

原子核的同位旋对碎裂产物的影响^{*}

马余刚[†]

(中国科学院上海原子核研究所, 上海 201800)

(1999 年 4 月 10 日收到)

用同位旋相关的晶格气体模型系统地研究了 $Z = 54$ 的同位素和 $A = 129$ 的同质异位素热发射体的粒子发射的特性, 阐述了发射体系的同位旋对中子、质子和带电粒子产额, 以及轻粒子的同位素比及同位素对的比的影响. 同时, 还比较了在同位旋相关作用势下和同位旋不相关作用势下碎片产物特性的差异. 发现了不同质量区间(轻粒子、中等质量碎片和重余核)的产物的平均中子-质子比 $\langle N/Z \rangle$, 在同位旋相关的或不相关的作用下它们有十分不同的温度依赖性. 发现核气态(轻粒子)的 $\langle N/Z \rangle$ 要大于核液态(重余核)的 $\langle N/Z \rangle$, 也就是说在液气共存时的气态有更大的同位旋非对称性. 对于同位旋不相关作用势的情况, 轻粒子的同位素产额比几乎与发射源本身同位旋无关.

PACC: 2570; 2587

1 引 言

放射性核束的兴起, 大大推动了人们从实验和理论上对同位旋自由度的研究和认识. 利用放射性核束可以研究从对称的核物质到纯中子物质的性质. 目前, 理论上已经开始研究同位旋非对称核物质的状态方程、以及它的化学和力学不稳定性甚至液气相变^[1]. 同时也对同位旋相关的核子-核子碰撞截面作了研究^[2-5]. 实验上, 人们也已经发现了一些由于同位旋效应而引起的新的实验现象. 例如已经观测到同位旋依赖的前平衡粒子发射^[6-8]、核的阻止^[9]、集体流^[10, 11]、总反应截面和轻丰中子核的半径^[12-14]以及阈下 π 介子产生^[15]等. 尽管如此, 为了更好的理解同位旋对核反应和核结构的影响, 还需要大量的实验和理论研究. 对于它的进一步研究和认识, 一方面可深化人们对核物质的基本性质的理解, 另一方面也可能对有关粒子物理和核天体物理的进一步研究有着重要的作用.

考虑到粒子的发射是中能重离子碰撞中的相当重要的观测量, 因此我们将选取原子核碎裂过程中的粒子发射作为观测量来分析原子核的同位旋效应

对它的影响. 一方面, 通过对发射粒子的研究可以一定程度地了解核——核碰撞机理的变化. 通常, 中能核反应机理随着束流能量的变化可以经历从融合蒸发为主到碎裂, 甚至多重碎裂进而到汽化的变化. 而对发射粒子的仔细研究可以获取反应机理的有关情况. 另一方面, 无论从实验和理论来看, 核温度是一个相当重要的物理量. 但在实验上, 它并不是一个直接可测量的量, 而通常也需要借助于轻粒子及其同位素进行间接地提取. 例如, 可以对低能核反应中发射的轻粒子能谱的 Maxwell-Boltzmann 分布拟合中可以求出系统的运动学温度, 或者通过测量不稳定的轻粒子的激发态布居求出核的发射温度^[16], 或者从轻粒子同位素对的比提取核的同位素温度^[17]. 利用后者的热温度计来提取核温度和对它的解释已成为当今核物理的一个热点问题. 尤其是关于激发能-温度曲线的测量(即核的量热曲线)和解释^[18-23], 已成为当今核物质液气相变^[24]的研究的一个重要的依据.

目前由于国际上 4π 探测器的投入使用使得核反应出射道的轻粒子和碎片的记录和测量更为完整, 发射源的诸多产物都可以逐个事件地记录下来. 国内中国科学院兰州重离子加速器上正在建造相应

^{*} 国家杰出青年科学基金(批准号: 19725521)、国家自然科学基金(批准号: 19705012)、上海市科技启明星计划(批准号: 97QA14038)中科学院院长基金特别支持、国家教育委员会和国家人事部留学回国人员基金、上海市引进海外高层次留学人员专项基金资助的课题.

[†]E-mail: mayugang@public1.sta.net.cn

的 4π 探测器, 这为今后在国内开展核-核碰撞动力学和热力学性质的研究打好了基础. 同时兰州放射性束流的建立及其国家大科学工程储存环的投入建设, 将为国内开展同位旋物理创造必要的实验条件. 预期不久的将来, 我们可以用 4π 探测器测量和记录用放射性束流轰击靶核(甚至是放射性靶核)的反应的数据, 这样将大大地拓展了传统的核反应研究, 使得人们可以最大限度地研究核的同位旋对核反应的影响. 在这个工作中我们将采用晶格气体模型系统地研究中重系统的轻粒子产额、产额比及双产额同位素比的同位旋效应, 以期今后的有关利用放射性束流的 4π 实验作出理论上的指导.

2 模型简介

很早以前李政道和杨振宁^[25]用晶格气体模型(lattice gas model, 以下简称格气模型)将单一原子气体的巨配分函数映射到用于描写粒子自旋为 $1/2$ 的伊辛模型中的正则系综, 成功地描述了原子体系的液气相变. 目前格气模型已经应用到核物理领域, 例如, 在巨正则系综中^[26, 27]用正则系综^[28, 29]的近似抽样^[30]研究了同位旋对称的核体系; 用平均场近似研究同位旋非对称的无限核物质^[31]. 在这个工作中, 我们用类似于 Pan 和 Das Gupta 发展的晶格-气体模型. 关于这个模型的详细情况和它的一些性质, 可以参考他们的文章^[28, 29]. 但与他们的早期的模型相比, 我们在这个工作中用了确切的 Metropolis 抽样方法, 而不是 Pan 等早期用的近似抽样方法, 同时我们还用了同位旋相关的作用势^[32, 33]. 为了便于读者更好地理解本工作, 我们在下面简单地介绍一下模型和我们采用的 Metropolis 抽样方法.

