Lublin, 27 marca 2007 r.

Fluktuacje w nadprzewodnikach – od słabych do krytycznych

Tadeusz Domański

http://kft.umcs.lublin.pl/doman/lectures

★ Wstęp

/ stan nadprzewodzący /

# ★ Wstęp

/ stan nadprzewodzący /

## ★ Nadprzewodniki klasyczne

/ źródła i charakter fluktuacji /

# **Wstęp**/ stan nadprzewodzący /

★ Nadprzewodniki klasyczne

/ źródła i charakter fluktuacji /

Nadprzewodniki wysokotemperaturowe

/ od silnych do krytycznych fluktuacji /

# **Wstęp**/ stan nadprzewodzący /

★ Nadprzewodniki klasyczne

/ źródła i charakter fluktuacji /

**Nadprzewodniki wysokotemperaturowe** 

/ od silnych do krytycznych fluktuacji /

# **Podsumowanie**

# I. Wstęp

# Istota nadprzewodnictwa

## Istota nadprzewodnictwa

całkowity zanik oporu

/stałoprądowego/





## Inne ważne właściwości fizyczne

#### Inne ważne właściwości fizyczne

Poniżej  $T_c$  pojawia się parametr porządku



który zwykle jest współmierny do przerwy energetycznej.

#### Inne ważne właściwości fizyczne

Poniżej  $T_c$  pojawia się parametr porządku



który zwykle jest współmierny do przerwy energetycznej.

W temperaturze  $T_c$  dochodzi do przejścia fazowego



II-ego rodzaju według klasyfikacji Landaua.



# Korelacje

Wymienione (a także inne) właściwości fizyczne są konsekwencją oddziaływań

## Korelacje

Wymienione (a także inne) właściwości fizyczne są konsekwencją oddziaływań k - k + a/2 k' - k - a/2



# Korelacje

Wymienione (a także inne) właściwości fizyczne są konsekwencją

oddziaływań 
$$k_1 = k + q/2$$
  $k'_1 = k - q/2$   
 $k_2 = k' - q/2$   $k'_2 = k' + q/2$   

$$\hat{H} = \sum_{k,\sigma} (\epsilon_k - \mu) \hat{c}^{\dagger}_{k,\sigma} \hat{c}_{k,\sigma}$$

$$+ \frac{1}{2} \sum_{k,k',q,\sigma,\sigma'} V(q) \hat{c}^{\dagger}_{k+\frac{q}{2},\sigma} \hat{c}^{\dagger}_{k'-\frac{q}{2},\sigma'} \hat{c}_{k'+\frac{q}{2},\sigma'} \hat{c}_{k-\frac{q}{2},\sigma}$$

Wskutek sprzężenia elektronów z fononami, magnonami lub innymi obiektami typu bozonowego oddziaływania efektywne mogą przybrać charakter przyciągający.

Wskutek sprzężenia elektronów z fononami, magnonami lub innymi obiektami typu bozonowego oddziaływania efektywne mogą przybrać charakter przyciągający.

$$\hat{H} = \sum_{ extbf{k},\sigma} oldsymbol{\xi}_{ extbf{k}\sigma} \hat{c}_{ extbf{k}\sigma} \ + \ \sum_{ extbf{k}, extbf{k}'} V_{ extbf{k}, extbf{k}'} \ \hat{c}_{ extbf{k}\uparrow}^{\dagger} \ \hat{c}_{- extbf{k}\downarrow}^{\dagger} \ \hat{c}_{- extbf{k}\downarrow\downarrow} \hat{c}_{ extbf{k}'\uparrow}$$

gdzie  $V_{\mathbf{k},\mathbf{k}'} < 0$  (przynajmniej dla niektórych stanów  $\mathbf{k},\mathbf{k}'$ ).

Wskutek sprzężenia elektronów z fononami, magnonami lub innymi obiektami typu bozonowego oddziaływania efektywne mogą przybrać charakter przyciągający.

$$\hat{H} = \sum_{\mathbf{k},\sigma} \xi_{\mathbf{k}} \hat{c}^{\dagger}_{\mathbf{k}\sigma} \hat{c}_{\mathbf{k}\sigma} ~+~ \sum_{\mathbf{k},\mathbf{k}'} V_{\mathbf{k},\mathbf{k}'} ~~ \hat{c}^{\dagger}_{\mathbf{k}\uparrow} ~\hat{c}^{\dagger}_{-\mathbf{k}\downarrow} ~\hat{c}_{-\mathbf{k}'\downarrow} \hat{c}_{\mathbf{k}'\uparrow}$$

gdzie  $V_{\mathbf{k},\mathbf{k}'} < 0$  (przynajmniej dla niektórych stanów  $\mathbf{k},\mathbf{k}'$ ).

