

$^{12}\text{C} + ^{209}\text{Bi}$ 生成的 Fr 和 At 同位素激发函数测量

郭俊盛 孙锡军 徐晓冀 王 隽 刘洪业

(中国科学院近代物理研究所)

摘 要

用能量为 60—72MeV 的 ^{12}C 束轰击 ^{209}Bi 靶, 测量了 Fr 和 At 同位素的激发函数, 确定了 ^{213}Fr 和 ^{214}Fr 分别是 $^{209}\text{Bi}(^{12}\text{C}, 4n)\text{Ac}^{217}$ 和 $^{209}\text{Bi}(^{12}\text{C}, 3n)\text{Ac}^{218}$ 的反应产物 Ac 同位素再经一次 α 衰变后形成的; 而 ^{214m}Fr 可能是复合核蒸发中子和一个 α 粒子即 $(^{12}\text{C}, \alpha 3n)$ 机制产生的. ^{211}At 主要是多核子转移反应 (例如 ^8Be 转移) 的贡献. 将蒸发中子反应的实验结果用 Jackson 公式进行了拟合.

一、前 言

用 ^{12}C 束轰击 ^{209}Bi 靶研究复合核蒸发中子反应, 先是 John. M. Alexander 和 Lester Winsberg 等人在 Berkeley 的重离子加速器上进行的^[1], 他们观测了反应余核 At 和 Po 等核的同位素. 后来, A. Г. Демин 等人^[2]对 $^{12}\text{C} + ^{209}\text{Bi}$ 蒸发中子反应作出了较完整的激发函数. 1967 年 K. Valli 和 E. K. Hyde 为了研究缺中子同位素 $^{209-215}\text{Ac}$ 的 α 衰变特性, 在劳伦兹实验室曾用直到 125MeV 的 ^{12}C 束轰击了 ^{209}Bi 靶^[3], 与此同时, Macfarlane 在 Yale 重离子加速器上也进行了 $^{12}\text{C} + ^{209}\text{Bi}$ 的中子蒸发反应, 从蒸发三个中子一直作到了蒸发八个中子的激发函数^[4], 他们采用快速氦喷咀反冲传输技术测量了较短寿命 (小于 200 μs) 的产物, 并认为由于 ^{12}C 的基态具有 3α 成分, 所以在 $^{12}\text{C} + ^{209}\text{Bi}$ 反应中产生的 Fr 产物, 有一部分无疑是来自 2α 或 ^8Be 转移的结果. 后来, D. F. Torgerson 等人专门对其产物 ^{214}Fr 进行了研究, 并给出了它的激发函数^[5]. 但在上述工作中, 各个作者的结果很不一致, 无论是激发函数的峰位置或峰截面的数值都相差较大.

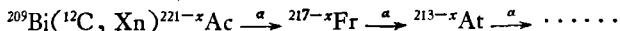
近期 Y. Lebeyec 等人^[6]在法国奥赛用 58—100MeV 的 ^{12}C 束完成的 $^{209}\text{Bi}(^{12}\text{C}, \text{Xn})^{221-x}\text{Ac}$ 反应中, 测量了绝对截面, 误差是 10% 左右, 同时对出现的多核子转移机制也给出了一些观测和估计.

我们用高于库仑位垒直到 72MeV 的 ^{12}C 束轰击 ^{209}Bi 靶, 得到了 Fr 和 At 同位素的部分激发函数, 其中采用氦喷咀反冲传输技术对反应余核 Fr 同位素进行了在束测量, 得到了 $^{12}\text{C} + ^{209}\text{Bi}$ 蒸发 3n 和 4n 的相对激发函数, 又用照射叠层箔技术测量了长寿命 At 同

位素的绝对截面,并对前者进行了刻度.另外还观测到了大多数人认为蒸发 $\alpha 3n$ 的产物 ^{214}Fr 的同质异能态 ^{214m}Fr .对Fr同位素激发函数的绝对截面测量误差是 $\pm 17\%$;At同位素绝对截面误差是 $\pm 14\%$.

