

卷

得到

公式
0%,
这种

2p-1h 多重散射关联对 ¹⁷O 和 ¹⁵O 能谱的贡献

吴式枢 杨善德 李蕴才

(吉林大学, 长春)

摘 要

本文应用格林函数方法与多重散射理论^[1]分析了 2p-1h (两个粒子一个空穴) 多重散射关联对 ¹⁷O 和 ¹⁵O 能谱的贡献。在我们的计算中, 采用的核力为 paris 位, 并严格顾及了 G 矩阵的能量相关性。数字计算结果与实验值符合较好。

一、引 言

在非相对论近似下, 如仅顾及二体力, 原子核的哈密顿量 H 可写作

$$H = H_0 + H_1 \tag{1}$$

$$H_0 = T + U = \sum_{i=1}^N (t_i + u_i) = \sum_{i=1}^N h_i \tag{2}$$

$$H_1 = V - U = \sum_{i>j=1}^N v_{ij} - \sum_{i=1}^N u_i. \tag{3}$$

这里 T 和 V 分别表示体系的动能和位能算符, H₀ 通常称为无摄动哈密顿量, H₁ 称为残余相互作用项, t 是单粒动能算符, u 是为了计算方便引进的单粒位, N 是体系粒子数。

我们的目的是研究质量算符的近似计算方法, 本文将通过单粒和单空穴能谱的计算考查 2p-1h 多重散射关联的贡献。按照格林函数方法, 单粒能谱的计算有两种方法: 一、自洽求解单粒方程, 其计算的关键在于式 (2) 中单粒位阱 u 的恰当选取, 这已构成一个专门研究课题, 文献[2]曾指出, 用质量算符定义的单粒位阱具有最大的抵消性, 是单粒位阱最佳选择之一, 我们按照[2]中的理论和方法进行的单粒位计算将另文报道。二、求解单粒能谱方程, 本文采用了这一方法。T. T. S. Kuo 等人及 H. Bandō 等人都曾考查过 2p-1h 不可约顶角对 ¹⁷O 能谱的贡献^[3-6], 本文的计算除方法不同外, 还着重考查了截断近似等因素的影响, 同时还对 ¹⁵O 能谱进行了计算, 以了解它对粒子与空穴态贡献的异同。

第二节给出了我们的研究内容和计算公式, 第三节是计算结果和讨论, 第四节是本文

H

us is
perty
means
into
This

的简短总结.

二、格林函数方法和 $2p-1h$ 多重散射关联

采用二次量子化表象,式(2)和(3)可改写为

$$H_0 = \sum_{\alpha\beta} h_{\alpha\beta} \xi_{\alpha}^{\dagger} \xi_{\beta} = \sum_{\alpha\beta} (t_{\alpha\beta} + u_{\alpha\beta}) \xi_{\alpha}^{\dagger} \xi_{\beta}, \quad (4)$$

$$H_1 = \frac{1}{4} \sum_{\alpha\beta\gamma\delta} v_{\alpha\beta\gamma\delta} \xi_{\alpha}^{\dagger} \xi_{\beta}^{\dagger} \xi_{\gamma} \xi_{\delta} - \sum_{\alpha\beta} u_{\alpha\beta} \xi_{\alpha}^{\dagger} \xi_{\beta}. \quad (5)$$

其中 ξ_{α}^{\dagger} 和 ξ_{α} 分别是单粒态 $|\alpha\rangle$ 的产生和消灭算符, $h_{\alpha\beta}$ 、 $t_{\alpha\beta}$ 和 $u_{\alpha\beta}$ 分别是单体哈密顿、单体动能和单粒位矩阵元, $v_{\alpha\beta\gamma\delta}$ 是反对称化二体相互作用矩阵元. 按照格林函数方法, 单粒能谱方程可写为^[1]

$$\sum_{\gamma} [(\varepsilon_{\alpha} - \mathcal{E}_{\alpha}^{\pm}) \delta_{\alpha\gamma} + M_{\alpha\gamma}(\mathcal{E}_{\alpha}^{\pm}) - u_{\alpha\gamma}] C_{\gamma}^{\pm} = 0, \quad (6)$$

