

用包含 $t_3\rho^\alpha$ 项的修正 Skyrme 力 计算微观光学势

申庆彪 田野 卓益忠

(中国科学院原子能研究所)

摘 要

本文应用最近几年发展起来的,包含 $t_3\rho^\alpha$ 项的修正 Skyrme 力现有的几组参数,计算了 ^{40}Ca 和 ^{208}Pb 的光学势实部和虚部及其体积分,计算结果和光学势的经验值以及唯象光学势相比表明,核力参数 SKa 和 SKb 较好,其次是 SGI,而其他参数的计算结果偏差较大.

一、引 言

Skyrme 力^[1]被提出来以后, Vautherin 和 Brink^[2] 对它重新进行了研究,并在 Hartree-Fock 计算中取得了成功. Skyrme 力是一种零程有效核力,利用核力的短程性可以导出 Skyrme 力的理论形式^[3],但是其中三体力项是唯象地引入的,并且已经证明在偶偶核的 Hartree-Fock 计算中 Skyrme 力的三体力项等价于与密度有线性关系的两体力项^[2],我们也证明了在二级微扰项中三体力对光学势虚部的贡献主要是等价于与密度有关的二体力的贡献^[4-6]. 虽然利用这种 Skyrme 力在原子核的基态性质计算和 Hartree-Fock 计算中都得到了一些比较好的结果,但是与现实核力相比对于核物质都会得到过高的不可压缩系数 K ^[2,7]. 为了解决这个问题,一些人指出在通常的 Skyrme 力中 $t_3\rho$ 项可能依赖密度关系过强,建议把它改成正比于 $t_3\rho^\alpha$ 的形式.

Moszkowski^[8] 早就提出在 Skyrme 型的有效核力中包含正比于密度的幂次 ρ^α 的项,他取 α 为固定值 $\frac{2}{3}$. Zamick^[9] 进而取 α 为可变参数,研究了 α 对原子核不可压缩系数 K 的影响,他用谐振子波函数导出 K 和 α 成线性关系,建议用 $\alpha \leq \frac{2}{3}$ 的正比于 $t_3\rho^\alpha$ 的密度关系代替在通常的 Skyrme 力中正比于 $t_3\rho$ 的密度关系,这样便可减小不可压缩系数 K . Treiner 和 Krivine^[10] 进一步导出关系式证明,若选取 $\alpha < \frac{2}{3}$, 可减小不可压缩系数 K , 并根据与密度有关的有效核力 $G0$ ^[11] 建立了 Skyrme 型有效核力 SG0, 还给出了

本文 1982 年 3 月 26 日收到.

$\alpha = \frac{1}{6}$ 的核力参数, 用 SG0 可以计算出用相互作用 G0 由密度矩阵展开所得到的原子核的基态性质. Köhler 在研究原子核质量公式时给出了 $x_3 \approx 1$ 和 $\alpha = \frac{1}{3}$ 的两套修正 Skyrme 力参数 SKa 和 SKb^[12]. 最近 Krivine, Treiner 和 Bohigas^[13] 在应用 Skyrme 型相互作用从 TDHF 方程出发研究核振动的近似处理方法的文章中指出, 用通常的 Skyrme 力^[2,7]无法计算好原子核振动态的一些性质, 例如所有用 SIII 计算的同位旋标量 ($T = 0$)、单极 ($L = 0$) 能都大于实验值^[14], 并认为这是由于 Skyrme 力和密度关系过强, 计算的不可压缩系数过高所引起的, 再次提出用 $\alpha \leq \frac{2}{3}$ 的 $t_3\rho^\alpha$ 的密度关系来代替在通常 Skyrme 力中正比于 $t_3\rho$ 的密度关系. 他们根据以上考虑, 在保持原子核静态性质得到满足的情况下给出了 $\alpha = \frac{1}{6}$ 的 Skyrme 力参数 SKM, 计算结果表明用这套核力参数所计算的 $L = T = 0$ 和 $L = T = 1$ 的振动模能和实验符合. 在考虑了 Landau-Migdal 参数的约束以后, 在 SKa 和 SKM 的基础上, 最近又有人给出了两套新参数 SGI 和 SGII^[15].

