

文章编号: 1007-4627(2001)04-0276-06

# 动量相关作用在原子核阻止作为探针中的重要性

刘建业<sup>1,2</sup>, 郭文军<sup>2</sup>, 杨艳芳<sup>2</sup>, 左 维<sup>1,2</sup>, 李希国<sup>1,2</sup>, 赵 强<sup>1</sup>

(1 兰州重离子加速器国家实验室原子核理论中心, 甘肃 兰州 730000;

2 中国科学院近代物理研究所, 甘肃 兰州 730000)

**摘 要:** 最近的研究工作表明原子核阻止强烈地依赖于两核子碰撞截面而较弱的依赖同位旋相关的平均场(对称势). 故原子核阻止可以作为提取介质中同位旋相关核子-核子碰撞截面的探针. 详细的计算表明动量相关作用在提高原子核阻止对两体碰撞的敏感性和减弱对称势的敏感性中起了重要作用.

**关键词:** 原子核阻止; 同位旋效应; 对称势; 重离子碰撞; 探针

**中图分类号:** O571.4      **文献标识码:** A

## 1 引言

同位旋非对称核物质状态方程(EoS)和介质中同位旋相关的核子-核子碰撞截面不仅对于了解原子核的性质非常重要, 同时对于研究宇宙和天体演化中的许多问题也是至关重要的<sup>[1]</sup>. 尽管动量相关的 EOS 对于同位旋对称核物质的物理观测量的作用一直在研究<sup>[2-5]</sup>, 但对同位旋非对称核物质性质的认识非常有限. 李保安等人研究表明重离子反应中的前平衡发射中子-质子比是提取对称势的灵敏探针. 我们最近的研究表明<sup>[6-8]</sup>原子核阻止是提取中能重离子碰撞中介质中同位旋相关核子-核子碰撞截面的灵敏探针. 因为原子核阻止在费米能以上能区直到 150 MeV/u 灵敏地依赖于介质中同位旋相关的碰撞截面, 而较弱地依赖于对称势. 本文的仔细研究表明在得到以上特殊性质中动量相关作用(MDI)起了重要作用, 发现在重离子碰撞过程中动量相关作用对于原子核阻止产生重要作用. 因为一方面在碰撞初期在 MDI 存在的情况下, 传播着的核子受到了强的横向加速, 结果与没有 MDI 的情况比较, 增加了原子核阻止. 同时由于实验的中子-质子碰撞截面  $\sigma_{np}$  在每核子 300 MeV 以下大约是中子-中子  $\sigma_{nn}$  (质子-质子  $\sigma_{pp}$ ) 碰撞截面的 2-3 倍. 故

考虑核子-核子碰撞截面同位旋相关性( $\sigma_{np} \neq \sigma_{nn} = \sigma_{pp}$ )后的原子核阻止大于同位旋无关( $\sigma_{np} = \sigma_{nn} = \sigma_{pp}$ )的原子核阻止. 因此 MDI 和两体碰撞同位旋效应将导致在 MDI 存在条件下, 考虑两体碰撞同位旋效应与不考虑两体碰撞同位旋效应的原子核阻止之差大于没有 MDI 条件下相应的差值, 即 MDI 增加了原子核阻止对两体碰撞同位旋效应的灵敏性. 而另一方面, 由于对称势对中子为斥力, 对质子为吸引力, 因而导致多于质子数的中子脱离束缚并使自由中子比自由质子获得更多能量. 结果对称势将明显地增加 MDI 对于传输核子横向加速的耗散过程. 仔细计算表明来自对称势  $U_{sym}^{nn}$  的原子核阻止大于同位旋无关平均场  $U_{sym}^{nn}$  的原子核阻止, 在 MDI 存在条件下产生于  $U_{sym}^{nn}$  和  $U_{sym}^{nn}$  的原子核阻止的差值大于无动量相关作用(NOMDI)情况下相应的原子核阻止的差值. 但这里特别重要的是在 MDI 存在的条件下, 基于两体耗散同位旋效应原子核阻止差值的增量大于基于一体耗散同位旋效应原子核阻止差值的增量. 也就是说, 两者相互比较而言, MDI 增加了原子核阻止对于核子-核子碰撞截面同位旋的灵敏性, 而减弱了原子核阻止对于对称势的灵敏性, 即最后总效应导致到原子核阻止灵敏地依赖于介质中核子-核子碰撞截面而较弱的依赖对称势,

