

# A=39 和 41 原子核单粒能谱的理论计算\*

窦志国 井孝功 赵国权

(吉林大学物理系, 长春)

## 摘 要

本文用格林函数方法并采用  $M-3Y$  力等效  $G$  矩阵元, 对  $^{40}\text{Ca}$  区域相邻核单粒能谱做了理论计算和讨论。计算中考虑了由吴式枢<sup>[1]</sup>提出的多重散射射。所得的计算结果与实验值符合得很好, 其中  $^{41}\text{Ca}$  的单粒能谱比以往的 RBHF 结果有所改进, 特别是解决了能级倒序的问题。结果表明: 质量算符的二级近似对改善能谱值有一定的贡献,  $M-3Y$  力等效  $G$  矩阵元对这一区域的微观结构是适用的。

## 一、引 言

多年来, 在  $^{40}\text{Ca}$  区域已经有过不少 Brueckner-Hartree-Fock (BHF) 和重整化 BHF (RBHF) 计算, 但算得的单粒子谱普遍与实验值符合得不好。Davies<sup>[2]</sup> 的结果是以往的 RBHF 计算中所得到的比较好的结果, 其  $7/2^-$  和  $3/2^-$ 、 $1/2^-$  的次序也是颠倒的。前几年, 井孝功<sup>[3]</sup> 用格林函数方法对  $^{40}\text{Ca}$  区域的单粒能谱进行了计算, 所得的结果与实验值符合得很好, 但只是考虑到一级图的贡献。本文是在一级图的基础之上, 根据文献[1]中所提出的方法, 考虑二粒子一空穴 (2p1h) 和二空穴一粒子 (2h1p) 多重散射关联的影响, 对  $^{40}\text{Ca}$  相邻核的能谱做进一步的计算。此外,  $G$  矩阵元的计算采用了最近由黄唯志<sup>[4]</sup> 给出的  $M-3Y$  力等效  $G$  矩阵元。

## 二、能量本征方程和 2p1h、2h1p 多重散射关联

### 1. 能量本征方程

由单粒格林函数容易求得满壳相邻核的能量本征值所满足的方程是:

$$\sum_{\beta} [(\varepsilon_{\alpha} - \mathcal{E}_{\mu})\delta_{\alpha\beta} + M_{\alpha\beta}(\mathcal{E}_{\mu}) - u_{\alpha\beta}] C_{\beta}(\mu) = 0, \quad (1)$$

其中  $\varepsilon_{\alpha}$  是我们所选的单粒表象哈密顿量  $h_0 = t + u_0$  的本征值,  $h_0|\alpha\rangle = \varepsilon_{\alpha}|\alpha\rangle$ 。本文选辅助量  $u_0$  为谐振子势  $u_0 = \frac{1}{2} m\Omega^2 r^2 + B$ 。  $M_{\alpha\beta}$  表示质量算符,  $\mathcal{E}_{\mu}$  和  $C_{\beta}(\mu)$  是待

本文 1989 年 10 月 16 日收到。

\* 国家自然科学基金资助课题。

求的本征值和本征向量,它们的含义如下:

$$\mathcal{E}_\mu^+ \equiv E_\mu(A+1) - E_0(A), C_\beta^+(\mu) \equiv \langle \psi_0(A) | \xi_\beta | \psi_\mu(A+1) \rangle. \quad (2)$$

$$\mathcal{E}_\mu^- \equiv E_0(A) - E_\mu(A-1), C_\beta^-(\mu) \equiv \langle \psi_\mu(A-1) | \xi_\beta | \psi_0(A) \rangle. \quad (3)$$

$E_0(A)$  和  $\psi_0(A)$  是满壳核(核子数为  $A$ )基态的严格能量本征值和本征函数,  $E_\mu(A\pm 1)$  和  $\psi_\mu(A\pm 1)$  是满壳相邻核态  $\mu$  的严格能量本征值和本征函数.

核力选定之后,  $\mu_0$  中的  $Q$  和  $B$  是计算中所仅含的未定参数. 因为(1)式是严格的, 由(1)式求得的结果与它们无关. 但实际计算时对  $\sum_\beta$  不可避免地要做截断近似, 同时对质量算符也必须做一定的近似, 因此, 计算结果将会依赖于它们的选择.