其中 ε_{α} 满足

$$h|\alpha\rangle = \varepsilon_{\alpha}|\alpha\rangle, \quad (7)$$

而

$$\mathcal{E}_{\alpha}^{\pm} = \pm[E_n(A \pm 1) - E_0(A)], \quad (8)$$

$$C_{\gamma}^{\pm} = \begin{cases} \langle \phi_0 | \xi_{\gamma} | \phi_n(A+1) \rangle \\ \langle \phi_n(A-1) | \xi_{\gamma} | \phi_0 \rangle \end{cases} \quad (9)$$

这里 $\mathcal{E}_{\alpha}^{\pm}$ 是待求单粒能, $|\phi_0\rangle$ 是满壳核(核子数为 A) 的严格基态波函数, $E_0(A)$ 为其能量本征值. $|\phi_n(A \pm 1)\rangle$ 和 $E_n(A \pm 1)$ 是 $A \pm 1$ 核子系统的严格本征态和能量本征值.

由方程(7)可以看出, 由于 $M_{\alpha\gamma}(\mathcal{E}_{\alpha}^{\pm})$ 与 $\mathcal{E}_{\alpha}^{\pm}$ 相关, 因而方程(7)要通过能量 ($\mathcal{E}_{\alpha}^{\pm}$) 自洽求解. 此外, 由于质量算符 $M_{\alpha\beta}$ 是无穷多不可约顶角之和, 迄今尚无法严格求解, 通常用部分求和法近似计算, 这一近似的好坏将直接影响计算结果. 我们的目的就是要通过

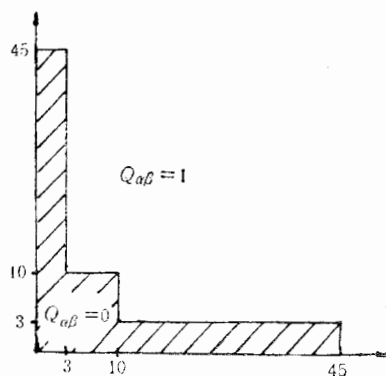


图1 G 矩阵模型空间
(n_1, n_2, n_3) = (3, 10, 45)

一
具
作

其
基

其
本
间

顶
别

其
表
式

具体计算以探讨各种主要不可约顶角贡献的大小和性质。再者,方程(7)中的求和 \sum_Y 需作截断近似,其截断近似的收敛性也应予以考查。

在本文的计算中我们取谐振子表象,即选

$$u = \frac{1}{2} m\Omega^2 r^2 + C \quad (10)$$

(4) 其中 Ω 为谐振子频率, C 为能量零点常数。式(7)的质量算符 $M_{\alpha\gamma}$ 计算以 G 矩阵为展开基底。

(5) 熟知, G 矩阵是梯形图无穷级数之和,其定义为^[7]

$$G_B(\omega) = V + V \frac{Q}{\omega - H_0(2)} G_B(\omega), \quad (11)$$

其中 Q 为泡利投影算子, ω 为能量因子, $H_0(2)$ 表示二体无摄动哈密顿量, 它与 u 相关。本文使用了由 Paris 位^[8] 按 B. H. M. 方法^[9] 导得的 G 矩阵, 并取 $\hbar\Omega = 16\text{MeV}$, 模型空间的选取如图 1 所示, 图中 (n_1, n_2, n_3) 是 Kuo 的符号^[3]。

以 G 矩阵为基底, 质量算符 $M_{\alpha\beta}$ 的最低级近似为图 2 (a), 图 2 (e) 是 $2p-1h$ 不可约顶角, 其中包含的图形(如图 3(1) 所示)为 $2p-1h$ 格林函数。图 3 (a)、(e) 的计算公式分别如下:

$$(8) \quad \text{图 (a)} \equiv M_{\alpha\beta}^{(1)}(\omega) = \sum_{\Gamma h} \frac{\hat{\Gamma}}{\hat{\alpha}} \Delta_{\alpha h} \Delta_{\beta h} \langle \alpha h \Gamma | G_B(\omega + \varepsilon_h) | \beta h \rangle \delta_{i_\alpha i_\beta}, \quad (12)$$

