

# Mahdollisia kokeita 2D topologisten eristeiden reunatiloilla

Jukka Väyrynen & Teemu Ojanen

Kylmälaboratorio, Aalto-yliopisto



30.9.2010

# Sisältö.

- 1 Esitietoja
  - Aharonov-Bohm-ilmio
  - Topologiset eristeet, reunatilat ja Luttinger-nesteet
- 2 Tutkittu systeemi nro 1 - AB-interferometriaa
  - Kahden pistekontaktin geometria
  - Virta
- 3 Tuloksia
- 4 Tutkittu systeemi nro 2 - yksi pistekontakti
- 5 Tulokset
- 6 Yhteenveto

# Aharonov-Bohm-ilmio.

- Kvanttimekaniikassa vektoripotentiali on “fysikaalinen”!

# Aharonov-Bohm-ilmio.

- Kvanttimekaniikassa vektoripotentiaali on “fysikaalinen”!
- Sähkömagnetismin  $U(1)$ -symmetria vaatii että

$$(\phi, \mathbf{A}) \rightarrow \left(\phi - \frac{\partial f}{\partial t}, \mathbf{A} + \nabla f\right) \Rightarrow \psi \rightarrow e^{-ief/\hbar} \psi$$

# Aharonov-Bohm-ilmio.

- Kvanttimekaniikassa vektoripotentiali on “fysikaalinen”!
- Sähkömagnetismin  $U(1)$ -symmetria vaatii että

$$(\phi, \mathbf{A}) \rightarrow \left(\phi - \frac{\partial f}{\partial t}, \mathbf{A} + \nabla f\right) \Rightarrow \psi \rightarrow e^{-ief/\hbar} \psi$$

- Interferenssikoe:

$$|\psi_1 + \psi_2|^2 = |\psi_1|^2 + |\psi_2|^2 + 2\text{Re } \psi_1 \psi_2^\dagger$$

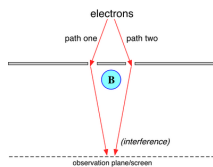


Figure: Wikipedia

# Aharonov-Bohm-ilmio.

- Kvanttimekaniikassa vektoripotentiali on “fysikaalinen”!
- Sähkömagnetismin U(1)-symmetria vaatii että

$$(\phi, \mathbf{A}) \rightarrow \left(\phi - \frac{\partial f}{\partial t}, \mathbf{A} + \nabla f\right) \Rightarrow \psi \rightarrow e^{-ief/\hbar} \psi$$

- Interferenssikoe:

$$|\psi_1 + \psi_2|^2 = |\psi_1|^2 + |\psi_2|^2 + 2\text{Re } \psi_1 \psi_2^\dagger$$

- $\mathbf{A} = \nabla f$  käänin ulkopuolella,

$$\psi_1 \psi_2^\dagger = e^{ie \oint \mathbf{A} \cdot d\mathbf{l} / \hbar} \psi_1 \psi_2^\dagger = e^{i\pi\varphi} \psi_1 \psi_2^\dagger$$

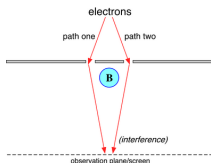


Figure: Wikipedia

# Topologiset eristeet ja niiden reunatilat.

- Topologiset eristeet (TE) ovat aineen uusi olomuoto joka löydettiin n. 5 vuotta sitten

## Topologiset eristeet ja niiden reunatilat.

- Topologiset eristeet (TE) ovat aineen uusi olomuoto joka löydettiin n. 5 vuotta sitten
- 2D TEt ovat kuten kvantti-Hall-ilmiö (spin-Hall-ilmiö)

# Topologiset eristeet ja niiden reunatilat.

- Topologiset eristeet (TE) ovat aineen uusi olomuoto joka löydettiin n. 5 vuotta sitten
- 2D TEt ovat kuten kvantti-Hall-ilmiö (spin-Hall-ilmiö)
- Bulkki eristää kun taas helikaaliset reunat mahdollistavat häviöttömän virrankuljetuksen:

