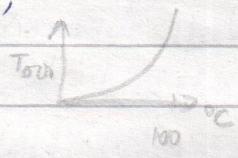


kryogenika

- $T = 0K = -273,15^{\circ}C$ (relativní rozdílení vesmír 2,7K)
- nejnižší teplota dosažená 1pK (krytalová mřížka metodou jaderné demagnetizace)
 - ↳ při nižších teplotách spole mřížka a e^- už neinteragují, jaderná demagnetizace chladí jádra \Rightarrow řízení $T_{mi} \neq T_e$
- historie: konzervace potravin, chlazení
 - : stroj na výrobu ledu
 - : Joule-Thompson: expanze plynu \rightarrow ochlazení (pauze ~~pod~~ pod inverzní teplotou)
 - : fázové přechody
 - : Dewarova nádoba = termoska
 - : tepelný výměník = radiátor, chladič (převod tepla bez mísení)
- kapalné plyny: 1883 (vzduch), 1898 (vodík), 1908 (helium)
- metody chlazení

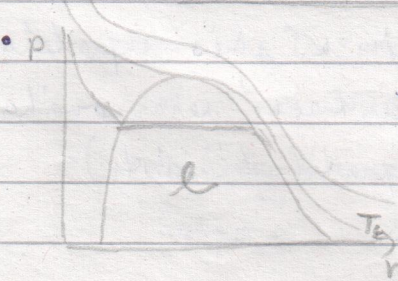
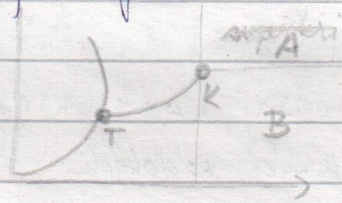
- lednice: kompresor, zahřátý plyn se rozpíná
 - ↳ latentní teplo (vypaření)
- izoentropické chlazení (konání práce)
- izoentaltické chlazení (Joule-Thompson)
- adiabatická demagnetizace e^- - jáder, e^-
- rozpouštěcí refrigerator
- adiabatická komprese
- laserové (= Dopplerovo) chlazení

• $T_v(\text{voda}) = f(\text{tlak nasycených par})$



• fázový diagram:

- A... nadkritická kapalina
- B... přehřátá pára
- K... kritický bod - nad ním nelze kapalinaovat
- T... trojný bod



T_c ... kritická izoterma - kapalinaovat lze pouze pod ní

• měření teploty: teploměry

- plynový, parní (měření tlaku nad kapalinou)
- elektrický odporový: kovový (Pt),uhlíkový, termistor, germaniový
 - ↳ Pt je inertní, má lineární závislost $R = a \cdot T$, velký rozsah
- elektrický s pn přechodem: dioda v propustném směru
- kapacitní (teplotní závislost permitivity)
- termoelektrik, imrnový teploměr

• měření hmotnosti: hmotníoměry

- plováček, optický, termoakustický, hydrostatický, odporový, supravodivý, kapacitní
- ↳ transport ^4He

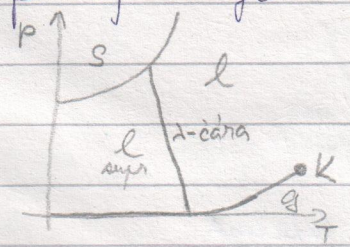
• teplotní izolace

- šíření tepla: vedení, proudění (konvekce), záření
- ~~superizolace~~ - ↑ ochravnost ~~z~~ záření (od oken)

• historie kryogeniky s He

- ^3He a ^4He jsou kvantové kapaliny - makroskopické kvantové vlastnosti
- byly objeveny na Glenci, až pak na žemí
- Heike Kamerlingh Onnes: zkapalnění ^4He
- ↳ zřetelná nízkoteplotní vodivost (supravodivost Hg) → neodiml si suprateklosti He

- fázový diagram:



neexistuje T... nulové kmity jsou příliš velké

- suprateklost = ztáta viskozity
 - ↳ vytékání kapaliny z nádoby přes okraj (s hladin asi 50 cm)
 - ↳ souvislost teploty a tlaku ve spojených nádobách
 - ↳ termomechanický fontánový jev (smíšením na směs suprateklostního a tekutého He se vytvoří koncentrační nerovnováha, která se vyrovná vytvářením suprateklostní části)

- kryopumpa = kryoúvěva
 - cerná plyn jeho kondenzací na studené povrchy
 - výhody: rychle, suché (x olejová úvěva)

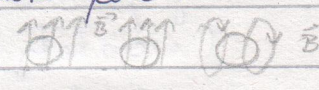
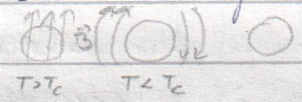
SUPRAVODIVOST - kvantově jazy viditelné v makrosvětě

- objev 1911: Heike Kamerlingh Onnes - kapalné He + supravodivost
 - představa: e⁻ plyn + mřížka, základní QM teorie
 - co se stane při T=0K? Dewar x Kelvin
 - při T=0K: základní kmitů mřížky - e⁻ se pohybují bez odporu
 - x • : excitovaný e⁻ plyn sedne na ionty - základní proud
 - Hg je za normálních podm. kapalná → lze učitit destilací (nečistoty způsobují rozptyl)
 - výsledek experimentu: nikoliv pozvolně, ale shokem pokles odpor na neměřitelnou hodnotu - ani Dewar, ani Kelvin
- mikroskopická teorie supravodivosti (Bardeen, Cooper, Schrieffer)
 - za daných podmínek: konstruktivní interakce e⁻ - fonon
 - Cooperův pár = boson
- tunelování Cooperových párů (Josephson, Giaever) [drosepon, gievvr]
- teorie BCS plyne vznik zakázaného pásu u E_F - vzniká v souvislosti kmitů mřížky (periodičnost hybnosti) x ZP v polovodiči je dán periodičností mřížky (délky) ((hybnost je délka v recipročním prostoru)) - ověření: experiment (Giaever)
- ověření existence Cooperových párů jejich společným tunelováním (Josephson)
- objev vysokoteplotní supravodivosti (Miller, Bednorz)
- teorie supravodivosti a superkřehlosti (Abrikosov, Ginzburg, Leggett)
- ³He je fermion x ⁴He je boson => chovají se jinak
- kritické teploty supravodivosti:
 - Hg (4,2K), Pb (6K), Nb (9K), sloučeniny Nb (~20K)
 - ↳ T kapalného H₂, Ne
 - BCS: $k_B T_c = 1,14 \hbar \omega_c e^{-\frac{1}{N(0)V}}$ N... hustota stavů W... interakce
 - ⇒ T_c < 35K ... z teorie BCS
 - perovskity (změna z polovodičových ml. na kovové: růst vs. pokles odporu s teplotou) → T_c ~ 100K 9BaCuO
 - ↳ T kapalného N₂

(→ T_c roste s tlakem: prirodne $LaSrCuO \rightarrow YBaCuO$: větší atomy ~~ve~~ ⇒ větší tlak)

- vysvětlení vysokoteplotní ~~supravodivosti~~ ^{může} ~~supravodivosti~~ ^{konstruk} ~~konstruk~~ ^{ktivní} interakce e^- pár + porucha mg pole, ... (nejen fonon)

Meissnerův - Ochsenfeldův jev

- supravodič je ideální diamagnetikum: vznik proudů kompenzujících vnější ~~mg~~ mg pole
- v normálním materiálu pole proniká a klme se v povrchu, v supravodiči teče ~~po~~ tenký δ povrchový δ vrstvičkový proud, ale bez tření ⇒ dokonalé diamagnetikum
- ~~ve~~ mg pole → snížení teploty pod T_c → vyprázdnění pole:
 - : ideální vodič → permanentní magnet 
 - : supravodič → nic 

• mg tok v pastenci je v ideálním vodiči libovolný v supravodiči kvantovaný

- účty: detektory mikrovláknového záření

- : astrochemie (zhaumání složení vesmíru)
- : normál napětí (přesně ~~a~~ napětí pomocí přesné frekvence)
- : generace záření T-ray ($\sim THz$) - velmi ionizující → letiště
- : SQUID - detektor mg pole: neuromagnetismus (proudy v mozku)

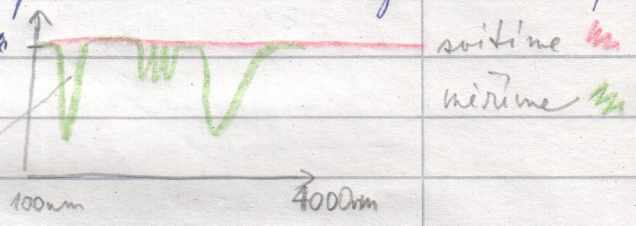
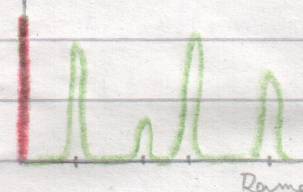
KRYOGENIKA

Co je teplota?

- definice K: 273,15 část třetího bodu vody
 - ↳ problém: jak to měřit? - potřebujeme nějakou lineární odezvu
 - ↳ stavová rovnice ideálního plynu, v. d. Waalsona rovnice
 - ↳ Carnotův cyklus
 - ↳ závislost $E_f(T)$ - dobře měřitelná z obsazenosti hladin

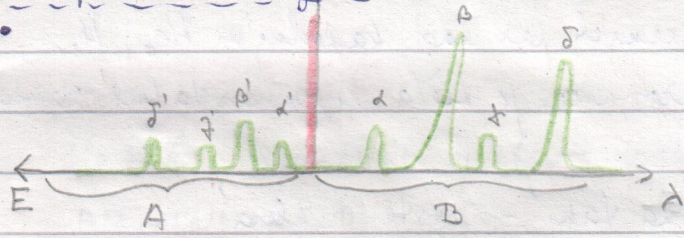
Ramanovská vs. IČ spektroskopie

- svítivé kvasná IČ (laser)
- IČ absorpce: svítivé celým IČ (lampy)
- ↳ rozptyl IČ - neprůhledný rozptyl
- rozdíla



informace o typu vazeb, vibrace

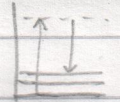
informace o typu vazeb



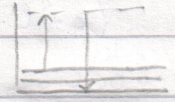
A... světlo odebírá energii vazeb
 B... světlo dodává energii vazeb
 A... Stokes B... anti-Stokes
 ↳ porovnávání intenzit $\frac{I_B}{I_A}$

e⁻ je excitováno na virtuální hladinu → deexcituje:

- na původní základní hladinu - průhledný rozptyl
- na některou vyšší hladinu - neprůhledný rozptyl



ztráta energie



dodání energie

⇒ poměr udává poměry zastoupení obsazenosti hladin = f(T)

$$P(E) dE = \rho(E) e^{-\frac{E}{kT}} dE$$

ρ ... hustota stavů

P... pravděpodobnost e⁻ v daném intervalu

statorací faktor

P(E) měříme, E víme, T chceme ⇒ MĚŘENÍ TEPLoty

pozor na fázové přechody: změna stavu = změna Raman. spektra

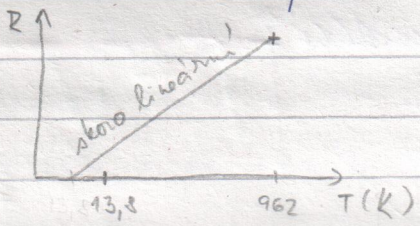
- řešení AČT: $\lambda_{max} \approx \frac{1}{T}$ Wienův posunovací zákon
 ↳ změřím spektrum, znám teplotu
 $E \propto T^4$

↳ problém: nízké teploty $\sim \uparrow \lambda_{max}$, na což nejsou detektory
 ⇒ Raman je lepší na porovnání teplot, ale ne pro absolutní stanovení T: jsou známé první definované hodnoty: asi 12 bodů (trojný bod vody, H_2 , N_2 , ..., táhni stříha, ...) → kalibrace

typy teploměrů

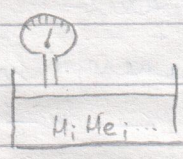
elektrický odporový

- měření odporu kovů - vhodná závislost na teplotě (RT)
- RE roste s teplotou → interakce e⁻ s kmitky mřížky



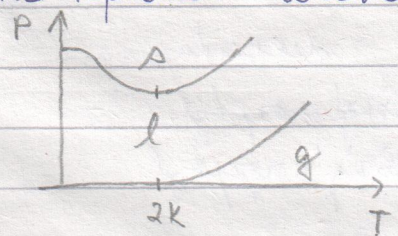
13,8 ... trojný bod H_2
 962 ... táhni Ag

plynný



- použíti: 3K - 13,8K
- měření tlaku nasyčených par nad kapalinou He , H_2 , ...
- neplatí stavová rovnice, je třeba experimentální závislost pomocí etalonů

3He -teploměr - anomální křivka táhni - roste i klesá

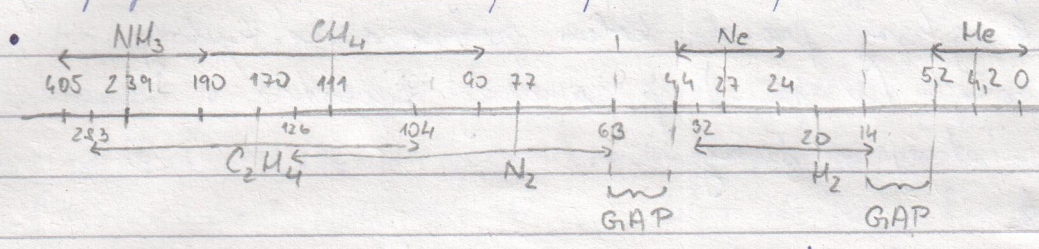


- neexistuje trojný bod
- použíti: $10^{-3} - 2K$
- měření tlaku v kapalině v systému (s-l) - na křivce táhni

elektrický s pn přechodem

- vodivost závisí na zaplnění e⁻ stavů → měření e⁻ konfiguračně
- (+) koncentraci příměsí regulujeme hloubkou donorových hladin a tím i funkčnost pro táhni (i nízké) teploty

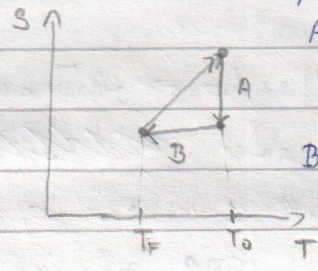
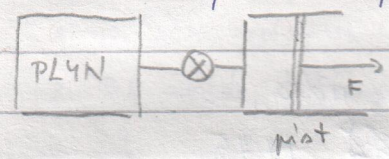
- kapalina přes trysku → rozpínání + vypařování v zadní části lednice
- ~~side~~ (plyn se otepluje - odebírá teplo) → do kompresoru
- ~~plyn~~ (voda se ochlazuje - předává teplo okolí)



je třeba vymyslet jiné metody chlazení na přechodní gázi

IZOENTROPICKÉ CHLAZENÍ

- izoentropická expanze - když se píše (sifonová bombička)



A... ~~izotermická~~ ^{izoentropická} komprese (velice pomalu)

B... izoentropická expanze na původní objem

$$T_F = T_0 \left(\frac{p_F}{p_0} \right)^{\gamma - \frac{c_p}{c_v}}$$

$\frac{c_p}{c_v} = 1,66$ (1 atomový); $1,4$ (2 atom.); $1,33$ (3 atom.)

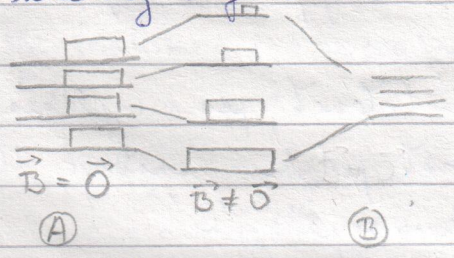
Pr. $T_0 = 293K$ $p_F = 0,1MPa$ $p_0 = 1MPa \rightarrow T_F = 156K$

$p_0 = 10MPa \rightarrow T_F = 78K$ (kapalný N₂)

- problém: zamrznutí písku, nečistota na čistotu, ...

ADIABATICKÁ DEMAGNETIZACE

- chlazení degenerováním magnetických momentů



(A)... náhodně orientované spiny - všechny chlazení stejně obsazeno

(B)... spiny preferují nejnižší možnou hladinu

→ po náhlém vypnutí pole hodně e- potřebuje dodat energii na původní hodnotu

- jako v izotermickém chlazení:

A... předání energie mřížce (chlazení lázeň) - izotermický rozpne pole (pomalu)

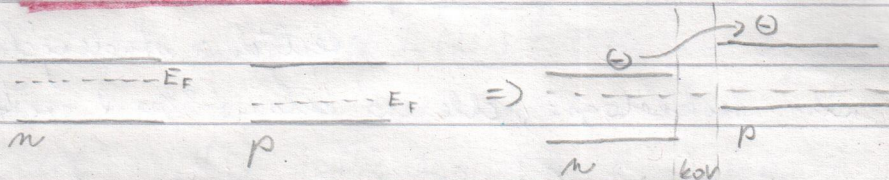
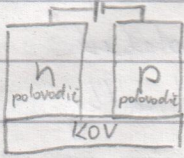
B... ~~se~~ snížení vnější energie (hodně e- na nižší hladině)

$$T_F \sim \frac{T_0}{100}$$

- použitelnost až do mK

• jaderná demagnetizace : až do pK

PELTIERŮV JEV



aby procházel proud, musí e⁻ v kovu získat trochu energie →
→ ochlazení kovu

• výhoda: bezpečné, nenáročné, žádné pohyblivé části, ...
ale: vysoké proudy I ≈ 5-10A, velké energetické nároky

• ΔT ≈ 60-80 K

• je nutné chlazení celého článku, protože se ohmicky ohřívá
(alespoň nitřně → chlazení na pokojovou teplotu)

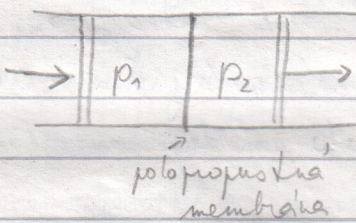
↳ dosáží tečně až -30°C

• možnost vytvoření peltierů na sebe

• napi. foťák, CCD kamery, lednice v autě, ...

