

核子动量分布对半经典扭曲波模型计算的影响

胡泽华¹⁾ 孙伟力²⁾ 张本爱²⁾ 田东风²⁾

¹⁾ 中国工程物理研究院北京研究生部, 北京 100088)

²⁾ 北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100088)

(2003 年 2 月 10 日收到, 2003 年 3 月 10 日收到修改稿)

通过单体密度矩阵的 Wigner 变换把相干密度涨落模型引入半经典扭曲波模型, 并应用于分析在 80 和 160 MeV 入射能量时 $^{90}\text{Zr}(p, p'x)$ 反应中非弹性散射到连续态的多步直接过程. 包括三步过程的双微分截面计算值与实验值有较好的符合. 考察了核子动量分布对双微分截面计算的影响, 并细致分析了各个核子动量区间对截面的贡献.

关键词: 双微分截面, 半经典扭曲波模型, 相干密度涨落模型, 多步直接过程

PACC: 2540E, 2410F

1. 引言

随着核技术应用的发展, 对中能核数据的需求越来越强烈. 由于缺乏足够的实验数据, 大部分数据需要用核反应理论模型计算补充. 至今, 人们常把预平衡激子模型与复合核统计模型、直接反应模型一起用于核数据的理论计算. 后两个模型均是量子模型, 而激子模型是经典模型. 近年来, 在中高能领域, 又提出了预平衡反应的量子模型^[1-3], 并将反应机理区分为多步复合(MSC)过程和多步直接(MSD)过程^[1]. 为研究多步直接过程, 1991 年, Luo 和 Kawai 提出了半经典扭曲波模型^[4](semiclassical distorted wave model, 以下简称 SCDW 模型), 来研究剩余核跃迁到连续态的一步核子非弹性散射过程. 该模型用扭曲波描述主导粒子, 用费米气体模型描述靶核核子, 截面计算基于跃迁矩阵(T 矩阵)元的扭曲波波恩近似(DWBA)级数展开. 该模型在性质上与其他量子模型一样是完全量子化的, 只是为了简化计算, 对扭曲波引入了一个半经典近似. 1992 年, Kawai 和 Weidenmüller 将 SCDW 模型扩展到两步过程^[5]; 1999 年, Watanable, Kuwata, Sun 等人进一步将模型扩展到三步过程^[6]. 同年, Sun 和 Watanable 等人重组了该模型, 采用壳层模型描述靶核核子, 通过单体密度矩阵的 Wigner 变换^[7], 将有限单粒子势(谐振子或 Woods-Saxon 势)中的单粒子波函数引入 SCDW 模型^[8]. 计算结果显示, 双微分截面的计算值在大角度和小角度区域优于先前采用费米气体模型时的计

算, 与实验值符合得更好. 不过, 在大出射角处仍然低于实验值, 在极小出射角处一步截面和总截面(三步截面之和)下降过快, 并且在准自由散射角附近高于实验值.

上述对 SCDW 模型的研究^[6,8]发现, 双微分截面的数值计算与采用的靶核模型所描述的核子动量分布密切相关. 大动量核子成分的增加, 将使大出射角和小出射角处的双微分截面增大. 这就提示我们, 如果采用能够适当描述大动量核子成分的靶核模型, 将可能增大在大出射角和小出射角处双微分截面计算值, 从而更好地与实验值相符合. 本文尝试把相干密度涨落模型(coherent density fluctuation model, 以下简称 CDFM 模型)^[9]引入 SCDW 模型. 相比于费米气体模型和单粒子壳层模型, CDFM 模型考虑了核子间的短程关联, 描述了核子的大动量成分.

本文首先简要介绍 SCDW 模型和 Wigner 变换的计算, 然后介绍 SCDW 计算中的输入数据, 给出采用 CDFM 模型后 SCDW 模型计算的 $^{90}\text{Zr}(p, p'x)$ 反应双微分截面与实验值及以前计算的比较, 并讨论了核子动量分布对截面计算的影响.

2. 理论模型和计算方法

2.1. SCDW 模型概要

SCDW 模型的基本出发点是把 T 矩阵元进行 DWBA 级数展开,

$$T_{fi} = \sum_{N=1}^{\infty} T_{fi}^{(N)}, \quad (1)$$

其中

$$T_{fi}^{(N)} = \chi_f^{(-)} \Phi_f | V (GV)^{N-1} | \Phi_i \chi_i^{(+)} \quad (2)$$

$\chi_i^{(+)}$ ($\chi_f^{(-)}$) 为入射 (出射) 道的扭曲波, Φ_i (Φ_f) 为初 (末) 态靶核波函数, V 为主导粒子 (处于连续态的粒子) 与靶核之间的相互作用势, G 为中间态中主导粒子与靶核相对运动的格林函数 (2) 式为 N 步过程的 T 矩阵元.