这里格气模型的研究对象为中能重离子反应中入射道形成的已达热力学平衡的具有 n 个核子的体系. 模型中通过蒙特-卡罗 Metropolis 抽样交换粒子, 直到平衡态. 此时的核物质被想象成三维晶格, 其格点或者是空的或者是被质子或中子布居. 假定将 n 个核子放进格点数 N 的三维晶格时, 格点为空时, 占有数(“自旋”) $\tau = 0$; 格点为质子(中子)占据时, $\tau = 1(-1)$. 模型中哈密顿量为

$$H = \sum_{i=1}^n \frac{P_i^2}{2m} + \sum_{i < j} \epsilon_{\tau_i \tau_j} |\tau_i \tau_j|,$$

其中 $\epsilon_{\tau_i \tau_j}$ 为相邻核子间的相互作用势, 以模拟短程强相互作用. 它可以选取为同位旋相关的, 如 $\epsilon_{11} =$

$\epsilon_{-1-1} = 0$, $\epsilon_{1-1} = \epsilon_{-11} = -5.33 \text{ MeV}$, 此时同类核子间无相互作用, 异类核子间存在吸引作用, 这与泡利不相容原理也是自洽的. 或者也可以假定同位旋不相关的, 如 $\epsilon_{11} = \epsilon_{-1-1} = \epsilon_{1-1} = \epsilon_{-11} = -5.33 \text{ MeV}$, 此时所有核子间存在吸引势. 理论上说, 前者应该更为合理. 但在本文中我们为了比较同位旋相关的作用势的效应, 我们也采用后者的势加以比较和讨论. 三维晶格格点数为 N , 故体系的相对密度为 $\rho_i/\rho_0 = n/N$, 其中 $\rho_0 = 0.168 \text{ fm}^{-3}$ 为正常核密度, ρ_0 为“冻结”密度. 体系的散裂和结团过程就在这个“冻结”密度下进行计算的, 在低于这个密度时, 核子间的相互距离太远以致不再相互作用.

由于考虑了符合经典统计力学的体系, 故对于位置 r 和动量 p 的抽样可以相互独立. $N + Z$ 个核子的位置可以通过蒙特-卡罗的 Metropolis 抽样方法安置在尺寸为 L 的晶格上^[28, 34]. 在利用蒙特-卡罗 Metropolis 抽样方法时, 必须仔细地注意这个具体的抽样方法, 使得抽样能满足细致平衡原理以致系统能量最终达到平衡态^[35, 36]. 在我们的工作中, 首先建立一个 $N + Z$ 核子的系统. 其次, 在每一个事件中, 用 Metropolis 抽样进行足够的“自旋”交换步. 比如说在本文中用 2×10^4 步, 使得最后体系产生的组态的概率正比于 Boltzmann 分布. 对于每一个“自旋”交换步, 首先随机地挑选一个核子, 然后再在它的临近的位置中随机挑选一个核子或孔穴, 而不考虑它们原来的“自旋”的符号如何, 而直接交换它们的“自旋”(类 Kawasaki“自旋”交换动力学^[37]), 然后计算由于“自旋”交换而引起的系统的能量变化 ΔE . 如果 ΔE 小于或等于零, 则接受这种“自旋”交换后的新组态, 然后又开始下一个“自旋”交换过程. 如果 ΔE 大于零, 则计算“跃迁”概率 $W = e^{-\Delta E/T}$, 并且用它与 $(0, 1)$ 的随机数 r 进行比较, 如果 $r \leq W$, 则接受新的组态; 否则维持原来的组态, 进行下一个“自旋”交换步. 一共进行 2×10^4 这样的“自旋”交换步, 系统就达到足够的平衡态. 到此时, 核子的动量通过麦克斯韦-玻耳兹曼分布的蒙特-卡罗抽样获得, 这样不同的物理“观测量”就可直接进行计算. 在这个 Metropolis 抽样方法中, 我们用的是交换临近核子(孔穴)的“自旋”, 并且不管它们的符号, 这种方法已经被证明是服从细致平衡原理的^[35, 36]. 总之, 这样的抽样方法能担保产生的微观态能构成一个平衡正则系综.

我们知道, 在核反应的基本测量中, 一个重要的

物理量是碎片的分布.在以前的一些工作中,人们已经仔细地作了讨论^[29,30,38].在通常的渗透模型中,团簇的定义通常是用所谓的 Ising 团簇,它把所连接的核子群自然地作为一个团簇,但它在格子模型中并不适用,因为它并不满足在临界点处关联长度应该分叉的要求^[38,39].通常,在格子模型中,假定相邻核子的相互作用 $\epsilon_{\tau_i \tau_j}$ 与其相对运动动能 $P_r^2/2\mu$ 决定着集团(碎片)的形成,并假定满足条件 $P_r^2/2\mu + \epsilon_{\tau_i \tau_j} < 0$, 则相邻的两核子属于同一碎片^[30,38-40], μ 为核子约化质量,这种思想与在凝聚态物理的液滴大小的计算的定义是相一致的^[41].有了碎片的形成机制,许多碎片相关的物理量就可在这样的框架下直接进行计算的.

格子模型仅输入两个正则变量,即核温度 T 和冻结密度 ρ_f ,可方便地研究体系散裂后碎片的分布和它的相关的物理量.与渗透模型^[42]相比,格子模型也是统计模型,也用晶格来简化研究对象,唯象地描述复杂的多体问题,都能描述多重碎裂,但它具有温度和密度双重依赖性.输入两个参量,并且模型里包含着哈密顿量,相邻核子有相互作用,这样可以求出核状态方程和它的热力学性质,物理思想更丰富.

3 同位旋相关作用势下的计算结果与讨论

我们选择了^{122,129,137,146}Xe 四个中重同位素系统,它们的同位旋参数($I = (N - Z)/A$)分别为 0.115, 0.163, 0.212 和 0.260.选取 $7 \times 7 \times 7$ 的立方晶格,这样导致的“冻结”密度分别为 0.356, 0.376, 0.399 和 0.426 ρ_0 .如果从平均的角度来说,它们的平均“冻结”密度为 0.389 ρ_0 .之所以选取接近 0.39 ρ_0 作为“冻结”密度,是基于以前用晶格气体模型对 Ar + Sc^[29]及 Cl + Au 和 Ge + Tl^[43]的计算,发现采用 0.39 ρ_0 的“冻结”密度能很好地符合实验数据^[44].在这个工作中,为了尽可能地避免由于以上四个同位素所具有的轻微不同“冻结”密度而可能带来的对同位旋效应的干扰,还选择了质量数等于 129 的¹²⁹La, ¹²⁹Sb 和¹²⁹Cd,并结合¹²⁹Xe 来进一步比较结果,从而获取更可靠的结论.它们的同位旋参数分别为 0.116, 0.209 和 0.256,这是与 Xe 系列的同位素的同位旋相接近,目的是为了寻找不同质量但

相同同位旋核的同位旋效应的共同规律.同样地,采用 $7 \times 7 \times 7$ 的立方晶格,这样导致了 0.376 ρ_0 的“冻结”密度.所有的计算是从 3 到 7 MeV,间隔为 0.5 MeV.对于每个密度、每个温度下我们采用 10^3 个事件,此时事件统计已经足够.