## 2. 质量算符 $M_{\alpha\beta}(\omega)$ 的近似处理

求解(1)式的关键问题是质量算符  $M_{\alpha\beta}(\omega)$  的确定问题, 它由一系列不可约顶角之和构成, 通常对其采取部份求和的方法进行处理. 本文的目的在于考虑如下图形的贡献(图1), 图中的波浪线代表二体相互作用, 以  $G$  矩阵代替后, 各级质量算符按  $G$  矩阵展开的表

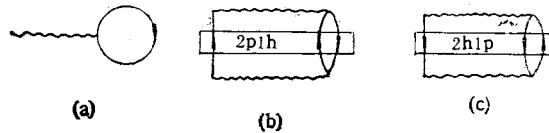


图1 对质量算符有贡献的不可约图

达式分别如下:

$$M_{\alpha\beta}^{(1)}(\omega) = \delta_{i_\alpha j_\beta} \delta_{l_\alpha l_\beta} \delta_{m_\alpha m_\beta} \frac{1}{2 \cdot \hat{j}_\beta^2} \sum_k \sum_{JT} \hat{j}^2 \hat{T}^2 \Delta_{\alpha k} \Delta_{\beta k} \cdot G_\beta(\alpha h \beta h [JT]; \omega + \varepsilon_k), \quad (4)$$

$$M_{\alpha\beta}^{2p1h}(\omega) = - \sum_{m \leq n} \sum_{r \leq s} \sum_{kl} \sum_{J_1 T_1} \sum_{J_2 T_2} \delta_{i_\alpha j_\beta} \delta_{m_\alpha m_\beta} \delta_{r_\alpha r_\beta} \cdot \Delta_{\alpha k} \Delta_{\beta l} \frac{\hat{j}_1 \hat{T}_1 \hat{j}_2 \hat{T}_2}{2 \hat{j}_\alpha \hat{j}_\beta} \cdot (-1)^{i_\alpha + j_\beta + i_k + l + J_1 + T_1 + J_2 + T_2} \cdot \langle \alpha k [J_1 T_1] | G_B(\omega + \varepsilon_k) | mn [J_1 T_1] \rangle \cdot G_{TDA} \left( mn(J_1 T_1) k \left[ j_\alpha, \frac{1}{2} \right] rs(J_2 T_2) l \left[ j_\alpha, \frac{1}{2} \right]; \omega \right) \cdot \langle rs [J_2 T_2] | G_B(\omega + \varepsilon_l) | \beta l [J_2 T_2] \rangle, \quad (5)$$

式中  $\hat{j} = \sqrt{2J+1}$ ,  $\Delta_{\alpha\beta} = \sqrt{1 + \delta_{\alpha\beta}}$ ; 以下同.

2p1h TDA 格林函数的表达式如下:

$$G_{TDA}(mn(J_1 T_1) k [JT], rs(J_2 T_2) l [JT]; \omega) = -g^0(mnk; \omega) \delta_{mr} \delta_{ns} \delta_{kl} \delta_{J_1 J_2} \delta_{T_1 T_2} + g^0(mnk; \omega) \cdot \sum_{p \leq q} \sum_i \sum_{J_3 T_3} \cdot \left\{ \langle mn [J_1 T_1] | G_B(\omega_1) | pq [J_1 T_1] \rangle \delta_{ki} \delta_{J_1 J_3} \delta_{T_1 T_3} \right.$$

