

同位旋相关的输运理论*

张丰收

(兰州重离子加速器国家实验室原子核理论中心 兰州 730000)

(中国科学院近代物理研究所 兰州 730000)

(中国高等科学技术中心 北京 100080)

0571.426

摘要 评述了当前中能重离子碰撞中同位旋相关的输运理论及其研究进展,并指出了进一步研究的方向.

关键词 放射性核束物理 输运理论 同位旋效应

分类号 O571.4

1 引言

中能重离子碰撞为研究极端条件下的核物质性质提供了机遇^[1-3].近年来,次级束流装置的建成和即将建成,又为重离子物理开辟了一个崭新的领域,即放射性核束(RNB)物理. RNB物理的发展,极大地扩展了可进行研究的原子核的范围,这对检验和发展传统原子核结构模型具有十分重要的意义.另外, RNB物理的发展,为人们探索核物质状态方程的同位旋相关部分(即对称能)及同位旋相关的介质中的核子-核子碰撞截面提供了可能,同时对研究超新星的爆炸和中子星的形成和冷却有重要的意义.

在重离子碰撞发展初期,人们已经建立了描述稳定核引起反应的输运理论,如BUU模型^[4]、QMD模型^[5]、Boltzmann-Langevin Equation (BLE)模型^[6]、Fermionic Molecular Dynamics (FMD)模型和 Antisymmetrized Molecular Dynamics (AMD)模型.这些模型没有或仅仅部分考虑了中子、质子差别导致的同位旋效应,尽管在描述稳定核引起反应的碰撞动力学中取得了不同程度的成功,但在描述中子、质子差别较大的奇异核引起的反应中遇到了困难.因此,需要将

现有的输运理论进一步完善并准确地考虑同位旋自由度,然后才能用于研究远离 β 稳定线核引起的反应.这些研究对可能在次级束装置上开展的确定对称能、介质中同位旋相关的核子-核子碰撞截面和核物质压缩系数、研究奇异核的结构性质、合成新核素、研究化学不稳定性与原子核多重碎裂的关系及与同位旋有关的新的反应机制和核天体物理参数的确定等具有重要的意义.

目前,已发展了如 Isospin-dependent Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck (IBUU)模型^[7]、Isospin-dependent Quantum Molecular Dynamics (IQMD)模型^[8,9]和 Isospin-dependent Boltzmann-Langevin Equation (IBLE)模型^[10].这些理论模型,在不同程度上考虑了同位旋自由度,并用于研究远离 β 稳定线核引起的反应.本文对当前中能重离子碰撞中同位旋相关的输运理论及其研究进展作了评述,并指出了进一步研究的方向.

2 同位旋相关的输运理论

2.1 IQMD模型

IQMD模型^[8,9,11-15]包含了同位旋自由度,即同位旋相关的核子-核子碰撞截面、对

收稿日期:1999-06-02.

* 国家自然科学基金(项目编号19609033、19875068和19847002)和中国科学院基金共同资助.

称能项、库仑势及同位旋相关的 Pauli 阻塞。在 IQMD 模型中, 同位旋相关的平均场
另外, 在初始化过程中也严格地区分了中子 可以参数化为
和质子。

$$U(\rho, \tau_z) = U^{Loc} + U^{Yuk} + U^{Coul} + U^{Sym} + U^{MDI}, \quad (1)$$

其中,
$$U^{Loc} = \alpha \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right) + \beta \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^\gamma,$$

$$U^{Yuk} = \frac{1}{2} V_Y \sum_{i \neq j} \frac{1}{r_{ij}} \exp(Lm^2) \times [\exp(-mr_{ij})] \cdot \operatorname{erfc} \left(\sqrt{L} m - \frac{r_{ij}}{\sqrt{4L}} \right) - \exp(mr_{ij}) \operatorname{erfc} \left(\sqrt{L} m + \frac{r_{ij}}{\sqrt{4L}} \right),$$

$$U^{Coul} = \frac{e^2}{4} V_Y \sum_{i \neq j} \frac{1}{r_{ij}} (1 + t_{iz})(1 + t_{jz}) \operatorname{erf} \left(\frac{r_{ij}}{\sqrt{4L}} \right),$$

$$U^{Sym} = \frac{C}{2\rho_0} \sum_{i \neq j} t_{iz} t_{jz} \frac{1}{(4\pi L)^{3/2}} \exp \left[-\frac{(r_i - r_j)^2}{4L} \right],$$

$$U^{MDI} = \delta \ln^2 [e \mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2]^2 + 1] \frac{\rho}{\rho_0},$$

