

中能重离子碰撞

沈文庆^{1,2} 朱志远¹ 张虎勇¹

1(中国科学院上海原子核研究所 上海 201800)

2(宁波大学理学院 宁波 315211)

摘要 叙述了中能重离子核反应的一些基本理论方法,同时对当前中能重离子物理研究的热点,如核物质的液汽相变、集体流、多重碎裂、核态方程、介质中的核子-核子散射截面以及同位旋效应作了较全面的叙述。最后对当前中能重离子核物理的发展前景作了介绍。

关键词 核态方程,液汽相变,集体流,多重碎裂,同位旋效应

中图分类号 O571.6

A

1 中能重离子碰撞的BUU和QMD模型

中能重离子碰撞理论研究已经成功地发展了一系列模型,如只包括核子-核子碰撞项的核内级联模型(INC),量子分子动力学(QMD)模型,还有一系列的输运模型,如BUU模型/VUU模型、Boltzman-Langevin模型以及流体动力学模型等,目前用得比较多的是BUU模型和QMD模型。BUU方程可以从不同途径推导得到,一种方法是利用非平衡态格林函数和微扰推出,即有Dyson方程,利用不同时序的格林函数的性质,直接得到在一级近似下的Kadanoff-Bayon方程,在H-F近似下,利用Wigner函数,在局域近似下导出一般的Vlasov方程

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\vec{p}}{m} \cdot \nabla_x - \nabla_x \cdot \sum^{HF} \nabla_p + \nabla_p \cdot \sum^{HF} \nabla_x\right) f(\vec{x}, \vec{p}, t) = 0$$

式中 f 是分布函数。将Kadanoff-Bayon方程作二级微扰近似,即加入碰撞项 $C(n)$,得到局域近似下的BUU方程为

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\vec{p}}{m} \cdot \nabla_x - \nabla_x \cdot \sum^{HF} \nabla_p\right) f(\vec{x}, \vec{p}, t) = C(n)$$

$$C(n) = V_0 \int \frac{d\vec{p}_1}{(2\pi)^3} \int \frac{d\vec{p}_1'}{(2\pi)^3} \int \frac{d\vec{p}_1''}{(2\pi)^3} (2\pi)^4 \delta(\vec{p} + \vec{p}_1 - \vec{p}_1' - \vec{p}_1'') \delta(\omega_p + \omega_{p_1} - \omega_{p_1'} - \omega_{p_1''}) \cdot \\ | [1 - f(\vec{p}, \vec{x}, t)] (1 - f(\vec{p}_1, \vec{x}, t)) f(\vec{p}', \vec{x}, t) f(\vec{p}_1', \vec{x}, t) - \\ f(\vec{p}, \vec{x}, t) f(\vec{p}_1, \vec{x}, t) [1 - f(\vec{p}', \vec{x}, t)] [1 - f(\vec{p}_1', \vec{x}, t)] |$$

在非局域近似条件下得到方程

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\vec{p}}{m} \cdot \nabla_x - \nabla_x \cdot U^{HF} \nabla_p + \nabla_p \cdot U^{HF} \nabla_x\right) f(\vec{x}, \vec{p}, t) = C(n)$$

在BUU模型中,平均场 U 包含了EOS信息。一般采用的简单的平均场是仅与密度相关的参数化形式。如果核子-核子相互作用采用普遍的有效Skyrme相互作用势,经常使用的一种动量相关的平均场势为 $U(\rho) = A(\rho/\rho_0) + B(\rho/\rho_0)^\alpha$

在重离子碰撞中,核介质中核子-核子的碰撞有效截面和自由核子-核子碰撞截面不相同。因此BUU模型中所用的核子-核子碰撞截面必须考虑到介质效应。考虑到介质对于核

国家重点基础研究发展规划(C200077400)资助

第一作者:沈文庆,男,1945年出生,从事中能重离子核物理,极端条件下的原子核物理及其相关学科的研究,中国科学院院士

收稿日期:2001-01-17

子能量和相空间的影响。通常采用自由核子-核子碰撞实验截面参数化公式的0.8倍作为BUU方程计算重离子碰撞的输入参数。

QMD模型是用于化学和天体物理的经典分子动力学发展而来的,它的一般形式是

$$\begin{aligned}\psi_i(\vec{r}, t) &= (1/(2\pi L)^{3/2})[-(\vec{r} - \vec{r}_i)^2/4L] \exp[-i\vec{p}_i \cdot \vec{r}/\hbar] \\ f_i(\vec{r}, \vec{p}, t) &= (1/(\pi\hbar)^3) \exp[-(\vec{r} - \vec{r}_i)^2/2L - 2L(\vec{p} - \vec{p}_i)^2/\hbar^2]\end{aligned}$$

QMD认为高斯波包中心 $\vec{r}_{i0}(t)$ 和 $\vec{p}_{i0}(t)$ 随时间演化,而其宽度 $\sqrt{L}$ 不随时间变化,因此这不是严格的高斯波包。由上式可以得到坐标空间和动量空间的单体密度

$$\begin{aligned}\rho(\vec{r}, t) &= [1/(2\pi L)^{3/2}] \sum_i \exp[-(\vec{r} - \vec{r}_i)^2/2L] \\ g(\vec{p}, t) &= [2L/(\pi\hbar^3)^{3/2}] \sum_i \exp[-(\vec{p} - \vec{p}_i)^2 2L/\hbar^2]\end{aligned}$$

高斯波包中心的时间演化服从经典的哈密顿运动方程

$$\dot{p}_i = -\left| p_i, \sum_j H_j \right| \quad \dot{r}_i = \left| r_i, \sum_j H_j \right|$$

式中, H_j 是第 j 个粒子的总的哈密顿量,包括两体和三体力的情况下, H_j 为

$$H_i = T_i + (1/2) \sum_j U_{ij}^{(2)} + (1/3) \sum_{jk} U_{ijk}^{(3)}$$

式中, $U_{ij}^{(2)}$ 及 $U_{ijk}^{(3)}$ 分别是两体力和三体力的贡献

$$U_{ij}^{(2)} = \int f_i(\vec{r}_i, \vec{p}_i, t) f_j(\vec{r}_j, \vec{p}_j, t) V^{(2)}(\vec{r}_i - \vec{r}_j) d\vec{r}_i d\vec{r}_j d\vec{p}_i d\vec{p}_j$$

$$U_{ijk}^{(3)} = \int f_i(\vec{r}_i, \vec{p}_i, t) f_j(\vec{r}_j, \vec{p}_j, t) f_k(\vec{r}_k, \vec{p}_k, t) V^{(3)}(\vec{r}_i, \vec{r}_j, \vec{r}_k) d\vec{r}_i d\vec{r}_j d\vec{r}_k d\vec{p}_i d\vec{p}_j d\vec{p}_k$$

