

文章编号: 1007-4627(2019)04-0400-08

碰撞参数的混杂效应及其对观测量的影响

李理, 张英逊[†], 崔莹, 李祝霞, 陈响

(中国原子能科学研究院核物理研究所, 北京 102413)

摘要: 基于改进型量子分子动力学(ImQMD)模型, 讨论了中低能区重离子碰撞实验上利用多重数定义的中心碰撞和理论上利用固定碰撞参数定义的中心碰撞的差别及其影响。在束流能量为 50 MeV/u 时, 发现两种方法得到的碎块电荷多重数分布、碎块的平均动能的结果的最大偏差约有 50%。两种方法对于同位旋敏感观测量——并合不变的中子-质子产额比的影响在 5%~15% 之间。研究表明, 利用中低能重离子碰撞精确获取核物质状态方程或者介质中核子-核子散射截面时, 必须考虑碰撞参数混杂的效应。

关键词: 碰撞参数混杂; 中心度; 中心碰撞; 同位旋

中图分类号: O571.6; O571.42

文献标志码: A

DOI: 10.11804/NuclPhysRev.36.04.400

1 引言

碰撞参数是重离子碰撞的重要几何条件, 它理论上指的是在束流的垂直方向上弹、靶两核中心的距离。理论计算和实验研究发现, 碰撞参数或者中心度会影响重离子反应中的观测量大小、分布等等, 比如电荷分布^[1-2]、集体流^[2-3]、同位旋扩散^[1, 4-5]以及其它同位旋相关的观测量^[6-7], 进而影响获取核物质性质、介质中核子-核子散射截面、状态方程、对称能密度依赖等物理问题的研究^[8]。

但是重离子碰撞实验中不能直接确定碰撞参数, 需要通过一些估算方法确定碰撞参数。在实验上人们提出了很多用观测量估算碰撞参数的方法, 比如轻粒子总横动能^[9-10]、流角^[11]等。其中广泛使用的方法是带电碎块的多重数估算碰撞参数, Cavata^[12]在 1990 年针对相对论重离子碰撞(RHIC), 使用核内 Cascade 模型(INC)计算提出了这一估算方法。其主要假设如下: 假设多重数与碰撞参数之间存在单调对应的关系, 且反应总截面近似等价于几何总截面。则有:

$$\pi B_{\text{est}}^2(M \geq M_0) / \pi b_{\text{max}}^2 = \frac{\sum_{M_0}^{M_{\text{max}}} \sigma(M)}{\sum_{M_{\text{min}}}^{M_{\text{max}}} \sigma(M)}. \quad (1)$$

此处 B_{est} 是与 $M \geq M_0$ 相对应的碰撞参数估算值; M 代表带电碎块的多重数; $\sigma(M)$ 是多重数为 M 的截面。

b_{max} 为反应系统中的最大碰撞参数, 其值可以为 $b_{\text{max}} = 1.12(A_p^{1/3} + A_t^{1/3})$ 或者可以根据实验上测量到的总截面得出。 M_{min} 是测量得到的最小多重数, M_{max} 是测量得到的最大多重数。在入射能量为每核子 800 MeV 时, 这一方法得到的碰撞参数估算值对应于模型中多个实际碰撞参数, 中心碰撞区间内包含的理论上的碰撞参数约为 $b/b_{\text{max}} = 0 \sim 0.3$ 。在每核子能量为 400 MeV 时, 中心碰撞区间内包含的理论上的碰撞参数约为 $b/b_{\text{max}} = 0 \sim 0.4$ 。在中低能区, Ogilvie 的研究结果^[13]表明, 实验上所确定的各个中心度区间内, 所包含的理论上的碰撞参数区间更大, 约为 $b/b_{\text{max}} = 0 \sim 0.6$ 。这种情况即我们所要讨论的碰撞参数混杂。

考虑到理论计算的效率, 目前的很多计算常以某一固定的碰撞参数或者一个确定范围的碰撞参数区间来计算中心碰撞, 并与实验研究中的中心碰撞来比较。比如, 在理论中往往采用 $b=1$ 或 2 fm, 或者 $b/b_{\text{max}} < 0.3$ 且各碰撞参数事件权重按照线性增加的区间来有效地表示中心碰撞。从定性角度来看, 这些研究都正确地描述了物理量变化规律。但对定量的研究而言, 这些理论采用的中心碰撞定义与实验上的中心碰撞定义存在明显的差异, 因此有必要仔细研究这种差异对观测量的影响并对未来这方面的研究提供参考。

在本文中, 我们通过运输模型 ImQMD-Sky, 对中

收稿日期: 2019-09-29; 修改日期: 2019-11-19

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(11875323, 11875125, 11475262, 11365004, 11375062, 11790323, 11790324, 11790325, 11961141003); 国家重点研发计划项目(2018YFA0404404)

作者简介: 李理(1989-), 男, 湖北武汉人, 博士, 从事理论核物理研究; E-mail: call-me-lee@hotmail.com

[†] 通信作者: 张英逊, E-mail: zhyx@ciae.ac.cn.

