

无序合金中相干势近似的另一种推导 ——紧束缚模型

张 昭 庆

(中国科学院物理研究所)

1981 年 3 月 23 日收到

提 要

本文用 Matsubara 和 Toyozawa 的 locator 展开方法重新推导单粒子和双粒子格林函数的相干势近似 (CPA) 方程。文中不采用对累积量做自洽处理的方法来考虑原子之间的体积排斥效应, 而采用 Yonezawa 早先提出的一种图形法。本文的重点是提出一个可以用来生成单格点图形自洽方程的系统方法, 并用在处理双粒子平均格林函数上。这种处理方法可以推广到处理包括液态金属或非晶态金属等具有短程序系统电导率的 CPA 方程。

一、引 言

自从 Soven^[1] 在 1967 年提出相干势近似 (CPA) 方法来处理电子态密度后, CPA 的方法已经很普遍地使用于具体的材料上。CPA 在物理上是个平均场的理论, 在数学上又是严格地包括在单格点近似下所有的图形。正是因为此方法物理上的简单性和数学上的完整性, 因而引起大家的兴趣。在 1969 年 Velicky^[2] 提出了电导率的 CPA 解。但这些都是限制在没有短程序的无序合金。对于结构无序但具有短程序的液态金属和非晶态金属相对应的 CPA 方程经过多人的尝试^[3,4], 一直到 1974 年 Roth^[5] 提出的有效介质的方法才解决了电子态密度的 CPA 方程, 但是关于电导率的 CPA 方程一直到最近才解决^[6,7]。

单格点近似下的 CPA 方程一般只适用于低浓度的合金或掺杂, 它给出的态密度没有共振态和带尾态的性质。过去十年来, 许多作者曾试图将它推广至高阶的多点近似 (Multiple-site CPA 或 Cluster CPA), 由于格林函数的解析性丢失了, 结果并不理想^[8]。至于决定电导率的平均双粒子格林函数, 在单格点 CPA 近似下, 在合金或掺杂的浓度大时也不能给出 Anderson 从扩展态到局域态的转变, 这也是由于单格点近似的结果。但是若要将双粒子格林函数往更高阶推广, 其困难程度自然比单粒子格林函数更大。本文主要是介绍一种新的系统处理单格点近似下的双粒子格林函数方法, 这方法将在另一文^[14]中被推广到处理结构无序系统, 如液态金属或非晶态金属等具有短程序的系统上求电导率的 CPA 方程, 这问题才是我们比较感兴趣的。

我们利用 Matsubara 和 Toyozawa (M-T)^[9] 的 locator 展开方法, 对于不同原子之间的体积排斥效应的处理, 我们不采用 Leath^[10] 的方法。他用 locator 展开的膺 Dyson 方程与传播子展开的 Dyson 方程之间等价关系, 直接从累积量的自洽方程得到 CPA 的结

果. 我们采用 Yonezawa 和 Watabe^[11,12] 较早提出的取单格点图形的方法. 我们利用单格点图形的性质提出一个可以用来生成单格点图形自洽方程的普遍方法. 在处理不具有短程序的无序合金时这方法得到与 Velicky^[2] 和 Leath^[10] 同样的结果.

二、紧束缚模型和平均单粒子格林函数

我们仍然采用一个简单的紧束缚模型来描述一个两元无序合金系统. 它包括 A, B 两种原子, 其成分分别为 $1 - c$ 和 c , 格点的能量为 E_A 和 E_B . 在一固定的组态下, 单电子的哈密顿量可写为

$$H = \sum_i \epsilon_i |i\rangle \langle i| + \sum_{i \neq j} t_{ij} |i\rangle \langle j| = H_0 + W, \quad (1)$$

