

输运模型中气泡核密度分布对集体流的影响

向希龙^{1,2}, 李鹏程², 王永佳², 刘 玲¹, 李庆峰²

(1. 沈阳师范大学 物理科学与技术学院, 辽宁 沈阳 110034; 2. 湖州师范大学 理学院, 浙江 湖州 313000)

摘 要:核结构效应是影响重离子碰撞动力学演化及末态观测量的重要因素之一。为探究不同初始核密度分布对重离子碰撞动力学过程及末态集体流的影响, 基于极端相对论量子分子动力学 (ultrarelativistic quantum molecular dynamics, UrQMD) 模型, 以 $^{20}\text{Ne} + ^{20}\text{Ne}$ 碰撞体系为例, 在初始化阶段采用傅里叶级数展开 (Fourier series expansion, FSE) 方法和传统硬球 (hard sphere, HS) 方法构建原子核密度分布, 并通过对比两种初始化方案的模拟结果开展研究。结果表明, 与 HS 初始化相比, 采用 FSE 得到的气泡结构核分布在碰撞过程中形成的高密区域压缩程度较低, 体系压缩效应明显减弱, 导致直接流 v_1 和椭圆流 v_2 均弱于 HS 初始化的结果。这表明初始核结构能够通过改变碰撞早期高密区域的压缩行为来影响整个体系的动力学演化, 其效应最终体现在末态集体流中。该研究可为即将在强流重离子加速器装置 (high intensity heavy-ion accelerator facility, HIAF) 上开展的核反应与核结构实验提供理论参考。

关键词:重离子碰撞; 初始核结构; UrQMD 模型; 集体流

中图分类号: O571

文献标志码: A

文章编号: 1009-1734(2026)08-0018-08

高密区核物质状态方程的精确约束是当前核物理与核天体物理领域的重要前沿课题, 其对理解原子核结构、重离子核反应及致密星体的形成与演化具有重要作用^[1-5]。在地面实验条件下, 利用重离子加速器开展的重离子碰撞试验, 能够在极短时间内产生高温高密的极端核物质环境, 为研究核物质在极端条件下的性质提供重要手段。因此, 重离子碰撞被认为是目前实验室中探索高密核物质状态方程最有效的途径之一^[6-8]。近年来, 世界范围内新一代强流重离子加速器相继建设与升级, 如中国的强流重离子加速器装置 (high intensity heavy-ion accelerator facility, HIAF)^[9]、德国的反质子与离子研究装置 (facility for antiproton and ion research, FAIR)^[10], 以及美国相对论重离子对撞机 (relativistic heavy ion collider, RHIC) 的能量扫描 (beam energy scan, BES) 与固定靶 (fixed-target, FXT) 计划^[11], 这些设施将为极端条件下核物质性质的研究带来新的机遇与挑战。

由于重离子碰撞过程具有瞬时、高温、高密等特性, 目前实验上尚无法直接探测其微观演化过程, 所以需要利用微观输运模型对其进行模拟^[12-17]。极端相对论量子分子动力学 (ultrarelativistic quantum molecular dynamics, UrQMD) 模型作为目前被广泛使用的一种输运模型, 能够在较大能量尺度范围内合理描述重离子碰撞的动力学过程, 并在粒子产额、集体流及核阻止等多种观测量方面取得了成功^[18-24]。在该模型中, 碰撞体系的初始核结构是影响后续动力学演化的重要因素之一^[25-26]。近年来, 随着放射性束流装置的发展, 大量远离 β 稳定线的奇异核逐渐被实验发现。这些原子核往往表现出不同于稳定核的特殊密度分布及丰富的结构现象, 如中子皮、晕结构、气泡结构及结团结构等^[27-33]。不同的核密度分布会改变碰撞初始阶段两个原子核的几何重叠形态, 影响体系的密度演化, 并可能对末态观测量产生影响。然而, 现有研究主要集中在相对论能区的重离子碰撞^[34], 对中低能区核结构效应的研究仍相对较少。由

收稿日期: 2026-06-18

基金项目: 国家自然科学基金项目 (12335008, 12505143); 浙江省自然科学基金项目 (LQN25A050003)

通信作者: 刘玲, 博士, 教授, 从事核结构、重离子核反应以及超重核合成的理论研究; 李庆峰, 博士, 教授, 从事微观输运理论、核物质状态方程、高能核反应等理论研究

于中低能区碰撞体系对初始核结构更为敏感,核密度分布的差异可能对碰撞早期的压缩过程及后续动力学演化产生更显著的影响,因此有必要利用输运模型在该能区开展进一步研究。

基于上述背景,本文以 ^{20}Ne 原子核为研究对象,在 UrQMD 模型框架下采用不同的初始化方式分别构建具有常规密度分布和气泡结构的 ^{20}Ne 原子核,模拟 $^{20}\text{Ne}+^{20}\text{Ne}$ 体系的重离子碰撞过程,并比较不同初始核结构条件下体系的密度演化过程及末态集体流的变化,从而探讨初始核结构对碰撞动力学过程的影响。