低能区碰撞参数混杂的物理机制及其对于观测量的影响进行了分析。第 2 部分将介绍 ImQMD-Sky 模型的基本内容，第 3 部分将讨论碰撞参数弥散的物理机制，第 4 部分将讨论碰撞参数的混杂对于重离子碰撞中同位旋无关和同位旋敏感观测量的影响。第 5 部分是总结。

2 ImQMD-Sky 模型简介

在 ImQMD-Sky 模型中，每个核子都用高斯波包来描述，波包中心遵循运动学正则方程。核内平均场则基于无自旋轨道耦合的 Skyrme 能量密度泛函形式给出^[6]。系统对应的能量形式如下：

$$U = U_{\text{loc}} + U_{\text{md}} + U_{\text{coul}}, \quad (2)$$

其中定域项和动量相关项都满足：

$$U_{\text{loc,md}} = \int u_{\text{loc,md}} d^3r. \quad (3)$$

有

$$u_{\text{loc}} = \frac{\alpha}{2} \frac{\rho^2}{\rho_0} + \frac{\beta}{\gamma+1} \frac{\rho^{\gamma+1}}{\rho_0^\gamma} + \frac{g_{\text{sur}}}{2\rho_0} [\nabla \rho]^2 + \frac{g_{\text{sur,iso}}}{\rho_0} [\nabla(\rho_n - \rho_p)]^2 + A_{\text{sym}} \rho^2 \delta^2 + B_{\text{sym}} \rho^{\gamma+1} \delta^2. \quad (4)$$

在这里， α 为两体项参数； β ， γ 为三体项参数； g_{sur} 为表面项参数； $g_{\text{sur,iso}}$ 为表面项同位旋参数；具体的计算方法请见文献^[16]。 ρ 是密度； ρ_0 为饱和点密度； δ 是同位旋不对称度； $\delta = (\rho_n - \rho_p) / (\rho_n + \rho_p)$ ， ρ_n 和 ρ_p 是中子和质子的密度。对称能参数 A_{sym} 和 B_{sym} ，有 $A_{\text{sym}} = -\frac{1}{8}t_0(2x_0+1)$ ， $B_{\text{sym}} = -\frac{1}{48}t_3(2x_3+1)$ 。

平均场动量相关项可表示为^[6]

$$u_{\text{md}} = u_{\text{md}}(\rho\tau) + u_{\text{md}}(\rho_n\tau_n) + u_{\text{md}}(\rho_p\tau_p) = C_0 \int d^3p d^3p' f(r,p) f(r,p') (p-p')^2 + D_0 \int d^3p d^3p' [f_n(r,p) f_n(r,p') (p-p')^2 + f_p(r,p) f_p(r,p') (p-p')^2], \quad (5)$$

其中 f 是核子的 Wigner 函数。常数 C_0 和 D_0 可由以下关系确定：

$$C_0 = \frac{1}{16\hbar^2} [t_1(2+x_1) + t_2(2+x_2)], \quad (6)$$

$$D_0 = \frac{1}{16\hbar^2} [t_2(2x_2+1) - t_1(2x_1+1)], \quad (7)$$

以上 $t_0, t_1, t_2, t_3, x_0, x_1, x_2, x_3$ 为 Skyrme 参数，具体见表 1。文中用到的两套 Skyrme 参数 SkM* 与 SLy4 所得的饱和点密度上的参数值具体如表 2 所列。模型中对核子-核子散射的处理也与文献^[7]中的相同。模型中使用的泡利阻塞方法与文献^[17]中的相同。

表 1 两组 Skyrme 参数 SLy4 和 SkM*

Para.	SLy4 ^[14]	SkM* ^[15]
$t_0/(\text{MeVfm}^3)$	-2488.91	-2645
$t_1/(\text{MeVfm}^5)$	486.82	410
$t_2/(\text{MeVfm}^5)$	-546.40	-135
$t_3/(\text{MeV fm}^3+3\sigma)$	13 777	15 595
x_0	0.834	0.09
x_1	-0.344	0
x_2	-1	0
x_3	1.358	0
σ	0.160	1/6

表 2 饱和点密度下 SLy4 和 SkM* 对应的参数值

Para.	SLy4	SkM*
α/MeV	-298.67	-317.40
β/MeV	219.92	248.96
γ	7/6	7/6
$g_{\text{sur}}(\text{MeVfm}^2)$	24.64	21.82
$g_{\text{sur,iso}}(\text{MeVfm}^2)$	-5.07	-5.47
m_s/m	0.69	0.79
m_n^*/m_p^*	<1	>1

3 碰撞参数的混杂机制

为理解中低能重离子碰撞中碰撞参数混杂的物理机制，我们在 ImQMD-Sky 模型的框架内分析了平均场势和核子-核子散射对于利用碎块多重数估算碰撞参数 \bar{b}_{est} 和实际的理论碰撞参数的分布、实际理论碰撞参数的期望值 \bar{b}_{real} 间的差异。在分析平均场势和核子-核子散射对于碰撞参数估算的影响方面共分析了 3 种模式：(1) Cascade 模式，即只有核子-核子散射，没有平均场势的模式；(2) Vlasov 模式，即只有平均场势，没有核子-核子散射的模式；(3) 完整情况，即完整包含核子-核子散射及平均场势的重离子碰撞，的结果。计算中，模拟的事件数为 20 000 次，每个事件的碰撞参数 b 是从 $0 \sim b_{\text{max}}$ 之间按照圆内抽样获得的^[18]。

多重数为 M_0 对应的估算碰撞参数 \bar{b}_{est} 按如下公式计算：

$$\bar{b}_{\text{est}}(M_0) = \frac{1}{2} [B_{\text{est}}(M_0 + \delta M) + B_{\text{est}}(M_0 - \delta M)], \quad (8)$$

其中 δM 是一个小量, 本文中 $\delta M = 1$ 。为了定性的获得多重数 M 所对应的碰撞参数分布 $f(b, M_0)$ 的特点, 我们计算了多重数 M_0 对应的实际碰撞参数的期望值为 \bar{b}_{real} 及其标准偏差 dev :

$$\bar{b}_{\text{real}}(M_0) = \frac{\int f(b, M_0) b db}{\int f(b, M_0) db} = \frac{\sum_b N(b, M_0) b}{N(M_0)},$$

$$dev(M) = \sqrt{\langle [b(M) - b_{\text{real}}(M)]^2 \rangle}. \quad (9)$$

这里的 $f(b, M_0)$ 是碰撞参数为 b 且多重数为 M_0 事件的概率密度分布函数。 $N(M_0)$ 是碰撞参数在 $0 \sim b_{\text{max}}$ 上多重数为 M_0 的事件数。

