

文章编号:2095-6134(2018)04-0457-06

重离子碰撞中的张量力效应*

余冲, 郭璐[†]

(中国科学院大学物理科学学院, 北京 100049)
(2017 年 4 月 12 日收稿; 2017 年 5 月 5 日收修改稿)

Yu C, Guo L. Role of the Skyrme tensor force in heavy-ion collision[J]. Journal of University of Chinese Academy of Sciences, 2018, 35(4):457-462.

摘要 采用时间相关的 Hartree-Fock (TDHF) 理论, 研究 $^{16}\text{O} + ^{40}\text{Ca}$ 反应体系中 Skyrme 张量力对重离子碰撞的影响。数值计算包含 Skyrme 能量密度泛函中的所有项, 在没有任何对称性约束的三维笛卡尔坐标系下完成。TDHF 理论微观自洽地包含泡利原理和自旋-轨道作用等量子效应。系统研究张量力对库仑位垒、高能融合阈值以及 Skyrme 能量密度泛函中各项能量贡献的影响。发现张量力对自旋饱和和体系 $^{16}\text{O} + ^{40}\text{Ca}$ 的库仑位垒没有影响, 但对高能融合阈值影响较大, 同位旋标量和同位旋矢量张量项以及平均场的重排使高能融合阈值升高。张量力会使 Skyrme 能量密度泛函中一些项的能量贡献大小发生变化, 同位旋标量张量项以及平均场的重排使自旋流赝张量项的总能量贡献增大, 同位旋矢量张量项以及平均场的重排使自旋流赝张量项的总能量贡献减小。

关键词 时间相关的 Hartree-Fock; 张量力; 库仑位垒; 高能融合阈值

中图分类号: O571.6 文献标志码: A doi:10.7523/j.issn.2095-6134.2018.04.005

Role of the Skyrme tensor force in heavy-ion collision

YU Chong, GUO Lu

(School of Physical Sciences, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

Abstract In this paper, we studied the role of Skyrme tensor force in $^{16}\text{O} + ^{40}\text{Ca}$ collision using the time-dependent Hartree-Fock (TDHF) theory with the full terms of Skyrme effective interaction. The calculations were carried out in three-dimensional Cartesian bases without any symmetry restrictions. The TDHF theory incorporates various quantum effects including Pauli effect and spin-orbit coupling. We systematically studied effects of the Skyrme tensor force on Coulomb barrier, upper fusion threshold energy, and Skyrme energy density functional for the $^{16}\text{O} + ^{40}\text{Ca}$ system. The Skyrme tensor force has no influence on Coulomb barrier in the spin-saturated system $^{16}\text{O} + ^{40}\text{Ca}$, and the tensor force plays a non-negligible role for upper fusion threshold energy. The isoscalar and isovector tensor terms and the rearrangement of mean-field tend to increase the upper fusion threshold energy. The tensor force leads to some changes in Skyrme energy density functional. The isoscalar tensor term and the rearrangement of mean-field increase the total energy contributions of

* 国家自然科学基金面上项目(11175252, 11575189)、NSFC-JSPS 国际合作项目(11711540016)和中国科学院大学校所合作基金资助
[†] 通信作者, E-mail: luguo@ucas.ac.cn

pseudotensor spin-current term, while the isovector tensor term and the rearrangement of mean-field decrease the total energy contributions of pseudotensor spin-current term.

Keywords time-dependent Hartree-Fock; tensor force; Coulomb barrier; upper fusion threshold energy

时间相关的 Hartree-Fock (TDHF) 理论最早由狄拉克于 1930 年提出^[1],它是基于自洽平均场近似的微观量子多体理论,该理论成功地用于研究熔合反应^[2-4]、深度非弹散射^[5-8]、巨共振^[9-10]、准裂变^[11]等多种核物理现象。

近年来,张量力效应成为原子核物理领域的一个热门研究课题。张量力效应在原子核结构性质的描述方面起着非常重要的作用^[12],从平均场理论相关研究可以知道,张量力对自旋-轨道劈裂^[13-15]以及丰中子核中可能出现的新幻数^[16]有很大的影响,Otsuka 等^[17-19]发现在奇异核壳层演化过程中,张量力能够很好地解释核子单粒子能级的演化。