1 方法

1.1 UrQMD 模型

在 UrQMD 模型中,每个核子通常由具有一定宽度的高斯波包来描述^[35]。核子波包的中心坐标 $\mathbf{r}_i$ 及动量 $\mathbf{p}_i$ 的时间演化遵循哈密顿正则方程:

$$\frac{d\mathbf{r}_i}{dt} = \frac{\partial \langle H \rangle}{\partial \mathbf{p}_i}, \quad \frac{d\mathbf{p}_i}{dt} = -\frac{\partial \langle H \rangle}{\partial \mathbf{r}_i}, \quad (1)$$

式中,体系的总哈密顿量 $\langle H \rangle$ 由核子总动能 T 和有效相互作用势 U 两部分组成,即

$$\langle H \rangle = T + U. \quad (2)$$

有效相互作用势 U 包括 Skyrme 势能 U_ρ 、库仑势 U_{coul} 及动量依赖相互作用势 U_{md} , 即

$$U = U_\rho + U_{\text{coul}} + U_{\text{md}}. \quad (3)$$

在研究中低能重离子碰撞时,采用 Skyrme 能量密度泛函,相应的局域相互作用与动量相关势能可分别表示为

$$u_\rho = \frac{\alpha}{2} \frac{\rho^2}{\rho_0} + \frac{\beta}{\gamma+1} \frac{\rho^{\gamma+1}}{\rho_0^\gamma} + \frac{g_{\text{sur}}}{2\rho_0} (\nabla \rho)^2 + \frac{g_{\text{sur,iso}}}{2\rho_0} [\nabla(\rho_n - \rho_p)]^2 + \left[A_{\text{sym}} \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right) + B_{\text{sym}} \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^\eta + C_{\text{sym}} \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{5/3} \right] \delta^2 \rho, \quad (4)$$

$$u_{\text{md}} = t_{\text{md}} \ln^2 [1 + a_{\text{md}} (\mathbf{p}_i - \mathbf{p}_j)^2] \frac{\rho}{\rho_0}. \quad (5)$$

通过选取上述不同的势能参数,可以给出不同的状态方程。本文所采用的具体势能参数详见文献[36],这些参数设置对应一个较软的状态方程(不可压缩系数 $K_0 = 200 \text{ MeV}$),对称能斜率参数为 $L = 80.95 \text{ MeV}$ 。

除平均场外,UrQMD 模型还包含核子-核子碰撞过程。当两个核子之间的距离满足碰撞条件时,两者将按照给定的散射截面发生弹性或非弹性散射。同时,每次散射后还需引入泡利阻塞机制,以确保末态满足费米统计分布。通过平均场与两体碰撞过程的共同作用,UrQMD 模型能够较为完整地描述重离子碰撞的非平衡动力学演化。

1.2 原子核初始化方法

在 UrQMD 模型中,原子核初始化的主要任务是在相空间中为每个核子生成合理的坐标和动量分布,以确保体系在初始时刻能够在平均场中稳定演化。为研究初始核密度结构对碰撞动力学的影响,本文在 UrQMD 模型中采用不同的初始化方式构建原子核结构,并比较不同方法所得到的核密度分布特征。

硬球(hard sphere, HS)方法是输运模型中最常用的初始化方法之一^[37]。对于不同的反应体系,UrQMD 模型中原子核的径向距离 R_0 随质量数 A 的变化按以下公式计算:

$$R_0 = \left(\frac{3}{4\pi\rho_0} \right)^{1/3} \left[\frac{A + (A^{1/3} - 1)^3}{2} \right]^{1/3}, \quad (6)$$

式中,饱和密度 $\rho_0 = 0.16 \text{ fm}^{-3}$ 。初始化时,首先在 R_0 内随机抽取核子的半径 R ,再由球坐标关系确定其位置坐标 $\mathbf{r}_i$:

$$r_x = R \sin \theta \cos \varphi, \quad (7)$$

$$r_y = R \sin \theta \sin \varphi, \quad (8)$$

$$r_z = R \cos \theta, \quad (9)$$

式中, $\cos \theta \in (-1, 1)$, $\varphi \in (0, 2\pi)$ 。随后, 对上述生成的核子坐标进行筛选, 要求任意两个核子之间的距离必须大于 1.6 fm, 凡不满足该最小距离条件的核子坐标将被重新抽样, 以避免核子在空间上过度重叠。由于 UrQMD 模型中的核子由高斯波包描述, 当多个核子叠加形成原子核时, 最终得到的密度分布往往会在核表面区域出现较长的拖尾。原子核的波包宽度通常由经验公式 $\sigma_r = (0.16A^{1/3} + 0.49)\text{fm}$ [38] 给出, 对于 ^{20}Ne , 该公式的计算值为 $\sigma_r \approx 0.9\text{ fm}$ 。考虑到波包宽度 σ_r 会影响核子密度分布, 为更清晰地对比不同初始结构的影响, 本文使用 HS 初始化时, 在正常值附近选取两种波包宽度, 即 $\sigma_r = 1.0\text{ fm}$ 和 $\sigma_r = 0.8\text{ fm}$ 。