IZOENTALPICKÉ CHLAZENÍ

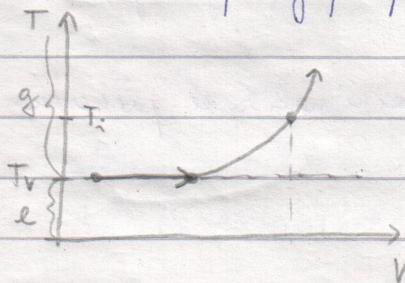
• Joule-Thompsonův jev



$$W = \int_{V_1}^{V_2} dU = U_2 - U_1 = -p_2 V_2 - (-p_1 V_1)$$

adiabatický děj $dU = TdS - pdV = 0 - pdV = -pdV$
 $U = U + pV = konst$

↳ toto nefunguje pro ideální plyn, jen pro reálný



Ti ... inverzní teplota

↳ pod ní se při průchodu membránou snižuje teplota (působí odpuzivé síly)

↳ nad ní je plyn čím dál ideálnější (působí spíše přitahovací síly)

• používá se pro přechodování gapů v metodách chlazení latentním teplem

RANGIERŮV JEV

• stlačený vzduch v trubici - do trubice je vstříknut vzduch pod tlakem: plyn v trubici rotuje: uprostřed má menší kinetickou



energií než u povrchu (stejná úhlová rychlost) → "separace teplejších a studenějších molekul"

- význam: technologie, chlazení kulometů za 2. světové války

SKLADOVÁNÍ KRYOKAPALIN

- připravit ~~se~~ přírodu, aby nevedla kryokapalina do tepelné rovnováhy s okolím → chceme minimalizovat přenos tepla
- přenos tepla:

a) tepelné záření

- ideální černé těleso: tok energie $Q = \sigma T^4$
- $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$... Stefan-Boltzmannova konstanta
- neideální: $Q = \epsilon \sigma T^4$ $\epsilon \in (0, 1)$
- tepelné záření: čím teplejší je těleso, tím víc emituje fotony
- přidávej fotony energie $\Delta Q = \sigma (T_1^4 - T_0^4)$... JĚT
- $\Delta Q = E \epsilon \sigma (T_1^4 - T_0^4)$... NĚT

$$E = \frac{\epsilon_0 \epsilon_1}{\epsilon_0 + \epsilon_1 (1 - \epsilon_0)}$$

- ⇒ chceme minimalizovat přenos: $\Delta Q \rightarrow \min \Rightarrow E \rightarrow \min \Rightarrow \epsilon_0$ a $\epsilon_1 \rightarrow \min$ (např. když jsou miserne emitory $\epsilon \approx 0,02$)
- když odrazí přicházející fotony a zároveň málo emitují

b) vedení

- problém kovů: jsou výborné vodiče tepla (hodně $e^- \rightarrow$ rychlý e^- transport)
- špatné vedení: izolanty, nehořou \Rightarrow ~~spatně~~ minimalizace přenosu

c) proudění plynu (záření)

- přenos tepla pohybem částic (molekul)
- řešení: vakuum
- spousta komírek, kde plyn nemůže moc cestovat (polystyren)

- termoska: dutá věc s podtlakem uvnitř, obě nádoby sblížené / pleš ve, pokovené

- problém u uchování studenějších věcí \rightarrow tepelním se uvnitř zvyšuje tlak a pokud by to bylo utěsněné, tak to buchně \Rightarrow nesmí se to utěsnovat (v termosce vzniká podtlak, což

není tak snadný

- nádoba = Dewarova - neutěsněná (polystyrenová nádoba na N_2)

↳ problém otevřených nádob: $T_f(N_2) < T_f(O_2) \Rightarrow$ kyslík ze vzduchu kondenzuje v kapalném $N_2 \rightarrow$ může to bouchnout

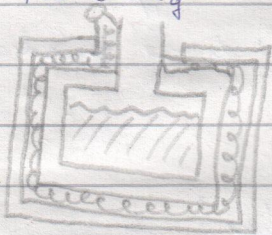
\Rightarrow řešení: ventily: $N_2(g)$ může ven ale $O_2(g)$ nemůže dovnitř

↳ na dno Dewarovy nádoby do vakua se dá vá' absorbe'r \rightarrow udržování vakua

- 1l (N_2) = 1l (mléka)

1l (4He) = 1l (tuhý alkohol)

1l (3He) = 1l (tuhý alkohol)



... $N_2(l)$

... $^4He(l)$

... vakuum

} 2 termosky v sobě

↳ problémy s $N_2(l) \rightarrow$ suché termosky s mnoha stupni izolace

- kryostat - ~~neutěsněná~~ udržení teploty

a, láznový

• ponoříme do $N_2(l)$ nebo $He(l)$ \rightarrow teplota jasně definována

b, přítokový

• proudění plynu - profukování

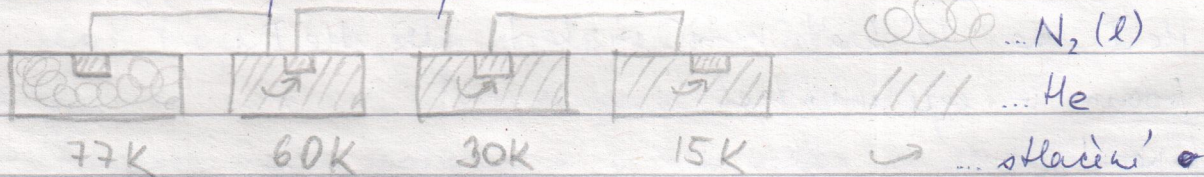
• ~~neutěsnění~~ vedením tepla - vzorek v kontaktu s kovem, který je v kontaktu s kryobakalíou

• teplota je potřeba měřit

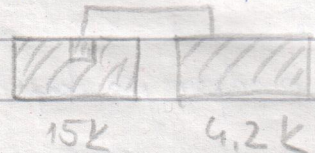
ZKAPALŇOVACĚ He

- ~~topání~~ ochlazení $He(g)$ na teplotu 4K ($N_2(l)$) - předchlazení

- 3x izoentropická expanze



- Joule-Thomsonův jev (izoenthalpická expanze)



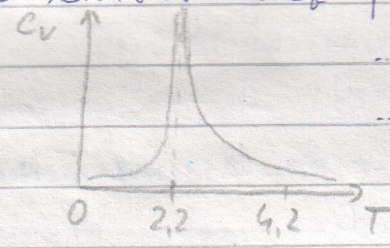
... jev založen na neideálnosti plynu, proto se používá až nakonec, kdy je vysohá teplota sytých par

Helium ⁴He

- ⁴He se liži spolu se zemním plynem
- historie: poprvé izolováno 1895
: poprvé zkapalněno 1908 Kamerling-Onnes
- dva stabilní izotopy ³He (1ppm), ⁴He (99,9999%)
T_v = 3,2 K T_v = 4,2 K

fermiony & bosony

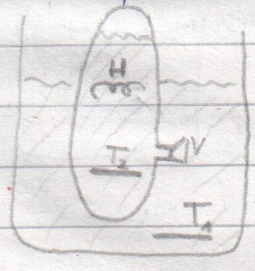
- Kamerling-Onnes se pak snažil najít trojný bod - chladil, snižoval tlak a nic → 1910 při T_v 2,2 na křivce vypařovací náhle přestala vařit (vypařovala se jen z povrchu): divné výsledky 1930 závislost $c_v = f(T)$



... λ-přechod
... kolem 2,2 špatně měřitelné
(podobná závislost jako magnetismus při T_{Curie} ... teplota přeuspořádání)

- ↳ větší energie se dodává na přeuspořádání → ↑ c_v
- ↳ přechod I. druhu - přeuspořádání částic v kapalině ????
- ↳ T > 2,2 K ... He I T < 2,2 K ... He II

1938 Kapica

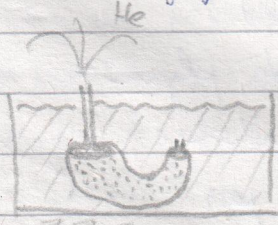


T_v > 2,2: He I... novitě roste při topení' tlak, ale přes zábrus nic neteče
T < 2,2: He II ... tlak novitě a oně se vyrovná
j - He proteče přes zábrus =
= supra tekutost

- M... topná spirála T₁, T₂ ... teploměry
- V... víčko se zábrusem // // // ... He

⇒ He II má 10⁶-krát menší viskozitu než He I
⇒ boom v experimentech:

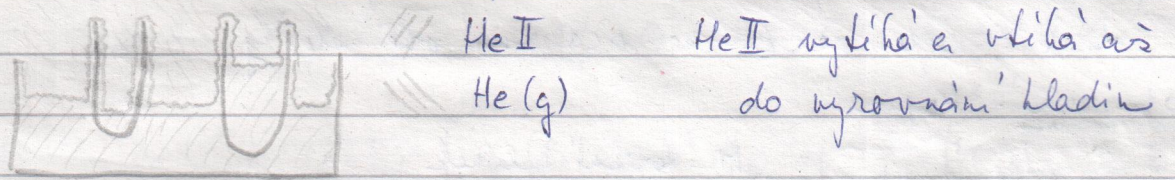
fontánový jev



// // // ... He II
... vaticka, zábrana pro výplň
... výplň - smrkový prášek → odpor pro kapalinu

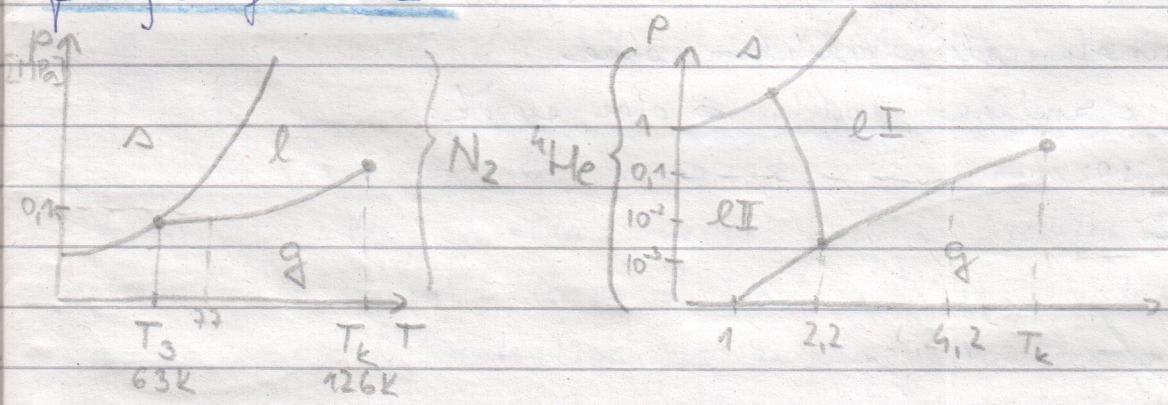
- upravená ~~teplota~~ vymezení varu při $T_0 = 2,2 \text{ K} \Rightarrow$
 \Rightarrow vymezení gradientu teploty (teplé prostě hned přetéká napovrch)
- fontánka: supratekutí He je nasáváno do světlejším ohřátého směrkloněho páštku (supratekutí He se brání gradientu teploty a snaží se smířkl ochladit) \rightarrow He získá kybnost, kterou používá na vytryskávání ven z trubičky supratekutý He film

- He II v nádobě pokrývá celý vnitřní povrch tenkým filmem (snaží se ochladit vše, snížit ∇T)



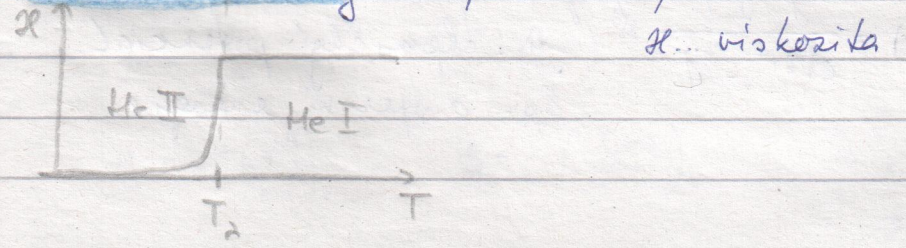
- problém: je třeba ochladit celou aparaturu
 He II má ~~potřebu~~ potřebu pojid vytkat ven (em vyšší odpovídají tlauivce vstřez cca 30cm)
 \hookrightarrow řešení: Cs je po He II neškodný materiál ostří hrana film přerušit

- Dů: podívat se na youtube, najít pěkný videa a poslat je našim fázový diagram ^4He

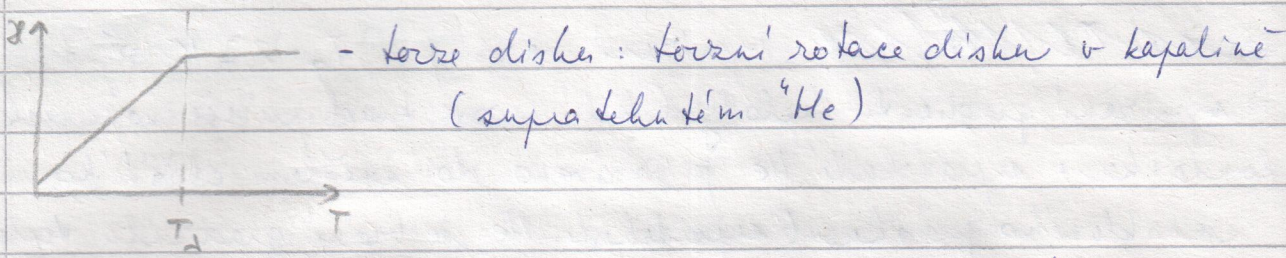


- \hookrightarrow nemá trojný bod \rightarrow je kapalné až do 0K
- \hookrightarrow ^4He má $2e^-$ v 1s slupce
- \hookrightarrow ^4He se může vázat jen v. d. w. silami \rightarrow špatně tvoří krystaly

měření viskozity - kapicova kapitóra

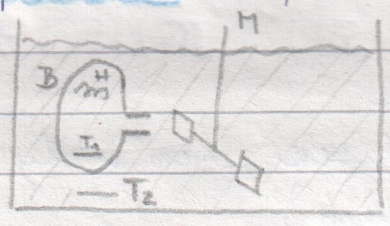


η ... viskozita



- ⇒ mikroskopické měření: rychlý pohyb α (kapitára)
- makroskopické měření: pomalý pohyb α (~~disku~~)
- ↳ vysvětlení: He II má 2 složky: normální + supratekutá
 - kapitára: experimente se účastní ~~obě složky~~ pouze supratekutá složka (to jediné "vzáhání")
 - disk: experimente se účastní ~~obě složky~~

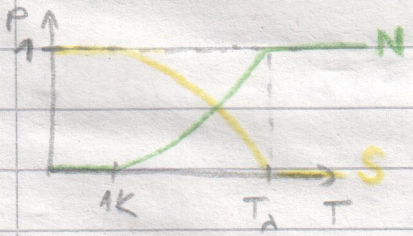
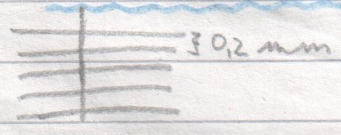
↳ potvrzení: Kapica



M... teorie mlynek
 M... topení B... vanha
 T_{1,2}... teploměry
 //// ... He II

topením sníží svůjím teplotu a venhooní supratekuté He se bude snažit dostat dovnitř, přičemž mlyněk obteče, nepohe a ním → se vnitřní vanha bude vytláčit He II, který obsahuje obě složky, supratekuté i normální (pod T₀ = 2,2 K) → jeho normální složka mlyněkem pohne

↳ snaha o změření podílů ~~a~~ obou složek:



- teorie: Bose - Einsteinův kondenzát
- vysvětlí λ -přechod a její teplotu
- ⁴He je ideální neinteragující plyn - pro kapalinu přiblížení
 - μ ... chemický potenciál
 - E_p ... disperzní energie

$$E_p = \frac{p^2}{2m} \quad n_{He}(E_p) = \frac{1}{e^{\frac{E_p - \mu}{kT}} - 1}$$

$N = \sum_p n_{\mu}(E_p) \Rightarrow$ lze vypočíst μ : pro $\downarrow T \rightarrow \uparrow \mu$, aby se zachovala normovaná podmínka
 + vime $\mu \leq 0$ (abychom nedostali zápornou pravděpodobnost $E_p = 0$ je možné pro bosony)

$N = \sum_p n_{\mu}(E_p) \Rightarrow \mu > 0 \Rightarrow \mu = 0$

\hookrightarrow řešení problému: kondenzát

$N = N_0 + \sum_p n_p(E_p)$ $N_0 \sim$ supračistá složka (= kondenzát)
 $\sum_p \dots \sim$ normální složka

\Rightarrow λ -přechod: $\mu = 0$ a $N_0 = 0 \Rightarrow T_c = T_\lambda = 2,2 K$

$N = \sum_p n_0(E_p) = \frac{1}{(2\pi\hbar)^3} \int_0^{+\infty} n_0(E_p) 4\pi p^2 dp = \frac{4\pi}{(2\pi\hbar)^3} \int_0^{+\infty} \frac{p^2}{e^{\frac{p^2}{2m\epsilon T}} - 1} dp =$
 $= \left| \begin{matrix} z = \frac{p^2}{2m\epsilon T} \\ dz = \frac{p}{m\epsilon T} dp \end{matrix} \right| = \frac{1}{\sqrt{2}\pi^2} \left(\frac{m\epsilon T}{\hbar^2} \right)^{3/2} \int_0^{+\infty} \frac{z^{1/2}}{e^z - 1} dz \Rightarrow$
 $\int_0^{+\infty} \frac{z^{1/2}}{e^z - 1} dz = \zeta\left(\frac{3}{2}\right) = \text{konst}$

$\Rightarrow T_c = \left(\frac{1}{\sqrt{2}\pi^2} \right)^{2/3} \frac{\hbar^2}{m\epsilon} \left(\frac{N}{\zeta\left(\frac{3}{2}\right)} \right)^{2/3} \Rightarrow T_\lambda = 3,5 K \sim 2,2 K$

\hookrightarrow docela dobrá shoda

$\frac{\rho_w}{\rho} = \frac{m N_w}{m N} = \left(\frac{T}{T_\lambda} \right)^{3/2}$ \rightarrow teoretická závislost $T^{3/2}$
 \rightarrow experimentální závislost T^3

\Rightarrow je třeba teorii trochu popravit

\Rightarrow teorie vysvětluje kvalitativně T_λ , ale ne kvantitativně

- dobře se měří měrné teplo na chlazení: jaký mají vztah?

grandkanonický potenciál pro neinteragující bosony

$\Omega = F - \mu N = -pV \Rightarrow p = -\frac{\partial \Omega}{\partial V} \rightarrow$ závislost $p = p(T)$

$\Omega = -k_B T \sum_p \ln(1 + n_0(E_p)) \quad \mu = 0$

$\Omega = -k_B T \frac{1}{(2\pi\hbar)^3} \int_0^{+\infty} \ln\left(1 + \frac{1}{e^{\frac{p^2}{2m\epsilon T}} - 1}\right) 4\pi p^2 dp \rightarrow$ substituce +

+ per partes ...

