Elektronok: | 7. előadás |

Szimmetriasértő fázisok fermionrendszerekben

Paramágnes → ↓ ↑ u. annyi számban van.

$B = 0$, $T$ magas (ált)

↳ alacsonyabb $T$-re lok. v. glob.-an mágnesezettség jelenhet meg → szimmetriasértés

$H$ szimm → $H\Psi = E\Psi$ sérül → spontán sértés.

Pl.: kristály.

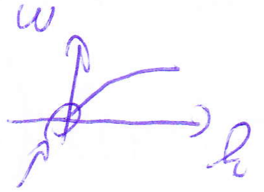
Általában nem változik a szimmetria folytonosan.

<u>Rendparaméter</u> jelöli a szimmetriát, és egy kritikus $T_c$-nél nő meg hirtelen.

<u>Goldstone-tétel</u>: Bose r. $\varepsilon(p) \simeq 0$, ha folyt. szimm. sérül.

<u>Pl.</u>: spinforg. $SU(2)$

akusztikus fononok




eltolásszimmetria sérülése.

∃ nulla energiájú pont.

<u>Ferromágneses instabilitás.</u>

1. homogén $e^-$-gáz

∀ felfelé álljon: ↑↑↑↑ $\quad N_e = \frac{V}{(2\pi)^3} \frac{4 k_{F\uparrow}^3 \pi}{3}$

$e^-$-ok!

$2 N_e$ $e^-$ van. $\quad k_{F\uparrow} = \sqrt[3]{2}\, k_F$.

Hartree - Fock:

$$E_{HF} \underset{\substack{\uparrow \\ k_{F\uparrow}\text{-t írjuk bele}}}{=} N_e \cdot (\ldots) = \left(\frac{1{,}754}{r_s^2} - \frac{0{,}577}{r_s}\right)\frac{\tilde{e}_0^2}{a_0}$$

Polarizált állapot lesz, ha $r_s > 5{,}47$.

Kísérlet (v. num. számolás): $r_s \approx 50$-nél.

↳ az eltérés oka a kicserélődési kölcs + korrelációs energiák.

② Hubbard - modell: ⇒ Stoner - modell.

$U g_\sigma(E_F) > 1$ esetén a rendszer instabil.

$$\hat{H} = \sum_{i,j,\sigma} t_{ij} c_{i\sigma}^+ c_{j\sigma} + U_H \underbrace{\sum_i n_{i\uparrow} n_{i\downarrow}}_{\text{Coulomb}}$$

Átlagtér - közelítésben: $n_{i\uparrow} n_{i\downarrow} =$

$$= (n_{i\uparrow} - \langle n_{i\uparrow}\rangle + \langle n_{i\uparrow}\rangle)(n_{i\downarrow} - \langle n_{i\downarrow}\rangle + \langle n_{i\downarrow}\rangle) \simeq$$

$$\simeq \langle n_{i\uparrow}\rangle (n_{i\downarrow} - \langle n_{i\downarrow}\rangle) + \langle n_{i\downarrow}\rangle (n_{i\uparrow} - \langle n_{i\uparrow}\rangle) + \langle n_{i\uparrow}\rangle\langle n_{i\downarrow}\rangle =$$

$$= \underbrace{n_{i\uparrow}\langle n_{i\downarrow}\rangle + n_{i\downarrow}\langle n_{i\uparrow}\rangle - \langle n_{i\uparrow}\rangle\langle n_{i\downarrow}\rangle}$$

$$\hat{H} = \sum_{i,j,\sigma} t_{ij} c_{i\sigma}^+ c_{j\sigma} + U_H \sum_i (\ldots)$$ ez diagonalizálható.

$$\hat{H} = \sum_{k,\sigma} \tilde{\varepsilon}_{k\sigma} c_{k\sigma}^+ c_{k\sigma} \, ; \quad \tilde{\varepsilon}_{k\sigma} = \varepsilon_k + U_H \langle n_{i-\sigma}\rangle$$

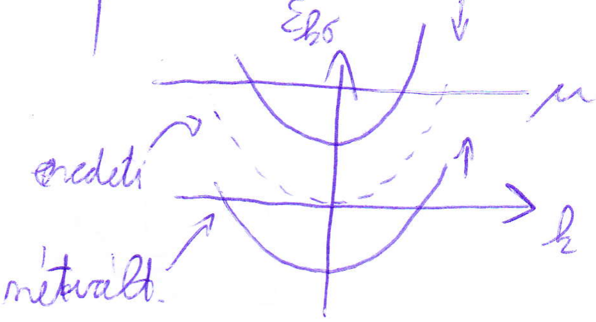
$$n^s := \frac{1}{2}(n_\uparrow + n_\downarrow) \quad ; \quad n^a := \frac{1}{2}(n_\uparrow - n_\downarrow)$$

$$\tilde{\varepsilon}_{k\uparrow} = \tilde{\varepsilon}_k - U_H n^a$$

$$\tilde{\varepsilon}_{k\downarrow} = \tilde{\varepsilon}_k + U_H n^a$$

$$\tilde{\varepsilon}_k = \varepsilon_k + U_H n^a$$

$U := U_H \frac{V}{N}$ (nem $\frac{N}{V}$ ?)




Mágnesezettség: $$m = \frac{1}{2} g e \mu_B (n_\uparrow - n_\downarrow)$$

$$N_\sigma = \sum_k f_0(\tilde{\varepsilon}_{k\sigma})$$

$$\rho_\sigma(\varepsilon) = \rho_0(\varepsilon + \sigma U_H n^a)$$

$$N_\uparrow = V \int \rho_\uparrow(\varepsilon + U_H n^a) f_0(\varepsilon) d\varepsilon = V \int \rho_\uparrow(\varepsilon) \frac{1}{e^{\beta(\varepsilon - U_H n^a - \mu)} + 1} d\varepsilon$$

(?) $\downarrow \leftrightarrow \sigma$ ?

$$N_\downarrow = V \int \rho_\uparrow(\varepsilon) \frac{1}{e^{\beta(\varepsilon + U_H n^a - \mu)} + 1} d\varepsilon$$

---

$N_\uparrow + N_\downarrow = N$, rögzített $\Rightarrow$ egyenlet adódik $\mu$-re.

$$\rho(\varepsilon) = A V \sqrt{\varepsilon} \overset{\text{Taylor...}}{=} \rho_0(\mu)\left[1 + a(\varepsilon - \mu) + \frac{1}{2} b (\varepsilon - \mu)^2 + \dots\right]$$

Eredmény: $$\mu = \mu_0 - \frac{1}{2} a (U_H n^a)^2$$

$b < 0 \dots$

$$n^a = \frac{V}{2N}\int_{\mu-U_H n^a}^{\mu+U_H n^a} \rho_\sigma(\varepsilon)\,d\varepsilon \rightarrow n^a = \frac{V}{N}U_H\rho_\sigma(\varepsilon_F)\,n^a\left[1-\frac{1}{2}\left(a^2-\frac{1}{3}b\right)(U_H n^a)^2\right]$$

trivi m.o.: $n^a = 0$ (polarizálatlan)

Másik megoldás:

$$b<0 \Rightarrow a^2-\frac{1}{3}b > 0.$$

egyenlet alakja: $C\left[1-\frac{1}{2}A x^2\right] = 1.$

valós x megoldás: $1-\frac{1}{2}Ax^2 = \frac{1}{C} \Rightarrow 1-\frac{1}{C} = \frac{1}{2}Ax^2$

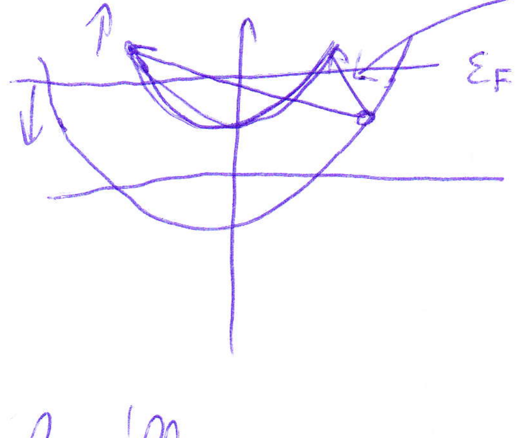
$\sqrt{2\frac{C-1}{C}A} = x.$ Akkor OK, ha $\boxed{C>1}$

Vagyis: $\underbrace{\frac{V}{N}U_H}_{U}\rho_\sigma(\varepsilon_F) > 1 \Rightarrow \boxed{U_c\rho_\sigma(\varepsilon_F) = 1}$

~~ez választja el a kriti~~ kritikus érték.

$$m \cong \sqrt{\frac{U-U_c}{U_c}}$$

Stoner gerjesztések:




↓ állapotból mehetek ↑ állapotba magasabb energiával.

