálu, a proto se obrátí zpět na stranu n . Podobně díra (kladný náboj), která se přibližuje k rovině přechodu zleva, se pohybuje směrem do oblasti vyššího potenciálu, a proto se obrátí zpět na stranu p .

Pohyby minoritních nosičů

Obr. 42.10a ukazuje, že i když majoritními nosiči náboje u materiálu typu n jsou elektrony, určitý počet děr je tu vždy přítomen. Podobně u materiálu typu p (obr. 42.10b) se setkáme vedle děr jako majoritních nosičů i s menším počtem elektronů. Tyto díry a elektrony jsou tedy minoritními nosiči náboje v příslušných materiálech.

Zatímco kontaktní napětí U_0 na obr. 42.11c působí jako bariéra pro pohyb majoritních nosičů, pro minoritní nosiče, tedy elektrony na straně p a díry na straně n , je situace opačná. Kladné náboje (díry) se snaží dostat do oblasti nižšího potenciálu, záporné náboje (elektrony) naopak do oblasti vyššího potenciálu. Oba druhy nosičů jsou tak „unášeny“ kontaktním napětím přes rovinu přechodu a vytvářejí ve směru zprava doleva **driftový proud** I_{drift} , jak ukazuje obr. 42.11d.

Izolovaný p - n přechod (bez přiloženého vnějšího napětí) se proto nachází v rovnovážném stavu, ve kterém se na jeho koncích vytvoří kontaktní napětí U_0 . V rovnováze je průměrná hodnota difuzního proudu I_{dif} , který protéká rovinou přechodu z části p do části n , rovna průměrné hodnotě driftového proudu I_{drift} , který teče opačným směrem. Oba proudy se tak vyruší, protože celkový proud rovinou přechodu musí být roven nule; jinak by docházelo k neomezenému přenosu náboje z jednoho konce přechodu na druhý.

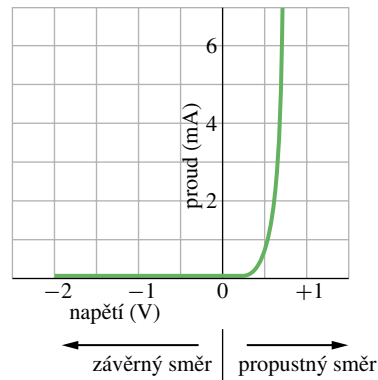
KONTROLA 3: Který z následujících pěti proudů přes rovinu přechodu z obr. 42.11a musí být roven nule?

- Výsledný proud děr zahrnující jak majoritní, tak minoritní nosiče,
- výsledný proud elektronů zahrnující jak majoritní, tak minoritní nosiče,
- výsledný proud děr a elektronů zahrnující jak majoritní, tak minoritní nosiče,
- výsledný proud majoritních nosičů zahrnující jak díry, tak elektrony,

- (e) výsledný proud minoritních nosičů zahrnující jak díry, tak elektrony.

42.9 DIODOVÝ USMĚRŇOVAČ

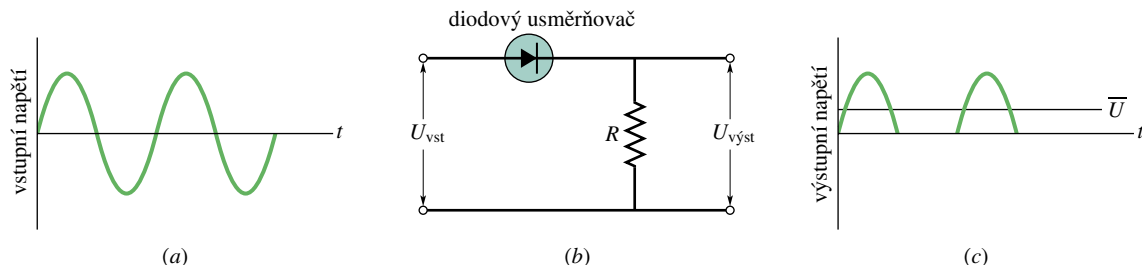
Podívejme se nejdřív na obr. 42.12. Po přiložení elektrického napětí na přechod p - n v jednom směru (zde označeném jako + a „propustný směr“) přes přechod poteče elektrický proud. Pokud však obrátíme polaritu napětí, přechodem nepoteče téměř žádný proud.



Obr. 42.12 Závislost proudu na napětí pro p - n přechod ukazuje, že přechod dobře vede proud v propustném směru a prakticky nevede v závěrném.

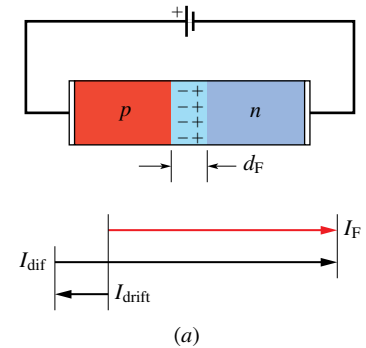
Tuto vlastnost p - n přechodu využívá **diodový usměrňovač**. Jeho symbolická značka je na obr. 42.13b: šipka směřuje ke konci tvořenému p typem a ukazuje propustný směr elektrického proudu. Vstupní střídavé napětí se sinusovou závislostí (obr. 42.13a) se tímto prvkem přemění na výstupní napětí obsahující pouze kladné půlvlny vstupního napětí (obr. 42.13c). Usměrňovač tedy působí jako sepnutý spínač (nulový odpor) pro jednu polaritu vstupního signálu a rozepnutý spínač (nekonečný odpor) pro polaritu opačnou.

Střední hodnota vstupního napětí na obr. 42.13a je nula; to ale neplatí pro výstupní napětí. Usměrňovač můžeme použít jako měnič střídavého napětí na stejnosměrné napětí, tedy jako součást napájecího zdroje.

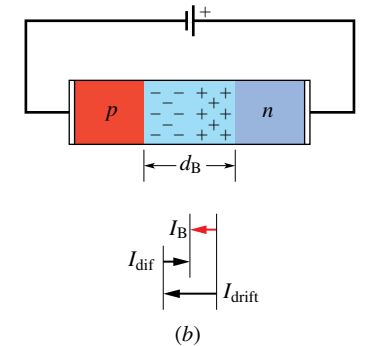


Obr. 42.13 Přechod p - n zapojený jako diodový usměrňovač. Funkcí obvodu (b) je propustit „kladnou polovinu“ vstupního střídavého napětí (a) a potlačit zápornou. Střední hodnota vstupního napětí je nula; střední hodnota výstupního napětí (c) je kladná a rovna \bar{U} .

Obr. 42.14 ukazuje, proč p - n přechod pracuje jako usměrňovač. Na obr. 42.14a je baterie připojena kladným pólem k části p . V tomto zapojení v **propustném směru** se část p stává kladnější než před připojením napětí a část n zápornější. Tím se *sníží* výška potenciálové bariéry U_0 z obr. 42.11c. Sníženou bariéru může překonávat více majoritních nosičů a difuzní proud I_{dif} se proto výrazně zvyšuje.



Obr. 42.14 (a) Zapojení p - n přechodu v propustném směru ukazuje zúženou ochuzenou zónu a velký propustný proud I_F . (b) Zapojení v závěrném směru ukazuje rozšířenou ochuzenou zónu a malý závěrný proud I_B .



Minoritní nosiče, které tvoří driftový proud I_{drift} , nejsou ovlivněny bariérou, a tedy driftový proud I_{drift} není ovlivněn ani připojením vnější baterie. Přesná rovnováha proudů, která existovala při nulovém vnějším napětí (obr. 42.11d), je tedy porušena a, jak ukazuje obr. 42.14a, obvodem začne protékat velký propustný proud I_F (z angl. forward current).

