

用推广的 Skyrme 力计算微观光学势

田野 申庆彪 卓益忠

(中国科学院原子能研究所)

摘 要

本文用同时描述原子核基态和激发态性质的推广的 Skyrme 力计算了 ^{208}Pb 等核素的微观光学势, 并给出了每个核子光学势实部和虚部的体积分和均方根半径, 还用所得到的光学势计算了弹性散射角分布和全截面. 计算结果表明用推广的 Skyrme 力计算的光学势无论实部还是虚部比通常的 Skyrme 力均有明显的改进, 在入射能量低于 100MeV 范围内能较好地符合实验.

一、引 言

在用核物质近似^[1,2]成功地计算微观光学势^[3-5]和用 Skyrme 力^[6,7]成功地计算核结构^[7,8]的鼓舞下, 我们曾引入了一种由 Skyrme 力出发用核物质近似计算微观光学势的方法^[9-12]. 由于 Skyrme 力(下面简称 S 力)是一种唯象的有效核力, 因此我们称这种理论方法为“半微观方法”, 用这种方法所计算的光学势也可以称为“半微观光学势”. 我们用这种方法对 SII-SVI 五套核力参数^[7,8]进行了数值计算, 得到了一些很有希望的结果. 当入射粒子能量低于几十 MeV 时, 从光学势实部和虚部的深度、形状、体型势和面型势的相对大小以及它们随入射核子能量和非对称参数的变化规律来看, 趋势都是合理的, 其数值与 Mahanx 等人用 BHF 方法所计算的微观光学势^[3]、Greenlees 等人的唯象光学势^[13]以及若干经验值相比也大致相近. 用上述的微观光学势所计算的弹性散射角分布与实验结果相比在一定程度上也得到符合. 如果既考虑光学势实部又考虑光学势虚部, 将上述五套参数的计算结果进行比较, 发现 SII 最好. 但是上述结果也有一些不足之处, 例如光学势实部的形状表面型过程数值偏小, 以及光学势虚部的数值随能量变化过快等.

由于通常的 S 力参数是通过调整去符合结合能和均方根半径等基态性质而确定的, 因而这些 S 力虽然在研究原子核基态性质的 HF 计算中都能得到相当好的符合, 但是对于激发态却得到了很不相同的结果^[14]. 光学势实部在某种程度上反映了原子核基态性质, 而光学势虚部却可以反映平均激发态性质. 从我们的计算结果^[10-12]可以看出, 不同的 S 力参数对实部势都给出了比较相近的结果, 而对虚部势所得到的结果却相差很远. 为了用相同的核力参数同时自洽地描述原子核基态和激发态的性质, Krewald 等人给出了推

广的 Skyrme 力(下面简称 GS 力)及其六套参数^[4]。

本文的目的就是研究用这种能同时描述原子核基态和激发态性质的 GS 力是否也能改进微观光学势的计算, 并且比较六套 GS 力参数的好坏。

第二节描述了 GS 力及其参数。第三节给出了由 GS 力所得到的光学势的计算公式。第四节给出计算结果, 并进行一些分析和讨论。最后一节是结语。

二、推广的 Skyrme 力及其参数

Kreaid 等人给出的 GS 力是一种与密度和动量有关的零程二体有效核力。具体形式如下^[4]:

$$\begin{aligned}
 V(\mathbf{R}, \mathbf{r}) = & t_0(1 + x_0 P_\sigma)\delta(\mathbf{r}) + \frac{1}{6} t_3 \rho(\mathbf{R})(1 + x_3 P_\sigma)\delta(\mathbf{r}) \\
 & + \frac{1}{2} t_1(1 + x_1 P_\sigma)(\mathbf{k}'^2 \delta(\mathbf{r}) + \delta(\mathbf{r}) \mathbf{k}^2) \\
 & + \frac{1}{2} t_4(1 + x_4 P_\sigma)(\mathbf{k}'^2 \rho(\mathbf{R})\delta(\mathbf{r}) + \delta(\mathbf{r}) \rho(\mathbf{R}) \mathbf{k}^2) \\
 & + t_2(1 + x_2 P_\sigma) \mathbf{k}' \cdot \delta(\mathbf{r}) \mathbf{k} + t_5(1 + x_5 P_\sigma) \mathbf{k}' \cdot \rho(\mathbf{R}) \delta(\mathbf{r}) \mathbf{k} \\
 & + iW_0(\boldsymbol{\sigma}_1 + \boldsymbol{\sigma}_2) \cdot \mathbf{k}' \times \delta(\mathbf{r}) \mathbf{k}
 \end{aligned} \quad (1)$$

其中

$$\begin{aligned}
 \mathbf{r} &= \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2 \\
 \mathbf{R} &= \frac{1}{2}(\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2).
 \end{aligned} \quad (2)$$

相对动量算符

$$\begin{aligned}
 \mathbf{k} &= \frac{1}{2i}(\nabla_1 - \nabla_2) \quad \text{作用在右边的波函数} \\
 \mathbf{k}' &= -\frac{1}{2i}(\nabla_1 - \nabla_2) \quad \text{作用在左边的波函数.}
 \end{aligned} \quad (3)$$

P_σ 是自旋交换算符, $\boldsymbol{\sigma}$ 是 Pauli 自旋矩阵。

Skyrme 曾引入一个三体力项^[6]

$$V(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3) = t_3 \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \delta(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_3) \quad (4)$$

用来模拟和密度的关系。但是, Vautherin 等人^[7]已经证明它在偶偶核的 HF 计算中等价于与密度有线性关系的两体力

$$V_{12} = \frac{1}{6} t_3(1 + P_\sigma) \rho(\mathbf{R}) \delta(\mathbf{r}) \quad (5)$$

另外, Chang 指出三体力项会产生不稳定的自旋饱和 HF 基态^[45]。因此, Krewald 等人在(1)式中用与密度有关的两体力项代替了三体力项。在我们以前的工作中^[10-12]所得到的属于三体-三体的二级费曼图对虚部势的贡献远小于二体-二体和二体-三体的二级费曼图的贡献的结果也支持了这种做法。

在通常的 S 力中人们感兴趣的有效质量 m^* 和不可压缩系数 K 不能被独立地调节,

并且总是得到比实验值过高的 K 值^[7,8]。为此在GS力中加上了两项和密度成线性关系的与动量有关项,并且各项都包括了自旋交换项。这样一来有效质量 m^* 和不可压缩系数 K 就可以被独立地调节了。

