ELEKTRICKÉ A MAGNETICKÉ POLE

ZNV 4 I/

① SCHRÖDINGEROVA ROVNICE

$\vec{E}$ (Vm^{-1}), $\vec{B}$ (T) ... POPÍŠEME POMOCÍ POTENCIÁLŮ $\varphi, \vec{A}$:

$$\vec{E} = -\,\mathrm{grad}\,\varphi - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \qquad \vec{B} = \mathrm{rot}\,\vec{A}$$

POTENCIÁLY NEJSOU URČENÉ JEDNOZNAČNĚ: KALIBRACE (GAUGE) [GEJČ]

STATICKÉ ELEKTRICKÉ POLE (HOMOGENNÍ) $\vec{E}$: $\varphi = -\vec{E}\vec{r}$ $(+\varphi_0)$

NEBO $\vec{A} = -\vec{E}t$

ŘEŠENÍ SCHRÖDINGEROVY ROVNICE NA KALIBRACI NEZÁVISÍ, ALE SLOŽITOST ŘEŠENÍ NEBO PŘESNOST A SPRÁVNOST NUMERICKÉHO ŘEŠENÍ ANO.

STATICKÉ HOMOGENNÍ MAGNETICKÉ POLE $\vec{B} = (0,0,B)$ (STANDARDNĚ BUDEME BRÁT SMĚR POLE z)

$$B_z = \frac{\partial A_y}{\partial x} - \frac{\partial A_x}{\partial y}$$

LANDAUOVA KALIBRACE $\vec{A} = (-By, 0, 0)$ NEBO $\vec{A} = (0, Bx, 0)$

SYMETRICKÁ KALIBRACE $\vec{A} = \frac{B}{2}(-y, x, 0) = \frac{1}{2}\vec{B} \times \vec{r}$

(ZACHOVÁ ROTACI ROVINNÉ XY S $\vec{B} = (0,0,B)$, ALE SLOŽITĚJŠÍ VLNOVÉ FUNKCE)

OBECNÁ KALIBRAČNÍ TRANSFORMACE

K $\vec{A}$ MŮŽEME PŘIČÍST LIBOVOLNOU FUNKCI S NULOVOU ROTACÍ.

PROTOŽE $\mathrm{rot}\,\mathrm{grad}\,\chi = 0$, $\vec{A} \to \vec{A} + \mathrm{grad}\,\chi$ NEMĚNÍ $\vec{B}$. PRO NEMĚNNÉ $\vec{E}$ MUSÍME MODIFIKOVAT: $\varphi \to \varphi - \frac{\partial \chi}{\partial t}$

(NAPŘ. $\chi = \vec{E} \cdot \vec{r} \cdot t$ PRO PŘECHOD MEZI POPISEM STAT. HOM. EL. POLE POMOCÍ SKALÁRNÍHO A VEKTOROVÉHO POTENCIÁLU)

(MECHANICKÝ / KINEMATICKÝ)
KINETICKÝ MOMENT $\vec{\pi} = m\vec{v}$, KANONICKÝ MOMENT $\vec{p} = \frac{\partial L}{\partial \vec{r}} = m\vec{v} + q\vec{A} \equiv -i\hbar\vec{\nabla}$

V HAMILTONIÁNU VYSTUPUJE KINETICKÝ MOMENT $\vec{\pi} = \vec{p} - q\vec{A} \equiv -i\hbar\nabla - q\vec{A}$

$-i\hbar\nabla + e\vec{A}$

SCHRÖDINGEROVA ROVNICE

$$\left\{\frac{1}{2m}\left[-i\hbar\vec{\nabla} - q\vec{A}_{(\vec{r},t)}\right]^2 + q\,\varphi(\vec{r},t)\right\}\Psi(\vec{r},t) = i\hbar\frac{\partial}{\partial t}\Psi(\vec{r},t)$$

OBSAHUJE POTENCIÁLY MÍSTO POLÍ (INTENZIT) – ČÁSTICE MOHOU BÝT OVLIVNĚNY I V OBLASTECH S $\vec{E}=0$, $\vec{B}=0$ – AHARONOVŮV-BOHMŮV JEV