$$(9) \quad \text{图 (e)} \equiv M_{\alpha\beta}^{2p-1h}(\omega) = - \sum_{m \leq n} \sum_{r \leq s} \sum_{k l} \sum_{\Gamma_1 \Gamma_2} (-1)^{\alpha+\beta+k+l+\Gamma_1+\Gamma_2} \cdot \frac{\hat{\Gamma}_1 \hat{\Gamma}_2}{\hat{\alpha} \hat{\beta}} \Delta_{\alpha k} \Delta_{\beta l} \\ \times \langle \alpha k \Gamma_1 | G_B(\omega + \varepsilon_k) | m n \Gamma_1 \rangle G(m n(\Gamma_1) k[\alpha], r s(\Gamma_2) l[\alpha]; \omega) \\ \times \langle r s \Gamma_2 | G_B(\omega + \varepsilon_l) | \beta l \Gamma_2 \rangle \delta_{i_\alpha i_\beta} \quad (13)$$

其中 $\langle \alpha \beta \Gamma | G_B(\omega) | \gamma \delta \Gamma \rangle$ 是反对称归一化 G 矩阵元, $\Delta_{\alpha\beta} \equiv \sqrt{1 + \delta_{\alpha\beta}}$, Γ 或 α 等均代表角动量和同位旋两种量子数, 如 $(-1)^\alpha \equiv (-1)^{j_\alpha + t_\alpha}$, $\Gamma \equiv JT$, $\hat{\Gamma} \equiv \sqrt{(2J+1)(2T+1)}$ 。式(12)中的 $G(m n(\Gamma_1) k[\alpha], r s(\Gamma_2) l[\alpha]; \omega)$ 是 $2p-1h$ 格林函数的付氏变换 [Γ 和 α 分别

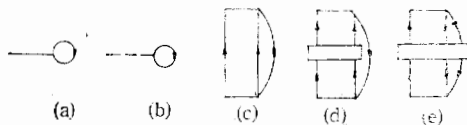


图 2 质量算符 $M_{\alpha\beta}$ 中的图形

“—”表示 $(n_1, n_2, n_3) = (3, 10, 45)$ 的 G 矩阵 “---”表示 $(n_1, n_2, n_3) = (3, 3, 45)$ 的 G 矩阵

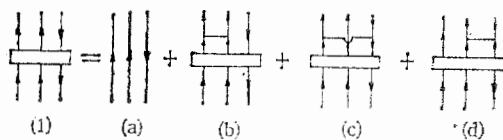


图 3 $2p-1h$ TDA 格林函数的积分方程图示

表示两个粒子(如 m, n) 和 $2p-1h$ (如 m, n, k) 的耦合角动量和同位旋], 本文将只考虑其 TDA 近似(相应的不可约顶角在下文中仍用图 2 (e) 表示), 这时它满足图 3 所示的积分方程。计算中我们顾及了中间组态的交换图及 G 矩阵的非瞬时性(即偏离能壳性)。附录中给出了图 3 的计算公式。

由图 2 (e) 和图 3 不难看出, 当在图 3 中只顾及等号右端 (a) 图 ($2p-1h$ 格林函数的零级近似) 时, 图 2 (e) 可简化为图 2 (c), 进而顾及到图 3 (b) 时, 图 2 (e) 可简化为图 2 (d)。显然, 图 2 (e) 和 (d) 都是 (e) 的近似, 对这两个图形, 如果恰当地选取 G 矩阵模型空间, 例如选 $(n_1, n_2, n_3) = (3, 3, 45)$, 则图 (a) 变为 (b), 而图 (b) 等于 (a) 与 (d) 之和, (c) 是 (d) 的近似, 故 (b) 图包含 (c) 或 (d), 但它并不能完全包含 (e) 图, 且当考虑 (e) 图时, $M_{\alpha\beta}$ 的最低级近似应采用 (a) 图, 如用 (b) 时, 将存在重复计算。

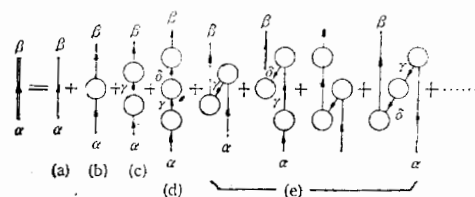


图 4 单粒格林函数 $G_{\alpha\beta}(t)$ 的图形展开

○表示能量相关等效相互作用 $v_{\alpha\gamma}^{\text{eff}}(\mathcal{E}_n) = M_{\alpha\gamma}(\mathcal{E}_n) - u_{\alpha\gamma}$