图 1 展示了反应系统为 $^{112}\text{Sn} + ^{112}\text{Sn}$, 入射能量为 50 MeV/u 时, 理论上不同的碰撞参数对应的多重数分布、总的多重数分布以及估算碰撞参数与实际碰撞参数的差异。图 1(a~c) 中, 圆点代表碰撞参数在 $b = 0 \sim b_{\text{max}}$ 范围内得到的带电碎块多重数分布, 各彩色曲线代表不同的碰撞参数区间内多重数分布; 在图 1(d~f) 中, 蓝色等高线图代表碰撞参数 b 与多重数 M 的实际分布情况, 黑点代表根据式 (8) 所得的估算碰撞参数 \bar{b}_{est} , 红点代表根据式 (9) 碰撞参数实际的期望值 \bar{b}_{real} ; 图 1(a, d) 是 Cascade 模式的结果; 图 1(b, e) 是 Vlasov 模式的结果; 图 1(c, f) 是完整情况下的结果。

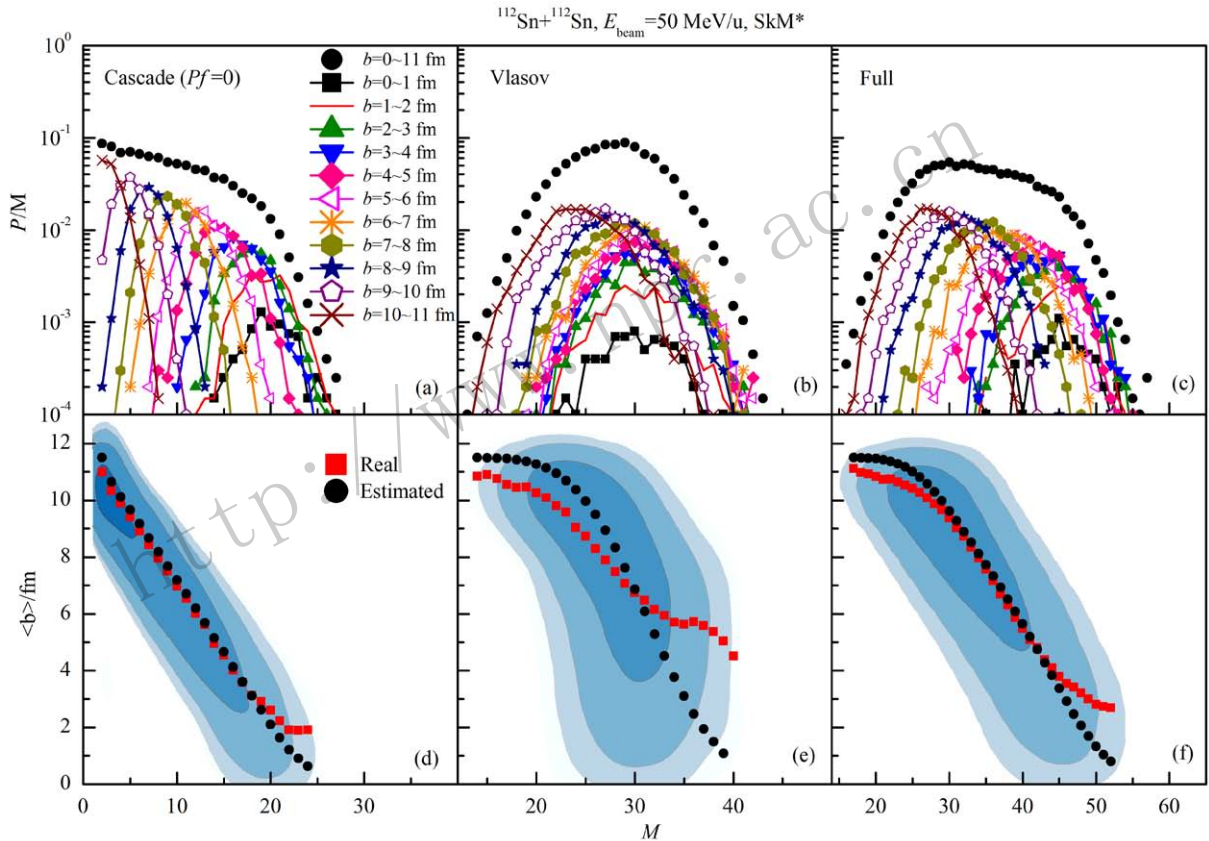


图 1 (在线彩图) (a~c) 为碰撞参数在 $b = 0 \sim b_{\text{max}}$ 内的多重数的概率分布 (圆点) 以及各个碰撞参数区间内多重数概率分布的结果 (各彩线); (d~f) 为 \bar{b}_{real} (红点) 和 \bar{b}_{est} (黑点) 对多重数 M 的函数关系
注: 蓝色等高线图是每个 b 和 M 下的事件数统计。 (a, d) 两图是 Cascade 模式的结果, (b, e) 两图是 Vlasov 模式的结果, (c, f) 两图是完整模式的结果。所有结果均在系统为 $^{112}\text{Sn} + ^{112}\text{Sn}$, 束流能量为 $E_{\text{beam}} = 50$ MeV/u, Skyrme 参数为 SkM* 的情况下计算得到的^[18]。

由于在 Cascade 模式中核子不受平均场势的作用, 弹、靶核在相撞之前核子就由于初始的 Fermi 运动而散开。为避免这一问题, 我们将这个模式中的核子 Fermi 动量置零。这种处理方式相较于真实情况的重离子碰撞降低了核子-核子碰撞的频率, 同时使得系统透明性增强。因此, 这种情况下的弹、靶的剩余核将更大, 碎块多重数将趋于更低, 如图 1(a, d) 中所示, 多重

