

# 推广的 Glauber 理论及其 在晕核散射中的应用\*

赵耀林<sup>1,2;1)</sup> 马中玉<sup>1,3,4</sup> 陈宝秋<sup>1,3</sup> 孙秀泉<sup>2</sup>

1(中国原子能科学研究院 北京 102413)

2(西北大学物理系 西安 710069)

3(兰州重离子加速器国家实验室原子核理论研究中心 兰州 730000)

4(中国科学院理论物理研究所 北京 100080)

**摘要** 介绍了推广到晕核散射的 Glauber 理论,并用其研究晕核<sup>14</sup>Be 的散射问题. 弹核的密度分布分别采用谐振子密度分布和相对论平均场理论计算得到具有两个晕中子结构的密度分布,对晕核模型的多重积分采用蒙特卡洛数值积分方法. 计算了不同能量下<sup>14</sup>Be,<sup>12</sup>Be 与靶核<sup>12</sup>C 散射的反应截面,并与实验结果进行比较,<sup>14</sup>Be 的两个中子采用具有晕中子密度分布的理论计算与实验符合较好,而采用不具有晕中子密度分布的结果与实验值相差较大.

**关键词** Glauber 理论 晕核 反应截面 光学极限近似

## 1 引言

近年来在放射性核束装置上实验的新进展开辟了核物理研究的崭新领域. 在这些装置上已发现了许多新的物理现象<sup>[1]</sup>,其中最为重要的发现即所谓中子晕<sup>[2]</sup>,如<sup>11</sup>Li. 晕核是一个低密度、弱束缚的核系统,具有非常特殊的性质,它最外面的一个(两个)核子的分离能很小,核表面有很大的空间弥散,形成中(质)子晕. 在核结构方面,考虑核子关联的密度相关的相对论平均场理论(RMF)<sup>[3,4]</sup>和相对论的 Hartree-Bogoliubov(RHB)<sup>[5]</sup>理论能够描述中子晕的性质. 在实验方面,测量总的反应截面、碎片的动量分布或四极矩可以给出中子晕存在的信息. 晕核的物质半径和密度分布的信息可以通过测量相互作用截面和反应截面来得到. 目前还没有办法来直接测量晕核的密度分布,也就是说还没有模型无关的方法来直接确定晕核的密度分布. Glauber 理论可以用来建立密度分布与截面的联系. 尽管 Glauber 模型是一个简单的模型,但研究表明在很多情况下它都是有效的,如<sup>11</sup>Li

2000-05-30 收稿

\* 国家自然科学基金(10075080,19847002,19835010)和国家重点基金研究发展规划(G200077407)部分资助

1) E-mail: zhaoyl@iris. cae. ac. cn

的晕核结构, Glauber 理论在研究中子晕结构中仍是很重要的理论工具之一.

自从 50 年代 Glauber 理论提出后<sup>[6]</sup>, 它一直是描述高能核子-核子散射的强有力的工具, 研究表明 Glauber 理论在描述与入射能有关的反应截面方面是非常成功的. Karal<sup>[7]</sup> 基于半经典的光学模型推导出高能下核-核碰撞的反应截面的解析表达式, 输入的计算参数为两个核的均方根半径和实验的核子-核子散射总截面. 他用这个模型研究了<sup>12</sup>C 与不同靶核的散射, 理论计算与实验数据符合很好. Charagi 等<sup>[8]</sup> 在通常的 Glauber 理论上考虑了库仑修正, 得到一个接近解析的反应截面表达式用于研究核-核碰撞, 他们发现它能够在很大的能量范围很好地符合一系列核-核碰撞的反应截面.

