

25aEH12

準古典理論に基づく FFLO状態の相図

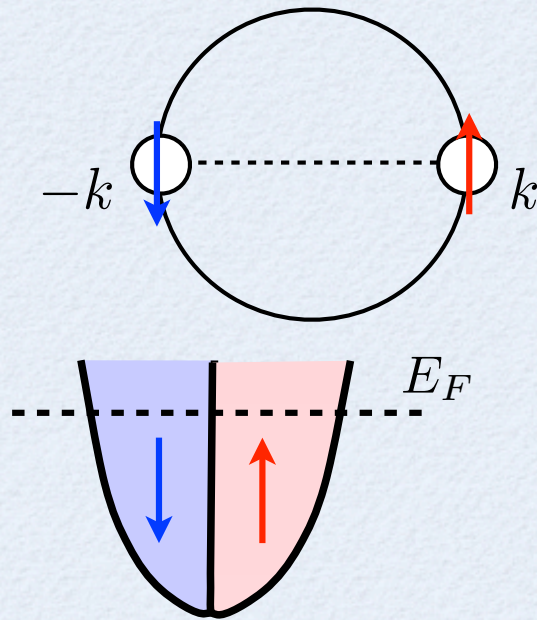
岡山大学院自然

堤康雅, 鈴木健太, 市岡優典, 町田一成

Fulde-Ferrell-Larkin-Ovchinnikov状態

BCS状態

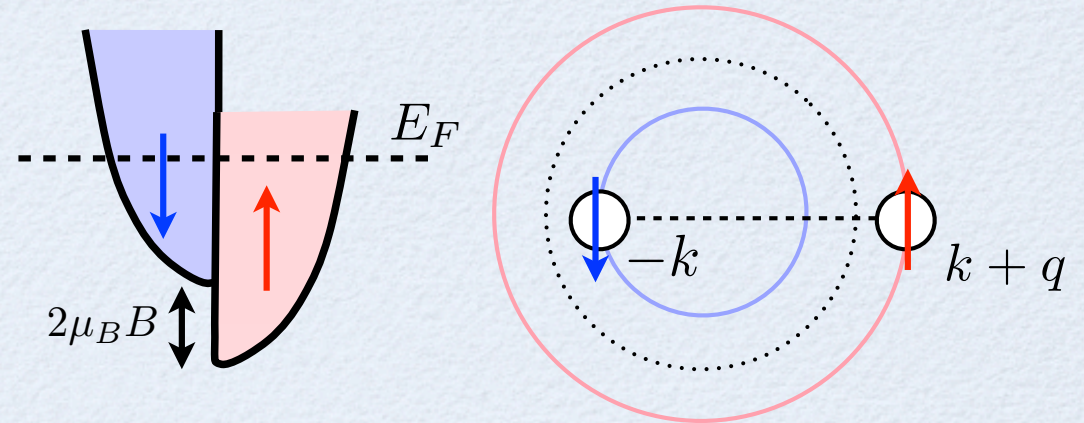
Cooper対の重心運動量がゼロ



FFLO状態

Cooper対の重心運動量が q

Zeemanシフト



FF状態

P. Fulde and R.A. Ferrell, Phys. Rev. **135**, A550 (1964).

$$\Delta(\mathbf{r}) = \Delta e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}}$$