收稿日期: 2001-09-29, 修改日期: 2001-10-08

\* 基金项目: 国家重大研究发展 973 基金资助项目(G2000077400); 中国科学院百人计划基金资助项目; 国家自然科学基金资助项目(10004012, 19847002, KJ951-A1-410); 中国科学院基金资助项目

作者简介: 刘建业(1937-), 男(汉族), 陕西淳化人, 研究员, 博士生导师, 从事核物理理论研究.

从而我们在文献[6-8]中建议: 原子核阻止作为提取介质中同位旋相关截面的灵敏探针。

## 2 理论模型

由量子分子动力学描述的中能重离子碰撞动力学包括3个动力学因素: 同位旋相关的平均场-对称势; 介质中核子-核子碰撞截面和 Pauli 阻塞. 为了合理的描述重离子碰撞的同位旋效应, 应给予 QMD 合理的改造: 密度依赖的平均场必须包括修正的同位旋项, 即它包括对称势和库仑势; 介质中核子-核子碰撞截面应对中子-质子和中子-中子(质子-质子)碰撞加以区别; Pauli 阻塞同样应该对中子和质子加以区分. 除此而外, 碰撞核基态的初始化条件亦应包括同位旋效应. 这里每个核子都被有宽度  $\sqrt{L}$  的高斯波包描述:

$$\begin{aligned} \Psi_i(r, r_i, p, t) &= \frac{1}{(2\pi L)^{3/4}} \exp\left[-\frac{(r-r_i)^2}{4L}\right] \exp(p \cdot r_i), \end{aligned} \quad (1)$$

具有靶核和弹核质量  $A_t + A_p$  系统的 Wigner 分布如下:

$$\begin{aligned} f(r, p, t) &= \sum_i f_i(r, p, t) = \sum_i \frac{1}{(\pi\hbar)^3} \cdot \\ &\exp\left\{-\frac{(r-r_i)^2}{2L} - (p-p_i)^2 \frac{2L}{\hbar^2}\right\}. \end{aligned} \quad (2)$$

在同位旋相关量子分子动力学 (IQMD) 中, 碰撞核的密度分布用有参数 SKM<sup>(s)</sup> 的 Skyrme-Hartree-Fock 计算得到. IQMD 初始化程序被用来决定相互作用势的参数<sup>[10, 11]</sup>:

$$U = U^{\text{Sky}} + U^{\text{Coul}} + U^{\text{Yuk}} + U^{\text{Pauli}} + U^{\text{MDI}} + U^{\text{sym}}, \quad (3)$$

其中密度相关的 Skyrme 势  $U^{\text{Sky}}$  为

$$U^{\text{Sky}} = \alpha \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right) + \beta \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right)^2, \quad (4)$$

$U^{\text{Coul}}$  是库仑势; 表示有限核表面效应的 Yukawa 势<sup>[10]</sup>  $U^{\text{Yuk}}$  为

$$\begin{aligned} U^{\text{Yuk}} &= \frac{t_3}{2} \sum_{i \neq j} \frac{1}{r_{ij}} \exp\left(\frac{L}{m^2}\right) \cdot \\ &\left[ \exp\left(\frac{-m}{r_{ij}}\right) \operatorname{erfc}\left[\frac{\sqrt{L}}{m} - \frac{r_{ij}}{\sqrt{4L}}\right] - \right. \\ &\left. \exp\left(\frac{m}{r_{ij}}\right) \operatorname{erfc}\left[\frac{\sqrt{L}}{m} + \frac{r_{ij}}{\sqrt{4L}}\right] \right], \end{aligned} \quad (5)$$