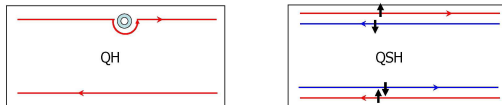


Figure: Qi and Zhang: arXiv:1008.2026v1 [cond-mat.mes-hall]

# Topologiset eristeet ja niiden reunatilat.

- Topologiset eristeet (TE) ovat aineen uusi olomuoto joka löydettiin n. 5 vuotta sitten
- 2D TET ovat kuten kvantti-Hall-ilmio (spin-Hall-ilmio)
- Bulkki eristää kun taas helikaaliset reunat mahdollistavat häviöttömän virrankuljetuksen:

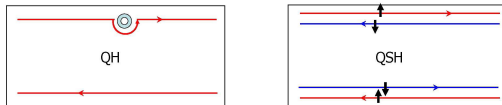


Figure: Qi and Zhang: arXiv:1008.2026v1 [cond-mat.mes-hall]

- “ajokaistat”  $\Rightarrow$  jako vasemmalle ja oikealle liikkujiin eli  $\pm$ -tiloihin

# Luttinger-neste-teoria

- Uskotaan että 2D TE:n reunatiloja voidaan kuvata spinittöminä Luttinger-nesteinä

## Luttinger-neste-teoria

- Uskotaan että 2D TE:n reunatiloja voidaan kuvata spinittöminä Luttinger-nesteinä
- Luttinger-neste on matalan energian raja 1D-fermioninesteestä ja sillä on eksaktisti ratkeavia ominaisuuksia (Tomonaga '50, Luttinger '63, Haldane '81)

## Luttinger-neste-teoria

- Uskotaan että 2D TE:n reunatiloja voidaan kuvata spinittöminä Luttinger-nesteinä
- Luttinger-neste on matalan energian raja 1D-fermioninesteestä ja sillä on eksaktisti ratkeavia ominaisuuksia (Tomonaga '50, Luttinger '63, Haldane '81)
- Kvasihiukkaset ovat spinoneita ja plasmoneita

## Luttinger-neste-teoria

- Uskotaan että 2D TE:n reunatiloja voidaan kuvata spinittöminä Luttinger-nesteinä
- Luttinger-neste on matalan energian raja 1D-fermioninesteestä ja sillä on eksaktisti ratkeavia ominaisuuksia (Tomonaga '50, Luttinger '63, Haldane '81)
- Kvasihiukkaset ovat spinoneita ja plasmoneita
  - *Spin-charge separation*, Fraktionaalinen varaus

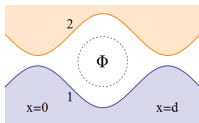
# Luttinger-neste-teoria

- Uskotaan että 2D TE:n reunatiloja voidaan kuvata spinittöminä Luttinger-nesteinä
- Luttinger-neste on matalan energian raja 1D-fermioninesteestä ja sillä on eksaktisti ratkeavia ominaisuuksia (Tomonaga '50, Luttinger '63, Haldane '81)
- Kvasihiukkaset ovat spinoneita ja plasmoneita
  - *Spin-charge separation*, Fraktionaalinen varaus
- Linearisoitu dispersio  $\pm k_F$ :n lähellä ja vuorovaikutukset ( $\Delta k \in \{0, 2k_F\}$ ) johtavat Hamiltonin operaattoriin
  - $H_0 = \int dx \frac{u}{2\pi} [g(\partial_x \theta)^2 + g^{-1}(\partial_x \phi)^2]$ ,  $u = v_F/g$
  - $[\phi(x), \nabla \theta(y)/\pi] = i\delta(x-y)$
  - $\psi_{\pm}(t, x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi a}} \exp i(\theta(t, x) \mp \phi(t, x))$