粒子入射能为 E_i , 出射能在 $E_f - E_f + dE_f$ 之间, 出射方向落在 $\Omega_f - \Omega_f + d\Omega_f$ 之间的非弹性散射反应的双微分截面表达式为

$$\frac{\partial^2 \sigma}{\partial E_f \partial \Omega_f} = \frac{1}{2s+1} \frac{\mu^2}{(2\pi\hbar^2)^2} \frac{k_f}{k_i} \times \sum_{\mu_i \mu_f} \sum_f |T_{fi}|^2 \delta(\epsilon_f - \epsilon_i - \omega) \quad (3)$$

其中 μ 为约化质量, s 为入射粒子自旋, μ_i (μ_f) 为入射 (出射) 粒子自旋方向, k_i (k_f) 为入射 (出射) 粒子波数, ϵ_i (ϵ_f) 为初 (末) 态靶核能量, $\omega = E_i - E_f + Q$ 为反应中的能量转移, δ 函数保证反应的能量守恒. 将 (1) 式代入 (3) 式, 并展开 T 矩阵元平方, 将会出现 N 步 T 矩阵元的平方项和不同步数 T 矩阵元间的干涉项. 为简化计算, 这里引入“无返回假设^[10]”, 即假定在反应过程中, 粒子-空穴对只增加不减少, 并考虑到波函数相位的随机性, 则干涉项可以忽略. 此假设一般仅对少数几步过程成立. 此时, 出射截面可以表达为各步截面之和, 即

$$\frac{\partial^2 \sigma}{\partial E_f \partial \Omega_f} = \sum_N \frac{\partial^2 \sigma^{(N)}}{\partial E_f \partial \Omega_f}, \quad (4)$$

其中

$$\frac{\partial^2 \sigma^{(N)}}{\partial E_f \partial \Omega_f} = \frac{1}{2s+1} \frac{\mu^2}{(2\pi\hbar^2)^2} \frac{k_f}{k_i} \times \sum_{\mu_i \mu_f} \sum_f |T_{fi}^{(N)}|^2 \delta(\epsilon_f - \epsilon_i - \omega) \quad (5)$$

为 N 步过程截面.

为叙述简洁, 仅考虑一步非弹性散射反应过程. 此时一个靶核核子由能量为 ϵ_α 的初态 α 直接被激发到连续区能量为 ϵ_β 的末态 β . 为简化计算, 在 SCDW 模型中对扭曲波引入局域半经典近似^[4] $\chi_\xi(\mathbf{r}') \approx \chi_\xi(\mathbf{r}) e^{i\mathbf{k}_\xi(\mathbf{r})(\mathbf{r}'-\mathbf{r})}$ ($\xi = i, f$), 其中 $k_\xi(\mathbf{r})$ 为局域波矢. 在空间点 \mathbf{r} 处的扭曲波 $\chi_\xi(\mathbf{r})$ 可通过求解适当扭曲势下的薛定谔方程得到. 此近似的含义是指若知道 \mathbf{r} 点的扭曲波, 则邻近点 \mathbf{r}' 处的扭曲波

可近似求得. 相邻两点处的扭曲波只相差相位因子. 然后, 将扭曲波和靶核波函数的自旋和空间部分分离开, 利用核子相互作用的短程性、靶核波函数空间部分的正交完备性, 并忽略靶核自旋不同的矩阵元间的干涉项, 可以导出一步反应的双微分截面表达式:

$$\frac{\partial^2 \sigma^{(1)}}{\partial E_f \partial \Omega_f} = \frac{2}{(2\pi)^3} \left(\frac{A}{A+1} \right)^2 \frac{k_f}{k_i} \int d\mathbf{r} |\chi_f^{(-)}(\mathbf{r})|^2 |\chi_i^{(+)}(\mathbf{r})|^2 \times \iint d\mathbf{k}_\alpha d\mathbf{k}_\beta f_h(\mathbf{k}_\alpha, \mathbf{r}) f_p(\mathbf{k}_\beta, \mathbf{r}) \left(\frac{\partial \sigma}{\partial \Omega} \right)_{NN} \times \delta(\mathbf{k}_f(\mathbf{r}) + \mathbf{k}_\beta - \mathbf{k}_i(\mathbf{r}) - \mathbf{k}_\alpha) \times \delta(\hbar^2 k_\beta^2 / 2\mu - \hbar^2 k_\alpha^2 / 2\mu - \omega), \quad (6)$$