HUSTOTA TOKU $$j(\vec r,t)=\frac{q}{2}\left[\Psi^*\left(\frac{\hat{\vec p}-q\vec A}{m}\Psi\right)+\left(\frac{\hat{\vec p}-q\vec A}{m}\Psi\right)^*\Psi\right]=$$
$$=q\left[\frac{\hbar}{2im}\left(\Psi^*\nabla\Psi-\Psi\nabla\Psi^*\right)-\underbrace{\frac{q}{m}|\Psi|^2\vec A(\vec r,t)}_{\text{DIAMAGNETICKÝ TOK}}\right]$$

(2) HOMOGENNÍ MAGNETICKÉ POLE

KLASICKY: POHYB PODÉL $\vec B$ NENÍ OVLIVNĚN. V ROVINĚ KOLMÉ PŮSOBÍ LORENTZOVA SÍLA $\vec F=q\vec v\times\vec B$, KTERÁ VYVOLÁVÁ KRUHOVÝ POHYB ČÁSTIC:

$$evB=m\frac{v^2}{R_c}=mvw_c\Rightarrow w_c=\left|\frac{eB}{m}\right|\ \text{... CYKLOTRONOVÁ FREKVENCE (NEZÁVISLÁ NA ENERGII)}$$

$\hbar w_c=1{,}2\cdot10^{-4}\,eV$ @ $B=1T$

$$R_c=\frac{v}{w_c}=\frac{\sqrt{2mE}}{|eB|}\ \text{... CYKLOTRONOVÝ POLOMĚR}\ (\sim\sqrt{E})$$

(2A) LANDAUOVA KALIBRACE

UVAŽUJME ELEKTRONY VOLNÉ V ROVINĚ x,y, $\vec B=(0,0,B)$,

VEZMEME $\vec A=(0,Bx,0)$

$$\left\{\frac{1}{2m}\left[-\hbar^2\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\left(-i\hbar\frac{\partial}{\partial y}+eBx\right)^2\underbrace{-\hbar^2\frac{\partial^2}{\partial z^2}\right]+V(z)}_{\text{LZE SEPAROVAT A ŘEŠIT ZVLÁŠŤ, V DALŠÍM NEUVAŽUJEME}}\right\}\Psi(\vec r)=E\Psi(\vec r)$$

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m}\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial y^2}\right)-\underbrace{\frac{ie\hbar Bx}{m}\frac{\partial}{\partial y}}_{1}+\underbrace{\frac{(eBx)^2}{2m}}_{2}\right]\Psi(x,y)=E\Psi(x,y)$$

ČLENY SPOJENÉ S MAGNETICKÝM POLEM

1 ... VÁŽE x A v_y, PŘIPOMÍNÁ LORENTZOVU SÍLU

IMAGINÁRNÍ - NARUŠUJE TRS, $\Psi^*(-t)$ NENÍ ŘEŠENÍM $\hat H(\vec B)$, ALE $\hat H(-\vec B)$.

ZODPOVĚDNÝ ZA PARAMAGNETISMUS

2 PARABOLICKÝ POTENCIÁL, ZVYŠUJE UVĚZNĚNÍ PODÉL x, ZODPOVĚDNÝ ZA DIAMAGNETISMUS

ROVNICE JE LINEÁRNÍ V $y\Rightarrow$ ZKUSME HLEDAT ŘEŠENÍ VE TVARU $\Psi(x,y)=u(x)e^{iky}$

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{d^2}{dx^2}+\frac{1}{2}mw_c^2\left(x+\frac{\hbar k}{eB}\right)^2\right]u(x)=E\,u(x)$$

... ROVNICE PRO HARMONICKÝ OSCILÁTOR, VRCHOL PARABOLY $x_k=-\frac{\hbar k}{eB}$

DÉLKOVÁ ŠKÁLA $l_B=\sqrt{\frac{\hbar}{mw_c}}=\sqrt{\frac{\hbar}{|eB|}}$ ... MAGNETICKÁ DÉLKA, 26 nm @ $B=1T$

ŘEŠENÍ $E_{nk} = \left(n+\frac{1}{2}\right)\hbar\omega_c \qquad n = 0, 1, \dots$

$$\psi_{nk}(x,y) \propto H_n\left(\frac{x-x_k}{l_B}\right) e^{-(x-x_k)^2/2l_B^2}\, e^{iky}$$

