

中能 $^{12}\text{C} + ^{197}\text{Au}$ 产物中 Ir 的同位素 分布观测

赵之正 胡志强 杨维凡 李宗伟 孙秀荣 秦 芝 杨永锋
牟万统 谢秀君 张 立 袁双贵 吴定清 蔡喜臣

(中国科学院近代物理研究所 兰州 730000)

1996-05-09 收稿

摘 要

以 $^{12}\text{C}(47\text{ MeV}/u) + ^{197}\text{Au}$ 靶, 通过化学分离及 γ 谱学方法获得了 Ir 和 Pt 同位素产额. 用测到的 Pt 累积产额对相应 Ir 同位素做了照射期内母体衰变修正, 从而获得了很好的 Ir 同位素分布. 讨论了 $A > 170$ 丰中子核产生截面、截面的 Q_{ex} 系统性和剩余激发能的问题.

关键词 同位素分布, 截面预言, 核剩余激发能.

1 引 言

迄今为止产生丰中子新核素是很困难的, 但文献 [1, 2] 就证明了中能较轻重离子打重靶的转移反应可以在 $A > 170$ 质量区产生丰中子新核素. 本工作研究这种产生方式的截面规律及特点.

文献 [3] 对中能重离子炮弹引起靶裂片的质量分布和电荷分布已总结出半经验公式^[3], 它在碎裂产物质量区能够给出较好的结果, 并成为预言二次束流强度的主要依据, 但它对近靶产物的估计因为数据少而研究得不够充分, 因此有较大偏差. H. Khdo 等人对 $^{12}\text{C}(20\text{ MeV}/u) + ^{197}\text{Au}$ 的近靶产物做了研究^[4], 得到了产生截面的系统性规律, 但他把所有质量区的产物用同一个质量分布和电荷分布参数进行描述, 这种做法是不合适的. K. H. Schmidt 等人用相对论能量 Au 炮弹轰击 Al 产生的类弹碎片产物, 使用碎片分离器测量, 得到了近弹产物的同位素分布^[5], 揭示出比靶核少一、二个质子产物的同位素分布的真实形状, 并且用统计擦碎模型做了很好的拟合, 得到了擦边碰撞中产物核剩余激发能与同位素分布形状的关系, 他们认为近靶(弹)产物的同位素分布形状(或称产物的中子质子比)可以作为反应中产物核剩余激发能的探针.

核剩余激发能对产生新丰中子核是十分重要的. 核碰撞过程可按以下两步过程进行解释: 第一步碰撞过程中能量耗散及核子交换与分配; 第二步是余核

激发能退激发, 主要是蒸发中子过程. 激发能的高低直接影响着产物中子质子比, 也就是说低的剩余激发能有助于丰中子核的产生, 这提示我们可以用测量同位素分布形状的方法来研究产生丰中子核的核反应参数(指弹靶组合及炮弹能量). 从大的分类看, 目前主要有两种产生方式: 一个是用相对论炮弹的弹碎片产生; 另一个是用靶碎片产生. 本文的目的之一就是判断哪种方式更好.

近靶产物中重靶碎片的同位素分布, 目前只有很少的实验结果, 特别是能产生新丰中子核的低靶产物的结果更少. 虽然已有许多人做了类似的测量, 但因相应的产物数据测到的丰中子同位素数目过少, 同时数据处理中, 大都认为近靶产物的电荷分布同其它质量区产物相同, 因此使用调整电荷分布宽度的做法去修正来自照射过程中母体衰变成份. 显然这种做法不能真实地反应近靶产物的同位素分布形状及特点. 在文献 [6, 7] 中对获得近靶元素的同位素分布及研究新丰中子核的产生截面, 也做了报道.

2 实 验

HIRFL 加速器产生的中能 ^{12}C (47 MeV/u) 轰击 ^{197}Au 靶, 照射一段时间后, 测量产物的 γ 放射性. 为了获得产生截面很低的产物和增加探测灵敏度, 使用了厚靶并对由此而来的二次束效应做了分析和修正, 又对产物做了化学分离, 收到了良好的结果.