其中 A 为靶核的质量数, k_α (k_β) 分别为初 (末) 态靶核核子波数, $f_h(\mathbf{k}_\alpha, \mathbf{r})$ ($f_p(\mathbf{k}_\beta, \mathbf{r})$) 分别为空穴和粒子态的 Wigner 变换, $\left(\frac{\partial \sigma}{\partial \Omega} \right)_{NN}$ 为核子核子 (NN) 散射截面. 定义局域 NN 散射截面如下:

$$\left(\frac{\partial^2 \sigma}{\partial E_f \partial \Omega_f} \right)_r = \frac{2}{(2\pi)^3} \frac{1}{\rho(\mathbf{r})} \frac{k_f(\mathbf{r})}{k_i(\mathbf{r})} \times \iint d\mathbf{k}_\alpha d\mathbf{k}_\beta f_h(\mathbf{k}_\alpha, \mathbf{r}) f_p(\mathbf{k}_\beta, \mathbf{r}) \left(\frac{\partial \sigma}{\partial \Omega} \right)_{NN} \times \delta(\mathbf{k}_f(\mathbf{r}) + \mathbf{k}_\beta - \mathbf{k}_i(\mathbf{r}) - \mathbf{k}_\alpha) \times \delta(\hbar^2 k_\beta^2 / 2\mu - \hbar^2 k_\alpha^2 / 2\mu - \omega), \quad (7)$$

其中 $\rho(\mathbf{r})$ 为核子密度, 则一步截面 (6) 式可以写为紧凑的形式:

$$\frac{\partial^2 \sigma^{(1)}}{\partial E_f \partial \Omega_f} = \left(\frac{A}{A+1} \right)^2 \int d\mathbf{r} \frac{k_f/k_f(\mathbf{r})}{k_i/k_i(\mathbf{r})} \times |\chi_f^{(-)}(\mathbf{r})|^2 |\chi_i^{(+)}(\mathbf{r})|^2 \left(\frac{\partial^2 \sigma}{\partial E_f \partial \Omega_f} \right)_r \rho(\mathbf{r}), \quad (8)$$

其中等号右边的各项都可以根据理论计算或实验测量得出, 因而 SCDW 模型不含可调参数, 并且各项都有直观的物理意义: 扭曲波的平方项分别表示入射粒子到达点 \mathbf{r} 和出射粒子由该点逃脱的概率, 局域 NN 散射截面、核子密度和体积元 $d\mathbf{r}$ 乘积给出该体积元对一步散射截面的贡献, 因子 $f_h(\mathbf{k}_\alpha, \mathbf{r})$, $f_p(\mathbf{k}_\beta, \mathbf{r})$ 分别表示动量态 $\hbar\mathbf{k}_\alpha$, $\hbar\mathbf{k}_\beta$ 被占据的概率, 泡利阻塞效应在其中反映出来.

(8) 式对靶核子为 neutron 或 proton 均适用. 对一步过程, 局域 NN 散射截面和核子密度的乘积可以表示为

$$\left(\frac{\partial^2 \sigma}{\partial E_f \partial \Omega_f} \right)_r \rho(\mathbf{r}) = \sum_\tau \left(\frac{\partial^2 \sigma}{\partial E_f \partial \Omega_f} \right)_\tau \rho_\tau(\mathbf{r}), \quad (9)$$

其中

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial^2 \sigma}{\partial E_f \partial \Omega_f}\right)_r &= \frac{2}{(2\pi)^3} \frac{1}{\rho_\tau(\mathbf{r})} \frac{k_f(\mathbf{r})}{k_i(\mathbf{r})} \\ &\times \iint d\mathbf{k}_\alpha d\mathbf{k}_\beta f_{ii}^{\tau}(\mathbf{k}_\alpha, \mathbf{r}) \\ &\times [2 - f_{ii}^{\tau}(\mathbf{k}_\beta, \mathbf{r})] \left(\frac{\partial \sigma}{\partial \Omega}\right)_{NN} \\ &\times \delta(\mathbf{k}_f(\mathbf{r}) + \mathbf{k}_\beta - \mathbf{k}_i(\mathbf{r}) - \mathbf{k}_\alpha) \\ &\times \delta(\hbar^2 k_\beta^2/2\mu - \hbar^2 k_\alpha^2/2\mu - \omega), \end{aligned} \quad (10)$$

其中 $\tau = p$ 或 n 分别代表质子或中子。(8)(9)和(10)式为一步截面的最终表达式。

在对中间态格林函数作 Eikonal 近似^[5]后,可以类似地导出两步过程的双微分截面表达式.表达式中的局域平均截面可由(9)和(10)式对位置和动量坐标作适当替换得到.同样,可以将截面表达式推广到更高步过程.