VLASTNOSTI

- ENERGIE NEZÁVISÍ NA k – MNOHONÁSOBNĚ DEGENEROVANÉ TZV. LANDAUOVY HLADINY
- NESYMETRIE V x A y ... VOLBOU KALIBRACE; DEGENEROVANÉ HLADINY LZE LIBOVOLNĚ MÍCHAT A VYTVOŘIT SYMETRICKÉ ŘEŠENÍ
- ROVINNÉ VLNY e^{iky} NESOU NULOVÝ PROUD (VE VÝRAZU PRO PROUD VYSTUPUJE $\vec{A}$, KTERÝ ZRUŠÍ NENULOVÝ PŘÍSPĚVEK ROVINNÉ VLNY)

(2B) LANDAUOVY HLADINY

POČET STAVŮ NA JEDNÉ HLADINĚ

UVAŽUJME OBLAST VELIKOSTI $L_x \times L_y$ A PERIODICKÉ OKRAJOVÉ PODMÍNKY

$$e^{ikL_y} = 1 \Rightarrow k_j = \frac{2\pi}{L_y} j, \quad j \in \mathbb{Z}$$

$$x_k = -\frac{\hbar k}{eB} = -\frac{2\pi\hbar j}{L_y eB} \in \langle 0; L_x\rangle \Rightarrow \frac{eBL_xL_y}{h} < j < 0$$

$\Rightarrow$ POČET STAVŮ NA JEDNOTKU PLOCHY $n_B = \frac{eB}{h}$ (SPINOVOU DEGENERACI NEUVAŽUJEME, PROTOŽE $\vec{B}$)

JAK TO INTERPRETOVAT:

- KVANTUM MAGNETICKÉHO TOKU $\frac{h}{e}$, POČET STAVŮ – CELKOVÝ TOK NA 1 PLOCHY (B) DĚLENÝ KVANTEM; PLOCHA 1 STAVU $\frac{1}{n_B} = \frac{h}{eB} = 2\pi l_B^2$
- $2n_B = \frac{2eB}{h} = \frac{2m\omega_c}{2\pi\hbar} = \underbrace{\frac{m}{\pi\hbar^2}}_{n_{2D}} \cdot \hbar\omega_c$ ... POČET STAVŮ 2DE. PLYNU V INTERVALU ENERGIÍ $\hbar\omega_c$

LANDAUOVY HLADINY JSOU δ-FUNKCE POUZE V IDEÁLNÍM PŘÍPADĚ, JINAK MAJÍ KONEČNOU ŠÍŘKU $\Gamma \approx \frac{\hbar}{\tau_i}$ $\quad \tau_i$ ... DOBA ŽIVOTA

LANDAUOVY HLADINY ROZLIŠÍME PRO $\Gamma \ll \hbar\omega_c$, TJ. $\tau_i > \frac{1}{\omega_c}$ ... ELEKTRON DOKONČÍ ALESPOŇ 1 ORBITU CYKLOTRONOVÉHO POHYBU

MĚJME KONCENTRACI (PLOŠNOU) ELEKTRONŮ $\tilde{n}_{2D}$ (MĚNÍ HUSTOTA STAVŮ)

FAKTOR ZAPLNĚNÍ $\nu = \frac{\tilde{n}_{2D}}{n_B} = \frac{h}{eB}\tilde{n}_{2D} = 2\pi l_B^2\, \tilde{n}_{2D}$ (SPINY JAKO SAMOSTATNÉ)

ν OBECNĚ NENÍ CELÉ

$n = \lfloor \nu \rfloor$ ... NEJBLIŽŠÍ NIŽŠÍ CELÉ ČÍSLO ... POČET ZCELA ZAPLNĚNÝCH HLADIN ; $(n+1)$. HLADINA JE ČÁSTEČNĚ ZAPLNĚNÁ