$\Rightarrow p = \frac{\sqrt{2}}{3\pi^2} \frac{m^{3/2}}{\hbar^3} \zeta\left(\frac{5}{2}\right) (kT)^{5/2} \Rightarrow p \sim T^{5/2} \Rightarrow \Omega \sim T^{5/2}$

$c_v = T \left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_V \quad S = - \left(\frac{\partial \Omega}{\partial T} \right)_V \Rightarrow c_v \sim T^{3/2}$ (teorie)
 $c_v \sim T^3$ (experiment) $T \rightarrow 0 K$

$$D_0 = \frac{-kT}{(2\pi h)^3} \int_0^\infty \ln\left(1 + \frac{1}{e^{\frac{p^2}{2m\epsilon T} - 1}}\right) p^2 4\pi dp = -k \int_0^\infty \ln\left(1 + \frac{1}{e^{\frac{z}{2} - 1}}\right) z^{3/2} dz =$$

$$z = \frac{p^2}{2m\epsilon T} \quad k = \frac{2\bar{u} (2m\epsilon T)^{3/2} (kT)^{5/2}}{(2\pi h)^3}$$

$$dz = \frac{p}{m\epsilon T} dp$$

$$= -k \int_0^\infty \ln\left(1 + \frac{1}{e^{\frac{z}{2} - 1}}\right) z^{3/2} dz =$$

$$g = z^{3/2} \quad f = \ln\left(1 + \frac{1}{e^{\frac{z}{2} - 1}}\right)$$

$$g' = \frac{3}{2} z^{1/2} \quad f' = \frac{1}{1 + \frac{1}{e^{\frac{z}{2} - 1}}} \cdot (e^{\frac{z}{2} - 1})^{-2} \cdot e^{-\frac{z}{2}} = \frac{1}{e^{\frac{z}{2} - 1}}$$

$$= -k \left[\frac{2}{3} z^{3/2} \ln\left(1 + \frac{1}{e^{\frac{z}{2} - 1}}\right) \right]_0^\infty + k \int_0^\infty \frac{2}{3} z^{3/2} \frac{1}{e^{\frac{z}{2} - 1}} dz =$$

~~$$\lim_{z \rightarrow 0} \left[\frac{2}{3} z^{3/2} \ln\left(1 + \frac{1}{e^{\frac{z}{2} - 1}}\right) \right] = \lim_{z \rightarrow 0} \frac{\ln\left(1 + \frac{1}{e^{\frac{z}{2} - 1}}\right)}{z^{-3/2}} = \frac{1}{e^{\frac{z}{2} - 1}} = \frac{1}{e^{-\frac{3}{2} z^{-5/2}}} = \frac{2}{3} \frac{z}{e^{\frac{z}{2} - 1}}$$~~

$$\lim_{z \rightarrow 0} \frac{\ln\left(1 + \frac{1}{e^{\frac{z}{2} - 1}}\right)}{z^{-3/2}} = \frac{1}{e^{\frac{z}{2} - 1}} = \frac{1}{e^{-\frac{3}{2} z^{-5/2}}} = \frac{2}{3} \frac{z}{e^{\frac{z}{2} - 1}}$$

$$\text{L'H} = \frac{2}{3} \frac{5}{2} \frac{z^{3/2}}{e^{\frac{z}{2}}} = 0$$

$$\lim_{z \rightarrow \infty} \left[\frac{z^{3/2}}{e^{\frac{z}{2}}} \right] \text{L'H} = \frac{3}{2} \frac{z^{1/2}}{e^{\frac{z}{2}}} \text{L'H} = \frac{3}{4} \frac{1}{z^2} = 0$$

$$D_0 = +k \cdot \int_0^\infty \frac{2}{3} z^{3/2} \frac{1}{e^{\frac{z}{2} - 1}} dz = k \frac{2}{3} \zeta\left(\frac{5}{2}\right)$$

$$D_0 = \frac{4\pi}{3} \frac{(2m\epsilon T)^{3/2} (kT)^{5/2}}{(2\pi h)^3} \zeta\left(\frac{5}{2}\right)$$

- měření Bose-Einsteinova kondenzátu:

nechá se ho volně rozpívat \rightarrow detekce: všechny atomy mají stejný stav (v ideálním případě naměříme δ -funkci)
(v ideálním plynu: rozdělení rychlosti dle Boltzmannovy statistiky)

Landauova dvoučásticová teorie

- atomy kondenzátu musí interagovat s nesuperlehkými složkami = problém Bose-Einsteina

- postulat: OK ... superlehký stav \rightarrow rozpovídání teploty = přídělná funkce \rightarrow ať se v jedné chvíli superlehkost zruší

\hookrightarrow fonony = kvazičástice = kolektivní kmity (fonony)

$$H = \underbrace{\sum_{\vec{p}} \frac{p^2}{2m} \hat{a}_{\vec{p}}^+ \hat{a}_{\vec{p}}}_{E_k} + \frac{1}{2} \sum u(\vec{p}_1, \vec{p}_2; \vec{p}'_1, \vec{p}'_2) \underbrace{\hat{a}_{\vec{p}'_2}^+ \hat{a}_{\vec{p}'_1}^+}_{\text{interakční člen}} \underbrace{\hat{a}_{\vec{p}_2} \hat{a}_{\vec{p}_1}}_{\substack{\text{anihilace} \\ \vec{p}_2 \vec{p}_1}} \underbrace{\hat{a}_{\vec{p}'_1} \hat{a}_{\vec{p}'_2}}_{\substack{\text{kvace} \\ \vec{p}'_1 \vec{p}'_2}}$$

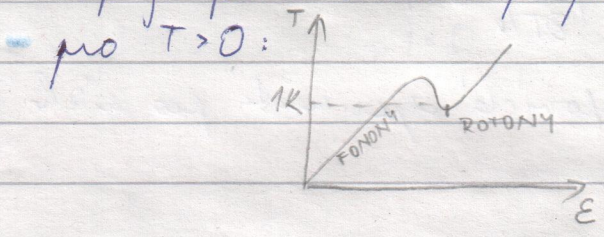
\hookrightarrow bez částic = před interakcí
s částicou = po interakci

$\vec{p}_1 + \vec{p}_2 = 0$ (\vec{p}_1 a \vec{p}_2 byly z kondenzátu) } zjednodušení
 $U(p_1, p_2, p_1, p_2) = konst$

$E_p = \sqrt{\left(\frac{p^2}{2m} + N U_0\right)^2 - (N U_0)^2}$ $N \dots$ počet částic
 $U_0 \dots$ původní interakce

\hookrightarrow nevlní částice $\Rightarrow E_p = p \sqrt{\frac{N U_0}{m}}$... přímo úměrnost
 \hookrightarrow konstanta $u_1 \dots$ rychlost zvuku

$\hookrightarrow E_p$ je přímo úměrné p pro volné oscilátory (fonony)



kvazicčástice se vytvoří pouze pokud je to energeticky výhodné
 ... jak to vidět, aby při protékání se vytvořily

$^4\text{He} \xrightarrow{v}$ kvazicčástice

$E_1 = E_0 + \frac{1}{2} M v_1^2$ úplně klasická $M \vec{v}_1 = M_0 \vec{v}_1 + \vec{P}$ 1... $^4\text{He}(l)$

$E_2 = E_0 + \frac{1}{2} M v_2^2 + E_2$ úplně kvantová kvazicčástice 2... kvazicčástice

$\Delta E = E_2 - E_1 = \frac{1}{2} M (v_2^2 - v_1^2) + E_2$ $\vec{v}_2 = \vec{v}_1 - \frac{\vec{p}}{M}$ $E_2 \dots$ kvazicčástice
 $= E_2 - \vec{v}_1 \vec{p}$

$\Delta E < 0 \dots E_1$ stabilní \Rightarrow nic se neděje \Rightarrow superfluidita nastává

$\Delta E = 0 \dots E_{p2} = \vec{v}_1 \vec{p}$ \Rightarrow kritická rychlost $v_c = \frac{E_2}{p}$ pro vznik fononů

\hookrightarrow kapalina v kapiláře generuje ~~fonony~~ fonony jen pro $v > u_1$ rychlosti nad rychlost zvuku u_1

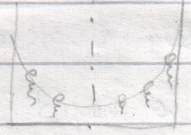
u_1 (fonon) $\approx 200 \text{ m/s}$ u_2 (roton) $\approx 60 \text{ m/s}$

experiment $\sim 58 \text{ cm/s}$... stokrát méně

\hookrightarrow vysvětlení: interakce mnoha částic (kvantové vlny, ...) \Rightarrow zpomalení vlnkové rychlosti (makroskopický kvantový jev)

rotace superfluidního ^4He v nádobě \rightarrow pro rychlosti nad u_1 vzniká vln (interakce mnoha částic $\sim 10 \text{ eV}$)

\hookrightarrow vlny mají pravidelné uspořádání



podpovrchová teplota přechodu $T = 2,1 \text{ K}$

dobrá aproximace do $1,5 \text{ K}$ - ještě není tolik kvazicčástic, nad tou teplotou už spolu interagují - špatně

$$\begin{aligned}
 \rho_0 &= -kT \int_0^{\infty} \ln \left(1 + \frac{1}{e^{\beta p} - 1} \right) dp = -\frac{kT}{2\pi^2 h^3} \int_0^{\infty} p^2 \ln \left(1 + \frac{1}{e^{\beta p} - 1} \right) dp = \\
 &= -\frac{(kT)^4}{2\pi^2 h^3 \mu^3} \int_0^{\infty} x^2 \ln \left(1 + \frac{1}{e^x - 1} \right) dx = \dots \text{per partes} \dots = \\
 &= \frac{(kT)^4}{2\pi^2 h^3 \mu^2} \int_0^{\infty} \frac{x^3}{e^x - 1} dx = \frac{\pi^2 (kT)^4}{150 h^3 \mu^2} \\
 &\quad \zeta(4) = \frac{\pi^4}{90}
 \end{aligned}$$

$$S = -\left(\frac{\partial \rho_0}{\partial T}\right)_V \sim T^3$$

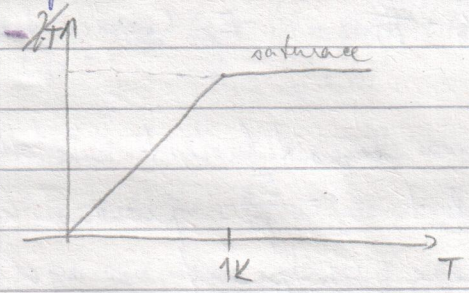
$$c_V = T \left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)_V \sim T^3$$

$$c_V = \frac{2}{15\pi^2} \frac{k^4}{(h\mu)^3} T^3$$

↳ odpoveda' experimentu pro uhlík

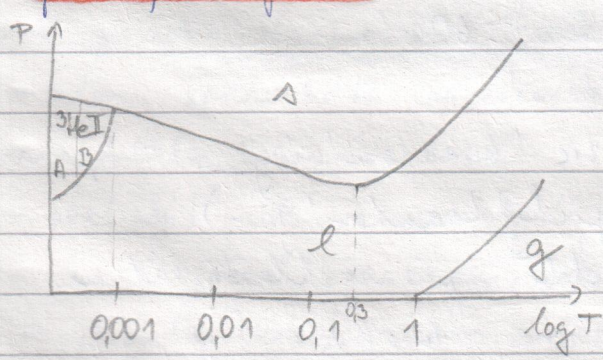
Helium ³He

- obsah ve směsi He: 1ppm → směs ale te'mě's ude'itelna'
- p'ipava: ${}^6_3\text{Li} + {}^1_0\text{n} \rightarrow {}^3_1\text{H} + {}^4_2\text{He}$
 ${}^3_1\text{H} \rightarrow {}^3_2\text{He} + {}^0_{-1}\beta^-$ ~~$T_{1/2} \sim 12 \text{ let}$~~
- fermion → Fermi-Diracova statistika



χ... susceptibilita
 ↳ velmi dobre ude'itelna' vlastnost

fázový diagram



anoma'lni' k'rivka tuhnutí (pro $\downarrow T$ klesá)
 ↳ pro snížení teploty roztává tlak
 snížení a poté opět zvýšení
 (= Pomerančová metoda chlazení)
 ↳ problem: zvýšení tlaku v první fázi

- snaha najít supatekton fázi: extrémně nízké teploty a euker vysoké tlaky (proto to trvalo dlouho ualzení)
- anomálie k'rivky tuhnutí byla předpokládána předem: s- \downarrow tlak při nižších teplotách má vyšší entropii než l- \downarrow tlak

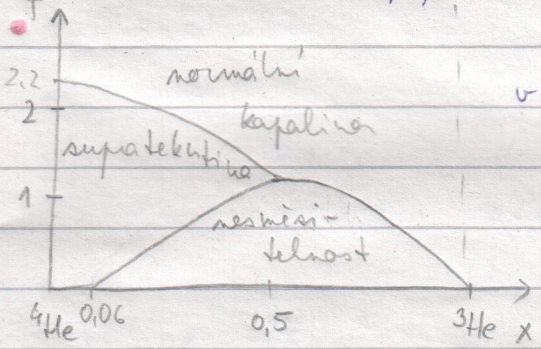
Landauova teorie: $n(E_p) = \frac{1}{e^{\frac{E_p - \mu}{kT}} + 1} \Rightarrow$

$\Rightarrow \rho = \frac{\epsilon^3}{3h^2} m \left(3\pi^2 \frac{N}{V} \right)^{2/3} T$... p[ri]ma' s[im]etra

- fermiony netvo[ri] kondenzat
- finter: supatekutost fermionu ma' souvislost se supravodivost[í]
- ^3He tvo[ri] pár \rightarrow "boson" (proto je tuha vysok[á] tlak)
- B ... spin $|s| = 1 = \frac{1}{2} - \frac{1}{2}$ nebo $\frac{1}{2} + \frac{1}{2}$ $\uparrow\uparrow$ $\downarrow\downarrow$ (energ. vyhodnej[í]
- A ... $|s| = 0 = \frac{1}{2} - \frac{1}{2}$ $\uparrow\downarrow$

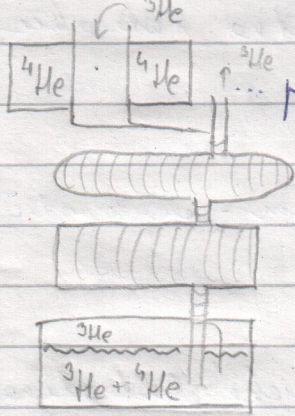
Sm[es] $^3\text{He} + ^4\text{He}$

^3He se x[ist]o obklopuj[í] ^4He - ch[et]ej[í] b[ý]t daleko od sebe



v oblasti nesm[es]itelnosti máme čist[é] ^3He + sm[es] o maximální možné koncentraci za dané teploty (^3He plave, sepa[ru]je se na hladin[ě])

rozpau[st]icí refrigerátor



... předchlazení na cca 1K
 ... výparník $\sim 0,5\text{K}$
 ... výměník $\sim 50\text{mK}$
 ... chlazení 1, mK ... tenze par $^3\text{He} \gg ^4\text{He}$

- \rightarrow se sm[es]í se odpa[ru]je ^3He \rightarrow rozpau[st]í se nové ^3He ve sm[es]i, na to se spot[řeb]ovává ~~v[ý]parník~~ rozpau[st]icí teplo
- \rightarrow výparník se ~~od~~ sm[es]í zahřívá (čím ho zahřejeme víc tím víc se ^3He vypa[ru]je \Rightarrow klesne teplota dol[í])

Supravodivost

- literatura:

- obsah:

- historie

- supravodive' latky jsou obvykle izolanty (- mohou na' interakce e⁻ a m⁺ v⁺stly)

supravodive' prvky: Nb, Pb, Ta, La, Mg

- Meissneriv - Ochsenfeldiv jev: idealni' diamagnetikum - supravodice' vylacuje ze sveho vnitku magneticke' pole