式中  $\operatorname{erfc}$  是误差函数, 动量相关势  $U^{\text{MDI}}$  为<sup>[2]</sup>

$$U^{\text{MDI}} = t_1 \ln^2 [t_2 (p_1 - p_2)^2 + 1] \frac{\rho(r)}{\rho_0}, \quad (6)$$

泡里势  $U^{\text{Pauli}}$  为<sup>[12, 13]</sup>

$$\begin{aligned} U^{\text{Pauli}} &= V_p \left( \frac{\hbar}{p_0 q_0} \right)^4 \cdot \\ &\exp\left(-\frac{(r_i - r_j)^2}{2q_0^2} - \frac{(p_i - p_j)^2}{2p_0^2}\right) \delta_{\tau_i \tau_j}, \end{aligned} \quad (7)$$

式中  $\delta_{\tau_i \tau_j} = \begin{cases} +1, & \text{中子-中子或质子-质子} \\ 0, & \text{中子-质子} \end{cases}$

$U^{\text{sym}}$  是对称势, 在目前的计算中, 我们选用了3种不同的对称势<sup>[9]</sup>:

$$\begin{aligned} U_1^{\text{sym}} &= cF_1(u) \delta\tau_z, \\ U_2^{\text{sym}} &= cF_2(u) \left( \delta\tau_z + \frac{\delta^2}{2} \right), \\ U_3^{\text{sym}} &= cF_3(u) \left( \delta\tau_z - \frac{\delta^2}{4} \right), \end{aligned} \quad (8)$$

其中  $F_1(u) = u$ ,  $F_2(u) = u^2/(1+u)$ ,  $F_3(u) = u^{1/2}$ ,  $u = \rho/\rho_0$ ; 对中子  $\tau_z = 1$ , 对质子  $\tau_z = -1$ ; 对称势的强度一般取  $c = 32 \text{ MeV/u}$  和  $c = 0$  (即不考虑对称势  $U^{\text{sym}}$ ); 相对中子过剩  $\delta = (\rho_n - \rho_p)/(\rho_n + \rho_p) = (\rho_n - \rho_p)/\rho$ ;  $\rho$ ,  $\rho_0$ ,  $\rho_n$  和  $\rho_p$  分别是核密度、饱和密度、中子密度和质子密度. 近年来, 通过对中能重离子碰撞集体流研究表明, 介质效应使核子-核子碰撞截面变小<sup>[14, 15]</sup>, 经验的介质中核子-核子碰撞截面为<sup>[12]</sup>

$$\sigma^{\text{med}} = \sigma^{\text{free}} \left( 1 + \gamma \frac{\rho}{\rho_0} \right), \quad (9)$$

这里  $\sigma^{\text{free}}$  是实验上自由核子-核子碰撞截面<sup>[17]</sup>,  $\gamma = -0.2$ .

## 3 结果和讨论

原子核阻止是碰撞系统核子动量分布的各向异性

$$R = \frac{2}{\pi} \frac{|p_x|}{|p_z|} = \frac{2}{\pi} \frac{\sum_i (p_x^2(i) + p_y^2(i))^{1/2}}{\sum_i |p_z(i)|}, \quad (10)$$

原子核阻止在不同的状态方程, 即静态软方程 (NOMDI) 和动量相关的状态方程 (MDI), 为了突出原子核阻止中两体耗散和一体耗散的同位旋效应, 我们采用比较研究方法. 对于具有相同弹核质量和靶核质量的两组碰撞系统进行原子核阻止的模拟计算. 即一对逆反应系统  $^{76}\text{Zn} + ^{40}\text{Ar}$  和  $^{76}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$  的中子-质子比分别为 1.42 和 1.07, 一对质量对称

系统  $^{76}\text{Zn} + ^{76}\text{Zn}$  和  $^{76}\text{Kr} + ^{76}\text{Kr}$  的中子-质子比分别为 1.53 和 1.11. 因此在相同入射能量和碰撞参数的条件下, 物理观测的差别主要产生于同位旋效应.