由于先进的放射性核束装置的建成, 使得研究丰中子核成为可能, 其中<sup>11</sup>Li 是实验和理论上最感兴趣的核. 通过晕核与稳定核的散射, 人们可以得到中(质)子晕的信息. 现在一般认为<sup>11</sup>Li 可以被看成由一个核心(<sup>9</sup>Li)和外面两个中子构成的三体结构<sup>[9,10]</sup>. 为了研究晕核与核的散射, 本文在 Glauber 理论上, 将核心与晕核子的密度分布分开处理, 建立适用于晕核-核散射的推广的 Glauber 理论, 研究中子晕结构对反应截面的影响. <sup>14</sup>Be 和<sup>11</sup>Li 有相似的结构, 也可以把它看成由一个核心<sup>12</sup>Be 和两个晕中子(2n)组成, 对<sup>14</sup>Be 晕核散射的研究有助于我们对晕核性质的进一步了解.

## 2 推广的 Glauber 理论

对于晕核-核的散射, 必须考虑晕核的特殊结构以<sup>14</sup>Be + <sup>12</sup>C 为例(图 1), 采用弹核静止坐标系, 其反应过程描述如下:

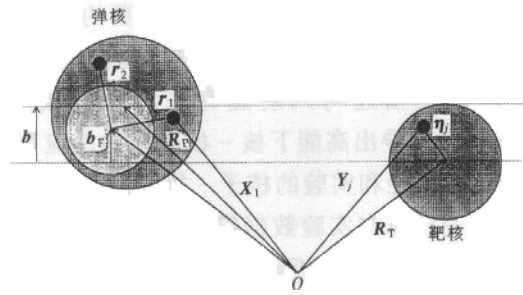
$$P(|\psi_0\rangle) + T(|-k, \theta_0\rangle) \rightarrow P(|q, \psi_a\rangle) + T(|-k - q, \theta_\beta\rangle), \quad (1)$$

其中 P, T 分别代表弹核<sup>14</sup>Be、靶核<sup>12</sup>C;  $\psi_0, \theta_0$  为弹核、靶核初态,  $\psi_a, \theta_\beta$  为散射后弹核、靶核所处的末态,  $-k$  为碰撞前靶核动量,  $kq$  为碰撞中动量转移. 假定<sup>14</sup>Be 的基态波函数为  $\psi_0 = \phi_0 \varphi_0$ , 其中  $\phi_0$  为<sup>12</sup>Be 的基态波函数,  $\varphi_0$  为<sup>14</sup>Be 处于基态时两个晕中子的波函数.<sup>14</sup>Be 的激发态为  $\psi_a = \phi_a \varphi_{k_1, k_2}$ ,  $k_1, k_2$  分别代表两个晕中子相对于核心<sup>12</sup>Be 的动量, 并且两个晕中子的波函数  $\varphi_0, \varphi_{k_1, k_2}$  满足正交、归一及完备性.

图 1 中  $R_P, R_F, R_T$  分别为<sup>14</sup>Be、核心<sup>12</sup>Be 及靶核质心的坐标,  $\eta_j = Y_j - R_T$  为靶核中第  $j$  个核子相对于其质心的坐标,  $r_{1(2)} = X_{1(2)} - R_F$  为两个晕中子相对于<sup>12</sup>Be 质心的坐标,  $\xi_{i \in 1 \dots 12} = X_{i \in 3 \dots 14} - R_F$  为<sup>12</sup>Be 中核子相对于其质心的坐标. 将  $\eta_j$  分解为  $\eta_j = t_j + z_j z$ , 其中  $t_j$  为在垂直于入射方向平面上的投影,  $z$  为入射方向上的单位矢量. 同理将  $r_i$  分解为  $r_i = s_i + z_i z$ , 将  $\xi_i$  分解为  $\xi_i = s_{i+2} + z_{i+2} z$ .  $b, b_F$  分别为<sup>14</sup>Be 及核心<sup>12</sup>Be 与靶核碰撞的碰撞参数. 所以弹核中第  $i$  个核子与靶核中第  $j$  个核子碰撞的碰撞参数为:  $X_i^\perp - Y_j^\perp = b_F + s_i - t_j = b + \frac{1}{14}(s_1 + s_2) + s_i - t_j$ .

