

200 MeV 以下质子-核散射的相对论微观描述^{*}

荣 健^{1)†} 马中玉¹⁾²⁾³⁾

¹⁾ 中国原子能科学研究院, 北京 102413)

²⁾ 兰州重离子加速器国家实验室原子核理论中心, 兰州 733000)

³⁾ 中国科学院理论物理研究所, 北京 100080)

(2004 年 6 月 15 日收到, 2004 年 12 月 13 日收到修改稿)

应用 Dirac Brückner-Hartree-Fock 方法, 采用新的 G 矩阵分解方式研究了核子在核介质中的同位旋相关的相对论微观光学势, 采用定域密度近似得到有限核的相对论微观光学势. 讨论了有限核的相对论微观光学势及其 Schrödinger 等价势与入射质子能量的关系, 计算了 200 MeV 以下质子入射⁴⁰Ca 和²⁰⁸Pb 核的弹性散射角分布和分析本领, 得到了与实验相一致的结果, 并将这种方法推广用于不稳定核的研究. 通过对 Ca 同位素的计算可以看出, 在相对论微观光学势中考虑同位旋效应对奇特核的研究是非常重要的.

关键词: 相对论微观光学势, Dirac Brückner-Hartree-Fock, 不对称核物质, 定域密度近似

PACC: 2410H, 2540C, 2160J

1. 引 言

近年来, 随着放射性核束物理研究的深入开展^[1,2], 一些新的物理现象被相继发现, 比如轻核的中子和质子的晕结构、双满壳奇异核等. 这些奇特核处在核素图中的远离 β 稳定线的丰中子或丰质子区域, 甚至处于质子或中子滴线附近, 有很强的同位旋不对称性, 其外层核子束缚很弱, 具有弥散分布, 形成所谓中(质)子晕或皮结构, 对这些奇特核性质的研究已经成为当前国际核物理研究的前沿. 传统研究核性质的理论都是以稳定核为研究对象的, 模型参数都由已知的实验数据定出. 目前人们对核子有效相互作用的同位旋依赖关系了解很少, 而它对远离 β 稳定线核性质有重要作用. 要推广研究没有实验数据的不稳定核性质, 需要采用从基本理论出发的模型理论.

光学模型势是研究核反应和结构性质的重要理论工具. 我们知道, 光学势等价于核子在核介质中的自能. 近年来有许多方法, 如相对论平均场(RMF)^[3]、相对论 Hartree-Fock(RHF)^[4]以及 Dirac Brückner-Hartree-Fock(DBHF)^[5-7]等被用于相对论微观光学势(RMOP)的研究. 通常的 RMOP 研究是在对

称核物质中计算核子自能, 采用定域密度近似(LDA)^[8]得到有限核的 RMOP, 可以合理地描述稳定核的中低能区质子弹性散射角分布、分析本领和自旋转动函数. 但是这些方法研究光学势时都没有考虑同位旋依赖性, 不区分中子和质子, 研究同位旋极端条件下核性质需要引进相互作用的同位旋依赖性.

DBHF 方法从符合核子-核子(NN)散射相移和氦核性质的自由 NN 相互作用出发, 考虑核物质中核子的多体短程关联, 得到核子有效相互作用 G 矩阵, 因而 G 矩阵包含了核子有效相互作用的同位旋依赖信息. 最近, Schiller 和 Mütter 等^[9,10]提出了从 DBHF G 矩阵中提取核子自能的 Dirac 结构的新方法, 他们把 G 矩阵分解成由裸相互作用 V 和关联相互作用 ΔG 两部分组成, 投影方法只用于 ΔG . 这一方法克服了以前采用的投影方法的不确定性, 能够合理地描述不对称核物质性质. 马中玉等^[11]用这种方法得到通过有效介子交换的同位旋相关的相对论核子有效相互作用, 并用于研究有限核性质, 得到了很好的结果. 这种方法没有自由参数, NN 相互作用 V 所采取的单玻色子交换势(OBEP)的耦合常数和介子质量是通过拟合 NN 散射相移和氦核基态性质得到的. 在文献 [12] 中我们采用这一方法研究了核

^{*} 国家自然科学基金(批准号: 102750094, 10075080, 10235020)和国家重点基础研究发展规划(批准号: G1999022603, G2000077400)资助的课题.

[†] E-mail: jrong@iris.ciae.ac.cn

物质中同位旋相关的 RMOP 得到了合理的结果.

在本工作中我们将这一从 DBHF G 矩阵中提取核子自能的 Dirac 结构的新方法用于研究有限核的 RMOP, 计算 200 MeV 以下质子入射 ^{40}Ca 和 ^{208}Pb 核的弹性散射角分布和分析本领, 并将这种方法得到的光学势推广用于不稳定核的研究, 计算了 ^{48}Ca , ^{60}Ca 和 ^{70}Ca 的 65 MeV 质子弹性散射, 并对结果进行一些讨论.

2. DBHF G 矩阵

在相对论方法中, 两核子散射用 Bethe-Salpeter 方程描述, 用算符表示为如下协变形式^[13]:

$$M = V + V\mathfrak{S}M, \quad (1)$$

式中 M 是两核子散射过程中的协变振幅, V 包含了所有相连的两核子散射不可约图, \mathfrak{S} 是相对论两核子传播子. 这个四维积分方程是很难求解的, 通常采用如下两个耦合方程组成的三维约化形式代替:

$$M = W + WgM, \quad (2)$$

$$W = V + V(\mathfrak{S} - g)M, \quad (3)$$

式中 g 是在物理区域内与 \mathfrak{S} 有相同的弹性么正割线的协变的三维传播子. 这种三维约化形式不是唯一的, 它依赖于所选取的三维传播子的形式, 在核物质中通常选用 Thompson 提出的方法^[14]. 讨论束缚态问题, 考虑介质引起的 Pauli 效应, 引入 Pauli 算符 Q 将中间态投影到未被占有的核子态上, 得到核介质中相互作用的两核子 Thompson 方程, 即相对论 Brückner-Bethe-Goldstone 方程

$$G = V + VQgG, \quad (4)$$

式中 G 是两核子的有效相互作用, V 是裸核子-核子相互作用, 一般采用 OBEP 形式, g 是 (3) 式中的三维传播子, G 矩阵是在介质中核子的 Dirac 旋量上计算的. 由 G 矩阵得到核子在核介质中的标量势和矢量势, 代入 Dirac 方程, 通过求解核介质中的 Dirac 方程得到核子的 Dirac 旋量, 因而必须作自洽计算得到 G 矩阵.