3.1 粒子发射的多重性

图 1 的上排显示了随着核温度和同位旋的变化, Xe 同位素热发射源产生的中子产额、质子产额和带电粒子产额的变化,图 1 中空心点代表用同位旋相关的作用势,而实心点的连线和空心点代表的是用同位旋无关的吸引势.图 1 中可以清晰地看出含中子相对多的系统,其中子产额就相对多,而质子产额和带电粒子产额就相对少.表面上看,同一温度下质子和带电粒子的产额决定于系统所含的中子的多寡,中子越多,其产额就越少.换言之,质子和带电粒子数呈现了与同位旋的反关联.我们也注意到了在 26 MeV/u 的³²S + ^{144,154}Sm 的实验测量中也得到了类似的规律^[45].对于中子发射的规律,首先可以自然地联系于体系的同位旋.然而对质子和带电粒子发射规律的理解似乎有些困难.因为,一方面这些核是同位素核,体系的电荷数均是 54;另一方面, A 越大核的尺寸越大,应该发射质子会越多.如何来理解这样的看似矛盾的图象呢?我们可以通过模型中的中子和质子的对称势来进行解释.对于某一个核子 i ,它的对称势表达为

$$V_i = - \sum_{j=\text{临近位置}} \epsilon_{\tau_i \tau_j} \tau_i \tau_j = \epsilon_{np} N_{np}^i,$$

其中 N_{np}^i 为第 i 个核子临近的异类核子数目和.对于固定的立方晶格和固定的质子数的散裂源,对质子和中子的对称势的变化有相反的趋势.一方面,对于质子来说,在固定的冻结密度(体积)中其相邻的中子会逐渐增多,即其附近的 N_{np}^i 将会增多,而从 V_i 会减少,因此质子会强烈地感受到这种对称吸引势的存在,这导致质子的发射会受到某种程度的抑制.另一方面,对于中子来说,其平均 N_{np}^i 将会随着发射源的中子数增多而它的平均相邻的质子数会减少,从而它的 V_i 将会增大,导致中子发射受到抑制.这是与在同位旋相关作用势下的原因一样的.这种对称势的作用也同样体现在已经在动力学输运理论中被广泛应用的密度相关的平均势场中^[1,46,47].对于图 1 中实心点的解释参见第 3 节.

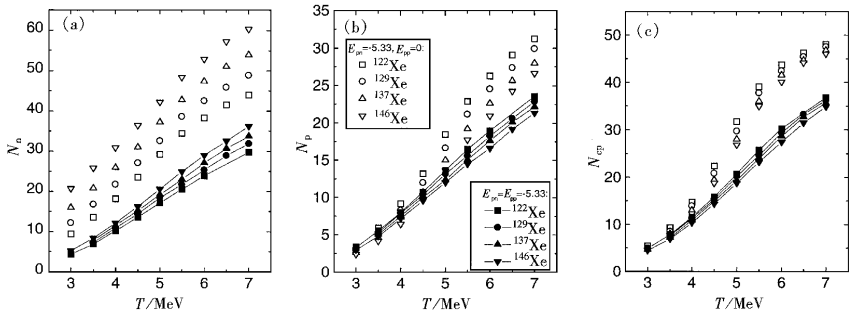


图 1 同位素 Xe 发射源发射的中子 (a) 质子 (b) 和带电粒子 (c) 的多重性随温度的变化 相应的标志说明见图 1(b)

在以上的计算中,四个同位素源的冻结密度选取稍有不同,这有可能使结果变得复杂.故为了比较结果,我们采用 $A = 129$ 的 ^{129}La , ^{129}Xe , ^{129}Sb 和 ^{129}Cd 四个同质异位素,选取一致的冻结密度.图 2 显示了 ^{129}La , ^{129}Xe , ^{129}Sb 和 ^{129}Cd 四个系统的各自的中子、质子和带电粒子发射的核温度相关的平均多重性,图 2 中的空心点代表用同位旋无关的作用势,而实心

点的连线 and 点代表的是用同位旋无关的吸引势.如图 1 所示,随着发射源的同位旋的增大,中子的发射增强,而质子的发射受到抑制.然而在 ^{129}La 和 ^{129}Cd 间的中子(质子)的发射的差异,同在 ^{122}Xe 和 ^{146}Xe 间的差异比较,变得小(大).这主要是 ^{129}La 与 ^{129}Cd ,同 ^{122}Xe 与 ^{146}Xe 间的发射源的中子(质子)间的小(大)的差异.对于图 2 中实心点的解释参见第 3 节.

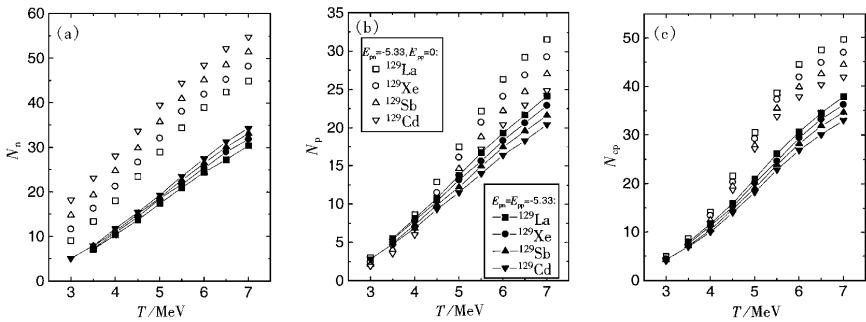


图 2 基本如图 1 所示,但这里是对 $A = 129$ 的同质异位素发射源

3.2 轻粒子发射的同位素比

除了研究发射粒子的多重性之外,两个轻粒子的比也可能是研究同位旋效应的合适的候选者.图 3 显示了对于 Xe 发射源产生的同位素的比,如质子对氦产额的比 $R(p/d)$ 和氦对氦的产额比 $R(d/t)$,同质异位素产额比,如氦对 ^3He 的比 $R(t/^3\text{He})$ 和 ^6He 对 ^6Li 的比 $R(^6\text{He}/^6\text{Li})$ 和相差一个质子和质量数的轻粒子间的比 $R(^A_Z X / ^{A+1}_{Z+1} X)$,如氦对 ^3He 的比 $R(d/^3\text{He})$ 和氦对 ^4He 的比 $R(t/^4\text{He})$ 的温度相关性.在同位素产额比 $R(p/d)$ 和 $R(d/t)$ 中,分母的粒