在 Glauber 理论中晕核-核散射的振幅可表示为

$$F_{\alpha\beta}(q) = \frac{ik}{2\pi} \int db \exp(-iq \cdot b) \times$$

图 1  $^{14}\text{Be} + ^{12}\text{C}$  的散射体系

$$\langle \phi_\gamma \varphi_{k_1, k_2} \theta_\beta | 1 - \prod_{i \in P} \prod_{j \in T} [1 - \Gamma(b_F + s_i - t_j)] | \phi_0 \varphi_0 \theta_0 \rangle,$$

其中  $\Gamma(b_F + s_i - t_j)$  为核子-核子散射的剖面函数<sup>[11]</sup>, 散射后弹核处于  $\psi_a = \phi_\gamma \varphi_{k_1, k_2}$ 、靶核处于  $\theta_\beta$  态的截面  $\sigma_{a\beta}$  为:

$$\begin{aligned} \sigma_{a\beta} &= \int \frac{1}{k^2} d\mathbf{q} |F_{a\beta}(\mathbf{q})|^2 = \\ &= \int d\mathbf{b} \langle \phi_0 \varphi_0 \theta_0 | 1 - \prod_{i \in P} \prod_{j \in T} [1 - \Gamma^*(b_F + s_i - t_j)] | \phi_\gamma \varphi_{k_1, k_2} \theta_\beta \rangle \times \\ &= \langle \phi_\gamma \varphi_{k_1, k_2} \theta_\beta | 1 - \prod_{i \in P} \prod_{j \in T} [1 - \Gamma(b_F + s_i - t_j)] | \phi_0 \varphi_0 \theta_0 \rangle. \end{aligned} \quad (3)$$

晕核-核散射的总截面可以由光学定理得到, 总截面中扣除弹性散射截面  $\sigma_{00}$ , 即得晕核-核散射的反应截面:

$$\sigma_{\text{rea}} = \sigma_{\text{tot}} - \sigma_{00} = \int d\mathbf{b} \{ 1 - |\langle \varphi_0 \phi_0 \theta_0 | \prod_{i \in P} \prod_{j \in T} [1 - \Gamma(b_F + s_i - t_j)] | \varphi_0 \phi_0 \theta_0 \rangle|^2 \}, \quad (4)$$

定义  $\exp[i\chi_{\text{PT}}(b)] = \langle \varphi_0 \phi_0 \theta_0 | \prod_{i \in P} \prod_{j \in T} [1 - \Gamma(b_F + s_i - t_j)] | \varphi_0 \phi_0 \theta_0 \rangle$ ,  $\chi_{\text{PT}}(b)$  称为晕核-核散射的光学相移函数.

核-核散射的相互作用截面定义为, 在与靶核碰撞后弹核至少失去一个核子的截面. 由于  $^{14}\text{Be}$  没有核子处于束缚态的激发态, 所以其相互作用截面即为总截面中扣除散射后  $^{14}\text{Be}$  处于基态的截面  $\sum_{\beta} \sigma_{a=0, \beta}$ , 即为:

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{int}} &= \sigma_{\text{tot}} - \sum_{\beta} \sigma_{a=0, \beta} = \\ &= \int d\mathbf{b} \{ 1 - |\langle \varphi_0 \phi_0 \theta_0 | \prod_{i \in P} \prod_{j \in T} [1 - \Gamma^*(b_F + s_i - t_j)] | \varphi_0 \phi_0 \rangle \times \\ &= \langle \varphi_0 \phi_0 | \prod_{i \in P} \prod_{j \in T} [1 - \Gamma(b_F + s_i - t_j)] | \varphi_0 \phi_0 \theta_0 \rangle \}. \end{aligned}$$

