

动量空间中能质子- ^{12}C 弹性散射截面和自旋量的研究^{*}

邓一兵[†] 王世来

(浙江海洋学院物理系, 舟山 316004)

(2006 年 6 月 20 日收到, 2006 年 9 月 13 日收到修改稿)

在 KMT 理论框架下, 应用微观的动量空间一级光学势, 包括了库仑修正, 自旋关联, $_{NN}$ 振幅反对称, 离壳效应, 核子反冲和结合能转换, Lorentz 不变的角变换. 在整个中能区域系统地计算了质子- ^{12}C 弹性散射微分截面和自旋观测量, 并与实验数据及 Glauber 理论框架下或已有的其他理论计算结果做了比较, 其结果显示, 在 200—1000 MeV, 该理论与实验结论符合程度较好.

关键词: p - ^{12}C 弹性散射, KMT 动量空间, 光学势

PACC: 2540C, 2410H

1. 引 言

原子核散射实验为研究原子核提供了一个有力的手段, 直到目前人们仍从不同方面做了大量的研究工作^[1,2]. 而中能质子与原子核散射实验是研究原子核的一个重要途径. 随着技术的发展和进步, 到目前为止已经通过实验对 p - ^{12}C 弹性散射在中能区内的不同能量下进行了测量, 获取了相当数量的数据, 改变了过去只有 1 GeV 能量下的实验数据的情况, 同时也提供了一定数量的极化测量数据. 这些对 p - ^{12}C 弹性散射的完整系列的实验测量结果, 为检验各种描述散射过程的理论模型, 核结构模型以及介质效应等开辟了一个新的研究领域.

在此之前, 已经有几个作者利用已有的实验数据对 p - ^{12}C 弹性散射进行了一定的研究. 例如 Tan 等基于 ^{12}C 核的 3α 结构模型计算了 200 MeV 和 398 MeV 的微分散射截面, 极化本领和自旋转动参量^[3], 其结果支持了 3α 结构模型; Ima 等在 Glauber 理论框架内核相移取到第三级项, 包括了泡利, 短程动力学, 质心关联和库仑修正, 计算了 150 MeV, 325 MeV 和 1040 MeV 时的微分散射截面^[4], 其结果表明对描述较高能量 1040 MeV 的情况与实验符合很好, 并发现核子-核子关联对高能起重要作用, 而对于 400 MeV 以下的情况与实验符合得不好; He 等应用常规

的不包括各种效应的 Glauber 多重散射理论, 在整个中能区(200, 400, 600, 700 和 1000 MeV)系统计算了微分散射截面, 极化本领和自旋转动参量^[5], 结果表明, 理论与实验偏离较大. 上述作者对 Glauber 理论系统地检验结果表明了各种效应对 Glauber 理论框架下的计算结果有不同程度的影响. 那么, 这些效应对其他理论的计算结果会产生怎样的影响呢? 例如, KMT 理论的计算是否也会受到各种效应的影响, 影响程度如何? Meyer 等^[6]曾在 KMT 多重散射理论框架下计算了单一能量 200 MeV 的 p - ^{12}C 弹性散射的微分截面和极化本领, 发现考虑泡利原理效应(KMTPC)时对直接的 KMT 理论计算有明显的影 响. 由于实验数据的原因, 而在 KMT 理论框架下对中能区的其他能量的 p - ^{12}C 弹性散射的研究到目前为止尚未进行. 由于目前已经有了覆盖整个中能区的 p - ^{12}C 弹性实验数据, 因此, 利用这些实验数据, 就使我们有条件对 KMT 理论进行一个系统性的检验, 这要比单一能量的检验更加严格和可靠.

本文对整个中能区(200, 400, 600, 700 和 1000 MeV)的 p - ^{12}C 弹性散射截面和自旋量, 在 KMT 多重散射理论框架下进行系统性的计算, 以检验理论的有效程度. 我们的计算是使用在 KMT 多重散射理论框架下构建的微观的动量空间一级光学势进行的. 这个光学势包括了库仑修正, 核子-核子($_{NN}$)自旋关联, $_{NN}$ 振幅反对称, 核子反冲和结合能变化, 离

^{*} 浙江省教育厅资金(批准号 20031017)资助的课题.