它的粒子由高斯波包表示,受两体和三体力作用。QMD模型采用一个一个事件模型,而不象BUU模型中采用试验粒子法。因此QMD模型保持了关联和涨落,而BUU模型则因为采取试验粒子的方法进行多次模拟,平滑了平均场的涨落。QMD是一种完全的量子理论,核子以高斯分布形式分布于坐标和动量空间,分布宽度保持为常数,粒子之间碰撞服从泡利不相容原理;散射振幅的平方与几率分布是一样的,其可以方便地描述核反应过程中的碎片形成。

在QMD模型中,粒子的分布函数由每个核子的高斯波包得到,并在两体和三体相互作用下进行演化。为了方便计算,QMD模型计算中包括了一些近似条件,如:使用由实验得到的自由核子碰撞截面或它的0.8倍;假设没有不同碰撞项之间的干涉;假设碰撞是独立的;在势场中,一般短程相互作用力采用Skyrme类型的力,而长程相互作用力使用Yukawa相互作用和等效电荷库仑相互作用,其中Skyrme力体现了体积能部分,Yukawa相互作用体现了表面效应。

2 核物质液汽相变的跃迁

激烈的核-核碰撞引起核碎裂,从而在同一时刻、同一温度下产生几块中间质量碎片的现象,可以认为像诸如在流体、原子和别的体系中观察到的临界现象在核物质中表现。激发热核也可在不同时刻、不同温度下发射中间质量碎片,在试验上区分这种类似蒸发发射和液汽相变同时发射是重离子碰撞实验的热点之一。核物质的性质可通过核状态方程体现出来。图1是核物质的简单相图。重离子碰撞中多重碎裂道^[1]和汽化道^[2]的开放能解释成核物质的液相和汽相混合^[3]的信号。

中能重离子轰击靶核可以产生高温、高密度或低密度的核物质状态,从而拓展了人们对

核物质在不同状态时的性质的认识。初步研究表明,随着核系统的温度和密度的变化,核物质状态或核的相有着明显的差异。人们已经预言,在中高能核-核碰撞中可以产生两类重要相变,即核物质的液汽相变和强子气体到夸克胶子等离子体的相变。由于核的相互作用包括短程排斥和长程吸引的特点,它类似于分子动力学中的范德瓦耳力,因此核系统具有类似于水的状态方程,和水类似的核系统也会呈现液汽相变。最初是在无限核物质中研究液汽相变,后来才逐渐发展到有限核。核物质中液汽相变的研究最初是用 Skyrme 有效相互作用和有限温度 Hartree-Fock (HF) 理论探讨核物质碎裂成核碎块过程与液体相变而变为汽体过程的相似性。早期的结果^[4,5]如图 2 所示。其中临界温度 $T_c \geq 20\text{MeV}$, 临界密度 $\rho_c \sim 0.50\rho_0$ 。

根据统计物理中的 Fisher 理论^[6]知道:真实气体在临界点凝聚为集团,其质量分布服从幂指数率,幂指数约为 2—3。后来,果然在 $E_p \geq 30\text{GeV}$ 中 P + Xe 和 P + Kr 的实验^[7,8]中发现,末态核碎块的质量分布满足幂指数率,幂指数为 2.64。

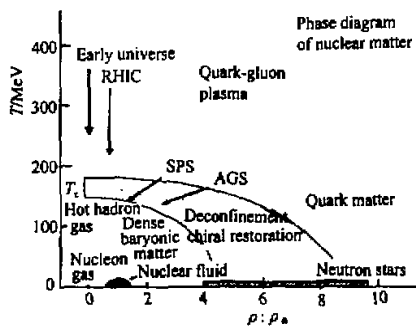


图 1 核物质的简单相图

Fig. 1 Simple phase diagram of nuclear matter

热核碎裂中温度对每核子的激发能 ε^* 曲线(卡路里曲线)的回弯(平台)结构,最初是对理想热核($A=100, Z=50$)碎裂的理论研究中发现了这一现象,如图 3 所示。

最近有关热核液汽相变的一个最重要的先驱性实验测量结果是德国 GSI 的 ALADIN 协作组在 600MeV/u Au + Au 反应中观测到的热曲线的平台结构^[9],如图 4 空心圆点所示。第一次在很宽的激发能范围内,从实验上研究了核物质的温度与激发能的关系,给出的结果与水的量热曲线惊人地相似:在 $E \leq 3-4\text{MeV/u}$ 时,温度随激发能增加而增加,在 $E = 4-10\text{MeV/u}$ 区间,核物质温度保持一个常量,在误差范围内呈现一个温度平台,在 $E > 10\text{MeV/u}$ 时,温度又随激发能的增加而增加,上述的温度平台被视为迄今核液汽相变的最有利的证据。

另一个重要的且与 ALADIN 结果相似的结果是美国的 Fermi 实验室与 Perdu 大学的 EOS 协作组在 1GeV/u Au + C 反应中测得的量热曲线^[10,11],如图 4 所示的空三角,但它们并不呈现有平台结构。

法国的 INDRA 用 4π 探测器探测到几乎所有的 52MeV 和 95MeV 的 Ar + Ni 这一轻反应系统中发射出的带电粒子。激发能达到了 25MeV/u ,实验结果表明没有预计的一级液汽相变的迹象存在^[12]。

近来兰州实验组对 25MeV/u $^{40}\text{Ar} + ^{93}\text{Nb}$ 的反应中带电粒子和余核进行了关联测量,通过对 α 粒子能谱及余核飞行时间谱的分析,相对独立地得到了类融合核的温度和激发能。发现

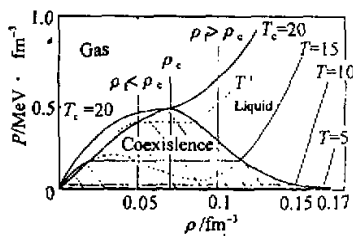


图 2 核物质状态方程预言的液-汽共存细节

Fig. 2 Prediction of liquid-gas coexistence via equation of state of nuclear matter

轻系统与重系统在量热曲线中表现出了一些差异,这些差异可能来源与它们所受的库仑力的不同以及激发能在核物质的沉积方式的不同。

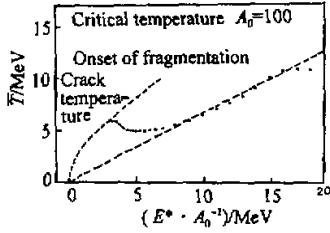


图3 理想热核碎裂中的热曲线

● 为蒙特卡罗计算, — 复合核,
- - - 自由核子气体

Fig. 3 Caloric curve in ideal hot nuclear disruption

● Calculation of Monte Carlo, — Compound nucleon, - - - Free nucleon gas

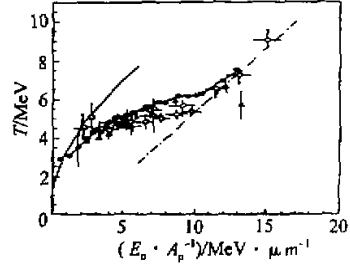


图4 ALADIN与EOS的实验上得到的量热曲线

Fig. 4 Caloric curve from the experiment of ALADIN and EOS

○ [9], Δ [10,11]