$$\begin{aligned}
& - C \sum_{J_4 T_4} \hat{f}_4^2 \hat{T}_4^2 \cdot \left[ \delta_{nq} (-1)^{i_m + j_p + J_1 + J_3 + T_1 + T_3} \langle j_m [J_4 T_4] \right. \\
& \cdot G_B(\omega_2) | k p [J_4 T_4] \rangle \cdot \left. \begin{Bmatrix} j_n & j_m & J_1 \\ j_p & J_4 & j_k \\ J_3 & j_i & J \end{Bmatrix} \cdot \begin{Bmatrix} 1/2 & 1/2 & T_1 \\ 1/2 & T_4 & 1/2 \\ T_3 & 1/2 & T \end{Bmatrix} \right. \\
& + \delta_{mp} \langle j n [J_4 J_4] | G_B(\omega_3) | k q [J_4 T_4] \rangle \\
& \cdot \left. \begin{Bmatrix} j_m & j_n & J_1 \\ j_q & J_4 & j_k \\ J_3 & j_i & J \end{Bmatrix} \cdot \begin{Bmatrix} 1/2 & 1/2 & T_1 \\ 1/2 & T_4 & 1/2 \\ T_3 & 1/2 & T \end{Bmatrix} + \delta_{mq} (-1)^{j_p + i_m - J_3 - T_3} \langle j n [J_4 T_4] | G_B(\omega_3) | \right. \\
& \cdot k q [J_4 T_4] \rangle \\
& \cdot \left. \begin{Bmatrix} j_m & j_n & J_1 \\ j_p & J_4 & j_k \\ J_3 & j_i & J \end{Bmatrix} \cdot \begin{Bmatrix} 1/2 & 1/2 & T_1 \\ 1/2 & T_4 & 1/2 \\ T_3 & 1/2 & T \end{Bmatrix} + \delta_{np} (-1)^{i_m + i_n - J_1 - T_1} \langle j m [J_4 T_4] | G_B(\omega_2) | \right. \\
& \cdot k q [J_4 T_4] \rangle \\
& \cdot \left. \left. \begin{Bmatrix} j_n & j_m & J_1 \\ j_q & J_4 & j_k \\ J_3 & j_i & J \end{Bmatrix} \cdot \begin{Bmatrix} 1/2 & 1/2 & T_1 \\ 1/2 & T_4 & 1/2 \\ T_3 & 1/2 & T \end{Bmatrix} \right\} \right] \cdot G_{\text{TDA}}(p q (J_3 T_4) j [J T], r s (J_2 T_2) l [J T]; \omega). \quad (6)
\end{aligned}$$

其中  $\omega_1 = \omega + \varepsilon_k$ ,  $\omega_2 = \omega + \varepsilon_k + \varepsilon_j - \varepsilon_n$ ,  $\omega_3 = \omega + \varepsilon_k + \varepsilon_j - \varepsilon_m$ ,  $C = \Delta_{nn}^{-1} \Delta_{pq}^{-1} \hat{f}_1 \hat{T}_1 \hat{f}_3 \hat{T}_3$ ;  $g^0(mnk; \omega)$  为 2p1h 格林函数的 TDA 零级近似:

$$g^0(mnk; \omega) = \left( \frac{1}{\omega - \varepsilon_m - \varepsilon_n + \varepsilon_k + i\eta} \right)_{\eta \rightarrow 0^+}, \quad (7)$$

$$\begin{aligned}
M_{\alpha\beta}^{2h1p}(\omega) & = \sum_{k \leq l} \sum_{i \leq j} \sum_{m n} \sum_{J_1 T_1} \sum_{J_2 T_2} \delta_{j_\alpha i_\beta} \delta_{m_\alpha m_\beta} \delta_{\tau_\alpha \tau_\beta} \Delta_{\alpha n} \Delta_{\beta m} \frac{\hat{f}_1 \hat{T}_1 \hat{f}_2 \hat{T}_2}{2 \hat{j}_\alpha \hat{j}_\beta} \\
& \cdot (-1)^{i_\alpha + j_\beta + i_m + i_n + J_1 + J_2 + T_1 + T_2} \langle \alpha n [J_1 T_1] | G_B(\varepsilon_i + \varepsilon_j) | i j [J_1 T_1] \rangle \\
& \cdot G_{\text{TDA}} \left( k l (J_1 T_1) m \left[ j_\alpha, \frac{1}{2} \right], i j (J_2 T_2) n \left[ j_\alpha, \frac{1}{2} \right]; -\omega \right) \\
& \cdot \langle k l [J_2 T_2] | G_B(\varepsilon_k + \varepsilon_l) | \beta m [J_2 T_2] \rangle. \quad (8)
\end{aligned}$$