上面这些都是有关张量力在原子核结构与性质方面的研究,很少有研究涉及到张量力对重离子碰撞的影响,大多数理论模型在重离子碰撞中都忽略张量力的贡献。Stevenson 等^[20]对张量力在¹⁶O + ¹⁶O 反应的研究中,发现张量力对熔合阈值和 Skyrme 能量密度泛函中各项能量贡献的影响是不可忽略的。Dai 等^[21]研究张量力对¹⁶O + ¹⁶O 体系能量耗散和熔合截面的影响,发现能量耗散的大小依赖于 Skyrme 参数的选择;另外还发现未包含张量力的 SLy5 参数计算的¹⁶O + ¹⁶O 熔合截面比实验值大将近 25%,而包含张量力的 TI1 参数计算得到的¹⁶O + ¹⁶O 熔合截面与实验值符合得很好。

但是张量力在其他反应体系中的动力学效应还不是很清楚,本文采用包含有完整张量力项的 Skyrme 有效作用,和 THFD 理论研究¹⁶O + ⁴⁰Ca 体系中张量力对库仑位垒、高能熔合阈值以及 Skyrme 能量密度泛函中各项能量贡献的影响。

1 理论方法

Hartree-Fock 理论是一种平均场近似理论,在平均场近似下,剩余相互作用被略去,每一个粒子在平均场中做独立运动。Hartree-Fock 方程可以通过变分法得到

$$\hat{h}\psi_\lambda = \epsilon_\lambda \psi_\lambda, \quad (1)$$

式中: ψ_λ 是单粒子态 ϵ_λ 的能量; \hat{h} 是平均场哈密顿量算符。TDHF 理论的作用量为

$$S = \int_{t_1}^{t_2} dt \langle \psi(\mathbf{r}, t) | H - i\hbar \partial_t | \psi(\mathbf{r}, t) \rangle, \quad (2)$$

式中: H 为多体哈密顿量算符; $\psi(\mathbf{r}, t)$ 为多体波函数,在平均场近似下,可以表达为单粒子波函数 $\varphi_\lambda(\mathbf{r}, t)$ 的 Slater 行列式。通过对作用量 S 求变分 $\delta S / \delta \psi^* = 0$,可以得到 TDHF 方程

$$i\hbar \partial_t \phi_\lambda = h \phi_\lambda, \lambda = 1, \dots, N. \quad (3)$$

目前大多数 Hartree-Fock 和 TDHF 计算,采用 Skyrme 有效相互作用^[22],Skyrme 相互作用最早是由 Skyrme 于 20 世纪 50 年代提出^[22-25],之后 Skyrme 给出含参数的 Skyrme 有效作用势,现在的 Skyrme 有效作用势已经有几十套常用的参数,例如 SkM^{*}^[26],SLy4d^[27],SLy5^[28],SLy5t^[28]和 TIJ^[29]等。完整的 Skyrme 相互作用势为

$$\begin{aligned} v_{sk}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = & t_0(1 + x_0 \hat{P}_\sigma) \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) + \\ & \frac{1}{2} t_1(1 + x_1 \hat{P}_\sigma) [k'^2 \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) k^2] + \\ & t_2(1 + x_2 \hat{P}_\sigma) \mathbf{k}' \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \mathbf{k} + \\ & \frac{1}{6} t_3(1 + x_3 \hat{P}_\sigma) \rho^\alpha \left(\frac{\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2}{2} \right) \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) + \\ & iW_0(\boldsymbol{\sigma}_1 + \boldsymbol{\sigma}_2) \cdot \mathbf{k}' \times \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \mathbf{k} + \\ & \frac{t_e}{2} \{ [3(\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \mathbf{k}')(\boldsymbol{\sigma}_2 \cdot \mathbf{k}') - (\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \boldsymbol{\sigma}_2) k'^2] \\ & \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) + \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) [3(\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \mathbf{k})(\boldsymbol{\sigma}_2 \cdot \mathbf{k}) - \\ & (\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \boldsymbol{\sigma}_2) k^2] \} + t_0 [3(\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \mathbf{k}') \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \\ & (\boldsymbol{\sigma}_2 \cdot \mathbf{k}) - (\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \boldsymbol{\sigma}_2) \mathbf{k}' \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \mathbf{k}] \quad (4) \end{aligned}$$