Krewald 等人在参考文献[14]中给出了能保证基态性质得到很好符合的各核力参数之间的简单解析关系,用这些关系可以保证每个核子的结合能、核物质中的饱和条件、核半径和 ^{16}O 结合能的数据得到满足,最后只留下有效质量 m^* 和不可压缩系数 K 两个自由参数被用来调节符合激发态性质。我们知道 Landau-Migdal 力^[16]是一种与密度有关的零程相互作用,其参数是对原子核激发态进行调整的。在无规位相近似(RPA)的计算中把 Migdal 力作为粒子-空穴相互作用取得了成功^[17,18]。在核物质中可以求得用 S 力参数

表1 推广 Skyrme 力的参数表

| | GS1 | GS2 | GS3 | GS4 | GS5 | GS6 |
|-------------------------------------|-------|-------|-------|--------|--------|-------|
| m^*/m | 0.6 | 0.6 | 0.6 | 0.8 | 0.8 | 0.8 |
| $K(\text{MeV})$ | 235 | 300 | 400 | 235 | 300 | 400 |
| $t_0(\text{MeV} \cdot \text{fm}^3)$ | -1268 | -1177 | -1037 | -1242 | -1152 | -1012 |
| $t_1(\text{MeV} \cdot \text{fm}^3)$ | 887 | 670 | 336 | 760 | 543 | 209 |
| $t_2(\text{MeV} \cdot \text{fm}^3)$ | -77.3 | -49.7 | -7.3 | -146.2 | -118.6 | -76.3 |
| $t_3(\text{MeV} \cdot \text{fm}^3)$ | 14485 | 11054 | 5774 | 19362 | 15989 | 10619 |
| $t_4(\text{MeV} \cdot \text{fm}^3)$ | -1853 | -775 | 883 | -2157 | -1079 | 579 |
| x_0 | 0.150 | 0.124 | 0.074 | 0.206 | 0.182 | 0.139 |

$$t_5(\text{MeV} \cdot \text{fm}^3) = 0, x_1 = x_2 = x_3 = 0, x_4 = x_5 = 1, W_0(\text{MeV} \cdot \text{fm}^3) = 105$$

注:各套参数序号GS1—GS6是本文加上的。

来计算 Migdal 力参数的关系式^[19,14]。在调节 S 力的有效质量 m^* 和不可压缩系数 K 时用这种关系来保证 Landau 参数 t_0 等处处在合理范围,这样就对 S 力参数给予限制,使它能够同时成功地描述基态和激发态性质。

Krewald 等人对于 $m^*/m = 0.6, 0.8$ 和 $K = 235, 300, 400\text{MeV}$ 的六种情况给出了六套GS力参数^[14](见表1),并用这些参数对原子核基态性质、巨多极共振和低激发集体同位旋标量态进行了检验计算。

三、光学势的计算公式

在只有二体力的情况下,一级质量算符 $M^{(1)}$ 和二级质量算符 $M^{(2)}(E)$ 都只对应一个费曼图,它们的表达式分别为^[9,10,12]:

$$M_{aa}^{(1)} = \sum_{\rho} V_{\alpha\rho\alpha\rho} n_{\rho} \quad (6)$$

$$M_{aa}^{(2)}(E) = \frac{1}{2} \sum_{\mu\nu} \frac{V_{\alpha\mu\lambda\nu} V_{\lambda\nu\alpha\mu}}{E + \varepsilon_{\mu} - \varepsilon_{\lambda} - \varepsilon_{\nu} + i\eta} n_{\mu}(1 - n_{\lambda})(1 - n_{\nu}) \quad (7)$$

其中

$$n_{\rho} = \begin{cases} 1 & \text{在费米面以下} \\ 0 & \text{在费米面以上} \end{cases} \quad (8)$$

相互作用矩阵元为:

$$V_{\alpha\rho,\alpha\rho} = \langle \alpha\rho | V | \alpha\rho \rangle_A \quad (9)$$

A 代表反对称化。

从多体理论观点来看光学势可以等价于单粒子格林函数的质量算符^[20]。由于在 HF 计算中可以把 Skyrme 力看作等效 G 矩阵^[7,21]，这样就可以仅用一级质量算符 $M^{(1)}$ 表示光学势实部，并且仅用二级质量算符 $M^{(2)}$ 的虚部来表示光学势虚部(见附录)。利用主值积分公式^[10-12]由(7)式可以得到:

$$I_m M_{\alpha\alpha}^{(2)}(E) = -\frac{\pi}{2} \sum_{\mu\nu} V_{\alpha\mu,\lambda\nu} V_{\lambda\nu,\alpha\mu} n_\mu (1 - n_\lambda) (1 - n_\nu) \delta(E + \varepsilon_\mu - \varepsilon_\lambda - \varepsilon_\nu). \quad (10)$$

在非对称核物质情况下，对于偶偶核利用上述 GS 力和平面波波函数求出矩阵元 $V_{\alpha\rho,\alpha\rho}$ ，根据(6)式所给出的一级质量算符便可求得在非对称核物质中核子的光学势实部为:

$$\begin{aligned} V_{\tau\alpha} = & \frac{m_{\tau\alpha}^*}{m_{\tau\alpha}} \left\{ t_0 \left[\left(1 + \frac{x_0}{2}\right) \rho - \left(x_0 + \frac{1}{2}\right) \rho_{\tau\alpha} \right] \right. \\ & + \frac{t_3}{6} \rho \left[\left(1 + \frac{x_3}{2}\right) \rho - \left(x_3 + \frac{1}{2}\right) \rho_{\tau\alpha} \right] \\ & + \frac{1}{4} \left\{ t_1 \left[\left(1 + \frac{x_1}{2}\right) \rho - \left(x_1 + \frac{1}{2}\right) \rho_{\tau\alpha} \right] \right. \\ & + t_4 \rho \left[\left(1 + \frac{x_4}{2}\right) \rho - \left(x_4 + \frac{1}{2}\right) \rho_{\tau\alpha} \right] \\ & + t_2 \left[\left(1 + \frac{x_2}{2}\right) \rho + \left(x_2 + \frac{1}{2}\right) \rho_{\tau\alpha} \right] \\ & \left. + t_5 \rho \left[\left(1 + \frac{x_5}{2}\right) \rho + \left(x_5 + \frac{1}{2}\right) \rho_{\tau\alpha} \right] \right\} \frac{2m_{\tau\alpha}}{\hbar^2} \left(\frac{M}{M + m_{\tau\alpha}} E_L - V_C \right) \\ & + \frac{1}{40\pi^2} [t_1(1 - x_1) + t_4\rho(1 - x_4) + 3t_2(1 + x_2) \\ & + 3t_5\rho(1 + x_5)] K_{\tau\alpha}^3 \\ & + \frac{1}{20\pi^2} \left[t_1 \left(1 + \frac{x_1}{2}\right) + t_4 \rho \left(1 + \frac{x_4}{2}\right) + t_2 \left(1 + \frac{x_2}{2}\right) \right. \\ & \left. + t_5 \rho \left(1 + \frac{x_5}{2}\right) \right] (2K_F^3 - K_{\tau\alpha}^3)^{2/3}. \end{aligned} \quad (11)$$

