

## 5. 光電子分光による高温超伝導体の研究

東京大学理学系研究科

藤森 淳

高温超伝導体を特徴付けるのは、(i) d波超伝導状態と (ii) アンダードープ領域に現れる擬ギャップである。温度が臨界温度  $T_c$  を超えて超伝導ギャップが閉じた後も、特性温度  $T^*$  以下では、 $\mathbf{k}=(\pi,0)$  を中心としたフェルミ面の一部にギャップ（擬ギャップ）が開き、ノード方向を中心とした残ったフェルミ面の一部が”アーク”を形成し低エネルギー電子励起に寄与する。フェルミ・アークは  $T^* > T > T_c$  の有限温度で観測される状態であるために、それが  $T=0$  における基底状態かどうかは明らかでない。

温度依存性に見られる擬ギャップ 歴史的には、擬ギャップは NMR 緩和率や帯磁率の擬ギャップ的振舞いである“スピン・ギャップ”として最初に発見された。その後、電子比熱、トンネル分光、光電子分光などで観測されるフェルミ面上の状態密度の擬ギャップとして広く認識されている。スピン・ギャップと擬ギャップは互いに深く関係しているはずであるが、同一のものであるかどうかはそれほど自明ではない。また、面内電気抵抗やホール係数など輸送現象に表れる“擬ギャップ的振舞い”が状態密度の擬ギャップとどう関係するのは単純ではない。

フェルミ・アークの定義 実際のフェルミ・アークは、ARPES スペクトルに基づいて以下のように定義されている。 $T_c$  直上でフェルミ面上各  $\mathbf{k}$  点のスペクトル（エネルギー分布曲線）をフェルミ準位に関して対称化したとき、フェルミ準位上にピークが生じれば  $\mathbf{k}$  はフェルミ・アークの上であり、窪みが生じれば  $\mathbf{k}$  はフェルミ・アークの外にあるとする。このようにして定義し見積もったアークの長さは、ホール・ドープ量  $x$  とともに増加し、 $x \sim 0.2$  でフェルミ面の周長に等しくなる。すなわち、閉じたフェルミ面が回復する。アーク長は系に大きくは依存しないようである。

フェルミ・アーク描像による物理量の理解 アーク上でのみで準粒子励起がおこるとして物理量を計算すると、電子比熱係数、電気抵抗、超流体密度などの異常なドーピング依存性を半定量的に説明できる。 $(\pi,0)$  付近の擬ギャップの大きさ  $\Delta^*$  は、擬ギャップが閉じる温度  $T^*$  と  $2\Delta^* \sim 4k_B T^*$  の関係にある。 $\Delta^*$  と  $T^*$  はホール濃度が減少するにつれて増加する。擬ギャップの性質は系にあまりよらない。実際、 $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  と  $\text{Bi2212}$  における  $\Delta^*$ 、 $T^*$  の大きさとドーピング依存性はよく似ている。

超伝導状態  $T_c$  以下ではフェルミ・アーク上に d波超伝導ギャップが開く。この超伝導ギャップはアークの端で最大となると考えられる。従って、この最大値  $\Delta_{sc}$  は理想的な d波超伝導ギャップ  $\Delta(\mathbf{k}) = \Delta_0(\cos k_x a - \cos k_y a)$  の振幅  $\Delta_0$  とアーク長  $L_a$  に比例し、 $\Delta_{sc} \propto L_a \Delta_0$  で与えられる。 $T_c$  と  $\Delta_{sc}$  の間に BCS 的な関係  $T_c \propto \Delta_{sc}$  が成立しているようである。

超流体密度とアイソトープ効果 高温超伝導が特に異常である点として、超流体密度がホール・ドープ量とともに増大する現象がある。これは、超伝導に寄与するのがホール・ド

ープ量とともに増大するアーク上の電子のみであることで理解できる。また、アイソトープ効果が超流体密度に対して顕著に起こることも、高温超伝導の異常な点である。もし、アーク長がアイソトープ置換で影響されれば、異常なアイソトープ効果も理解できる。

物質依存性  $\Delta_{sc}$ ,  $T_c$  等の超伝導状態の性質は系によって大きく異なり，系に大きくよらない $\Delta^*$ ,  $T^*$ と対照的である。このことは， $\Delta^*$ ,  $T^*$ が  $\text{CuO}_2$  面内の相互作用 ( $U$ ,  $J$ ,  $t$  など) で決まっており， $\Delta_0$  は  $\text{CuO}_2$  面間の相互作用に影響を受けるパラメータ ( $t'$ ,  $t''$  など) で決まっていることを示唆している。

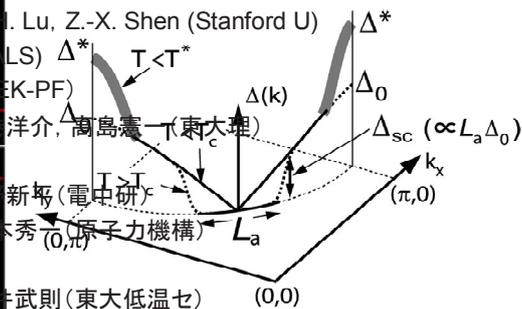
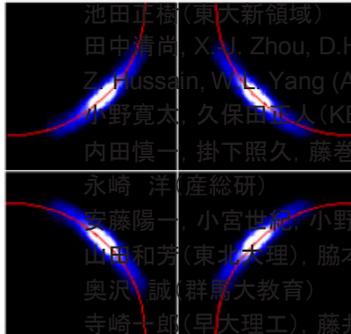
第2回科研費特別推進研究・研究会「量子ビームによる高温超伝導機構の解明」  
2007年12月14～15日, 五浦海岸

## 光電子分光による高温超伝導体の研究

藤森 淳

東京大学理学系研究科

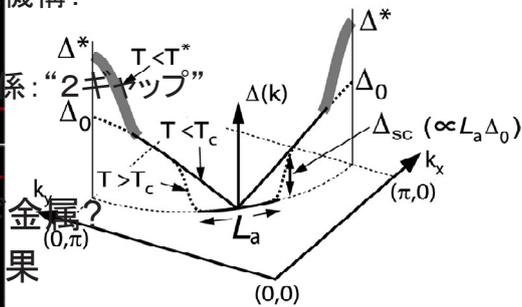
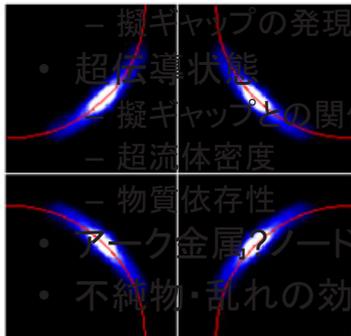
吉田鉄平, 橋本 信, 出田真一郎(東大理)



池田正樹(東大新領域), 田中清尚, X. J. Zhou, D.H. Lu, Z.-X. Shen (Stanford U), Z. Hussain, V.L. Yang (ALS), 小野寛太, 久保田正人 (KEK-PF), 内田慎一, 掛下照久, 藤巻洋介, 高島憲一(東大理), 永崎 洋(産総研), 安藤陽一, 小宮世純, 小野新太郎(電中研), 山田和芳(東北大理), 脇本秀一(原子力機構), 奥沢 誠(群馬大教育), 寺崎一郎(早大理工), 藤井武則(東大低温セ), 笹川崇男(東工大応セラ研), 高木英典(東大新領域)

## Outline

- ▶ 擬ギャップ, フェルミ・アーク
  - 温度依存性に見られる擬ギャップ
  - フェルミ・アーク描像による物理量の理解

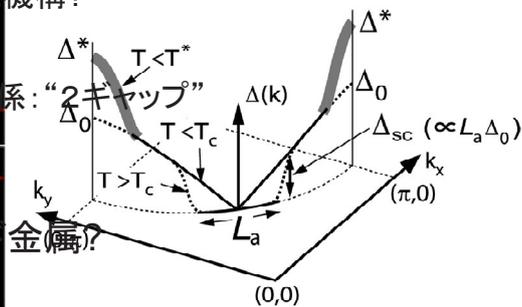
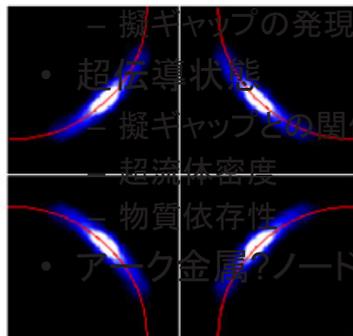


## “擬ギャップ”を示す物理量

- 1電子スペクトル - 状態密度のギャップ
  - 光電子スペクトル  $A(\mathbf{k}, \varepsilon)$
  - トンネル・スペクトル
  - 電子比熱係数  $\gamma$
  - 核磁気緩和率の  $N(E_F)^2$  部分
  - 面間電気伝導度  $\sigma_c(T)$ , 面間光学伝導度  $\sigma_c(\omega)$
- 磁気励起スペクトル - スピンギャップ
  - 動的帯磁率  $\chi(\mathbf{q}, \omega)$
  - 静的一様帯磁率  $\chi(T)$ , ナイトシフト  $K(T)$
  - 核磁気緩和率の  $\chi(\mathbf{Q}, \omega \sim 0)$  部分
- 輸送係数 - 擬ギャップ的振舞い
  - 面内電気抵抗  $\rho(T)$  (キャリアーの散乱確率  $1/\tau(T)$ )
  - 面内光学伝導度  $\sigma(\omega)$  (キャリアーの散乱確率  $1/\tau(\omega)$ )
  - 超流体密度  $n_s$
  - ホール係数  $1/R_H(T)$

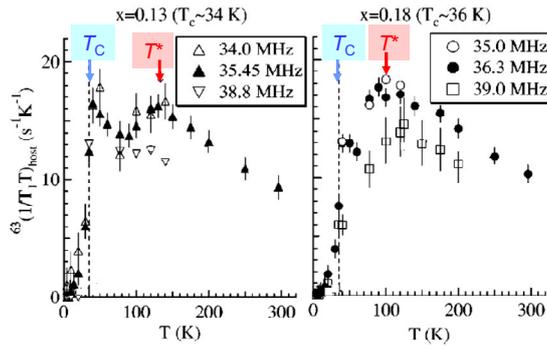
## Outline

- 擬ギャップ, フェルミ・アーク
  - 温度依存性に見られる擬ギャップ
  - フェルミ・アーク描像による物理量の理解



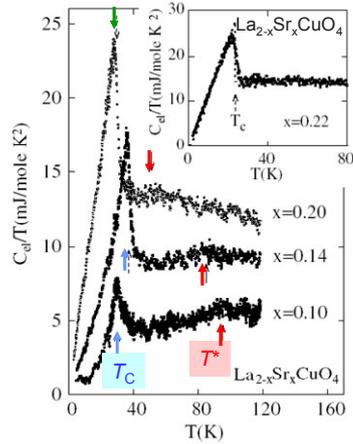
## Pseudogap temperature $T^*$

NMR relaxation rate  $63(1/T_1 T)$  in  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$



Y. Itoh et al., PRB '04  
 H. Yasuoka, in *Strong Correlation and Superconductivity* (Springer, '89)

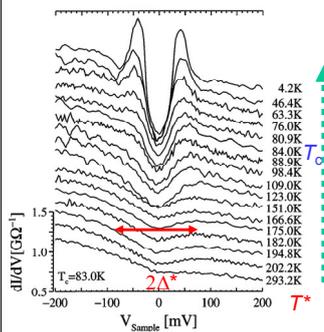
Electronic specific heat



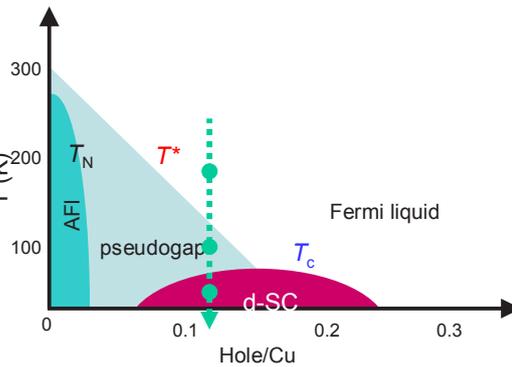
N. Momono et al., JPSJ '02  
 J. Loram et al., Physica C

## Temperature-dependent pseudogap opening

STM of UD Bi2212

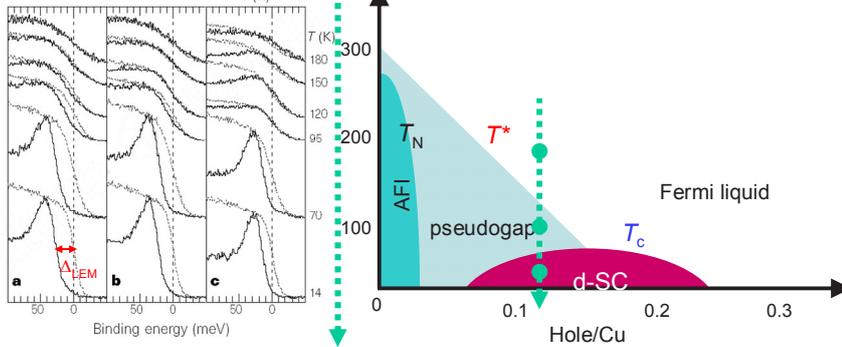


Ch. Renner et al., PRL, '98

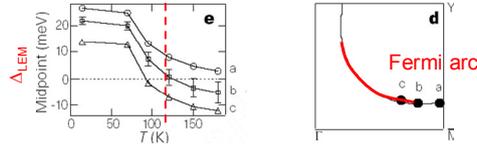


## Temperature-dependent pseudogap opening and Fermi "arc" formation

ARPES of underdoped Bi2212

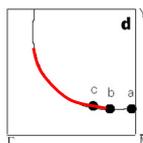
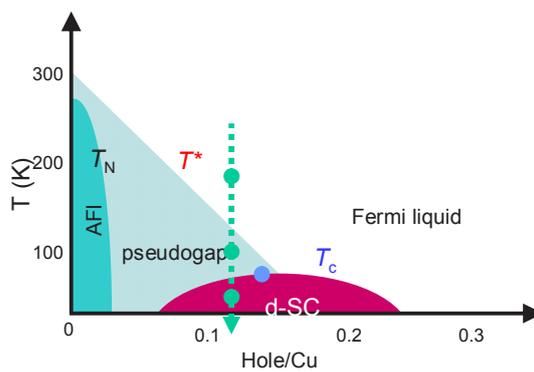
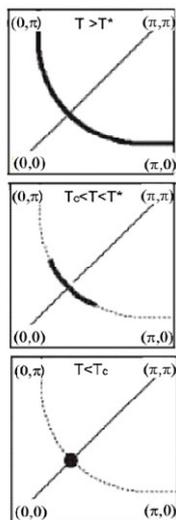


Leading-edge midpoint (LEM)



M. R. Norman et al. Nature '98

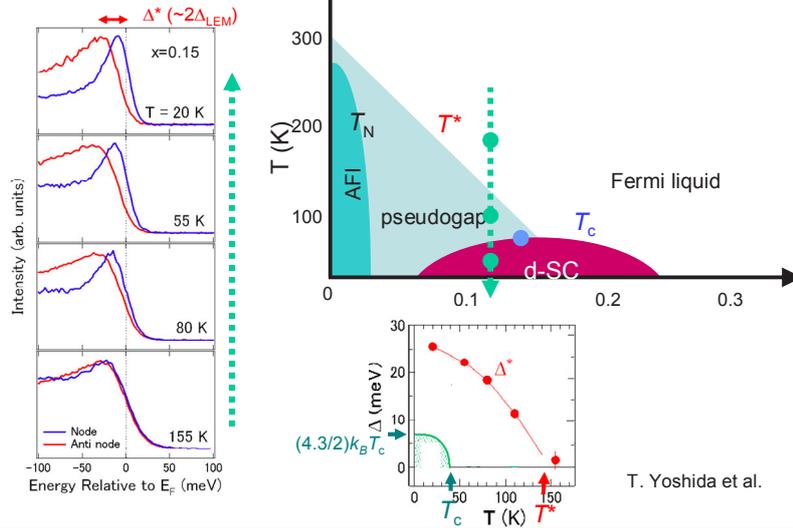
## Temperature-dependent pseudogap opening and Fermi "arc" formation



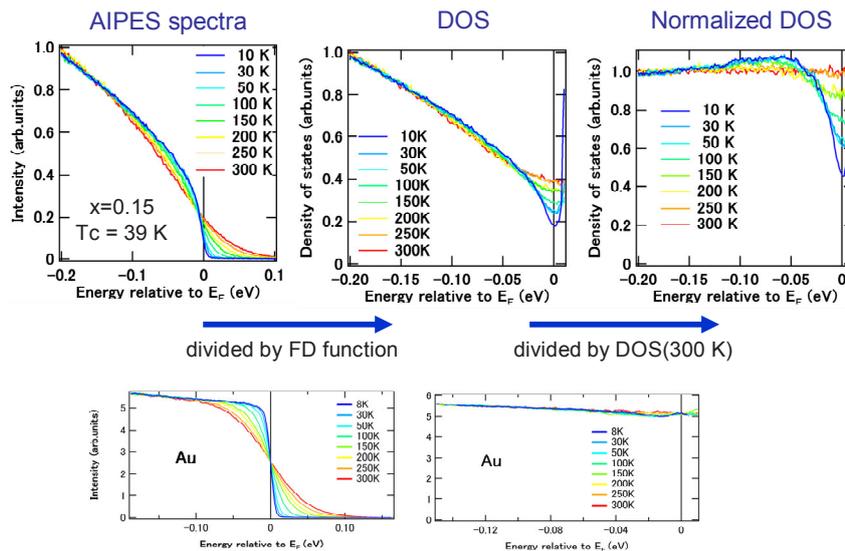
M. R. Norman et al. Nature '98

## Temperature-dependent pseudogap opening and Fermi "arc" formation

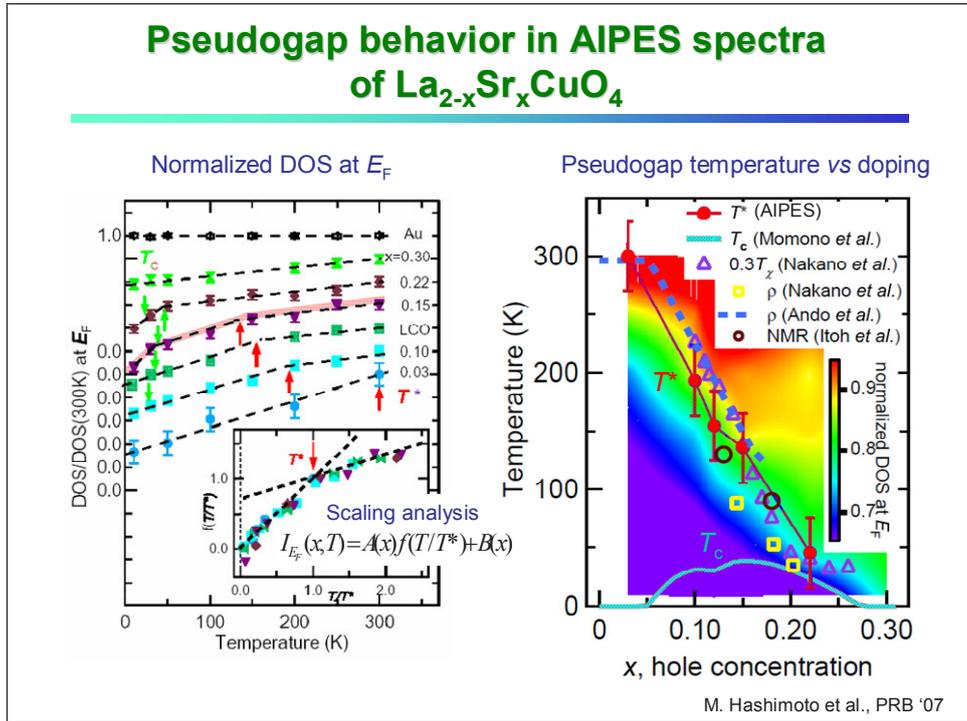
ARPES of optimally doped LSCO



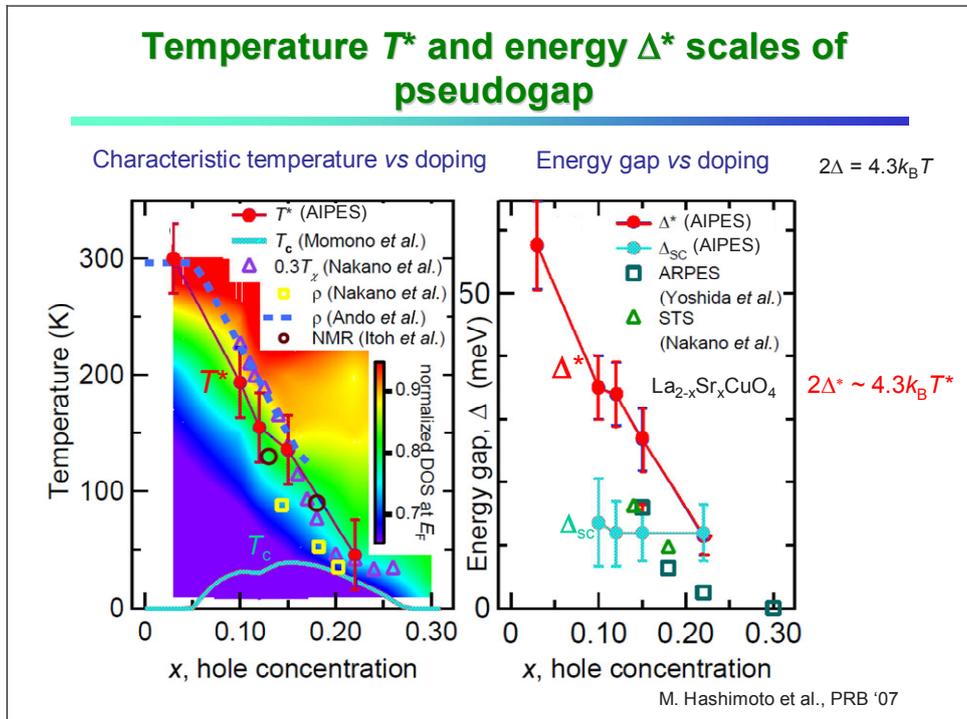
## Pseudogap behavior in AIPES spectra of $La_{2-x}Sr_xCuO_4$



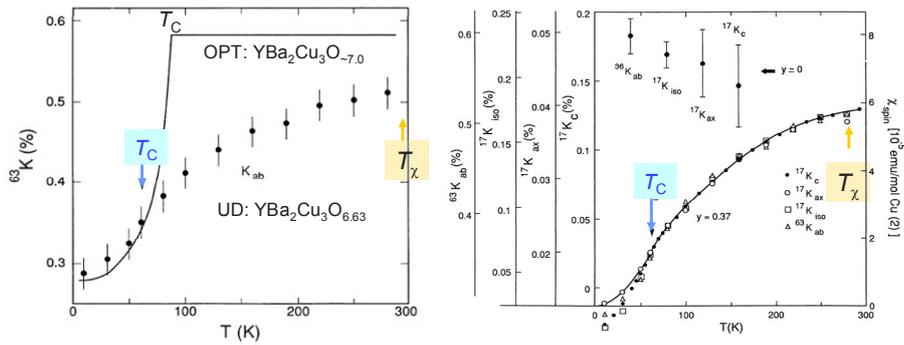
## Pseudogap behavior in AIPES spectra of $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$



## Temperature $T^*$ and energy $\Delta^*$ scales of pseudogap

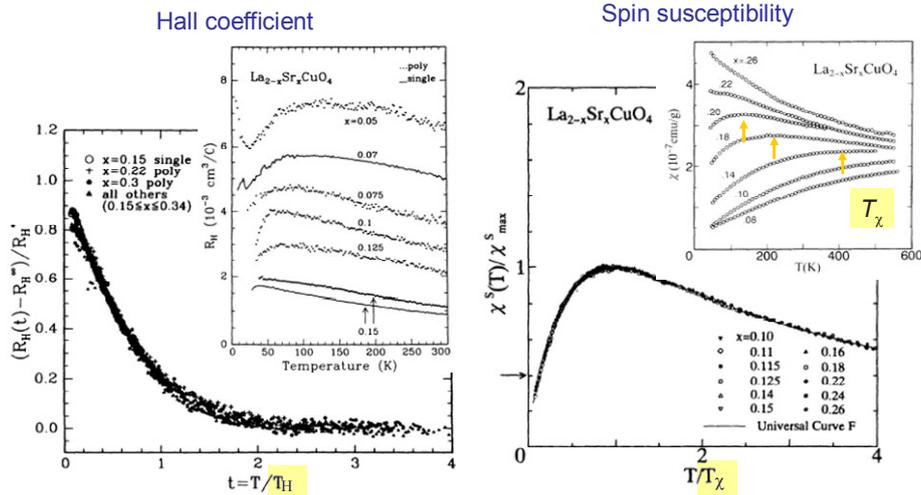


## Spin susceptibility of underdoped cuprates from NMR Knight shifts



M. Takigawa et al., PRB '91

## Scaling susceptibility and Hall coefficient

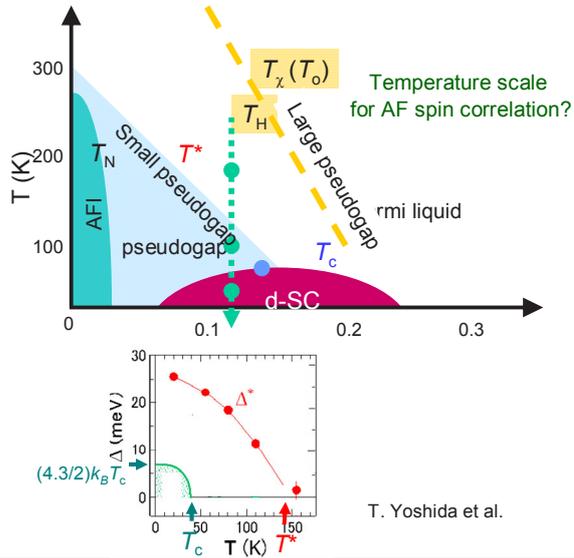
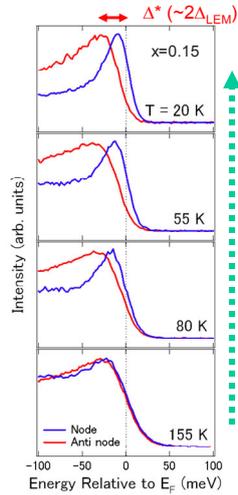


Y. Hwang et al., PRL '94  
T. Nishikawa et al., JPSJ '94

T. Nakano et al., PRB '94  
D.C. Johnston, PRL '89

## Temperature-dependent pseudogap opening and Fermi "arc" formation

ARPES of optimally doped LSCO

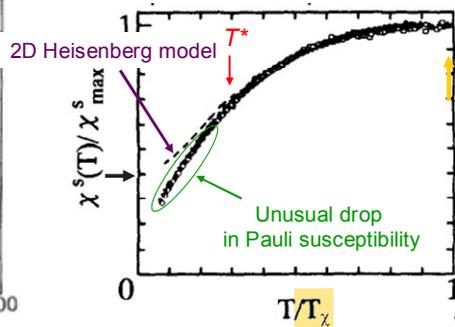
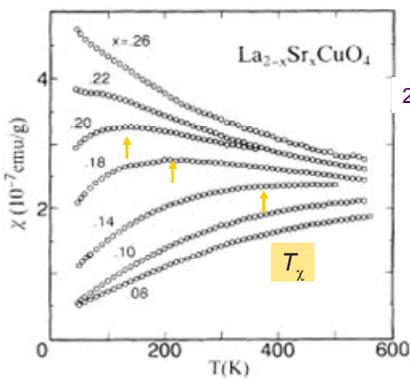


T. Yoshida et al.

## T\* manifested in spin susceptibility?

Scaling analysis

$$\chi(T) = \chi_{2D\text{Heisenberg}}(T) + \chi_{\text{Pauli}}$$

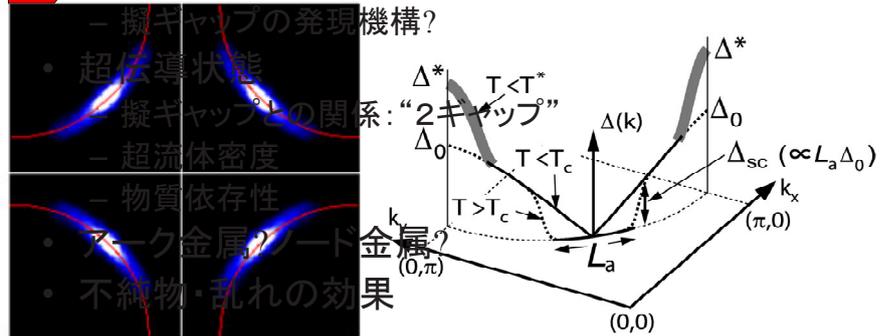


Pseudogap opening in Pauli susceptibility below T\*?