其中 ϵ_i 为电子在格点 i 的能量, t_{ij} 为电子从格点 j 跳到 i 的跳跃能. 单粒子格林函数 $\tilde{g}$ 可展开为

$$\tilde{g} = (E - H)^{-1} = g + gWg + gWgWg + \dots \quad (2)$$

上式中 $g = (E - H_0)^{-1}$. 若令 $g_o(E) = \langle o | g | o \rangle = (E - \epsilon_o)^{-1}$, ϵ_o 是电子在格点 o 的能量, 则平均单粒子格林函数 G_o 可用 M-T 的方法^[8] 展开, 若先将一部分非单格点图形省略, 则

$$G_o = \langle o | \tilde{g} | o \rangle_c = \langle g_o \rangle_c + \langle g_o^2 \rangle_c U_o(G_o) + \langle g_o^3 \rangle_c U_o^2(G_o) + \dots \quad (3)$$

$$\begin{aligned} U_o(G_o) &= \sum_j \tilde{t}_{oj} G_o t_{jo} + \sum_{j,k} \tilde{t}_{oj} G_o \tilde{t}_{jk} G_o \tilde{t}_{ko} \\ &\quad + \sum_{j,k,l} \tilde{t}_{oj} G_o \tilde{t}_{jk} G_o \tilde{t}_{kl} G_o \tilde{t}_{lo} (1 - \delta_{ok})(1 - \delta_{jl}) \\ &= U_1 + U_2 + U_3 + \dots \end{aligned} \quad (4)$$

上式中 $\langle \rangle_c$ 代表对所有的组态取平均而 $\tilde{t}_{jk} = t_{jk}(1 - \delta_{jk})$, 在这里 $\tilde{t}_{jk} = t_{jk}$, 但在另文^[14] 中处理有短程序的系统时, $1 - \delta_{ij}$ 由径向分配函数 $g(r_{ij})$ 取代. 为了与文献[14]保持连贯性, 我们还是采用 $\tilde{t}$ 的符号. G_o 与 U_o 可以用图形表示在图 1 中.

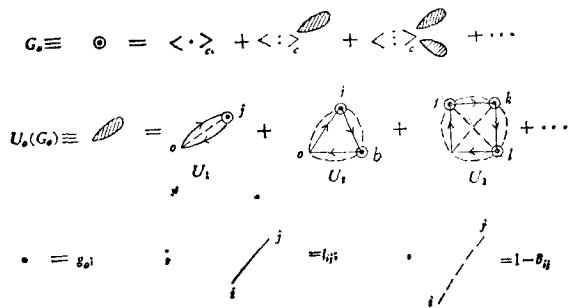


图 1

在图 1 里 U_o 图中的 j, k, l 点有一重整化的 G_o , 并对所有格点求和. 注意, 在 U_n 图中的 $n + 1$ 个格点都不相同, 这些均由 $(1 - \delta_{ij})$ 的乘积来表示. 在 U_3 图的 $(1 - \delta_{ok})(1 - \delta_{jl})$ 可分解成 4 项而 $(i-j)$ 之间的点线代表 $-\delta_{ij}$, 如图 2 所示.

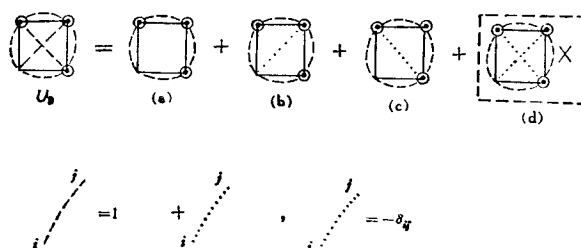


图 2

在 CPA 中我们省略任何有点线交叉的图形如(图 2(d)). 这些图均不代表单格点图形. 这省略等价于对累积量的自洽修正^[10]. 从图 2 以后图中 t_{ij} 的箭头均省略. 按照这原则 Y-W^[12] 从 U_0 的自洽方程得到液态金属态密度的 CPA 方程. 这里我们将通过求 G_0 的自洽方程来得到 CPA, 并把它推广到求双粒子格林函数上. 非对角的格林函数 $(G_{nd})_{ij} = \langle i | \tilde{g} | j \rangle_c$ ($i \neq j$) 可以用图形表示在图 3 中.