Skyrme 力是一种包含唯象参数的有效核力, 它在核理论中的应用范围在不断扩大, 因而也就受到多方面的检验. 一种较完善的有效核力应该能计算出和实验符合的原子核的多方面性质. 在用 Skyrme 力计算核结构获得成功的鼓舞下, 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^[4-6], 得到了较好的结果. 后来我们又用能够同时描述原子核基态性质和激发态性质的推广的 Skyrme 力^[16]研究了微观光学势的计算^[17], 使计算结果有了明显改善, 能较好地符合光学势的经验值和截面、弹性散射角分布的实验数据. 前面所叙述的包含 $t_3\rho^\alpha$ 项的 Skyrme 力及其参数是为了减小不可压缩系数, 改进用 Skyrme 力计算的原子核基态性质符合实验的程度而提出来的, 本文的目的是想检验一下这种 Skyrme 力及其参数在微观光学势计算中适应性如何.

第二节给出 Skyrme 力形式及其参数; 第三节给出光学势的计算公式; 最后给出计算结果并进行一些讨论.

二、Skyrme 力的形式及其参数

我们所要讨论的包含 $t_3\rho^\alpha$ 项的 Skyrme 力是一种与密度和动量有关的零程二体有效核力, 具体形式为^[14]:

$$\begin{aligned}
 V_{SK}(\vec{R}, \vec{r}) = & t_0(1 + x_0P_\sigma)\delta(\vec{r}) \\
 & + \frac{1}{2}t_1(1 + x_1P_\sigma)(\vec{k}'^2\delta(\vec{r}) + \delta(\vec{r})\vec{k}^2) \\
 & + t_2(1 + x_2P_\sigma)\vec{k}' \cdot \delta(\vec{r})\vec{k} \\
 & + iW_0(\vec{\sigma}_1 + \vec{\sigma}_2) \cdot \vec{k}'x\delta(\vec{r})\vec{k} \\
 & + \frac{1}{6}t_3(1 + x_3P_\sigma)\{\rho(\vec{R})\}^\alpha\delta(\vec{r}). \quad (1)
 \end{aligned}$$

其中

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

相对动量算符

$$\begin{aligned}\vec{k} &= \frac{1}{2i}(\vec{\nabla}_1 - \vec{\nabla}_2) \text{ 作用在右边波函数} \\ \vec{k}' &= -\frac{1}{2i}(\vec{\nabla}_1 - \vec{\nabla}_2) \text{ 作用在左边波函数}\end{aligned}\quad (3)$$

$\vec{\sigma}_i$ 是作用在 i 态上的 Pauli 自旋矩阵, $P_\sigma = \frac{1}{2}(1 + \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2)$ 是自旋交换算符. $t_0, t_1, t_2, t_3, x_0, x_1, x_2, x_3, W_0$ 和 α 为核力参数. 根据上一节对这种形式的 Skyrme 力的介绍, 我们准备用在表 1 中所列出的六组核力参数进行微观光学势计算.

表 1 包含 $t_3\rho^\alpha$ 项的修正 Skyrme 力的参数表

	SG0 ^[10]	SKa ^[11]	SKb ^[12]	SKM ^[13]	SGI ^[14]	SGII ^[15]
$t_0(\text{MeV} \cdot \text{fm}^3)$	-224.8	-1602.78	-1602.78	-2645	-1603	-2645
$t_1(\text{MeV} \cdot \text{fm}^2)$	558.8	570.88	570.88	385	515.9	340
$t_2(\text{MeV} \cdot \text{fm}^2)$	-83.7	-67.70	-67.70	-120	84.5	-41.9
$t_3(\text{MeV} \cdot \text{fm}^{3(1+\alpha)})$	11224	8000	8000	15595	8000	15595
x_0	0.715	-0.02	-0.165	0.09	-0.02	0.09
x_1	0	0	0	0	-0.5	-0.0588
x_2	0	0	0	0	-1.731	1.425
x_3	0	-0.286	-0.286	0	0.1381	0.06044
$W_0(\text{MeV} \cdot \text{fm}^3)$	130	125	125	30	115	105
α	1/6	1/3	1/3	1/6	1/3	1/6

