

Title	A15型化合物とHeavy Fermions(Anderson Modelの厳密解とその応用に関する理論的研究,科研費研究会報告)
Author(s)	松浦, 民房
Citation	物性研究 (1986), 45(5): 43-46
Issue Date	1986-02-20
URL	<a href="http://hdl.handle.net/2433/91878">http://hdl.handle.net/2433/91878</a>
Right	
Type	Departmental Bulletin Paper
Textversion	publisher

## A15型化合物と Heavy Fermions

名大理 松浦民彦

A15型化合物、ならびに、高い  $T_c$ ,  $H_{c2}$  をもつ超伝導体 (ニオブニウム、ロジウムボライド化合物など) は、物性に様々な異常をもつことが知られている。ここではこれらの物質を Ce, U 化合物で議論されている Heavy Fermion System (HFS) と関連づけ、物性の異常も HFS に共通な性質として理解しようという観点を御紹介したい。<sup>1)</sup>

まず、どうしてこれらの物質は HFS として捉えられるのかを検討したい。

- (1)  $\gamma$  (比熱の  $T$  の一次係数),  $\chi(T)$ ,  $T_1, T_2$  など<sup>2)</sup> は強い温度依存性をもつ。すなわち  $T \lesssim 10^2 K$  に異常な増大が見られる。これらの事実はフェルミ面近傍に状態密度のピークが存在する<sup>3)</sup> とを示唆する。実際に従来<sup>4)</sup> の理論はこのピークを擬一次元モデルに基づいて導出したり、或いはバンド計算で導出してきた。
- (2) しかし、物性の異常は化合物の組成比を変えても依然として存在し、ピークはフェルミ面近傍に存在し続けるようにみえる。一体的起源のピークは組成比の変化とともに容易にフェルミ準位からはずれてしまう<sup>5)</sup> とを考慮すると、状態密度のこのピークは多体的起源のものであると考えるべきである。
- (3) 超伝導もこのピーク、すなわち重い有効質量をもった電子の状態密度、の奇巧が大きいのと思われる。このことは  $[c_s/c_n]_{T_c} = 3.3$  ( $Nb_3Ge^{3+}$ ),  $3.28$  ( $Mo_6Se_8^{4+}$ ),  $H_{c2} \sim 10 T$  など<sup>6)</sup> 重い超伝導電子質量を必要とする実験事実より結論できる。
- (4) このことから、この狭いピークの幅、或は重い電子質量の狭いバンド幅を推定しよう。 $H_{c2}(T=0) \sim \phi / 2\pi\xi_0^2$ ,  $\phi = hc/2e$ ,  $\xi_0 = \hbar v_F / \Delta \sim \hbar k_F^{-1} \xi_F^* / T_c$  から  $H_{c2}(0) \sim 30 T_c \sim 10 K$  とこの典型的な値を代入すると  $\xi_0 \sim 30 A$ , バンド幅  $\xi_F^* \sim 10^2 K$  となる。
- (5) さらに重い質量をもった粒子 (HF) が超伝導を担っていると考えると、その on-site interaction は repulsive で inter-site interaction が attractive になっている HFS で提案された異方的超伝導体にならざるを得ない。これは  $c_s \sim T^3$  の実験事実と consistent である。

それでは、Ce, U 系で HF の存在に果たしたスピンの役割は、この系では何によって担われているのであろうか。A15型などで<sup>7)</sup> は局所スピンは存在しないので、イオンの自由度に帰着させざるを得ない。これについて、重要な提案が Yu-Anderson において行われた。<sup>8)</sup>

Yu-Anderson は高温における電気抵抗値が大きいことから電子-格子相互作用  $V_{el-ph}$  が大きいと推定する。そしてこの  $V_{el-ph}$  を通して電子はイオンをスクリーンし各イオンの運動を局所フォノンとすると共にポテンシャルを double-well にすると考えた。