V POLI $B_n = \frac{\hbar}{en}\tilde{n}_{2D}$ JE PRÁVĚ n HLADIN ZCELA ZAPLNĚNÝCH

TO SE PROJEVÍ SPECIFICKÝMI VLASTNOSTMI SYSTÉMU, PERIODICKÝMI V $1/B$

ŠUBNIKOVŮV - DE HAASŮV JEV : PRO $B = B_n$ MINIMA PODÉLNÉ REZISTANCE

DE HAASŮV - VAN ALPHENŮV JEV : OSCILACE MAGNETICKÉHO MOMENTU / MAG. SUSCEPTIBILITY

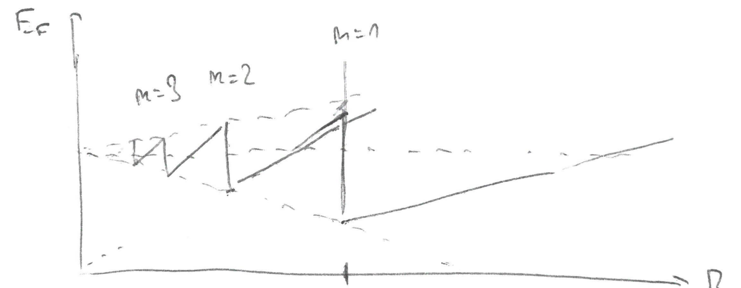
FERMIHO MEZ

JAKO FUNKCE MAGNETICKÉHO POLE

PRO FAKTOR ZAPLNĚNÍ ν MEZI $(n, n+1)$ LEŽÍ FERMIHO MEZ NA $(n+1)$. LH S ENERGIÍ $\hbar\omega_c\left(n+\frac{1}{2}\right)$ $\omega_c = \frac{eB}{m}$, E_F TEDY S B LINEÁRNĚ ROSTE

PŘI ŠÍŘCE LH Γ SE E_F POSOUVÁ UVNITŘ PÁSU DOLŮ (S ROSTOUCÍM B ROSTE DEGENERACE HLADIN $n_B = \frac{eB}{h}$, NEJVYŠŠÍ HLADINA SE TEDY VYPRAZDŇUJE.

PRO FAKTOR ZAPLNĚNÍ n SE E_F PŘESUNE SKOKEM Z $(n+1)$. DO n. LANDAUOVY HLADINY $\hbar\omega_c\left(n+\frac{1}{2}\right)$ $\hbar\omega_c\left(n-\frac{1}{2}\right)$



$B_n = \frac{\hbar}{en}\tilde{n}_{2D}$

E_F V LH ... STLAČITELNÉ STAVY (MALÁ ZMĚNA ENERGIE → VELKÁ ZMĚNA HUSTOTY)

E_F V GAPU ... NESTLAČITELNÉ STAVY

POD: $E_F = \hbar\frac{e\hbar}{enm}\tilde{n}_{2D}\left(n+\frac{1}{2}\right) = C\left(1+\frac{1}{2n}\right)$

NAD $E_F = \hbar\frac{e\hbar}{enm}\tilde{n}_{2D}\left(n-\frac{1}{2}\right) = C\left(1-\frac{1}{2n}\right)$

POZNÁMKY: V NULOVÉM POLI $E_F = \frac{\tilde{n}_{2D}}{n_{2D}}$, $n_{2D} = \frac{m}{2\pi\hbar^2}$ SPIN NEUVAŽUJEME => $\frac{1}{2}$, $E_F(0) = \frac{2\pi\hbar^2}{m}\tilde{n}_{2D}$

BODY PŘESKOKU : Z $\hbar\omega_c\left(n-\frac{1}{2}\right)$ NA $\hbar\omega_c\left(n+\frac{1}{2}\right)$, $n = \frac{\hbar}{eB_n}\tilde{n}_{2D}$,

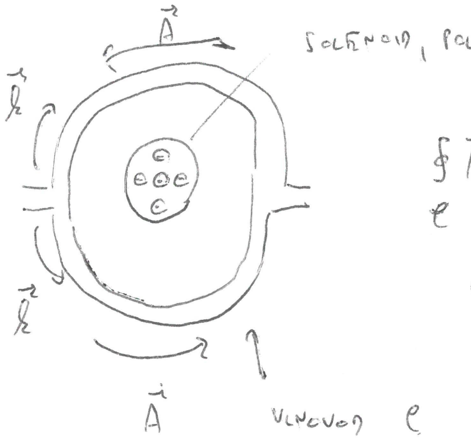
TJ. Z $\hbar\frac{eB_n}{m}\left(\frac{\hbar\tilde{n}_{2D}}{eB_n}-\frac{1}{2}\right)$ NA $+\frac{1}{2}$, Z/NA $\frac{2\pi\hbar^2}{m}n_{2D} \mp \frac{e\hbar B_n}{2m}$

Z $\ominus$ NA $\oplus$

5) Aharonovův – Bohmův jev

Schrödingerova rovnice obsahuje potenciály $(\vec{A}, \varphi)$, silový účinek v klasické fyzice mají pole $(\vec{E}, \vec{B})$