- kriticke' hodnoty: T_c, I_c, H_c

- rovnice Londonu: vysvetleni' supravodivosti z klasicke' elektrodynamiky (Maxwellovy + Ohmiv zakon + Newtonova rovnice)

- idealni' vodič + idealni' diamagnetikum

$$E = \rho \cdot j \Rightarrow E = 0 \quad \nabla \times E = -\frac{\partial B}{\partial t} = 0$$

$$M = -H \Rightarrow B = \mu_0 (M + H) = 0 \quad \chi = \frac{M}{H} = -1$$

- povrchovy' jev: ~~diamagnetikum~~ na povrchu supravodice' se indukuji proudy, které ruši pole uvnitř

$$\Delta A = -\nabla^2 A = -\nabla^2 \frac{\partial A}{\partial t} \dots \text{difuzni' rovnice, vlnov' rešení}$$

→ výpočet energie stěny mezi SV a N fázi

- parametry uspořádání: M, Φ
- spontánní narušení symetrie (krytal, fónon) → potenciál tvaru sombu'ra → zavedení efektivní vlnové funkce (parametry uspořádání)

↳ normální vodič má parabolický potenciál

- rozvoj E v okolí fázového přechodu dle T

$$E = \underbrace{\alpha |\Psi|^2 + \beta |\Psi|^4}_{E_L} + \underbrace{\frac{1}{2m^*} |(-i\hbar \nabla - e^* A) \Psi|^2 + \frac{(\nabla \times A)^2}{2\mu_0}}_{E_M} + E_0$$

→ variační počet dle Ψ a $A \Rightarrow$ 2 rovnice

Gibbsova energie (kustota) $g_s = g_n + \alpha(T) |\Psi|^2 + \beta(T) |\Psi|^4 + \dots$

$\alpha(T) < 0$ pro $T < T_c$ $\alpha(T_c) = 0$ } různé sombu'roviny
 $\beta(T) \approx \beta > 0$ } tvar potenciálu

$\alpha(T) = \left. \frac{d\alpha}{dT} \right|_{T_c} \cdot (T - T_c)$ Ψ - parametry uspořádání

1. GLR: $\alpha(T) \Psi + \beta |\Psi|^2 \Psi + \frac{1}{2m^*} (-i\hbar \nabla - e^* A)^2 \Psi = 0$

2. GLR: $\vec{j} = -\frac{ie^* \hbar}{2m^*} (\Psi^* \nabla \Psi - \nabla \Psi^* \Psi) - \frac{e^* \hbar^2}{m^*} A |\Psi|^2$

↳ 1. GLR: „nelineární ŠR“ - je tam navíc člen s $\beta \cdot (\Psi^3)$

2. GLR: člen hustoty proudu (závislost parametru uspořádání na gradientu pole) → (...) = ~~kyřavost~~ vlnový vektor

: člen ideálního diamagnetismu = směr toku proudu

↳ + ohrajové podm: proud neteče do izolantu

$(i\hbar \nabla - e^* A) \Psi|_n = 0$

: kov: $(-i\hbar \nabla - e^* A) \Psi|_n = \frac{i}{b}$

• $\alpha(T)$... kondenzační energie

$E(T) = \alpha(T) = \frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{2\pi}{\xi(T)} \right)^2$ (analogie $E_s = \frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{2\pi}{2\lambda} \right)^2$)

ξ ... koherenční délka, parametry uspořádání

↳ pro $T \rightarrow T_c \Rightarrow \xi \rightarrow +\infty$ $\lambda \rightarrow 0 + 0$ (otevřená křivka, žádná látka)

α ... klauzura vznikla

$\alpha = \frac{\hbar^2}{2m \xi^2} \neq f(T)$

• řešení 1. GLR $|\psi|^2 = -\frac{\kappa}{\beta} = f(T)$

* w e a $m \Rightarrow$ ne skutečnosti (za BCS) : $m^* = 2m$; $e^* = 2e$

2. GLR vedla na rovnici Londonu $\vec{j} = -\frac{e^{*2}}{m^*} |\psi|^2 \vec{A}$

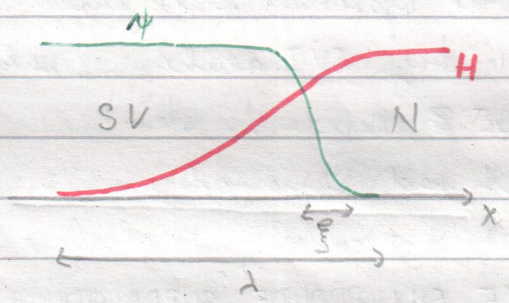
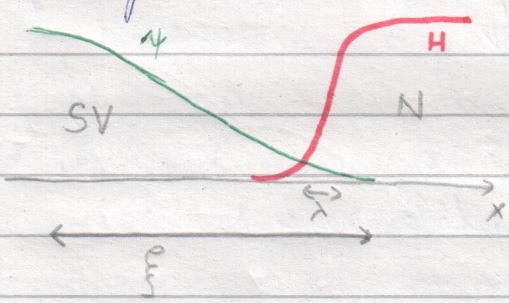
$$\Rightarrow \frac{1}{\lambda^2(T)} = \frac{\mu_0 e^{*2}}{m^*} |\psi(T)|^2$$

• měří platnosti GL teorie

- na okolí T_c
- umí lokální vztah \vec{A} a \vec{j} , ale \vec{A} se musí měnit pomalu vzhledem k ξ_0
- pro $\lambda_0 \gg \xi_0$ je podmínka splněna \Rightarrow existence Φ_0 soléžek kritických polí

• důsledky

• energie rozhraní



• SV I. druhu

• SV II. druhu

\hookrightarrow vznik rozhraní není výhodný

\hookrightarrow vznik rozhraní snižuje E

• Abrikosov: kvantování vřiv v SV II. druhu

\hookrightarrow kvantování mg. toku + fluxoid

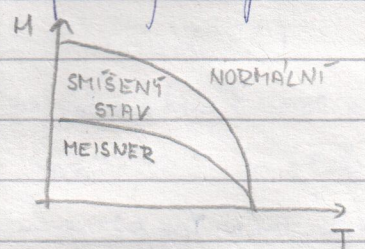
- díra, pustec - mg. tok nemí nabývat libovolné hodnoty
- požadujeme jednoznačnost vlnové funkce $\Rightarrow \oint \dots = 2\pi n$
- $\Phi = \frac{h}{2e} \cdot n = \Phi_0 \cdot n$ Φ_0 základní kvantum mg. toku $= 2 \text{ fWb}$
- vřiv jsou nabité e : kvantování vřiv \Rightarrow kvantování toku
- Φ vřiv \leftrightarrow antivřiv \sim částice + antičástice
- jak zničit vřiv, který vznikl na povrchu a dostal se dovnitř

- \rightarrow anihilace
- \rightarrow vyvedení opět ven
- \rightarrow zničení superodivosti

• SV II. druhu: smíšený stav = existují vřiv \Rightarrow superodivnost zaniká pomalu, jak se dovnitř pomalu dostávají vřiv

• vřny v prostoru vznikají exponenciálně - interakují vřny se snaží vzájemně rovnoměrně se rozdělit → „krytalická mřížka“ (ideální trojúhelníková)

• fázový diagram SV II.



↳ smíšený stav se u vysokoteplotních SV může dělit na vřnovou ~~kapalinu~~ kapalinu a pevnou látku

měření vřní:

• magnetooptika: světlo je lineárně polarizované, dopadá na vzorek (Faradayův jev = stáčení roviny polarizovaného světla v mg. poli) → měření úhlu stáčení

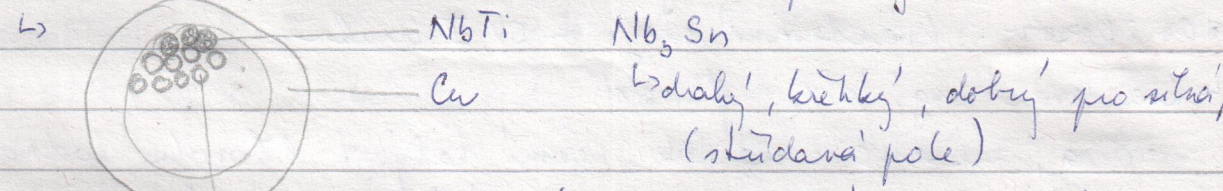
- GL teorie vysvětluje vznik superodivosti při vysokém poli než H_c pevné vrstvy SV I. druhu = „nukleace SV“

LEVITACE (Meissnerův stav)

• magnet nad superodivcem
↳ magnet := cokoliv co obsahuje vodu (jahoda, rajče)

APLIKACE SILNOPROUDÉ SUPRAVODIVOSTI

• drát → cívka → proud tvoří mg. pole → magnet (solenoid)
↳ vhodné superodivce II. druhu (vřnové proudy necestují)

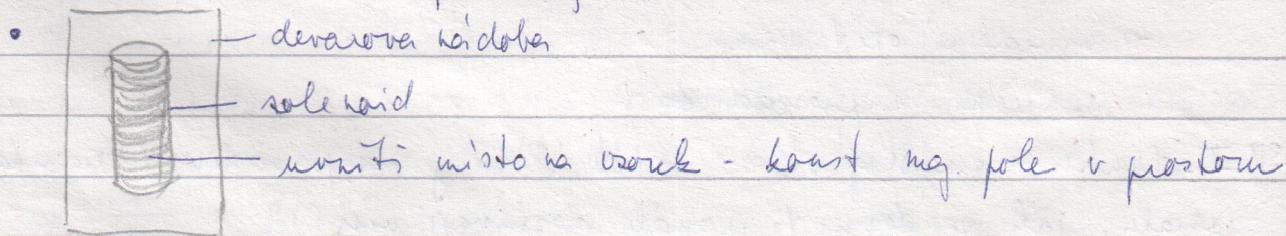


→ obsah dislokací, aby vřnové proudy necestovaly

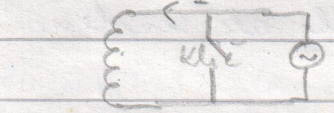
↳ je potřeba kompromis mezi velikostí proudu a mg. pole vnitřně

↳ VTS: Ag Bi 2212, Bi 2223 } 1. generace - ale vřny
↳ přísady v rovnoběžných spicích } trochu teče

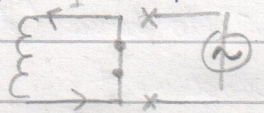
: YBCO - potažený páskový vodič } 2. generace
↳ potažený Cu



- NMR, e⁻ rezonance
- rahl'čovník SV magneta: nabít proudem: proudový zdroj má ∞ vnitřní odpor, chceme minimální napětí (nabíjení pomalu) - přes svorky supravodiče s drátem (proud ho zabije → přechod z N do SV stavu a zpět) = "KLÍČ"



nabíjení



persistentní stav

- quench magnetu: přechod SV do N stavu ⇒ C₀ odvádí teplo vzniklé z přechodu → návrat do SV (musí se vyprázdnit trocha He) → ~~ne~~ lavičkovitě zabít

↳ každý SV magnet jím na počítače podle ⇒ konzervace dat

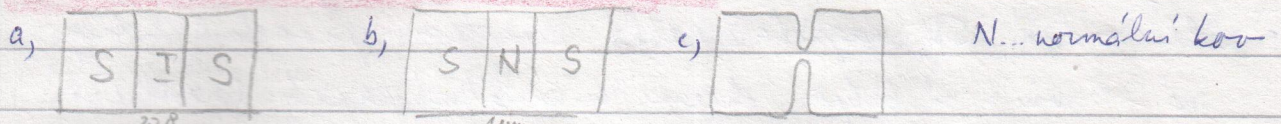
- ITER, LHC
- superconducting magnetic energy ~~storage~~ storage (SMES)
 - ↳ obří akumulátor (energie z alternativních zdrojů)
- ~~ex~~ omezení zkratového proudu
 - ↳ pomalí pohyb jsou problém → samooprava
- VTSV transformátor - bez disipace energie (↑ účinnost)
 - chlazení olejem (- špatně), N₂ (-dobře)
- Magnetické vlny

Slaboproudá Supravodivost

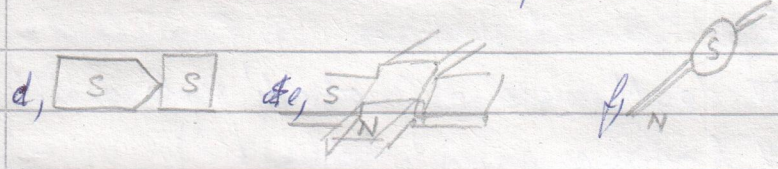
= JOSEPHSONOVY JEVY

- tunelování kvazicastic popo BS i experiment → co ale Cooperovy páry?
- Pippard: 2 nezávislé e⁻ → & kvadrat pravděpodobnosti jednoho
- Anderson, Josephson, Cooperovy páry tvoří korelované e⁻
- 2 e⁻ ve ~~stejném~~ stejném stavu se mohou lísit jen fází → při spojení se rozdíl musí vyrovnat → vzniká supravodivý proud závislý na Δφ

TYPY JOSEPHSONOVÝCH PŘECHODŮ

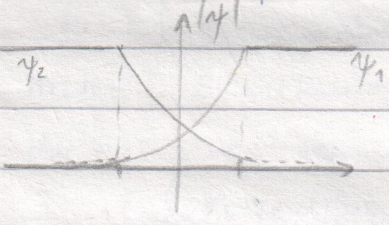


a) experimentálně: N b) s napájením tenkou vrstvou
 b) objasněna podle GL & teorie: složka proudů kolmá na rozhraní
 může být imaginární (nebo musí být nulová???)
 ve blízkosti: S + M → normální kov v blízkosti S je také
 supravodivý - CP difundují do kovu (do I taky ale mnohem
 méně) = inkorporovaná supravodivost



TEORIE SLABÉ VÁZBY (Josephson)

- Cohen, Factor + Phillips spočítali proudy pro Giaeverova tunelovacího - Josephson stejně spočítal tunelování na rozhraní
- Tunelování přes slabou vazbu



... přechytlí ψ_1 a ψ_2 umožní je sečíst
 proudy (čím víc, tím víc)
 - tunelují proud supravodivý keči při nulové
 napěti

(Feynman)

I. $i\hbar \psi_L = \mu_L \psi_L + k \psi_R$ } vázané módy } $\cdot \psi_L^*$
 II. $i\hbar \psi_R = \mu_R \psi_R + k \psi_L$ } $\cdot \psi_R^*$
 přechytlí vln. fce: $\psi_L^* \psi_R = \rho_c e^{i\Phi}$

ρ_c ... kritická hustota fcezi $\Phi = \varphi_0 - \varphi_L$
 operátor hustoty proudů: $\hat{j} = \frac{i\hbar}{2m v_F^2} (\psi^* \frac{\partial \psi}{\partial t} - (\frac{\partial \psi^*}{\partial t}) \psi)$

* I. - II. $(\rho_L - \rho_R) m v_F^2 = k \rho_c \sin \Phi = \hbar v_F \rho_c \sin \Phi = \hbar \nabla j_c \sin \Phi$
 rozdíl hustot energií při úvratě proud $j_0 = j_c \sin \Phi$
 pro podmínku, že S_L i S_R jsou ve stejném stavu:
 $\mu_L \psi_L \psi_L^* = \mu_L \rho_L = \mu_R \psi_R \psi_R^* = \mu_R \rho_R$ μ ... elektrický potenciál

I. + II. + podm: púložné napätí $\Rightarrow \mu_1 = \mu + eV$ $\mu_2 = \mu - eV$ $\Delta \phi = 2eV$

$\hbar \frac{\partial \phi}{\partial t} = \hbar \left(\frac{\partial \phi_1}{\partial t} - \frac{\partial \phi_2}{\partial t} \right) = \mu_1 - \mu_2 = 2eV$
limitaet napätí

Josephsonov štúdang' jev

$\Rightarrow \frac{I}{V} = \frac{2e}{\hbar} = \text{konst.}$

• hluboko novit's SV: $V + \frac{\hbar}{2e} \frac{\partial \phi}{\partial t} = 0$

(Ferrel, Prange)

• 1D řetězec atomů s křivou vazbou (na každém atomu 1 CP)

$\psi = \sum_{\phi} e^{i n \phi} \psi_n$ vlastní' fee $E_{\phi} = E - 2M \cos \phi$ vlastní' energi'

• Hamiltonovy'ch rovnice (kanonická proměnných, ...)