考虑到两个晕中子的密度分布具有很长的尾巴, 我们采用改进的光学极限近似, 以矩阵元  $\langle \varphi_0 \phi_0 \theta_0 | \prod_{i \in P} \prod_{j \in T} [1 - \Gamma(b_F + s_i - t_j)] | \varphi_0 \phi_0 \theta_0 \rangle$  的求解为例, 对所求矩阵元构造  $G(b, \lambda)$  函数:

$$G(\mathbf{b}, \lambda) \equiv \int d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2 |\varphi_0(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)|^2 \int d\xi_1 d\xi_2 \cdots |\phi_0(\xi_1, \xi_2 \cdots)|^2 \times \\ \int d\boldsymbol{\eta}_1 d\boldsymbol{\eta}_2 \cdots |\theta_0(\boldsymbol{\eta}_1, \boldsymbol{\eta}_2 \cdots)|^2 \times \prod_{i \in P} \prod_{j \in T} [1 - \lambda \Gamma(\mathbf{b}_F + \mathbf{s}_i - \mathbf{t}_j)] \equiv \\ \int d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2 |\varphi_0(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)|^2 G(\mathbf{b}, \mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \lambda). \quad (6)$$

可以发现当  $\lambda = 1$  时,  $G(\mathbf{b}, 1)$  即为所求矩阵元, 对  $G(\mathbf{b}, \mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \lambda)$  采用通常的光学极限近似<sup>[12]</sup>, 这样利用独立粒子模型就可以求得:

$$\exp[i\chi_{FT}(\mathbf{b})] \\ \int d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2 |\varphi_0(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)|^2 \exp\{i\chi_{FT}(\mathbf{b}_F) + i\chi_{nT}(\mathbf{b}_F + \mathbf{s}_1) + i\chi_{nT}(\mathbf{b}_F + \mathbf{s}_2)\}, \quad (7)$$

其中  $\chi_{FT}(\mathbf{b}_F)$ ,  $\chi_{nT}(\mathbf{b}_F + \mathbf{s}_1)$  分别为核心<sup>12</sup>Be、一个晕中子与靶核碰撞的光学相移函数. 它们为

$$i\chi_{FT}(\mathbf{b}_F) = - \int d\xi \rho_F(\xi) \int d\boldsymbol{\eta} \rho_T(\boldsymbol{\eta}) \Gamma(\mathbf{b}_F + \mathbf{s} - \mathbf{t}), \quad (8)$$

$$i\chi_{nT}(\mathbf{b}_F + \mathbf{s}_1) = - \int d\boldsymbol{\eta} \rho_T(\boldsymbol{\eta}) \Gamma(\mathbf{b}_F + \mathbf{s}_1 - \mathbf{t}), \quad (9)$$

其中  $\rho_F(\xi)$ ,  $\rho_T(\boldsymbol{\eta})$  分别为核心<sup>12</sup>Be 和靶核的密度分布. 同样可以求得:

$$\langle \varphi_0 \phi_0 \theta_0 | \prod_{i \in P} \prod_{j \in T} [1 - \Gamma^*(\mathbf{b}_F + \mathbf{s}_i - \mathbf{t}_j)] | \varphi_0 \phi_0 \rangle \times \\ \langle \varphi_0 \phi_0 | \prod_{i \in P} \prod_{j \in T} [1 - \Gamma(\mathbf{b}_F + \mathbf{s}_i - \mathbf{t}_j)] | \varphi_0 \phi_0 \theta_0 \rangle = \\ \int d\mathbf{r}'_1 d\mathbf{r}'_2 \int d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2 |\varphi_0(\mathbf{r}'_1, \mathbf{r}'_2)|^2 |\varphi_0(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)|^2 \times \\ \exp\{-i\chi_{FT}^*(\mathbf{b}'_F) - i\chi_{nT}^*(\mathbf{b}'_F + \mathbf{s}'_1) - i\chi_{nT}^*(\mathbf{b}'_F + \mathbf{s}'_2) + i\chi_{FT}(\mathbf{b}_F) + \\ i\chi_{nT}(\mathbf{b}_F + \mathbf{s}_1) + i\chi_{nT}(\mathbf{b}_F + \mathbf{s}_2) + \chi_{nT}(\mathbf{b}'_F + \mathbf{s}'_1, \mathbf{b}_F + \mathbf{s}_1) + \\ \chi_{nT}(\mathbf{b}'_F + \mathbf{s}'_2, \mathbf{b}_F + \mathbf{s}_2) + \chi_{FFT}(\mathbf{b}'_F, \mathbf{b}_F)\}, \quad (10)$$