其中有效质量的表达式为:

$$\begin{aligned} \frac{m_{\tau\alpha}^*}{m_{\tau\alpha}} = & \left\{ 1 + \frac{2m_{\tau\alpha}}{\hbar^2} \frac{1}{4} \left\{ t_1 \left[\left(1 + \frac{x_1}{2}\right) \rho - \left(x_1 + \frac{1}{2}\right) \rho_{\tau\alpha} \right] \right. \right. \\ & + t_4 \rho \left[\left(1 + \frac{x_4}{2}\right) \rho - \left(x_4 + \frac{1}{2}\right) \rho_{\tau\alpha} \right] \\ & + t_2 \left[\left(1 + \frac{x_2}{2}\right) \rho + \left(x_2 + \frac{1}{2}\right) \rho_{\tau\alpha} \right] \\ & \left. \left. + t_5 \rho \left[\left(1 + \frac{x_5}{2}\right) \rho + \left(x_5 + \frac{1}{2}\right) \rho_{\tau\alpha} \right] \right\}^{-1} \right\} \quad (12) \end{aligned}$$

τ_α 代表核子种类 (中子或质子), m_{τ_α} 和 M 分别是入射核子和靶核的质量, E_L 是实验室系入射核子能量, V_C 是库仑位. ρ 和 K_F 代表核物质总的密度和费米动量, ρ_{τ_α} 和 K_{τ_α} 是可通过原子核非对称参数 α 用 ρ 和 K_F 表示出来的核子 τ_α 的密度和费米动量^[11,12].

同时利用 GS 力和平面波波函数求出矩阵元 $V_{\sigma\mu\lambda\nu}$, 由(10)式便可求得在非对称核物质中核子的光学势虚部为:

$$W_{\tau_\alpha} = -\frac{1}{64\pi^5} \sum_{i=1}^7 W_i \quad (13)$$

其中

$$\begin{aligned} W_1 &= 2 \left[(1 + x_0 + x_0^2) t_0^2 + \frac{1}{6} (2 + x_0 + x_3 + 2x_0x_3) t_0 t_3 \rho \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{36} (1 + x_3 + x_3^2) t_3^2 \rho^2 \right] [I_1(\tau_\alpha) + I_1(\tau_\alpha, -\tau_\alpha)] \\ &\quad - \left[(1 + 4x_0 + x_0^2) t_0^2 + \frac{1}{3} (1 + 2x_0 + 2x_3 + x_0x_3) t_0 t_3 \rho \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{36} (1 + 4x_3 + x_3^2) + t_3^2 \rho^2 \right] I_1(\tau_\alpha) \\ W_2 &= \frac{1}{2} \left\{ [(2 + x_0 + x_1 + 2x_0x_1) t_0 t_1 + (2 + x_0 + x_4 + 2x_0x_4) t_0 t_4 \rho \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{6} (2 + x_3 + x_1 + 2x_3x_1) t_3 t_1 \rho \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{6} (2 + x_3 + x_4 + 2x_3x_4) t_3 t_4 \rho^2] [I_2(\tau_\alpha) + I_2(\tau_\alpha, -\tau_\alpha)] \right. \\ &\quad \left. - [(1 + 2x_0 + 2x_1 + x_0x_1) t_0 t_1 + (1 + 2x_0 + 2x_4 + x_0x_4) t_0 t_4 \rho \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{6} (1 + 2x_3 + 2x_1 + x_3x_1) t_3 t_1 \rho \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{6} (1 + 2x_3 + 2x_4 + x_3x_4) t_3 t_4 \rho^2] I_2(\tau_\alpha) \right\} \\ W_3 &= \frac{1}{16} \{ 2[(1 + x_1 + x_1^2) t_1^2 + (2 + x_1 + x_4 + 2x_1x_4) t_1 t_4 \rho \\ &\quad + (1 + x_4 + x_4^2) t_4^2 \rho^2] [I_3(\tau_\alpha) + I_3(\tau_\alpha, -\tau_\alpha)] \\ &\quad - [(1 + 4x_1 + x_1^2) t_1^2 + 2(1 + 2x_1 + 2x_4 + x_1x_4) t_1 t_4 \rho \\ &\quad + (1 + 4x_4 + x_4^2) t_4^2 \rho^2] I_3(\tau_\alpha) \} \\ W_4 &= \frac{1}{2} \left[(2 + x_0 + x_2 + 2x_0x_2) t_0 t_2 + (2 + x_0 + x_5 + 2x_0x_5) t_0 t_5 \rho \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{6} (2 + x_3 + x_2 + 2x_3x_2) t_3 t_2 \rho \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{6} (2 + x_3 + x_5 + 2x_3x_5) t_3 t_5 \rho^2 \right] I_4(\tau_\alpha, -\tau_\alpha) \\ W_5 &= \frac{1}{8} [(2 + x_1 + x_2 + 2x_1x_2) t_1 t_2 + (2 + x_1 + x_5 + 2x_1x_5) t_1 t_5 \rho \end{aligned}$$