[†] E-mail: dyyb658@163.com

能壳运动, Lorentz 不变的角变换以及来自 NN 相移的在壳 T 矩阵和来自分离势模型的离壳行为^[7]. 理论计算结果与整个中能区的实验数据^[8-10]进行了比较. 理论计算与实验数据基本符合.

2. 理论公式

KMT 多重散射理论中, 描写 p - ^{12}C 弹性散射的微观动量空间一级光学势(纯核势)^[11]

$$\begin{aligned} V_n(\mathbf{K}', \mathbf{K}; E) &\approx N \{ t_{a+b}^{\text{pn}} + t_e^{\text{pn}} \sigma_n^{\text{p}} \} \rho_{\text{m}}^{\text{n}}(q) \\ &+ [t_{a-b}^{\text{pn}} \sigma_n^{\text{p}} \sigma_n^{\text{A}} + t_e^{\text{pn}} \sigma_n^{\text{A}} \\ &+ t_{c+d}^{\text{pn}} \sigma_m^{\text{p}} \sigma_m^{\text{A}} + t_{c-d}^{\text{pn}} \sigma_l^{\text{p}} \sigma_l^{\text{A}} \\ &+ t_{c+d}^{\text{pn}} (\sigma_m^{\text{p}} \sigma_l^{\text{A}} + \sigma_l^{\text{p}} \sigma_m^{\text{A}})] \rho_{\text{sp}}^{\text{n}}(q) \} \\ &+ Z \{ t_{a+b}^{\text{pp}} + t_e^{\text{pp}} \sigma_n^{\text{p}} \} \rho_{\text{m}}^{\text{p}}(q) \\ &+ [t_{a-b}^{\text{pp}} \sigma_n^{\text{p}} \sigma_n^{\text{A}} + t_e^{\text{pp}} \sigma_n^{\text{A}} \\ &+ t_{c+d}^{\text{pp}} \sigma_m^{\text{p}} \sigma_m^{\text{A}} + t_{c-d}^{\text{pp}} \sigma_l^{\text{p}} \sigma_l^{\text{A}} \\ &+ t_{c+d}^{\text{pp}} (\sigma_m^{\text{p}} \sigma_l^{\text{A}} + \sigma_l^{\text{p}} \sigma_m^{\text{A}})] \rho_{\text{sp}}^{\text{p}}(q) \}, \quad (1) \end{aligned}$$

在 Vincent 和 Phatak 提出的动量空间库仑作用处理方法(V-P 方法)的基础上, 适当的选取一个半径 R_{cut} , 在 $r < R_{\text{cut}}$ 处动量空间的库仑势为^[12,13]

$$V_c^{\text{cut}}(\mathbf{k}', \mathbf{k}) = \frac{Z_p Z_T e^2}{2\pi^2 q^2} [\rho(q) - \cos(qR_{\text{cut}})], \quad (2)$$

总的动量空间光学势为

$$V(\mathbf{k}', \mathbf{k}) = V_n(\mathbf{k}', \mathbf{k}) + V_c^{\text{cut}}(\mathbf{k}', \mathbf{k}). \quad (3)$$

(1) 式中 \mathbf{K} 和 \mathbf{K}' 分别表示入射质子和散射质子在 p - ^{12}C 动量中心系的入射动量和散射动量, q 是动量转移,

$$q = \mathbf{K}' - \mathbf{K}, q^2 = k^2 + k'^2 - 2kk' \cos \theta_{kk'}. \quad (4)$$

σ 的上角标 A 和 p 分别指示靶核与入射质子, σ 的下角标表示 σ 与三个独立的单位矢量 $\hat{l}, \hat{m}, \hat{n}$ 的点乘, 这三个单位矢量分别由下式给出:

$$\begin{aligned} \hat{l} &= \frac{\mathbf{k} + \mathbf{k}'}{|\mathbf{k} + \mathbf{k}'|}, \\ \hat{m} &= \frac{\mathbf{k} - \mathbf{k}'}{|\mathbf{k} - \mathbf{k}'|}, \\ \hat{n} &= \frac{\mathbf{k} \times \mathbf{k}'}{|\mathbf{k} \times \mathbf{k}'|}. \end{aligned} \quad (5)$$

矢量 \hat{n} 垂直于散射平面, 矢量 \hat{m} 在散射平面内沿着动量转移的方向, \hat{l} 是在散射平面内. 对于在壳 ($\mathbf{K}' = \mathbf{K}$) 散射, 矢量 \hat{l} 和 \hat{n} 是正交的.