图 1 上部是 MDI 存在条件下,  $^{76}\text{Zn} + ^{76}\text{Zn}$  (左边) 和  $^{76}\text{Kr} + ^{76}\text{Kr}$  (右边) 其同位旋相关核子-核子碰

撞截面(实线)和同位旋无关核子-核子碰撞截面(虚线)产生的原子核阻止的时间演化, 而图 1 下部与上部相同, 但原子核阻止分别产生于对称势  $U_2^{\text{sym}}$  (虚线) 和同位旋无关平均场  $U_2^{\text{asym}}$  (实线) 的时间演化. 很显然在 MDI 存在条件下, 图 1 上部中两线之

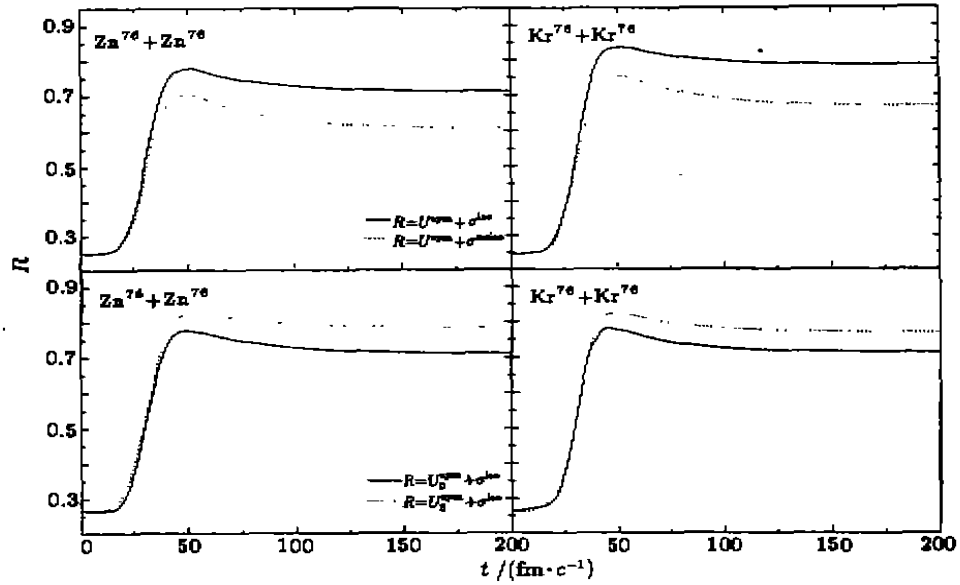


图 1 碰撞系统  $^{76}\text{Zn} + ^{76}\text{Zn}$  和  $^{76}\text{Kr} + ^{76}\text{Kr}$  的原子核阻止随时间的演化 ( $E=150 \text{ MeV/u}$ ,  $b=0.0 \text{ fm}$ )