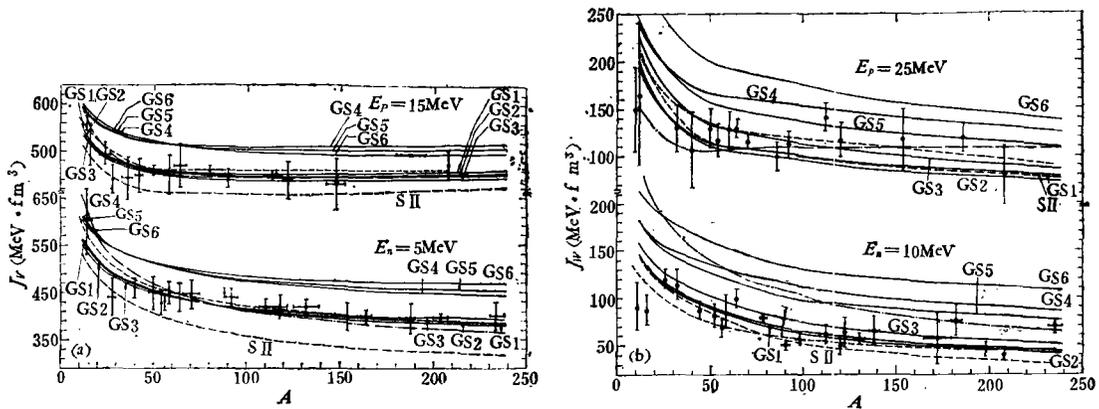
$$\begin{aligned}
 & + (2 + x_4 + x_2 + 2x_4x_2)t_4t_2\rho \\
 & + (2 + x_4 + x_5 + 2x_4x_5)t_4t_5\rho^2 I_5(\tau_a, -\tau_a) \\
 W_6 = & \frac{1}{16} \{ 2[(1 + x_2 + x_2^2)t_2^2 + (2 + x_2 + x_5 + 2x_2x_5)t_2t_5\rho \\
 & + (1 + x_5 + x_5^2)t_5^2\rho^2][I_6(\tau_a) + I_6(\tau_a, -\tau_a)] \\
 & + [(1 + 4x_2 + x_2^2)t_2^2 + 2(1 + 2x_2 + 2x_5 + x_2x_5)t_2t_5\rho \\
 & + (1 + 4x_5 + x_5^2)t_5^2\rho^2]I_6(\tau_a) \} \\
 W_7 = & \frac{W_0^2}{4} [2I_7(\tau_a) + I_7(\tau_a, -\tau_a)] \tag{14}
 \end{aligned}$$

$I_i(\tau_a)$ 的表达式已在参考文献[12]的附录1中给出, $I_i(\tau_a, -\tau_a)$ 的表达式已在参考文献[12]的附录 3 和参考文献[11]的附录 2 中以 $I_i(\tau_a, \tau_a)$ 的形式给出。

为了得到有限核的光学势,我们引入了定域密度近似^[1,2],核子的密度分布采用 Negele 所给出的经验公式^[2,11,12]。这样用上述光学势实部和虚部的公式便可计算出有限核的光学势。

四、计算结果和讨论

图 1(a) 给出了用 GS1—GS6 六套参数对于中子能量为 5MeV、质子能量为 15MeV 的 $A = 12-238\beta$ 稳定线附近的原子核所得到的每个核子光学势实部的体积分 J_V ^[10,12] 的计算值,可以看出由 GS1, GS2 和 GS3 所得到的计算结果与经验值^[23]、唯象势^[3]的计算结果以及 Mahaux 等人用 BHF 方法所得到的计算结果^[3]符合得相当好,明显改进了 SII 的计算结果偏低的缺点,但是由 GS4, GS5 和 GS6 所得到的 J_V 明显偏大,这主要是由于

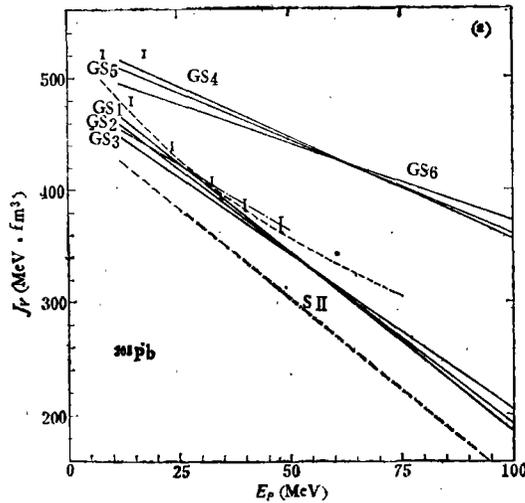


(a) 光学势实部 (b) 光学势虚部

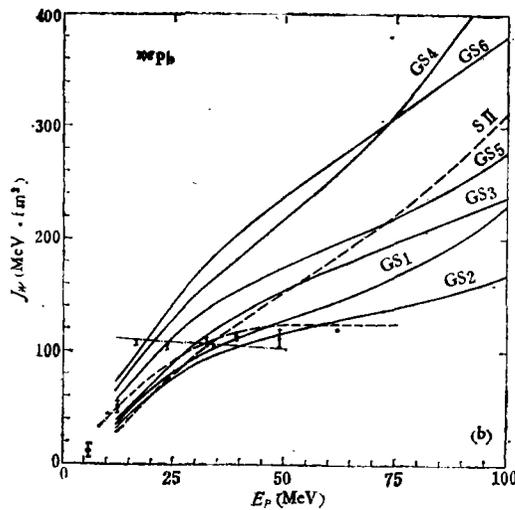
图 1 每个核子光学势的体积分与原子核的质量数 A 的关系

— 经验值, (a) 取自参考文献[23], (b) 取自参考文献[24];
 - - - 唯象势的计算结果; ——— BHF 方法的计算结果;
 - - - SII 的计算结果; ——— GS 力的计算结果

m^*/m 偏大所引起的。图 1(b) 对于中子能量为 10MeV、质子能量为 25MeV 每个核子光学势虚部的体积分 $J_W^{[10,12]}$ 给出与图 1(a) 相应的结果,可以看出同样是由 GS1, GS2 和 GS3 所计算的 J_W 较好,而由 GS4,GS5 和 GS6 所计算的 J_W 偏大。



(a) 光学势实部



(b) 光学势虚部

图 2 ^{208}Pb 每个核子光学势的体积分与入射质子能量 E_p 的关系

I 经验值^[13]; --- 唯象势的计算结果; BHF 方法的计算结果;
 -----SII 的计算结果; —— GS 力的计算结果

图 2(a) 给出了 ^{208}Pb 每个核子光学势实部的体积分 J_V 与入射质子能量 E_p 的关系。同样可以看出由 GS1, GS2 和 GS3 所得到的计算结果较好,而由 GS4, GS5 和 GS6 所得到的计算结果过大。图 2(b) 给出了 ^{208}Pb 每个核子光学势虚部的体积分 J_W 与入射质子能量 E_p 的关系,可以看出由 GS2 所得到的理论值与由 BHF 方法所得到的理论值以及

经验值都符合得较好,其次是 GS1.

