

不变振幅的不同投影选择对核子自能与碰撞截面的影响*

邢永忠^{1)†} 赵兴文²⁾ 郑玉明¹⁾³⁾

1)(天水师范学院基础物理学研究所, 天水 741000)

2)(西北师范大学物理与电子工程学院, 兰州 730070)

3)(中国原子能科学研究院, 北京 102413)

(2013年7月18日收到; 2014年4月16日收到修改稿)

本文利用 Dirac-Brueckner-Hartree-Fock 方法, 对不同散射道的核子在核物质中的相互作用进行了细致分析, 重点分析了不变振幅的不同投影选择对核物质中核子自能和核子碰撞截面的影响. 计算结果显示: 1) 在确定的核子动量下, 自旋三重态所对应的自能总是大于自旋单态的自能; 同位旋三重态所对应的自能大于同位旋单态的自能值. 2) 在完全赝矢 (CPV) 选择下, 不同散射道的核子自能对于动量的依赖均明显弱于在赝标 (PS) 选择下的相应值, 而这种差别主要来自于总角动量 J 较小的分波态. 3) 在核子相对动量较小时, 两种不同选择所对应的核子微分截面较大. 4) 在确定的入射能量下, 质心系中散射角较小时, 不同选择下的微分截面差别较为明显. 5) 在低入射能区, CPV 选择下所对应的微分截面大于 PS 下的微分截面值. 6) 在 CPV 选择下的总截面总是大于 PS 选择下的总截面值. 这些差别均随着随入射能量的增大而消失.

关键词: 自能, 截面, 不变振幅投影, 相对论 Brueckner 方法

PACS: 21.30.-x, 21.65.-f, 11.80.Et

DOI: 10.7498/aps.63.152101

1 引言

探索物质世界的基本相互作用是物理学的根本任务之一. 认识核物质在正常与极端条件下相互作用的基本特征, 不仅是人类控制和利用核反应过程的关键, 同时也是人们认识与了解宇宙演化与天体运动的基础. 输运模型是当前人们利用数值方法模拟核反应过程从而认识核物质相互作用规律的重要理论方法之一, 在这样的研究方法中, 核物质间的有效相互作用与核子间的碰撞截面是需要事先输入(或设定其具体形式)的关键性物理量. 研究中能核反应的传统输运模型^[1, 2]大多采用非相对论 Skymer 形式的平均场和唯象的核子碰撞截面. 而在用于研究中高能碰撞的绝大部分相对论输运模型^[3-5]中, 相关粒子的演化方程与碰撞截面形

式虽然满足相对论性的协变性要求, 但是其平均场与碰撞截面的确定通常有两种不同的方法, 一是由部分实验数据的拟合来确定. 正如文献^[6]中所指出那样: 通过拟合单粒子势来确定核子自能的方法中存在着对自能分解的不确定性, 导致核子自能对于动量依赖的强弱程度明显不同, 而自能对于动量的依赖关系在研究两核碰撞过程中起着重要的作用. 另一种常用做法是依据不同的理论模型分别确定平均场与碰撞截面, 这样得到的平均场与碰撞截面并非具有同一理论基础. 研究表明^[7]: 核物质中核子间的相互作用的许多性质具有研究方法依赖性. 因此, 建立一个既满足相对论协变性要求, 同时又保证平均场与核子碰撞截面具有相同微观动力学基础, 而且适合于模拟中低能核碰撞动力学的输运模型是有意义的. 我们的工作将朝着这样的目标而做些尝试. 实际上, 1989年 Bohnet 等^[8]利用

* 国家自然科学基金(批准号: 11265013)资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: yzxing@tsnc.edu.cn

Brueckner G-矩阵求得介质中核子核子间的碰撞截面并将此结果代入量子分子动力学模型(QMD)中,研究了入射能量在80 MeV/u左右的C-C和Nb-Nb之间的碰撞的动量转移以及粒子的发射情况.然而,此文中除了使用传统的QMD非相对论平均场形式之外,既没有考虑相对论效应,也没有考虑粒子演化方程的协变性.

为了从微观层次上揭示出核物质相互作用特征,同时建立一个具有相同微观动力学基础且满足相对论协变性的输运动力学模型,最近我们在Dirac-Brueckner-Hartree-Fock方法(DBHF) [9,10] 框架内,对核物质中核子自能与碰撞截面作了计算,在前人已有结果的基础上,得到了一些更加细致的结果.我们首先给出了在赝标(PS)与完全赝矢(CPV)两种不同选择下,核物质中不同分波态的核子自能随核子动量变化特征,揭示出:在完全赝矢(CPV)选择下,不同散射道的核子自能对于动量的依赖均明显弱于在赝标(PS)选择下的相应值,而这种差别主要来自于总角动量量子数 J 较小的分波态.其次,我们分别在赝标与完全赝矢两种选择下,计算了介质中核子的微分碰撞截面和总截面随两核子入射动能的变化.结果显示:CPV选择下所对应的截面大于PS下的截面值,这一特征随入射能量的增大而趋于消失.至于这些特征对于核反应动力学所产生的影响,目前正在计算分析之中,将在后续的报道中给出.