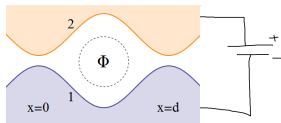
## Luttinger-neste-teoria

- Uskotaan että 2D TE:n reunatiloja voidaan kuvata spinittöminä Luttinger-nesteinä
- Luttinger-neste on matalan energian raja 1D-fermioninesteestä ja sillä on eksaktisti ratkeavia ominaisuuksia (Tomonaga '50, Luttinger '63, Haldane '81)
- Kvasihiukkaset ovat spinoneita ja plasmoneita
  - *Spin-charge separation*, Fraktionaalinen varaus
- Linearisoitu dispersio  $\pm k_F$ :n lähellä ja vuorovaikutukset ( $\Delta k \in \{0, 2k_F\}$ ) johtavat Hamiltonin operaattoriin
  - $H_0 = \int dx \frac{u}{2\pi} [g(\partial_x \theta)^2 + g^{-1}(\partial_x \phi)^2]$ ,  $u = v_F/g$
  - $[\phi(x), \nabla \theta(y)/\pi] = i\delta(x - y)$
  - $\psi_{\pm}(t, x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi a}} \exp i(\theta(t, x) \mp \phi(t, x))$
- Näistä saadaan tarvittavat Greenin funktiot  $\langle \psi_{\pm}(t, x) \psi_{\pm}^{\dagger}(0, 0) \rangle$  ja  $\langle \psi_{\pm}^{\dagger}(0, 0) \psi_{\pm}(t, x) \rangle$

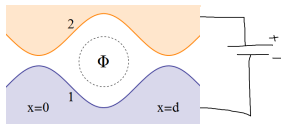
## Kaksi 2D TE:tä yhdistettynä pistekontakteilla.



## Kaksi 2D TE:tä yhdistettynä pistekontakteilla.



## Kaksi 2D TE:tä yhdistettynä pistekontakteilla.

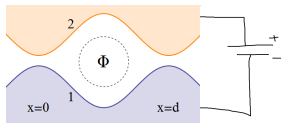


- Hamiltonin operaattori on  $H_0 + H_{\text{tun}}^+ + H_{\text{tun}}^-$ , missä

$$H_{\text{tun}}^{\pm}(t) = \sum_{i=0,d} \Gamma_i(t) C_{i\pm} \cos \frac{\alpha}{2} + \Gamma_i(t) B_{i\pm} i \sin \frac{\alpha}{2} + \text{h.c.},$$

$$\text{ja } \Gamma_0(t) = e^{i\mu t} \sqrt{T_0}, \Gamma_d(t) = e^{2\pi i \varphi} e^{i\mu t} \sqrt{T_d}.$$

## Kaksi 2D TE:tä yhdistettynä pistekontakteilla.



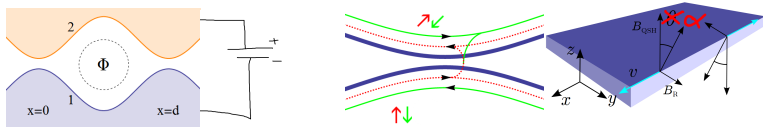
- Hamiltonin operaattori on  $H_0 + H_{\text{tun}}^+ + H_{\text{tun}}^-$ , missä

$$H_{\text{tun}}^{\pm}(t) = \sum_{i=0,d} \Gamma_i(t) C_{i\pm} \cos \frac{\alpha}{2} + \Gamma_i(t) B_{i\pm} i \sin \frac{\alpha}{2} + \text{h.c.},$$

ja  $\Gamma_0(t) = e^{i\mu t} \sqrt{T_0}$ ,  $\Gamma_d(t) = e^{2\pi i \varphi} e^{i\mu t} \sqrt{T_d}$ .