三、光学势的计算公式

利用在参考文献[17]中所使用的方法, 可以求得在非对称的核物质中同位旋为 τ_α 的核子的光学势实部为:

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

$$+ \frac{1}{20\pi^2} \left[t_1 \left(1 + \frac{x_1}{2} \right) + t_2 \left(1 + \frac{x_2}{2} \right) \right] (2K_F^3 - K_{\tau_\alpha}^3)^{5/3} \quad (4)$$

其中

$$\frac{m_{\tau_\alpha}^*}{m_{\tau_\alpha}} = \left\{ 1 + \frac{2m_{\tau_\alpha}}{\hbar^2} \frac{1}{4} \left\{ t_1 \left[\left(1 + \frac{x_1}{2} \right) \rho - \left(x_1 + \frac{1}{2} \right) \rho_{\tau_\alpha} \right] + t_2 \left[\left(1 + \frac{x_2}{2} \right) \rho + \left(x_2 + \frac{1}{2} \right) \rho_{\tau_\alpha} \right] \right\} \right\}^{-1} \quad (5)$$

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 分别代表核物质总的密度和费米动量, 并有关系式:

$$\rho = \frac{2}{3\pi^2} K_F^3 \quad (6)$$

ρ_{τ_α} 和 K_{τ_α} 分别代表核子 τ_α 的密度和费米动量, 并有关系式:

$$\rho_n = \frac{1}{2} (1 + \alpha_0) \rho \quad (7)$$

$$\rho_p = \frac{1}{2} (1 - \alpha_0) \rho$$

$$K_n = (1 + \alpha_0)^{1/3} K_F \quad (8)$$

$$K_p = (1 - \alpha_0)^{1/3} K_F$$

其中

$$\alpha_0 = (\rho_n - \rho_p) / \rho \quad (9)$$

为原子核的非对称参数. 同时可以求得在非对称的核物质中同位旋为 τ_α 的核子的光学势虚部为:

$$W_{\tau_\alpha} = - \frac{1}{64\pi^5} \sum_{i=1}^7 W_i \quad (10)$$

其中

$$W_1 = 2 \left[(1 + x_0 + x_0^2) t_0^2 + \frac{1}{6} (2 + x_0 + x_3 + 2x_0x_3) t_0 t_3 \rho^\alpha \right.$$

$$\left. + \frac{1}{36} (1 + x_3 + x_3^2) t_3^2 \rho^{2\alpha} \right] [I_1(\tau_\alpha) + I_1(\tau_\alpha, -\tau_\alpha)]$$

$$- \left[(1 + 4x_0 + x_0^2) t_0^2 + \frac{1}{3} (1 + 2x_0 + 2x_3 + x_0x_3) t_0 t_3 \rho^\alpha \right.$$

$$\left. + \frac{1}{36} (1 + 4x_3 + x_3^2) t_3^2 \rho^{2\alpha} \right] I_1(\tau_\alpha)$$

$$W_2 = \frac{1}{2} \left\{ \left[(2 + x_0 + x_1 + 2x_0x_1) t_0 t_1 + \frac{1}{6} (2 + x_3 + x_1 + 2x_3x_1) t_3 t_1 \rho^\alpha \right] \right.$$