图 4 是单粒格林函数 $G_{\alpha\beta}(t)$ 的图形展开, 方程(6)的截断阶数不同, 相应于图 1 的中间传播子求和和区间不同。当方程(6)截断为一阶时只允许 $\gamma = \delta = \alpha = \beta$ 的图形存在(显然不含 (e) 中的图形), 当方程(6)作高阶截断时, 则可允许 γ, δ 等中间态取其它粒子态或空穴态。这表明方程(6)截断阶数增高时顾及的图形将相应增多, 同时也使计算量增大, 因而求解方程(6)时应作截断近似的收敛性考查。

三、计算结果和讨论

为了分析、考查不同图形的贡献, 我们对质量算符 $M_{\alpha\beta}$ 作了表 1 中的四种近似处, 并由方程(6)通过能量 (\mathcal{E}_n^{\pm}) 自洽得到了表中相应的计算结果。在计算中, 为使表象单粒能与壳平均 ($s-d$ 壳和 P 壳层) 单粒实验能量对齐, 我们选取式(10)中的 $C = -58\text{MeV}$ 。文献[10]曾取 $C = 0$, 用图 2 (b) 作为 $M_{\alpha\beta}$ 的近似, 考查了质心伪态修正效应, 计算结果表明其影响甚小, 可以忽略, 因而本文未另行考查。

表 1 中 a, c, d, e 是图 2 中相应的图形, (d) 图比 (c) 图多顾及了 $s-d$ 和 fp 壳层 pp 散射关联, (e) 比 (d) 多包含了 ph 散射关联的图, 由上表中的计算结果对比不难得到 (c)、(d)、(e) 三图的单独贡献及 pp 和 ph 散射关联的效应, 为方便分析, 我们把它们的单独贡献在表 2 中列出。

表 2 中前三行结果表明, (c)、(d)、(e) 三图对 ^{15}O 和 ^{17}O 的贡献都在 -3MeV 以上, 即使能谱降低 3MeV 以上, 可见其贡献是显著的。表 2 中 (c) 图的贡献为 $-2.60 \sim -4.21$

MeV
图的
(c) 据可

考虑的积
附
数的图 2
模型
d) 之
考虑

表 1 ^{15}O 和 ^{17}O 能谱计算结果 $C = -58\text{MeV}$ $\hbar\Omega = 16\text{MeV}$ (单位: MeV)

M 中包含图形	态	态					
		$0s_{1/2}$	$0p_{3/2}$	$0p_{1/2}$	$0d_{5/2}$	$1s_{1/2}$	$0d_{3/2}$
a		-54.13	-29.46	-24.69	-6.91	-5.48	-0.85
a,c		-56.73	-33.06	-28.90	-9.97	-9.09	-4.87
a,d		-57.25	-33.55	-29.46	-10.40	-9.51	-5.28
a,e		-57.31	-33.58	-29.60	-10.56	-9.68	-5.32
实验值		-46 ± 8	-21.85	-15.67	-4.14	-3.27	0.944

表 2 图 2(e) ($M_{\alpha\beta}^{2p-1h}$) 的不同近似对 ^{15}O 和 ^{17}O 能谱的贡献 (单位: MeV)

图形	贡献	态					
		$0s_{1/2}$	$0p_{3/2}$	$0p_{1/2}$	$0d_{5/2}$	$1s_{1/2}$	$0d_{3/2}$
c		-2.60	-3.60	-4.21	-3.06	-3.61	-4.02
d		-3.12	-4.09	-4.77	-3.49	-4.03	-4.43
e		-3.18	-4.12	-4.91	-3.63	-4.20	-4.47
$d - c \equiv pp$		-0.52	-0.49	-0.56	-0.43	-0.42	-0.41
$e - d \equiv ph$		-0.06	-0.03	-0.14	-0.16	-0.17	-0.04