式中: $t_i, x_j (i, j = 0, 1, 2, 3), t_0, t_e$ 和 W_0 是 Skyrme 力的系数,其中 \mathbf{k} 和 \mathbf{k}' 定义为

$$\mathbf{k} = -\frac{(\nabla_1 - \nabla_2)}{2i}, \mathbf{k}' = \frac{(\nabla_1 - \nabla_2)}{2i}.$$

对应的 Skyrme 能量密度泛函为

$$\begin{aligned} E = \int d^3r H(\rho, \tau, \mathbf{j}, s, T, \mathbf{J}, \mathbf{F}; \mathbf{r}) = \\ \int d^3r \sum_{i=0,1} \{ A_i^p [\rho_0] \rho_i^2 + A_i^{\Delta p} \rho_i \Delta \rho_i + A_i^{\tau p} \rho_i \tau_i + \\ A_i^{\Delta s} s_i \cdot \Delta \mathbf{s} + A_i^{\tau s} s_i \cdot \mathbf{T}_i + A_i^{\nabla j} \rho_i \nabla \cdot \mathbf{J}_i + \\ A_i^s [\rho_0] s_i^2 - A_i^{\tau j} J_i^2 - A_i^{\sum} \sum_{\mu, \nu=x} J_{i, \mu\nu} J_{i, \mu\nu} + \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& A_t^V s_t \cdot \nabla \times \mathbf{j}_t - B_t^T \sum_{\mu, \nu=x}^z J_{t, \mu \nu} J_{t, \nu \mu} + B_t^F s_t \cdot \mathbf{T}_t - \\
& \frac{1}{2} B_t^F \sum_{\mu, \nu=x}^z J_{t, \mu \nu} J_{t, \nu \mu} - \frac{1}{2} B_t^F \left(\sum_{\mu=x}^z J_{t, \mu \mu} \right)^2 + \\
& B_t^F s_t \cdot \mathbf{F}_t + B_t^{\Delta s} s_t \cdot \Delta s_t + B_t^{\Delta s} (\nabla \cdot s_t)^2 \}, \quad (5)
\end{aligned}$$

式中: $\rho, \tau, \mathbf{j}, \mathbf{s}, \mathbf{T}, \mathbf{J}, \mathbf{F}$ 为 Skyrme 力的各个密度, 相关定义见文献[20], 各项前面的系数与 $t_i, x_j (i, j=0, 1, 2, 3), t_o, t_e$ 和 W_0 的关系见文献[27]。

本文采用不包含张量力的 SLy5^[28] 和包含张量力的 SLy5t^[28], T22, T26, T44^[29] 总共 5 组 Skyrme 参数, 研究 $^{16}\text{O} + ^{40}\text{Ca}$ 反应中的张量力效应, TDHF 方程的计算是在没有任何对称性的三维数值格点上进行, 格点的间隔是 1.0 fm。首先由 Hartree-Fock 方程求解 ^{16}O 和 ^{40}Ca 的基态波函数, 所用数值盒子大小为 24 fm \times 24 fm \times 24 fm; 在得到 ^{16}O 和 ^{40}Ca 的基态波函数之后, 采用 TDHF 方程做 $^{16}\text{O} + ^{40}\text{Ca}$ 的动力学计算, 动力学计算所用数值盒子大小为 42 fm \times 24 fm \times 36 fm, 时间演化的步长为 $\Delta t = 0.2$ fm/c, 初始时刻弹靶核相对距离为 28 fm。

2 张量力对熔合窗口的影响

文献[20]研究张量力对 $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ 反应熔合阈值的影响, 但是没有讨论张量力对动力学反应中熔合窗口的影响。由于熔合窗口的大小取决于高能熔合阈值与低能熔合阈值的差值, 而对于中轻核反应体系, 低能熔合阈值等于库仑位垒的高度。