子的中子数比分子的粒子多一个中子,因此这些比应该反映了发射源的缺中子程度.从图 3(a) 和 3(d) 中可清晰地看出,它同发射体系的 N/Z 系统学相一致. $R(p/d)$ 和 $R(d/t)$ 在 5 MeV 附近存在一个很宽的谷,并且在核温度达到 5 MeV (在临界温度附近)之后随着温度的升高而曾加,这与高能 $\text{Au} + \text{Au}$ 碰撞^[48]中产生了相似的结果.这些结果定量地符合中等质量碎片(IMF)的相对产额的随着温度产生的起伏现象^[49–52].在简单的颗粒化聚合模型中,这些结果也符合于在剧烈的碰撞和碎裂后体系处在低重子密度下的冻结状态的情况^[48].对于同质异位素产

额比 $R(t/{}^3\text{He})$ 和 $R({}^6\text{He}/{}^6\text{Li})$, 分母的粒子比分子的粒子多一个质子, 它应该反映了发射体的丰中子程度. 图 3(b) 和 3(e) 显示了同位旋越大, 这些比将会越大. 它们具有同发射源 N/Z 同样的趋势. 在高温时这些值趋向于饱和. 对于 $R(d/{}^3\text{He})$ 和 $R(t/{}^4\text{He})$, 分母的粒子比分子的粒子多一个质子, 因此它也反映了质子缺少程度或丰中子程度. 图 3(c)

和 3(f) 显示了这些比也可以说明发射源的同位旋状况. 对温度的相关性类似于 $R(t/{}^3\text{He})$ 和 $R({}^6\text{He}/{}^6\text{Li})$. 除了以上的比率, 另一个更易理解的观测测量是中子对质子的比 $R(n/p)$, 由于已经在图 1 中给出了中子和质子的多重性, 它的图不再在此显示. 相似于 $R(t/{}^3\text{He})$, $R(n/p)$ 随着源的同位旋的增大而升高, 且在高温趋向于饱和.

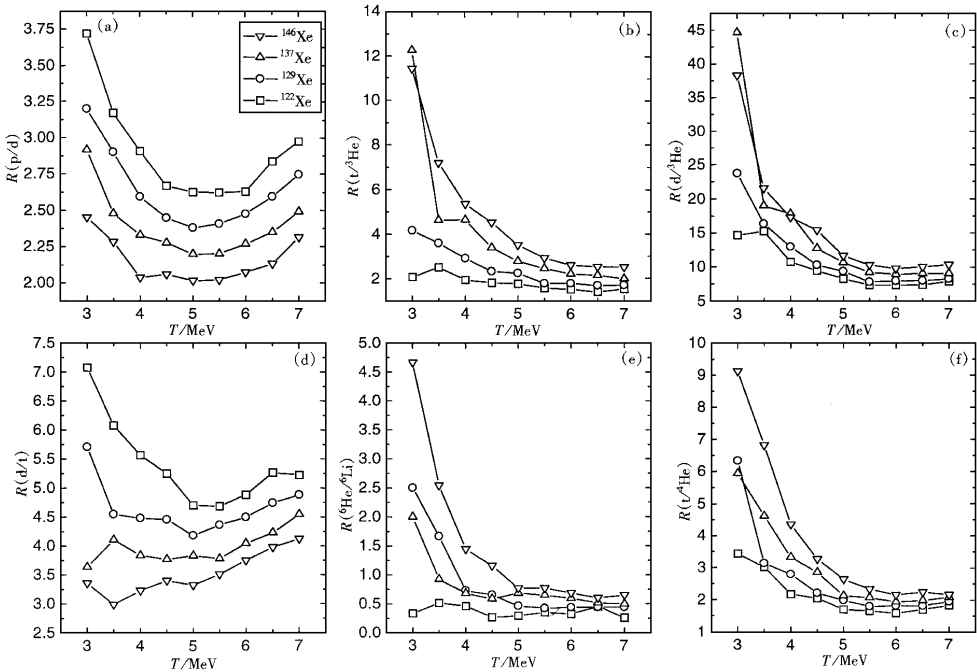


图 3 同位素 Xe 发射源在同位旋相关的作用势下发射的同位素比 $R(p/d)$ 与 $R({}^3\text{He}/\alpha)$, 同质异位素的比 $R(t/{}^3\text{He})$ 与 $R({}^6\text{He}/{}^6\text{Li})$ 以及比 $R(d/{}^3\text{He})$ 与 $R(t/\alpha)$ 随着温度的变化. 相应的标志见图 3(a)

同样, 我们也得到四个同质异位素的发射的轻粒子的同位素比 (见图 4). 在图 4 中, 同样的规则在此再现. 这进一步说明这些轻粒子的产额比可以体现出碎裂体系的同位旋.

3.3 轻粒子发射的同位素对的比

前面已讨论了单个轻粒子的多重性和轻粒子对的比, 这里我们将进一步研究轻粒子发射的同位素对的比. 在系统达到热平衡和化学势平衡的假设下, Albergo 等^[17] 推导了一个通过同位素对的比计算核温度的公式. 同位素对的比可以除去化学势效应的

影响, 这为实验上核温度的确定提供了一种令人振奋的技术^[18-23]. 但是由于在反应中产生的初始碎片的边馈效应和在实验上的另一些复杂的效应, 通过同位素温度的提取“真实”的核的初始温度显得复杂化. 这里我们仅仅讨论几个不同同位素对的比. 图 5(a) 显示了同位素源 Xe 和 $A = 129$ 的同质异位素源在接近临界温度附近 $T = 5 \text{ MeV}$ 随着同位旋的变化, 轻粒子产额比 $R(p/d)$, $R(d/t)$, $R({}^3\text{He}/\alpha)$ 和 $R({}^6\text{Li}/{}^7\text{Li})$ 的变化. 很显然这些比随着同位旋 $(N - Z)/A$ 的升高而降低, 这与碎裂体系的同位旋相自治. 并且对于具有相似的同位旋却具有不同的质量