为构建 ^{20}Ne 气泡核的密度分布, 本文采用基于傅里叶级数展开 (Fourier series expansion, FSE) 的密度筛选方法 [39], 以参考文献 [40] 中利用反对称化准团簇模型计算得到的 ^{20}Ne 密度分布作为目标密度分布。由于该分布为离散数据形式, 为便于后续数值傅里叶展开, 本文在径向区间 $r \in [0, 6]\text{ fm}$ 对目标密度分布进行重采样, 取步长 $\Delta r = 0.02\text{ fm}$, 共获得 $n = 300$ 个等间距的离散密度数据点。在此基础上, 对目标密度分布数据进行傅里叶级数展开, 并将展开项数截断至 5 项。展开所采用的长度参数设为 $l = 6\text{ fm}$, 足以覆盖整个原子核的密度分布范围。基于上述展开系数, 进一步构造相应的密度筛选函数, 其具体形式如下:

$$g(\mathbf{r}_i) = a_0 + \sum_{j=1}^5 a_j \exp\left(\frac{j^2 \pi^2 \sigma_r^2}{72}\right) \cos\left(\frac{j\pi}{6} \|\mathbf{r}_i\|\right). \quad (10)$$

该筛选函数的具体求解过程详见文献 [39]。该筛选函数随后被用于蒙特卡罗采样过程中: 在 $\mathbf{r}_i$ 方向上随机生成核子坐标, 计算对应筛选函数值 g , 并将其与区间 $[0, g_{\max}]$ 内的随机数进行比较。若 g 大于该随机数, 则保留该坐标; 否则重新抽样。为使生成的核子分布更接近目标密度分布, 取核子波包宽度为 $\sigma_r = 0.8\text{ fm}$ 。完成核子坐标的筛选后, 即可根据下式得到原子核密度分布:

$$\rho(\mathbf{r}) = \frac{1}{(2\pi\sigma_r^2)^{3/2}} \sum_i \exp\left(-\frac{(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i)^2}{2\sigma_r^2}\right). \quad (11)$$

图 1 展示了利用 UrQMD 模型在不同初始化方式和波包宽度条件下得到的 ^{20}Ne 密度分布。图中, 黑色实线表示参考文献 [40] 中的目标密度分布, 这种中心密度亏空的结构被称为“气泡结构”; 红色虚线为采用 FSE 初始化方法得到的密度分布; 蓝色点线和紫色点段线分别对应于 UrQMD 模型中 HS 初始化方法在不同波包宽度条件下生成的核密度分布。可以看出, 采用 HS 初始化方法得到的 ^{20}Ne 原子核密度分布在 $r \approx 0\text{ fm}$ 附近接近核饱和密度, 随半径增大在核表面区域逐渐衰减, 其整体形态与普通原子核的密度分布特征一致。当波包宽度 σ_r 由 1.0 fm 减小至 0.8 fm 时, 密度分布整体变得更加陡峭。相比之下, FSE 初始化结果在核中心区域呈现出明显的中心气泡结构, 与目标密度分布基本一致。

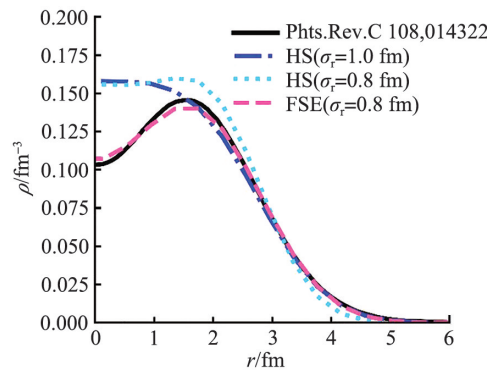


图 1 UrQMD 模型中不同初始化方式和波包宽度下得到的 ^{20}Ne 密度分布

2 结果与讨论

2.1 初始核结构对动力学演化过程的影响

为研究初始核结构对重离子碰撞动力学演化及末态观测量的影响,本文选取 $^{20}\text{Ne}+^{20}\text{Ne}$ 体系,在入射能量 $E_{\text{lab}}=400\text{ MeV/nucleon}$ 和碰撞参数 $b=4\text{ fm}$ 条件下开展碰撞模拟。图 2 展示了不同初始化条件下 $^{20}\text{Ne}+^{20}\text{Ne}$ 碰撞过程中反应平面内的核密度分布随时间的演化。图中每一行对应一种初始化方法,自上而下依次为 HS($\sigma_r=1.0\text{ fm}$)、HS($\sigma_r=0.8\text{ fm}$)和 FSE($\sigma_r=0.8\text{ fm}$),每一列对应一个时刻,自左向右依次为 $t=0, 2, 4, 6, 8, 10\text{ fm/c}$,色阶表示核物质密度,其单位为 fm^{-3} 。