2h1p 的 TDA 格林函数表达式如下:

$$\begin{aligned}
& G_{\text{TDA}}(kl(J_1 T_1) m [J T], ij(J_2 T_2) n [J T]; \omega) \\
& = g^0(klm; \omega) \delta_{ki} \delta_{lj} \delta_{mn} \delta_{l_1 j_2} \delta_{T_1 T_2} - \sum_{c \leq f} \sum_p \sum_{J_3 T_3} g^0(klm; \omega) \\
& \cdot \{ \langle e f [J_1 T_1] | G_B(\omega_1) | k l [J_1 T_1] \rangle \delta_{i m} \delta_{l_1 j_3} \delta_{T_1 T_3}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + C \sum_{J_4 T_4} f_4^2 \hat{T}_4^2 \left[ \delta_{lf} (-1)^{i_k - i_c + J_1 + J_3 + T_1 + T_3} \langle mc [J_4 T_4] | G_B(\omega_2) | pk [J_4 T_4] \rangle \right. \\
& \cdot \left. \begin{Bmatrix} J_4 & j_k & j_p \\ j_c & j_l & J_3 \\ j_m & J_1 & J \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} T_4 & 1/2 & 1/2 \\ 1/2 & 1/2 & T_3 \\ 1/2 & T_1 & T \end{Bmatrix} + \delta_{ke} \langle mf [J_4 T_4] | G_B(\omega_3) | pl [J_4 T_4] \rangle \right. \\
& \cdot \left. \begin{Bmatrix} j_k & j_f & J_3 \\ j_l & J_4 & j_p \\ J_1 & j_m & J \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} 1/2 & 1/2 & T_3 \\ 1/2 & T_4 & 1/2 \\ T_1 & 1/2 & T \end{Bmatrix} + \delta_{kf} (-1)^{i_k - i_c + J_3 + T_3} \right. \\
& \cdot \left. \langle mc [J_4 T_4] | G_B(\omega_2) | pl [J_4 T_4] \rangle \begin{Bmatrix} J_4 & j_l & j_p \\ j_c & j_k & J_3 \\ j_m & J_1 & J \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} T_4 & 1/2 & 1/2 \\ 1/2 & 1/2 & T_3 \\ 1/2 & T_1 & T \end{Bmatrix} \right. \\
& + \delta_{le} (-1)^{i_k - i_l + J_1 + T_1} \langle mf [J_4 T_4] | G_B(\omega_3) | pk [J_4 T_4] \rangle \\
& \cdot \left. \left. \begin{Bmatrix} j_l & j_f & J_3 \\ j_k & J_4 & j_p \\ J_1 & j_m & J \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} 1/2 & 1/2 & T_3 \\ 1/2 & T_4 & 1/2 \\ T_1 & 1/2 & T \end{Bmatrix} \right] \right. \\
& \cdot G_{\text{TDA}}(ef(J_3 T_3) p [JT], ij(J_2 T_2) n [JT]; \omega), \tag{9}
\end{aligned}$$

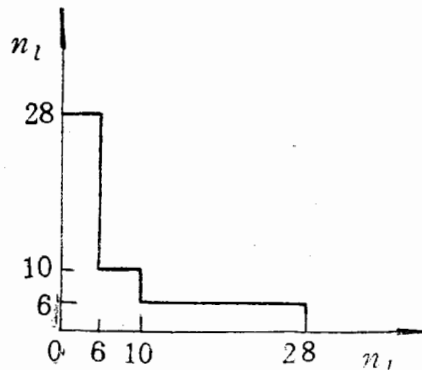


图2 G 矩阵中泡利算符的选取

其中:  $\omega_1 = \omega + \varepsilon_k + \varepsilon_l + \varepsilon_e + \varepsilon_f - \varepsilon_m$ ,  $\omega_2 = \omega + \varepsilon_k + \varepsilon_l + \varepsilon_e$   
 $\omega_3 = \omega + \varepsilon_k + \varepsilon_l + \varepsilon_f$   $C = \Delta_{k'l}^{-1} \Delta_{e'l}^{-1} \hat{f}_1 \hat{f}_3 \hat{T}_1 \hat{T}_3$