↑ ↑-le nem mehetünk (Pauli)

↳ (elektron-lyuk pár)

alapáll.:

$$|\Psi_{PFS}\rangle = \prod_{|k|<k_{F\uparrow}} c^+_{k\uparrow}\prod_{|k|<k_{F\downarrow}} c^+_{k\downarrow}|0\rangle$$

gerj.: $c^{+}_{k+q,\downarrow}\, c_{k\downarrow} \, |\psi_{PFS}\rangle$

$$\hbar\omega_q = \tilde{\varepsilon}_{k+q\downarrow} - \tilde{\varepsilon}_{k\downarrow} = \varepsilon_{k+q} - \varepsilon_k - \underbrace{2U_H n^a}_{\Delta_0}$$


$T \neq 0$-ra BS-sorfejtéssel...

$$\mu = \mu_0 - \frac{1}{2} a (U_H n^a)^2 - \frac{\pi^2}{6} a (k_B T)^2$$

$n^a \Rightarrow n^a(T)$ (új egyenlet lesz)

megoldás feltétele ... ?

mágn.: $M(T) = M_0 \sqrt{1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^2}$

$$k_B T_C = \frac{2\sqrt{3}}{\pi} \sqrt{\varepsilon_F} \sqrt{1 - \frac{1}{U g_0(\varepsilon_F)}}$$

Gond: ez nem egyezik a mérésekkel.

Feloldás: spinhullámok.

$|\psi_q\rangle = \sum_{k} \Phi_{k,q}\, c^{+}_{k+q\uparrow}\, c_{k\downarrow} \, |\psi_{PFS}\rangle$ párok lineáriskomb.-ja.

$$\alpha_q^+ = \sum_{\underline{k}} \phi_{\underline{k}q}\, c^+_{\underline{k}+q\uparrow}\, c_{\underline{k}\downarrow}$$

$$[H, \alpha_q^+] = \hbar\omega_q\, \alpha_q^+$$ (vajh igaz?) $\rightarrow$ Nem!

ha ez teljesül:

$$\hat{H} = \sum_q \hbar\omega_q\, \alpha_q^+ \alpha_q$$

$$\hat{H} = \sum_{\underline{k}\sigma} \varepsilon_{\underline{k}\sigma}\, c^+_{\underline{k}\sigma} c_{\underline{k}\sigma} + \frac{U}{V} \sum_{k k' q} c^+_{k+q\uparrow}\, c^+_{k'-q\downarrow}\, c_{k'\downarrow}\, c_{k\uparrow}$$

$$[\hat{H}, c^+_{k+q\uparrow} c_{k\downarrow}] = (\varepsilon_{k+q} - \varepsilon_{k})\, c^+_{k+q\uparrow} c_{k\downarrow} - \alpha \ldots$$

(kell hozzá: $\{c_{k\sigma}, c^+_{k'\sigma'}\} = \delta_{kk'}\delta_{\sigma\sigma'}$)

$$\ldots - \frac{U}{V}\sum_{k',q'} c^+_{k+q\uparrow}\, c^+_{k'-q'\uparrow}\, c_{k'\uparrow}\, c_{k-q'\downarrow} -$$

$$- \frac{U}{V}\sum_{k',q'} c^+_{k'+q'\downarrow}\, c^+_{k+q-q'\uparrow}\, c_{k'\downarrow}\, c_{k\downarrow}$$

ezekben 4 op van, ki kell párosítani...

$c^+_{k'-q\uparrow} c_{k'\uparrow}$ -t helyettesítjük az átlagával.

$$\langle c^+_{k'-q'\uparrow} c_{k'\uparrow} \rangle = \delta_{k'-q',k'}\, n_{k'\uparrow} \qquad (n = c^+c)$$

Másik párosítás: $\overbrace{c_{k'-q'\uparrow}\, c_{k'\downarrow}}$

$$\left[H, c^+_{k+q\uparrow} c_{k\downarrow}\right] = \left(\varepsilon_{k+q\downarrow} - \varepsilon_k\right) c^+_{k+q\uparrow} c_{k\downarrow} -$$

$$- \frac{U}{V} \sum_{k',q'} c^+_{k+q\uparrow} \langle n_{k'\uparrow} \rangle \, \delta_{k'-q',k'} \, c_{k-q'\downarrow} + \dots =$$

$$q' = 0.$$

$$= \left( \dots \right) - \underline{\frac{U}{V} \sum_{k'} c^+_{k+q\uparrow} c_{k\downarrow} \langle n_{k'\uparrow} \rangle} + \dots$$

↳ ezt a tagot az elsőbe renormálhatjuk.

$$+ \frac{U}{V} \sum_{q'} \langle n_{k+q\uparrow} \rangle c^+_{k+q-q'\uparrow} c_{k-q'\downarrow} +$$

$$+ \frac{U}{V} \sum_{k'} \langle n_{k'\downarrow} \rangle c^+_{k+q\uparrow} c_{k\downarrow} - \frac{U}{V} \sum_{k'} \langle n_{k\downarrow} \rangle c^+_{k'+q\uparrow} c_{k'\downarrow}$$

$$\left[H, c^+_{k+q\uparrow} c_{k\downarrow}\right] = \left(\tilde{\varepsilon}_{k+q\uparrow} - \tilde{\varepsilon}_{k\downarrow}\right) c^+_{k+q\uparrow} c_{k\downarrow} -$$

$$- \frac{U}{V} \left( \langle n_{k+q\uparrow} \rangle \cdot (-1) + \langle n_{k\downarrow} \rangle \right) \sum_{k'} c^+_{k'+q\uparrow} c_{k'\uparrow}$$

$$\sum_{\underline{k}} \Phi_{\underline{k}q} \left( \hbar\omega_q - \tilde{\varepsilon}_{k+q\uparrow} + \tilde{\varepsilon}_{k\downarrow} \right) c^+_{k+q\downarrow} c_{k\downarrow} =$$

$$= \frac{U}{V} \sum_{k k'} \left( \langle n_{k+q\uparrow} \rangle - \langle n_{k\downarrow} \rangle \right) \Phi_{kq} \, c^+_{k'+q\uparrow} c_{k'\downarrow}$$

$$\Phi_{kq}\left(\hbar\omega_q - \tilde{\varepsilon}_{k+q\uparrow} + \tilde{\varepsilon}_{k\downarrow}\right) =$$

$$= \underbrace{\frac{U}{V}\sum_{k'} \Phi_{k'q}\left(\langle n_{k'+q\uparrow}\rangle - \langle n_{k'\downarrow}\rangle\right)}_{A_q}$$

$$\Rightarrow \Phi_{kq} = \frac{A_q}{\hbar\omega_q - \tilde{\varepsilon}_{k+q\uparrow} + \tilde{\varepsilon}_{k\downarrow}} \quad ?$$

Ezt mindkét oldalra beírjuk ?

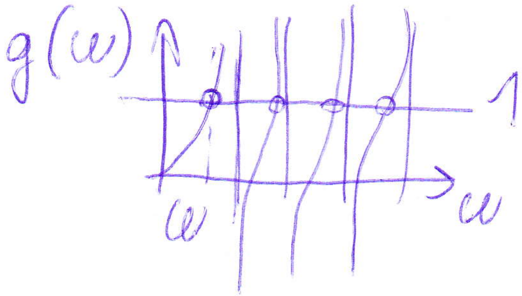
$$\underbrace{1 = \frac{U}{V}\sum_{k'} \frac{\langle n_{k'+q\uparrow}\rangle - \langle n_{k'\downarrow}\rangle}{\hbar\omega_q - \tilde{\varepsilon}_{k'+q\uparrow} + \tilde{\varepsilon}_{k'\downarrow}}}_{q \text{ és } \omega \text{ fv.-e. } g(\omega, q)}$$

Tfh ?

$\to f_0(\tilde{\varepsilon}_{k'\downarrow})$

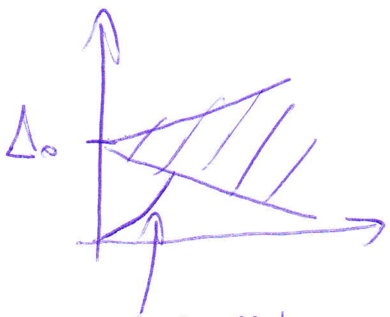
$f_0(\tilde{\varepsilon}_{k'+q\uparrow})$

Megoldás:




$\Delta$ o-k a Stoner-energiától való eltolódást mutatnak.

$$\hbar\omega_q \cong \Delta_0\left(\frac{q}{k_F}\right)^2$$




spinhullám-ág. (parabola)

$\to$ ezzel az ággal közelebb kerülök a mért $T_c$-hez.

Spinhullám: kollektív gerj., nem egy rész. van rést benne (?)

## Hubbard-modell:

$\uparrow\downarrow$ $\uparrow$ $\downarrow\uparrow$ $\downarrow$ ...
$\downarrow\circ$ $\uparrow$ $\circ$ $\downarrow$

legyen annyi e⁻, ahány rácspont.
(félig betöltött sáv)
↳ vezető, fémes anyag.