Další důsledek vnějšího napětí v propustném směru je, že se zúží ochuzená zóna, jak vidíme porovnáním obr. 42.11b s 42.14a. Ochuzená zóna se zúží, protože snížení potenciálové bariéry vlivem napětí v propustném směru musí snižovat prostorový náboj. Protože ionty, vytvářející prostorový náboj, jsou pevně umístěny v mřížce, může se jejich počet snížit pouze zúžením ochuzené zóny.

Protože ochuzená zóna obvykle obsahuje velmi málo nosičů náboje, má zpravidla velký elektrický odpor. Když se však její šířka podstatně zmenší přiložením napětí v propustném směru, její odpor se také výrazně sníží a to vede ke vzniku velkého propustného proudu.

Obr. 42.14b ukazuje zapojení v **závěrném směru**, kdy záporný pól baterie je přiložen na p část p - n přechodu. Přiložené elektromotorické napětí v tomto případě *zvyšuje* kontaktní napětí, difuzní proud se výrazně *snižuje*, zatímco driftový proud se nemění. Výsledkem je relativně *malý* proud v nepropustném směru, **závěrný proud** I_B (z anglického „back current“). Ochuzená zóna se *rozšiřuje* a její velký odpor má za následek *malý* závěrný proud I_B .

42.10 LED DIODA

V dnešní době se stále setkáváme s barevnými „elektronickými“ čísly, která září u pokladen obchodů, u mikrovlnných trub a budíků. Sotva se také obejdeme bez neviditelných infračervených paprsků, které řídí dveře výtahů a dálkově ovládají televizní přijímače. Téměř ve všech případech je toto světlo emitováno přechodem p - n v **LED** diodě (z angl. light-emitting diode, tedy **dioda emitující světlo**). Jak může p - n přechod vytvářet světlo?

Vezměme nejdříve jednoduchý polovodič. Když elektron ze dna vodivostního pásu „spadne“ do díry u vrcholu vodivostního pásu, uvolní se energie E_g rovná šířce zakázaného pásu. V křemíku, germaniu a mnoha dalších polovodičích se tato energie většinou přemění na energii kmitů mřížky. Žádné světlo potom není emitováno.

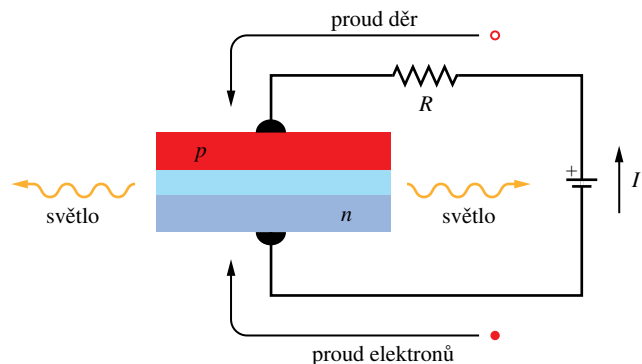
V některých polovodičích, např. v arsenidu gallitém, může být tato energie uvolněna ve formě fotonu o energii hf a vlnové délce

$$\lambda = \frac{c}{f} = \frac{c}{E_g/h} = \frac{hc}{E_g}. \quad (42.9)$$

Aby LED dioda emitovala dostatečně intenzivní světlo, musí v materiálu docházet k přiměřeně velkému počtu přechodů mezi elektrony a děrami. Tato podmínka *není* splněna u čistých polovodičů, neboť při pokojové teplotě prostě nemají dostatečné množství párů *elektron-díra*. Jak vyplývá z obr. 42.10, dotování polovodiče příměsovými atomy také nepomůže. V dotovaném polovodiči typu n se sice výrazně zvýší počet vodivostních elektronů, avšak není tu

dostatečné množství děr, se kterými by elektrony mohly rekombinovat. Stejně tak v dotovaných polovodičích typu p je velké množství děr, avšak nedostatek elektronů pro rekombinaci. Proto ani čistý, ani dotovaný polovodič nemůže zabezpečit dostatek přechodů mezi elektrony a děrami, aby fungoval jako praktická dioda LED.

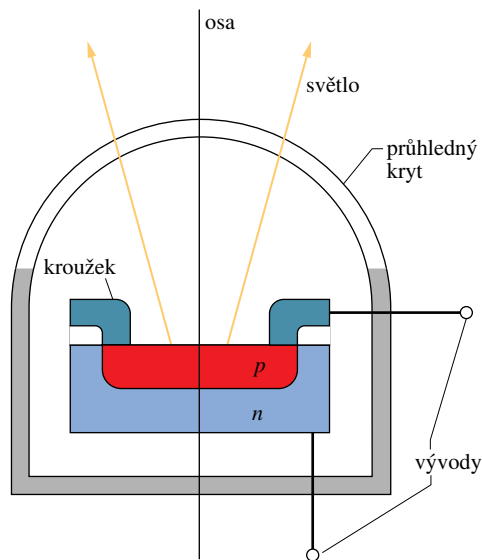
Potřebujeme tedy polovodičový materiál s velmi vysokým počtem elektronů ve vodivostním pásu a *současně* s odpovídajícím množstvím děr ve valenčním pásu. Tato situace nastane, když přiložíme velké napětí v propustném směru na vysoce dotovaný přechod p - n , jako na obr. 42.15. V tomto uspořádání zabezpečuje proud I procházející součástkou přísun elektronů do materiálu typu n a přísun děr do materiálu typu p . Jestliže je dotování dostatečně vy-



Obr. 42.15 Přechod p - n zapojený v propustném směru umožňuje přísun elektronů do materiálu typu n a děr do materiálu typu p (díry jako kladné náboje se podle konvence pohybují ve směru proudu I , elektrony pak v opačném směru). Světlo je emitováno z úzké ochuzené zóny pokaždé, když elektron a díra v této zóně rekombinují.

soké a proud dostatečně velký, je ochuzená zóna velmi úzká, třeba jen několik mikrometrů. Výsledkem je, že velké množství elektronů v materiálu typu n je odděleno od obdobně velkého množství děr v materiálu typu p pouze úzkou ochuzenou zónou. Protože je blízko sebe tolik elektronů a děr, dochází k velkému počtu jejich rekombinací a to způsobuje emisi světla z této zóny. Obr. 42.16 ukazuje konstrukci skutečné diody LED.

Komerční diody LED navržené pro viditelné světlo používají většinou gallium vhodné dotované arsenem a fosforem. Když je 60 % příměsových míst v mřížce obsazeno arsenovými ionty a 40 % ionty fosforu, má polovodič šířku zakázaného pásu E_g kolem 1,8 eV, tomu odpovídá emise červeného světla. Jinou volbou dotování a uspořádáním hladin, mezi kterými probíhají přechody, můžeme vyrobit diody LED, které vyzařují světlo v podstatě v jakékoli požadované oblasti viditelného a blízkého infračerveného spektra.



Obr. 42.16 Příčný řez diodou LED (součástka má rotační symetrii kolem vyznačené osy). Materiál typu p má tvar kruhového disku a je dostatečně tenký, aby propouštěl světlo. Kontakt s ním je zabezpečen kovovým kroužkem, který se dotýká disku po jeho obvodu. Ochuzená zóna mezi materiály typu n a p není na obrázku vyznačena.

Fotodioda

Průchodem proudu přes vhodně uspořádaný p - n přechod se může vytvářet světlo. Je však také možný opačný proces: osvětlením vhodně uspořádaného p - n přechodu se vytvářejí náboje, proto obvodem s tímto přechodem začne téci proud. To je základní princip fotodiody.