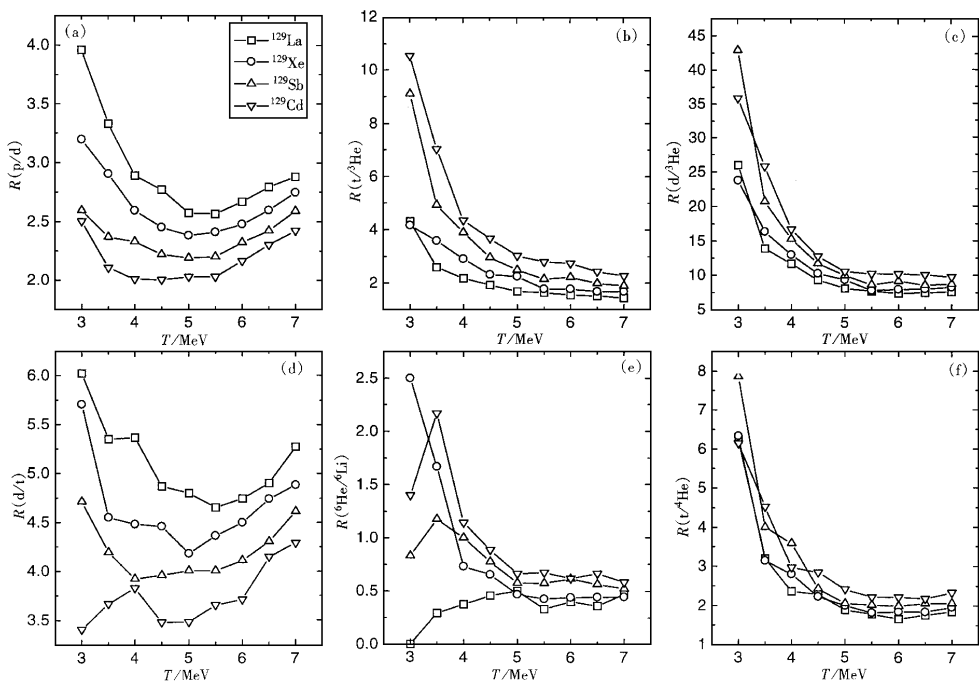


图 4 基本如图 3 所示,但这里是对 $A=129$ 的同质异位素发射源

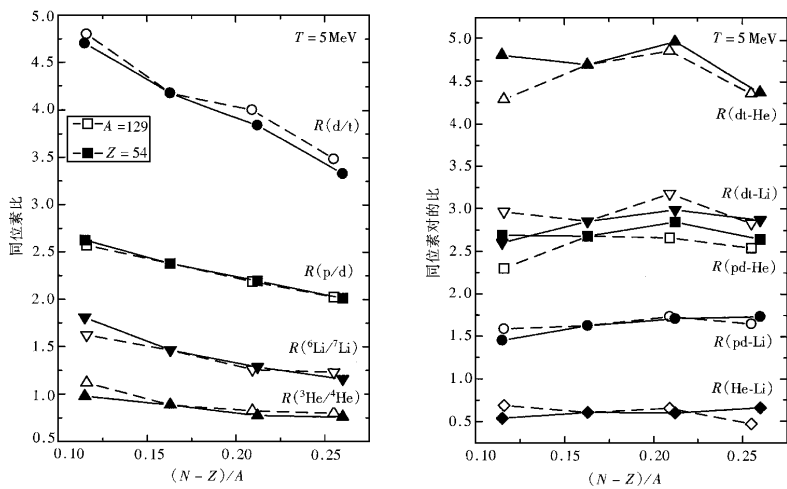


图 5 在 5 MeV 时, $Z=54$ 的 Xe 同位素和 $A=129$ 的同质异位素源在同位旋相关的作用势下发射的轻粒子的比 $R(p/d)$, $R(^3\text{He}/\alpha)$, $R(t/^3\text{He})$, $R(^6\text{He}/^6\text{Li})$, $R(d/^3\text{He})$ 和 $R(t/\alpha)$ 和同位素对的比 $R(\text{Pd-He})$, $R(\text{Pd-Li})$, $R(\text{dt-He})$, $R(\text{dt-Li})$ 和 $R(\text{He-Li})$ 随着 $(N-Z)/A$ 的变化. 标志分别在 (a) 和 (b) 中, 实点代表的是 $Z=54$ 系统而虚点代表的是 $A=129$ 体系

数的发射源(例如 ^{129}La 与 ^{122}Xe , ^{129}Sb 与 ^{137}Xe , ^{129}Cd 和 ^{146}Xe)产生这些轻粒子比值几乎相同. 但是当我们组合这些轻粒子对的比, 如

$$R(\text{pd} - \text{He}) = \frac{N_p/N_d}{N^3_{\text{He}}/N^4_{\text{He}}} = \frac{R(\text{p/d})}{R(^3\text{He}/^4\text{He})},$$

$$R(\text{pd} - \text{Li}) = \frac{N_p/N_d}{N^6_{\text{Li}}/N^7_{\text{Li}}} = \frac{R(\text{p/d})}{R(^6\text{Li}/^7\text{Li})},$$

$$R(\text{dt} - \text{He}) = \frac{N_d/N_t}{N^3_{\text{He}}/N^4_{\text{He}}} = \frac{R(\text{d/t})}{R(^3\text{He}/^4\text{He})},$$

$$R(\text{dt} - \text{Li}) = \frac{N_d/N_t}{N^6_{\text{Li}}/N^7_{\text{Li}}} = \frac{R(\text{d/t})}{R(^6\text{Li}/^7\text{Li})},$$

$$R(\text{He} - \text{Li}) = \frac{N^3_{\text{He}}/N^4_{\text{He}}}{N^6_{\text{Li}}/N^7_{\text{Li}}} = \frac{R(^3\text{He}/^4\text{He})}{R(^6\text{Li}/^7\text{Li})}.$$

发现同位素对的比的同位旋效应消失, 如图 5(b) 所示. 这种不相关性符合于在通常温度下的每个发射源的化学势平衡. 这个事实也暗示了 Albergo 的核温度确定方法不敏感于核体系的同位旋. 实验上同样的图象出现在 $40 \text{ MeV/u } ^{112}\text{Sn} + ^{112}\text{Sn}$ 和 $^{124}\text{Sn} + ^{124}\text{Sn}$ 的对心碰撞中^[53].

4 与同位旋不相关作用势的比较

在以上的计算中, 我们采用了同位旋相关的作用势, 即 $\epsilon_{nn} = \epsilon_{pp} = 0$, $\epsilon_{np} = \epsilon_{pn} = -5.33 \text{ MeV}$. 为了考察这种势对粒子发射的影响, 采用 $\epsilon_{np} = \epsilon_{pn} = \epsilon_{pp} = \epsilon_{nn} = -5.33 \text{ MeV}$, 即所有核子-核子之间的作用势是完全一样的. 由于这种势代表的所有核子间存在着强的吸引作用, 因此我们估计在这种情况下, 发射的轻粒子会大大地减少, 尤其是对于中子. 图 1 中的实心点显示了 Xe 同位素发射源所发射的中子、质子和带电粒子在两种不同势的作用下的比较. 在核子-核子不相关的吸引势的作用下, 这些产物的多重性大大地减少. 但不同同位素源的差异依然存在, 而且它们随同位旋的规律仍然保持. 这是与在同位旋相关作用势下的原因一样的. 对于 $A = 129$ 的同质异位素发射源, 它们有同样的规律, 如图 2 中的实心点所显示.