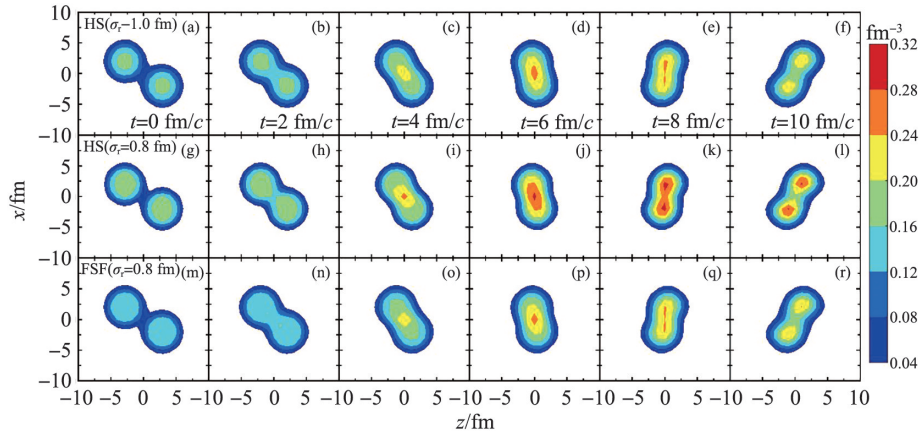


图 2 UrQMD 模型中,入射能量 $E_{\text{lab}}=400\text{ MeV/nucleon}$ 、碰撞参数 $b=4\text{ fm}$ 条件下,不同初始化方式下 $^{20}\text{Ne}+^{20}\text{Ne}$ 碰撞的核密度分布随时间的演化过程

在初始时刻($t=0\text{ fm/c}$),随着 σ_r 减小,HS 初始化所得原子核的中心区域密度分布变宽;而 FSE 初始化得到的原子核则呈现明显的中心密度空缺。这种初始密度结构的差异将直接影响后续碰撞过程中反应区的压缩与膨胀行为。在碰撞早期($2\sim 6\text{ fm/c}$),两个原子核逐渐接触并开始发生重叠。HS 初始化因中心区域密度接近饱和密度,能够迅速在反应面内形成致密的压缩区。其中,HS($\sigma_r=0.8\text{ fm}$)情形下,波包宽度较小,原子核中心区域密度范围相对更宽,碰撞中体系压缩更强,形成的峰值密度也最高($\rho_{\text{max}}=0.29\text{ fm}^{-3}$);而 HS($\sigma_r=1.0\text{ fm}$)情形下波包宽度较大,核子空间分布相对弥散,密度演化更为平缓,峰值密度也相对较低($\rho_{\text{max}}=0.26\text{ fm}^{-3}$)。对于 FSE($\sigma_r=0.8\text{ fm}$)情形,由于初始核密度具有明显的气泡结构,两个原子核接触时首先发生重叠的是外围核子,中心区域密度积累较为迟缓,因此峰值密度进一步降低($\rho_{\text{max}}=0.25\text{ fm}^{-3}$)。在碰撞中后期($8\sim 10\text{ fm/c}$),随着系统逐渐进入膨胀阶段,各种初始化方式下形成的高密度区开始向外扩散。但不同初始化方式在早期压缩阶段所累积的密度分布差异并未随膨胀而消失,而是在整个动力学演化过程中持续存在。这表明初始核结构不仅影响碰撞早期的压缩过程,还会对整个动力学演化过程产生持续影响。

2.2 初始核结构对集体流的影响

集体流反映了重离子碰撞过程中系统内部的动力学演化特征,是研究核物质状态方程及反应动力学的敏感观测量。因此,初始核密度分布的差异会通过影响碰撞早期的压缩过程,改变体系的压力梯度和膨胀模式,并最终在集体流等末态观测量上留下可观测的信号。集体流中常见的直接流 v_1 和椭圆流 v_2 分别定义为

$$v_1 = \left\langle \frac{p_x}{\sqrt{p_x^2 + p_y^2}} \right\rangle, \quad (12)$$

$$v_2 = \left\langle \frac{p_x^2 - p_y^2}{p_x^2 + p_y^2} \right\rangle, \quad (13)$$