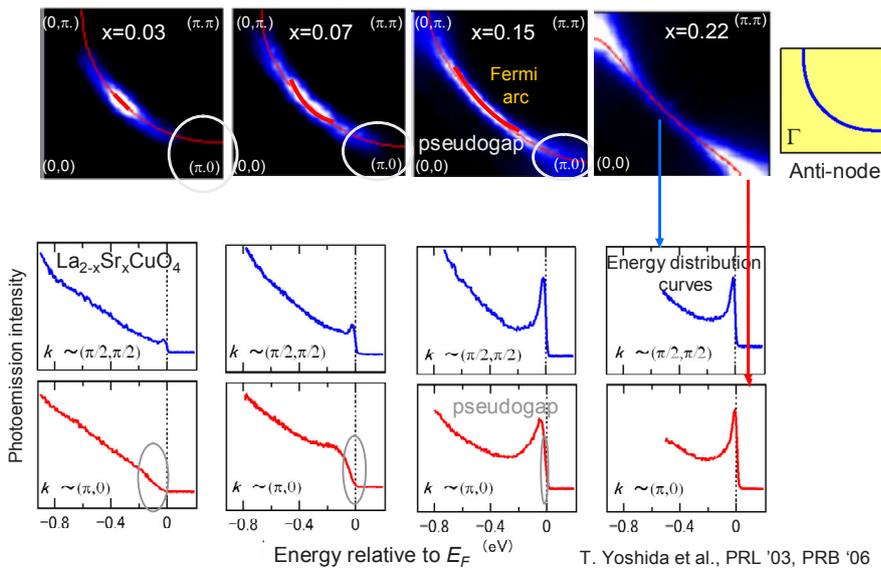
T. Nakano et al., PRB '94

## Outline

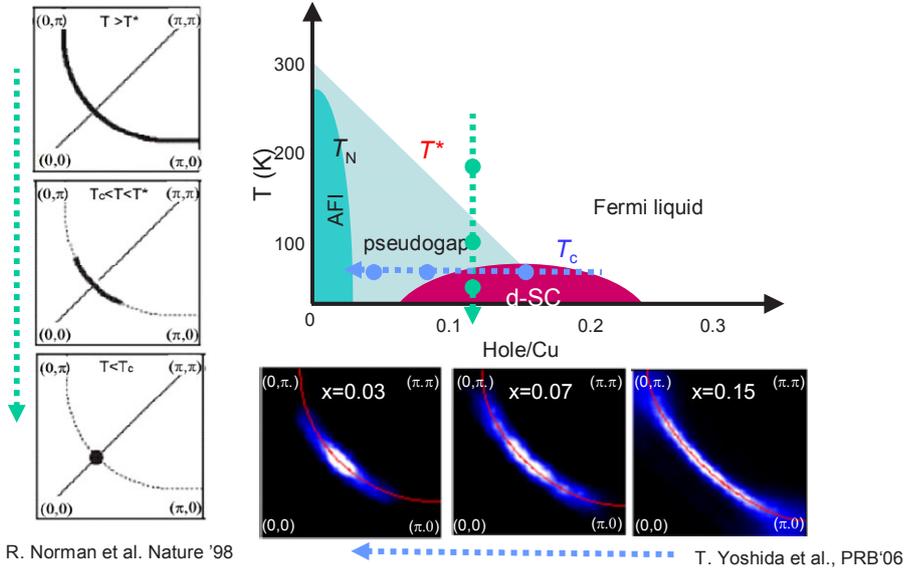
- 擬ギャップ, フェルミ・アーク
- ➡ - 温度依存性に見られる擬ギャップ
- ➡ - フェルミ・アーク描像による物理量の理解



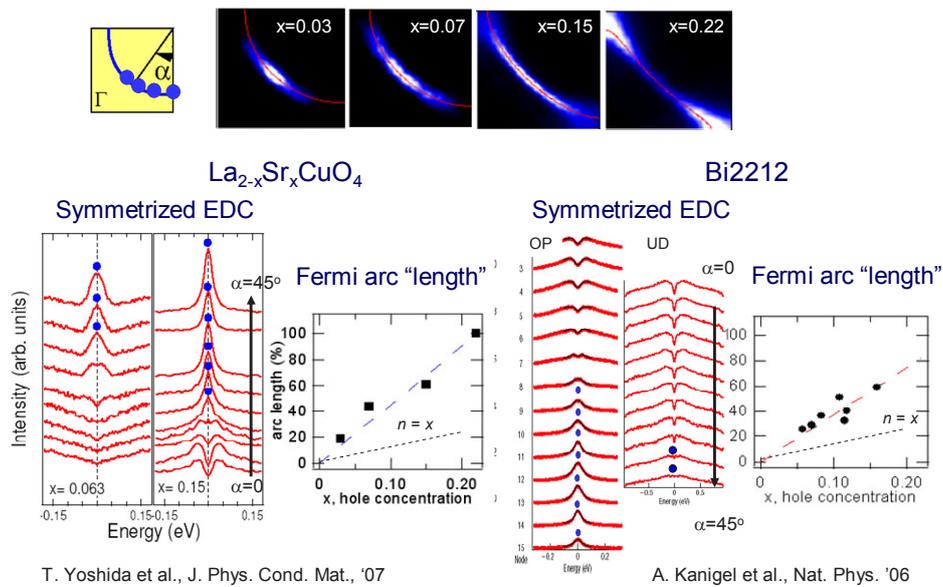
## Doping-dependent pseudogap opening and Fermi “arc” formation

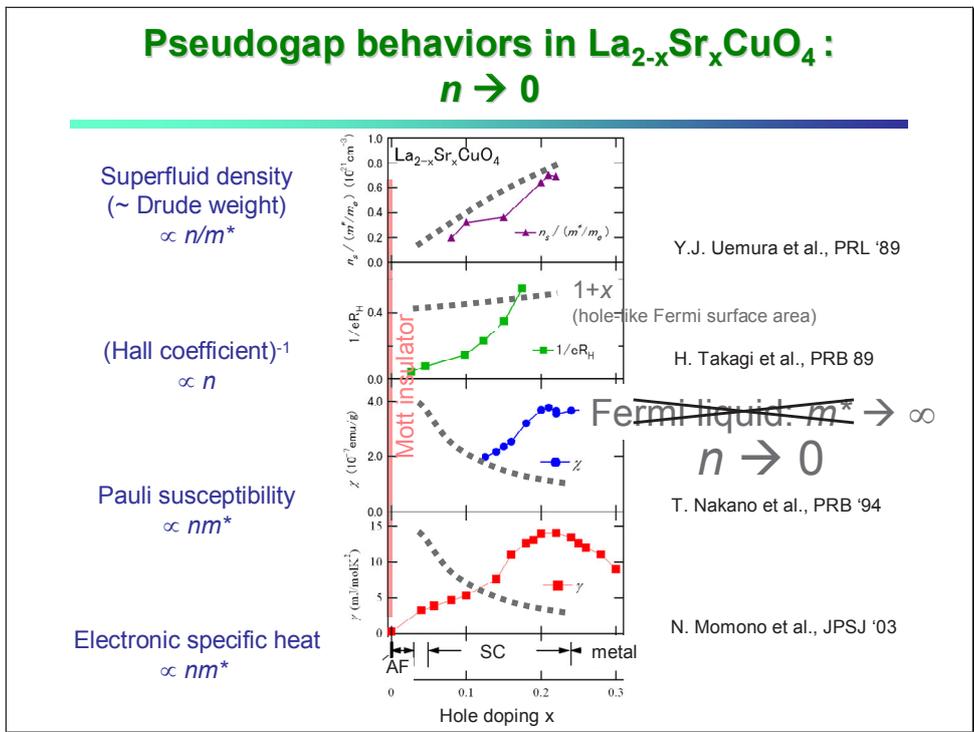
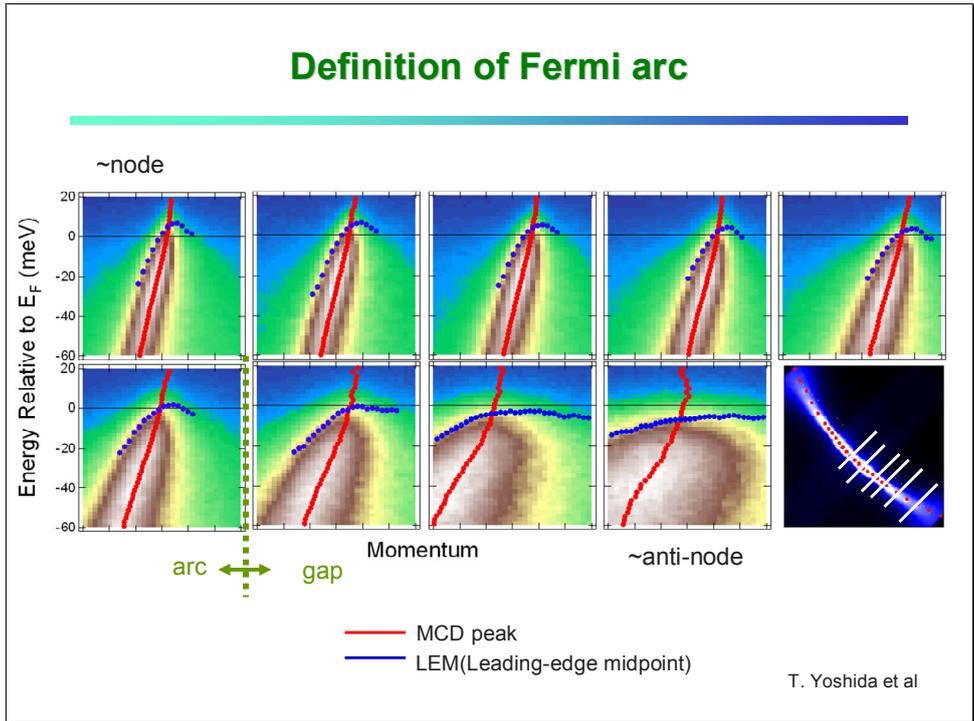


## Pseudogap opening and Fermi "arc" formation

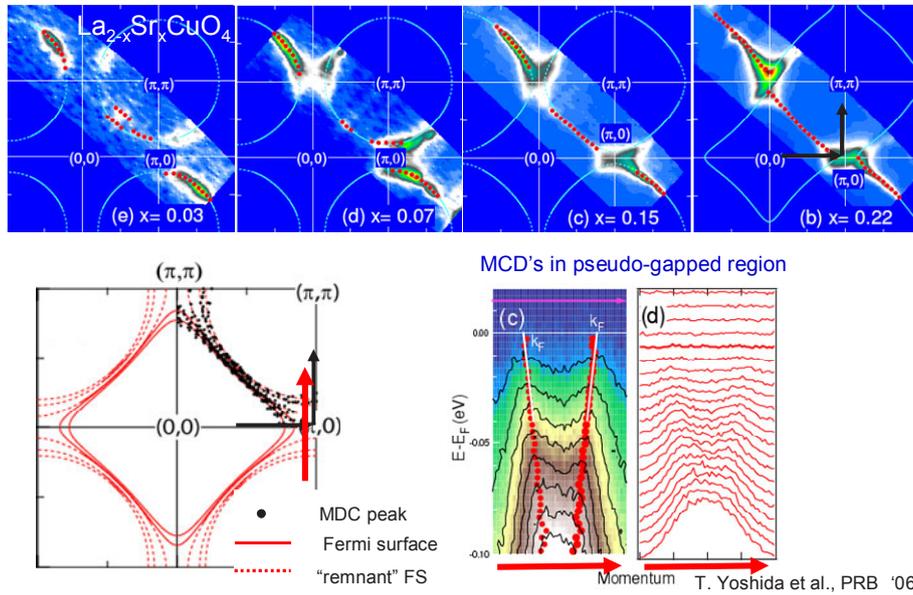


## Definition of Fermi arc

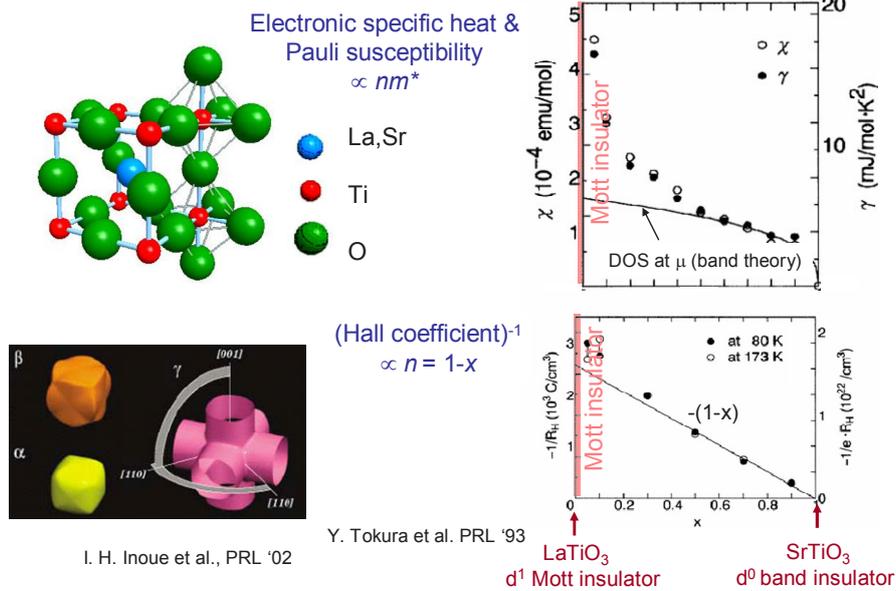




## Fermi surface and "remnant" Fermi surface in $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$



## Fermi-liquid behaviors of $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{TiO}_3$ : $m^* \rightarrow \infty$

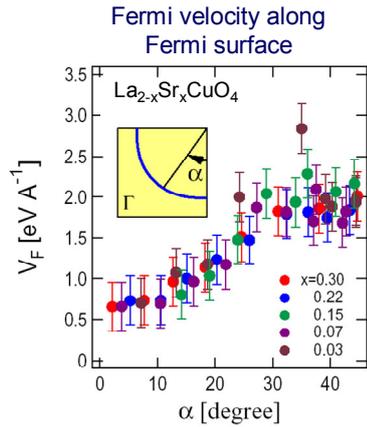


## Electronic specific heat

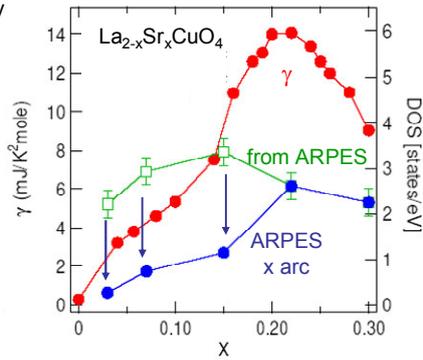
Electronic specific heat coefficient:

$$\gamma = (\pi^2 k_B^2 / 3) N(0)^*$$

$$N(0)^* = (1/2\pi^2) \int ds / \hbar v_F: \text{QP density}$$



QP density at E<sub>F</sub> compared with specific heat  $\gamma$

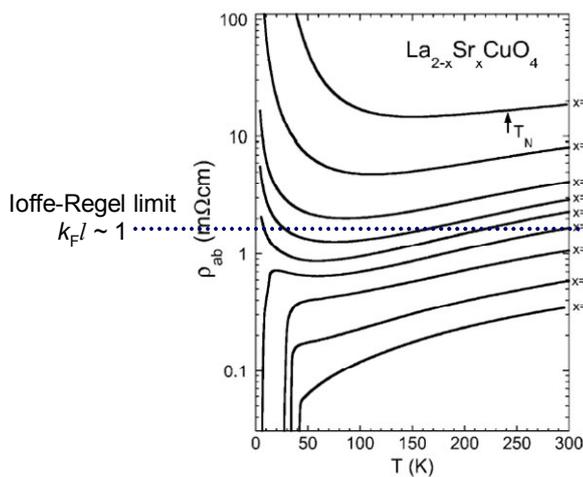


$\gamma$ : N. Momono et al., Physica C '94

T. Yoshida et al., Physica B '04,  
J. Phys. Cond. Mat., '07

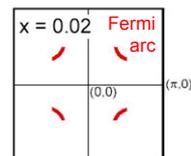
## Unusually high metallic resistivity in lightly-doped cuprates

Metallic resistivity exceeding Ioffe-Regel limit



$$\rho = 1/\sigma = 1/n\mu$$

↑  
Fermi arc length

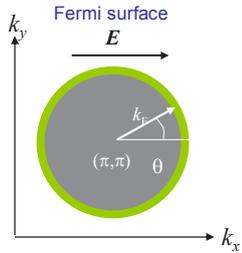


Y. Ando et al. PRL '01

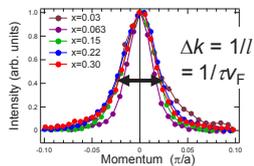
## Electrical resistivity beyond Ioffe-Regel limit

Boltzman formula for electrical conductivity:

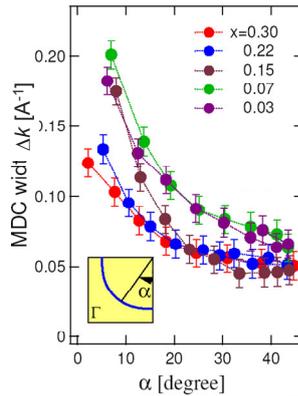
$$\sigma = (e^2/h\pi) \int \cos^2 \theta / \Delta k ds$$



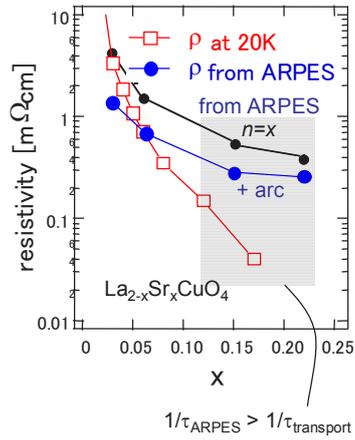
Momentum distribution curve (MDC)



MDC width  $\Delta k$

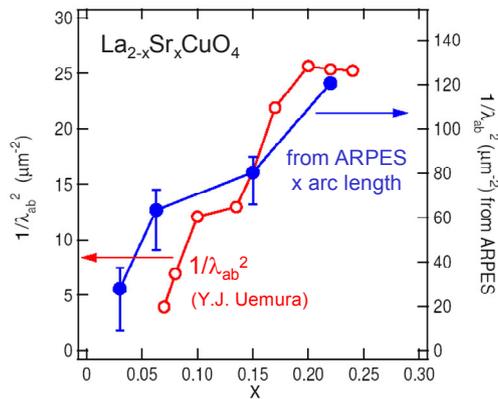


Resistivity with Fermi arc



T. Yoshida et al., J. Phys. Cond. Mat., '07

## Superfluid density



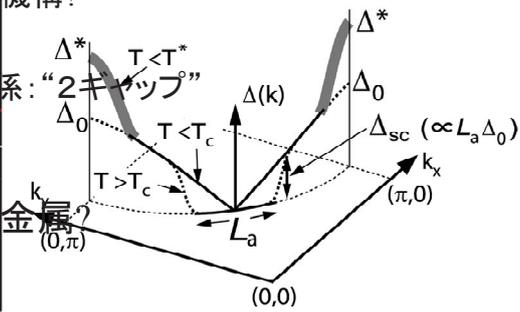
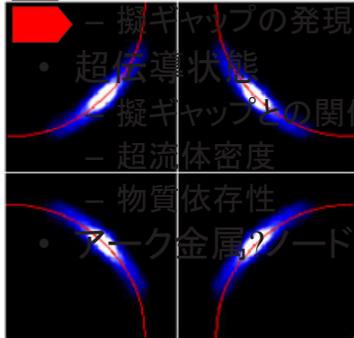
Superfluid density:  $1/\lambda_{ab}^2 = \mu_0 e^2 n_s / m^*$  Fermi arc length

London penetration depth:  $\lambda_{ab}$   
 $m^* = \hbar k_F / v_F$

T. Yoshida et al., J. Phys. Cond. Mat., '07

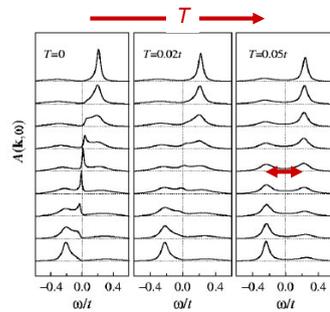
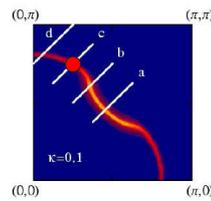
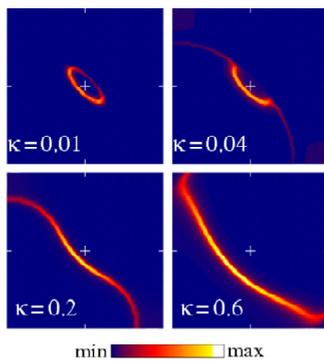
## Outline

- 擬ギャップ, フェルミ・アーク
  - 温度依存性に見られる擬ギャップ
  - ▶ - フェルミ・アーク描像による物理量の理解



## Antiferromagnetic fluctuations

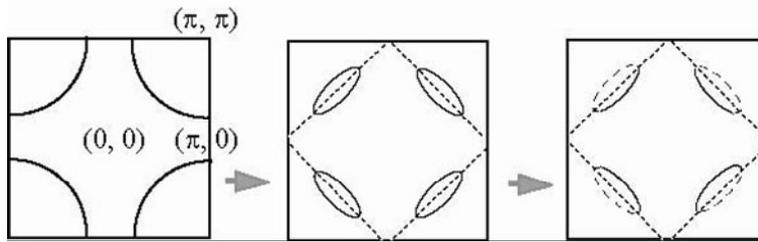
Generalized  $t$ - $J$  model calc



P. Prelovsek and A. Ramsak, PRB '02

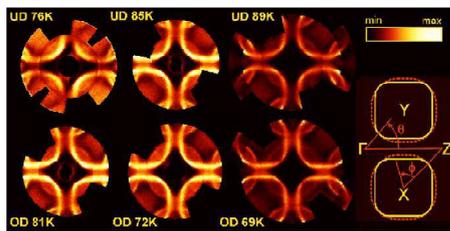
Pseudogap

## Nearly long-range AF order



cf. H. Kamimura et al., PRL '93

Shadow Fermi surface



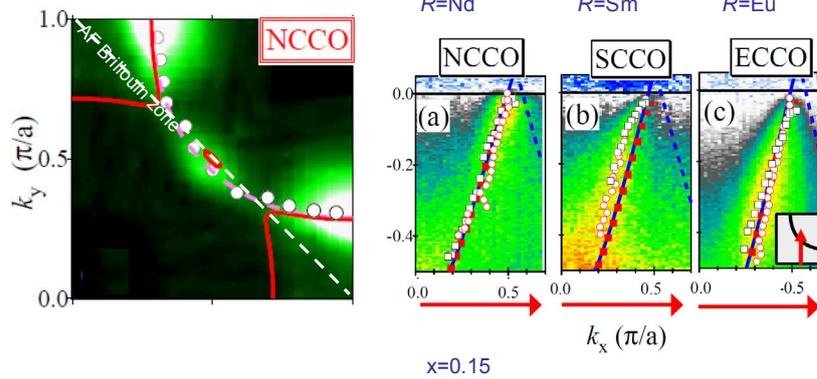
A. Kordyuk et al. PRB '02  
P. Aebi et al., PRL '94

Spin glass? T. Egami

## Electron-doped cuprates $R_{2-x}Ce_xCuO_4$

Fermi surface of electron-doped cuprate

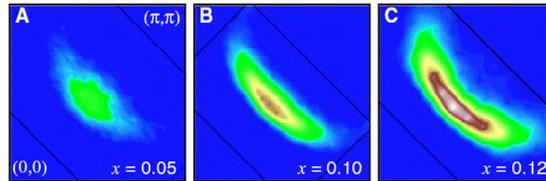
Effect of AF on nodal cut



M. Ikeda et al.

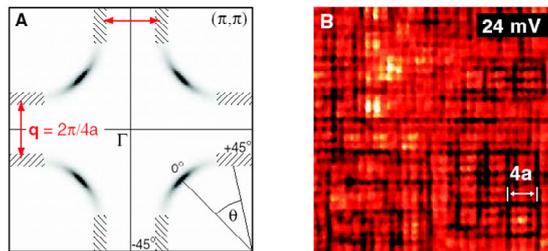
## CDW, polaron effects

Fermi arc in  $\text{Na}_x\text{Ca}_{2-x}\text{CuCl}_2\text{O}_2$



Fermi surface nesting

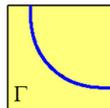
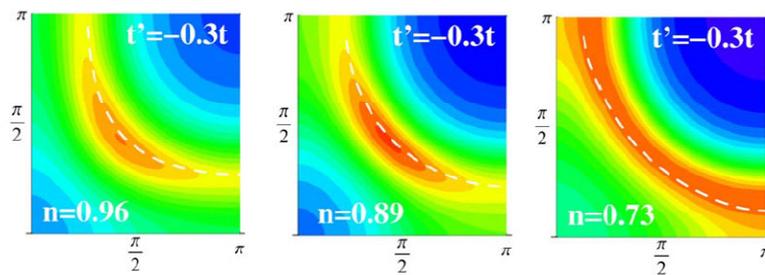
Checkerboard pattern in STM



K.M. Shen et al., Science '05  
theory: D.-H. Lee

## k-dependent Mott transition

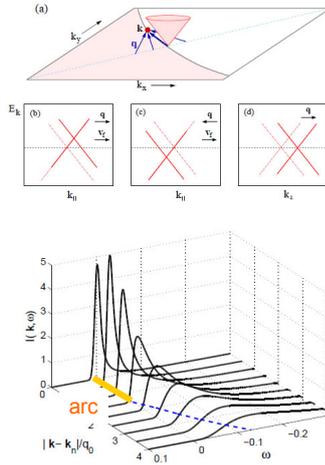
CDMFT calc



M. Civelli et al., PRL '05  
Y.Z. Zhang and M. Imada, PRB '07

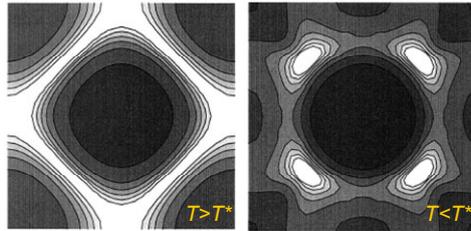
## d-wave pairing fluctuations

### Phase disorder



E. Berg and E. Altman, arXiv:07

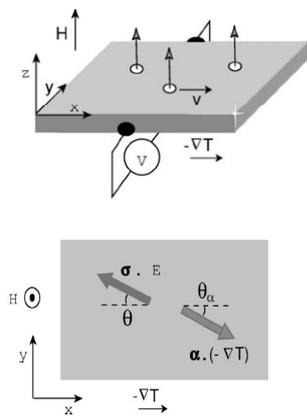
### p-d model calc



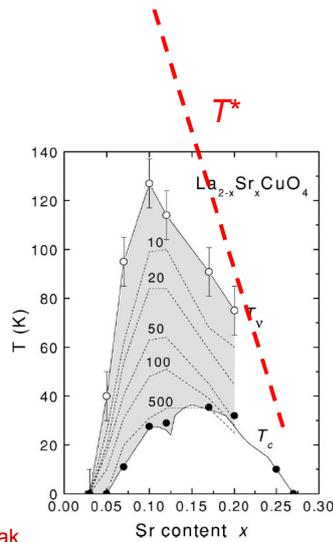
Spectral weight at  $E_F$

A. Kobayashi et al., JPSJ '99.  
Y. Yanase and K. Yamada JPSJ '01.

## Vortex-like Nernst signals above $T_c$



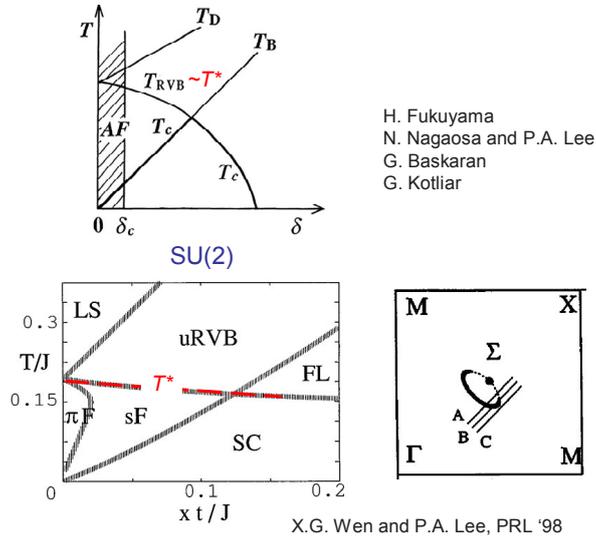
Signals too weak  
Drops toward  $x \rightarrow 0$  unlike  $T^*$



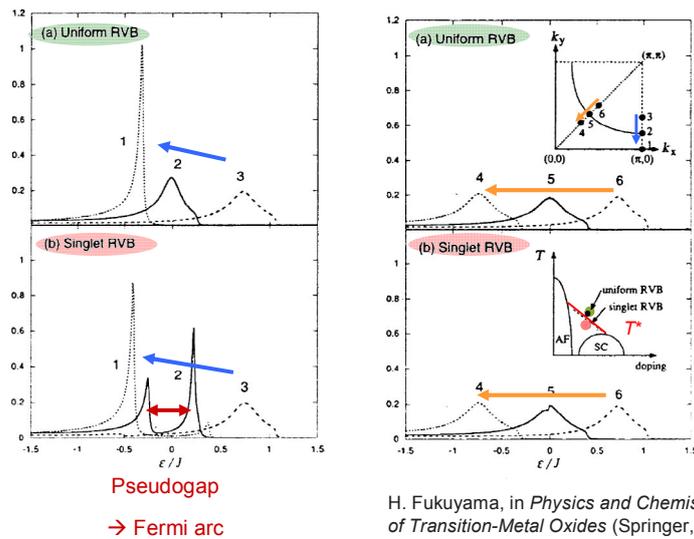
Y. Wang et al. PRB '01

## RVB

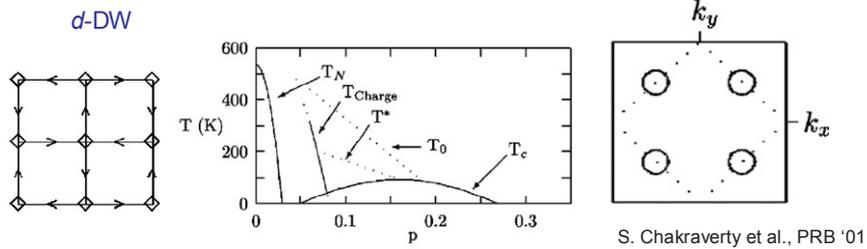
Slave-boson mean-field theories



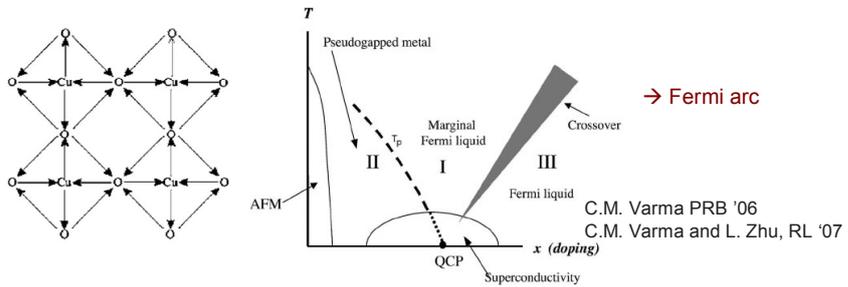
## Spectral function in RVB mean-field theory



## Time-reversal symmetry breaking

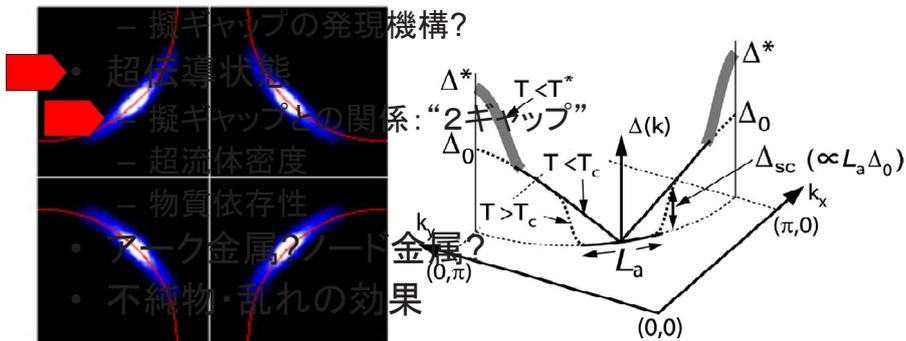


### Circulating current in *p*-*d* model



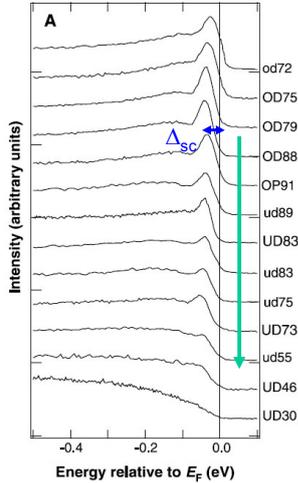
## Outline

- 擬ギャップ, フェルミ・アーク
  - 温度依存性に見られる擬ギャップ
  - フェルミ・アーク描像による物理量の理解



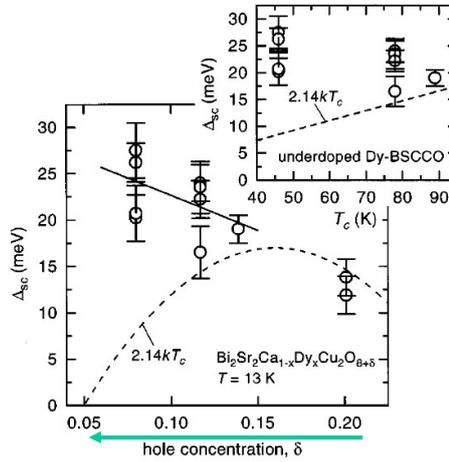
## Previous view of superconducting gap in underdoped cuprates

ARPES near  $(\pi,0)$  at low  $T$



D.L. Feng et al., Science, '00

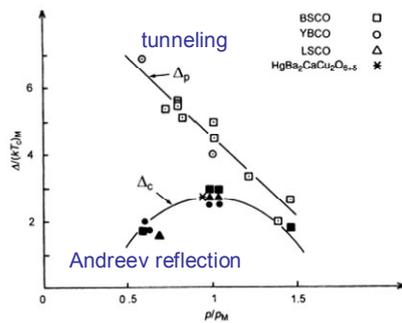
Gap magnitude near  $(\pi,0)$



J.M. Harris et al., PRB '96

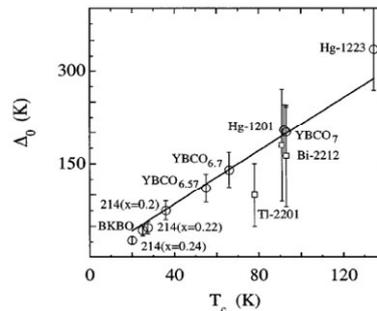
## Decrease of superconducting gap with underdoping?

Andreev reflection



G. Deutcher, Nature '99

Penetration depth



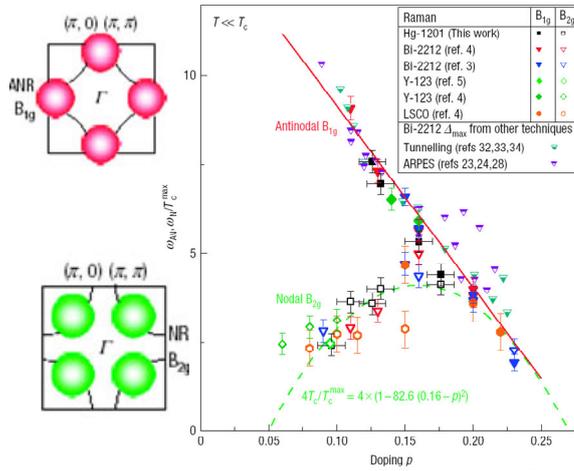
$$\frac{\lambda_{ab}^2(0)}{\lambda_{ab}^2(T)} \approx 1 - \frac{(2 \ln 2)T}{\Delta_0}$$

$$\Delta(\mathbf{k}) \equiv \Delta_0(\cos k_x a - \cos k_y a)$$

C. Panagopoulos, PRL '98

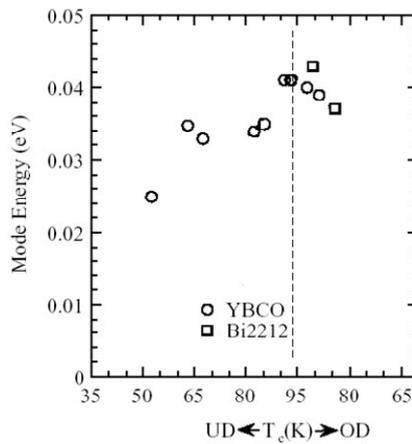
## Decrease of superconducting gap with underdoping?