Przykłady różnych mechanizmów prowadzących do powstawania par fermionowych można m.in. znaleźć w artykule przeglądowym:

T. Domański, Postępy Fizyki 57, 123 (2006).

# II. Nadprzewodniki klasyczne

Zasadniczo można wyróżnić dwa rodzaje fluktuacji:

Zasadniczo można wyróżnić dwa rodzaje fluktuacji:

#### 1. kwantowe

$$\hat{A}\hat{B} = \hat{A}\langle\hat{B}
angle + \langle\hat{A}
angle\hat{B} - \langle\hat{A}
angle\langle\hat{B}
angle + \delta\hat{A}~~\delta\hat{B}$$

gdzie  $\delta \hat{A} = \hat{A} - \langle \hat{A} \rangle$  – fluktuacje pomijane w teorii BCS.

Zasadniczo można wyróżnić dwa rodzaje fluktuacji:

#### 1. kwantowe

$$\hat{A}\hat{B} = \hat{A}\langle\hat{B}
angle + \langle\hat{A}
angle\hat{B} - \langle\hat{A}
angle\langle\hat{B}
angle + \delta\hat{A}~~\delta\hat{B}$$

gdzie  $\delta \hat{A} = \hat{A} - \langle \hat{A} \rangle$  – fluktuacje pomijane w teorii BCS.

#### 2. topologiczne

W układach fizycznych o wymiarowości dim=1 oraz dim=2 niemożliwy jest porządek dalekozasięgowy !

Korelacje mogą mieć charakter typu potęgowego

 $\langle \hat{\psi}_{\downarrow}(\mathbf{r}_1) \; \hat{\psi}_{\uparrow} \; (\mathbf{r}_2) 
angle \; \propto \; |\mathbf{r_1}\!-\!\mathbf{r_2}|^{- heta(T)}$ 

gdzie sztywność fazowa  $heta \neq 0$  jedynie dla  $T \leq T_{KT}$ .

J.M. Kosterlitz and P.J. Thouless, J. Phys. C 6, 1181 (1973).

## Konsekwencje fizyczne

Jednakże:

Jednakże:

⇒ czas życia par jest krótki (effects of damping)

Jednakże:

- ⇒ czas życia par jest krótki (effects of damping)
- ⇒ pary nie są skorelowane dalekozasięgowo (incoherent pairs).

Pierwszego ilościowego oszacowania fluktuacji dokonał V.L. Ginzburg dla nadprzewodników typu fonowego.

Pierwszego ilościowego oszacowania fluktuacji dokonał V.L. Ginzburg dla nadprzewodników typu fonowego.

Przewidział on rozmycie skoku ciepła właściwego powyżej  $T_c$  w zakresie temperatur rzędu

$$rac{\delta T}{T_c} \sim \left(rac{a}{\xi}
ight)^4 \sim 10^{-12}\!-\!10^{-14}$$

a – odległość między atomami,

 $\xi$  – długość koherencji.

V.L. Ginzburg, Sov. Solid State 2, 61 (1968).

Pierwszą doświadczalną obserwację efektów fluktuacyjnych stwierdzono dla granularnego aluminium tuż powyżej  $T_c$ .
Pierwszą doświadczalną obserwację efektów fluktuacyjnych stwierdzono dla granularnego aluminium tuż powyżej  $T_c$ .

Poprzez pomiar prądu tunelowania zauważono pozostałość przerwy energetycznej w gęstości stanów.



Pierwszą doświadczalną obserwację efektów fluktuacyjnych stwierdzono dla granularnego aluminium tuż powyżej  $T_c$ .

Poprzez pomiar prądu tunelowania zauważono pozostałość przerwy energetycznej w gęstości stanów.



*R.W. Cohen and B. Abels, Phys. Rev.* **168**, 444 (1968).

