

# ${}^6\text{Li}$ 与核弹性散射的微观光学势\*

马引群<sup>1)†</sup> 马中玉<sup>1)</sup>

1) 中国原子能科学研究院, 北京 102431)

2) 太原师范学院物理系, 太原 030001)

(2007 年 4 月 7 日收到, 2007 年 4 月 29 日收到修改稿)

从基本的 Dirac-Brueckner-Hartree-Fock 微观理论出发, 得到同时包含实部和虚部的核子-核散射的微观光学势, 并利用折叠模型直接获得了核-核散射参数无关的整体微观光学势. 考虑到核-核散射去弹过程高级项的贡献和  ${}^6\text{Li}$  的碎裂效应, 在微观光学势的实部和虚部中引入了修正因子  $N_R, N_I$ . 系统研究了入射粒子  ${}^6\text{Li}$  与靶核  ${}^{12}\text{C}, {}^{28}\text{Si}, {}^{40}\text{Ca}, {}^{58}\text{Ni}, {}^{90}\text{Zr}$  和  ${}^{208}\text{Pb}$  散射的微观光学势, 计算中虚部增强因子取  $N_I \approx 3.0$ , 而实部修正因子  $N_R$  对于给定的碰撞系统几乎是一个常数. 理论很好地再现了所有被研究靶核和入射能量的弹性散射实验数据. 参数无关的微观理论对核-核散射, 尤其是对不稳定核-核系统反应的描述是有价值的.

关键词: 弹性散射, Dirac-Brueckner-Hartree-Fock 方法, 折叠模型, 微观光学势

PACC: 2410, 2130, 2570H, 2320E

## 1. 引 言

核-核相互作用的光学模型势不仅是描述弹性散射的重要理论工具, 也是进一步研究更为复杂的核反应(例如, 集体激发、破裂反应、核子转移反应、熔合反应以及裂变反应等)的理论基础. 近年来, 由于放射性束流装置相继在世界各地被建成, 这极大地拓展了核物理学的研究领域, 一些新的核现象相继被发现. 例如, 晕核的发现及其所表现的奇特性质. 人们利用放射性束流装置进一步研究奇特核的核结构和核反应, 而在这方面研究中奇特核(不稳定核)与核相互作用光学势的研究还是一个崭新的课题, 至今还没有一个令人满意的微观理论. 要解释核-核碰撞过程所发生的核反应现象, 最基本的输入量是核-核相互作用的光学势<sup>[1]</sup>. 微观光学势的研究不仅从微观的角度有助于理解核反应机理, 而且借助光学模型的分析也为那些缺乏弹性散射实验数据或难于获取数据的核反应提供可借鉴的数据(比如, 丰中子、丰质子-不稳定核的核反应).  ${}^6\text{Li}$  是一个结构较松散的原子核, 在与其他核碰撞时很容易碎裂到  $\alpha + d$  反应道, 而该道的反应阈能仅为  $1.475 \text{ MeV}^{[2]}$ .

这样在不太高的入射能量的情况下,  ${}^6\text{Li}$  的破裂效应将产生较强的动力学极化势, 这使得  ${}^6\text{Li}$  与其他核弹性散射的光学势研究变得复杂起来. 为了再现  ${}^6\text{Li}$  的弹性散射实验数据, 人们通常采用唯象模拟的方法获得  ${}^6\text{Li}$  的光学势. 我们希望从微观的角度获取  ${}^6\text{Li}$  与核弹性散射的微观光学势. 而核-核相互作用势完全微观的计算是极其复杂的, 这种复杂性通常包括理论本身的复杂性和实现理论计算方法的复杂性. 目前, 对于构建两个复合核之间的微观光学势最常用的理论方法是双折叠模型. 用在核介质中的有效核子-核子相互作用对入射弹核和靶核中的核子密度分布进行双折叠获得. 最成功的有效核子-核子相互作用之一是所谓密度依赖的 CDM3Y6 相互作用<sup>[3]</sup>. 然而, 双折叠模型只能为我们提供核-核相互作用势的实部, 它不能同时给出碰撞系统整体光学势. 在双折叠模型中, 光学势的虚部是用唯象势, 人为地加到实部折叠势里以获得核-核相互作用的整体光学势. 通常, 假定虚部势为 Woods-Saxon 形式或它的导数形式<sup>[4,5]</sup>, 而且包含的势参数是通过拟合弹性散射的实验数据唯象地加以确定. 文献 [6] 从基本的 Dirac-Brueckner-Hartree-Fock (DBHF) 微观理论出发, 已经得到了同位旋相关的核子-核散射微观光学

\* 国家自然科学基金(批准号: 10475116, 10535010, 10235030)和国家重点基础研究发展计划(973)项目(批准号: 2007CB815000)资助的课题.

† E-mail: myqfal@ciae.ac.cn

势,并且很好地再现了核子-核弹性散射微分截面的实验数据. 本文将利用折叠模型用核子-核的微观光学势对入射核的密度进行折叠,得到核-核,包括不稳定核-核相互作用的整体微观光学势. 系统地研究了<sup>6</sup>Li + <sup>12</sup>C, <sup>28</sup>Si, <sup>40</sup>Ca, <sup>58</sup>Ni, <sup>90</sup>Zr 和 <sup>208</sup>Pb 弹性散射,并与实验数据进行比较.

本文第二节简单地介绍了模型的理论框架,第三节给出了理论模型对于<sup>6</sup>Li 弹性散射的应用,最后给出结果与讨论.

