

# Brotaskömmun skotleiðni í einvíðum rafeinda- og holukerfum

Einar Búi Magnússon og Ivan Shelykh

Raunvísindastofnun Háskólans, Háskóli Íslands, Dunhagi 3, 107 Rvk, Iceland

Vefútgáfa: 20. jan 2011

**Ágrip** – Í grein þessari verður skömmun skotleiðni í einvíðum kerfum útskýrð og farið yfir nýjustu og helstu fræðilíkön á sviði „0.7 frábrigðisins“ og tengdra fyrirbrigða í einvíðum rafeinda og holukerfum. Við kynnum hugmynd okkar um að brotaskömmun skotleiðni leiði af Heisenberg skiptaverkun milli staðbundins hleðsluberans í skammtapunktsnertunni og frjálstra leiðnihleðsluberana og sýnum fram á að hegðun leiðinnar er eiginlega ólík milli rafeinda- og holukerfa.

## 1. Inngangur

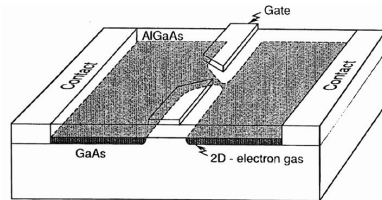
Miðsæ (e. mesoscopic) eðlisfræði þróast nú hvað hraðast sviða þéttfnisfræðinnar. Vegna framfara í örtækni sem komu fram fyrir um tveimur áratugum er nú hægt að búa til í rannsóknastofum nokkuð sem nálgast að vera einvíðar rafrásir. Í slíkum rásum er hreyfing hleðsluberans heft í tveimur víddum en óheft í þeirri þriðju. Hlutfall á milli lengdar rásar og meðalvegalengdar milli ófjaðrandi árekstra stjórnar hvort hleðsluflutningur verður sveimkenndur eða skotkenndur (e. ballistic). Í skotkenndum flutningi verða allir ófjaðrandi árekstrar og varmatapið sem þeim fylgir, í tvívíðum stórsæjum tengjum rásarinnar en ekki rásinni sjálfri. Í þessari nálgun er leiðni í réttu hlutfalli við leiðniskammtinn  $G_0 = 2e^2/h$  [1, 2].

$$G = 2 \frac{e^2}{h} N, \quad (1)$$

þar sem  $N$  er fjöldi opinna leiðniástanda.  $N$  má breyta með því að stilla hliðspennuna  $V_g$  (þ.e. hliðra orkustigum í kerfinu upp eða niður) og skoða þannig þræpahegðun skotleiðinnar [3, 57].

### 1.1. Skotleiðniskömmun

Til að útskýra skömmun skotleiðni (e. ballistic conductance) nánar skulum við reikna leiðni lauslega fyrir kerfið á mynd 1. Straum um skammtapunktsnertu (e. quantum point contact) eða vír af lengd  $L$  með einn opinn orkuborða  $v$  (sjá mynd 2) nálægt Fermiorkunni má skrifa sem [56]

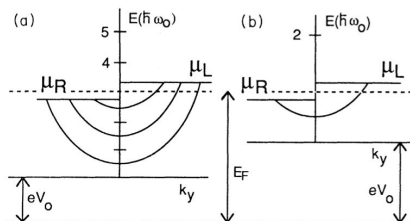


**Mynd 1.** Skammtapunktsnerta með tvívíð stórsæ tengi. Hliðin myndar lítill svæði sem verður nánast einvitt eða nógu mjótt til að aðgreina orkuborðana.

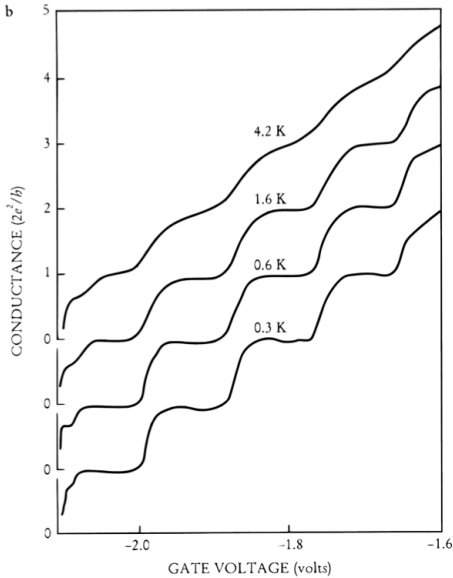
$$I = \frac{-e}{L} \sum_{v_x(k_x) > 0} v_x(k_x) = \frac{-e}{L} \sum_{v_x(k_x) > 0} \frac{1}{\hbar} \frac{\partial E_V(k_x)}{\partial k_x} \quad (2)$$

$$= -e \int \frac{dk_x}{2\pi} \frac{1}{\hbar} \frac{\partial E_V(k_x)}{\partial k_x} = \frac{-e}{h} \int dE_V$$

þar sem summan nær yfir setin ástönd með jákvæðan hneppishraða sem ekki jafnast út á móti setnu ástandi með jafnstóran neikvæðan hraða. Ef engin spennunur er milli enda sýnis flæðir enginn straumur, því ástönd með neikvæðan hraða eru jafnt



**Mynd 2.** Orkuborðar í nær einvíðu kerfi. Hægri: Einungis einn borði til staðar. Vinstri: Margir borðar tilkomnir vegna endanlegrar breiddar vírs.



**Mynd 3.** Leiðniþrepamunstur sem fæst með hækkandi hliðspennu þegar orkuborðum sem taka þátt í leiðninni fjölga. Niðurstöður úr [57]

setin og ástönd með jákvæðan hraða. Ef spennunumur  $V$  er til staðar verða ástöndin ekki jafnt setin á orkubílinu  $E_F \pm eV/2 = \mu_1, \mu_2$ . Ef við hugsum okkur að á þessu bili séu einungis ástönd með jákvæðan hraða setin, fæst að straumurinn er

$$I = \frac{-e}{h}(\mu_1 - \mu_2) = \frac{e^2}{h}V \quad (3)$$

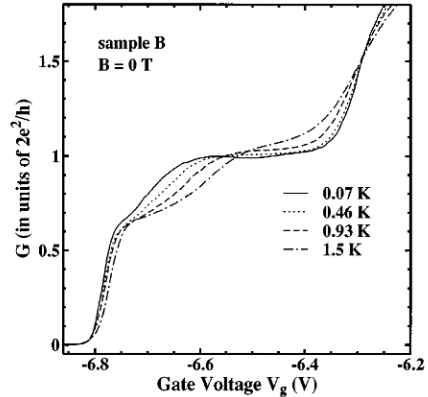
þ.a. leiðnin er

$$G = I/V = \frac{e^2}{h} \quad (4)$$

Ef fleiri en einn orkuborði er til umráða eiga sömu útreikningar við þá alla, og við leggjum saman niðurstöðurnar frá hverjum. Sér í lagi er spunamargfeldni í mörgum efnum án utanaðkomandi segulsviðs, þ.e. tveir viðlíka borðar eru til staðar, einn fyrir hvora spunastefnu. Þar af leiðir skilgreiningin á leiðniskammtinum, en hann á við leiðni gegnum eitt opið ástand með spunamargfeldni:

$$G_0 = \frac{2e^2}{h} \quad (5)$$

Með hækkandi hliðspennu breytist kerfið frá því að enginn orkuborði tekur þátt í leiðninni, yfir í einn, þá tvo og svo koll af kalli og þrepamynd af leiðninni fæst eins og sést á mynd 3.