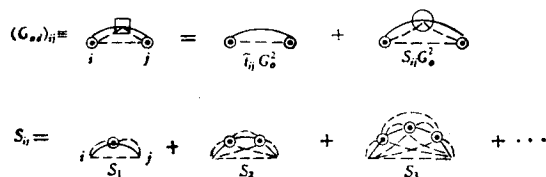


图 3

按照单格点近似的原则, 可以对图 3 中 S 的图形分解, 并逐步省去非单格点的图形. 我们先将 S 图形中的 $(1 - \delta_{ij})$ 展开, 可得到 T 与 U_0 的图. T 的图形表示在图 4 中. 从图 4, 我们有

$$S_{ij} = T_{ij} - U_0 \delta_{ij}. \quad (5)$$

若将 $(T_3)_{ij}$ 的 $(j-k)$ $(j-l)$ 之间的虚线展开只保留单格点的图, 可得到图 4(a), 4(b), 4(c), 其他如图 4(d)—4(g) 均为非单格点图, 可以省略.

按图 4 中 $\tilde{S}'$ 的定义 T_3 可写为

$$T_3 = \tilde{S}'_3 - iG_0 U_2 - S_1 G_0 U_1. \quad (6)$$

按同样的方法, T_n 图中 $(1 - \delta_{l_1 j})(1 - \delta_{l_2 j}) \cdots (1 - \delta_{l_{n-1} j})$ 的因子可展开为

$$\begin{aligned} & -\delta_{l_1 j}(1 - \delta_{l_2 j}) \cdots (1 - \delta_{l_{n-1} j}) - \delta_{l_2 j}(1 - \delta_{l_3 j}) \cdots \\ & (1 - \delta_{l_{n-1} j}) - \cdots - \delta_{l_{n-1} j} + 1. \end{aligned} \quad (7a)$$

利用(7a)式及图 1 中 U_n 的图和图 4 中 $\tilde{S}'$ 及 S_n 的图, 则 T_n 可写为

$$T_n = \tilde{S}'_n - iG_0 U_{n-1} - S_1 G_0 U_{n-2} - S_2 G_0 U_{n-3} - \cdots - S_{n-2} G_0 U_1. \quad (7b)$$

利用(4)式可得

$$T = \sum_{n=1}^{\infty} T_n = \tilde{S}' - (\tilde{t} + S)G_0 U_0. \quad (8)$$

若再将 $\tilde{S}'_{ij}$ 图中连接 i 点的虚线展开只取单格点图, 如 $(\tilde{S}_3)_{ij}$ 可得图 4(h)—4(j) 的图形. $\tilde{S}'$ 的方程可以算子形式写为

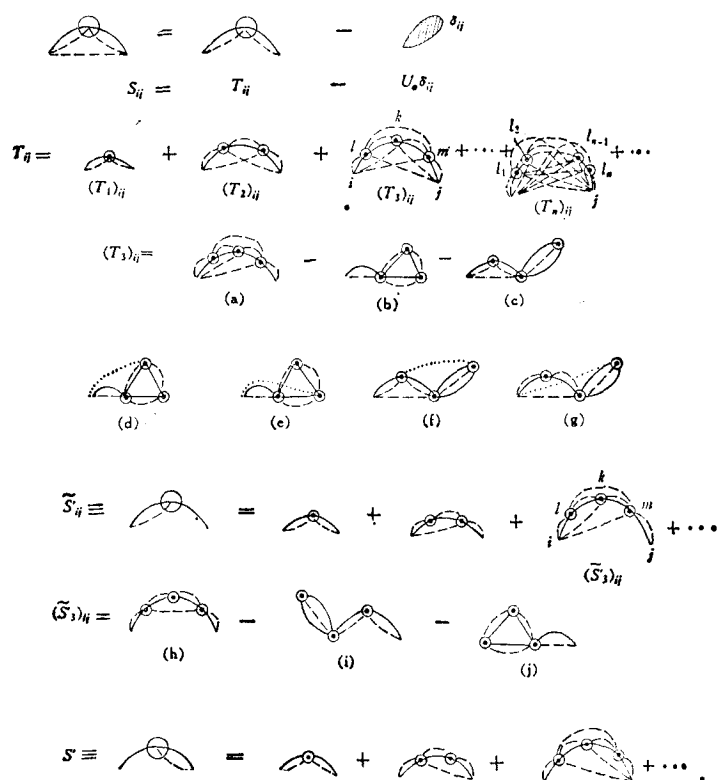


图 4

$$\tilde{S}' = iG\tilde{t} - G_o U_o (\tilde{t} + \tilde{S}'), \quad (9)$$

$$G = G_o + G_{nd} = G_o + G_o^2 (\tilde{t} + S). \quad (10)$$

而
上式中的 G_{nd} 由图 3 给出. 利用公式(5)–(9)可解得

$$\tilde{t} + \tilde{S}' = (\tilde{t}G\tilde{t} + \tilde{t})G_o^{-1}\beta, \quad (11)$$