↓
atomonként egy elektron lehet, (?) legyen az e⁻-ok fele
↑, fele ↓ spinű.

Átfedési tag (?): $H = \sum_{ij} t_{ij} c^+_{i\sigma} c_{j\sigma} + \dots$ spint őriz.

Kh. tag: (Coulomb ~~Pauli elv~~) $\dots + U \sum_i n_{i\uparrow} n_{i\downarrow}$ ← az ilyen ⇅ rácspontok energetikailag nem kedvezőek.

∀ ponton 1 e⁻ van.

Ha U nagy ⇒ $\uparrow$ $\uparrow$ $\downarrow$ $\downarrow$
$\downarrow$ $\uparrow$ $\uparrow$ $\downarrow$

Ez nem sajátállapot, mert van ugrálás.
$U \to \infty$-ben már a 2-szeresen betöltött rácspontok állapotait kiűzi → a fenti így már sajátáll.
N rácspontra $2^N$-szeresen degenerált a spektrum.
Ha $U \gg t_{ij}$ ⇒ $U\sum\dots$ a domináns tag $(=H_0)$
Perturbáció: $\sum_{ij} t_{ij} \dots$ $(=\lambda H_1)$

→ degenerált p. számítás kellene.

Ehelyett: kanonikus trafó. (a spektr. nem vált.)

$$H = H_0 + \lambda H_1 \qquad \tilde{H} = e^{S} H e^{-S}$$

Válasszuk úgy $S$-et, hogy $\tilde{H}$ egyszerűbb legyen.

$$\tilde{H} = \left[1 + S + \frac{1}{2} S^2 + \dots\right] \hat{H} \left[1 \cancel{+} - S + \frac{1}{2} S^2 \cancel{+} - \dots\right] = \hat{H} + [S, \hat{H}] -$$

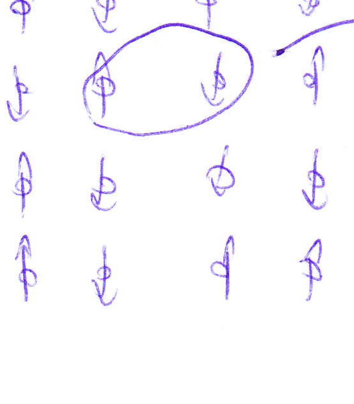
$$- S\hat{H}S + \frac{1}{2} S^2 \hat{H} + \frac{1}{2} H S^2 = \hat{H} + [S, H] - [S, [H, S]]\frac{1}{2} + \dots$$

$$\tilde{H} = H_0 + \underbrace{\lambda H_1 + [S, H_0]}_{\text{S-et úgy válasszuk, hogy ez legyen 0.}} + [S, \lambda H_1] - \frac{1}{2}[S, [H_0, S]] + \dots$$

$$[S, H_0] = -\lambda H_1 \Rightarrow [S, [H_0, S]] = [S, \lambda H_1]$$

$$\tilde{H} = H_0 + \frac{1}{2}[S, \lambda H_1]$$ ← az első korrekció $\sim \lambda^2$ (?)

---



$\boxed{\uparrow\ \ \downarrow} \to \boxed{\circ\ \ \uparrow\downarrow}$ 1 db. pert. lépés.

$\to \boxed{\uparrow\ \ \downarrow}$

vagy: $\boxed{\uparrow\ \ \downarrow} \to \boxed{\uparrow\downarrow\ \ \circ} \to \boxed{\uparrow\ \ \downarrow}$

vagy: $\boxed{\uparrow\ \ \downarrow} \to \boxed{\circ\ \ \uparrow\downarrow} \to \boxed{\downarrow\ \ \uparrow}$

→ 2. rendű p. számítás után vagy u. oda jutunk, vagy cserélünk két $e^-$-t. (u. olyan súly ...)

$$\langle \uparrow\downarrow | \tilde{H} | \uparrow\downarrow \rangle = *^1$$

$$\langle \uparrow\downarrow | \tilde{H} | \downarrow\uparrow \rangle = *^2$$

Ezt tudjuk: $\langle \uparrow\uparrow | \tilde{H} | \uparrow\uparrow \rangle = 0 = \langle \downarrow\downarrow | \tilde{H} | \downarrow\downarrow \rangle$

(Pauli-elv)

4 lehetséges közb. áll.: $|\uparrow\downarrow, \circ\rangle$, $|\circ, \uparrow\downarrow\rangle$

$$*^1 = \frac{1}{2} \langle \uparrow\downarrow | S | \quad \rangle \langle \quad | \lambda H_1 | \uparrow\downarrow \rangle = \ldots$$

Kell: $\langle n | [S, H_0] | m \rangle = \langle n | -\lambda H_1 | m \rangle$

$$\sum_k \langle n | S | k \rangle \langle k | H_0 | m \rangle - \sum_k \langle n | H_0 | k \rangle \langle k | S | m \rangle =$$

$$= -\lambda \langle n | H_1 | m \rangle$$

$$\cancel{\sum_k} \langle n | S | \cancel{k}\, m \rangle E_m - E_n \langle \cancel{m}\, n | S | \cancel{n}\, m \rangle = -\lambda \langle n | H_1 | m \rangle$$

$$\langle n | S | m \rangle = -\lambda \frac{\langle n | H_1 | m \rangle}{E_m - E_n}$$

$$\ldots = -\frac{t^2}{U} 2$$

Hasonlóan: $*^2 = +\dfrac{2t^2}{U}$

Ami ezt megcsinálja: $\vec{S}_i \vec{S}_j$.

$$\boxed{\tilde{H} = -2J\vec{S}_i\cdot\vec{S}_j + \frac{1}{2}J} \quad ; \quad J := -2\frac{t^2}{U}$$

Negatív $J$ $\Rightarrow$ antiferromágneses csatolás!

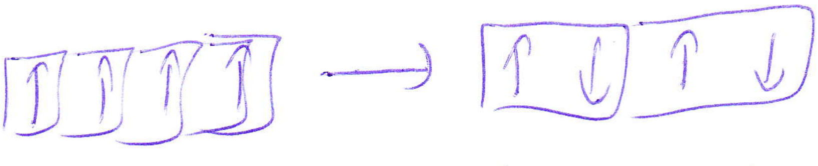
fontos, hogy félig töltött a rács.

A rend befagy $\rightarrow$ az $e^-$-ok nem mozognak

$\rightarrow$ Mott-szigetelő, Mott-átalakulás. (fém-szigetelő átalakulás)

Slater-szigetelő:

- eredetileg elemi cellánként 1 db. $e^-$.
- az antif. struktúra megváltoztatja az elemi rács struktúrát (1 elemi cella $\Rightarrow$ 2 elemi cella)



↳ a Brillouin-zóna feleződött!

Teljesen be lett töltve a Bz $\rightarrow$ |szigetelő|

Hol jelenik meg ez az állapot?

↳ J-e véges U, melyre átalakulás van?

Kezdet: $U=0$ (fém)...

Pauli szusc. → U bekapcs → szusc. megnő.

$$\chi = \frac{\chi_0}{1 - U\chi_0}$$ Stoner-növekedés.

$U\chi_0 = 1 \Rightarrow \chi \sim \infty \Rightarrow$ mágneses instabilitás.

Adott $q$-ra, $\omega$-ra mérve $\chi$-t:

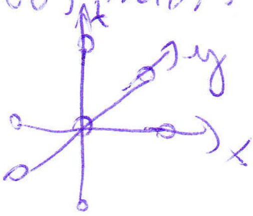
$$\chi(q,\omega) = \frac{1}{V}\sum_k \frac{f_0(\varepsilon_{k+q}) - f_0(\varepsilon_k)}{\hbar\omega - \varepsilon_{k+q} + \varepsilon_k}$$

max: $q=0, \omega=0$ (Fermi-gömbbel leírható anyagok)

Más eset: $\omega = 0$, $q = q_0$ (véges) (nem F. gömb...)

És milyen anyag ez?

Köbös rács + tight binding:



$$\varepsilon(q) = \varepsilon_0 + \gamma\{\cos k_x a + \cos k_y a + \cos k_z a\}$$

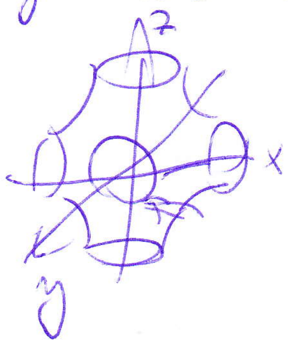
$\gamma < 0$-ra $k_x$, de körüli sorfejtéssel $\Rightarrow \varepsilon \sim k^2$.

$1 - k_x^2 + 1 - k_y^2 + 1 - k_z^2 \approx 3 - k^2$.

↓

Fermi-felület:  gömbök kis $k$-ra.

félig betöltött sávnál $\sum_i \cos k_i a = 0$



elég ilyen lesz.