## 2. 理论模型

### 2.1. 同位旋相关的 DBHF 微观光学势理论

文献 [6] 在 DBHF 理论框架下已经完成了核子-核相互作用的相对论微观光学势的研究,采用核子自能的 Dirac 结构的新分解方法并推广到不对称核物质的计算. 不对称核物质中核子自能的实部用 G 矩阵在 DBHF 方法下计算得到,而核子自能的虚部通过 G 矩阵极化图获得. 在不对称核物质中,核子自能通常取为

$$\sum_i^i(k, k_F, i\beta) = \sum_s^i(k, k_F, i\beta) - \gamma_0 \sum_0^i(k, k_F, i\beta) + \gamma \cdot k \sum_v^i(k, k_F, i\beta), \quad (1)$$

其中  $i$  代表质子或中子. 众所周知,核子在核物质中的光学势就等于它的自能. 对有限核,核子光学势通过定域密度近似的方式获得,即

$$\sum_{\text{LDA}}(r, \epsilon) = \sum_{\text{NM}}[k, \rho(r), i\beta], \quad (2)$$

$\sum_{\text{LDA}}(r, \epsilon)$  是入射核子能量为  $\epsilon$  的有限核的光学势,  $\sum_{\text{NM}}[k, \rho(r), i\beta]$  是核子在核物质中的光学势,  $\beta = (\rho_n - \rho_p) / (\rho_n + \rho_p)$  为不对称参数,  $\rho_n, \rho_p$  分别为中子和质子在核物质中的密度分布. 入射核子在靶核平均场中所满足的 Dirac 方程为

$$[\boldsymbol{\alpha} \cdot \mathbf{k} + \gamma_0(m + U_s^i) + U_0^i + V_c] \psi^i = E \psi^i, \quad (3)$$

其中

$$U_s^i = \frac{\sum_s^i - m \sum_v^i}{1 + \sum_v^i}, U_0^i = \frac{-\sum_0^i + E \sum_v^i}{1 + \sum_v^i} \quad (4)$$

$m$  是核子质量,  $U_s^i, U_0^i$  分别是 Lorentz 标量势和矢量势,  $\epsilon^i$  是入射核子与靶核的质心系中的能量  $E = \epsilon + m$ .  $V_c$  是 Coulomb 势. 为了计算实验散射截面,我们

可以消去 Dirac 方程 (3) 中的小分量,获得 Dirac 旋量大分量满足的等价 Schrödinger 方程<sup>[7,8]</sup>

$$\left[ \frac{p^2}{2E} + V_{\text{eff}}^i(r) + V_c(r) + V_{\text{so}}^i(r) \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{L} \right] \Phi^i(r) = \frac{E^2 - m^2}{2E} \Phi^i(r), \quad (5)$$

$V_{\text{eff}}^i(r), V_{\text{so}}^i(r)$  分别是核子在靶核平均场中的 Schrödinger 等价的中心势和自旋-轨道耦合势.  $V_{\text{eff}}^i(r), V_{\text{so}}^i(r)$  的表达式为

$$V_{\text{eff}}^i = \frac{m}{E} U_s^i + U_0^i + \frac{1}{2E} [(U_s^i)^2 - (U_0^i + V_c)^2] + V_D^i, \\ V_{\text{so}}^i = -\frac{1}{2ErD^i(r)} \frac{dD^i(r)}{dr}, \quad (6)$$

其中,  $D^i(r) = m + E + U_s^i - U_0^i - V_c$ .  $V_D^i$  是 Darwin 项. Schrödinger 等价势给出的散射相移与四-分量的 Dirac 方程的解是完全相同的. 这样,我们在 DBHF 理论框架下获得了微观的质子-核和中子-核散射光学势,而且这种势是具有实部和虚部的复势. 由于在 DBHF 理论中引入了同位旋矢量介子,核子与核相互作用的微观光学势也依赖于靶核中质子、中子的密度分布.

### 2.2. 折叠模型计算方法

为了用核子-核的微观光学势得到核-核散射的微观光学势,我们利用单折叠模型将核子与靶核相互作用的势对入射弹核中质子和中子的密度分布进行折叠. 为了计算方便在这里不考虑弹核与靶核的自旋<sup>[11]</sup>. 对于自旋饱和的核,我们只需考虑 Schrödinger 等价中心势  $V_{\text{eff}}^i$ . 在坐标空间中核-核相互作用的折叠微观光学势即可表示为

$$V_{\text{FM}}(\mathbf{R}) = \int \rho_p(\mathbf{r}_p) V_{\text{eff}}^p(s_p) d\mathbf{r}_p + \int \rho_n(\mathbf{r}_n) V_{\text{eff}}^n(s_n) d\mathbf{r}_n, \quad (7)$$

$\mathbf{R}$  是入射粒子与靶核质心间的距离,  $\mathbf{r}_p, \mathbf{r}_n$  分别是入射弹核中的质子和中子在其质心系中的位置,  $\rho_p(\mathbf{r}_p), \rho_n(\mathbf{r}_n)$  是入射粒子中质子、中子的密度分布,  $s_i = \mathbf{R} - \mathbf{r}_i$  ( $i = p, n$ ) 为入射弹核中的质子或中子与靶核质心间的距离. 为了便于处理 (7) 式的积分,我们采用文献 [9] 中发展的动量表象的计算技术,将 (7) 式在动量空间表示为

$$V_{\text{FM}}(\mathbf{R}) = \int \rho_p(\mathbf{k}_p) V_{\text{eff}}^p(\mathbf{k}_p) e^{i\mathbf{k}_p \cdot \mathbf{R}} d\mathbf{k}_p$$

$$+ \int \rho_n(\mathbf{k}_n) V_{\text{eff}}^n(\mathbf{k}_n) e^{i\mathbf{k}_n \cdot \mathbf{R}} d\mathbf{k}_n. \quad (8)$$

在球型核假定的情况下,入射粒子的质子和中子的密度分布及 Schrödinger 等价中心势  $V_{\text{eff}}^i$  是球对称的,  $\rho_i(\mathbf{k}_i)$ ,  $V_{\text{eff}}^i(\mathbf{k}_i)$  ( $i = p, n$ ) 的傅里叶变换将变为一重积分,即

$$V_{\text{eff}}^i(k) = 4\pi \int_0^\infty j_0(kr) V_{\text{eff}}^i(r) r^2 dr, \\ \rho_i(k) = 4\pi \int_0^\infty j_0(kr) \rho_i(r) r^2 dr, \quad (9)$$

其中  $j_0(kr)$  是零阶贝塞耳(Bessel)函数.数值计算中我们可以将动量空间作离散化处理,选择适当的动量基函数(8)式的折叠积分容易写为

$$V_{\text{FM}}(R) = 4\pi \sum_m w_m^2 [V_{\text{eff}}^p(k_m^2) \rho_p(k_m) + V_{\text{eff}}^n(k_m^2) \rho_n(k_m)] j_0(k_m R), \quad (10)$$

其中,

$$k_m = m\pi/R, \\ \omega_m^2 = (2\pi)^{-3} k_m^2 \Delta k_m = m^2/8R^3. \quad (11)$$

(10)式就是我们在 DBHF 理论方法的框架下通过核子-核散射光学势,利用折叠模型得到的核-核相互作用复的光学势.在实际计算中我们取  $m = 25$ ,  $R = 21.0$  fm.动量空间折叠方法的优点是数值计算速度快节省计算时间,而且容易推广到变形核及激发态的折叠计算中.

