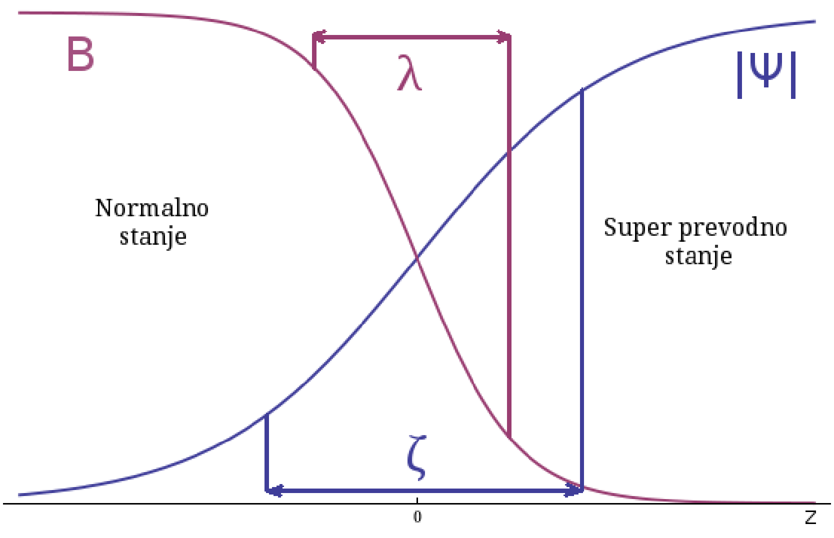
Domenska stena na stiku navadnega in superprevodnega stanja

David Fabijan
28112026

22. maj 2012

1 Naloga

Zanima nas pri kakšnih pogojih je za superprevoden sistem ugodno da vsebuje domensko steno, ki ga ločuje na superprevoden in navaden del.



2 Rešitev

Pogoj, ki mora biti izpolnjen za nastanek domenske stene je nižja prosta entalpija v sistemu z steno kot v sistemu brez stene. Prav tako stena v materialu ne more nastati, če polje zunaj ni kritično ($B(z \to -\infty) = B_c$).

Ker nas v končni fazi zanima le predznak proste entalpije, se v principu lahko zadovoljimo z prosto entropijo na enoto površine, kar nam problem reducira na enodimenzionalnega. Iskano količino lahko zapišemo kot:

$$\frac{\Delta G}{S} = \int dz \left[\alpha|\psi|^2 + \frac{\beta}{2}|\psi|^4 + \frac{1}{2m^*}\left| \left(-\imath\hbar\nabla - e^*\overrightarrow{A} \right) \psi \right|^2 + \frac{B^2}{2\mu_0} - H_c B + \frac{B_c^2}{2\mu_0} \right]. \tag{1}$$

Faktor H_c, ki nastopa kot del proste entalpije območja je definiran kot $B_c\mu_0$. Nadalje si pomagamo z Ginzburg-Landauovo relacijo ki pravi:

$$\alpha\psi + \beta|\psi|^2\psi + \frac{1}{2m^*}\left(-\imath\hbar\nabla - e^*\overrightarrow{A} \right)^2 \psi = 0. \tag{2}$$

Da lahko to realcijo uporabimo jo na obeh straneh pomnožimo z ψ^* in integriramo po z. Sledi:

$$\int \alpha|\psi|^2 + \beta|\psi|^4 + \frac{1}{2m^*}\left[\left(-\imath\hbar\nabla - e^*\overrightarrow{A} \right)^2 \psi \right] \psi^* dz = 0, \tag{3}$$

$$\int \alpha|\psi|^2 + \beta|\psi|^4 + \frac{1}{2m^*}\left| \left(-\imath\hbar\nabla - e^*\overrightarrow{A} \right) \psi \right|^2 dz = 0. \tag{4}$$

Korak med 3. in 4. enačbo lahko izvedemo zaradi hermitske narave ψ^*. Z vstavljanjem enačbe 4 v 2, dobimo izraz:

$$\frac{\Delta G}{S} = \int dz \left[-\frac{\beta}{2}|\psi|^4 + \frac{B^2}{2\mu_0} - H_c B + \frac{B_c^2}{2\mu_0} \right]. \tag{5}$$

Z upoštevanjem izraza za H_c vidimo da lahko sedaj vse od polja odvisne člene združimo pod popoln kvadrat:

$$\frac{\Delta G}{S} = \int dz \left[-\frac{\beta}{2}|\psi|^4 + \frac{1}{2\mu_0}\left(B - B_c \right)^2 \right]. \tag{6}$$

Ta izraz lahko še nekoliko polepšamo, če uporabimo na predavanjih izpeljano zvezo za kritično polje:

$$B_c = \sqrt{\mu_0 \frac{\alpha^2}{\beta}} = \sqrt{\mu_0|\psi_0|^4\beta} \tag{7}$$

Končamo torej z:

$$\frac{\Delta G}{S} = \int dz \left[-\frac{B_c^2}{2\mu_0|\psi_0|^4}|\psi|^4 + \frac{B_c^2}{2\mu_0}\left(\frac{B}{B_c} - 1 \right)^2 \right]. \tag{8}$$

$$\frac{\Delta G}{S} = \frac{B_c^2}{2\mu_0} \int dz \left[\left(\frac{B}{B_c} - 1 \right)^2 - \left| \frac{\psi}{\psi_0} \right|^4 \right]. \tag{9}$$

Sedaj pa moramo še nekako oceniti vrednost tega integrala. Vemo da bo predfaktor vedno pozitiven, tak da ta ne bo vplival na predznak. Za velike x bo $|\psi| = |\psi_0|$ in $B = 0$, kar nam da 0 pod integralom. Prav tako bo za $x \to -\infty$ veljalo da je $|\psi| = 0$ in $B = B_c$ kar nam ponovno da 0. Zanimive stvar se torej dogajajo le v okolici prehoda. Grobo ocenimo da je prispevek valovne funkcije kar enak korelacijski dolžini ζ in prispevek magnetnega polja udorni globini λ.

$$\frac{\Delta G}{S} = \frac{B_c^2}{2\mu_0}(\zeta - \lambda). \tag{10}$$

Iz tega lahko razberemo da bo nastanek stene možen (entalpija bo negativna) če bo udorna globina mnogo manjša od korelacijske dolžine $\zeta \ll \lambda$ in obratno bo nastanek stene zelo neugoden če bo veljalo $\zeta \gg \lambda$. To lahko izrazimo tudi z uporabo Ginzburg-Landauovoega parametra $\kappa = \lambda/\zeta$, ki ga ocenimo na več kot 1 za ugodno in manj kot 1 za neugodno stanje. Natančna mejna vrednost za $\kappa = 1/\sqrt{2}$, kar je pokazano pri nalogi "Določanje drugega kritičnega polja (B_{c2}) v superprevodniku tipa II".