二、实验过程

^{12}C 束轰击 ^{209}Bi 形成复合核蒸发中子后的衰变链为



蒸发中子后的直接产物Ac的半衰期一般都比较小(如 ^{218}Ac , $T_{1/2} = 0.27\mu\text{s}$; ^{217}Ac , $T_{1/2} = 111\text{ns}$),测量它们比较困难,因此可以通过测量子体来推算其产额,但此时其它反应机制可能产生相同核素被探测到,测量的子体越向后推移,混入其它机制的可能就越大,造成较大的误差,为了避开区分机制带来的麻烦,并使结果力求精确,我们采用氦喷嘴反冲传输技术对反应产物的第一代子体Fr同位素进行了测量.

在核物理实验中得到广泛应用的氦喷嘴反冲传输技术同样能够对加速器产生的短寿命放射性产物进行在束测量^[7],测得的带电粒子谱没有自吸收,并且可以避免由束流引起的 β 或 γ 活性对谱的干扰,可以将毛细管设计成几厘米^[8]到十几米长^[9],将反应产物引到远离束流的低本底区进行测量.它除了用来对 α , β 及延迟质子测量外^[10],还可以测量裂变碎片^[11]和 γ 活性^[12].

我们的氦喷嘴反冲靶室示于图1,采用钢瓶氦气,它被减压阀降压后再经过一个针阀进入反冲核的慢化室,室中氦气压力可以由针阀调节.靶子位置可以前后移动,以便调节靶子到毛细管中心轴线的距离. ^{209}Bi 靶厚度选为 $0.36\text{mg}/\text{cm}^2$,使全部反冲核都可以从靶中反冲出来.

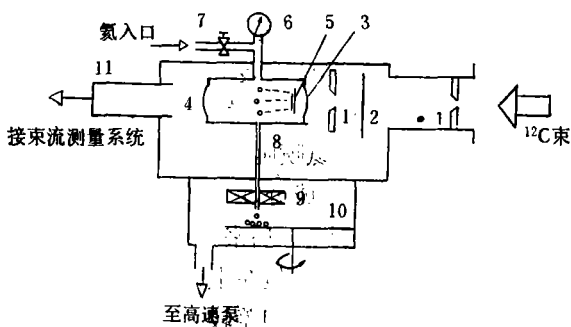


图1 氦喷嘴反冲靶室示意图

- 1.准直器 2.铝吸收片 3,4.入射窗和出射窗(铝箔) 5.铋靶和铝衬 6.真空压力计
7.针阀 8.毛细管 9.具中心孔的Si(Au)面垒探测器 10.收集板 11.法拉第筒

反冲核经氦气慢化后被气流载带着通过毛细管进入相邻的收集室,在那里反冲核撞击并吸附到收集板的表面,而氦气则由泵抽到室外.在收集室的毛细管出口处装有一个中心具孔的Si(Au)面垒探测器,直接测量吸附在收集板上反冲核的 α 活性;当改变 ^{12}C 束能量进行测量时,可以将收集板转动到一个新的位置进行收集,避免在原来位置上遗留的长寿命活性对测量的干扰.采用玻璃毛细管,内径是 0.43mm ,长是 6.5cm ,毛细管入口

端伸入慢化室约 4 mm，而在收集室中毛细管的末端距收集板表面约 6 mm。收集室被一个 30 升/秒的机械泵连续抽气；测量期间收集室的压力保持在 0.1 到几个毫米汞高的范围。

反冲靶室的调整主要是改变靶室各部分的参数，从而得到反冲核的最大和最稳定的收集效率，特别是改变充入慢化室的氮气的压力，使慢化后的反冲核都能够终止在毛细管入口的上方，这样可以获得最佳的收集效率和最短的传输时间。