图 3 给出了 ^{208}Pb 的质子光学势实部的均方根半径 $\langle R_V^2 \rangle^{1/2}$ 和光学势虚部的均方根半径 $\langle R_W^2 \rangle^{1/2}$ 与入射质子能量 E_p 的关系,它们的定义为:

$$\langle R_V^2 \rangle^{1/2} = \left[\int V(r)r^2 dr / \int V(r) dr \right]^{1/2}$$

$$\langle R_W^2 \rangle^{1/2} = \left[\int W(r)r^2 dr / \int W(r) dr \right]^{1/2} \quad (15)$$

我们只用了简单定域密度近似,因而对于实部来说,由 GS 力所得到的计算结果也和由简单定域密度近似下 BHF 方法的计算结果相接近,略低于经验值,而改进定域密度近似下

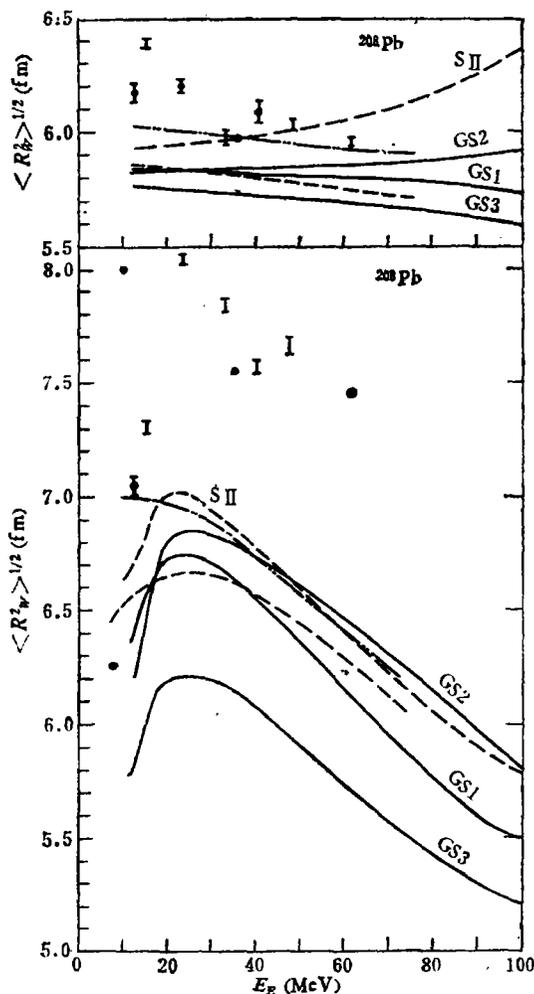


图 3 ^{208}Pb 的质子光学势实部和虚部的均方根半径与入射质子能量 E_p 的关系

- I 经验值^[3];
- 简单定域密度近似下 BHF 方法的计算结果^[3];
- 改进定域密度近似下 BHF 方法的计算结果^[3];
- SII 的计算结果; —— GS 力的计算结果

BHF 方法的计算结果和经验值较接近。还可以看出由 SII 所计算的 $\langle R^2 \rangle^{1/2}$ 随能量上升过快,这是由于随着能量增加用 SII 计算的光学势实部的面型过于突出所引起的,在这方面 GS2 等比 SII 有了明显改进。对于光学势虚部来说各种理论值都低于经验值,这可能是由于所计算的光学势虚部面吸收偏弱而体吸收偏强所造成的。

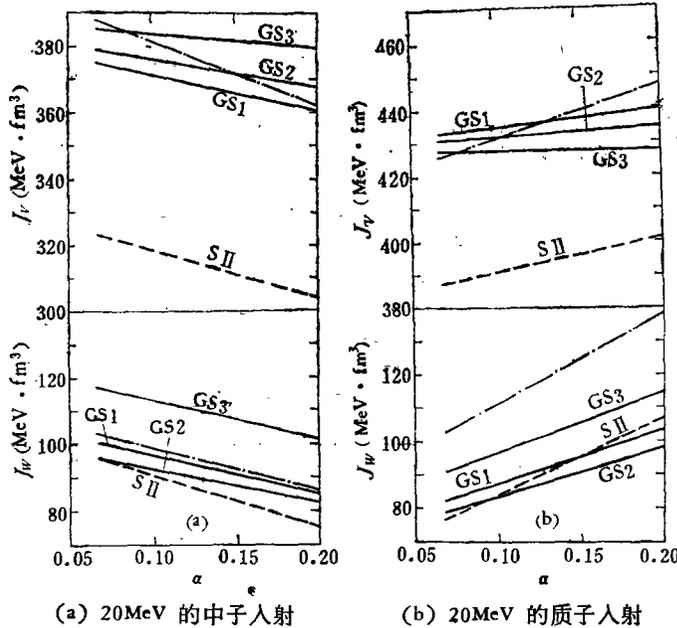


图4 $A=90$ 的原子核每个核子光学势的体积积分与非对称参数 α 的关系
 - - - - 唯象势的计算结果; - - - SII 的计算结果; — GS 力的计算结果