$$G = \beta^2(\tilde{t}G\tilde{t} + \tilde{t}) + \beta, \quad (12)$$

而

$$\beta = \frac{G_o}{1 + U_o G_o} \quad \text{或} \quad U_o = \beta^{-1} - G_o^{-1}. \quad (13)$$

对(12)式做傅氏变换可得

$$G_{ij} = \frac{1}{N} \sum_{\mathbf{k}} G_{\mathbf{k}} e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_{ij}}, \quad (14a)$$

$$\tilde{t}_{ij} = \frac{1}{N} \sum_{\mathbf{k}} \tilde{e}(\mathbf{k}) e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_{ij}}, \quad (14b)$$

$$G_{\mathbf{k}} = \frac{1}{\beta^{-1} - \tilde{e}(\mathbf{k})}. \quad (15)$$

若令 $\beta^{-1} = E - \Sigma$, 则

$$G_o = \frac{1}{N} \sum_{\mathbf{k}} G_{\mathbf{k}} = \frac{1}{N} \sum_{\mathbf{k}} \frac{1}{E - \Sigma - \tilde{e}(\mathbf{k})}. \quad (16)$$

从(3)式利用下式

$$\langle g_o^m \rangle_c = (1 - c)g_A^m + c g_B^m, \quad (17)$$

$$g_A = [E - E_A]^{-1}, \quad g_B = [E - E_B]^{-1}, \quad (18)$$

可得

$$G_o = \frac{(1 - c)g_A}{1 - U_o g_A} + \frac{c g_B}{1 - U_o g_B}. \quad (19)$$

将(13)式及 $\beta^{-1} = E - \Sigma$ 代入(19)式, 则 G_o 可写为

$$G_o = \frac{1 - c}{G_o^{-1} - (E_A - \Sigma)} + \frac{c}{G_o^{-1} - (E_B - \Sigma)}. \quad (20)$$

(16)及(20)式正是 CPA 的结果。从上述分解方法所得到 S 或 G_o 的自洽方程正是包括所有的单格点图形, 这正是 CPA 的主要内容。下面我们将这个方法推广到双粒子格林函数上。

三、平均双粒子格林函数

平均双粒子格林函数可定义为

$$\langle \tilde{g}^{(2)} \rangle_c = \langle \tilde{g} \cdot \tilde{g} \rangle_c. \quad (21)$$

为了方便, 我们在系综平均之外加上 4 个 $\tilde{W}$, $\tilde{W}$ 的定义:

$$\tilde{W} = \sum_{i \neq j} \tilde{t}_{ij} |i\rangle \langle j|, \quad (22)$$

则双粒子格林函数可用 Π 来表示,

$$\Pi(y, z) = \tilde{W} \langle \tilde{g}(y) \tilde{W} \cdot \tilde{W} \tilde{g}(z) \rangle_c \tilde{W}. \quad (23)$$