用 47 MeV/u 的 ^{12}C 束流照射 ^{197}Au 靶. 靶总厚度为 633 mg/cm^2 , 中间一片(厚度为 90 mg/cm^2) 在照射后取出直接测量 γ 谱, 前面一片厚为 90 mg/cm^2 , 后面一片厚为 453 mg/cm^2 , 这两片在照射后投入王水中溶解进行化学分离, 除掉其它元素, 用分离出的 Pt 和 Ir 制成源, 放入铅室中用标准 γ 谱学方法做 γ 谱及时间序列谱测量. 用与源面积相同的标准 γ 源对 Ge γ 探测器进行效率刻度, 所有 γ 源及样品的直径为 10 mm, 源和探测器距离均大于 5 cm 使合峰效应很小, 从而得到的结果可以忽略此效应的影响. 为了得到 ^{184}Ir 的完全累积产额, 在照射结束后 1.5 h 再进行 Pt 与 Ir 的分离. 整个靶放在靶室的法拉第筒中, 以束流积分器和定标器做束流强度随时间变化的测量, 束流斑点直径为 10 mm, 平均流强为 6 nA, 照射时间 6 h, 共累计束流 $133\text{ }\mu\text{C}$.

使用探测效率为 15% 和 40% 的高纯锗 γ 探测器测量 γ 谱, 能量分辨率分别为 2.1、2.4 keV. γ 谱由 ORTEC918A 微机获取, 测到的 γ 谱转到 VAX8350 计算机上做数据处理. 全部测量时间为一个半月.

3 数 据 处 理

用测量到的死时间值^[8]对每个 γ 谱做了死时间修正, 然后使用 SAMPO 自动解谱程序得到各 γ 峰下面积, 以 LEONE 半自动解谱程序做出重峰与弱峰的峰下面积, 用 TAU 1 程序按 γ 能量及半衰期识别出不同的同位素, 并且按分支比获得 Ir 与 Pt 二元素分开时刻的产生核数. 使用未经过化学分离和经过化学分离的样品测到的 ^{184}Ir 和 ^{187}Pt 零时刻原子核数, 得到了化学分离效率. 零时刻选为 Pt 和 Ir 分开时刻.

因为照射过程中母体的一部分衰变到子体, 所以一部分同位素需作母体衰变修正.

我们测到了 Ir 各同位素的母体核 $^{184-187, 189}\text{Pt}$ 的相应同位素的产生截面, 而 $^{184-187, 189}\text{Pt}$ 的母体各同位素的半衰期都小于 10 min, 可以认为在停止照射 1 h 后上述同位素都得到了好的累积产额. 我们编制了在照射过程中母体衰变修正的程序, 它可以对测到的子体核及相应母体核截面和束流按时间的分布做扣除母体衰变成份的修正, 该程序用已知结果验证, 证明这个程序是正确的. 我们用 $^{184-187, 189}\text{Pt}$ 各同位素测到的累积截面对相应 $^{184-187, 189}\text{Ir}$ 测到的截面做了照射过程中的衰变修正, 其中 ^{186}Pt 仅对 $^{186}\text{Ir(A)}$ ($T_{1/2}=2.0\text{ h}$) 做了修正, ^{186}Ir 总产生截面由修正后的 A 部分及具有独立产额的 B 部分之和组成. 此外还注意到 $^{190\text{m}2}\text{Ir}$ ($T_{1/2}=3.25\text{ h}$) 的 5.6% 衰变到 M1 态和基态, 总截面由测到的独立产额 $^{190\text{m}2}\text{Ir}$ 和修正后的 $^{190+190\text{m}1}\text{Ir}$ 之和截面获得. $^{190, 192}\text{Ir}$ 的母体核 $^{190, 192}\text{Pt}$ 为稳定核, 所以它们本身就是独立产额, ^{194}Ir 母体核 ^{194}Os 的半衰期为 6.0 Y, 因此 ^{194}Ir 可以被看作独立产额. 又从转移反应一般规律知道 $^{195, 196}\text{Ir}$ 的母体 $^{195, 196}\text{Os}$ 核产生截面将比它们本身的产生截面小很多, 可以近似认为它们也是独立产额. 综合上述, 我们得到了质量数 184—196 的 Ir 同位素分布, 结果见表 1.