オーダーパラメーターの大きさが変調するLO状態を考える

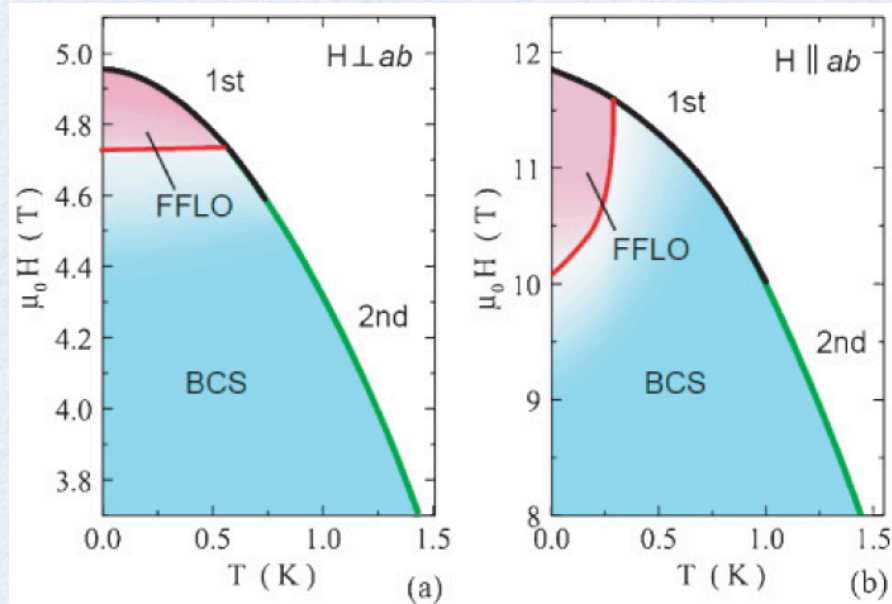
LO状態

A.I. Larkin and Yu.N. Ovchinnikov, Sov. Phys. JETP. **20**, 762 (1965).

$$\Delta(\mathbf{r}) = \Delta (e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}} + e^{-i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}}) = 2\Delta \cos(\mathbf{q}\cdot\mathbf{r})$$

背景と目的

CeCoIn₅



Y. Matsuda and H. Shimahara, JPSJ **76**, 051005 (2007).

- d -wave超伝導体
- 2次元のフェルミ面
- 磁気秩序が存在

解析が困難

目的

- s -wave超伝導、フェルミ球のモデルでLO状態の温度-磁場相図を得る。
- Abrikosov渦系格子状態を考慮する。

準古典Eilenberger理論

Eilenberger方程式

$$\begin{aligned} \{\omega_n + i\mu\bar{B} + \mathbf{v} \cdot (\nabla + i\mathbf{A})\} f(\mathbf{r}, \mathbf{k}, \omega_n) &= \Delta(\mathbf{r})g(\mathbf{r}, \mathbf{k}, \omega_n) \\ \{\omega_n + i\mu\bar{B} - \mathbf{v} \cdot (\nabla - i\mathbf{A})\} f^\dagger(\mathbf{r}, \mathbf{k}, \omega_n) &= \Delta^*(\mathbf{r})g(\mathbf{r}, \mathbf{k}, \omega_n) \\ \mathbf{v} \cdot \nabla g(\mathbf{r}, \mathbf{k}, \omega_n) &= \Delta^*(\mathbf{r})f(\mathbf{r}, \mathbf{k}, \omega_n) - \Delta(\mathbf{r})f^\dagger(\mathbf{r}, \mathbf{k}, \omega_n) \\ g &= (1 - ff^\dagger)^{1/2}, \text{Re}\{g\} > 0 \end{aligned}$$

$\Delta \ll E_F$ において、
定量的な議論が可能

Δ, \mathbf{A}

f, f^\dagger, g

Self-consistent条件式

オーダー
パラメーター

$$\Delta \left(\ln \frac{T}{T_c} + 2T \sum_{0 \leq \omega_n \leq \omega_c} \frac{1}{\omega_n} \right) = T \sum_{0 \leq \omega_n \leq \omega_c} \langle f + f^\dagger \rangle_{\mathbf{k}}$$

ベクトル

$$\mathbf{A} = \bar{\mathbf{B}} \times \mathbf{r}/2 + \mathbf{a}$$

ポテンシャル

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{a} = \mathbf{j}_s + \nabla \times \mathbf{M}_{\text{para}}$$

超伝導流 常磁性磁化

$$\mathbf{j}_s = -\frac{2T}{\kappa^2} \sum_{0 \leq \omega_n \leq \omega_c} \langle \mathbf{v} \text{Im}\{g\} \rangle_{\mathbf{k}}$$