2.2. 单体密度矩阵的 Wigner 变换的计算

在以往的 SCDW 模型中,靶核核子由壳层模型描述,单体密度矩阵采用没有短程核子关联的平均场中的单粒子波函数进行计算.本文采用引入了短程核子关联的相干密度涨落模型^[9]来描述靶核核子,并计算相应单体密度矩阵的 Wigner 变换.

在 CDFM 模型中,单体密度矩阵的 Wigner 变换为

$$\begin{aligned} f(\mathbf{r}, \mathbf{k}) &= \int_0^\infty |g(x)|^2 \delta(x - |\mathbf{r}|) \delta(k_f(x) \\ &\quad - |\mathbf{k}|) dx, \end{aligned} \quad (11)$$

其中 x 为产生坐标, $k_f(x)$ 为相应的费米动量, $g(x)$ 为权重函数.如果密度分布 $\rho(r)$ 单调递减, $g(x)$ 与密度分布的关系为

$$|g(x)|^2 = -\frac{1}{\rho_p(x)} \frac{d\rho(r)}{dr} \Big|_{r=x}. \quad (12)$$

本文取 $\rho(r)$ 为费米型密度分布,

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp[(r - R)\alpha]}, \quad (13)$$

其中 ρ_0 为 $r = 0$ 时的核子密度, R 为半密度半径, α 为弥散参数.

3. 计算结果与分析

3.1. 数值计算的输入数据

SCDW 模型计算的输入数据为(a)扭曲势,能量低于 80MeV 时,采用普适 Walter-Guass 光学势^[11],能量高于 80MeV 时,采用 Schwandt 光学势^[12](b)NN 散射截面,采用自由空间两体 NN 散射截面(c)核

物质密度采用费米型分布,参数取 Negele 几何参数^[13],并假定质子和中子密度分别与靶核中质子数 Z 和中子数 N 成正比,即 $\rho_p(r) = (Z/A)\rho(r)$, $\rho_n(r) = (N/A)\rho(r)$.输入数据(a)和(b)的选取与文献[6和8]一致.

3.2. 与实验数据和以前计算的比较

本文利用包含 CDFM 模型的 SCDW 模型计算了 $^{90}\text{Zr}(p, p'x)$ 反应在 80 和 160MeV 入射能量时的双微分截面,并与实验数据和以前采用 jj 耦合单粒子壳模型(平均场取 Woods-Saxon 势,记为 WS)时的 SCDW 模型计算结果做了比较.

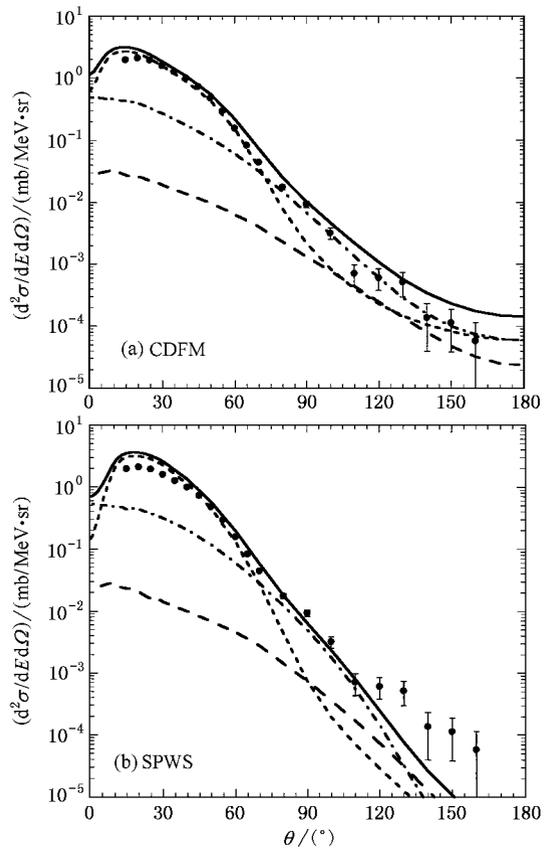


图 1 本计算与实验值以及采用壳层模型时的 SCDW 计算的比较 图注为 $^{90}\text{Zr}(p, p'x)$ 反应,入射能量为 160MeV,出射能量为 120MeV.(a)为采用 CDFM 模型的计算结果 (b)为采用单粒子壳层模型(WS 势)的计算结果. ●取自文献[14],—为 1+2+3 步,.....为 1 步,---为 2 步,---为 3 步