在 DBHF 方法中, 通过求解这个有效相互作用 G 矩阵来得到介质中的核子自能和单粒子能量. 数值计算的 G 矩阵不能直接给出核子自能的 Dirac 结构, Schiller 和 Müther 等^[9, 10] 建议将 G 矩阵分解成裸相互作用 V 和由关联效应引起的修正 ΔG 两部分, 即

$$G = V + \Delta G, \quad (5)$$

式中 V 采用 OBEP, 一般用 Bonn 势, 其自能的 Dirac 结构是已知的, 对自能的贡献可以用 RHF 方法计算. ΔG 部分的处理则采取了投影方法, 通过分析可知这些短程关联效应可以用交换四种质量无穷大的赝介子来很好地描述, 这就把 ΔG 参数化了, 其对自能的贡献也可以用 RHF 计算. 这样我们就可以用 V 和 ΔG 在 RHF 近似下计算对称和不对称核物质中核子的自能. 这种方法消除了投影方法对结果带来的不确定因素, 文献 [11] 中对此已作出了详细描述.

3. 相对论微观光学势

对于静态各向同性核物质, 由于空间平移不变性和转动不变性, 动量为 k 的核子自能的一般形式为

$$\Sigma^i(k) = \Sigma_s^i(k) - \gamma_0 \Sigma_v^i(k) + \boldsymbol{\gamma} \cdot \mathbf{k} \Sigma_a^i(k), \quad (6)$$

式中 i 表示质子或中子, Σ_s^i , Σ_0^i 和 Σ_v^i 分别表示自能的标量分量、矢量分量的类时部分和类空部分. 用 DBHF G 矩阵新的分解方法, 即用 V 和 ΔG 在 RHF 近似下计算核子自能 (其 Feynman 图如图 1(a) 和 (b) 所示) 为

$$\Sigma^i(k) = \sum_a \int \frac{d^4 q}{(2\pi)^4} \{ F_a^a \Delta_a^{ab}(0) \Gamma_a^b [iF_a^b \mathfrak{S}(q)] - i F_a^a \Delta_a^{ab}(k-q) F_a^b \mathfrak{S}(q) \}. \quad (7)$$

(7) 式右端第一项和第二项分别为直接和交换项. 这里下标 α 表示介子, 上标 a, b 表示同位旋, $\mathfrak{S}(q)$ 是核子传播子, Δ_a^{ab} 是介子传播子. 顶角算符 F_a^a 形式对标量介子为 ig , 矢量介子为 $-g\gamma^\mu - \frac{f}{2M} \partial_\nu \sigma^{\nu\mu}$, 赝标量介子采用赝矢量耦合形式 $-\frac{f}{m} \gamma^5 \gamma^\mu \partial_\mu$, 对同位旋矢量介子还要乘上同位旋算符 τ^a , 这样我们就得到了光学势的实部.

光学势的虚部可以用图 1(c) 所示的 G 矩阵的极化图计算, 其对光学势的贡献为

$$\begin{aligned} \Sigma_{\text{polar}}(k) = & \sum_{\alpha\beta} \int \frac{d^4 q}{(2\pi)^4} \left\{ \Gamma_a^a \Delta_a^{ab}(q) \right. \\ & \times \left[\int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \text{Tr} \left(\Gamma_a^b(i\mathfrak{S}(k)) \Gamma_\beta^c(i\mathfrak{S}(k+q)) \right) \right. \\ & \left. \left. \times \Delta_\beta^{cd}(q) \mathfrak{S}(k-q) \Gamma_\beta^d \right\}, \quad (8) \end{aligned}$$

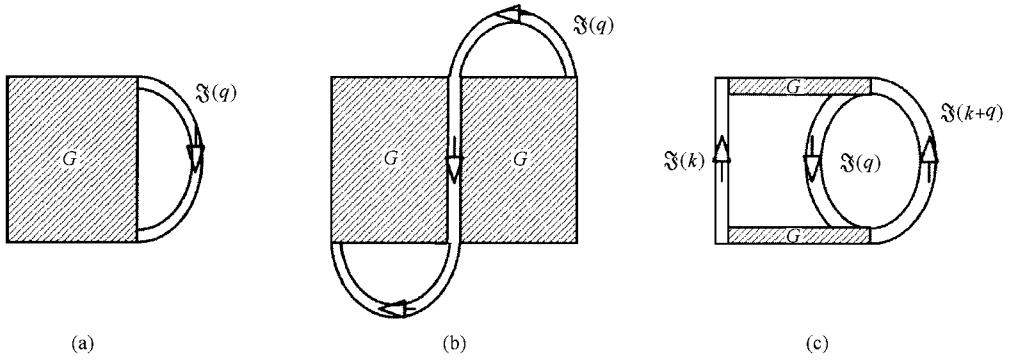


图 1 DBHF 自能的 Feynman 图 (a)和(b)分别为直接项和交换项 (c)为极化图.图中阴影矩形是相互作用 G 矩阵,双线是核子传播子

式中的顶角算符、传播子、同位旋算子等的定义均与 (7)式相同.通过 Wick 轮换我们可以得到 (8)式的虚部 W_{polar} ,这样就得到了光学势虚部的各个分量为

$$\begin{aligned} W_s(k) &= \frac{1}{4} \text{Tr} W_{\text{polar}}(k), \\ W_0(k) &= \frac{1}{4} \text{Tr} \gamma^0 W_{\text{polar}}(k), \\ W_v(k) &= \frac{1}{4k} \text{Tr} \mathbf{k} \cdot \boldsymbol{\gamma} W_{\text{polar}}(k). \end{aligned} \quad (9)$$

光学势的三个分量就可以表示如下:

$$\begin{aligned} \tilde{U}_s^i &= \Sigma_s^i + iW_s^i, \\ \tilde{U}_0^i &= \Sigma_0^i + iW_0^i, \\ \tilde{U}_v^i &= \Sigma_v^i + iW_v^i, \\ i &= p, n. \end{aligned} \quad (10)$$