W systematyczny sposób wpływ fluktuacji na przewodnictwo elektryczne zbadano w ramach w rachunku perturbacyjnego

W systematyczny sposób wpływ fluktuacji na przewodnictwo elektryczne zbadano w ramach w rachunku perturbacyjnego



W systematyczny sposób wpływ fluktuacji na przewodnictwo elektryczne zbadano w ramach w rachunku perturbacyjnego



*V.V. Dorin* et al, *Phys. Rev. B* **48**, 12951 (1993).

Poprzez diagram Aslamazova-Larkina



Poprzez diagram Aslamazova-Larkina



pary fermionowe uaktywniają dodatkowy kanał transportu.

Poprzez diagram Aslamazova-Larkina



pary fermionowe uaktywniają dodatkowy kanał transportu.

Poprawka do tzw. paraprzewodnictwa wynosi

$$\delta \sigma_{AL} \simeq rac{\pi e^2}{4m} \, \mathcal{N}_{pair} \; rac{1}{T-T_c}$$

gdyż czas życia par  $au \propto 1/(T-T_c)$ .

Poprzez diagram Aslamazova-Larkina



pary fermionowe uaktywniają dodatkowy kanał transportu.

Poprawka do tzw. paraprzewodnictwa wynosi

$$\delta \sigma_{AL} \simeq rac{\pi e^2}{4m} \, \mathcal{N}_{pair} \; rac{1}{T-T_c}$$

gdyż czas życia par  $au \propto 1/(T-T_c)$ .

L.G. Alsamazov and A.I. Larkin, Sov. Solid State 10, 875 (1968).

Diagramy Maki-Thompsona





opisują koherentne rozpraszanie fermionów.

Diagramy Maki-Thompsona





opisują koherentne rozpraszanie fermionów.

Ich wkład do przewodnictwa jest ujemny i wynosi

$$\delta \sigma_{MT} \simeq rac{e^2}{8d} \ rac{1}{\epsilon - \gamma_{\phi}} \ln(rac{\epsilon}{\gamma_{\phi}})$$

gdzie  $\gamma_{\phi}=\pi/8T_c au_{\phi}$  oraz  $\epsilon=\ln(T/T_c).$ 

Diagramy Maki-Thompsona





opisują koherentne rozpraszanie fermionów.

Ich wkład do przewodnictwa jest ujemny i wynosi

$$\delta \sigma_{MT} \simeq rac{e^2}{8d} \; rac{1}{\epsilon - \gamma_{\phi}} \ln(rac{\epsilon}{\gamma_{\phi}})$$

gdzie 
$$\gamma_{\phi}=\pi/8T_c au_{\phi}$$
 oraz  $\epsilon=\ln(T/T_c).$ 

K. Maki, Progr. Theor. Phys. **40**, 193 (1968). R.S. Thompson, Phys. Rev. B **1**, 327 (1970).

Tego typu poprawki są ważne jedynie w temperaturze  $T_c$ .

Pozostałe diagramy prowadzą do ubytku (ang. *depletion*) stanów jednocząstkowych wokół energii Fermiego, czyli do tzw. fluktuacyjnej pseudoszczeliny.

Pozostałe diagramy prowadzą do ubytku (ang. *depletion*) stanów jednocząstkowych wokół energii Fermiego, czyli do tzw. fluktuacyjnej pseudoszczeliny.

Pseudoszczelina powoduje osłabienie przewodnictwa stanu normalnego (zmniejsza się również ciepło właściwe). III. Nadprzewodniki

wysokotemperaturowe

**1.** Wyjściowe związki (ang. *parent compounds*) są quasi–dwuwymiarowymi izolatorami typu Motta



**1.** Wyjściowe związki (ang. *parent compounds*) są quasi–dwuwymiarowymi izolatorami typu Motta



Pytanie 1:

Jaki wpływ ma quasi-dwuwymiarowość i

jaką rolę odgrywa antyferromagnetyzm ?

 Stan nadprzewodzący powstaje poprzez domieszkowanie izolatora:  Stan nadprzewodzący powstaje poprzez domieszkowanie izolatora:



*O. Fisher* et al, *Rev. Mod. Phys.* **79**, 353 (2007).

 Stan nadprzewodzący powstaje poprzez domieszkowanie izolatora:



*O. Fisher* et al, *Rev. Mod. Phys.* **79**, 353 (2007).