上式中的 y, z 代表不同格林函数的能量。在电导率中 y, z 分别是电子和空穴的能量。

Π 的矩阵元可写为

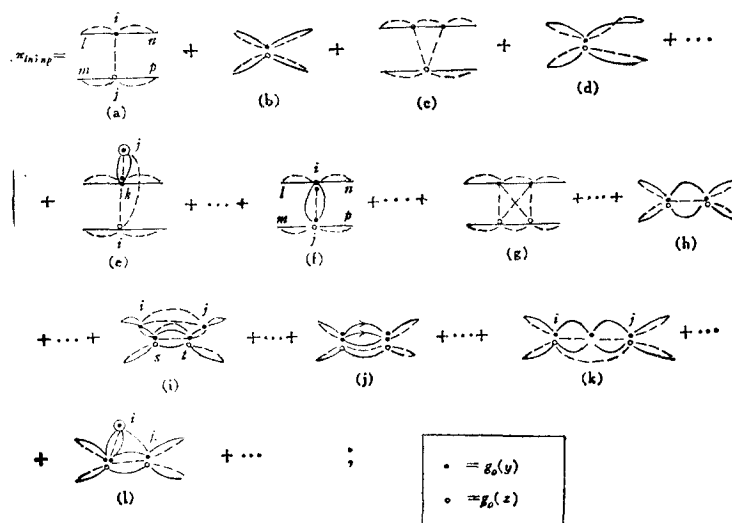


图 5

$$\Pi_{lm:n,p}(y, z) = \langle l | \tilde{W} \tilde{g}(y) \tilde{W} | n \rangle \cdot \langle m | \tilde{W} \tilde{g}(z) \tilde{W} | p \rangle. \quad (24)$$

上式中因为 4 个 $\tilde{W}$ 是在系综平均后另加的, 所以在这里我们取系综平均时将不考虑 l, n, m, p 这四点的作用. 将(2)式代入上式, Π 的展开可用图 5 来表示.

在以上复杂的图形中, 我们先将一部分非单格点图形省略, 如图 5(f) 5(j) 的全部和 5(e), 5(i), 5(k), 5(l) 的部分. 这包括 5(e), 5(k), 5(l) 中 $(i-j)$ 的虚线和 5(i) 中 $(i-t)$, $(j-i)$, $(j-s)$ 之间的虚线. 这样我们可以用重整化的 G_o 来表示 Π . 经过整理后 Π 可用图 6 来表示. 注意, 图 6 中仍包括一部分非单格点图形, 这将在以后逐步省略.

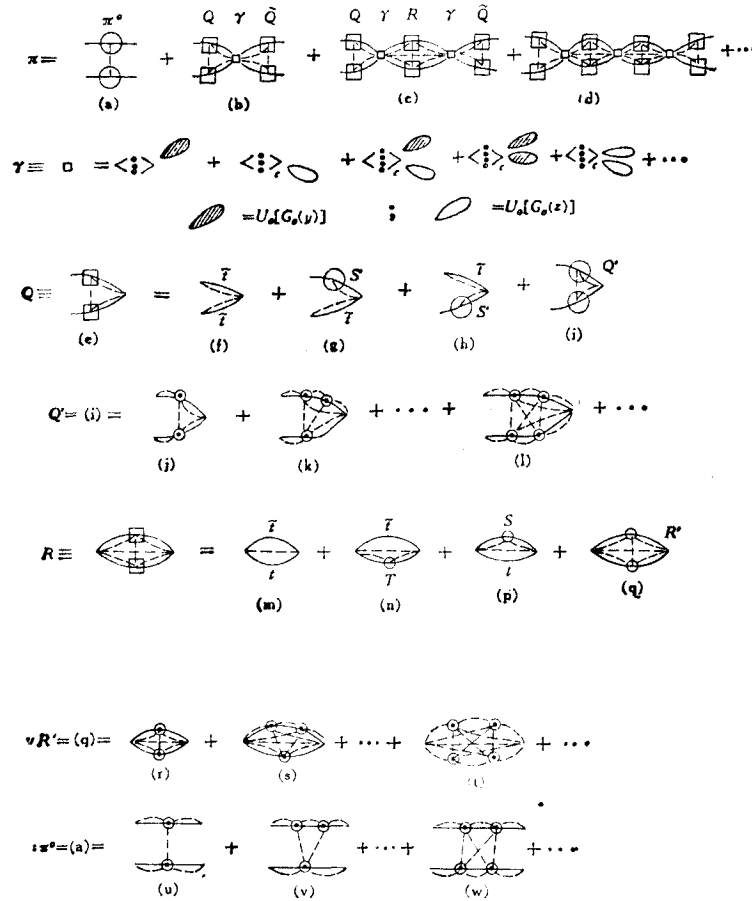


图 6

上图中 6(g), 6(h), 6(n), 6(p) 中的 S' , S 和 T 在图 3, 4 中表示出, $\tilde{Q}$ 与 Q 有左右对称的关系. 注意, 在这里我们用同样的符号来代表 $G_o(y)$ 和 $G_o(z)$, 但是在每个图上边的 G_o 为 $G_o(y)$, 下边的为 $G_o(z)$. 图 6 中的 γ 可写为