数 M 均小于 30。从图 1(a) 中可以看出, 随着碰撞参数变大, 各区间的多重数分布峰值对应的多重数 M 值明显依次递减。而 $b = 0 \sim 1$ fm 区间的峰值与 $b = 1 \sim 2$ fm 区间的几乎重合, 这使得在 $b = 0 \sim 2$ fm 区间内 b 与 M 失去了明确的单调对应关系。这在图 1(d) 中得到了验证。其中 $\bar{b}_{\text{est}}(M)$ (黑点) 与 $\bar{b}_{\text{real}}(M)$ (红点) 在 $\bar{b}_{\text{est}} = 0 \sim 2$ fm 区间内的最大相对偏差为 \bar{b}_{real} 的约 30%。在 Vlasov 模式

下, 每个碰撞参数区间的多重数的分布相比在 Cascade 模式中相同区间的更宽。且 $b < 7$ fm 的各区间的多重数分布曲线几乎占据了相同的分布宽度, 使得 b 与 M 的单调对应关系几乎不存在。其原因是系统在这个束流能量区域达到了一个力学不稳定区。在这个不稳定区中, 任何的力学微扰涨落都会使系统按照相近的碎裂方式碎裂成相似多的碎块。换言之, 即平均场势破坏了 b 与 M 的单调性。这种情况下 \bar{b}_{real} 和 \bar{b}_{est} 的最大相对偏差达到了 \bar{b}_{real} 值的 83%。在完整考虑平均场势和核子-核子散射的情况下, \bar{b}_{est} 和 \bar{b}_{real} 的偏差介于 Cascade 模型和 Vlasov 模型之间。从图 1(c) 和 (f) 即可看出, 这种方法在束流能量为 50 MeV/u 时, 实验上定义的半擦边碰撞 (比如 $4 \text{ fm} < \bar{b}_{\text{est}} < 8 \text{ fm}$) 区间内碰撞参数估算的最大偏差约 25%, 实验上定义的中心碰撞 (比如 $0 \text{ fm} < \bar{b}_{\text{est}} < 2 \text{ fm}$) 区域内碰撞参数估算的最大偏差约 70%。这是因为在真实的中低能重离子碰撞中既存在核子-核子的散射, 又存在平均场势。随着束流能量的增大, 核子-核子散射效应也增强, 平均场效应相对减弱。因此有必要研究碰撞参数的估算值与实际碰撞参数分布在不同束流能量条件下的关系。

为了说明估算碰撞参数与实际碰撞参数分布关系随入射能量的变化规律。我们在之前的研究工作中^[18]讨论了束流能量分别为 35, 50, 70 和 120 MeV/u 的情况下, 系统 $^{112}\text{Sn}+^{112}\text{Sn}$ 的碰撞参数估算与实际碰撞参数分布以及实际碰撞参数期望值之间的差异。结果发现, 在这 4 种束流能量下, 相同的多重数对应的理论碰撞参数范围随入射能量的增加而减小, 且 \bar{b}_{est} 与 \bar{b}_{real} 的偏差也随能量减小。图 2 给出了模型计算得到的相同多重数 M 下 \bar{b}_{est} 所对应的 \bar{b}_{real} 及其偏差 dev 。图中红点为计算得到的估算值 \bar{b}_{est} 与实际值 \bar{b}_{real} 在相同多重数情况下的对应情况。红点的误差棒为估算值对应实际碰撞参数分布的标准偏差。黑色斜线上 x 轴对应的值与 y 轴对应的值相等。当束流能量为 35 MeV/u 时, 估算值 \bar{b}_{est} 与实际值 \bar{b}_{real} 的最大偏差为 \bar{b}_{real} 的 76%。随着束流能量由 50 MeV/u 上升到 70 MeV/u, 再到 120 MeV/u, \bar{b}_{est} 和 \bar{b}_{real} 的偏差逐渐减小, 最大相对偏差依次为 70%, 50% 和 33%, 数据点也逐渐接近黑色斜线。以束流能量为 50 MeV/u 为例, 这种情况下实际值的最大标准偏差超过 1.4 fm; 束流能量达到 120 MeV/u 时, 中心碰撞中实际值的最大标准偏差也超过 0.9 fm。

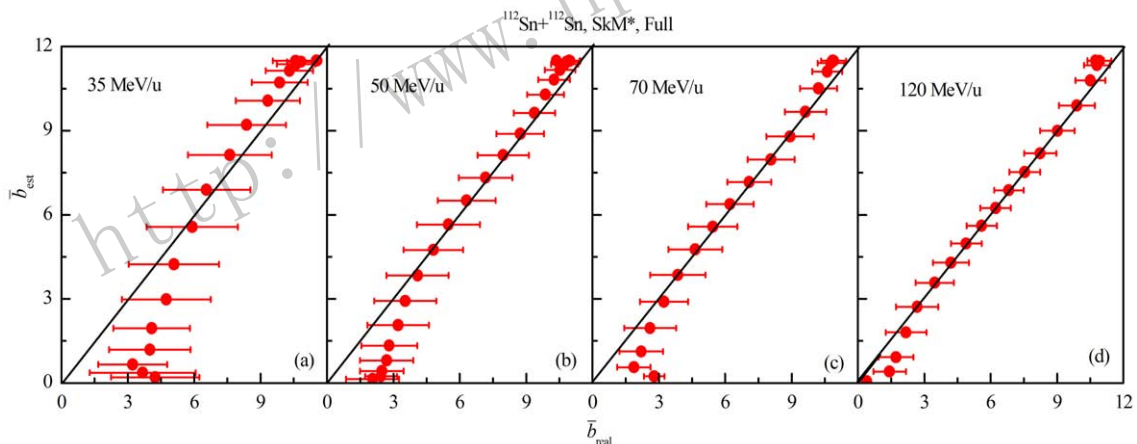


图 2 (在线彩图) 估算值 \bar{b}_{est} 与实际值 \bar{b}_{real} 的对应关系 (a~d) 分别为束流能量为 35, 50, 70 和 120 MeV/u 的情况。黑色斜线上 x 轴对应的值与 y 轴对应的值相等。红点为估算值 \bar{b}_{est} 与实际值 \bar{b}_{real} 在相同多重数情况下的对应情况。

