

文章编号: 1007-4627(2000)02-0087-04

高自旋同质异能态束流的产生和应用

周小红

(中国科学院近代物理研究所, 甘肃 兰州 730000)

摘要: 论述了高自旋同质异能态束流的物理意义. 以 RINKEN 的 HSIB 为例, 简略地叙述了高自旋同质异能态束流的产生、分离、传输及纯化的方法, 并对高自旋同质异能态束流诱发核反应中放出的 γ 射线探测技术进行了论述.

关键词: 高自旋同质异能态; 核反应; γ 射线探测

中图分类号: O571 文献标识码: A

1 引言

80年代以来, 国际上对放射性核束的关注与日俱增, 相继建成了一批性能优越的放射性核束装置, 为核物理的研究开辟了广阔的前景. 目前, 产生放射性核束主要利用中高能弹核碎裂和在线同位素分离(ISOL)的方法. 中高能弹核碎裂方法能产生质量数和电荷数有大分布范围的核素, 可提供在同位旋维度上有很大扩展的束流. 但此方法产生的放射性束流的能量较高, 且很难降低束流的能量, 这就限制了它们在核谱学, 特别是在基于熔合蒸发反应的核谱学中的应用. 配有后加速技术的 ISOL 方法尽管可以方便地调节能量的束流, 但用这种方法制备放射性核束需要较长的时间, 只能提供寿命较长的放射性核束. 基于中高能弹核碎裂方法分离、传输及净化放射性核束的技术, 利用逆熔合蒸发反应产生的高自旋同质异能态束流(以下简称 HSIB)在一定程度上弥补了以上方法的不足. 更为重要的是, HSIB 在角动量维度上扩展了传统束流, 为发现新的物理现象提供了有利条件机会.

利用 HSIB, 通过熔合蒸发反应能够生成非常高自旋态的冷核, 增强超高自旋态的布居几率, 为寻找原子核的超形变和巨超形变创造了新的机会. 图1简单地示意了用 $^{145m}\text{Sm} (^{145}\text{Sm}) + ^{24}\text{Mg} \rightarrow ^{169}\text{W}^*$ 反应布居原子核的高自旋态时, $^{145m}\text{Sm} (E^* = 8.789 \text{ MeV}, t_{1/2} = 0.95 \mu\text{s}, I^\pi = 49/2^+)$ 束流相对于基态

^{145}Sm 束流的优势. 通过计算得知, 要使复合核具有的最高角动量为 $80\hbar$, 就要用能量为 8.3 MeV/u 的基态 ^{145}Sm 束流, 同时复合核的激发能高达 71 MeV ; 而能量为 6.0 MeV/u 的 ^{145m}Sm 束流就可带给复合核最高达 $80\hbar$ 的角动量, 但此时复合核的激发能却仅为 32 MeV . 当限定复合核的最高激发能为 32 MeV 时, 用基态 ^{145}Sm 束流产生的复合核的最高角动量在 $60\hbar$ 左右. 因此, 利用 HSIB 很有利于布居原子核的超高自旋态. 从图1还可看到, HSIB 诱发的复合核反应能够导致可观的重离子俘获过程^[1,2].

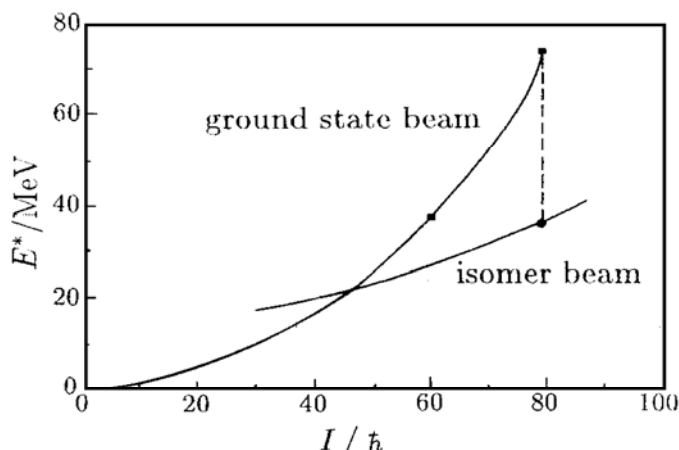


图1 用 ^{145}Sm 和 ^{145m}Sm 束流产生的复合核角动量与激发能的比较

同质异能态束流在核谱学研究中的另一重要应用是基于库仑激发的核结构研究, 观测建立在同质

收稿日期: 1999-07-06

作者简介: 周小红 (1968-), 男 (汉族), 甘肃环县人, 研究员, 从事 γ 谱学研究.