$$\begin{aligned} \gamma = & \langle g_o(y) g_o(z) \rangle_c + \langle g_o^2(y) g_o(z) \rangle_c U_o[G_o(y)] \\ & + \langle g_o(y) g_o^2(z) \rangle_c U_o[G_o(z)] \\ & + \langle g_o^2(y) g_o^2(z) \rangle_c U_o[G_o(y)] U_o[G_o(z)] + \dots \end{aligned} \quad (25)$$

利用下面等式

$$\langle g_o^n(y) g_o^m(z) \rangle_c = (1-c) g_A^n(y) g_A^m(z) + c g_B^n(y) g_B^m(z) \quad (26)$$

和(13),(18)式以及 $\beta^{-1} = E - \Sigma$, 则 γ 可简化为

$$\gamma = \frac{(1-c) G_o(y) G_o(z)}{\{1 - [E_A - \Sigma(y)] G_o(y)\} \{1 - [E_A - \Sigma(z)] G_o(z)\}} + \frac{c G_o(y) G_o(z)}{\{1 - [E_B - \Sigma(y)] G_o(y)\} \{1 - [E_B - \Sigma(z)] G_o(z)\}}. \quad (27)$$

现在我们将图 6 中 R' 和 Q' 图上下连接 $G_o(y)$ 和 $G_o(z)$ 的虚线展开, 利用前面处理平均单粒子格林函数的方法, R' 和 Q' 所满足的单格点方程式可由图 7 来表示.

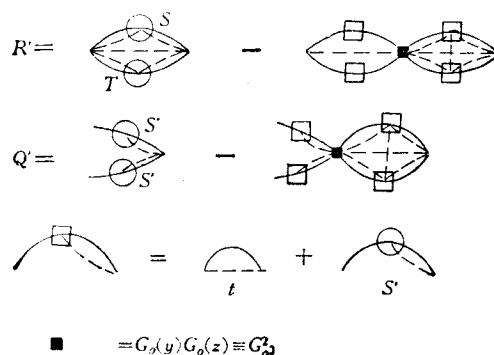


图 7

图 6 和 7 中的 $R, R', Q, Q', \tilde{Q}$ 等可用算子形式写为

$$R' = S \cdot T - (\tilde{i} + S) \cdot (t + T) \tilde{G}_o^2 R, \quad (28)$$

$$R = (\tilde{i} + S) \cdot (t + T) - (\tilde{i} + S) \cdot (t + T) \tilde{G}_o^2 R, \quad (29)$$

$$Q' = S' \cdot S' - (\tilde{i} + S') \cdot (\tilde{i} + S') \tilde{G}_o^2 R, \quad (30)$$

$$Q = (\tilde{i} + S') \cdot (\tilde{i} + S') (1 - \tilde{G}_o^2 R), \quad (31)$$

$$\tilde{Q} = (1 - \tilde{G}_o^2 R) (\tilde{i} + S') \cdot (\tilde{i} + S'), \quad (32)$$

$$\tilde{G}_o^2 = G_o(y) G_o(z). \quad (33)$$

上式中定义(32)式 $\tilde{Q}$ 的方程可从(31)式 Q 方程的对称性求得. 注意图 6 和图 7 的图形的表示 R 及 R' 只有 $R_{ii,jj}$ 的矩阵元, 而 Q, Q' 只有 $Q_{lm,ii}$ 的矩阵元. 若我们用算子的形式(28)–(31)式来代表图形, 则必须令其他的矩阵元为零. 比较图 4 中 S' 的图形及图 3 中 G_{nd} 的图可得

$$\tilde{i} + S' = \tilde{i} G G_o^{-1}, \quad (34)$$

同样

$$\tilde{i} + \tilde{S}' = G G_o^{-1} \tilde{i}. \quad (35)$$

从(29)式可得

$$R = \frac{(\tilde{i} + S) \cdot (t + T)}{1 + (\tilde{i} + S) \cdot (t + T) \tilde{G}_o^2}. \quad (36)$$