其中  $\chi_{FFT}(\mathbf{b}'_F, \mathbf{b}_F)$ ,  $\chi_{nT}(\mathbf{b}'_F + \mathbf{s}'_1, \mathbf{b}_F + \mathbf{s}_1)$  为干涉项

$$\chi_{FFT}(\mathbf{b}'_F, \mathbf{b}_F) = \\ \frac{1}{A_F} \iint d\xi d\xi' d\boldsymbol{\eta} \rho_F(\xi) \rho_F(\xi') \rho_T(\boldsymbol{\eta}) \Gamma^*(\mathbf{b}'_F + \mathbf{s}' - \mathbf{t}) \Gamma(\mathbf{b}_F + \mathbf{s} - \mathbf{t}), \quad (11)$$

$$\chi_{nT}(\mathbf{b}'_F + \mathbf{s}'_1, \mathbf{b}_F + \mathbf{s}_1) = \int d\boldsymbol{\eta} \rho_T(\boldsymbol{\eta}) \Gamma^*(\mathbf{b}'_F + \mathbf{s}'_1 - \mathbf{t}) \Gamma(\mathbf{b}_F + \mathbf{s}_1 - \mathbf{t}), \quad (12)$$

其中  $A_F$  为核心<sup>12</sup>Be 的质量数. 晕核散射的反应截面、相互作用截面中出现的核子-核子散射的剖面函数  $\Gamma(\mathbf{b} + \mathbf{s}_i - \mathbf{t}_j)$  采用文献[11]给出的形式

$$\Gamma(\mathbf{b} + \mathbf{s} - \mathbf{t}) = \frac{1}{2\pi i k_{NN}} \int \exp(-i\mathbf{q} \cdot \mathbf{b} - i\mathbf{q} \cdot \mathbf{s} + i\mathbf{q} \cdot \mathbf{t}) f_{NN}(\mathbf{q}) d\mathbf{q}, \quad (13)$$

其中  $f_{NN}(\mathbf{q})$  是动量转移为  $\mathbf{q}$  时核子-核子散射振幅, 采用文献[13]给出的形式

$$f_{NN}(\mathbf{q}) = f_{NN}(0) \exp\left(-\frac{r_0^2 q^2}{4}\right), \quad (14)$$

其中, 因子  $f_{NN}(0)$  为核子-核子朝前散射振幅, 其余因子为考虑核子-核子两体相互作用

用势力程参数  $r_0$  描述  $f_{NN}(q)$  对动量转移  $q$  的依赖性. 利用光学定理,  $f_{NN}(0)$  可以表示为

$$f_{NN}(0) = \frac{k_{NN}}{4\pi} \sigma_{NN}(i + \alpha_{NN}), \quad (15)$$

$\alpha_{NN}$  为核子-核子朝前散射振幅的实部、虚部之比. 在计算中,  $\alpha_{NN}, r_0$  都为自由参数, 由拟合实验数据确定. 另外注意到由于较强库仑场的存在会导致弹核的散射轨迹发生偏离, 这种偏离使得实际的碰撞参数变大, 因此在我们计算中采用考虑库仑修正<sup>[8]</sup>后的碰撞参数.

### 3 参数和计算结果

利用推广的 Glauber 理论研究了  $^{14}\text{Be}, ^{12}\text{Be}$  与  $^{12}\text{C}$  散射的反应截面. 计算中靶核  $^{12}\text{C}$  的密度分布取自文献[12], 它是由拟合电子散射实验得到的. 弹核  $^{14}\text{Be}$  及其核心  $^{12}\text{Be}$  的密度分布采用两种形式: 一种为谐振子密度分布, 谐振子长度是由拟合高能相互作用截面实验数据<sup>[2]</sup>来确定; 另一种为相对论平均场理论计算的密度分布. 为了计算上的方便, 弹核、靶核的密度均采用多个高斯形密度分布拟合, 即  $\rho(r) = \sum_i \rho_i(0) \exp\left(-\frac{r^2}{a_i^2}\right)$ , 拟合得到的参数见表 1.