Kvantové částice mohou být ovlivněny nenulovým potenciálem i v oblasti nulového pole



$$\oint_\ell \vec{A}\, d\vec{\ell} = \int \operatorname{rot} \vec{A}\, dS = \int B\, dS = \Phi \quad B_{sol} S_{sol}$$

$$2\pi r A(r) \Rightarrow A(r) = \frac{\Phi}{2\pi r}$$

Průchod částice vlnovodem (1D úloha; $\vec{k}$ a $\vec{A}$ rovnoběžné – souhlasné v dolní větvi, nesouhlasné v dolní větvi)

Řešení 1D Schrödingerovy rovnice v oblasti s homogenním A

$-i\hbar \vec{\nabla} \to -i\hbar\vec{\nabla} - q\vec{A}$; pro A, k souhlasné, $q = -e$ $\quad -i\hbar \frac{\partial}{\partial x} + eA$

$$\frac{1}{2m}\left(-i\hbar \frac{\partial}{\partial x} + eA\right)^2 \psi = E\psi \qquad \text{předp.} \quad \psi = e^{ikx}$$

$$\frac{1}{2m}(\hbar k + eA)^2 = E \Rightarrow k_D = \frac{\sqrt{2mE}}{\hbar} - \frac{eA}{\hbar} = k_0 - \frac{eA}{\hbar} \quad (\text{dolní větev})$$

v horní větvi $\quad k_H = k_0 + \frac{eA}{\hbar}$

$$B e^{ik_0 x} \to \begin{cases} B/2\, e^{ik_H x} \\ B/2\, e^{ik_D x} \end{cases} \to \underbrace{\frac{B}{2} e^{ik_0 \pi r}}_{\tilde{B}} \underbrace{\left[e^{+i\frac{eA}{\hbar}\pi r} + e^{-\frac{ieA}{\hbar}\pi r}\right]}_{2\cos(\Delta\varphi/2)}$$

$x = 0 \qquad x = \pi r$

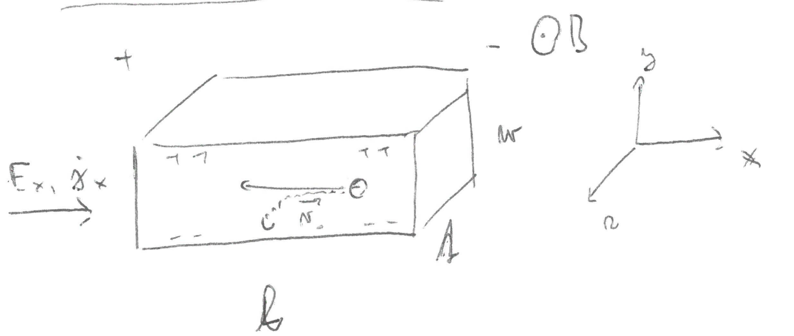
$$2\cos(\Delta\varphi/2); \quad \Delta\varphi = \frac{e}{\hbar}\Phi = \frac{2\pi\Phi}{\Phi_0} \qquad A \cdot 2\pi r \qquad \frac{h}{e}$$

Transmisní koeficient a tedy i vodivost

Konstruktivní interference, je-li Φ celočíselný násobek Φ_0 (kvanta mag. toku) $\quad \sim \cos^2\left[\pi \frac{\Phi}{\Phi_0}\right]$

5 KVANTOVÝ HALLŮV JEV

A KLASICKÝ H. J.



BEZ POLE: IZOTROPNÍ MATERIÁL

$$\vec{E} = \hat{\rho}\,\vec{j}\,, \quad \hat{\rho} = \begin{pmatrix} \rho_0 & 0 & 0 \\ 0 & \rho_0 & 0 \\ 0 & 0 & \rho_0 \end{pmatrix}$$

V DALŠÍM POUZE x, y

V MAGNETICKÉM POLI JSOU ELEKTRONY ODKLÁNĚNY POLŮ SILOU

$$\vec{F}_L = q\vec{v} \times B\,; \quad F_{Ly} = -q v_x B_z \;(= e v_x B_z)$$

SOUVISLOST PROUDOVÉ HUSTOTY A RYCHLOSTI: $v_x = \dfrac{j_x}{nq}$, $F_{Ly} = -\dfrac{j_x B_z}{n}$

POKUD NEJSOU K HORNÍ A DOLNÍ STĚNĚ PŘIPOJENY KONTAKTY, JE $j_y = 0$.