$g^0(klm, \omega)$  为 2h1p 格林函数的 TDA 零级近似:

$$g^0(klm; \omega) = - \left( \frac{1}{\omega - \varepsilon_m + \varepsilon_k + \varepsilon_l + i\eta} \right)_{\eta \rightarrow 0^+} \quad (10)$$

计算中,  $G$  矩阵的模型空间选取为(6, 10, 28), 如图 2 所示, 这样选取的模型空间可避免顾及 2p1h 和 2h1p 多重散射关联时出现重复计算的问题。

### 三、计算结果和讨论

对于给定的  $\omega$  值, 由式(4)、(5)、(8)求得质量算符  $M_{\alpha\beta}(\omega)$ , 将其代入(1)式, 即可通过逐次迭代的办法求得能谱  $\mathcal{E}_\alpha^\pm$ , 只要过程收敛, 必然能得到  $\mathcal{E}_\alpha^\pm$  的自洽解。本文具体地用格林函数方法计算了 2p1h 和 2h1p 多重散射关联对  $^{40}\text{Ca}$  区域核能谱的贡献, 所得到的结果比文献[3]中的更好一些。计算结果表明, 方程(1)的收敛速度很快。

在计算中, 取  $Q = 10.5\text{MeV}$ , 单粒子态截断到  $0s-3s$ , 即取前 28 个单粒子轨道, 能移  $B$  取 0。

在一级近似时, 由于  $M-3Y$  力等效  $G$  矩阵元与能量无关, 所以这时的质量算符也是能量无关的, 求解比较方便。我们求解了  $^{39}\text{Ca}$  的六个单粒能级和  $^{41}\text{Ca}$  的十三个单粒能级, 所得结果分别列在表 1 和表 2 中。

表 1 质量算符取一级近似时的结果和其它结果的比较 (能量单位 MeV)

|        | $0s_{1/2}$ | $0p_{3/2}$ | $0p_{1/2}$ | $0d_{3/2}$ | $1s_{1/2}$ | $0d_{5/2}$ | $0f_{7/2}$ | $1p_{3/2}$ | $1p_{1/2}$ | $0f_{5/2}$ |
|--------|------------|------------|------------|------------|------------|------------|------------|------------|------------|------------|
| $M-3Y$ | 46.23      | 25.68      | 20.45      | 5.75       | 2.74       | 0(-18.54)  | 0(-5.67)   | 1.22       | 4.31       | 4.89       |
| Ref(3) | 44.68      | 22.91      | 19.76      | 4.59       | 2.44       | 0(-18.71)  | 0(-6.74)   | 1.36       | 3.37       | 5.50       |
| RBHF   | 41.40      | 21.71      | 18.98      | 4.08       | 2.41       | 0(-13.41)  | 0(3.14)    | -1.26      | -0.34      | 3.48       |
| EXP    |            |            |            | 6.3        | 2.6        | 0(-15.6)   | 0(8.4)     | 2.1        | 4.1        | 5.5        |

表 2 一级近似时  $^{41}\text{Ca}$  的另外九个能级(能量单位 MeV)

|                    | $1d_{5/2}$ | $2s_{1/2}$ | $1d_{3/2}$ | $2p_{3/2}$ | $1f_{7/2}$ | $2p_{1/2}$ | $1f_{5/2}$ | $2d_{5/2}$ | $2d_{3/2}$ |
|--------------------|------------|------------|------------|------------|------------|------------|------------|------------|------------|
| $M-3Y$             | 12.43      | 12.47      | 14.31      | 20.41      | 21.96      | 24.76      | 25.73      | 29.11      | 35.30      |
| EXP <sup>[3]</sup> | 13.1       | 15.1       | 18.1       |            |            |            |            |            |            |