(1) 式中的 ρ 是描写靶核内中子、质子物质和

自旋分布的形状因子, 当求初态与末态核之间的一个束缚核子的自旋关联 T 矩阵的期待值时出现. 因此核自旋算子是通过这个与核自旋成比例的束缚核子自旋的期待值被引入(1)式中,

$$\Psi_A^f | \sigma^{\text{p}} | \Psi_A^i = \sigma^{\text{A}} \rho_{\text{sp}}^{\text{p}}(q), \quad (6)$$

$$\Psi_A^f | \sigma^{\text{n}} | \Psi_A^i = \sigma^{\text{A}} \rho_{\text{sp}}^{\text{n}}(q). \quad (7)$$

比例常数正是相应的核自旋形状因子 $\rho_{\text{sp}}^{\text{p}}(q)$ 和 $\rho_{\text{sp}}^{\text{n}}(q)$.

(1) 式中带有上下角标的 $t_{a+b}^{\text{pn}}, t_{a-b}^{\text{pn}}, \dots$ 是离能壳 NN T 矩阵的各部分, 它们在 p - ^{12}C 动量中心系(COM)被计算, 并且是动量 \mathbf{K}', \mathbf{K} 和亚能 $\omega[E]$ 的函数. 由于 Lorentz 协变性, 使冲量和因数化近似得到最佳优化, 离能壳变化用一个分离势来描述. 在我们的最佳的冲量近似中 t^{NN} 在中能随能量的变化不是很快, 预期是一个比较好的近似.

完整的 pN 和 p - ^{12}C T 矩阵具有相同的自旋空间的结构形式, 如果我们假设转动不变, 宇称守恒和时间反演不变, 其形式如下^[14,15]:

$$\begin{aligned} 2T(\mathbf{K}', \mathbf{K}) &= a + b + (a - b) \sigma_n^{\text{p}} \sigma_n^2 \\ &+ (c + d) \sigma_m^{\text{p}} \sigma_m^2 \\ &+ (c - d) \sigma_l^{\text{p}} \sigma_l^2 + \epsilon (\sigma_n^{\text{p}} + \sigma_n^2) \\ &+ f (\sigma_n^{\text{p}} - \sigma_n^2). \end{aligned} \quad (8)$$

这里“2”可能是另一个核子或者是核. 考虑广义不相容原理(包括同位旋)则 NN T 矩阵中的 $f(\sigma_n^{\text{p}} - \sigma_n^2)$ 这一项消失.

p - ^{12}C 弹性散射的 T 矩阵, 应当满足 Lippmann-Schwinger 方程

$$\begin{aligned} T(\mathbf{K}', \mathbf{K}) &= V(\mathbf{K}', \mathbf{K}) \\ &+ V(\mathbf{K}', \mathbf{K}) G_0 T(\mathbf{K}', \mathbf{K}) + \dots \end{aligned} \quad (9)$$

在一级近似下有

$$\begin{aligned} T(\mathbf{K}', \mathbf{K}) &= V(\mathbf{K}', \mathbf{K}) + \int \frac{d^3 p V(\mathbf{K}', \mathbf{P})}{E(K_0) - E(p) + i\epsilon} \\ &\times T(\mathbf{P}, \mathbf{K}). \end{aligned} \quad (10)$$

式中, G_0 是格林函数. $E(p) = E_p(p) + E_A(p)$ 是入射粒子和靶的能量之和, $E(K_0)$ 是在壳能量; $V(\mathbf{K}', \mathbf{K})$ 是包括库仑修正的动量空间一级光学势.

对于 p - ^{12}C 弹性散射, 由于核的自旋为零, 所以一级光学势(1)式简化为

$$\begin{aligned} V_n(\mathbf{K}', \mathbf{K}) &\approx N (t_{a+b}^{\text{pn}} + t_e^{\text{pn}} \sigma_n^{\text{p}}) \rho_{\text{m}}^{\text{p}}(q) \\ &+ Z (t_{a+b}^{\text{pp}} + t_e^{\text{pp}} \sigma_n^{\text{p}}) \rho_{\text{m}}^{\text{p}}(q), \end{aligned} \quad (11)$$