V ROVNOVÁZE SE STĚNY NABIJÍ A VZNIKLÉ POLE KOMPENZUJE MAGNETICKOU SÍLU:

$$F_{Ly} + qE_y = 0\,, \quad E_y = \frac{j_x B_z}{nq}$$

NAPĚTÍ SPOJENÉ S E_y … HALLOVO NAPĚTÍ, U_H

HALLOVA KONSTANTA $R_H = \dfrac{1}{nq} = \dfrac{E_y}{j_x B_z}$

SPOJENÍ S MAKROSKOPICKÝMI VELIČINAMI: $I = w d\, j_x$, $U_H = w E_y$,

$$R_H = \frac{d\, U_H}{I B_z} = \frac{1}{nq} \ldots$$

Z VELIKOSTI JE MOŽNÉ STANOVIT KONCENTRACI NÁBOJE (NOSIČŮ), ZE ZNAMÉNKA TYP (DÍRY JSOU ROVNĚŽ ODKLÁNĚNY DOLŮ, VYTVÁŘÍ TEDY U_H OPAČNÉ POLARITY)

d … ROVNOBĚŽNÉ S B

NAJDĚME NYNÍ TENZOR MĚRNÉHO ODPORU V ROVINĚ x, y:

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \rho_{xx} & \rho_{xy} \\ \rho_{yx} & \rho_{yy} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} j_x \\ j_y \end{pmatrix}$$

PRO $j_y = 0$ JE $E_x = \rho_0\, j_x$

$$E_y = \frac{B_z}{nq}\, j_x$$

ρ_0 Z DRUDEHO FORMULE: $\sigma_0 = \dfrac{nq^2\tau}{m} \Rightarrow \rho_0 = \dfrac{m}{nq^2\tau}$ $\quad \rho_{xx} = \rho_0 = \dfrac{m}{nq^2\tau}$

UPRAVÍME ρ_{yx}: $\omega_c = \dfrac{|q|B}{m}$ $\quad \rho_{yx} = \pm \rho_0 \omega_c \tau = \pm \dfrac{m}{nq^2}\dfrac{|q|B}{m} = \dfrac{B}{nq}$ $\quad$ + DÍRY, − ELEKTRONY

PRO KOLMÝ SMĚR PLATÍ

$$E_x = -\frac{j_y B_z}{nq} \qquad \left(E_y = \frac{j_x B_z}{nq} \right)$$

TENZOR MĚRNÉHO ODPORU TEDY JE $\hat{\rho} = \begin{pmatrix} \rho_L & \rho_T \\ -\rho_T & \rho_L \end{pmatrix} = \rho_0 \begin{pmatrix} 1 & \omega_c\tau \\ -\omega_c\tau & 1 \end{pmatrix}$

TENZOR MĚRNÉ VODIVOSTI JE $\hat{\sigma} = \begin{pmatrix} \sigma_L & -\sigma_T \\ \sigma_T & \sigma_L \end{pmatrix} = \frac{\cancel{\rho_0}}{\rho_L^2 + \rho_T^2} \begin{pmatrix} \rho_L & -\rho_T \\ \rho_T & \rho_L \end{pmatrix} =$

$$= \frac{\sigma_0}{1+(\omega_c\tau)^2} \begin{pmatrix} 1 & -\omega_c\tau \\ \omega_c\tau & 1 \end{pmatrix}$$

NAOPAK $\hat{\rho}$ MŮŽEME POMOCÍ SLOŽEK $\hat{\sigma}$ VYJÁDŘIT JAKO

$$\hat{\rho} = \frac{1}{\sigma_L^2 + \sigma_T^2} \begin{pmatrix} \sigma_L & \sigma_T \\ -\sigma_T & \sigma_L \end{pmatrix}$$

PRO $\sigma_L \gg \sigma_T$ (MALÉ B) JE $\rho_L \approx \frac{1}{\sigma_L}$

PRO $\sigma_L \ll \sigma_T$ JE $\rho_L \approx \frac{\sigma_L}{\sigma_T^2}$ ... ODPOR JE TEDY PŘÍMO ÚMĚRNÝ VODIVOSTI

V TÉTO ~~APROXIMACI~~ LIMITĚ SE ELEKTRONY NEPOHYBUJÍ VE SMĚRU POLE, ALE PO EKVIPOTENCIÁLOVÝCH KŘIVKÁCH (V DŮSLEDKU STÁČENÍ MAGNETICKÝM POLEM)