由于实验中根据带电碎块多重数将碰撞事件从中心碰撞到擦边碰撞分成几个中心度区间, 其经常用碰撞参数估算值范围来描述。在本工作中, 我们利用估算得到的约化碰撞参数 $\tilde{b} = \bar{b}_{\text{est}}/b_{\text{max}}$ 来表述 5 个不同的中心度, 即 $0 \leq \tilde{b} < 0.2$, $0.2 \leq \tilde{b} < 0.4$, $0.4 \leq \tilde{b} < 0.6$, $0.6 \leq \tilde{b} < 0.8$ 和 $0.8 \leq \tilde{b} < 1$ 。每个中心度区间内都存在多个理论上的碰撞参数 b 。图 3 给出了 5 个中心度区间内理论碰撞参数的权重分布情况, 其中不同颜色的曲线代表不同的中心度。计算系统为 $^{112}\text{Sn}+^{112}\text{Sn}$, 束流能量分别为 50

(a) 和 120 MeV/u (b), 相互作用参数为 SkM*。由图 3 可以看出, 从中心碰撞到擦边碰撞, 5 个中心度区间的碰撞参数都有较宽的分布, 区间之间也有较大的重叠。尤其是束流能量为 50 MeV/u 情况下的中心碰撞区间 $0 \leq \tilde{b} < 0.2$, 其碰撞参数分布甚至从 0 到 8 fm; 束流能量为 120 MeV/u 情况下的中心碰撞区间的碰撞参数分布也达到了 0~5 fm。因此有必要针对中心碰撞区间, 研究碰撞参数混杂对观测量的影响。

为便于以下的计算, 我们需要给出在 ImQMD-Sky

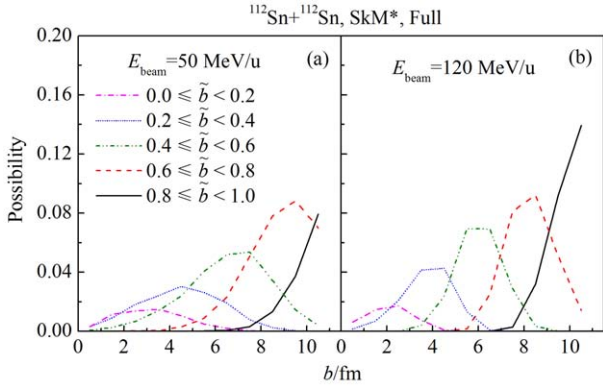


图 3 (在线彩图) 用多重数确定的各个中心度区间内碰撞参数的权重分布
(a), (b) 分别是系统为 $^{112}\text{Sn}+^{112}\text{Sn}$, 束流能量为 50 和 120 MeV/u 情况下得出的结果。

模型中用 SkM* 和 SLy4 两组参数计算得到的三种碰撞系统 $^{112}\text{Sn}+^{112}\text{Sn}$, $^{124}\text{Sn}+^{124}\text{Sn}$ 和 $^{132}\text{Sn}+^{124}\text{Sn}$ 在束流能量为 50 和 120 MeV/u 条件下用多重数确定的中心碰撞区间中各碰撞参数的权重, 详见表 3 和表 4。

表 3 $E_{\text{beam}}=50$ MeV/u 时用多重数确定的中心碰撞事件中各碰撞参数区间的权重

Possibility	$^{112}\text{Sn}+^{112}\text{Sn}$		$^{124}\text{Sn}+^{124}\text{Sn}$		$^{132}\text{Sn}+^{124}\text{Sn}$	
	SkM*	SLy4	SkM*	SLy4	SkM*	SLy4
$\omega(1)$	0.108	0.116	0.136	0.123	0.125	0.153
$\omega(2)$	0.228	0.185	0.230	0.281	0.229	0.259
$\omega(3)$	0.245	0.241	0.229	0.226	0.237	0.251
$\omega(4)$	0.223	0.222	0.210	0.228	0.203	0.211
$\omega(5)$	0.119	0.140	0.115	0.101	0.132	0.082
$\omega(6)$	0.058	0.064	0.065	0.027	0.060	0.038
$\omega(7)$	0.019	0.023	0.014	0.008	0.009	0.006
$\omega(8)$	0.002	0.006	0.016	0.003	0.003	0
$\omega(9)$	0	0.003	0	0	0.001	0

表 4 $E_{\text{beam}}=120$ MeV/u 时用多重数确定的中心碰撞事件中各碰撞参数区间的权重

Possibility	$^{112}\text{Sn}+^{112}\text{Sn}$		$^{124}\text{Sn}+^{124}\text{Sn}$		$^{132}\text{Sn}+^{124}\text{Sn}$	
	SkM*	SLy4	SkM*	SLy4	SkM*	SLy4
$\omega(1)$	0.222	0.230	0.230	0.269	0.233	0.243
$\omega(2)$	0.412	0.384	0.408	0.373	0.377	0.385
$\omega(3)$	0.294	0.296	0.278	0.274	0.292	0.287
$\omega(4)$	0.067	0.088	0.073	0.079	0.093	0.077
$\omega(5)$	0.004	0.003	0.011	0.006	0.006	0.008