**Mynd 4.** Hegðun skotleiðni í skammtapunktsnertu sem fall af hliðspennu  $V_g$  fyrir  $B = 0$  T og nokkur mismunandi hitastig. Niðurstöður teknar úr [5].

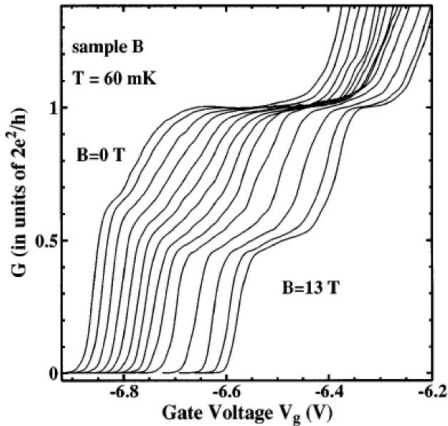
## 1.2. „0.7 frábrigði“ (e. „0.7 anomaly“)

Hins vegar er hægt að sjá frávik frá (1) í mælingum á skotleiðni ef rafeindapéttleikinn er lítil og einungis eitt leiðniástand er opið. Dularfullt aukaprep í leiðninni birtist oft í kringum  $G \approx 0.7G_0$  [5, 6, 7]. Þetta má sjá á grafi á mynd 4.

Þó þessu frábrigði svipti formlega til brot-skammtahrifna Halls (e. fractional quantum Hall effect) [8], eru eðlisfræðileg upptök „0.7 frábrigðisins“ að sjálfsögðu mjög ólík. Tvær staðreyndir úr tilraunum benda til að þetta tengist spuna á einhvern hátt. Í fyrsta lagi kom í ljós að með fallandi rafeindapéttleika eykst virki rafeinda  $g$ -stuðullinn svo um munar [5]. Í öðru lagi færast aukaprepíð samfellt frá  $0.7G_0$  til  $0.5G_0$  þegar segulsviðið vex frá núlli. (sjá mynd 5). Leiðniþrepíð við  $G = 0.5G_0$  í sterku segulsviði er vel þekkt og tengist Zeeman hrifum.

Nýlegri tilraunaniðurstöður sýna að brot-skömmtum (e. fractional quantization) skotleiðni er ekki endilega altæk. Svo virðist sem í löngum skammtavírum birtist aukaprepíð nær  $0.5G_0$  en  $0.7G_0$  [9]. Einnig er líklegt að munur sé á sýnum með rafeindaleiðni og þeim með holuleiðni. Í seinna tilvikinu eru tilraunaniðurstöður ansi öræðar. Fyrstu niðurstöður fyrir holukerfi bentu til þess að hegðunin sé breytileg milli sýna og sé mjög háð orkubílinu milli létttra og þungra hola [10]. Aðrir hópar sögðust sjá aukaprepíð á sama stað og fyrir rafeindakerfi [11, 12]. Staðan er því langt frá því að vera augljós.

Í þessari yfirferð fjöllum við um fræðin bakvið fjölda fyrirbrigða tengd „0.7 frábrigðinu“, sér í lagi í einvíðum kerfum með annað hvort  $n$ - eða  $p$ -leiðni. Í kafla 2 verður farið yfir fjölda fræðilíkana. Í þriðja



Mynd 5. Hegðun skotleiðni í skammtapunktsnertu sem fall af hliðspennu  $V_g$  fyrir  $T = 0.60$  mK og mismunandi segulsviðsstyrk  $B$ . Niðurstöður teknar úr [5].

kafla kynnum við hugmynd okkar að skýringu á brotaskömmun skotleiðni sem byggir á Heisenberg skiptaverkun (e. exchange interaction) milli staðbundinna og frjálsra rafeinda. Í kafla 4 er tekið fyrir tilfalli með holuleiðni og sýnt að hún getur verið ansi frábrugðin rafeindaleiðni. Í niðurlagi verða megin-niðurstöður dregnar saman.

## 2. Fræðifyrsýn

Frá því „0.7-frábrigðið“ sást fyrst í tilraunum hefur það reynt eðlisfræðingum á sviði fræðilegrar þéttfísiðlisfræði mjög erfitt að útskýra. Tillögur hafa verið allt frá Wigner-grindar myndun [13] og skortur á Fermi-vökva hegðun í einvíðum rafgösum [14], að rafeinda-hljóðeinda víxlverkun [15]. Hver þessara sviðsmynda hefur náð að útskýra einhverja hlið á fyrirbrigðinu en enn vantar kenningu sem útskýrir allar hliðar fyrirbrigðisins.

Í þessum kafla förum við yfir þær sviðsmyndir sem okkur virðast skynsamlegastar og tengjast hugmynd okkar um að brotaskömmun leiði af skiptaverkun milli staðbundins spuna og leiðnihleðslubera [16].

Við byrjum á fenómenólógísku líkani sem útskýrir aukapreiðið með myndun bils milli spuna-orkuborða í skammtapunkti (e. quantum dot). Hugmyndin, sem upprunnin er hjá Bruus et al. [17], virtist snemma mjög lofandi og var hægt að leiða út einfalda lokaða framsetningu á leiðninni sem fall af efnamættinu og hitastigi. Líkanið hjá Reilly et al. [18, 19, 20] er flóknaasta útgáfan af hugmyndinni. Reilly gerir ráð fyrir að spunabilið sé ekki fasti, heldur línulega háð hliðspennu  $V_g$ . Líkanið tekur inn tvær stýribreytur. Annars vegar rýmd punktsnertunnar, sem stýrir því hvernig

Fermi-orka einvíða rafgassins breytist með  $V_g$ , og hins vegar fastinn  $\gamma = d\Delta E_{\uparrow\downarrow}/dV_g$ , sem lýsir hversu hratt spunabilið breikkar með  $V_g$ . Mismunandi gildi stýribreytanna sýna nokkur stig 0.7-frábrigðisins. Við lágt hitastigi gefur líkanið aukaprep við  $0.5G_0$  sem er tengt við hreina spunaskautaða leiðni. Hið venjulega leiðnigildi  $G_0$  fæst þegar hliðspennan er stillt þannig að efri spuna-orkuborðinn nær niður fyrir Fermi-orku tvívíða rafgassins. Ef hitastigið er hækkað eykst gildi aukaprepsins vegna örvaðra rafeinda frá spuna-orkuborðanum sem taka ekki þátt í leiðninni, en straumurinn helst nánast stöðugur á tilteknu bili  $V_g$  vegna þess að borðabilið eykst jafnt og þétt. Þegar borðabilið  $\Delta E_{\uparrow\downarrow}$  er miklu minna en varmaörvunin  $k_B T$  myndast hið umtalda aukaprep.