图 1(a)示出本计算和实验值的比较,反应类型为 $^{90}\text{Zr}(p, p'x)$,入射能量为 160MeV,出射能量为 120MeV.图 1 也示出各个单步过程对总截面(各步截面之和)的贡献.可以看出实验数据具有明显的

MSD 反应角分布的特征,即在准自由散射角附近有显著的前倾峰.在中间角度(约为 $20^\circ\text{--}80^\circ$)时,来自一步过程的粒子发射的贡献起主导作用,而多步过程的贡献主要在大角度区域.除了在小角度(约为准自由散射角附近)和大角度时计算值略为偏高外,在总体上计算值与实验值符合得较好.图 1(b)为采用单粒子壳层模型(取 WS 势)的 SCDW 模型计算结果与实验值的比较图.比较图 1(a)和(b),可以发现,本计算的截面曲线的走向大致与采用单粒子壳层模型的计算结果相似.两者也有明显的区别,先前采用单粒子壳层的 SCDW 模型计算的一步过程截面,在极小角度处,下降过于迅速,而在准自由散射角附近,却高出实验值.采用 CDFM 模型后,一步过程截面的计算值在极小角度处有所增加,并使截面在准自由散射角附近降低,且略微前移,从而改善了总截面在准自由散射角附近与实验值的符合程度.在大角度区域,先前的 SCDW 计算低估了实验数据.在采用 CDFM 模型后计算的总截面高估了实验数据,这来源于各步截面的共同增大.不过可以看到,大角度区域实验数据误差较大,另外相对于小角度区域约小 5 个数量级.因此在小角度区域,双微分截面计算值的改善更为重要,因为其对能谱计算的改善有更直接的影响.

图 2(a)和(b)分别类似于图 1(a)和(b),只是反应的入射能量为 80MeV ,出射能量为 60MeV .可以看到,此例中在大角度区域,相比于以前的结果,本计算值更为符合实验值.

综合图 1 和图 2,总体上采用 CDFM 模型后的计算值能够在更宽角度范围内与实验值有较好的符合,并且要优于采用单粒子模型时的结果.本文也利用新的 SCDW 模型计算了若干其他靶核,如 ^{12}C , ^{14}N , ^{16}O , ^{27}Al , ^{58}Ni , ^{90}Zr , ^{197}Au 的 ($p, p'x$) 反应双微分截面,并与实验值和以前的计算值做了比较,得出的规律一致.

3.3. 核子动量分布对截面计算的影响

从前面的计算比较中,可以看到通过采用适当的描述靶核核子状态的模型可以改进 SCDW 模型的计算结果,其原因可以通过分析不同的靶核模型给出的核子动量分布来解释.

本文分别计算了靶核 ^{90}Zr 在 CDFM 模型和壳层模型(取 WS 势)描述下的核子动量分布,如图 3 所示.可以看出在核子动量 k 小于 1fm^{-1} 的范围内,

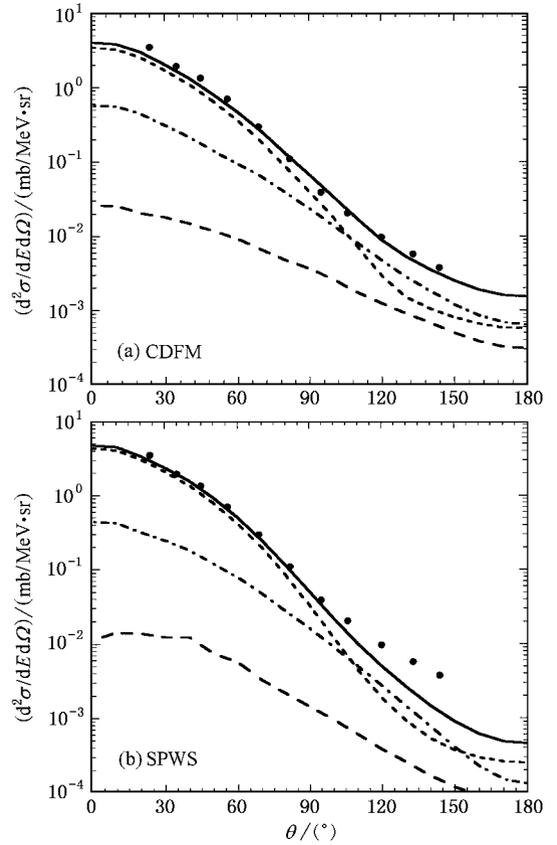


图 2 本计算与实验值以及采用壳层模型时的 SCDW 计算的比较.图注同图 1,只是反应入射能量为 80MeV ,出射能量为 60MeV .●取自文献 [15]