入射能量为 E 的核子在核物质中的 Dirac 方程为

$$[\boldsymbol{\alpha} \cdot \mathbf{p}(1 + \tilde{U}_v^i) + \gamma^0(M + \tilde{U}_s^i) + \tilde{U}_0^i] \psi(r) = E \psi(r), \quad (11)$$

消去 \tilde{U}_v^i 可以得到如下形式:

$$[\boldsymbol{\alpha} \cdot \mathbf{p} + \gamma_0(M + U_s^i) + U_0^i] \psi^i(\mathbf{r}) = \epsilon^i \psi^i(\mathbf{r}), \quad (12)$$

式中 $\epsilon^i = E + M$, U_s^i 和 U_0^i 分别是标量势和矢量势,它们的定义如下:

$$\begin{aligned} U_s^i &= \frac{\tilde{U}_s^i - M\tilde{U}_v^i}{1 + \tilde{U}_v^i}, \\ U_0^i &= \frac{-\tilde{U}_0^i + \epsilon^i \tilde{U}_v^i}{1 + \tilde{U}_v^i}. \end{aligned} \quad (13)$$

消去方程 (12) 中 Dirac 旋量的小分量,得到其大分量满足的 Schrödinger 等价方程为

$$(-\nabla^2 + V_{\text{eff}}^i(r) + V_{\text{s.o.}}^i(r) \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{L} + V_{\text{Darwin}}^i(r)) \psi(r) = (\epsilon^2 - M^2) \psi(r), \quad (14)$$

式中 Schrödinger 等价势 V_{eff}^i , $V_{\text{s.o.}}^i$ 和 V_{Darwin}^i 分别为中心势、自旋-轨道势和 Darwin 项.

$$V_{\text{eff}}^i = 2MU_s^i + 2\epsilon U_0^i + U_s^{i2} - (U_0^i - V_C)^2, \quad V_{\text{s.o.}}^i = -\frac{1}{rD^i(r)} \frac{dD^i(r)}{dr}, \quad (15)$$

$$V_{\text{Darwin}}^i = \frac{3}{4D^i(r)} \left(\frac{dD^i(r)}{dr} \right)^2 - \frac{1}{rD^i(r)} \frac{dD^i(r)}{dr} - \frac{1}{2D^i(r)} \frac{d^2 D^i(r)}{dr^2},$$

其中 $D^i(r) = M + \epsilon + U_s^i(r) - U_0^i(r) - V_C(r)$, $V_C(r)$ 是 Coulomb 势.

在不对称核物质中,定义不对称系数

$$\beta = \frac{\rho_n - \rho_p}{\rho_n + \rho_p}, \quad (16)$$

式中 ρ_n 和 ρ_p 分别是中子和质子密度.从这个定义可以看出对称核物质 $\beta = 0$, 中子物质 $\beta = 1$, 不同的中子和质子的密度相应于不同的中子、质子的 Fermi 动量,从不对称核物质的性质我们可以得到光学势的同位旋相关性.

4. 结果与分析

本节中我们首先讨论在考虑区分中子和质子以及不区分中子和质子的密度分布两种情况对 65 MeV 质子入射 ^{208}Pb 核的物理可观测量的计算结果产生的影响,指出考虑同位旋效应的重要性,然后计算 200 MeV 以下的质子入射 ^{40}Ca 和 ^{208}Pb 的同位旋相关的 RMOP,并以此计算弹性散射角分布和分析本领;最后推广到不稳定核,计算 ^{48}Ca , ^{60}Ca 和 ^{70}Ca 的 65 MeV 质子弹性散射.本工作中采用的 ^{40}Ca 和 ^{208}Pb 的密度分布如图 2 所示,它们是通过 RMF 方法计算得

到的, 参数采用 NL3^[15].

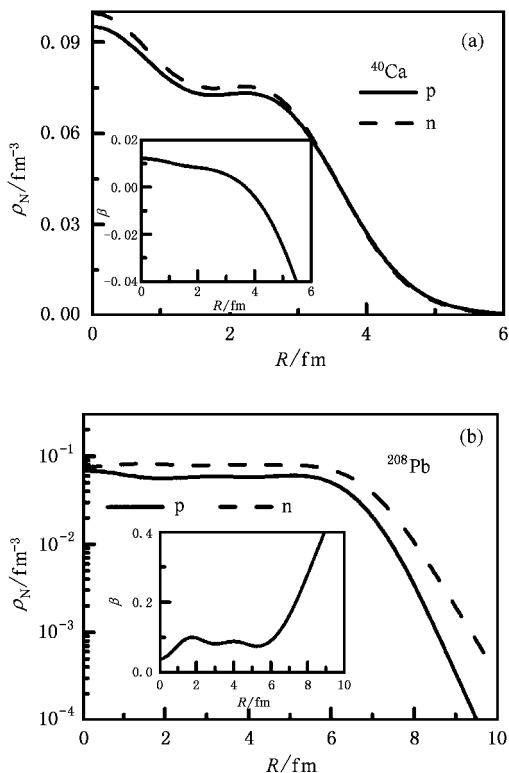


图 2 核密度和不对称系数分布 (a)为 ^{40}Ca 的核密度分布, 内插图为其不对称系数分布 (b)为 ^{208}Pb 的核密度和不对称系数分布

从核密度分布可以看出, 虽然 ^{40}Ca 核中的中子数和质子数相等, 由于质子之间的库仑相互作用, 质子分布比中子分布略微显得“松散”一些, ^{208}Pb 的中子质子数之比为 126:82, 因此在核表面处形成一个中子皮的结构. ^{208}Pb 核表面区域中子密度远高于质子密度, 显示同位旋不对称.

为了得到有限核的光学势, 我们引入 LDA, 即假定有限核中任何一点的光学势与具有相同核密度和不对称系数的核物质的光学势相同, 也就是令有限核中距核心距离为 r 处的光学势等于密度为该处核密度 $\rho(r, \beta)$ 的核物质的光学势,

$$U_{\text{LDA}}(r, E) = U_{\text{NM}}(\rho(r, \beta), E), \quad (17)$$

式中 U_{LDA} 是有限核光学势, U_{NM} 是核物质的光学势.