### Raman scattering



M. Le Tacon et al, Nature Phys. '06

## Doping dependence of magnetic resonance peak energy



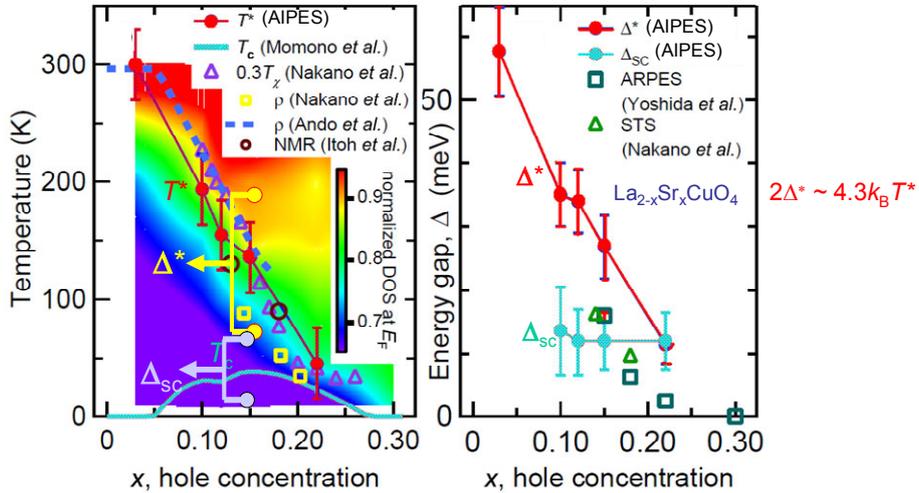
P. Bourges, in *The Gap Symmetry and Fluctuations in High  $T_c$  Superconductors* (Plenum, 1998).

## Distinct temperature and energy scales of superconductivity and pseudogap

Characteristic temperature vs doping

Energy gap vs doping

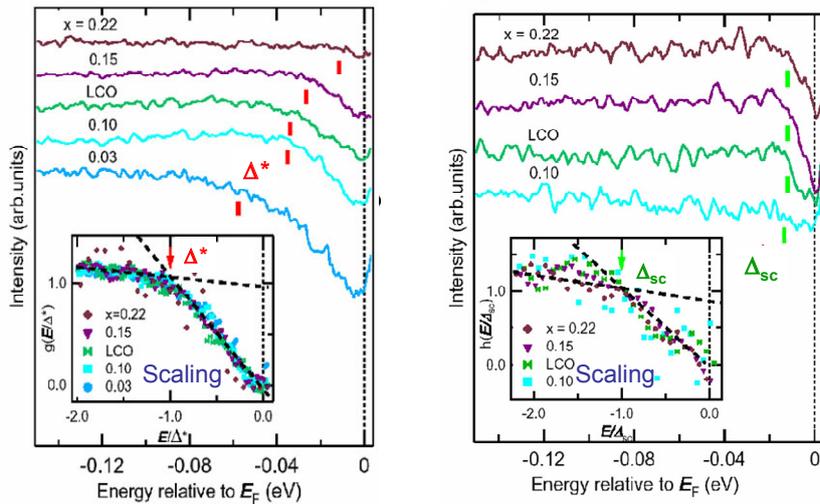
$$2\Delta = 4.3k_B T$$



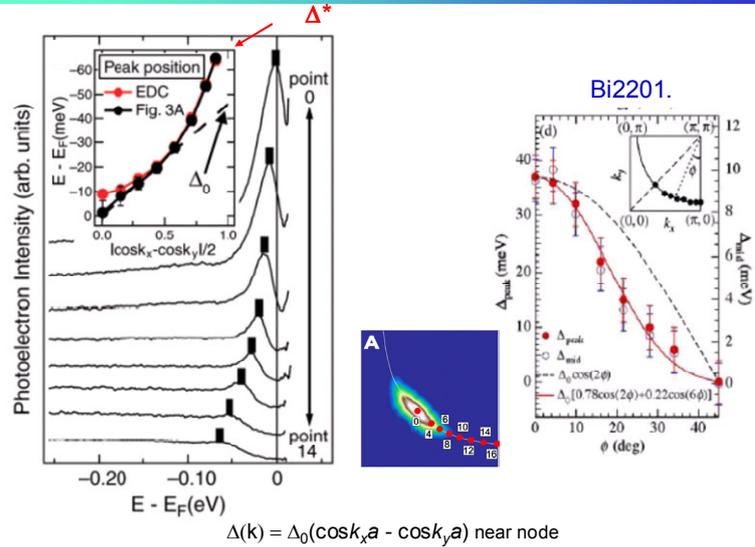
## Distinct superconducting gap and pseudogap in AIPES spectra of LSCO

Difference:  $T > T^* - T < T^*$

Difference:  $T > T_c - T < T_c$



## Distinct energy scales $\Delta^*$ and $\Delta_0$ in underdoped Bi2212

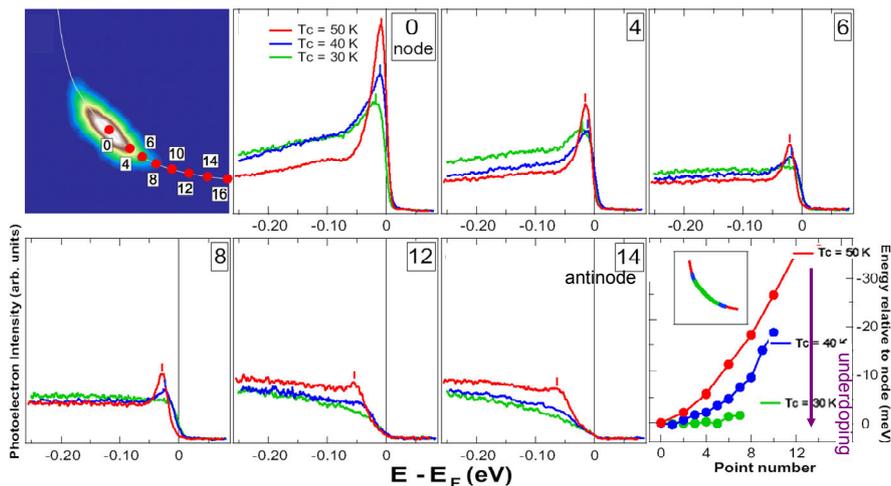


K. Tanaka et al., Science '06

T. Kondo et al., PRL '07.

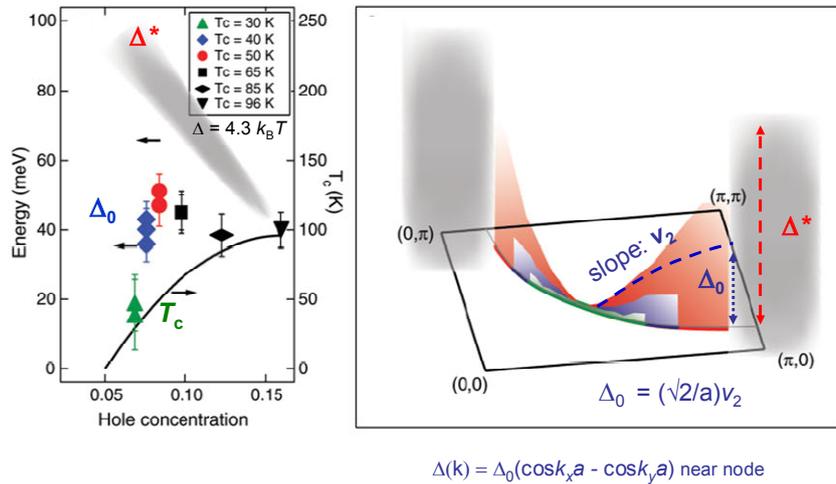
## Momentum dependence of superconducting gap/pseudogap in underdoped Bi2212

EDC's on (remnant) Fermi surface



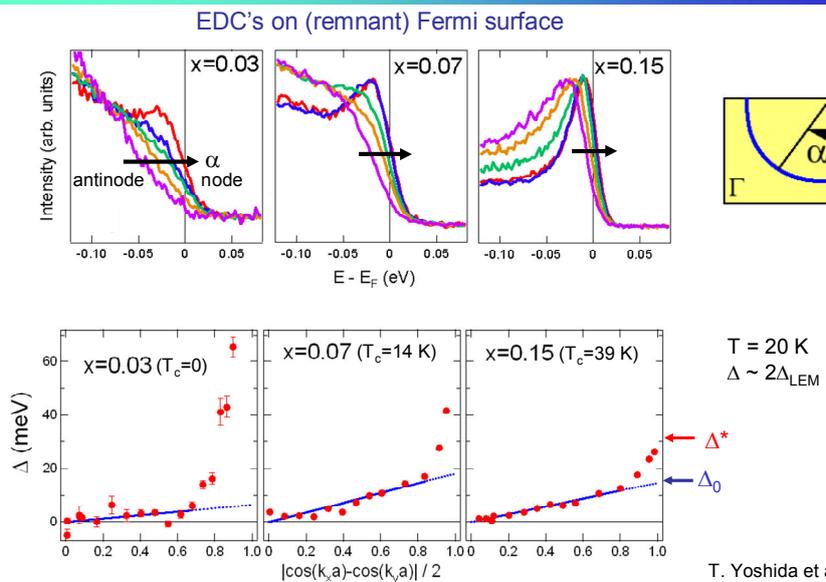
K. Tanaka et al., Science '06

## Distinct energy scales $\Delta^*$ and $\Delta_0$ in underdoped Bi2212



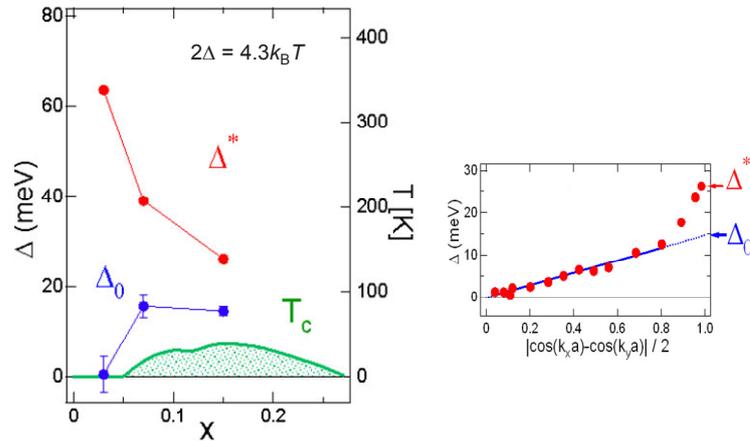
K. Tanaka et al., Science '06

## Momentum dependence of superconducting gap/pseudogap in $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$



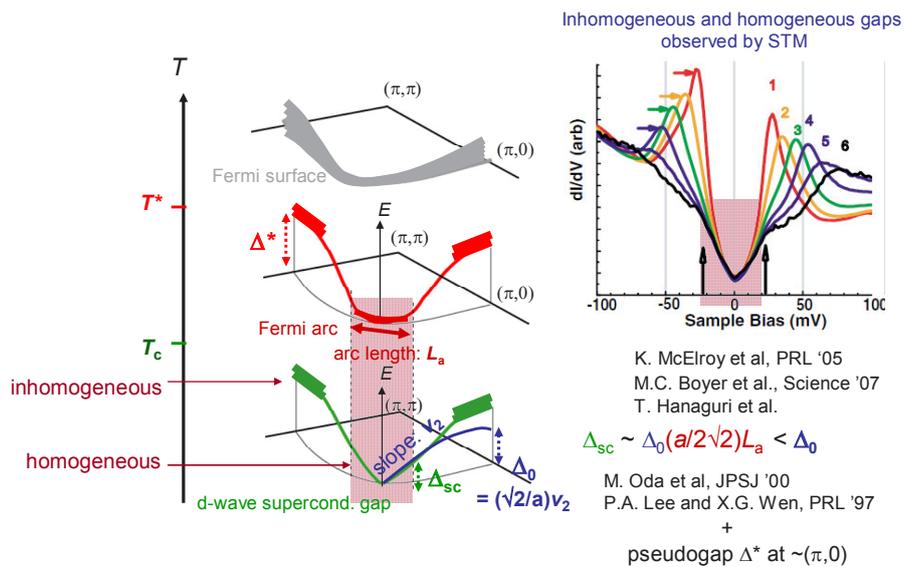
## Distinct energy scales $\Delta^*$ and $\Delta_0$ in underdoped $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$

Doping dependences of  $\Delta^*$  and  $\Delta_0$

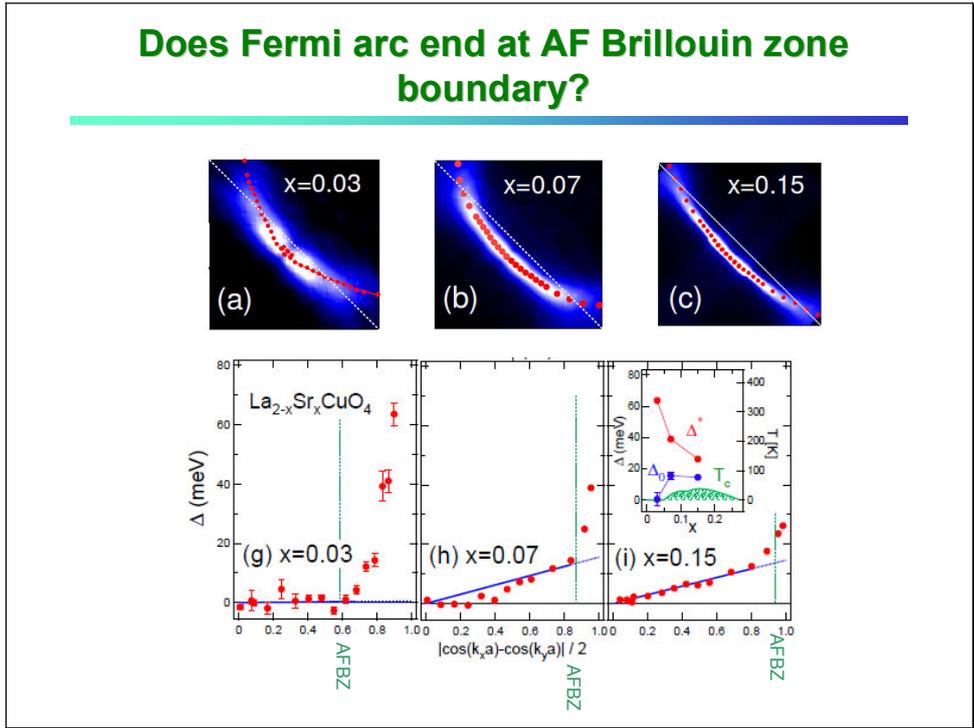


T. Yoshida et al.

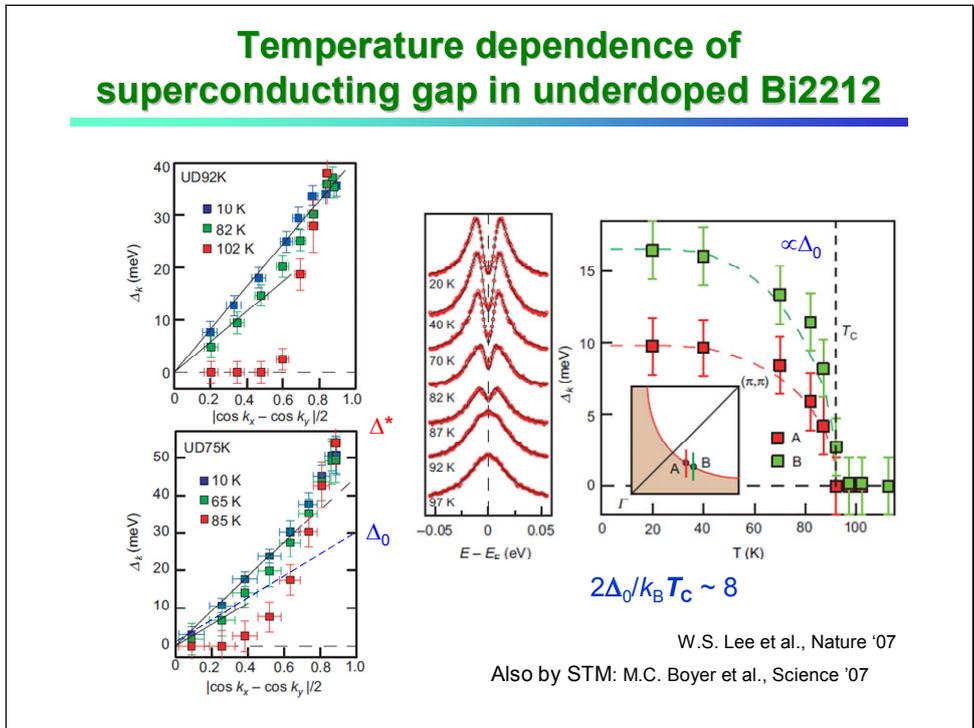
## Temperature evolution of gaps/pseudogaps in the presence of Fermi arc



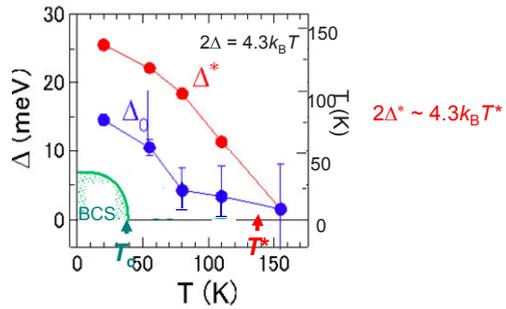
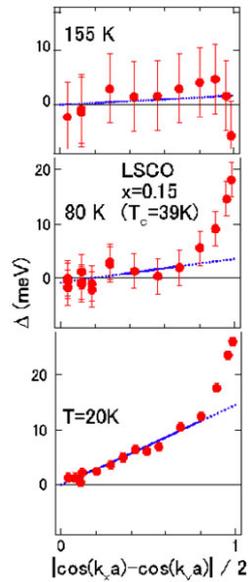
## Does Fermi arc end at AF Brillouin zone boundary?



## Temperature dependence of superconducting gap in underdoped Bi2212



## Temperature dependence of superconducting gap in optimally doped $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$



$$2\Delta_0 / k_B T_c \sim 8$$

$$\Delta_{sc} \sim \Delta_0 (a/2\sqrt{2}) L_a \sim 0.6\Delta_0$$

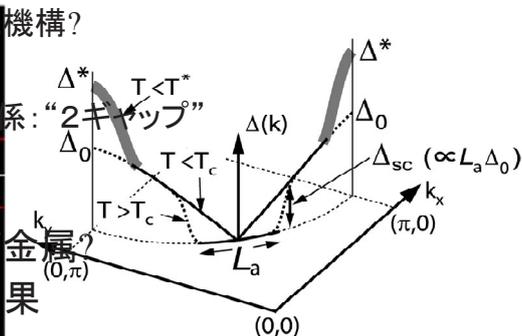
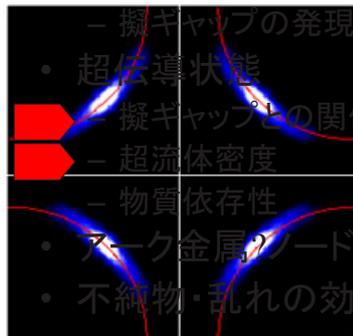
$$2\Delta_{sc} / k_B T_c > \sim 4.3$$

Strong coupling but ordinary *d*-wave BCS

T. Yoshida et al.

## Outline

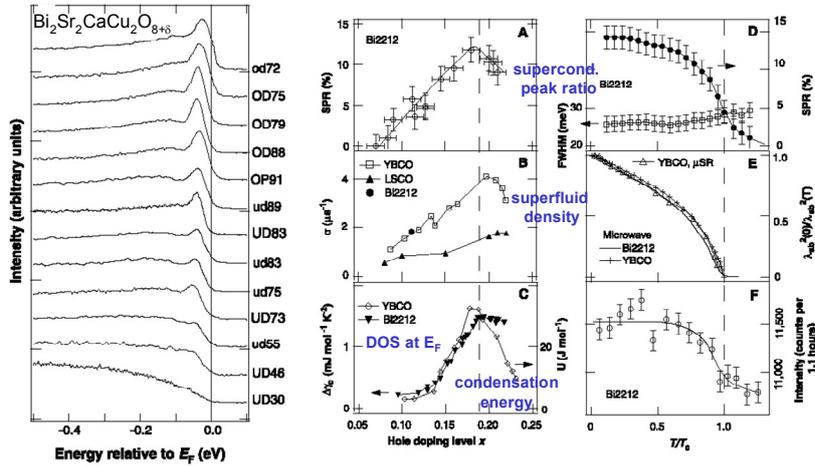
- 擬ギャップ, フェルミ・アーク
  - 温度依存性に見られる擬ギャップ
  - フェルミ・アーク描像による物理量の理解



## Origin of superfluid in underdoped cuprates: Antinodal region ?

Coherence peak at  $k \sim (\pi, 0)$

Superfluid density

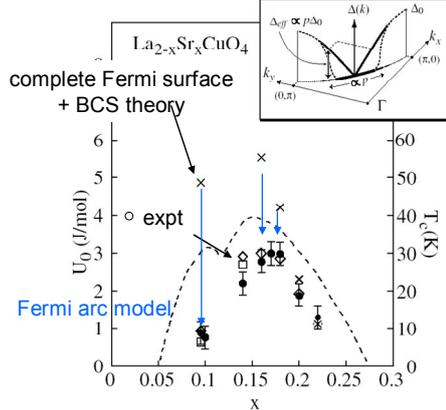


D. L. Feng et al., Science '00

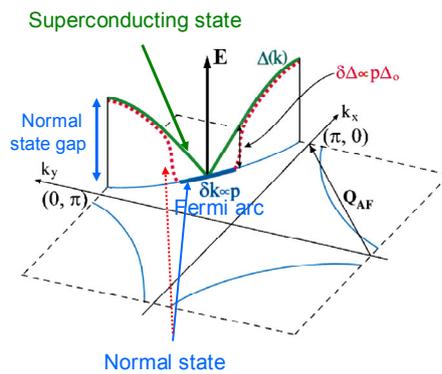
## Origin of superfluid in underdoped cuprates - Nodal region ?

Condensation energy

Superconducting and normal states within pseudogap



N. Momono et al, JPSJ '02



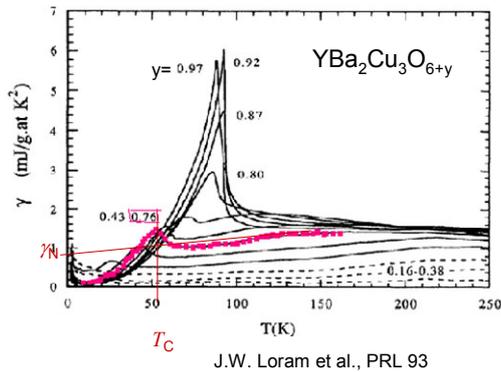
M. Oda et al, JPSJ '00

## Origin of superfluid in underdoped cuprates

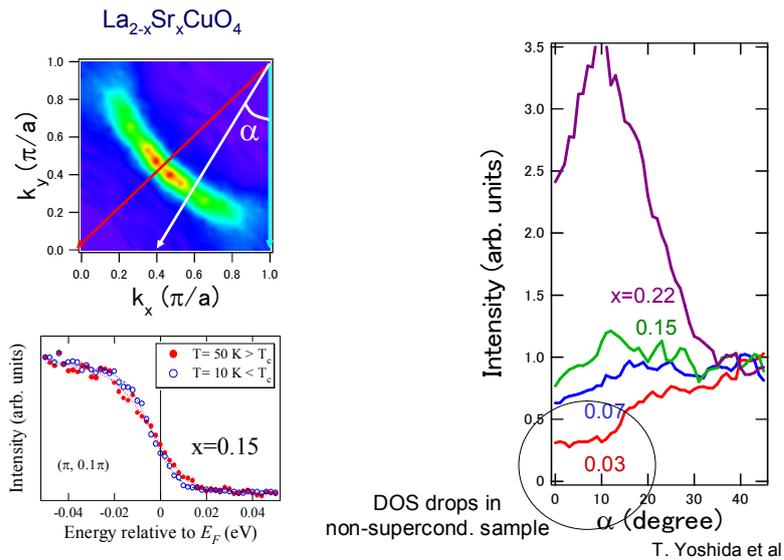
Condensation energy of superfluid:

$$U_0 = \int_0^{T_c} S_N dT - \int_0^{T_c} S_S dT = \int_0^{T_c} c_N dT - \int_0^{T_c} c_S dT \simeq \int_0^{T_c} \gamma_N T dT \simeq (1/2) \gamma_N T_c^2$$

$\gamma_N$ : DOS at  $E_F$  in the normal state



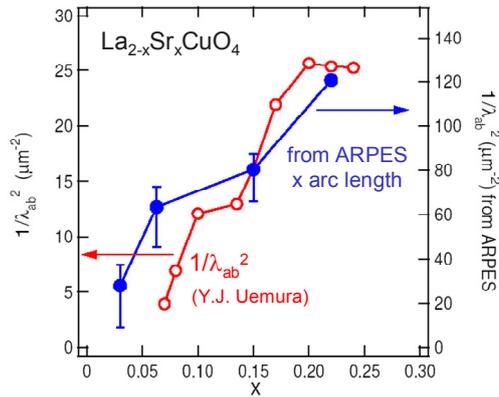
## Origin of superfluid in underdoped cuprates - Nodal or anti-nodal regions ?



## Superfluid density as a function of hole doping

Superfluid density:  $n_s \propto \int v_F ds \propto$  Fermi arc length

London penetration depth:  $1/\lambda_{ab}^2 = \mu_0 e^2 n_s / m^*$



T. Yoshida et al., J. Phys. Cond. Mat., '07

## Uemura relation and isotope effect

Superfluid density as a function T

$$\frac{\rho^s}{m}(T) = \frac{x}{a^2 m} - \alpha T$$

$$\alpha = [2 \ln(2)/\pi] \bar{v}_F / \bar{v}_2 \quad t_h = (2ma^2)^{-1}$$

$$\sim [8 \ln(2)/\pi] t_f / \Delta_0$$

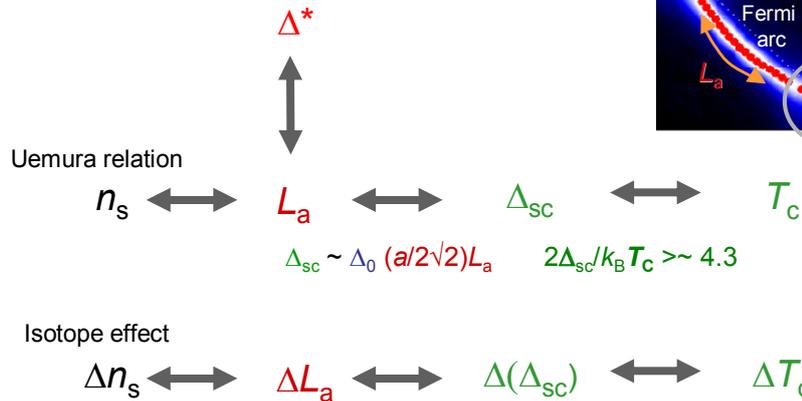
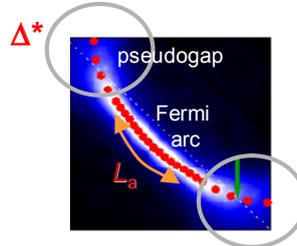
$m$ : supercond. electron mass

Uemura relation  $n_s \longleftrightarrow T_c$   
 Isotope effect  $\Delta n_s \longleftrightarrow \Delta T_c$

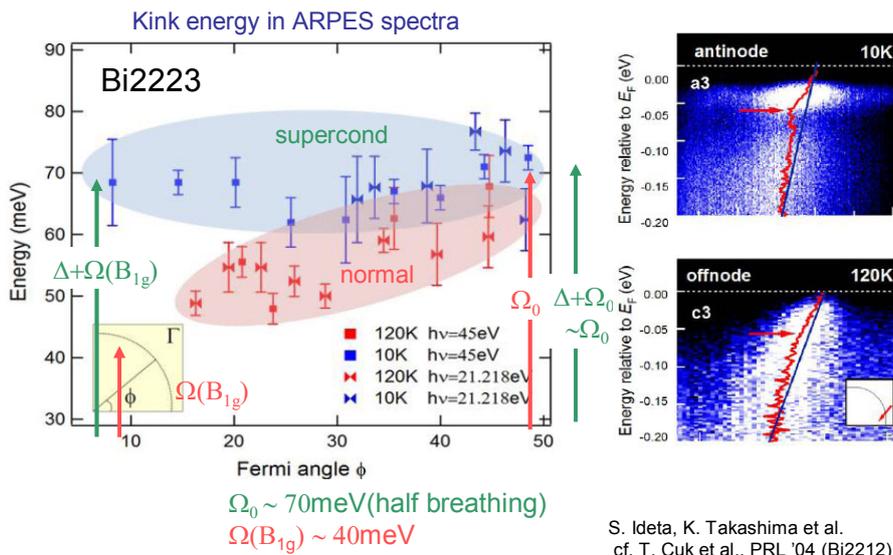
P.A. Lee and X.G. Wen, PRL '97

## Uemura relation and isotope effect

Uemura relation  $n_s \leftrightarrow T_c$   
 Isotope effect  $\Delta n_s \leftrightarrow \Delta T_c$

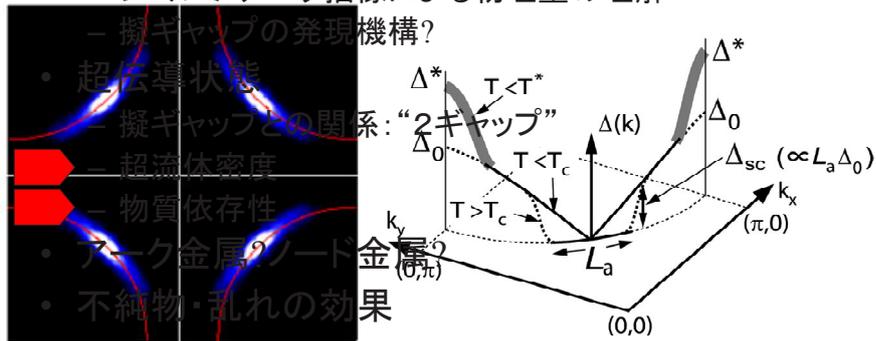


## Coupling to Boson excitations

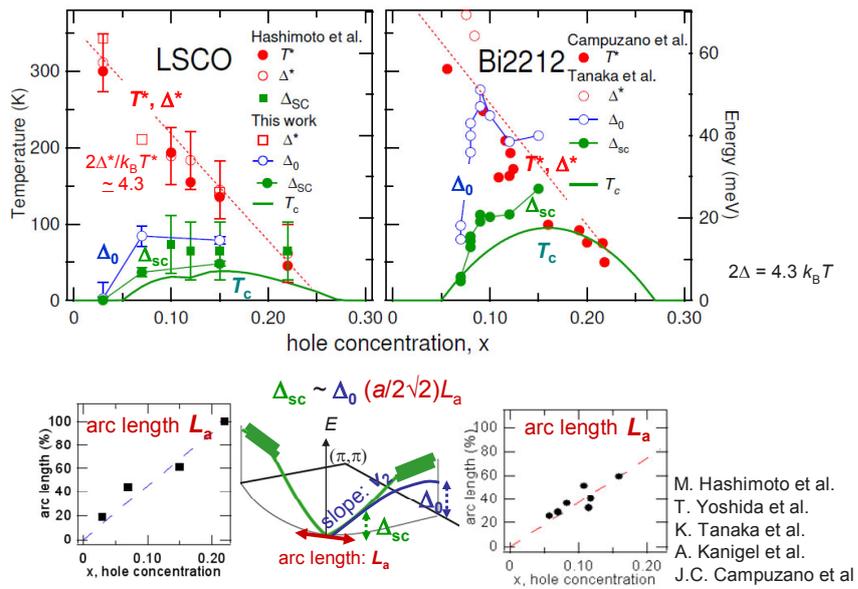


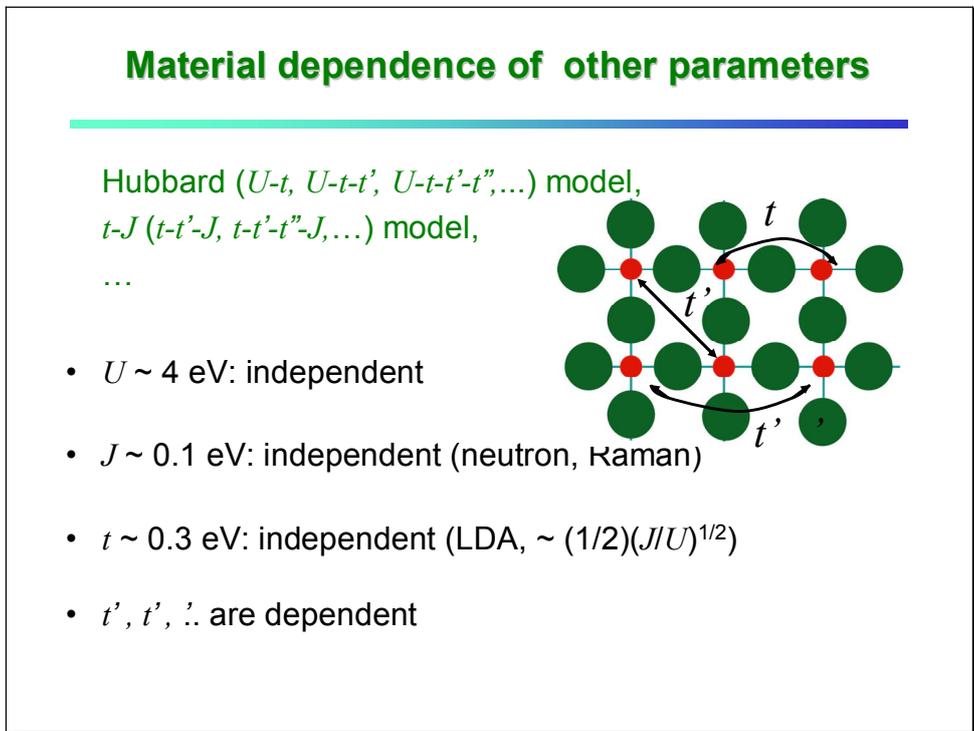
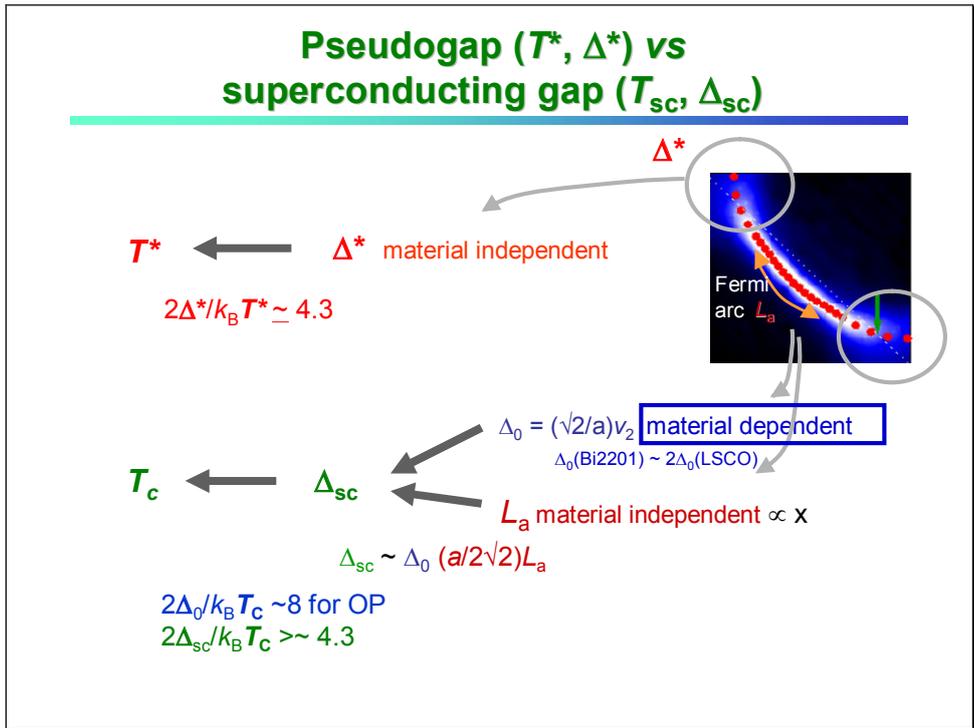
## Outline

