

Za predpokladu, že $B \gg 1$, vzorec (11) sa zjednoduší na tvar

$$\Delta N = \frac{4V \pi m^3 v^2}{B h^3} e^{-mv^2/2kT} \Delta v \quad (12)$$

zatiaľ čo z Maxwellovej-Boltzmannovej štatistiky pre tú istú veličinu (vzorec 10.7.5 prvého dielu tejto učebnice) vyplýva:

$$\Delta N = N \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{m}{kT}\right)^3 v^2 e^{-mv^2/2kT} \Delta v \quad (13)$$

Z porovnania obidvoch týchto výsledkov pre $B \gg 1$ dostaneme vzorec

$$B = \frac{(2\pi m kT)^{3/2}}{h^3 N/V} \quad (14)$$

17.13. Fermiho—Diracova štatistika. Podľa Pauliho princípu atóm nemôže mať v elektrónovom obale svojho jadra dva elektróny, ktorých všetky kvantové čísla by boli totožné, t. j. dva elektróny v tom istom kvantovom stave. Vychádzajúc z tohto princípu taliansky fyzik Enrico Fermi (1901—1954) pozmenil Boseho a Einsteinovu štatistiku predpokladom, že ani v žiadnom inom súbore rovnakých častíc to nie je možné. V našom prípade to značí, že počet častíc v tom istom oddelení kvantovaného fázového priestoru sa môže rovnať len 0 alebo 1. Tento predpoklad sa uplatňuje až pri hľadaní multiplikátora α_r vo vzorci (17.12.5)

$$k_{ri} = \alpha_r e^{-i(\beta + \gamma \epsilon_r)} \quad (1)$$

Keďže podľa Fermiho i môže sa rovnať len 0 alebo 1, značí to, že

$$k_r = k_{r0} + k_{r1} = \alpha_r (1 + e^{-(\beta + \gamma \epsilon_r)})$$

takže

$$\alpha_r = \frac{k_r}{1 + e^{-(\beta + \gamma \epsilon_r)}}$$

a

$$n_r = k_{r1} = \frac{k_r e^{-(\beta + \gamma \epsilon_r)}}{1 + e^{-(\beta + \gamma \epsilon_r)}} = \frac{k_r}{e^{\beta + \gamma \epsilon_r} + 1} = \frac{k_r}{B e^{\epsilon_r/kT} + 1} \quad (2)$$

lebo v predošlom článku použitá metóda poskytuje aj v tomto prípade výsledok $\gamma = 1/kT$.

Je veľmi zaujímavé aj významné, že štatistika Boseho—Einsteinova a štatistika Fermiho, ktorú podrobnejšie rozpracoval anglický fyzik P. Dirac (* 1902), vedú pre počet častíc s energiou ϵ_r ku vzorcom, ktoré sa líšia len znamienkom pred číslom 1 v menovateli. Pre $B \gg 1$ sú teda vzájomne rovnocenné a obidve — ako to vyplýva zo vzorcov (17.12.11) a (17.12.12) — sú rovnocenné aj so štatistikou Maxwellovou—Boltzmannovou.

Podľa vzorca (17.12.13) podmienka $B \gg 1$ je splnená, keď koncentrácia častíc, daná zlomkom N/V je malá, alebo ich teplota je vysoká. Napríklad v prípade jednoatómového plynu teda vtedy, keď sa plyn správa ešte ako ideálny. Koncentrácia vodivostných elektrónov v kovoch je však veľmi veľká. Následkom toho pri bežných teplotách podmienka $B \gg 1$ nie je splnená, takže štatistiky, s ktorými sme sa zoznámili, nie sú pre vodivostné elektróny v kovoch rovnocenné. Z elektrickej vodivosti kovov a z ich závislosti od teploty vyplýva, že vodivostné elektróny v kovoch sa riadia štatistikou Fermiho—Diracovou. Pre túto príčinu budeme sa ňou na tomto mieste ešte podrobnejšie zaoberať.

Zo zrovnania vzorca (17.12.7) štatistiky Boseho—Einsteinovej a vzorca (17.13.2) štatistiky Fermiho—Diracovej vyplýva, že podľa poslednej štatistiky počet totožných častíc s energiou z intervalu ε až $\varepsilon + \Delta\varepsilon$ nie je daný vzorcom (17.12.10), ale vzorcom, v ktorom pred číslom 1 v menovateli je kladné znamienko. Okrem toho pri aplikácii tejto štatistiky na elektrónový plyn v kovoch treba si uvedomiť, že sa elektróny vyznačujú magnetickým momentom, ktorého smer so smerom slabého vonkajšieho poľa môže byť len súhlasne alebo nesúhlasne rovnobežný. S ohľadom na to elektrónový plyn v kovoch možno považovať za sústavu rovnakého počtu od seba nezávislých dvojakých častíc, t. j. za sústavu elektrónov s kladným alebo záporným spinom. V zmysle týchto úvah a vzorca (17.12.10) počet vodivostných elektrónov v kove s energiami z intervalu ε až $\varepsilon + \Delta\varepsilon$ vo Fermiho—Diracovej štatistike je daný vzorcom

$$\Delta N = \frac{8\pi\sqrt{2}Vm^{3/2}}{h^3} \cdot \frac{\varepsilon^{1/2}}{B e^{\varepsilon/kT} + 1} \Delta\varepsilon \quad (3)$$

Konštanta B vyplýva zo vzťahu

$$N = \frac{8\pi\sqrt{2}Vm^{3/2}}{h^3} \int_0^\infty \frac{\varepsilon^{1/2}}{B e^{\varepsilon/kT} + 1} d\varepsilon \quad (4)$$

18. ZÁKLADY FYZIKY TUHÝCH LÁTOK

18.1. Všeobecné poznámky k skúmaniu tuhých látok. Fyzikálne vlastnosti látok môžeme skúmať dvoma metódami. Pri prvej metóde nazvanej fenomenologická sa postupuje tak, že fyzikálne vlastnosti látok sa definujú pomocou fyzikálnych veličín a experimentálne sa hľadajú určité závislosti medzi nimi bez ohľadu na to, že by sme si zámerne všímali vnútornú štruk-