2.1 库仑位垒

首先采用冻结密度近似的方法^[30] 研究库仑位垒, 该方法的主要思想是将动力学过程弹靶核的密度冻结在基态, 在弹靶核相距为 R 时, 由体系的总能量减去弹靶核各自的基态能量, 从而得到两核之间的冻结近似势^[31], 其计算公式为

$$V^{\text{FD}}(R) = E[\rho_{\text{P+T}}](R) - E[\rho_{\text{T}}] - E[\rho_{\text{P}}], \quad (6)$$

式中: $\rho_{\text{P+T}} = \rho_{\text{P}} + \rho_{\text{T}}$ 是弹靶核整个体系的总密度; E 为体系 Skyrme 能量密度泛函, 具体形式见式(5)。

利用 SLy5, SLy5t, T22, T26, T44 这 5 组 Skyrme 参数, 采用冻结密度近似方法, 计算 $^{16}\text{O} + ^{40}\text{Ca}$ 体系弹靶核之间库仑位垒的高度与位置, 计算精度为 0.01 fm, 计算结果见图 1 和表 1。

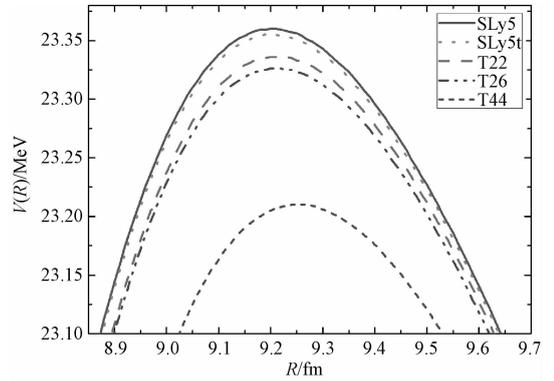


图 1 相互作用势 $V(R)$

Fig. 1 Interaction potential $V(R)$

表 1 库仑位垒的高度 V 与位置 R

Table 1 Height V and location R of Coulomb barrier

	SLy5	SLy5t	T22	T26	T44	实验值 ^[32]
V/MeV	23.36	23.36	23.34	23.33	23.21	23.06
R/fm	9.20	9.20	9.21	9.21	9.25	9.21

从表 1 的结果可以看出, SLy5 和 SLy5t 参数得出的库仑位垒高度和位置相同, 这是由于张量力对自旋饱和核 ^{16}O 与 ^{40}Ca 的基态性质没有影响; 而 T22, T26, T44 参数的库仑位垒高度和位置计算结果存在很小的差异, 该差异是由于这 3 套 Skyrme 参数非张量力部分耦合常数的不同而引起的。图 1 具体展示 5 组参数的相互作用势 V 与两核相对距离 R 关系的曲线。

综上所述, 张量力对自旋饱和 $^{16}\text{O} + ^{40}\text{Ca}$ 体系的库仑位垒的位置与高度没有影响。

2.2 高能熔合阈值

采用 SLy5, SLy5t, T22, T26, T44 这 5 组参数系统研究 $^{16}\text{O} + ^{40}\text{Ca}$ 体系的高能熔合阈值。高能熔合阈值的定义是: 在对心碰撞(碰撞参数等于零)情况下, 使得体系能够熔合时的最大质心系能量。在我们的研究中计算精度为 1 MeV, 计算结果见表 2。

表 2 高能熔合阈值

Table 2 The upper fusion threshold energy

Skyrme 力	高能熔合阈值/MeV
SLy5	142
SLy5t	145
T22	138
T26	143
T44	140

由表 2 可知 SLy5t 和 T26 参数使得高能熔合阈值显著升高; 而 T22 和 T44 参数使得高能熔合

阈值降低。由文献[29]可知 T26 和 T44 参数的同位旋标量耦合常数是相同的,都等于 $120 \text{ MeV} \cdot \text{fm}^5$, 同位旋矢量耦合常数分别为 120 和 $0 \text{ MeV} \cdot \text{fm}^5$, 对比表 2 中 T26 和 T44 的高能熔合阈值,可以得到同位旋矢量张量项以及平均场重排使高能熔合阈值升高; T22 和 T44 参数的同位旋矢量耦合常数是相同的,都等于 $0 \text{ MeV} \cdot \text{fm}^5$, 同位旋标量耦合常数分别为 0 和 $120 \text{ MeV} \cdot \text{fm}^5$, 对比表 2 中 T22 和 T44 的高能熔合阈值,可以得到同位旋标量张量项以及平均场重排使高能熔合阈值升高。由此可知张量力对高能熔合阈值有显著影响。在文献[22]中,发现 $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ 体系中张量力对高能熔合阈值的影响也不可忽略。