2 DBHF 理论简介

在相对论方法中,两核子散射用四维的Bethe-Salpeter(BS)方程 [11] 描述,为了能够数值求解,通常采用两种不同方法将BS方程化为三维方程,其一是Thompson [12] 方法,另一种是Blankenbecler-Sugar [13] 方法.两者的主要区别在于对核子传播子与Pauli算符的处理方案有所不同.采用Thompson方案约化而得的核子质心系中三维方程为 [14]

$$T(\mathbf{q}, \mathbf{p}, x) = V(\mathbf{p}, \mathbf{q}) + \int \frac{d^3\mathbf{k}}{(2\pi)^3} V(\mathbf{p}, \mathbf{k}) \frac{M^{*2}}{E^{*2}(\mathbf{k})} \times \frac{Q(\mathbf{k}, x)}{2E^*(\mathbf{q}) - 2E^*(\mathbf{k}) + i\epsilon} T(\mathbf{k}, \mathbf{q}, x), \quad (1)$$

其中 $\mathbf{p} = (\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2)/2$,及 \mathbf{k}, \mathbf{q} 分别为两散射核子终态、中间态和初态的三维动量.两散射核子系统的4维总动量为 $P^* = p_1^* + p_2^*$,在两核子质心系中, P^* 的类时分量 $P_0^* = \sqrt{s^*} = 2E^*(q)$ 为系统的初始能

量.方程(1)式中的 x 表示 $x = \{k_F, m_F^*, |u|\}$, u 是核子在两体质心系中的速度.求解(1)式首先需要将其中各量在 $|JLS\rangle$ 表象中表示出来,然后通过表象变换化到平面波螺旋态表象中求解,进而得到 T 矩阵在螺旋态表象中的表示;在只考虑正能态与在能壳(on-shell)的情况下,由于宇称守恒、总自旋守恒和时间反演不变性等的限制, T 矩阵只有5个相互独立的矩阵元 [15].将所有的具有确定总角动量 J 的各分波的贡献叠加,就可得到 T 矩阵在动量空间的矩阵元

$$\langle p\lambda'_1\lambda'_2|T^I(\theta, x)|p\lambda_1\lambda_2\rangle = \sum_J \left(\frac{2J+1}{4\pi} \right) \times d_{\lambda'\lambda}^J(\theta) \langle p|, \lambda'_1\lambda'_2|T^{J,I}(x)||p|, \lambda_1\lambda_2\rangle, \quad (2)$$

其中 θ 是 \mathbf{q} 和 \mathbf{p} 之间的夹角, $|\mathbf{q}| = |\mathbf{p}|$, $\lambda = \lambda_1 - \lambda_2$, $\lambda' = \lambda'_1 - \lambda'_2$, $d_{\lambda'\lambda}^J$ 是约化转动矩阵元,式中 T 矩阵的上标 I 表示两核子系统总的同位旋($I = 0, 1$).在求解过程中为了消除不同分波态间的耦合,(1)式中的Pauli算符 Q 用其对角度的平均值 \bar{Q} 来代替.为了保证Lorentz协变性,需将上述五个不变算符投影成为五个独立的协变算符

$$\sum_J \left(\frac{2J+1}{4\pi} \right) \times d_{\lambda'\lambda}^J(\theta) \langle \mathbf{p}'|, \lambda'_1\lambda'_2|T^{J,I}(x)||\mathbf{p}|, \lambda_1\lambda_2\rangle = \sum_{m=S,V,T,P,A} m^{,I} T \langle \mathbf{p}'\lambda'_1\lambda'_2|\kappa_m^{(1)} \cdot \kappa_m^{(2)}|\mathbf{p}\lambda_1\lambda_2\rangle. \quad (3)$$

对于(3)式右边的算符,最一般的分解方法为

$$\sum_{m=S,V,T,P,A} m^{,I} T \cdot \kappa_m^{(1)} \cdot \kappa_m^{(2)} \equiv S^{,I} T \cdot I^{(1)} \cdot I^{(2)} + V^{,I} T \cdot \gamma_\mu^{(1)} \cdot \gamma^{(2)\mu} + T^{,I} T \cdot \sigma_{\mu\nu}^{(1)} \sigma_{\mu\nu}^{(2)} + P^{,I} T \cdot \gamma_5^{(1)} \cdot \gamma_5^{(2)} + A^{,I} T \cdot \gamma_5^{(1)} \gamma_\mu^{(1)} \gamma_5^{(2)} \gamma^{(2)\mu}, \quad (4)$$

式中 $\kappa_m^{(1)} \cdot \kappa_m^{(2)}$ 为Lorentz不变量, $m^{,I} T$ 称为协变振幅,它是 $p = |\mathbf{p}|, \theta, x$ 的函数.在数值求解过程中,通过迭代求解(1)式而得到(3)式右边的矩阵元之后, $m^{,I} T$ 的值可以利用矩阵求逆方法而得到.然而,在正能态子空间计算 T^I 的在能壳矩阵元时,对于不变量 $\kappa_m^{(1)} \cdot \kappa_m^{(2)}$ 的选择并不惟一,即不同形式的 $\kappa_m^{(1)} \cdot \kappa_m^{(2)}$, $m = S, V, T, P, A$,可以给出相同的 T^I 矩阵元值.这种不确定性与 πN 以及 πNN 相互作用有着密切的联系.(4)式是标准的赝标选择(pseudo-scalar choice).在这种选择下,协变振幅 $m^{,I} T$ 的矩阵元由满足反对称性且符合关系