Pytanie 2:

Dlaczego diagram jest asymetryczny ?



a) przebiega w sposób wysoce niejednorodny

/ E. Dagotto, Science **309**, 257 (2005). /

a) przebiega w sposób wysoce niejednorodny / *E. Dagotto, Science* **309**, *257 (2005).* /

b) ładunek i spin gromadzą
się oddzielnie wzdłuż
jednowymiarowych struktur
wstęgowych (ang. *stripes*)

/ J. Tranquada et al, Nature **429**, 534 (2004). /



a) przebiega w sposób wysoce niejednorodny / *E. Dagotto, Science* **309**, *257 (2005).* /

b) ładunek i spin gromadzą
się oddzielnie wzdłuż
jednowymiarowych struktur
wstęgowych (ang. *stripes*)

/ J. Tranquada et al, Nature **429**, 534 (2004). /



c) realne struktury wstęgowe są dynamiczne, tzn. fluktuują w krótkiej skali czasu.

a) przebiega w sposób wysoce niejednorodny / *E. Dagotto, Science* **309**, *257 (2005).* /

b) ładunek i spin gromadzą
się oddzielnie wzdłuż
jednowymiarowych struktur
wstęgowych (ang. *stripes*)

/ J. Tranquada et al, Nature **429**, 534 (2004). /



c) realne struktury wstęgowe są dynamiczne, tzn. fluktuują w krótkiej skali czasu.

Pytanie 3:

Czy struktury wstęgowe rzeczywiście mają związek z nadprzewodnictwem ?



4. Struktura elektronowa



W oparciu o pomiary nowej spektroskopii STM wykazano niejednorodność

przerwy energetycznej w lokalnej gęstości stanów.

/K. McElroy et al, Phys. Rev. Lett. 94, 197005 (2005) /





W oparciu o pomiary nowej spektroskopii STM wykazano niejednorodność

przerwy energetycznej w lokalnej gęstości stanów.

/K. McElroy et al, Phys. Rev. Lett. 94, 197005 (2005) /



#### Pytanie 4:

Czy przerwy energetyczne obszarów normalnych i nadprzewodzących mają wspólne pochodzenie ?



#### 5. Pseudoszczelina

W doświadczalnych pomiarach:

#### 5. Pseudoszczelina

W doświadczalnych pomiarach: a) właściwości magnetycznych (czas relaksacji NMR, przesunięcie Knighta, rozpraszanie neutronów, ...)

#### 5. Pseudoszczelina

W doświadczalnych pomiarach: a) właściwości magnetycznych (czas relaksacji NMR, przesunięcie Knighta, rozpraszanie neutronów, ...) b) transportu ładunkowego (przewodnictwo stałoi zmienno-prądowe, ...
#### **5.** Pseudoszczelina

W doświadczalnych pomiarach:
a) właściwości magnetycznych
(czas relaksacji NMR, przesunięcie
Knighta, rozpraszanie neutronów, ...)
b) transportu ładunkowego
(przewodnictwo stałoi zmienno-prądowe, ...
c) widma jednocząstkowego
(ciepło właściwe, ARPES, STM, ...)

#### **5.** Pseudoszczelina

W doświadczalnych pomiarach:

a) właściwości magnetycznych
(czas relaksacji NMR, przesunięcie
Knighta, rozpraszanie neutronów, ...)

b) transportu ładunkowego
(przewodnictwo stałoi zmienno-prądowe, ...

c) widma jednocząstkowego(ciepło właściwe, ARPES, STM, ...)

jednoznacznie stwierdzono



obecność przerwy energetyczną powyżej T $_c$ .

#### **5.** Pseudoszczelina

W doświadczalnych pomiarach:

a) właściwości magnetycznych
 (czas relaksacji NMR, przesunięcie
 Knighta, rozpraszanie neutronów, ...)

b) transportu ładunkowego
(przewodnictwo stałoi zmienno-prądowe, ...

c) widma jednocząstkowego(ciepło właściwe, ARPES, STM, ...)

jednoznacznie stwierdzono



obecność przerwy energetyczną powyżej T $_c$ .

Pytanie 5:

Z jakim zjawiskiem związana jest pseudoszczelina ?





Aktualne interpretacje pseudoszczeliny:

- (a) jest to *prekursor* prawdziwej szczeliny stanu nadprzewodzącego (z powodu silnych fluktuacji),
- (b) reprezentuje inny niż nadprzewodnictwo rodzaj uporządkowania, który zanika w QCP.



Aktualne interpretacje pseudoszczeliny:

- (a) jest to *prekursor* prawdziwej szczeliny stanu nadprzewodzącego (z powodu silnych fluktuacji),
- (b) reprezentuje inny niż nadprzewodnictwo rodzaj uporządkowania, który zanika w QCP.