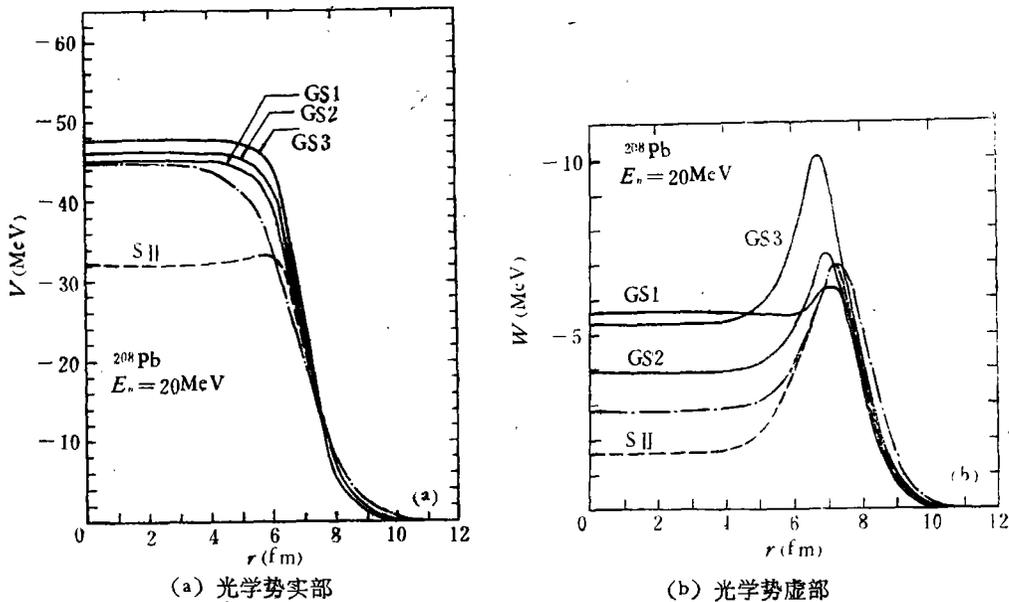
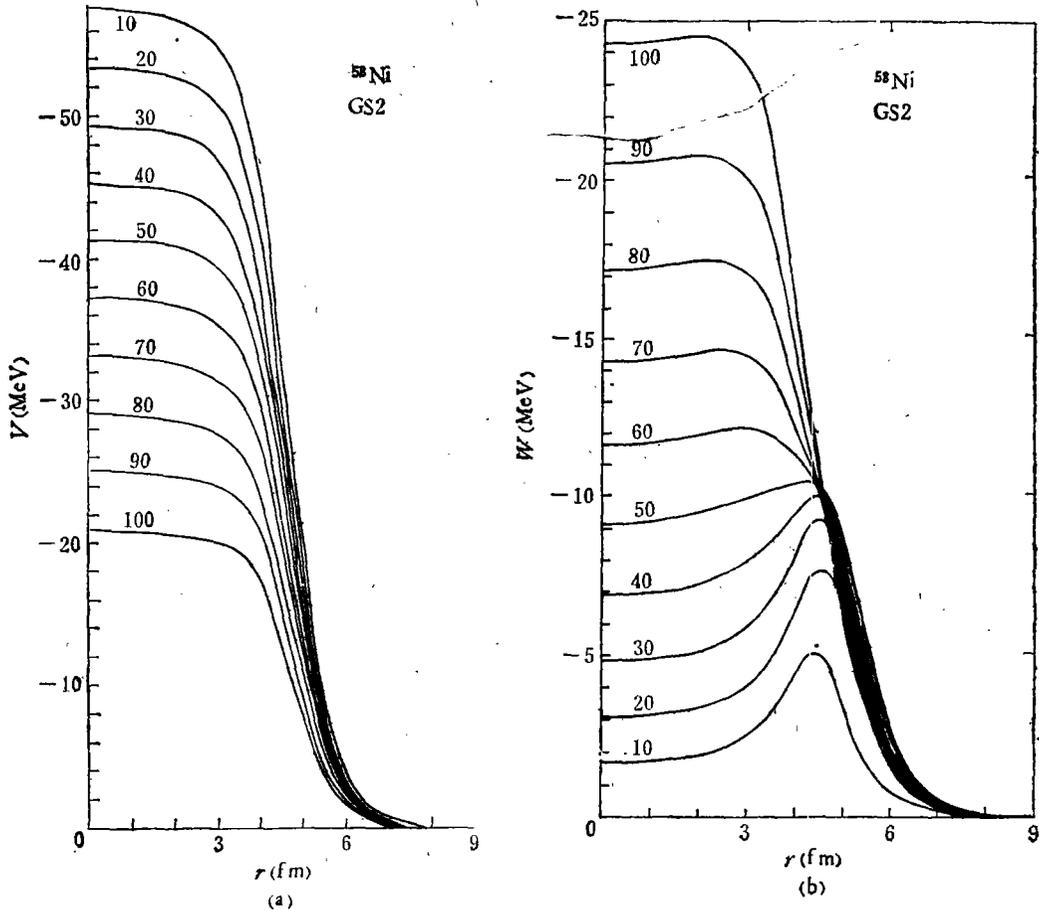


图5 20 MeV 的中子入射时 ^{208}Pb 光学势的径向关系
 - - - - 唯象光学势; - - - 由 SII 计算的光学势; — 由 GS 力计算的光学势

图 4 的 (a) 和 (b) 分别给出了 20MeV 中子入射和 20MeV 的质子入射时 $A = 90$ 的原子核光学势的体积分与非对称参数 α 的关系, 可以看出由 GS1, GS2, GS3 和 SII 所计算的 J_V 和 J_W 基本上都和非对称参数 α 成线性关系, 并且对中子来说都随 α 增加而下降, 对质子来说都随 α 增加而上升, 这与唯象势的趋势是一致的, 但是由 GS 力所计算的 J_V 和 J_W 随 α 的变化斜率都比唯象势的斜率小一些。

图 5 的 (a) 和 (b) 分别给出了 20MeV 的中子入射时 ^{208}Pb 光学势的实部和虚部的径向关系。由图 5(a) 看出由 GS1, GS2 和 GS3 所计算的光学势实部的形状和数值都很接近唯象光学势, 和 SII 相比有了明显改进。由图 6(b) 看出由 GS1, GS2 和 GS3 所计算的光学势虚部都呈现面吸收型, 这和唯象势是一致的, 但是其中 GS1 的面吸收偏弱, 体吸收偏强。

图 6 的 (a) 和 (b) 分别给出了由 GS2 计算的 ^{58}Ni 能量从 10MeV—100MeV 的质子光学势实部和虚部的径向关系。由图 6(a) 看出光学势实部不再出现明显表面型结构, 改进了用通常的 S 力计算的光学势实部表面型过强的缺点, 这主要是由于在 GS 力中 t_3 项对光学势实部的影响减弱了。由图 6(b) 看出光学势虚部仍然是随着能量增加由面吸收