表 1 多个高斯分布拟合密度分布参数

	$\rho_i(0)/\text{fm}^{-3}$	$a_i/\text{fm}$
$^{12}\text{C}$	-1.2334	1.4700
	1.3854	1.6360
$^{12}\text{Be}$ (HO)	-1.0191	1.6440
	1.1602	1.7929
$^{12}\text{Be}$ (RMF)	-0.52958	1.5560
	0.71052	1.7897
	-0.0628	2.1513
	0.02739	2.6803

表 1 中  $^{12}\text{Be}$ (HO) 为我们拟合的  $^{12}\text{Be}$  谐振子密度分布的参数,  $^{12}\text{Be}$  谐振子密度分布是通过调整谐振子长度  $\lambda$  ( $\lambda = 1.72\text{fm}$ ) 拟合  $^{12}\text{Be} + ^{12}\text{C}$  高能散射相互作用截面数据确定. 如果将  $^{14}\text{Be}$  看成由  $^{12}\text{Be} + 2n$  构成, 则  $^{14}\text{Be}$  的密度分布为  $^{12}\text{Be}$ (HO) 密度分布再加上两个处于  $2s_{1/2}$  态中子的谐振子密度分布, 记为  $^{14}\text{Be}$ (HO). 由于相对论平均场计算的密度分布没有自由参数, 所以表 1 中  $^{12}\text{Be}$ (RMF) 为相对论平均场理论计算的  $^{12}\text{Be}$  密度分布确定的高斯参数, 则  $^{14}\text{Be}$ (RMF) 为  $^{12}\text{Be}$  密度分布再加上相对论平均场理论直接计算的两个处于  $2s_{1/2}$  态中子的密度分布.

在核内, 核子-核子散射总截面  $\sigma_{NN}$  采用文献[8]给出的形式

$$\sigma_{NN} = \frac{N_P N_T \sigma_{nn} + Z_P Z_T \sigma_{pp} + Z_P N_T \sigma_{np} + Z_T N_P \sigma_{np}}{A_P A_T} \quad (16)$$

其中  $A_P, A_T, N_P, N_T, Z_P, Z_T$  分别为弹核、靶核的质量数、中子数、质子数,  $(\sigma_{nn}, \sigma_{pp}) = \sigma_{nn}, \sigma_{np}$  为核子-核子散射截面.

在计算晕核  $^{14}\text{Be} (^{12}\text{Be} + 2n)$  的反应截面时, 出现十重积分, 我们采用蒙特卡罗方法进行积分计算, 并采用常用的积分方法在低重积分情况下对此蒙特卡罗方法积分程序进行了检验. 在表 2 中列出了计算中所采用的参数和理论计算得到的反应截面并与实验结果进行比较.

表 2 计算得到的截面数据及采用参数

	$E_{\text{lab}}$ /MeV/u	$\sigma_{\text{NN}}$ /fm <sup>3</sup>	$r_0$ /fm	$\alpha_{\text{NN}}$	$\sigma_{\text{res}}/\text{mb}$ (HO)	$\sigma_{\text{res}}/\text{mb}$ (HO1)	$\sigma_{\text{res}}/\text{mb}$ (RMF)	$\sigma_{\text{res}}/\text{mb}$ (Exp)
$^{12}\text{Be} + ^{12}\text{C}$	790	4.1	0.53	-0.08	$932 \pm 5$	—	$950 \pm 4$	$927 \pm 18$
	56.5	9.4	0.86	1.0	$1161 \pm 6$	—	$1200 \pm 6$	1238
$^{14}\text{Be} + ^{12}\text{C}$	790	4.1	0.53	-0.08	$997 \pm 15$	$1145 \pm 15$	$1215 \pm 15$	$1139 \pm 95$
	56.5	9.4	0.86	1.0	$1242 \pm 19$	$1486 \pm 21$	$1620 \pm 21$	1900

低能实验数据取自文献[14], 高能实验数据取自文献[2].