Fakty doświadczalne nie są obecnie w stanie rozstrzygnąć, która (i czy w ogóle) z tych interpretacji jest poprawna.

## Zleżność przerwy od kierunków

### Zleżność przerwy od kierunków



Spektroskopia ARPES wykazuje, że przerwa energetyczna ma symetrię fali typu d, tzn.  $\Delta_{\mathbf{k}} = \Delta(\cos k_x - \cos k_y)$ .

### Zleżność przerwy od kierunków



Spektroskopia ARPES wykazuje, że przerwa energetyczna ma symetrię fali typu d, tzn.  $\Delta_{\mathbf{k}} = \Delta(\cos k_x - \cos k_y)$ .

*J.E. Hoffman* et al, *Science* **297**, *1148* (2002).

Poprzez zastosowanie transformacji Hubbarda-Stratonovitcha dla układu silnie skorelowanych elektronów w dim=2 dostajemy Lagrangian zawierający fermionowe i bozonowe stopnie swobody, które oddziałują ze sobą.

Poprzez zastosowanie transformacji Hubbarda-Stratonovitcha dla układu silnie skorelowanych elektronów w dim=2 dostajemy Lagrangian zawierający fermionowe i bozonowe stopnie swobody, które oddziałują ze sobą.



Obszary I-ej strefy Brillouina, w której występują pary fermionowe (bozony o twardym rdzeniu).

Poprzez zastosowanie transformacji Hubbarda-Stratonovitcha dla układu silnie skorelowanych elektronów w dim=2 dostajemy Lagrangian zawierający fermionowe i bozonowe stopnie swobody, które oddziałują ze sobą.



Obszary I-ej strefy Brillouina, w której występują pary fermionowe (bozony o twardym rdzeniu).

V.B. Geshkenbein, L.B. loffe and A.I. Larkin, Phys. Rev. B 55, 3173 (1997).

Zwykle efektywny Lagrangian jest rozpatrywany w przybliżeniu średniego pola (tzw. punkt siodłowy).



Piewsza korekta do rozwiązania punktu siodłowego jest opisywana poprzez poprawki gaussowskie.



Piewsza korekta do rozwiązania punktu siodłowego jest opisywana poprzez poprawki gaussowskie.



Ze względu na bardzo silne fluktuacje konieczne jest jednak wyjście poza paradygmat poprawek gaussowskich.

$$\begin{split} H &= \sum_{\mathbf{k}\sigma} \left( \varepsilon_{\mathbf{k}} - \mu \right) c^{\dagger}_{\mathbf{k}\sigma} c_{\mathbf{k}\sigma} + \sum_{\mathbf{q}} \left( E_{\mathbf{q}} - 2\mu \right) b^{\dagger}_{\mathbf{q}} b_{\mathbf{q}} \\ &+ \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{\mathbf{k},\mathbf{q}} v_{\mathbf{k},\mathbf{q}} \left[ b^{\dagger}_{\mathbf{q}} c_{\mathbf{k},\downarrow} c_{\mathbf{q}-\mathbf{k},\uparrow} \right. + \text{h.c.} \right] \end{split}$$

$$\begin{split} H &= \sum_{\mathbf{k}\sigma} \left( \varepsilon_{\mathbf{k}} - \mu \right) c^{\dagger}_{\mathbf{k}\sigma} c_{\mathbf{k}\sigma} + \sum_{\mathbf{q}} \left( E_{\mathbf{q}} - 2\mu \right) b^{\dagger}_{\mathbf{q}} b_{\mathbf{q}} \\ &+ \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{\mathbf{k},\mathbf{q}} v_{\mathbf{k},\mathbf{q}} \left[ b^{\dagger}_{\mathbf{q}} c_{\mathbf{k},\downarrow} c_{\mathbf{q}-\mathbf{k},\uparrow} + \text{h.c.} \right] \end{split}$$

Hamiltonian taki może być uzyskany po użyciu transformacji Hubbarda Stratonovicha dla różnych modeli opisujących silnie skorelowane fermiony.

$$\begin{split} H &= \sum_{\mathbf{k}\sigma} \left( \varepsilon_{\mathbf{k}} - \mu \right) c^{\dagger}_{\mathbf{k}\sigma} c_{\mathbf{k}\sigma} + \sum_{\mathbf{q}} \left( E_{\mathbf{q}} - 2\mu \right) b^{\dagger}_{\mathbf{q}} b_{\mathbf{q}} \\ &+ \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{\mathbf{k},\mathbf{q}} v_{\mathbf{k},\mathbf{q}} \left[ b^{\dagger}_{\mathbf{q}} c_{\mathbf{k},\downarrow} c_{\mathbf{q}-\mathbf{k},\uparrow} + \text{h.c.} \right] \end{split}$$

Hamiltonian taki może być uzyskany po użyciu transformacji Hubbarda Stratonovicha dla różnych modeli opisujących silnie skorelowane fermiony.