- Eteen- ja taaksetunnelointioperaattorit:  $B_{x\pm} := \psi_{2\pm}^{\dagger}(x) \psi_{1\pm}(x)$ ,  
 $C_{x\pm} := \psi_{2\mp}^{\dagger}(x) \psi_{1\pm}(x)$

## Kaksi 2D TE:tä yhdistettynä pistekontakteilla.



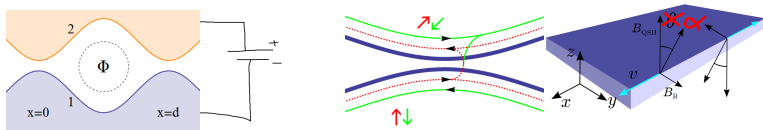
- Hamiltonin operaattori on  $H_0 + H_{\text{tun}}^+ + H_{\text{tun}}^-$ , missä

$$H_{\text{tun}}^{\pm}(t) = \sum_{i=0,d} \Gamma_i(t) C_{i\pm} \cos \frac{\alpha}{2} + \Gamma_i(t) B_{i\pm} i \sin \frac{\alpha}{2} + \text{h.c.},$$

ja  $\Gamma_0(t) = e^{i\mu t} \sqrt{T_0}$ ,  $\Gamma_d(t) = e^{2\pi i \varphi} e^{i\mu t} \sqrt{T_d}$ .

- Eteen- ja taaksetunnelointioperaattorit:  $B_{x\pm} := \psi_{2\pm}^{\dagger}(x) \psi_{1\pm}(x)$ ,  
 $C_{x\pm} := \psi_{2\mp}^{\dagger}(x) \psi_{1\pm}(x)$

## Kaksi 2D TE:tä yhdistettynä pistekontakteilla.



- Hamiltonin operaattori on  $H_0 + H_{\text{tun}}^+ + H_{\text{tun}}^-$ , missä

$$H_{\text{tun}}^{\pm}(t) = \sum_{i=0,d} \Gamma_i(t) C_{i\pm} \cos \frac{\alpha}{2} + \Gamma_i(t) B_{i\pm} i \sin \frac{\alpha}{2} + \text{h.c.},$$

ja  $\Gamma_0(t) = e^{i\mu t} \sqrt{T_0}$ ,  $\Gamma_d(t) = e^{2\pi i \varphi} e^{i\mu t} \sqrt{T_d}$ .

- Eteen- ja taaksetunnelointioperaattorit:  $B_{x\pm} := \psi_{2\pm}^{\dagger}(x) \psi_{1\pm}(x)$ ,  
 $C_{x\pm} := \psi_{2\mp}^{\dagger}(x) \psi_{1\pm}(x)$
- *Voimmeko tietää jotain  $\alpha$ :sta tutkimalla virtaa?*

## Virran laskeminen.

- Virran vuosta riippuva osa lasketaan lineaarisen vasteen teoriolla:  $I_\varphi = ie \int dt \Theta(t) \left\langle \left[ \dot{N}_1(t), H_{\text{tun}} \right]_\varphi \right\rangle_0$

## Virran laskeminen.

- Virran vuosta riippuva osa lasketaan lineaarisen vasteen teorialla:  $I_\varphi = ie \int dt \Theta(t) \left\langle \left[ \dot{N}_1(t), H_{\text{tun}} \right]_\varphi \right\rangle_0$   
 $= -8 \frac{e\sqrt{T_0 T_d}}{\hbar^2} \cos(2\pi\varphi) \left[ \cos^2 \frac{\alpha}{2} \text{Im} X_{d0}^b(\mu) + \sin^2 \frac{\alpha}{2} \text{Im} X_{d0}^f(\mu) \right].$

## Virran laskeminen.

- Virran vuosta riippuva osa lasketaan lineaarisen vasteen teoriolla:  $I_\varphi = ie \int dt \Theta(t) \left\langle \left[ \dot{N}_1(t), H_{\text{tun}} \right]_\varphi \right\rangle_0$   
$$= -8 \frac{e\sqrt{T_0 T_d}}{\hbar^2} \cos(2\pi\varphi) \left[ \cos^2 \frac{\alpha}{2} \text{Im} X_{d0}^b(\mu) + \sin^2 \frac{\alpha}{2} \text{Im} X_{d0}^f(\mu) \right].$$
- Vastefunktiot  $X_{d0}^{f/b}(\omega) := i \int dt \Theta(t) G_{1+}^>(t, d) G_{2+/-}^>(t, d) e^{i\omega t}$