而 p -核 T 矩阵(8)式可以简化为

$$2T(\mathbf{K}', \mathbf{K}) = [(a + b) + (e + f) \sigma_n^{\text{p}}]. \quad (12)$$

对于 NN T 矩阵,则可保留五个独立项中的两个主要项

$$\mathcal{T}(K', K) \cong \frac{1}{2}[(a + b) + \epsilon(\sigma_n^p + \sigma_n^2)]. \quad (13)$$

选取¹²C 核密度为谐振子型

$$\rho(r) = \rho_0 \left(1 + \frac{4}{3} \frac{r^2}{a^2}\right) e^{-r^2/a^2}. \quad (14)$$

其中谐振子参数 a 由电子散射确定, $a^2 = 2.5 \text{ fm}^2$ [16].

以基于实验的 NN 相移分析 [17, 18] 作为基本输入量,计算出在壳 NN 振幅,取(8)式中的 $a - e$ 通过 $a - e$ 的线性组合等,并结合质子和中子的物质与自旋形状因子,构成动量空间一级光学势 V_n ,加上库仑势 V_c^{ext} ,这个总势式(3)出现在 Lippmann-Schwinger 方程中,通过角动量分解将 Lippmann-Schwinger 方程转化为一维耦合道方程,数值解此方程得到 p -核散射振幅 $a - f$,由(15)–(17)式计算微分散射截面和自旋观量.

理论计算的微分散射截面 $d\sigma/d\Omega$ 和自旋观测量 P 与 Q 由以下公式给出:

$$d\sigma/d\Omega = (|a|^2 + |b|^2 + |e|^2 + |f|^2)2, \quad (15)$$

$$P = \text{Re}(a^*e + b^*f)(d\sigma/d\Omega), \quad (16)$$

$$Q = \text{Im}(b^*e + a^*f)(d\sigma/d\Omega). \quad (17)$$

3. 结果和讨论

对整个中能区 p -¹²C 弹性散射截面和自旋量的计算,是使用修正后的文献 [10] 的计算程序 $L\text{potp}$ [19] 进行的.根据已有的实验数据及已有的 Glauber 理论计算结果,我们计算了与之相应的入射能量分别为 200, 400, 600, 700 和 1000 MeV 的 p -¹²C 弹性散射的微分散射截面 $d\sigma/d\Omega$ 和自旋观测量 P 与 Q ,理论计算结果连同实验数据分别显示在图 1 至图 6.

在所有的图中,实线表示本文计算结果,虚线表示 Glauber 理论 [文献 5]) 的计算结果,仅在图 1 中,点线是直接的 KMT [文献 6]) 理论的计算结果,点虚线是文献 [6] 中 KMTPC 的计算结果.

下面对理论计算结果和实验结果予以分析.对微分散射截面而言,从图中可见,结果均与实验数值基本相符;600, 700 和 1000 MeV 符合得更好一些,所有能量的情况均较直接的 Glauber 理论有所改善,特别是在小角度区域有了很好的改善.对于自旋分析能力 P ,各种能量的计算结果也均较 Glauber 理论有

所改善,600 和 700 MeV 与实验符合得最好,400 和 1000 MeV 小角处有较好的改善.对 200 MeV 的改善较小.

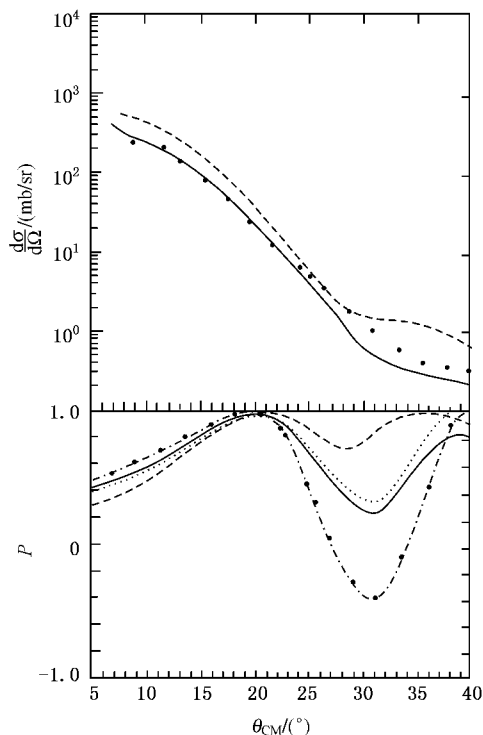


图 1 200 MeV p -¹²C 弹性散射微分散射截面和极化本领(实验数据取自文献 [8])

对于自旋角动量 Q ,由于仅有 200 MeV 的实验数据可利用,所以,只在图 6 中给出了这一能量下的计算结果和实验数据.从图中可见小角度处稍有改善.