的中
在(显
子态
量增

处,并
粒能
文
与果表

散射
(c)、
单独贡

以上,
-4.21

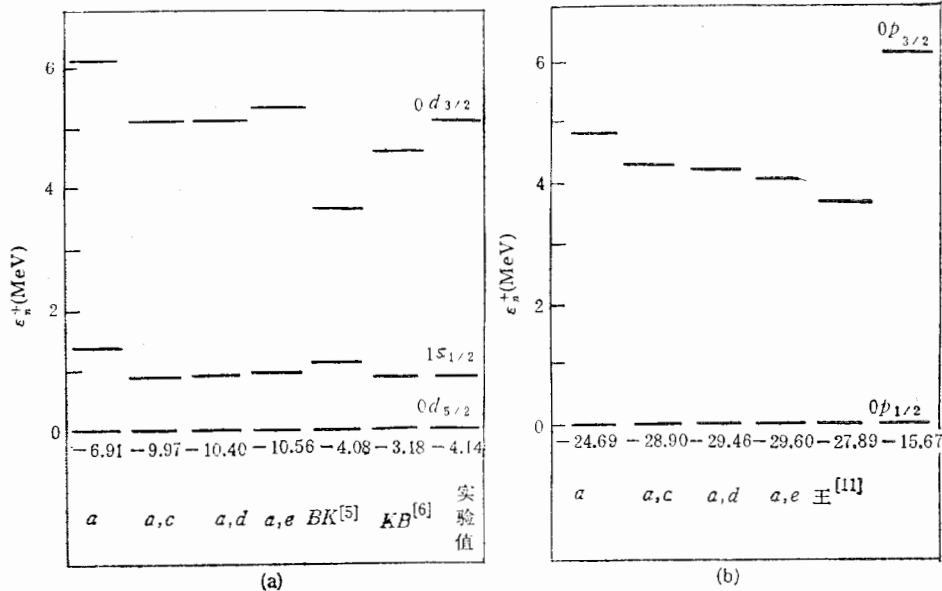


图 5

(a) ^{17}O 能谱; (b) ^{15}O 能谱

MeV, (d) 图为 $-3.12 \sim 4.77\text{MeV}$, (e) 图为 $-3.18 \sim -4.91\text{MeV}$, (c)、(d) 两图是 (e) 图的不同近似, 它们的贡献分别占 (e) 图的 85% 和 98% 左右, 可见 (e) 图的贡献主要由 (c) 图提供, 它是 (e) 图的粗略近似, 而 (d) 图是 (e) 图较好的近似. 由表中后两行的数据可更清楚地看出, (e) 图中包含的 pp 散射关联的贡献在 -0.5MeV 左右, 是不容忽略

的,而 ph 散射的贡献仅在 0.1MeV 左右,相比下是较小的,基本上可以忽略. 由于图 2 (b) 是图 2 (a) 和 (d) 之和,当忽略 (e) 图中的 ph 散射时,(e) 图简化为 (d) 图,因而实际计算中以图 2 (b) 代替 (a) 和 (e) 是较好的一种近似处理.

图 5 中本文及以往计算中的 ^{15}O 和 ^{17}O 的能谱及实验结果,其中 BK^[5], KB^[6] 和王^[11] 分别是文献[5,6,11]中的计算结果. 文献[5]顾及了图 2 (a) 和 (e),文献[6]比文献[5]多考虑了质心伪态修正和单体顶角修正效应. 此外,[5,6]的计算中用的是 Reid 位^[12],并取 $\hbar\Omega = 14\text{MeV}$, $C = -54\text{MeV}$. 虽然他们同我们用的计算方法不同,但相当于对方程 (6) 作一阶截断的情况. 王^[11]中的计算方法与我们相同,但顾及图形为图 2-b,并采用了 Reid 位,取 $C = -49\text{MeV}$.

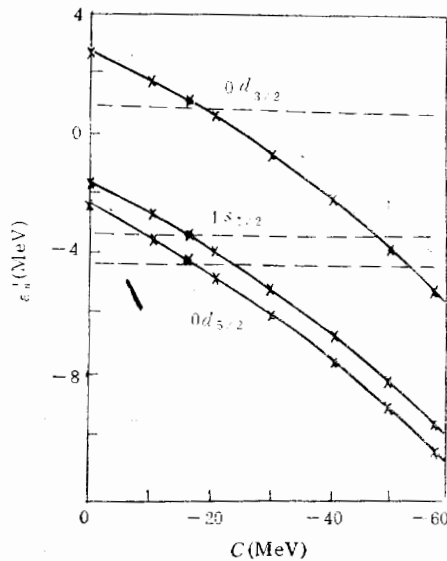


图 6 ^{17}O 能谱随 C 的变化曲线

能级间隔略大,能谱要低^[11]. 三、方程(6)截断阶数不同对能谱的影响(见下文). 就基态能谱来说,以往的计算已经表明 $3p-2h$ 顶角具有显著提高能谱的作用^[3,4,13],若顾及该顶角时按文献[5,6]计算能谱将会比实验值偏高,而使我们的结果接近实验值,对此,我们将另文讨论.