Kdykoli zmáčkne dálkové ovládání v televizoru, vyšle dioda LED v ovladači kódovaný sled pulzů infračerveného světla. Příjemci součástka v televizoru je zdokonalená fotodioda, která nejen přijímá infračervené signály, ale také je zesiluje a mění na elektrické signály, které pak například přepínají kanály nebo nastavují hlasitost.

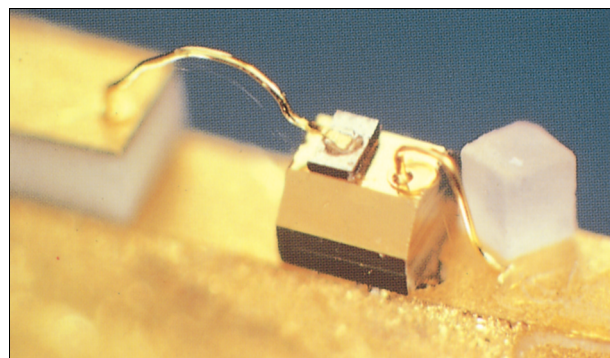
Laserová dioda

V uspořádání na obr. 42.15 se nachází mnoho elektronů ve vodivostním pásu materiálu typu n a mnoho děr ve valenčním pásu materiálu typu p . Dochází tam tedy k **inverzi populace** pro elektrony: více elektronů se nachází na hladinách s vyšší energií než na hladinách s nižší energií. Jak jsme se zmínili v čl. 41.12, je toto obvykle nutná, ale ne postačující podmínka pro činnost laseru.

Když elektron přeskóčí z vodivostního pásu do valenčního pásu, může uvolnit svou energii ve formě fotonu. Tento foton může stimulovat přechod dalšího elektronu do valenčního pásu a tak vytvořit druhý foton stimulovanou emisí. Je-li proud přechodem dostatečně velký, může dojít

k řetězové reakci v procesu stimulované emise a tím k vytvoření laserového světla. Pro udržení tohoto děje musí být protilehlé roviny krystalu s přechodem p - n rovinné a rovnoběžné, aby se světlo uvnitř krystalu mohlo mnohonásobně odrazet. (V helium-neonovém laseru na obr. 41.22 k tomuto účelu sloužila dvojice zrcadel.) Přechod p - n tedy může fungovat jako **laserová dioda**, jejíž výstupní světlo je vysoce koherentní s vlnovou délkou v mnohem užším intervalu, než je tomu u světla z diody LED.

Laserové diody jsou zabudovány do přehrávačů kompaktních disků. Laserový svazek se odráží od rotujícího disku s mikroskopickými prohloubenými, ve kterých je zakódována informace o zvuku. Často se také používají v optických komunikačních systémech s optickými vlákny. Obr. 42.17 ukazuje, jak nepatrné rozměry mají. Jsou obvykle navrženy tak, aby pracovaly v infračervené oblasti elektromagnetického spektra, protože optická vlákna mají v této oblasti dvě „okna“ (pro $\lambda = 1,31 \mu\text{m}$ a $1,55 \mu\text{m}$), kde má vlákno minimální absorpci signálu.



Obr. 42.17 Laserová dioda vyvinutá v Bellových laboratořích firmy AT&T. Krychlička vpravo je zrnko soli.

PŘÍKLAD 42.5

Dioda LED je založena na přechodu p - n vytvořeném v polovodičovém materiálu Ga-As-P, jehož pás zakázaných energií má šířku 1,9 eV. Jaká je vlnová délka emitovaného světla?

ŘEŠENÍ: Když předpokládáme, že k přechodům dochází mezi dnem vodivostního pásu a vrcholem valenčního pásu, můžeme pro výpočet použít rov. (42.9). Z tohoto vztahu

$$\lambda = \frac{hc}{E_g} = \frac{(6,63 \cdot 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s})(3,00 \cdot 10^8 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1})}{(1,9 \text{ eV})(1,60 \cdot 10^{-19} \text{ J/eV})} = 6,5 \cdot 10^{-7} \text{ m} = 650 \text{ nm.} \quad (\text{Odpověď})$$

Světlo této vlnové délky má červenou barvu.

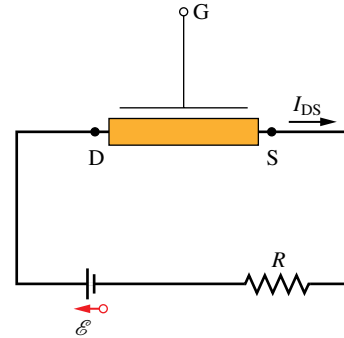
KONTROLA 4: V př. 42.5 jsme vypočítali, že vlnová délka světla emitovaná diodou LED je 650 nm. Je toto (a) jediná možná vlnová délka, která může být emitována, (b) maximální emitovaná vlnová délka, (c) minimální emitovaná vlnová délka, nebo (d) střední emitovaná vlnová délka?

42.11 TRANZISTOR

Tranzistor je polovodičová součástka se třemi vývody, která se používá k zesilování vstupních signálů. Obr. 42.18 schematicky ukazuje zobecněný tranzistor řízený polem, známý pod zkratkou FET (z angl. field-effect transistor). V tomto tranzistoru závisí tok elektronů z vývodu S (z angl. source, česky **emitor**) k vývodu D (z angl. drain, česky **kolektor**) na velikosti elektrického pole uvnitř součástky (odtud *řízení polem*); velikost pole ovládáme vhodným napětím na vývodu G (z angl. gate, česky **hradlo**). Používá se mnoho typů tranzistorů; my se budeme zabývat jenom jedním typem, nazývaným **MOSFET** (z angl. metal-oxide-semiconductor-field-effect-transistor, tedy tranzistor řízený polem se strukturou kov-oxid-polovodič). O MOSFETu se mluví jako o „tahounu“ moderního elektronického průmyslu.

Často se MOSFET používá pouze ve dvou stavech, kdy mezi kolektorem a emitorem prochází proud I_{DS} (hradlo otevřeno), nebo neprochází (hradlo uzavřeno). První případ může představovat v binární aritmetice, na které je založena digitální logika, stav „1“, druhý pak stav „0“. To je základ využití MOSFETu v digitálních logických obvodech. Přepínání mezi zapnutým a vypnutým stavem může probíhat velmi rychle, takže binární data mohou obvody s těmito tranzistory zpracovávat s vysokou frekvencí. Běžně se vyrábějí tranzistory typu MOSFET o rozměrech kolem 500 nm (to odpovídá přibližně vlnové délce žlutého světla); používají se v elektronických zařízeních všeho druhu.