### 3. ${}^6\text{Li}$ 的弹性散射

#### 3.1. 核-核相互作用的整体微观光学势

利用折叠模型的方法我们已经获得了核-核相互作用同时具有实部和虚部的微观光学势.由于  ${}^6\text{Li}$  是一个结构松散的原子核,它碎裂到反应道  $\alpha + d$  的阈能仅为 1.475 MeV.这样,在  ${}^6\text{Li}$  与其他核的弹性散射过程中弹性道与非弹性道的竞争就显得尤为重要.根据 Feshbach 的微观光学势理论<sup>[16]</sup>,核-核相互作用光学势通常可表示为

$$U = U_{00} + \Delta U_{\text{pol}}, \quad (12)$$

这里  $\Delta U_{\text{pol}}$  是所谓的动力学极化势,它是一个复的、非定域的且依赖于入射粒子能量的势,即

$$\Delta U_{\text{pol}} = \lim_{\epsilon \rightarrow 0} \sum_{\alpha, \alpha' \neq 0} V_{0\alpha} \left( \frac{1}{E - H + i\epsilon} \right)_{\alpha, \alpha'} V_{\alpha'0}. \quad (13)$$

(12)式的第一项描述入射粒子-靶核均处于基态时

表 1  ${}^6\text{Li}$  与各种靶核弹性散射微分截面计算中微观光学势实部修正因子.所有的碰撞系统微观光学势虚部增强因子  $N_1$  均取为 3.0.光学势体积分的实部  $J_R$  和虚部  $J_I$  值也列在表中,单位为  $\text{MeVfm}^3$ ,

$E_{\text{Lab}}$  为  ${}^6\text{Li}$  在实验室坐标系中的入射能量

靶核	$E_{\text{Lab}}/\text{MeV}$	$N_R$	$J_R$	$J_I$	文献
${}^{12}\text{C}$	210.0	0.69	319	211	[ 10 ]
	318.0	0.69	305	260	[ 11 ]
	154.0	0.65	287	161	[ 13 ]
${}^{28}\text{Si}$	210.0	0.82	347	240	[ 10 ]
	318.0	0.82	334	237	[ 12 ]
	30.0	0.56	284	79	[ 1 ]
${}^{40}\text{Ca}$	99.0	0.56	276	140	[ 13 ]
	156.0	0.56	269	178	[ 14 ]
	210.0	0.56	262	207	[ 14 ]
${}^{58}\text{Ni}$	73.7	0.45	214	109	[ 13 ]
	99.0	0.45	211	126	[ 13 ]
	210.0	0.45	200	183	[ 10 ]
${}^{90}\text{Zr}$	73.7	0.60	272	102	[ 13 ]
	99.0	0.55	246	116	[ 15 ]
${}^{208}\text{Pb}$	50.6	0.55	239	84	[ 13 ]
	99.0	0.55	233	109	[ 15 ]
	156.0	0.55	226	133	[ 13 ]

的相互作用,微观折叠势(10)式的实部就是这一项,即  $U_{00} \equiv \text{Re} V_{\text{FM}}(R)$  有时也将这种势称为“裸”势.极化势  $\Delta U_{\text{pol}}$  代表来自所有可能允许的非弹性道(如碎裂道,集体激发道等)这些高阶项对光学势的贡献.复的动力学极化势  $\Delta U_{\text{pol}} = V_{\text{pol}} + iW_{\text{pol}}$  的主要来源是它的虚部  $W_{\text{pol}}$ ,通常它的实部  $V_{\text{pol}} \geq 0$ .对于松散束缚的入射粒子(如  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^{11}\text{Li}$ ,  ${}^6\text{He}$  等核)它们的动力学极化势  $\Delta U_{\text{pol}}$  是很大的,在每核子能量小于 200 MeV 能区内(我们理论模型适用的范围),随着入射能量的增大光学势的实部变小,虚部增大,这一点可从表 1  ${}^6\text{Li}$  与各种靶核在不同能量的弹性散射的实部和虚部光学势的体积分  $J_R$ ,  $J_I$  的改变看到它们的变化趋势.动力学极化势  $\Delta U_{\text{pol}}$  的真正微观计算是一件极其复杂的事情,利用各种耦合道模型<sup>[13,14,17,18]</sup> 计算中看出,尤其随着入射能量的增大耦合道模型的计算越来越复杂.所以,通常在处理动力学极化势时大多采用唯象模拟的方法,如在双折叠模型的分析计算中<sup>[3]</sup>,耦合道模型对  ${}^6\text{Li}$  与靶核相互作用碎裂到  $\alpha + d$  道(此道是造成  ${}^6\text{Li}$  极化势的最主要原因)的

动力学极化势计算表明<sup>[13]</sup>它的实部约为“裸”势的 40% 左右,即  $V_{\text{pol}} \approx 0.40\text{Re}V_{\text{FM}}(R)$ 。这与我们在  ${}^6\text{Li}$  与靶核 ${}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{28}\text{Si}$ ,  ${}^{40}\text{Ca}$ ,  ${}^{58}\text{Ni}$ ,  ${}^{90}\text{Zr}$  和  ${}^{208}\text{Pb}$  弹性散射研究中得到的实部修正因子  $N_{\text{R}} \approx 0.5\text{—}0.6$  基本是一致的。为了统一描述核-核(也包含不稳定核-核)弹性散射,这里我们定义如下光学势:

$$U_{\text{opt}}(R) = N_{\text{R}}\text{Re}V_{\text{FM}}(R) + iN_{\text{I}}\text{Im}V_{\text{FM}}(R) \quad (14)$$