Einn höfunda komst að svipaðri niðurstöðu með fenómenólógísku líkani af skammtavir með hálfskautuðu rafgasi. Ástandssætnin var nálguð með þrepafallinu  $n(q, T) = [1 + f(T, \epsilon(q) - \mu + \Delta E_{\uparrow\downarrow})]f(T, \epsilon(q) - \mu)$  þar sem  $f$  er Fermi-fallið og efnamættið  $\mu$  ræðst af hleðsluberaþéttleikanum  $n_{1D}$ . Ef gert er ráð fyrir að á ákveðnu bili  $n_{1D}$  sé  $\mu(n_{1D}) - \Delta E_{\uparrow\downarrow}(n_{1D}) = -\chi = \text{fasti}$ , og hitastig frekar lágt, fæst aukaprep í leiðnina við:

$$G = \frac{e^2}{h} \left\{ 1 + \frac{1}{\exp(\xi/kT) + 1} \right\}. \quad (6)$$

Með hækkandi hitastigi færast þrepíð frá  $(1/2)G_0$  í  $(3/4)G_0$ , sem svarar nokkurn veginn til 0.7 eiginleikans.

Í mörkum lítils hleðsluberaþéttleika má rekja uppruna spunabilsins til sjálfkrafa spunaskautunar vegna skiptaverkunar. Hrifin má útskýra á eftirfarandi hátt. Þéttleiki hreyfiorunnar í einvíða rafgasinu er í réttu hlutfalli við þriðja veldi þéttleika eindanna,  $n_{1D}^3$ :

$$\epsilon_{kin}^{1D} = \frac{\pi^2 \hbar^2 n_{1D}^3}{6mg_s^2}, \quad (7)$$

þar sem  $g_s$  er spunamargfaldarinn, þ.e. fjöldi rafeinda á einingarrúmmál í fasarúminu. Orkuþéttleikinn er auðvitað í lágmarki fyrir óskautað rafgas með  $g_s = 2$ . Hins vegar er hægt að áætla fyrir skiptaverkunarorkuna að  $\epsilon_{sk} \sim -n_{1D}^3/g_s$  og lækkar því með vaxandi skautun rafgassins. Samspil þessara liða veldur sjálfkrafa skautun (e. spontaneous polarization) við lítinn þéttleika þegar annað veldið sigrar þriðja, en rafgasíð verður óskautað í hinu tilfallinu, við háan þéttleika. Þetta svarar til hins þekktu samsgeglandi óstöðugleika Stoners, sem var nýlega sýndur í tilraunum með tvívíð kerfi [22].

Með Hartree-Fock nálgun er hægt að áætla skiptaverkunarorkuþéttleikann sem [23]

$$\begin{aligned} \epsilon_{sk} &= -\frac{1}{2L} \sum_{E_K, E_K < E_F} \langle KL|V|LK \rangle \\ &\approx \frac{0.28e^2}{g_s} n_{1D}^2 + \frac{e^2}{4g_s} n_{1D}^2 \ln \left( \frac{n_{1D}R}{\pi g_s} \right), \end{aligned} \quad (8)$$

þar sem  $R$  og  $L$  eru radius vírsins og lengd hans. Ásamt jöfnu (7) er þá hægt að áætla spunabilið sem

$$\Delta E_{\uparrow\downarrow} \approx 2n_{1D}e^2 \left[ 0.15 - 0.25 \ln \left( \frac{n_{1D}R}{\pi} \right) \right] - \frac{\pi^2 \hbar^2 n_{1D}^2}{2m}. \quad (9)$$

Þéttleikann má áætla sem fall af hliðspennu og rýmd  $c$  á milli punktsnertunnar og einvíðu rafskautanna,  $n_{1D} = cV_{sg}/e$ . Fyrir liðurinn í (9) lýsir samfelldri opnun bilsins þegar við erum með lítinn þéttleika og skiptaverkun er ráðandi. Hann er innifalinn í líkani Reilly og þar með er hægt að meta fenómenólógísku breytuna hans  $\gamma$ . Hins vegar tekur hann seinni liðinn ekki með þar sem hreyfiorkan veldur samfalli bilsins.

Wang og Berggren skoðuðu einnig spunabil vegna skiptaverkunar í óendanlegum hálf-einvíðum (e. quasi-1D) vírum með því að nota tölulega DFT (e. density functional theory) [24]. Þeir fengu svipaða niðurstöðu og að ofan, þ.e. stórt orkuborðabil og fullkomna skautun við lítinn þéttleika. Einnig var lögð áhersla á að þessi hrif má bæla að hluta til með því að taka fylgnihrif (e. correlation effects) inn í myndina (það sama á við Hartree-Fock aðferðina að ofan).

Öll þessi fenómenólógísku líkön hafa tvo galla. Í fyrsta lagi spá þau fyrir um að gildi aukaprepsins sé ekki altækt og geti verið einhvers staðar á bilinu  $0.5G_0$  til  $G_0$  eftir því hvernig stýribreytur eru valdar. Í öðru lagi lækkar gildi aukaprepsins með lækkanði hitastigi og nær  $0.5G_0$  þegar  $T \rightarrow 0$ , en það brýtur í bága við tilraunaniðurstöður.

Til að reyna að fanga hitastigstengslin sem sjást í tilraunum, komu Yigal Meir og samstarfsmenn með tillögu sem byggir á fjöleinda Kondo-fræði [25]. Þessari hugmynd óx fylgi eftir að hópur frá Harvard benti á atriði sem eru svipuð í Kondo-leiðni í skammtapunktum og leiðni í punktsnertum nálægt 0.7-frábrigðinu [26]:

- i) Hvass leiðnitoppur myndast við Fermi-orkuna við lágt hitastig (núll-spennu frábrigði (e. zero bias anomaly))
- ii) Leiðnina er altækt hægt að stilla með einni kvarðabreytu fyrir breitt svið hliðspennu og kvarðabreytuna má kalla Kondo-hitastig kerfisins,  $T_K$ ,

$$G = 2e^2/h [1/2f(T/T_K) + 1/2]. \quad (10)$$

Altæka fallið  $f(T/T_K)$  er hið sama fyrir skammtapunkta nálægt Kondo-hrifum og er í rauninni eini munurinn á kerfunum margfaldarinn  $(1/2)$  í (10). Fallið  $f$  hlýtir jaðarskilyrðunum  $f(0) = 1$  og  $f(\infty) = 0$ .

- iii) Núll-spennu toppurinn verður fyrir Zeeman-hrifum í sterku segulsviði.