液汽相变理论^[12,13]认为核内所有不同大小的核子集团可看作彼此达到了平衡的理想气体,平衡条件是: $\mu_A = A\mu$,其中, A 是核子集团的大小, μ 是单核子的化学势, μ_A 是 A 的化学势。由此可导出在临界温度处碎片的分布满足以下的指数规律: $M_A \propto A^{-\tau}$,而 τ 是不依赖于集团大小的无量纲的临界指数。正是这种指数分布使人们相信从大量的单举质量分布实验中找到了液汽相变的证据,一些实验表明 τ 有较宽的范围,约为2—3。但后来的实验与理论表明,由于单举实验未能很好地区分碰撞参数或激发态,因此认为的液汽相变已存在的证据似乎还不够充分。为了得到核物质相变的信号,通常都是测量中高能重离子碰撞中形成的热核的温度与激发能的关系,即得到它的量热曲线。目前提取热核温度的实验方法主要有3种:(1)谱斜率法。通过用 Boltzmann 分布来拟合发射粒子能谱的高能尾端而提取发射源—热核的表现温度 T_{app} ,提取的 $T_{app} \geq 20\text{MeV}$ 。(2)同位素对双产额比法。在化学平衡和热平衡假设下,同位素1和2以及3和4产额比的比值 R 可表示为

$$R = \frac{Y_1/Y_3}{Y_2/Y_4} = \alpha \cdot \exp \frac{(B_1 - B_2) - (B_3 - B_4)}{T}$$

式中, B_i 是 i 种同位素的结合能, α 是与同位素质量及自旋有关的常数。由上式可见,双同位素对结合能差之差越大,提取得到的温度越可靠。(3)激发态布居法。除了化学平衡和热平衡外,若假设同位素激发态分布达到了平衡,那么某同位素低激发态 l 和更高激发态 u 的产额比可表为

$$R = [(2j_u + 1)/(2j_l + 1)] \exp(-\Delta E/T)$$

式中, j_l, j_u 是较低、较高激发态的自旋, $\Delta E = E_u - E_l$ 。一般认为,由能谱法提取的温度偏高,而后两者提取的温度在仔细考虑了退激发修正后相近。

除了“卡路里”曲线也称量热曲线即温度和每核子激发能的关系曲线对液汽相变有意义外,一些其它的观测量也紧密地联系于核的相变和临界现象,如核的多重碎裂体系中产生的碎片的电荷或质量分布中提取的有效幂指数 τ 、二级矩 S_2 、中等质量碎片的多重性 N_{mid} 、信息熵 H 以及比热 C_v 。这些物理量通常认为是敏感物理量,它们能针对性地指导实验上寻找核物质的液汽相变和临界现象。为了配合对实验数据的解释,曾用量子分子动力学 QMD、统计模型、晶格气体模型等来进行液汽相变的敏感物理量的寻找。

(1) 当有效幂指数 τ 。获得碎裂系统的碎片分布后,通过幂指数分布 $Y(A_i) \propto A_i^{-\tau}$ 对碎片分布进行拟合,获取有效指数 τ 。 τ 作为激发能的函数,发生液汽相变时 τ 取极小值。

(2) 二级矩 S_2 。Campi 发展了矩分析方法研究碎片质量的关联^[14],其中质量二级矩^[15]为

$$S_2 = \sum_{i=1, A_{\min}}^{A_{\max}} A_i^2 n_i(A_i) / A$$

式中, A 是系统质量, $n_i(A_i)$ 是碎片质量为 A_i 的多重性,求和中不包括产物中的最大质量碎片。对于一个无限尺寸的核物质,发生液汽相变时, S_2 作为激发能的函数,系统会存在一个分叉的 S_2 ,这是小液滴模型和渗透模型所预言的。对一个有限尺寸的核,由于有限尺寸的涨落, S_2 将变成有较大宽度的分叉。

(3) 中等质量碎片的多重性 N_{mid} 。中等质量碎片定义为质量数为 $3 \leq A_i \leq Z_{\text{source}} \times 30/79$ 的碎片,其中 Z_{source} 代表发射源的电荷数。液汽相变发生时 N_{mid} 最大,它可能是标志临界现象的相关信号之一^[16]。

(4) 信息熵 H 。信息熵也可以作为研究核物质临界行为的物理量^[17]。信息熵可以定义为

$$H = - \sum_i p_i \ln p_i$$

式中, p_i 为产生 i 类碎片和其多重性的事件几率,求和是对整个事件空间进行的。信息熵首先由 Shannon^[18] 在信息论中提出,它反映事件中信息的含量。中高能重离子碰撞过程中,随机性起了很大的作用。在各种物理约束的条件下,多粒子产生总是按最大随机性的方式进行。换句话说,多粒子产生的规律遵循相应约束下的最大熵原理。信息熵就是描述了这个随机性的大小。在不同的物理约束下,信息熵可用不同的变量来表示。

(5) 比热 C_v 。在一定温度下,对每一个热核事件,它的势能可通过核子-核子势获得,而动能为各个核子的动能的叠加。无限多的事件的平均可以得到特定温度的每核子平均能量,假如这些事件是在正则系统中通过 Metropolis 抽样产生,每核子比热可通过数值微分 $\partial e / \partial T$ 获得

$$C_v = (1/nT^2) (\langle E^2 \rangle - \langle E \rangle^2)$$

式中, $\langle E \rangle = en$, e 是核子动能、势能之和, n 为核子数。一般 C_v 也表现出对液汽相变的敏感性。这些量清楚地提供了有限尺寸体系发生一级相变时的信号:质量分布或电荷分布乘幂定律 τ 参数的最小值、IMF 的最大值、 H 的最大值、比热的极值和 S_2 的最大值。

当利用激发能代替温度作为一个自变量时,发现存在着统一的临界激发能和统一的激发能依赖的粒子发射产额及它们的比值。说明激发能可以看作是一个控制体系破裂的基本物理量,可以用它标度一些物理量。不像实验中提取的温度和冻结密度,有很大的不确定性和复杂性,激发能可以在当今的 4π 实验中很好地得到重构。因此利用激发能作为一个基本的参数,通过实验与理论比较可以较容易地、明确地从一些实验测量中获取一些重要信息。

3 集体流和其它特征

目前实验室唯一可行的研究核物质状态方程的途径是重离子反应。在中高能重离子碰撞的压缩阶段,核物质的密度达到 $(2-4)\rho_0$,甚至更高,压缩核物质只存在于非常短的时间内,然后发生膨胀,密度减少。实验上无法直接测量和研究与这一过程相关的核物质的性质,只能借助于一定的理论方法和一些敏感的末态观测量,才能获得关于核物质状态方程的信息。