$\frac{\partial h}{\partial t} = \frac{1}{\hbar} \frac{\partial E}{\partial \phi}$ $\hbar \frac{\partial \phi}{\partial t} = - \frac{\partial E}{\partial n} = - 2M \sin \phi = - 2eV$

$\Rightarrow I = \frac{2e}{\hbar} \frac{\partial E}{\partial \phi} = \frac{2e}{\hbar} 2M \sin \phi$ $\frac{\partial \phi}{\partial t} = \frac{2eV}{\hbar}$

$I_c = \frac{2e}{\hbar} 2M$... kritický' proud

kalibrační invariance

- výhoda potenciálu = důležitý' je jen jejich rozdíl

GLOBALNÍ TRANSFORMACE: změna ψ o fázi konstantní v prostoru (otokání)

LOKÁLNÍ TRANSFORMACE: fáze bude $\psi = f(\vec{r}) \rightarrow$ kalibruje potenciál \vec{A}

\vec{E}, \vec{B} jsou invariantní; \vec{j} a E se mění

$\vec{B} = \nabla \times \vec{A} = \nabla \times (\vec{A} + \nabla \phi(x))$ (protože rot grad $\phi(x) = 0$)

$\vec{E} = -\nabla U - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} = -\nabla U - \frac{\partial}{\partial t} (\vec{A} + \nabla \phi(x))$ (protože $\frac{\partial}{\partial t} \phi(x) = 0$)

\rightarrow kalibrační invariantní $\psi: -i\hbar \nabla \rightarrow -i\hbar \nabla - 2e\vec{A}$

$\hbar \nabla \psi - 2e\vec{A} \rightarrow \hbar \nabla \psi' - 2e\vec{A}'$ volba $\vec{A}' = \vec{A}$

\rightarrow integraci $\hbar \frac{\partial}{\partial t} \rightarrow \hbar \frac{\partial}{\partial t} - 2eU$ $\phi' = \phi + \frac{2e}{\hbar} \Phi = \phi + \frac{2\pi \Phi}{\Phi_0}$

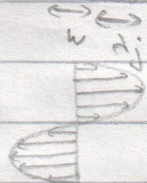
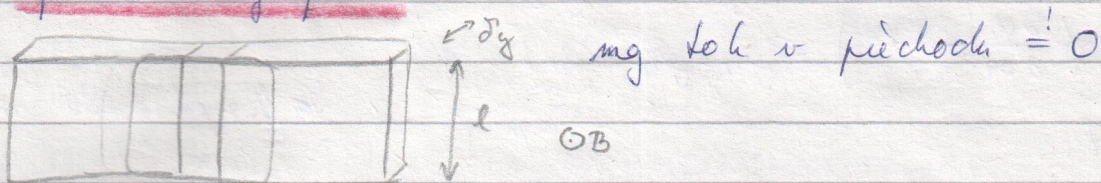
... závisí, jak do Josephsonových rovnice zavést mg pole

... kalibrační pole se eliminuje transformací síly pole

je dynamický proměnná interakce (analogie bristolova jevu)
(rodánlivé síly)

! púložení mg pole závisí, rotaci soustav souřadné' !

• přechod v mg poli



$$I = I_c \int_{-\frac{l}{2}}^{\frac{l}{2}} j_c \sin(\frac{\Phi}{\Phi_0} + \phi_0) dy$$

$$\phi = 2\pi \frac{\Phi}{\Phi_0} \quad \delta\phi = \frac{2\pi}{\Phi_0} \delta\Phi \quad \delta\Phi = B(w + 2\lambda_j) \delta y$$

$$I = I_c \cdot \frac{\sin \pi \frac{\Phi}{\Phi_0}}{\pi \frac{\Phi}{\Phi_0}} \sin \frac{\Phi}{\Phi_0}$$

maximální proud je pro mg tok v přechodu roven $w\Phi_0$.

- Josephson ~~to~~ nic z toho nemohl změřit (neměl stínění od svého elmg pole země)

• Mercereauův jev

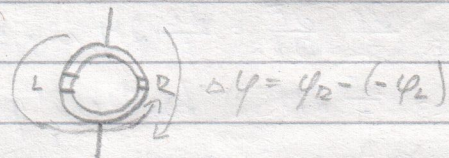
dva stejné přechody v prostenci

$$\phi_2 + \phi_p + 2\pi \frac{\Phi}{\Phi_0} = 2\pi n$$

↳ jednorozměrnost fáze

$$L I_c > \Phi_0 / 2 \quad I = I_c (\sin \phi_2 + \sin(\phi_2 + 2\pi \frac{\Phi}{\Phi_0}))$$

$$I = 2I_c \cos \frac{\pi \Phi}{\Phi_0} \sin \phi_2 \quad I_{max} = 2I_c \left| \cos \left(\pi \frac{\Phi}{\Phi_0} \right) \right|$$



↳ kvantový interferometr - interferenční obraz je závislý na mg toku → lze měřit \vec{B} $\delta B = \frac{\delta \Phi}{S}$
(citlivost roste s plochou prostence)

↳ dlekas platnosti Josephsonových rel

• $I_c = f(T)$: (Ambegaokar, Baratof) $I_c = G_N \frac{\pi \Delta(T)}{2e} \tanh \frac{\Delta(T)}{2kT}$

↳ rozumně teploty (jinač se SV rozlije)

• elektrodynamika $\Delta\phi$ v přechodu

Ampérův zákon: $\vec{\nabla} \times \vec{A} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$
 $\vec{\nabla} \times \left(\frac{1}{\mu_0} \vec{\nabla} \times \vec{A} \right) = \underbrace{\vec{j}_c \sin \phi}_{(1)} - \underbrace{\epsilon \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2}}_{(2)}$

~~.....~~

①... Josephsonův proud ②... posunový proud (kapacita přechodu)

↳ chceme v rovnici jen $\Delta\phi$

$$\frac{1}{\epsilon^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} = \frac{1}{\lambda_j^2} \sin \phi \quad \tilde{c} = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon}} \quad \dots \text{Sine-Gordonova rovnice}$$

↳ po $PS = 0$ obnoví sa $PS = \text{konst}$ (relativistická fyzika $PS = E_0$)

↳ riešenie ree: solitony - dislokácie (Frenkelovy)

vplyv v nelineárnom prostredí (vlnobití na pohybovú \rightarrow poskládajú sa na 1 veľkou vlnu s časomami miesto spúšťajú ~~matematicky~~)

soliton $\phi(x, t) = 4 \arctg \exp\left(\pm \frac{x - vt}{d_j \sqrt{1 - (v/c)^2}}\right)$

↳ častice - pohybujú sa, soliton + antisoliton = dlhý sériem

↳ obecné riešenie s tlumením (máme i normálnu prúd)

$j = e j_c \sin \phi + \mathcal{J}(V) \cdot V$ $V = \frac{h}{2e} \frac{\partial \phi}{\partial t}$

↳ $\mathcal{J} = f(V)$ ~~účinnosť~~ prúd s inými napätí

$d_j^2 \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} - \tau \frac{\partial \phi}{\partial t} - \frac{1}{\omega_j^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = \sin \phi$ ω_j - j. plazmová frekvencia

↳ člen tlumení - zapísoben odporom normálnych e-

a, statický prípad (časové derivácie = 0) + $\frac{d^2 \phi}{dx^2} = \sin \phi$

$\nabla^2 \phi = d^{-2} \phi \Rightarrow \phi(x) = \phi(0) \cdot e^{-\frac{x}{d_j}}$

... Meissnerov jav

b, plazmové oscilácie ($\Delta \phi = 0$)

$-\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = \omega_j^2 \sin \phi \Rightarrow \phi(x, t) = e^{i(kx - \omega t)}$

$\omega^2 = \omega_j^2 + c^2 k^2$

aby $k > 0$, $\omega > \omega_j$ (aby sa fotón sirit \downarrow pichodem), musí mať ω väčší než je ω plazmových km. \rightarrow energia E_j)

↳ prečítaní energie vzhľadom a $???$

• SV II. typu

dolný kritické pole $\vec{H}_{0cT} = 2 \vec{j}_c d_j$

↳ ve väčšom poli \downarrow vlny proniajú do pichodu; nemajú normálnu jadro $d_j = \sqrt{\frac{h}{2e \mu_0 j_c}}$

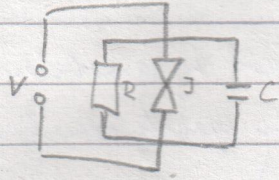
(Abrikosovovy vlny jsou menší, stejně jako \downarrow vlny jsou kvantované)

↳ v menším poli v Meissnerov jav

• parane tricha' indukčnost

$L_j = \frac{\partial \Phi}{\partial I} = \frac{\pi}{2e I_c \cos \phi} = \frac{\Phi_0}{2\pi I_c \cos \phi}$

• RCJS model (makroskopický)



$$I = \underbrace{I_c \sin \phi}_{\sim J} + \underbrace{GV}_{\sim R} + \underbrace{C \frac{\partial V}{\partial t}}_{\sim C}$$

$$I = I_c \sin \frac{\Phi}{\Phi_0} + G \frac{\Phi_0}{2\pi} \frac{\partial \phi}{\partial t} + C \frac{\Phi_0}{2\pi} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2}$$

↳ rovnice typu kyvadla:

$$T = \underbrace{mgl \sin \phi}_{(1)} + \underbrace{D \frac{\partial \phi}{\partial t}}_{(2)} + \underbrace{M \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2}}_{(3)}$$

① potenciální energie ② tlumení v závěse ③ moment setrvačnosti
 ~ kyvadlo se kmitá dole, pohyb vychýlka bude větší → přechodní dohoda, změna fáze o 2π = vytvoření solitonu

$$\frac{\Phi_0}{2\pi} \frac{I}{I_c} = \sin \phi + \tau \frac{\partial \phi}{\partial t} + \beta_c \omega_J^{-2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2}$$

a) kvazistatický případ $\phi = \arcsin \frac{I}{I_c}$

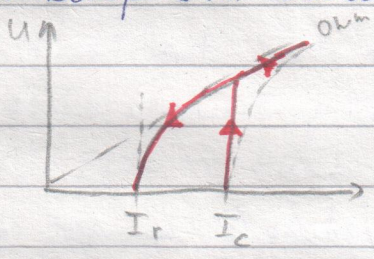
b) přetlumený přechod $\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = 0$

$$V(t) = \frac{\Phi_0}{4} \frac{\phi(t) - \phi(0)}{t} = \frac{\Phi_0}{4} \int_0^t \frac{\partial \phi}{\partial t'} dt'$$

$$= RI_c \frac{(\frac{I}{I_c})^2 - 1}{\frac{I}{I_c} - \sin(\sqrt{(\frac{I}{I_c})^2 - 1}) \frac{\pi}{4} + \arctan(\sqrt{(\frac{I}{I_c})^2 - 1})}$$

změna fáze o 2π → objeví se puls napětí
 → vidí projev přechodem zdola nahoru

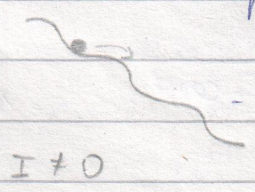
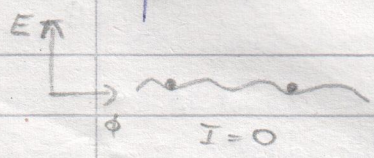
• voltampérová charakteristika



b) přetlumený přechod
 po přechodu I_c (přehápnutí kyvadla přes vrchol → roztvoření kuličky) →
 → napětí show rovnou na přímku,

při přechodu zpět kulička zůstává moment setrvačnosti (nejednoznačnost - hysterese → řešení = zatlumení)

• potenciál nakloněné valčky



- pro malou disipaci se pohybuje setrvačností i přes lokální maxima
 - pohyb ustane, když ztráty budou větší než E zůstane nakloněná

↳ tepelná energie => pravděpodobnost přechodu do vedlejšího minima

$V_{\pm} = V_0 \exp\left(-\frac{U \pm \frac{hI}{4e}}{kT}\right)$... přechence přes bariéry ... narušení symetrie tepelné energie

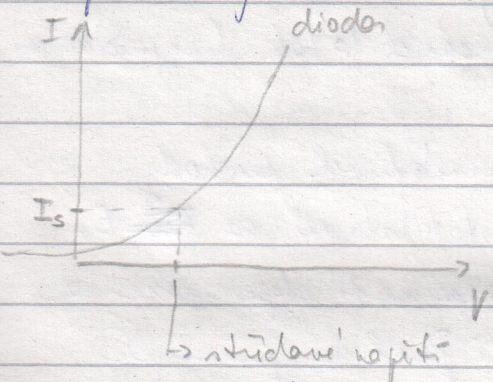
$v = 2V_0 e^{-\frac{U}{kT}} \sinh \frac{hI}{4e kT} \Rightarrow \langle V \rangle = I \frac{h}{e^2} \frac{hV_0}{4e kT}$

pro T=0K a měříme U(I)

- dobře zatlumeno: pro Ic položíme vřez, máme <U a <I ihned se dostáváme na ~~okraj~~ ohmická závislost

pro T > 0K -> tepelná energie, přechodí kvadrát -> disipace energie

• J přechod je nelineární (sin phi)



Is rozvineme do řady: Is = sum dI/dV ...

↳ získáme harmonické vlny

+ přidáme různé frekvence budícího napětí

-> směšování signálů (v lineárním jsoe omega1 a omega2 nezámělné a nic se neděje) ->

dostaneme harmonické omega1, omega2, omega1-omega2, omega1+omega2

-> může se stát omega2 - omega1 = 0 => stejnosměrný proud

omega1, m in N omega2 = m omega1 -> fáze se v čase nemění, proud se nemění

• při posouvání vnějším elmg polem -> shody na voltampérové charakteristice



h 2e V^0 = m h v

↳ ~~stejná~~ V^0 je pouze funkce V = V(v)

=> STANDARD NAPĚTÍ !

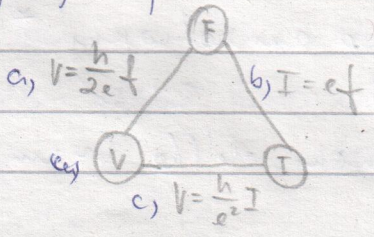
=> Josephsonův standard napětí -> mnoho JP vedle sebe tak,

aby byly stejnoměrně osídleny -> čip 25 x 11 mm (10^4 JP)

↳ synchronizace s optickými přechody Cs, Rb bez vnějšího pole =>

=> sekundární standard napětí

• metrologický trojúhelník



a, Josephsonův jev

b, jednoelektronový jev (jednoelektronová pumpa)

c, kvantový Hallův jev

• aplikace

- zdroje elmg ~~vazby~~ záření (závisle na napětí)
 - intrinzičné přechody ve VTS - teplotové záření - poměrně, ale ne ionizující (scanery na letištích)

VYSOKOTEPLOTNÍ SUPRAVODIVOST (VTS)

- objev 1986 K.A. Müller, J.K. Bednorz
- u oxidů přechodových kovů je velmi silná e-fononová interakce
- téměř všechny prvky v periodické tabulce jsou SV
 - ↳ kromě VIII.A, dobrých vodičů a magnetických látek (aspoň dává spinu stejně → CP rozní kapi)
- perovskity Sr_xTiO_3 , $LaTiO_3$ - strukturální feroel. přechody
 - malá hustota stavů na ~~Fermi~~ E_F
- Jahn-Tellerův jev - deformace mřížky → sejmání degenerace → kórní pohyblivost (= polaron) - ~~závisl~~ kvůli Paulimu principu (e nesmí být stejného stavu)
- 1985 Davern: $LaBaCuO$ má kovovou vodivost při $-100 \rightarrow 300^\circ C$
 - Bednorz: může být supravodivé? při jakém poměru? (poměr La:Ba ~~závisl~~ způsobí strukturální přechod)
- $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ - změna el., mg., strukturálních vlastností
 - low temperature orthorhombic → high temperature hexagonal insulator → metal
 - studium vstev Sr, La, x, Cu
 - problém s kráčením, špatné krystaly: dvojčatění, šroubové dis
 - CuO_2 vrstva: široková vodivost → anti fer. izolátor
 - (dopování → odcerpání e⁻ → uvolnění děr → děrná vodivost)
 - ↳ jen tato rovina je SV
- přechody I → SV a strukturální mají podobné vlastnosti, ale nesouvisí spolu
- SV materiály jsou nestechiometrické a anizotropní *
- $BiSrCaCuO$ - neobsahuje vzácné Y
- * v rovinách CuO_2 je velká koherenční délka (~nm), kolmo

CuO_2 rovina

na ni je mala' (10^{-1} nm) - kolmo je s SV tzv. josephsonovska'
 $\rightarrow \frac{A_{ab}}{G_{ab}} \sim 100$ (hodne) \rightarrow vysoha' horni' ~~koncentri~~ koerzivni' pole
 \rightarrow LHB, UHB ... ~~rodnu'~~ a horni' slabardiv' pa's \rightarrow vysvetli', proc' to

je 10⁹ ne
vodič, co' odpo-
vída' klas.
predstavě

\rightarrow slabardiv' kam' thonia'a + priesohony' mechanismus
pidooperany' SV \rightarrow normalni' kov
 \rightarrow pri vysoke' teplotě: exoticki metal (podozny' kov)
 $\rightarrow R \propto$ lineárne $f(T)$
 $\rightarrow T_c \propto$ kvadraticky $f(T)$

modulovaná krytalova' struktura

• supermreža $f \dots f \dots f$
 \rightarrow na difraktoqramu vznikaj' kolem' zakladnich' maxim 0 jeste' satelitni' maxima $\blacktriangle, \blacksquare, \bullet$

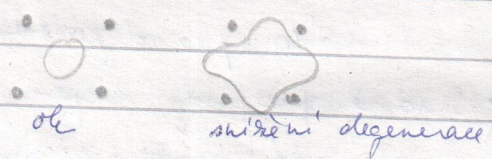
\rightarrow nejdeformovanejsi' jsou' melke' vrstvy Bi, malo' tvrde' Cu

- závislost modulace na T existuje, ale se SV nespojuji
 - lze popsat Besselovy'ni' fermi \rightarrow souvislost s josephsonem
- CDW, SDW - co' způsobyje.

\rightarrow mg. interakce, mreža, ... ?