令

$$M = 1 - \tilde{G}_o^2 R = [1 + (\tilde{i} + S) \cdot (t + T) \tilde{G}_o^2]^{-1}, \quad (37)$$

则图 6 中除 Π^o 以外所有的图加起来可写为

$$\tilde{t}G \cdot \tilde{t}GM \left[\frac{\gamma \tilde{G}_o^{-4}}{1 - \gamma R} \right] M G \tilde{t} \cdot G \tilde{t}. \quad (38)$$

最后, 图 6 中 Π° 的图形对连接 $G_o(y)$ 和 $G_o(z)$ 上下虚线展开, 则在单格点近似下, Π° 满足图 8 的方程.

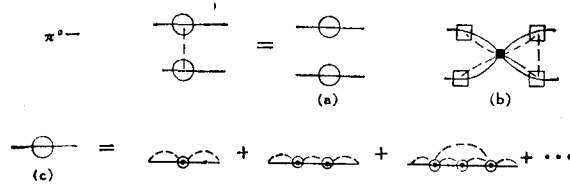


图 8

图 8(c) 的展开正是 $\tilde{t}G\tilde{t}$. 利用(35), (32)和(37)式, Π° 可写为

$$\Pi^\circ = \tilde{t}G\tilde{t} \cdot \tilde{t}G\tilde{t} - \tilde{t}G \cdot \tilde{t}GM \tilde{G}_o^{-2} G \tilde{t} \cdot G \tilde{t}. \quad (39)$$

现在再将 $\Pi_{mn,lp}$ 的下标 m, n, l, p 去掉, 完全以算子的形式来表示, 则 $\tilde{t}$ 必须以 $\tilde{W}$ 来取代. 将(38)和(39)式合并最后得到

$$\Pi = \tilde{W}G\tilde{W} \cdot \tilde{W}G\tilde{W} + \tilde{W}G \cdot \tilde{W}GAG\tilde{W} \cdot G\tilde{W}, \quad (40)$$

而

$$A = \tilde{G}_o^{-4} \left[M \frac{\gamma}{1 - R\gamma} M - \tilde{G}_o^2 M \right]. \quad (41)$$

在不考虑短程序时 $(\tilde{t} + S) \cdot (t + T)$ 等于 $(\tilde{t} + S) \cdot (\tilde{t} + S)$, 注意到它只有 $(\tilde{t} + S)_{ij}(\tilde{t} + S)_{ji}$ 的矩阵元. 利用(12)式可得

$$\begin{aligned} \tilde{G}_o^4 (\tilde{t} + S)_{ij}(\tilde{t} + S)_{ji} &= [G(y) - G_o(y)]_{ij} [G(z) - G_o(z)]_{ji} \\ &= G(y)G(z) - G_o(y)G_o(z). \end{aligned} \quad (42)$$

将(42)式的结果代入(36), (37)及(41)式, 经过一些运算后可得

$$A = \frac{\tilde{G}_o^{-2} - \gamma^{-1}}{1 - [\tilde{G}_o^{-2} - \gamma^{-1}]G \cdot G}. \quad (43)$$

(40)和(43)式是一般双粒子格林函数顶角展开的形式. 而顶角的修正为 $\Lambda = \tilde{G}_o^{-2} - \gamma^{-1}$. 最后我们还要证明这个 Λ 正是过去 CPA 得到的结果. 从 Velicky^[2] 的结果我们有

$$\Lambda_o = \frac{\langle t_n^2 \rangle}{1 + \langle t_n^2 \rangle \tilde{G}_o^2}, \quad (44)$$

$$\text{而} \quad t_n^2 = \frac{E_n - \Sigma(y)}{1 - [E_n - \Sigma(y)]G_o(y)} \frac{E_n - \Sigma(z)}{1 - [E_n - \Sigma(z)]G_o(z)}. \quad (45)$$

如果我们令 $\Lambda_o = \tilde{G}_o^{-2} - \gamma_o^{-1}$, 则(44)式可改写为

$$\langle t_n^2 \rangle + \tilde{G}_o^{-2} = \gamma_o \tilde{G}_o^{-4}. \quad (46)$$