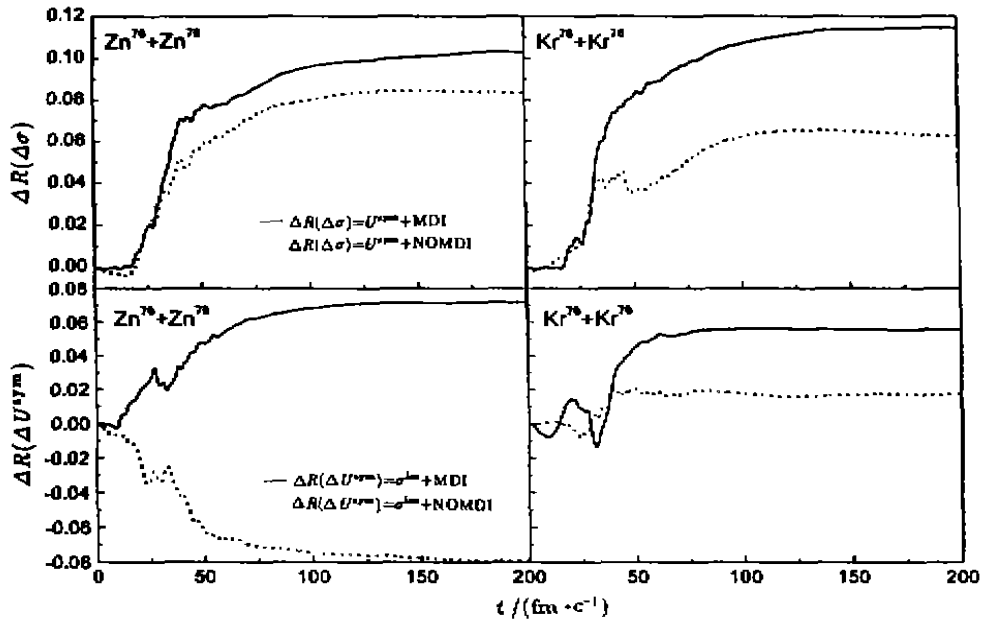


图 2 与图 1 相同入射道条件下, 同位旋相关与同位旋无关的核子-核子碰撞截面产生的原子核阻止的差值随时间的演化

差  $\Delta R(\Delta\sigma)$  来自于两体耗散的同位旋效应. 由于同位旋相关的平均核子-核子截面大于同位旋无关的核子-核子平均截面和大的核子-核子截面导致大的两体耗散, 因此产生于同位旋相关核子-核子截面

的原子核阻止大于同位旋无关核子-核子截面的原子核阻止. 而图 1 下部两线之差  $\Delta R(\Delta U_2^{\text{sym}})$  来源于一体耗散的同位旋效应, 即来自于  $U_2^{\text{sym}}$  的原子核阻止大于产生于  $U_2^{\text{asym}}$  的原子核阻止. 因为对称势  $U_2^{\text{sym}}$

导致比质子数多的中子脱离束缚，而且自由中子比自由质子获得更多的能量，最后对称势  $U_2^{sym}$  增加了由于 MDI 的存在而产生的核子的横向加速和耗散过程。图 2 上图为有 MDI 条件下的差值  $\Delta R(\Delta\sigma)$  (实线) 和没有 MDI 条件下的差值  $\Delta R(\Delta\sigma)$  (虚线) 的时间演化(反应系统  $^{76}\text{Zn}+^{76}\text{Zn}$  和  $^{76}\text{Kr}+^{76}\text{Kr}$ ，入射能量  $E=150\text{ MeV}$  和碰撞参数  $b=0.0\text{ fm}$ )。很明显 MDI 相关的  $\Delta R(\Delta\sigma)$  大于动量无关的  $\Delta R(\Delta\sigma)$ 。图 2 下图为产生于  $U_2^{sym}$  和  $U_3^{sym}$  的两个原子核阻止之差  $\Delta R(\Delta U^{sym})$  在有 MDI (实线) 和无 MDI (虚线) 条件下的时间演化。反应系统入射能量和碰撞参数和图 2 上图相同。很显然，MDI 相关的  $\Delta R(\Delta U^{sym})$  大于没有 MDI 的  $\Delta R(\Delta U^{sym})$ 。这里要强调，对于另外两种密度依赖的对称势  $U_1^{sym}$  和  $U_3^{sym}$  完成了同样的计算，其结论于图 2 下图相同。而且除质量对称碰撞系统  $^{76}\text{Zn}+^{76}\text{Zn}$  和  $^{76}\text{Kr}+^{76}\text{Kr}$  外，对于质量非对称碰撞系统  $^{76}\text{Zn}+^{40}\text{Ar}$  和  $^{76}\text{Kr}+^{40}\text{Ca}$  完成了同样的计算，尽管两对碰撞系统在相同入射能量和碰撞参数条件下，其系统激发能和压缩性不同，但其结论与图 2 相同。