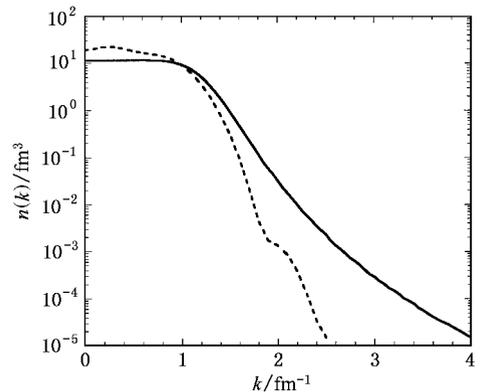


图 3 CDFM 模型和壳层模型描述下靶核 ^{90}Zr 的核子动量分布.——为 CDFM 模型下的动量分布,.....为壳层模型(取 WS 势)下的动量分布

CDFM 模型下的核子动量成分少于壳层模型;当 k 大于 1fm^{-1} 时, CDFM 模型的核子动量成分大于壳层模型;特别是, CDFM 模型给出了更大的动量成分(大于 2.5fm^{-1}).这是由于 CDFM 模型的波函数利用

研究核子集体运动的产生坐标方法(GCM)⁹¹得出,考虑了核子间的短程关联相互作用.

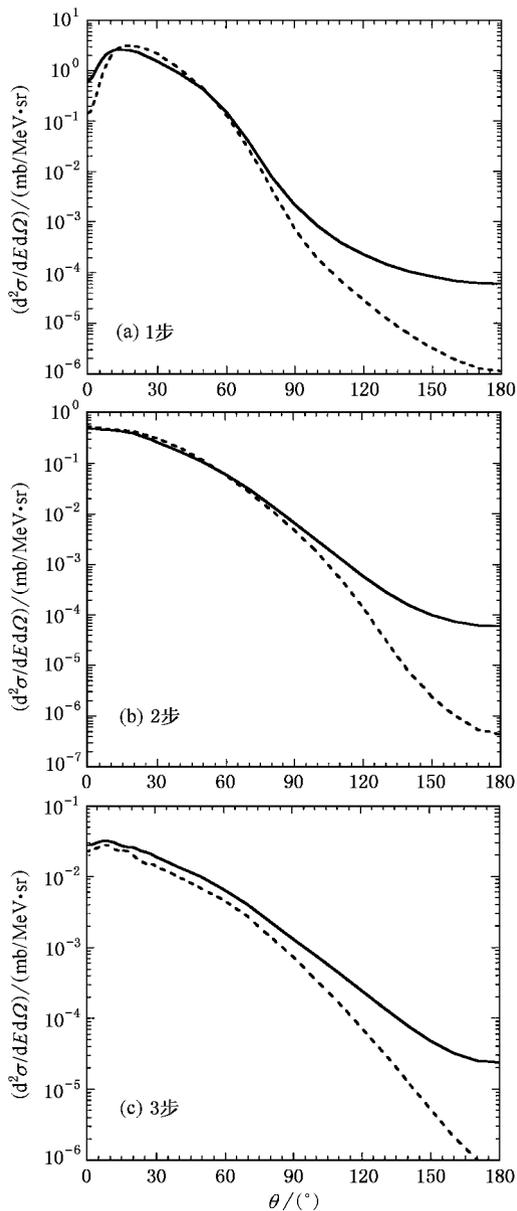


图4 采用 CDFM 模型和壳层模型时的 SCDW 各单步截面计算的比较 图注同图 1. —为采用 CDFM 模型的计算结果,.....为采用壳层模型的结果

为显示不同核子动量分布对各单步截面计算的影响,图 4 给出采用 CDFM 模型和单粒子壳层模型的 SCDW 计算各单步截面的比较.可以看出,采用 CDFM 模型时,一、二、三步截面在大角度时均较采用壳层模型的计算结果有显著的抬高,而且一步截面在极小角度时较壳层模型有所抬高,在准自由散射角附近有所降低,位置前移;在中间角度区,采用不同模型时计算的一、二、三步截面差别不大.