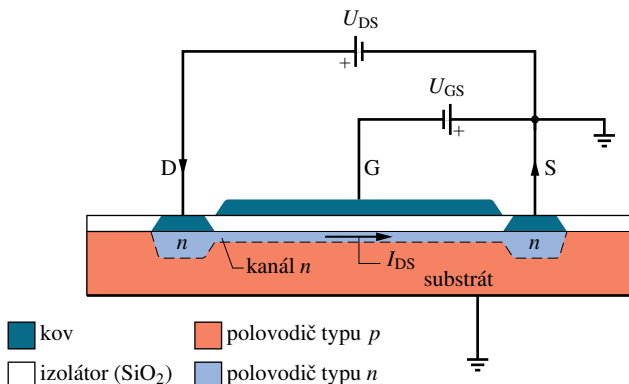
Obr. 42.19 ukazuje strukturu MOSFET. Monokrystal křemíku nebo jiného polovodiče je lehce dotován a vytváří materiál typu p . Do substrátu jsou zabudovány dva „ostrůvky“ materiálu typu n , které vytvářejí kolektor D a emitor S. Tyto ostrůvky jsou vytvořeny silným „předotováním“ uvedených oblastí donory typu n . Kolektor a emitor jsou spojeny tenkým kanálkem z materiálu typu n , nazývaným **kanál n** . Na krystal je nanášena tenká izolační vrstva oxidu křemíku (odtud „O“ v názvu MOSFET), a tou prochází v místě D a S dva kovové přívody (odtud „M“ pro kov); tak můžeme vytvořit elektrický kontakt s kolektorem a s emitorem. Naproti kanálu n je nanášena tenká kovová vrstva —



Obr. 42.18 Tranzistor řízený polem, ve kterém se elektrony pohybují součástkou od emitoru (vývod S) ke kolektoru (vývod D). (Podle konvence má proud I_{DS} opačný směr.) Velikost proudu I_{DS} je řízena elektrickým polem, které v součástce vytváří napětí na hradle (vývod G).

hradlo G; hradlo nemá elektrický kontakt s vlastním tranzistorem, protože je odděluje izolační oxidová vrstva.

Nejprve uvažujme, že emitor a substrát typu p jsou uzemněny (tj. na nulovém potenciálu) a že hradlo je „plouvoucí“, tedy že není připojeno k vnějšímu zdroji elektromotorického napětí. Přiložíme napětí U_{DS} mezi kolektor a emitor tak, aby kolektor byl kladný. Elektrony pak potečou přes kanál n od emitoru ke kolektoru a podle konvence poteče od kolektoru k emitoru proud I_{DS} , jak ukazuje obr. 42.19.



Obr. 42.19 Tranzistor řízený polem — MOSFET. Velikost proudu kanálem n mezi kolektorem a emitorem je řízena napětím U_{GS} mezi emitorem S a hradlem G. Ochuzená zóna mezi materiálem typu n a p není znázorněna.

Přiložíme nyní na hradlo napětí U_{GS} tak, aby bylo záporné vzhledem k emitoru. Záporné napětí na hradle vytváří v součástce elektrické pole (odtud „řízení polem“), které odpuzuje elektrony z kanálu n do substrátu. Tento pohyb elektronů zvětšuje šířku (přirozeně existující) ochuzené zóny mezi kanálem n a substrátem, a to na úkor kanálu n . Zmenšená šířka kanálu n spolu se snížením počtu nosičů

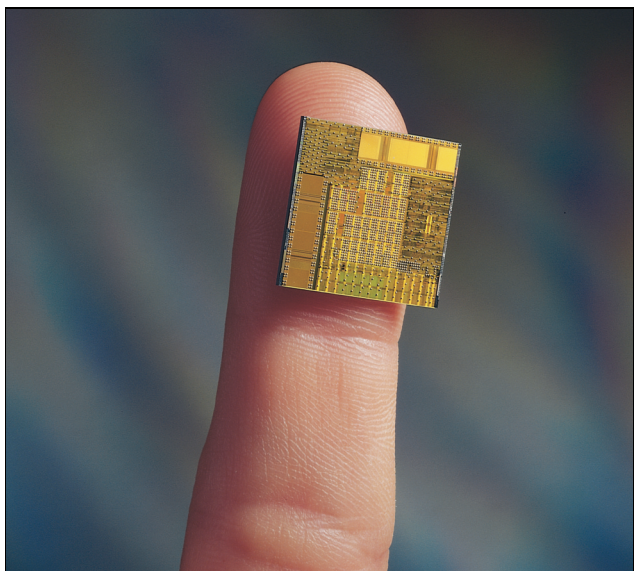
náboje v tomto kanálu zvyšuje odpor kanálu, a tedy snižuje proud I_{DS} . Vhodnou volbou U_{GS} můžeme tento proud úplně vypnout. Změnou U_{GS} můžeme MOSFET přepínat mezi módy *zapnuto* a *vypnuto*.

Nosiče náboje netečou *substrátem*, protože substrát je pouze lehce dotován, není dobrým vodičem a navíc je oddělen od kanálu n a obou ostrůvků typu n izolující ochuzenou zónou, která na obr. 42.19 není vyznačena. Tato ochuzená zóna se vždy vytvoří na hranici mezi materiálem typu n a p , jak ukazuje obr. 42.11b.

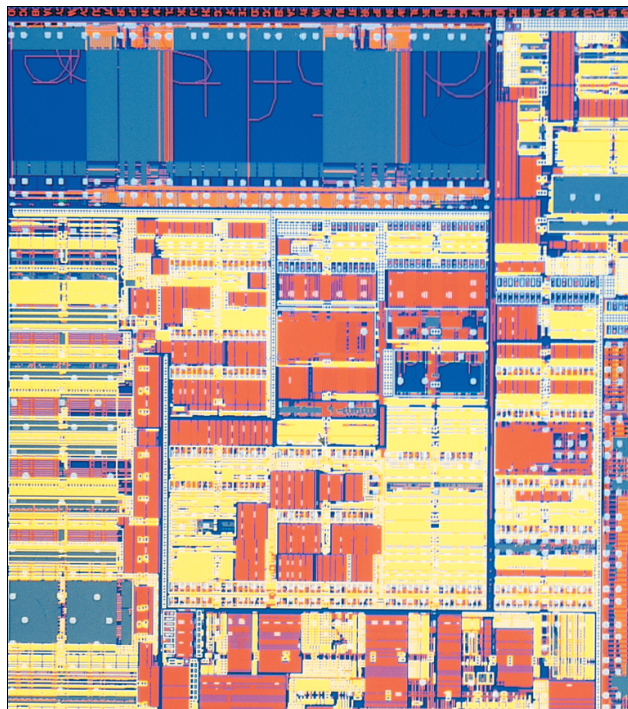
Integrované obvody

Počítače a jiná elektronická zařízení používají tisíce (nebo spíš miliony) tranzistorů a jiných elektronických součástek, jako jsou kondenzátory a odpory. Ty se v nich nezapojují jako jednotlivé prvky, ale jsou vytvořeny, integrovány, na jediném polovodičovém **čipu**, kde vytvářejí **integrovaný obvod**.

Obr. 42.20 ukazuje čip mikroprocesoru Power PC 620 firmy Motorola. Obsahuje téměř sedm milionů tranzistorů spolu s dalšími elektronickými součástkami. Obr. 42.21 poskytuje značně zvětšený pohled na část tohoto čipu; různé barvy znázorňují různé vrstvy čipu.



Obr. 42.20 Integrovaný obvod čipu Power PC 620 firmy Motorola, používaný hlavně v počítačových stanicích a serverech. Pro použití bude uzavřen do keramického pouzdra.



Obr. 42.21 Zvětšená fotografie uspořádání čipu z obr. 42.20.

V závodě Rio Rancho společnosti Intel se čipy vyrábějí na křemíkových deskách o průměru 20 cm procesem, sestávajícím ze 140 kroků. Každá deska přitom obsahuje asi 300 čipů. Jednotlivé elektronické součástky čipu jsou tak malé, že i to nejmenší smítko prachu může čip zničit. Proto se udržuje ve speciálně vybudovaných čistých prostorech závodu bezprašné ovzduší, které je tisíckrát čistší než ovzduší operačních sálů nemocnic. To je také důvod, proč pracovníci musí nosit ochranné oděvy (jak ukazuje úvodní fotografie této kapitoly). Jako součást čistícího procesu prochází filtrovaný vzduch přes děrovanou podlahu rychlostí 30 metrů za minutu. Používají se rovněž vzdušné sprchy a čistící stanice, kde si pracovníci odstraňují kosmetické přípravky.