综合张量力对低能熔合阈值和高能熔合阈值的影响,在 $^{16}\text{O} + ^{40}\text{Ca}$ 体系中,张量力主要通过对高能熔合阈值的影响,从而使得熔合窗口的大小发生变化。其中 SLy5t 和 T26 参数使得熔合窗口变大,而 T22 和 T44 参数使得熔合窗口变小。

3 张量力对 Skyrme 能量密度泛函中各项能量贡献的影响

为研究张量力对 Skyrme 能量密度泛函中各项能量贡献的影响,选取 SLy5 和 SLy5t 参数,质心系下的体系能量 $E_{c.m.} = 170 \text{ MeV}$, 碰撞参数 $b = 0 \text{ fm}$, 对 $^{16}\text{O} + ^{40}\text{Ca}$ 体系 Skyrme 能量密度泛函中各项能量的贡献进行研究,奇时间项部分的能量贡献的计算结果见图 2。对比表 2 中 $^{16}\text{O} + ^{40}\text{Ca}$ 体系 SLy5 和 SLy5t 参数下高能熔合阈值可知,在 $E_{c.m.} = 170 \text{ MeV}$ 的对心碰撞,发生的是深度非弹碰撞。由图 2 发现,在动力学的初始时刻,奇时间各项的能量贡献都为零,因为初始时刻体现的弹靶核的基态性质,奇时间项对偶偶核的基态没有影响,随着弹核和靶核逐渐靠近,各项能量贡献逐渐出现差异,因为 s^2 项仅出现在中心力场中,张量力部分没有 s^2 项,所以在 SLy5 和 SLy5t 参数下, s^2 项的能量贡献差异来自于平均场的重排; 由于 SLy5 参数中不包含张量力部分的 $s \cdot \mathbf{F}$ 项,因此整个动力学过程中,SLy5 参数计算的 $s \cdot \mathbf{F}$ 项能量贡献为零; 而 $s \cdot \mathbf{T}$ 项既有中心力场部分,又有张量力部分,从 $s \cdot \mathbf{T}$ 项的能量贡献知道,张量力抵消了一部分来自中心力场 $s \cdot \mathbf{T}$ 项的能量贡献。

图 3 展示的是来自 J^2 项中各个分项能量贡献以及总能量贡献。由于 SLy5 参数中没有张量力项,只包含有 J_{uv}^2 项,因此 J_{uv}^2 项贡献和 $J_{uv} J_{vu}$ 项贡

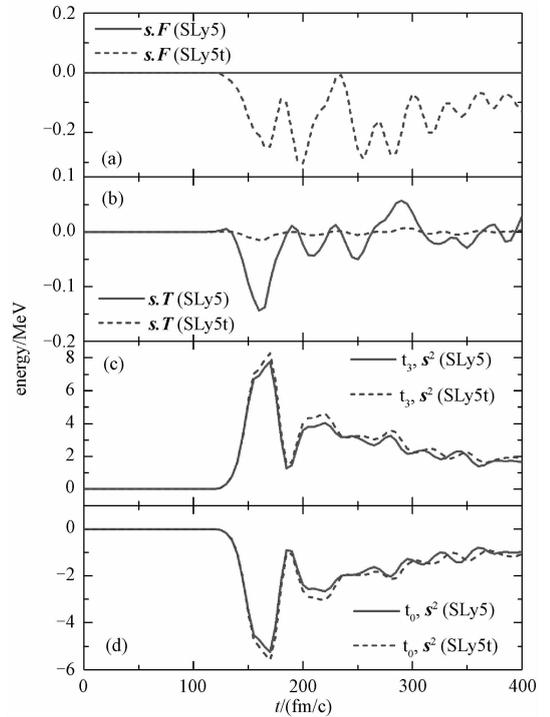


图 2 奇时间项的能量贡献

Fig. 2 Energy contribution of time-odd terms

献分别为零。从图 3(d) 可以看到,由于张量力的引入, J^2 项的总能量贡献符号是相反的,其原因是 SLy5t 参数中所包含的 J^2 项既有中心力场部分,又有张量力部分,中心力场部分 J^2 项的耦合常数是正的,张量力部分 J^2 项的耦合常数是负