其中  $N_{\text{R}}$ ,  $N_{\text{I}}$  分别为光学势实部修正因子和虚部增强因子,  $V_{\text{FM}}(R)$  是(10)式折叠模型势。(12)式将出现在如下单体标准的 Schrödinger 方程中:

$$\left[ -\frac{\hbar^2}{2\mu} \nabla^2 + U_{\text{opt}}(R) + U_{\text{C}}(R) \right] \chi(R) = E_{\text{c.m.}} \chi(R), \quad (15)$$

其中  $\mu = M_{\text{P}}M_{\text{T}}/(M_{\text{P}} + M_{\text{T}})$  是碰撞系统的折合质量,  $M_{\text{P}}$ ,  $M_{\text{T}}$  是入射粒子和靶核的质量。  $U_{\text{C}}(R)$  是入射粒子与靶核相互作用的 Coulomb 势。  $E_{\text{c.m.}}$  是碰撞系统在其质心坐标系的总能量,在光学模型的分析计算中考虑到相对论效应,我们对  $E_{\text{c.m.}}$  与入射粒子、靶核的质量及入射粒子在实验室系能量  $E_{\text{Lab}}$  间的关系取为相对论性的<sup>[19]</sup>,即

$$E_{\text{c.m.}} = \sqrt{\frac{M_{\text{P}}^2(E_{\text{Lab}}^2 + 2M_{\text{P}}E_{\text{Lab}})}{(M_{\text{P}} + M_{\text{T}})^2 + 2M_{\text{T}}E_{\text{Lab}}} + M_{\text{P}}^2}, \quad (16)$$

在我们的分析中, Coulomb 势取为通常的均匀电荷分布二球体间的 Coulomb 相互作用形式,即

$$U_{\text{C}}(R) = \begin{cases} \frac{Z_{\text{P}}Z_{\text{T}}e^2}{R}, & R > R_{\text{C}}, \\ \frac{Z_{\text{P}}Z_{\text{T}}e^2}{2R_{\text{C}}}\left(3 - \left(\frac{R}{R_{\text{C}}}\right)^2\right), & R \leq R_{\text{C}}, \end{cases} \quad (17)$$

$A_{\text{P}}$ ,  $A_{\text{T}}$  分别为入射粒子和靶核的质量数,在计算中 Coulomb 半径  $R_{\text{C}} = R_0(A_{\text{P}}^{1/3} + A_{\text{T}}^{1/3})$  其中  $R_0 = 1.2\text{ fm}$ 。图 1 2 是使用表 1 中给出的各种靶核和入射能量相应的实部修正因子  $N_{\text{R}}$  和虚部增强因子  $N_{\text{I}} = 3.0$  计算的  ${}^6\text{Li} + {}^{12}\text{C}$ ,  ${}^6\text{Li} + {}^{208}\text{Pb}$  弹性散射的光学势  $U_{\text{opt}}(R)$  的实部和虚部,图中虚线表示光学势的虚部,实线表示光学势的实部。 ${}^6\text{Li}$  与其他几个核相互作用光学势的实部,虚部的强度和形状有相似的结构。光学势(12)式的实部和虚部的单位核子体积分值在表 1 中给出,其定义如下:

$$J_{\text{R}} = -\frac{4\pi N_{\text{R}}}{A_{\text{P}}A_{\text{T}}}\int \text{Re}V_{\text{FM}}(R)R^2 dR, \\ J_{\text{I}} = -\frac{4\pi N_{\text{I}}}{A_{\text{P}}A_{\text{T}}}\int \text{Im}V_{\text{FM}}(R)R^2 dR. \quad (18)$$

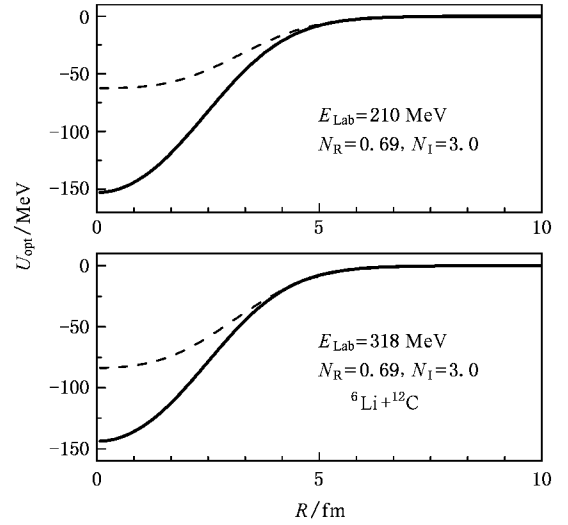


图 1  ${}^6\text{Li}$  在实验室系中入射能量为 210.0 MeV 和 318.0 MeV 时,  ${}^6\text{Li} + {}^{12}\text{C}$  弹性散射微观光学势的实部(实线)和虚部(虚线)

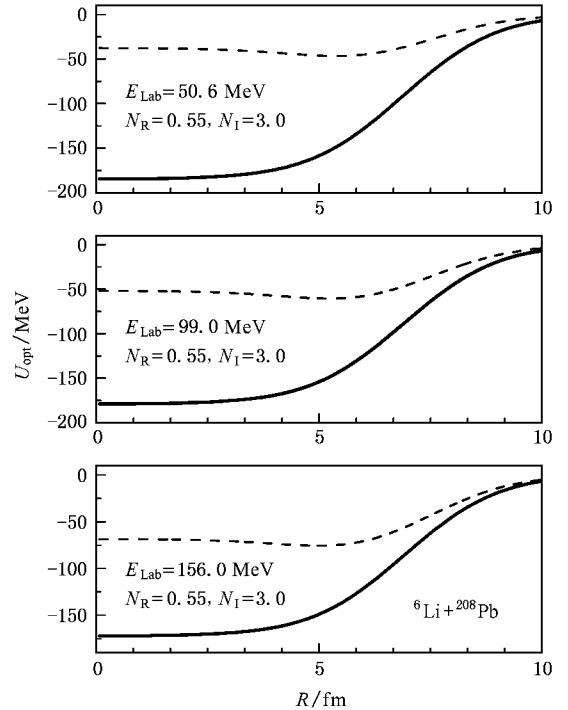


图 2  ${}^6\text{Li}$  在实验室系中入射能量为 50.6, 99.0 和 156.0 MeV 时,  ${}^6\text{Li} + {}^{208}\text{Pb}$  弹性散射微观光学势的实部(实线)和虚部(虚线)