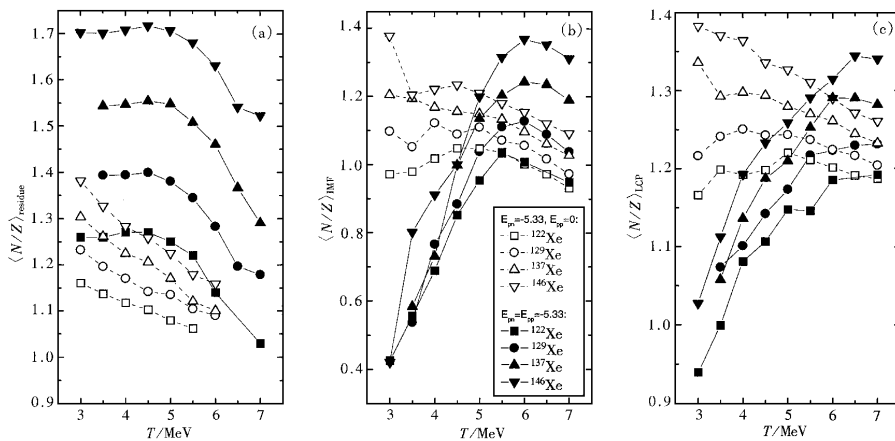


图 6 Xe 同位素发射源所发射的产物的平均中子-质子比 $\langle N/Z \rangle_{\text{residue}}$, $\langle N/Z \rangle_{\text{IMF}}$ 和 $\langle N/Z \rangle_{\text{LCP}}$ 在同位旋相关的和不相关作用势下的比较

我们还研究了不同质量区间的产物的平均中子-质子比 $\langle N/Z \rangle$. 把发射源散裂过程的所有产物分成三段: 轻粒子段 ($Z \leq 2$ 但不包括中子和质子), 中等质量片段 ($3 \leq Z \leq 30 * Z_{\text{source}}/79$) 和重余核段 ($Z > 30 * Z_{\text{source}}/79$), 其中 Z_{source} 是发射源的电荷数. 把每一段的各个粒子的 N/Z 记录下来, 然后对这一段的所有粒子在 10^3 个事件下的 N/Z 求平均

(依次记为 $\langle N/Z \rangle_{\text{LCP}}$, $\langle N/Z \rangle_{\text{IMF}}$ 和 $\langle N/Z \rangle_{\text{residue}}$). 图 6 显示了 Xe 同位素发射源所发射的产物的平均中子-质子比 $\langle N/Z \rangle_{\text{residue}}$, $\langle N/Z \rangle_{\text{IMF}}$ 和 $\langle N/Z \rangle_{\text{LCP}}$ 在同位旋相关的和不相关的作用势下的比较. 惊人地发现它们有十分不同的行为. 对于重余核, 在同位旋不相关势作用下的 $\langle N/Z \rangle$ 在 5 MeV 以下显示了与发射源十分接近

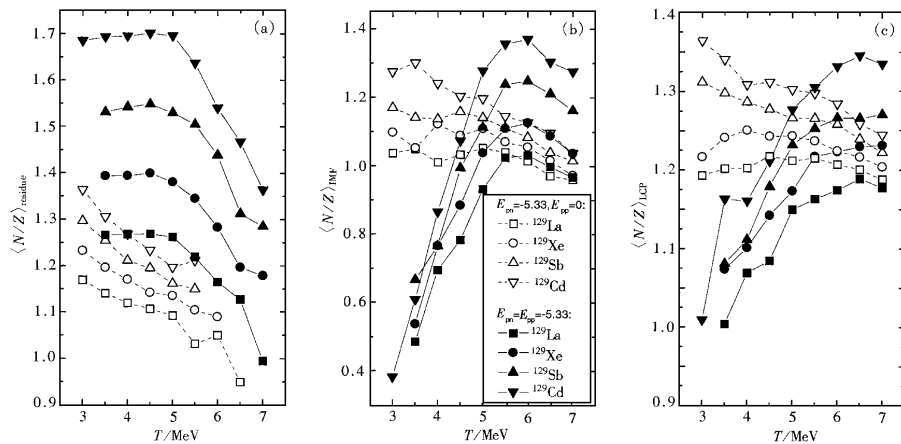


图 7 基本如图 6 所示,但这里是对 $A = 129$ 的同质异位素发射源

的 N/Z . 一方面,此时它们大体处于热核多重碎裂以前的以蒸发为主的阶段;另一方面,由于核子-核子之间的作用不依赖于系统的同位旋,因此当核子结成集团时,构成集团的组分 N, Z 之间的配分关系不再有相互的制约因素,所以此时集团的组分将会基本上显示原有的化学组分,所反映的基本上是发射源本身的中子-质子比.但随着温度的升高,余核的 $\langle N/Z \rangle$ 会逐渐减少.而对于同位旋相关的作用,随着发射源的温度的升高,集团将逐渐向 β 稳定线靠拢,总体上说,此时的 $\langle N/Z \rangle$ 远小于同位旋不相关作用势的情况.而对于中等质量碎片和轻粒子来说,在 5 MeV 以下时,产物的 $\langle N/Z \rangle$ 迅速上升,在 5 MeV 左右,它们将达到峰值或趋于饱和.而在同位旋相关作用势的情况下,产物的 $\langle N/Z \rangle$ 基本上不随温度有大的变化,或者略有下降.这与同位旋不相关作用有很大的区别.如果我们假定同位旋相关的作用势是合理的,我们可以通过比较高温端的重余核(相当于核的液态)和轻粒子(相当于核的气态)的 $\langle N/Z \rangle$,发现核气态的 $\langle N/Z \rangle$ 要大于核液态的 $\langle N/Z \rangle$,也就是说在液气共存时的气态有更大的同位旋非对称性.但在低温端,它们有相互接近的同位旋非对称性.因此,实验上可以通过分析轻粒子段和中等质量碎片的 $\langle N/Z \rangle$,如果它们之间存在很大的化学组分(中子、质子)的差异,可能预示着液气共存态的存在.对于 $A = 129$ 的同质异位素发射源,它们有同样的规律,见图 7.

最后,我们可以看一下在 5 MeV 时同位旋不相关作用下的轻核素的比 $R(p/d), R(d/t), R(t/^3\text{He}), R(^6\text{He}/^6\text{Li}), R(d/^3\text{He})$ 和 $R(t/^4\text{He})$,以及同位素双产额比 $R(pd\text{-He}), R(pd\text{-Li}), R(dt\text{-He}), R(dt\text{-Li})$ 和 $R(\text{He-Li})$ 随温度的关系.图 8 显示了 $Z = 54$ 的 Xe 同位素和 $A = 129$ 的同质异位素源的情况.不像图 5,在同位旋不相关的作用势下,轻粒子的同位素产额比几乎与发射源本身的同位旋无关,这与同位旋无关的作用势相一致.因此实验上可以用这种轻粒子的同位素比来区分核子-核子的作用势究竟是否同位旋相关的.