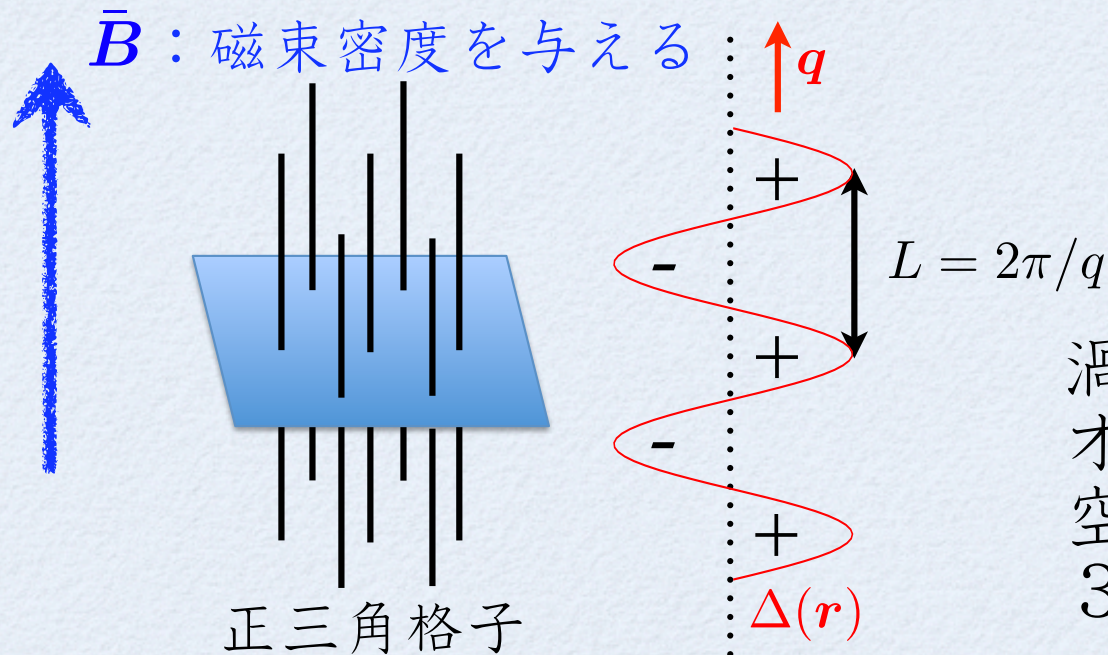
$$\mathbf{M}_{\text{para}} = M_0 \left(\frac{B(\mathbf{r})}{\bar{B}} - \frac{2T}{\mu\bar{B}} \sum_{0 \leq \omega_n \leq \omega_c} \langle \text{Im}\{g\} \rangle_{\mathbf{k}} \right)$$

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = \bar{\mathbf{B}} + \nabla \times \mathbf{a}$$

計算条件

- s -wave超伝導体
- 3次元フェルミ球
- GLパラメーター： $\kappa_{GL} = 150$ (第II種超伝導の極限)
- 常磁性効果： $\mu = 5$ (大きな常磁性効果)

Abrikosov状態 LO状態



渦糸方向に
オーダーパラメーターが
空間変調する
3次元構造を考える

外部磁場と自由エネルギー

外部磁場

$$H = \left(1 - \frac{\mu^2}{\kappa^2}\right) \left\{ \bar{B} + \frac{\langle [B(\mathbf{r}) - \bar{B}]^2 \rangle_{\mathbf{r}}}{\bar{B}} \right\} + \frac{T}{\kappa^2 \bar{B}} \sum_{0 \leq \omega_n \leq \omega_c} \left\langle \mu B(\mathbf{r}) \text{Im}\{g\} + \frac{1}{2} \text{Re} \left\{ \frac{(f^\dagger \Delta + f \Delta^*) g}{g + 1} \right\} + \omega_n \text{Re}\{g - 1\} \right\rangle_{\mathbf{k}, \mathbf{r}}$$