Atriði ii), sem gefur altækt leiðnigildi við hátt hitastig,  $0.5G_0$ , veitti Yigal Meir og samstarfsmönnum innblástur til að lýsa skammtapunktsnertu nálægt „0.7 frábrigðinu“ með eftirfarandi Hamiltonvirkja:

$$\begin{aligned} H &= \sum_{k\sigma \in L,R} \epsilon_k c_{k\sigma}^\dagger c_{k\sigma} + \sum_{\sigma} \epsilon_{d\sigma} d_{\sigma}^\dagger d_{\sigma} + U n_{d\uparrow} n_{d\downarrow} \\ &+ \sum_{k\sigma} \left[ v_k^{(1)} (1 - n_{d\bar{\sigma}}) c_{k\sigma}^\dagger d_{\sigma} + v_k^{(2)} n_{d\bar{\sigma}} c_{k\sigma}^\dagger d_{\sigma} + h.c. \right] \end{aligned} \quad (11)$$

þar sem  $c_{k\sigma}$  er eyðingarvirki (e. annihilation operator) rafeindar í skauti með spuna  $\sigma$  og  $d_{\sigma}$  eyðingarvirki rafeindar sem er staðbundin í punktsnertunni. Litið var á tengifastana  $V_k^{(2)}$ ,  $V_k^{(1)}$  sem orku-óháð þrepaföll til að lýsa hleðslusveiflum  $0 \leftrightarrow 1$  og  $1 \leftrightarrow 2$  í punktsnertunni. Munurinn á þessum virkja og upphaflega Anderson Hamiltonvirkjanum er sá að  $V_k^{(2)} < V_k^{(1)}$ , sem tengist því að fyrir punktsnertu með staka rafeind er samtvinnun (e. hybridization) punktsnertunnar og skautanna minni vegna Coulomb fráhrindikrafta en væri fyrir tóma punktsnertu. Bent var á að við hátt hitastig ætti þessi Hamiltonvirki að gefa leiðni  $G = 0.5G_0$  vegna  $0 \leftrightarrow 1$  sveiflna, en lækkun hitastigs leiðir til Kondo-hækkunar leiðni vegna  $1 \leftrightarrow 2$  sveiflna þar til venjulega gildi  $2e^2/h$  fæst við  $T = 0$ .

Til að fá betri innsýn var Schrieffer-Wolff umbreytingu beitt á Hamilton-virkjann [29] til að varpa honum á Kondo-virkja þar sem skiptatengslin (e. exchange coupling)  $J_K$  eru háð föstum  $V_k^{(1,2)}$ . Þá var truflanareikningi beitt út frá skiptatengslunum til að fá núll-spennu frábrigðið. Þessari aðferð gefur hins vegar ekki rétt standard gildi skotleiðninnar  $G_0$ , þegar skautspennan  $V_{ds} \rightarrow 0$ . Við teljum að hægt sé að skoða þetta tilvik betur með línulegri Kubo-svörunarnálgun (e. Kubo linear response theory) þar sem tengifastar milli punktsnertu og skauta eru teknir með í reikninginn á nákvæman hátt. Önnur veik hlið ofangreindrar aðferðar er að hæð aukaprepsins er ekki altæk og er mjög háð stýribreytum líkansins og hitastigi. Líkanið nær ekki að útskýra af hverju mjög stuttar punktsnertur gefa stöðugt aukaprep í hæðinni  $0.7G_0$  en ekki t.d.  $0.85G_0$ .

Einnig skal benda á það að nýlegar tilraunaniðurstöður virðast fara þvert á niðurstöður úr Kondo

líkani. Graham og meðhöfundar segjast í nýlegri grein [30] ekki sjá núll-spennu frábrigðið, í það minnsta í sumum tilraunuppsetningum. Önnur tilraun með skammtapunkta sýnir frábrigðið mjög stöðugt allt niður í mjög lágt hitastig [31], á meðan líkanið að ofan spáir því að það hverfi. Hlutverk Kondo fylgni í 0.7 frábrigðinu er því enn mjög óljóst.

Skýring á að leiðnin er mjög stöðug kringum  $0.7G_0$  fæst í líkönum sem byggja á samspili einstigs (e. singlet) og þrístigs (e. triplet) leiðnirása fyrir rafeindapör. Fyrsta líkanið af þessu tagi kom frá Flambaum og Kuchiev [32], en þeir skoðuðu flutning bundinna rafeindapara um skammtapunktsnertur. Ef skiptaverkun gefur einstiginu og þrístiginu mismunandi orku verður virka mættið sem rafeindapör sjá við að fara gegnum punktsnertuna spunaháð. Ef orka þrístigsins lægri er opið fyrir flutning þrístigs para en lokað fyrir einstig fyrir ákveðið bil á  $V_g$ . Án segulsviðs eru líkurnar á myndun þrístigs  $3/4$  en einstigs  $1/4$ , þannig að leiðnin ætti þá að vera  $(3/4)G_0$ . Sömuleiðis ætti að fást leiðnin  $(1/4)G_0$  ef orka einstigsins er lægri. Fleiri aukaprep í leiðni fást með myndun bundinna ástanda með fleiri en tveimur rafeindum.

Veiki hlekkurinn í líkani Flambaum og Kuchiev er ímyndaður aðdráttarkraftur milli rafeinda til að þær myndi pör. Þótt ekki sé hægt að hafna því fyrirfram að slíkur aðdráttarkraftur sé til staðar þá er uppruni hans ekki ljós og hugmyndin því byggð á veikum grunni. Hins vegar er til útgáfa af líkaninu sem byggir á samspili tvístrunar einstigs og þrístigs en gerir ekki ráð fyrir aðdráttarkrafti. Hugmyndin var sett fram af Rejec et al. [33, 34, 35] og gerir ráð fyrir að bundið ástand einnar rafeindar myndist í punktsnertunni [36], og rafeindin víxlverki við leiðnirafeindir með Heisenberg skiptaverkun. Ef orka leiðnirafeindanna er nógu lítil verður alltaf rafeind eftir bundin að tvístruninni lokinni [37, 38] og hægt er að reikna flutningslíkurnar með Landauer-Buttiker jöfnunni fyrir alkul:

$$G_{T=0}(E_F) = \frac{2e^2}{h} \left[ \frac{1}{4}T_s(E_F) + \frac{3}{4}T_t(E_F) \right], \quad (12)$$

þar em  $T_s$  og  $T_t$  eru smugstuðlar (e. transmission coefficients) fyrir einstig og þrístig og stuðlarnir  $1/4$  og  $3/4$  standa fyrir líkurnar á stígnum. Við hitastig  $T \neq 0$  er hægt að útfæra fyrri niðurstöðu:

$$G(T, \mu) = \int_0^\infty G_{T=0}(E) \left( -\frac{\partial f(T, E, \mu)}{\partial E} \right) dE. \quad (13)$$

Rejec et al. [35] héldu því fram að virka mættið sem leiðnirafeindir sjá sé tveir þröskuldar með lágöldi

í miðju bungunnar. Á milli þeirra myndast hermuástönd sem svara til einstigs og þrístigs og orkumunurinn stafar af skiptaverkuninni. Hermu-smug gegnum þessi ástönd svarar undir ákveðnum aðstæðum til tveggja leiðnihásléttna með  $G \simeq (1/4)G_0$  og  $G \simeq (3/4)G_0$ . Réthyrmdir mættisþröskuldar gefa hinsvegar einungis eina sléttu, í hæð sem ræðst af formerki skiptaverkunarstuðulsins [32, 39].

Fjölræfenda-fylgni, sem svipar til Kondo fræða [40], veldur hitastigsháðri endurnormun skiptaverkunarstuðulsins. Samkvæmt skólunaraðferð Andersons [41] fæst að fyrir andseglandi víxlverkun vex stuðullinn mjög við lágt hitastig og myndast því Kondo ský umhverfis staðbundna spunann. Fyrir samseglandi víxlverkun stefnir stuðullinn hins vegar á núll þegar hitastigið gerir það og því hverfur munurinn á einstigi og þrístigi og þar með 0.7 frábrigðið við lágt hitastig [39].