KONTROLA 5: V tranzistoru MOSFET z obr. 42.19 zvyšujeme napětí hradla U_{GS} , až se kanál n zablokuje a proud I_{DS} klesne na nulu. Začíná zablokování (a) blízko emitorového konce kanálu n a šíří se podél kanálu, (b) blízko kolektorového konce kanálu a šíří se podél kanálu, nebo (c) vzniká současně ve všech bodech podél kanálu?

PŘEHLED & SHRNU TÍ

Kovy, polovodiče a izolátory

Tři elektrické vlastnosti, které můžeme použít pro rozlišení krystalických pevných látek, jsou *rezistivita* ρ , *teplotní součinitel rezistivity* α a *koncentrace nosičů náboje* n . Pevné látky můžeme obecně rozdělit na *vodiče* (s malým ρ) a *izolátory* (s velkým ρ). Vodiče můžeme dále rozdělit na *kovy* (s malým ρ , kladným α a velkým n) a *polovodiče* (s větším ρ , záporným α a menším n).

Energiové pásy a mezery v pevné látce

Izolovaný atom může mít pouze diskrétní energiové hladiny. Když se atomy přibližují, aby vytvořily pevnou látku, sdružují se jejich hladiny a vytvářejí energiové pásy pevné látky. Tyto energiové pásy jsou vzájemně odděleny energiovými *mezerami*, nazývanými pásy zakázaných energií. Ty odpovídají intervalu energií, které nemůže nabývat žádný elektron.

Každý energiový pás je vytvořen obrovským počtem velice blízkých hladin. Podle Pauliho vylučovacího principu může být každý stav patřící těmto hladinám obsazen nanejvýš jedním elektronem.

Izolátory

V *izolátoru* je nejvyšší pás obsahující elektrony zcela zaplněn a je oddělen od neobsazeného pásu tak velkým zakázaným pásem, že elektrony obecně nemohou být dostatečně tepelně aktivovány, aby ho přeskočily.

Kovy

V *kovu* je nejvyšší pás, který obsahuje elektrony, zaplněn jenom částečně. Energie nejvyšší zaplněné hladiny při teplotě 0 K se nazývá *Fermiho energie* E_F ; pro měď je $E_F = 7,0 \text{ eV}$.

Hustota stavů $N(E)$ je počet dostupných energiových stavů na jednotkový objem vzorku a na jednotkový interval energie. Je dána vztahem

$$N(E) = \frac{8\sqrt{2}\pi m^{3/2}}{h^3} E^{1/2} \quad (\text{hustota stavů}). \quad (42.2)$$

Pravděpodobnost obsazení $P(E)$ (pravděpodobnost, že stav s energií E bude obsazen elektronem) je dána vztahem

$$P(E) = \frac{1}{e^{(E-E_F)/kT} + 1} \quad (\text{pravděpodobnost obsazení}). \quad (42.3)$$

Hustota obsazených stavů $N_o(E)$ je dána součinem obou uvedených veličin

$$N_o(E) = N(E)P(E) \quad (\text{hustota obsazených stavů}). \quad (42.4)$$

Fermiho energii pro kov můžeme nalézt integrováním $N_o(E)$

pro $T = 0$ od $E = 0$ do $E = E_F$. Výsledkem je

$$E_F = \left(\frac{3}{16\sqrt{2}\pi} \right)^{2/3} \frac{h^2}{m} n^{2/3} \doteq \frac{0,121h^2}{m} n^{2/3}. \quad (42.6)$$

Polovodiče

Pásová struktura *polovodiče* je podobná struktuře izolátoru s tím rozdílem, že šířka zakázaného pásu E_g polovodiče je mnohem menší. U křemíku (polovodič) je při pokojové teplotě vybudena vlivem tepelné aktivace malá část elektronů do *vodivostního pásu*, a tím vznikne ve *valenčním pásu* stejný počet *děr*. Jak elektrony, tak díry jsou nosiče náboje.

Počet elektronů ve vodivostním pásu křemíku se může podstatně zvýšit dotováním malým množstvím fosforu; tím vznikne *materiál typu n*. Počet děr ve valenčním pásu se může značně zvýšit dotováním hliníkem; tím se vytvoří *materiál typu p*.

Přechod p-n

Přechod p-n je monokrystal polovodiče, jehož jedna část je dotována tak, aby tvořila materiál typu p , a druhá část je dotována tak, aby tvořila materiál typu n ; oba typy materiálů se setkávají v *rovině přechodu*. V tepelné rovnováze na této rovině dojde k následujícím dějům:

Majoritní nosiče (elektrony na straně n a díry na straně p) difundují přes rovinu přechodu a vytvářejí *difuzní proud* I_{dif} .

Minoritní nosiče (díry na straně n a elektrony na straně p) jsou unášeny spádem elektrického potenciálu přes rovinu přechodu a vytvářejí *driftový proud* I_{drift} . Oba proudy mají stejnou velikost, takže výsledný proud je nulový.

V oblasti roviny přechodu vznikne *ochuzená zóna*, sestávající převážně z donorových a akceptorových iontů.

Napříč ochuzenou zónou se vytvoří *kontaktní napětí* o velikosti U_0 .

Použití přechodu p-n

Přiložíme-li na přechod $p-n$ napětí, prochází jím elektrický proud snadněji pro jednu polaritu napětí než pro druhou. Přechod $p-n$ může tedy sloužit jako *diodový usměrňovač*.

Je-li přechod $p-n$ zapojen v propustném směru, může emitovat světlo, a může tedy sloužit jako *světelná dioda* (LED). Vlnová délka emitovaného světla je dána vztahem:

$$\lambda = \frac{c}{f} = \frac{hc}{E_g}, \quad (42.9)$$

kde E_g je šířka zakázaného pásu. Přechod $p-n$ s dostatečně velkým napětím v propustném směru, který má rovnoběžné protilehlé čelní stěny, může fungovat jako *laserová dioda* emitující světlo ve velmi úzkém intervalu vlnových délek.

MOSFET

U tranzistoru se třemi vývody typu MOSFET ovládá napětí přiložené na *hradlo* G vnitřní tok elektronů od *emitoru* S ke *kolektoru* D. MOSFET se obvykle používá pouze v módu „zapnuto“,

nebo „vypnuto“, kdy buď vede, nebo nevede proud. Tisíce a miliony těchto tranzistorů se umísťují na křemíkových deskách (*čipech*) a vytvářejí integrované obvody; tranzistory MOSFET tak představují základ pro hardware počítačů.