式中, p_x 、 p_y 分别为粒子沿 x 方向和 y 方向的动量。同时, 直接流 v_1 和椭圆流 v_2 随约化快度 y_0 的变化可分别由下式拟合:

$$v_1(y_0) = v_{11}y_0 + v_{13}y_0^3 + c, \quad (14)$$

$$v_2(y_0) = v_{20} + v_{22}y_0^2 + v_{24}y_0^4. \quad (15)$$

图 3 展示了在入射能量 $E_{\text{lab}} = 400$ MeV/nucleon、碰撞参数 $b = 4$ fm 条件下, $^{20}\text{Ne} + ^{20}\text{Ne}$ 碰撞中自由质子的直接流 v_1 和椭圆流 v_2 随约化快度 y_0 的变化关系。图中, 橙色实心方块、蓝色半实心圆和红色空心三角分别表示 HS($\sigma_r = 1.0$ fm)、HS($\sigma_r = 0.8$ fm) 和 FSE($\sigma_r = 0.8$ fm) 三种不同初始化条件下的计算结果。

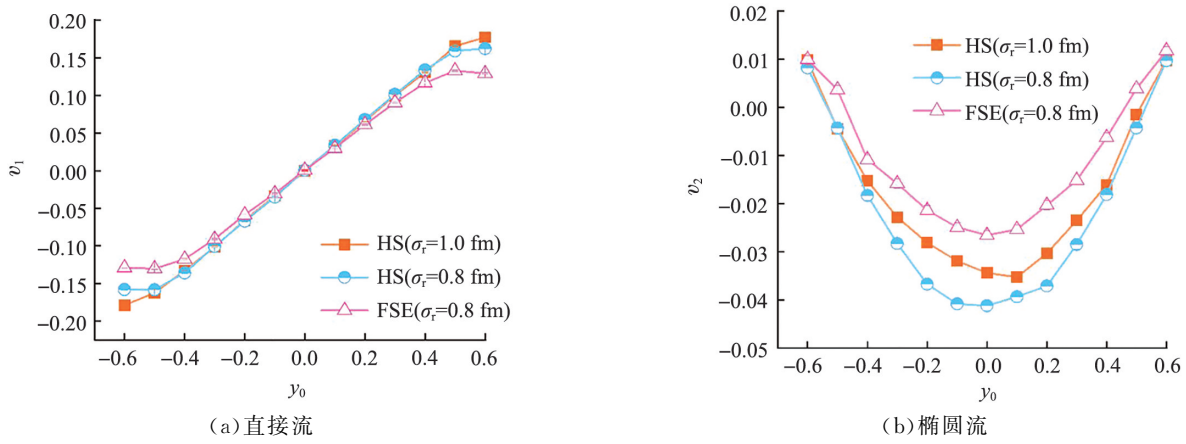


图 3 不同初始化条件下, $^{20}\text{Ne} + ^{20}\text{Ne}$ 碰撞中自由质子的直接流 v_1 和椭圆流 v_2 随约化快度 y_0 的变化

从图 3(a) 可以看到, 不同初始化条件下得到的直接流斜率总体较为接近。在 HS 初始化情形下, $\sigma_r = 0.8$ fm 和 $\sigma_r = 1.0$ fm 对应的直接流斜率分别为 $v_{11} \approx 0.37$ 和 $v_{11} \approx 0.35$ 。这表明在动力学演化过程中, $\sigma_r = 0.8$ fm 情况下的初始核体系能够产生更强的侧向压力, 与图 2 中观察到的更强压缩现象相一致。相比之下, FSE($\sigma_r = 0.8$ fm) 初始化得到的直接流斜率明显更为平缓, $v_{11} \approx 0.33$, 说明气泡结构抑制了中快度区域的侧向集体流强度。图 3(b) 展示了椭圆流 v_2 的结果。在中快度区域附近, 三种初始化方式所得的椭圆流均为负值, 说明在入射能量 $E_{\text{lab}} = 400$ MeV/nucleon 下, 核子主要沿垂直于反应平面的方向出射。不同初始化方式对 v_2 的影响更为显著: HS($\sigma_r = 0.8$ fm) 的 $|v_{20}| \approx 0.042$, 表明体系在反应平面外的集体运动最强; HS($\sigma_r = 1.0$ fm) 的 $|v_{20}| \approx 0.034$, 强度居中; 而 FSE($\sigma_r = 0.8$ fm) 的 $|v_{20}| \approx 0.026$, 比 HS($\sigma_r = 0.8$ fm) 和 HS($\sigma_r = 1.0$ fm) 情形下的结果分别降低了 38% 和 24%, 说明气泡结构削弱了椭圆流的强度。