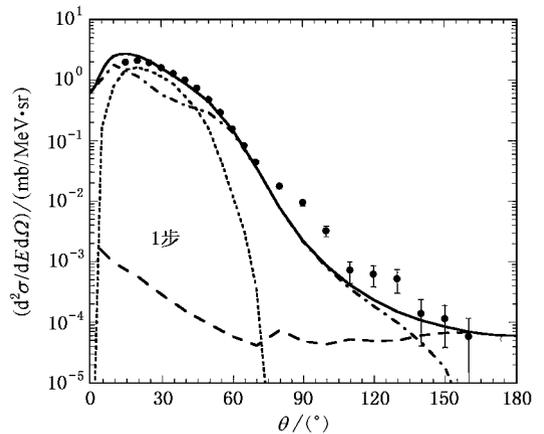


图5 不同核子动量范围对一步截面的贡献 图注同图 1, SCDW 截面计算采用 CDFM 模型.....为 $k = 0.0-1.0\text{fm}^{-1}$, ---为 $k = 1.0-2.5\text{fm}^{-1}$, - - - 为 $k = 2.5-4.0\text{fm}^{-1}$, —为总和

为进一步分析核子动量分布对截面计算的影响,我们将核子动量分为几个小区间,分别为 $[0-1.0][1.0-2.5][2.5-4.0]\text{fm}^{-1}$,考察了每个区间内核子动量成分对一步截面的贡献,如图 5 所示.反应仍为入射能量为 160MeV ,出射能量为 120MeV 的 $^{90}\text{Zr}(p, p'x)$ 反应.可以看出,在 $[0-1.0]\text{fm}^{-1}$ 内的核子成分主要对 $20^\circ-40^\circ$ (准自由散射角附近)的一步截面有贡献,这是因为这个范围的核子动量低,入射核子与之碰撞,近似于与静止核子的碰撞,所以核子出射方向分布在准自由散射角附近.而在这个动量范围内,CDFM 模型描述下的核子成分小于壳层模型,这使采用 CDFM 模型计算的一步反应截面在准自由散射角附近的下降.在 $[1.0-2.5]\text{fm}^{-1}$ 内的核子成分主要对 $0-10^\circ$ 和 $50^\circ-120^\circ$ 处的截面有贡献,在这个范围内,CDFM 模型的核子成分大于壳层模型,导致了在极小出射角和大出射角处一步截面的抬高.而大于 2.5fm^{-1} 的区间内的核子成分,对中间角度区域的截面贡献不大,只在大角度处有所贡献,导致一步截面在最后端 ($160^\circ-180^\circ$) 的抬高.由此可以得到结论:由于引入了核子短程关联相互作用,CDFM 模型所描述的核子具有更大的动量成分,引起了 SCDW 模型计算的一步截面在极小角度和大角度区域的增加.此结论对二、三步截面在大角度处的显著抬高也同样成立,并可用两体运动学的观点解释.如果靶核核子是静止的,NN 散射截面的散射角可由入射能量 E_i 和出射能量 E_f 唯一确定.然而,由于靶核核子是运动的,

散射角应分布在一定范围内,如果靶核核子的动量为 k_N , 两体散射运动学给出散射角的范围为^[16]

$$\left. \begin{array}{l} \cos\theta_{\max} \\ \cos\theta_{\min} \end{array} \right\} = \frac{k_f^2 - k_N^2 \mp \sqrt{k_N^2(k_N^2 + k_i^2 - k_f^2)}}{k_i^2 k_f^2} \quad (14)$$

例如,如果入射能量取 160MeV,出射能量取 120MeV,当靶核核子动量为 1.0fm^{-1} 时,散射角在 13° 至 63° 之间;当靶核核子动量增大为 2.0fm^{-1} 时,散射角范围扩展到 5° 至 118° 之间,即散射角的范围随靶核核子动量的增大而展宽。CDFM 模型描述的更大的靶核核子动量成分,相应于靶核核子的运动更加剧烈,因此入射粒子与靶核核子之间的散射角范围进一步加宽,出射核子散射到大角度和小角度区域的概率进一步增大。