OTÁZKY

- Obr. 42.1a ukazuje 14 atomů elementární buňky mědi. Protože však každý z těchto atomů patří dvěma nebo více sousedním buňkám, jenom určitý zlomek každého atomu patří elementární buňce ukázané na obrázku. Kolik atomů přísluší elementární buňce mědi? (*Tip*: Sečtěte zlomky atomů, které patří elementární buňce.)
- Obr. 42.1b ukazuje 18 atomů v elementární buňce křemíku. Z nich je však 14 sdíleno dvěma nebo více elementárními buňkami. Kolik atomů připadá na elementární buňku křemíku (otázka 1)?
- Závisí vzdálenost mezi sousedními energiovými hladinami v kovech v nejvyšším pásu obsazeném elektrony (a) na materiálu, ze kterého je vzorek vyroben, (b) na velikosti vzorku, (c) na poloze hladiny v pásu, (d) na teplotě vzorku, nebo (e) na Fermiho energii kovu?
- Porovnejte driftovou rychlost v_d vodivostních elektronů v měděném vodiči s Fermiho rychlostí v_F pro měď. Je v_d (a) zhruba rovna v_F , (b) mnohem větší než v_F , nebo (c) mnohem menší než v_F ?
- Ve které části mřížky křemíku byste hledali (a) vodivostní elektron, (b) valenční elektron, (c) elektron z podslupky $2p$ atomu křemíku?
- Který z následujících výroků je pravdivý? (a) Za dostatečně nízkých teplot se křemík chová jako izolátor. (b) Za dostatečně vysokých teplot se křemík stává dobrým vodičem. (c) Za dostatečně vysokých teplot se křemík chová jako kov.
- Šířka pásu zakázaných energií E_g je pro křemík 1,12 eV a pro germanium 0,67 eV. Který z následujících výroků je pravdivý? (a) Obě látky mají stejnou koncentraci nosičů náboje za pokojové teploty. (b) Za pokojové teploty má germanium vyšší koncentraci nosičů náboje než křemík. (c) Obě látky mají vyšší koncentraci vodivostních elektronů než děr. (d) U každé látky se koncentrace elektronů rovná koncentraci děr.
- Izolovaný atom germania má 32 elektronů uspořádaných v podslupkách takto:

$$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^{10} 4s^2 4p^2.$$

Tento prvek má stejnou krystalovou strukturu jako křemík a je rovněž polovodič. Které elektrony tvoří valenční pás krystalického germania?

- Germanium ($Z = 32$) má stejnou krystalovou strukturu a stejný typ vazeb jako křemík. Je výsledný náboj na iontu germania v mřížce $+e$, $+2e$, $+4e$, $+28e$, nebo $+32e$?
- (a) Který z prvků arsen, indium, cín, gallium, antimon a bor vytvoří materiál typu n , když se použije na dotování křemíku? (b) Který z nich vytvoří materiál typu p ? (c) Který není vhodný k dotování? (*Tip*: Prostudujte periodickou tabulku v dodatku G.)
- Vzorek křemíku je dotován fosforem. Který z následujících výroků je pravdivý? (a) Počet děr ve vzorku se mírně zvýší. (b) Rezistivita se zvýší. (c) Vzorek se nabije kladně. (d) Vzorek se nabije záporně. (e) Pás zakázaných energií mezi valenčním a vodivostním pásem se mírně zmenší.
- K výrobě polovodiče typu n byste použili (a) křemík dotovaný arsenem, nebo (b) germanium dotované indiem? (*Tip*: Podívejte se do periodické tabulky.)
- V p - n přechodech s přiloženým vnějším napětím, které jsou na obr. 42.14, je na obou ochuzených zónách elektrické pole intenzity \mathbf{E} v důsledku napětí, které se vytváří na této zóně. (a) Je \mathbf{E} orientováno zleva doprava, nebo zprava doleva? (b) Je jeho velikost větší pro propustný, nebo pro závěrný směr?
- Na daném p - n přechodu vzniká na ochuzené zóně kontaktní napětí $U_0 = 0,78$ V. Voltmetr je připojen k přechodu tak, že kladný pól voltmetru je připojen k části p přechodu. Bude voltmetr ukazovat (a) $+0,78$ V, (b) $-0,78$ V, (c) 0, nebo (d) něco jiného? (*Tip*: Kontaktní napětí se vyskytuje i ve spojích mezi p - n přechodem a přívody voltmetru.)
- Pro který z následujících materiálů platí Ohmův zákon: (a) tyč čistého křemíku, (b) tyč křemíku typu n , (c) tyč křemíku typu p , (d) přechod p - n ?
- LED dioda, krystal polovodiče tvořený galliem, arsenem a fosforem, emituje červené světlo. Když se podíváte přes tento krystal na bílý povrch, budete vidět povrch zbarvený (a) červeně, (b) modře, (c) nevidíte nic, protože krystal je neprůhledný, nebo (d) povrch zůstane bílý?

CVIČENÍ & ÚLOHY

ODST. 42.5 Kovy

1C. Měď je jednomocný kov s molární hmotností 63,5 g/mol a hustotou 8,96 g/cm³. Ukažte, že koncentrace vodivostních elektronů je 8,43·10²⁸ m⁻³.

2C. Jak velký by měl být tlak ideálního plynu (v atm), aby koncentrace molekul plynu byla rovna koncentraci vodivostních elektronů v mědi (pro $T = 300$ K)?

3C. Ověřte číselný faktor 0,121 v rov. (42.6).

4C. Jaká je koncentrace vodivostních elektronů u zlata, které je jednomocný kov? Použijte molární hmotnost a hustotu uvedenou v dodatku F.

5C. Vypočítejte $d\rho/dT$ za pokojové teploty pro (a) měď a (b) křemík s použitím údajů v tab. 42.1.

6C. Použijte rov. (42.6) k ověření, že Fermiho energie mědi je 7,0 eV.

7C. Fermiho energie mědi je 7,0 eV. Dokažte, že odpovídající Fermiho rychlost je 1 600 km/s.

8C. (a) Ukažte, že rov. (42.2) můžeme psát jako $N(E) = CE^{1/2}$, kde $C = 6,78 \cdot 10^{27} \text{ m}^{-3} \cdot \text{eV}^{-3/2}$. (b) Vypočítejte $N(E)$ pro $E = 5,00$ eV.

9C. Jaká je pravděpodobnost, že stav 0,062 eV nad Fermiho energií bude obsazen při (a) $T = 0$ K a (b) $T = 320$ K?

10C. Vypočítejte hustotu stavů $N(E)$ v kovu pro energii $E = 8,0$ eV a ukažte, že výsledek souhlasí s hodnotou danou křivkou z obr. 42.5.

11C. Ukažte, že rov. (42.6) můžeme psát jako $E_F = An^{2/3}$, kde konstanta A má hodnotu $3,65 \cdot 10^{-19} \text{ m}^2 \cdot \text{eV}$.

12C. Hustota zlata je 19,3 g/cm³ a každý atom zlata přispívá do vodivostního pásu jedním elektronem. Použijte výsledek cvič. 4 k výpočtu Fermiho energie zlata.

13C. Stav s energií 63 meV nad Fermiho hladinou má pravděpodobnost obsazení 0,090. Jaká je pravděpodobnost obsazení pro stav 63 meV pod Fermiho hladinou?

14Ú. Fermiho energie pro měď je 7,0 eV. Pro teplotu 1 000 K (a) nalezněte energii hladiny, pro kterou je pravděpodobnost obsazení elektronem 0,90. Určete pro tuto energii (b) hustotu stavů a (c) hustotu obsazených stavů.

15Ú. Hustota kovového sodíku je 971 kg/m³ a jeho molární hmotnost je 23,0 g/mol; poloměr iontu Na⁺ je 98 pm. (a) Jaké procento objemu kovového sodíku připadá na jeho vodivostní elektrony? (b) Zopakujte tento výpočet pro měď, která má hustotu 8 960 kg/m³, molární hmotnost 63,5 g/mol a poloměr iontu 135 pm. (c) Pro který z těchto kovů se vodivostní elektrony chovají více jako plyn volných elektronů?

16Ú. Ukažte, že pravděpodobnost obsazení $P(E)$ v rov. (42.3) je symetrická kolem hodnoty Fermiho energie. Dokažte, že:

$$P(E_F + \Delta E) + P(E_F - \Delta E) = 1.$$

17Ú. V rov. (42.3) uvažujte $E - E_F = \Delta E = 1,00$ eV. (a) Pro jakou teplotu se výsledek daný touto rovnicí liší o 1 % od výsledku z klasického Boltzmannova vztahu $P(E) = e^{-\Delta E/kT}$? (b) Pro jakou teplotu se tyto výsledky liší o 10 %?