- 擬ギャップ, フェルミ・アーク
  - 温度依存性に見られる擬ギャップ
  - フェルミ・アーク描像による物理量の理解



## Pseudogap and superconducting gap energy/temperature scales



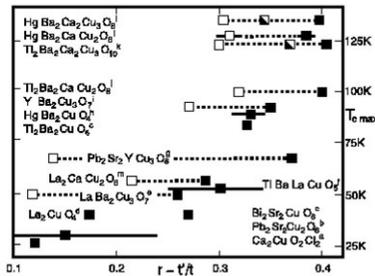
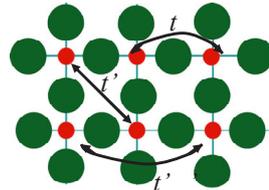


## Microscopic origin of the material dependence of $d$ -wave order parameter amplitude $\Delta_0$

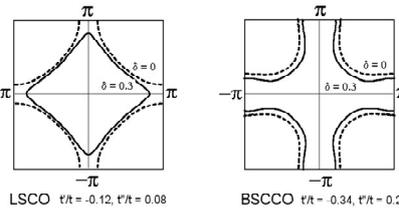
Effects beyond the single  $\text{CuO}_2$  plane:  $t', t'', \dots$   
 influenced by block layer, apical oxygen,  
 number of  $\text{CuO}_2$  layers, .....  $\rightarrow \Delta_0 \rightarrow T_c$



Properties of the single  $\text{CuO}_2$  plane:  $U, t, J$   
 $\rightarrow \Delta^*$



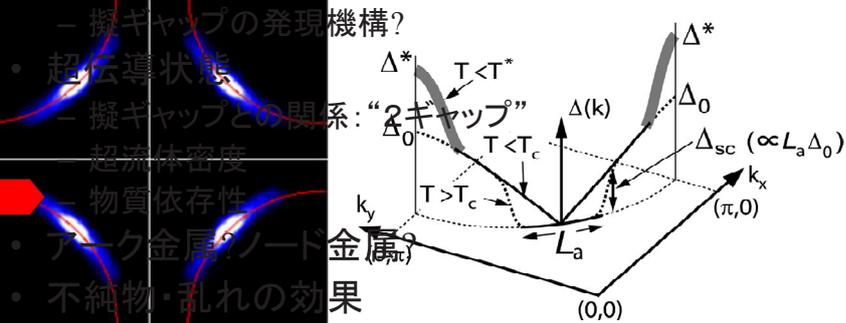
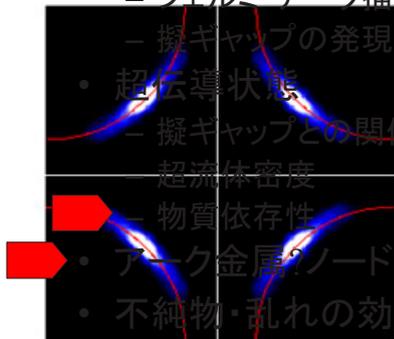
E. Pavarini et al., PRL '01



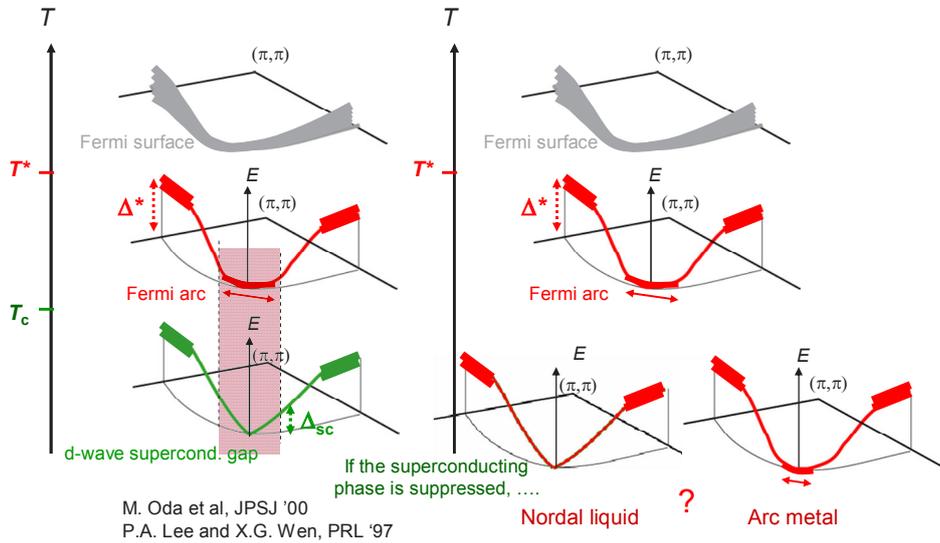
T. Tohyama and S. Maekawa, Supercond. Sci. Technol. '00  
 T. Tanamoto, S. Kohno and H. Fukuyama, JPSJ '94

## Outline

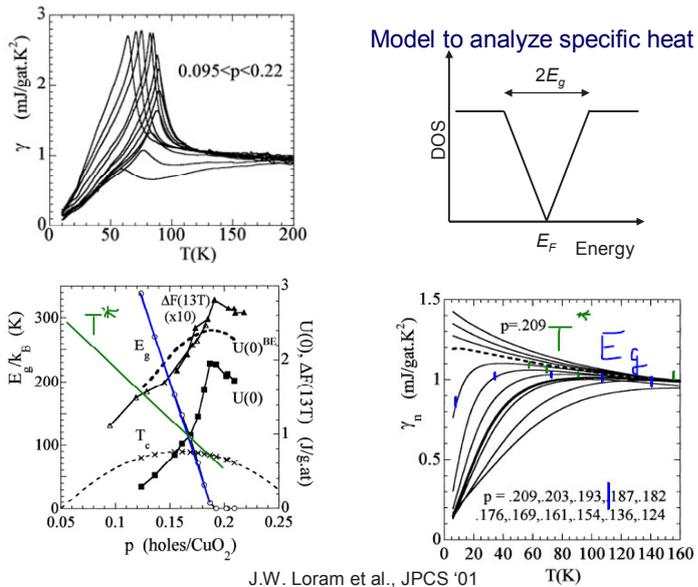
- 擬ギャップ, フェルミ・アーク
  - 温度依存性に見られる擬ギャップ
  - フェルミ・アーク描像による物理量の理解



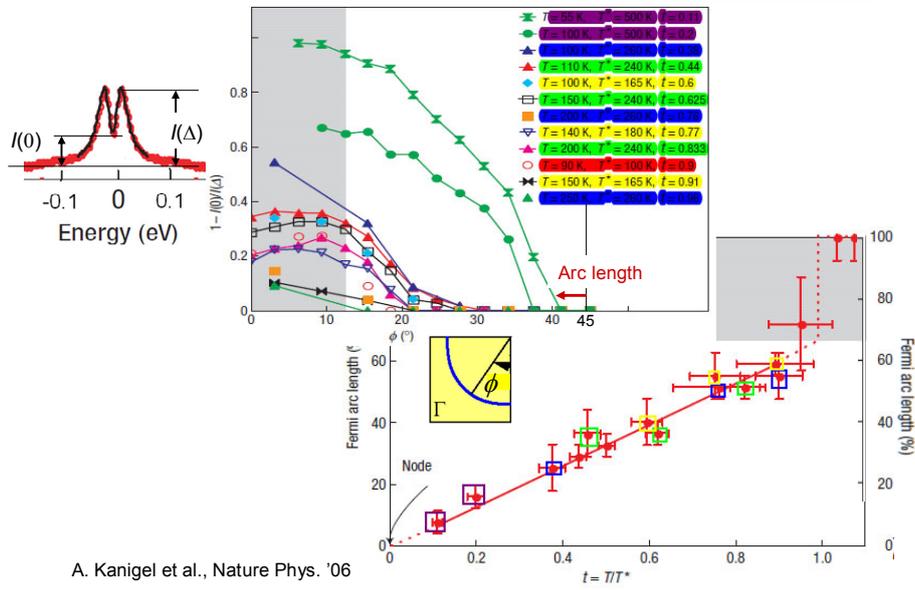
## Is the underlying normal state an arc metal or a nodal metal ?



## Specific heats - Nodal metal at $T = 0$ ?



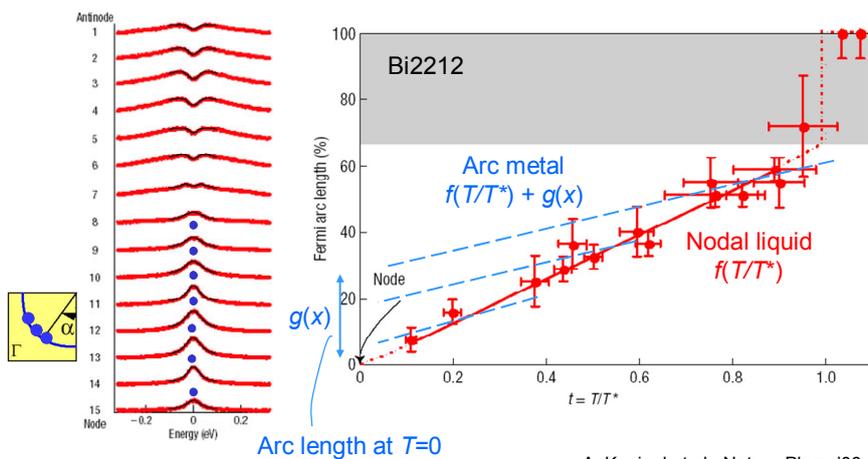
## Doping and temperature evolution of Fermi arc length



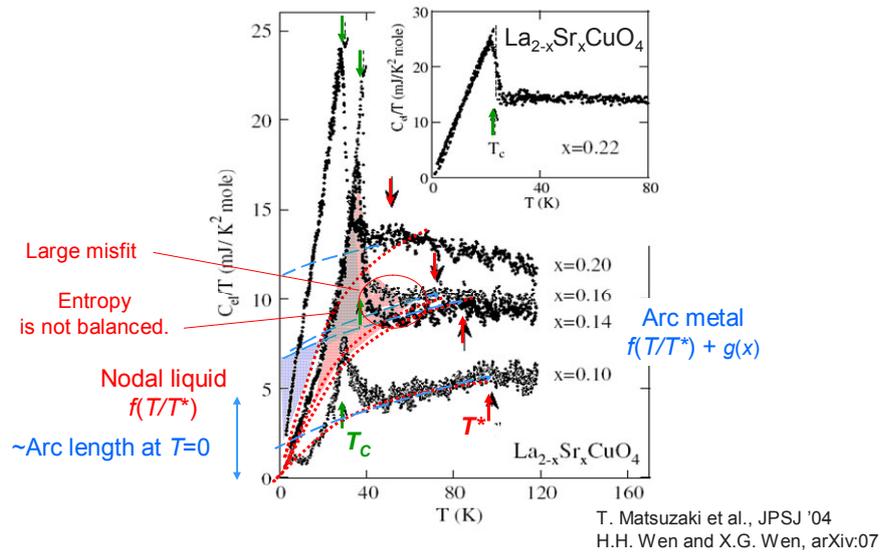
## Nodal metal at $T = 0$ ?

Symmetrized EDC

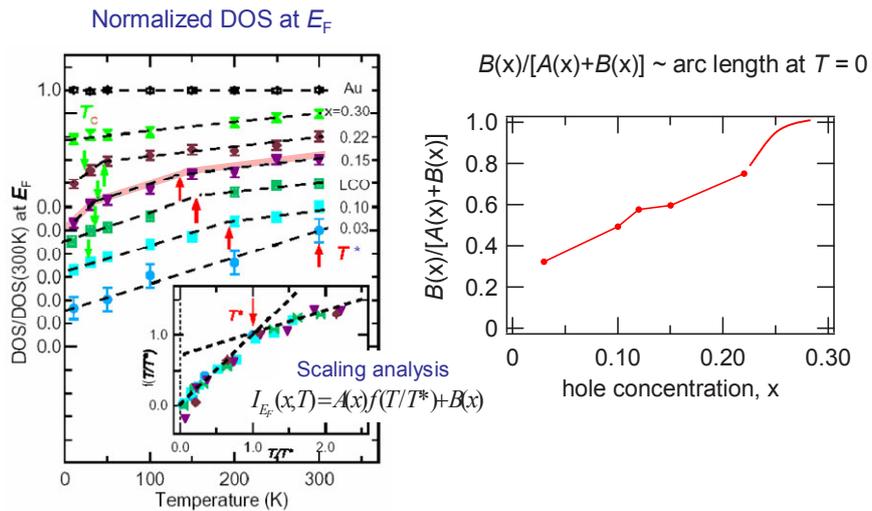
Fermi arc length vs  $T/T^*$  ?



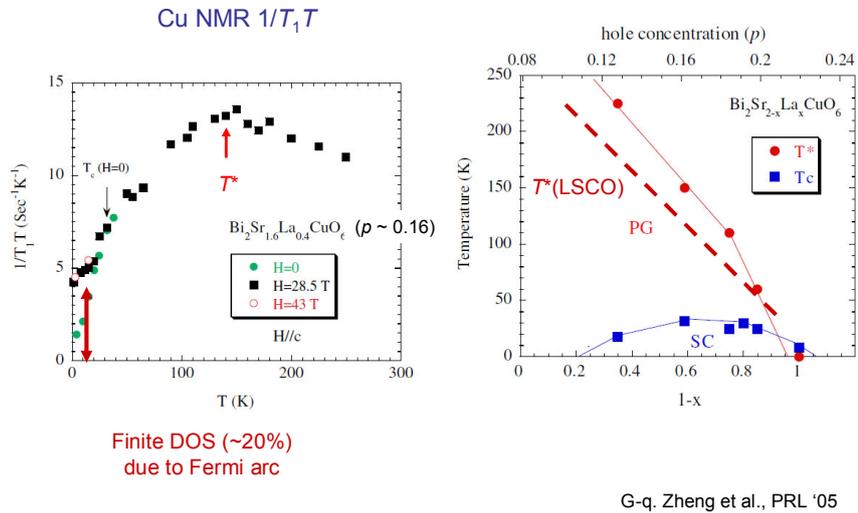
## Breakdown of Nodal-liquid scaling in electronic specific heats



## Temperature dependence of normalized DOS at $E_F$

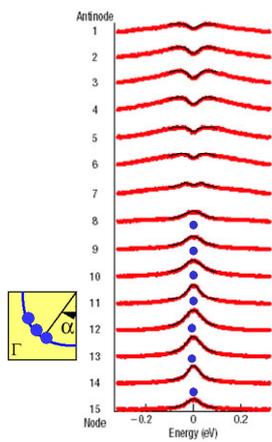


## NMR relaxation rate in Bi2201

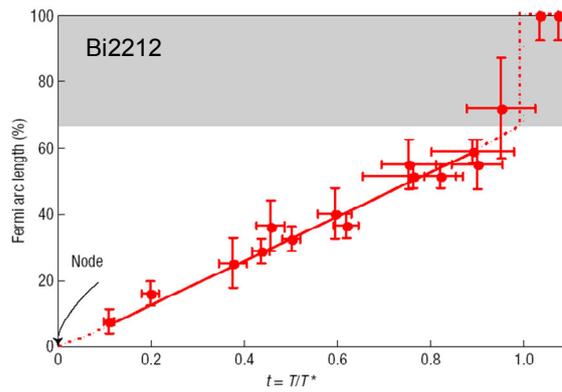


## Nodal metal at $T = 0$ ?

Symmetrized EDC



Fermi arc length vs  $T/T^*$  ?

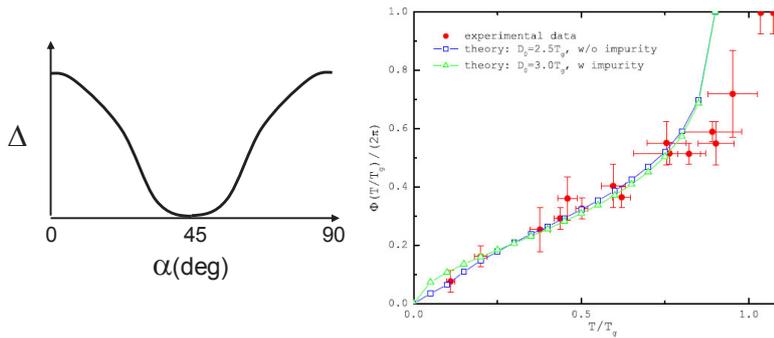


A. Kanigel et al., Nature Phys. '06

## Fermi arc under broken time-reversal symmetry

$$E_{\mathbf{k}}^{\approx} = \epsilon_{\mathbf{k}} \pm D_0(1 - T/T_g)^{1/2} \cos^2(2\alpha) / [1 + (\epsilon_{\mathbf{k}}/\epsilon_c)^2]$$

for  $E_{\mathbf{k}} \approx \mu$ ,



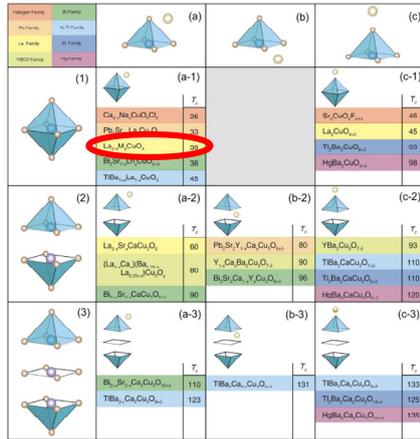
C. M. Varma and L. Zhu, PRL '07

## Outline

- 擬ギャップ, フェルミ・アーク
  - 温度依存性に見られる擬ギャップ
  - フェルミ・アーク描像による物理量の理解

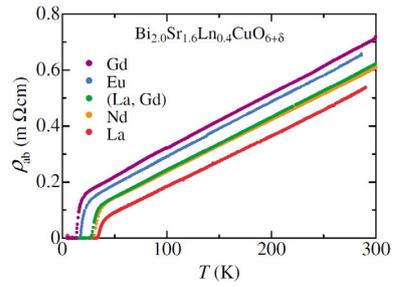
- 擬ギャップの発現機構?
- 超伝導状態
  - 擬ギャップとの関係: “2ギャップ”
  - 超流体密度
  - 物質依存性
- アーク金属? ノード金属?
- 不純物・乱れの効果

## Effects of out-of-plane disorder on transport properties



H. Eisaki et al., PRB '04

In-plane resistivity of  $\text{Bi}_{2.0}\text{Sr}_{1.6}\text{R}_{0.4}\text{CuO}_{6+\delta}$

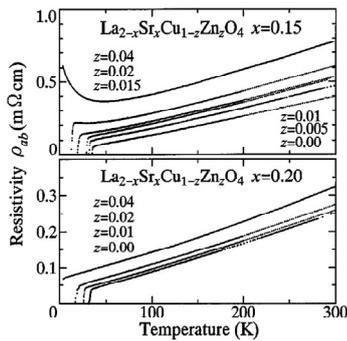


La=1.14 Å  
Nd=1.04 Å  
Eu=0.98 Å  
Gd=0.97 Å

K. Fujita et al., PRL '05

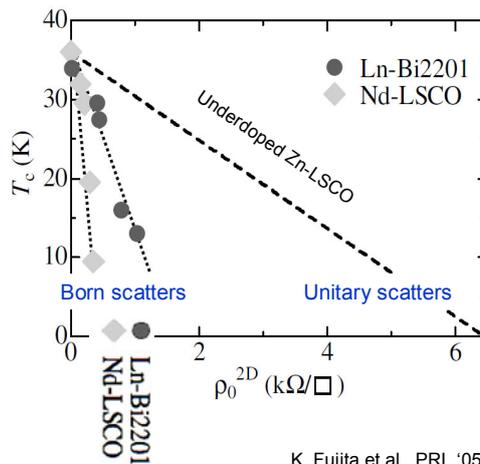
## Out-of-plane vs in-plane disorder effects on transport properties

Zn-doping effect on resistivity



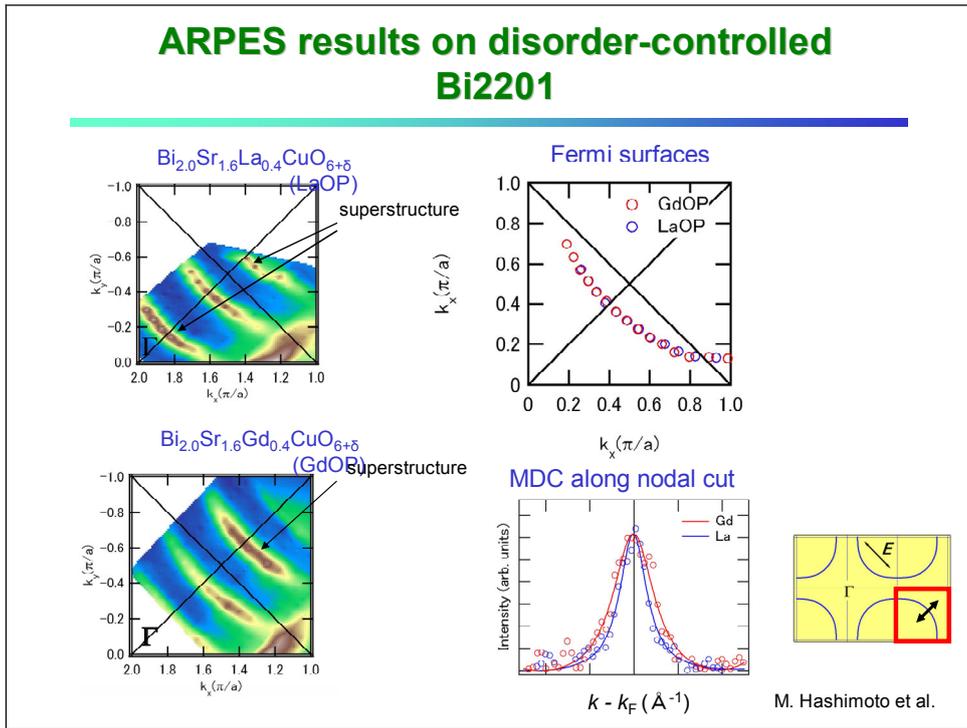
Y. Fukuzumi et al. PRL '96

Residual resistivity vs  $T_c$

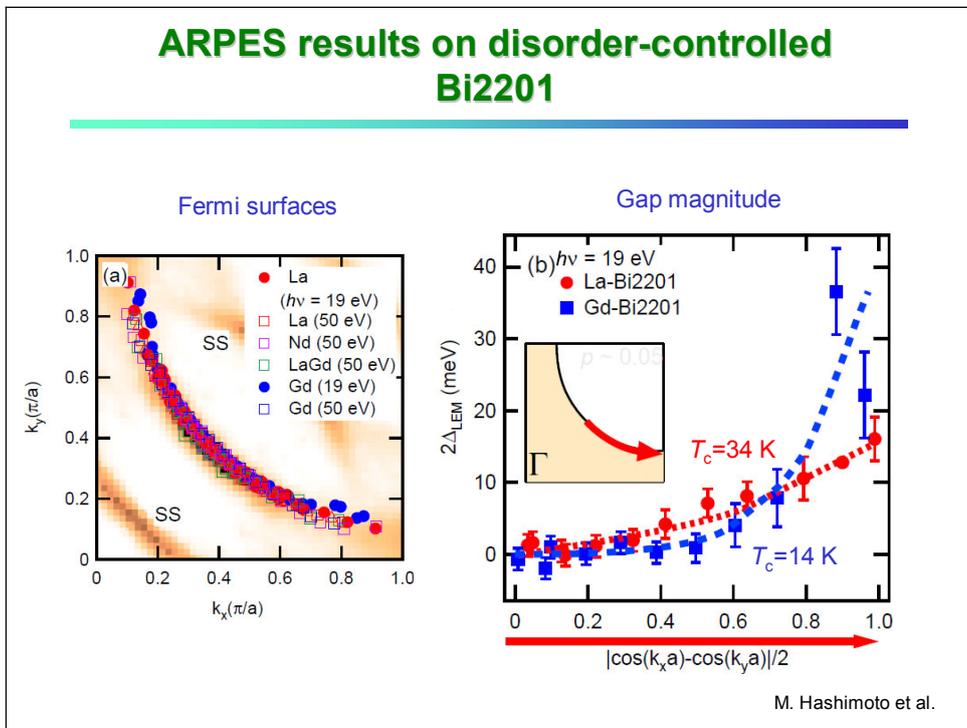


K. Fujita et al., PRL '05

## ARPES results on disorder-controlled Bi2201

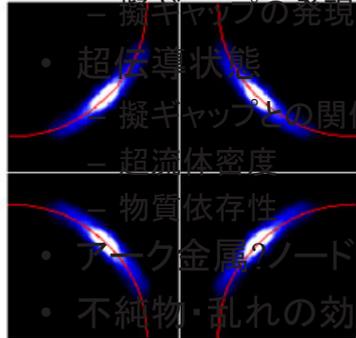


## ARPES results on disorder-controlled Bi2201

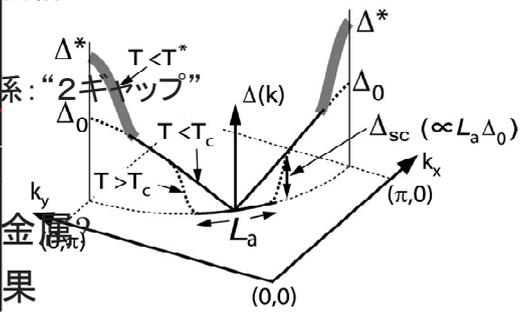


## Outline

- 擬ギャップ, フェルミ・アーク
  - 温度依存性に見られる擬ギャップ
  - フェルミ・アーク描像による物理量の理解
  - 擬ギャップの発現機構?



- 超伝導状態
  - 擬ギャップとの関係: “2ギャップ”
  - 超流体密度
  - 物質依存性
- フェルミ・アーク? ノード? 金属?
- 不純物・乱れの効果



## 6. 「銅酸化物における高温超伝導発現機構」について

東京理科大学理学部

福山秀敏

### [1] 電子状態の基本

銅酸化物高温超伝導が発見されて20年経ち今日では高温超伝導出現の舞台の電子状態は明確に理解されている。母物質はモット絶縁体（正しくは電荷移動型）であり、低エネルギー励起は  $\text{Cu}^{2+}(\text{d}^9)$  に伴うスピンの自由度のみでありそれは Heisenberg スピン Hamiltonian で記述される。ドーパされたホールは主に酸素軌道に入り、 $\text{Cu}^{2+}$  スピンと強く結合して Zhang-Rice(ZR) singlet 状態を形成する。結晶の並進対象性のために ZR singlet は結晶中を動き回り、これは  $t$ -J モデルによって表現される。

### [2] $t$ -J モデル

2重占有排除という拘束条件を持つ  $t$ -J モデルの取り扱いが難しい。具体的な計算は、拘束条件をスレーブ粒子（スレーブボソン）によって表現した Hamiltonian に対する分子場近似および変分計算によって行われてきた。前者はスピン・電荷分離を仮定し、スピノン、ホロンおよびそれらの間の相互作用、ゲージ場、として表現する。有限温度に対する計算が可能なスレーブボソン分子場近似は定量性においては劣るものの特徴的な臨界温度およびクロスオーバー温度の存在を予言する。一方変分計算は絶対零度 ( $T=0$ ) に限るが定量性に優れる。この両者は  $T=0$  においては同等であり結論は相互に矛盾がない。

### [3] Underdoped 領域における特徴的な温度

銅酸化物高温超伝導が示す極めて特異な電子状態が姿を現すのは underdoped 領域であるが、そこでは温度の下降に伴い、スピンギャップ（擬ギャップ）温度,  $T_g$ , ネルンスト温度,  $T_{\text{onset}}$ , というクロスオーバー温度を経て 超伝導臨界温度、 $T_c$ 、に至る。 $t$ -J モデルに対するスレーブボソン分子場近似によれば  $T_g$  はスピノンの一重項成長の温度、 $T_c$  はホロンのボーズ凝縮温度と考えられる。また  $T_{\text{onset}}$  はホロン運動の量子的コヒーレンス成長温度と想像される。

### [4] これからの課題

このように  $t$ -J モデルに関するスレーブボソン分子場近似による結果と観測された特異な実験事実との間には明らかな対応関係が見られる。したがって、それを手がかりにより進んだ考察・検討比較が望まれる。たとえば、underdoped 領域において超伝導が実現していない条件下での "Fermi arc"、それと対照的に超伝導状態で見られる d 的ギャップ状態特有な "Fermi point" という違いがゲージ場の揺らぎにともなう準粒子の寿命の質的变化として理解できるかどうか？さらには超伝導出現がどのように特徴付けられるか？等興味ある課題が数多くある。

#### [参考文献]

1. 「大学院物性物理2」(講談社サイエンティフィック、1999) 第2章
2. M. Ogata and H. Fukuyama: "t-J model for Copper Oxides Superconductors" to be published in Report of Physics.

科研費特別推進  
「量子ビームによる高温超伝導機構の解明」  
2007. 12. 14-15@五浦観光ホテル

「銅酸化物における高温超伝導発現機構」について

東京理科大学

福山秀敏

“t-J model for High Temperature Superconductivity”

to be published in Report of Physics,

M. Ogata and HF

HF:「大学院物性物理・2」(講談社)第2章

content

1) 銅酸化物の電子状態の基本

High  $T_c$  is realized in doped Mott insulator.

2) t-J model is canonical.

3) Results of mean field approx. for t-J model.

4) Particular expt. features

5) Future targets

「高温超伝導発現機構」

いままでのさまざまな提案とその問題点

Only a few saw expt. data as a whole,  
but many (actually almost all) saw only a part of expt. facts based on one's limited  
knowledge and then created fancies.

