

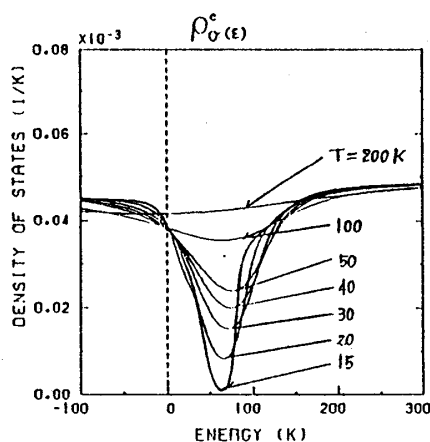


図 3

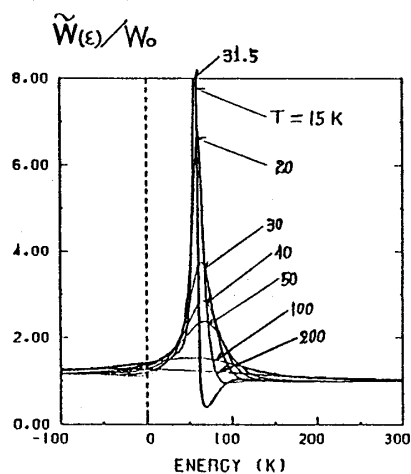


図 4

今後の課題として、 T_K よりも小さいコヒーレンス温度 T_{coh} がどのように現われるか縮重度を代えて、更に低温の計算を実行して調べる必要がある。

参 考 文 献

- 1) Y. Kuramoto: *Springer Series in Solid State Sciences* **62** (1985) 152.
- 2) N. Grewe: *Solid State Commun.* **50** (1984) 19.

8. 重い電子系の遍歴電子モデル

青学大・理工 金 徳 洲

重い電子系で観測されている非常に大きい電子比熱係数 γ の起因について、まだ意見は分かれている。意見の基本的な違いは、そもそも f 電子は局在しているのかどうかについてである。高温での磁化率の Curie-Weiss 的ふるまいが f 電子の局在性を示すものかと考えられているようであるが、必ずしもそうではない。Curie-Weiss 則は遍歴電子系についても, spinfluctuation や電子格子相互作用の機構から導かれるからである。

一方、重い電子系の物質に対してバンド計算が数多く行われている。その結果は、当然 3d 電子系よりはバンド幅はせまいが、しかし f 電子が通常の遍歴電子であり得る可能性を示唆している。また最近、 UPt_3 等で f 電子のフェルミ面が dHvA 振動によって観測され、その結

果がバンド計算の結果によく符号するとの報告もある。

以上のような事情を背景に、ここでは大きい r が通常の遍歴電子系においてどのような条件の下に実現されうるかを見る。spin fluctuation と電子格子相互作用による電子の有効質量の renormalization factor をそれぞれ λ_s および λ_p とすると、電子のバンド質量 m は次のように enhance される。

$$m^* = (1 + \lambda_s + \lambda_p) m \quad (1)$$

そして、UPt₃ の場合でいうと、 m が既に自由電子質量 m_0 の 10 倍ぐらいになっているが、さらに

$$1 + \lambda_s + \lambda_p \simeq 20 \quad (2)$$

であることが要請される。われわれの問題は(2)のような状況がどのようなときに実現されるかということである。

このような目的のためには、 λ_s と λ_p を同一のモデルから出発して、同一の近似で計算することが必要である。これができるのが、われわれの拡張されたジェリウム・モデルである。このモデルでは λ_s と λ_p は次のようにあたえられる¹⁾。

$$\lambda_s = \frac{3}{2} N(0) \ll \frac{\tilde{V}(q)^2 F(q)}{1 - \tilde{V}(q) F(q)} \gg, \quad (3)$$

$$\lambda_p = N(0) \ll \frac{V_{sc}(q)}{[1 - \tilde{V}(q) F(q)] + \frac{\xi}{2V_{sc}(q) N(0)}} \gg \quad (4)$$

$N(0)$ はフェルミ面での状態密度、 $F(q)$ は Lindhard 関数で、 $\lim_{q \rightarrow 0} F(q) = N(0)$ 、 $\tilde{V}(q)$ は電子間交換相互作用、

$$V_{sc}(q) = V(q) / [1 + (2V(q) - \tilde{V}(q)) F(q)] \quad (5)$$

は screened Coulomb interaction、 $V(q) = 4\pi e^2 / q^2$ は裸のクーロン相互作用、そして $\ll \dots \gg$ はフェルミ面上での q に関する平均を意味する。 ξ はイオン間相互作用のジェリウム・モデルからのずれを表わすパラメタで次のように定義される。

$$\Omega_q^2 - \Omega_{pl}^2 = \xi s_0^2 q^2 \quad (6)$$

Ω_q はスクリーンされる前のフォノン振動数, Ω_{pl} はイオン・プラズマ振動数, そして $s_0 = \Omega_{pl} / (8\pi e^2 N(0))^{1/2}$ は Bohm-Staver 音速である。本当のジェリウムでは $\xi = 0$, $\xi > 0$ ならば裸のイオン間反発力はジェリウムのそれよりも大きく, そして, $\xi < 0$ ならばその逆である。