图 2 是慢化室中氮气压力为 1.29 大气压时，用 68.8 MeV 的 ^{12}C 束轰击 ^{209}Bi 靶在收集室测得的反冲核的 α 谱。可以看出， ^{214}Fr 的几组 α 都能很清楚的显示出来，其中靠高能边的 ^{214m}Fr 的一组 α 也被探测到了（半衰期为 3.3 ms），证明这种靶室的传输速度相当快。由于测量时间较短（在数分钟内完成），谱中没有观测到长半衰期的子体核如 At 等。

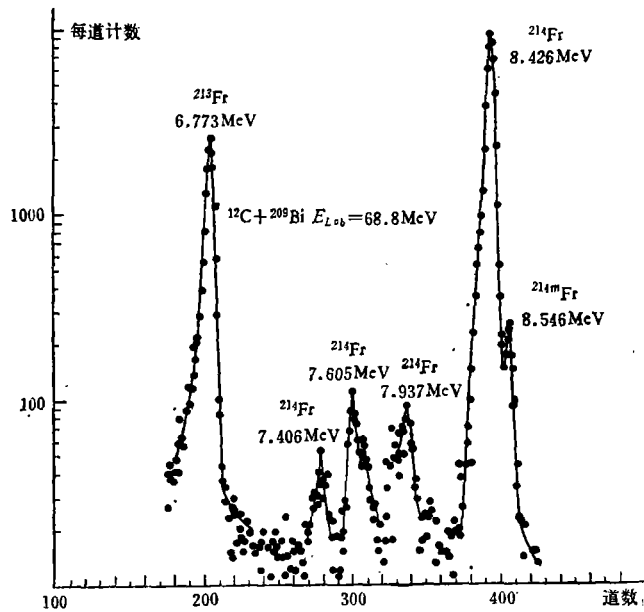


图 2 用 68.8 MeV 的 ^{12}C 束轰击 ^{209}Bi 靶，在氮喷嘴反冲靶室中测得的反应产物的 α 谱
靶室氮气压力 $P = 1.29$ 大气压，毛细管直径 $\phi = 0.43$ mm，靶子到
毛细管中心轴线距离 $L = 8$ mm，收集室压力 $P_c = 1.45$ mm 汞高

用叠层箔照射时， ^{209}Bi 靶的厚度选为 $0.27\text{mg}/\text{cm}^2$ ，由于是离束测量，只能测得 Fr 的衰变子体 At 及 Po 等核的 α 活性，它们都具有数小时或更长的半衰期。对叠层箔进行 α 测量的同时，也对 γ 活性进行了监测。

三、结果与讨论

如果在氮喷嘴反冲靶室中，使氮气压力保持最佳数值，并在靶室其它条件都固定不变的情况下，当改变 ^{12}C 束轰击能量时，仅将靶子到毛细管中心轴线的距离 L 相应的改变，测出收集板上的活性计数，就可以得到每一个轰击能量下反冲核的相对计数随距离 L 的变化关系，显然，最大的相对计数对应的 L 就是在这个能量下反冲核在氮气中的平均射程；

换句话说,此时反冲核都恰好终止在毛细管入口的上方,图3给出了对产物 ^{214}Fr 的测量结果.从图中看出,在每一个轰击能量下, ^{214}Fr 都有一个最大的相对计数, ^{214}Fr 的最大相对计数随 ^{12}C 束能量的变化,纯粹是由不同轰击能量具有不同的反应截面引起的,因此,测量到的产物的最大计数随入射能量的变化关系,就组成了该产物的相对激发函数.实验中测到的有 ^{213}Fr 、 ^{214}Fr 和 ^{214m}Fr 等产物的相对激发函数.