論点を明確にするために Hole doped region に限る。

「議論」への希望、

「論点を明確に理解し、論点を解明する実験は何かを考え、それに対して明快な結論を出してほしい」

要するに「何のために何を？」を明確に！

結果の報告に際しては

「論点に対しての自分の考えの紹介、それを解明するために選実験手法の適性の説得、結論の明言、更に明らかにすべき事項(があればそれ)の列挙」

## 重要な実験事実

### 1) 母物質はモット絶縁体: **Anderson**

$$S=1/2 \quad \text{Cu}^{++} (d^9: d_{x^2-y^2})$$

Heisenberg spin Hamiltonian

Expt. 中性子 Endoh

X Pines, Moriya, Yamada

### 2) 厳密には電荷移動型モット絶縁体

Op 準位が  $d^9 - d^{10}$  の間に存在

=> doped hole は主として O に入る。この doped hole と強く mix するのは Cu:  $dx^2-y^2$

Expt. PES Fujimori, --

X Emery, Kamimura

## 重要な実験事実

### 1) 母物質はモット絶縁体

$$S=1/2 \quad \text{Cu}^{++} (d^9 : d_{x^2-y^2})$$

Heisenberg spin Hamiltonian

Expt. 中性子 Endoh

## At $\delta = 0$ : localized spins => Mott insulator

*Essentially different from band insulators*

Insulating even in paramagnetic states and described by the **Heisenberg model**

$$\mathcal{H} = J \sum_{(i,j)} \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j$$

Expts.

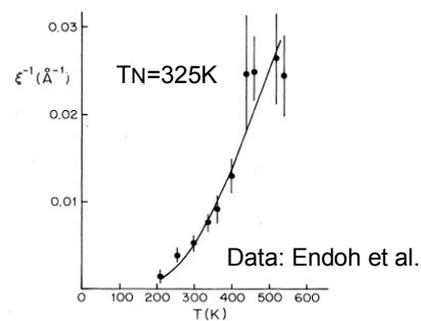
\*Endoh et al., (1988)

Existence of Localized spins

Quantum spins :  $S=1/2$

\*Keimer et al.,(1992)

Detailed studies on undoped and lightly doped cases



$$H = J \left[ \sum_{i\delta_{\parallel}} \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_{i+\delta_{\parallel}} + \alpha_{xy} \sum_{i\delta_{\parallel}} S_i^b S_{i+\delta_{\parallel}}^b \right.$$

$$\left. + \alpha_{DM} \sum_{i\delta_{\parallel}} (S_i^b S_{i+\delta_{\parallel}}^c - S_{i+\delta_{\parallel}}^b S_i^c) + \alpha_{\perp} \sum_{i\delta_{\perp}} \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_{i+\delta_{\perp}} \right]$$

Chakravarty, Halperin, Nelson (1989)  
Non-linear  $\sigma$ -model

=>  $\text{Cu}^{2+}: d^9$  -- Half-filled band of Cu  $d_{x^2-y^2}$  orbitals

重要な実験事実

1) 母物質はモット絶縁体

$$S=1/2 \quad \text{Cu}^{++} \quad (d^9 : d_{x^2-y^2})$$

Heisenberg spin Hamiltonian

Expt. 中性子 Endoh

=>もし、single band Hubbard modelで考える

ならば、strong coupling 領域

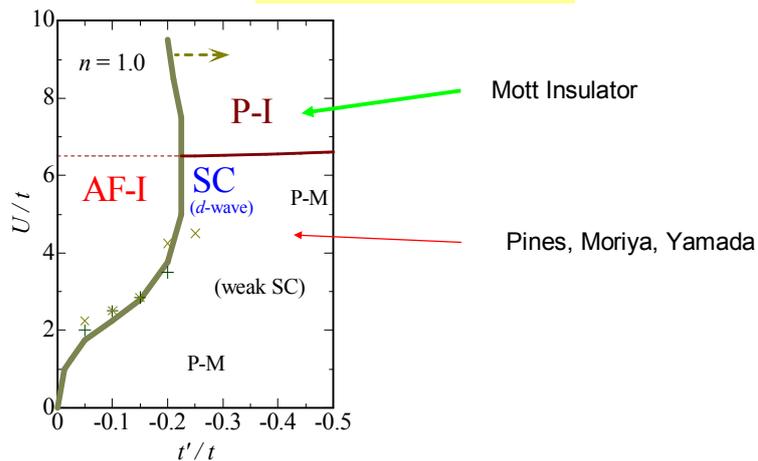
X Pines, Moriya, Yamada: spin fluc.

Phase diagram

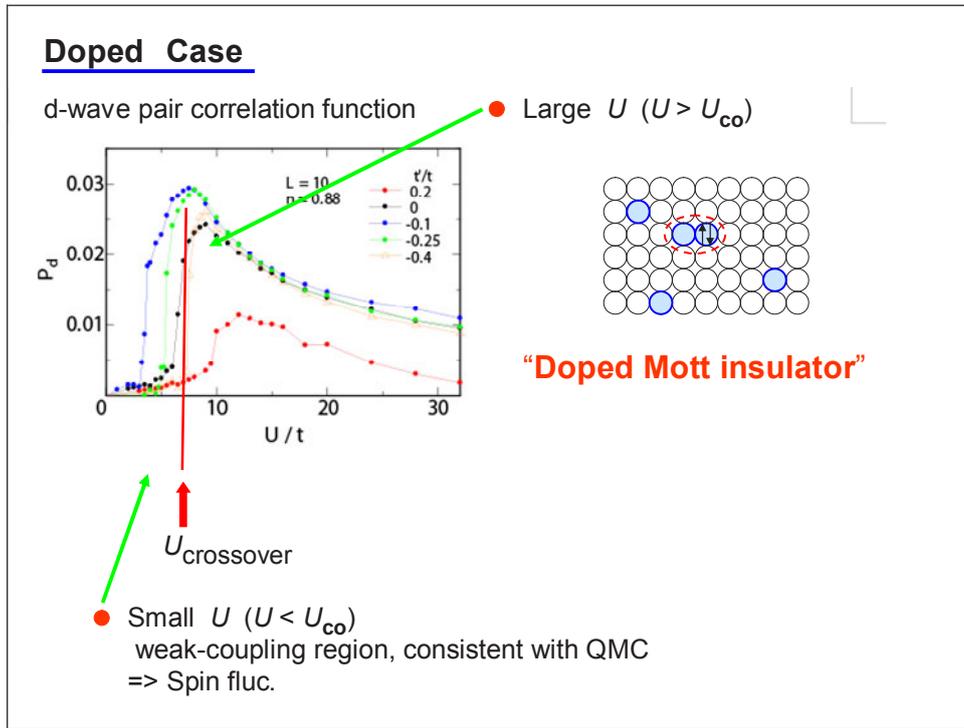
half filling ( $\delta=0$ )

T=0 Variational Theory

**$t$ - $t'$ - $U$  Hubbard model**



Yokoyama, Ogata, Tanaka, J. Phys. Soc. Japan **75**, 114706 (2006)



### 重要な実験事実

#### 2) 厳密には電荷移動型モット絶縁体

$O_p$  準位が  $d^9 - d^{10}$  の間に存在

=> doped hole は主として  $O$  に入る。

この doped hole と強く mix するのは

Cu:  $dx^2-y^2$

Expt. PES Fujimori, --

X Kamimura

**Symmetry of holes in high- $T_c$  superconductors**

N. Nücker, H. Romberg, X. X. Xi,\* and J. Fink  
 Kernforschungszentrum Karlsruhe, Institut für Nukleare Festkörperphysik, Postfach 3640,  
 D-7500 Karlsruhe, Federal Republic of Germany

B. Gegenheimer  
 Max-Planck-Institut für Festkörperphysik, Heisenbergstrasse 1, D-7000 Stuttgart 80, Federal Republic of Germany

Z. X. Zhao  
 Institute of Physics, Chinese Academy of Science, Beijing, People's Republic of China  
 (Received 25 October 1988)

High-energy electron energy-loss spectroscopy in transmission has been used to obtain information on the symmetry of unoccupied electronic states in the new high- $T_c$  superconductors. In particular, for  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  and  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ , the O  $1s$  and Cu  $2p$  absorption edges have been measured for momentum transfer parallel and perpendicular to the  $a,b$  plane. Both  $\sigma$  and in-plane  $\pi$  holes on O, formed upon doping, are compatible with our experimental results. For  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ , in both cases, holes must be in the planes and in the ribbons. Out-of-plane  $\pi$  holes can be excluded for  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  and  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ . In the undoped and doped compounds, the unoccupied states on the Cu sites have predominantly in-plane  $3d_{x^2-y^2}$  symmetry. There is an admixture of about 10% of lower-lying states probably with  $3d_{3z^2-r^2}$  symmetry.

Nucker et al., PRB 39, 6619 (1989)

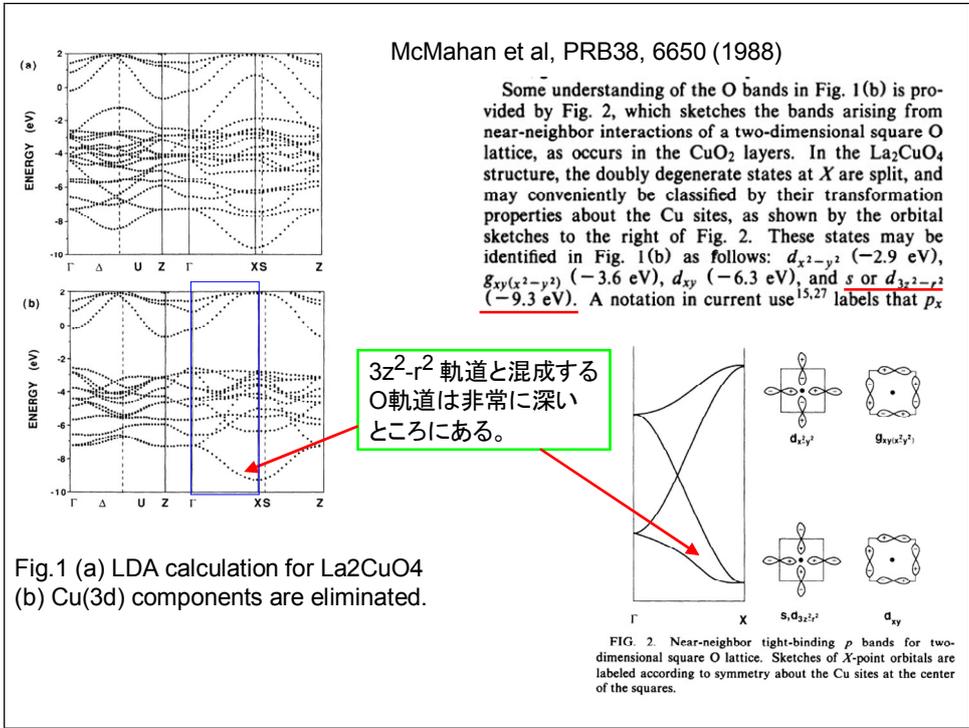


Fig.1 (a) LDA calculation for  $\text{La}_2\text{CuO}_4$   
 (b) Cu(3d) components are eliminated.

## $\delta \neq 0$ , Hole-doping

### *A doped hole mainly on O forms a Zhang-Rice singlet*

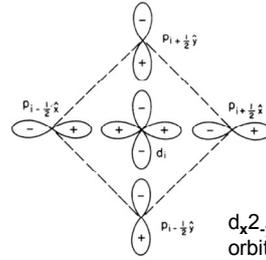
A common feature of the high- $T_c$  oxides is the quasi two-dimensional motion of electrons within  $\text{CuO}_2$  planes<sup>8-11</sup> which have a structure<sup>12</sup> shown in Fig. 1. It will be assumed that the Hamiltonian for a single plane is given by an extended Hubbard model,

$$H = \sum_{i,j,\sigma} \epsilon_{ij} a_{i\sigma}^\dagger a_{j\sigma} + \frac{1}{2} \sum_{i,j} U_{ij} a_{i\sigma}^\dagger a_{i\sigma} a_{j\sigma}^\dagger a_{j\sigma}. \quad (1)$$

Here,  $i$  labels a copper or an oxygen site, and the vacuum consists of  $\text{Cu}^+$  (all  $d$  states occupied) and  $\text{O}^{2-}$  (all  $p$  states occupied). The operators  $a_{i\sigma}^\dagger$  create holes with spin  $\sigma$  in the  $\text{Cu}(3d_{x^2-y^2})$ ,  $\text{O}(2p_x)$ , or  $\text{O}(2p_y)$  states which are the ones most strongly hybridized by overlap integrals.<sup>8-10</sup> The site-diagonal terms ( $\epsilon_{ii}, U_{ii}$ ) are ( $\epsilon_p, U_p$ ) and ( $\epsilon_d, U_d$ ) for  $\text{O}(2p)$  and  $\text{Cu}(3d)$  states,

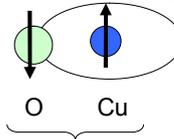
d-p model  
Emery(1987)

**Impurity effects are different from single band,**  
**e.g. Zn vs Ni**



$d_{x^2-y^2}$  - symmetric orbitals

Zhang-Rice singlet(1988)

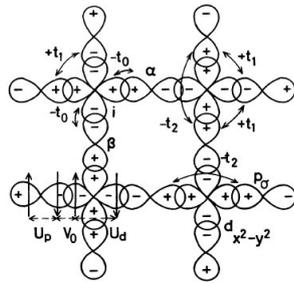


t - J model:

$$H_{\text{eff}} = H_t + H_s$$

$$H_s = -J \sum_{\langle ij \rangle} \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j,$$

$$H_t = \sum_{i \neq j, \sigma} t_{ij} (1 - n_{i, -\sigma}) d_{i\sigma}^\dagger d_{j\sigma} (1 - n_{j, -\sigma})$$



Spatial extent of ZR singlets is sensitive to band parameters

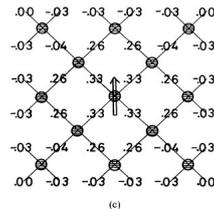
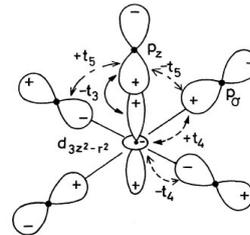


Fig. 5. Wave functions of the singlet bound state  $|cc\rangle$  with  $d_{\sigma} = -4.0$ , (a)  $T_{\sigma} = 0.2$ ,  $t_1 = 0$ ,  $t_2 = 0$ , (b)  $T_{\sigma} = 0.2$ ,  $t_1 = 0.6$ ,  $t_2 = 0.3$ , (c)  $T_{\sigma} = 0.2$ ,  $t_1 = 0.6$ ,  $t_2 = 0$ .

Even apical oxygens affect



$$H = J_K \sum_i \sum_{\alpha, \beta} S_i \cdot p_{\alpha\sigma}^\dagger \sigma_{\alpha\beta} p_{\beta\sigma} + J_k \sum_i \sum_{\alpha} S_i \cdot p_{\alpha\sigma}^\dagger \sigma_{\alpha\sigma} p_{\alpha\sigma} - \sum_i \sum_{\alpha, \beta} T_{\alpha\beta} p_{\alpha\sigma}^\dagger p_{\beta\sigma} + J_s \sum_{i \neq k} S_i \cdot S_k,$$

Matsukawa-HF(1989,1990)

Introduction and parametrization of  $t$ - $t'$  to fit FS  $\Rightarrow$   **$t$ - $t'$ -J model**

Transfer integrals of ZR singlets

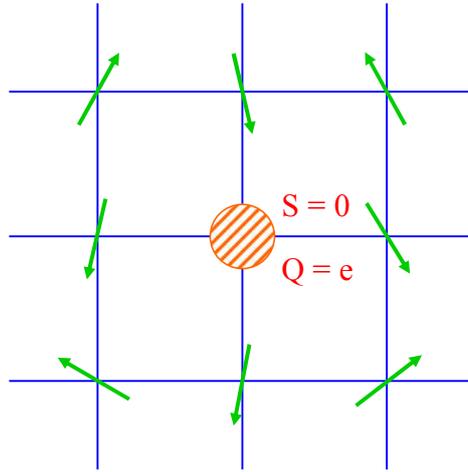
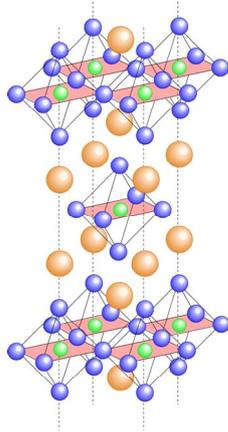
- \* long-ranged
- \* different between T' and T\* structure

$\Rightarrow$  **Parametrization of  $t_{ij}$  in  $t$ -J model**

Tanamoto-Kohno-HF(1992): magnetic excitations cf. Similar parametrization for d-p model:

Si et al., (1993)

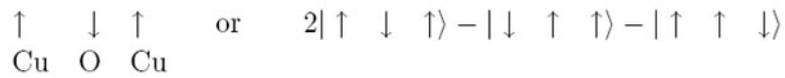
CuO<sub>2</sub>平面



Zhang-Rice singlet

Emery

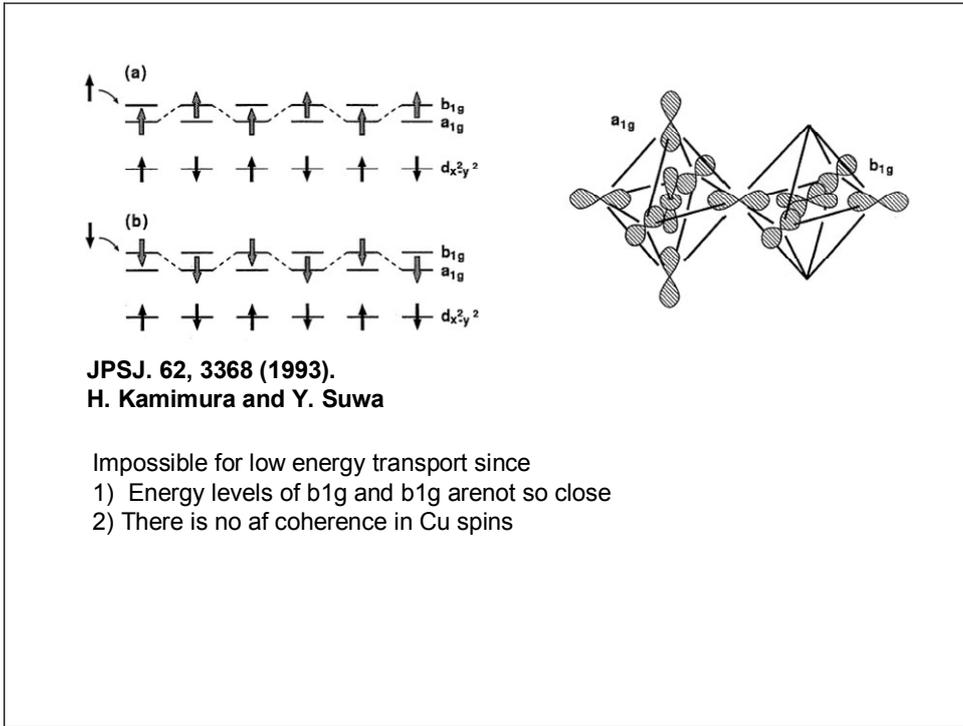
Ferromagnetic interaction through O hole (Aharony et al, Emery-Reiter)



Equivalent state in terms of Zhang-Rice singlet (○)



Varma; charge transfer excitations between Cu and O  
=> not so close in energy



## t-J model

引力の原因は  $J \Rightarrow d_{x^2-y^2}$  singlet

J leads to

\* antiferromagnetism in bulk

but

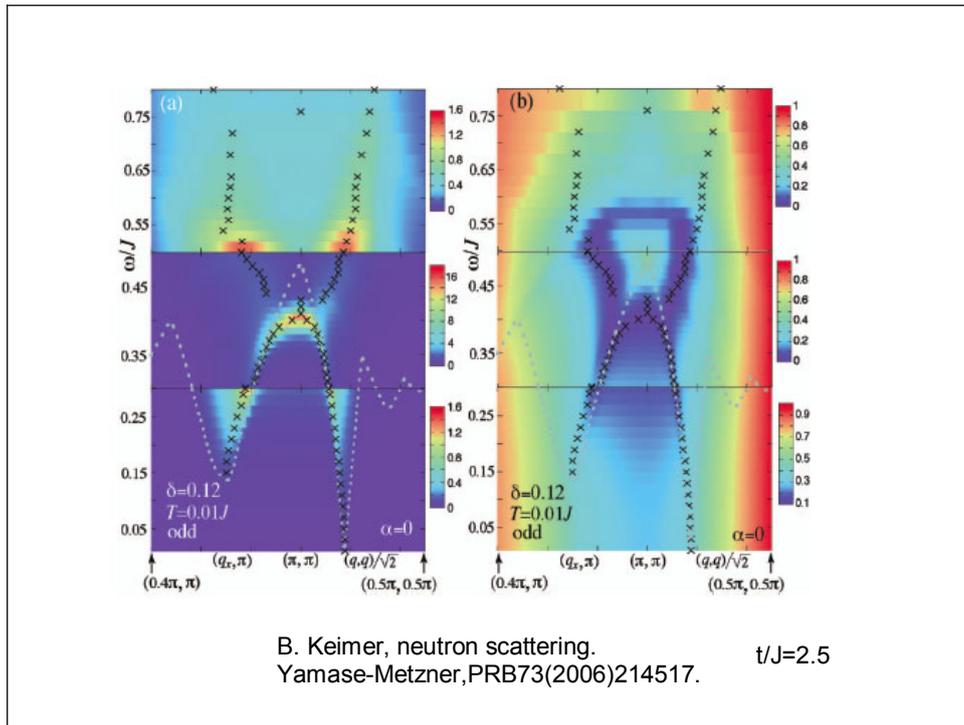
\* singlet for 2 spins *Mott physics*

*Does not need any bosonic glues*

*for attractive interaction!*

*Spin fluctuations are not cause of SC,  
Instead, SC affects magnetic excitations.*

*Actually there seem no expt. indications of bosonic glues.*



## Features of High T<sub>c</sub> cuprates

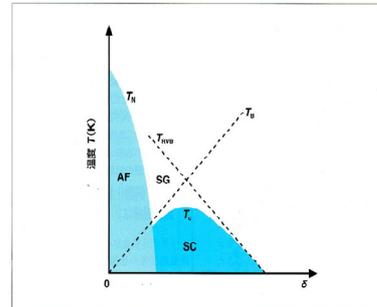
- 1) 母物質はモット絶縁体  
     “強結合系“
- 2) 厳密には“電荷移動型”、酸素の役割
- 3) t-J モデル; J AF & Singlet (SC)

**Present Status of Theoretical treatment of  $t$ - $J$  model**  
**Slave boson mean field approx.**

spinons (  $f_{i\sigma}$  ) & holons (  $b_i$  )

$$a_{i\sigma}^\dagger = f_{i\sigma}^\dagger b_i, \quad \sum_{\sigma} f_{i\sigma}^\dagger f_{i\sigma} + b_i^\dagger b_i = 1$$

- Anderson (1987)
- Baskaran-Zou-Anderson (1987)
- Suzumura-Hasegawa-HF (1987)
- Isawa-Maekawa-Ebisawa (1987)
- Kotliar (1988)



TRVB = singlet formation of spinons  
 (  $d_{x^2-y^2}$  symmetry)

TB = Bose condensation of holons  $T < TB$  electron liquid( Fermi liquid ?)

Tc = onset of superconductivity

( both spinon RVB and holon Bose condensation needed)

**FS**

***Origin of "attractive interaction" :  $J$  ! Not bosonic mode.***

$\delta \neq 0, T \rightarrow 0$ , spinon - holon confined  $\Rightarrow$  electrons

***Whether this electron liquid is Fermi liquid or not, is another issue.***

SG :  $TB < T < TRVB$

**Elaborations needed**  
**beyond mean-field approx.**

In mean field approx.

Spin gap: short range order of spinon singlets

Onset of SC: Bose condensation of holons

~~~~~

Beyond,

\* holons (Charge): hard core bosons

\* Spinon-holon interaction via gauge fields

~~~~~

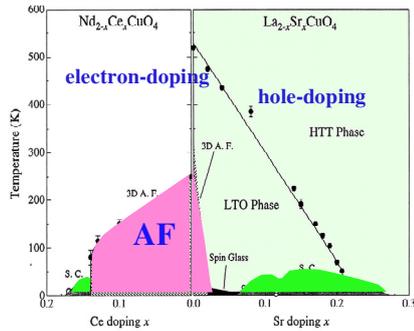
**Description of onset of SC in the presence of spin-gap**  
**to be compared with more detailed STS near nodes.**

Open question !!

Electrons: FS same as spinons with large damping for  $T > T_c$   
 but small one for  $T < T_c$

## Phase Diagram

“dome” typically in LSCO

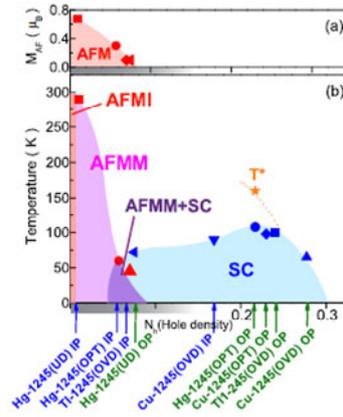


Warning by NMR

In cleaner systems

AF and SC are face to face with first order phase boundary, even coexistence !

H. Mukuda *et al*, PRL 96, 087001 (2006)

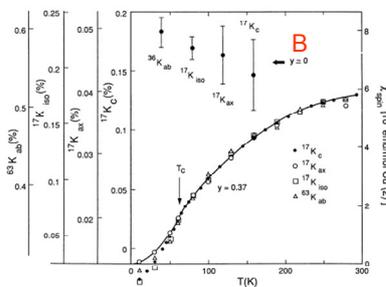
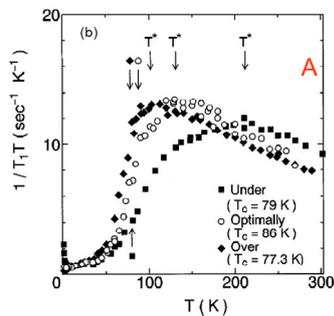


## Pseudo-gap in underdoped regions

Originally noted in NMR (spin correlations) “spin gap”

A.  $1/T_1$ : Yasuoka, Imai, Shimizu (1989)

B.  $K$ : Takigawa et al. (PRB 1991)

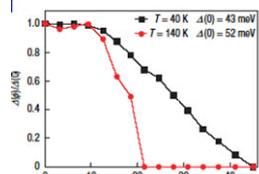
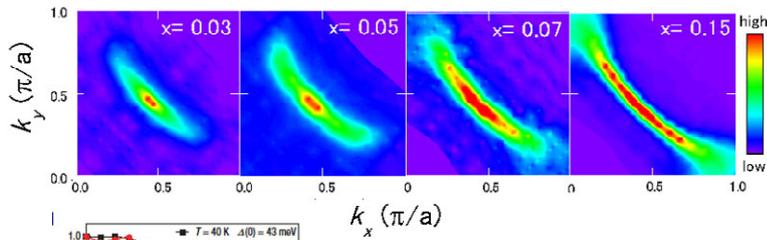


Neutron scattering as well.

## Pseudo-gap in underdoped regions

Later in **ARPES** (one particle spectra)

Similar ***k*-dependence** to **d-wave** in superconductivity



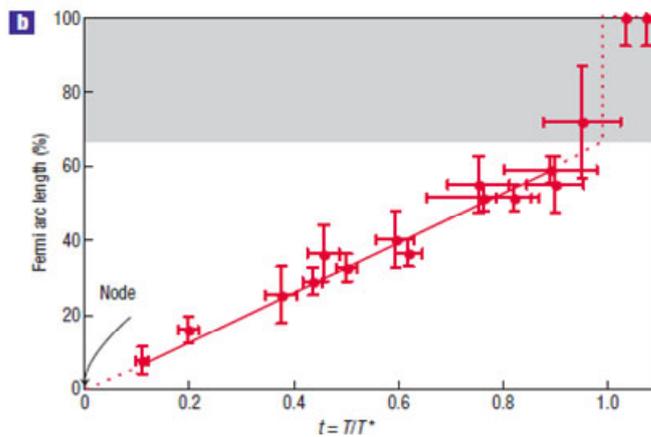
$k_x (\pi/a)$

*k*-dependence as a function of *T*

Kanigel *et al*, Nature Phys. (2006)

Width of zero-gap disappear as  $T \rightarrow 0$  by extrapolation.  
BNL: direct observation in LBCO ( $T_c$  suppressed by "1/8")

## Existence of nodal metals in pseudo-gap regime

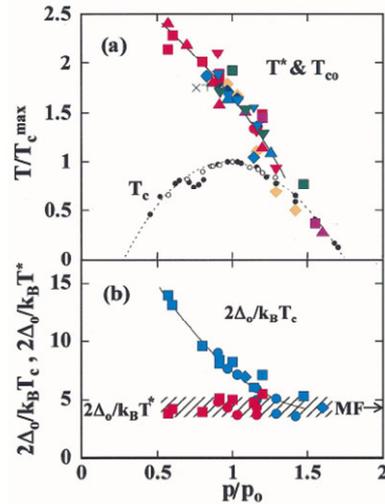


A. Kanigel *et al.*, Nature Physics 2, 447(2006)

# Underdoped

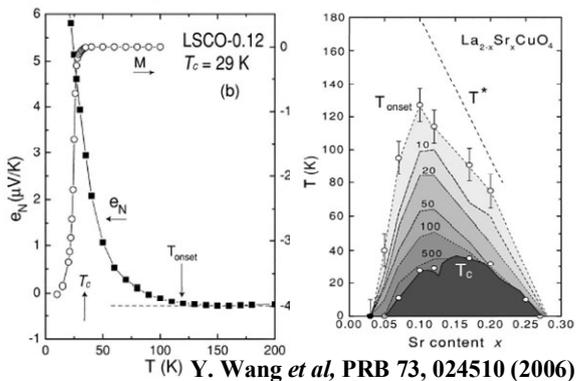
$\Delta$ (STM) scales with  $T^*$

T. Nakano *et al*, JPSJ 67, 2622 (1998)



## Nernst Phase Ong

Large Nernst effects ( $e_N$ )  
below  $T_{onset}$   
Clearly:  
 $T_c < T_{onset} < T^*$



Vortex liquid : finite resistivity, in contrast to vortex solids which are superconducting.  
“Fluctuations of superconductivity”  
but, not conventional Gaussian  
rather similar to KT, phase fluctuations

=> Strong attractive interaction

## Transition to superconductivity

Microwave absorption

UD: KT-like OD: mean-field

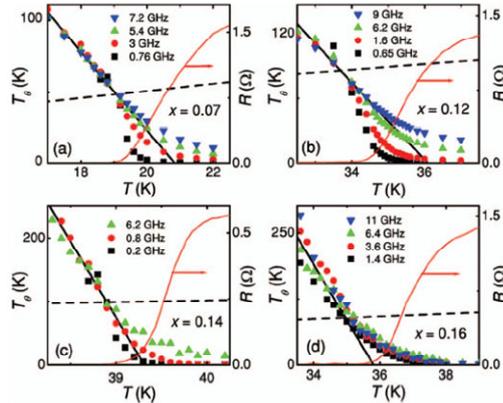


FIG. 2. (Color) The phase-stiffness temperature for the film with (a)  $x=0.07$ , (b)  $x=0.12$ , (c)  $x=0.14$ , and (d)  $x=0.16$ . The dashed straight line represents  $(8/\pi)T$ . The solid straight line gives the bare phase stiffness in the  $XY$  model, while it gives the mean-field superfluid density in the GL theory. In each panel, the dc resistance was given by red solid curves.