18Ú. Jaká je pravděpodobnost, že jeden elektron přeskočí z valenčního pásu do vodivostního pásu pro diamant, jehož hmotnost je rovna hmotnosti Země? Použijte výsledky př. 42.1 a molární hmotnost uhlíku z dodatku F; předpokládejte, že u diamantu připadá jeden valenční elektron na jeden atom uhlíku.

19Ú. Vypočítejte koncentraci (a) molekul kyslíku při 0 °C a tlaku 1,0 atm a (b) vodivostních elektronů v mědi. (c) Jaký je podíl koncentrace vodivostních elektronů v mědi ke koncentraci molekul kyslíku? (d) Jaká je v obou případech střední vzdálenost mezi částicemi? Předpokládejte, že tato vzdálenost je rovna délce hrany krychle, jejíž objem se rovná objemu připadajícímu na jednu částici.

20Ú. Vypočítejte hustotu obsazených stavů $N_o(E)$ pro měď při teplotě $T = 1 000$ K pro energie $E = 4,00$ eV, 6,75 eV, 7,00 eV, 7,25 eV a 9,00 eV. Porovnejte své výsledky s grafem na obr. 42.7b. Fermiho energie pro měď je 7,00 eV.

21Ú. Fermiho energie pro stříbro je 5,5 eV. (a) Jaká je pravděpodobnost pro $T = 0$ °C, že stavy s energiemi 4,4 eV, 5,4 eV, 5,5 eV, 5,6 eV a 6,4 eV budou obsazeny? (b) Při jaké teplotě je pravděpodobnost, že stav s energií $E = 5,6$ eV bude obsazen, rovna hodnotě 0,16?

22Ú. Fermiho energie hliníku je 11,6 eV. Jeho hustota je 2,70 g/cm³ a molární hmotnost je 27,0 g/mol. Na základě těchto údajů určete počet volných elektronů na atom.

23Ú. Ukažte, že pravděpodobnost $P_d(E)$ výskytu díry na energetické hladině E (to znamená, že hladina s energií E není obsazena elektronem) je

$$P_d(E) = \frac{1}{e^{-\Delta E/kT} + 1},$$

kde $\Delta E = E - E_F$.

24Ú. Zinek je dvojmocný kov. Vypočítejte (a) koncentraci vodivostních elektronů, (b) Fermiho energii, (c) Fermiho rychlost a (d) de Broglieho vlnovou délku odpovídající této rychlosti elektronu. Použijte data z dodatku F.

25Ú. Stříbro je jednomocný kov. Vypočítejte (a) koncentraci vodivostních elektronů, (b) Fermiho energii, (c) Fermiho rychlost a (d) de Broglieho vlnovou délku odpovídající této elektronové rychlosti. Použijte data z dodatku F.

26Ú. Jak blízko Fermiho energie najdeme při $T = 300$ K stav, pro který je pravděpodobnost obsazení vodivostními elektrony rovna 0,10?

27Ú. (a) Ukažte, že hustota stavů na Fermiho energii je dána

vztahem

$$N(E_F) = \frac{4(3^{1/3})(\pi^{2/3})mn^{1/3}}{h^2} = \\ = (4,11 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-2} \cdot \text{eV}^{-1})n^{1/3},$$

kde n je koncentrace vodivostních elektronů. (b) Vypočtěte $N(E_F)$ pro měď s použitím výsledků cvič. 1 a ověřte svůj výpočet porovnáním s křivkou na obr. 42.5; pro měď je hodnota $E_F = 7,0 \text{ eV}$.

28Ú. (a) Ukažte, že směrnice dP/dE v rov. (42.3) je pro $E = E_F$ rovna $-\frac{1}{4}kT$. (b) Dokažte, že tečna ke křivce na obr. 42.6b v bodě se souřadnicí $E = E_F$ protíná vodorovnou osu v souřadnici $E = E_F + 2kT$.

29Ú. Ukažte, že při $T = 0 \text{ K}$ je v kovu střední energie \bar{E} vodivostních elektronů rovna $\frac{3}{5}E_F$. (Tip: Použijte definici pro střední energii $\bar{E} = (1/n) \int EN_0(E) dE$, kde n je koncentrace nosičů náboje.)

30Ú. Použijte výsledek úlohy 29 k výpočtu celkové energie vodivostních elektronů v $1,0 \text{ cm}^3$ mědi při $T = 0 \text{ K}$.

31Ú. (a) Z výsledku úlohy 29 odhadněte, kolik energie by uvolnily vodivostní elektrony v jedné penici, kdyby náhle přestal platit Pauliho vylučovací princip (předpokládejme, že mince je celá z mědi a váží 3,1 g). (b) Jak dlouho by mohlo toto množství energie zabezpečit napájení jedné 100 W žárovky? (Poznámka: Žádný způsob, jak „vypnout“ Pauliho vylučovací princip, samozřejmě neexistuje.)

32Ú. Při teplotě $T = 1000 \text{ K}$ je relativní podíl vodivostních elektronů v kovu, které mají energie vyšší než je Fermiho energie, roven obsahu plochy pod částí křivky z obr. 42.7b nad energií E_F dělené obsahem plochy pod celou křivkou. Je obtížné najít tyto plochy přímou integrací. Avšak vhodným přiblížením tohoto podílu p pro jakoukoli rozumnou teplotu T je

$$p = \frac{3kT}{2E_F}.$$

Všimněte si, že pro $T = 0 \text{ K}$ je $p = 0$, jak bychom očekávali. Jaké hodnoty dosahuje tento podíl pro měď při (a) 300 K a (b) 1000 K? Pro měď je $E_F = 7,0 \text{ eV}$. (c) Zkontrolujte výsledek numerickou integrací rov. (42.4).

33Ú. Při jaké teplotě má 1,3 % celkového množství vodivostních elektronů v kovovém lithiu energie vyšší než je Fermiho energie $E_F = 4,7 \text{ eV}$ (úloha 32)?

34Ú. Stříbro se taví při 961 °C. Jaký podíl vodivostních elektronů je při této teplotě ve stavech s energiemi vyššími než je Fermiho energie $E_F = 5,5 \text{ eV}$ (úloha 32)?

ODST. 42.6 Polovodiče

35Ú. (a) Najděte úhel θ mezi nejbližšími sousedními vazbami v mřížce křemíku. Zvažte, že každý atom křemíku je vázán ke čtyřem nejbližším sousedům, a ty jsou ve vrcholech pravidelného čtyřstěnu, jehož všechny stěny jsou rovnostranné trojúhelníky.

(b) Najděte délku vazby z údaje, že atomy ve vrcholech čtyřstěnu jsou od sebe vzdáleny 388 pm.

36Ú. Arsenid gallitý (GaAs) je běžně používaný typ polovodiče s pásem zakázaných energií $E_g = 1,43 \text{ eV}$. Jeho krystalová struktura je podobná struktuře křemíku, kde polovina křemíkových atomů je nahrazena atomy gallia a polovina atomy arsenu. Načrtněte rovinné zobrazení mřížky GaAs podle vzoru na obr. 42.9a. (a) Jaké jsou výsledné náboje iontů gallia a arsenu? (b) Kolik elektronů připadá na jednu vazbu? (Tip: Použijte periodickou tabulku z dodatku G.)

37Ú. (a) Jaká je maximální vlnová délka světla, které vybudí elektron z valenčního pásu diamantu do vodivostního pásu? Pás zakázaných energií je 5,5 eV. (b) V jaké části elektromagnetického spektra tato vlnová délka leží?