$$\cdot [I_2(\tau_\alpha) + I_2(\tau_\alpha, -\tau_\alpha)]$$

$$\left. - \left[(1 + 2x_0 + 2x_1 + x_0x_1) t_0 t_1 \right. \right.$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{1}{6} (1 + 2x_3 + 2x_1 + x_3x_1)t_3t_1\rho^a \Big] \cdot I_2(\tau_a) \Big\} \\
W_3 = & \frac{1}{16} \{2(1 + x_1 + x_1^2)t_1^2[I_3(\tau_a) + I_3(\tau_a, -\tau_a)] \\
& - (1 + 4x_1 + x_1^2)t_1^2I_3(\tau_a)\} \\
W_4 = & \frac{1}{2} [(2 + x_0 + x_2 + 2x_0x_2)t_0t_2 \\
& + \frac{1}{6} (2 + x_3 + x_2 + 2x_3x_2)t_3t_2\rho^a] \cdot I_4(\tau_a, -\tau_a) \\
W_5 = & \frac{1}{8} (2 + x_1 + x_2 + 2x_1x_2)t_1t_2I_5(\tau_a, -\tau_a) \\
W_6 = & \frac{1}{16} \left\{2(1 + x_2 + x_2^2)t_2^2[I_6(\tau_a) + I_6(\tau_a, -\tau_a)] \right. \\
& \left. + (1 + 4x_2 + x_2^2)t_2^2I_6(\tau_a) \right\} \\
W_7 = & \frac{W_3^2}{4} [2I_7(\tau_a) + I_7(\tau_a, -\tau_a)] \tag{11}
\end{aligned}$$

$I_i(\tau_a)$ 的表达式已在参考文献 [6] 的附录 1 中给出, $I_i(\tau_a, -\tau_a)$ 的表达式已在参考文献 [6] 的附录 3 和参考文献 [5] 的附录 2 中以 $I_i(\tau_a, \tau_\mu)$ 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,核子的密度分布采用 Negele 所给出的经验公式^[18,5,6]. 这时由 (9) 式所给出的原子核的非对称参数 α_0 变成:

$$\alpha_0 = \frac{N-Z}{A} \tag{12}$$

而且光学势的实部和虚部也都成为有限核的光学势了.

四、计算结果和讨论

图 1 给出了用表 1 所列出的六组核力参数对 ^{208}Pb 所计算的中子光学势实部的径向关系,并与唯象光学势 (POP)^[19] 进行了比较. 可以看出对于 $E_n = 10, 20, 50\text{MeV}$ 三种能量都是 SKa, SKb 和 SGI 与唯象光学势相接近, SKM 和 SGII 的数值都偏大,而 SG0 的数值偏小. 图 2 给出了光学势虚部的相应结果,可以看出对于虚部来说也是 SKa, SKb 和 SGI 与唯象光学势较接近, SKM 和 SGII 的数值偏大,而 SG0 的面吸收大到极不合理的程度.

图 3 和图 4 分别给出了用表 1 所列出的六组核力参数对 ^{40}Ca 所计算的质子的每个核子光学势实部和虚部的体积分 J_V 和 J_W ^[4,6], 并与经验值^[20]、唯象光学势^[19] 和用通常的 Skyrme 力 SII 和推广的 Skyrme 力 GS2 所计算的光学势的体积分^[17] 进行了比较. 由图 3 可以看出,由 SKa, SKb 和 SGI 所计算的 J_V 值与经验值和由唯象光学势和 GS2 所