在中高能重离子碰撞期间,有效质心系总能量转化为热能和压缩能,而与核物质压缩和膨胀效应直接有关的物理观测量是在重离子碰撞期间产生的核子或碎片的定向优势发射,一般

称为集体运动。这种集体有序运动包括在平面横向流、出平面挤出流、轴向流、径向流、椭圆流以及集体转动等,它们直接与核物质的状态方程有关。

3.1 在平面横向流

现在,实验上表现在平面横向流的物理观测量主要是反应平面内每个核子的平均横动量 $\langle p_x/A \rangle$ 和流角 θ_F 。实验表明这种在平面横向流明显地依赖核反应入射能量、系统的大小及碰撞参数。在某一入射能量以下,由于反应系统平均场的吸引作用为主,集体流表现为负值,而在这个能量以上,由于反应系统中核子-核子碰撞产生的排斥作用占主导地位,集体流表现为正值。某一能量下,系统的集体流将消失,此能量点为平衡能。图5说明平衡能与相对碰撞参数的依赖性关系。由图5可见,随着碰撞参数的增大,平衡能也呈现变大的趋势,而且实验点和理论计算的趋势一致^[19]。由于系统在该能量点时核势的吸引和核子-核子相互作用产生的排斥相互平衡,导致在平面流的消失,这个平衡能量与核物质的状态方程和介质中核子-核子相互作用截面密切相关。这反映了在平面横向流是反应中吸引的平均场作用与排斥的核子-核子碰撞作用相互作用的结果。近来的一些实验数据表明^[20],这个平衡能量与系统的质量有关。另外,在平面横向流也明显地依赖于碰撞参数,在近中心碰撞和周边碰撞流值较小,而在半中心碰撞流值最大^[21]。但实验表明流角却是随碰撞参数增加而单调地减小。理论计算表明流角分布也敏感于核态方程,如果不考虑泡利阻塞效应,流角增大,特别是在中低能区的情况,流角的大小反映了核态方程的软硬度,硬的核态方程给出较大的流角。

3.2 出平面挤出流

重离子碰撞期间在平面的粒子的发射会受弹核和靶核阻挡,而垂直于反应平面的方向不会受这种阻挡而呈现优势的发射,这种发射机制称为出平面挤出效应^[22]。可以通过此种观测量来研究碰撞区的内部性质,可用流张量分析和横动量分析方法结合起来分析出平面的挤出粒子的方位角分布,在由流张量的主轴给出的坐标系内进行分析。

近年来 GSI 合作组研究了相对论能区的重系统反应,也观测到除带电粒子外的中子和 π 介子的出平面挤出效应^[23]。然而这种挤出效应的起源还不太清楚,需要进一步研究。

3.3 转动流

核反应中核物质的集体性反映在上述各种集体流中,同时也可反映在核的转动效应中。转动效应会导致在平面粒子发射相对于出平面发射的增强,从方位角分布即可以了解集体转动的程度。方位角分布定义为相对于反应平面的方位角的分布。这种方位角分布可能有两种来源:一种来自于出平面挤出流,另一种来自于集体转动,它们的作用相互叠加在一起,导致复杂的方位角分布,但可用傅里叶分析方法很容易地把它分解开来。为了能够更好地区分方位角分布的不同成因,通常人们在不同的快度区间分析方位角的分布。

和横向流、挤出流等集体流一样,方位角涉及到反应平面,而实验中反应平面的决定往往存在一定的误差,因此实验中得到方位角分布也必然引入了误差。为了避免这个缺点,人们提出了用方位角关联的方法来得到集体转动的知识。这种方法中,反应平面的决定变得不再需

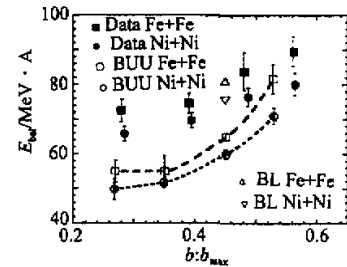


图5 平衡能与相对碰撞参数的依赖性关系
Fig. 5 Dependence relation between balance energy and relative impact parameter

要,同时也最大限度地消除了探测器带来的偏差。常见定义一个多粒子关联函数

$$[N_{\text{cor}}(\Delta\phi)]/[N_{\text{uncor}}(\Delta\phi)] = C(1 + R(\Delta\phi))$$

式中, $N_{\text{cor}}(\Delta\phi)$ 是具有 $\Delta\phi$ 方位角差的真实符合的粒子数目; $N_{\text{uncor}}(\Delta\phi)$ 是混合事件中无规挑选具有 $\Delta\phi$ 的数目; C 是归一化系数, 以使 $1 + R(\Delta\phi)$ 的平均值是 1。对于 N 个粒子, 共有 $N(N-1)/2$ 个 $\Delta\phi$ 角。这种方位角关联函数也可用

$$dN/d\Delta\phi \propto 1 + \lambda_1 \cos(\Delta\phi) + \lambda_2 \cos(2\Delta\phi)$$

来拟合。二阶系数 λ_2 反映了出平面挤出流的信息, 一阶系数 λ_1 反映了集体转动的信息。

3.4 轴向流

轴向流是指在束流方向上发射粒子的平均动量。在大多数的集体流的研究中, 主要集中于在平面横向流和出平面流, 轴向分量的流很少进行研究。与在平面横向流不同的是, 轴向流似乎随着碎片质量数的增加而减小。这部分原因可归结为 4π 谱仪的能量阈值的实验因素。由于 4π 谱仪对方位角是对称的, 能量阈值对在平面横向流的影响很小, 而对轴向流的影响较大。轴向流对能量和碰撞参数的依赖性与在平面流的依赖性较相似^[24]。

3.5 径向流

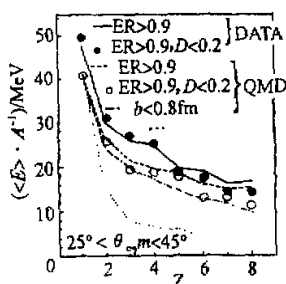


图 6 150MeV/u 的 Au + Au 每核子平均能量和碎片电荷的关系以及 QMD 计算结果和热化模型 (FREESCO) 计算结果后比较

Fig. 6 Relation between average energy each nucleon and fragmentation charge of 150MeV/u Au + Au system and comparison of the results between QMD model and FREESCO model

径向流指的是核-核碰撞中形成的高密度、高激发态的核物质的相当部分能量转化为各向同性的集体膨胀的规则运动^[25-27], 这种集体运动的模式称为径向流。图 6 给出了 150MeV/u 的 Au + Au 反应碎片的平均每核子能量和碎片电荷的关系^[28]。由图 6 可见, 实验结果偏离热膨胀模型很远, 与 QMD 模型计算基本吻合。证明集体运动带走了相当一部分能量及径向流的重要性。在实验上, 测量径向流必须挑选非常中心的事件, 以便将径向流和定向流分开。在乳胶实验中, 人们通过流张量方法来选择中心碰撞事件, 发现碎片的径向流随着碎片质量数的增加而增大。这种径向流起源于核-核碰撞的早期阶段, 此时系统有很强的压缩, 而非来自蒸发阶段。