异能态之上的 γ 射线的能量和强度, 可以提取同质异能态本身结构的重要信息^[1].

笔者在日本理化学研究所 (RIKEN) 从事了两年多的 HSIB 开发, 下面将对 HSIB 的产生、分离、传输及纯化等进行论述, 并讨论在 HSIB 诱发反应中放出的 γ 射线探测技术.

2 高自旋同质异能态

实验上发现, 在 $N = 83$ 的同中子异位素中, 系统性地 在 $Z = 60 \sim 65$ 的核素中观测到了高自旋同质异能态 (见图 2)^[3-5]. 它们的激发能均在 8.7 MeV 附近, 多数寿命为 μs 量级, 在奇 A 核和双奇核中自旋、宇称分别是 $49/2^+$ 和 27^+ . 考虑了形变的独立粒子模型计算指定了在 $N = 83$ 的奇 A 和双奇核中, 这些同质异能态的组态分别为 $[\nu(f_{7/2}h_{9/2}i_{13/2})\pi(h_{11/2}^2)]_{49/2}^+$ 和 $[\nu(f_{7/2}h_{9/2}i_{13/2})\pi(d_{5/2}^2h_{11/2}^2)]_{27}^+$, 它们是拉长型组态, 即各个单粒子角动量取向于空间同一方向^[3]. 以上组态可诱发原子核的扁椭球形变, 而较低自旋态无形变或具有近球形形状. 因此, 在 $N = 83$ 的同中子异位素中, 这些同质异能态是由于原子核的形状随自旋的增加突然发生变化形成的^[3]. 图 2 中的 $^{144\text{m}}\text{Pm}$, $^{145\text{m}}\text{Sm}$, $^{147\text{m}}\text{Gd}$ 和 $^{148\text{m}}\text{Tb}$ 被首选用来开发 HSIB, 这些同质异能态可由 $^{14}\text{N}(^{136}\text{Xe}, 6n)^{144\text{m}}\text{Pm}$, $^{16}\text{O}(^{136}\text{Xe}, 7n)^{145\text{m}}\text{Sm}$, $^{20}\text{Ne}(^{136}\text{Xe}, 9n)^{147\text{m}}\text{Gd}$ 和 $^{12}\text{C}(^{141}\text{Pr}, 5n)^{148\text{m}}\text{Tb}$ 等反应产生. 实验上发现, 在上面的反应中同质异能态有非常高的产额, 其约占总产额的 70% ~ 90%. 例如, 在 $^{20}\text{Ne}(^{136}\text{Xe}, 9n)^{147\text{m}}\text{Gd}$ 反应中, 比较 ^{147}Gd 的 $I^\pi = 49/2^+$ 同质异能态退激 γ 射线和 ^{147}Gd 基态 β 衰变 γ 射线的产额, 确定了 ^{147}Gd 的 $I^\pi = 49/2^+$ 同质异能态的产额占 ^{147}Gd 总产额的 70%^[2].