表 3 方程(6)中求和 \sum 的截断近似对 ^{17}O 能谱的影响 $C = 0$ (单位: MeV)

态	$0d_{5/2}$		$1s_{1/2}$		$0d_{3/2}$	
	1	4	1	5	1	4
能谱	-1.60	-2.41	0.07	-1.73	4.60	2.72

图 5 (b) 能谱表明,我们的结果和文[11]的结果中 p 态能级间隔都较小,但本文的结果略好些. 前四列能谱还表明,(c)、(d)、(e) 三图对空穴态能级间隔也有明显减小作用,且 (c) 图的效应是主要的. 文[11]的 p 态能级劈裂更小是用 Reid 位所致.

文[10]曾对方程(6)的截断近似收敛性进行了考查,并指出,空穴态比粒子态收敛快, s 态截断为 5 阶,其它态为 4 阶都已基本收敛,本文计算中的截断阶数与文[10]相同,并

由于图
，因而

和王^[11]
献[5]
位^[12]，
于对方
计算方
并采用

，图 2
级间隔
，能级
]符合，
作用主
能级劈
态修正
善。从
果比我
因于以
 $\hbar\Omega =$
前者更
d 位时
就基态
该顶角
们将另

MeV)

4

.72

文的结
减小作

文敛快，
目同，并

考查了截断为一阶时对 ^{17}O 能谱的影响，质量算符取为图 2 (b)，结果如表 3 所示。

表中结果明显表明：方程(6)截断为一阶时收敛性不好，能谱显著提高，因而文献[5, 6]似应对这种截断近似的收敛性作进一步考查。

此外，以往计算表明，式(10)中能量零点常数 C 的选取对能谱有一定影响，本文就 ^{17}O 能谱计算作了考查，质量算符仍取为图 2 (b)，结果如图 6 所示。图中“×”处是计算结果，曲线表明， ^{17}O 能谱随 C 值减小明显降低，而能级间隔变化甚微。“■”处是 $C = -16\text{MeV}$ 时的能谱，对应于 $0d_{5/2}$ ， $1s_{1/2}$ 和 $0d_{3/2}$ 态分别为 -4.08 ， -3.24 ，和 1.17MeV ，这与实验能谱(水平间断线“---”所示)相当接近，这表明能谱计算值的高低可通过 C 的选择调节。

四、总 结

本文的计算和分析表明： $2p-1h$ 不可约顶角的 TDA 近似(图 2 (e))明显降低 ^{16}O 空穴态和 ^{17}O 粒子态的能谱，其零级近似(图 2 (c))起主要作用，它包含的 pp 多重散射关联贡献在 0.5MeV 左右，不可忽略，而 ph 散射关联的贡献很小，可以忽略，因而图 2 (d)是其较好的近似，并可用图 2 (b)代替图 2 (a)、(d)作计算。其次，方程(6)中求和 \sum_{γ} 的截断阶数不能太低，取一阶截断时收敛性不佳。此外，能量零点常数 C 的选取给计算带来一定的唯象性，按表象能量与大壳单粒态实验能量平均值对齐的原则应取 $C = -58\text{MeV}$ ，但更严格的方法是用文献[3]中的理论作单粒位自洽计算。