### 3.2. ${}^6\text{Li}$ 与核弹性散射的研究

现在,我们将获得的折叠模型光学势(12)式用光学模型分析研究  ${}^6\text{Li}$  与靶核 ${}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{28}\text{Si}$ ,  ${}^{40}\text{Ca}$ ,  ${}^{58}\text{Ni}$ ,  ${}^{90}\text{Zr}$  和  ${}^{208}\text{Pb}$  的弹性散射。 ${}^6\text{Li}$  在实验室坐标系的入射能量范围为  $E_{\text{Lab}} = 30.0\text{—}318.0\text{ MeV}$ 。 ${}^6\text{Li}$  核子的密度分

布取由电子弹性散射实验确定的电荷分布得到质子的密度分布<sup>[20]</sup>,并假定中子的密度分布与质子完全相同,即

$$\rho_p(r) = \frac{3}{8\pi^{3/2}} \left[ \frac{1}{a^3} e^{-r^2/4a^2} - \frac{c^2(6b^2 - r^2)}{4b^7} e^{-r^2/4b^2} \right], \quad (19)$$

其中  $a = 0.928 \text{ fm}$ ,  $b = 1.26 \text{ fm}$ ,  $c = 0.48 \text{ fm}$ , 此分布的均方根半径(RMS)为  $2.56 \text{ fm}$ .  $^{28}\text{Si}$  基态核子密度分布用相对论平均场理论计算得到,计算使用的参数为 NL3.  $^{12}\text{C}$ ,  $^{40}\text{Ca}$ ,  $^{58}\text{Ni}$ ,  $^{90}\text{Zr}$  和  $^{208}\text{Pb}$  这五个核的基态核子密度分布采用<sup>[21]</sup>质子密度分布与由电子弹性散射实验的电荷密度相同,且假定中子的密度分布与质子具有相似的结构,即

$$\rho_p(r) = \frac{Z_T}{A_T} \rho(r), \quad \rho_n(r) = \frac{N_T}{A_T} \rho(r),$$

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp\left(\frac{r - c_0}{a_0}\right)}, \quad (20)$$

这里  $\rho_0 = 3A_T/4\pi c_0^3(1 + \pi^2 a_0^2 c_0^2)$ ,  $c_0 = (0.978 + 0.0206A_T^{1/3})A^{1/3}$ ,  $a_0 = 0.54 \text{ fm}$ ,  $N_T$  为靶核的中子数. 其中靶核 $^{12}\text{C}$ 核子基态密度分布的 Fermi 参数  $c_0$ ,  $a_0$  分别取为  $2.1545 \text{ fm}$ ,  $0.425 \text{ fm}$ <sup>[3]</sup>. 由于我们计算的微观光学势没有考虑散射过程中弹核的碎裂和复杂的动力学过程,得到的核-核散射光学势的虚部太弱,在 $^6\text{He}$ 与核散射的微观光学势的研究中我们引进了虚部修正因子  $N_I = 3.0$ <sup>[22]</sup>, $^6\text{Li}$ 与核的散射的研究中我们固定光学势的虚部修正因子  $N_I = 3.0$ . 调整实部修正因子  $N_R$  以便获得对弹性散射截面实验数据的最佳描述. 我们系统地研究了 $^6\text{Li}$ 与靶核 $^{12}\text{C}$ 在两个入射能点  $E_{\text{Lab}} = 210.0 \text{ MeV}$ ,  $318.0 \text{ MeV}$ ;  $^{28}\text{Si}$  在三个入射能点  $E_{\text{Lab}} = 154.0 \text{ MeV}$ ,  $210.0 \text{ MeV}$ ,  $318 \text{ MeV}$ ;  $^{40}\text{Ca}$ 在四个入射能点  $E_{\text{Lab}} = 30.0 \text{ MeV}$ ,  $99.0 \text{ MeV}$ ,  $156.0 \text{ MeV}$ ,  $210.0 \text{ MeV}$ ;  $^{58}\text{Ni}$  在三个入射能点  $E_{\text{Lab}} = 73.7 \text{ MeV}$ ,  $99.0 \text{ MeV}$ ,  $210.0 \text{ MeV}$ ;  $^{90}\text{Zr}$  在二个入射能点  $E_{\text{Lab}} = 73.7 \text{ MeV}$ ,  $99.0 \text{ MeV}$ ;  $^{208}\text{Pb}$  在三个入射能点  $E_{\text{Lab}} = 50.6 \text{ MeV}$ ,  $99.0 \text{ MeV}$ ,  $156.0 \text{ MeV}$  的弹性散射微分截面. 实验数据取自文献 [1, 10—15]. 理论计算的微分截面与卢瑟福截面之比的结果与实验数据的比较如图 3—8 所示. 图中虚线是我们直接使用折叠微观光学势(10)式的光学模型分析计算的结果,这个结果的获得没有使用任何可调节的参数. 图中的实线是表 1 中给出的各种靶核和相应入射能量的修正因子,利用光学势(12)式进行光学模型计算的结果. 从图 3—8 可以看出几乎所有计算的微分截面