4. 总结与讨论

本文通过 Wigner 变换将 CDFM 模型耦合进

SCDW 模型,并用于分析在 80 和 160MeV 入射时 ^{90}Zr ($p, p'x$) 反应的双微分截面。计算结果显示在大角度区域,与以前的 SCDW 模型计算相比,一、二、三步截面有很大的增加,在准自由散射角附近,一步截面有所减小,总体上与实验数据有更好的符合。主要原因是 CDFM 模型所描述的靶核核子具有更大动量成分,小动量成分相应减小。本文还细致分析了各个动量区间对截面的贡献,进一步说明了核子动量成分对截面计算的影响。应该指出的是尽管 SCDW 模型在引入 CDFM 模型描述靶核后,在大角度和极小角度区域,截面计算值与实验值的符合程度有较大改进,而且与实验值有很好符合的角度区域有所拓宽,但依然存在一些问题。例如 160MeV ^{90}Zr ($p, p'x$) 反应的情形,在大角度区域计算值较实验值偏高,有待通过采用更为合理的靶核模型,如自然轨道模型^[9,17] 来进行改进。

- [1] Feshbach H, Kerman A and Koonin S 1980 *Ann. Phys.* (N. Y.) **125** 429
- [2] Tamura T, Udagawa T and Lenske H 1982 *Phys. Rev. C* **26** 379
- [3] Nishioka H, Weidenmüller H A and Yoshida S 1988 *Ann. Phys.* (N. Y.) **183** 166
- [4] Luo Y L and Kawai M 1990 *Phys. Lett. B* **235** 211
Luo Y L and Kawai M 1991 *Phys. Rev. C* **43** 2367
- [5] Kawai M and Weidenmüller H A 1992 *Phys. Rev. C* **45** 1856
- [6] Watanabe Y, Kuwata R, Sun W L, Higashi M, Shinohara H, Kohno M, Ogata K and Kawai M 1999 *Phys. Rev. C* **59** 2136
- [7] Feshbach H 1992 *Theoretical Nuclear Physics, Nuclear Reactions* (New York: John Wiley)
- [8] Sun W L, Watanabe Y, Kohno M, Ogata K and Kawai M 1999 *Phys. Rev. C* **60** 64605
- [9] Antonov A N, Hodgson P E and Petkov I Zh 1993 *Nuclear Correlations in Nuclei* (New York: Springer) pp49, 55, 59
- [10] Griffin J J 1966 *Phys. Rev. Lett.* **17** 478

- [11] Walter R L and Guass P P 1985 in *Proceedings of International Conference on Nuclear Data for Basis and Applied Science* (Santa Fe, New Mexico) ed by P G Young 1986 (New York: Gordon and Breach) p1079
- [12] Schwandt P, Meyer H O, Jacobs W W, Bacher A D, Vigdor S E and Kaitchuck M D 1982 *Phys. Rev. C* **26** 55
- [13] Negele J W 1970 *Phys. Rev. C* **1** 1260
- [14] Richter W A, Cowley A A, Hillhouse G C, Stander J A, Koen J W, Steyn S W, Lindsay R, Julies R E, Lawrie J J, Pilcher J V and Hodgson P E 1994 *Phys. Rev. C* **49** 1001
- [15] Cowley A A, van Kent A, Lawrie J J, Förtsch S V, Whittal D M, Pilcher J V, Smit F D, Richter W A, Lindsay R, van Heerden I J, Bonetti R and Hodgson P E 1991 *Phys. Rev. C* **43** 678
- [16] Kikuchi K and Kawai M 1968 *Nuclear Matter and Nuclear Reactions* (Amsterdam: North-Holland)
- [17] Löwdin P O 1955 *Phys. Rev.* **97** 1474

Effect of nucleon momentum distribution on the calculation of semiclassical distorted wave model

Hu Ze-Hua¹⁾ Sun Wei-Li²⁾ Zhang Ben-Ai²⁾ Tian Dong-Feng²⁾

¹⁾(Graduate School , China Academy of Engineering Physics , Beijing 100088 ,China)

²⁾(Institute of Applied Physics and Computational Mathematics , Beijing 100088 ,China)

(Received 10 February 2003 ; revised manuscript received 10 March 2003)

Abstract

The semiclassical distorted wave (SCDW) model is applied to the analysis of the multistep direct processes of $^{90}\text{Zr}(p, p'x)$ at 80 and 160 MeV incident energies with the single particle momentum distribution of target nucleons given by the coherent density fluctuation model. The calculated double differential cross sections are compared with the experimental data and the results of the previous SCDW model calculations. The agreement of the calculated double differential cross sections with the experimental data is improved, compared with the previous calculations. The effect of the momentum distribution of target nucleons on the calculated cross sections is discussed.

Keywords : double differential cross section , semiclassical distorted wave model , coherent density fluctuation model , multistep direct process

PACC : 2540E , 2410F