• vlny nahojone' hustoty, spinove' hustoty
 \rightarrow duseledele' ^(k_x, k_y) vnořeni' Fermiho povrchu do BZ

FK se musi' vejít do mreže



\rightarrow CP musi' byt' pro SV de lokalizovane', ke vrazano' na strukturu

typu vodivosti? \rightarrow pomoci' Seebeckova' jevu \rightarrow dle'rova' vodivost ani izotropni'

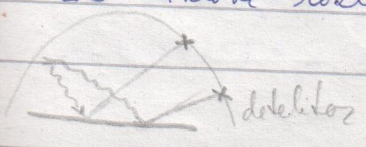
~~ve stavu~~ ve stavu I viece'ny' e' blokuj' pohyb ostatnich' = silne kerlovane' e' (Hubbardov model) \rightarrow souvisi' s CMR (velka' závislost $\propto R$ na mg. poli)

Mottov model: priesohony' - o u VTS nejsem e' volni', ale vrazane' na Cu \rightarrow mo'hou se pohybovat, pouze kdyz' 0 navíc odcerpa' niheli' e' a ten se začne priesohovat

mala' zmena chem slozeni' \Rightarrow velka' zmena elmg. vlastnosti

ARPES - ukloni' rozli' senci' fotonova' emisni' spektroskopie (fotoemise)

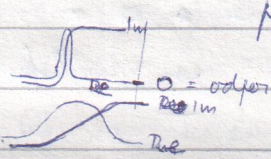
E vyzarenych' e' je anizotropni', existuje band gap



→ změny v hustotě stavů jsou pozorovány (vznik CP) při vyšších teplotách než vnitřní projev SV (uvolnění CP - kondenzace do koherentních stavů) - ale toto je i v materiálu se SV

- (=> pseudogap) -> asi nesouvisí se SV
- d-stavový super vodič - díky na rozhraní dvou krystalitů mohou mít $\frac{4}{2}$ kvantový mag. tok $\frac{h}{2}$ násobek kvanta x od klasického s-stavového
- izotopový jev -> nejednoznačné výsledky
- přechod norm -> SV

- $Re(Z)$ v \mathbb{Z} indukčnosti v přechodu náhle roste
- $Im(Z)$ v odpor



↳ v rovině lépe SV kolmo na rovinu křiže

- Peterlsova nestabilita - místo jednoduché period. struktury se řetězele uspořádá do superstruktury
- ↳ kudy cesta takhle vede

- co je to tepidlo?
 - \mathbb{Z} velkoenergetické fonony? vysoké hustoty stavů?
 - ↳ málo pravděpodobné
 - různé projev: superstruktura, pseudogap, ...
 - ale zdá se, že nic se SVTSV nesouvisí

MEZE MĚŘENÍ

- přesnost, citlivost (daná hustotou sítě), rozlišení (daná citlivostí a stíháním), ...
- squidový magnetometr - něco horší roste pro vysoké frekvence
- drift - vyloučen diferenciálním měřením nebo stíháním proudem
 - ↳ měření např. pomocí změny teploty
- šumové napětí: dané Brownovým pohybem, 1 stupeň volnosti $\sim \frac{1}{2} kT$
 - ↳ energie = výkon v jednotkové síťce pásmu -> lze měřit teplotu
 - = ŠUMOVÝ TEPLOMĚR

napětí $\frac{\langle V^2 \rangle}{R_{\Delta \omega}} = 4kT$ $\langle V^2 \rangle = 4TR_{\Delta \omega} = f(T, R)$

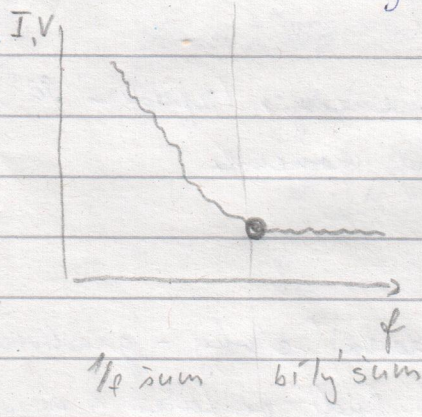
↳ ve squidu je odpor parametrem vstupní cívky, se nezměná

- šumový proud úměrný vodivosti

- zdroj šumu: fonony (BE rozdělení)

$$S_V^2 = 2 R h \nu \cdot \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \quad [V^2/Hz]$$

↳ nízké kmitočty (< THz) $\rightarrow h\nu \ll kT \rightarrow \langle V^2 \rangle = V_{RSM}^2 = 4 kTR \Delta \nu$



- koleno - může se posouvat po ose x (dle T)
- dobrá citlivost v oblasti bílého šumu
- obvykle velký šum v I \Leftrightarrow malý šum ve V
- a opačně \rightarrow některé přístroje měří V a jiné I

- šum indukčnosti a kapacity

↳ squid - kvantová tok ve smyčce \sim indukčnost } 1 stupeň volnosti
kondenzátor - kvantová náboj

$$\frac{\langle \Phi^2 \rangle}{2L} = \frac{1}{2} kT < \frac{\Phi_0^2}{2L} \quad (\text{jinak tok existencem rozbijí tepelné fluktuace})$$

$$\frac{Q^2}{2C} = \frac{1}{2} kT \quad Q^2 = CkT < e^2 \quad (\text{abychom pozorovali kvantové jevy} \rightarrow \text{řídíme diskrétní strukturu náboje})$$

fluktuace Φ, Q

↳ za těchto podmínek se měří napětí, proud mění Φ šokem (diskrétní)

- superovodivý transformátor má jen 1 stupeň napětí \rightarrow nesumí

- citlivost některých squidů s malými cívkami byla porovnávána s Heisenbergovou relací neurčitosti (aniž má energii)

AR SUSCEPTIBILITA (studovaná susceptibilita)

- kvantová teplota měření teplot pod 1K - dříve za Curie-Weissova zákona paramg. látky $\chi_p \sim \frac{1}{T}$

- dnes pro důkaz SV (diamagnetivity)

- jednoduchá, přímo měříme χ , stačí malá pole

$$B = \mu_0 (H + M) = \mu_0 H (1 + \chi) \quad \chi = \frac{M}{H} \dots \text{tenzor}$$

$B = f(t)$, napi. $\sin \omega t \rightarrow M = f(\sin \omega t)$
 \rightarrow je-li $M = f(t)$, lze ji rozvinout do F \ddot{O}
 nelineární komplexní štůdava $\chi_n = \chi_n' + i\chi_n''$
 $M(t) = M \sum_{n=1}^{\infty} \text{Re}(\chi_n e^{i2\pi n f t})$ $n=1$ základní susceptibilita

(lineární odezva)

$n=2, \dots$ vyšší harmonická susceptibilita (nelinéární odezva)

$\chi_n', \chi_n'' \dots$ fourierovské koeficienty

- \hookrightarrow imaginární (odporová) složka \Rightarrow disipace energie (zpoždění 90°)
- \hookrightarrow reálná (indukční) složka \Rightarrow disperze mg. momentu
- \hookrightarrow magnitudace ve fázi \rightarrow je úměrná χ_n'

- měření štůdave susceptibilit

- v primární cívice je buzeno pole, \hookrightarrow sekundární cívice = gradiometry
 $t_1 = 2$ stejné cívice opačně zapojené (jedna bude ve fázi a druhá v protifázi) \rightarrow ideálně nezáměrné síle, ozech symetrie namo

\Rightarrow diamagnetikum pole vytlaci \rightarrow fázeová číslíky zesilovací:

- jak je velká napětí na sekundárních cívicích
- ~~zda~~ jaká část je ve fázi a jaká v protifázi

- rozdíl od squidy:

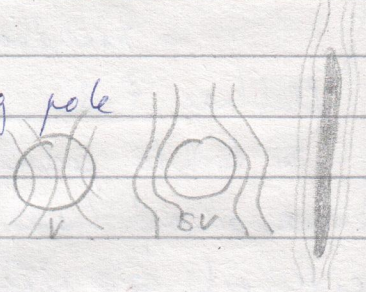
supravodivé cívice - detekují proud tvořený mg. vnitřním polem
 normální cívice - detekujeme napětí tvořené elektromotorickou silou

- kalibrace se standardním vzorkem

\hookrightarrow ideální nehomogenní ozech \rightarrow homogenní mg pole

\hookrightarrow kubická = problém, zaktívuje indukční část

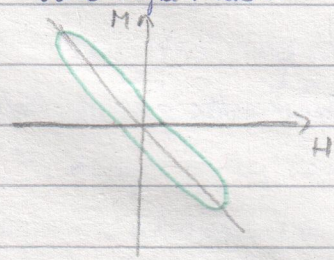
\Rightarrow korekce = demagnetizační faktor



- referenční vzorek = SV, má jen reálnou část

\rightarrow zřetřování

- diamagnetikum



se stůdávají harmonickými

- SV s vyšší $\chi \rightarrow$ tvar čochy
- štůdave pole ve vodiči \rightarrow elipsa položená vodorovně \bigcirc na ose x

• velmi vysoké frekvence ve vodiči - rušení pole vlivem štůdání
 \rightarrow elipsa

COSI

- ~~krantová interferenční~~ interferenci (jako u squida) lze pozorovat i na supratekutém He - jeho problém je, že není nabité, musí se to udělat jinak

- popis: Landauův dvojsložkový model: $\rho_{sa}, \rho_n \rightarrow \rho$ (hustota)

- London (Anderson) model: parametry uspořádání $\psi = \psi_0 e^{i\varphi}$ (počet částic)

↳ důležitá fáze $\varphi \Rightarrow$ Hamiltonovy rovnice N, φ

$$\hbar \frac{\partial \varphi}{\partial t} = - \frac{\partial E}{\partial N} \dots \text{definice element. potenciálu} = - \mu$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \frac{1}{\hbar} \frac{\partial E}{\partial \varphi}$$

Cooperův pár

stacionární stav: $\varphi = \text{konst}$, μ všude stejné

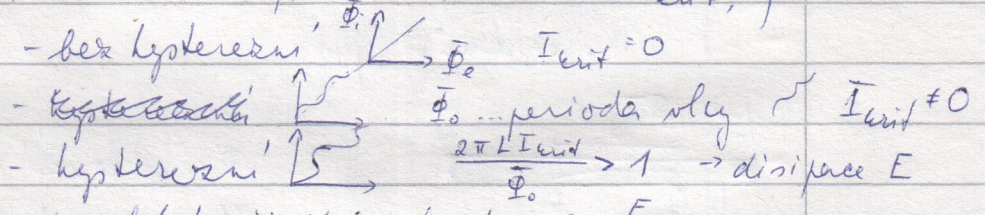
nestacionární stav: $\varphi = f(t) \rightarrow \left. \begin{aligned} \frac{\partial(\hbar \cdot \nabla \varphi)}{\partial t} &= \frac{\partial \mu}{\partial t} = \vec{F} \\ \hbar \frac{\partial N}{\partial t} &= \vec{J} \cdot \vec{u} \end{aligned} \right\} \text{2 reálné systémy}$

\rightarrow μ vše se uvažuje jako F , nebo se změni počet částic v supratekutém a normálním stavu \rightarrow používáme druhou cestu.

- $\mu = PV + mg h_0 + \frac{1}{2} m v_s^2$

$V = \frac{m}{\rho}$ hydrostat. potenciál vs. rychlost supratekuté složky

- experiment: supravodivý pístec se JP - indukce stínících proudů, měří se rozdíl potenciálů JP, ~~ne~~ na velikosti I_{crit} , jestli to závisí na ustálení - bez hysterese

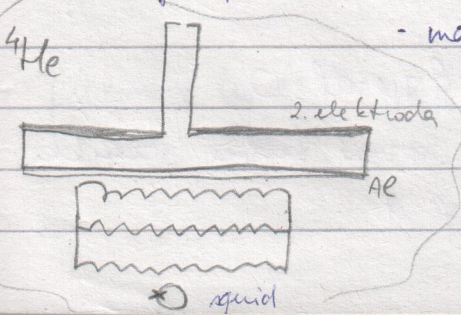


má-li rezonanční obvod velký Q činitel jakosti $Q = \frac{E}{E_{\pi}}$

E ... uložená energie E_{π} ... rozptylená energie

pohyb \Rightarrow pístec unáší kvantum E , na JP se propení napětí pulz $\rightarrow E$ se zachová v systému pístek + rez. obvod (když se v jednom ztrácí, v druhém se objeví)

↳ analogie pro ST (Aurel ... ?) - analogie studaného squida



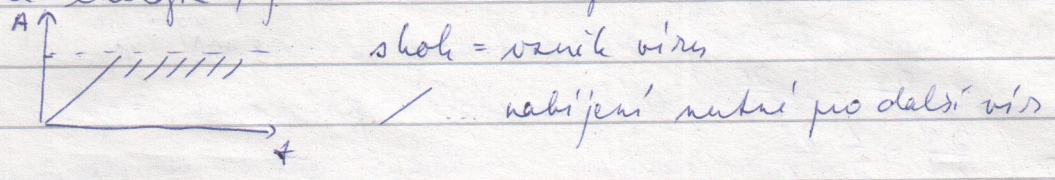
- materiál kapton (používá se při 4K) + nanovrstva Al
- squid měří vzájemnou indukci mezi deskami
- měří pohybné vrstvy kaptonu s Al
- použít: detekce gravitačních vln

- elast kondenzátor: kapton se pohybá vlivem tlaku (změna je a vlivem napětí mezi deshami

- Q = 14000, v Helium kolbriv rezonátor

- membrána kmitá na frekvenci cca 3 kHz

- ~~parazitní~~ vlivem oscilujícího pole bude tlakem varistat amplituda → I tolik dirhou pichoci I_c → vznikne v₁ ⇒ disipace energie, je odebrána ze systému 10⁻¹⁴ J



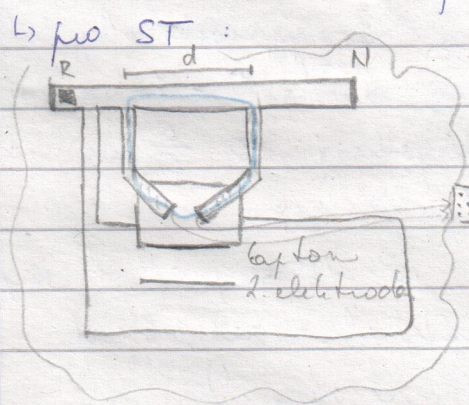
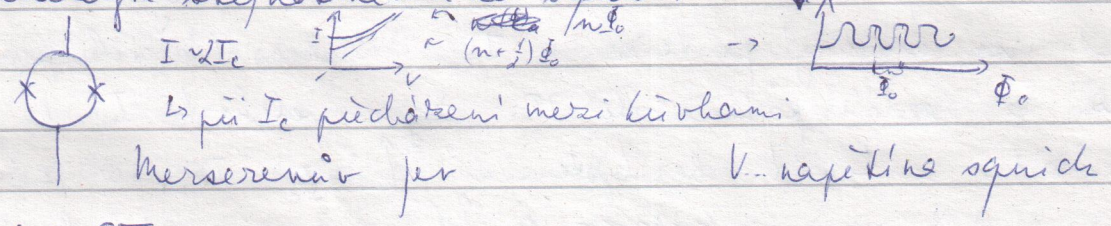
→ určit velikost proudění dirhou v₂ ~ 55 cm/s (dle teorie je to cca 60 cm/s)

- na desky Helium rez. přivádíme stídné pole → puzení deska kmitá → nasává a vypouští, ...

$$t \frac{\partial \phi}{\partial t} = -J_{\text{ci}} \quad \frac{\partial v_s}{\partial t} + \nabla \left(\frac{v}{m_{\text{He}}} + \frac{v_s^2}{2} \right) = 0$$

rydlem sagdeka'sita

- analogie stejnosměrného squids



R... odporové topení (Q)
N... hora - teče tam teplo
SiN sítho 100x100 díreli

* normální složka teče R → N, ST teče opač
+ platí i kontinuita v_sρ_s + v_nρ_n = 0
(→ donutím ST složka se pohybovat)

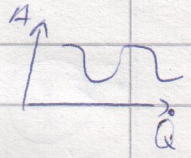
↳ při ložení napětí měníme proudění kaptonu 700 kHz

$$J_{\text{ci}} = t \frac{\partial \phi}{\partial t}$$

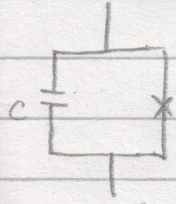
↳ chceme, aby došlo k rezonanci, takže $\oint \nabla \phi \cdot dl = 0$

je potřeba namířit symetrii = topení → v rovni tubce vznikne
 $\nabla \phi \rightarrow$ rozdíl fází na délce d je $\Phi = \nabla \phi \cdot d$

změnou tepelného výkonu $Q \rightarrow$ oscilace amplitudy kmitů
 \rightarrow výsledek $h \nabla \varphi = m_{eff} \cdot v_0$
 = SHeQUID



MAKROSKOPICKE KVANTOVE TUNELOVANÍ



kondenzátor... E_C , JP... E_J

$$E_C = \frac{1}{2} Q \frac{Q^c}{C} = \frac{1}{2} C V^2$$

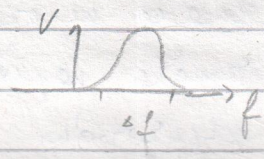
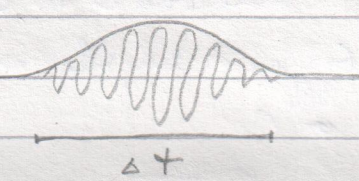
$$E_J = I_c \cdot \Phi_0 \cdot (1 - \cos \varphi)$$

lze pozorovat plazmone kmitů - přelévání E_C do E_J a opačně
 \rightarrow popis pomocí N nebo $\varphi \rightarrow$ nejsem určité

$$|\psi_N\rangle = \int_{-\pi}^{\pi} e^{iN\varphi} |\varphi\rangle d\varphi$$

fázě s počtem částic nějakou kys -

slonů balík



$$\Delta f \cdot \Delta t \geq 1$$

$$\Delta N \Delta \varphi \geq \frac{1}{2}$$

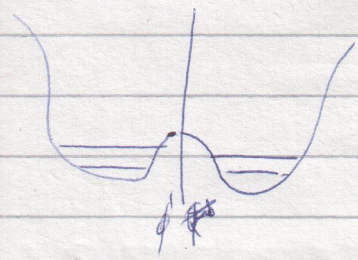
kondenzátor se líp přibližuje N , pro JP je lepší popis s φ
 malý přechod - pojem E_C } energ. hladin oscilátoru
 malý přechod - pojem E_J } ϕ rozdílný fází

kondenzátor: operátor počtu částic $\hat{n} = -i \frac{\partial}{\partial \varphi}$

$$E = -\left(\frac{\partial}{\partial \varphi}\right)^2 I_{cc} - E_J (1 - \cos \varphi) - \frac{I_c}{I_c} E_J \varphi$$

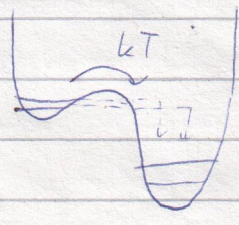
~~$E(\Phi) = ?$~~ $E(\Phi) = ?$ \approx obalí $\Phi_0 = \arcsin \frac{I_c}{I_c}$ Taylor $\Phi' = \varphi - \Phi_0$

$$E(\Phi) = E_C \left(\frac{\cos \Phi_0}{2} \Phi'^2 - \frac{I_c}{I_c} \frac{\Phi'^3}{6} \right)$$



$\Phi_0 = \pi$
 dvojnásobný systém
 Φ rozdílný fází = $\varphi - \Phi_0$

po připojení vnějšího proudu



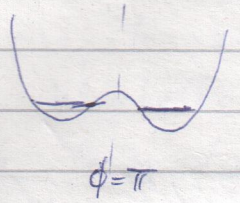
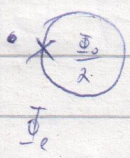
může proběhnout?