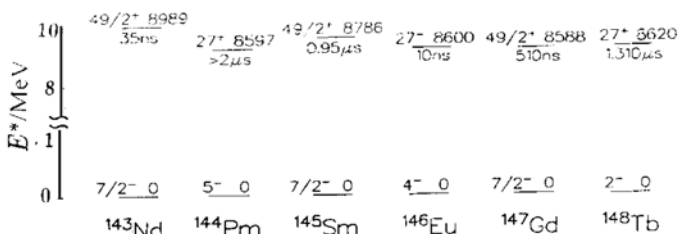


图 2 $N = 83$ 同中子异位素中的高自旋同质异能态

3 高自旋同质异能态束流线的建设

为使 HSIB 具有足够高的能量, 与次级靶核熔合生成新的复合核, 用基于逆反应运动学的熔合蒸发反应来产生 HSIB. 例如, 用能量为 8.0 MeV/u 的 ^{136}Xe 束流通过反应 $^{16}\text{O}(^{136}\text{Xe}, 7n)^{145\text{m}}\text{Sm}$ 时, $^{145\text{m}}\text{Sm}$ 能获得每核子高达 7.2 MeV 的反冲能量. 逆熔合蒸发反应产物主要向前角度区反冲, 能被传输系统以很高效率接收, 反应产物高的反冲能量也有利于其传输与分离.

日本的 HSIB 束流线是基于它的放射性核束装置 RIPS, 其结构见图 3. 这条束流线能很好地排除初级束流的干扰, 能在次级靶位上得到尽可能小的束斑, 传输的距离短, 可减少由于 HSIB 自身退激在传输途中的损失.

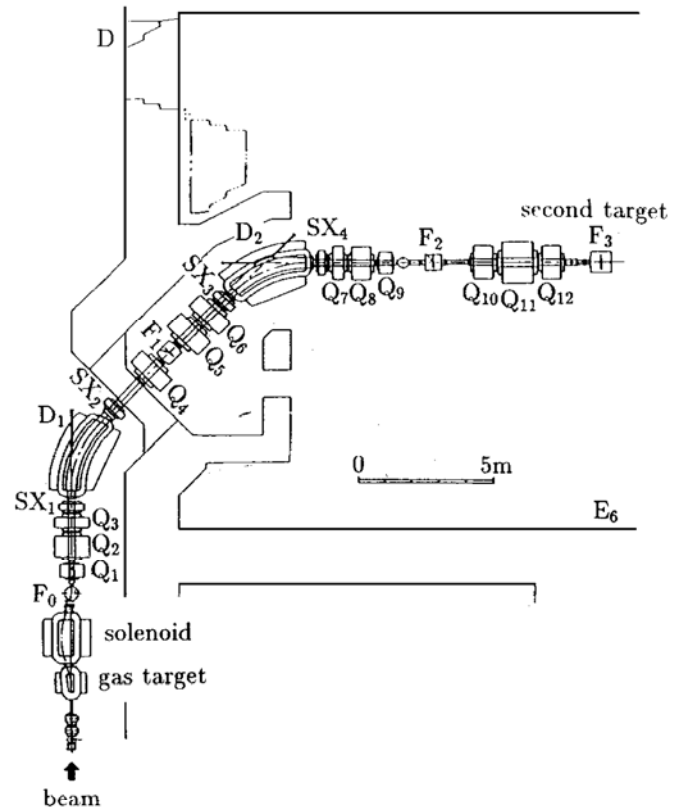


图 3 高自旋同质异能态束流线结构示意图

为了得到大的 HSIB 强度, 就用尽可能强的初级束流, 通常使用的初级流强在 6×10^{11} ions/s 以上. 金属箔靶在如此强的束流轰击下很快就会破损, 这就限制了传统金属箔靶的使用. 曾经尝试用过转动金属靶, 但发现强的束流也会在较长时间内损坏转动靶. 为了能够使用强的初级束流, 专门研制了一个配备有庞大泵系统的无窗 Blow-in 型气体

靶系统. 强大的泵系统在保证相邻加速器管道高真空的同时, 能在有效靶区长时间维持密度分布非常稳定的靶材料气体. 反应产物的反冲能量随靶厚的改变而变化, 维持不变的有效靶厚对于用 RIPS 传输和分离 HSIB 很重要. 气体靶系统距 RIPS 的初级靶室约 2.5 m, 在它们之间安装了一台长度约 2 m 的超导螺线管. 反应产物从气体靶室以较大张角反冲出来, 被超导螺线管聚焦后注入 RIPS.