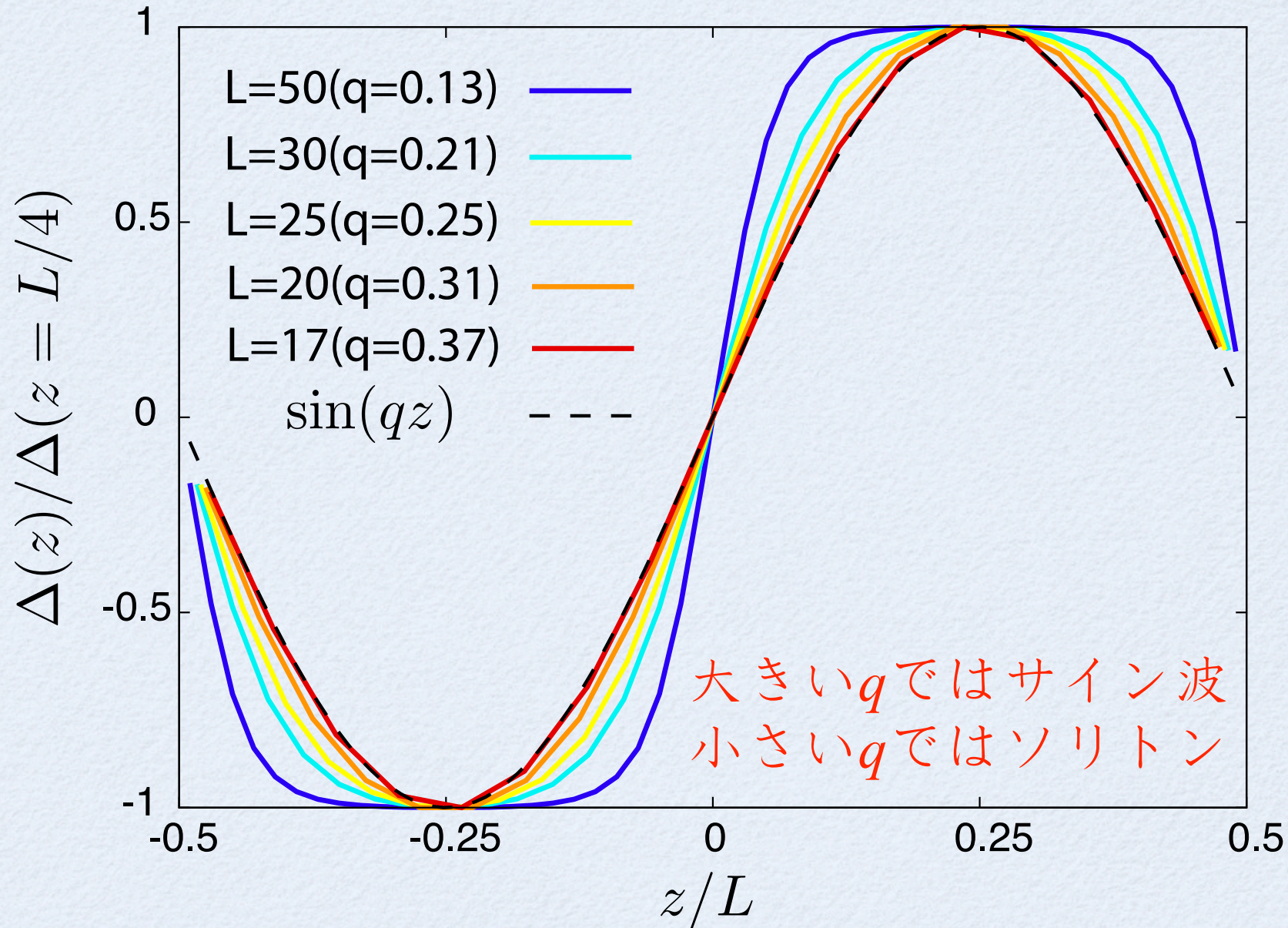
自由エネルギー

$$G = F + V_{\text{unitcell}} \kappa^2 \left[\left(1 - \frac{\mu^2}{\kappa^2}\right)^{1/2} \bar{B} - \left(1 - \frac{\mu^2}{\kappa^2}\right)^{-1/2} H \right]^2 \quad \left(\kappa = \sqrt{\frac{7\zeta(3)}{18}} \kappa_{\text{GL}} \right)$$