表中括号内的数值 i 表示碰撞参数区间 $i-1 \text{ fm} < b \leq i \text{ fm}$ 。

4 碰撞参数混杂对于观测量的影响

为了解决这两种方法确定的中心碰撞对观测量的影

响, 我们仍然用 ImQMD-Sky 模型计算给出对应的两种结果。一种以固定碰撞参数 $b=2 \text{ fm}$ 作为中心碰撞, 另一种以多重数确定中心碰撞的方法定义中心碰撞。在比较中, 按多重数确定的中心碰撞事件的观测量的结果应是中心事件中各碰撞参数事件的观测测量结果的加权之和:

$$\langle O_{\text{c.c.}} \rangle = \sum_{b=1}^n O_{\text{c.c.}}(b) \omega_{\text{c.c.}}(b). \quad (10)$$

式中 $\langle O_{\text{c.c.}} \rangle$ 为按多重数确定中心碰撞的观测测量值; $O_{\text{c.c.}}(b)$ 为上述中心碰撞事件中碰撞参数为 b 时的观测测量值; $\omega_{\text{c.c.}}(b)$ 为碰撞参数 b 的事件数占中心碰撞事件的权重。

首先我们考察其对同位旋无关的两个观测量—碎块电荷分布和碎块的平均动能的影响。图 4 展示了 ImQMD-Sky 计算中采用相互作用 Skyrme 参数为 SkM* 情况下, 反应系统为 $^{112}\text{Sn}+^{112}\text{Sn}$ 的结果。黑点为 $b=2 \text{ fm}$ 的结果, 红点为按照多重数确定中心碰撞得到的结果 (为了表述简洁, 下文以 $\bar{b}_{\text{est}}/b_{\text{max}} < 0.2$ 表示多重数确定的中心碰撞)。在束流能量 50 MeV/u 下确定中心碰撞的多重数区间为 $M > 46$, 束流能量 120 MeV/u 下确定中心碰撞的多重数区间为 $M > 70$ 。从图 3(a, b) 中我们可以看出, 束流能量为 120 MeV/u 时, 两种方法确定的中心碰撞计算所得的碎块电荷分布以及碎块平均动能的结果非常接近。然而在束流能量为 50 MeV/u 时, 这两种方法得到的重碎块和中等质量碎块多重数的结果差别很大, 最大相差 50% 以上。用多重数确定的中心碰

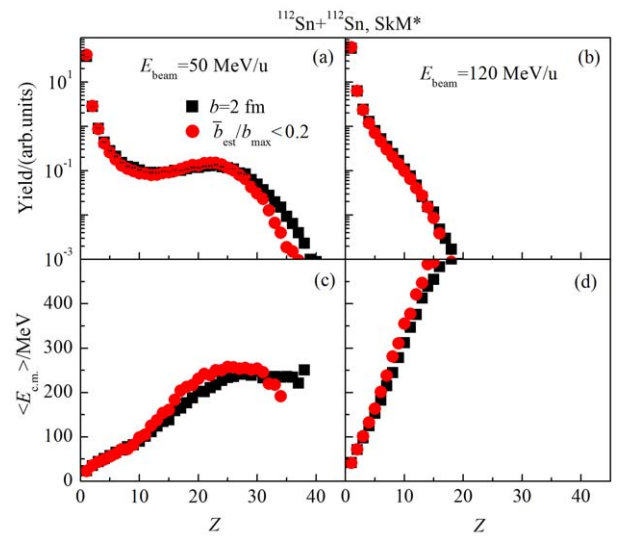


图 4 (在线彩图) 系统 $^{112}\text{Sn}+^{112}\text{Sn}$ 在 $b=2 \text{ fm}$ (黑点) 和 $\bar{b}_{\text{est}}/b_{\text{max}} < 0.2$ (红点) 情况下的同位旋无关观测量模拟结果, 使用的 Skyrme 参数为 SkM*
(a, b) 为碎块的电荷分布, (c, d) 为碎块的平均动能。(a, c) 和 (b, d) 的束流能量分别为 50 和 120 MeV/u。

撞，其电荷分布范围较 $b=2$ fm 更窄。且较轻的 $Z=5\sim 15$ 碎块更少，较重的 $Z=15\sim 25$ 碎块更多，在 $Z>25$ 时又变少。出现这样偏差的原因是：多重数确定的中心碰撞中包含了如 $b\geq 3$ fm 的更大碰撞参数事件的贡献，而固定碰撞参数事件仅有 $b=2$ fm 这一个碰撞参数。

这种差异同样能从图 4(c, d) 碎块的平均动能随碎块电荷数 Z 的分布上看出。束流能量为 50 MeV/u 时，在区间 $14<Z<30$ 上，利用多重数确定的中心碰撞得到的碎块平均动能比采用 $b=2$ fm 计算得到的平均动能结果高。引起这种不同的原因是：利用多重数确定的中心碰撞事件中存在部分较大碰撞参数的事件，这些事件中存在更大的碎块，其动能也更大。可见不同方法确定的中心碰撞在束流能量偏低的 50 MeV/u 会对同位旋无关的观测量构成明显影响。

对于同位旋敏感的观测量，我们分析了目前常用的横向出射 ($\theta=70^\circ\sim 110^\circ$) 的并合不变中子-质子产额之比 ($R_{CI}(n/p)$) 随出射碎块每核子动能 $E_{c.m.}/A$ 的函数关系^[19-21]。它的计算方法如下：

$$R_{CI}(n/p) = \frac{Y_{CI,n}(E_{c.m.}/A)}{Y_{CI,p}(E_{c.m.}/A)}, \quad (11)$$

其中：

$$Y_{CI,n}(E_{c.m.}/A) = \sum Y(Z, A, E_{c.m.}/A)(A-Z), \quad (12)$$

$$Y_{CI,p}(E_{c.m.}/A) = \sum Y(Z, A, E_{c.m.}/A)Z. \quad (13)$$

这里的 $Y_{CI,n}(E_{c.m.}/A)$, $Y_{CI,p}(E_{c.m.}/A)$ 是质量数为 A 且电荷数为 Z 的并合不变中子和质子产额能谱。其统计的范围为全体电荷数 $Z\leq 6$ 且质量数 $A\leq 16$ 的碎块。