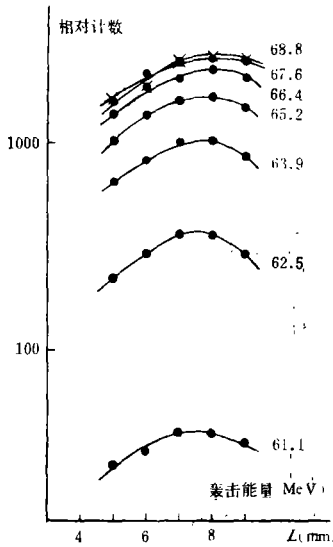


图3 在氢喷嘴反冲靶室中,在各种 ^{12}C 束轰击能量下, ^{214}Fr 产物的相对计数随靶子到毛细管中心轴线的距离 L 的变化关系
 $P = 1.29\text{atm}$ $\phi = 0.43\text{mm}$

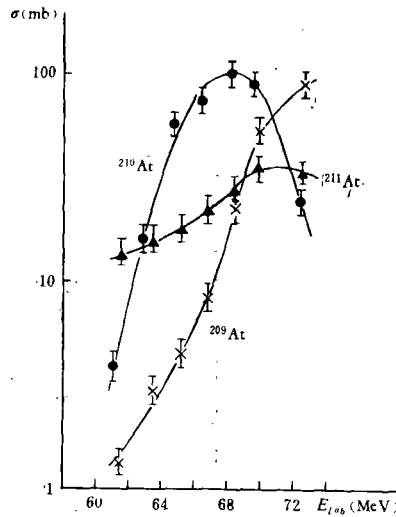
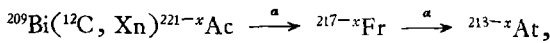


图4 $^{12}\text{C} + ^{209}\text{Bi}$ 产生的 $^{209,210,211}\text{At}$ 产物的实验激发函数

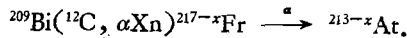
用叠层箔方法测得的 $^{12}\text{C} + ^{209}\text{Bi}$ 产生的At同位素的激发函数由图4给出,都是测量 α 衰变得到的,其中 ^{210}At 是对子体 ^{210}Po 测得的,将照射后的叠层收集箔放置50小时以上,使 ^{210}At ($T_{1/2} = 8.3$ 小时)都衰变到 ^{210}Po 之后才进行测量,就使得对谱的处理变得非常简单. At同位素的实验截面列于表1,截面的估计误差约 $\pm 14\%$,主要是靶厚、束流及活性测量误差的贡献.

产生At产物的反应机制存在着几种可能,根据参考[13]对反应余核角分布测量及动力学分析,下列机制的贡献都有可能:

复合核蒸发中子反应再经两次 α 衰变



复合核蒸发中子及带电粒子



另外,由于 ^{12}C 的基态具有 3α 结构,所以 ^{12}C 中的 ^8Be 或 α 都有可能转移到靶核中去同时伴随着中子蒸发

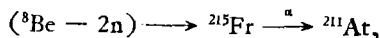
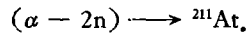
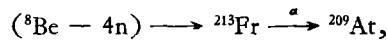
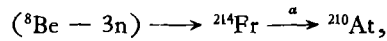


表1 $^{12}\text{C} + ^{209}\text{Bi}$ 反应产生的 At 同位素的实验截面 (mb)

$E_{\text{Lab.}}(\text{MeV})$	^{211}At	^{210}At	^{209}At
72.5	32.8		87.88
72.4		24.12	
69.9	35.5		51.76
69.6		88.82	
68.4	27.4		22.03
68.1		98.92	
66.8	22.6		8.45
66.4		74.75	
65.2	17.55		4.53
64.7		57.41	
63.5	15.4		2.96
62.9		15.75	
61.5	13.5		1.35
61.1		3.90	



但在我们轰击能量较低的情况下,产生的 ^{210}At 和 ^{209}At 主要是 $(^{12}\text{C}, 3n)$ 和 $(^{12}\text{C}, 4n)$ 的贡献,当轰击能量增高时,上述其它反应才开始出现。对 ^{211}At 核,据分析认为产生它的主要过程应该是 ^8Be 转移,因为通过理论计算得到的 $(^{12}\text{C}, 2n)$ 的反应截面很小;同时,与测量的直接发射 α 粒子的截面^[14]比较,结果在误差范围内符合,这种分析也与参考 [13] 的作者的结论一致。