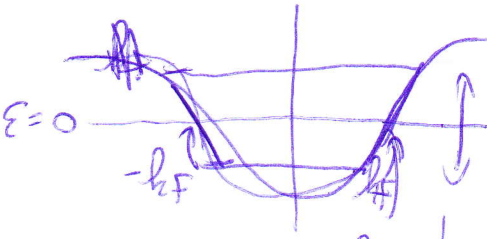
$k \to k + q_0$; $q_0 = \frac{\pi}{a}(1,1,1)$

$\cos(k_x + q_0) = -\cos k_x$ előjelváltás.

$\boxed{\varepsilon_k = -\varepsilon_{k+q_0}}$ → ennél a $q_0$-nál van max $\chi$-ben.

8/5

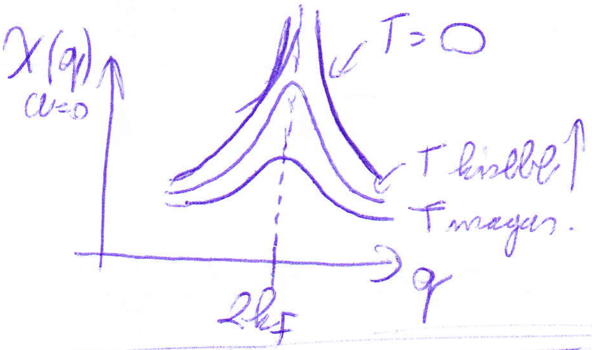
## 1 D. eset:




2D : sáv szélessége

lineárisan közelítünk.

$$k \to k + \underset{\substack{\parallel \\ q_0}}{2k_F} \longrightarrow \varepsilon_k = -\varepsilon_{k+2k_F}$$




$$\chi_0\left(q = 2k_F, \overset{\substack{0 \\ \parallel}}{\omega}\right) = \dots$$

$$\frac{1}{V}\sum_k \frac{f_0(-\varepsilon_k) - f_0(\varepsilon_k)}{2\varepsilon_k} =$$

$$= \int d\varepsilon\, \rho(\varepsilon_F)\, \frac{f_0(-\varepsilon) - f_0(\varepsilon)}{2\varepsilon} = *$$

tfh. áll.

(lin. disp. rel)

$$\frac{1}{e^x+1} = \frac{e^{-\frac{x}{2}}}{\left(e^{\frac{x}{2}} + e^{-\frac{x}{2}}\right)} = \frac{1}{2}\left(1 - \operatorname{th}\frac{x}{2}\right)$$

$$* = \int_{-D}^{D} d\varepsilon\, \frac{1}{\varepsilon}\operatorname{th}\left(\frac{\varepsilon}{2}\right) = \ln\frac{2e^\gamma D}{\pi k_B T}$$

$e^\gamma$: Euler-szám.

$$U\rho \ln\frac{2e^\gamma D}{\pi k_B T_c} = 1$$

ez definiálta $T_c$-t, ahol az instabilitás megjelenik.

$$k_B T_c = 1{,}134\, D e^{-1/U\rho_0}$$

1D-ben nincs f. átalakulás (azért lett, mert átlagteresítünk)

# 9. előadás

$e^- - e^-$ taszító khl miatt: $(U > 0)$

$$\chi = \frac{\chi_0}{1 - U\chi_0}$$ $\chi_0$: Pauli-susz.

$\infty$ susz.: külső hatás nélkül, spontán mágnesezettség jelenik meg.

$U \leftrightarrow$ antiferromágneses struktúra (1D Hubbardban pl).
Lehet-e periodikus struktúra az $e^-$ sűrűségben?

$$\chi = \langle \sigma(x)\, \sigma(0) \rangle_{FT}$$ helyzett. sűrűség-sűrűség korreláció

korreláció (spinsűrűség) — Fourier

emlék: $\Pi(q,\omega) \xRightarrow[\text{bekapcs. (RPA)}]{\text{khl}} \dfrac{\Pi^0(q,\omega)}{1 - \Pi^0(q,\omega)\cdot U}$

$$\Pi^0(q,\omega) \Leftrightarrow (-1)\, \chi^0(q,\omega)$$

Ha $U$ pozitív, akkor $\dfrac{\chi^0}{1 - U\chi^0}$ ← gyengül a susz. (árnyékolás) — 1 mínusz negatív.

$\Rightarrow$ <u>Vonzó khl</u> kell a sűrűség-sűrűség korreláció növeléséhez (?) $\rightarrow$ $e^-$ - fonon khl kell

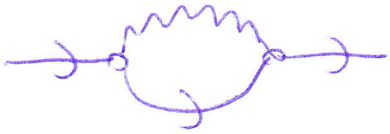
---

$$\mathcal{H} = \sum_{k,\sigma} \varepsilon_k c^+_{k\sigma} c_{k\sigma} + \sum_q \hbar\omega(q)\, a^+_q a_q + \dots$$

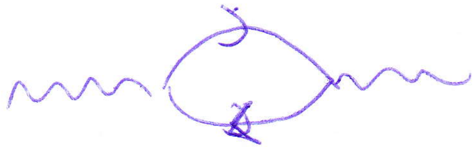
csak longit. fononok (feltevés)

$$+ \frac{1}{\sqrt{L}} \sum_{k,q,\sigma} g(q)\, c^+_{k+q,\sigma} c_{k,\sigma} \left(a_q + a^+_{-q}\right)$$

Pl folyamat: tökéletlenség változás...



párkeltés:



fonon-energia renormalizálódik.

---

$c^+_{k+q,\sigma} c_{k,\sigma}$ összegezve kb. $n(-q)$

fonontér $\longleftrightarrow$ potenciál: $\Phi(q) = g(q)\left(a_q + a^+_{-q}\right)$

$$\frac{\hbar}{i}\frac{d}{dt} a_q = \left[H, a_q\right] = -\hbar\omega_q a_q - \frac{1}{\sqrt{L}} \sum_{k,\sigma} g(q) c^+_{k-q,\sigma} c_{k,\sigma}$$

$$\frac{\hbar}{i}\frac{d}{dt} a^+_{-q} = \left[H, a^+_{-q}\right] = \hbar\omega_q a^+_{-q} + \frac{1}{\sqrt{L}} \sum_{k,\sigma} g(q) c^+_{k-q,\sigma} c_{k,\sigma}$$

$\hbar\omega_{-q} = \hbar\omega_q$

$\Downarrow$

$$\frac{\hbar}{i}\frac{d}{dt}\left(a_q + a^+_{-q}\right) = -\hbar\omega_q\left(a_q - a^+_{-q}\right)$$

$$\left(\frac{\hbar}{i}\frac{d}{dt}\right)^2 \left(a_q + a^+_{-q}\right) = \left(\hbar\omega_q\right)^2\left(a_q + a^+_{-q}\right) + \frac{2\hbar\omega_q}{\sqrt{L}} \underbrace{\sum_{k,\sigma} g\, c^+_{k-q,\sigma} c_{k,\sigma}}_{\tilde{n}(q)}$$

Mozgásegyenlet, melyben benne van $n(q)$

$\rightarrow$ $n(q)$-hoz csatolódó $\Phi(q)$ perturbáló potenciál megváltoztatja $n(q)$-t.

$\langle n(q)\rangle \sim \Pi(q)\,\Phi(q)$ korreláció...

$$g\sum_k c^+_{k+q,\sigma} c_{k\sigma} \underset{\uparrow}{\approx} \langle n(q)\rangle \sim \Pi(q)(a_q + a^+_{-q})$$

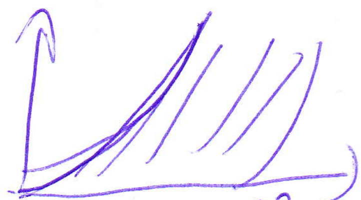
átlagával helyettesítjük

$$(\hbar\tilde{\omega}_q)^2 = (\hbar\omega_q)^2 + 2\hbar\omega_q g^2 \Pi(q)$$

$\omega_q$ a kkt következtében renormálódik.