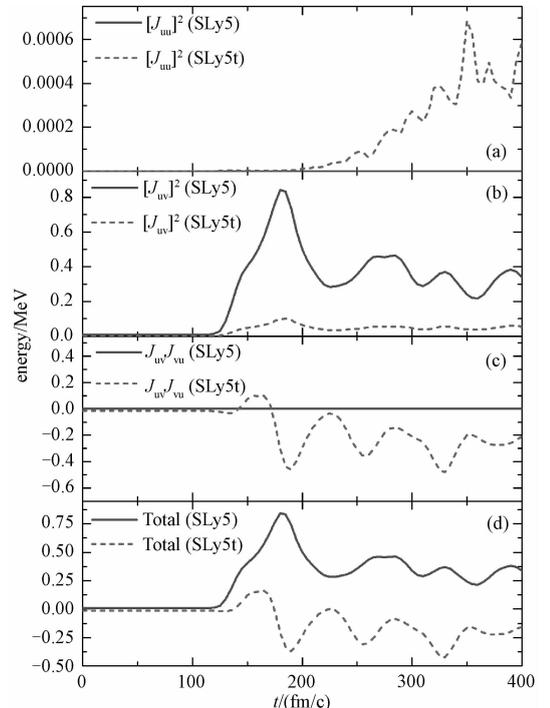


图 3 J^2 项的能量贡献

Fig. 3 Total energy contribution of J^2 term

的,即这两部分的效应相反,并且对中心力场和张量力部分的 J^2 项求和之后,总耦合常数为负值,从而使得SLy5t的 J^2 项总能量贡献为负值。

以上研究是在 $^{16}\text{O} + ^{40}\text{Ca}$ 体系发生深度非弹碰撞下的结果,我们还研究 $^{16}\text{O} + ^{40}\text{Ca}$ 体系发生熔合时的情况,当质心系能量 $E_{\text{c.m.}} = 46.5$ MeV,碰撞参数 $b = 5.0$ fm时会发生熔合,在该反应中,不同Skyrme参数下 J^2 项的总能量贡献见图4。

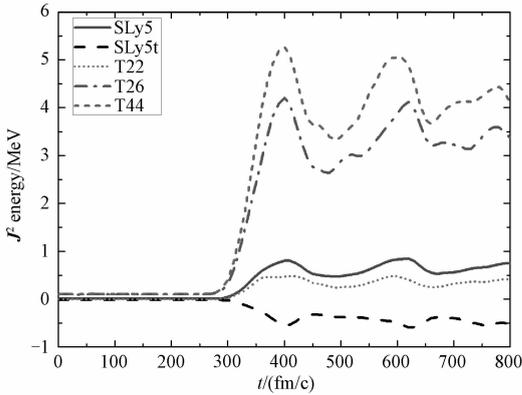


图4 不同力 J^2 项的总能量贡献

Fig. 4 Total energy contribution of J^2 term for different forces

在图4中,动力学的初始时刻,所有参数的 J^2 项的总能量贡献都近似为零,当进入碰撞阶段, J^2 项的总能量贡献都不为零,而且只有SLy5t的 J^2 项的总能量贡献是负值,其他4组参数的 J^2 项的总能量贡献都是正值。由文献[29]可知,T26和T44参数的同位旋标量耦合常数是相同的,都等于 $120 \text{ MeV} \cdot \text{fm}^5$,同位旋矢量耦合常数分别为120和0 $\text{MeV} \cdot \text{fm}^5$,对比图4中T26和T44的 J^2 项的总能量贡献,可以得到同位旋矢量张量项以及平均场重排使 J^2 项的总能量贡献减小;T22和T44参数的同位旋矢量耦合常数是相同的,都等于0 $\text{MeV} \cdot \text{fm}^5$,同位旋标量耦合常数分别为0和 $120 \text{ MeV} \cdot \text{fm}^5$,对比图4中T22和T44的 J^2 项的总能量贡献,可以得到同位旋标量张量项以及平均场重排使 J^2 项的总能量贡献增大。而且包含张量力的4组参数的能量贡献大小与不包含张量力SLy5参数的能量贡献大小都不同。以上这些结果表明在重离子碰撞过程中,张量力对Skyrme能量密度泛函能量贡献的影响是不可忽略的。