$(-1)^{L+S+I} = -1$ 的平面波螺旋态所表示, 此时核子自能的表达式为 [16]

$$\begin{aligned} & \Sigma_{\alpha\beta}(k, k_F) \\ &= \int \frac{d^3q}{(2\pi)^3} \frac{\Theta(k_F - |q|)}{E^*(q)} \\ & \times [m^* I_{\alpha\beta} F^S(p, 0, x) + \not{q}_{\alpha\beta}^* F^V(p, 0, x)], \quad (5) \end{aligned}$$

其中

$$\begin{aligned} F^S(p, 0, x) &= \frac{1}{2} [{}^S_{S,I=0} T + 3 \cdot {}^S_{S,I=1} T], \\ F^V(p, 0, x) &= \frac{1}{2} [{}^V_{V,I=0} T + 3 \cdot {}^V_{V,I=1} T]. \end{aligned}$$

如果将 (5) 式中的第四项 $\kappa_{m=p}^{(i)} = \gamma_5^{(i)}$ 换成

$$\kappa_{m=PV}^{(i)} = \frac{\not{p}_i^* - \not{q}_i^*}{2\tilde{m}_F^*} \gamma_5^{(i)}, \quad (6)$$

则这种选择为赝矢选择 (pseudo-vector choice). 然而, 如果只是简单的作 (6) 式所示的代换, 由于相应的振幅是相同的, (5) 式所示的自能只与标量和矢量这两个振幅有关, 所以, 不论 PS 还是 PV 选择, 所给出的自能值相同. Fuchs 等 [16] 提出了解决这种不合理性的一种新方案, 即将 T 矩阵用五个对称的协变量表示了出来, 这种选择称之为 CPV 选择 (complete pseudo-vector choice). 这样, (5) 式中的 $F^m(p, \theta, x)$, ($m = S, V, T, P, A$) 将变换为另一种具有对称性的协变振幅 $g_m(p, \theta, x)$, 在此选择下, 自能为

$$\begin{aligned} & \Sigma_{\alpha\beta}(k, k_F) \\ &= \int \frac{d^3q}{(2\pi)^3} \frac{\Theta(k_F - |q|)}{4E^*(q)} (\tilde{k}_{\alpha\beta}^* - \tilde{q}_{\alpha\beta}^*) \\ & \times \frac{2\tilde{q}_\mu^* (\tilde{k}^{*\mu} - \tilde{q}^{*\mu})}{4\tilde{m}_F^{*2}} g_{PV} + \tilde{m}_F^* I_{\alpha\beta} \\ & \times \left[4g_S - g_{\tilde{S}} + 4g_A - \frac{(\tilde{k}^{*\mu} - \tilde{q}^{*\mu})^2}{4\tilde{m}_F^{*2}} g_{PV} \right] \\ & + \not{q}_{\alpha\beta}^* \left[-g_{\tilde{S}} + 2g_A - \frac{(\tilde{k}^{*\mu} - \tilde{q}^{*\mu})}{4\tilde{m}_F^{*2}} g_{PV} \right], \quad (7) \end{aligned}$$

$F^m(p, \theta, x)$ 与 $g_m(p, \theta, x)$ 之间的关系及 (7) 式中各符号的意义请见文献 [16], 本文中不再罗列. 文献 [17] 和 [18] 分别在赝标、赝矢和完全赝矢三种选择下, 细致研究了核子的自能对于核子动量的依赖性, 结果表明不同的选择给出不同的依赖关系.

从 (3) 式所示 T 矩阵出发, 可以直接给出核子弹性碰撞的微分截面为 [18]

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{(m^*)^4}{4\pi^2 s^*} \sum_{i=1}^6 \beta_i \left[\sum_J \left(\frac{2J+1}{4\pi} \right) \right]$$

$$\times d_{\lambda'_i \lambda_i}^J(\theta) \hat{T}_i(q, q, x) \Big]^2, \quad (8)$$

其中 6 个不变振幅:

$$\begin{aligned} \hat{T}_i(q, q, x) &= \langle q\lambda'_1 \lambda'_2 | T^{J,I}(x) | q\lambda_1 \lambda_2 \rangle, \\ \lambda_i &= \lambda_1 - \lambda_2, \quad \lambda'_i = \lambda'_1 - \lambda'_2, \\ \beta_{i=1,2,3,4} &= 2, \quad \beta_{i=5,6} = 4. \end{aligned}$$

式中 $\sqrt{s^*} = 2E^*(q) = 2\sqrt{q^2 + m^{*2}}$, 当 $q \equiv |\mathbf{q}| = |\mathbf{p}|$ 时为在壳条件, 否则为离壳情形. 完成 (8) 式中对立体角 $d\Omega$ 的积分, 可得总截面

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{tot}} &= \frac{(m^*)^4}{4\pi^2 s^*} \sum_{i=1}^6 \beta_i \sum_J \left(\frac{2J+1}{4\pi} \right) \\ & \times |\hat{T}_i(q, q, x)|^2. \quad (9) \end{aligned}$$

在忽略了库仑力影响的条件下, 按照 (8) 和 (9) 式, 质子中子的碰撞截面需要对同位旋单态与三态取平均, 而质子与质子 (或中子与中子) 间的碰撞截面在考虑空间对称性后直接由同位旋三态计算得到.