其中, $U(\rho, \tau_z)$ 、 U^{Loc} 、 U^{Yuk} 、 U^{Coul} 、 U^{Sym} 、 U^{MDI} 分别是总相互作用势、局域相互作用势、Yukawa (表面) 相互作用势、库仑相互作用势、对称能项和动量相关势; $\rho_0 = 0.16 \text{ fm}^{-3}$, 即正常核物质的饱和密度; ρ 、 ρ_n 和 ρ_p 分别是总的、中子的和质子的相互作用密度; τ_z 是同位旋自由度的第3分量, 对于中子和质子 τ_z 分别等于 1 和 -1; 参数 α 、 β 和 γ 的选择将采用所谓的软势或硬势 (不可压缩系数 K 为 200 MeV 或 380 MeV). 对称能强度系数 $C = 32 \text{ MeV}$.

采用了两种核子-核子碰撞截面的参数化形式. 一种是由 Cugnon 给出的同位旋不相关的核子-核子碰撞截面的形式 σ_{Cug} , 另一种是实验提取的同位旋相关的核子-核子碰撞截面的形式 σ_{Exp} . 在入射能量小于 300 MeV/u 时, 可采用 σ_{Exp} 的形式, 这时 n-p 碰撞截面是 n-n 和 p-p 碰撞截面的 3 倍.

与上面考虑的几种因素一致, 弹核与靶

核的初始化过程中是区分了中子和质子的. 采用 Skyrme-Hartree-Fock (SHF) 方法能够给出稳定核、丰中子核的较为合理的质子与中子密度分布. 采用 Monte-Carlo 方法分别抽样得到弹核与靶核中质子与中子的空间坐标, 对相应弹核与靶核中质子与中子局域费米动量 $p_i^*(r) = \hbar [3\pi^2 \rho_i(r)]^{1/3}$, ($i=n, p$) 的 Monte-Carlo 方法抽样可得到其相应动量的大小.

2.2 IBUU 模型

在 IBUU^[7] 模型中, 同位旋相关的核平均场可以参数化为

$$U(\rho, \tau_z) = \alpha \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right) + \beta \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^\gamma + \frac{1}{2} (1 - \tau_z) \cdot V_C + C \frac{\rho_n - \rho_p}{\rho_0} \tau_z, \quad (2)$$

其中, 等号后的第一与第二项为局域相互作用势, 第三、第四项分别是库仑相互作用项和对称能项. 其它参数选取同式 (1), 均给在表 1 中.

表1 公式(1)和(2)中所用的参数

	K/MeV	α/MeV	μ/MeV	γ/MeV	δ/MeV	$\epsilon/c^2 \cdot \text{GeV}^{-2}$
S	200	-356	303	1.17	—	—
SM	200	-390	320	1.14	1.57	500
H	380	-124	71	2.00	—	—
HM	380	-130	59	2.09	1.57	500

2.3 IBLE 模型

描述涨落的单粒子密度 $\hat{f}(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ 的 IBLE 模型^[10,13]为

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} - \frac{\mathbf{p}}{m} \cdot \nabla_{\mathbf{r}} - \nabla_{\mathbf{r}} U(\hat{f}, \tau_z) \cdot \nabla_{\mathbf{p}} \right) \hat{f}(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) = K(\hat{f}) + \delta K(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t), \quad (3)$$

方程左边描述了由同位旋相关的平均场 $U(\hat{f}, \tau_z)$ 决定的 Vlasov 传播, 右边是碰撞项 $K(\hat{f})$ 及其涨落 $\delta K(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$. 其中

$$U(\hat{f}, \tau_z) = a \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right) + \beta \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{\gamma} + (1 - \tau_z) V_c + c \frac{\rho_n - \rho_p \tau_z}{\rho_0}, \quad (4)$$

$$\rho(\mathbf{r}, t) = \int \hat{f}(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) d\mathbf{p}, \quad (5)$$

(4)式等号后第一与第二项为局域相互作用项, 第三、第四项分别是库仑相互作用项和对称能项. ρ_0 、 ρ 、 ρ_n 、 ρ_p 、 τ_z 、 V_c , 以及 a 、 β 、 γ 和 c 的参量和含意同式(1).