λ_s が電子間交換作用の効果を直接的に反映することは周知の通りである。UPt₃ の場合でいうと, バンド計算から得た $N(0)$ を用いて, 低温での磁化率の大きさを再現するためには

$$\widetilde{V}(0) N(0) \equiv \overline{V} \simeq 0.95, \quad (7)$$

であることが要請される。重い電子系では電子間交換相互作用が強く, したがってまず λ_s の大きくなることが期待される。重要なことは, (4) から分るように λ_p も電子間交換相互作用の効果を直接的に受けるということである。 $\xi < 0$ の場合には λ_p の方が λ_s よりもより大きく交換増幅され, λ_s, λ_p の両方が大きくなると同時に

$$\lambda_p > \lambda_s \quad (8)$$

のような状況の実現することが期待される。

(3), (4) についての数値計算例が第 1 図である。この計算では, $k_F = 10^8 / \text{cm}$, $m = 20m_0$, そして $F(q)$ には自由電子の Lindhard 関数を用いている。図の(a)での破線は λ_s , 実線である。図の(a)および(b)を見ると, $\xi \leq 0$ であれば, 電子間交換相互作用の大きいところで, 確かに(2)のような状況が実現している。

BCS 型超伝導を, フォノンによる引力(λ_p)と spin fluctuation による斥力(λ_s)の両方を考慮して取り扱うと, その転移温度は次のような表式で与えられる。

$$T_s = \theta_D \exp\left(-\frac{1}{\lambda_{\text{eff}}}\right), \quad (9)$$

$$\lambda_{\text{eff}} = \frac{\lambda_p - \lambda_s}{1 + \lambda_p + \lambda_s}, \quad (10)$$

θ_D はデバイ温度である。図の(c)は, この λ_{eff} の計算結果である。 $\overline{V}$ の小さい領域では確かに $\overline{V}$ の増加は λ_{eff} の減少をもたらす。電子間交換相互あるいは強磁性的傾向が超伝導を妨げるというよく知られている事実である。しかし, ξ が負で適当な値である場合には, 図の $\xi =$

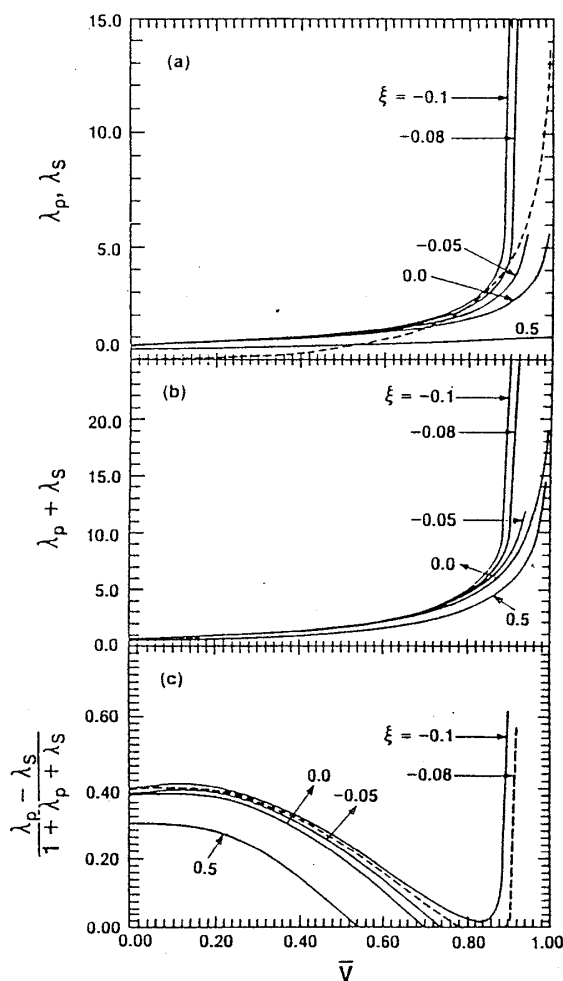
−0.08 や −0.1 の場合のように、 $\bar{V}$ の増大にともないいったん壊された超伝導が、 $\bar{V}$ のよりいっそうの増大により再び復活してくる。これは、電子間交換相互作用の効果が λ_s より λ_p の方により大きく反映して(8)のような事情が強化されるからである。重い電子系での超伝導はこのような機構によるものではないだろうか。

以上をまとめると、大きい γ が観測されるためには ξ が負で適當の大きさであり、そして $\bar{V}$ が大きくならなければならない。 $\bar{V} \rightarrow 1$ でも ξ が正で大きければ γ はそれ程大きくなれない。 ξ が負でもその値があまり大きくてはいけなない。 $\bar{V}$ 、したがって λ_s が大きくなる前に構造不安定(4)の分母が負)が起ってしまうからである。(2)のような状況が実現するのは ξ と $\bar{V}$ の狭い領域においてである。そして超伝導が起こるための条件はよりいっそうきびしい。

最後に $F(q)$ や $\tilde{V}(q)$ の q 依存性の重要性を指摘したい。自由電子では $F(q)$ は q の減少関数である。しかし、反強磁性的傾向のある電子系では $F(q)$ あるいは $\tilde{V}(q)F(q)$ は $q \neq 0$ のところで極大になり、そしてこのような場合(3),(4)から分るように λ_s および λ_p はより大きくなりやすい。この点で、実際の重い電子系が反強磁性的傾向を示していることはたいへん興味深い。

文 献

- 1) D. J. Kim, Phys. Rev. B 17 468 (1978).



第 1 図