表 1 Ir 和部分 Pr 同位素截面

同位素	半衰期	衰变方式	测到产额 (mb)	独立产额 (mb)
^{184}Ir	3.0 h		21.0 ± 0.6	8.7 ± 0.7
^{185}Ir	14.0 h		17.1 ± 0.7	12.1 ± 1.0
$^{186}\text{Ir (A)}$	1.75 h	β^+ 100%	2.57 ± 1.6	
$^{186}\text{Ir (B)}$	15.8 h		10.4 ± 0.4	10.4 ± 0.4
^{187}Ir	10.5 h		47.6 ± 2.2	13.0 ± 2.5
^{189}Ir	13.1 d		49.8 ± 6.5	17.5 ± 3.1
$^{190\text{g}}\text{Ir}$	11.8 d		12.7 ± 0.8	} 14.1 ± 0.8
$^{190\text{m}1}\text{Ir}$	1.2 h	Ti 100%		
$^{190\text{m}2}\text{Ir}$	3.2 h	Ti 5.6%	1.4 ± 0.1	
$^{192\text{g}}\text{Ir}$	73.83 d		10.2 ± 2.2	10.2 ± 2.2
$^{192\text{m}}\text{Ir}$	1.40 min	Ti 99.98%		
$^{194\text{g}}\text{Ir}$	19.2 h		2.0 ± 0.6	2.0 ± 0.6
$^{195\text{m}}\text{Ir}$	3.8 h	β^- 96%	1.68 ± 0.27	1.68 ± 0.27
$^{196\text{m}}\text{Ir}$	1.40 h	β^- 100%	0.34 ± 0.08	0.34 ± 0.08
^{184}Pt	17.3 min		17.2 ± 1.4	
$^{185}\text{Pt (A)}$	71 min	β^+ 100%	6.81 ± 0.55	
$^{185}\text{Pt (B)}$	33.0 min	β^+ 100%	4.82 ± 0.39	
^{186}Pt	2.0 h	β^+ 100% 到 $^{186}\text{Ir (A)}$	38.0 ± 3.4	
^{187}Pt	2.35 h		43.5 ± 3.9	
^{189}Pt	10.9 h		50.5 ± 2.8	

4 结果与讨论

由于本实验采用了厚靶, 其结果有较强的二次束效应, 对此做出如下分析: 二次束中最强的是中子、质子及 α 粒子, 由文献[9, 10]的结果考虑本实验靶厚的 $1/2$ 产生的中子产额为 $0.008 \text{ n}/^{12}\text{C}$ 粒子, 质子为 $9 \times 10^{-3} \text{ p}/^{12}\text{C}$, α 粒子为 $2.2 \times 10^{-4}/^{12}\text{C}$ 粒子, 总的二次粒子主要是三者之和, 为 0.0092 个 $/^{12}\text{C}$ 粒子, 同时认为这些轻粒子直接产生Ir, 各同位素截面比由 ^{12}C 产生的截面小, 那么不考虑二次束效应而引起的误差将小于1%; 另一方面p及 α 粒子轰击 ^{197}Au 熔合反应具有很大截面, 并通过衰变链使轻于 ^{189}Ir 的同位素截面增大, 由于采用了上述衰变修正的方法, 所以完全克服了这种衰变影响, 由此可以认为我们的Ir同位素分布没有受二次束效应所影响。

本实验Ir各独立产额中 $^{194\text{m}}\text{Ir}$, $^{195\text{g}}\text{Ir}$ 和 $^{196\text{g}}\text{Ir}$ 截面没有测到, 但由于重离子转移反应中初始核自旋态和激发能较高, 造成了同质异能截面比较大, 类似于 ^{12}C (20 MeV/u)轰击 ^{197}Au 反应中 ^{195}Hg 的同质异能比值为9.24, 可以近似地把 $^{195\text{m}}\text{Ir}$ 及 $^{196\text{m}}\text{Ir}$ 截面看作总产生截面, 因 $^{194\text{m}}\text{Ir}$ 没有被观测到, 所以现有 ^{194}Ir 截面将比应有截面值低了许多。