图 5 中空点连线的是固定碰撞参数 $b=2$ fm 得出的 $R_{CI}(n/p)$ 随出射碎块每核子动能 $E_{c.m.}/A$ 的函数关系图像，实心点连线的是采用多重数确定中心碰撞事件的图像。其中图 5(a~c) 是束流能量为 50 MeV/u 情况下的结果，图 5(d~f) 是束流能量为 120 MeV/u 情况下的结果。(a, d), (b, e) 和 (c, f) 分别是 3 个系统 $^{112}\text{Sn}+^{112}\text{Sn}$, $^{124}\text{Sn}+^{124}\text{Sn}$ 和 $^{132}\text{Sn}+^{124}\text{Sn}$ 的结果。如图可见，参数 SkM* (蓝色) 计算结果在束流能量为 50 MeV/u 时，两种中心碰撞计算得到的 $R_{CI}(n/p)$ 差别在 10% 到 15% 之间。而在 120 MeV/u 时，所计算得到 $R_{CI}(n/p)$ 的差别相对于 50 MeV/u 更小，为 5% 左右。这是因为核子-核子散射效应更强，用多重数确定的中心碰撞事件中较大碰撞参数事件所占的权重更小。而对于另一个实验中常用的同位旋敏感观测量——并合不变的双中子-质子产额比 $DR_{CI}(n/p)$ 随出射碎块每核子动能的函数关系^[21-22]，这两种中心碰撞在束流能量为 50 和 120 MeV/u 情况下得到的计算结果的相对偏差均较小，为 3%~5%。

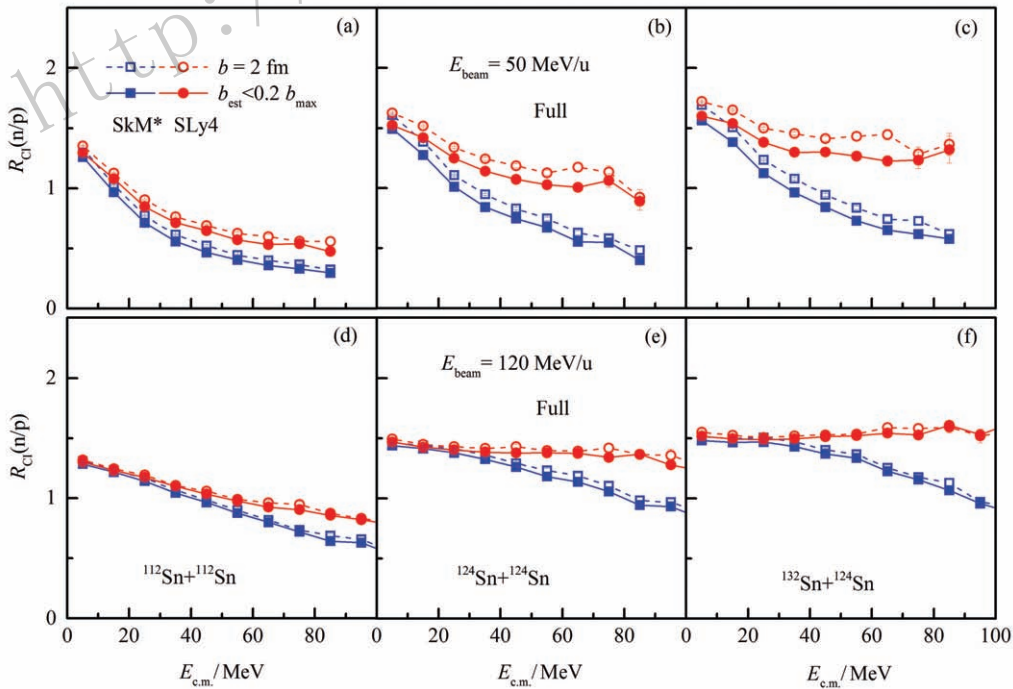


图 5 (在线彩图) (a, d) 为系统 $^{112}\text{Sn}+^{112}\text{Sn}$, (b, e) 为系统 $^{124}\text{Sn}+^{124}\text{Sn}$, (c, f) 为系统 $^{132}\text{Sn}+^{124}\text{Sn}$ 在固定碰撞参数 $b=2$ fm 事件 (空心) 及用多重数确定的中心碰撞事件 $b_{est}/b_{max} < 0.2$ (实心) 得到的并合不变单中子-质子产额比随出射碎块每核子动能的函数关系 (a~c) 与 (d~f) 分别是束流能量 50 和 120 MeV/u 的结果。其中蓝色为 SkM* 参数的结果，红色为 SLy4 参数的结果^[18]。

此外,两种中心碰撞在不同的势场条件下对同位旋敏感观测量的计算结果是否仍有上述影响?为此,我们使用了常用的Skyrme参数SLy4(红色)对此进行了研究。计算结果表明,在这种势场情况下得到的 $R_{CI}(n/p)$ 随出射碎块每核子动能的函数关系虽与参数SkM*得到的不同,但两种中心碰撞引起的差别却非常接近,最大相对偏差约为15%。而对于观测量 $DR_{CI}(n/p)$ 随出射碎块每核子动能的函数关系,两种中心碰撞得到的结果偏差同样是3%~5%。