POZNÁMKA: KLASICKÝ POHYB ELEKTRONU V POLI E PODÉL x A B PODÉL z:

$$x(t) = -\frac{mE}{eB^2}\left[1 - \cos\omega_c t\right] \qquad y(t) = -\frac{mE}{eB^2}\left[\omega_c t - \sin\omega_c t\right]$$

CYKLOIDA, DRIFT PODÉL y KOLMO NA E

$$\left[\begin{aligned} m\ddot{x} &= qE + q\dot{y}B \\ m\ddot{y} &= -q\dot{x}B \end{aligned} \right]$$

PARALELA - VLIVEM CORIOLISOVY SÍLY SE VZDUŠNÉ MASY POHYBUJÍ PODÉL IZOBAR (NIKOLI PODÉL GRADIENTU TLAKU) CIRKULACE PROTI SMĚRU HODINOVÝCH RUČIČEK NA SEVERNÍ POLOKOULI.

POZOROVATELNÝ DŮSLEDEK: V SILNÉM POLI ODPOVÍDAJÍ MINIMA σ_L MINIMŮM ρ_L, MOHOU BÝT SOUČASNĚ NULOVÉ

$\boxed{B}$ SHUBNIKOVOVY - DE HAASOVY OSCILACE

JE-LI FAKTOR ZAPLNĚNÍ LANDAUOVÝCH HLADIN 2D EL. PLYNU CELOČÍSELNÉ, LEŽÍ E_F MEZI DVĚMA HLADINAMI, HUSTOTA STAVŮ JE NULOVÁ/MINIMÁLNÍ; VODIVOST σ_L JE MINIMÁLNÍ

PODLE PŘEDCHOZÍHO MÁ I ρ_L MINIMUM

MINIMUM V ρ_L ODPOVÍDAJÍ PLATA V ρ_T ... KVANTOVÝ HALLŮV JEV

QHE - PRO FAKTOR ZAPLNĚNÍ n JE $1/\rho_T = \frac{e^2}{h} n$

$\boxed{C}$ PROSTOROVĚ OMEZENÝ VODIČ V MAGNETICKÉM POLI

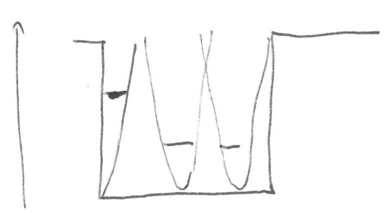
2DEG V ROVINĚ xy, B PODÉL z, VOLNÝ POHYB V y, VAZBA V x

LANDAUOVA KALIBRACE, $\psi(x,y) = e^{iky}\, u(x)$,

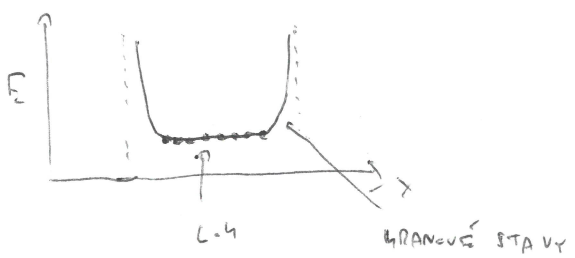
$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{d^2}{dx^2} + \frac{1}{2} m \omega_c^2 (x-x_k)^2 + V(x)\right] u(x) = E\, u(x), \quad x_k = -\frac{\hbar k}{eB}$$

V NEOMEZENÉM VODIČI $[V(x)=0]$ JSOU STAVY S RŮZNÝM k DEGENEROVANÉ - LANDAUOVY HL.

UVAŽUJME $V(x)$ ... HARDWALL POTENCIÁL. JE-LI x_k BLÍZKO BARIÉRE, JE POTENCIÁLNÍ (A TEDY I CELKOVÁ) ENERGIE STAVU VĚTŠÍ NEŽ UVNITŘ VODIČE



TZV. HRANOVÉ STAVY NA HRANĚ VODIČE MAJÍ VYŠŠÍ ENERGII NEŽ STAVY UVNITŘ VODIČE (LANDAUOVY HLADINY)



PRO CELOČÍSELNÝ FAKTOR ZAPLNĚNÍ JSOU HRANOVÉ STAVY NA FERMIHO HLADINĚ JEDINÉ (E_F JE V GAPU MEZI L.H.)