3 不同分波态的核子自能对于不变振幅的不同投影选择的依赖

核物质中, 核子自能可以表示为

$$\begin{aligned} \Sigma(k) &= \Sigma^S(k, k_F) - \gamma^0 \Sigma^0(k, k_F) \\ & + \boldsymbol{\gamma} \cdot \mathbf{k} \Sigma^V(k, k_F). \quad (10) \end{aligned}$$

在利用 DBHF 方法求得 T 矩阵后, (10) 式中自能的各分量 ($\Sigma^S, \Sigma^0, \Sigma^V$) 可以按照上述公式计算出来. 为了对不同分波态进行比较分析, 也为了验证计算结果的正确性, 我们首先在图 1 中给出了当 (1) 式作用势 V 取 Bonn A 势时, 在赝标 (PS choice) (图 1(a)) 和完全赝矢 (CPV choice) (图 1(b)) 两种选择下, 核子的总自能随核子动量的变化, 计算中核子总角动量取 $0 \leq J \leq 12$ 和费米动量 $k_F = 1.34 \text{ fm}^{-1}$. 比较左右两图可以看出: 相对于 PS 选择而言, 在完全赝矢选择下核子自能的各分量对于动量的依赖明显减弱. Fuchs 等已对这一结果进行了比较细致的分析 [19].

在此基础上, 我们进一步计算了在不不变振幅的不同投影选择下, 不同分波态对于核子自能的贡献. 图 2 中给出了 ${}^1S_0, {}^1P_1, {}^1D_2, {}^3S_1, {}^3P_1, {}^3D_1$ 六个不同分波道的核子, 在赝标 (PS choice) (图 2(a)) 和完全赝矢 (CPV choice) (图 2(b)) 两种选择下, 核子的自能随动量的变化.

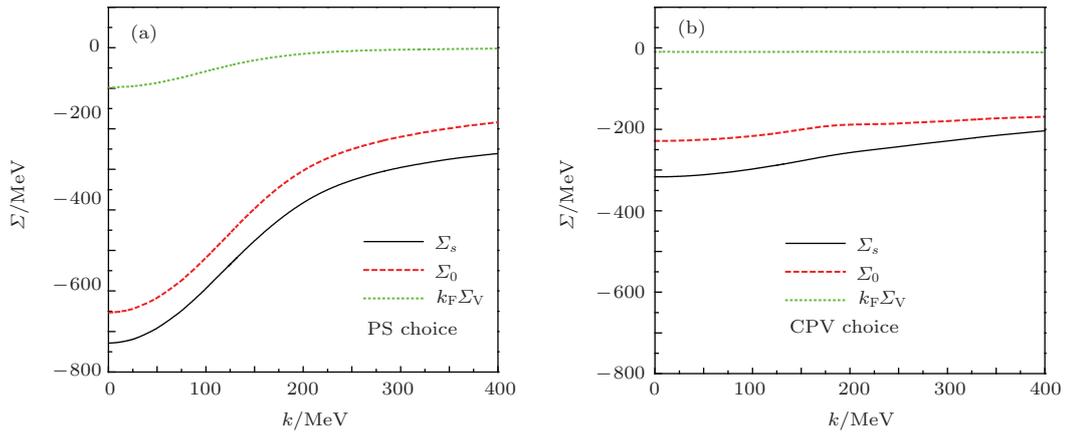


图1 $k_F = 1.34 \text{ fm}^{-1}$ 时, 在赝标 (PS choice) 和完全赝矢 (CPV choice) 两种选择下, 核子总的自能随动量的变化

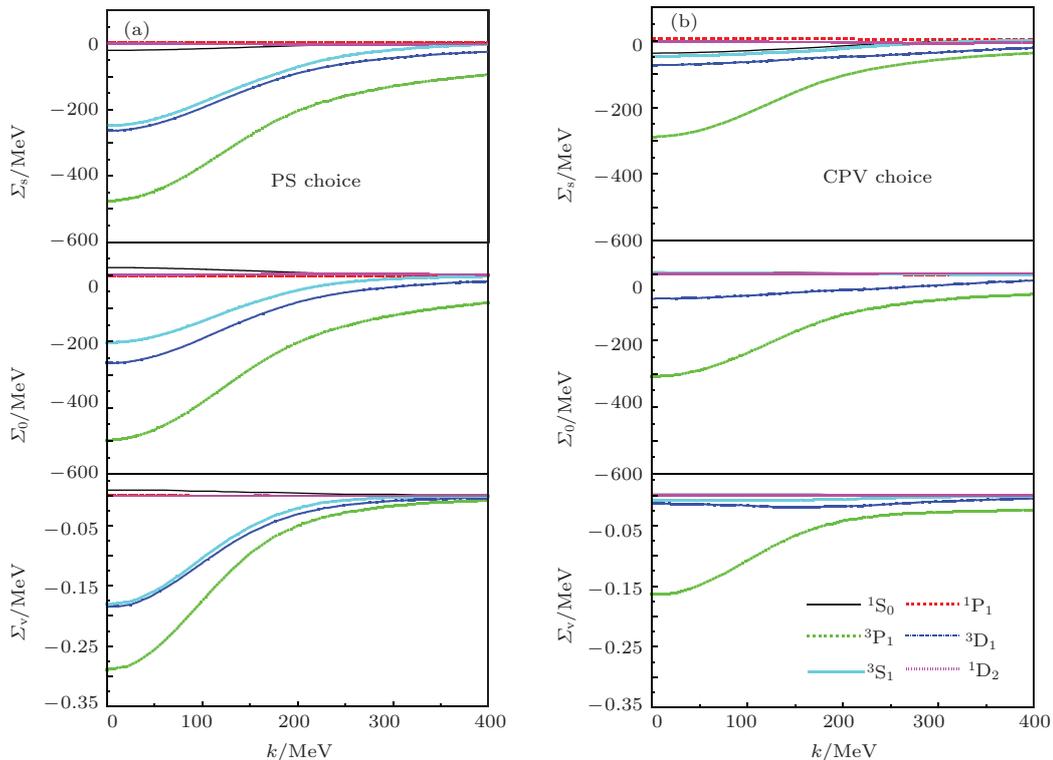


图2 在赝标 (PS choice) (a) 和完全赝矢 (CPV choice) (b) 两种选择下, 不同分波态所对应的核子的自能随动量的变化 (图纵坐标单位不同)