(a) 光学势实部

(b) 光学势虚部

图 6 由 GS2 计算的 ^{58}Ni 不同能量的质子光学势的径向关系

型为主逐渐变成体吸收型为主。同时可以看出和 SII 相比光学势实部和虚部随能量变化都缓慢了,因而由 GS 力所计算的光学势可适用的能量范围也扩大了。

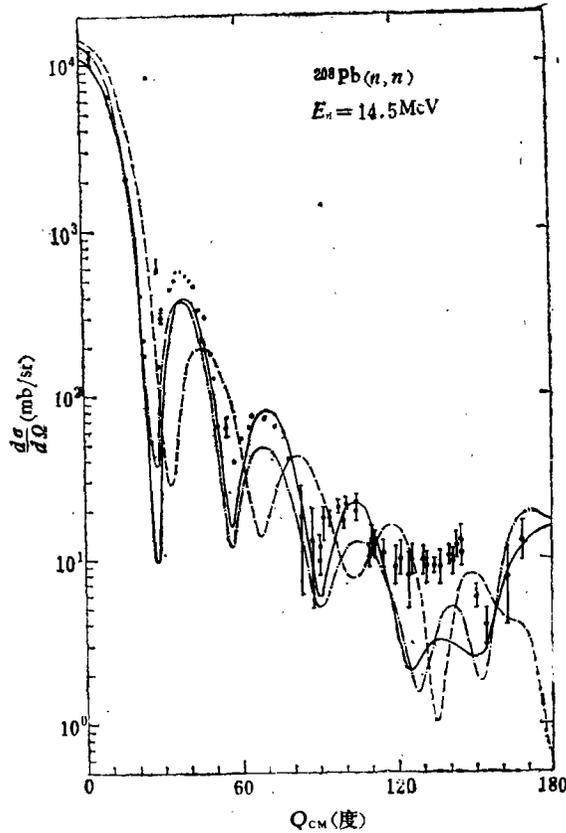


图7 $^{208}\text{Pb}14.5\text{MeV}$ 中子弹性散射角分布的理论值和实验值的比较

⊞ 实验数据^[23]; -·-·- 唯象势的计算结果;
- - - SII 的计算结果; — GS2 的计算结果

我们还用唯象光学势以及由 SII 和 GS2 所计算的光学势(自旋-轨道耦合势用唯象势^[13]代替)计算了 ^{208}Pb 弹性散射角分布(图7和图8)及其全截面(图9),并与实验数据^[29-37]进行了比较。可以看出用 GS2 所计算的弹性散射角分布符合实验数据比 SII 有了明显改进,在符合实验数据程度方面可以和唯象光学势相比拟。同时由图9可以看出用 GS2 所计算的中子全截面和实验数据也大致符合,只是在有些能区理论值比实验数据略低一些。对全截面来说 GS2 的理论值比 SII 也是有了明显改进。

五、结 语

通过用推广 Skyrme 力计算的微观光学势与用通常 Skyrme 力计算的微观光学势的对比和分析,看到推广 Skyrme 力的计算结果克服了通常 Skyrme 力的光学势实部表面型过

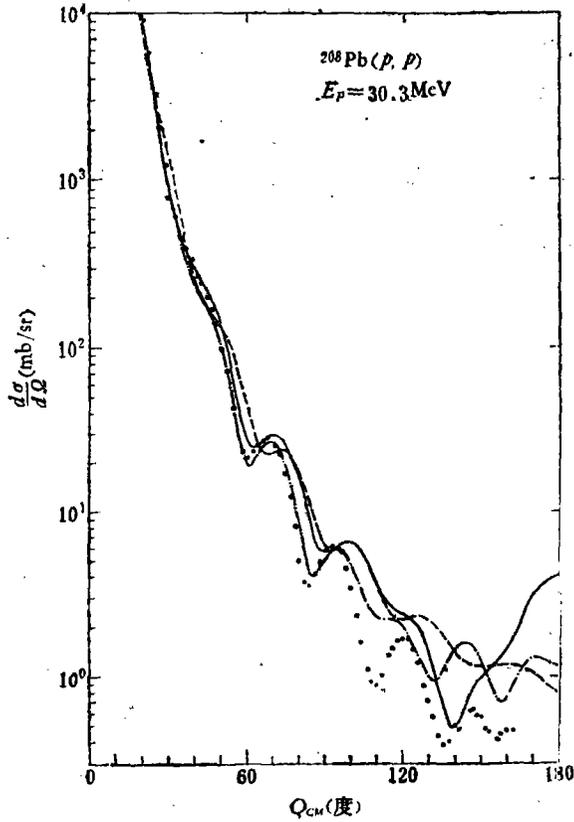


图 8 ^{208}Pb 30.3MeV 质子弹性散射角分布的理论值和实验值的比较。

· 实验数据^[26]; - - - 唯象势的计算结果;
- · - SII 的计算结果; — GS2 的计算结果

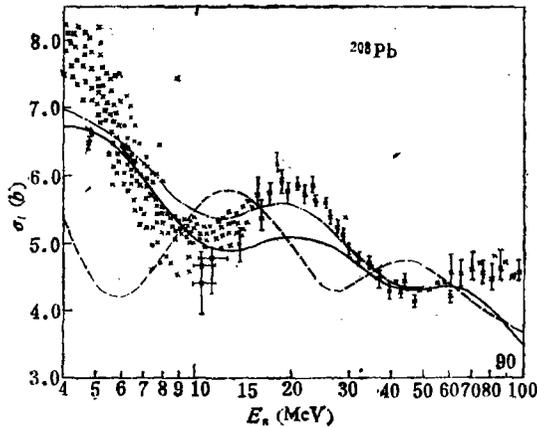


图 9 ^{208}Pb 中子全截面理论值和实验值的比较

× 实验值^[27]; - - - 用唯象势计算的理论值;
- · - 用 SII 计算的理论值; — 用 GS2 计算的理论值

强、数值偏小的缺点,同时缓和了由通常的 Skyrme 力计算的光学势虚部深度随能量变化过快的现象。因此可以说用同时考虑原子核基态和激发态性质的推广 Skyrme 力计算的光学势比通常的 Skyrme 力有了明显改进。在推广 Skyrme 力参数中以 GS2 为最好。在人射能量低于 100MeV 范围内能较好地与实验符合。但是由于推广 Skyrme 力和能量的关系仍然只包含 K^2 项,因而所得到的光学势实部和能量仍然只是线性关系,虚部和能量的关系仍然过强,所以在较高能区不适用。今后为了扩展用 Skyrme 力计算的光学势所适用的能量范围,必须考虑在 Skyrme 力中包含有 K 的高次项才行。以上结果表明通过用各种 Skyrme 力的形式及其参数所计算的微观光学势的比较,也为 Skyrme 力本身提供了一个检验基地。

附 录

Brueckner 反应矩阵 $g[\omega]$ 由以下积分方程所定义^[3,22]:

$$g[\omega] = v + v \sum_{a,b>K_F} \frac{|a, b\rangle\langle a, b|}{\omega - \epsilon(a) - \epsilon(b) + i\delta} g[\omega] \quad (A1)$$

其中 v 是核子-核子相互作用势, ω 是初始能量, $\epsilon(a)$ 和 $\epsilon(b)$ 代表单粒子能量。通常把由 (A1) 式所定义的反应矩阵 $g[\omega]$ 叫做 G 矩阵。在 BHF 近似中,质量算符由下式给出^[22]:

$$M(k, E) = \sum_{j<K_F} \langle j, k | g[E + \epsilon(j)] | j, k \rangle_A \quad (A2)$$