Można go również wyprowadzić jako efektywny Hamiltonian wzbudzeń niskoenergetycznych dla układów dim=2.

$$\begin{split} H &= \sum_{\mathbf{k}\sigma} \left( \varepsilon_{\mathbf{k}} - \mu \right) c^{\dagger}_{\mathbf{k}\sigma} c_{\mathbf{k}\sigma} + \sum_{\mathbf{q}} \left( E_{\mathbf{q}} - 2\mu \right) b^{\dagger}_{\mathbf{q}} b_{\mathbf{q}} \\ &+ \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{\mathbf{k},\mathbf{q}} v_{\mathbf{k},\mathbf{q}} \left[ b^{\dagger}_{\mathbf{q}} c_{\mathbf{k},\downarrow} c_{\mathbf{q}-\mathbf{k},\uparrow} + \text{h.c.} \right] \end{split}$$

Hamiltonian taki może być uzyskany po użyciu transformacji Hubbarda Stratonovicha dla różnych modeli opisujących silnie skorelowane fermiony.

Można go również wyprowadzić jako efektywny Hamiltonian wzbudzeń niskoenergetycznych dla układów dim=2.

E. Altman and A. Auerbach, Phys. Rev. B 65, 104508 (2002).



W przypadku zwykłego nadprzewodnika (bez fluktuacji) przerwa energetyczna wokół  $E_F$  prowadzi poniżej  $T_c$ do powstania dwów gałęzi wzbudzeń typu Bogolubova.







T. Domański and J. Ranninger, Phys. Rev. Lett. 91, 255301 (2003).



# Efektywne widmo







b) D. Senechal et al, Phys. Rev. Lett. 92, 126401 (2004)

## Dane doświadczalne poniżej $T_c$



H. Matsui, T. Sato, and T. Takahashi, Phys. Rev. Lett. 90, 217002 (2003).

Date: Tue, 27 Feb 2007 19:05:55 +0900

From: Hiroaki Matsui <h.matsui@arpes.phys.tohoku.ac.jp>

To: Tadeusz Domanski <doman@kft.umcs.lublin.pl>

Dear Dr. Domanski,

...

We completely agree with you on that detecting the normal state BQP in the UD cuprates has a huge potential impact on the pseudogap problem. As you know, this kind of measurement is not very easy because the ARPES peak is broad in UD at anti-node and high-temperature. We do not have the data at present, but we are trying to realize such an experiment by selecting the conditions.

Thank you very much for contacting us.

Sincerely yours,

H. Matsui

## Odkrycie tzw. zjawiska "waterfalls"



*J. Graf* et al, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 067004 (2006).

## Konsekwencje zjawiska "waterfalls"



A.A. Kordyuk et al, cond-mat/0702374.



T. Domański and J. Ranninger, Phys. Rev. B 70, 184503 (2004).
### "Waterfalls" jako efekt sprzężenia



Jednakże zjawisko "waterfalls" oraz obecność pseudoszczeliny są przez niektórych badaczy interpretowane jako przesłanki przemawiające na korzyść "marginalnej cieczy Fermiego", gdzie realizują się *krytyczne fluktuacje kwantowe*.

## Kwantowy punkt krytyczny

#### **QCP – Quantum Critical Point**



C.M. Varma, Phys. Rev. B 73, 155113 (2006).

## Kwantowy punkt krytyczny

#### Cechy marginalnej cieczy Fermiego



L. Zhou, V. Aji, A. Shekhter, and C.M. Varma, cond-mat/0702187.

## Kwantowy punkt krytyczny

#### Koncepcja prądów orbitalnych





C.M. Varma, Phys. Rev. Lett. 83, 3538 (1999).

Czy to jest jednak prawda ...

# IV. Podsumowanie