多重碎裂的研究也是中能重离子物理研究中的一个热点, 是一种新发现的反应机制, 也是探索核反应动力学演化的一个重要的探针。低能下, 碎片发射是一个稀少的过程, 高能时反应应很激烈, 会产生星裂反应。而在中能区, 人们观测到了反应中多重碎片的发射过程^[29]。中能区的一些实验结果中, 大多报道了某一能量时观测到的多碎片的事件, 即认为存在多重碎裂现象^[30], 甚至通过间接的方法如碎片发射时间的快慢及饱和、事件形状分析、一些碎片间相对发射角的关联等研究来深化对多重碎裂现象的认识^[31]。从理论上说, 目前已有不少的理论来处理中能区的多重碎裂现象, 但都是集中于定量和定性地讨论某一能量、某一反应道的多重碎裂事件。对于激发函数预言的成功与否对理论本身是一个考验。另外由于动力学理论包含核态方程及介质中核子-核子相互作用截面等方面的信息, 通过对理论和实验数据的拟合, 可能会提供我们了解核态方程和介质中核子-核子相互作用截面等方面的知识。

目前处理多重碎裂的理论模型基本上可以分为两类: 统计的和动力学的。前者包括从标准的跟随统计两体衰变模型到瞬发的多重碎裂统计模型。后者的变化更为丰富, 从核的破裂

模型到亚稳定、不稳定理论。但拟合 IMF 产额和单举分布不理想。

QMD 方法通过核子-核子碰撞体现了核子的关联信息,它能够描述核反应中导致碎片形成的涨落,这是对一体平均场理论最主要的改进。然而一些学者认为 QMD 的后期阶段对碎片的处理还存在一些困难。再者,通常 QMD 中形成的碎片激发能比较高,还可以进一步退激,QMD 没有很好地体现这类蒸发。所以人们发展了一些混合模型能较好地拟合实验碎片分布,例如动力学膨胀后加自发蒸发模型^[32],动力学过程后加统计衰变等^[33]。文献[34]讨论了碎片质量分布随碰撞参数和反应时间的演变。图 7(a) 是中等质量碎片多重性随入射能量 E 的关系。在以往的多重碎裂的研究中,人们还把多重碎裂与系统所忍受的最大激发能以及重余核的质量关联起来讨论^[35]。我们可以定义一个多重碎裂发生的几率,研究它随轰击能和反应系统的关系。然而,QMD 中要直接研究碎裂过程中的关联和涨落的大小是不方便的。Campi 发展了一种矩分析的方法来研究碎裂质量的关联^[36]。它通常定义为每一事件的最大

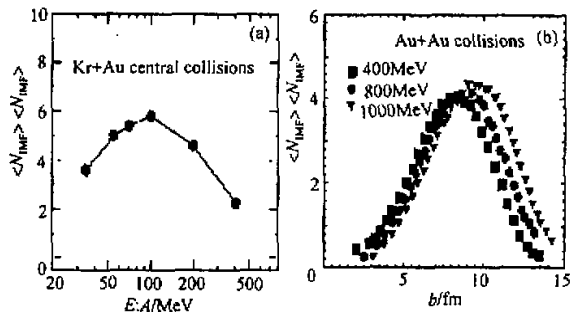


图 7 中心碰撞下的 Kr + Au $\langle N_{\text{IMF}} \rangle$ 与入射能量的关系(a)
和不同入射能量下的 Au + Au $\langle N_{\text{IMF}} \rangle$ 与碰撞参数的关系(b)

Fig. 7 Relation between Kr + Au $\langle N_{\text{IMF}} \rangle$ and incident energy at central impact (a)
and relation between Au + Au $\langle N_{\text{IMF}} \rangle$ and impact parameter at different incident energy (b)

碎片质量的对数与事件中不包含这个碎片的质量的 S_2 的对数的关联,其中 S_2 表示为

$$S_2 = \left(\sum_{j: A_j \neq M_{\text{out}}} A_j^2 n_j \right) / \left(\sum_{j: A_j \neq M_{\text{out}}} A_j n_j \right)$$

式中, A_j 为第 j 个碎片质量, n_j 为它的多重性。为了研究碎片的质量关联,我们首先要得到每一个事件的最大碎片质量及其它碎片的质量和多重性。另外,我们也要得到反应过程中的带电粒子的多重性。

在解释热核衰变方面统计瞬时多重碎裂模型的确很成功,但是在热核解体前是否达到热平衡一直存在争议^[37]。最近 Aladin 组的实验结果^[38]有力支持了热平衡的解释。最近, GSI 的 Aladin 实验组在 SIS 上所作的不同能量 Au + Au 反应的弹剩余核碎裂实验中看到: IMF 多重性平均值 $\langle N_{\text{IMF}} \rangle$ 对碰撞参数的曲线与入射能量无关的事实^[38] (图 7(b)), 在某种程度上说明了弹剩余核达到了热平衡,因此热核衰变的某些性质可由统计规律描写。

4 核状态方程和介质中的核子-核子散射截面

随着世界上多个放射性束流装置的建成^[39,40],人们能够探索原子核体系中的中子、质子不对称性所导致的化学不稳定性,同时也使人们对同位旋效应的研究逐步成为当今核物理热

点之一^[41]。通过研究同位旋自由度对核反应性质的影响,可以提取与同位旋有关的原子核状态方程和介质中核子-核子碰撞截面。

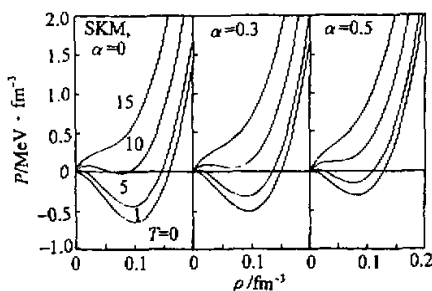


图 8 同位旋相关的原子核状态方程示意图

Fig. 8 Diagram of isospin dependent nuclear state equation

在 SKM 类型的参数下,采用密度、动量和温度相关的平均场,能够研究无穷大非对称核物质的状态方程。图 8 给出了不同温度 $T=0, 1, 5, 10, 15\text{MeV}$ 时,对不同非对称参数 $\alpha=0, 0.3, 0.5$ 下的无穷大非对称的核物质的压强-密度等温曲线。通过详细的理论分析,发现无穷大非对称核物质的单核子结合能、相应的饱和密度、不可压缩系数与无穷大对称能核物质相应的量满足抛物线关系。这些结果与其它模型的计算结果和实验数据符合。相比之下,该模型的优点在于,可用于研究温度、密度相关的对称能 $C(T, \rho)$, 而其它模型迄今无法做到。