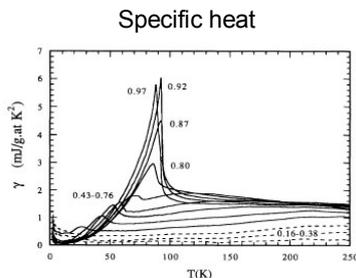
H. Kitano *et al*, PRB 73, 092504 (2006)

## Pseudo-gap in underdoped regions

Cooper- pair amplitudes are established well above  $T_c$   
– Preformed pairs in Mott physics

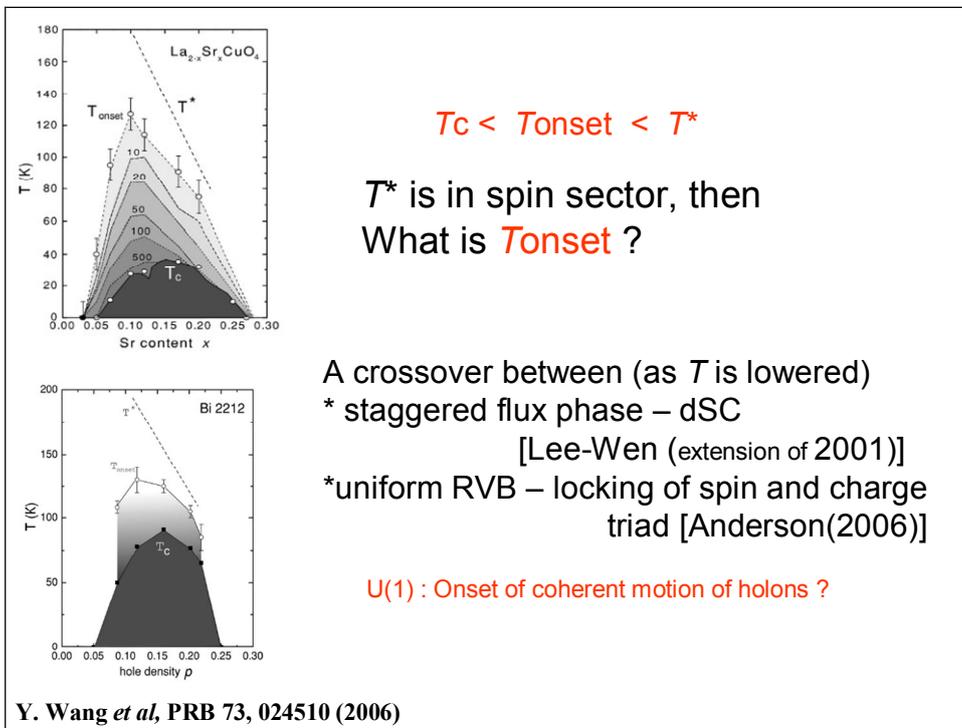
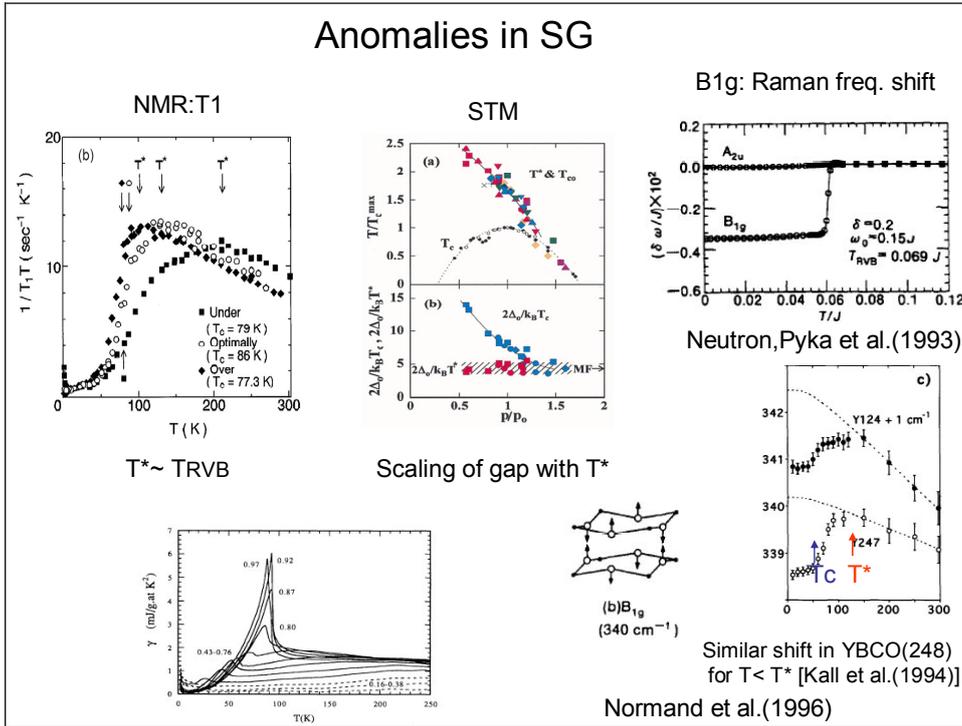
\*KT like transition at  $T_c$

\*Vortices are present for  $T \gg T_c$  (Nernst effects)



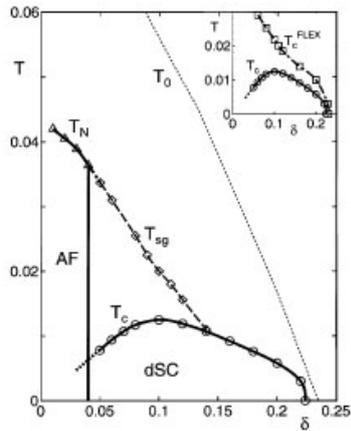
Loram *et al.*, (1993)

### Anomalies in SG



# Preformed pairs in d-p model with Mott physics

Kobayashi-Tsuruta  
-Matuura-Kuroda (1999,2001)



Slave boson together with  
1/N expansions

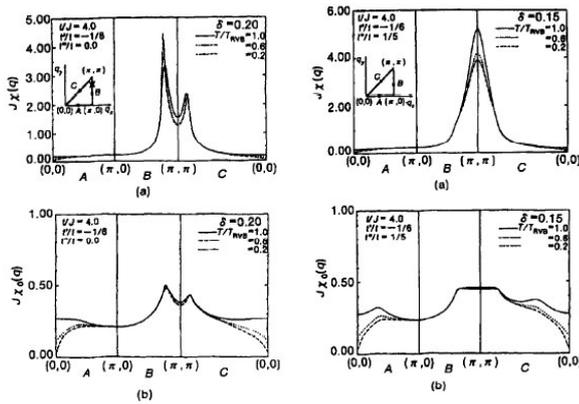
How about Tonset ?

## Magnetic excitations

Tanamoto-Kohno-HF(1993,94)

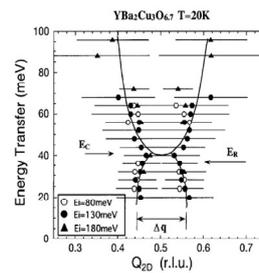
$$\chi(q, \omega) = \chi_0(q, \omega) / [1 + J_q \chi_0(q, \omega)]$$

$$J_q = J(\cos q_x a + \cos q_y a)$$

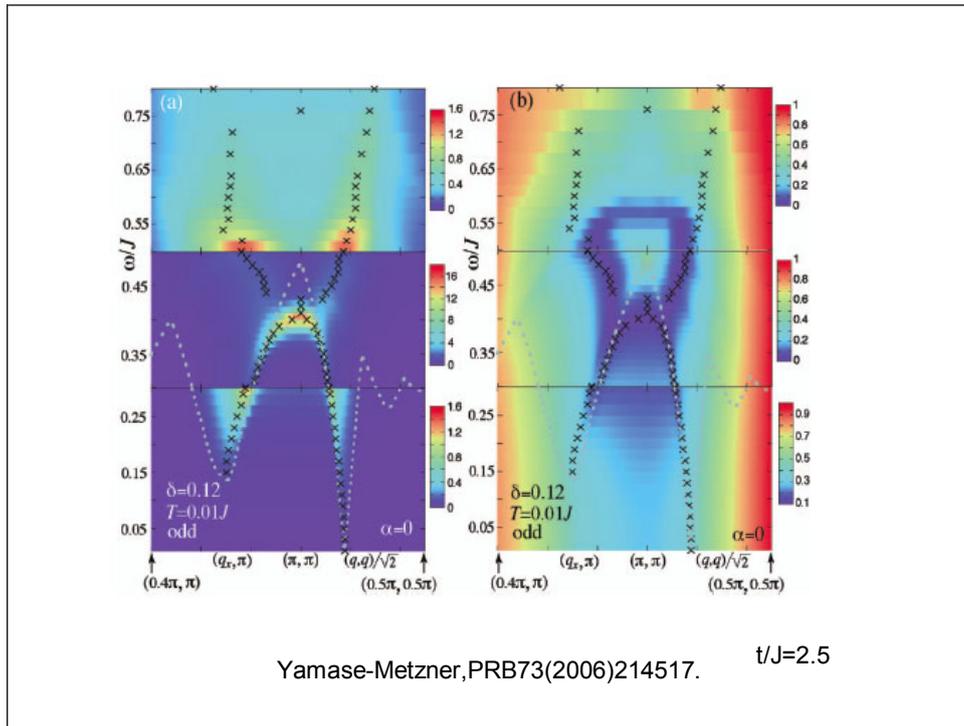


LSCO

YBCO



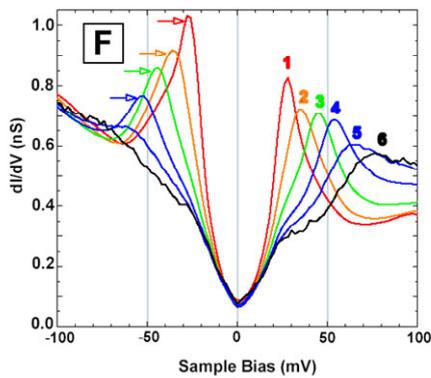
“Hour-glass”  
Arai et al.(1999)  
Magnetic excitons?



### Effects of Disorder

#### STM-STS: correlations with ARPES

highly disordered at high energies but clear quantum coherence at low energy

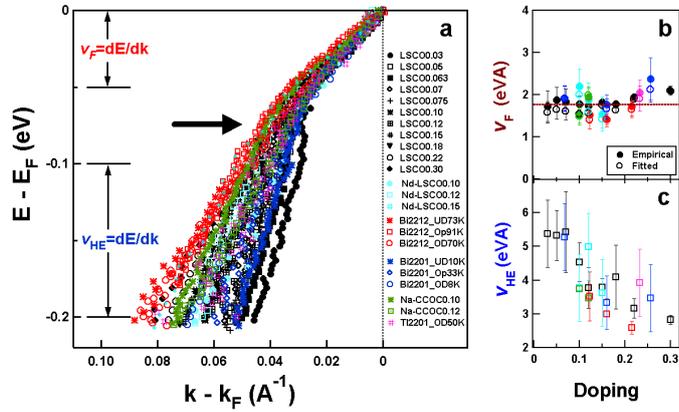


Persistence of quantum coherence at low energies

cf. Disorder-induced AF in spin-Peierls systems, Cu(Ge,Si)O3

Davis

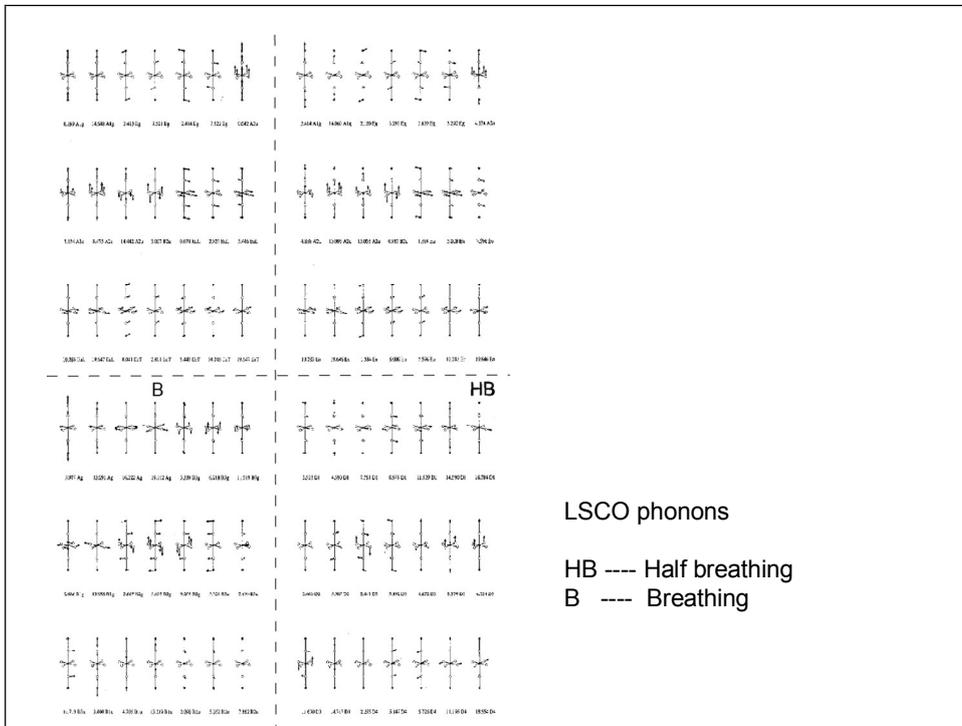
# Kink in energy dispersion

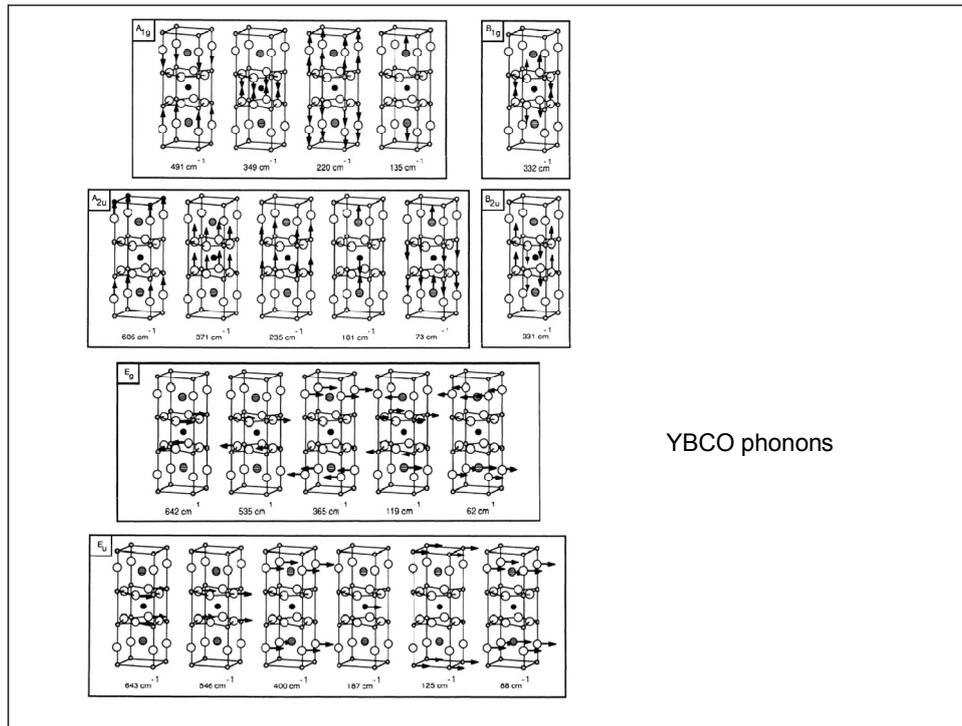


Zhou-Shen

Phonons or Magnetic excitations (Takahashi)

Electron-phonon coupling : e.g B1g => Tc variations? (Nagaosa-Uchida)





## Apparent Arc

- \* Not a pocket.
  - \* Strong damping due to **gauge fluctuations** for  $T > T_c$
- => apparent finite spectra on finite arc.  
 but, once  $T < T_c$  reduction of damping leading back to pure d-wave gap,  $\Delta_d(k)$

## summary

- 1) Important experimental messages  
from NMR & Nernst  
-- SG,  $T_C < T_{\text{onset}} < T^*$
- 2) Identification of electronic states
- 3) The  $t$ - $J$  model and its phase diagram

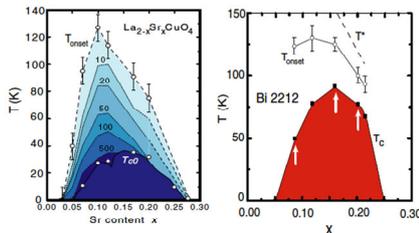
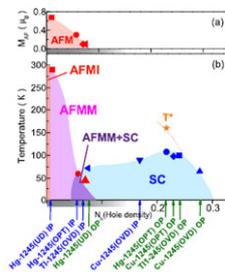
Only hole-doped systems focused.

Cf. In electron-doped systems, neither SG nor Nernst regime  
=< Weaker  $J$   
( Only Cu d-states( $d^9$ - $d^{10}$ ) : Hubbard model justified)

## Targets

Explorations of preformed pairs  
in the context of Mott physics  
In the presence of disorder

How does SG merge to SC & AF ?



## 7. 理論からみた高温超伝導 — $t$ - $J$ Model

東京大学理学部

小形正男

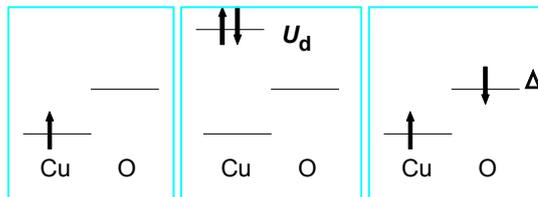
高温超伝導について、それがモット絶縁体にキャリアがドーピングされて実現するという見方に基づき、現状での理論的な理解のまとめと今後の問題点について述べた。実験から得られる電子状態に関する知見から、ドーピングされる前の状態はモット絶縁体（正確には電荷移動型絶縁体）であり、ドーピングされたホールは主に酸素上に存在することが明らかになっている。この状況では、Zhang と Rice によって示されたように、 $t$ - $J$  モデルが高温超伝導を記述する正確な出発点となる。 $t$ - $J$  モデルでの各種パラメータは実験からほぼ決定されている。このモデルに対するさまざまな数値計算の結果は、高温超伝導に対応するパラメータ領域で  $d$  波超伝導状態が  $T=0$  で安定に存在することを示している。さらに物理量に関しても、モット絶縁体にドーピングされた場合に特徴的な異常を示すことが分かってきている。一方、有限温度では、スピン（スピノン）と電荷（ホロン）が分離するという見方による Slave Boson 近似やゲージ場の理論が、擬ギャップ状態をうまく説明できると考えられる。実際に、underdope の領域で、RVB 温度以下で RVB 状態と呼ばれるスピニングレットの状態が実現し、さらに温度を下げて  $T_c$  の温度以下になると、ホロンがボース凝縮し、その結果スピノンとホロンが再び結合して通常の超伝導状態に相転移することが示される。こうして得られる特徴的な相図は、高温超伝導体における擬ギャップをうまく説明できると考えられている。さらに最近では、underdope 領域での詳しい実験から、反強磁性長距離秩序と超伝導が多少複雑な相関を持つことが分かってきている。つまり、Hg の多層系のように乱れの少ない系では両者は共存し、一方 LSCO などのように乱れが比較的大きい系ではスピングラスのような状況が実現している。理論的には  $t$ - $J$  モデルの基底状態において反強磁性長距離秩序と  $d$  波超伝導の共存状態が予想されている。さらに、最近の大きなネルンスト効果の発見や、Fermi arc と呼ばれる奇妙な実験結果を理解するためには、乱れを考慮したドーピングされたモット絶縁体に関する更なる理論的研究が必要であり、非常に興味を持たれている。

## 理論からみた高温超伝導 - $t$ - $J$ Model

Masao Ogata (Univ. of Tokyo)

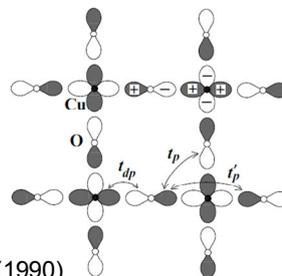
- Hubbard vs Mott transition (Brinkman-Rice transition)
    - $t$ - $t'$ - $U$  Hubbard model at half-filling
    - First order phase transition: doublon-holon bound state (**RVB-Insulator**)
- Weak coupling  $U < W$     BCS-like  
 Strong coupling  $U > W$      $t$ - $J$  like = doped Mott insulator
- $t$ - $J$  model
    - $T=0$  ground state: Coexistence of AF and SC
    - Effects of  $t'$ : hole doped vs electron doped  
 (  $t' < 0$  )                      (  $t' > 0$  )
    - finite temperature: slave boson mean-field theory
  - 気になる実験 (ノート)

d-p model



$$\begin{aligned}
 \mathcal{H}_{dp} = & -t_{dp} \sum (d_{i\sigma}^\dagger p_{j\sigma} + \text{h.c.}) - t_p \sum (p_{j\sigma}^\dagger p_{j'\sigma} + \text{h.c.}) \\
 & + t'_p \sum_{\langle j,j'' \rangle \sigma} (p_{j\sigma}^\dagger p_{j''\sigma} + \text{h.c.}) + \Delta \sum_{j\sigma} n_{p,j\sigma} \quad (\text{hole operators}) \\
 & + U_d \sum_i n_{d,i\uparrow} n_{d,i\downarrow} + U_p \sum_j n_{p,j\uparrow} n_{p,j\downarrow} + V \sum_{\langle i,i' \rangle} n_{d,i} n_{p,i'}
 \end{aligned}$$

- $t_{dp} = 1.3 \text{ eV (1.5 eV)}$   
 $t_p = 0.65 \text{ eV (0.6 eV)}$   
 $\Delta = 3.6 \text{ eV (3.5 eV)}$   
 $U_d = 10.5 \text{ eV (9.4 eV)}$   
 $U_p = 4 \text{ eV (4.7 eV)}$   
 $V = 1.5 \text{ eV (0.8 eV)}$



Hybertsen et al PRB 39, 9028 (1989), McMahan (1990)

**Zhang-Rice singlet**

Cu-O super-exchange is strong

$$8t_{dp}^2 \left( \frac{1}{U_d - \Delta - 2V} + \frac{1}{\Delta} \right) \mathbf{S}_{d,i} \cdot \mathbf{s}_i$$

Homework #2

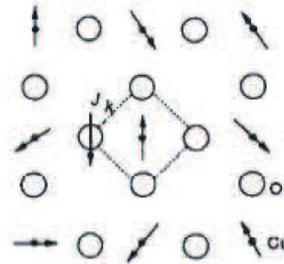
Again, second-order perturbation

$$J = 7.2 \text{ eV}$$

$$c_{i\sigma} = \frac{1}{2} (p_{r_i + \frac{\hat{x}}{2}\sigma}^{(1)} + p_{r_i - \frac{\hat{x}}{2}\sigma}^{(1)} + p_{r_i + \frac{\hat{y}}{2}\sigma}^{(2)} + p_{r_i - \frac{\hat{y}}{2}\sigma}^{(2)}),$$

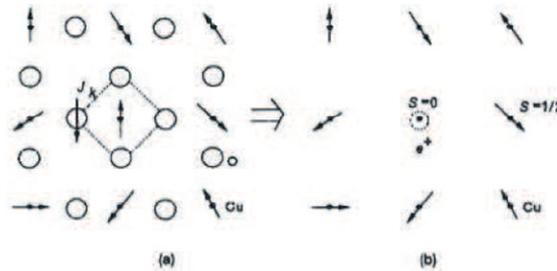
Doped holes on Oxygen sites form a Zhang-Rice singlet.

Zhang and Rice, PRB 37, 3759 (1988)



**Why  $t$ - $J$  Model ?**

Hole doping on Oxygen pσ  
Zhang-Rice singlet



$$E_s^{(s)} = -5.05 \text{ eV}$$

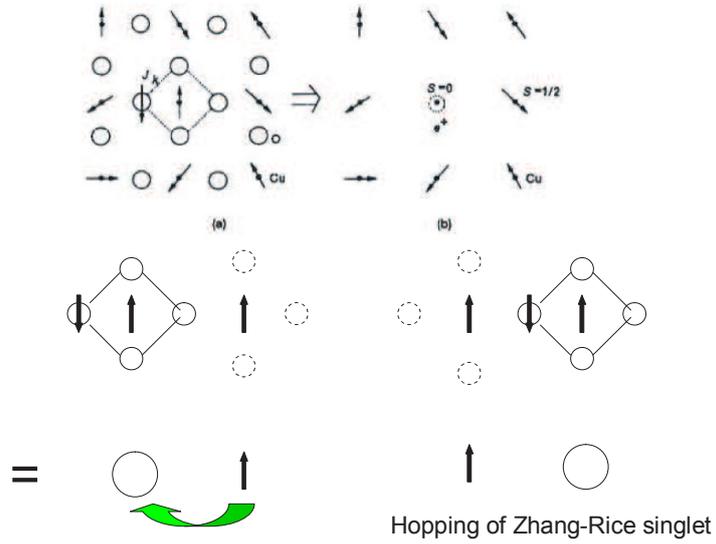
$$E_t^{(s)} = 1.12 \text{ eV}$$

$$E_s^{(a)} = 1.03 \text{ eV}$$

$$E_t^{(a)} = 0.75 \text{ eV}.$$

Stability of Zhang-Rice singlet  
(from d-p model)

We obtain t-J model by regarding Zhang-Rice singlet as a Hole



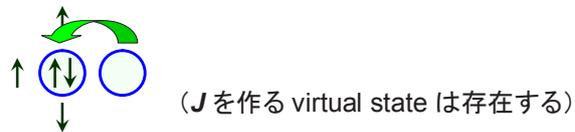
Why Hubbard model is not appropriate ?

$$t = 0.4\text{eV}, \quad J = 0.13\text{eV}, \quad (J/t = 0.3),$$

$$-t'/t = 0.1 - 0.3.$$

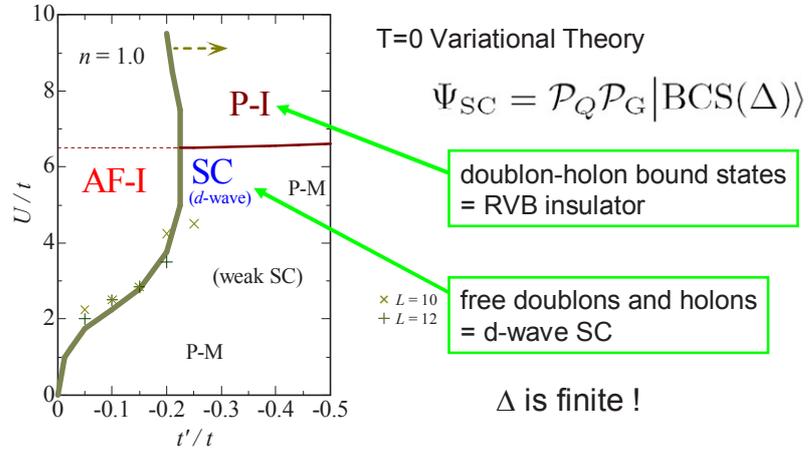
→ Hubbard U corresponds  $U = 4.9\text{ eV} = 12 t \gg W$

2重占有状態を作るのはほとんど不可の領域



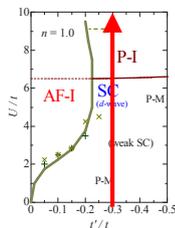
**Hubbard model Phase diagram at half filling ( $\delta=0$ )**

**$t$ - $t'$ - $U$  Hubbard model**

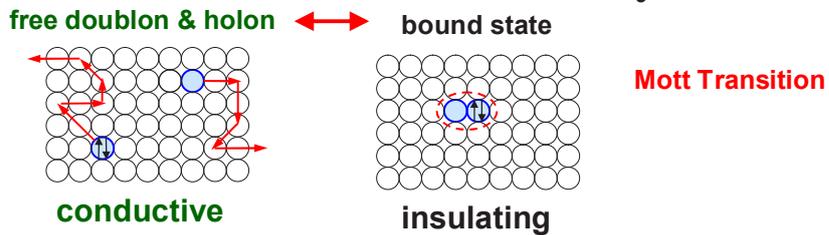
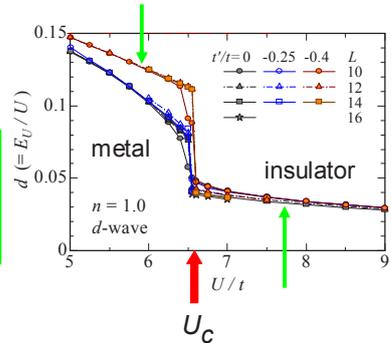


Yokoyama, Ogata, Tanaka, J. Phys. Soc. Japan **75**, 114706 (2006)

**Mott transition at  $\delta = 0$**



doublon density = order parameter of Mott transition (similar to gas-liquid transition)



Mott transition as a first-order (a liquid-gas phase transition)

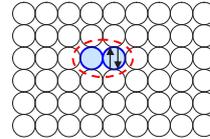
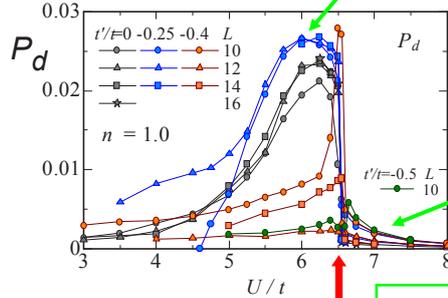
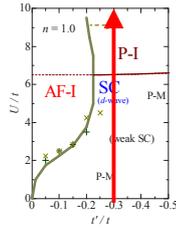
**d-wave to RVB insulator**

half filling ( $\delta=0$ )

- d-wave pair correlation function

$$P_d(\mathbf{r}) = \frac{1}{N} \sum_i \sum_{\tau, \tau'} (-1)^{\tau+\tau'} \langle \Delta_{\tau}^{\dagger}(\mathbf{r}_i) \Delta_{\tau'}(\mathbf{r}_i + \mathbf{r}) \rangle$$

d-wave is enhanced at  $U/t < 6.5$   
 $t'/t \sim -0.25$



Wave function has d-wave order parameter, but  $P_d$  vanishes.

doublon-holon exist, but form virtual states to induce  $J$

**“RVB insulator”**

**RVB insulator (Anderson 1987)**

$$\begin{aligned} P_G |\Phi_{SC}\rangle &= P_G \prod_{\mathbf{k}} [u_{\mathbf{k}} + v_{\mathbf{k}} c_{\mathbf{k}\uparrow}^{\dagger} c_{-\mathbf{k}\downarrow}^{\dagger}] |0\rangle \\ &= P_G \left( \prod_{\mathbf{k}} u_{\mathbf{k}} \right) \prod_{\mathbf{k}} \left[ 1 + \frac{v_{\mathbf{k}}}{u_{\mathbf{k}}} c_{\mathbf{k}\uparrow}^{\dagger} c_{-\mathbf{k}\downarrow}^{\dagger} \right] |0\rangle \\ &= P_G \left( \prod_{\mathbf{k}} u_{\mathbf{k}} \right) \prod_{\mathbf{k}} \exp\left( \frac{v_{\mathbf{k}}}{u_{\mathbf{k}}} c_{\mathbf{k}\uparrow}^{\dagger} c_{-\mathbf{k}\downarrow}^{\dagger} \right) |0\rangle \\ &= P_G \left( \prod_{\mathbf{k}} u_{\mathbf{k}} \right) \exp\left( \sum_{\mathbf{k}} a_{\mathbf{k}} c_{\mathbf{k}\uparrow}^{\dagger} c_{-\mathbf{k}\downarrow}^{\dagger} \right) |0\rangle \\ &= P_G \left( \prod_{\mathbf{k}} u_{\mathbf{k}} \right) \exp\left( \sum_{i,j} a_{i,j} c_{i\uparrow}^{\dagger} c_{j\downarrow}^{\dagger} \right) |0\rangle, \end{aligned}$$

Projected BCS state = RVB insulator

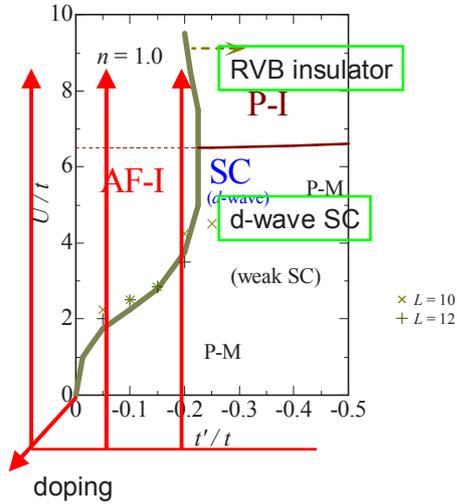
$$P_N P_G |\Phi_{SC}\rangle = \frac{1}{(N/2)!} \left( \prod_{\mathbf{k}} u_{\mathbf{k}} \right) P_G \left( \sum_{i,j} a_{i,j} c_{i\uparrow}^{\dagger} c_{j\downarrow}^{\dagger} \right)^{\frac{N}{2}} |0\rangle$$

$$a_{i,j} = \frac{1}{N} \sum_{\mathbf{k}} a_{\mathbf{k}} e^{i\mathbf{k}\cdot(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)},$$

$$a_{\mathbf{k}} = \frac{v_{\mathbf{k}}}{u_{\mathbf{k}}} = \frac{\Delta_{\mathbf{k}}}{\varepsilon_{\mathbf{k}}^{(0)} - \mu + \sqrt{(\varepsilon_{\mathbf{k}}^{(0)} - \mu)^2 + |\Delta_{\mathbf{k}}|^2}}$$

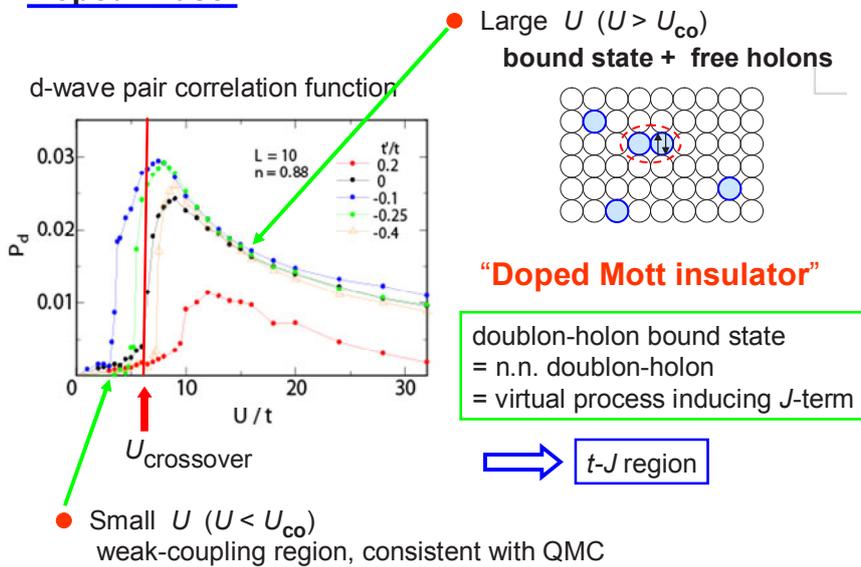
**II. Doped Case**      **less-than-half filling**

**$t$ - $t'$ - $U$  Hubbard model**



**Doped Case**

Crossover, but features are very different.