我们分别计算了在高能 790MeV/u、低能 56.5MeV/u 下晕核  $^{14}\text{Be}$  及其核心  $^{12}\text{Be}$  与靶核  $^{12}\text{C}$  散射的反应截面, 对  $^{14}\text{Be}$ ,  $^{12}\text{Be}$  采用相同的参数  $\sigma_{\text{NN}}, r_0, \alpha_{\text{NN}}$  (见表 2). 表 2 中  $\sigma_{\text{res}}(\text{HO})$  为利用相同的谐振子参数得到的  $^{12}\text{Be}(\text{HO}), ^{14}\text{Be}(\text{HO})$  密度分布计算的结果, 调整谐振子参数来拟合  $^{12}\text{Be} + ^{12}\text{C}$  高能反应截面与实验相符, 它同时也能很好地描述  $^{12}\text{Be} + ^{12}\text{C}$  低能实验数据. 但是由此计算得到的  $^{14}\text{Be} + ^{12}\text{C}$  的反应截面与实验数据相差很大. 为了拟合  $^{14}\text{Be} + ^{12}\text{C}$  高能实验数据, 必须重新调整两个中子的密度分布. 选取处在  $2s_{1/2}$  两个中子的谐振子长度  $b = 3.00\text{fm}$ , 即两个中子的密度分布有很大的弥散分布时, 才能得到合理的  $^{14}\text{Be} + ^{12}\text{C}$  的反应截面, 由此计算的结果记为  $\sigma_{\text{res}}(\text{HO1})$ .  $\sigma_{\text{res}}(\text{RMF})$  为采用相对论平均场理论计算的  $^{12}\text{Be}(\text{RMF}), ^{14}\text{Be}(\text{RMF})$  密度分布计算的结果. 结果表明, 采用 RMF 密度分布, 不仅对  $^{12}\text{Be} + ^{12}\text{C}$  反应, 在高能和低能情况计算的反应截面与实验符合较好, 而且对  $^{14}\text{Be} + ^{12}\text{C}$  的反应截面也能给出很好的描述. 这是因为 RMF 自洽计算给出  $^{14}\text{Be}$  的处在  $2s_{1/2}$  两个中子密度分布具有很长的尾巴, 晕核-核的反应截面特别是在低能情况下, 对晕中子的弥散密度分布很敏感. 因此, 通过理论计算与实验结果的比较和分析可以得出  $^{14}\text{Be}$  的最外层两个中子的密度有很大的弥散分布.

## 4 讨论和小结

本文介绍了推广到晕核-核散射的 Glauber 理论, 考虑到晕核的特殊结构, 将晕核子和核心的密度分布分开处理, 给出了晕核-核散射的反应截面、相互作用截面表达式, 对表达式中出现的矩阵元的求解采用了改进的光学极限近似, 在截面的计算中考虑了核子-核子的有效力程和库仑势导致散射轨迹偏离的修正, 并采用了蒙特卡罗多重积分计算方法.

我们采用推广的 Glauber 理论研究了晕核  $^{14}\text{Be}$  与靶核  $^{12}\text{C}$  的散射, 利用相对论平均场

理论计算的有晕结构的密度分布和谐振子密度分布分别计算了在高能 790MeV/u、低能 56.5MeV/u 时散射的反应截面,通过与实验数据的比较发现<sup>14</sup>Be 的两个处于  $2s_{1/2}$  态的中子有很大的弥散的密度分布,具有晕中子的性质.