图2明确显示出以下四个特征: 1) 在相同的核子动量下, PS选择中各分波的自能均大于CPV选择时所对应分波的自能值. 2) 随着核子动量的增大, 自能的绝对值减小, 即在低能区核子自能的动量相关性明显, 这一特征在过去的研究中已明确^[20]. 比较图1与图2, 可以看到这一特征对于不同分波态同样成立. 3) 比较同一图中的不同曲线可以看出: 在确定的核子动量下, 自旋量子数 $S = 1$ 所对应的分波态自能较大. 这是因为在计算自能所需要的五个不变振幅中, $S = 0$ 仅对应于一个不为零的无耦合跃迁 ($L' = J \rightarrow L = J$), 其余四个

振幅均属于 $S = 1$ 的自旋三重态. 我们的计算还表明, 对于总角动量量子数较小的道, 无耦合跃迁对于自能的贡献大于耦合道跃迁, 因而张量力对于自能的影响相对较小. 4) 在确定的核子动量和自旋多重态下, 同位旋三重态 ($I = 1$) 所对应的自能大于同位旋单态 ($I = 0$) 对应的自能值. 在我们的计算中, 为了满足计算核物质总自能的需要, 利用关系式 $T = (T^{I=0} + 3T^{I=1})/2$ 来确定同位旋饱和的核物质中的 T 矩阵值. 然而, 对于确定的分波道, 按照选择定则 $(-1)^{L+S+I} = -1$, 三重态的 P 波态所对应的同位旋 $I = 1$, 而 3D_1 态对应 $I = 0$. 所以, 图

中清楚地显示 3P_1 (绿色线) 的自能随动量的变化最大, 而 3D_1 (蓝色线) 态与 3S_1 (青蓝色线) 对应的自能值次之.

早在 90 年代初, Brockmann 与 Machleidt [21] 在相对论框架内构造赝标介子 (π, η) 与核子间的相互作用势的同时, 利用 DBHF 方法分析了不同分波的相移随核子能量的变化, 得到与实验值相符合的结果. 文献 [21] 的研究表明: 与赝标相比, 赝矢耦合抑制了 σ 介子的交换, 从而使得自旋轨道耦合力有所加强, 由角动量耦合知识可知, P 波的自旋轨道耦合要强于 S 波, 所以, 排斥性的相对论效应在 P 波中比较明显. 同时, 由于 σ 和 ρ 的贡献相互抵消, 而使得 1S_0 态贡献的变化更小, 本文图 2 清楚地显示了这一特征.

为了进一步明确不同分波态对核子自能的贡献, 我们分别在赝标 (PS) 和完全赝矢 (CPV) 两

种选择下, 计算了具有不同角动量 J 值的分波自能随核子动量的变化. 计算结果显示, J 值较大的分波态对于自能的贡献较小, 因而对于 J 值较大的分波态而言, 两种不同选择下自能的差别也很小. 图 3(a) 中我们画出了 $J \leq 6$ 的 7 个态所对应的标量自能在两种不同选择下之差值, 即 $\Delta\Sigma_S = \Sigma_S^{PS} - \Sigma_S^{CPV}$. 图中 7 条曲线分别对应于 J 的 7 个不同取值. 图中显示, 与 $J = 1, 2$ 的两个值所对应的 $\Delta\Sigma_S$ 较大. 图 3(b) 是我们所考虑的 J 值 ($J \leq 12$) 态, 在 PS (图中实心圆点) 和 CPV (图中空心圆点) 两种选择下的标量自能值. 此图显示, $J \leq 3$ 时, 自能的大小及其对于不同选择的差别较为明显. 其中, $J = 1$ 的分波态对于 PS 或 CPV 两种选择的差别最大. 对于自能的矢量分量类时分量和类空分量均有类似的结果.