本文的计算工作曾得到井孝功、王克协等老师的帮助，在此特别谢忱。

附 录

$$\begin{aligned}
 G_{\text{TDA}}(mn(\Gamma_1)k[\Gamma], rs(\Gamma_2)l[\Gamma], \omega) &= -\delta_{mr}\delta_{kl}\delta_{ns}\delta_{\Gamma_1\Gamma_2}g^0(mnk; \omega) \\
 &+ g^0(mnk; \omega) \sum_{p < q} \sum_{i \Gamma_3} \left\{ \langle mn\Gamma_3 | G_B(\omega + \varepsilon_k) | pq\Gamma_3 \rangle \delta_{ik} \delta_{\Gamma_3\Gamma_1} + [1 - (-1)^{m+n-\Gamma_1} P_{mns}] \right. \\
 &\times [1 - (-1)^{p+q-\Gamma_3} P_{pq}] \sum_{\Gamma_4} (-1)^{n+k+i+\Gamma_4+\Gamma} \left\{ \begin{matrix} mn\Gamma_1 \\ \Gamma_4 P k \\ j\Gamma_3\Gamma \end{matrix} \right\} \langle jm\Gamma_4 | G_B(\omega + \varepsilon_k + \varepsilon_j - \varepsilon_s) | kP\Gamma_4 \rangle \\
 &\times \left. \delta_{qs} \Delta_{m\hbar}^{-1} \Delta_{p\hbar}^{-1} \hat{\Gamma}_1 \cdot \hat{\Gamma}_3 \cdot \hat{\Gamma}_4^2 \right\} G_{\text{TDA}}(pq(\Gamma_3)j[\Gamma], rs(\Gamma_2)l[\Gamma]; \omega), \quad (1)
 \end{aligned}$$

其中，

$$g^0(mnk; \omega) = \{\omega - \varepsilon_m - \varepsilon_n + \varepsilon_k + i\eta\}_{\tau \rightarrow 0^+}, \quad (2)$$

$$\left\{ \begin{matrix} mn\Gamma_1 \\ \Gamma_4 P k \\ j\Gamma_3\Gamma \end{matrix} \right\} \equiv \left\{ \begin{matrix} jm\Gamma_3 J_1 \\ J_4 j p j k \\ j j J_3 J \end{matrix} \right\} \cdot \left\{ \begin{matrix} \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & T_1 \\ T_4 & \frac{1}{2} & \frac{1}{2} \\ \frac{1}{2} & T_3 & T \end{matrix} \right\}, \quad (3)$$

符号 P_{mn} 和 P_{pq} 是交换算符，其它符号含义同正文。(1)式右端第一项和花括号{}中的两项分别对应图 3 (a)、(b)及 (c)、(d)之和。

参 考 文 献

- [1] 吴式枢,姚玉洁,原子核物理,2(1980),193.
 [2] S. S. Wu Proceeding of the international Summer School on nucleon-nucleon interaction and nuclear many-body problems ed. S. S. Wu and T. T. S. Kuo (world. Scientific 1983), 321.
 [3] T. T. S. Kuo et al., *Nucl. Phys.*, **85**(1966), 40.
 [4] K. C. Tam et al., *Nucl. Phys.*, **A361**(1981), 412.
 [5] H. Bando et al., *Nucl. Phys.*, **A273**(1976), 95.
 [6] E. M. Krenciglowa et al., *Nucl. Phys.*, **A294**(1978), 191.
 [7] K. A. Brueckner et al., *Phys. Rev.*, **110**(1958), 431.
 [8] R. Vinh Mau, In Mesons in Nuclei. P151 edited by M. Rho and D. Wilkinson (Morth-Holland publishing Co. Amsterdam 1979).
 [9] B. R. Barrett et al., *Phys. Rev.*, **C3**(1971), 1137.
 [10] 杨善德等,高能物理与核物理,6(1982),484.
 [11] 王克协等,高能物理与核物理,6(1982),525.
 [12] R. V. Reid, *Ann of Phys.*, **50**(1968), 411.
 [13] E. M. Krenciglowa et al., *Nucl. Phys.*, **A322**(1979), 145.

CONTRIBUTION OF THE $2p-1h$ MULTIPLE SCATTERING CORRELATION TO THE SPECTRA OF ^{17}O AND ^{15}O

WU SHISHU YANG SHANDE LI YUNCAI

(*JiLin University, ChangChun*)

ABSTRACT

Using the method of Green's function and partial summation of multiple scattering, we have investigated in various approximations the contribution of $2p-1h$ multiple scattering correlation to the low energy spectrum of ^{17}O and ^{15}O , respectively. In our calculation, the nuclear force employed is the paris potential and the energy dependence of G matrices has been taken into account rigorously. The numerical results agree with the experimental data reasonably well.