# アンダーソン局在における相互作用効果

物性研　福山秀敏

I. Abrahams ら(1979)[1] のスケーリング理論以後，アンダーソン局在に対する微視的な理解の進展は著しい。[2] とくに，乱雑さの度合いを表わすパラメーター，$\lambda \equiv \hbar/2\pi\epsilon_F\tau$ ($\epsilon_F$：フェルミエネルギー，$\tau$：寿命)，について単純な摂動が許される弱局在の領域(WLR)については，かなり事情がはっきりしてきている。[3] ここでは相互作用の果たす重要な役割が明らかになってきた。相互作用の大きさを $g$ とした時，種々の物理量，$P$，が各次元($d$)で次のような特異な温度依存性を持つ；

$$P = P_0 \; [1 + \lambda^{d-1} \; g \; G_d(T)] \quad , \tag{1}$$

$$G_d(T) \propto \ell n \, \tau T \quad (d=2) \quad , \quad \sqrt{T} \quad (d=3) \quad . \tag{2}$$

ここで，$P_0$ は clean な系($\lambda=0$)での物理量の値である。

II. 上の結論は，乱雑さ($\lambda$)及び相互作用($g$)，いづれについても最低次の範囲である。当然いづれのパラメーターについても，高次の寄与が問題となる。

(i) まず，WLR において，即ち $\lambda$ の最低次の範囲で，$g$ の高次が重要になる場合が考えられる。この状況は，多くの系(例えば MOS)で問題となっている。元来，超伝導，或いは強磁性のような相転移が起こる系ではとくに重要である。これについては，最近の研究[4]がある。

(ii) 一方，$\lambda$ の高次の寄与は，WLR を離れて強局在に近ずくと重要になる。この問題は $g=0$ の場合，$d=2$ について Vollhardt - Wölfle[5] が解答を与えている。

(iii) $g \neq 0$ の場合については，$\lambda g$ の高次について，繰り込みの方法で Grest - Lee (GL)[6] が考えている。これは，余り強くない長距離の斥力が働いている場合について適当なモデルであろう。この GL の理論の重要な結論のひとつは，$d=3$ での金属・非金属を分ける臨界濃度，$N_c$，近傍での伝導率，$\sigma$，の振舞いについてである。G.A. Thomas ら，BTL のグループの $S_i-P$ に対する見事な実験は[7]

$$\sigma \propto (N - N_c)^{\gamma} \quad ; \quad \gamma = \gamma_{exp} = 0.55 \pm 0.10 \quad , \tag{3}$$

と整理されるが，GL では $\gamma_{GL} = 0.6$ となる。これは，$g=0$ のときの $\gamma_L = 1$ に対比される。また，$N_c$ をはさんで金属側の $\sigma$ と非金属側の誘電率，$\epsilon$，との指数の比の理論値は $2/3$ である。

III. $\lambda$ と $g$ の本質的な絡み合いは，$d=1$ の場合により顕著となる。$\lambda \neq 0$，$g=0$ では，全ての状態が局在し，$\sigma=0$ となる。一方，$\lambda=0$，$g \neq 0$ の系では，相互作用の型及び符号により，$T \to 0$ で種々の応答関数が発散する。この際，相互作用に

ついての単純な摂動計算は無意味で、高次の項を正しく取り込む必要がある。

$\lambda \neq 0$, $g \neq 0$ ではどうなるであろうか？

これは、high $T_c$ 系の可能性との関連等でも現実的にも重要である。この問題については、従来、Chui－Bray,[8] Apel,[9] Apel－Rice[10] らの研究がある。これらは、級数の収束条件を調べたり、或いは、応答関数を単純に不純物ポテンシャルで展開する方法を用いるもので、アンダーソン局在に対する取り扱いが必ずしも明快でない。最近、Suzumura ら[11] は $d=1$ のアンダーソン局在に対する新しい見方を考えた。それは、電子系の持つ電荷とスピンのゆらぎを位相で現わし,[12] 局在化を位相のピン止め過程[13]として記述する方法である。この方法によれば、電子間の相互作用の効果を考慮するのは、比較的容易である。この考え方では問題にすべきハミルトニアンは次式で与えられる。

$$H = H_\rho + H_\sigma + H' \quad , \tag{4}$$

$$H_\rho = \int dx \; [A_\rho(\nabla\theta)^2 + C_\rho P^2] \quad , \tag{5}$$

$$H_\sigma = \int dx \; [A_\sigma(\nabla\phi)^2 + C_\sigma M^2 + B_\sigma \cos 2\phi] \quad , \tag{6}$$

$$H' = \sum_i V_0 \cos\phi(x_i) \cos(2k_F x_i + \theta(x_i)) \quad . \tag{7}$$

ここで、$\theta$, $\phi$ はそれぞれフェルミオンのボゾン表現により導入された位相で、$P$ と $M$ はそれに正準共役な変数である。(7) で $x_i$ は不純物の座標である。例として、簡単に Fig. 1

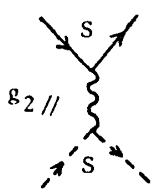


Fig. 1

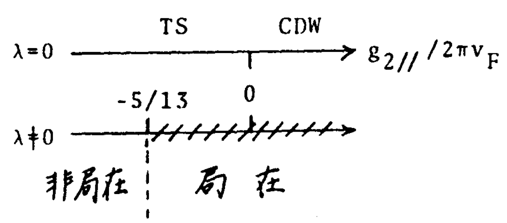


Fig. 2

で与えられる相互作用を考えると、(実線, 破線はそれぞれ、$k_F$, $-k_F$ 近傍での電子で、S はスピンの添字), Fig. 2 のような結論が得られる。

[文献]


(1) E. Abrahams et al., Phys. Rev. Lett. 42 (1976) 673.
(2) e.g. "Anderson Localization" (Springer Verlag, 1982).
(3) e.g. H. Fukuyama, Surf. Sci. 113 (1982) 489; ICPS-82 (Montpellier); 物理学最前線・2」(共立出版)
(4) H. Fukuyama, Y. Isawa and H. Yasuhara, J. Phys. Soc. Jpn. 52 (1983) 16.
(5) D. Vollhardt and P. Wölfle, Phys. Rev. B22 (1980) 4666.
(6) G.A. Grest and P.A. Lee, to appear in Phys. Rev. Lett.
(7) M.A. Paalanen et al., Phys. Rev. Lett. 48 (1982) 1284.
(8) S.T. Chui and J.W. Bray, Phys. Rev. B16 (1977) 1329, B19 (1979) 4020.
(9) W. Apel, J. Phys, C 15 (1982) 1973.
(10) W. Apel and T.M. Rice, preprint.
(11) Y. Suzumura and H. Fukuyama, to be submitted to J. Phys. Soc. Jpn.
(12) Y. Suzumura, Prog. Theor. Phys. 61 (1979) 1.
(13) H. Fukuyama and P.A. Lee, Phys. Rev. B17 (1978) 535.