目前,用于研究同位旋效应的模型有好几个,如 IQMD 以及格子模型等。格子模型对于实验数据特别是碎片质量分布符合得相当好。由于模型中包含了相互作用和动量,具有渗透模型中没有考虑到的因素,故可以研究碎裂体系的热力学性质,可以方便地研究原子核状态方程、相变和临界现象,并且可研究它们的同位旋相关性。但是格子模型仅考虑短程力,因而无法把库仑力加入到模型中。对于质量数大的核,库仑力将起较大的作用,不再是微扰。另外,需要通过有约束的拉格朗日势加入表面效应来替代模型中的周期性边界条件。

自从 Brueckner 和 Siemens 以来,有了越来越多的核态方程的同位旋依赖性关系的研究,它们的方法主要有:相对论的和非相对论的 Brueckner 方法;多体方法;相对论平均场理论;相对论和非相对论的 Hartree-Fock 方法;Thomas-Fermi 近似以及手征模型。通过这些方法可以预言出非对称核物质 EOS 的一般特征。图 9 为三类型的非对称核物质 EOS 的特征,(a) 为采用非相对论的 Skyrme-Hartree-Fock 模型 (SHF)^[42]; (b) 为相对论平均场模型 (RMF)^[42], (c) 为 Skyrme-Hartree-Fock 模型^[43],且通过质子和中子的密度比值 ρ_p/ρ_n (图 9 (a, b)), 相对中子丰度 δ (图 9 (c)) 表示不同的同位旋状态,其中 $\delta = (\rho_n - \rho_p)/(\rho_n + \rho_p) \equiv (\rho_n - \rho_p)/\rho$ 。图 9 (a)、(b) 中实线对应于 ρ_p/ρ_n (从上到下分别为 0, 0.2, 0.4, 0.6, 0.8, 1), 虚线对应于饱和密度。图 9 (c) 中,实线和虚线分别表示有动量相关项和无动量相关项的结果。

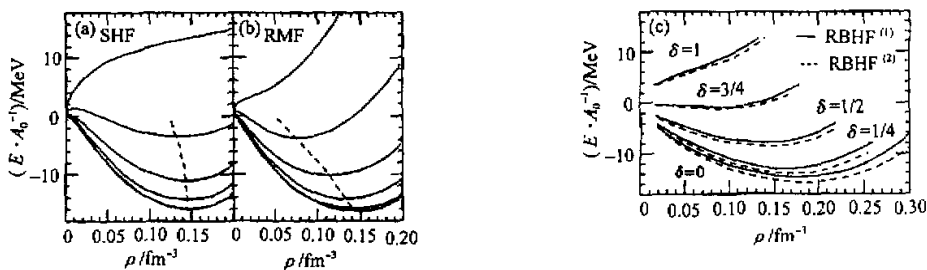


图 9 非对称核物质的状态方程

Fig. 9 The equation of state of asymmetric nuclear matter

从非对称核物质的 EOS, 每核子的能量 $e(\rho, \delta) = E/A$, 压缩系数可以计算

$$K(\rho, \delta) = 9[\partial^2 P(\rho, \delta) / \partial \rho^2]$$

式中, 压力 P 为 $P(\rho, \delta) = \rho^2 \frac{\partial}{\partial \rho} e(\rho, \delta)$, ρ 和 δ 分别为重子密度和相对中子丰度; 在大多数的模型中, 压缩系数 K 随着中子丰度的增大而变小, 如图 10 所示。

图 10 显示了非相对论的 Hartree - Fock 计算得到的结果^[44], 用密度相关的 Reid 势(a)和 Paris(b)的核子 - 核子相互作用计算得到。从这些研究中发现中子丰度变大会使核态方程变得更硬, 也就是说, ρ 越高, K 就越大。

在高于 $1.5\rho_0$ 的密度时, 原子核压缩系数的密度依赖性非常敏感地依赖于核子 - 核子相互作用的同位旋的不相关的部分, 这是因为同位旋相关的相互作用的强度比同位旋不相关的强度要弱得多。当核物质有更高丰中子程度, 每一个相对中子丰度 δ 对应的饱和密度向低密度方向移动。

对于密度远离饱和密度的非对称核物质, 许多理论研究表明^[45-49] 每核子的能量能够被很好地近似, 公式如下

$$e(\rho, \delta) = T_F(\rho, \delta) + V_0(\rho) + \delta^2 V_2(\rho)$$

$$T_F(\rho, \delta) = \frac{3\hbar^2}{20m} \left(\frac{3\pi^2 \rho}{2} \right)^{2/3} [(1+\delta)^{5/3} + (1-\delta)^{5/3}]$$

式中, $T_F(\rho, \delta)$ 是费米动能, $V_0(\rho)$ 和 $V_2(\rho)$ 分别为同位旋不相关的和同位旋相关的势能, ρ 中的高阶项可以忽略。例如, 在正常核物质密度 ρ_{NM} 时, δ^4 项的估计小于 1 MeV ^[45,50,51], 公式可以进一步简化为 $e(\rho, \delta) = e(\rho, 0) + e_{\text{sym}}(\rho)\delta^2$

式中, $e(\rho, 0)$ 是对称核物质的核态方程, $e_{\text{sym}}(\rho)$ 是体积对称能。

$$e_{\text{sym}}(\rho) = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 e(\rho, \delta)}{\partial \delta^2} \bigg|_{\delta=0} = \frac{5}{9} T_F(\rho, 0) + V_2(\rho)$$

在通常的核物质密度下认为, 非对称核物质的核态方程符合经验抛物线规律。

经验抛物线规律不仅仅在输运模型中使用方便, 对于 $e_{\text{sym}}(\rho)$ 的提取显得更方便。 $e_{\text{sym}}(\rho)$ 在纯中子物质和对称核物质这两个极端条件下, 可通过

$$e_{\text{sym}}(\rho) = e(\rho, 1) - e(\rho, 0)$$

得到。此外, 对称能在 ρ_{NM} 的附近可表示为

$$e_{\text{sym}}(\rho) = e_{\text{sym}}(\rho_{NM}) + \frac{L}{3} \left(\frac{\rho - \rho_{NM}}{\rho_{NM}} \right) + \frac{K_{\text{sym}}}{18} \left(\frac{\rho - \rho_{NM}}{\rho_{NM}} \right)^2 + \dots$$

式中, L 和 K_{sym} 是在正常密度下对称能的斜率和曲率, $L \equiv 3\rho_{NM} [(\partial e_{\text{sym}}(\rho) / \partial \rho)]|_{\rho=\rho_{NM}}$, $K_{\text{sym}} \equiv 9\rho_{NM}^2 [(\partial^2 e_{\text{sym}}(\rho) / \partial \rho^2)]|_{\rho=\rho_{NM}}$ 。