DBHF 方法用于核密度 $k_F < 1.0 \text{ fm}^{-1}$ 的小密度核物质时会给出发散的计算结果, 直接用于有限核的研究很困难. 为此我们采用等效介子交换的方法^[11]处理, 就是用 σ, ω, δ 和 ρ 四种介子的 RHF 计算使其等效于 DBHF 计算, 通过拟合的方法对不同密度、不同不对称系数的核物质, 要求 RHF 中得到的质子和中子自能与在同样条件下 DBHF 计算的质子和中子自能一致, 从而得到有效介子-核子的耦合常数, 并采用合理的外推方法^[16]推广到低密度区. 显然, 这种等效核子交换的方法得到的结果包含了

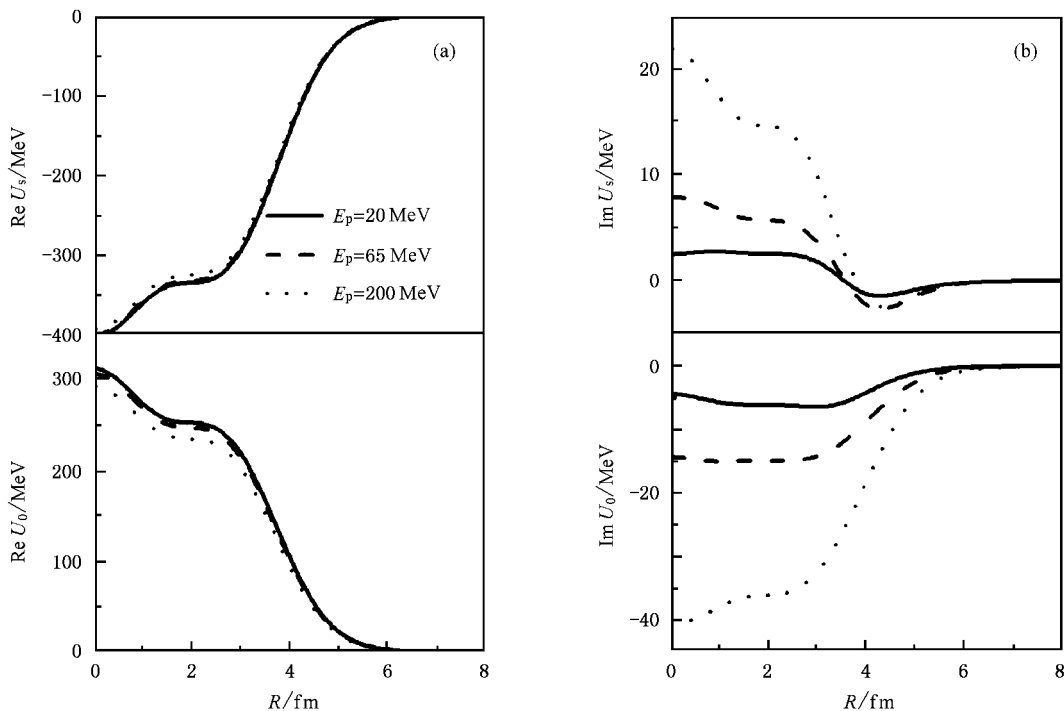


图 3 $p + ^{40}\text{Ca}$ 的标量势和矢量势 (a)为实部 (b)为虚部

DBHF 的基本特征和同位旋相关性,并且克服其计算复杂和对低密度核物质计算发散的缺点,能够用于有限核的研究.

不同能量下的 $p + {}^{40}\text{Ca}$ 的 RMOP 的计算结果如图 3 中所示.从图 3 可以看出,光学势的实部仅仅是弱能量相关的,随着能量的增加实部势缓慢减弱,在 ${}^{40}\text{Ca}$ 核的中心附近它们的数值大约分别为 -400 MeV 和 $+310\text{ MeV}$.光学势实部主要来自于与能量无关的直接项贡献,能量有关的交换项的绝对值小于直接项贡献.光学势的虚部则随能量变化很快,随着能量的增加虚部势迅速增强,这一趋势在能量升高时更加明显.与其对应的 Schrödinger 等价势显示在图 4 中.在能量低时中心势实部为吸引势,随

能量的升高吸引作用越来越小,逐渐向排斥势过渡,在核的表面区域会形成明显的“酒瓶底”形状.而其虚部则在全能区都为吸引势,并且随着入射能量的升高吸引作用越来越强.这些情况都和唯象分析的结论相一致(参见文献 4 及其中的参考文献).

RMOP 的重要特征之一就是能自然地得出自旋轨道耦合势,从(15)式可以看出,自旋-轨道相互作用主要由标量势与矢量势之和的微商决定.自旋轨道耦合势的实部提供吸引的相互作用,虚部提供排斥的相互作用.随着入射能量的升高实部减弱虚部增强,这也是与唯象分析结论一致的.图 4 中自旋轨道耦合势在核芯附近的振荡是由于 ${}^{40}\text{Ca}$ 核密度分布在此区域的起伏引起的.