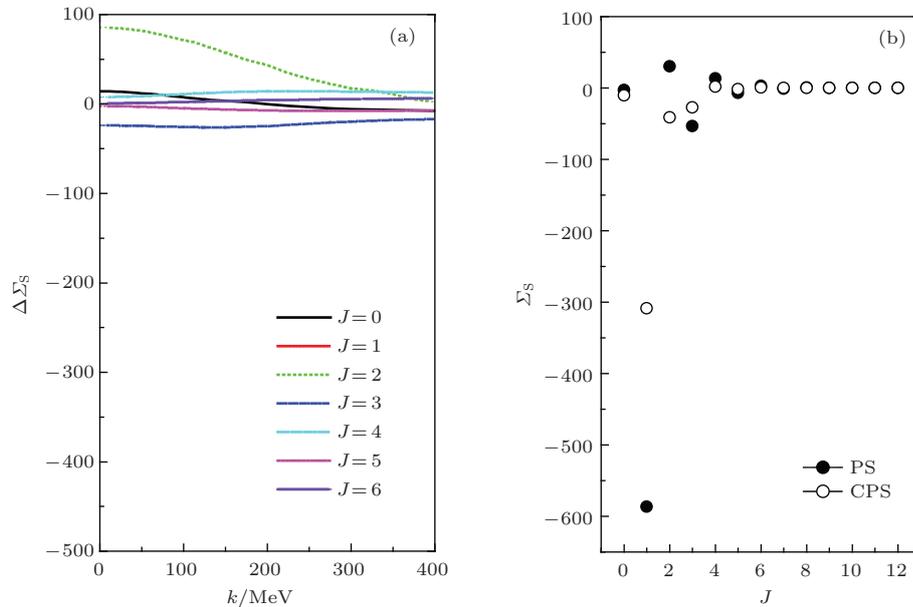


图 3 在核子相对动量为 $k_F = 1.34 \text{ fm}^{-1}$ 时, 不同角动量 J 的分波态所对应的核子的自能值

4 不变振幅的不同投影选择对核子碰撞截面的影响

上世纪 90 年代初, Li 与 Machleidt [22,23] 曾利用 DBHF 方法和 Bonn 势 [24,25] 对自由空间中核子的碰撞截面进行了研究, 得出了碰撞截面对于入射能量以及核物质密度的定量依赖关系, 多年来, 这一定量关系被部分研究中低能或中能重离子碰撞的输运模型所采用 (例如 IQMD [26,27] 和 IBU-U [28]). 本世纪初, Fuchs 等 [18] 用 DBHF 方法研究

了在壳 (on-shell) 与离壳 (off-shell) 两种情形下, 核介质中核子的碰撞截面随核子入射能量及核物质密度的变化情况. 研究指出, 核物质的存在会使核子的在壳碰撞截面相对于自由空间的截面而减少, 同时会使核子的离壳碰撞截面具有强烈的动量相关性. 最近, Zhang 等 [29] 在包括三体相互作用力 (3BF) 的情况下, 利用 Brueckner-Hartree-Fock 方法 (BHF) 计算得到了与 DBHF 方法相同的核子在壳碰撞截面. 正如前节所指出, DBHF 理论中, 核子被看作是满足等效 Dirac 方程的相对论准粒子, 其等效质量和单粒势由核子在核物质中的自能所

决定. 但在只考虑正能态的情况下确定核子自能的过程中, 由于协变量 $\kappa_m^{(1)} \cdot \kappa_m^{(2)}$ 选择的不确定性, 导致了核子自能对于介质依赖的不同行为, 这样的不确定性对于介质中核子的碰撞截面有何影响? 本小节中, 我们通过数值计算来考察这一问题.

图4中我们给出了在PS和CPV两种不同选择下中子-质子和质子-质子的微分截面, 其中 $k_F = 1.34 \text{ fm}^{-1}$, $E_{\text{Lab}} = 50 \text{ MeV}$ (图4(a)) 和 $E_{\text{Lab}} = 300 \text{ MeV}$ (图4(b)). 图中显示在PS和CPV两种不同选择下, 核子碰撞的微分截面明显不同: 不论哪种选择, 核子间的碰撞截面随着核子间相对动量的增大而减小, 在核子相对动量较小时, 两种不同选择所对应的核子微分截面差别较大; 整体来

说, 由不同选择所导致的差别在质心系中的向前与向后碰撞中较为明显, 而这种差别随着入射能量的增加而减小.

图5中我们给出了 $k_F = 1.34 \text{ fm}^{-1}$ 时, 在PS和CPV两种不同选择下核子的总截面随入射能量的变化. 比较图5(a), (b)可见: 不论是质子-中子碰撞截面 σ_{np} 还是质子-质子(中子-中子)碰撞截面 σ_{nn} , 在CPV选择下的总截面(dash线)总是大于PS选择下的总截面值(dot线). 图中连续的实线是计算出的核子在自由空间的碰撞总截面, 图5(a), (b)中不连续的方块点为质子-中子碰撞截面和中子-中子碰撞截面的实验值, 实验值取自文献[18]的图6和图7.