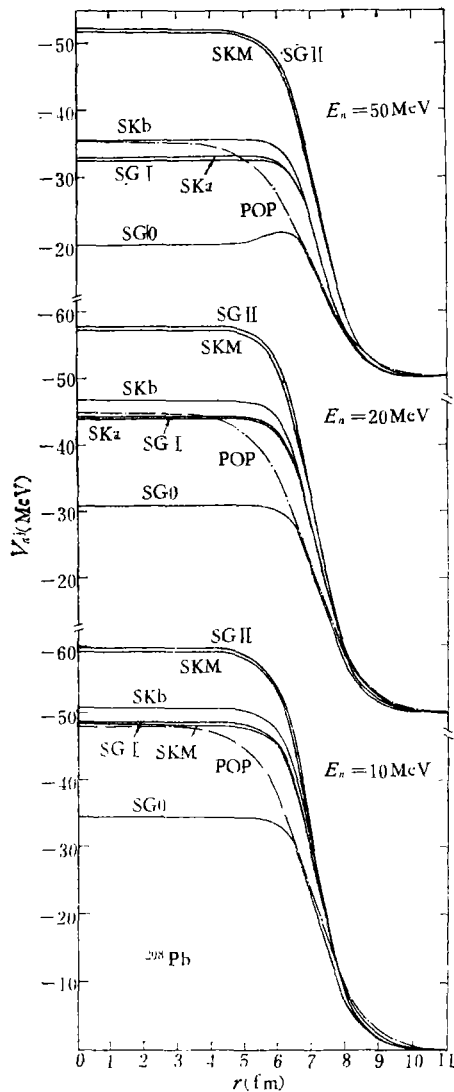


图 1 ^{208}Pb 中子光学势实部的径向关系

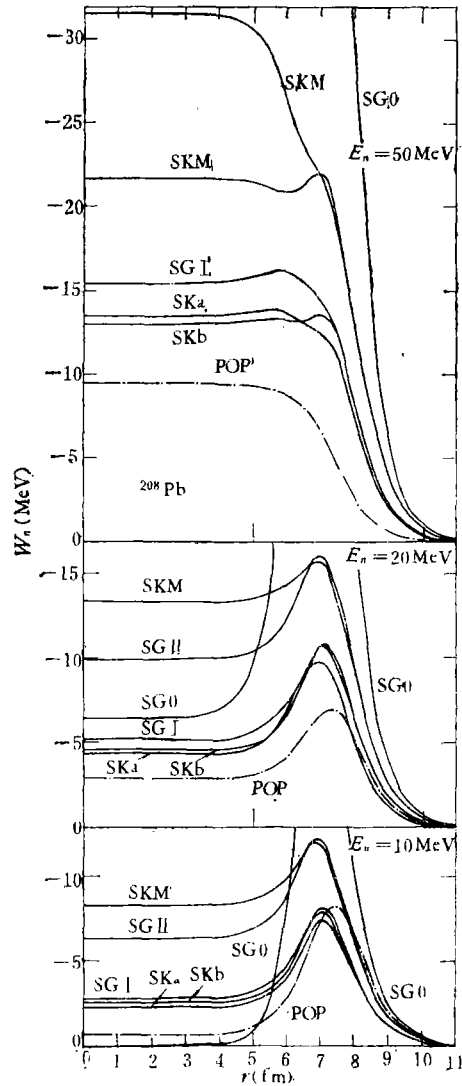


图 2 ^{208}Pb 中子光学势虚部的径向关系

得到的 J_V 值比较接近,其次是 SG_0 , 而 SKM 和 SG_{II} 的 J_V 值明显偏大. 由图 4 看出用这六组核力参数所计算的 J_W 值都偏大, 其中 SK_a 和 SK_b 较好, 其次是 SG_I , 而 SKM 和 SG_{II} 的 J_W 值过大, SG_0 的 J_W 值却已经大到极不合理的程度. 图 5 和图 6 是对 ^{208}Pb 所得到的 J_V 和 J_W 的计算结果, 所得到的结论也类似.

以上结果表明用最近几年所发展起来的包含 $t_3\rho^\alpha$ 项的修正 Skyrme 力及目前所能得到的几组参数计算微观光学势, 在不进行任何参数调节的情况下, 由 SK_a 和 SK_b 就能给出较好的结果, 其次是 SG_I , 而其他参数的计算结果偏差较大.

最后, 作者对 M. Brack 教授对此工作所提出的建议和提供的一些参考文献表示感谢.