Mikið hefur verið rannsakað fræðilega hvort mögulegt sé að í skammtapunktsnertu myndist bundið ástand staks spuna. Niðurstöður úr tölulegri DFT styðja tilgátuna um að annað hvort myndist skautað svæði í punktsnertunni vegna víxlverkunar milli rafeinda [42, 43, 44, 45] eða þriggja rafeinda andseglandi spunagrind [25, 46] sem virkar þá eins og spuni  $1/2$ . Fyrri tilvikið getur gegnt hlutverki virkrar spunasíu.

Taka skal fram að til eru niðurstöður úr mælingum á straumsuði í skammtavörum og skammtapunktum [47, 48] sem styðja einstigs og þrístigs rásaleiðnina sem lýst er hér. Sér í lagi eru mælingar á Fano stuðlinum, sem sýna frávik frá Poisson-dreifðu suði, í samræmi við hlutfallið 3:1 sem er þrístigs-einstigs líkindahlutfallið [49].

Við teljum að þessar niðurstöður geri okkur kleift að líta svo á að 0.7 frábrigðið stafi af skiptaverkun milli leiðnihleðslubera og staðbundins spuna  $J$  í punktsnertunni. Frumvinnu Rejec *et al* um staka bundna rafeind með  $J = 1/2$  má útfæra í tilfellið með  $N$  staðbundnar rafeindir eða holur. Í því tilfelli verður hæð aukaprepsins almennt brot margfaldað við  $G_0$  en ekki endilega  $(3/4)G_0$  eins og í [32, 34]. Þetta var hvatinn að kenningu okkar varðandi brotaskömmun skotleiðni sem við munum rekja í eftirfarandi köflum.

### 3. Brotaskömmun skotleiðni í einvíðum rafeindakerfum

Í þessum kafla kynnum við hugmynd okkar um brotaskömmun skotleiðni í einvíðum rafeindakerfum og gefum alhæfingu á líkani Rejec *et al*. fyrir tilfelli þar sem spuni  $J > 1/2$  er staðbundinn í skammtapunktsnertunni [16]. Útfærsla slíks tilfellis gæti verið punktsnerta með innfelldri  $Mn^{2+}$  jón með spuna

**Tafla 1.** Möguleg leiðnigildi fyrir mismunandi  $J$ .

| Gildi á $J$  | $G_s$ , samseglandi | $G_a$ , andseglandi |
|--------------|---------------------|---------------------|
| $J = 1/2$    | $G_s = 3/4G_0$      | $G_a = 1/2G_0$      |
| $J = 1$      | $G_s = 2/3G_0$      | $G_a = 1/3G_0$      |
| $J = 3/2$    | $G_s = 5/8G_0$      | $G_a = 3/8G_0$      |
| $J = 2$      | $G_s = 3/5G_0$      | $G_a = 2/5G_0$      |
| $J = 5/2$    | $G_s = 7/12G_0$     | $G_a = 5/12G_0$     |
| $J = \infty$ | $G_s = 1/2G_0$      | $G_a = 1/2G_0$      |

$J = 5/2$ . Önnur leið væri punktsnerta með nokkrum staðbundnum rafeindum og við setjum kerfið í ástand þar sem sjálfkrafa skautun á sér stað. Seinna tilfellið á líklega við löngu skammtavíranu sem gerðar voru tilraunir á í verki Reilly et al. [9]. Eins og þegar hefur verið tekið fram myndast aukaprepið kringum  $G \simeq 0.5G_0$  en ekki  $G \simeq 0.7G_0$ .

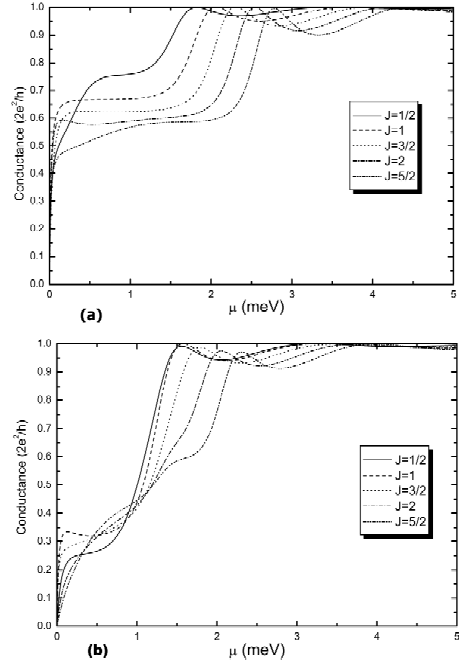
Lítum fyrst á þetta á eigindlegan (e. qualitative) hátt. Með segulspuna  $J \neq 0$  hefur bundna ástandið áhrif á leiðnihleðsluberana með Heisenberg skiptaverkun. Smugstuðullinn fyrir punktsnertuna virðist því vera spunaháður. Eftir að leiðnirafeind smýgur inn í punktsnertuna getur heildarspuninn verið annað hvort  $S_1 = J + 1/2$  eða  $S_2 = J - 1/2$ . Fjöldi mögulegra uppraðana í hvoru tilfelli er  $N_1 = 2S_1 + 1 = 2J + 2$  og  $N_2 = 2S_2 + 1 = 2J$ . Fyrir samseglandi (e. ferromagnetic) víxlverkun er ástand 1 orkulægri en ástand 2 og því virki mættisþröskuldurinn sem myndast í punktsnertunni hærri fyrir ástand 2. Þar af leiðandi gerist það ef efnamættið er nógu lítið, að flutningsrafeind í ástandi 1 fer greiðlega gegnum punktsnertuna en rafeind í ástandi 2 tvístrast tilbaka. Þar af leiðandi taka einungis rafeindir í ástandi 1 þátt í leiðninni. Án segulsviðs eru líkurnar á ástandi 1  $(J+1)/(2J+1)$  þannig að leiðnin verður

$$G_f = \frac{J+1}{2J+1} G_0. \quad (14)$$

Til samanburðar fæst ef víxlverkunin er andseglandi (e. antiferromagnetic) að ástand 2 er orkulægri og leiðnin verður

$$G_a = \frac{J}{2J+1} G_0. \quad (15)$$

Tafla 1 gefur samantekt af mögulegum leiðnigildum fyrir mismunandi  $J$ . Fyrir samseglandi víxlverkun, sem er raunhæfasta tilfellið í tilraunum, sést að gildi aukaprepsins lækkar með fjölda bundinna rafeinda og nær gildinu  $0.5G_0$  þegar  $J \rightarrow \infty$ . Fjöldi óparaðra rafeinda fer væntanlega eftir lengd punktsnertunnar þannig að fyrir stutta punktsnertu má vænta leiðni kringum  $0.7G_0$  á meðan hún verður  $0.5G_0$  í löngum vírum. Þetta kemur algjörlega heim og saman við niðurstöður tilrauna Reilly et al. [9, 18, 19]. Ef kveikt er á