综上所述,我们在 KMT 多重散射理论框架下用动量空间的一级光学势对中能区 p -¹²C 弹性散射所进行的系统研究表明:1)理论计算与实验数据的符合程度总体效果与直接的 KMT 理论和 Glauber 理论相比是比较好的,符合程度得到改善,因为我们的理论中的动量空间光学势包括了某些修正因素(如引言中所述).2)对小角度区域的改善比较明显,这主要是因为我们在动量空间的处理使离壳运动学结合到理论中,这对小角度区域的计算有很好的影响(见文献 [10]).其次是精确地处理了动量空间的库仑效应,这也是小角度区域以及大角度区域得到改进的原因,库仑效应对极化本领也有改善.

统观我们和其他文献对整个中能区 p -¹²C 弹性散射所进行的系统研究,说明基于¹²C 核的独立核子模型建立起来的多重散射理论,无论是 Glauber,还是 KMT,都不能完全定量地描述实验数据,主要原

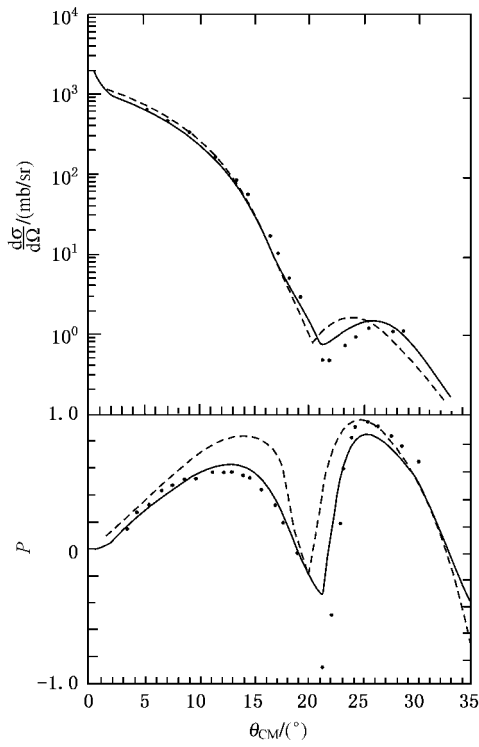


图 2 400 MeV p - ^{12}C 弹性散射微分截面和极化本领(实验数据取自文献 [8])

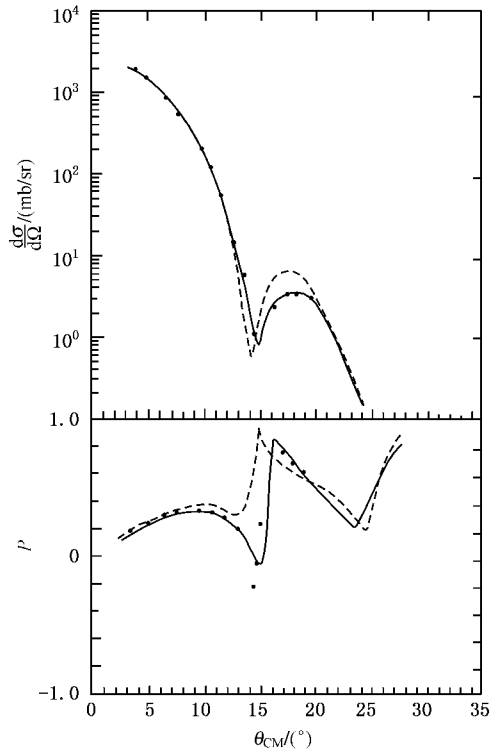


图 4 700 MeV p - ^{12}C 弹性散射微分截面和极化本领(实验数据取自文献 [8])