## Virran laskeminen.

- Virran vuosta riippuva osa lasketaan lineaarisen vasteen teoriolla:  $I_\varphi = ie \int dt \Theta(t) \left\langle \left[ \dot{N}_1(t), H_{\text{tun}} \right]_\varphi \right\rangle_0$

$$= -8 \frac{e\sqrt{T_0 T_d}}{\hbar^2} \cos(2\pi\varphi) \left[ \cos^2 \frac{\alpha}{2} \text{Im} X_{d0}^b(\mu) + \sin^2 \frac{\alpha}{2} \text{Im} X_{d0}^f(\mu) \right].$$

- Vastefunktiot  $X_{d0}^{f/b}(\omega) := i \int dt \Theta(t) G_{1+}^>(t, d) G_{2+/-}^>(t, d) e^{i\omega t}$
- ... on vaikea laskea, esim.

$$G_{i\pm}^>(t, x) \sim \left\{ \frac{\beta}{\pi} \sinh \frac{\pi}{\beta} \left( t \pm \frac{x}{u_i} - i0^+ \right) \right\}^{-\gamma_i} \left\{ \frac{\beta}{\pi} \sinh \frac{\pi}{\beta} \left( t \mp \frac{x}{u_i} - i0^+ \right) \right\}^{-\gamma_i - 1}$$

## Virran laskeminen.

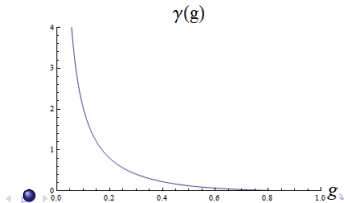
- Virran vuosta riippuva osa lasketaan lineaarisen vasteen teoriolla:  $I_\varphi = ie \int dt \Theta(t) \left\langle \left[ \dot{N}_1(t), H_{tun} \right]_\varphi \right\rangle_0$

$$= -8 \frac{e\sqrt{T_0 T_d}}{\hbar^2} \cos(2\pi\varphi) \left[ \cos^2 \frac{\alpha}{2} \text{Im} X_{d0}^b(\mu) + \sin^2 \frac{\alpha}{2} \text{Im} X_{d0}^f(\mu) \right].$$

- Vastefunktiot  $X_{d0}^{f/b}(\omega) := i \int dt \Theta(t) G_{1+}^>(t, d) G_{2+/-}^>(t, d) e^{i\omega t}$
- ... on vaikea laskea, esim.

$$G_{i\pm}^>(t, x) \sim \left\{ \frac{\beta}{\pi} \sinh \frac{\pi}{\beta} \left( t \pm \frac{x}{u_i} - i0^+ \right) \right\}^{-\gamma_i} \left\{ \frac{\beta}{\pi} \sinh \frac{\pi}{\beta} \left( t \mp \frac{x}{u_i} - i0^+ \right) \right\}^{-\gamma_i - 1}$$

- missä  $\gamma_i = \frac{g_i + g_i^{-1}}{4} - \frac{1}{2} \in (0, 1]$



## Virran laskeminen.

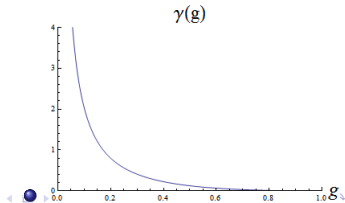
- Virran vuosta riippuva osa lasketaan lineaarisen vasteen teorialla:  $I_\varphi = ie \int dt \Theta(t) \left\langle \left[ \dot{N}_1(t), H_{tun} \right]_\varphi \right\rangle_0$

$$= -8 \frac{e\sqrt{T_0 T_d}}{\hbar^2} \cos(2\pi\varphi) \left[ \cos^2 \frac{\alpha}{2} \text{Im} X_{d0}^b(\mu) + \sin^2 \frac{\alpha}{2} \text{Im} X_{d0}^f(\mu) \right].$$