在扩展过程中, 正常核物质密度下预言的对称能与从质量公式得到的值相比较, 大多数模型得到的结果, $e_{\text{sym}}(\rho_{NM})$ 的范围在 $27-36 \text{ MeV}$ ^[52]。对于中子星来说, 密度可以伸展到很大的

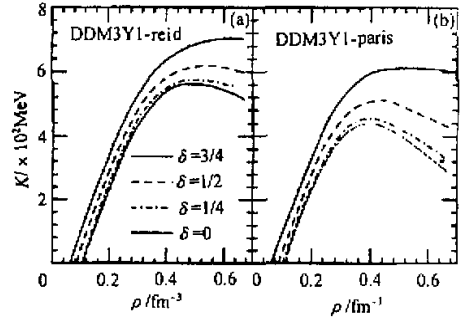


图 10 原子核的压缩系数 K 与中子丰度 ρ 的关系
Fig. 10 The nuclear compressibility K obtained from the non-relativistic Hartree - Fock calculations

范围,即从中子星边缘的零密度到中子星内核大约 10 倍于正常密度。

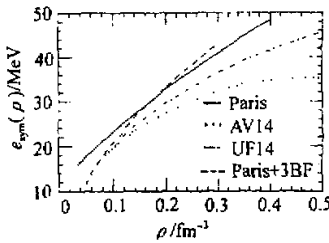


图 11 通过几种非相对论多体方法预言得到的对称能的比较图

Fig. 11 A comparison of the density dependence of the symmetry energy predicted by several non-relativistic many-body calculation: Paris (solid line), AV14 (dotted line), UF14 (dot-dashed line) and Paris+3BF (dashed line)

Siemens 通过 Bethe - Goldstone 理论对于非对称核物质的研究^[46]发现对称能存在 $\rho^{1/3}$ 的依赖性,然而 RMF 理论预言的是线性关系^[53,54]。大多数计算结果不能简单地被描述为一个函数,因为在不同密度区域,他们预言的结果不一样。其中一个最精确的计算是 Wiringa 等使用变分原理 (VMB)^[48]进行的。它是通过使用 Arogonne 两体势 AV14 或 Urbana UV14,并且结合三体势 UV II 或 TN I 获得 e_{sym} (ρ_{NM}) (如图 11)^[46,47]。对于三体相互作用,密度很高时对称能达到零。因而纯中子物质可以通过 VMB 理论来表示。这个预言对于中子星的结构特征和磁性特征有重要的作用。然而,另外一些模型预言了在高密度时还存在对称能。所有的模型计算中,互相矛盾最大的预言是 RMF 理论和采用 UV14 + TN I 相互作用的 VMB 理论。由于动能对于对称能的贡献在所有模型的计算中都是相同的,所以不同模

型间的预言的区别主要来自于 $V_2(\rho)$ 项。 $V_2(\rho)$ 永远是排斥的,在 RMF 理论中 $V_2(\rho)$ 随着密度增加线性地增加,而在多体变分理论(VMB)中, $V_2(\rho)$ 随着密度的增加从排斥变成吸引^[57]。

尽管人们对于非对称核物质状态方程作了模型预言的尝试,但是对于原子核的核态方程的同位旋依赖性关系的认识还相当有限。尤其是在高密度时对称能的行为吻合物质所特有的特征是最为不确定的^[58]。

介质中核子 - 核子散射截面也是核物理中的一个热点,人们试图通过改进 Brohm 等所用的统计擦去模型来研究散射截面问题。图 12^[60]中考虑介质效应对擦去核子数和碰撞参数的影响,同时还加入了统计擦去模型的计算结果。图中,点划线是用统计擦去模型计算的,实线和短划线分别是考虑介质效应和介质中核子 - 核子碰撞截面计算结果的情况。由于统计模型中,碎裂过程是由核子之间的碰撞描述的,它的几率主要取决于核子 - 核子碰撞截面,因此截面的变化将会影响擦去的核子数。在中能区,通过下面公式可以算出介质中的核子 - 核子碰撞截面约为自由空间中的 74%,因此,考虑到介质效应后,擦去的核子数会减少。

蔡翔舟等^[59]考虑到中能重离子核反应过程中,由于泡利不相容原理及核物质密度的影响。因此在计算中采用发展的介质中的核子 - 核子碰撞截面公式

$$\left\{ \begin{aligned} \sigma_{nn}(np) &= (13.73 - 15.04\beta^{-1} + 8.76\beta^{-2} + 68.67\beta^4) \frac{1.0 + 7.772E_{\text{lab}}^{0.06}\rho^{1.48}}{1.0 + 18.01\rho^{1.46}} \\ \sigma_{np} &= (-70.67 - 18.18\beta^{-1} + 15.26\beta^{-2} + 113.85\beta^4) \frac{1.0 + 20.88E_{\text{lab}}^{0.04}\rho^{2.02}}{1.0 + 35.86\rho^{1.90}} \end{aligned} \right.$$

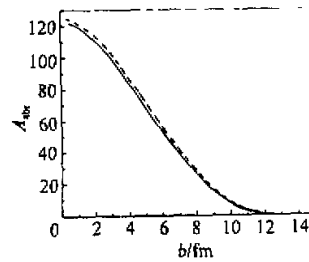


图 12 44MeV/u $^{129}\text{Xe} + ^{90}\text{Zr}$ 反应中擦去的核子数与碰撞参数的关系

— Paris, ... AV14, . . . UF14, - - - Paris+3BF

Fig. 12 Relation between the number of abraded nucleon and impact parameter in the reaction of 44MeV/u $^{129}\text{Xe} + ^{90}\text{Zr}$

$$\beta = \sqrt{1.0 - \frac{1.0}{\gamma^2}}, \gamma = \frac{E_{\text{lab}}}{931.5} + 1.0$$