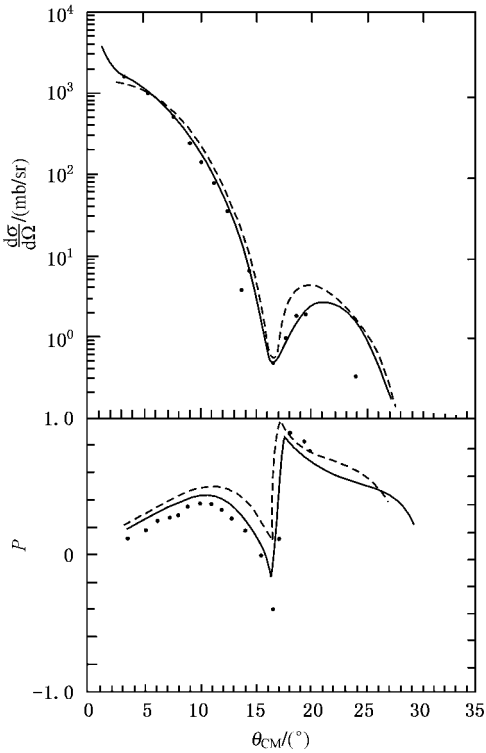


图 3 600 MeV p - ^{12}C 弹性散射微分截面和极化本领(实验数据取自文献 [8])

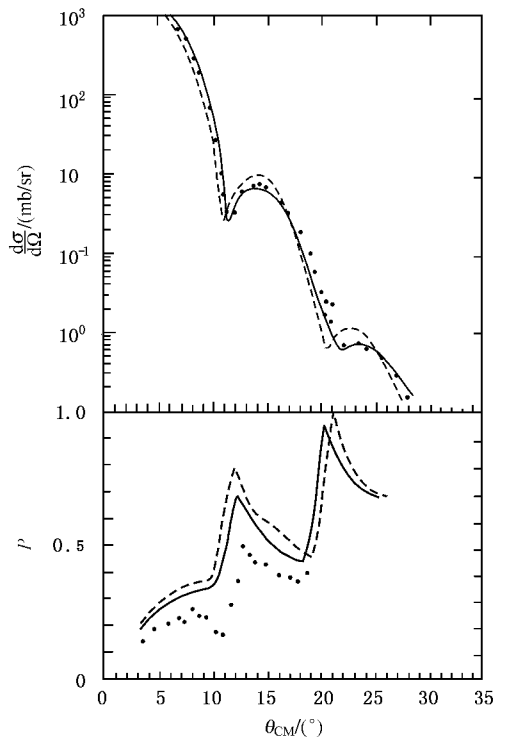


图 5 1000 MeV p - ^{12}C 弹性散射微分截面和极化本领(实验数据取自文献 [9])

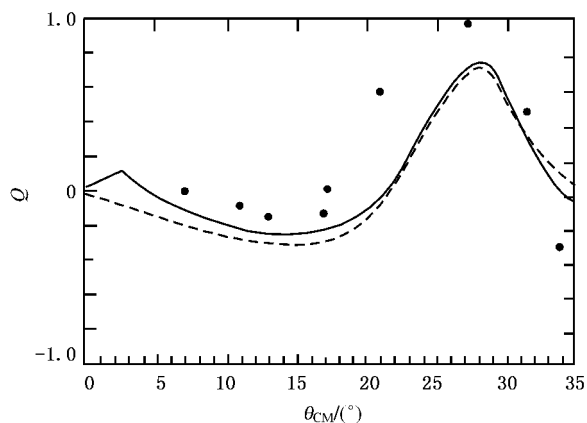


图6 200 MeV $p-^{12}\text{C}$ 弹性散射自旋转动量(实验数据取自文献 [10])

因是各种效应难以完全很好的处理,为了考虑各种效应,常常使得理论计算越来越复杂,这一方面表明

各种效应起重要作用,另一方面与 Tan 等^[3]基于 ^{12}C 核的 3α 结构模型的较为简洁的计算相比,也意味着核结构模型(关系到基本输入振幅)也起着重要作用。所以,我们认为无论是对 Glauber 理论系统地检验^[5]还是本文对 KMT 理论的系统地检验都是对 3α 结构模型的支持。由于核结构与核子-核子相互作用以及相关的相对论效应是分不开的,因此,其中潜在的动力学和物理本质值得进一步探索与研究。