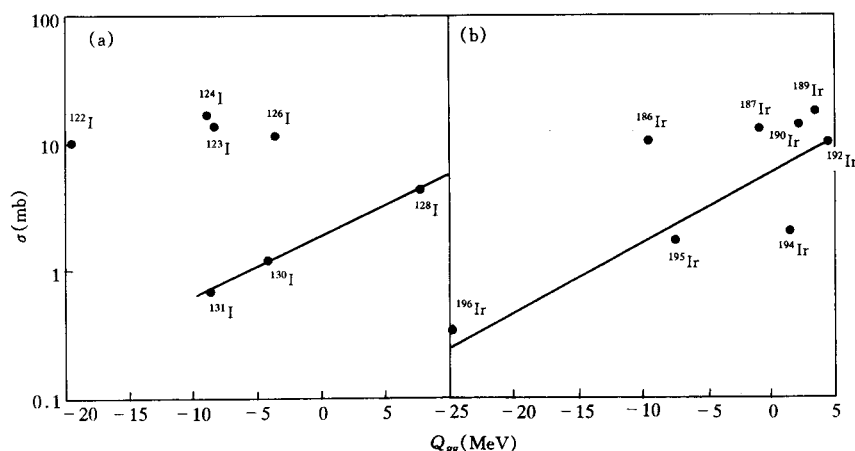


图1 同位素产生截面的 Q_{egg} 系统性

(a) $^{12}\text{C}(47 \text{ MeV/u}) + ^{133}\text{Cs}$ 反应中Ir同位素截面; (b) $^{12}\text{C}(47 \text{ MeV/u}) + ^{197}\text{Au}$ 反应中Ir同位素截面。

从图2本工作的Ir同位素分布可知它的最大高度一半的宽度约10个质量数, 宽于H. Khdo等人^[4]的结果. 同时本结果还看到了能产生丰中子新核素反应道的产物, 即 -2p 及 $-2\text{p} + \text{n}$ 反应道的 ^{195}Ir 和 ^{196}Ir .

图1按照V. V. Volkov的建议^[11]以相应同位素产生的截面按 Q_{egg} ($Q_{\text{egg}} = m_1 + m_2 - m_3 - m_4$, m_1 , m_2 , m_3 和 m_4 分别是核反应中的炮弹, 靶核和两个碎片的质量)做图, 发现在本工作中Ir同位素结果及 $^{12}\text{C}(47 \text{ MeV/u})$ 轰击 ^{133}Cs ^[6]的碘同位素分布的丰中子同位素具有良好的 Q_{egg} 系统性, 而缺中子核截面高于这个系统性值. 可以认为在中能深部非弹转移反应中由于剩余激发能较高, 有较多的中子被蒸发造成了缺中子同位素截面偏

高, 又由于相邻核蒸发中子份数有一定的比例, 因此仍能维持 Q_{gg} 系统性. 由于这个系统性的存在, 可以使用外推法预言未知核产生的截面.

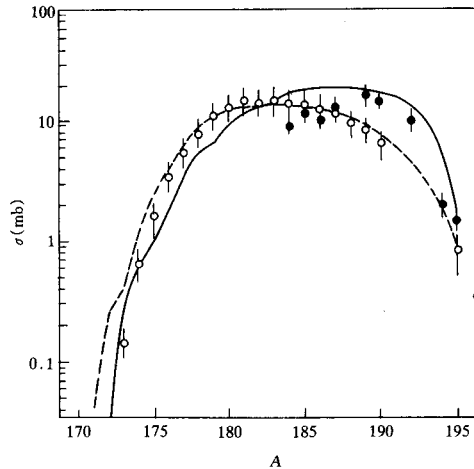


图2 Ir 同位素分布的实验结果和统计擦碎模型计算结果

- ^{12}C (47 MeV/u) + ^{197}Au 类靶碎片同位素截面 (本工作);
- ^{197}Au (1 GeV/u) + ^{27}Al 弹碎片同位素截面,
- 统计擦碎模型计算结果, 碰撞后碎片的激发能为 13 MeV/u,
- 统计擦碎模型计算结果, 碰撞后碎片的激发能为 26 MeV/u.