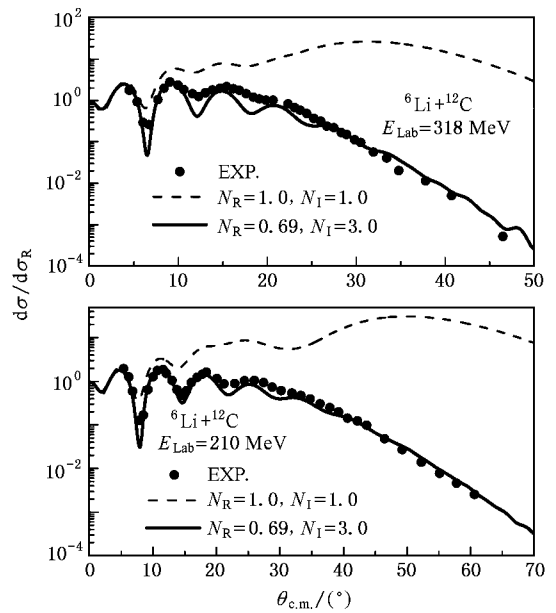


图 3  $^6\text{Li} + ^{12}\text{C}$  弹性散射微分截面. 本图, 以及以后的微分散射截面图中都以卢瑟福微分散射截面为单位.  $^6\text{Li}$  在实验室系中入射能量为  $210.0 \text{ MeV}$  和  $318.0 \text{ MeV}$ , 虚线为没有任何可调参数的理论计算结果, 实线为在微观光学势中引入修正因子  $N_R$  和  $N_I$  理论计算结果

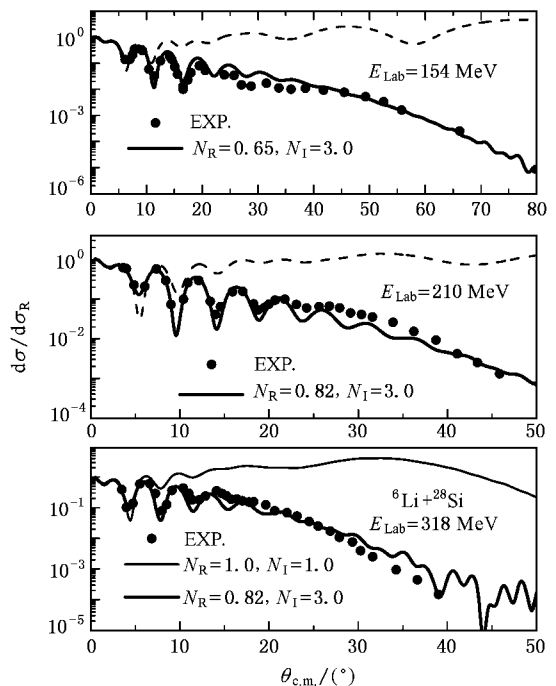


图 4  $^6\text{Li} + ^{28}\text{Si}$  弹性散射微分截面.  $^6\text{Li}$  在实验室系中入射能量为  $154.0$ ,  $210.0$  和  $318.0 \text{ MeV}$ , 图标与图 1 相同

令人满意地再现了实验数据,而对于给定的碰撞系统光学势的实部修正因子  $N_R$  几乎是不依赖 $^6\text{Li}$ 入

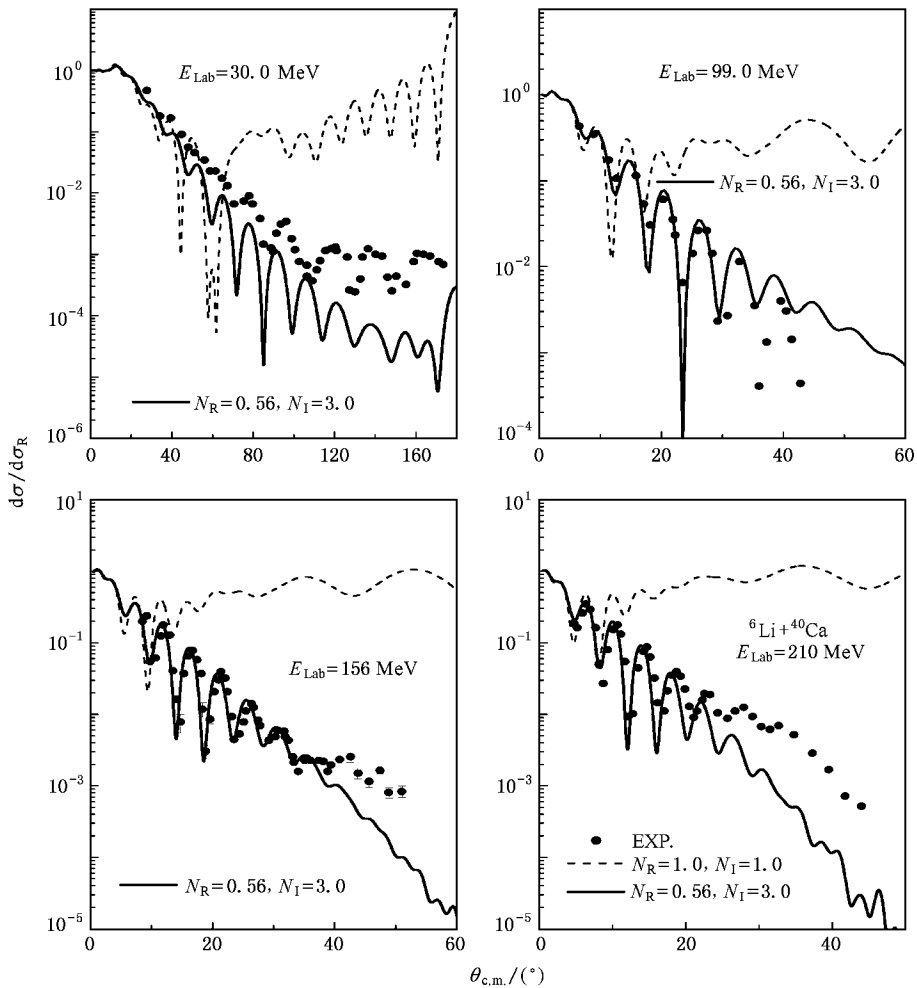


图5  ${}^6\text{Li} + {}^{40}\text{Ca}$  弹性散射微分截面,  ${}^6\text{Li}$  在实验室系中入射能量为 30.0, 99.0, 156.0 和 210.0 MeV, 图标与图 1 相同

射能量的常数. 唯一的例外是  ${}^6\text{Li} + {}^{28}\text{Si}$  弹性散射在 3 个  ${}^6\text{Li}$  的入射能量的实部修正因子  $N_R$  差别较大. 这可能与靶核  ${}^{28}\text{Si}$  是一个变形核<sup>[23]</sup>有关.