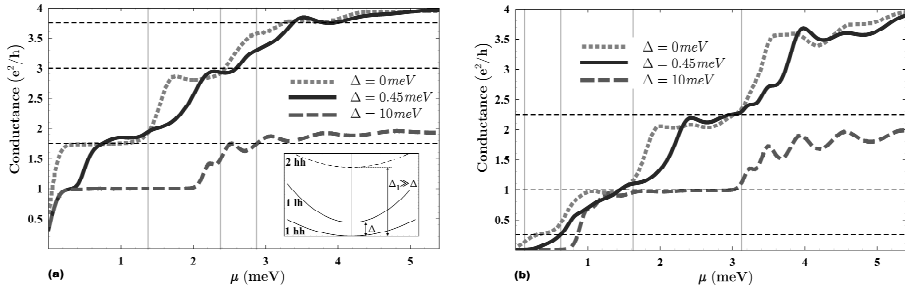
**Mynd 6.** Hegðun leiðni í skammtapunktsnertu sem fall af efnamættinu fyrir mismunandi gildi á staðbundna spunanum  $J$ . Stýribreytur í útreikningunum voru eftirfarandi: virkur massi hleðslubera  $m_v = 0.06m_e$ , hitastig  $T = 4$  K, lengd snertu  $L = L_0J$  með  $L_0 = 50$  nm,  $V_b = 1$  meV,  $|V_{sk}| = 0.48$  meV fyrir (a) samseglandi og (b) andseglandi víxlverkun.

segulsviði skautast bæði leiðni- og bundnar rafeindir þannig að leiðnin verður  $0.5G_0$  fyrir öll  $J$  eins og sést í tilraunum.

Taka skal fram að gagnstætt við [35] þá er ekki hægt að sjá tvö þrep samtímis (t.d.  $0.75G_0$  og  $0.25G_0$ ) í okkar líkani. Munurinn felst í virka mættinu sem rafeindirnar rekast á í punktsnertunni. Hjá okkur er einungis einn þröskuldur með spuna-háða hæð, en hjá [35] eru tveir þröskuldar með hermu-ástand (e. resonant states) á milli sem svara til einstígs og þrístígs sem eru klofin vegna skiptaverkunar.

Nánari útreikningar á leiðninni byggja á að reikna út vísa fyrir mismunandi flutningsferli gegnum punktsnertuna, þ.e. flutning án spunaskipta og flutning þar sem spunaskammtur flyst á milli leiðnirafeindar og staðbundinnar. Þessir vísar eru háðir hliðspennu og leiðnin er svo í réttu hlutfalli við summu annara velda allra vísanna. Farið er nákvæmlega í þessa útreikninga í [55] en við sýnum einungis niðurstöðurnar hér.

Mynd 6 sýnir hvernig leiðni skammtapunktsnertu breytist með efnamætti fyrir mismunandi gildi á staðbundna spunanum  $J$ . Greinilegt er að fyrir  $J > 1/2$  fást aukaprep í skotleiðni með gildi frábrugðin



**Mynd 7.** (a) Prep í leiðniþröppunni sem fall af efnamætti leiðnihola í GaAs skammtapunktsnertu fyrir samseglandi víxlverkun. Ferlarnir svara til þriggja gilda á  $\Delta$ ,  $\Delta(\text{meV}) = 0, 0.45, 10$ . Stuðlarnir fyrir beina Coulomb víxlverkun og skiptaverkun voru áætlaðir sem  $V_b \simeq 1\text{meV}$  og  $V_{sk} \simeq -0.5\text{meV}$ . Lóðréttu gráu línurnar svara til mættisþröskuldsins,  $V_b - 3V_{sk}/4$ ,  $V_b - 11V_{sk}/4$  og  $V_b - 15V_{sk}/4$  á meðan láréttu línurnar svara til gildanna  $7e^2/4h$ ,  $3e^2/h$  og  $15e^2/4h$ . Litla myndin sýnir borðagerð einvíðu holanna. (b) Sama en fyrir andseglandi víxlverkun,  $V_{sk} \simeq 0.5\text{meV}$  og  $V_b \simeq 2\text{meV}$ . Láréttu línurnar svara til gildanna  $e^2/4h$ ,  $e^2/h$  og  $9e^2/4h$ .

$0.75G_0$  en það kemur heim og saman við jöfnur (14) og (15). Svipað og var sagt um staka staðbundna rafeind í kafla 2 ætti fjöl-rafeinda fylgni (e. many-electron correlations) að valda hitastigsháðri endurnormun stuðulsins  $V_{sk}$  og eyðingu aukaprepsins við lágt hitastig.

#### 4. Brotaskömmun skotleiðni í einvíðum holukerfum

Eins og þegar hefur komið fram getur brotaskömmun skotleiðni verið eigindlega mismunandi eftir því hvort hleðsluberar í kerfinu eru rafeindir eða holar. Ástæðan er mismunandi spunagerð rafeinda og hola í hálfleiðurum eins og Si, Ge og GaAs. Gildisborðar þessara hálfleiðara samanstanda af borða þungra hola með spuna  $JJ_z^h = \pm 3/2$ , og borða léttara hola með spuna  $JJ_z^h = \pm 1/2$  [50]. Sökum skömmunarhrifa myndast orkubil  $\Delta$  milli þessara borða í einni og tveimur víddum. Stærð  $\Delta$  fer eftir breidd skammtavírsins, muninum á virkum massa léttu og þungu holanna,  $m_{lh}$  og  $m_h$ , og álagi.

Spunaháða tvístrun staðbundinna og leiðni hola má skoða á svipaðan hátt og rafeindirnar í fyrri kafla. Við athugum flutning frjálsra hola gegnum virkan mættisþröskuld tilkominn vegna spunaháðrar víxlverkunar,  $V_b + V_{sk}\mathbf{J}_l \cdot \mathbf{J}_{st}$  þar sem við gerum ráð fyrir að hola sé staðbundin í punktsnertunni. Hér á  $l$  við leiðniholur,  $st$  við staðbundnar,  $V_b > 0$  er bein Coulomb víxlverkun og  $V_{sk}$  er skiptaverkunarstuðull.

Við skulum fyrst reyna að skilja eigindlega hvernig munurinn á spunagerð rafeinda og hola endurspeglast í munstrinu á brotaskömmun skotleiðni. Hægt er að endurskrifa spunaháða hluta virka Hamiltonvirkjans fyrir holar sem  $V_{sk}\mathbf{J}_l \cdot \mathbf{J}_{st} = V_{sk}(\mathbf{J}_T^2 - \mathbf{J}_T^2 - \mathbf{J}_{st}^2)/2 = V_{ex}[J_T(J_T + 1) - 3(3/2 + 1)]/2$ . Þar af leiðandi fást fyrir mögulegu algildi heildarspuna

holuparsins,  $J_T = 3, 2, 1, 0$ , eftirfarandi gildi á hæð mættisþröskuldsins:  $V_b + (9/4)V_{sk}$ ,  $V_b - (3/4)V_{sk}$ ,  $V_b - (11/4)V_{sk}$ ,  $V_b - (15/4)V_{sk}$ . Fyrir andseglandi víxlverkun er þröskuldurinn lægstur ef hæsta mögulega spuna er náð, en í samseglandi tilvikinu er það öfugt. Ef við höfum óskautað upphafsástand ( $B = 0$ ) eru líkurnar á að fá heildarspuna  $J_T = 3, 2, 1, 0$  eftirfarandi:  $7/16$ ,  $5/16$ ,  $3/16$  og  $1/16$ . Fyrir tilvikið  $\Delta = 0$  [51] má gera ráð fyrir að við fáum leiðniþrep nálægt gildunum  $(7/16)G_0$ ,  $(12/16)G_0$  og  $(15/16)G_0$  (ef leiðnin í þessu kerfi er núna skömmuð með  $G_0 = 4e^2/h$  þar sem tveir borðar taka þátt í leiðninni). Í andseglandi tilvikinu fást í staðinn gildin  $e^2/4h$ ,  $e^2/h$  og  $9e^2/4h$ .