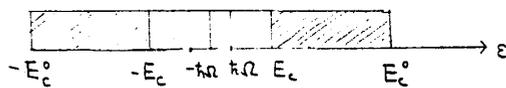
ゆえにこれは Yu-Anderson の局所フォノンモデルをとるが Yu-Anderson とは異なり、

- (1) イオンの振動より速く動く電子のみを消去し、全部は消去しない。
- (2)  $Q$  (イオンの変位) の一次項だけでなく、高次項も考慮する。

ハミルトニアンとして次のものをとる。

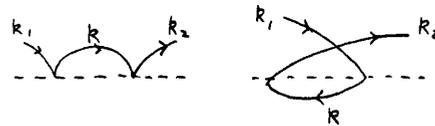
$$H_{el-ph} = \int dr [V(r-Q\hat{z}) - V(r)] \psi^\dagger(r) \psi(r) \\ = \frac{1}{N} \sum_{k,k'} V(k-k') \{ \exp[-i(k_z - k'_z)Q] - 1 \} c_k^\dagger c_{k'} \quad (1)$$

ここで"はまず" スピinless 粒子と考える。Poor-man's スケ-リング<sup>6)</sup>により粒子エネルギーがイオン振動エネルギーより大きい部分を消去する。



斜線の部分を消去する。

$$E_c \gg k\Omega$$



$$|\varepsilon_{k_1}|, |\varepsilon_{k_2}| < E_c$$

$$E_c < |\varepsilon_k| < E_c^0$$

近藤問題の場合と異なり、 $Q$  は可換であり、また  $|\varepsilon_k| > E_c \gg k\Omega$  を考慮に入れるとエネルギーの繰り込みのみが生じる。これをイオンに対するポテンシャルに繰り込む。

$$\Delta V = \int_{E_c}^{E_c^0} dE \frac{1}{N} \sum_{k_1} \frac{P}{\omega - E - |\varepsilon_{k_1}|} 4 \langle V^2(k-k_1) \sin^2(k_2 - k_{1z})Q/2 \rangle, \quad (2)$$

$$V(Q) \equiv \frac{M\Omega^2}{2} Q^2 + \Delta V(Q). \quad (3)$$

イオンに対する繰り込まれたポテンシャル  $V(Q)$  が  $Q=0$  の囲りで負の曲率をもつ条件は、

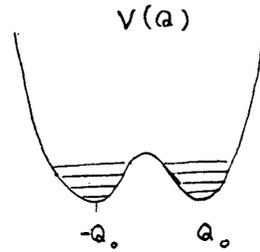
$$\frac{1}{2} M \Omega^2 + \frac{2}{3} \ln 2 \cdot [k_F P v_0]^2 (E_c - E_c^0) < 0, \quad (4)$$

となる。  $v_0 \sim v(k_F) \sim v_F$  .

ここで次の仮定をし話を簡単にする。

(1) double-well は十分に深い

$$|V(\pm Q_0)| \gg \hbar \Omega$$



(2)  $\pm Q_0$  の周りのポテンシャルの曲率を  $M\Omega'^2$  ( $Q' \sim \Omega$ ) とおく。

(3) イオンの振動状態を最低エネルギーの波動関数のみで記述する。

$$\Phi(Q) = \sum_{\alpha=\pm} b_{\alpha} \left( \frac{M\Omega'}{\pi\hbar} \right)^{1/4} \exp \left[ -M\Omega' (Q - \alpha Q_0)^2 / 2\hbar \right] \quad (5)$$