38Ú. Rov. (42.3) vyjadřující pravděpodobnost obsazení se může používat jak pro polovodiče, tak pro kovy. U polovodičů je Fermiho energie blízko středu pásu zakázaných energií mezi valenčním a vodivostním pásem (úloha 39). Pro germanium je šířka tohoto pásu 0,67 eV. Jaká je pravděpodobnost, že při $T = 290 \text{ K}$ (a) je stav na spodní hladině vodivostního pásu obsazen a (b) není stav na horní hladině valenčního pásu obsazen? (Poznámka: Obr. 42.4b ukazuje, že u kovů se Fermiho energie nachází symetricky mezi vodivostními elektrony a děrami. Když chceme tento postup použít pro polovodiče, musí být Fermiho energie blízko středu pásu zakázaných energií. V místě Fermiho energie však nemusí existovat žádný stav.)

39Ú. Ve zjednodušeném modelu nedotovaného polovodiče můžeme skutečné rozdělení energiových stavů nahradit takovým rozdělením, kde je ve valenčním pásu N_v stavů, všechny se stejnou energií E_v , a ve vodivostním pásu je N_c stavů, všechny se stejnou energií E_c . Počet elektronů ve vodivostním pásu se rovná počtu děr ve valenčním pásu. (a) Dokažte, že tato poslední podmínka vede ke vztahu

$$\frac{N_c}{\exp(\Delta E_c/kT) + 1} = \frac{N_v}{\exp(\Delta E_v/kT) + 1},$$

kde

$$\Delta E_c = E_c - E_F \text{ a } \Delta E_v = -(E_v - E_F).$$

(Tip: Úloha 23.) (b) Jestliže se Fermiho hladina nachází v pásu zakázaných energií a je daleko od obou pásů v porovnání s velikostí kT , potom ve jmenovateli převládají exponenciály. Za těchto podmínek dokažte, že

$$E_F = \frac{E_c + E_v}{2} + \frac{kT \ln(N_v/N_c)}{2}$$

a že pro $N_v \approx N_c$ je Fermiho hladina pro nedotované polovodiče blízko středu pásu zakázaných energií, jak je uvedeno v úloze 38.

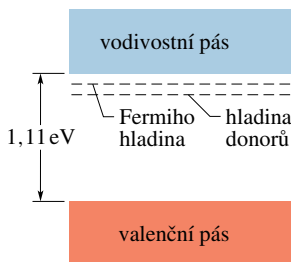
ODST. 42.7 Dotované polovodiče

40Ú. Čistý křemík má za pokojové teploty koncentraci elektronů ve vodivostním pásu $5 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-3}$ a stejnou koncentraci děr ve valenčním pásu. Předpokládejte, že jeden atom z každých 10^7

atomů křemíku je nahrazen atomem fosforu. (a) Jaký typ bude mít tento dotovaný polovodič, n nebo p ? (b) Jakou koncentraci nosičů náboje přidá fosfor? (c) Jaký je podíl koncentrace nosičů náboje (elektronů ve vodivostním pásu a děr ve valenčním pásu) v dotovaném křemíku a v čistém křemíku?

41Ú. Jaká je hmotnost fosforu potřebná pro dotování 1,0 g křemíku v rozsahu uvedeném v př. 42.4?

42Ú. Dotování mění Fermiho energii polovodiče. Uvažujte křemík se šířkou pásu zakázaných energií 1,11 eV mezi vrcholem valenčního pásu a dnem vodivostního pásu. Při 300 K je Fermiho hladina čistého materiálu blízko středu tohoto pásu. Předpokládejte, že křemík je dotovaný atomy donorů, z nichž každý má stav 0,15 eV pod dnem vodivostního pásu, a dále že dotování zvýší Fermiho hladinu tak, že leží 0,11 eV pod dnem toho pásu (obr. 42.22). (a) Vypočtěte pro čistý i dotovaný křemík pravděpodobnost, že stav na dně vodivostního pásu je obsazen. (b) Vypočtěte pravděpodobnost, že donorový stav je v dotovaném materiálu obsazen.



Obr. 42.22 Úloha 42

43Ú. Vzorek křemíku je dotovaný atomy s donorovým stavem 0,110 eV pod dnem vodivostního pásu (pás zakázaných energií křemíku je 1,11 eV). (a) Jestliže každý z těchto stavů je při $T = 300$ K obsazen s pravděpodobností $5,00 \cdot 10^{-5}$, kde se nachází Fermiho hladina vzhledem k vrcholu valenčního pásu? (b) Jaká je pravděpodobnost, že stav na dně vodivostního pásu je obsazen?

ODST. 42.9 Diodový usměrňovač

44Ú. Dopadne-li foton do ochuzené zóny p - n přechodu, mohou se vytvořit páry elektron-díra tak, že elektrony absorbují část energie fotonu a přejdou z valenčního do vodivostního pásu. Tyto p - n přechody se často používají jako detektory fotonů, především v rentgenové oblasti elektromagnetického spektra a pro

γ -záření. Je-li energie 662 keV fotonu γ -záření úplně absorbována polovodičem se šířkou zakázaného pásu 1,1 eV, jaký je průměrný počet vytvořených párů elektron-díra?

45Ú. Pro ideální diodový usměrňovač na bázi p - n přechodu s ostrým přechodem mezi oběma polovodivými částmi platí, že závislost proudu I na napětí U na usměrňovači je dána vztahem

$$I = I_0(e^{eU/kT} - 1),$$

kde I_0 závisí na materiálu, ale ne na proudu nebo napětí na usměrňovači, a nazývá se *nasycený proud v závěrném směru*. Napětí U je kladné v propustném směru a záporné v závěrném směru. (a) Ověřte nakreslením grafu $I(U)$ v rozsahu od $-0,12$ V do $+0,12$ V, že tento výraz předpovídá chování usměrňovače; zvolte $T = 300$ K a $I_0 = 5,0$ nA. (b) Pro teplotu 300 K vypočtěte podíl proudů pro napětí 0,50 V v propustném a závěrném směru.

ODST. 42.10 LED dioda

46Ú. (a) V daném krystalu je nejvyšší obsazený pás zaplněn. Krystal propouští světlo o vlnových délkách větších než 295 nm, pro kratší vlnové délky je neprůhledný. Vypočtěte šířku zakázaného pásu pro tento materiál (v eV).

47Ú. Krystal chloridu draselného (KCl) má šířku zakázaného pásu 7,6 eV. Je tento krystal průhledný, nebo neprůhledný pro světlo o vlnové délce 140 nm?

ODST. 42.11 Tranzistor

48Ú. Čip procesoru Pentium, který je velký asi jako poštovní známka ($25,4$ mm \times $22,2$ mm), obsahuje přibližně 3,5 milionu tranzistorů. Jestliže by měly tranzistory čtvercový tvar, jaká by byla jejich *maximální* velikost? (Poznámka: Na čipu jsou ovšem i jiné součástky a také musí zůstat místo pro propojení mezi prvky obvodu. Běžně se vyrábějí tranzistory o rozměrech kolem $0,7$ μ m.)

49Ú. MOSFET vyrobený z křemíku má čtvercové hradlo o délce hrany $0,50$ μ m. Izolační vrstva z oxidu křemíku, která jej odděluje od substrátu typu p , má tloušťku $0,20$ μ m a relativní permitivitu 4,5. (a) Jaká je ekvivalentní kapacita systému hradlo+substrát? (b) Kolik se nahromadí v hradle elementárních nábojů e při napětí 1,0 V mezi hradlem a emitorem?