- Vastefunktiot  $X_{d0}^{f/b}(\omega) := i \int dt \Theta(t) G_{1+}^>(t, d) G_{2+/-}^>(t, d) e^{i\omega t}$
- ... on vaikea laskea, esim.

$$G_{i\pm}^>(t, x) \sim \left\{ \frac{\beta}{\pi} \sinh \frac{\pi}{\beta} \left( t \pm \frac{x}{u_i} - i0^+ \right) \right\}^{-\gamma_i} \left\{ \frac{\beta}{\pi} \sinh \frac{\pi}{\beta} \left( t \mp \frac{x}{u_i} - i0^+ \right) \right\}^{-\gamma_i - 1}$$

- missä  $\gamma_i = \frac{g_i + g_i^{-1}}{4} - \frac{1}{2} \in (0, 1]$
- Voimme silti tehdä tämän eksaktisti nollalämpötilassa ja approksimatiivisesti matalassa  $T$ :ssä.



# Tuloksia.

- Jänniteskaala on  $V \ll \hbar v_F / ed \ll k_B T / e$ .

## Tuloksia.

- Jänniteskaala on  $V \ll \hbar v_F / ed \ll k_B T / e$ .
- Johtavassa kertaluvussa  $\begin{cases} \text{Im } X_{d0}^b(\mu) \sim \frac{1}{d} V^{2(\gamma_1 + \gamma_2)} \\ \text{Im } X_{d0}^f(\mu) \sim V^{2(\gamma_1 + \gamma_2) + 1} \end{cases}$  kun  $T = 0$

## Tuloksia.

- Jänniteskaala on  $V \ll \hbar v_F / ed \ll k_B T / e$ .
- Johtavassa kertaluovussa  $\begin{cases} \text{Im } X_{d0}^b(\mu) \sim \frac{1}{d} V^{2(\gamma_1 + \gamma_2)} \\ \text{Im } X_{d0}^f(\mu) \sim V^{2(\gamma_1 + \gamma_2) + 1} \end{cases}$  kun  $T = 0$
- ja  $\begin{cases} \text{Im } X_{d0}^b(\mu) \sim \exp -\frac{2\pi d g_2}{\beta} V^{\gamma_1 + \gamma_2} \\ \text{Im } X_{d0}^f(\mu) \sim V^{\gamma_1 + \gamma_2 + 1} \end{cases}$  kun  $T > 0$ .

## Tuloksia.

- Jänniteskaala on  $V \ll \hbar v_F / ed \ll k_B T / e$ .
- Johtavassa kertaluvussa  $\begin{cases} \text{Im } X_{d0}^b(\mu) \sim \frac{1}{d} V^{2(\gamma_1 + \gamma_2)} \\ \text{Im } X_{d0}^f(\mu) \sim V^{2(\gamma_1 + \gamma_2) + 1} \end{cases}$  kun  $T = 0$
- ja  $\begin{cases} \text{Im } X_{d0}^b(\mu) \sim \exp - \frac{2\pi d g_2}{\beta} V^{\gamma_1 + \gamma_2} \\ \text{Im } X_{d0}^f(\mu) \sim V^{\gamma_1 + \gamma_2 + 1} \end{cases}$  kun  $T > 0$ .
- Kun muistetaan:  
$$I_\varphi \sim \cos(2\pi\varphi) \left[ \cos^2 \frac{\alpha}{2} \text{Im } X_{d0}^b(\mu) + \sin^2 \frac{\alpha}{2} \text{Im } X_{d0}^f(\mu) \right] \quad (1)$$