在碰撞项、泡利阻塞效应的计算中也考虑了同位旋效应. 碰撞项的涨落来自关联效应, 它并没有包含在碰撞项中, 可由关联函数表征如下:

$$\langle \delta K(\mathbf{r}_1, \mathbf{p}_1, t_1) \delta K(\mathbf{r}_2, \mathbf{p}_2, t_2) \rangle = C(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2) \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \delta(t_1 - t_2), \quad (6)$$

这里的平均是对时间步长 δt 内单粒子密度的相对涨落而言的. 关联函数 $\langle \delta K(\mathbf{r}_1, \mathbf{p}_1, t_1) \delta K(\mathbf{r}_2, \mathbf{p}_2, t_2) \rangle$ 对空间和时间是区域的, 与马尔

可夫处理碰撞项一致.

通过对 SHF 方法或相对论平均场 (RMF) 的计算, 能够给出弹核与靶核中质子与中子的密度分布. 对放射性核的密度分布采用 RMF 的计算更为合理. 已经证明, 采用最新的 NL3 参数能够给出远离 β 稳定线核的基态性质. 采用 Monte-Carlo 方法分别抽样得到弹核与靶核中质子与中子的空间坐标和相应动量的大小.

从原则上讲, 可采用标准的求解随机微分方程的方法来数值求解 IBLE. 但是, 要直接求解六维相空间分布的微分方程目前还不大可能. 另外, 在适当的近似下就可以描述密度涨落的粗糙性质. 采用投影法来模拟求解 IBLE 方程, 涨落被投影到动量分布的区域多极矩上, 即在动量空间展开时的第一和第二非零项, 四极矩和八极矩. 这些涨落最终以区域的形式被加入到动量分布中, 它足以描述密度涨落.

为了构造碎片, 我们发展了一个与同位旋相关的改进的并合模型^[2]. 在这个模型中, 首先把相对距离小于 R_0 (3.5 fm) 和相对动量小于 P_0 (300 MeV/c) 的粒子并合到一个碎片中, 然后检查这个碎片是否是核数据表上存在的一种核素, 如果是则做下一步分析, 否则并合失败, 最后为了排除非物理的线状集团, 检查碎片是否满足条件 $R_{rms} \leq 1.14A^{1/3}$ (R_{rms} 和 A 分别为碎片的均方根半径和质量数), 如果满足则最终判定为一个碎片.

3 一些重要结果

IQMD 模型已被成功地用来解释中能重

离子碰撞中的一些同位旋效应，如同位旋非平衡现象、同位旋相关的集体流、膨胀流和多重碎裂等。但由于该模型计算方法的限制，目前只适用于较高能量区域的反应。IBUU 模型已被用来研究不同同位旋体系的非平衡核子发射。但由于该模型未能包含初始关联导致的密度涨落，在描述原子核多重碎裂时遇到了困难。IBLE 恰当地包含了关联导致的密度涨落，在描述放射性核束引起的反应，如碎裂、转移反应获得成功。但该模型计算量太大，由于计算机资源的限制，对研究重体系的反应目前仍有一些困难。下面给出这些模型的一些典型研究结果。

3.1 同位旋平衡和非平衡

在低能重离子碰撞中，体系的 N/Z 自由度是最先达到平衡的，但在中能区， N/Z 是否也能达到平衡是研究同位旋效应首先要回答的问题。图 1 给出了 IQMD 计算的 $^{40}\text{Ca} + ^{58}\text{Fe}$ 在各种轰击能量下的对心碰撞时同位旋

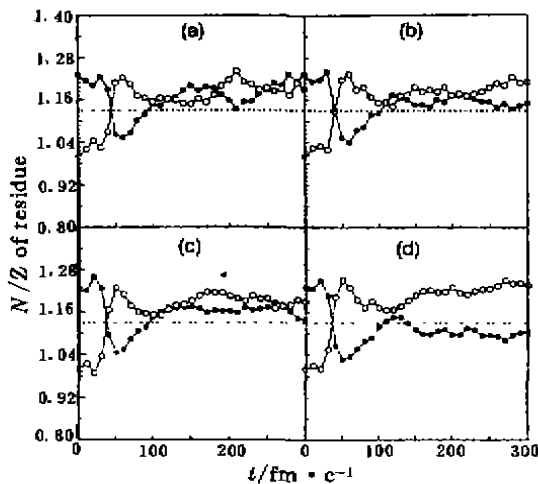


图1 $^{40}\text{Ca} + ^{58}\text{Fe}$ 反应系统对心碰撞时体系左边 ($z < 0$, \circ) 和右边 ($z > 0$, \bullet) N/Z 的时间演化