\rightarrow přívem γ tepelní Q_M



S.T.P. ... směrované odchylky I

$E = \frac{(\Phi_e - \Phi)^2}{2L}$
 $\phi = 2\pi \frac{\Phi}{\Phi_0}$



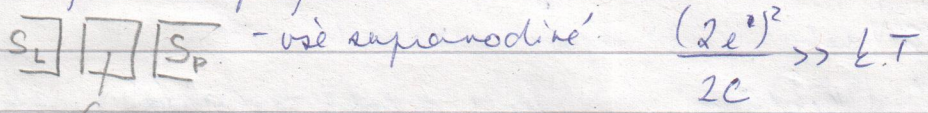
QUBIT - kvantové počítače

$E_0 \propto \dots \frac{1}{2} \hbar \omega_0$
 $E_1 \dots \hbar$

působením záření $\hbar \omega = E_1 - E_0 \rightarrow$ oscilace
 e^- mezi E_1 a E_0 (Rabiho oscilace)

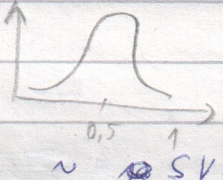
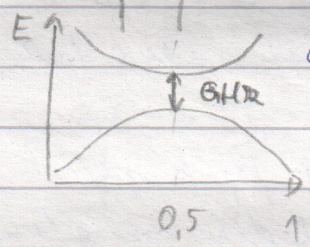
(čím ↑ energ. záření, tím rychlejší oscilace)

malý JP → propení se diskrétní struktura & výhoje



tepelné fluktuace nerozbití tunelování v C

změna napětí G_1 mění rychlost \Rightarrow pítahování,
 odporová CP $\sim C$



jednotka je Cooperův pár
 \sim SV tranzistor

(91)

MAKROSKOPICKE KVANTOVE JEUVY # NIZKOELEKTRONOVYCH SYSTEMU

double-slit experiment

→ ma-li e^- seti koherenci d'elka nez je vzdalenost
st'ebku, bude interferovat sam se sebou

rozmyvani e^-

$\vec{j} = e D \vec{\nabla} (n(t; r))$ $\text{div } \vec{j} = e \frac{dn(t; r)}{dt}$ $\frac{dn(t; r)}{dt} = D \Delta n(t; r)$

$n(t; r) = (4\pi D t)^{-3/2} e^{-\frac{r^2}{4Dt}}$... v čase se rozptylvají Gaussovské

-> v čase τ_{diff} dojde ke srážce => ~~skane~~ skane rozptyvání $\tau_{\text{coh}} := \tau_{\phi}$

-> sledujeme šíření Gaussovky v 1/2 výšce $\Delta \phi = 4D\tau_{\phi}$

-> $\tau_{\phi} \sim \frac{1}{\epsilon T}$ ϵT ... energie k disperzi pro interakci

~~pro malé ϵT~~ (čím větší energie -> větší interakce, -> kratší doba)

$\Delta \phi \sim \sqrt{\frac{D}{\epsilon T}}$ $\Delta \phi$... koherenční délka

-> T klesá $\Leftrightarrow \Delta \phi$ roste

má smysl měřit se nižších teplot - vidíme nové efekty

-> pozn: aby platila difúzní rovnice $\vec{j} = e D \vec{\nabla} (n(t; r))$, musí tam být ~~skane~~ ^{dost} neprůhledná srážka -> náhodný pro

• pravidelná srážka -> koherentní e^- (nemění se Δ)

• nepravidelná srážka -> konec koherence

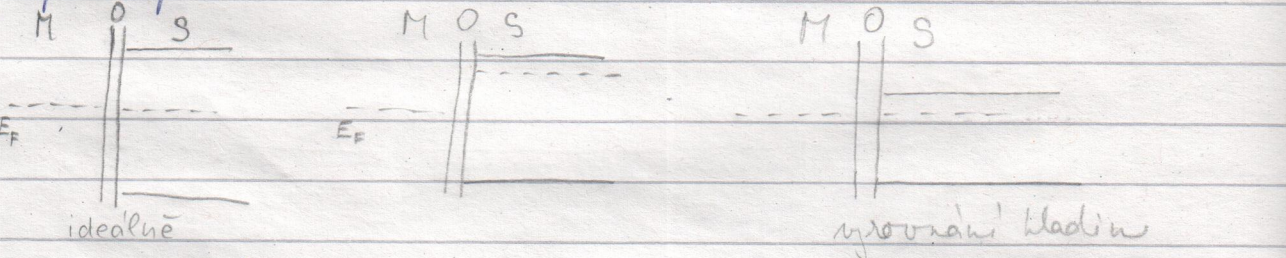
-> nepočítáme s e^-e^- interakcí (~~musí~~ způsobuje lokalizaci, $\downarrow \Delta \phi$)

- pro systém, kde platí $\Delta \phi \sim \sqrt{\frac{D}{\epsilon T}} = \text{MEZOSKOPICKÝ SYSTÉM} \dots L \approx \Delta$
nemůžeme počítat s tím, že se kvantové jevy vyskydnou -> musí uvažovat koherenční podstatu jvu

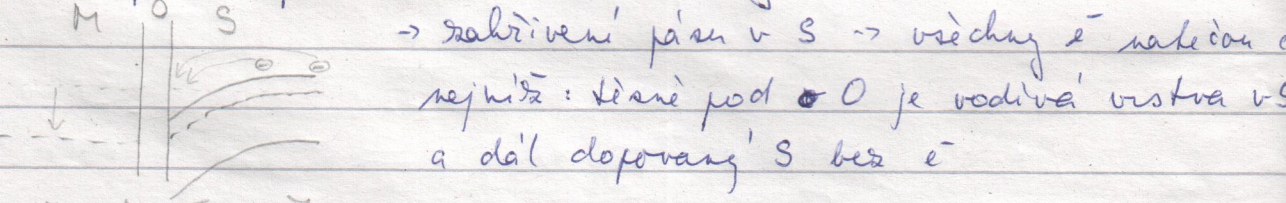
APLIKACE

- nízkorozměrové e^- systémy (aby byly vidět QM jevy)
↳ rozměrová kvantování

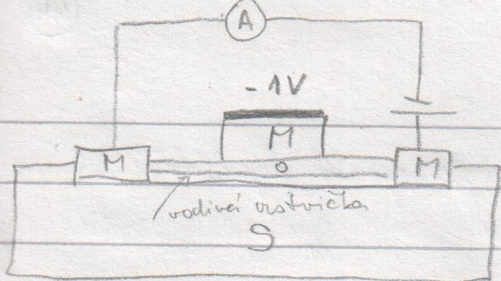
- princip MOS FET (transistor)



S... dopované pro e^- vodivost, donory



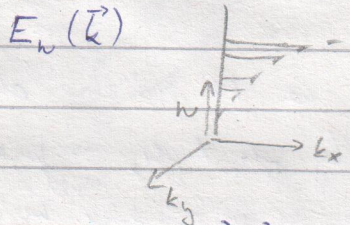
přivedením napětí -1 eV
-> zahrnutí páru v S -> všechny e^- nalezené
nejnižší: těsně pod O je vodivá úroveň v S
a dál dopované S bez e^-



→ vložíme malinké napětí 1V → měříme I v obvodu

$$\frac{I(-1V)}{I(0V)} = 10^5 - 10^7$$

- ↳ využít v počítačích (malinké), obvyklý tranzistor ve velkých věcech (kamvape, ...)
- ↳ je-li jáma dost úzká (vodivá vstříčka tenoučká) → kvantování v rozměru (e⁻ hladiny jsou vidět)



... kvantování ve směru z
 ... ve směru x, y 2D jáma - pohyb zde popsán vlnovým vektorem \vec{k}

$$E_n(\vec{k}) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} + E_n$$

pro $L \gg a$... mřížková konst. → podmínka existence QM jeví

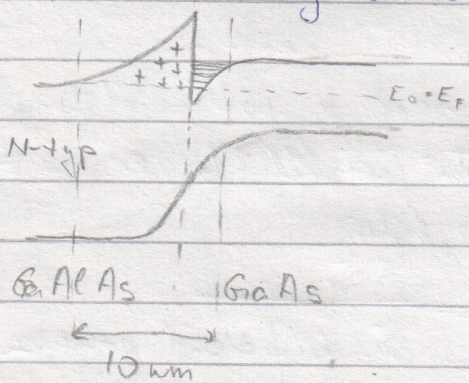
pro E_0 ... 2D e⁻ plyn (obsazena pouze hladina E_0)

↳ podmínka $|E_0 - E_1| > kT$ → to chceme

↳ problém přechod MS je rozměry → vzniká degenerovaný 2D e⁻ plyn

→ řešení: jiný polovodič - místo vstříčky 0 tam dáme něco s širokým ZP.

GaAs + ~~GaAs~~ GaAlAs → molekulární epitaxie: nahradováním Al do mřížky GaAs se mění šířka ZP (roste ZP)



2D e⁻ nedegenerovaný plyn
 $\mu \sim 10^7 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$
 pohyblivost

↳ místo desky můžem mít i jen dot → 1D

Pro čtverec o straně L ... $L = ?$ abychom měli mesoskopický systém

$$E_{n_x, n_y} = \frac{\hbar^2 \pi^2 (n_x^2 + n_y^2)}{2m^* L^2}$$

(v n_x je rozdíl velikostí, aby nedošlo k degeneraci)

$$\Delta E \sim \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m^* L^2} \quad (\text{excitace do jiného stavu: } (n_{x1}^2 + n_{y1}^2) - (n_{x2}^2 + n_{y2}^2) = 1)$$

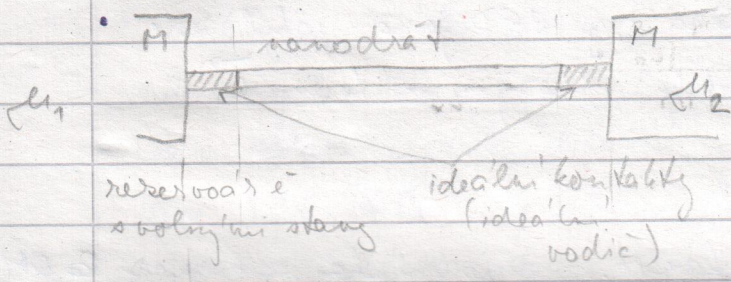
$$T = 1 \text{ K} \Rightarrow kT = 0,086 \text{ meV} \quad L = 100 \text{ nm} \Rightarrow \Delta E = 0,09 \text{ meV}$$

⇒ 100nm při 1K je QM systém = mesoskopický systém

Pos grafen ... mesoskopicky system i pri pokojove teplotě

KVANTOVA KONDUKTANCE

- 1D objekty (nanodrať) - 2 rozměry omezení
- 1 rozměr volný
- transport = sdělový problém (přechodové srážky - koherentní e^-)
- průměr drátek $\approx \phi \approx 10 \text{ nm}$



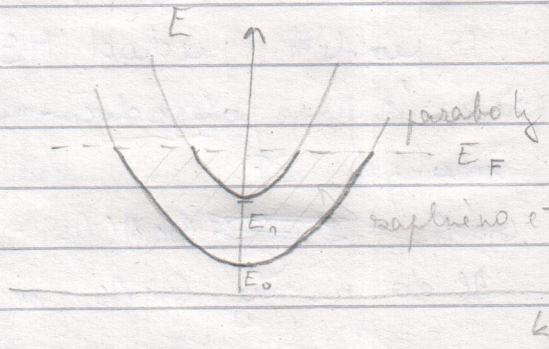
- přivedeme na M různé chem. potenciály $\phi_1 \neq \phi_2 \rightarrow$ proud v drátku se je snaží vyrovnat
- ideální kontakty slouží k vyhodnocení proudů v drátku (nedochází tam ale k rozptylu)

- vlastní stav ideálních vodičů:

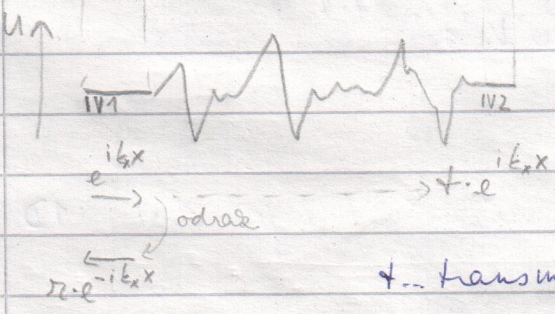
$$\psi_{n, k_x} = \sqrt{\frac{1}{2\pi}} e^{ik_x x} X_n(y, z)$$

vlna 2D kvantování

$$E_n(k_x) = \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m^*} + E_n$$



$$v_n(k_x) = \frac{1}{\hbar} \frac{dE_n(k_x)}{dk_x} = \frac{\hbar k_x}{m^*}$$



v ideálním vodiči je potenciál konstantní, se vzorke jsou fluktuace - na kx dochází k rozptylu

t ... transmissní koeficient r ... koeficient odrazu

$E_n(k_x) = E_n(k'_x)$... přechod mezi vlnovými parabolami

v IV2: $\psi_{n, k_x}^{(2)} = \sqrt{\frac{1}{2\pi}} \sum_n t_{nn'} e^{ik_x x} X_n(y, z)$

v IV1: $\psi_{n, k_x}^{(1)} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} (e^{ik_x x} X_n(y, z) + \sum_n r_{nn'} e^{-ik_x x} X_n(y, z))$

$t_{nn'}, r_{nn'}$... matice

• měření: pravděpodobnost průchodu

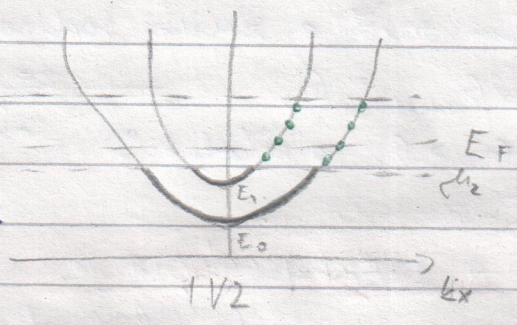
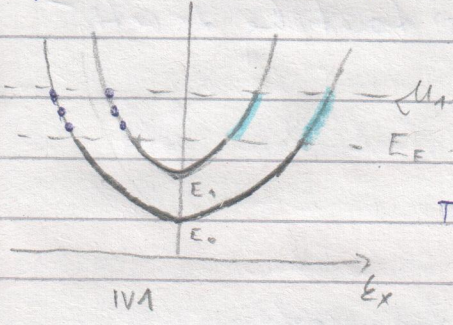
$$T_n(k_x) = \sum_n |t_{n'n}|^2 = T_n(k_x)$$

$$R_n(k_x) = \sum_n |r_{n'n}|^2 = \sum_n |r_{n'n}|^2$$

↪ acholově nepleti, protože $r_{n'n} = r_{n'n}$

↪ sudá funkce v k_x

• počítáme malé napětí:



- e^- s kladným k_x , které mohou vstoupit do vzorku
- e^- , které prošly vzorkem do IV2
- e^- , které se ve vzorku odrazily
- zaplněné stavy

$T > 0K$... ~~FD~~ FD rozdělení $J = \frac{e}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} [f_0(E_n(k_x) - \mu_1) - f_0(E_n(k_x) - \mu_2)] \cdot T_n(k_x) v_n(k_x) dk_x$

→ pro $\mu_1 - \mu_2 = \Delta\mu \rightarrow 0$:

$$J = \frac{e}{2\pi} \sum_n \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{df_0}{d\mu} \Delta\mu T_n(E_F) \frac{v_n(k_x)}{dE(k_x)/dk_x} dE(k_x) = \frac{e^2}{h} \sum_n T_n(E_F) \frac{\Delta\mu}{e}$$

fermionová hustota

$$G = \frac{J}{\Delta\mu} = \frac{e^2}{h} \sum_n T_n(E_F) \quad \frac{h}{e^2} = 25,8 \text{ k}\Omega \dots \text{QM jednotka odporu}$$

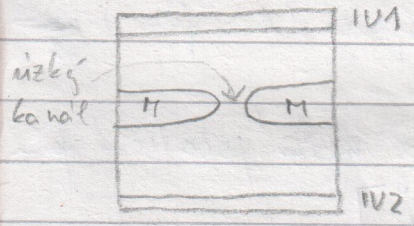
- 100% transport (= BALISTICKÝ TRANSPORT): $T_n(E_F) = 1$ řádkový odraz

