12 Polovodiče

Literatura: Kittel, Ch.: *Úvod do fyziky pevných látek*. Praha, Academia 1985, kapitoly 7 a 8.

12.1 ELEKTRONY A DÍRY V POLOVODIČÍCH

Jedním z nejpozoruhodnějších a nejdramatičtějších přelomů v posledních letech bylo využití výsledků fyziky pevných látek v oblasti technického rozvoje elektronických součástek, jakými jsou např. tranzistory. V důsledku výzkumu polovodičů se objevilo mnoho jejich užitečných vlastností a dospělo se k mnohému praktickému využití. V této oblasti se všechno mění tak rychle, že to, co vám říkáme dnes, se bude za rok jevit jako nesprávné nebo přinejmenším jako nedostatečné. Je zcela jasné, že pokračující studium vlastností těchto materiálů přinese postupně mnohé nové a obdivuhodné objevy. Pochopení této kapitoly není třeba ke studiu dalších kapitol, ale snad vás bude zajímat, jak souvisí alespoň některé části toho, co studujete, s praktickým světem.

Existuje velké množství polovodičů, ale soustřeďme se pouze na ty, které mají větší technické využití. Patří zároveň k těm, které známe nejlépe; pochopíme-li tyto typy, pochopíme do určité míry i mnohé další. Dnes se nejvíce používají polovodičové materiály křemík a germanium. Krystalizují v mřížce diamantového typu – je to určitý druh kubické struktury, v níž má atom čtyřstěnnou vazbu se čtyřmi nejbližšími sousedy. Při velmi nízkých teplotách (v blízkosti absolutní nuly) jsou nevodivé, ale při pokojové teplotě trochu vedou elektrický proud. Nepatří do skupiny kovů; nazýváme je *polovodiče*.

Vložíme-li do krystalu křemíku nebo germania při nízké teplotě jeden elektron navíc, dostaneme stejnou situaci, jakou jsme popisovali v předcházející kapitole. Elektron bude schopen putovat krystalem, a to tak, že bude přeskakovat od jednoho atomu k druhému. Chování elektronu jsme vlastně studovali pouze v pravoúhlé mřížce; v případě reálné mřížky křemíku a germania

budou rovnice trochu odlišné. Přece však budeme moci všechny podstatné vlastnosti vysvětlit pomocí výsledků pravoúhlé mřížky.

V 11. kapitole jsme viděli, že elektrony mohou mít energii z určitého energetického pásu; nazýváme ho *vodivostní pás*. Souvislost mezi energiemi z tohoto intervalu a vlnovým číslem $\boldsymbol{k}$ amplitudy pravděpodobnosti C (rovnice (11.24)) je dána vztahem

$$E = E_0 - 2A_x \cos(k_x a) - 2A_y \cos(k_y b) - 2A_z \cos(k_z c). \tag{12.1}$$

Koeficienty A_x, A_y a A_z jsou amplitudy přeskoků elektronu ve směru x, y a z a veličiny a, b a c jsou mřížkové konstanty v uvedených směrech.

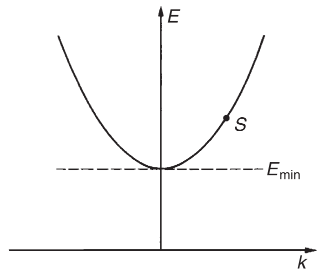
Pro energie v blízkosti dolní hranice pásu můžeme rovnici (12.1) aproximovat na tvar (viz stať 11.4)

$$E = E_{\min} + A_x a^2 k_x^2 + A_y b^2 k_y^2 + A_z c^2 k_z^2. \tag{12.2}$$

Uvažujeme-li pohyb elektronu v určitém směru, kde zůstávají složky vektoru $\boldsymbol{k}$ ve stejném poměru, je energie kvadratickou funkcí vlnového čísla – a jak jsme se mohli přesvědčit – i hybnosti elektronu. Můžeme psát

$$E = E_{\min} + \alpha k^2, \tag{12.3}$$

kde α je určitá konstanta. Závislost E na k je graficky znázorněna na *obr. 12.1*. Budeme ji nazývat *energetický diagram*. Elektron, který je v určitém stavu energie a hybnosti, můžeme na takovémto grafu znázornit bodem (např. S).



Obr. 12.1 Energetický diagram pro jeden elektron v nevodivém krystalu

V 11. kapitole jsme zmínili i to, že podobné situace lze dosáhnout, když z izolantu, který je elektricky neutrální, *odstraníme* jeden elektron. Pak může z blízkého atomu na jeho místo přeskočit jiný elektron, který zaplní díru, ale u atomu, od kterého odskočil, zanechá novou díru. Uvedené chování můžeme popsat udáním amplitudy toho, že najdeme *díru* u určitého atomu, a tím, když řekneme, že *díra* může „přeskakovat“ od jednoho atomu k druhému. (Je zřejmé, že amplituda A přeskoku díry od atomu a do díry k atomu b je stejná jako amplituda přeskoku elektronu od atomu b do díry u atomu a.) V případě díry jsou matematické vztahy úplně stejné jako u jednoho nadbytečného elektronu; souvislost mezi energií díry a jejím vlnovým číslem je opět určena rovnicí (12.1), resp. (12.2), s tím rozdílem, že amplitudy A_x, A_y a A_z mají jiné numerické hodnoty. Vidíme, že energie díry souvisí s vlnovým číslem jejích amplitud pravděpodobnosti. Hodnoty energie jsou z ohraničeného intervalu a v blízkosti dolní hranice pásu je závislost energie na vlnovém čísle, resp. hybnosti, kvadratická (*obr. 12.1*). Na základě týchž argumentů, jak jsme uvedli ve stati 11.3, můžeme tvrdit, že *díra se chová jako klasická částice* s určitou efektivní