Niðurstöðurnar geta verið annars eðlis ef bilið milli þungra og léttara hola er ekki mjög lítið. Ef  $\Delta \rightarrow \infty$  er einungis þungu hola borðinn í boði fyrir bæði staðbundnar holar og leiðniholar. Leiðnin í kerfi án víxlverkunar skammtast því í einingunni  $G_0 = 2e^2/h$  eins og fyrir rafeindir. Spunar pörðu holanna geta verið annað hvort samsíða eða andsamsíða með jafn háum líkum. Vegna þess hve borðinn með léttu holunum er fjarlægur í orku eru spinasveiflur ekki leyfðar [52] og þess má venta að einungis eitt aukaprep með  $G = e^2/h$  sjáist. Þetta er því mjög frábrugðið því þegar um rafeindir er að ræða, en þá eru spinasveiflur leyfðar og þar af leiðandi fæst aukaprep með  $G = 3e^2/h$  [32, 33, 35].

Í rauninni er  $\Delta$  einhver endanleg stærð og verður málið því flóknara en hér að ofan. Gera þarf nákvæmari greiningu á líkaninu í þessu tilviki en hana má sjá í [55]. Hér rekjum við einungis niðurstöðurnar.

Myndir 7 sýna leiðni í GaAs skammtapunktsnertu fyrir mismunandi orkubil  $\Delta$ . Fyrir tiltölulega lítil gildi á  $\Delta$  fást þrepin sem búist var við nálægt  $7e^2/4h$ ,  $3e^2/h$  og  $15e^2/4h$  í samseglandi tilvikinu en nálægt  $e^2/4h$ ,

$e^2/h$  og  $9e^2/4h$  ef víxlverkunin er andseglandi. Þar að auki er eitt þrep í  $e^2/h$  í samseglandi tilvikinu. Taka skal fram að skömmtun skotleiðni í Si og Ge kerfum með holuleiðni er væntanlega svipuð og í GaAs sökum svipaðrar spunagerðar. Hins vegar getur útlitið verið annað í IV-VI hálfleiðurum eins og PbTe, PbSe og PbS þar sem rafeinda-holu samhverfa ríkir.

## 5. Niðurlag

Sýnt var fram á að ef stakur spuni  $J$  er staðbundinn í skammtapunktsnertu má sjá brotaskömmtun skotleiðni. Fyrir sýni með rafeindaleiðni valda stakar staðbundnar rafeindir með spuna  $J = 1/2$  stöku aukaprepi með leiðni  $G = 0.75G_0$ . Aukning á  $J$  sem fylgir lengingu á punktsnertu veldur því að aukaprepið lækkar niður í  $0.5G_0$ . Í sýnum með holuleiðni er staðan töluvert flóknari sökum flókninnar spunagerðar efna eins og Si, Ge, og GaAs. Eitt eða fleiri brotaskömmtunarþrep myndast eftir því hver orkunumur er á þungum og léttum holum.

## 6. Þakkir

Höfundar þakka prófessor N. T. Bagraev fyrir hjálpssemi hans og samræður. Þakkir eru veittar fyrir stuðning Vísinda- og tækniráðuneytis Brasilíu, IBEM, Brasilíu, og FP7 IRSES verkefnisins „SPINMET“.

## Heimildir

- [1] R. Landauer, *IBM J. Res. Dev.* **1**, 233 (1957).
- [2] M. Buttiker, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 1761(1986).
- [3] B.J. van Wees, H. van Houten, C.W.J. Beenakker, J.G. Williamson, L.P. Kouwenhoven, D. van der Marel, C.T. Foxon, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 848 (1988).
- [4] D.A. Wharam, T.J. Thornton, R. Newbury, M. Pepper, H. Ahmed, J.E.F. Frost, D.G. Hasko, D.C. Peacock, D.A. Ritchie, G.A.C. Jones, *et al.*, *J. Phys. C* **21**, L209 (1988).
- [5] K.J. Thomas, J.T. Nicholls, M.Y. Simmons, M. Pepper, D.R. Mace, D.A. Ritchie, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 135 (1996).
- [6] K.J. Thomas, J.T. Nicholls, N.J. Appleyard, M.Y. Simmons, M. Pepper, D.R. Mace, W.R. Tribe, D.A. Ritchie., *Phys. Rev. B* **58**, 4846 (1998).
- [7] K.J. Thomas, J.T. Nicholls, M. Pepper, W.R. Tribe, M.Y. Simmons, D.A. Ritchie. *Phys. Rev. B* **61**, R13365 (2000).
- [8] H.L. Stormer, A.Chang, D.C. Tsui, H.C.M. Hvang, A.C. Gossard, W. Wiegman, *Phys. Rev. Lett.* **50**, 1953 (1983)
- [9] D. J. Reilly, G. R. Facer, A. S. Dzurak, B. E. Kane, R. G. Clark, P. J. Stiles, A. R. Hamilton, J. L. O'brien, N. E. Lumpkin, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, *Phys. Rev. B* **63**, R121311 (2001)
- [10] N.T. Bagraev , A.D. Bouravleuv, L.E. Klyachkin, A.M. Malyarenko, W.Gehlhoff, V.K.Ivanov and I.A. Shelykh, *Semiconductors* **36**, 439 (2002)
- [11] L.P. Rokhinson, L.N Pfeiffer, K.W. West, *Phys. Rev.Lett.* **96**, 156602 (2006).
- [12] O. Klochan, W. R. Clarke, R. Danneau, A. P. Micolich, L. H. Ho, A. R. Hamilton, K. Muraki, and Y. Hirayama, *Appl. Phys. Lett.* **89**, 092105 (2006).
- [13] K. A. Matveev, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 106801 (2004).
- [14] L. Bartosch, M. Kollar, and P. Kopietz, *Phys. Rev. B*, **67**, 092403 (2003).
- [15] G. Seelig and K. A. Mateev, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 176804 (2003)
- [16] I. I.A. Shelykh, N.G. Galkin and N.T. Bagraev, *Phys. Rev. B* **74**, 085322 (2006).
- [17] H. Bruus, V.V. Cheianov, and K. Flensberg, *Physica E* **10**, 97 (2001).
- [18] D. J. Reilly, T. M. Buehler, J. L. O'Brien, A. R. Hamilton, A. S. Dzurak, R. G. Clark, B. E. Kane, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 246801 (2002)
- [19] D. J. Reilly, *Phys. Rev. B* **72**, 033309 (2005).
- [20] D. J. Reilly, *Proc. 2nd Quantum Transport Nano-Hana International Workshop IAP Conf. Series 5* pp.7-11 (2004).
- [21] I.A. Shelykh, N.T. Bagraev, V.K. Ivanov, and L. E. Klyachkin, *Semiconductors* **36**, 65 (2002).
- [22] A. Ghosh, C. J. Ford, M. Pepper, H. E. Beere, and D. A. Ritchie, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 116601 (2004).
- [23] N.T. Bagraev, I. A. Shelykh, V. K. Ivanov, and L. E. Klyachkin, *Phys. Rev. B* **70**, 155315 (2004).
- [24] Chuan-Kui Wang and K.F. Berggren, *Phys. Rev. B* **54**, 14257 (1996)
- [25] Y. Meir, K. Hirose and N. S. Wingreen, *Phys. Rev.Lett.* **89**, 196802 (2002).
- [26] S. M. Cronenwett, H. J. Lynch, D. Goldhaber-Gordon, L. P. Kouwenhoven, C. M. Marcus, K. Hirose, N. S. Wingreen, and V. Umansky, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 226805 (2002).
- [27] D. Goldhaber-Gordon, J. Gores, M. A. Kastner, Hadas Shtrikman, D. Mahalu, and U. Meirav, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 5225 (1998).
- [28] D. Goldhaber-Gordon, Hadas Shtrikman, D. Mahalu, David Abusch-Magder, U. Meirav, and M. A. Kastner, *Nature (London)* **391**, 156 (1998).
- [29] J. R. Shrieffer and P. A. Wolff, *Phys. Rev.* **149**, 491 (1966)
- [30] A.C. Graham and M. Pepper, *Phys. Rev. B*, **75**, 035331 (2007)
- [31] Yunchul Chung, Sanghyun Jo, Dong-In Chang, Hu-Jong Lee, M. Zaffalon, V. Umansky, and M. Heiblum, *Phys. Rev. B*, **76**, 035316 (2007).
- [32] V.V. Flambaum and M.Yu. Kuchiev, *Phys. Rev. B* **61** R7869 (2000)
- [33] T. Rejec and A. Ramsak, *Phys. Rev. B* **62**, 12985 (2000).
- [34] T. Rejec, A. Ramsak, and J. H. Jefferson, *J. Phys.: Condens. Matter* **12**, 233 (2000).
- [35] T. Rejec, A. Ramsak, and J. H. Jefferson, *Phys. Rev. B*, **67** 075311 (2003).