MDI 同时加强了原子核阻止对于两体耗散和

一体耗散同位旋效应的敏感性，但这两种加强有何差别？图 3 是两种加强过程的比较。即图 3 是在 MDI 存在条件下反应系统  $^{76}\text{Zn}+^{76}\text{Zn}$  和  $E=150\text{ MeV/u}$  时的  $\Delta R(\Delta\sigma)$  (实线) 和  $\Delta R(\Delta U^{sym})$  (虚线) 作为碰撞参数的函数。可以明显看出，在  $b=0.0-4.0\text{ fm}$  时  $\Delta R(\Delta\sigma)$  远大于  $\Delta R(\Delta U^{sym})$ 。即在 MDI 存在的条件下，两体耗散同位旋效应(两体碰撞同位旋依赖和同位旋无关两个原子核阻止之差)引起的增量(实线)大于一体耗散同位旋效应(基于  $U_2^{sym}$  和  $U_3^{sym}$  的两个原子核阻止之差)的增量(虚线)。即相对比较而言，MDI 增加了原子核阻止对核子-核子截面的灵敏性，减弱了它对对称势的灵敏性。最后造成在 MDI 存在的条件下，关于小碰撞参数时地和入射能量在 50 到 150 MeV/u 原子核阻止灵敏地依赖介质中核子-核子碰撞截面，而较弱地依赖于对称势(参看文献[6-8])。但随着  $b$  和  $E$  的增加， $\Delta R(\Delta\sigma)$  和  $\Delta R(\Delta U^{sym})$  之差消失或交织，以上特征消失。故正如在文献[6-8]中所建议的，在从费米能以上能区，直到 150 MeV 核子，近心重离子碰撞中原子核阻止可以作为提取介质中核子-核子截面的灵敏探针。

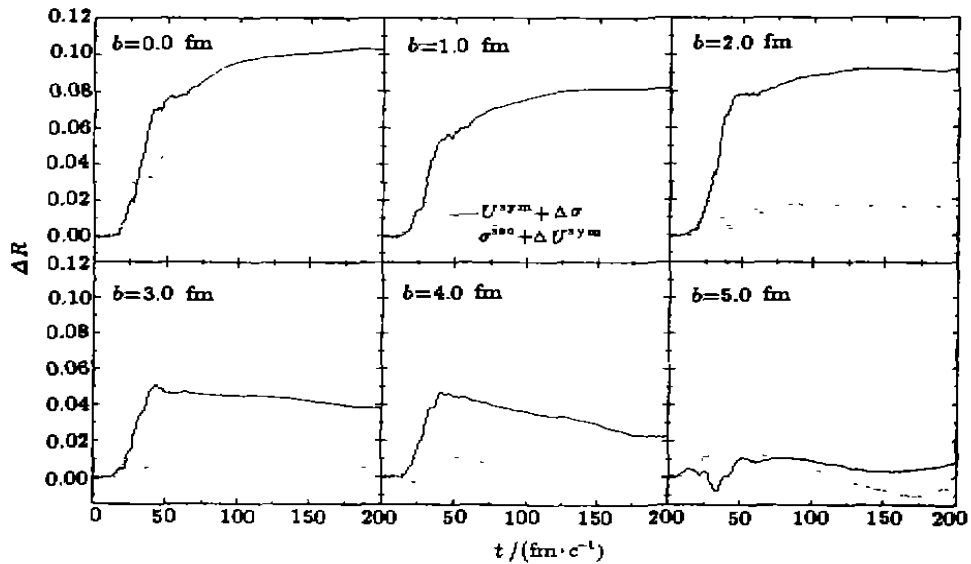


图 3  $^{76}\text{Zn}+^{76}\text{Zn}$  ( $E=150\text{ MeV/u}$ ) 系统在不同碰撞参数时原子核阻止基于两体耗散同位旋效应之差(—)与一体耗散同位旋效应之差(---)的比较