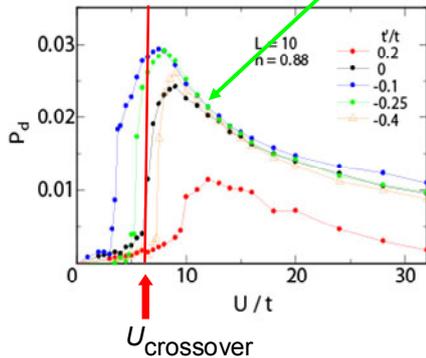


What is wrong for weak coupling Hubbard model ?

Moriya, Yamada

$t = 0.4\text{eV}, \quad J = 0.13\text{eV}, \quad (J/t = 0.3),$   
 $-t'/t = 0.1 - 0.3.$

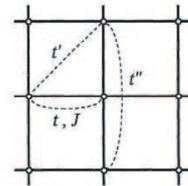
→ Hubbard U corresponds  $U = 4.9 \text{ eV} = 12 t \gg W$



1. 出発点が間違い。  
Zhang-Rice singlet  
Hubbard としても  $U > U_{\text{cross}}$   
"Doped Mott insulator" の領域
2. No evidence of spin-fluctuation mechanism
3. 超伝導実現するにしても非常に弱い。  
Kohn-Luttinger  
Imada, QMC --- 超伝導でない  
RPA, FLEX, DCA --- できる  
QMC (Kuroki-Aoki) --- できる

$t - t' - J$  Model for high- $T_c$  superconductivity

$$\mathcal{H} = - \sum_{(i,j)\sigma} P_G (t_{ij} c_{i\sigma}^\dagger c_{j\sigma} + \text{h.c.}) P_G + J \sum_{(i,j)} S_i \cdot S_j$$

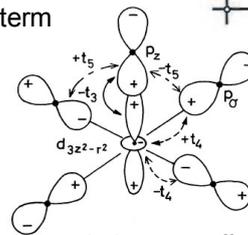


- Importance of next-nearest hopping,  $t'$  term

$t' < 0$  for hole-doped cuprates

$|t'|$  --- larger in BSCCO  
smaller in LSCO

Tanamoto et al, Tohyama-Maekawa



apical oxygens affect

Matsukawa-Fukuyama (1989, 1990)

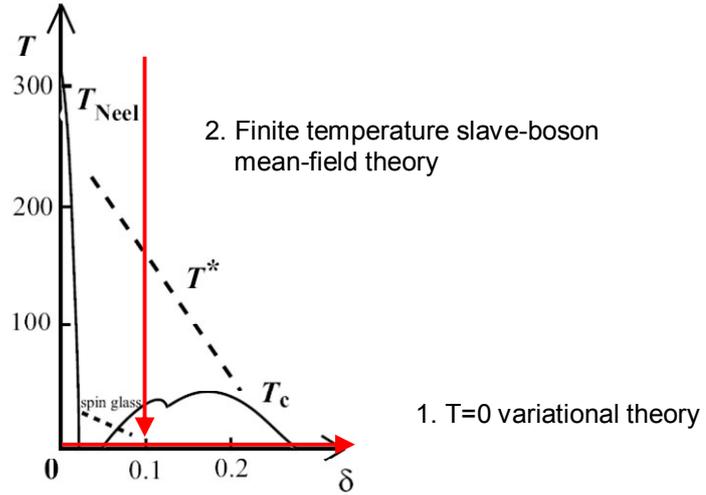
determining  $T_c$

Pavarini et al (PRL 2003)  
Tanaka et al (Fujimori) (PRB 2004)

$t'$  is negative mainly due to the direct O-O hopping integrals.  
Mixing with Cu  $d_{3z^2-r^2}$  orbitals and O  $p_z$  orbitals of apical oxygen gives "positive" contribution to  $t'$ .  
In YBCO and BSCCO, the mixing with apical O is smaller than in LSCO.

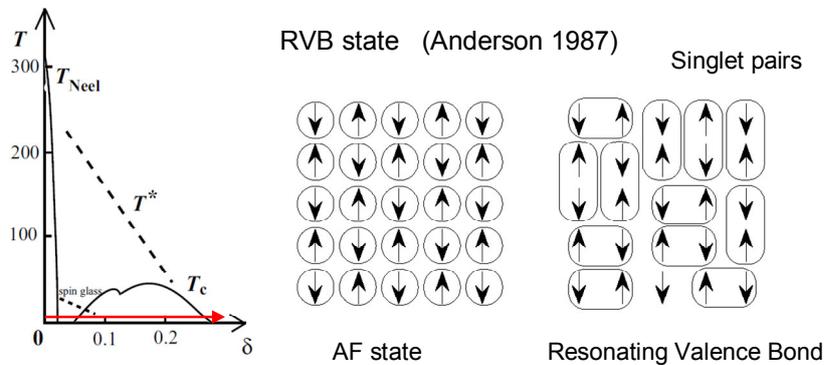
→  $|t'|$  is larger in YBCO and BSCCO → higher  $T_c$  !

$t - t' - J$  Model for high- $T_c$  superconductivity



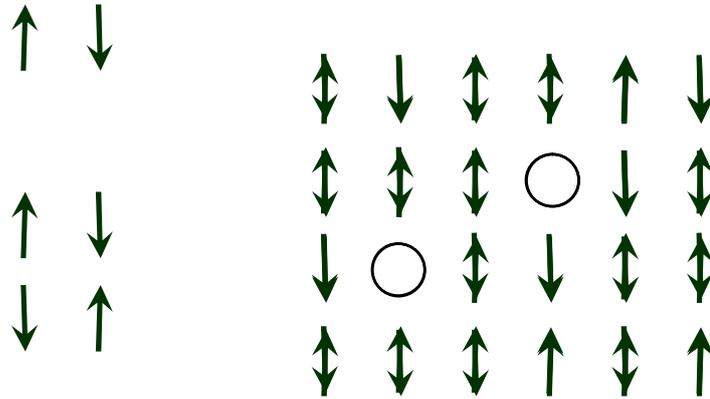
Ogata-Fukuyama, Rep. Prog. Phys. to appear

Ground state  $\delta > 0$



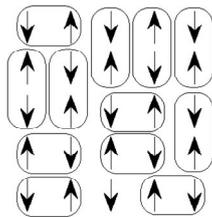
$$\left( \begin{array}{c} \uparrow \\ \downarrow \end{array} \right) = \frac{1}{\sqrt{2}} \uparrow \downarrow - \uparrow \downarrow$$

Spin liquid state --- resonating valence bond (RVB) state



I have to move holes....

RVB state



Singlet pairs

**RVB states in t-J model**

J-term mean-field theory

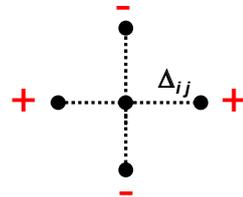
$$S_i^+ S_j^- = c_{i\uparrow}^\dagger c_{i\downarrow} c_{j\downarrow}^\dagger c_{j\uparrow}$$

$$\rightarrow \langle c_{i\uparrow}^\dagger c_{j\downarrow}^\dagger \rangle c_{i\downarrow} c_{j\uparrow} + \langle c_{i\downarrow} c_{j\uparrow} \rangle c_{i\uparrow}^\dagger c_{j\downarrow}^\dagger - \langle c_{i\uparrow}^\dagger c_{j\downarrow}^\dagger \rangle \langle c_{i\downarrow} c_{j\uparrow} \rangle$$

Superconductivity Order Parameter

$$\bar{\Delta} = \langle c_{i\uparrow}^\dagger c_{j\downarrow}^\dagger \rangle \quad \text{Nearest-neighbor}$$

$d_{x^2-y^2}$  state in Square symmetry



$$\Delta_{ij} = \langle c_{i\uparrow} c_{j\downarrow} \rangle \quad (\text{real space})$$

$$\Delta_k = \Delta (\cos k_x - \cos k_y) \quad (\text{k space})$$

Why d-wave is stabilized? **Homework #4**

$$P_G |\Phi_{SC}\rangle = P_G \prod_{\mathbf{k}} [u_{\mathbf{k}} + v_{\mathbf{k}} c_{\mathbf{k}\uparrow}^\dagger c_{-\mathbf{k}\downarrow}^\dagger] |0\rangle$$

$$u_{\mathbf{k}} = \sqrt{\frac{1}{2} \left( 1 + \frac{\varepsilon_{\mathbf{k}}^{(0)} - \mu}{E_{\mathbf{k}}} \right)}, \quad v_{\mathbf{k}} = \sqrt{\frac{1}{2} \left( 1 - \frac{\varepsilon_{\mathbf{k}}^{(0)} - \mu}{E_{\mathbf{k}}} \right)},$$

$$E_{\mathbf{k}} = \sqrt{(\varepsilon_{\mathbf{k}}^{(0)} - \mu)^2 + |\Delta_{\mathbf{k}}|^2}$$

$$\Delta_{\mathbf{k}} = \Delta_{\text{var}} (\cos k_x - \cos k_y).$$

$$\varepsilon_{\mathbf{k}}^{(0)} = -2t(\cos k_x + \cos k_y) - 4t'_{\text{var}} \cos k_x \cos k_y - 2t''_{\text{var}} (\cos 2k_x + \cos 2k_y)$$

Treatment of  $P_G$  is difficult analytically.



Variational Monte Carlo calculations

**RVB variational Monte Carlo**

Yokoyama-Ogata JPSJ (1996)  
 Himeda-Ogata PRB (1999) AF+SC

$$P_G \left| \Psi_{SC}(\Delta_{var}, \mu) \right\rangle$$

Projected BCS state = RVB

$$P_G \left| \Psi_{SC-AF}(\Delta_{var}, \Delta_{AF}, \mu) \right\rangle$$

cf. BCS --- big overlaps of Cooper pairs

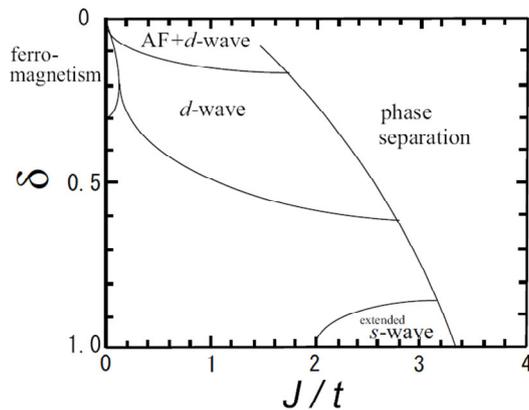
cf. RVB --- overlaps are excluded.

(strong correlation)

$$P_b(b_{k=0}^\dagger)^{N_b} |0\rangle.$$

Bose condensate of holons are implicitly included.  
 (ground state in 2 dim)

**Obtained Phase diagram**

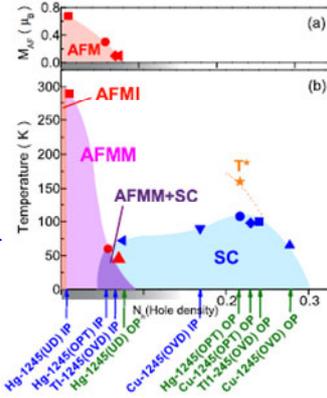
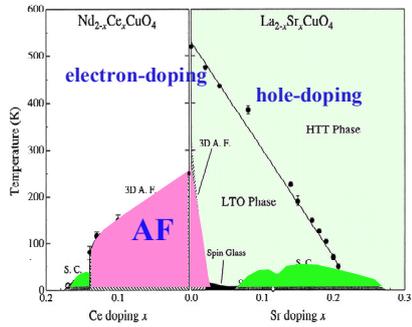


Coexistence of AF and d-wave SC:  $\delta < 0.1$

$\delta \rightarrow 0$  RVB insulator consistent with Hubbard

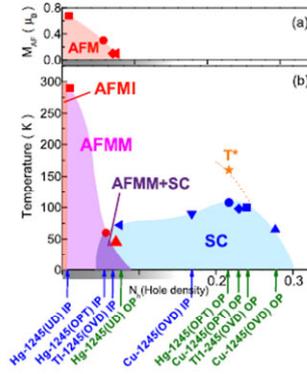
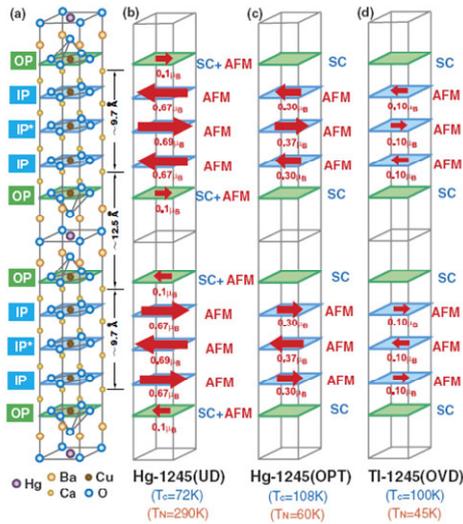
Yokoyama-Ogata JPSJ (1996)  
 Himeda-Ogata PRB (1999) AF+SC

### Experimental phase diagram



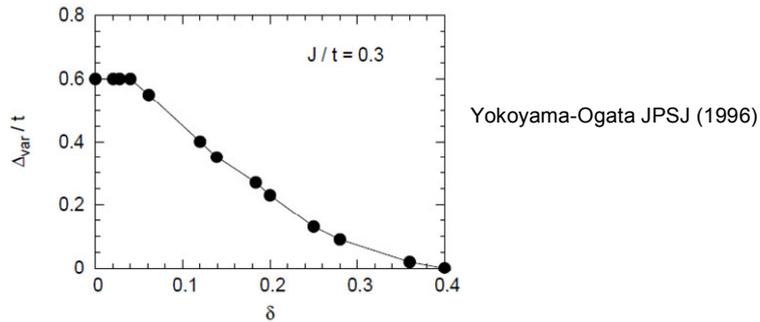
In clean systems, AF and SC coexist !

H. Mukuda *et al*, PRL 96, 087001 (2006)



H. Mukuda *et al*, PRL 96, 087001 (2006)

**RVB order parameter in variational wave functions**



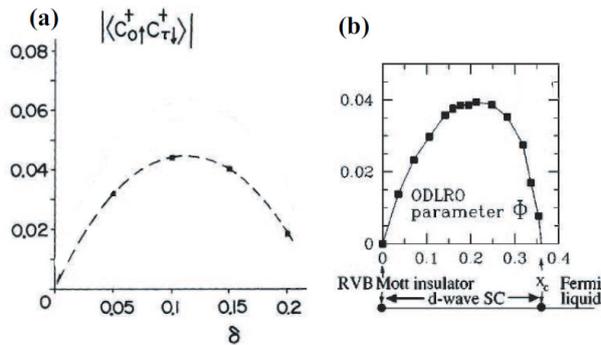
This will be related to **Pseudo-Gap** .

Excited states will have gap proportional to Δ<sub>var</sub>

$$|\Psi_{k\uparrow}^+\rangle = P_G \gamma_{\mathbf{k}}^\dagger |\Phi_{SC}\rangle = P_G c_{k\uparrow}^\dagger |\Phi_{SC}\rangle$$

$$\gamma_{\mathbf{k}}^\dagger = u_{\mathbf{k}} c_{k\uparrow}^\dagger - v_{\mathbf{k}} c_{-k\downarrow}$$

- Expectation values of the amplitude of d-wave superconductivity



(Yokoyama-Shiba, JPSJ 1988)

(Paramakanti-Randeria-Trivedi PRL 2001)

Determines T<sub>c</sub>

$$\Delta_{\text{exp}} = \langle c_{i\uparrow}^\dagger c_{j\downarrow}^\dagger \rangle = g_\Delta \langle c_{i\uparrow}^\dagger c_{j\downarrow}^\dagger \rangle_0, \quad g_\Delta = 2\delta / (1 + \delta)^2.$$

Gutzwiller Approximation

**Expectation value of SC order parameter**

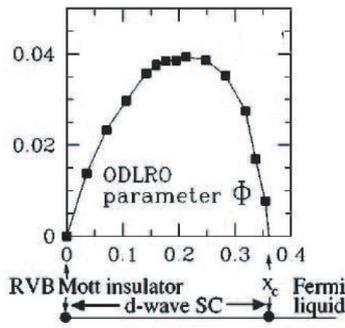
$$\langle \mathcal{O} \rangle \equiv \frac{\langle \psi | \mathcal{O} | \psi \rangle}{\langle \psi | \psi \rangle} = \frac{\langle \psi_0 | P_G \mathcal{O} P_G | \psi_0 \rangle}{\langle \psi_0 | P_G P_G | \psi_0 \rangle}$$

$$\langle c_{i\uparrow}^\dagger c_{j\downarrow}^\dagger \rangle = \Delta_{\text{exp}}$$

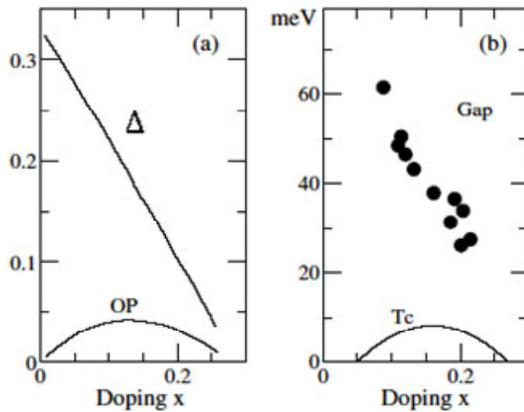
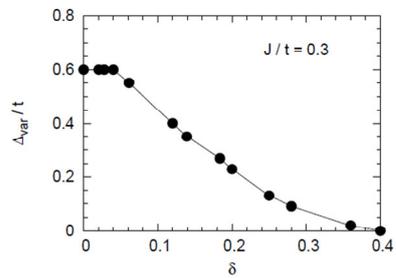
$\Delta_{\text{exp}}$  is different from  $\Delta_{\text{var}}$

$\Delta_{\text{exp}}$  will be related to  $T_c$ .

$\Delta_{\text{var}}$  will be related to Pseudo Gap.



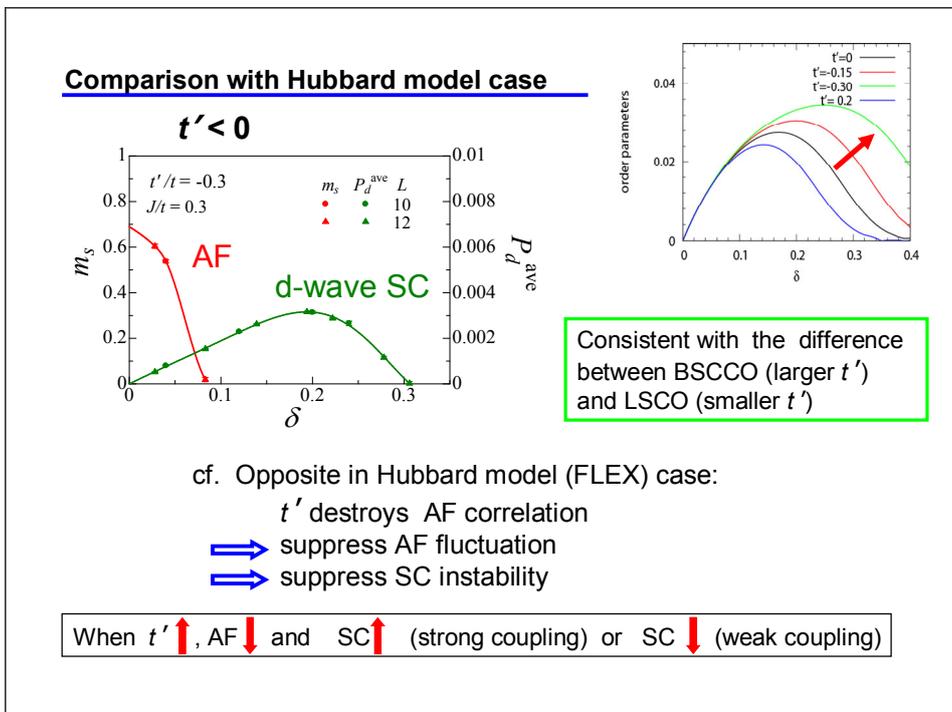
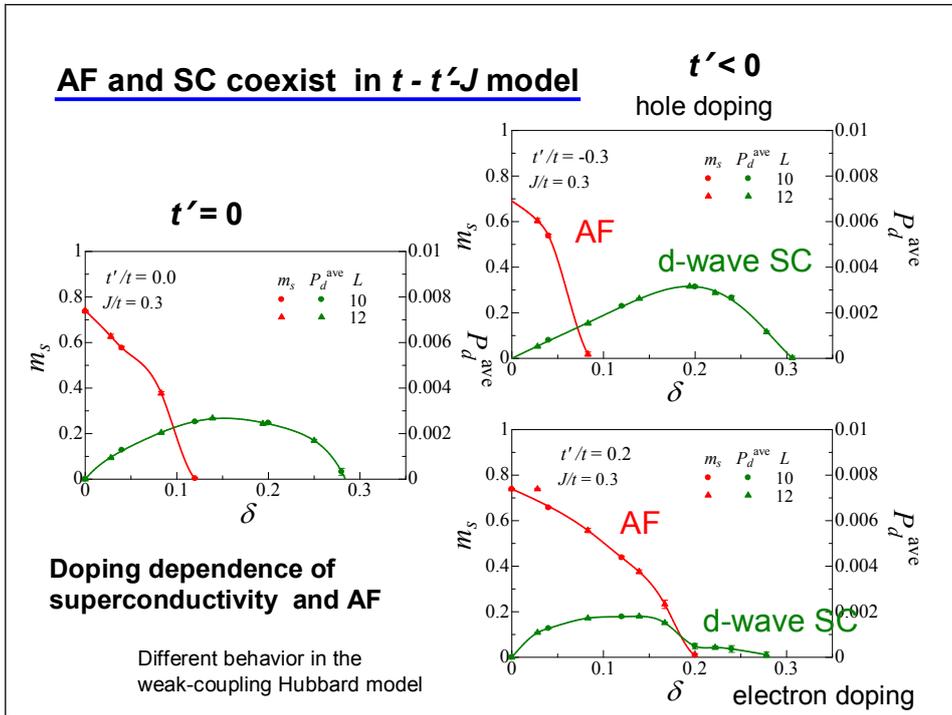
Yokoyama-Shiba, Paramakanti et al.



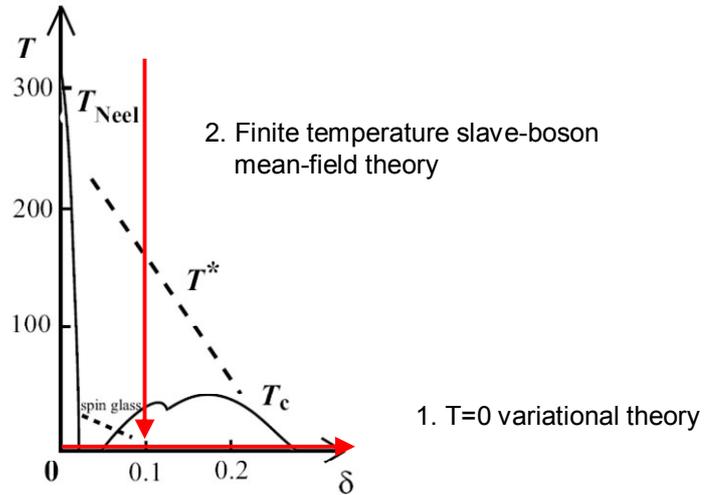
Yokoyama-Shiba (1988)

Zhang-Gros-Rice - Shiba (1988).

P. W. Anderson *et al*, J. Phys. Condens. Matter 16, R755 (2004)

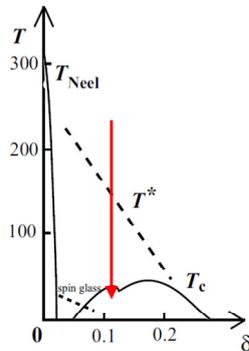


**$t - t' - J$  Model for high- $T_c$  superconductivity**



Ogata-Fukuyama, Rep. Prog. Phys. to appear

**4. Finite temperature**



Slave-boson mean-field approximation

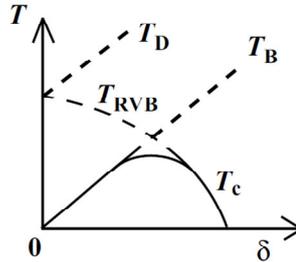
spinons ( $f_{i\sigma}$ ) & holons ( $b_i$ )

$$a_{i\sigma}^\dagger = f_{i\sigma}^\dagger b_i, \quad \sum_{\sigma} f_{i\sigma}^\dagger f_{i\sigma} + b_i^\dagger b_i = 1$$

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_{SB} = & - \sum_{\langle i,j \rangle \sigma} (t_{ij} f_{i\sigma}^\dagger f_{j\sigma} b_j^\dagger b_i + \text{h.c.}) + J \sum_{\langle i,j \rangle} \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j \\ & - \mu \sum_{i\sigma} f_{i\sigma}^\dagger f_{i\sigma} - \sum_i \lambda_i (\sum_{\sigma} f_{i\sigma}^\dagger f_{i\sigma} + b_i^\dagger b_i - 1), \end{aligned}$$

**Phase diagram obtained in slave-boson MF approximation**

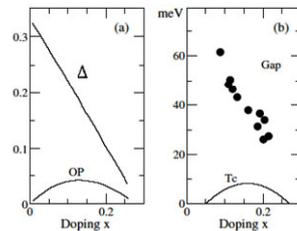
TRVB = singlet formation of spinons  
( $d_{x^2-y^2}$  symmetry)  
 TB = Bose condensation of holons  
 $T < T_B$  electron liquid (Fermi liquid ?)  
 Tc = onset of superconductivity  
 both spinon RVB and holon Bose condens  
 Origin of "attractive interaction" : J



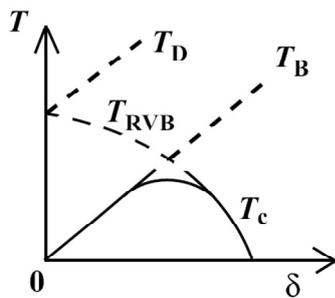
$\delta \neq 0, T \rightarrow 0$ , spinon - holon confined => electrons  
 Whether this electron liquid is Fermi liquid or not, is another issue.

SG :  $T_B < T < T_{RVB}$

Other competing orders???  
 flux phase, dDW, Stripes, .....



**RVB slave-boson mean-field theory**



$$c_{i\sigma} = b_i^\dagger f_{i\sigma}$$

$f_{i\sigma}$  spinon (fermion)  
 $b_i$  holon (boson)

$$\sum_{\sigma} f_{i\sigma}^\dagger f_{i\sigma} + b_i^\dagger b_i = 1$$

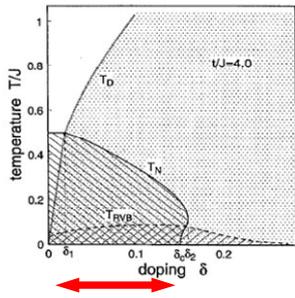
Corresponding to  $\Delta_{var}$  and  $\Delta_{exp}$  in variational Monte Carlo

$$P_b(b_{k=0}^\dagger)^{N_b} |0\rangle.$$

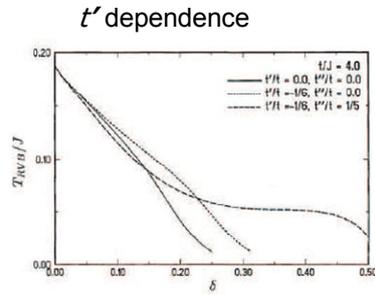
Bose condensate of holons are implicitly included.

**AF and SC coexist in  $t$ - $J$  model**

$t' = 0$

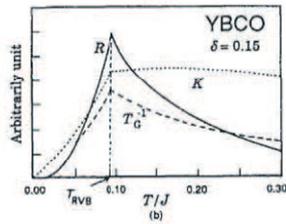
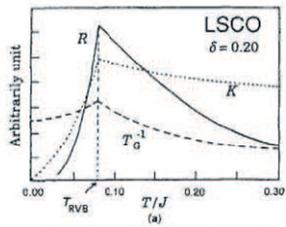


Inaba *et al.*, Physica C (1996)



Tanamoto et al (JPSJ)

similar to variational Monte Carlo  $T=0$   
 Himeda-Ogata, PRB 60 (1999)



Tanamoto et al (JPSJ)

## Fluctuations around slave-boson mean-field solutions

Gauge field : Nagaosa-Lee(1990)

U(1) : phases of  $f_{i\sigma}$  and  $b_i$

SU(2): symmetry of spin systems

(half-filling)  $f_{i\sigma}^\dagger = f_{i-\sigma}$

Shiba, Affleck et al. (1988)

Field theory of

spinons – (gauge field) - holons

## 超伝導メカニズム

t-J 平均場 (slave boson, gauge 理論, Gutzwiller T=0)

メカニズムが J であること。

no evidence for spin-fluctuation mechanism

✗ Hubbard model (perturbation, FLEX etc)

ストライプ理論 → いまだ現象論？

SO(5)理論 → ミクロには t-J モデルで近いことが起こる (AF-SC interplay)

唯一の特徴:  $\pi$ -resonance は、他にも説明可

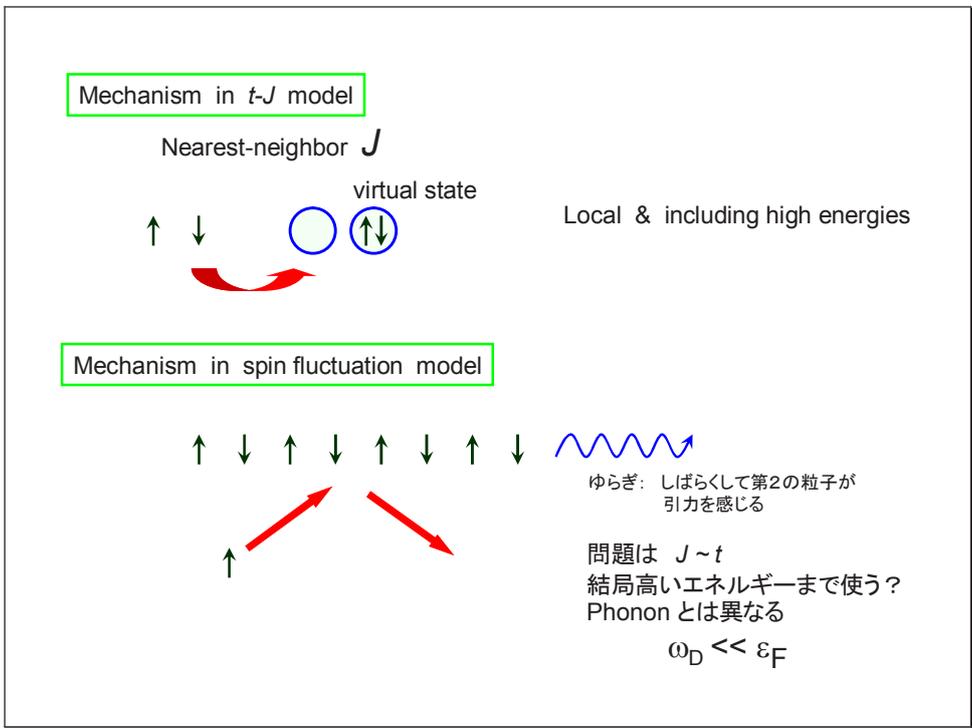
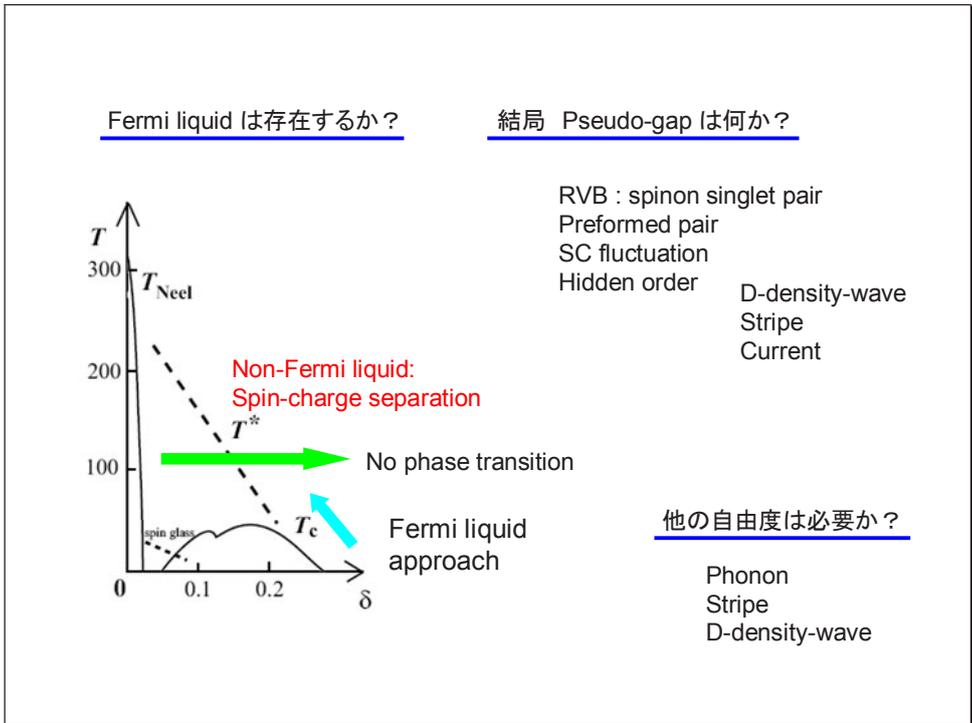
Hidden order (d-density wave, Varma version) 相転移の証拠は？

結局

pseudo-gap は何か？

Fermi liquid は存在するか？

という問題

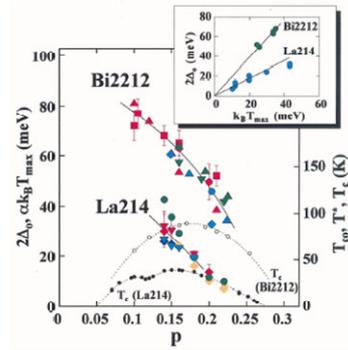


### 1. Pseudo gap

大きいギャップと (0.1 eV)  
 小さいギャップ? (30-50meV)

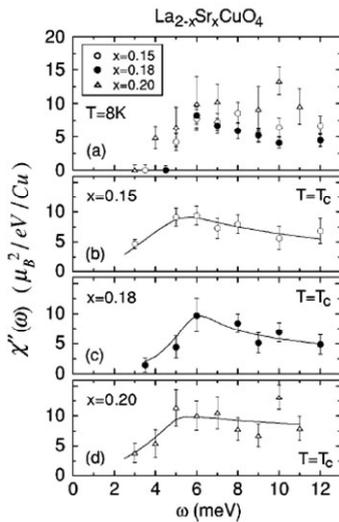
1/T<sub>1</sub>T  
 ρ の微妙な変化  
 R<sub>H</sub>  
 トンネルによるギャップ  
 ARPES

vs 中性子散乱の spin gap  
 ドーピング依存性が異なる。  
 違うものを見ている?