由表 1 中的数据可以看出, 不仅能级的顺序与实验一致, 而且大部份能级与实验数据符合得很好。我们由  $M-3Y$  力等效  $G$  矩阵计算的各个能级的数值与文[3]中用 Paris 势  $G$  矩阵计算的结果相当吻合。而且  $0d_{5/2}, 1s_{1/2}, 1p_{1/2}, 0f_{5/2}$  四个能级更加接近实验值。特别是解决了文献[2]中能级倒序的问题。

表 2 中为  $^{41}\text{Ca}$  的另外九个能级, 其结果也与现有的实验数据相当吻合, 这说明,  $M-3Y$  力等效  $G$  矩阵元也可在更高的壳层中应用。

对上面的数据分析得出第一个结论:  $M-3Y$  力等效  $G$  矩阵元对这一区域的微观结构是适用的。

本文的第二个目的是考察 pp 散射, hh 散射在  $2p1h$  和  $2h1p$  多重散射中所占的比重。计算结果表明: pp, hh 散射几乎与  $2p1h$ ,  $2h1p$  多重散射相当, 而其中 ph 散射的贡献是很小的, 达到了完全可以忽略的程度。下面先对  $2p1h$  的情况进行分析。为了清晰起见, 分析时只以几个能级为例, 其它能级的情况与此完全相同。

表3  $M_{\alpha\beta}^{2p1h}$  取不同近似的单粒能谱(能量单位 MeV)

|            | $M^{(1)}$ | $M^{2p1h}$ | $M^{pp}$ | $M^{2p1h0}$ | EXP  |
|------------|-----------|------------|----------|-------------|------|
| $0f_{7/2}$ | -5.67     | -5.73      | -5.73    | -5.35       | -8.4 |
| $1p_{3/2}$ | -4.45     | -4.80      | -4.80    | -4.14       | -6.3 |
| $1p_{1/2}$ | -1.36     | -1.36      | -1.62    | -1.77       | -4.3 |

由表中数据可以看出, 考虑  $2p1h$  多重散射关联后, 结果更加接近实验值,  $2p1h$  多重散射关联对能谱有一定的贡献, 其中 pp 散射的贡献几乎与  $2p1h$  多重散射的贡献相当。由于只取到小数点后第二位, 所以第二列和第三列看起来毫无差别。实际计算出的数据并非如此, 只是差别很小, 不大于  $0.005\text{MeV}$ 。第四列数据是只顾及部份 pp 散射的情况(只顾及(6)式中第一项), 与第二列数据比较可以看出, 只顾及部份 pp 散射是不够的。

关于 pp 散射占  $2p1h$  多重散射很大部份的原因可以从下面两个方面看出。第一, 在式(6)中, 除 pp 散射项外, 各 ph 散射项前面均有求和因子  $(-1)^{J+T}$ , 求和的结果必然会出现正负抵消的现象。第二, 从(5)式来看  $M_{\alpha\beta}^{2p1h}(\omega)$  的大小很大程度上取决于  $2p1h$  格林函数的 TDA。从我们计算的  $G_{\text{TDA}}$  数值来看, 其对角元的数值大部份在  $1.1 \times 10^{-2}$  左右, 而其非对角元的数值要比其小 2—5 个量级。因而可以认为其对角元起主要作用, 而其对角元的数值基本上与  $g^0(m, n, k; \omega) = \frac{1}{\omega - \varepsilon_m - \varepsilon_n + \varepsilon_k} \approx 0.011$  的值相当。故 pp 散射几乎与  $2p1h$  多重散射相当就很容易理解了。

对于  $2h1p$  多重散射关联对单粒能谱的贡献, 情况与  $2p1h$  基本相同。顾及  $2h1p$  多重散射关联后, 结果更加接近实验值。其主要贡献来自于 hh 散射, 这一结论可由表 4 中的数据看出。

表4  $M_{\alpha\beta}^{2h1p}(\omega)$  取各种近似的能谱(能量单位 MeV)

|            | $M^{(1)}$ | $M^{2h1p}$ | $M^{hh}$ | $M^{2h1p0}$ | EXP  |
|------------|-----------|------------|----------|-------------|------|
| $0f_{7/2}$ | -5.67     | -7.28      | -7.28    | -8.07       | -8.4 |
| $1p_{3/2}$ | -4.45     | -6.01      | -6.01    | -6.95       | -6.3 |
| $1p_{1/2}$ | -1.36     | -3.29      | -3.29    | -4.81       | -4.3 |