#### 4 小结

对动量相关状态方程对于中能重离子碰撞中两体耗散和一体耗散同位旋效应的作用用同位旋相关的量子分子动力学方法进行了仔细研究。研究结果

表明，对于丰中子和缺中子碰撞系统、质量对称系统和不对称碰撞系统而言，动量相关作用对于中能重离子碰撞中两体耗散和一体耗散同位旋效应的作用是很重要的。例如，一方面有来自于两体碰撞同位

旋相关和同位旋无关的原子核阻止之差, 在 MDI 存在条件下大于没有 MDI 的差值; 另一方面有来自于  $U_{\text{sym}}^{\text{sym}}$  和  $U_{\text{sym}}^{\text{asym}}$  的原子核阻止之差, 在 MDI 存在条件下大于没有 MDI 时的差值. 而重要的是, 从费米能以上能区直到 150 MeV/u 的近心重离子碰撞, 两体耗散同位旋效应造成原子核阻止差值  $\Delta R(\Delta\sigma)$  的增量, 在 MDI 存在条件下, 大于来自于一体耗散同位旋效应  $\Delta R(\Delta U^{\text{sym}})$  的增量, 即相互比较而言,

MDI 增加了原子核阻止对于介质中核子-核子碰撞截面的灵敏性, 而减弱了对于对称势的灵敏性. 结果导致原子核阻止灵敏地依赖介质中同位旋相关的核子-核子碰撞截面, 而较弱地依赖于对称势, 故只有在 MDI 存在的条件下, 原子核阻止可以精确地作为重离子碰撞中提取介质中同位旋相关核子-核子碰撞截面的灵敏探针.

## Reference

- [1] G. Boan, Ming Koche, Bauer Wolfgang, *et al.* International Journal of Modern Physics [J]. Inter Jour Mod Phys, 1998, E7(2), 147-229.
- [2] Aichelin J, Rosenhauer A, Peilert G, *et al.* Importance of Momentum-dependent Interactions for the Extraction of the Nuclear Equation of State from High-energy Heavy-ion Collisions[J]. Phys Rev Lett, 1987, 58: 1 926-1 929.
- [3] Gale C, Bertsch G, Das Gupta S. Heavy-ion Collision Theory with Momentum-dependent Interactions[J]. Phys Rev, 1987, C35: 1 666-1 671.
- [4] Suneel Kumar, Puri Rajeev K. Importance of Momentum Independent Interactions in Multifragmentation [J]. Phys Rev, 1999, C60: 054607-1-054607-8.
- [5] Jaivir Singh, Suneel Kumar, Rajeev K. Model Ingredients and Multifragmentation in Symmetric and Asymmetric Heavy Ion Collisions[J]. Puri Phys Rev, 2000, C62: 044617-1-044617-8.
- [6] Liu Jianye, Guo Wenjun, Wang Shunjin, *et al.* Nuclear Stopping as a Probe for In-medium Nucleon-nucleon Cross Sections in Intermediate Energy Heavy Ion Collisions [J]. Phys Rev Lett, 2001, 89: 975-978.
- [7] Liu Jianye, Yang Yanfang, Zuo Wei, *et al.* Isospin Effect on the Process of Multifragmentation and Dissipation at Intermediate Energy Heavy Ion Collisions[J]. Phys Rev, 2001, C63: 054612-1-054612-8.
- [8] Yang Yanfang, Liu Jianye, Zuo Wei, *et al.* Entrance Channel Dependence of the Isospin Effects of the Nuclear Stopping in Intermediate Energy Heavy-ion Collisions[J]. Chinese Physics Letter, 2001, 18(8): 1 040-1 043.
- [9] Runhard P G. In Computational Nuclear Physics I[M]. In: Langanke K, Maruhn J A, Koonin S E, ed. Germany: Springer-Verlag, 1991. 28-50.
- [10] Aichelin J, Peilert G, Bohnet A, *et al.* Quantum Molecular Dynamics Approach to Heavy Ion Collisions: Description of the model, comparison with fragmentation data, and the mechanism of fragment formation[J]. Phys Rev, 1988, C37: 1 451-2 468.
- [11] Peilert G, Stocher H, Greiner W. Multifragmentation, Fragment Flow, and the Nuclear Equation of State[J]. Phys Rev, 1989, C39: 1 402-1 419.
- [12] Liu Hang, Liu Jianye. Description of Fermionic of Nucleons and the Structure Effects in the Fragment Formation in HIC [J]. Z Phys, 1996, A354: 311-315.
- [13] Dasso C, Duarte S, Randrup J. Classical Simulation of the Fermi Gas[J]. Phys Lett, 1987, B188: 287-294.
- [14] Huang M J, Lemmon R C, Daffin F. Mass Dependence of Directed Collective Flow [J]. Phys Rev Lett, 1996, 77: 3 739-3 742.
- [15] Westfall G D, Bauer W, Craig D. Mass Dependence of the Disappearance of Flow in Nuclear Collisions[J]. Phys Rev Lett, 1993, 71: 1 986-1 989.
- [16] Kleiwe D, Welke G, Bauer W. Nuclear Flow Excitation Function[J]. Phys Rev, 1993, C48: 1 982-1 987.
- [17] Chen K, Fraenkel Z, Friedlander Q. VEGAS: A Monte Carlo Simulation of Intranuclear Cascades[J]. Phys Rev, 1968, 166: 949-967.