4 小结与展望

通过以上张量力对 $^{16}\text{O} + ^{40}\text{Ca}$ 体系库仑位垒、高能熔合阈值以及Skyrme能量密度泛函能量贡

献影响的研究发现,张量力对自旋饱和体系 $^{16}\text{O} + ^{40}\text{Ca}$ 的库仑位垒没有影响;张量力对高能熔合阈值影响比较显著,同位旋标量、同位旋矢量张量项和平均场重排使得高能熔合阈值升高,其中SLy5t和T26参数使得熔合窗口变大,而T22和T44参数使得熔合窗口变小;在重离子碰撞中,张量力使Skyrme能量密度泛函中的各项能量贡献发生变化,同位旋标量张量项以及平均场重排使自旋流项张量项的总能量贡献增大,同位旋矢量张量项以及平均场重排使自旋流项张量项的总能量贡献减小。综上所述,张量力对 $^{16}\text{O} + ^{40}\text{Ca}$ 体系重离子碰撞过程的影响是不可忽略的。

有关张量力在核反应的效应,未来还有很多值得继续去研究的课题,比如:张量力对熔合截面和动力学库仑位垒的影响,张量力对核反应中动力学耗散影响等等。

本文中的计算是在国家超级计算天津中心计算资源的支持下完成的。

参考文献

- [1] Dirac P A. Note on exchange phenomena in the Thomas atom [J]. Mathematical Proceedings of the Cambridge Philosophical Society, 1930, 26(3): 376-385.
- [2] Guo L, Maruhn J A, Reinhard P G, et al. Conservation properties in the time-dependent Hartree Fock theory [J]. Phys Rev C, 2008, 77(4): 041 301.
- [3] Umar A S, Oberacker V E, Maruhn J A, et al. Entrance channel dynamics of hot and cold fusion reactions leading to superheavy elements [J]. Phys Rev C, 2010, 81(6): 064 607.
- [4] Guo L, Nakatsukasa. Time-dependent Hartree-Fock studies of the dynamical fusion threshold [C] // Ershov S, Shneydman T, Vdovin A, et al. International Conference on Nuclear Structure and Related Topics. London: EDP Sciences Press, 2012: 09 003.
- [5] Maruhn J A, Reinhard P G, Stevenson P D, et al. Spin-excitation mechanisms in Skyrme-force time-dependent Hartree-Fock calculations [J]. Phys Rev C, 2006, 74(2): 027 601.
- [6] Guo L, Maruhn J A, Reinhard P G. Boost-invariant mean field approximation and the nuclear Landau-Zener effect [J]. Phys Rev C, 2007, 76(1): 014 601.
- [7] Simenel C. Particle-number fluctuations and correlations in transfer reactions obtained using the Balian-Vénéroni variational principle [J]. Phys Rev Lett, 2011, 106(11): 112 502.
- [8] Dai G F, Guo L, Zhao E G, et al. Dissipation dynamics and