图中---为复合体系的 N/Z 值。轰击能量为 (a) 25 MeV/u, (b) 35 MeV/u, (c) 45 MeV/u, (d) 55 MeV/u。

自由度的平衡情况。从图中看出，在 $t = 0$ fm/c 时，对不同轰击能量， N/Z 的值在左边 ($z < 0$) 为 1，在右边 ($z > 0$) 为 1.23，这对应于弹核 ^{40}Ca 和靶核 ^{58}Fe 的 N/Z 值。

随着时间的演化， $t \approx 40$ fm/c 时弹核与靶核重迭，左右两边的 N/Z 相等，形成具有 $(N/Z)_{\text{eq}} = 1.13$ 的复合体系； $t > 40$ fm/c 时，左右两边的 N/Z 不再相等，各自进入新的演化阶段。在轰击能量为 25 MeV/u 和 35 MeV/u 时，由图 (a) 和图 (b) 看出， $t = 110$ fm/c 时，左右两边的 N/Z 接近并伴随有微小的振荡。这种振荡是由于平均场和两体碰撞的恢复力造成的，而左右两边的 N/Z 接近反映了在此轰击能量时，同位旋和低能重离子碰撞时一样，能够达到平衡。在轰击能量为 45 MeV/u 时，同位旋也能达到平衡，但此能量下，振荡变得很强，如图 (c) 所示。由图 (d) 看出，在轰击能量为 55 MeV/u 和 $t > 40$ fm/c 时，左右两边的 N/Z 值完全分开并伴随微小的振荡。特别是左边 ($z < 0$) 的 N/Z 值强烈的依赖于靶核，而右边 ($z > 0$) 的 N/Z 值强烈的依赖于弹核。这表征在此能量下，体系的同位旋没有达到平衡。这些研究结果和 MSU 的实验结果符合。

3.2 同位旋相关的非平衡核子发射

对称能对于理解远离 β 稳定线核的结构以及中子星、超新星的结构和性质起着决定性的作用。为了研究核的对称能，人们利用同位旋相关的 BUU 模型已经证明：在 Fermi 能区，丰中子核引起的反应中的非平衡发射的中子质子比较敏感地依赖于核的对称能的密度相关形式，而与核物质的不可压缩系数及介质中的核子-核子碰撞截面无关，这为确定核的对称能提供了一条新的途径。图 2 给出了轰击能量为 40 MeV/u $^{132}\text{Sn} + ^{132}\text{Sn}$ 反应中，在不同条件 $K = 210$ MeV、 $\sigma_{np} \neq \sigma_{nn}$ ， $K = 380$ MeV、 $\sigma_{np} \neq \sigma_{nn}$ 和 $K = 380$ MeV、 $\sigma_{np} = \sigma_{nn}$

和不同对称能形式下总的非平衡中子和质子之比与碰撞参数的关系. 由(a)可以看出, 它们与核物质的不可压缩系数及介质中的核子-核子碰撞截面无关, 但比较敏感地依赖于核对称能的密度相关形式[图2(b)].

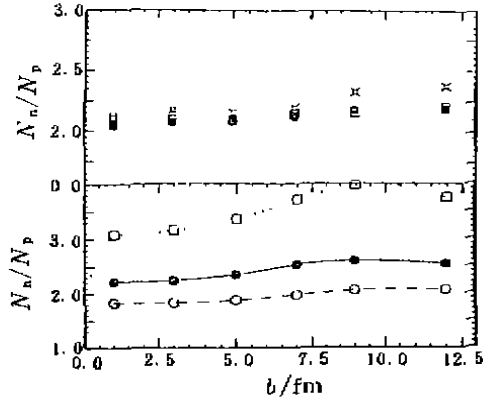


图2 轰击能量为40 MeV/u ¹³²Sn+¹³²Sn 反应系统中总的非平衡中子和质子比与碰撞参数的关系

(a) 不同核物质压缩系数和不同形式截面: □ K=380 MeV、σ_{nn}=σ_m; ● K=380MeV、σ_{nn}≠σ_m; ○ K=210 MeV;
(b) 不同对称能形式 F_i(U): --- F₁(U)、— F₂(U)和 ... F₃(U).

3.3 同位旋相关的集体流

理论研究表明, 横向集体流的强度及平衡能可用来提取关于核物质的状态方程以及核子-核子碰撞截面的信息. 而研究放射性核引起反应中的集体流, 对提取同位旋相关的核物质状态方程是非常有意义的. 在同位旋相关的 BUU 方程下所给出的集体流的同位旋相关性, 和实验趋势符合. 在平衡能以下, 该方程能给出由较丰中子核引起的反应具有较强的横向集体流, 并将此现象解释为同位旋相关的核子-核子碰撞截面和同位旋相关的平均场等机制间的竞争所造成的. 但 BUU 方程未能包括高阶关联效应, 因此不能从物理上正确地描述碎块的集体流.