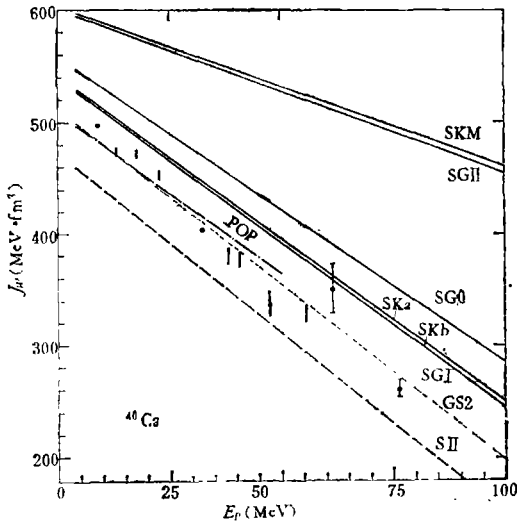


图3 ^{40}Ca 质子的每个核子光学势实部的体积分 J_v 与入射能量 E_p 的关系

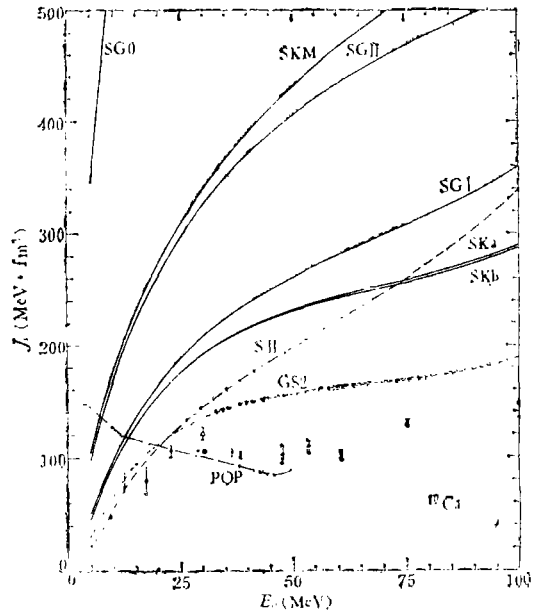


图4 ^{40}Ca 质子的每个核子光学势虚部的体积分 J_w 与入射能量 E_p 的关系

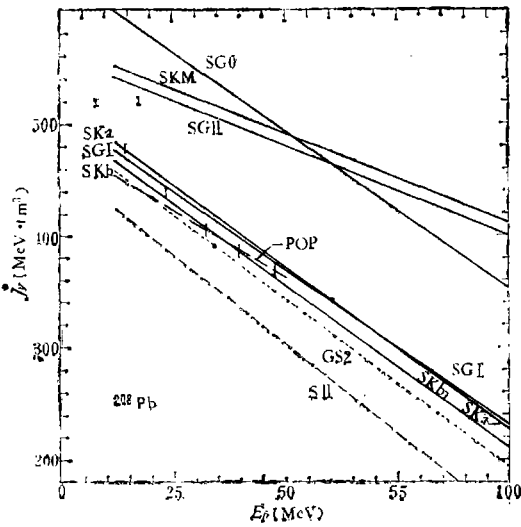


图5 ^{208}Pb 质子的每个核子光学势实部的体积分 J_v 与入射能量 E_p 的关系

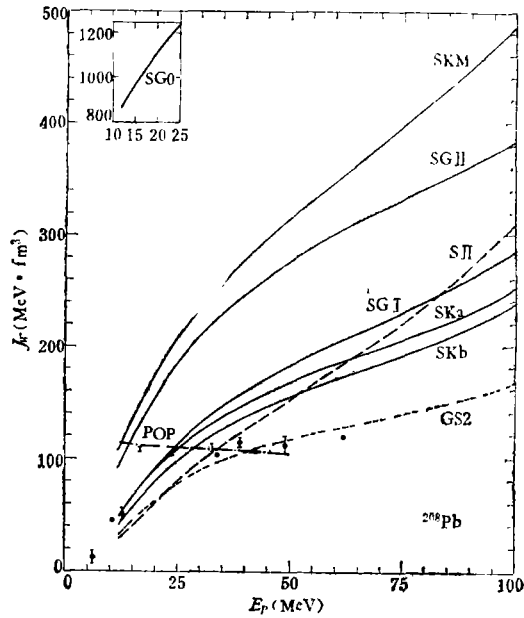


图6 ^{208}Pb 质子的每个核子光学势虚部的体积分 J_w 与入射能量 E_p 的关系

参 考 文 献

- [1] T. H. R. Skyrme, *Phil. Mag.*, **1**(1956), 1043;
Nucl. Phys., **9**(1959), 615.
- [2] D. Vautherin and D. M. Brink, *Phys. Rev.*, **C5**(1972), 626.
- [3] J. W. Negele and D. Vautherin, *Phys. Rev.*, **C5**(1972), 1472.
- [4] 申庆彪、张竞上、田野、卓益忠, *高能物理与核物理*, **6** (1982)91.
- [5] 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.
- [6] Shen Qingbiao, Zhang Jingshang, Tian Ye, Ma Zhongyu and Zhuo Yizhong, *Z. Phys. A-Atoms and Nuclei*, **303**(1981), 69.
- [7] M. Beiner, H. Flocard, Nguyen Van Giai and P. Quentin, *Nucl. Phys.*, **A238**(1975), 29.
- [8] S. A. Moszkowski, *Phys. Rev.*, **C2**(1970), 402.
- [9] L. Zamick, *Phys. Lett.*, **45B**(1973), 313.
- [10] J. Treiner and H. Krivine, *J. Phys.*, **G2**(1976), 285.
- [11] X. Campi and D. W. Sprung, *Nucl. Phys.*, **A194**(1972), 401.
- [12] H. S. Köhler, *Nucl. Phys.*, **A258**(1976), 301.
- [13] H. Krivine, J. Treiner and O. Bohigas, *Nucl. Phys.*, **A336**(1980), 155.