5 总结

本文在微观输运模型ImQMD-Sky的框架下研究讨论了引起中低能重离子碰撞中的碰撞参数混杂效应的原因和碰撞参数混杂效应对观测量的影响。发现入射能量较低时,平均场的效应是导致碰撞参数难以准确估算的主要原因。并通过对系统 $^{112}\text{Sn}+^{112}\text{Sn}$ 在束流能量为35~120 MeV/u情况下的分析,发现束流能量越大,估算的偏差越小。这是因为核子-核子散射作用随着束流能量增大而越来越起主导地位,平均场效应相对减小的结果。

对同位旋无关观测量的研究表明,在束流能量为50 MeV/u的碰撞中,用固定碰撞参数的中心碰撞与用多重数估算碰撞参数确定的中心碰撞,其模拟计算得到的碎块电荷分布和碎块动能分布的结果有明显差别。最大的相对偏差有50%。而在束流能量为120 MeV/u时,最大的偏差则很小。而对于同位旋敏感观测量——并合不变的中子-质子产额比 $R_{CI}(n/p)$ 随出射碎块每核子动能 $E_{c.m.}/A$ 的函数关系,两种方法确定的中心碰撞给出的结果在束流能量为50 MeV/u情况下有约15%的偏差,束流能量为120 MeV/u情况下,偏差则为5%左右。以上结论表明,我们在研究中低束流能量问题时必须仔细考虑碰撞参数的混杂效应对观测量的影响。

另一方面,如何找到准确估算中低能区碰撞参数的方法也是非常重要的。这方面的进展将有助于对这一能区重离子碰撞问题给出更准确的分析。

参考文献:

- [1] HUDAN S, CHIBIHI A, FRANKLAND J D, *et al.* *Phys Rev C*, 2003, **67**: 064613.
- [2] TSANG M B, BERTSCH G F, LYNCH W G, *et al.* *Phys Rev C*, 1989, **40**: 1685.
- [3] REISDOLF W, BEST D, GOBBI A, *et al.* *Nucl Phys A*, 1997, **612**: 493.
- [4] ZHANG Y, COUPLAND D D S, DANIELEWICZ P, *et al.* *Phys Rev C*, 2015, **85**, 024602.
- [5] LIU T X, LYNCH W G, TSANG M B, *et al.* *Phys Rev C*, 2007, **76**: 11603.
- [6] ZHANG Y, TSANG M B, LI Z, *et al.* *Phys Lett B*, 2014, **732**: 186.
- [7] TSANG M B, LIU T X, SHI L, *et al.* *Phys Rev Lett*, 2004, **92**: 062701.
- [8] ZHANG Y, LU X, ZHAO K, *et al.* *Nuclear Physics Review*, 2011, **28**(4): 377. (in Chinese)
(张英逊, 卢晓华, 赵凯, 等. *原子核物理评论*, 2011, **28**(4): 377.)
- [9] LUKASIK J, BENLLIURE J, METIVIER V, *et al.* *Phys Rev C*, 1997, **55**: 1906.
- [10] PLAGNOL E, LUKASIK J, AUGER G, *et al.* *Phys Rev C*, 2000, **61**: 014606.
- [11] LECOLLEY J F, STUTTGE L, ABOUFIRASSI M, *et al.* *Phys Lett B*, 1994, **325**: 317.
- [12] CAVATA C, DEMOULINS M, GOSSET J, *et al.* *Phys Rev C*, 1990, **42**: 1760.
- [13] OGILVIE C A, CEBRA D A, CLAYTON J, *et al.* *Phys Rev C*, 1989, **40**: 654.
- [14] STONE J R, MILLER J C, KONCEWICZ R, *et al.* *Phys Rev C*, 2003, **68**: 034324.
- [15] CHABANAT E, BONCHE P, HAENSEL, *et al.* *Nucl Phys A*, 1997, **627**: 710.
- [16] ZHANG Y, LI Z, *et al.* *Phys Rev C*, 2006, **74**: 014602.
- [17] LI Q, LI Z. *Mod Phys Lett A*, 2002, **17**: 375.
- [18] LI L, ZHANG Y, LI Z, *et al.* *Phys Rev C*, 2018, **97**: 044606.
- [19] LI B A, KO C M, REN Z. *Phys Rev Lett*, 1997, **78**: 1644.
- [20] LI B A. *Phys Rev Lett*, 2002, **88**, 192701.
- [21] XIE W J, SU J, ZHU L, *et al.* *Phys Rev C*, 2013, **88**: 061601(R).
- [22] COUPLAND D D S, YOUNGS M, CHAJECKI Z, *et al.* *Phys Rev C*, 2016, **94**: 011601(R).

Impact Parameter Smearing and Its Influence on Heavy Ion Collision Observables

LI Li, ZHANG Yingxun[†], CUI Ying, LI Zhuxia, CHEN Xiang

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

Abstract: Based on the Improved Quantum Molecular Dynamics model (ImQMD), the difference of central collision in experiment and theory for low-intermediate energy heavy ion collisions is investigated. By analyzing the two kinds of central collisions, we find there is 50% difference on the charge distribution, and also on its average kinetic energy for heavier fragments, especially at the beam energy of 50 MeV/u. While, for the coalescence invariant neutron proton yield ratio, the calculations show there are about 5%~15% difference. Our results evidence that the impact parameter smearing effects must be considered for tightly constraining the nuclear equation of state and the in-medium nucleon-nucleon cross sections by heavy ion collision.

Key words: impact parameter smearing; centrality; central collision; isospin

<http://www.npr.ac.cn>

Received date: 29 Sep. 2019; **Revised date:** 19 Nov. 2019

Foundation item: National Natural Science Foundation of China (11875323, 11875125, 11475262, 11365004, 11375062, 11790323, 11790324, 11790325, 11961141003); National Key R&D Program of China (2018YFA0404404)

[†] **Corresponding author:** ZHANG Yingxun, E-mail: zhyx@ciae.ac.cn.