利用 IQMD 模型计算了 55 MeV/u ⁵⁸Fe

+⁵⁸Fe 和 ⁵⁸Ni+⁵⁸Ni 两个反应系统中的集体流参数(所用势参数为 SM, 见表1). 图3给出了三种碎块的流参数的计算值和实验值与碰撞系统的 N/Z 的关系. 从图中可以看到, 计

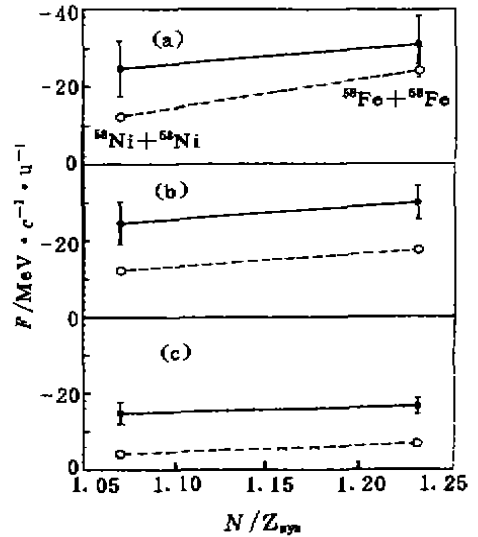


图3 轰击能量为55 MeV/u ⁵⁸Fe+⁵⁸Fe 和 ⁵⁸Ni+⁵⁸Ni 反应系统中, 3种碎片的流参数和系统的 N/Z 关系

●-计算值, -○- 实验值, (a) Z=3, (b) Z=2, (c) Z=1.

算值与实验值在趋势上符合得很好, 非常明显地体现出了集体流的同位旋相关性, 较丰中子核引起的反应具有较强的横向集体流, 这表明在 IQMD 模型中对同位旋自由度的考虑是恰当的. 另外, 从图中还可以看到, 碎块越重集体流越强, 这与实验结果和其它计算结果是一致的.

3.4 同位旋相关的径向膨胀能

重离子中心碰撞具有其特殊的优越性: 阻塞、压缩以及热平衡可望达到最大程度, 初始的入射动能能够较好地储存在一个单一“源”中, 这就大大地简化了碰撞动力学和减弱了表面效应. 实验与理论研究表明, 核的径向膨胀流具有如下特性: 与碎块的质量成正比; 随着碰撞参数的减小或入射能量的升

高而增大；对核物质的不可压缩系数不敏感；较敏感地依赖于核子的有效质量；对碰撞系统的核子数不敏感（以每核子为单位计算）。这与平面横向集体流有很大的差别。

一般来说，在中心对称碰撞中，碎片的平均动能可以分成3部分：即随机的热动能、库仑排斥能和集体运动能量，即所谓的径向膨胀能。前两个部分（热+库仑）可利用 WIX 程序计算，径向膨胀能利用 IQMD 模型计算得到。表2给出了不同入射能量下所提取的 $^{124}\text{Ba} + ^{124}\text{Ba}$ 和 $^{124}\text{Sn} + ^{124}\text{Sn}$ 系统的径向膨胀流及其差值 Δ 。从表2可以看到，丰中子 $^{124}\text{Sn} + ^{124}\text{Sn}$ 系统的径向膨胀流系统性地大于 $^{124}\text{Ba} + ^{124}\text{Ba}$ 系统的径向膨胀流，并且随着能量的

增加变得更加明显。介质中的核子-核子碰撞截面及其同位旋相关性可能具有强烈的密度相关性，同位旋相关的径向膨胀流为探索介质中的核子-核子碰撞截面及其同位旋相关性提供了一条可能的途径。

3.5 同位旋相关的原子核多重碎裂

由于质子、中子不对称所导致的化学不稳定性也是多重碎裂的一个原因。MSU 的实验观测到的多重碎裂的同位旋效应反映了这种化学不稳定性。利用 IQMD 模型，我们研究了 $^{112}\text{Sn} + ^{112}\text{Sn}$ 和 $^{124}\text{Sn} + ^{124}\text{Sn}$ 两个反应系统在入射能量 $E = 40 \text{ MeV/u}$ 时的多重碎裂。图4 (a)、(b)和(c)分别给出了 $\langle N_{\text{MF}} \rangle$ 随 N_c 、 N_{LC} 以及 N_N 的变化关系。从图中可以清楚地看到，理论计算结果能较好地与实验值定性符合，尤其对这两个反应系统，显示出了明显的差别，表明多重碎裂具有明显的同位旋效应。对于任意的 N_c 及 N_{LC} ，实验值和理论计算结果都表明丰中子反应系统 $^{124}\text{Sn} + ^{124}\text{Sn}$ 发射的中等质量碎片数都系统性地大于反应系统 $^{112}\text{Sn} + ^{112}\text{Sn}$ 发射的，这个现象在图(c)