本文使用在 KMT 多重散射理论框架下构建的微观的动量空间一级光学势,在整个中能区计算了 $p-^{12}\text{C}$ 弹性散射微分截面和自旋量,理论包括了库仑修正,核子-核子(NN)自旋关联,NN 振幅反对称,核子反冲和结合能变化,离能壳运动, Lorentz 不变的角变换以及来自 NN 相移的在壳 T 矩阵和来自分离势模型的离壳行为。计算结果显示理论能够较好地描述实验数据。

- [1] Rong J, Ma Z Y 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 1528 (in Chinese) [荣健、马中玉 2005 物理学报 **54** 1528]
- [2] Gu Y T, Feng L Y, Tao J Q, Huang T H, Luo C, Ma W X 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 4666 (in Chinese) [顾运厅、冯禄燕、陶军全、黄天衡、罗春、马维兴 2005 物理学报 **54** 4666]
- [3] Tan Z Q, Ruan W Y 1990 *Nuclear Phys.* **A514** 295
- [4] ImáT E, Esmael E H, Hassan M Y M, Comsan M 1991 *J. Phys.* **G** **17** 271
- [5] He G M, Li Q R 1991 *HEP & NP* **15** 623 (in Chinese) [何淦明、李清润 1991 高能物理与核物理 **15** 623]
- [6] Meyer H O, Schwandt P, Moake G L, Singh P P 1981 *Phys. Rev.* **C** **23** 616
- [7] Paez M J, Landau R H 1984 *Phys. Rev.* **C** **29** 2267
Paez M J, Landau R H 1984 *Phys. Rev.* **C** **30** 1757
- [8] Jones K W, Glashauser C, Swiniarski R D, Nanda S *et al* 1986 *Phys. Rev.* **C** **33** 17
- [9] Alkhazov G D, Belostotsky S L, Domchenkov O A, Dotsenko Y V

et al 1977 *Phys. Lett.* **B** **70** 20

- [10] Murdock O P, Horowitz C J 1986 *Phys. Rev.* **C** **35** 1442
- [11] Landau R H, Sagen M, He G 1990 *Phys. Rev.* **C** **41** 50
- [12] Lu D H, Mefford T, Landau R H, Song G L 1994 *Phys. Rev.* **C** **50** 3037
- [13] Song G L, Sun T Y 1993 *HEP & NP* **17** 763 (in Chinese) [宋桂莲、孙太怡 1993 高能物理与核物理 **17** 763]
- [14] Landau R H, Sagen M 1986 *Phys. Rev.* **C** **33** 447
Landau R H, Sagen M 1985 *Phys. Lett.* **B** **158** 197
- [15] Bystricky J, Lelhat F, Winterhitz P 1978 *J. Phys. (Paris)* **B9** 1
- [16] France P L, Winterhitz P 1980 *J. Phys. (Paris)* **A1** 1391
Ray L *et al* 1988 *Phys. Rev.* **C** **37** 1169
- [17] Bystricky J, Lechanoine C, Lehar F 1979 *Saclay Report No. D Ph PE*. 79-01
- [18] Arndt R A, Roper L D, Bryan R A, Clark R B, Verwest B J, Signell P 1983 *Phys. Rev.* **D** **28** 97
- [19] Landau R H 1982 *Computer. Phys. Commun* **28** 109



A study of the cross sections and the spin observables for proton- ^{12}C elastic scattering in momentum space in the intermediate energy region^{*}

Deng Yi-Bing[†] Wang Shi-Lai

(*Department of Physics , Zhejiang Ocean University , Zhoushan 316004 , China*)

(Received 20 June 2006 ; revised manuscript received 13 September 2006)

Abstract

The differential cross sections and the spin observables of p- ^{12}C elastic scattering in the whole intermediate energy region are calculated using the KMT multiple scattering theory with microscopic momentum space optical potential which incorporates the spin dependence of the NN and p- ^{12}C interactions. The theory takes into consideration the antisymmetrized NN amplitudes , nucleon recoil and binding energy shifts , Lorentz invariant angle transformations , t matrices with on-shell behavior from NN phase shifts and off-shell behavior from a realistic separable potential model. Qualitative agreement is found in differential cross sections and polarization data for $200 < E_p < 1000$ MeV.

Keywords : p- ^{12}C elastic scattering , KMT momentum space , optical potential

PACC : 2540C , 2410H

^{*} Project supported by the Zhejiang Province Department of Education(Grant No.20031017).

[†] E-mail : dyb658@163.com