- spin-orbit force in time-dependent Hartree-Fock theory [J]. Phys Rev C, 2014, 90(4): 044 609.
- [9] Simenel C, Chomaz P, France D. Quantum calculation of the Dipole excitation in fusion reactions [J]. Phys Rev Lett, 2001, 86(14): 2 971.
- [10] Reinhard P G, Guo L, Maruhn J A. Nuclear giant resonances and linear response[J]. Eur Phys J A, 2007, 32: 19-23.
- [11] Wakhle A, Simenel C, Hinde D, et al. Interplay between quantum shells and orientation in quasifission[J]. Phys Rev Lett, 2014, 113(18): 182 502.
- [12] Suckling E B. Nuclear structure and dynamics from the fully unrestricted Skyrme-Hartree-Fock model [D]. Guildford: University of Surrey, 2011.
- [13] Colò G, Sagawa H, Fracasso S, et al. Spin orbit splitting and the tensor component of the Skyrme interaction[J]. Phys Lett B, 2007, 646(5): 227-231.
- [14] Li Z Y, Wang Y Z, Yu G L, et al. Tensor force effect on proton shell structure in neutron-rich Ca isotopes [J]. Sci China-Phys Mech Astron, 2013, 56(9): 1 719-1 729.
- [15] Cao L G, Colò G, Sagawa H, et al. Effects of the tensor force on the multipole response in finite nuclei [J]. Phys Rev C, 2009, 80(6): 064 304.
- [16] Grasso M. Magicity of the ^{52}Ca and ^{54}Ca isotopes and tensor contribution within a mean-field approach [J]. Phys Rev C, 2014, 89(3): 034 316.
- [17] Otsuka T, Fujimoto R, Utsuno Y, et al. Magic numbers in exotic nuclei and spin-isospin properties of the NN interaction [J]. Phys Rev Lett, 2001, 87(8): 082 502.
- [18] Otsuka T, Matsuo T, Abe D. Meanfield with tensor force and shell structure of exotic nuclei [J]. Phys Rev Lett, 2006, 97(16): 162 501.
- [19] Otsuka T, Suzuki T, Fujimoto R, et al. Evolution of nuclear shells due to the tensor force [J]. Phys Rev Lett, 2005, 95(23): 232 502.
- [20] Stevenson P D, Suckling E B, Fracasso S, et al. Skyrme tensor force in heavy ion collisions [J]. Phys Rev C, 2016, 93(5): 054 617.
- [21] Dai G F, Guo L, Zhao E G, et al. Effect of tensor force on dissipation dynamics in time-dependent Hartree-Fock theory [J]. Sci China-Phys Mech Astron, 2014, 57(9): 1 618-1 622.
- [22] Skyrme T R M. The nuclear surface [J]. Philos Mag, 1956, 1(11): 1 043-1 054.
- [23] Skyrme T R M. The effective nuclear potential [J]. Nuclear Physics, 1959, 9(4): 615-634.
- [24] Skyrme T R M. The spin-orbit interaction in nuclei [J]. Nuclear Physics, 1958, 9(4): 635-640.
- [25] Bell J S, Skyrme T R M. The nuclear spin-orbit coupling [J]. Phil Mag, 1956, 1(11): 1 055-1 068.
- [26] Bartel J, Quentin P, Brack M, et al. Towards a better parametrisation of Skyrme-like effective forces: a critical study of the SkM force [J]. Nuclear Physics A, 1982, 386(1): 79-100.
- [27] Kim K, Otsuka K, Bonche P. Three-dimensional TDHF calculations for reactions of unstable nuclei [J]. J Phys G, 1997, 23: 1 273-1 276.
- [28] Chabanat E, Bonche P, Haensel P, et al. A Skyrme parametrization from subnuclear to neutron star densities Part II. Nuclei far from stabilities [J]. Nuclear Physics A, 1998, 635(2): 231-256.
- [29] Lesinski T, Bender M, Bennaceur K, et al. Tensor part of the Skyrme energy density functional: spherical potentials in the synthesis of the heaviest nuclei [J]. Eurnuclei [J]. Phys Rev C, 2007, 76(1): 014 312.
- [30] Denisov V Y, Nörenberg W. Entrance channel Phys J A-Hadrons and Nuclei, 2002, 15(3): 375-388.
- [31] Washiyama K, Lacroix D. Energy dependence of the nucleus-nucleus potential close to the Coulomb barrier [J]. Phys Rev C, 2008, 78(2): 024 610.
- [32] Vaz L Z, Alexander J M, Satchler G R. Fusion barriers, empirical and theoretical: evidence for dynamic deformation in subbarrier fusion [J]. Phys Rep, 1981, 69(5): 373-399.