在 ^{210}At 和 ^{209}At 的激发函数中,可以通过选择那些还没有出现转移机制时的入射能量下的截面值,来定出由氦喷咀反冲靶室得到的 ^{214}Fr 和 ^{213}Fr 的激发函数的绝对值,而 ^{214m}Fr 的标定则是通过 ^{214}Fr 或 ^{213}Fr 与 ^{214m}Fr 激发函数的相对关系,再经半衰期对传输效率影响的修正完成的。经过刻度和修正后的 Fr 的绝对截面值列于表二。对 ^{214}Fr 绝对值的标定是用 62.5MeV 能量下 ^{210}At 的截面完成的,而 ^{213}Fr 是用 67MeV 的 ^{209}At 截面值标定的。这些截面的实验误差估计为 $\pm 17\%$,因除校准用的叠层箔误差外,喷咀反冲靶室测量还带

表2 $^{12}\text{C} + ^{209}\text{Bi}$ 反应产生的 Fr 同位素的实验截面 (mb)

$E_{\text{lab.}}(\text{MeV})$	^{213}Fr	^{214}Fr	^{214m}Fr
68.8	62	85.33	4.88
67.6	22	81.79	4.49
67.0	9.5*		
66.4	3.3	72.45	3.15
65.2		53.13	2.39
63.9		32.2	1.29
62.5		11.6*	0.44
61.1		1.29	

来了不重复性和统计偏差。Fr 同位素的实验激发函数绘于图 5。

在较低轰击能量情况下，²¹⁴Fr 和 ²¹³Fr 主要是 (¹²C, 3n) 和 (¹²C, 4n) 的贡献，蒸发 3n 激发函数的峰位置在 68.5MeV 处，峰截面是 85mb，在 ¹²C 束为 68.8MeV 时 Fr 同位素截面之和约为 152mb，如果粗略认为就是该能量下蒸发粒子的总截面，与本所另一小组测得的 70MeV ¹²C 束能量下蒸发粒子余核截面 153mb 的值^[15]在误差范围内可以衔接起来。

上述实验结果用 Jackson 的复合核蒸发中子理论进行了拟合。在假设蒸发带电粒子的几率很小，同蒸发中子相竞争的主要过程是裂变的情况下，形成复合核后级联发射 x 个中子的截面可表示为：

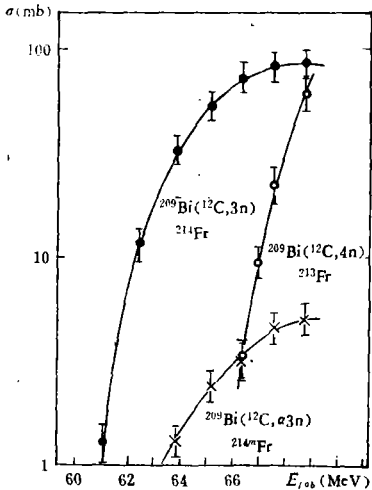


图 5 ¹²C + ²⁰⁹Bi 产生的 ²¹³, ²¹⁴, ^{214m}Fr 产物的实验激发函数

$$\sigma_x(E) = \sigma_{CN} P_x \prod_{i=1}^x \left[\frac{\Gamma_n}{\Gamma_n + \Gamma_f} \right]_i$$