为进一步揭示初始核结构的影响, 本文又分析了椭圆流 v_2 对横动量的依赖。图 4 给出了相同碰撞条件下, 中心快度区 ($|y_0| < 0.5$) 自由质子的椭圆流 v_2 随横动量 p_t 的分布。可以看到, 不同初始化方式下, 椭圆流在低 p_t 区域接近 0 并略为正值, 在较高 p_t 区域转为负值。低横动量粒子主要来自碰撞中后期的膨胀阶段, 此时粒子的各向异性较弱; 而高横动量粒子更多产生于碰撞早期的高密度阶段, 因压缩区压力梯度较大, 在旁观者粒子的阻挡作用下沿垂直反应平面方向出射, 形成负的椭圆流。

值得注意的是, 不同初始化方式在 v_2 上的差异随 p_t 升高而愈发显著。这种差异主要源于不同初始密度结构在碰撞早期所产生的压缩强度不同: 对于 HS($\sigma_r = 0.8$ fm) 初始化核, 体系在动力学演化过程中形成的压缩更强, 产生更多高横动量粒子, 同时旁观者阻挡效应也更明显, 因此 $|v_2|$ 最大。相比之下, HS($\sigma_r = 1.0$ fm) 初始化核的波包宽度较大, 密度分布较弥散, 碰撞早期压缩稍弱, 高横动量粒子数量相对减

少, $|v_2|$ 随之减小。而 FSE($\sigma_r=0.8$ fm) 初始化核由于中心存在气泡结构, 早期压缩强度最低, 高横动量粒子的产生受到限制, 垂直反应平面方向出射的粒子减少, 因此 $|v_2|$ 最小。这一趋势与图 3 中 v_2 随约化快度 y_0 的变化相一致, 进一步印证了初始核密度结构通过改变碰撞早期的压缩强度与密度峰值影响动力学演化过程, 并最终反映在集体流这一末态观测量上。

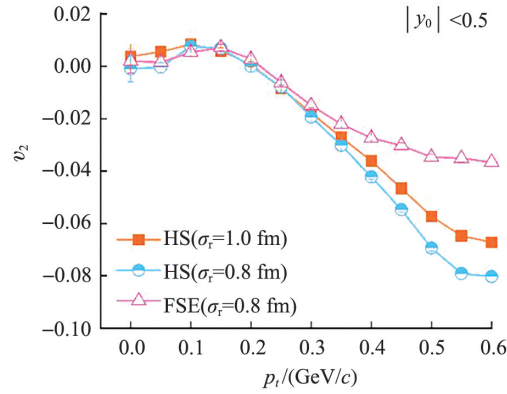


图 4 不同初始化条件下, $^{20}\text{Ne}+^{20}\text{Ne}$ 碰撞中自由质子椭圆流 v_2 随横动量 p_T 的变化

3 总结与展望

本文在 UrQMD 模型框架下, 以 $^{20}\text{Ne}+^{20}\text{Ne}$ 碰撞为例, 比较了采用 HS 初始化方法生成的常规结构原子核与基于 FSE 筛选方法生成的中心具有气泡结构的原子核在碰撞动力学演化及自由质子集体流方面的差异。研究表明, 不同初始核密度分布在碰撞动力学演化中表现出明显差异。对于 HS 初始化, 较小的波包宽度($\sigma_r=0.8$ fm)使得核子分布更为集中, 中心较高密度区域的分布更宽, 导致碰撞早期更容易形成更强的压缩和更高的密度峰值, 促进较高横动量粒子的产生和增强直接流 v_1 和椭圆流 v_2 ; 而较大的波包宽度($\sigma_r=1.0$ fm)对应核子分布更为弥散, 中心较高密度区域分布更窄, 早期压缩较弱, 集体流相应减弱。相比之下, FSE($\sigma_r=0.8$ fm) 初始化下的气泡核因中心区域存在密度亏空, 早期压缩强度最低, 导致高横动量粒子产生受限, 垂直反应平面方向的出射减少, 因此直接流和椭圆流均为最弱。上述结果表明, 初始核密度分布能够通过改变碰撞早期的压缩强度影响重离子碰撞的动力学演化, 并最终反映在集体流这一末态观测量上。

未来的研究可进一步拓展至不同反应体系、入射能量及碰撞中心度, 系统考察多种奇异核密度分布(如中子皮和集团结构等)对末态观测量的影响。此外, 将模拟结果与实验数据进行定量对比, 有助于深入理解核结构效应在重离子碰撞动力学演化中的作用机制, 并为 HIAF 上开展的奇异核物质性质研究提供理论参考。

参考文献:

- [1] Danielewicz P, Lacey R, Lynch W G. Determination of the equation of state of dense matter [J]. Science, 2002, 298(5598): 1592–1596.
- [2] Colonna M. Collision dynamics at medium and relativistic energies [J]. Progress in Particle and Nuclear Physics, 2020, 113: 103775.
- [3] Huth S, Pang P T H, Tews I, et al. Constraining neutron – star matter with microscopic and macroscopic collisions [J]. Nature, 2022, 606(7913): 276–280.
- [4] 马余刚, 王思敏. 2024 年原子核物理科技热点回眸[J]. 科技导报, 2025, 43(7): 21–47.
- [5] 马余刚, 王思敏. 2025 年原子核物理科技热点回眸[J]. 科技导报, 2026, 44(1): 21–33.