离子炮弹碎片中相应同位素产生的截面, 按照 Q_{gg} 的系统性可以外推得到未知丰中子新核素的产生截面.

感谢 HIRFL 全体工作人员及 VAX 8350 计算中心工作人员在实验和数据分析过程中的帮助, 感谢杨斌和贾豫京同志为本文绘图.

参 考 文 献

- [1] Zhang Li, Jin Genming, Zhao Jinhua *et al.*, *Phys. Rev.*, **C49**(1994) R592.
- [2] S. Yuan, W. Yang, W. Mou *et al.*, *Z. Phys.*, **A352**(1995) 2353.
- [3] K. Summerer, W. Bruchle, D. J. Morrissey *et al.*, *Phys. Rev.*, **C42**(1990) 2546.
- [4] H. Kudo, K. J. Moody, G. T. Seaborg, *Phys. Rev.* **C130**(1984) 1561.
- [5] K. H. Schmidt, T. Brohm, H. G. Clerc *et al.*, *Phys. Lett.*, **B300**(1993) 313.
- [6] 杨维凡、赵之正、李宗伟等, 高能物理与核物理 **17**(1993) 873.
- [7] 李宗伟、赵之正、杨维凡等, 核化学与放射化学, **16**(1994) 178.
- [8] 赵之正、孙彤玉, 中国科学院近代物理所 1994 年年报.
- [9] 李桂生、王 经、赵彦森等, 核化学与放射化学, **15**(1993) 193.
- [10] 赵有雄、郭忠言、诸永泰等, 高能物理与核物理, **11**(1992) 1022.
- [11] V. V. Volkov, *Phys. Report.*, **44**(1978) 93.

本文的 Ir 同位素分布与 ^{197}Au (1 GeV/u) 弹碎片的 Ir 同位素分布相比(不考虑 ^{27}Al 靶与 ^{12}C 炮弹因质量不同引起的截面差异), 由图 2 可以发现 $^{187}, ^{189}, ^{190}, ^{192}, ^{195}\text{Ir}$ 靶碎片截面均高于弹碎片截面, 而更接近于剩余激发能较低的一条理论曲线, 换句话说, 由于剩余激发能低, 中子蒸发得少, 使较丰中子同位素截面大于弹碎片中相应同位素的产生截面. 从碰撞过程中能量转移角度看, 尽管剩余激发能与入射动能的比值相同, 炮弹能量高(1 GeV/u)的碰撞使剩余核得到了更高的激发能, 这是 $^{195}, ^{196}\text{Ir}$ 在中能炮弹轰击时产生的截面高于相对论能量炮弹时的原因.

总之, 从以上实验结果, 可以得出近靶产物同位素分布形状是碰撞过程中剩余激发能的良好探针, 中能炮弹打重靶产生的 $A > 170$ 新丰中子核截面将大于相对论重

Isotope Distribution of Ir Produced in Intermediate Energy ^{12}C on ^{197}Au

Zhao Zhizheng Hu Zhiqiang Yang Weifan Li Zongwei Sun Xiurong
Qin Zhi Yang Yongfeng Mu Wantong Xie Xiujun Zhang Li
Yuan Shuanggui Wu Dingqing Cai Xichen

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

Received 9 May 1996

Abstract

Yields of Ir isotopes from ^{12}C (47 MeV / u) + ^{197}Au have been measured by using chemical separation and γ spectroscopy method. The Ir isotope distribution was obtained after correction for decay during the irradiation period by using the accumulation yields of Pt. The cross sections of $A > 170$ neutron-rich isotopes, the Q_{gg} systematics of cross sections and the residual excitation energy of target-like fragments are discussed.

Key words isotope distribution, prediction of cross sections, residual excitation energy of nuclei.