5 结 论

本文用同位旋相关的晶格气体模型系统地研究同位素源 $^{122}, ^{129}, ^{137}, ^{146}\text{Xe}$, 与 $^{129}\text{La}, ^{129}\text{Xe}, ^{129}\text{Sb}$ 和 ^{129}Cd 四个同质异位素源中粒子发射的同位旋效应.我们采用三种探针来研究这种同位旋效应.第一种为轻粒子的多重性,如 N_n, N_p 和带电粒子多重性 N_{cp} ;第二种为轻粒子产额比,如同位素比、同质异位素比和相互间差一个质子的轻粒子的比,如 $R(p/d), R(^3\text{He}/\alpha), R(t/^3\text{He}), (^6\text{He}/^6\text{Li}), R(d/^3\text{He})$ 和 $R(t/\alpha)$;第三个探针为同位素对的比如 $R(pd\text{-He}), R(pd\text{-Li}), R(dt\text{-He}), R(dt\text{-Li})$ 和 $R(\text{He-Li})$.发现轻粒子的多重性和轻粒子的比表现出了对碎裂体系的同位旋的相关性,但同位素对的比和

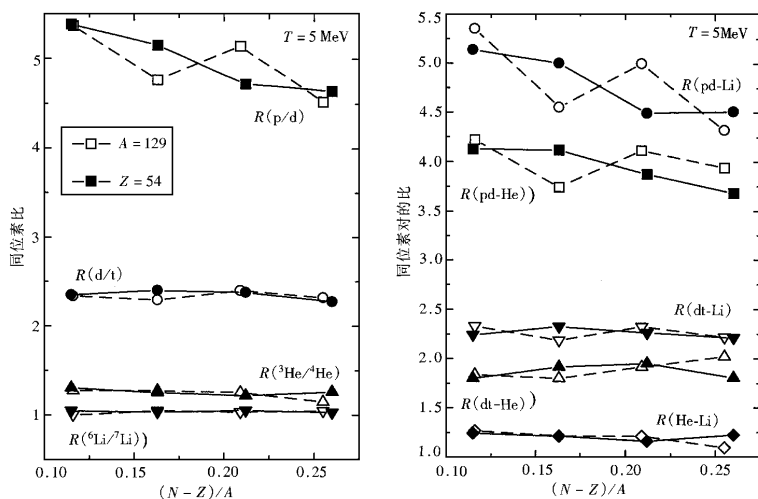


图 8 基本如图 5 所示,但这里是用同位旋不相关的作用

Albergo 型的核温度却对此不敏感. 这并不矛盾,前者直接反映的是源的化学组分,而后者暗示了源达到了化学平衡. 除此之外,还比较了在同位旋相关的和不相关的作用势下的不同质量区间的产物的平均中子-质子比 $\langle N/Z \rangle$, 发现它们有十分不同的行为. 对于重核,在同位旋不相关势作用下的 $\langle N/Z \rangle$ 在 5 MeV 以下显示了与发射源十分接近的 N/Z . 相反对于同位旋相关的作用,随着发射源的温度升高,集团将逐渐向 β 稳定线靠拢. 总体上说,此时的 $\langle N/Z \rangle$ 远小于同位旋不相关作用势的情况. 另外,发现核气态(轻粒子)的 $\langle N/Z \rangle$ 要大于核液态(重核)的 $\langle N/Z \rangle$,也就是说在液气共存时的气态有更大的同位旋非对称性. 因此,实验上可以通过分析轻粒子段和中等质量碎片的 $\langle N/Z \rangle$,如果它们之间存在很大的化学组分(中子、质子)的差

异,可能预示着液气共存态的存在. 在同位旋不相关的作用势下,轻粒子的同位素产额比几乎与发射源本身的同位旋无关,这是与同位旋有关的作用势相反的. 因此实验上可以用这种轻粒子的同位素比来区分核子-核子的作用势究竟是否同位旋相关. 然而,也应该指出,目前的晶格气体模型还不是一个很完美的模型. 为了能够应用于碎裂数据,模型中一些重要物理量需加以考虑,需通过有约束的拉格朗日势加入表面效应,以代替周期性边界条件,另外库仑力需加以考虑,而且模型中的热力学系综(微正则系综和正则系综)的选取也需要重新审视. 尽管如此,我们相信一些粒子发射的同位旋效应将会保持. 我们认为可以结合本工作的建议对于以前的实验数据进行再分析,这会对于进一步探索同位旋物理将是有益的.

- [1] B. A. Li, C. M. Ko, W. Bauer, *Int. J. Mod. Phys.*, **E7** (1998), 147 and references therein.
- [2] B. te Harr, R. Machleidt, *Phys. Rev.*, **C50** (1994) 31.
- [3] G. F. Bertsch *et al.*, *Nucl. Phys.*, **A490** (1988) 745.
- [4] G. Q. Li, R. Machleidt, *Phys. Rev.*, **C48** (1993) 1702; *ibid.*, **C49** (1993) 566.
- [5] X. Z. Cai, J. Feng, W. Q. Shen, Y. G. Ma, J. S. Wang, W. Ye, *Phys. Rev.*, **C58** (1998) 572.

- [6] J. F. Dempsey *et al.*, *Phys. Rev.*, **C54** (1996) 1710; R. Wada *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **58** (1987) 1829.
- [7] V. Lozhkin, W. Trautman, *Phys. Rev.*, **C46** (1992) 1996.
- [8] G. J. Kunde *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **77** (1992) 2897; B. A. Li, C. M. Ko, Z. Z. Ren, *Phys. Rev. Lett.*, **78** (1997) 1644.
- [9] S. J. Yennello *et al.*, *Phys. Lett.*, **B321** (1994) 15; H. Johnstone *et al.*, *Phys. Lett.*, **B371** (1996) 186; B. A. Li, S. J. Yennello, *Phys. Rev.*, **C52** (1995) R1746.

[10] R.Pak *et al.* , *Phys. Rev. Lett.* , **78**(1997) ,1022 ;*Phys. Rev. Lett.* , **78**(1997) ,1026.

[11] B. A. Li *et al.* , *Phys. Rev. Lett.* , **76**(1996) 4492.

[12] W. Q. Shen *et al.* , *Nucl. Phys.* , **A491**(1989) ,130.