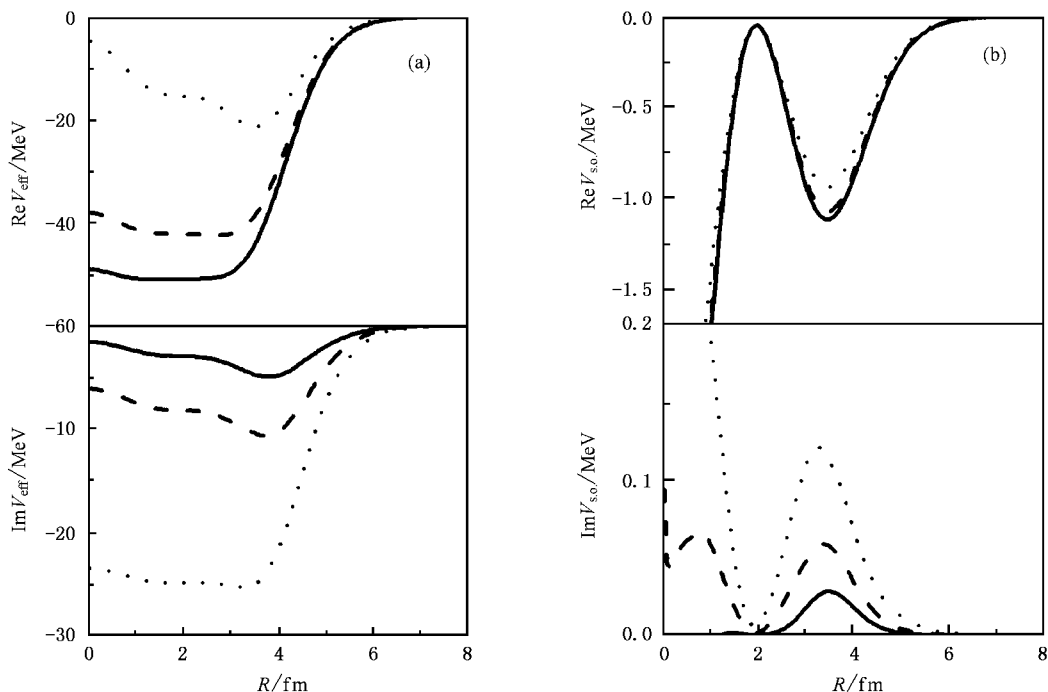


图 4 $p + {}^{40}\text{Ca}$ 的 Schrödinger 等价势 (a) 为中心势的实部和虚部 (b) 为自旋轨道耦合势的实部和虚部. 曲线类型标注与图 3 同

图 5 显示的是在区分与不区分中子和质子两种情况下计算的 65 MeV 质子入射 ${}^{208}\text{Pb}$ 反应的 Schrödinger 等价势.从图 5 可以看出,两种情况下的计算结果有一些差别,区分质子和中子情况下得到的 V^1 势比不区分两者得到的 V^2 势要深一些.用这两个光学势计算的截面和自旋可观测量的结果如图 6 所示.从图 6 可以看出, V^1 改善了计算的角分布在大角度处的行为,比 V^2 的计算结果更接近实验值,对分析本领在小角度处的结果也略有改善.虽然对稳定核的结果影响较小,但是同位旋相关的势对同位旋分布极不对称的不稳定核变得很重要.

我们计算了 $p + {}^{40}\text{Ca}$ 和 ${}^{208}\text{Pb}$ 的弹性散射角分布和分析本领,分别示于图 7 和图 8 中,入射质子能量范围分别为 $14.5\text{--}200$ 和 $11\text{--}201\text{ MeV}$.从计算结果和实验数据的比较可以看出,对这样的能量范围,计算值基本符合实验数据;对于低能质子入射重核 ${}^{208}\text{Pb}$ 反应的可观测物理量几乎在 180° 范围内,计算值与实验值相符很好.从图 7、图 8 还能看出,入射能量增加则在大角度处两者出现偏差,但此时计算值也能反映出实验数据的基本特征和趋势.应该强调,我们的计算中没有可调参数,计算的 RMOP 能够合理地描述 $E < 200\text{ MeV}$ 的质子-核弹性散射实验.

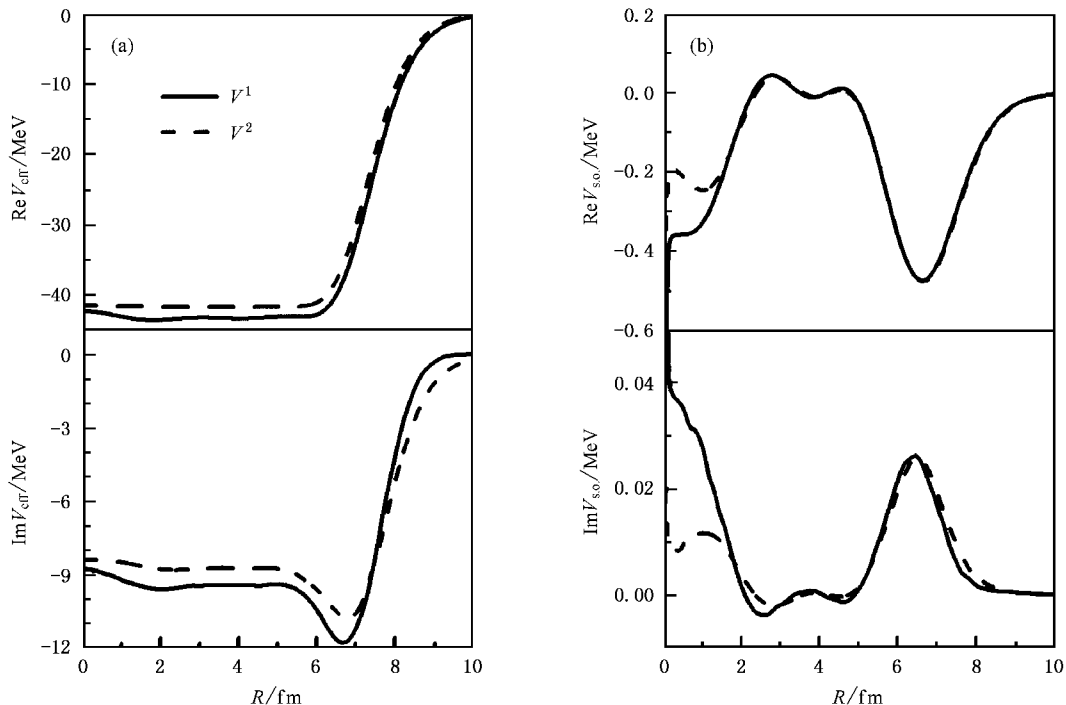


图 5 区分与不区分质子和中子计算的65 MeV质子入射²⁰⁸Pb的 Schrödinger 等价势 实线是区分质子与中子计算的结果 V^1 , 虚线是不区分两者得到的 V^2 . (a)为中心势的实部和虚部 (b)为自旋轨道耦合势的实部和虚部

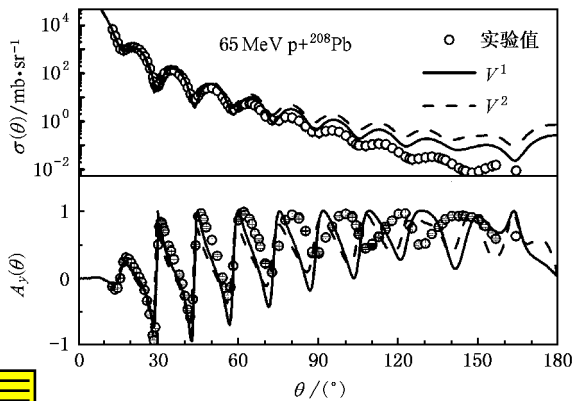


图 6 用 V^1 和 V^2 计算的弹性散射截面和分析本领与实验值的比较

我们研究同位旋相关的微观光学势的目的是将其用于不稳定核性质的研究. 以 Ca 的同位素为例, 我们采用上述方法得到的 RMOP 计算了 65 MeV 质子入射 ^{40, 48, 60, 70}Ca 的弹性散射角分布和分析本领. ⁴⁰Ca 和 ⁴⁸Ca 是稳定核, ⁶⁰Ca 和 ⁷⁰Ca 则为远离 β 稳定线的不稳定核. 由于实验的困难, 目前缺乏有关核子与不稳定核散射的实验数据, 因此我们对它们的计算