作者感谢裴鹿成教授有益的讨论和蒙特卡罗计算技巧的指导。

### 参考文献 (References)

- 1 Tanihata I. J. of Phys. , 1996, **G22**:157
- 2 Tanihata I, Kobayashi T, Yama Kawa O et al. Phys. Lett. , 1988, **B206**:592
- 3 ZHU Z Y, SHEN W Q, CAI Y H et al. Phys. Lett. , 1994, **B328**:1
- 4 REN Z Z, XU G G, CHEN B Q et al. Phys. Lett. , 1995, **B351**:11
- 5 Poschl W, Vretenar D, Lalazissiz G A et al. Phys. Rev. Lett. , 1997, **79**:3841; Meng J, Ring P. Phys. Rev. Lett. , 1996, **77**:3963
- 6 Glauber R J. lectures in theoretical physics, (Interscience, New York)1959, **1**:315
- 7 Karal P J. Phys. Rev. , 1975, **C11**:1203
- 8 Charagi S K, Gupta S K. Phys. Rev. , 1990, **C41**:1610;1992, **C46**:1982
- 9 Tosaka Y, Suzuki Y. Nucl. Phys. , 1990, **A512**:46
- 10 Bertsch G F, Esbensen H. Ann. of Phys. , 1991, **209**:327
- 11 Franco V, Tekou A. Phys. Rev. , 1977, **C16**:658
- 12 Ogawa Y, Yabana K, Suzuki Y. Nucl. Phys. , 1992, **A543**:723
- 13 Charagi S K, Gupta S K. Phys. Rev. , 1997, **C56**:1171
- 14 Zahar M, Belbot M et al. Phys. Rev. , 1994, **C49**:1540

## Extended Glauber Theory and Its Application in Halo Nucleus Scattering\*

ZHAO Yao-Lin<sup>1,2,1)</sup> MA Zhong-Yu<sup>1,3,4</sup> CHEN Bao-Qiu<sup>1,3</sup> SUN Xiu-Quan<sup>2</sup>

1( *Department of Physics, China Institute of Atomic Energy, Beijing 102413, China* )

2( *Department of Physics, Northwest University, Xi'an 710069, China* )

3( *Center of Theoretical Nuclear Physics, National Laboratory of Heavy Ion Accelerator of Laboratory, Lanzhou 730000, China* )

4( *Institute of Theoretical Physics, The Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China* )

**Abstract** We introduced an extended Glauber theory for a halo nucleus scattering, where the halo nucleons and the nuclear core were treated separately. Expressions of reaction and interaction cross sections of the halo nucleus scattering were derived. We took the halo structure of the projectile nucleus into account and adopted an improved optical-limit approximation. In the framework of the extended Glauber theory, we studied the reaction cross section for the halo nucleus  $^{14}\text{Be}$  scattering on a target  $^{12}\text{C}$ . For comparison, the reaction cross sections of  $^{12}\text{Be} + ^{12}\text{C}$  were calculated as well. The density distribution of target  $^{12}\text{C}$  is taken from experiments, and those of the projectiles  $^{12}\text{Be}$  and  $^{14}\text{Be}$  were obtained by two methods. One is that the harmonic oscillator wave functions for  $^{12}\text{Be}$  and  $^{14}\text{Be}$  are used. The length of harmonic oscillator is adjusted to reproduce the reaction cross section of  $^{12}\text{Be} + ^{12}\text{C}$  at the high energy  $E = 790\text{MeV/u}$ . The density distribution of  $^{14}\text{Be}$  was also calculated self-consistently in the relativistic mean field (RMF) theory, with a long tail wave functions for the two neutrons in  $^{14}\text{Be}$ . It was found that the calculated reaction cross sections for  $^{12}\text{Be} + ^{12}\text{C}$  at  $E = 790\text{MeV/u}$  and  $E = 56.5\text{MeV/u}$  were in good agreement with the experimental data no matter harmonic oscillator or RMF wave functions were used. In contrast, the experiments of the reaction cross sections for  $^{14}\text{Be} + ^{12}\text{C}$  could only be reproduced when the wave functions of two  $2s_{1/2}$  neutrons spreaded over with a long tail. It comes to a conclusion that two outside neutrons in  $^{14}\text{Be}$  form a halo structure.

**Key words** Glauber theory, halo nucleus, reaction cross section, optical-limit approximation

Received 30 May 2000

\* Supported by NSFC (10075080, 19847002, 19835010) and Major State Basic Research Development Program (G200077407)

1) E-mail: zhaoyl@iris.ciae.ac.cn