- [6] Feng Zhaoqing. Nuclear dynamics and particle production near threshold energies in heavy-ion collisions [J]. Nuclear Science and Techniques, 2018, 29(3): 40.
- [7] Sorensen A, Agarwal K, Brown K W, et al. Dense nuclear matter equation of state from heavy-ion collisions [J]. Progress in Particle and Nuclear Physics, 2024, 134: 104080.
- [8] 张宇, 张定伟, 罗晓峰. 相对论重离子碰撞中 QCD 相图的实验研究[J]. 核技术, 2023, 46(4): 4-16.
- [9] Zhou Xiaohong, Yang Jiancheng, the HIAF project team. Status of the high-intensity heavy-ion accelerator facility in China [J]. AAPS Bulletin, 2022, 32(1): 35.
- [10] Ablyazimov T, Abuhoza A, Adak R P, et al. Challenges in QCD matter physics: the scientific programme of the Compressed Baryonic Matter experiment at FAIR [J]. The European Physical Journal A, 2017, 53(3): 60.
- [11] Abdallah M S, Aboona B E, Adam J, et al. Measurements of proton high-order cumulants in $\sqrt{s_{NN}} = 3$ GeV Au+Au collisions and implications for the QCD critical point [J]. Physical review letters, 2022, 128(20): 202303.
- [12] Sun Yuliang, Wang Yongjia, Li Qingfeng, et al. Effect of internal magnetic field on collective flow in heavy ion collisions at intermediate energies [J]. Physical Review C, 2019, 99(6): 064607.
- [13] Colonna M, Zhang Yingxun, Wang Yongjia, et al. Comparison of heavy-ion transport simulations: mean-field dynamics in a box [J]. Physical Review C, 2021, 104(2): 024603.
- [14] Wolter H, Colonna M, Cozma D, et al. Transport model comparison studies of intermediate-energy heavy-ion collisions [J]. Progress in Particle and Nuclear Physics, 2022, 125: 103962.
- [15] Wang Fangyuan, Yang Junping, Chen Xiang, et al. Probing nucleon effective mass splitting with light particle emission [J]. Nuclear Science and Techniques, 2023, 34(6): 94.
- [16] Guo Dong, He Xiaohong, Li Pengcheng, et al. Studies of nuclear equation of state with the HIRFL-CSR external-target experiment [J]. The European Physical Journal A, 2024, 60(2): 36.
- [17] 魏国俊, 王永佳, 李庆峰, 等. 机器学习仿真中能重离子碰撞的集体流与核阻止本领[J]. 核技术, 2025, 48(5): 47-57.
- [18] Bleicher M, Zabrodin E, Spieles C, et al. Relativistic hadron-hadron collisions in the ultra-relativistic quantum molecular dynamics model (UrQMD) [J]. Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics, 1999, 25(9): 1859-1896.
- [19] Zhang Yingxun, Li Zhuxia. Elliptic flow and system size dependence of transition energies at intermediate energies [J]. Physical Review C, 2006, 74(1): 014602.
- [20] 高波, 王永佳, 李庆峰, 等. 费米动量对中能重离子碰撞椭圆流的影响[J]. 核技术, 2023, 46(7): 71-79.
- [21] Wang Yongjia, Li Qingfeng, Leifels Y, et al. Study of the nuclear symmetry energy from the rapidity-dependent elliptic flow in heavy-ion collisions around 1 GeV/nucleon regime [J]. Physics Letters B, 2020, 802: 135249.
- [22] Li Pengcheng, Wang Yongjia, Li Qingfeng, et al. Accessing the in-medium effects on nucleon-nucleon elastic cross section with collective flows and nuclear stopping [J]. Physics Letters B, 2022, 828: 137019.
- [23] 肖遼, 李鹏程, 王永佳, 等. 预碎片的衰变对中能区重离子碰撞过程中集体流和核阻止本领的影响[J]. 原子核物理评论, 2024, 41(1): 536-544.
- [24] 李鹏程, 王永佳, 李庆峰, 等. 利用两 π 介子 HBT 关联约束重离子碰撞中高密度核物质的状态方程[J]. 原子核物理评论, 2024, 41(1): 522-529.
- [25] 杨佳烨, 刘玲, 李鹏程, 等. 弹靶核的形变效应对中能区 U+U 碰撞的影响[J]. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2021, 51(11): 87-95.
- [26] Li Pengcheng, Nan Manzi, Zhang Haojie, et al. Unlocking the initial neutron density distribution from the two-pion HBT correlation function in heavy-ion collisions [J]. Physics Letters B, 2025, 870: 139963.
- [27] He Wanbing, Ma Yugang, Cao Xiguang, et al. Giant dipole resonance as a fingerprint of α clustering configurations in ^{12}C and ^{16}O [J]. Physical Review Letters, 2014, 113(3): 032506.
- [28] Wang Yuanzhe, Zhang Song, Ma Yugang. System dependence of away-side broadening and α -clustering light nuclei structure effect in dihadron azimuthal correlations [J]. Physics Letters B, 2022, 831: 137198.
- [29] Xu Haojie, Li Hanlin, Wang Xiaobao, et al. Determine the neutron skin type by relativistic isobaric collisions [J]. Physics Letters B, 2021, 819: 136453.
- [30] Jia Jiangyong. Shape of atomic nuclei in heavy ion collisions [J]. Physical Review C, 2022, 105(1): 014905.