#### 4. 结果与讨论

在同位旋相关的核子-核散射的微观光学势的基础上, 我们利用在动量空间的折叠模型计算直接获得了核-核相互作用的整体微观光学势. 核子-核散射的微观光学势是用在同位旋相关的 DBHF 的 G 矩阵计算得到. 系统地研究了  ${}^6\text{Li}$  与靶核  ${}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{28}\text{Si}$ ,  ${}^{40}\text{Ca}$ ,  ${}^{58}\text{Ni}$ ,  ${}^{90}\text{Zr}$  和  ${}^{208}\text{Pb}$  弹性散射. 考虑到入射弹核的碎裂和动力学的高级效应引进了虚部的增强因子  $N_I = 3.0$ , 并且用于所有的反应过程的研究, 不改变它的值. 而实部修正因子  $N_R$  除  ${}^{28}\text{Si}$  对于给定的碰撞系统取相同的常数值, 从图 3—8 可以看出对于较

轻的靶核  ${}^{12}\text{C}$  和  ${}^{28}\text{Si}$  实部修正因子  $N_R$  分别约取为 0.69 和 0.82, 能够很好的再现它们弹性散射微分截面的实验数据. 而对于重的靶核  ${}^{40}\text{Ca}$ ,  ${}^{58}\text{Ni}$ ,  ${}^{90}\text{Zr}$  和  ${}^{208}\text{Pb}$  实部修正因子  $N_R$  大约取 0.55 左右, 可以令人满意地描述了  ${}^6\text{Li}$  与重靶核的弹性散射实验数据.

总之, 从核子-核散射的微观光学势出发, 利用折叠模型的计算方法获得了核-核相互作用的整体微观光学势. 在广泛的能区  $5.0 \text{ MeV} \leq E_{\text{lab}}/A_p \leq 53.0 \text{ MeV}$  和靶核质量数范围  $12 \leq A_T \leq 208$  内, 考虑到核-核散射去弹过程高级项的贡献和  ${}^6\text{Li}$  的碎裂效应, 在微观光学势的实部和虚部中引入了修正因子  $N_R, N_I$ , 研究了  ${}^6\text{Li}$  的弹性散射. 在微观光学势实部和虚部的引入修正因子分别取  $N_R \approx 0.6, N_I \approx 3.0$  就可令人满意地再现  ${}^6\text{Li}$  与所有靶核弹性散射微分截面实验数据. 我们提出的理论模型对核-核弹性散射, 尤其对不稳定核 (如晕核) 核的弹性散射具有潜

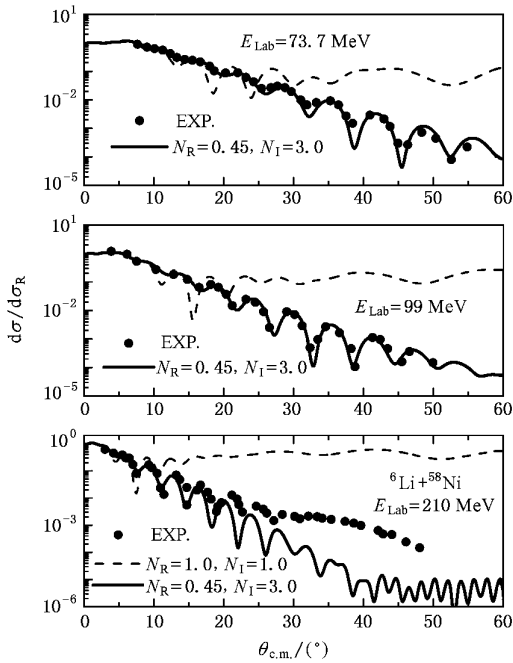


图 6  ${}^6\text{Li} + {}^{58}\text{Ni}$  弹性散射微分截面.  ${}^6\text{Li}$  在实验室系中入射能量为 73.7, 99.0 和 210.0 MeV, 图标与图 1 相同

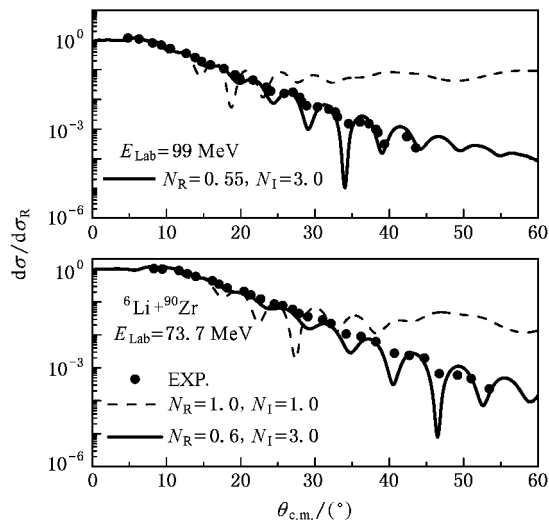


图 7  ${}^6\text{Li} + {}^{90}\text{Zr}$  弹性散射微分截面.  ${}^6\text{Li}$  在实验室系中入射能量为 73.7 和 99.0 MeV, 图标与图 1 相同

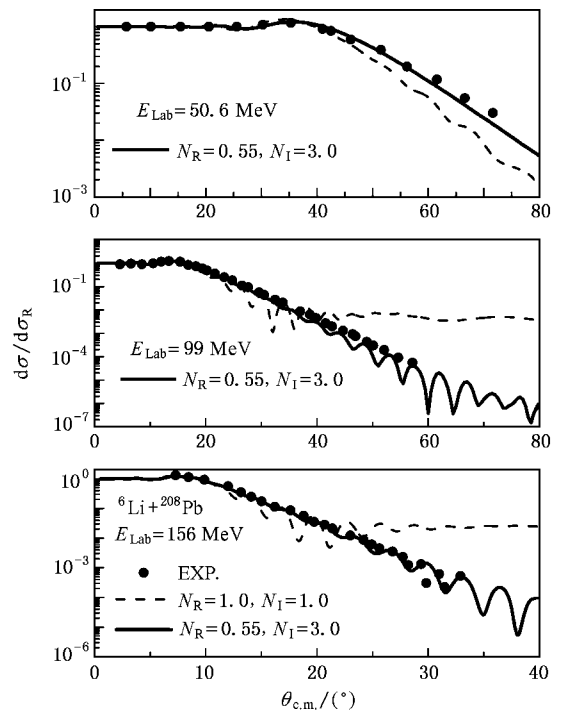


图 8  ${}^6\text{Li} + {}^{208}\text{Pb}$  弹性散射微分截面.  ${}^6\text{Li}$  在实验室系中入射能量为 50.6, 99.0 和 156.0 MeV, 图标与图 1 相同