关于 hh 散射占  $2h1p$  多重散射主要部份的原因, 与  $2p1h$  的情况完全一样, 这里就不再分析了。

表 5 是对不同的能级所求得二级质量算符的数值。

表 5 2p1h, 2h1p 多重散射关联对能谱的贡献 (能量单位 MeV)

|            | $0s_{1/2}$ | $0p_{3/2}$ | $0p_{1/2}$ | $0d_{5/2}$ | $0f_{7/2}$ |
|------------|------------|------------|------------|------------|------------|
| $M^{2p1h}$ | 0.56       | 0.31       | 0.32       | 0.28       | 0.06       |
| $M^{2h1p}$ | 3.46       | 1.76       | 2.75       | 1.11       | 1.61       |

由表中的数据可以看出, 2h1p 多重散射对能谱的贡献要比 2p1h 多重散射大得多, 一般为其 3—6 倍。其中的主要原因可以从式 (7), (10) 中看出。质量算符  $M_{\alpha\beta}^{2p1h}$  和  $M_{\alpha\beta}^{2h1p}$  的主要贡献来自于因子  $g^0(m, n, k; \omega)$  和  $g^0(k, l, m; -\omega)$ , 其表达式分别为:

$$g^0(m, n, k; \omega) = \frac{1}{\omega - \varepsilon_m - \varepsilon_n + \varepsilon_k};$$

$$g^0(k, l, m; -\omega) = \frac{-1}{-\omega - \varepsilon_m + \varepsilon_k + \varepsilon_l}.$$

从中不难看出, 对于同一个单粒子能级,  $M_{\alpha\beta}^{2h1p}(\omega)$  的数值大于  $M_{\alpha\beta}^{2p1h}(\omega)$  的数值, 自然, 质量算符大者对能谱的影响也就大。由此, 我们得出本文的又一结论: 2p1h 和 2h1p 多重散射关联对能谱有一定的贡献, 其作用是使能谱的位置降低。其中 2h1p 多重散射关联占主要部份。

#### 四、总 结

通过本文的计算和分析可以看出, 用  $M-3Y$  力等效  $G$  矩阵元代替真实核力的  $G$  矩阵元在这一区域是可行的。由于  $M-3Y$  力等效  $G$  矩阵元计算简单, 可使计算工作大幅度减少。

计算结果还表明, 用格林函数方法计算时, 2p1h 多重散射和 2h1p 多重散射对能谱的贡献主要由 pp 散射和 hh 散射所提供, ph 散射的贡献很小, 可以忽略不计。而只顾及其中的 pp, hh 散射时, 计算可进一步简化。在总的贡献中, 2h1p 多重散射关联起主要作用。

#### 参 考 文 献

- [1] 吴式枢, 原子核物理, 2(1980), 193.
- [2] K. T. R. Davies et al., *Phys. Rev.*, C4 (1971), 81.
- [3] 井孝功等, 高能物理与核物理, 11(1986), 744.
- [4] 黄唯志等, 高能物理与核物理, 11(1985), 320.
- [5] D. Vautherin et al., *Nucl. Phys.*, A422(1984), 140.

## SINGLE-PARTICLE AND SINGLE-HOLE ENERGIES IN THE $^{40}\text{Ca}$ REGION

DOU ZHIGUO JING XIAOGONG ZHAO GUOQUAN

*(Department of Physics, Jilin University, Changchun)*

### ABSTRACT

The single particle (SP) energies of  $^{41}\text{Ca}$  and the single hole energies of  $^{39}\text{Ca}$  are calculated with eigenvalue equation derived from SP Green's function. The matrix element of M-3Y force is adopted as the equivalent of G-matrix element. Two particle one hole (2p1h) and two hole one particle (2h1p) multiple scattering (MS) correlation were studied. The results show the 2h1p MS correlation is more important than the 2p1h MS correlation.