[13] Y. G. Ma *et al.* , *Phys. Lett.* , **B302**(1993) ,386 ;*Phys. Rev.* , **C48**(1993) 850.

[14] T. Suzuki *et al.* , *Phys. Rev. Lett.* , **75**(1995) 3241.

[15] S. Nagamiya *et al.* , *Phys. Rev.* , **C24**(1981) 971.

[16] D. J. Morrissey *et al.* , *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* , **44**(1993) 676 and references therein.

[17] S. Albergo *et al.* , *Nuovo Cimento* , **A89**(1985) ,1.

[18] J. Pochodzalla *et al.* , *Phys. Rev. Lett.* , **75**(1995) ,1040.

[19] J. A. Hauger *et al.* , *Phys. Rev. Lett.* , **77**(1996) 235.

[20] Y. G. Ma *et al.* , *Phys. Lett.* , **B390**(1997) 41.

[21] V. Serfling *et al.* , *Phys. Rev. Lett.* , **80**(1998) ,3928 ;P. M. Milazzo *et al.* , *Phys. Rev.* , **C58**(1998) 953.

[22] M. B. Tsang *et al.* , *Phys. Rev. Lett.* , **78**(1997) 3836.

[23] H. Xi *et al.* , *Z. Phys.* , **A359**(1997) 397.

[24] Y. G. Ma , *Phys. Rev. Lett.* , **83**(1999) 3617.

[25] T. D. Lee , C. N. Yang , *Phys. Rev.* , **87**(1952) 410.

[26] T. S. Biro *et al.* , *Nucl. Phys.* , **A459**(1986) 692.

[27] S. K. Samaddar , J. Richert , *Phys. Lett.* , **B218**(1989) 381 ;*Z. Phys.* , **A332**(1989) 443.

[28] J. Pan , S. Das Gupta , *Phys. Lett.* , **B344**(1995) ,29 ;*Phys. Rev.* , **C51**(1995) ,1384.

[29] J. Pan , S. Das Gupta , *Phys. Rev.* , **C53**(1996) ,1319.

[30] W. F. Muller , *Phys. Rev.* , **C56**(1997) 2873.

[31] S. Ray , J. Shamanna , T. T. S. Kuo , *Phys. Lett.* , **B392**(1997) , 7.

[32] S. Das Gupta *et al.* , *Nucl. Phys.* , **A621**(1997) ,897 ;J. Pan *et al.* , *Phys. Rev. Lett.* , **80**(1998) ,1182.

[33] J. Pan , Private Communication(1999).

[34] M. Metropolis *et al.* , *J. Chem. Phys.* , **21**(1953) ,1087.

[35] C. S. Shida , V. B. Henriques (1997) *Cond-mat*/9703198.

[36] J. M. Carmona , J. Richert , A. Tarancon , *Nucl. Phys.* , **A643**(1998) ,115.

[37] K. Kawasaki , in *Phase Transition and Critical Phenomena* , Vol. **2** , ed. C. Domb , M. S. Green (Academic Press , New York , 1972).

[38] X. Campi , H. Krivine , *Nucl. Phys.* , **A620**(1997) 46.

[39] F. Gulminelli , P. Chomaz , *Phys. Rev. Lett.* , **82**(1999) ,1402.

[40] P. Chomaz , F. Gulminelli , *Phys. Lett.* , **B447**(1999) 221.

[41] A. Coniglio , W. Klein , *J. Phys.* , **A13**(1980) 2775.

[42] X. Campi , *Phys. Lett.* , **B208**(1988) 351.

[43] L. Beaulieu *et al.* , *Phys. Rev.* , **C54**(1996) ,R973.

[44] M. D 'Agostino *et al.* , *Phys. Lett.* , **B371**(1996) ,175.

[45] D. Hilscher , in *Proc. of a Specialist 's Meeting on Preequilibrium Nuclear Reactions* , ed. B. Strohmaier (OECD , Paris , 1988) , p. 245.

[46] M. Farine *et al.* , *Z. Phys.* , **A339**(1991) 363.

[47] Y. G. Ma *et al.* , *Phys. Rev.* , **C48**(1993) ,1492 ;*High Ener. Phys. Nucl. Phys.* , **16**(1992) ,1043.

[48] L. Ahle *et al.* , *Phys. Rev.* , **C57**(1998) ,1416.

[49] Y. G. Ma *et al.* , *Chin. Phys. Lett.* , **16**(1999) 256.

[50] Y. G. Ma *et al.* , *Phys. Rev.* , **C51**(1995) ,710.

[51] C. A. Ogilvie *et al.* , *Phys. Rev. Lett.* , **67**(1991) ,1214.

[52] M. B. Tsang *et al.* , *Phys. Rev. Lett.* , **71**(1993) ,1502.

[53] G. Kunde *et al.* , *Phys. Lett.* , **B416**(1998) 56.

ISOSPIN EFFECT ON PRODUCTS OF NUCLEAR FRAGMENTATION^{*}MA YU-GANG[†](*Shanghai Institute of Nuclear Research ,Chinese Academy of Sciences ,Shanghai 201800 ,China*)

(Received 10 April 1999)

ABSTRACT

The isospin effects on the cluster emission are explored for the disassembling isotopic sources of $Z = 54$ and for the isobaric sources of $A = 129$ in the framework of the isospin dependent lattice gas model. The multiplicity of emitted particles, the isotopic and isobaric ratios of light particles show the strong dependence on the isospin of the dissociation source, but the double ratios of light isotopes are insensitive to the isospin. The former reflects directly the chemical composition and the latter indicates the chemical equilibrium of the source. In addition, the features of products in nuclear disassembly with an isospin independent potential is also investigated and used to compare the results from the above isospin dependent potential. It is found that there are very different temperature dependences of the mean ratio of N to Z ($\langle N/Z \rangle$) in the different mass intervals (light particles, intermediate mass fragments and heavy residues). $\langle N/Z \rangle$ in nuclear gas phase is larger than that in nuclear liquid phase, i. e., the nuclear gas phase has larger isospin asymmetry as the liquid and the gas coexists. We also found that the isotopic ratios are nearly independent of the isospin of emitter provided that the isospin independent potential is used.

PACC : 2570 ; 2587

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation for Distinguished Young Scholar of China (Grant No. 19725521), the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 19705012), the Science and Technology Development Foundation of Shanghai (Grant No. 97QA14038), the Special Project of the Presidential Foundation of the Chinese Academy of Sciences and the Scientific Research Foundations of the State Human Resource Ministry and Education Ministry for Returned Overseas Chinese Scholar and Shanghai Government.

[†]E-mail mayugang@public1.sta.net.cn