表2 不同入射能量下 $^{124}\text{Ba} + ^{124}\text{Ba}$ 和 $^{124}\text{Sn} + ^{124}\text{Sn}$ 系统的径向膨胀流及其差值 Δ 单位: MeV/u

E_{in}	$^{124}\text{Ba} + ^{124}\text{Ba}$	$^{124}\text{Sn} + ^{124}\text{Sn}$	Δ
100	3.06	6.90	11.94
150	2.59	4.60	6.95
200	0.47	2.30	4.99

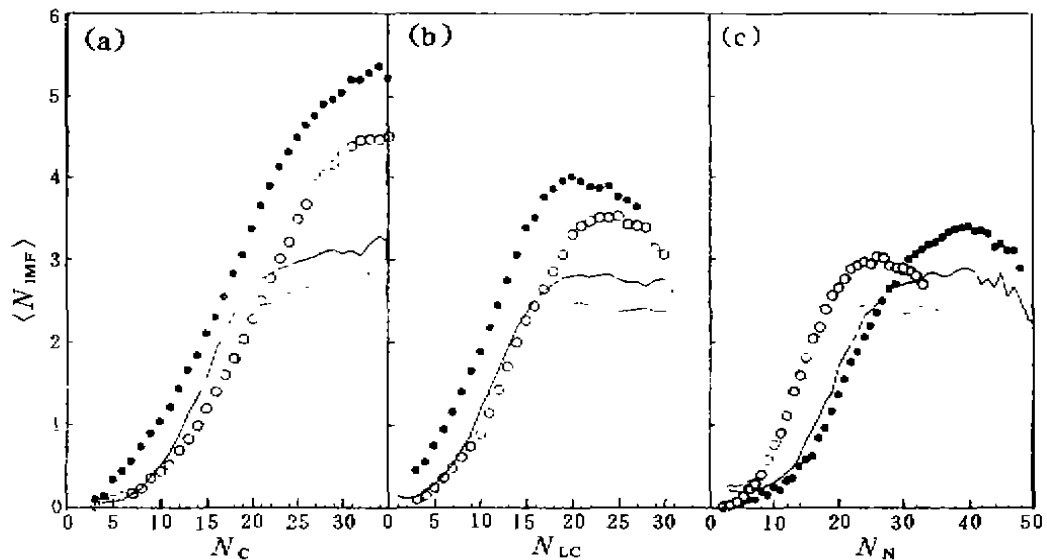


图4 40 MeV/u $^{112}\text{Sn} + ^{112}\text{Sn}$ 和 $^{124}\text{Sn} + ^{124}\text{Sn}$ 反应系统中 $\langle N_{\text{MF}} \rangle$ 随 N_c (a)、 N_{LC} (b) 以及 N_N (c) 的变化关系

● $^{124}\text{Sn} + ^{124}\text{Sn}$ 实验值, ○ $^{112}\text{Sn} + ^{112}\text{Sn}$ 实验值, — $^{124}\text{Sn} + ^{124}\text{Sn}$ 计算值, ... $^{112}\text{Sn} + ^{112}\text{Sn}$ 计算值。

中当 N_N 很大时同样可以观察到, 值得注意的是, 当前的计算能很好地给出对应于最大 $\langle N_{MF} \rangle$ 时的 N_C 、 N_{LC} 或 N_N , 这是膨胀蒸发源模型和同位旋相关的渗透模型所无能为力的。

3.6 同位旋相关的奇异核产额

奇异核的生成截面一直是核物理学家感兴趣的课题, 图5给出了 IBLE 模型计算的轰击能量为 28.7 MeV/u 时, 不同弹靶组合体系产生的各种同位素的生成截面与其质量的关系, 从图(b)看出, 所产生的 ${}^1, 2, 3\text{H}$ 、 ${}^3, 4\text{He}$ 、 ${}^6, 7\text{Li}$ 、 ${}^6, 7, 9\text{Be}$ 、 ${}^{10, 11}\text{B}$ 、 ${}^{11 \sim 13}\text{C}$ 、 ${}^{12 \sim 14}\text{N}$ 、 ${}^{15 \sim 17}\text{O}$ 、 ${}^{17 \sim 19}\text{F}$ 、 ${}^{19 \sim 21}\text{Ne}$ 和 ${}^{21, 22}\text{Na}$, 若不考虑 ${}^{20}\text{Ne}$ 和 ${}^{12}\text{C}$, 共生成 27 种同位素, 其中较轻的同位素