- [36] Möguleiki á staðbundnum hleðsluberum í skammtapunktsnertum var nýlega rannsakaður í tilraun eftir Y. Yoon, L. Mourokh, T. Morimoto, N. Aoki, Y. Ochiai, J. L. Reno, and J. P. Bird, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 136805 (2007)
- [37] J. R. Oppenheimer, *Phys. Rev.* **32**, 361 (1928)
- [38] N. F. Mott, *Proc. R. Soc. London Ser. A* **126**, 259 (1930)
- [39] I.A. Shelykh, M.A. Kulov, N.G. Galkin and N.T. Bagraev, *J.Phys.:Cond.Matt.* **19**, 246207 (2007).
- [40] J. Kondo, *Prog. Theor. Phys.* **32**, 37 (1964).
- [41] P.W. Anderson, *J. Phys. C* **3**, 2436 (1970).
- [42] Peter Jaksch, Irina Yamikenco, and Karl-Fredrik Berggren, *Phys. Rev. B* **74**, 235320 (2006).
- [43] A.A. Starikov, I.I. Yakimenko, K.F. Berggren, *Phys. Rev. B* **67**, 235319 (2003).
- [44] K. Hirose, Y. Meir, N. S. Wingreen, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 026804 (2003).
- [45] S. Ihnatenska, I.V. Zozulenko, *Phys. Rev. B* **76**, 045338 (2007).
- [46] T. Rejec and Y. Meir, *Nature*, **442**, 900 (2006)
- [47] W.D. Oliver, *Ph. D. thesis*, Stanford University, 2003; N. Y. Kim, W. D. Oliver, and Y. Yamamoto, arXiv:0311435
- [48] P. Roche, J. Segala, and D. C. Glatli, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 116602 (2004).
- [49] A. Ramsak and J. H. Jefferson, *Phys. Rev. B*, **71**, 161311 (2005)
- [50] Við skeytum ekki um þriðja orkuborðann sem er langt frá hinum tveimur vegna skiptaverkunar fyrir  $k = 0$ .
- [51] Ath. að annað ástand þungu holanna 2hh er venjulega mjög nálægt fyrsta ástandi léttu holanna 1lh og þarf því að taka það með í reikninginn. Hins vegar veldur álag oft til lækkunar á 1lh og því hægt að búa til kerfi þar sem 1lh er nær 1hh en 2hh. Sjá E.L. Ivchenko, G.E. Pikus, *Superlattices and other heterostructures*, ISBN 3-540-62030-3, Springer (2003).
- [52] Spunaskipti af tegundinni  $+3/2, -3/2 \rightarrow -3/2, +3/2$  hafa alltaf léttar holur sem milliástönd,  $+3/2, -3/2 \rightarrow +1/2, -1/2 \rightarrow -1/2, +1/2 \rightarrow -3/2, +3/2$  og falla því líkurnar niður í 0 fyrir stór orkubil  $\Delta$ .
- [53] Í stórsæu GaAs er  $\kappa \sim -1.2$ . Skammtabrunnar með vídd af stærðargráðunni  $L \sim 30nm$  hafa Luttinger stuðul  $\kappa \sim -0.3$ , sjá S. Glasberg et al., *Phys. Rev. B*, **60**, R16295 (1999). Þar af leiðandi gerum við ráð fyrir að  $\kappa$  í skammtapunktsnertunni okkar sé þar á milli.
- [54] M. Rosenau da Costa, I.A. Shelykh, and N.T. Bagraev, arXiv:0707.1684 (2007).
- [55] I. A. Shelykh et al, *J. Phys.: Condens. Matter* **20** 164214 (2008)
- [56] S. Datta (2005), *Quantum Transport: Atom to Transistor*, London: Cambridge University Press
- [57] D. A. Wharam et al, *J. Phys. C* **21** L209-L214 (1988)

**Summary:** In this article we review the quantization of the ballistic conductance in quasi-1D systems and more specifically the anomalous fractional quantization called "0.7 anomaly". We give an overview of existing theories for its appearance, of which the most promising states that there appears a localized state in the quantum point contact such that there is a single localized spin  $J = 1/2$  which interacts with the conducting carriers by Heisenberg exchange interaction. The singlet-triplet physics can lead to a conductance plateau at  $G \simeq 0.75G_0$ . We then present our extension of this idea to an arbitrary localized spin  $J \geq 1/2$  and show that it can also lead to the observed conductance plateau  $G \simeq 0.5G_0$  for long wires, where the localized spin is likely to be large in ferromagnetic systems. We also analyze in some detail the difference between electron and hole systems.

#### Um höfundana:

Einar Búi Magnússon er eðlisfræðinemi í meistarnámi við HÍ og fæst við þéttfniðlisfræði, einkum flutning í miðsæjum kerfum og skammtaljósfraði. Ivan Shelykh, prófessor við HÍ og með doktorsgráðu frá St. Pétursborg, er leiðbeinandi Einars Búa og byggir grein þessi á fyrri vinnu Ivans.

---

Raunvísindastofnun Háskólans  
Dunhaga 3, 107 Reykjavík  
ebm2@hi.is  
Mótekni: 29.12.2010