结果仅是理论预言, 正确性有待于进一步的实验检验. 计算结果如图 9 所示, 图中实线是区分中子和质子的计算结果, 虚线是不区分两者的结果. 对 ⁴⁰Ca 和 ⁴⁸Ca, 无论是角分布和分析本领, 计算值与实验值符合很好, 只是在角度大于 60° 后角分布的计算值略大于实验值, 但也反映出了其趋势. 随着中子数的增加, 角分布和分析本领的衍射图像有变化: 起伏增多, 也就是在相同的角度范围内出现的峰结构增加, 第一个极小值的位置向小角度方向移动, 并且角分布随角度的增加而趋于减小. 这一变化趋势随着 N 值的增加会逐渐减缓, 分析本领随角度变化的幅度也随着中子数的增加逐渐减小. 由于 $N = Z$, 区分与不区分两者对的 ⁴⁰Ca 计算结果几乎没有影响, 而对于稳定核 ⁴⁸Ca 的结果已经有了影响, 区分中子和质子会改善计算值与实验值的符合程度. 目前还没有 ⁶⁰Ca 和 ⁷⁰Ca 的质子散射实验数据. 我们仅给出其计算结果, 可以看出是否考虑同位旋对结果影响很大. 随着角度的增加, 不区分中子和质子计算的角分布比区分两者的计算结果明显增高, 而分析本领的绝对值则明显减小.

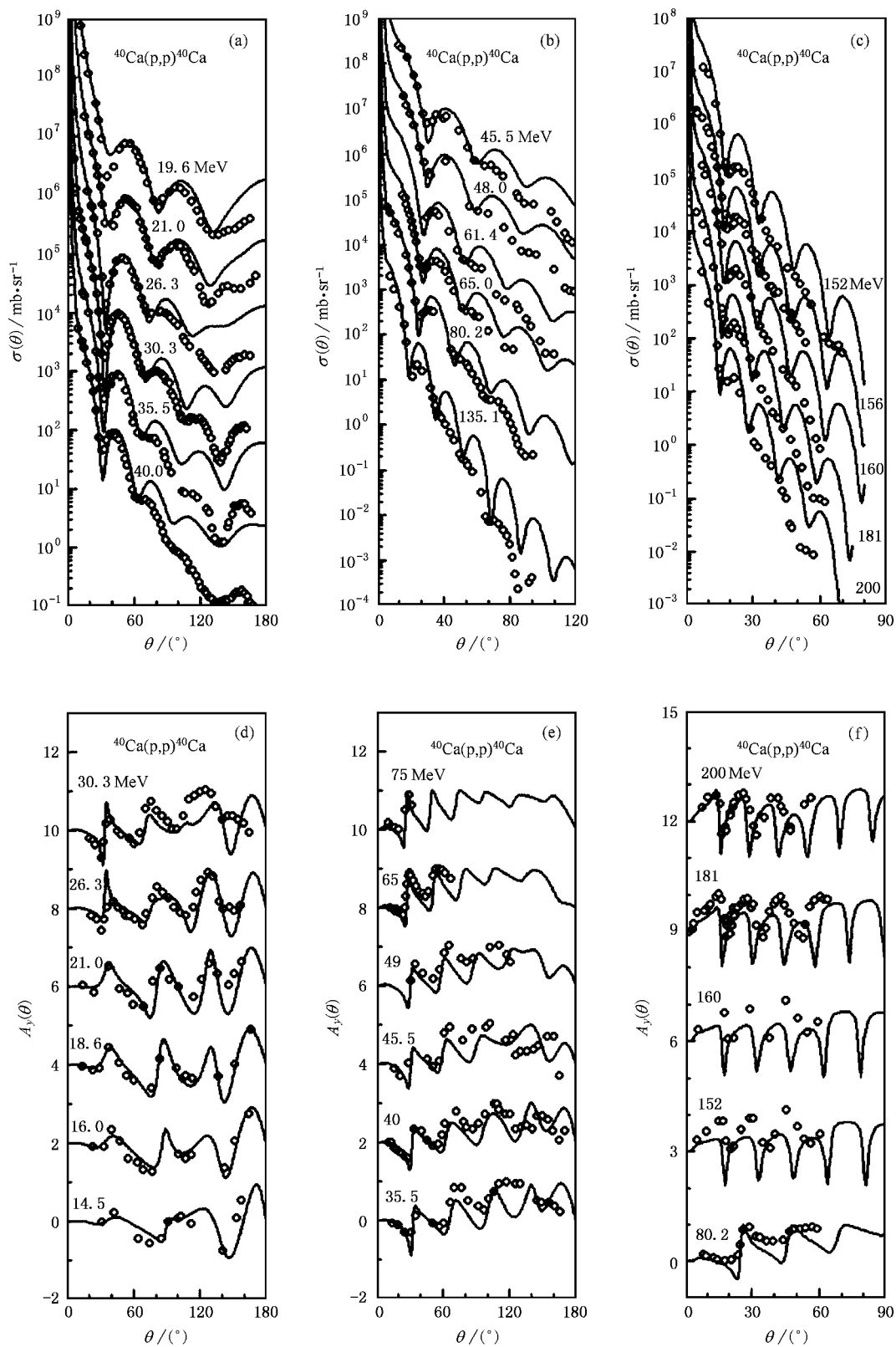


图 7 $p + {}^{40}\text{Ca}$ 角分布和分析本领的计算值与实验值比较 图中空心圆为实验值,实线为计算值.角分布曲线应逐次乘以 10 ;分析本领应分别加 2 和 χ ($E_p > 80 \text{ MeV}$)