将(45)式代入(46)式中经过一些运算后, 再利用平均单粒子格林函数 CPA 满足的下列方程式:

$$\frac{(1 - c)[E_A - \Sigma]}{1 - (E_A - \Sigma)G_o} + \frac{c(E_B - \Sigma)}{1 - (E_B - \Sigma)G_o} = 0, \quad (47)$$

可以得到

$$\langle t_n^2 \rangle + \tilde{G}_o^{-2} = \gamma \tilde{G}_o^{-4}. \quad (48)$$

上式的 γ 正是 (27) 式的形式。所以我们的 Λ 与 Velicky 的 Λ_0 是完全一致的。最后我们也可以用本文图形的展开法来证明 ward identity。顶角修正 Λ 与自能 Σ 在单格点近似下的 ward identity 为 $\Lambda = \delta\Sigma/\delta G_0$ ，利用 $\Sigma = E - \beta^{-1}$ 和 (13) 式，可得

$$\Lambda = \delta\Sigma/\delta G_0 = \tilde{G}_0^{-1} - \frac{\delta U_0}{\delta G_0} = \tilde{G}_0^{-1} - \left(\frac{\delta G_0}{\delta U_0}\right)^{-1}. \quad (49)$$

如果我们将图 1 的 G_0 对 $U_0(G_0)$ 取变分，正好与图 6 中当 $y = z$ 时的 γ 图形完全一致。将 $\delta G_0/\delta U_0 = \gamma$ 代入 (49) 式正好与前面得到的顶角修正是一致的。

本文提出的系统处理单格点图形的方法，是将格林函数用 locator 的形式展开，而不是以传播子的形式展开，前者比较容易推广到处理非对角无序^[13] 和结构无序的系统上^[6]。而用累积量做自洽修正的办法是不容易处理这类问题的。在文献 [14] 中我们将这里提出的方法使用在短程有序的液态金属中求电导率的 CPA 方程。

参 考 文 献

- [1] P. Soven, *Phys. Rev.*, **156**(1967), 809.
- [2] B. Velicky, *Phys. Rev.*, **184**(1969), 614.
- [3] J. S. Faulkner, *Phys. Rev. B*, **1**(1970), 934.
- [4] L. Schwartz and H. Ehrenreich, *Ann. Phys.*, (NY) **64**(1971), 100.
- [5] L. M. Roth, *Phys. Rev. B*, **9**(1974), 2476.
- [6] M. Itoh, K. Niizeki and M. Watabe (即将发表在 *J. Phys. F*, (1981)).
- [7] L. M. Roth and V. A. Singh, *J. de Physique*, **C8**(1980), 459.
- [8] S. Y. Wu, S. Bowen, and K. S. Dy, *CRC Critical Rev in Solid State Sciences*, **10**(1980), 43.
- [9] T. Matsubara and Y. Toyozawa, *Prog. Theor. Phys.*, **26**(1961), 739.
- [10] P. L. Leath, *Phys. Rev. B*, **2**(1970), 3078.
- [11] F. Yonezawa, *Prog. Theor. Phys.*, **40**(1968), 734.
- [12] F. Yonezawa and M. Watabe, *Phys. Rev. B*, **11**(1975), 4746.
- [13] H. Shiba, *Prog. Theor. Phys.*, **46**(1971), 77.
- [14] 张昭庆, 本刊本期.

AN ALTERNATIVE DERIVATION OF COHERENT-POTENTIAL APPROXIMATION FOR DISORDERED ALLOYS — TIGHT BINDING MODEL

ZHANG ZHAO-QING

(Institute of Physics, Academia Sinica)

ABSTRACT

The coherent-potential approximation (CPA) for both single-particle and two-particle Green's functions are rederived using locator expansion method proposed by Matsubara and Toyozawa. Instead of using self-contained cumulant expansion to treat the excluded volume effects for atoms, we use a diagrammatic method with the idea first proposed by Yonezawa. A systematic method is used to generate self-consistent equations for all single-site diagrams. We emphasize our treatment for two-particle Green's function which can be extended to obtain the corresponding CPA equation for electrical conductivity in liquid metals and amorphous solids.