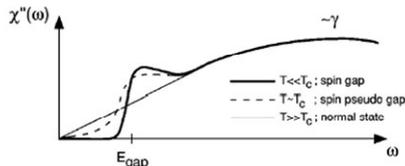


Momono et al.: JPSJ 67 ('98).

### spin gap in neutron



Lee et al.: PRB 67 ('03).



YBCO6.7 E<sub>G</sub> = 16 meV (underdope)  
 YBCO7 E<sub>G</sub> = 26 meV  
 LSCO δ = 0.15-0.18 のみ

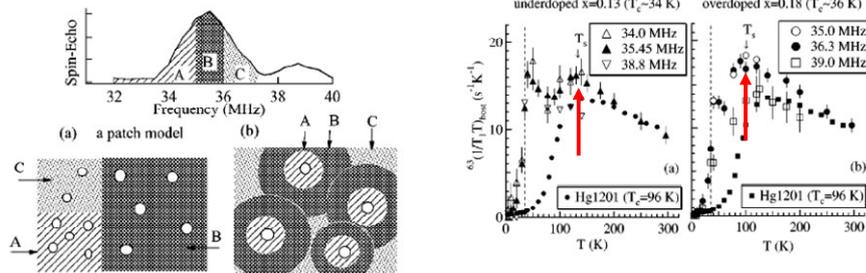
Underdope での乱れの効果?

Pseudo gap とは異なる?

pseudogap とは異なり、むしろ AF不安定性に  
 どれくらい近いかわを示す?  
 Flat band の位置と相関がある?

**Pseudo-gap in  $1/T_1T$  for LSCO**

Itoh et al.: PRB 69 ('04).



Host と impurity-induced の2成分で解析

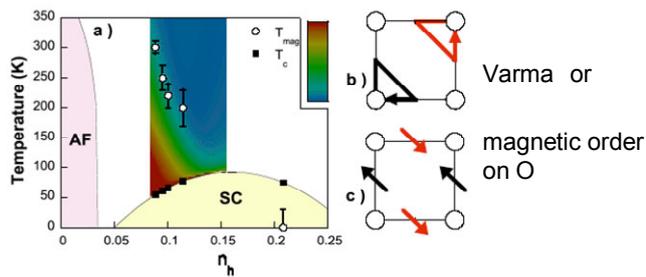
host にはギャップ  $T \sim 120\text{K}$

中性子で見られるのは Zn による ingap state に近いもの?

中性子でも2成分見られないか?

**2. Hidden Order ???**

Polarized elastic neutron diffraction  $\rightarrow$  Hidden order ???



Fauque et al.: PRL (2006)

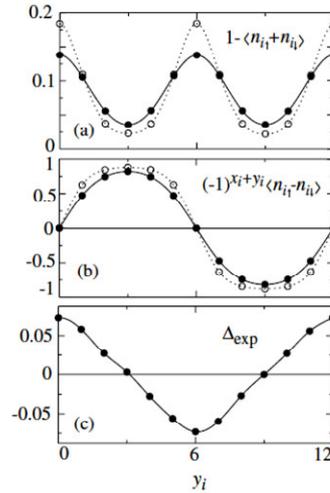
Bourges et al. (recent)

### 3. Stripe は重要か？

$t' < 0$  でストライプの安定化  
 ← 梯子型のDMRGでは、逆の結論 (White-Scalapino)  
 ただし、境界条件の影響大きい？

エネルギーは非常に近い、不純物などに敏感  
 ⇒ 不均一性は局所的にストライプ的なICAF  
 が成長してつながっていればよい？  
 or  $t'$ の乱れ？ (BiO<sub>2</sub>面内の欠陥による？)

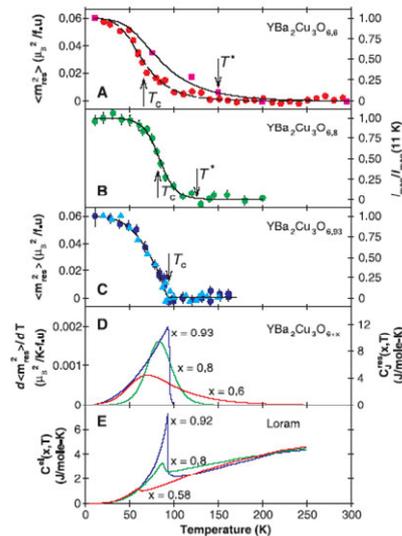
$t' < 0$  でストライプの安定化



Himeda-Kato-Ogata: PRL 88 ('02)

### 4. Resonance peak

Tc 以上から存在？ (underdope)  
 Doping 依存性：  
 YBCO Tc と正の相関 (擬ギャップと逆)  
 LSCOには無い？



Dai et al.: Science 284 ('99)  
 PRB 63 ('01)

**resonance peak 理論**

Spin excitonic collective mode

Morr-Pines: PRL 81 ('98)

Dahm et al.: PRB 58 ('98)

$$\chi = \frac{\chi_0}{1 - U \chi_0}$$

$$\text{Im } \chi = \frac{\text{Im } \chi_0}{(1 - U \text{Re } \chi_0)^2 + (U \text{Im } \chi_0)^2}$$

$$\begin{cases} \text{Im } \chi_0 \sim 0 \\ \text{Re } \chi_0 \sim 1/U \end{cases} \quad \text{for } \omega < 2\Delta \quad \Rightarrow \quad \text{sharp peak}$$

In the RVB theory

Tanamoto-Kohno-Fukuyama: JPSJ 63 ('94)

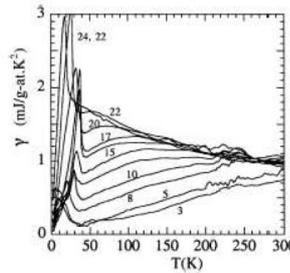
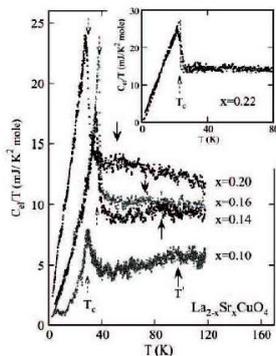
Yamase-Metzner PRB

$$\chi = \frac{\chi_0}{1 + J_{\mathbf{q}} \chi_0}$$

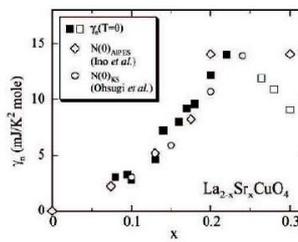
$$\begin{cases} J_{\mathbf{q}} = J(\cos q_x + \cos q_y) \\ J_{\mathbf{q}} < 0 \quad \text{for } \mathbf{q} = (\pi, \pi) \end{cases}$$

ほぼ同じ結果を与える？

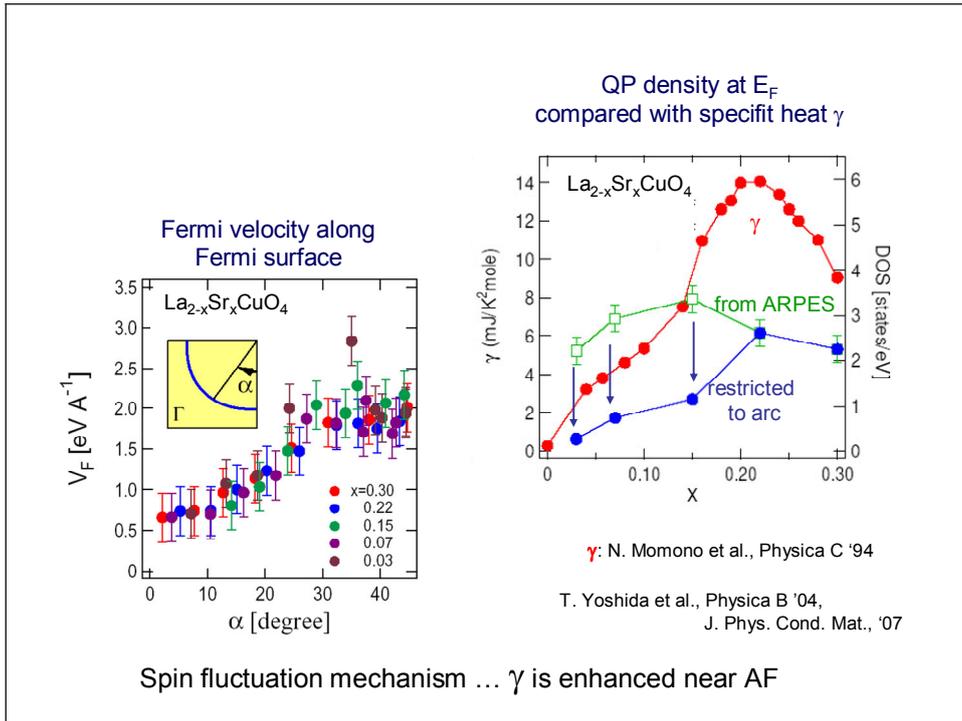
**5. Specific heat coefficient**



Loram et al.



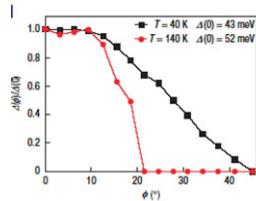
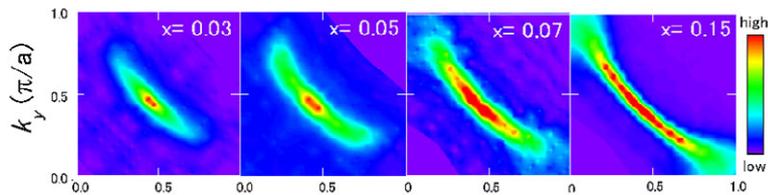
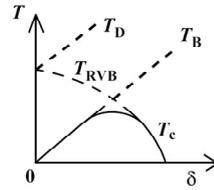
Matsuzaki et al.



## 6. Isotope effects

Change of  $J$ ,  $t$ ,  $t'$  through phonons  
 Experimental information ?  
 $J$  ? neutron  
 $t'$  ? ARPES

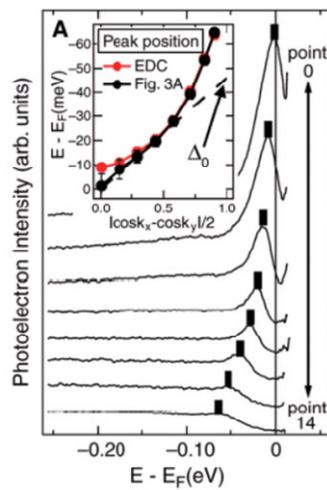
### 7. Nodal Liquid at $T \rightarrow 0$



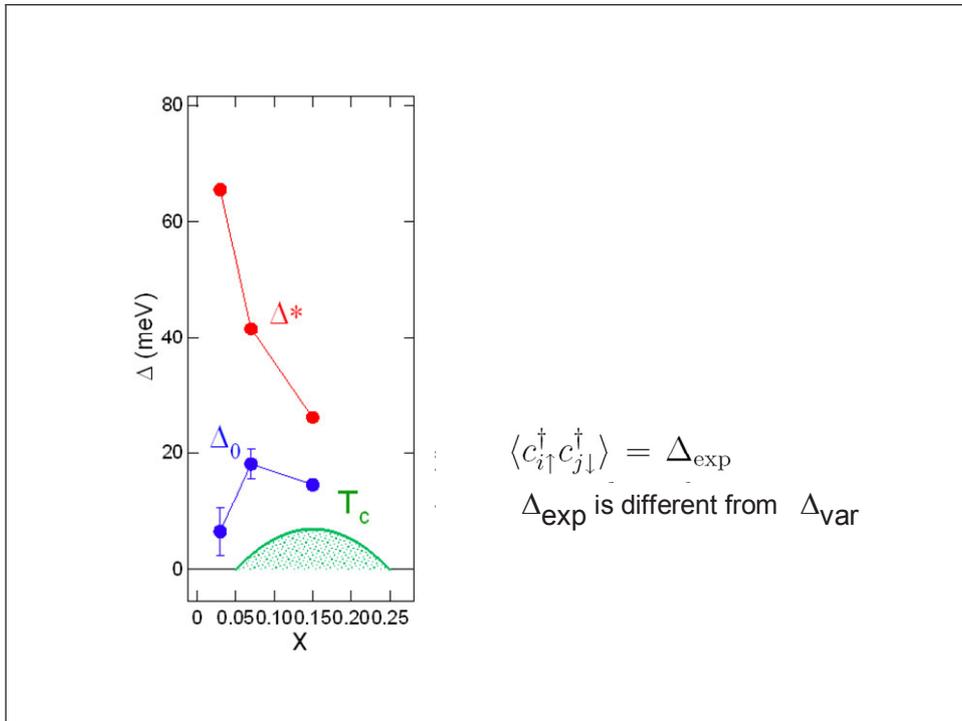
$k$ -dependence as a function of  $T$

Kanigel *et al.*, Nature Phys. (2006)

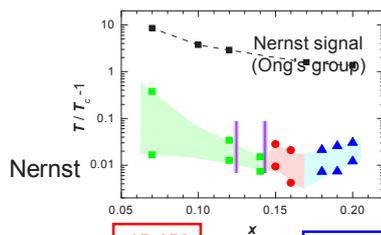
### 8. Two Gaps ?



Tanaka *et al.*, Science (2006)



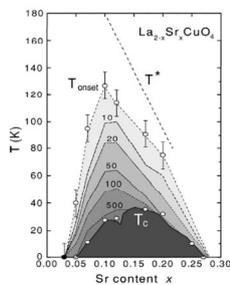
### 9. Superconductivity fluctuation



complex microwave spectroscopy

H. Kitano, et al,  
 PRB **73**, 092504 (2006)  
 cond-mat:0710.4184

2D-XY    3D-XY    2D-"unknown"



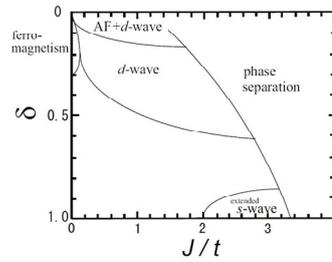
$T^*$  will be  $T_{\text{RVB}}$  (spin degrees of freedom)  
 $T_{\text{onset}}$  will be related to coherence of charge degrees of freedom (holon)  
 $T_c$  will be Bose condensation of charge degrees of freedom

Y. Wang *et al*, PRB **73**, 024510 (2006)

## 10. Effects of magnetic field AF vortex ?

超伝導を壊したら？

T=0 AF metal ?



## 11. Impurities Zn, Ni

## 12. multi-layer neutron

第2回科研費特別推進研究・研究会「量子ビームによる高温超伝導機構の解明」

平成19年12月14日（金）～15日（土）  
五浦観光ホテル・別館 大観荘（茨城県北茨城市）

プログラム

12月14日（金）

09:30-09:45 (15) はじめに 藤井保彦（原子力機構）

－実験1－（座長：山田和芳）

09:45-10:15 (30) 高温超伝導体の研究に向けた中性子散乱装置の開発  
中村充孝（原子力機構）

10:15-12:15 (120) トンネル顕微鏡による高温超伝導体の研究  
内田慎一（東大）

12:15-13:00 (45) 《昼休み》

－実験2－（座長：田島節子）

13:00-14:00 (60) 輸送現象から見た高温超伝導 安藤陽一（阪大）

14:00-16:00 (120) 光電子分光による高温超伝導体の研究 藤森淳（東大）

16:00-16:10 (10) 《集合写真撮影》

12月15日（土）

－理論1－（座長：秋光純）

08:30-10:30 (120) 理論から提案する高温超伝導研究 福山秀敏（東京理科大）

10:30-10:45 (15) 《休憩》

－理論2－（座長：遠山 貴己）

10:45-12:15 (90) 理論から見た高温超伝導 小形正男（東大）

12:15-13:00 (45) 《昼休み》

－議論－（座長：社本真一）

13:00-14:50 (110) 議論

14:50-15:00 (10) おわりに 新井正敏（原子力機構）

参加者リスト (五十音順)

秋光 純	青山学院大学
新井 正敏	日本原子力研究開発機構
安藤 陽一	大阪大学産業科学研究所
飯久保 智	日本原子力研究開発機構
石井 賢司	日本原子力研究開発機構
石角 元志	東京大学
内田 慎一	東京大学
小形 正男	東京大学
加倉井 和久	日本原子力研究開発機構
梶本 亮一	日本原子力研究開発機構
苅宿 俊風	東京大学
小池 洋二	東北大学
社本 真一	日本原子力研究開発機構
田島 節子	大阪大学
遠山 貴己	京都大学基礎物理学研究所
富安 啓輔	東北大学原子分子材料科学高等研究機構
中島 健次	日本原子力研究開発機構
中村 充孝	日本原子力研究開発機構
平賀 晴弘	東北大学金属材料研究所
福山 秀敏	東京理科大学
藤井 保彦	日本原子力研究開発機構
藤田 全基	東北大学金属材料研究所
藤森 淳	東京大学
松浦 直人	東京大学物性研究所
水木 純一郎	日本原子力研究開発機構
水野 文夫	東北大学
森井 幸生	日本原子力研究開発機構
山田 和芳	東北大学金属材料研究所
横尾 哲也	高エネルギー加速器研究機構
李 哲虎	産業技術総合研究所
脇本 秀一	日本原子力研究開発機構

This is a blank page.

# 国際単位系 (SI)

表1. SI 基本単位

基本量	SI 基本単位	
	名称	記号
長さ	メートル	m
質量	キログラム	kg
時間	秒	s
電流	アンペア	A
熱力学温度	ケルビン	K
物質の量	モル	mol
光度	カンデラ	cd

表2. 基本単位を用いて表されるSI組立単位の例

組立量	SI 基本単位	
	名称	記号
面積	平方メートル	m <sup>2</sup>
体積	立方メートル	m <sup>3</sup>
速度	メートル毎秒	m/s
加速度	メートル毎秒毎秒	m/s <sup>2</sup>
波数	毎メートル	m <sup>-1</sup>
密度 (質量密度)	キログラム毎立方メートル	kg/m <sup>3</sup>
質量体積 (比体積)	立法メートル毎キログラム	m <sup>3</sup> /kg
電流密度	アンペア毎平方メートル	A/m <sup>2</sup>
磁界の強さ	アンペア毎メートル	A/m
(物質量の) 濃度	モル毎立方メートル	mol/m <sup>3</sup>
輝度	カンデラ毎平方メートル	cd/m <sup>2</sup>
屈折率	(数の) 1	1

表5. SI 接頭語

乗数	接頭語	記号	乗数	接頭語	記号
10 <sup>24</sup>	ヨタ	Y	10 <sup>-1</sup>	デシ	d
10 <sup>21</sup>	ゼタ	Z	10 <sup>-2</sup>	センチ	c
10 <sup>18</sup>	エクサ	E	10 <sup>-3</sup>	ミリ	m
10 <sup>15</sup>	ペタ	P	10 <sup>-6</sup>	マイクロ	μ
10 <sup>12</sup>	テラ	T	10 <sup>-9</sup>	ナノ	n
10 <sup>9</sup>	ギガ	G	10 <sup>-12</sup>	ピコ	p
10 <sup>6</sup>	メガ	M	10 <sup>-15</sup>	フェムト	f
10 <sup>3</sup>	キロ	k	10 <sup>-18</sup>	アト	a
10 <sup>2</sup>	ヘクト	h	10 <sup>-21</sup>	ゼプト	z
10 <sup>1</sup>	デカ	da	10 <sup>-24</sup>	エクト	y

表3. 固有の名称とその独自の記号で表されるSI組立単位

組立量	SI 組立単位			
	名称	記号	他のSI単位による表し方	SI基本単位による表し方
平面角	ラジアン <sup>(a)</sup>	rad		m <sup>2</sup> ・m <sup>-1</sup> =1 <sup>(b)</sup>
立体角	ステラジアン <sup>(a)</sup>	sr <sup>(c)</sup>		m <sup>2</sup> ・m <sup>-2</sup> =1 <sup>(b)</sup>
周波数	ヘルツ	Hz		s <sup>-1</sup>
力	ニュートン	N		m <sup>2</sup> ・kg <sup>-1</sup> ・s <sup>-2</sup>
圧力, 応力	パスカル	Pa	N/m <sup>2</sup>	m <sup>-1</sup> ・kg <sup>-1</sup> ・s <sup>-2</sup>
エネルギー, 仕事, 熱量	ジュール	J	N・m	m <sup>2</sup> ・kg <sup>-1</sup> ・s <sup>-2</sup>
工率, 放射束	ワット	W	J/s	m <sup>2</sup> ・kg <sup>-1</sup> ・s <sup>-3</sup>
電荷, 電気量	クーロン	C		s <sup>-1</sup> ・A
電位差 (電圧), 起電力	ボルト	V	W/A	m <sup>2</sup> ・kg <sup>-1</sup> ・s <sup>-3</sup> ・A <sup>-1</sup>
静電容量	ファラド	F	C/V	m <sup>-2</sup> ・kg <sup>-1</sup> ・s <sup>4</sup> ・A <sup>2</sup>
電気抵抗	オーム	Ω	V/A	m <sup>2</sup> ・kg <sup>-1</sup> ・s <sup>-3</sup> ・A <sup>-2</sup>
コンダクタンス	ジーメン	S	A/V	m <sup>-2</sup> ・kg <sup>-1</sup> ・s <sup>3</sup> ・A <sup>2</sup>
磁束	ウェーバ	Wb	V・s	m <sup>2</sup> ・kg <sup>-1</sup> ・s <sup>-2</sup> ・A <sup>-1</sup>
磁束密度	テスラ	T	Wb/m <sup>2</sup>	kg <sup>-1</sup> ・s <sup>-2</sup> ・A <sup>-1</sup>
インダクタンス	ヘンリー	H	Wb/A	m <sup>2</sup> ・kg <sup>-1</sup> ・s <sup>-2</sup> ・A <sup>-2</sup>
セルシウス温度	セルシウス度 <sup>(d)</sup>	°C		K
光照度	ルーメン	lm	cd・sr <sup>(c)</sup>	m <sup>2</sup> ・m <sup>-2</sup> ・cd=cd
(放射能核種の) 放射能	ベクレル	Bq	1m/m <sup>2</sup>	m <sup>2</sup> ・m <sup>-4</sup> ・cd=m <sup>-2</sup> ・cd
吸収線量, 質量エネルギー	グレイ	Gy	J/kg	m <sup>2</sup> ・s <sup>-2</sup>
線量当量, 周辺線量当量, 方向性線量当量, 個人線量当量, 組織線量当量	シーベルト	Sv	J/kg	m <sup>2</sup> ・s <sup>-2</sup>

- (a) ラジアン及びステラジアンの使用は、同じ次元であっても異なった性質をもった量を区別するときの組立単位の表し方として利点がある。組立単位を形作るときにいくつかの用例は表4に示されている。  
 (b) 実際には、使用する時には記号rad及びsrが用いられるが、習慣として組立単位としての記号“1”は明示されない。  
 (c) 測光学では、ステラジアンの名称と記号srを単位の表し方の中にそのまま維持している。  
 (d) この単位は、例としてミリセルシウス度m°CのようにSI接頭語を伴って用いても良い。

表4. 単位の中に固有の名称とその独自の記号を含むSI組立単位の例

組立量	SI 組立単位		
	名称	記号	SI 基本単位による表し方
粘力のモーメント	ニュートンメートル	N・m	m <sup>2</sup> ・kg <sup>-1</sup> ・s <sup>-2</sup>
表面張力	ニュートン毎メートル	N/m	kg <sup>-1</sup> ・s <sup>-2</sup>
角速度	ラジアン毎秒	rad/s	m <sup>2</sup> ・m <sup>-1</sup> ・s <sup>-1</sup> =s <sup>-1</sup>
角加速度	ラジアン毎平方秒	rad/s <sup>2</sup>	m <sup>2</sup> ・m <sup>-1</sup> ・s <sup>-2</sup> =s <sup>-2</sup>
熱流密度, 放射照度	ワット毎平方メートル	W/m <sup>2</sup>	kg <sup>-1</sup> ・s <sup>-3</sup>
熱容量, エントロピー	ジュール毎ケルビン	J/K	m <sup>2</sup> ・kg <sup>-1</sup> ・s <sup>-2</sup> ・K <sup>-1</sup>
質量熱容量 (比熱容量), 質量エントロピー	ジュール毎キログラム毎ケルビン	J/(kg・K)	m <sup>2</sup> ・s <sup>-2</sup> ・K <sup>-1</sup>
質量エネルギー (比エネルギー)	ジュール毎キログラム	J/kg	m <sup>2</sup> ・s <sup>-2</sup> ・K <sup>-1</sup>
熱伝導率	ワット毎メートル毎ケルビン	W/(m・K)	m <sup>2</sup> ・kg <sup>-1</sup> ・s <sup>-3</sup> ・K <sup>-1</sup>
体積エネルギー	ジュール毎立方メートル	J/m <sup>3</sup>	m <sup>-1</sup> ・kg <sup>-1</sup> ・s <sup>-2</sup>
電界の強さ	ボルト毎メートル	V/m	m <sup>2</sup> ・kg <sup>-1</sup> ・s <sup>-3</sup> ・A <sup>-1</sup>
体積電荷	クーロン毎立方メートル	C/m <sup>3</sup>	m <sup>-3</sup> ・s <sup>-1</sup> ・A
電気変位	クーロン毎平方メートル	C/m <sup>2</sup>	m <sup>-2</sup> ・s <sup>-1</sup> ・A
誘電率	ファラド毎メートル	F/m	m <sup>-3</sup> ・kg <sup>-1</sup> ・s <sup>4</sup> ・A <sup>2</sup>
透磁率	ヘンリー毎メートル	H/m	m <sup>2</sup> ・kg <sup>-1</sup> ・s <sup>-2</sup> ・A <sup>-2</sup>
モルエネルギー	ジュール毎モル	J/mol	m <sup>2</sup> ・kg <sup>-1</sup> ・s <sup>-2</sup> ・mol <sup>-1</sup>
モルエントロピー	ジュール毎モル毎ケルビン	J/(mol・K)	m <sup>2</sup> ・kg <sup>-1</sup> ・s <sup>-2</sup> ・K <sup>-1</sup> ・mol <sup>-1</sup>
モル熱容量	ジュール毎モル毎ケルビン	J/(mol・K)	m <sup>2</sup> ・kg <sup>-1</sup> ・s <sup>-2</sup> ・K <sup>-1</sup> ・mol <sup>-1</sup>
照射線量 (X線及びγ線)	クーロン毎キログラム	C/kg	kg <sup>-1</sup> ・s <sup>-1</sup> ・A
吸収線量	グレイ毎秒	Gy/s	m <sup>2</sup> ・s <sup>-3</sup>
放射強度	ワット毎ステラジアン	W/sr	m <sup>4</sup> ・m <sup>-2</sup> ・kg <sup>-1</sup> ・s <sup>-3</sup> =m <sup>2</sup> ・kg <sup>-1</sup> ・s <sup>-3</sup>
放射輝度	ワット毎平方メートル毎ステラジアン	W/(m <sup>2</sup> ・sr)	m <sup>2</sup> ・m <sup>-2</sup> ・kg <sup>-1</sup> ・s <sup>-3</sup> =kg <sup>-1</sup> ・s <sup>-3</sup>

表6. 国際単位系と併用されるが国際単位系に属さない単位

名称	記号	SI 単位による値
分	min	1 min=60s
時	h	1h=60 min=3600 s
日	d	1 d=24 h=86400 s
度	°	1°=(π/180) rad
分	'	1'=(1/60)°=(π/10800) rad
秒	''	1''=(1/60)'=(π/648000) rad
リットル	l, L	1l=1 dm <sup>3</sup> =10 <sup>-3</sup> m <sup>3</sup>
トン	t	1t=10 <sup>3</sup> kg
ネーパ	Np	1Np=1
ベル	B	1B=(1/2) ln10 (Np)

表7. 国際単位系と併用されこれに属さない単位でSI単位で表される数値が実験的に得られるもの

名称	記号	SI 単位であらわされる数値
電子ボルト	eV	1eV=1.60217733(49)×10 <sup>-19</sup> J
統一原子質量単位	u	1u=1.6605402(10)×10 <sup>-27</sup> kg
天文単位	ua	1ua=1.49597870691(30)×10 <sup>11</sup> m

表8. 国際単位系に属さないが国際単位系と併用されるその他の単位

名称	記号	SI 単位であらわされる数値
海里	海里	1海里=1852m
ノット	ノット	1ノット=1海里毎時=(1852/3600)m/s
アール	a	1a=1 dam <sup>2</sup> =10 <sup>2</sup> m <sup>2</sup>
ヘクタール	ha	1ha=1 hm <sup>2</sup> =10 <sup>4</sup> m <sup>2</sup>
バール	bar	1bar=0.1MPa=100kPa=1000hPa=10 <sup>5</sup> Pa
オングストローム	Å	1Å=0.1nm=10 <sup>-10</sup> m
バール	b	1b=100fm <sup>2</sup> =10 <sup>-28</sup> m <sup>2</sup>

表9. 固有の名称を含むCGS組立単位

名称	記号	SI 単位であらわされる数値
エルグ	erg	1 erg=10 <sup>-7</sup> J
ダイン	dyn	1 dyn=10 <sup>-5</sup> N
ポアズ	P	1 P=1 dyn・s/cm <sup>2</sup> =0.1Pa・s
ストークス	St	1 St =1cm <sup>2</sup> /s=10 <sup>-4</sup> m <sup>2</sup> /s
ガウス	G	1 G ≙10 <sup>4</sup> T
エルステッド	Oe	1 Oe ≙(1000/4π) A/m
マクスウェル	Mx	1 Mx ≙10 <sup>-8</sup> Wb
スチルブ	sb	1 sb =1cd/cm <sup>2</sup> =10 <sup>4</sup> cd/m <sup>2</sup>
ホト	ph	1 ph=10 <sup>4</sup> lx
ガル	Gal	1 Gal =1cm/s <sup>2</sup> =10 <sup>-2</sup> m/s <sup>2</sup>

表10. 国際単位に属さないその他の単位の例

名称	記号	SI 単位であらわされる数値
キュリー	Ci	1 Ci=3.7×10 <sup>10</sup> Bq
レントゲン	R	1 R = 2.58×10 <sup>-4</sup> C/kg
ラド	rad	1 rad=1cGy=10 <sup>-2</sup> Gy
レム	rem	1 rem=1 cSv=10 <sup>-2</sup> Sv
X線単位	lx	1X unit=1.002×10 <sup>-4</sup> nm
ガンマ	γ	1γ=1 nT=10 <sup>-9</sup> T
ジャンスキー	Jy	1 Jy=10 <sup>-26</sup> W・m <sup>-2</sup> ・Hz <sup>-1</sup>
フェルミ	fm	1 fermi=1 fm=10 <sup>-15</sup> m
メートル系カラット		1 metric carat = 200 mg = 2×10 <sup>-4</sup> kg
トル	Torr	1 Torr = (101 325/760) Pa
標準大気圧	atm	1 atm = 101 325 Pa
カロリ	cal	
マイクロ	μ	1 μ =1μm=10 <sup>-6</sup> m