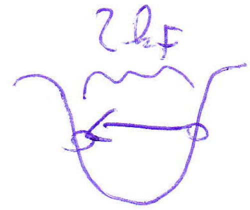
kis energiájú $e^-$-lyuk pár keltése

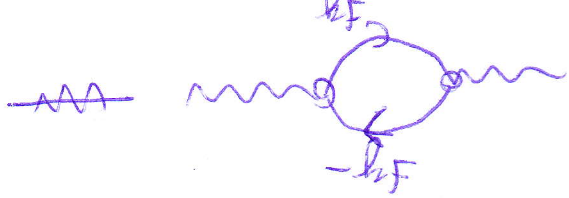
3D:





1D:

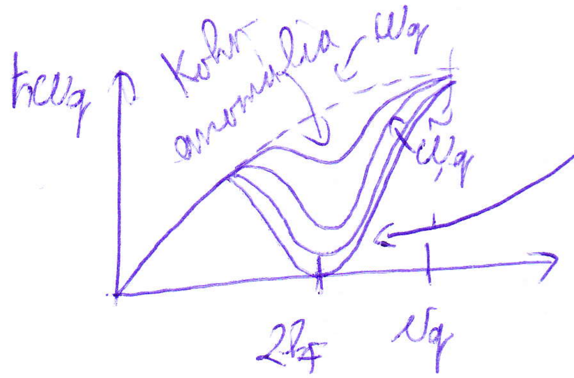



$$\Pi(q\sim 2k_F) \sim -\frac{1}{\pi\hbar v_F}\ln\frac{2e^\gamma D}{\pi k_B T}$$

$v_F$ ?

$$(\hbar\tilde{\omega}_{q=2k_F})^2 = (\hbar\omega_{q=2k_F})^2 - 2\hbar\omega_q g^2 \frac{1}{\pi\hbar v_F}\ln\frac{2e^\gamma D}{\pi k_B T}$$




$T_c$-nél a renormált energia eléri a 0-t.

(Peierls-átalakulás), „fononlágyulás"

$$k_B T_c = \frac{2e^\gamma}{\pi} D e^{-1/\lambda} \quad ; \quad \lambda := \frac{2g^2 \varrho_\sigma(\varepsilon_F)}{\hbar\omega_{q=2k_F}}$$

0 energiájú fonon: Bose-kondenzátum.

BEC-ben: $\langle a_q\rangle \neq 0$ (normál rendszerben eltűnnek!)

$\langle a_q^+\rangle \neq 0$

$$\Phi(q) = \dots\ g(q)\left(a_q + a^+_{-q}\right)$$

$\langle \Phi(q=2k_F)\rangle \neq 0$ az elérőek miatt.

lényegében const...

$$\hat{H} = \sum_k \varepsilon_k c^+_{k\sigma} c_{k\sigma} + H_{fonon} + \frac{g}{\sqrt{L}} \sum_{k,\sigma,q} c^+_{k+q,\sigma} c_{k\sigma}\left(a_q + a^+_{-q}\right)$$

$\left(a_q + a^+_{-q}\right)$ -os izé átlaga nem 0. $q = 2k_F$-nél.

$$\left(\langle a_{q=2k_F}\rangle + \langle a^+_{-2k_F}\rangle\right) + \left(\langle a_{-2k_F}\rangle + \langle a^+_{2k_F}\rangle\right)$$

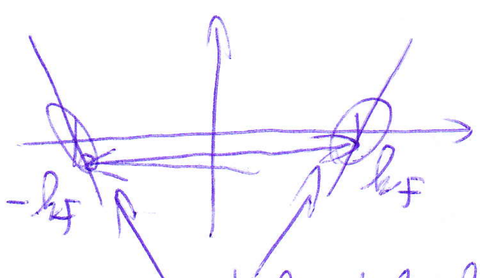
$$\hat{H} = \sum_{k,\sigma} \varepsilon_k c^+_{k+q,\sigma} c_{k,\sigma} + \sum_{k,\sigma}\left[c^+_{k+2k_F,\sigma} c_{k\sigma}\Delta + c^+_{k-2k_F} c_{k\sigma}\Delta^*\right]$$

$\left(\Delta := \frac{1}{\sqrt{L}}\, g\left(\langle a_{2k_F}\rangle + \langle a^+_{-2k_F}\rangle\right)\right)$ bilineáris Hamilton...

diagonalizálás: $\alpha_{k\sigma} = u_k c_{k\sigma} + v_k c_{k+2k_F,\sigma}$

$$\beta_{k\sigma} = v_k c_{k\sigma} - u_k c_{k+2k_F,\sigma}$$

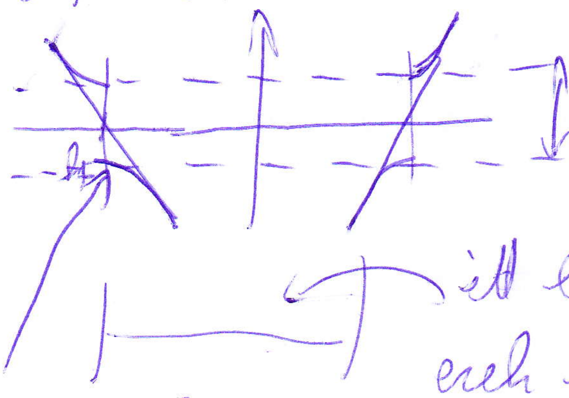
Megkövetelem: $\{\alpha, \alpha^+\} = \delta_{kk'} \Rightarrow u_k^2 + v_k^2 = 1.$




Fermi-felülethez közeli állapotok keverednek könnyen.

ezen állapotok hibridizálódnak.

keveredés után:



$\Delta$ : tiltott tartomány mérete.

itt be volt töltve, ezek betöltve maradnak, de csökken az energiájuk.

$\pm\sqrt{(k_z-2k_F)^2+\Delta^2}$

szeles-ség?

Energiacsökkenés mértéke: $\Delta E = -L S_0(\varepsilon_F)\Delta^2 \ln\left(\frac{2D}{\Delta}\right) + \ldots$

$\Delta$-ban a kif. nem analitikus!

Kondenzálódott fononok $\to$ a rács deformálódik

$$u(R_n) = \sum_{q,\lambda} \sqrt{\frac{\hbar}{2MN\omega_\lambda(q)}} \left( a_\lambda(q) e^{iqR_n} + a_\lambda^+(q) e^{-iqR_n} \right)$$

átlagértéke 0, szórásnégyzete van.

Mi van, ha $q = 2k_F$-ben makr. számú fonon van?

$$\langle u(R_n)\rangle = A\Big( \langle a_{q=2k_F}\rangle e^{i\overset{2k_F}{q}R_n} + \langle a^+_{q=-2k_F}\rangle e^{-i\overset{2k_F}{q}R_n} + \langle a_{q=-2k_F}\rangle e^{-i\overset{2k_F}{q}R_n} + \langle a^+_{q=-2k_F}\rangle e^{i2k_F R_n}\Big)$$

$\langle u(R_n)\rangle = A|\Delta| \cos(\underbrace{2k_F}_{\text{periodicitás}} R_n + \varphi)$ időben állandó, térben periodikus.

$\to$ az atomok helye meg van modulálva.

$\to$ „töltéssűrűség - hullám.

1. Spec. esetek: ~~Kellene~~: $2k_F \Leftrightarrow 2\left(\frac{\pi}{a}\right)$ kapcsolat ne legyen köztük

(inkommenzurábilis sűrűséghullám)

2. $k_F = \frac{\pi}{2a}$: rácsduplázódás.

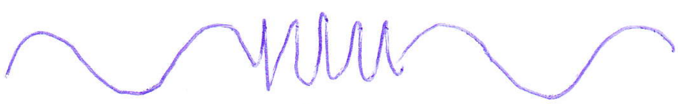
1. $\rho(r) \sim B\cos(2k_F r + \varphi)$ (töltéssűrűség)

$\varphi$ szabadon választható, energetikailag mindegy.

Fröhlich: szabadon mozgó sűrűséghullám ⟷ szupravezető.

Baj vele: a töltéssűrűség-hullám nem teljesen merev!

deformálódás ⟷ illeszkedés lokálisan a ráccshoz.



lokálisan inkom.

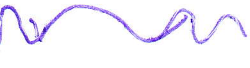
erre jó.

erre jó

doménfal, szoliton: kis részen kedvezőtlen energetikailag.

topologikus gerjesztés: örökre ott marad a mintában.

Szolitonban töltés akkumulálódik: $\underline{\pm e}$.

(sűrítés: +, ritkítás: − töltés)  vagy 

Spinje $\underline{\underline{0}}$.

9/6

lehet olyan is, ami töltés nélküli, $\frac{1}{2}$ spinű ~~…~~.

Változhat $\varphi(r,t)$ is lokálisan → ezek a gerjesztések
(fázis) kb. 0 energiájúak.
|„fázon”.|

Lokális amplitudó~~…~~ változás (véges energ.): „amplitúdon”

Sólyom

## 10. előadás

Tr. inv. m.: $\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 + \mathcal{H}_{int}$

$$\mathcal{H}_0 = \sum_k \varepsilon_k c^+_{k\sigma} c_{k\sigma}$$

$$\mathcal{H}_{int} = \frac{1}{2} \sum_{\substack{k,k' \\ \sigma,\sigma',q}} V(q)\, c^+_{k+q,\sigma}\, c^+_{k'-q,\sigma'}\, c_{k',\sigma'}\, c_{k,\sigma}$$

Mágnesezettség: $m(q) \to n_\uparrow(q) - n_\downarrow(q) \neq 0$ $\quad$ ~~$U<0$~~ $\quad U>0$

(antiferromágnesség)

$$n_\uparrow(q) = \left\langle \sum_k c^+_{k\uparrow} c_{k+q\uparrow} \right\rangle$$

Sűrűség: $n(q) = n_\uparrow(q) + n_\downarrow(q)$ $\quad U<0$

(vonzó kht esetén lehet ebben hullám)

↳ kell a fonon kicserélődés...