如 Li 和 Be 是碎裂产生的, 而 ${}^{21, 22}\text{Na}$ 等是转移反应导致的. 当采用更缺中子的弹核 ${}^{17}\text{Ne}$ 如图(c)所示, 缺中子核同位素的产额将增大, 同图(b)相比, 产生了如 ${}^4\text{Li}$ 、 ${}^7, 8\text{B}$ 、 ${}^9, 10\text{C}$ 、 ${}^{11}\text{N}$ 、 ${}^{12 \sim 14}\text{O}$ 、 ${}^{15, 16}\text{F}$ 、 ${}^{17, 18}\text{Ne}$ 甚至 ${}^{18 \sim 20}\text{Na}$ 多个缺中子奇异核素. 这为通过缺中子弹核轰击稳定核产生缺中子新核素提供了理论基础. 采用稳定弹核轰击较轻的靶核如 ${}^9\text{Be}$ 时, 见图(a), 较重丰中子核的产额将增强, 同图(b)相比, 产生了如 ${}^{14}\text{C}$ 、 ${}^{15}\text{N}$ 、 ${}^{18}\text{O}$ 、 ${}^{20}\text{F}$ 和 ${}^{23}\text{Ne}$ 多个丰中子奇异核素. 但并没有发生质子的转移, 这是由于采用的靶核 ${}^9\text{Be}$ 的质子太少, 仅为 4, 不能形成 Na 的同位素. 似乎是弹核核子数越多越易发生多质子转移.

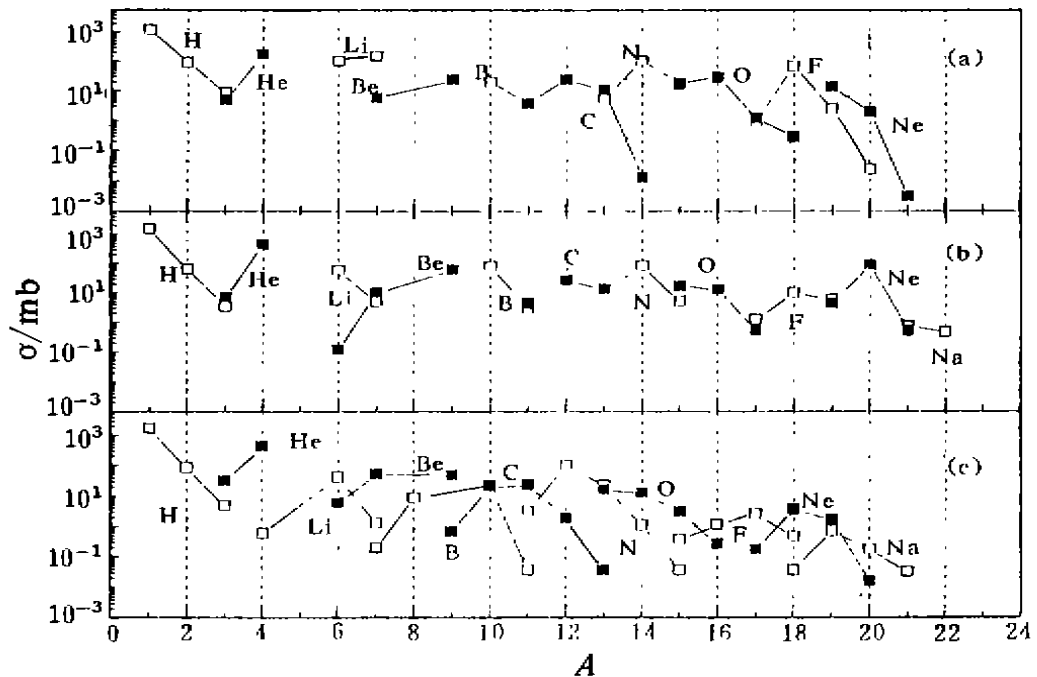


图5 反应系统 ${}^{20}\text{Ne}+{}^9\text{Be}$ (a)、 ${}^{20}\text{Ne}+{}^{12}\text{C}$ (b) 和 ${}^{17}\text{Ne}+{}^{12}\text{C}$ (c) 在 28.7 MeV/u 时各种同位素的生成截面和质量 A 的关系