5 中能重离子碰撞的同位旋效应

放射性束流的出现为核物理提供了一个新的同位旋维度,因此研究碎裂反应的同位旋效应对同位素分布的影响十分有意义。文献[61]是60MeV/u的 ^{18}O 轰击Be产生的同位素分布与修正的统计擦去模型计算得到的结果之间的比较。同位素分布的峰位与模型计算符合得很好,因而我们可用修正的统计擦去模型来研究碎裂反应的同位旋效应。为了对碎裂反应的同位旋效应有更加深入的探讨,我们通过对炮弹 ^{18}O 和 ^{16}O 、 ^{40}Ar 和 ^{36}Ar 、 ^{48}Ca 和 ^{40}Ca 产生的同位素分布进行高斯拟合,然后提出它们的峰位和宽度。同位素分布的峰位与稳定同位素的质量差 $\Delta A = A_{\text{peak}} - A_{\text{p}}$ 和宽度Width作为 $(Z_{\text{proj}} - Z)/Z_{\text{proj}}$ 的函数如图13所示。其中 A_{peak} 是电荷数为 Z 的同位素分布的峰位, A_{p} 是由 $Z = A_{\text{p}}/(1.98 + 0.0155A_{\text{p}}^{2/3})$ 得到的稳定同位素的质量数, Z 和 Z_{proj} 分别为产生的同位素和炮弹的核电荷数。在一定意义上, $(Z_{\text{proj}} - Z)/Z_{\text{proj}}$ 可以看作是与核反应时间、耗散能量、激发能或碰撞参数相关的表征核反应的强烈程度的物理量。由图13可以看出,随着炮弹中子丰度的增加 ΔA 也增加,但随 $(Z_{\text{proj}} - Z)/Z_{\text{proj}}$ 从0变到0.5, ΔA 逐渐变为0;对于同位素分布的宽度,随炮弹中子丰度的增加它也增加,当 $(Z_{\text{proj}} - Z)/Z_{\text{proj}} > 0.5$ 时,宽度几乎变为常数。对三种不同的炮弹都有相同的结论。这表明随着 $(Z_{\text{proj}} - Z)/Z_{\text{proj}}$ 的增加或核反应的激烈程度增强,炮弹的碎裂反应产生的同位旋效应对同位素分布的影响将减少。而当 $(Z_{\text{proj}} - Z)/Z_{\text{proj}} > 0.5$ 时,不同的炮弹反应产生的同位素分布几乎没有差别,即炮弹碎裂反应的同位旋效应对同位素分布的影响将消失。

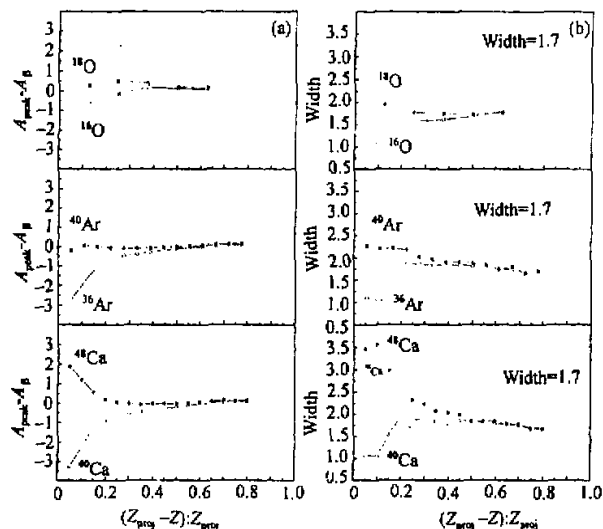


图13 ΔA 和Width与 $(Z_{\text{proj}} - Z)/Z_{\text{proj}}$ 的关系

Fig. 13 The relation between ΔA and $(Z_{\text{proj}} - Z)/Z_{\text{proj}}$ and Width and $(Z_{\text{proj}} - Z)/Z_{\text{proj}}$

为了解释碎裂反应同位旋消失的原因,给出了蒸发前和蒸发后碎裂反应产生的同位旋分

布的归一化峰位差 $\Delta A_{\text{peak}}/\Delta A_{\text{proj}}$ 与 $(Z_{\text{proj}} - Z)/Z_{\text{proj}}$ 的关系, 其中 ΔA_{proj} 为 Z 相同的两种同位素炮弹的质量数差, ΔA_{peak} 为不同的同位素炮弹的碎裂反应产生的同位素分布的峰位差, 结果如图 14。从图 14 中可以看出, 随着 $(Z_{\text{proj}} - Z)/Z_{\text{proj}}$ 的增加, 蒸发后的 $\Delta A_{\text{peak}}/\Delta A_{\text{proj}}$ 逐渐减小, 直到为零, 这是碎裂反应的同位旋效应逐渐消失的表现; 同时, 随着 $(Z_{\text{proj}} - Z)/Z_{\text{proj}}$ 的增加, 蒸发前的 $\Delta A_{\text{peak}}/\Delta A_{\text{proj}}$ 也逐渐减小, 这是擦去阶段的几何效应造成的。擦去阶段的几何模型和随后的蒸发效应同时对碎裂反应的同位旋效应逐渐消失起作用。当然碰撞参数对于同位旋效应也有着一定的影响。这些结论对于如何选择合适的炮弹来产生所需要的丰中子奇异核有一定的指导意义。但是必须指出, 中能重离子核反应产生奇异核的机制是很复杂的, 除了炮弹碎裂以外, 多核子转移, 多重碎裂等反应机制都有可能产生奇异核。特别是质量和电荷数远离炮弹的产物很可能主要是多重碎裂产生的, 它在中能下有强烈的同位旋效应, 使丰中子炮弹有大得多的产生丰中子奇异核的截面。

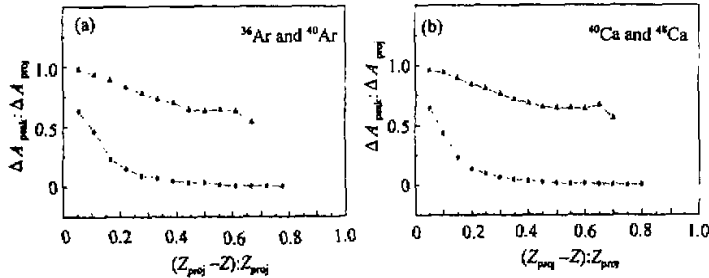


图 14 $\Delta A_{\text{peak}}/\Delta A_{\text{proj}}$ 与 $(Z_{\text{proj}} - Z)/Z_{\text{proj}}$ 的关系

▲ 蒸发前, ● 蒸发后

Fig. 14 The relation between $\Delta A_{\text{peak}}/\Delta A_{\text{proj}}$ and $(Z_{\text{proj}} - Z)/Z_{\text{proj}}$

▲ Before evaporation, ● After evaporation

6 总结与展望

通过系统地介绍了有关中能重离子碰撞的研究, 具体阐述了当前中能重离子物理研究中的一些热点, 如核物质的液汽相变、集体流、多重碎裂、核物质的状态方程、介质中的核子-核子散射截面以及同位旋效应。我们特别强调核物质的状态方程、介质中的核子-核子相互作用截面和液汽相变等同实验可观测量之间的联系。到目前为止, 人们还无法对核物质状态, 特别是其不可压缩系数的大小作明确的结论; 也不能很好地描述介质中核子-核子相互作用截面和轰击能量、介质密度等因素的关系; 对液汽相变发生的条件和特征以及它的同位旋相关性等也正在进一步深入的研究之中。还需要进一步的实验和理论两方面更加深入而又仔细地研究, 才能对广泛的密度和温度范围内的热核的性质有更加全面清楚的了解。特别是热核性质对同位旋的依赖性的研究也才刚刚开始。随着研究的不断深入, 放射性核束线技术及探测系统性能的进一步提高, 将会出现一批新的实验结果。这些结果将进一步推进人们对于热核性质及其衰变的更为深刻的认识。

参 考 文 献

1. Biro T S, Knoll J, Richert J. Nucl Phys, 1986, A459:692—710