Másik szimmetriasértő megoldás: szupravezetés.

$k\uparrow$ ; $-k\downarrow$

$c^+_{k\uparrow}$ $\quad c^+_{-k\downarrow}$

$\Big\}$ ezek szeretnek kölcsönhatni.

$$\left(u_k + v_k\, c^+_{k\uparrow} c^+_{-k\downarrow}\right) = \Psi_{BCS}$$

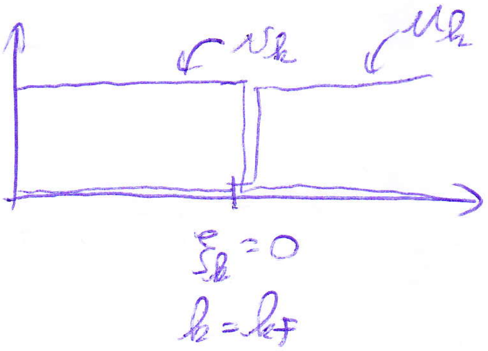
$u_k$: nincs jelen a pár

$v_k$: jelen van a pár

Csak párokba rendezett elektronok vannak (alapáll. feltevés)

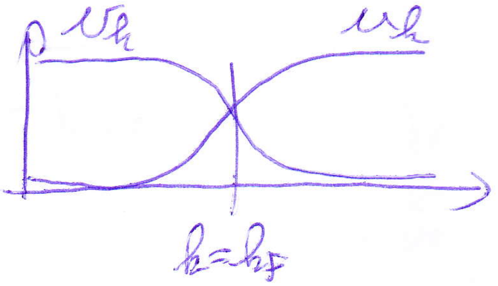
Kérdés: $E \equiv \dfrac{\langle \Psi_{BCS} | H | \Psi_{BCS} \rangle}{\langle \Psi_{BCS} | \Psi_{BCS} \rangle}$ Minimalizálni kell $u_k, v_k$-ban.

Eredmény: lépcsőfv.-ek lennének, de... $\xi_k := \varepsilon_k - \mu$.




ez lesz

a kölcsh.-tól




A Fermi-felület „fellazul"!

$$H^{int}_{BCS} = -V(0) \sum_{kk'} c^+_{k\uparrow} c^+_{-k\downarrow} c_{-k'\downarrow} c_{k'\uparrow}$$

csak ezeket tartom meg.

(BCS-közelítés: pár szóródik párba)

Tfh: $\left\langle \sum_{k'} c_{-k'\downarrow} c_{k'\uparrow} \right\rangle \neq 0$

Def: $\Delta_0 := -V_0 \sum_{k'} \langle c_{-k'\downarrow} c_{k'\uparrow} \rangle$ (ez véges)

Átlagtérelmélettel lehet számolni.

$$H = \sum_k \varepsilon_k c^+_{k\uparrow} c_{k\uparrow} + \sum_k \varepsilon_k c^+_{-k\downarrow} c_{-k\downarrow} +$$
$$+ \sum_k \Delta c^+_{k\uparrow} c^+_{-k\downarrow} + \sum_k \Delta^* c_{-k\downarrow} c_{-k\uparrow} + \mathcal{O}(\Delta^2)$$

unitér trafóval kell diagonalizálni...

A $\Delta_0$ karakterizálja a nupravezető tiltott sávját.

$$E_k = \sqrt{\xi_k^2 + \Delta^2}$$

A lényeg: $\Delta$ helytől nem függ.
(homogén nupravezető)

<u>általánosítás:</u> $H = H_0 + H_{int}$ (inhomogént akarunk)

$$H_0 = \sum_\sigma \int d^3r\, \underset{\text{kéop.}}{\psi_\sigma^+(r)} \left[ \frac{1}{2m} \Big( \frac{\hbar \nabla}{i} \underset{+eA}{} \Big)^2 + U(r) - \mu \right] \psi_\sigma(r)$$

$$H_{int} = \underset{\int dr dr'}{\sum_{\sigma,\sigma'}} V(r-r')\, \psi_\sigma^+(r)\, \psi_{\sigma'}^+(r')\, \psi_{\sigma'}(r')\, \psi_\sigma(r) =$$

leegyszerűsítjük vonzó kontaktra.

$$= -V_0 \sum_{\sigma,\sigma'} \int dr\, \psi_\sigma^+(r)\, \psi_{\sigma'}^+(r)\, \psi_{\sigma'}(r)\, \psi_\sigma(r)$$

Feltesszük, hogy $\exists$-nek anomális átlagok (átlagtér-közelítést kellene csinálni)

$$\psi_\sigma^+(r)\psi_\sigma(r) \langle \psi_{\sigma'}^+(r)\psi_{\sigma'}(r) \rangle$$

vagy $\psi_\sigma^+(r)\psi_{\sigma'}^+(r) \langle \psi_{\sigma'}(r)\psi_\sigma(r) \rangle$

vagy $\langle \psi_\sigma^+(r)\psi_{\sigma'}^+(r') \rangle \psi_\sigma(r)\psi_\sigma(r)$

Bogoljubov - De Gennes:

$$\Psi_\uparrow(r) = \sum_n \left( u_n(r)\alpha_{n\uparrow} - v_n^*(r)\alpha_{n\downarrow}^+ \right)$$

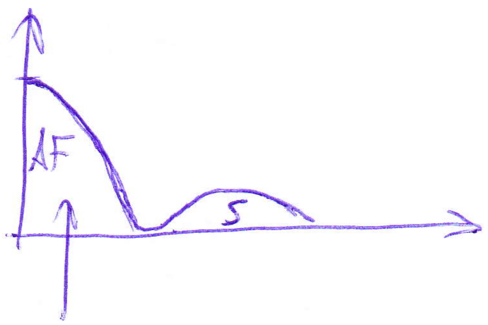
$$\Psi_\downarrow^+(r) = \sum_n \left( u_n^*(r)\alpha_{n\downarrow}^+ + v_n(r)\alpha_{n\uparrow} \right)$$

Ezekből számolható: $\Delta(r)$ gap-függvény.

(vortexeket, etc. fel lehet írni.)

---

Nem „s" típusú sz. vezetők fázisdiagramja: (nem fél-kl. csatolódik)



p v. d típusúak...

x: kontrollp. pl.: nyomás

van egy antiferromágn. fázis a szupr. v. fázishoz közel

(antiferrom. fluktuációk erőnást közvetítenek a fononok helyett)

s, $l=0$, $s=0$ szinglett sz. vezető

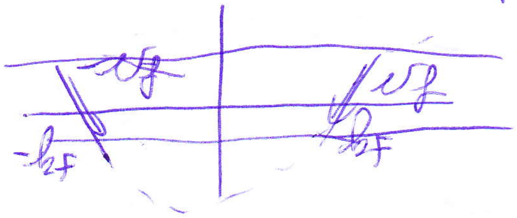
p, $l=1$, $s=1$ triplett

d, $l=2$ szinglett.

## Luttinger-folyadékok:

(nem szimmetriasértő fázis...)

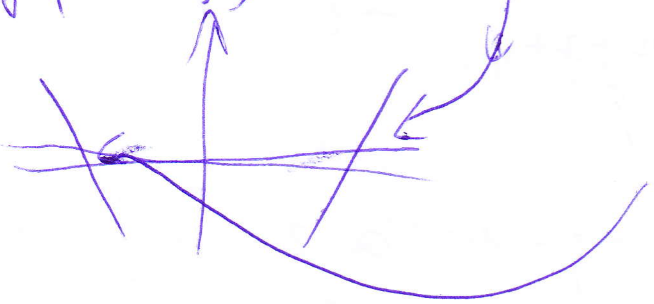
1D m... → a 3D fermion ~~gáz~~ folyadék nem így viselkedik...




} 2D: sáv szélessége.

Nem tisztázott: mikor lehet egy 2D folyadék Lutt?

$$\xi_k = \hbar v_f (k - k_F)$$



$$\xi_k \sim -\hbar v_f (k + k_F)$$

Milyen gerjesztések lesznek?

$$\varepsilon_q = \xi_{k+q} - \xi_k = \hbar v_f q .$$

— csak az imp. különbség számít, ezek ekvivalensek...

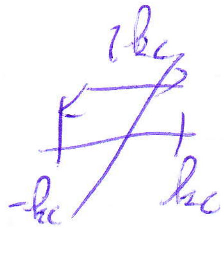
$$\sum_k c^+_{k+q,\sigma} c_{k\sigma} = n_\sigma(-q)$$ sűrűség Fourierje...

q hullámszámú sűrűségoszcillációt keltünk a rendszerben.