$\boxed{D}$ KVANTOVÝ HALLŮV JEV (CELOČÍSELNÝ)

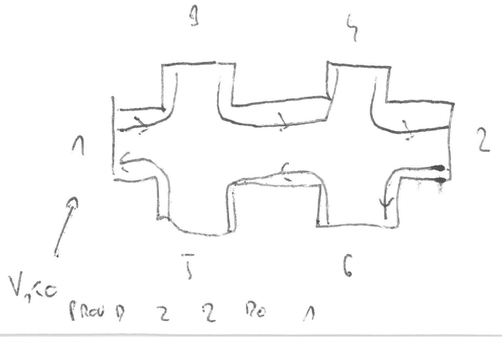
PRO CELOČÍSELNÝ FAKTOR ZAPLNĚNÍ n VYKAZUJE ρ_T KVANTOVANÉ HODNOTY $\frac{1}{n}\frac{h}{e^2}$

$R_K = 25\,812{,}807^{[7]}\,\Omega$ ... KLITZINGOVA KONSTANTA, OBJEV 1980, NOBELOVA CENA 1985

ODPOVÍDAJÍCÍ $\rho_L < 10^{-10}\ \Omega m^{-1}$ (NEJMENŠÍ ZE VŠECH MATERIÁLŮ VYJMA SUPRAVODIČŮ)

PŘESNOST 10 ŘÁDŮ, STANDARD ODPORU

IDEA: PRO $\nu = n$ JSOU JEDINÝMI STAVY NA FERMIHO MEZI HRANOVÉ STAVY, JEJICHŽ POČET n JE ROVEN POČTU ZAPLNĚNÝCH STAVŮ (L.H.) UVNITŘ VODIČE



PROUD Z 2 DO 1; OSTATNÍ KONTAKTY NAPĚŤOVÉ, NEVEDOU PROUD

NULOVÝ PROUD KONTAKTY 3,4: $V_3 = V_1$, $V_4 = V_1 < 0$

PODOBNĚ $V_5 = V_6 = V_2 = 0$

PROUD INJEKTOVANÝ DO KAŽDÉHO Z HORNÍCH HRANOVÝCH STAVŮ

$-\frac{e^2}{h} V_1 \quad (T = 1) \qquad$ CELKEM $\quad I = -n \frac{e^2}{h} V_1 \qquad n = [\nu]$

PAK $\quad R_H = \rho_T = \frac{V_5 - V_3}{-\frac{e^2}{h} n V_1} = \frac{1}{n}\frac{h}{e^2} \quad ; \quad R_L = \rho_L = \frac{V_4 - V_3}{I} = 0$

PŘEDPOKLADY

(a) ZANEDBATELNÝ ROZPTYL – ROZPTYL DO HRANOVÝCH STAVŮ NA TÉŽE HRANĚ NEMĚNÍ PROUD; ROZPTYL DO STAVŮ NA OPAČNÉ STRANĚ JE SLABÝ

(b) ŠÍŘKA PLAT JE POMĚRNĚ VELKÁ => LOKALIZACE LANDAUOVÝCH HLADIN VLIVEM DISORDERU JE NEZBYTNÁ

ZLOMKOVÝ KVANTOVÝ HALLŮV JEV – EXISTENCE PLAT PRO RACIONÁLNÍ FAKTOR ZAPLNĚNÍ, DŮSLEDEK e-e INTERAKCE (KOMPOZITNÍ FERMIONY – ELEKTRON + 2 KVANTA MAG. TOKU)

LB FORMALISMUS PRO QHE

$$I_m = \frac{e^2}{h} \sum_{n \neq m} T_{mn} (V_m - V_n)$$

(VSTUPUJÍCÍ)

$I_2 = I \qquad I_1 = -I \qquad T_{13} = T_{34} = T_{42} = T_{26} = T_{65} = T_{51} = n$

! POZOR! $\quad T_{31} = T_{43} = \ldots = 0$ – TRS NENÍ

$$I_3 = 0 = n(V_3 - V_1) + 0 \cdot (V_3 - V_4) \Rightarrow V_3 = V_1$$

$$I_4 = 0 = n(V_4 - V_3) \Rightarrow V_4 = V_1$$

R_L MEZI 4, 3: $\quad \frac{h}{e^2} I_2 = \frac{h}{e^2} I = n(\overset{0}{V_2} - \overset{V_1}{V_4}) \Rightarrow I = -\frac{e^2}{h} n V_1$

$$R_L = \frac{V_4 - V_3}{I} = 0$$

$$R_T = \frac{V_6 - V_1}{I} = -\frac{V_1}{I} = \frac{h}{e^2}\frac{1}{n}$$