- [14] M. N. Harakeh et al., *Phys. Rev. Lett.*, **38**(1977), 676;
D. H. Youngblood et al., *Phys. Rev. Lett.*, **39**(1977), 1188;
F. E. Bertrand et al., *Phys. Lett.*, **80B**(1979), 198.
- [15] Nguyen Van Giai and H. Sagawa, *Phys. Lett.*, **106B**(1981), 379.
- [16] S. Krewald, V. Klemt, J. Speth and A. Faessler, *Nucl. Phys.*, **A281**(1977), 166.
- [17] 田野、申庆彪、卓益忠, *高能物理与核物理*, **6**(1982)616.
- [18] J. W. Negele, *Phys. Rev.*, **C1**(1970), 1260.
- [19] F. D. Becchetti and G. W. Greenlees, *Phys. Rev.*, **182**(1969), 1190.
- [20] J. P. Jeukenne, A. Lejeune and C. Mahaux, *Phys. Rev.*, **C16**(1977), 80.

MICROSCOPIC OPTICAL POTENTIAL CALCULATION BY THE MODIFIED SKYRME FORCES WITH THE $t_3\rho^\alpha$ TERM

SHEN QING-BIAO TIAN YE ZHUO YI-ZHONG

(Institute of Atomic Energy, Academia Sinica)

ABSTRACT

The real part and the imaginary part of the optical potential and their volume integrals per nucleon for ^{40}Ca and ^{208}Pb are calculated on the basis of the modified Skyrme forces with the $t_3\rho^\alpha$ term ($\alpha < 1$) which was developed recently. The calculated results and their comparison with the phenomenological optical potential and empirical values show that the nuclear force parameters of SKa and SKb are the best, SGI is the next and the others are rather bad.