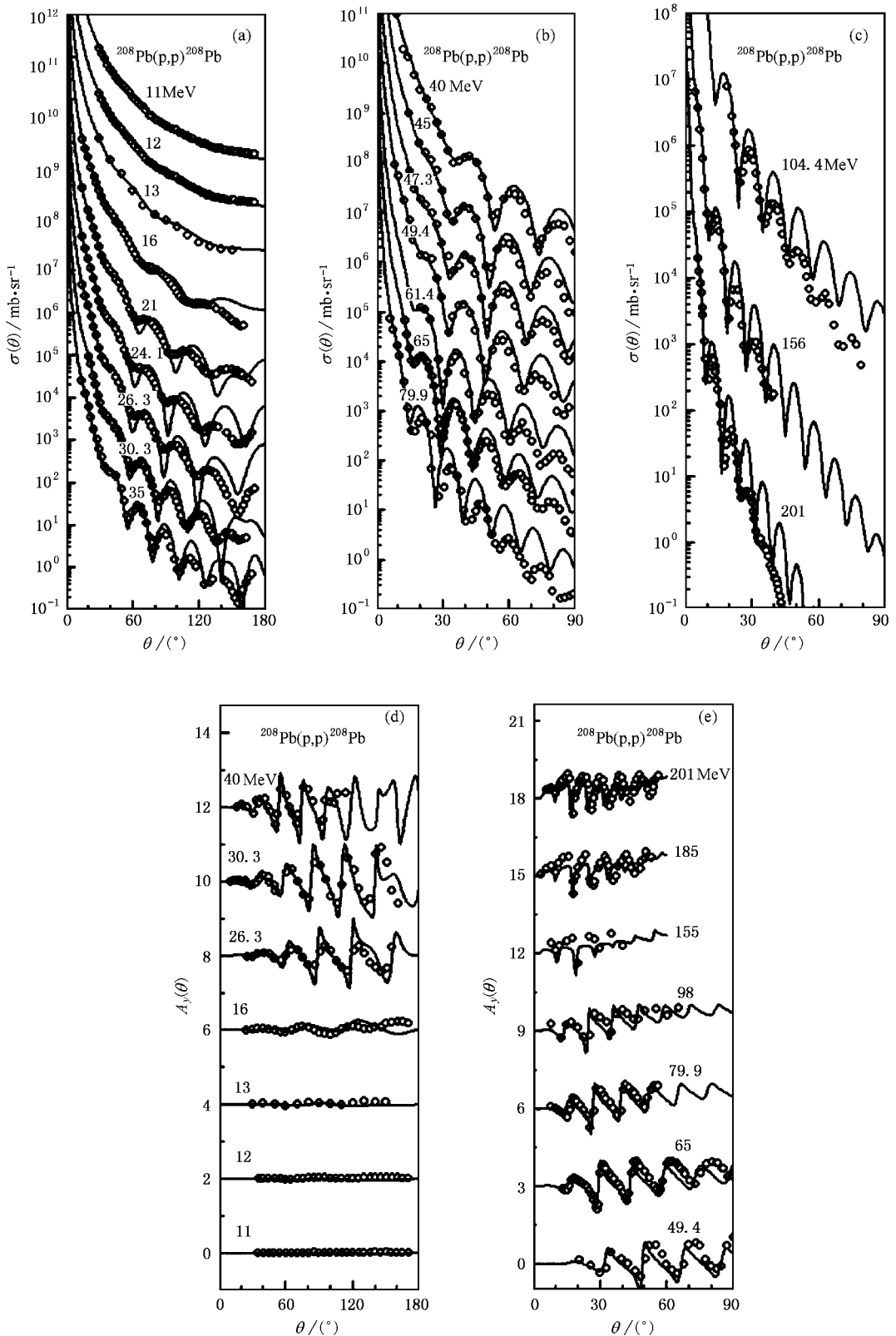


图 8 $p + ^{208}\text{Pb}$ 角分布和分析本领的计算值与实验值比较 图中空心圆为实验值, 曲线为计算值. 角分布曲线应逐次乘以 10 和 10^2 ($E_p > 100$ MeV); 分析本领应分别加 2 和 \propto ($E_p > 50$ MeV)