- [31] Jia Jiangyong, Giacalone G, Zhang Chunjian. Separating the impact of nuclear skin and nuclear deformation in high – energy isobar collisions [J]. Physical Review Letters, 2023, 131(2): 022301.
- [32] Liu Lumeng, Zhang Chunjian, Zhou Jia, et al. Probing neutron – skin thickness with free spectator neutrons in ultracentral high – energy isobaric collisions [J]. Physics Letters B, 2022, 834: 137441.
- [33] Radhakrishnan A M K, Prasad S, Mallick N, et al. Probing the sensitivity of anisotropic flow coefficients to the initial nuclear structure in pO and OO collisions at the LHC[J]. Physics Letters B, 2025, 870: 139941.
- [34] Li Hanlin, Xu Haojie, Zhou Ying, et al. Probing the neutron skin with ultrarelativistic isobaric collisions [J]. Physical Review Letters, 2020, 125(22): 222301.
- [35] Aichelin J. “Quantum” molecular dynamics: a dynamical microscopic n – body approach to investigate fragment formation and the nuclear equation of state in heavy ion collisions [J]. Physics Reports, 1991, 202(5~6): 233 – 360.
- [36] Xiao Kui, Li Pengcheng, Wang Yongjia, et al. Effects of sequential decay on collective flows and nuclear stopping power in heavy – ion collisions at intermediate energies [J]. Nuclear Science and Techniques, 2023, 34(4): 62.
- [37] Li Qingfeng, Shen Caiwan, Guo Chenchen, et al. Nonequilibrium dynamics in heavy – ion collisions at low energies available at the GSI Schwerionen Synchrotron [J]. Physical Review C, 2011, 83(4): 044617.
- [38] Wu Qinghua, Guan Fenhai, Diao Xinyue, et al. Symmetry energy effect on emissions of light particles in coincidence with fast fission [J]. Physics Letters B, 2020, 811: 135865.
- [39] Xiang Xilong, Nan Manzi, Li Pengcheng, et al. Novel filtering method for generating desired density profiles of colliding nuclei [J]. Physical Review C, 2026, 113(6): 064606.
- [40] Yamaguchi Y, Horiuchi W, Itagaki N. Evidence of bicluster structure in the ground state of ^{20}Ne [J]. Physical Review C, 2023, 108(1): 014322.

The Effect of Initial Nuclear Density Distributions on Collective Flow in Transport Models at Intermediate Energies

Xiang Xilong^{1,2}, Li Pengcheng², Wang Yongjia², Liu Ling¹, Li Qingfeng²

(1. College of Physics Science and Technology, Shenyang Normal University, Shenyang 110034, China;

2. School of Science, Huzhou Normal University, Huzhou 313000, China)

Abstract: Nuclear structure effects are one of the important factors influencing the dynamical evolution and final – state observables in heavy – ion collisions. In this work, the Ultra – relativistic Quantum Molecular Dynamics (UrQMD) model is employed to study the $^{20}\text{Ne}+^{20}\text{Ne}$ collision system. During the initialization, a method based on Fourier series expansion (FSE) is used to construct nuclei with bubble structures, and the results are compared with those obtained from the conventional hard – sphere (HS) initialization. The influence of different initial nuclear density distributions on the dynamical evolution of heavy – ion collisions and the final – state collective flows is analyzed. The results show that, compared with HS initialization, the bubble structure obtained with FSE initialization forms a smaller high – density region during the collision process, leading to weaker directed flow v_1 and elliptic flow v_2 . This indicates that the initial nuclear structure can influence the dynamical evolution of the system by modifying the high – density region formed in the early stage of the collision, and this effect is ultimately reflected in collective flow. These findings provide theoretical support for future studies of nuclear reactions and nuclear structure at the upcoming HIAF facility.

Keywords: heavy – ion collisions; initial nuclear structure; UrQMD model; collective flow

[责任编辑 高俊娥]