式中：

$$\sigma_{CN} P_x = \sum_{l=0}^{l_{CN}} \sigma_l(E) P_{x,l}(E),$$

而
$$\sigma_l(E) = \pi k^2 (2l + 1) T_l;$$

$$P_{x,l}(E) = I(\Delta_x, 2x - 3) - I(\Delta_{x+1}, 2x - 1).$$

其中 I 是不完全 γ 函数，

$$\Delta_x = \left(E^* - \sum_{i=1}^x B_i - E_R \right) / T$$

$$\Delta_{x+1} = \left(E^* - \sum_{i=1}^x B_i - E_f - E_R \right) / T,$$

这里 x 是蒸发中子的数目，

E^* 是复合核的激发能，

B_i 是在级联蒸发中第 i 个中子的结合能

E_f 是产物核的裂变位垒，

E_R 是产物核平衡结构中的转动能，

T 是核温度。

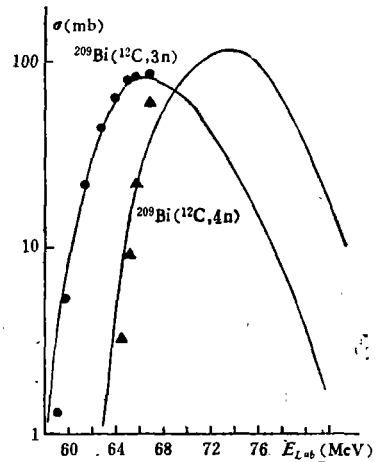
在形状因子 $\sigma_{CN} P_x$ 计算出来以后，将理论截面 $\sigma_x(E)$ 和实验截面 $\sigma_x^*(E)$ 进行符合，当 $\sum [\sigma_x(E) - \sigma_x^*(E)]^2$ 为最小值时，可以得出因子 $\prod_{i=1}^x \left[\frac{\Gamma_n}{\Gamma_n + \Gamma_f} \right]_i = G^x$ ，再从 $(\Gamma_n / \Gamma_f)_{平均} = \frac{G}{1 - G}$ 中计算出 Γ_n / Γ_f 的平均值，同时也从理论值和实验值符合得最好的情况下定出核温度 T 和转动惯量参数 $\frac{\hbar^2}{2J}$ 。

同实验值符合得较好的理论曲线示于图 6，拟合的最佳理论参数列于表 3。同时，转动惯量 J 也可以从公式 $J_{rig}^0 = \frac{2}{5} r_0^2 A^{5/3} m$ 和 $J = 1.5 J_{rig}^0$ 估算得到，估算的 $\frac{\hbar^2}{2J}$ 值约为 3KeV；而核温度 $T = 1.30\text{MeV}$ 的值与用费米气体模型的估算也相一致。

对图 5 中出现的 ^{214}mFr , 许多作者认为不是复合核蒸发中子机制的贡献, 很可能是蒸发中子及带电粒子($^{12}\text{C}, \alpha 3\text{n}$)或者是 ^{12}C 中 ^8Be 核转移到 ^{209}Bi 上的($^8\text{Be}, 3\text{n}$)的反应产物^[5,6], 因为复合核蒸发中子产生的 ^{218}Ac 经 α 衰变后, 由于其角动量比 $9\hbar$ 小, 只能居留在 ^{214}Fr 的基态即 $1\hbar$ 态上, 但对 ^8Be 转移和 ($^{12}\text{C}, \alpha 3\text{n}$) 机制来说, 产物的角动量都高于 $9\hbar$, 所以产物基本上都居留在 ^{214}Fr 的第一激发态 (即 $9\hbar$ 的同质异能态 ^{214}mFr) 上. 在我们的轰击能量范围内, 由于激发能较低, 出现的 ^{214}mFr 估计主要是 ($^{12}\text{C}, \alpha 3\text{n}$) 的贡献.

表 3 同中子蒸发实验点拟合的最佳理论参数

反 应	$^{209}\text{Bi}(^{12}\text{C}, 3\text{n})$	$^{209}\text{Bi}(^{12}\text{C}, 4\text{n})$
$v_0(\text{fm})$	1.24	1.24
$T(\text{MeV})$	1.30	0.90
$\frac{\hbar^2}{2J}(\text{KeV})$	3	3
(Γ_n/Γ_f) 平均	1.86	1.86