$k_F$-től mérjük a hullámszámot.

$$n_{+\sigma}(q) = \sum_k c^+_{k_F+k,\sigma} c_{k_F+k+q,\sigma}$$

$$-k_c \le k \le k_c$$



$$[n(q), n(q')] = 0$$

$$[n_{+\sigma}(q), n_{+\sigma}(q')] = \sum_{k,k'} c^+_{k_F+k,\sigma}\, c_{k_F+k+q,\sigma}\, c^+_{k_F+k',\sigma}\, c_{k_F+k'+q',\sigma} -$$

$$- \sum_{k,k'} c^+_{k_F+k',\sigma}\, c_{k_F+k'+q',\sigma}\, c^+_{k_F+k,\sigma}\, c_{k_F+k+q,\sigma} =$$ antikommutálás

$$= \sum_k \left[ c^+_{k_F+k,\sigma}\, c_{k_F+k+q+q',\sigma} - c^+_{k_F+k-q'}\, c_{k_F+k+q} \right] \sim q$$

$k \leftrightarrow k+q$-val a 2 kiejti egymást? –
Nem! Vigyázni kell a $[-k_c, k_c]$ intervallumra...

---

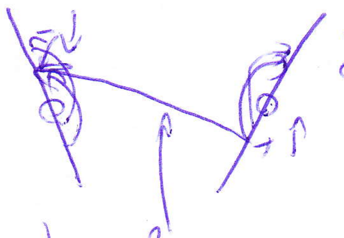
$$b_{q\sigma} := \sum_k \left(\frac{2\pi}{Lq}\right)^{1/2} c^+_{k_F+k,\sigma}\, c_{k_F+k+q,\sigma}$$ (átnormálás)

↳ bozonok! $[b_{q,\sigma}, b^+_{q',\sigma'}] = \delta_{qq'}\delta_{\sigma\sigma'}$

---

$$H_0 = \sum_q \hbar v_F q\, b^+_{q\sigma} b_{q\sigma} +$$ (szabad bozonok rendszere, ...)

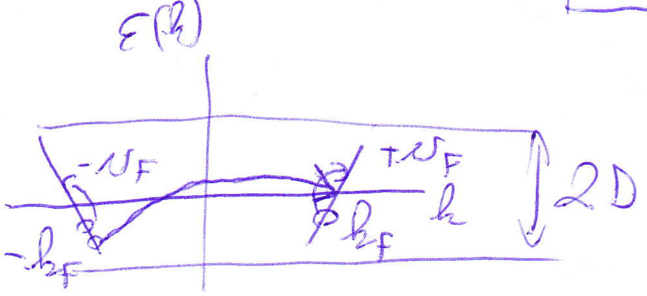
$$+ \sum_{\lambda\sigma} \frac{\pi \hbar v_F}{L} (\delta N_{\lambda\sigma})^2$$



$\delta N_{+\uparrow} = 1$
$\delta N_{-\uparrow} = 1$

$\lambda : \pm$ (jobb v. bal oldal?) ilyen gerj.-is lehet. 10/6

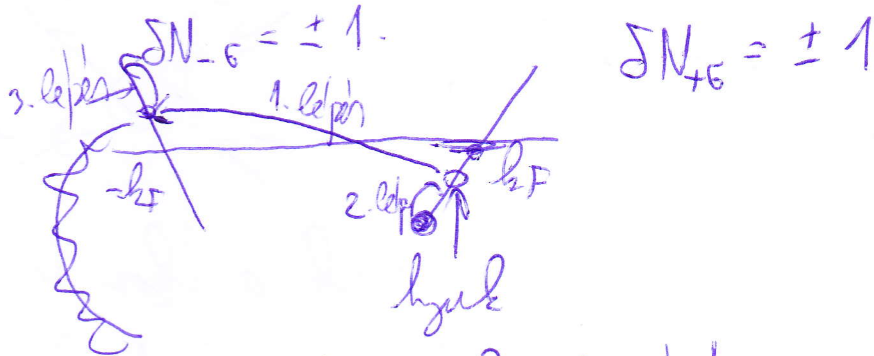
# 11. előadás




kis- és nagy impulzusátadással gerjeszthetünk.

$$\mathcal{H} = \sum_k \underbrace{\hbar v_F k}_{\text{lineáris disp. rel.}} \left( c^+_{k_F+k,\sigma} c_{k_F+k,\sigma} - c^+_{-k_F+k,\sigma} c_{-k_F+k,\sigma} \right)$$

Nagy imp. átadás:




→ pont a Fermi-energián tüntetek el részt.

→ aztán kis k-változású gerjesztéssel pótolom a nagyobb E-változást.

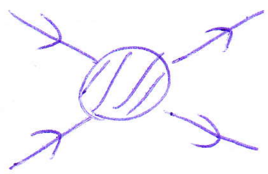
$$b^+_{q\sigma} = \sum_k \sqrt{\frac{2\pi}{Lq}}\, c^+_{k_F+k+q,\sigma}\, c_{k_F+k}$$

ezzel:

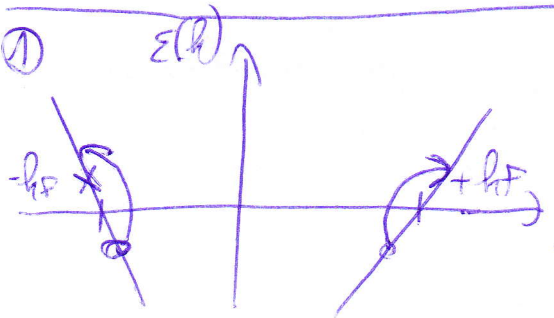
$$\mathcal{H} = \underbrace{\sum_q \hbar v_F |q|\, b^+_{q\sigma} b_{q\sigma}}_{\text{(részecske-lyuk pár gerjesztések (bozonok!))}} + \overbrace{\pi\hbar \frac{v_F}{L} \sum_{\lambda,\sigma} \left(\delta N_{\lambda\sigma}\right)^2}^{\text{Nem részecske-lyuk párok!}}$$

## Kölcsönható rendszer:

2 részecske-szórás.

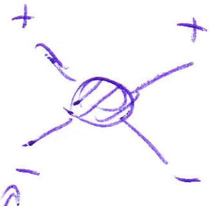


① 



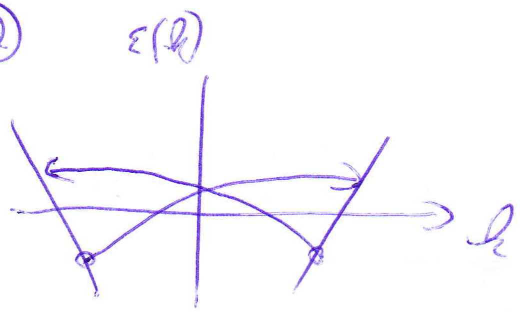
„előre szórás”

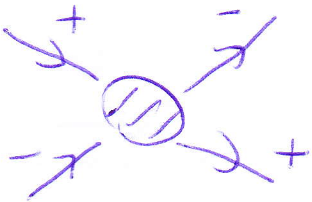
egy balra, és egy jobbra menő szórása:



„kiralitás”

② 

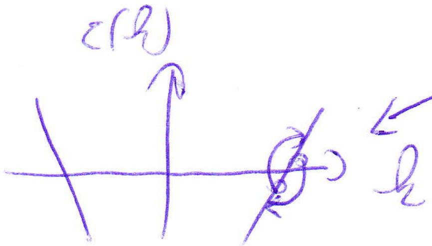




„visszaszórás”

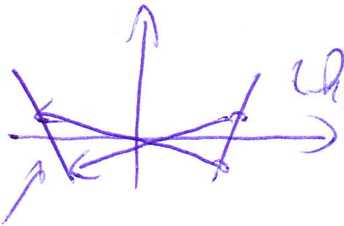
→ Alap QM szerint csak akkor tudom megkülönböztetni a 2 folyamatot, ha a 2 részecske spinje különböző.

③ 



ez is előreszórás.

④ Ha $4k_F = G$, akkor lehet:



$2k_F$ összimp.

$-2k_F$ összimp.

Első kör: csak előreszórás van.