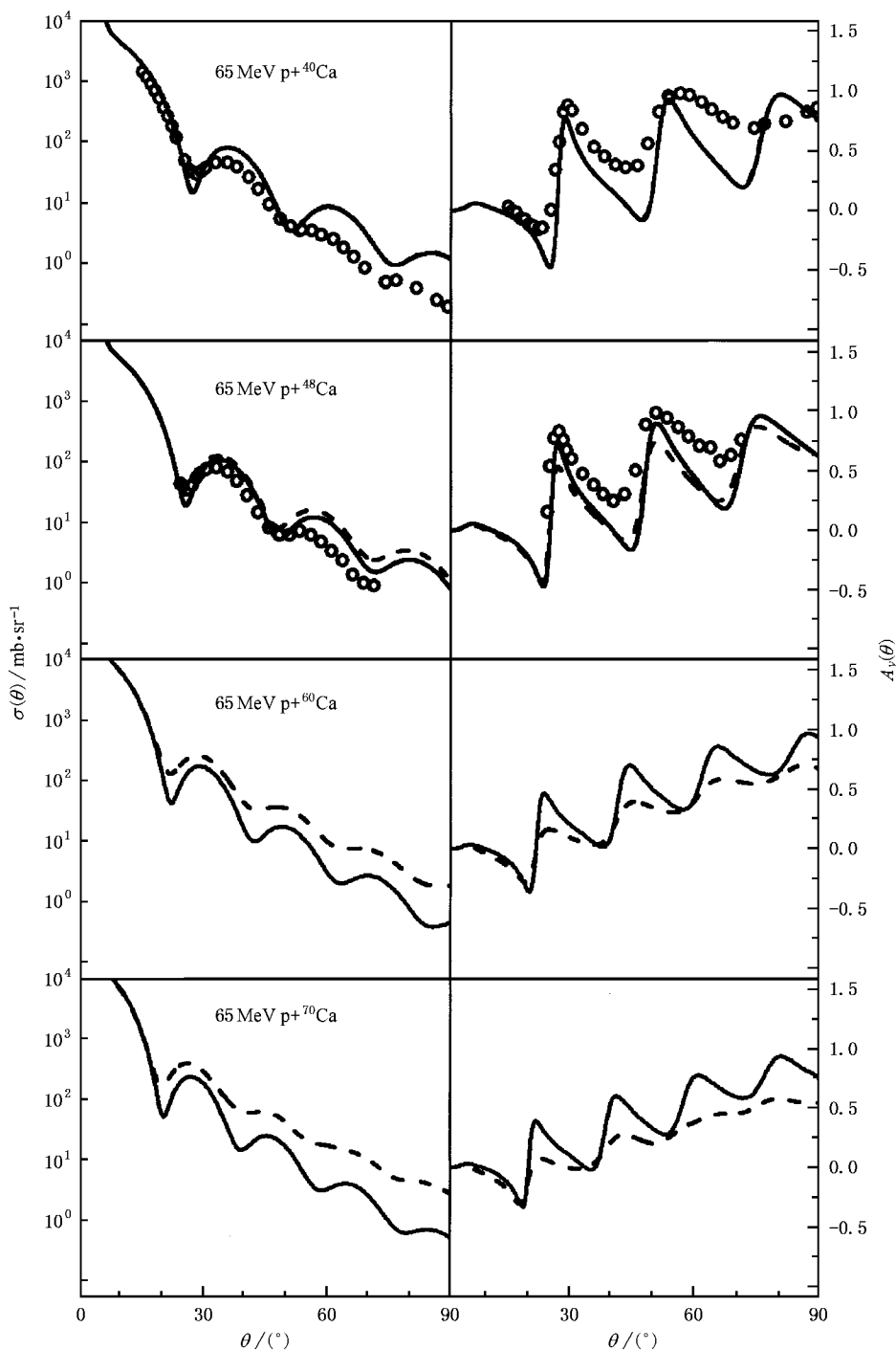


图9 65 MeV 质子入射 Ca 同位素的弹性散射角分布与分析本领 图中空心圆为实验值, 实线是区分中子与质子的计算结果, 虚线是不区分两者的结果

5. 总结和讨论

在本文中我们采用 Müther 等提出的 DBHF G 矩阵的新分解方法, 在没有任何自由参数的情况下计算了同位旋相关的 RMOP, 并以此计算了 200 MeV 以

下质子入射 ^{40}Ca 和 ^{208}Pb 的弹性散射角分布和分析本领. 通过与实验结果比较可以看出, 在没有任何自由参数的情况下, 计算的光学势能够成功地描述中低能质子-核的弹性散射. 比较区分与不区分中子和质子两种情况下 65 MeV 质子入射 ^{208}Pb 反应的计算结果可以看出, 考虑同位旋相关性可以改进计算结

果,使之与实验值更加符合.从 ^{60}Ca 和 ^{70}Ca 的计算结果分析得出,在对核子与远离 β 稳定线核,特别是同位旋极端不对称核的弹性散射研究中,考虑同位旋相关的微观光学模型势是极为重要的.

理论计算结果在大角度情况与实验值仍有偏差,而且随着能量的增加与实验符合变差.如何改善用计算束缚态的 G 矩阵得到的RMOP的高能行为需要作进一步探讨.

- | | |
|---|---|
| [1] Tanihata I 1996 <i>J. Phys. G</i> 22 157 | [9] Schiller E, Mütter H 2001 <i>Eur. Phys. J. A</i> 11 15 |
| [2] Casten R F, Sherill B M 2000 <i>Prog. Part. Nucl. Phys.</i> 45 S171 | [10] Ulrych S, Mütter H 1997 <i>Phys. Rev. C</i> 56 1788 |
| [3] Horowitz C J 1984 <i>Nucl. Phys. A</i> 412 228 | [11] Ma Z Y, Liu L 2002 <i>Phys. Rev. C</i> 66 024321 |
| [4] Ma Z Y, Zhu P, Gu Y Q <i>et al</i> 1988 <i>Nucl. Phys. A</i> 490 619 | [12] Rong J, Ma Z Y 2004 <i>Sci. China G</i> 47 189 |
| [5] Ma Z Y, Chen B Q 1992 <i>J. Phys. G</i> 18 1543 | [13] Brockmann R, Machleidt R 1990 <i>Phys. Rev. C</i> 42 1965 |
| [6] Li G Q, Machleidt R, Fritz R <i>et al</i> 1993 <i>Phys. Rev. C</i> 48 2443 | [14] Thompson R H 1970 <i>Phys. Rev. D</i> 1 110 |
| [7] Chen B Q, Mackellar A D 1995 <i>Phys. Rev. C</i> 52 878 | [15] Lalazissi G A, Köning J, Ring P 1997 <i>Phys. Rev. C</i> 55 540 |
| [8] Negele J W 1970 <i>Phys. Rev. C</i> 1 1260 | [16] Typel S, Wolter H H 1999 <i>Nucl. Phys. A</i> 656 331 |

Relativistic microscopic description of proton-nucleus scattering at energies up to 200 MeV *

Rong Jian^{1)†} Ma Zhong-Yu¹⁾²⁾³⁾

¹⁾China Institute of Atomic Energy, Beijing 102413, China)

²⁾Center of Nuclear Theoretical Physics, National Laboratory of Heavy Ion Accelerator of Lanzhou, Lanzhou 733000, China)

³⁾Institute of Theoretical Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China)

(Received 15 June 2004; revised manuscript received 13 December 2004)

Abstract

A new decomposition of the Dirac Brückner-Hartree-Fock (DBHF) G matrix is used to study the isospin-dependent relativistic microscopic optical potential (RMOP). The optical potential of finite nuclei can be obtained in the local density approximation. The energy dependence of proton-nucleus scattering for the optical potentials of finite nuclei is discussed. The differential cross sections and the resolution power in the $p + ^{40}\text{Ca}$ and $p + ^{208}\text{Pb}$ at E_p less than 200 MeV are also calculated using the above RMOP. It is found that the calculated results agree with the experimental results. It should be emphasized that the ROMP obtained from DBHF G matrix without any free parameters could well describe the proton elastic scattering. This RMOP can also be used for unstable nuclei. From the results of the Ca isotopes, it is found that the isospin dependence is more important for the exotic nuclei.

Keywords: relativistic microscopic optical potential, Dirac Brückner-Hartree-Fock, asymmetric nuclear matter, local density approximation

PACC: 2410H, 2540C, 2160J

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 102750094, 10075080, 10235020) and the State Key Development Program for Basic Research of China (Grant Nos. G1999022603, G2000077400).

†E-mail: jrong@iris.ciae.ac.cn