4 结论和展望

已发展起来的 IBUU 模型、IQMD 模型和 IBLE 模型, 在研究远离 β 稳定线核引起的反应时, 特别在与同位旋有关的新的反应

机制, 如同位旋非平衡研究、对称能的确定、核物质状态方程的同位旋相关性研究、介质中同位旋相关的核子-核子碰撞截面的确定、通过次级束引起的反应产生新核素、化学不

稳定性与原子核多重碎裂的关系的研究中取得了不同程度的成功. 但由于 IBUU 模型未能恰当的包含关联引起的动力学涨落效应, 在研究远离平衡的剧烈碰撞导致的物理现象, 如原子核多重碎裂时遇到了困难. IQMD 模型由于其物理基础和计算方法的问题, 在实际处理重离子碰撞中也遇到了一些困难, 如不能研究较低能区的反应. 最近发展起来的 IBLE 模型由于理论基础可靠, 是处理放射性核引起反应的很有希望的模型, 但计算

量较大, 目前仅仅处理了轻质量体系奇异核引起的反应. 随着计算机资源的改善, 对重质量体系奇异核引起的反应进行计算还是可行的.

另外, 通过对放射性核束引起的反应的研究, 对进一步确定非对称物质压缩系数、研究奇异核的结构性质、合成超重元素、探索新的反应机制等均有十分重要的意义. 这些研究也将推动天体核物理的发展.

参 考 文 献

- 1 张丰收, 葛凌霄. 原子核多重碎裂. 北京: 科学出版社, 1998年10月
- 2 Zhang F S, Suraud E. Analysis of Multifragmentation in a Boltzmann-Langevin Approach. *Phys Rev*, 1995, C51: 3 201~3 210
- 3 Zhang F S. Phase Transition, Correlation and Fluctuations of Nuclear Multifragmentation. *Phys*, 1996, A356: 131~139
- 4 Bertsch G F, Das Gupta S. Transport Theory in Heavy Ion Collisions at Intermediate Energies. *Phys Rep*, 1988, 160: 189~266
- 5 Archelù J. Quantum Molecular Dynamics and its Applications in Heavy ion Collisions. *Phys Rep*, 1991, 202: 233~289
- 6 Zhang F S, Suraud E. Boltzmann-Langevin Equation, Dynamical Instability, and Multifragmentation. *Phys Lett*, 1993, B319: 35~40
- 7 Li B A, Ko C M, Bauer W. Isospin Physics in Heavy Ion Collisions. *Int J Mod Phys*, 1998, E7: 147~229
- 8 Chen L W *et al.* Isospin Equilibrium and Non-equilibrium in Heavy Ion Collision at Intermediate Energies. *J Phys*, 1997, G23: 211~217
- 9 Chen L W, Zhang F S, Jin G M. Analysis of Isospin Dependent of Nuclear Flow in an Isospin Dependent Quantum Molecular Dynamics Model. *Phys Rev*, 1998, C58: 2 283~2 292
- 10 明照宇, 张丰收, 陈列文等. 同位旋相关的 Boltzmann-Langevin 方程, 全国核反应会议文集. 合肥, 1999, 51
- 11 Chen L W, Zhang F S, Jin G M. Isospin Dependent of Radial Flow in Heavy Ion Collisions at Intermediate Energies. *Phys Lett*, 1999, B
- 12 Zhang F S, Chen L W. Disappearance of the Isospin Effects on Nuclear Multifragmentation and the Competition between Mechanical and Chemical Instabilities in Heavy Ion Collisions. *Phys Rev Lett*, 1999
- 13 明照宇, 张丰收, 陈列文等. 同位旋相关的 Boltzmann-Langevin 方程及新核素¹⁹Na的产生截面研究. 高能物理与核物理, 1999

Isospin Dependent Transport Theories

Zhang Fengshou

(Center of Theoretical Nuclear Physics, National Laboratory of Heavy Ion Accelerator of Lanzhou, Lanzhou 730000)

(Institute of Modern Physics, the Chinese Academy of Sciences, Lanzhou 730000)

(CCAST, World Laboratory, Beijing 100080)

Abstract The isospin dependent transport theories and their achievements are reviewed. The main subjects for further investigation are pointed.

Key words radioactive nuclear beam transport theories isospin effects

Classifying number O571.4