$G = \frac{e^2}{h} i$ i... počet transportních kanálů (počet parabol)

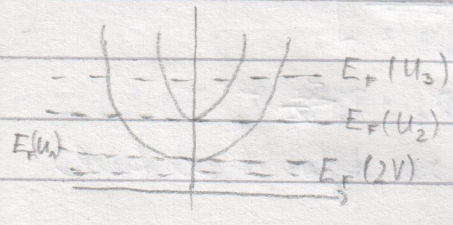
↪ měření počtu transportních kanálů

experiment: vše makroskopické krom kanálů, který je uzavřený

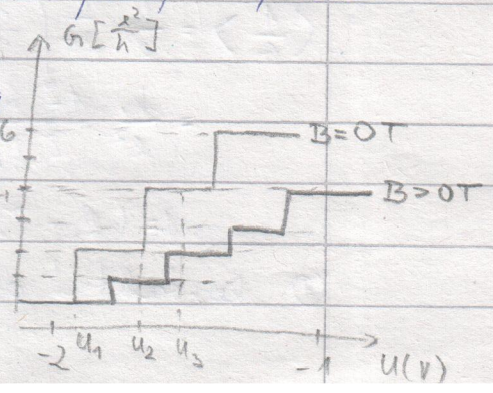
2D degenerovaný e^- plyn



• příkladová napětí na IV_1 a IV_2 - odpuzují e^- , které proletávají kanálem mezi
→ změna napětí ~~...~~



• zvyšováním U se zvyšují E_F ,
když E_F protne novou větev,
"otevírá se další vodivostní kanál"

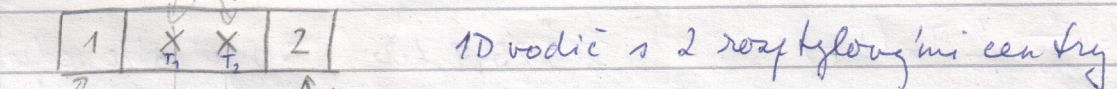


- na M a M je spousta volný'ch e^- , které odpuzují ty, co by chtěly p
cházet kvůli napětí - až se jich nahromadí dost, radnou produkci
• e^- je třeba přivádět normálními vodiči, protože:
když e^- vstane do SV, kvůli ~~dráze~~ s opačnou lybností k vytvoření
CP, musí se kvůli tomu ujecitovat, ujecitovaná dráha pa
puduje kabelem zpět a zvyšuje vodivost \rightarrow teoretický 2x větší
vodivost $\approx 2G_{\text{kontakt}} = G_{\text{sv}}$ $\xrightarrow{\text{Vodič}} \begin{matrix} \rightarrow 0 \\ \leftarrow \end{matrix} \begin{matrix} \oplus \\ \ominus \end{matrix} \text{SV}$
experiment $G_{\text{sv}} > G_{\text{K}}$ o několik %

KONDUKTANCE A ELEKTRICKÝ ODPOR

- $T_n(k_x) < 1$ reideální (balistický) transport
- $T_n(k_x) + R_n(k_x) = 1$ zákon zachování e^-
- $\tau + R = \frac{h}{e^2}$ $\tau = \sum_n T_n(k_x)$ $R = \sum_n R_n(k_x)$
- celkový počet vodivostních kanálů
 $\frac{1}{G} = \frac{h}{e^2} \frac{1}{\tau} = \frac{h}{e^2} + \frac{h}{e^2} \frac{R}{\tau}$
bezrozptylový \rightarrow dle rozptylem = unitární odpor vodiče
(je tam proud) = kontaktní odpor (nezávisí na parametrech v
díře)

- sčítají se i v tomto případě sériové odpory?
rozptylová centra



kontakty \leftarrow \rightarrow kontakt

paradi podobnost: T_1, T_2
 $T_1 R_2 R_1 T_2$
 $T_1 (R_2 R_1)^n T_2$

$$T_{12} = T_1 T_2 \sum_{n=0}^{\infty} (R_1 R_2)^n \cdot e^{2nk_x d} = \frac{T_1 T_2}{1 - R_1 R_2 e^{2ik_x d}}$$

faře e^- (mezi se mezi T_1 a T_2)

$$\tau_{12} = |T_{12}|^2 = \frac{\tau_1 \tau_2}{1 - 2\sqrt{R_1 R_2} \cos(2k_x d) + R_1 R_2}$$


\hookrightarrow jako část aby v klasické fyzice (bez faře)

~~vypadla~~ $\frac{1}{G} = \frac{R}{e^2} \frac{1}{2\pi} \int \frac{d\varphi}{\tau_{12}}$... hledání přes všechny možné podávkové faře

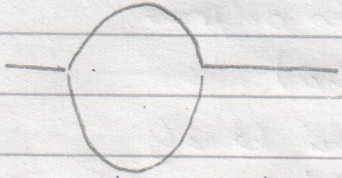
$$= \frac{h}{e^2} \frac{1 + R_1 R_2}{\tau_1 \tau_2} = \frac{h}{e^2} \left[\textcircled{1} 1 + \frac{R_1}{\tau_1} + \frac{R_2}{\tau_2} + 2 \frac{R_1 R_2}{\tau_1 \tau_2} \right]$$

$$\tau = (R_1 + \tau_1)(R_2 + \tau_2) = R_1 R_2 + \tau_1 R_2 + \tau_2 R_1 + \tau_1 \tau_2$$

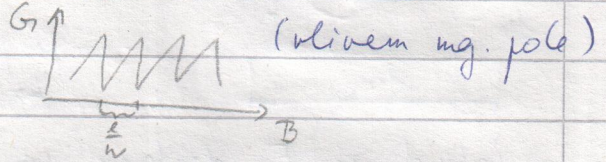
- ① ... kontaktní odpor
- ② ... rozptyl na dvou rozptylových centrech

③ ... interferenční odpor - zvedá celkový odpor systému oproti klasice ->
 -> e⁻ jsou méně pohyblivé (více lokalizované) = vrací se na původní místo - větší smysl má ve 2D: 

- 2 1D dráhy:

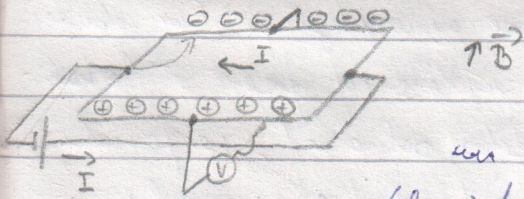


... dochází k interferenci i mezi různými délkami vln A a B -> vidíme oscilace na periodě $\frac{e}{h}$



↳ je třeba brát ohled na fázi e⁻!!!

CELOČÍSELNÝ KVAANTOVÝ HALLŮV JEV



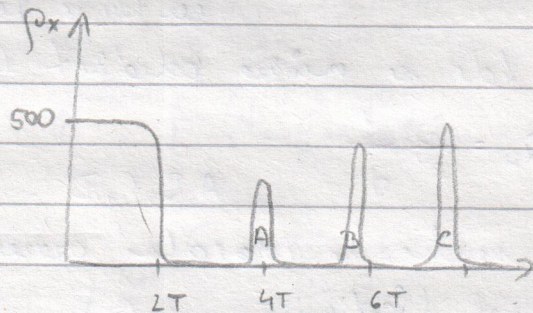
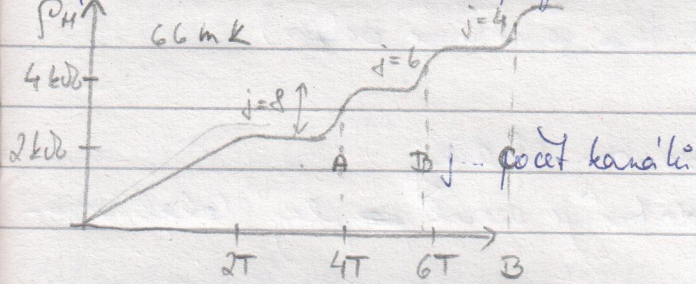
$$V_H = \frac{IB}{med}$$

dl... klauzúra desky

$$R_H = \frac{V_H}{I} \approx \frac{1}{j} \sim B$$

... klasický Hallův jev

- po MOS FET, 2D e⁻ plyn



ρ_{xx} ... reálný odpor vzorku (materiálu) - ve směru vloženího napětí

↳ při B < 2T naměříme potenciálový spád ve směru vloženího napětí,

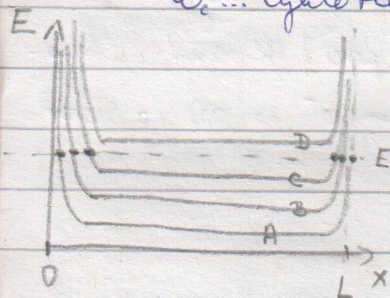
vyšší pole už napětí zesílí a naměří se jen v bodech schodů

↳ proč?:

$$E_{n, s_z}(k_x) = \hbar \omega_c \left(n + \frac{1}{2} \right) + g^* \mu_B B_{sz}$$

→ spinové stupně (pro vyšší pole by už j nebylo sude, tam už se stupně spiny rozdělí)

$$\omega_c \dots \text{cyklotronová frekvence} = \frac{eB}{m^*}$$



x... přímek vzorkem: kovečný materiál -> e⁻ se nepohybuje

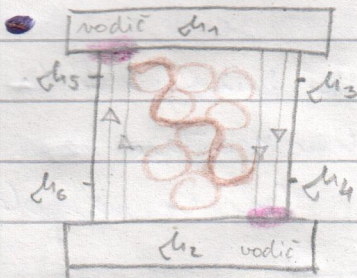
volně

B=0 -> B>0 ... E_F se posouvá

transportu se účastní pouze kanony stavy.

• v místě 0 se e⁻ posouvají ↑ a v L se posouvají ↓ -> neexistuje možnost světelného rozptylu => neměříme ohmický odpor

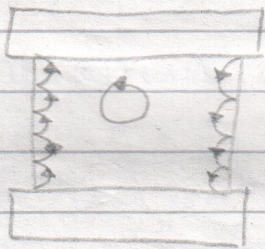
- jakmile se se E_F dostane na jedno z míst A-D, e^- mohou projít na druhé straně vzorku a vrátit se \rightarrow najednou měříme odpor



$\mu_1 = \mu_3 = \mu_4$ $\mu_2 = \mu_5 = \mu_6$
 jediná místa kontaktního odporu
 (kontakt vzorek - vodič)

... případ kdy E_F leží mezi kanály
 \hookrightarrow bezodporový balistický transport

- \rightarrow pokud se E_F dostane na A-D, v objemu se vytvoří lokalizované stavy \rightarrow vznikne cesta mezi hranami vzorku

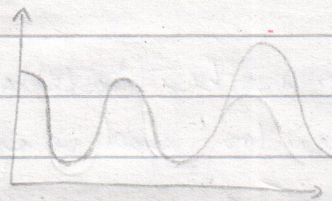


... klasická analogie - e^- se nerozptyluje (ne skutečně, nestí to není parda) - uprostřed jsou e^- lokalizované, nemají se od čeho odčistit, na povrchu vzorku se musí odčistit od hran vzorku, cestuje po pitkrůžnicích jen na povrchu, kde se může odčistit (resp. tam měříme odpor)

$$R_H = \frac{h}{e^2} \frac{1}{j}$$

A, B, C, D ... Landanovy hladiny

- chceme ideální vzorek, dobře je vzorek ~~plyš~~ lokalizovaných hladin



... rozmysli pitky

ZLOMKOVÝ KVANTOVÝ HALLŮV JEV



- více schodů, protože e^- interagují s kvanťm m_B pole (více e^- + více kvant m_B)
- ideální vzorek: libovolný počet kvant, interakuje s libovolným počtem $e^- \rightarrow$ až po zrcivě

last = pumka : klasický Hallův jev

SPINTRONIKA = spinové polarizovaný transport

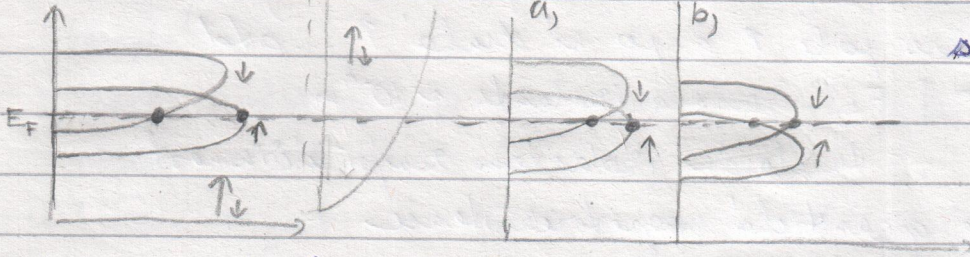
$\psi = T$

- e^- si zachováva při přechodu původní spin $\rightarrow \Delta I$

ma... majoritní spin

- **FEROMAGNET** | KOV | FEROMAGNET

mi... minoritní spin



s_{\uparrow} g se má zachovávat

1. feromagnet působí jako zdroj spinově polarizovaných $e^- \rightarrow$

\rightarrow vstoupí do kovu, kterému je ta polarizace jedno a nechá ji tak

\rightarrow a, paralelní uspořádání

\rightarrow b, anti paralelní uspořádání

$$G = \frac{e^2}{h} \sum_{s_{\uparrow}} \sum_{k_1, n_1} \sum_{k_2, n_2} | \langle s_{\uparrow}; \vec{k}_1; n_1; \frac{e}{h} s_{\uparrow}; \vec{k}_2; n_2 \rangle |^2 \cdot \delta(\mu - E(s_{\uparrow}; n_1; \vec{k}_1)) \delta(\mu - E(s_{\uparrow}; n_2; \vec{k}_2))$$

$$T = | \langle s_{\uparrow}; n_1; \vec{k}_1 \rangle | \cdot | \langle s_{\uparrow}; n_2; \vec{k}_2 \rangle | = t_{s_{\uparrow}}^{(1)} \cdot t_{s_{\uparrow}}^{(2)} ; \quad g \dots \text{ hustota stavů}$$

$$\Rightarrow G = \frac{e^2}{h} \sum_{s_{\uparrow}} t_{s_{\uparrow}}^{(1)} g_{s_{\uparrow}}^{(1)} t_{s_{\uparrow}}^{(2)} g_{s_{\uparrow}}^{(2)}$$

$$G^{\text{par}} = \frac{e^2}{h} (t_{ma}^{(1)} g_{ma}^{(1)} t_{ma}^{(2)} g_{ma}^{(2)} + t_{mi}^{(1)} g_{mi}^{(1)} t_{mi}^{(2)} g_{mi}^{(2)})$$

$$G^{\text{antipar}} = \frac{e^2}{h} (t_{ma}^{(1)} g_{ma}^{(1)} t_{mi}^{(2)} g_{mi}^{(2)} + t_{mi}^{(1)} g_{mi}^{(1)} t_{ma}^{(2)} g_{ma}^{(2)})$$

$$\frac{\Delta G}{G_0} = \frac{G^{\text{par}} - G^{\text{antipar}}}{G^{\text{par}}} = ?$$

to nás zajímá

$G_0 \dots$ původní konduktivita

def: spinová polarizace proudu

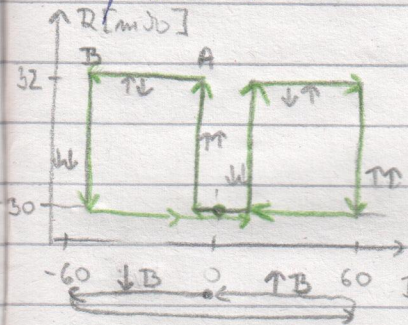
\hookrightarrow podíl majoritně polarizovaní

složky

$$\Rightarrow \frac{\Delta G}{G_0} = \frac{2P^1 P^2}{1 + P^1 P^2}$$

$$P^{(1,2)} = \frac{t_{ma}^{(1,2)} g_{ma}^{(1,2)} - t_{mi}^{(1,2)} g_{mi}^{(1,2)}}{t_{ma}^{(1,2)} g_{ma}^{(1,2)} + t_{mi}^{(1,2)} g_{mi}^{(1,2)}}$$

- experiment: $T = 4,2 \text{ K}$



rozřezání FKF (slitina Fe^{Co} - tenký proužek Cu - slitina Fe)

\hookrightarrow měříme odpor struktury při změně mg pole

- jedna doména v F1 a F2 \rightarrow někdy magnetizace domén přeskoku v F1 a F2 jinak

\dots jev hysterese

A... přemagnetizuje se jedna doména

B... přemagnetizuje se druhá doména

• obě domény jsou $\uparrow\uparrow$, zapneme pole proti $\downarrow \rightarrow$ při určité hodnotě

přechodí do směru pole první a po ní druhá → obě jsou směrem pole → velikost pole snižujeme v daném směru, obě doměňují zúžení vajíček → přepolarizaci $B \uparrow$ (přechod přes 0) → jedna doměňuje přechodí do směru pole \uparrow a po ní druhá \uparrow ... atd

- F1 | IZOLANT | F2 vrstva izolantu $\sim 10^{-9}$ m

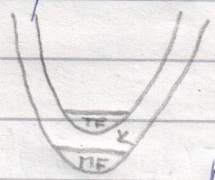
~~$\frac{\Delta G}{G_0}$~~ $\frac{\Delta G}{G_0} \sim 10^4 \%$... tunelování izolantem zvyšuje účinnost

↳ jev se jmenuje gigantická magnetorezistence

↳ funguje i za pokojové teploty!

• experiment: ostřejší hrot TF... tvrdé feromagnetikum

MF... měkké feromagnetikum



v k (kovu) teče proud, ten proud záleží na paralelnosti (anti paralelnosti) doměňů v MF a TF

(MF lze jednoduše přeorientovat, TF ne)

$$G_{par} > G_{antipar}$$

↳ čtení informace v discích