能量为每核子几个 MeV 的初级束流穿过气体靶后, 其电荷态不再单一, 而是呈现一定的分布宽度. 由于熔合蒸发反应产物与初级束流的质量数比较接近. 按磁刚度 $B\rho$ 值进行分析的二极磁铁 D_1 后不能在 F_1 散焦面上有效地分离反应产物和初级束流, 即它们的空间位置有比较严重的重叠. 通过实验发现, 在 RIPS 的初级靶室位置 F_0 处放置一厚度可调节的铝膜, 反应产物和初级束流穿过此铝膜后, 它们的电荷态分布有不同程度的改变, 再经过二极磁铁 D_1 后, 能在 F_1 散焦面上有效地错开反应产物和初级束流. 在 F_1 散焦面上放置狭缝光栏, 调节此光栏到恰当位置阻挡初级束流并让反应产物通过. 反应产物再经电磁铁系统传输、聚焦到次级靶 F_3 处, 得到束斑直径为 15 mm 的次级束.

HSIB 束流线的长度约 36 m, 束流传输所需时间为 500 ns 左右. 为了避免束流在传输过程中的大量损失, 一般选用寿命较长的同质异能态作为束流.

4 γ 射线探测装置

混杂在 HSIB 中的大量不稳定核衰变及束流本身的退激会产生大量的 γ 射线, 要降低这些 γ 射线的干扰, 在次级束流轰击次级靶后把它们传输到远离 γ 射线测量的位置. 因此, 不能使用厚的次级靶. 为了使 HSIB 能在次级靶上诱发熔合蒸发反应, 次级靶一般用轻的同位素材料. 这样, 二次熔合蒸发反应产物就以很高的反冲速度 ($\beta \approx 0.10$) 从次级靶中反冲出来, 从而导致了 γ 谱严重的 Doppler 展宽.

已初步建成了一个大 66 探测单元的大型 γ 射线探测器阵列, 包括 16 台普通型 HPGe 探测器和两套各有 25 个独立探测单元的 γ 射线 $\Delta E-E$ 望远镜测量系统 (见图 4). 普通型 HPGe 探测器放置在与束流方向夹角为 30° 和 45° 的两个环内, 它们离次级靶约 20

cm, 对靶的立体角张角很小, 从而可减小 γ 射线的 Doppler 展宽. 厚度为 2 cm 的 $50 \text{ mm} \times 50 \text{ mm}$ 平面型探测器被用作 $\Delta E-E$ 望远镜测量系统的

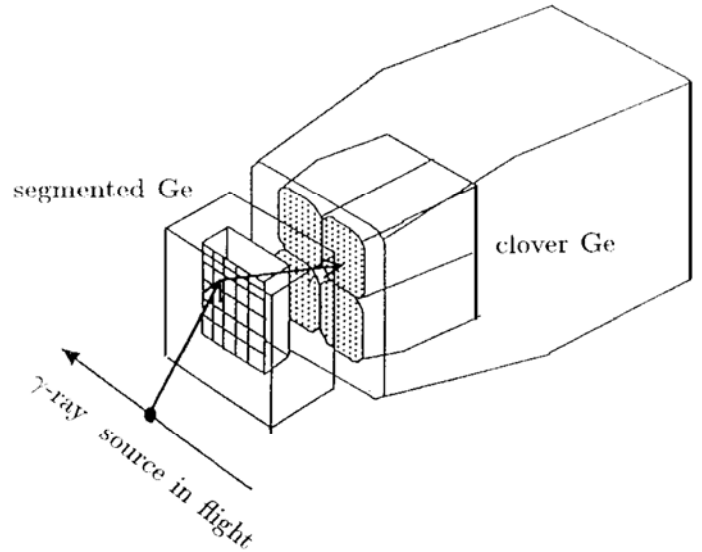


图 4 γ 射线 $\Delta E-E$ 望远镜测量系统

ΔE 探测器, 它被分割成面积为 $10 \text{ mm} \times 10 \text{ mm}$ 的 25 个独立探测单元. 探测效率很大的 Clover 型 Ge 探测器被用作 E 探测器. 这样, ΔE 探测器提供了较精确的用于 Doppler 展宽修正的 γ 射线的空间位置信息, 从 ΔE 和 E 探测器的能量输出之和给出了 γ 射线的能量. 由于 ΔE 探测器每个探测单元对靶的立体角张角很小, 望远镜系统被放置在离靶约 5 cm 的位置处, 它们与束流方向的夹角为 90° . 结构独特的望远镜测量系统在性能和价格上均优于放置在离靶较远位置的多个大探测效率探测器.