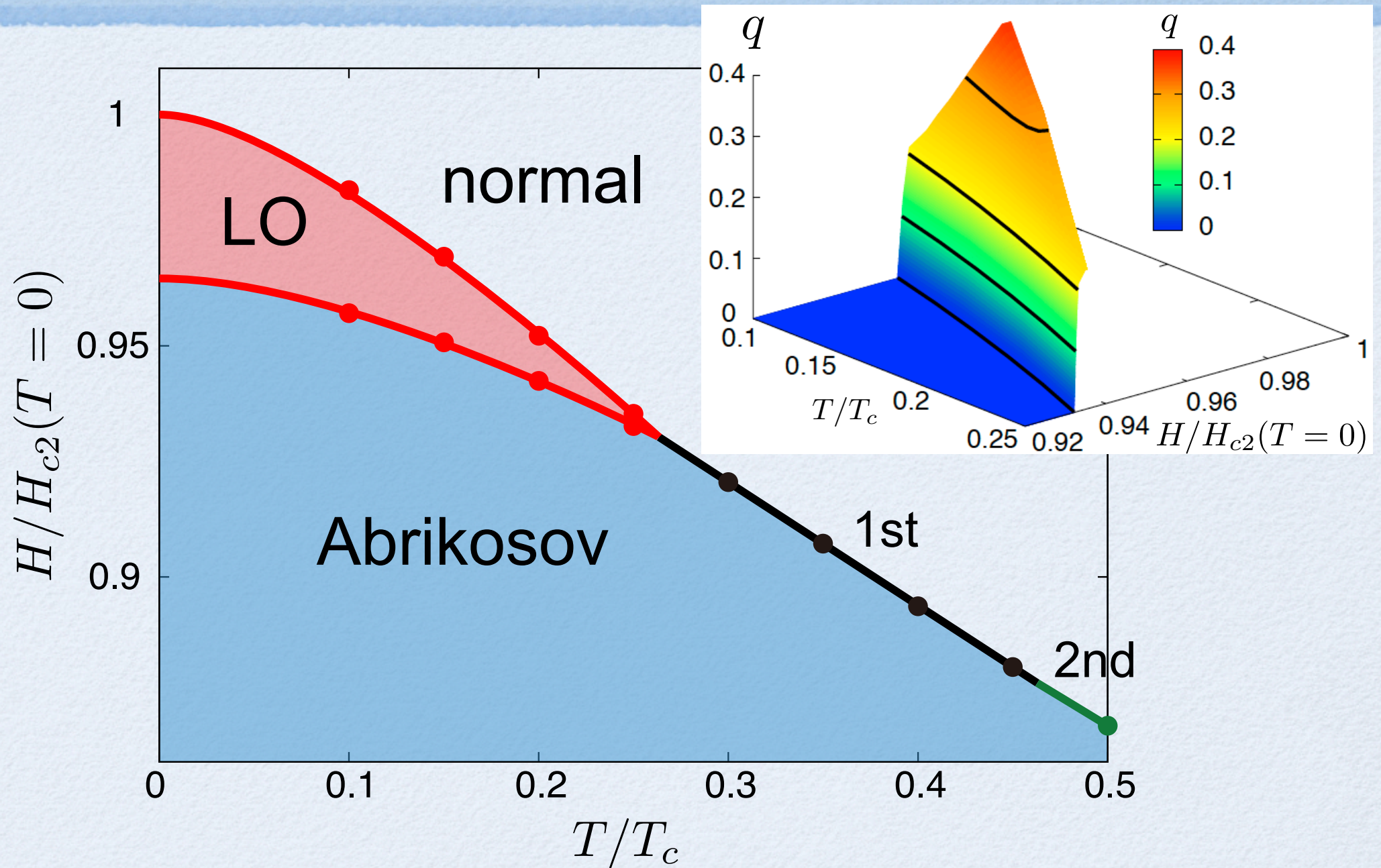
$$F = \int_{\text{unitcell}} d\mathbf{r} \left\{ \kappa^2 |\mathbf{B}(\mathbf{r}) - \mathbf{H}|^2 - \mu^2 B(\mathbf{r})^2 + T \sum_{0 \leq \omega_n \leq \omega_c} \text{Re} \left\langle \frac{g - 1}{g + 1} (f^\dagger \Delta + f \Delta^*) \right\rangle_{\mathbf{k}} \right\}$$

外部磁場に対して、自由エネルギーの比較を行い、
安定な状態（Abrikosov状態、LO状態）を決定する。

オーダーパラメーター ($T=0.1T_c$)



温度-磁場相図



まとめ

- s-wave、フェルミ球モデルで、準古典理論を用いて、LO状態、Abrikosov状態の温度-磁場相図を得た。
- 低温ほどAbrikosov→LO、LO→normal (H_{c2})の転移磁場は上昇する。
- H_{c2} での重心運動量 q は低温ほど大きくなる。