という事を意味している様である。（ D. Rainer & K. Maki ）

参 考 文 献

1） L. R. Testardi et al., Phys. Rev. 154 (1967) 339, 402
2） G. Shirane and J. D. Axe, Phys. Rev. B4 (1971) 2957
3） A. M. Clogston et al., Phys. Rev. Letters 9 (1962) 262
4） D. I. Bardos et al., J. Low Temp. Phys. 3 (1970) 509
5） T. F. Smith, J. Low. Temp. Phys. 6 (1972) 171
6） M. Weger, Solid State Commu. 9 (1971) 107
7） R. D. Blaugher et al., J. Low. Temps. 1 (1969) 539
8） P. J. Labbe and J. Friedel, J. Phys. 27 (1966) 153, 303
9） S. Barisic and J. Labbe, J. Phys. Chem. Solid 28 (1967) 2477
10） J. Labbe, Phys. Rev. 158 (1967) 647
11） L. J. Sham and T. F. Smith, Phys. Rev. B4 (1971) 3951

3. 0次元的（微粒子）超伝導体について

東大理　高 山 一

微粒子の超伝導効果は，径の大きさにより２つの場合に分けて考察すると見通しが良い。即ち，径Rが超伝導コヒーレンスの長さξより小さいが，個々の電子のエネルギー準位の間隔δは系の温度（$\simeq$ Tc）等に比べ充分小さい場合と，δがTcと等しくなる位に径が小さい場合とである。前者の場合，電子に対するBCS理論に関してはバルク超伝導体のそれをそのまま適用可能で，超伝導オーダーパラメータの空間変化が許されない事から生ずる特徴を論じる。後者の場合には，電子エネルギー準位が不連続的である事実を取り入れてBCS理論を再考する必要がある。いずえの場合とも，BCS相互作用する電子系の記述のためには汎関数積分法が有効である。これはGinzburg-Landau の理論の拡

張になっており，積分変数である超伝導オーダーパラメータが系の超伝導性を全て記述する。

1. $R < \xi$ ， $\delta < T_c$ の場合

$R < \xi$ の系では，オーダーパラメータの空間変化が高いエネルギーを伴うので禁止される。このような低次元の系では，臨界点Tc近傍の熱的ゆらぎが著しく大きくなる。BCS理論を用いて，汎関数積分の積分核を具体的に求めることができ，それからTc近傍のゆらぎ効果の連続的な振舞いを見ることができる。例えば，磁化についてみると

$$\frac{M}{M_0} = \begin{cases} 7.8 \dfrac{\xi_0}{(p_0 R)^2 R} \cdot \dfrac{1}{\eta} & \eta \ll 1 \\ 3.6 \dfrac{1}{p_0 R} \sqrt{\dfrac{\xi_0}{R}} & T = T_c \end{cases}$$

但し，M_0：絶対零度の磁化，p_0：フェルミ運動量，ξ_0：BCSコヒーレンスの長さ，$\eta = (T - T_c)/T_c$ である。R～200Åの Aℓ 微粒子では $T = T_c$ で $M \simeq 0.1 M_0$ のゆらぎ効果が現れる。熱力学的量に限らず，核スピン緩和時間ac電気伝導度への臨界ゆらぎ効果も求めることができる。[1)]

2. $\delta \gtrsim T_c$ の場合

Aℓ 微粒子では R～50Åで $\delta \sim 1°K$ になる。[2)] サイズ効果として着目されるのは(表面効果を除いて)次の点である。[2)]

イ) エネルギー準位の不連続性

ロ) 静電的つり合いのために粒子数の加不足が全く禁止されること。

ハ) エネルギー準位の統計分布

但し，ハ)は微粒子の集合系を考えた場合。

微粒子のデバイ温度が，バルクのそれとそう違わないと考えれば，電子間にBCS型の引力相互作用が存在し得るのは微粒子でも変らない。汎関数積分の積分核を求める場合にイ)の事実を考慮するのでよく，Mühlschlegel らは，

準位の間隔が等しい場合について，具体的に計算した。[3]（ハ）の統計性の違いは Tc より充分低温側でしか現れない。[4]） Tc 近傍の臨界ゆらぎ効果についての結果に限れば，エネルギー準位を連続的とした 1.の結果と定量的な違いがあるだけになる。

ロ）の事実から，微粒子系での期待値はグランドカノニカル平均でなしに，カノニカル平均で求めなければならない。Mühlschlegel らは，前者から後者に変換する積分演算を鞍点法で見積り，そのズレを求めたが，その結果は定量的な小さな補正しか与えない。

以上の理論は超伝導転移の領域が熱的ゆらぎのため，径が小さい程広くなる結果を与えるが，これは以下に報告される小林らの実験と合わない。特に磁化率に限っても，微粒子系の常状態での反磁性の振舞いも明らかでなく，多くの問題点が残されている。

1） H. Takayama, Prog. Theor. Phys. to be published.
2） R. Kubo, J. Phys. Soc. Japan 17, 975(1962).
3） B. Mühlschlegel, D. J. Scalapino and R. Denton, preprint.
4） R. Denton, B. Mühlschlegel and D. J. Scalapino, Phys. Rev. Letters 26, 707(1971)

4．超伝導微粒子の帯磁率の測定

東大理　小 林 俊 一

超伝導微粒子は，以下の二つの点で興味深い。ⅰ）零次元超伝導体としてオーダーパラメーターのゆらぎが大であることが予想されること。ⅱ）電子のエネルギーレベルの平均間隔とエネルギーギャップが同程度になったとき超伝導性にどんな影響がでるかという問題。これらを調べるために直径 800Å~100Å