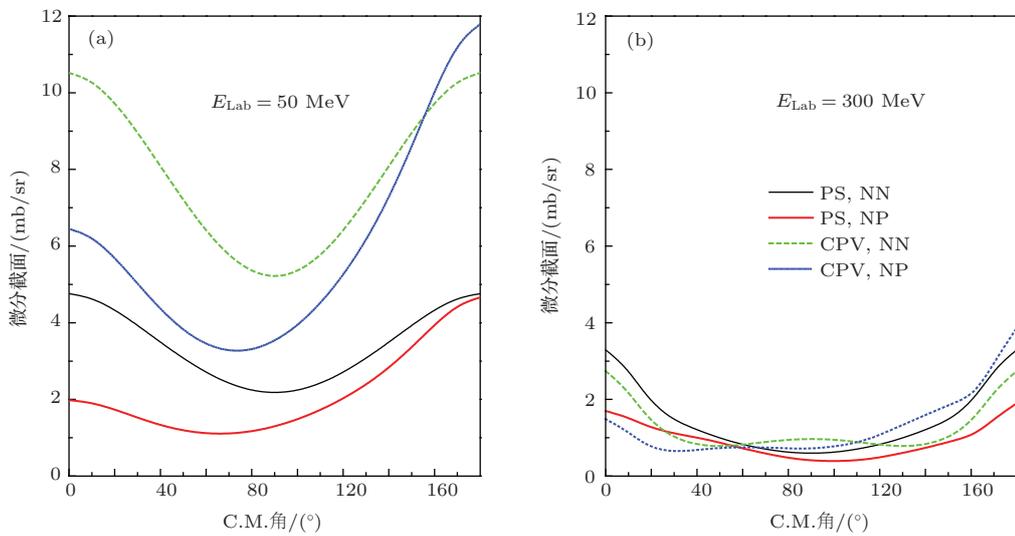


图4 在PS和CPV两种不同选择下, 当 $k_F = 1.34 \text{ fm}^{-1}$, $E_{\text{Lab}} = 50 \text{ MeV}$ (a) 和 $E_{\text{Lab}} = 300 \text{ MeV}$ (b) 时, 中子质子和质子质子的微分截面

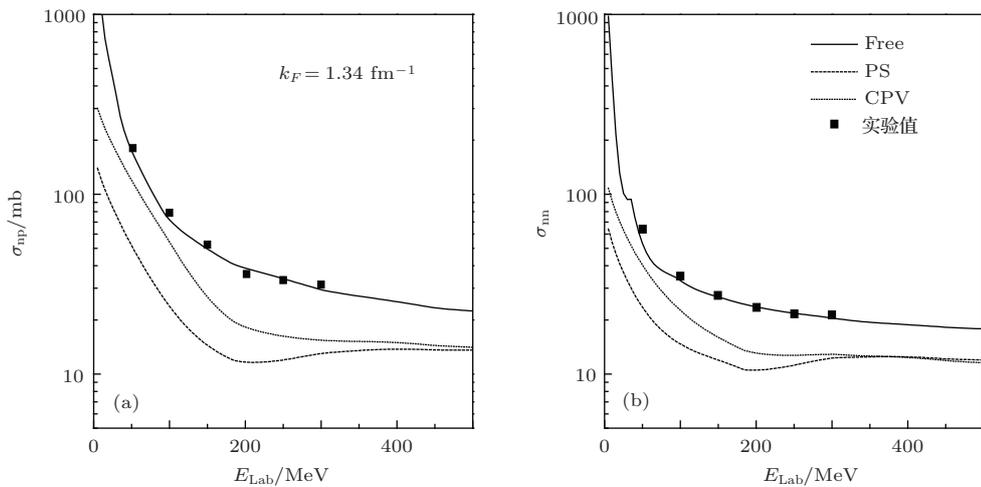


图5 在 $k_F = 1.34 \text{ fm}^{-1}$ 下, np碰撞(a)与pp碰撞(b)总截面随入射能量的变化. 不连续的方块点为实验值, 实线是理论计算出的自由空间总截面

总之,本文中我们在相对论Brueckner理论框架内,首先对不同散射道的核子在核物质中的相互作用进行了细致分析.利用Dirac-Brueckner-Hartree-Fock方法对不同散射道的核子自能的计算表明:在确定的核子动量下,自旋三重态所对应的分波态自能总是大于自旋单态的自能;同位旋三重态所对应的自能大于同位旋单态的自能值.在完全赝矢(CPV)选择下,不同散射道的核子自能对于动量的依赖均明显弱于在赝标(PS)选择下的相应值,而这种差别主要来自于总角动量量子数 J 较小的分波态.其次,我们分别在赝标与完全赝矢两种选择下,计算了介质中核子的微分碰撞截面和总截面随两核子入射动能的变化.结果表明:1)在核子相对动量较小时,两种不同选择所对应的核子的微分截面较大;2)在同一给定入射能量下,质心系中散射角较小时,不同选择下的微分截面差别较为明显;3)在入射能量较低时,CPV选择下所对应的微分截面大于PS下的截面值;4)不论是质子-质子(中子-中子)碰撞截面还是质子-中子碰撞截面,在CPV选择下的总截面总是大于PS选择下的总截面值,这些差异随入射能量的增大而趋于消失.

正如前文所述,由于对赝标介子((π, η))与核子的相互作用存在赝标(PS)与赝矢(PV)两种不同的处理方式,因而,在利用基于Bonn势的相对论Brueckner理论对核相互作用进行计算时,会导致不同的结果.已有的计算表明赝矢选择下的Brueckner理论不仅可以更好的拟合核物质的饱和性质[30],而且能够得到与平均场理论一致的核子自能,然而,这样计算出的自能具有过强的动量依赖性,正因为如此,Fuchs^[16,19]等提出了完全赝矢方案.与自能的计算相比,人们对于介质中的核子碰撞截面在不同选择下的差异分析得较少.另一方面,目前可供参考的介质中核子碰撞截面的相关实验值还比较缺乏.所以,一种好的选择是将DBHF计算的计算结果与输运模型结合(通过合理而可行的方案),来模拟重离子碰撞中的实验观测量来判断其合理性.另外,最近几年,利用包含三体力的非相对论Brueckner-Hartree-Fock的已经揭示出核物质中核子相互作用的一系列介质效应的新特征^[31,32],将其与DBHF的计算结果进行比较,有利于我们进一步的 T 矩阵的投影选择所带来的不确定性.这些工作正在进行中.