图 6 $^{209}\text{Bi}(^{12}\text{C}, \text{Xn})$ 反应的实验值同理论激发函数的拟合

● 为 $^{209}\text{Bi}(^{12}\text{C}, 3\text{n})$ 的实验值
▲ 为 $^{209}\text{Bi}(^{12}\text{C}, 4\text{n})$ 的实验值

值得注意的是, 既然认为 ^{210}At 和 ^{209}At 产物主要是复合核蒸发 3n 和 4n 的贡献, 那么其截面值应该同 ^{214}Fr 和 ^{213}Fr 的截面值一致, 但在实验结果上有不小的差别, 在法国 Orsay 的类似的工作中^[6,13]也存在同样问题, 还需要进一步通过实验和分析进行探讨; 另外, 我们的 ^{209}At 和 ^{210}At 实验曲线出现的低能尾巴, 可能是由于靶子沾污造成的, 有待进一步改进.

参 考 资 料

- [1] John M. Alexander and L. Winsberg, *Phys. Rev.*, **121**(1961), 529.
- [2] X. Роттер, А. Г. Демнн, Л. П. Пащенко, X. Ф. Бринкманн, *Ядерная Физика*, Том. 4 (1966), 246.
- [3] K. Valli, W. J. Treytl and E. K. Hyde, *Phys. Rev.*, **167**(1968), 1094.
- [4] R. A. Gough and R. D. Macfarlane, *Nuclear Reactions Induced by Heavy Ions* (1970), p. 673.
- [5] D. F. Torgerson and R. D. Macfarlane, *Phys. Rev.*, **C2**(1970), 2309.
- [6] Y. Lebeyec, M. Lefort and M. Sarda, *Nucl. Phys.*, **A192**(1972), 405.
- [7] T. Nomura and K. Hiruta, *Nucl. Inst. Meth.*, **108**(1973), 61.
- [8] K. Valli and E. K. Hyde, *Phys. Rev.*, **176**(1968), 1377.
- [9] C. Weiffenbach, S. C. Gujrathi, J. K. P. Lee and A. Houdayer, *Nucl. Inst. Meth.*, **125**(1975), 245.
- [10] J. C. Hardy, J. E. Esterl, R. G. Sextre and J. Cerny, *Phys. Rev.*, **C3**(1971), 700.
- [11] H. Dautet, S. Gujrathi, W. J. Wieshahn, J. M. Dauria and B. D. Pate, *Nucl. Inst. Meth.*, **107**(1973), 49.
- [12] W. W. Bowman, T. T. Sugihara and R. D. Macfarlane, *Nucl. Inst. Meth.*, **103**(1972), 61.
- [13] R. Bimbot, D. Gardes and M. F. Rivet, *Nucl. Phys.*, **A189**(1972), 193.
- [14] 沈文庆等, 高能物理与核物理, **1** (1977), 70.
- [15] 孙其昌等, 本期, 151.

THE MEASUREMENT OF THE EXCITATION FUNCTIONS OF ISOTOPES OF Fr AND At, PRODUCED IN THE BOMBARDMENT OF ^{12}C ON ^{209}Bi

GUO JUN-SHENG SUN XI-JUN XU XIAO-JI WANG JUN LIU HONG-YE

(*Institute of Modern Physics, Academia Sinica*)

Excitation functions for Fr and At isotopes produced in ^{12}C on ^{209}Bi had been measured in the energy range 60—72 MeV. It was quite obvious that ^{213}Fr and ^{214}Fr were formed by the reactions $^{209}\text{Bi} (^{12}\text{C}, 4n) ^{217}\text{Ac}$ and $^{209}\text{Bi} (^{12}\text{C}, 3n) ^{218}\text{Ac}$ following the a decay of the Ac isotopes respectively, and $^{214\text{m}}\text{Fr}$ was produced probably by compound nucleus evaporation of neutrons and an α particle, i.e. $(^{12}\text{C}, \alpha 3n)$. ^{211}At was mainly contributed by a multi-nucleon transfer reaction (e.g. ^8Be transfer). The experimental data for neutron evaporation reaction were fitted by the Jackson formula.