$b_{\alpha}, b_{\alpha}^{\dagger}$  は Fermion operator と考える。

これらの仮定をするとはにより消去したように電子 (エネルギーの絶対値が  $E_c$  より小さいもの) と double-well 中を動かすイオンの相互作用ハミルトニアンは、

$$\begin{aligned} H_{el-ph} &= \langle \Phi | H_{el-ph} | \Phi \rangle \\ &= \frac{1}{N} \sum_{\mathbf{k}} \sum_{\mathbf{k}'}^{|\mathbf{k}| < E_c, |\mathbf{k}'| < E_c} V(\mathbf{k}-\mathbf{k}') b_{\alpha}^{\dagger} \left[ -i(k_z - k'_z) Q_0 \hat{\alpha}_z \right. \\ &\quad \left. + \frac{\hbar}{M\Omega'} Q_0^2 \exp(-M\Omega' Q_0^2 / \hbar) (-i(k_z - k'_z) Q_0 / 2) \hat{\alpha}_x \right]_{\alpha\alpha'} b_{\alpha'} c_{\mathbf{k}}^{\dagger} c_{\mathbf{k}'} \quad (6) \end{aligned}$$

となる。ここで  $\hat{\alpha}_z, \hat{\alpha}_x$  は  $\alpha = \pm$  に対するパウリ行列でそれぞれ散乱に伴う対角, 非対角項を与える。

(6) で記述されるハミルトニアンをもつ系は準位として知られ、その多体効果は Kondo<sup>7)</sup> により調べられ、以後何人にもよって研究されてきた。とりわけ、Vladar-Zawadowski<sup>8)</sup> は(6)を詳細に調べ、低温になるに従って電子、準スピンの結合定数は増大し、また  $x, y, z$  成分が等しい等方的準スピン  $1/2$  と電子とからなる系に帰着する<sup>9)</sup> とを示した。

従ってこの結果を使えば、われわれは低温の物性を議論するにきり、準スピン  $1/2$  の  $s-d$  モデル或はアンダーソンモデルを用いて系を取り扱えばよいことになる。1個の不純物系の低温の性質は、山田, 岡田, 吉森等<sup>9)</sup> により十分調べられている。

周期的アンダーソンモデルの低温での状態として HF の出現も多くの著者により研究されており、その超伝導も研究されてきた。しかし、ここでは、A15 型化合物など強 $\parallel$ 、電子-格子相互作用をもった系のハミルトニアンが周期的アンダーソンハミルトニアン、或いは s-d ハミルトニアンで記述され、HF の出現の可能性があり、実験事実は HF の存在と整合して $\parallel$ ることを示したことを註を終えた。

最後に黒田義浩、長岡洋介氏をはじめとする研究室の諸氏、福山秀敏氏との議論に感謝する。

### References

- (1) T. Matsuura, K. Miyake : preprint  
       " : J. Phys. Soc. Jpn 55 (1986) NO.1
- (2) M. Weger and I. B. Gidsberg : Solid State Physics, ed. H. Ehrenreich, F. Seitz and D. Turnbull (Academic Press, New York and London, 1973) Vol. 28, p1.  
       S. V. Vonosovsky, Yu. A. Izumov and E. Z. Kurmaev : Superconductivity of Transition metals (Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1982) p. 259.  
       L.R. Testardi : Rev. Mod. Phys. 47 (1975) 637.
- (3) G. R. Stewart, L. R. Newkirk and F. A. Valencia : Solid State Commun. 26 (1976) 417
- (4) N. Kobayashi, S. Higuchi and Y. Muto : Proc. 4th Conf. on Superconductivity in d- and f-Band Metals (Karlsruhe 1982) p. 173.
- (5) C. C. Yu and P. W. Anderson : Phys. Rev. B 29 (1984) 6165.
- (6) P. W. Anderson : J. Phys. C 3 (1970) 2436
- (7) J. Kondo : Physics (N.Y.) 84B (1976) 40 ; *ibid.* 207
- (8) K. Vlader and A. Zawadowski : Phys. Rev. B 28 (1983) 1564 ; *ibid.* 1582
- (9) K. Yamada : Prog. Theor. Phys. 53 (1975) 970  
       K. Yosida and K. Yamada : *ibid.* 1286  
       A. Yoshimori : Prog. Theor. Phys. 55 (1976) 67.