参考文献

- [1] Aichelin J 1991 *Phys. Rep.* **202** 235
- [2] Bertsch G F, Das Gupta S 1988 *Phys. Rep.* **160** 189
- [3] Sorge H 1995 *Phys. Rev. C* **52** 3291
- [4] Maruyama T, Cassing W, Mosel U 1994 *Nucl. Phys. A* **573** 653
- [5] Cassing W, Juchem S 2000 *Nucl. Phys. A* **672** 417
- [6] Serot B D, Walecka J D, *Advances in Nuclear Physics*, 16, 1, eds, J. W. Nrgwle, E. Vogt (Plenum, N. Y 1986)
- [7] Brown G E, Weise W, Baym G, Speth J 1987 *Comments Nucl. Part. Phys.* **17** 39
- [8] Bohnet A, Ohtsuka N, Aichlin J 1989 *Nucl. Phys. A* **494** 349
- [9] Walecka J D 1974 *Ann. Phys.* **83** 491
- [10] Ansatasio M R, Celenza L S, Pong W S and Shakin C M 1983 *Phys. Rep.* **100** 327
- [11] Salpeter E E, Bethe H A 1951 *Phys. Rev.* **84** 1232
- [12] Brueckner K A, Levinson C A and Mahmound H M 1954 *Rhys. Rev.* **95** 217
- [13] Bethe H A 1956 *Phys. Rev.* **10** 1353
- [14] Sehn L, Fuchs C, Faessler A 1997 *Phys. Rev. C* **56** 216
- [15] Horowitz C J, Serot B D 1987 *Nucl. Phys. A* **464** 613
- [16] Boelting G, Fuchs C, Faessler A 1999 *Nucl. Phys. A* **648** 105
- [17] Fuchs C, Waindzoeh T, Faessler A, Kosov D S 1998 *Phys. Rev. C* **58** 2022
- [18] Fuchs C, Faessler A, El-Shabshiry M 2001 *Phys. Rev. C* **64** 024003
- [19] Fuchs C 2004 *Lect. Notes Phys.* **641** 119
- [20] Fuchs C, Gaitanos T, Wolter H H 1996 *Phys. Lett. B* **381** 23
- [21] Brockmann R, Machleidt R 1990 *Phys. Rev. C* **42** 1965
- [22] Li G Q, Mechleidt R 1993 *Phys. Rev. C* **48** 1702
- [23] Li G Q, Mechleidt R 1994 *Phys. Rev. C* **49** 566
- [24] Machleidt R, Holinde K, Elster C 1987 *Phys. Rep.* **49** 1
- [25] Machleidt R, *Advances in Nuclear Physics*, 19, 189, eds. Negele J W and Vogt E, (Plenum, N. Y 1989)
- [26] Xing Y Z, Liu J Y, Guo W J 2003 *Nucl. Phys. A* **723** 483
- [27] Xing Y Z, Hao H F, Liu X B 2007 *Chin. Phys. Lett.* **24** 2223
- [28] Zhu Y L, Wang Y Y, Xing Y Z 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 142501 (in Chinese) [朱玉兰, 王艳艳, 邢永忠 2012 物理学报 **61** 142501]
- [29] Zhang H F, Li Z H, Lombardo U 2007 *Phys. Rev. C* **76** 054001
- [30] Bouyssy A, Mathiot J F, Giai N V 1987 *Phys. Rev. C* **36** 380
- [31] Tjon J A, Wallace S J 1985 *Phys. Rev. C* **32** 267
- [32] Li Z H, Zuo W 2012 *Chin. Phys. Lett.* **29** 062104

Discrepancy between the interactions of nucleons in nuclear matter due to different projection choices of invariant amplitudes*

Xing Yong-Zhong^{1)†} Zhao Xing-Wen²⁾ Zheng Yu-Ming¹⁾³⁾

1) (Physics department of Tianshui Normal university, Tianshui 741000, China)

2) (College of Physics and Electronic Engineering, Northwest Normal university, Lanzhou 730070, China)

3) (China Institute of Atomic Energy, PO Box 275(18), Beijing 102413, China)

(Received 18 July 2013; revised manuscript received 16 April 2014)

Abstract

Dependence of self-energy components and cross sections of nucleons in-medium on the relative momentum of nucleons in nuclear matter from different projections choices of invariant amplitudes is studied within the framework of Dirac-Brueckner-Hartree-Fock model. Special attention is paid to the discrepancy between the self-energies and cross sections for different choices in various separate chances. Our results indicate that the self-energy of nucleons in the states with spin $S = 1$ and isospin triplets $T = 1$ is larger than those with $S = 0$ and $T = 0$ at a specified relative momentum. The dependence of the self-energies of nucleons in various reaction channels on the pseudo-scalar (PS) choice are more pronounced than that on the complete pseudo vector (CPV) choice, which is mainly due to the states with smaller total momentum quantum numbers J . Results of the in-medium differential cross sections show that the difference between $d\sigma/d\Omega$ for the neutron-proton and neutron-neutron (or proton-proton) in various choices is larger for smaller relative momentum of nucleons and smaller scattering angles in mass center reference frame. However, the total cross section σ_{total} in the CPV choice is always larger than that in the PS choice. All these discrepancies will disappear with increasing incident energy.

Keywords: self-energy, cross section, projection of invariant amplitudes, Dirac-Brueckner-Hartree-Fock model

PACS: 21.30.-x, 21.65.-f, 11.80.Et

DOI: 10.7498/aps.63.152101

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11265013).

† Corresponding author. E-mail: yzxing@tsnc.edu.cn