其中 A 代表反对称化。由于在 HF 计算中可以把 Skyrme 力看作等效 G 矩阵^[7,21],由 (A2) 式可得:

$$M_{Sk}(k, E) = \sum_{j<K_F} \langle j, k | V_{Sk}[E + \epsilon(j)] | j, k \rangle_A \quad (A3)$$

这正是正文(6)式所给出的结果,因而可以仅用一级质量算符来表示光学势实部。把 (A1) 式代入 (A2) 式,并注意到波函数的反对称化可以得到:

$$M(k, E) = \sum_{j<K_F} \langle j, k | V | j, k \rangle_A + \frac{1}{2} \sum_{j<K_F} \frac{\langle j, k | V | a, b \rangle_A \langle a, b | g[E + \epsilon(j)] | j, k \rangle_A}{E + \epsilon(j) - \epsilon(a) - \epsilon(b) + i\delta} \quad (A4)$$

利用主值积分公式可以证明:

$$\begin{aligned} I_m M(k, E) &= \frac{1}{2i} [M(k, E) - M^+(k, E)] \\ &= -\frac{\pi}{2} \sum_{\substack{j<K_F \\ a,b>K_F}} \langle j, k | g^+[E + \epsilon(j)] | a, b \rangle_A \langle a, b | g[E + \epsilon(j)] | j, k \rangle_A \\ &\quad \cdot \delta(E + \epsilon(j) - \epsilon(a) - \epsilon(b)) \end{aligned} \quad (A5)$$

同样由于可以把 Skyrme 力看作等效 G 矩阵,由 (A5) 式可得

$$\begin{aligned} I_m M_{Sk}(k, E) &= -\frac{\pi}{2} \sum_{\substack{j<K_F \\ a,b>K_F}} \langle j, k | V_{Sk}[E + \epsilon(j)] | a, b \rangle_A \\ &\quad \cdot \langle a, b | V_{Sk}[E + \epsilon(j)] | j, k \rangle_A \delta(E + \epsilon(j) - \epsilon(a) - \epsilon(b)) \end{aligned} \quad (A6)$$

这正是正文(10)式所给出的结果,因而可以仅用二级质量算符的虚部来表示光学势虚部,不必再考虑更高次项的贡献了。

参 考 文 献

- [1] K. A. Brueckner, J. L. Gammel and H. Weitzner, *Phys. Rev.*, **110** (1958), 431.
 [2] J. W. Negele, *Phys. Rev.*, **C1** (1970), 1260.
 [3] J. P. Jeukenne, A. Lejeune and C. Mahaux, *Phys. Rev.*, **C16** (1977), 80.
 [4] A. lejeune and P. E. Hodgson, *Nucl. Phys.*, **A295** (1978), 301.
 [5] F. A. Brieva and J. R. Book, *Nucl. Phys.*, **A291** (1977), 299; **A307** (1978), 493.
 [6] T. H. R. Skyrme, *Phil. Mag.*, **1** (1956); 1043. *Nucl. Phys.*, **9** (1959), 615.
 [7] D. Vautherin and D. M. Brink, *Phys. Rev.*, **C5**(1972), 626.
 [8] M. Beiner, H. Floccard, Nguyen Van Giai and P. Quentin, *Nucl. Phys.*, **A238** (1975), 29.
 [9] 申庆彪, 张竞上, 卓益忠, 原子核物理, **3**(1981), 232.
 [10] 申庆彪, 张竞上, 田野, 卓益忠, 高能物理与核物理, **6**(1982), 91.
 [11] 申庆彪, 田野, 马中玉, 张竞上, 卓益忠, 高能物理与核物理, **6**(1982), 185.
 [12] Shen Qingbiao, Zhang Jingshang, Tian Ye, Ma Zhongyu and Zhuo Yizhong, *Z. Phys. A-Atoms and Nuclei*, **303** (1981), 69.
 [13] F. D. Becchetti and G. W. Greenlees, *Phys. Rev.*, **182** (1969), 1190.
 [14] S. Krewald, V. Klemt, J. Speth and A. Faessler, *Nucl. Phys.*, **A281**, (1977), 166.
 [15] B. D. Chang, *Phys. Lett.*, **56B** (1975), 205.
 [16] A. B. Migdal, *Nucl. Phys.*, **13** (1959), 655. *Theory of Finite Fermi Systems and Applications to Atomic Nuclei* (New York, 1967).
 [17] P. Ring, R. Bauer and J. Speth, *Nucl. Phys.*, **A206** (1973), 97; P. Ring and J. Speth, *Nucl. Phys.*, **A235** (1974), 315.
 [18] S. Krewald and J. Speth, *Phys. Lett.*, **52B** (1974), 205.
 [19] S.-O. Bäckman, A. D. Jackson and J. Speth, *Phys. Lett.*, **56B** (1975), 209.
 [20] J. S. Bell and E. J. Squires, *Phys. Rev. Lett.*, **3** (1959), 96.
 [21] J. W. Negele and D. Vautherin, *Phys. Rev.*, **C5** (1972), 1472.
 [22] J. Hüfner and C. Mahaux, *Ann. Phys. New York*, **73** (1972), 525.
 [23] S. Kailas and S. K. Gupta, *Phys. Rev.*, **C17** (1978), 2236.
 [24] S. Kailas and S. K. Gupta, *Phys. Letters*, **71B** (1977), 271.
 [25] F. Perey and B. Buck, *Nucl. Phys.*, **32** (1962), 353.
 [26] B. W. Ridley and J. F. Turner, *Nucl. Phys.*, **58** (1964), 497.
 [27] D. I. Garber and R. R. Kinsey, *Neutron Cross Sections*, Vol. 2, BNL-325, 3rd ed., 1976.

CALCULATION OF MICROSCOPIC OPTICAL POTENTIAL BY USE OF THE GENERALIZED SKYRME FORCES

TIAN YE SHEN QING-BIAO ZHUO YI-ZHONG

(*Institute of Atomic Energy, Academia Sinica*)

ABSTRACT

In this paper the calculation of the microscopic optical potential based on the generalized Skyrme forces which describe both the ground and excited state properties simultaneously has been carried out for ^{208}Pb etc.. The volume integral per nucleon and the root mean square radii of the real part as well as the imaginary part of the optical potential have been obtained. The angular distributions of the elastic scattering and the total cross sections by use of our computed microscopic optical potential for ^{208}Pb have also been calculated. Compared with the conventional Skyrme forces, the calculated results by the generalized Skyrme forces are evidently improved. The present calculation is also in a good agreement with experiments for the incident energy less than 100 MeV.