→ $b^+_{q\sigma} b_{q\sigma}$ alakú tagok lesznek, csak a $v_F$ változik meg ennél:

→ $b^+_{q\sigma} b^+_{-q,\sigma}$ vagy $b_{q\sigma} b_{-q,\sigma}$ alakú van ennél: $\cancel{\sigma}$ $\sigma'$

$$\mathcal{H} = \sum_q \hbar v_F |q| \, b^+_{q\sigma} b_{q\sigma} + g \sum_q \left( b^+_{q\sigma} b^+_{-q\sigma} + b_{-q\sigma} b_{q\sigma} \right) +$$

$$+ \frac{\pi \hbar v_F}{L} \sum_{\lambda,\sigma} \left( \delta N_{\lambda\sigma} \right)^{2}$$

Unitér trafóval diagonalizálható...: $u_q b^+_{q\sigma} + v_q b_{q\sigma} =: \beta^+_{q\sigma}$

Segédváltozók:

$$b^+_{qc} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left( b^+_{q\uparrow} + b^+_{q\downarrow} \right) \quad \text{„charge"}$$

$$b^+_{qs} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left( b^+_{q\uparrow} - b^+_{q\downarrow} \right) \quad \text{„spin"}$$

Ezekkel:

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_c + \mathcal{H}_s$$

$$\mathcal{H}_c := \sum_q \hbar u_c q \, \beta^+_{qc} \beta_{qc} + \sim (\delta N_c)^2 + \underbrace{J_c}_{\text{áram}}^2$$

$$\mathcal{H}_s := \sum_q \hbar u_s q \, \beta^+_{qs} \beta_{qs} + \sim (\delta N_s)^2 + J_s^2$$

→ a kht ellenére ftlen töltés- illetve spin-bozonok gáza...

→ a bozonjelleg jól visszaadja a termodinamikai mennyiségeket...

Nehéz: $G, C^{\pm}$ k kifejezése $\beta$-kkal.

→ azt nehéz megmondani a bozonképben, hogy egy részecske hozzáadásakor mi történik.

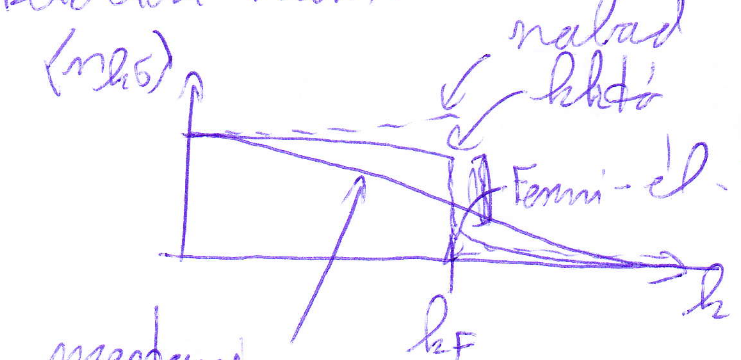
Valós térbeli terjedés:

$$(\underline{x}, t) \sim \frac{1}{(x-u_c t)^{\alpha_+}(x+u_c t)^{\alpha_-}(x-u_s t)^{\beta_+}(x+u_s t)^{\beta_+}}$$

korrelációs fv.-ek

nem univerzális kitevők (kritikus jelenség).

Betöltési szám:

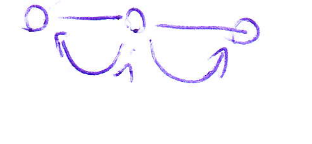



→ megmarad...

meztani rendszer: eltűnik a Fermi-él...

Hubbard-modellben: (1D)

$$H = \sum_i t_{ij}\left(c^+_{i\sigma} c_{i+1,\sigma} + c^+_{i\sigma} c_{i-1,\sigma}\right) +$$

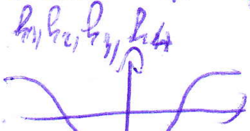



$$+ U \sum_i n_{i\uparrow} n_{i\downarrow}$$

Imp. rep: $$H = \sum \varepsilon_k c^+_{k\sigma} c_{k\sigma} + U \sum_{k_1,k_2,k_3,k_4} c^+_{k_1\uparrow} c^+_{k_2\uparrow} c_{k_3\downarrow} c_{k_4\downarrow}$$

$k_1 + k_2 = k_3 + k_4$.

$\varepsilon_k = 2t\cos(ka)$:



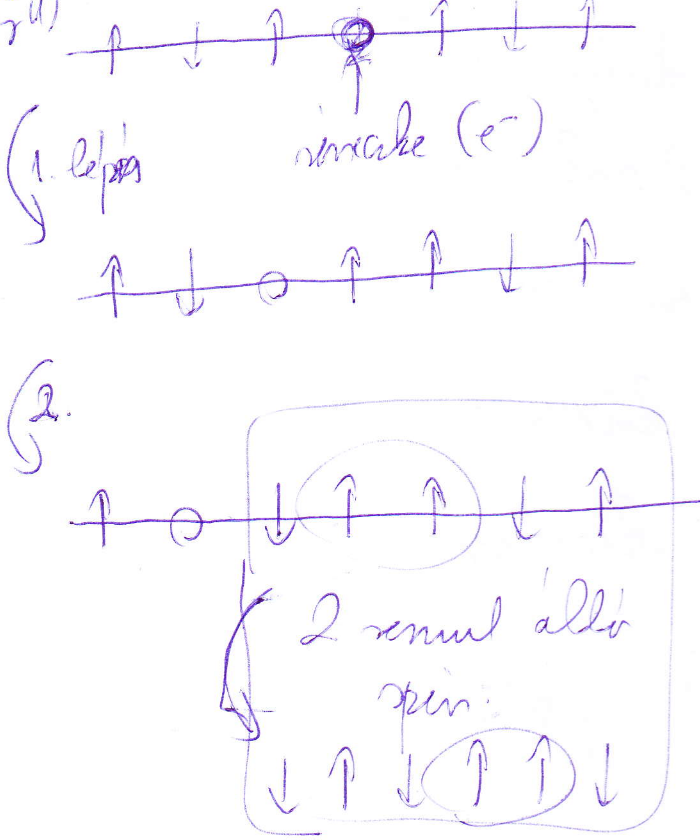
## Spinonok és holonok ... → nemkölthető részek;

ezek gázaként a m. leírható...

majdnem félig töltött m.:
(nagy U)

$U \gg t$ : Hubbard $\Leftrightarrow$ Heisenberg.

$J \sim \frac{t^2}{U}$ (effektív csat.)




t átfedési integrál karakterizálja a lyuk haladását... (?)

doménfal terjedés...

→ 1 $e^-$ hozzáadása 2 valami terjedését idézte elő.

lyuk + doménfal.

↳ a $\uparrow\downarrow \leftrightarrow \downarrow\uparrow$ folyamat $J = \frac{t^2}{U}$ csatolása ~~terjedését~~ határozza meg.

Holon: $u_c \sim t$; Spinon: $u_s \sim J$

---

Miért nem adnak járulékot a visszaszóró folyamatok?

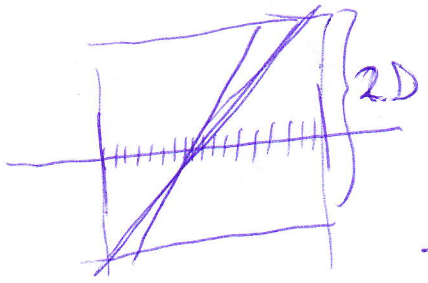
Renormálás: $H(\varepsilon_k; g_i)$

↳ csatolási állandók.

ebből egy paramétert tartok meg: D.

($\varepsilon_F$ nem érdekes)

$\mathcal{H}(v_F, D, g_i) \to$ fizika...




A sz. fokok számát a lehetőségek k-k száma adja meg.
→ túl sok van!

Leképezés: $\mathcal{H} \to \mathcal{H}'$, ebben kevesebb sz. fok legyen.

Az érdekes sz. fokok a $k_F$-közelében vannak.

↳ a távoli állapotokat kiszűrjük.

$\updownarrow 2D \longrightarrow \updownarrow 2D'$ ; $D' < D$.

\+ Megkövetelem egy fiz. mennyiség invarianciáját...
(pl. szabadenergia)

$$\mathcal{H}(\ldots D, \ldots) \longrightarrow \mathcal{H}'(v_F', D', g')$$

ezeket is meg kell ehhez változtatni...

$\bar{T}$: szórásmtx. $|i\rangle \longrightarrow |f\rangle$

követelmény: $T_{if}(\mathcal{H}) = T_{if}(\mathcal{H}')$

$$T_{if}(v_F, D, g_i) = T_{if}(v_F', D', g_i')$$

Ha $D \Rightarrow D'$, akkor $g_i \to g_i'$, a fenti egyenlet alapján.

Implicite feltettük, hogy a vége (vmös) is pont u. annyi g-vel írható le! → lehet, hogy jelentős szere-pet kapnak a 3-4 széneslse nézések!
(A Hubbardra nem jelennek meg...)

$D, U \Rightarrow D'$ és $D' < D$.

$U_{előre}$ $U_{visza}$
→ a visszanézési folyamatra $U_{vissza}$ → kisebb lesz
(csak ha $U > 0$!) $U_{előre}$ → nagyobb.

→ „visszanézési folyamat kitranszformálása".

Releváns csatolás ⟷ Irreleváns csatolás

↑
a n. fokok csökkentésé-vel nőnek

— II — csökkennek

Marginális csatolás: nem változik.

11/7