5 总结

最近 3 年, RIKEN 着重以 ^{145}Sm 的 $t_{1/2} = 0.95 \mu\text{s}$ 同质异能态来开发 HSIB. 在用能量为 7.6 MeV/u 的 ^{136}Xe 束流诱发的 $^{16}\text{O} (^{136}\text{Xe}, 7n) ^{145}\text{Sm}$ 反应中, 实验测得反应截面为 500 mb, ^{145}Sm 的 $t_{1/2} = 0.95 \mu\text{s}$ 同质异能态占其总产额的 80%. 理化学研究所的回旋加速器能稳定提供流强为 $1.0 \times 10^{12} \text{ ions/s}$ 的 ^{136}Xe 束流. 在有效靶厚为 1 mg/cm^2 时, CO_2 气体能在有效靶区长时间维持稳定的密度分布, 稳定度好于 1%. 假设传输系统能接收 50% 的反应产额, 传输效率为 3%. ^{145}Sm 在传输过程中由于自身衰变而损失 50%. 考虑以上因素, 预期能在次级靶位上得到

强度为 8.0×10^5 ions/s 的 $^{145\text{m}}\text{Sm}$ 束流. 经过多次努力, 现在实现的 $^{145\text{m}}\text{Sm}$ 束流强度为 1.0×10^5 ions/s, 其纯度为 60%. 这一束流强度勉强可用于基于熔合蒸发反应的核谱学研究.

迄今, 未能鉴别出来自于 $^{145\text{m}}\text{Sm}$ 在次级靶上诱发的熔合蒸发反应产物的 γ 射线. 这是由于 $^{145\text{m}}\text{Sm}$ 束流本身及混杂在束流中的大量不稳定核素在通过次级靶时衰变产生了强的 γ 本底, 产生于二次熔合

蒸发反应的 γ 射线被淹没在强的本底中. 为了抑制 γ 本底及突出来自于二次熔合蒸发反应的 γ 射线, 现正在研制一个大探测效率的中子探测器阵列. 在用熔合蒸发反应布居中重质量区域原子核的高自旋态时, 一般伴随 γ 射线会有中子放出, 以期通过 n- γ 符合技术来抑制 γ 本底. 随着同质异能态束流强度的增强和探测设备的完善, HSIB 将会很快用于核谱学研究.

参 考 文 献:

- [1] Gono Y, Morikawa T, Kishida T *et al.* Gamma-ray Spectroscopy with High-spin Isomer Beams [J]. Nuclear Physics, 1995, A588: 241~ 246.
- [2] Gono Y, Murakami T, Morikawa T *et al.* High-spin Isomers and High-spin Isomer Beams [J]. Nuclear Physics, 1993, A557: 341~ 346.
- [3] Odahara A, Gono Y, Mitarai S *et al.* High-spin Isomer and Level Structure of ^{145}Sm [J]. Nuclear Physics, 1997, A620: 363~ 384.
- [4] Zhou X H, Tsuchida H, Gono Y *et al.* A High-spin Isomer in ^{143}Nd [J]. RIKEN Accelerator Progress Report, 1998, 32: 54~ 55.
- [5] 张玉虎. 高自旋同质异能态束流及其在核谱学研究中的应用 [J]. 核物理动态, 1996, 13(4): 9~ 12.

Development of High-spin Isomer Beams

ZHOU Xiao-hong

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

Abstract: The physical motivations with high-spin isomer beams were introduced. Taking HSIB of RIKEN as an example, the methods to produce, separate, transport and purify high-spin isomer beams were described briefly, and the detection of γ rays emitted from the reactions induced by the high-spin isomer beams was presented. Finally, the progress to develop the high-spin isomers in the $N = 83$ isotones as second beams was stressed.

Key words: high-spin isomer; nuclear reaction; γ -ray detection