在的应用价值, 对没有实验数据的核-核散射的光学势具有一定的预言能力. 当然, 我们的理论模型还有许多待改进的地方, 例如, 如何用微观的方法来讨论弹核的碎裂过程和动力学过程, 如何推广到不稳定核散射研究都是需要做进一步的研究. 这些工作都在进行当中.

[ 1 ] Satchler G R , Love W G 1979 *Phys. Rep.* **55** 183  
 [ 2 ] Keeley N , Bennett S J , Clarke N M *et al* 1994 *Nucl. Phys. A* **571** 326  
 [ 3 ] Lapoux V , Alamanos N , Auger F *et al* 2002 *Phys. Rev. C* **66** 34608  
 [ 4 ] Furumoto T , Sakuragi Y 2006 *Phys. Rev. C* **74** 34606  
 [ 5 ] Bertsch G , Borysowicz J , McManus H *et al* 1977 *Nucl. Phys. A* **284** 399

[ 6 ] Rong J , Ma Z Y , Giai N V 2006 *Phys. Rev. C* **73** 14614  
 [ 7 ] Ma Z Y , Chen B Q 1992 *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **18** 1543  
 [ 8 ] Jaminon M , Mahaux C , Rochus P 1980 *Phys. Rev. C* **22** 2027  
 [ 9 ] Petrovich F 1975 *Nucl. Phys. A* **251** 143  
 [ 10 ] Nadasen A , McMaster M , Gunderson G *et al* 1988 *Phys. Rev. C* **37** 132

- [ 11 ] Khoa Dao T , Satchler G R , Von Oertzen W 1995 *Phys. Rev. C* **51** 2069
- [ 12 ] Nadasen A , Stevens T , Farhat J *et al* 1993 *Phys. Rev. C* **47** 674
- [ 14 ] Sakuragi Y 1987 *Phys. Rev. C* **35** 2161
- [ 14 ] Sakuragi Y , Yahiro M , Kamimura M 1983 *Prog. Theor. Phys.* **70** 1047
- [ 15 ] Schwandt P , Jacobs W W , Kaitchuck M D *et al* 1981 *Phys. Rev. C* **34** 1522
- [ 16 ] Feshbach H 1958 *Ann. Phys.* **5** 357
- [ 17 ] Ogata K , Yahiro M , Iseri Y *et al* 2003 *Phys. Rev. C* **68** 064609
- [ 18 ] Matsumoto T , Egami T , Ogata K *et al* 2006 *Phys. Rev. C* **73** 051602(R)
- [ 19 ] Susan P , Shastry C S , Gambhir Y K 1994 *Phys. Rev. C* **50** 2955
- [ 20 ] Li G C , Sick I , Whitney R R *et al* 1971 *Nucl. Phys. A* **162** 583
- [ 21 ] Negele J W 1970 *Phys. Rev. C* **1** 1260
- [ 22 ] Ma Y Q , Ma Z Y , Rong J 2007 *J. of Phys. G* ( submitted )
- [ 23 ] Maruhn J A , Kimara M , Schramm S *et al* 2006 *Phys. Rev. C* **74** 44311

## Microscopic optical potentials in ${}^6\text{Li}$ scattering by nuclei<sup>\*</sup>

Ma Yin-Qun<sup>1,2†</sup> Ma Zhong-Yu<sup>1</sup>

<sup>1</sup> *China Institute of Atomic Energy , Beijing 102431 , China*

<sup>2</sup> *Department of Physics , Taiyuan Normal University , Taiyuan 030001 , China*

( Received 7 April 2007 ; revised manuscript received 29 April 2007 )

### Abstract

A parameter-independent microscopic optical potential of nucleus-nucleus interaction is presented by a folding model with the isospin dependent complex nucleon-nuclear potential, which is calculated in the framework of the Dirac-Bruecker-Hartree-Fock approach. Investigations on  ${}^6\text{Li}$  scattering by  ${}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{28}\text{Si}$ ,  ${}^{40}\text{Ca}$ ,  ${}^{58}\text{Ni}$ ,  ${}^{90}\text{Zr}$ , and  ${}^{208}\text{Pb}$  over a wide range of incident energy and scattering angle with the microscopic nucleus-nucleus optical potential is presented. To take account of the breakup effect of  ${}^6\text{Li}$  and the high order dynamic effect in the reaction a modification factor  $N_R$  in the real part and an enhancing factor  $N_I$  in the imaginary part of the microscopic optical potential are introduced. We take the imaginary part enhancing factor  $N_I = 3.0$ , which has been obtained in the previous study on  ${}^6\text{He}$  scattering by  ${}^{12}\text{C}$ . The modification factor  $N_R$  is found to be almost constant with respect to the incident energy and target mass number. The calculations with  $N_R \approx 0.5-0.6$  and  $N_I = 3.0$  well reproduce the experimental elastic scattering data for all targets and incident energies investigated. Our parameter-independent model should be of value in the description of the nucleus-nucleus scattering of many-body systems, especially unstable nucleus-nucleus systems.

**Keywords** : elastic scattering , Dirac-Bruecker-Hartree-Fock approach , folding model , microscopic optical potential

**PACC** : 2410 , 2130 , 2570H , 2320E

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China ( Grant Nos. 10475116 , 10535010 , 10235030 ) and the National Basic Research Program of China ( Grant No. 2007CB815000 ).

<sup>†</sup> E-mail : myqfal@ciae.ac.cn