## Importance of Momentum Dependence Interaction on Nuclear Stopping as a Probe\*

LIU Jian-ye<sup>1,2</sup>, GUO Wen-jun<sup>2</sup>, YANG Yan-fang<sup>2</sup>,  
ZUO Wei<sup>1,2</sup>, Li Xi-guo<sup>1,2</sup>, Zhao Qiang<sup>2</sup>

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

2 *Institute of Modern Physics, the Chinese Academy of Sciences, Lanzhou 730000, China*)

**Abstract:** The role of momentum dependence equation of state on the nuclear stoppings coming from the isospin dependence of nucleon-nucleon cross section (two-body dissipation) and the isospin dependence of the mean field (one-body dissipation) are studied by using the isospin dependence quantum molecular dynamics. A detail studies indicate that the difference between the nuclear stoppings coming from the isospin dependence and the isospin independence of in-medium nucleon-nucleon cross sections in the presence of momentum dependence interaction is larger than that without the momentum dependence interaction. The difference between the nuclear stoppings coming from the isospin dependence of the mean field (symmetry potential) and the isospin independence of the mean field in the presence of momentum dependence interaction is also larger than that without momentum dependence interaction. But the importance point is that the enhancement of the difference between nuclear stoppings from the isospin dependence of two-body dissipation is larger than that from the isospin dependence of one-body dissipation in the presence of momentum dependence interaction. Namely in comparison with each other, the momentum dependence equation of state enhances the sensitivity of nuclear stopping on the isospin dependence of in-medium nucleon-nucleon cross section and reduces the sensitivity of the nuclear stopping on the symmetry potential, leading to that the nuclear stopping depends sensitively on the isospin dependence of nucleon-nucleon cross section and weakly on the symmetry potential. So the nuclear stopping can be a probe for extracting in-medium isospin depends nucleon-nucleon cross section in heavy collisions if MDI is taken into account.

**Key words:** nuclear stopping power; isospin effect; symmetry potential; heavy ion collision; probe

\* **Foundation item:** Major State Research Development 973 Project in China(G2000077400); 100 Person Project of the Chinese Academy of Sciences; NSFC(10004012, 19847002, KJ951-A1-110); the Foundation of the Chinese Academy of Sciences