# Tuloksia.

- Jänniteskaala on  $V \ll \hbar v_F / ed \ll k_B T / e$ .
- Johtavassa kertaluvussa  $\begin{cases} \text{Im } X_{d0}^b(\mu) \sim \frac{1}{d} V^{2(\gamma_1 + \gamma_2)} \\ \text{Im } X_{d0}^f(\mu) \sim V^{2(\gamma_1 + \gamma_2) + 1} \end{cases}$  kun  $T = 0$
- ja  $\begin{cases} \text{Im } X_{d0}^b(\mu) \sim \exp - \frac{2\pi d g_2}{\beta} V^{\gamma_1 + \gamma_2} \\ \text{Im } X_{d0}^f(\mu) \sim V^{\gamma_1 + \gamma_2 + 1} \end{cases}$  kun  $T > 0$ .
- Kun muistetaan:  
$$I_\varphi \sim \cos(2\pi\varphi) \left[ \cos^2 \frac{\alpha}{2} \text{Im } X_{d0}^b(\mu) + \sin^2 \frac{\alpha}{2} \text{Im } X_{d0}^f(\mu) \right] \quad (1)$$
- ... saadaan päätulos: Eteen- ja taaksetunneloitumisvirroilla on erilaiset I-V-käyrät ja lämpötilavaimeneminen

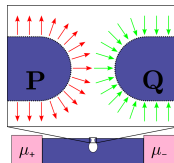
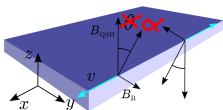
# Tuloksia.

- Jänniteskaala on  $V \ll \hbar v_F / ed \ll k_B T / e$ .
- Johtavassa kertaluvussa  $\begin{cases} \text{Im } X_{d0}^b(\mu) \sim \frac{1}{d} V^{2(\gamma_1 + \gamma_2)} \\ \text{Im } X_{d0}^f(\mu) \sim V^{2(\gamma_1 + \gamma_2) + 1} \end{cases}$  kun  $T = 0$
- ja  $\begin{cases} \text{Im } X_{d0}^b(\mu) \sim \exp - \frac{2\pi d g_2}{\beta} V^{\gamma_1 + \gamma_2} \\ \text{Im } X_{d0}^f(\mu) \sim V^{\gamma_1 + \gamma_2 + 1} \end{cases}$  kun  $T > 0$ .
- Kun muistetaan:  

$$I_\varphi \sim \cos(2\pi\varphi) \left[ \cos^2 \frac{\alpha}{2} \text{Im } X_{d0}^b(\mu) + \sin^2 \frac{\alpha}{2} \text{Im } X_{d0}^f(\mu) \right] \quad (1)$$
- ... saadaan päätulos: Eteen- ja taaksetunneloitumisvirroilla on erilaiset I-V-käyrät ja lämpötilavaimeneminen
- $\Rightarrow$  Voimme selvittää kumpi on kumpi yhtälössä (1) ja mitata  $\alpha$ :aa.

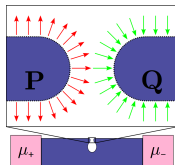
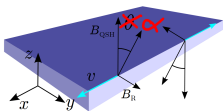
## Reunaan muovattu pistekontakti.

- Tutkittu systeemi nro 2 innoitti tutkimaan huomattavasti yksinkertaisempaa geometriaa:



## Reunaan muovattu pistekontakti.

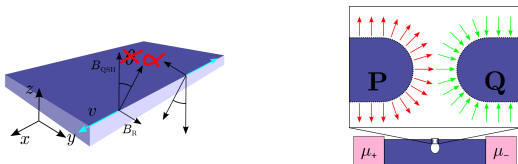
- Tutkittu systeemi nro 2 innoitti tutkimaan huomattavasti yksinkertaisempaa geometriaa:



- z-suuntainen sähkökenttä voi muuttaa kulmaa  $\alpha$  (König ym. '06)

## Reunaan muovattu pistekontakti.

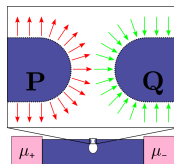
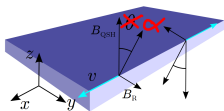
- Tutkittu systeemi nro 2 innoitti tutkimaan huomattavasti yksinkertaisempaa geometriaa:



- z-suuntainen sähkökenttä voi muuttaa kulmaa  $\alpha$  (König ym. '06)
- P:n ja Q:n välinen potentiaaliero  $\mu$  ja spin-aaltofunktioiden päällekkäisyys mahdollistavat tunneloinnin:  
$$H_{\text{tun}}(t) = \sqrt{\mathcal{T}} e^{i\mu t} \sin \alpha \psi_{-}^{\dagger}(Q) \psi_{+}(P) + \text{h.c.}$$

## Reunaan muovattu pistekontakti.

- Tutkittu systeemi nro 2 innoitti tutkimaan huomattavasti yksinkertaisempaa geometriaa:



- z-suuntainen sähkökenttä voi muuttaa kulmaa  $\alpha$  (König ym. '06)
- P:n ja Q:n välinen potentiaaliero  $\mu$  ja spin-aaltofunktioiden päällekkäisyys mahdollistavat tunneloinnin:  
$$H_{\text{tun}}(t) = \sqrt{\mathcal{T}} e^{i\mu t} \sin \alpha \psi_{-}^{\dagger}(Q) \psi_{+}(P) + \text{h.c.}$$
- $\Rightarrow$  Johtavuuden tulisi pienetä

## Tulokset.

- Virraksi saadaan  $I_{pc} = \frac{4eT \times 10^{-7}}{av_F} \sin^2 \theta \cos^{4\gamma+2} \theta F(V, T, \theta)$ ,  
 $F(V, T, \theta) \sim T^{4\gamma+1} \sinh \frac{\beta eV}{2} B(2\gamma + 1 - \frac{i\beta eV}{2\pi}, 2\gamma + 1 + \frac{i\beta eV}{2\pi})$

## Tulokset.

- Virraksi saadaan  $I_{pc} = \frac{4eT \times 10^{-7}}{av_F} \sin^2 \theta \cos^{4\gamma+2} \theta F(V, T, \theta)$ ,  
 $F(V, T, \theta) \sim T^{4\gamma+1} \sinh \frac{\beta eV}{2} B(2\gamma + 1 - \frac{i\beta eV}{2\pi}, 2\gamma + 1 + \frac{i\beta eV}{2\pi})$
- Konduktanssi pienenee 1-10 %:lla jos  $v_F = 5.5 \times 10^5$  m/s,  $a = 10$  nm ja  $T = 0.1 v_F^2$

## Tulokset.

- Virraksi saadaan  $I_{PC} = \frac{4eT \times 10^{-7}}{av_F} \sin^2 \theta \cos^{4\gamma+2} \theta F(V, T, \theta)$ ,  
 $F(V, T, \theta) \sim T^{4\gamma+1} \sinh \frac{\beta eV}{2} B(2\gamma + 1 - \frac{i\beta eV}{2\pi}, 2\gamma + 1 + \frac{i\beta eV}{2\pi})$
- Konduktanssi pienenee 1-10 %:lla jos  $v_F = 5.5 \times 10^5$  m/s,  $a = 10$  nm ja  $T = 0.1 v_F^2$

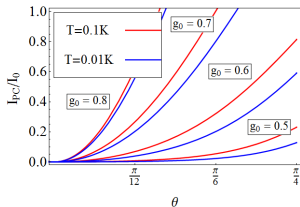
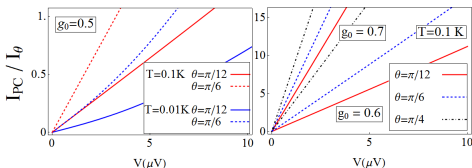


Figure: (a)  $F(V, T, \theta)$  jännitteen funktiona. (b) Virran kulmariippuvuus.  $g_0$  on v.v.-parametrin arvo kun  $\theta = 0$ .

## Yhteenveto.

- Topologisilla eristeillä voi tutkia elektronien spin-ominaisuuksia ilman magneettikenttää

## Yhteenveto.

- Topologisilla eristeillä voi tutkia elektronien spin-ominaisuuksia ilman magneettikenttää

Kiitos!