

# 直接从 $\beta$ 谱提取 $^{100}\text{Sr}$ 的 $\beta$ 衰变的强度函数

徐树威

(中国科学院近代物理研究所)

H. Dautet, R. Iafigliola, 李克平

(Forster Radiation Laboratory, McGill University, Montreal, Canada)

## 摘 要

借助于准单能电子束, 事先校正了  $\beta$  望远镜探测器的响应函数. 利用该探测器测量了从在线同位素分离器 (美国布洛克海汶实验室的 TRISTAN) 引出的  $^{100}\text{Sr}$  及其衰变链的  $\beta$  谱. 然后直接从测得的  $\beta$  谱提取出  $^{100}\text{Sr}$  的  $\beta$  衰变的强度函数. 基于图解  $B-B$  模型计算了容许伽莫夫-泰勒型的  $^{100}\text{Sr}$  的  $\beta$  强度函数, 其结果与实验值符合较好.

## 一、引 言

$\beta$  强度函数决定了  $\beta$  衰变的全部性质, 如衰变半衰期, 电子和中微子谱的形状以及各种  $\beta$  延发产物的能谱和分支比. 因此, 它是人们瞭解核物理和天体物理中许多衰变过程的一个基本物理量. 七十年代中期, 实验发现相当份额的伽莫夫-泰勒 (GT) 型  $\beta$  强度函数分布在低位能区, 称之为“矮” (Pygmy) 共振<sup>[1]</sup>. 它们与靠近同位旋相似态的 GT 型巨共振在能量上分得很开, 而无法用基于统计假设的粗糙 (Gross) 理论<sup>[2]</sup> 解释, 于是考虑到非相似对关联效应的图解  $B-B$  模型<sup>[3]</sup>, 无规相近似的计算方法<sup>[4]</sup> 出现了. 这两种基于壳模型的方法原则上可以给出矮共振特征, 但理论预言的矮共振的峰位和振幅大小是不令人满意的.

通常, 人们测量延发  $\gamma$  辐射的衰变纲图来获得  $Q_{\beta}$  窗中的  $\beta$  强度函数. 待研究核素越来越远离  $\beta$  稳定线时,  $Q_{\beta}$  窗变得越来越宽,  $\beta$  延发粒子发射变得越来越重要. 既要测量  $\gamma$  衰变纲图, 又要测量延发粒子能谱成为必不可少. 尤其是在延发中子的情况, 这种要求使实验技术变得十分困难. 除此之外, 处于高激发态上数以百计的  $\gamma$  谱线的测量和分析也是十分困难和麻烦的. 这也就是迄今为止远离  $\beta$  稳定线核素的  $\beta$  强度函数实验数据很少的原因. 为了避免这种技术上的困难, 本工作尝试测量  $\beta$  粒子的连续能谱, 并事先校正了探测系统的响应函数, 仔细扣除了衰变链中其他核素的影响, 直接从  $\beta$  谱中提取出了  $^{100}\text{Sr}$  的  $\beta$  强度函数.

## 二、实验方法

### 1. 测量和参数化探测器的响应函数

所用的 $\beta$ 探测器是 $\Delta E$ - $E$ 型望远镜,它是由一个中心局部活化的硅面垒型 $300\mu\text{m} \times 200\text{mm}^2$ 的 $\Delta E$ 探测器和一块 $15\text{mm} \times 500\text{mm}^2$ 高纯锗 $E$ 探测器组成. 它对于单能电子的响应谱有三种成份: 与入射能量对应的主峰, 由韧致辐射造成的而略低于主峰的小突起, 和由表面反散射与侧面散射形成的低能长尾巴<sup>[5]</sup>. 我们在蒙特利尔大学原子核物理实验室测量了所用的探测器的响应函数. 从串列静电加速器引出的 $7\text{MeV}$ 的氘束, 轰击 $^{11}\text{B}$ 靶, 产生 $^{12}\text{B}$ , 经 $\beta$ 衰变成 $^{12}\text{C}$ .  $Q_\beta$ 为 $13.37\text{MeV}$ . 这个靶子又作为在线经典 $\beta$ 谱仪的离子源. 连续能谱的电子经过谱仪磁场的选择成了准单能电子束, 其能量分辨好于 $1\%$ . 最后, 准单能电子束经一台双四极透镜被聚焦在待测的探测器表面上. 我们改变 $\beta$ 谱仪的磁场得到从 $1.6\text{MeV}$ 到 $11.0\text{MeV}$ 的准单能电子束, 并测得十个能量点的实验响应函数. 图1是其中四个能量点的结果. 它们与用蒙特卡洛方法的计算结果相当吻合<sup>[6]</sup>. 测得的响应函数最后被参数化:

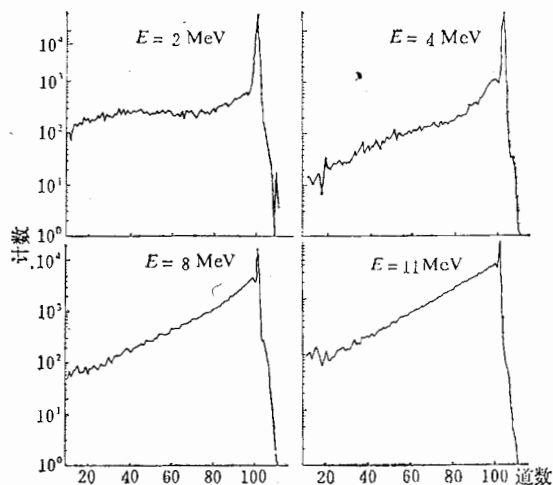


图1 实验测得的探测器对于的准单能电子束的响应函数

$$\frac{N(E, E_0)}{N_0} = C \left\{ A \exp - \frac{1}{2} \left[ \frac{\ln \left( \frac{E}{E_0 - E} \right) - M_s}{\sigma_s} \right]^2 + B \exp - \frac{1}{2} \left[ \frac{\ln \left( \frac{E}{E_0 - E} \right) - M_r}{\sigma_r} \right]^2 \right\} + H\delta(E_0). \quad (1)$$

其中,  $E_0$  为单能电子的入射能量;  $N(E, E_0)$  为能量相当于  $E$  的道中的计数;  $N_0 \equiv N(E_0, E_0)$ ;  $C$  为归一化常数; 参数  $A$ 、 $B$ 、 $H$ 、 $\sigma_s$ 、 $M_s$ 、 $\sigma_r$ 、 $M_r$  都是  $E_0$  的多项式.

为了检验这个参数化的响应函数, 我们用同一探测器测量了已经精确知道衰变分支比的 $^{88}\text{Rb}$ 衰变的被(探测器)畸变的 $\beta$ 能谱. 同时又根据已知的分支比和参数化的响应函数计算出被畸变的能谱. 二者加以比较, 相对均方偏差 $\chi^2$ 在跨越 $4.5\text{MeV}$ 的范围内只有 $0.95$ .

### 2. 实验装置与数据获取步骤

实验是在美国布洛克海汶国家实验室进行的. 通量为 $4 \times 10^{10}$ 个/ $\text{cm}^2 \cdot \text{sec}$ 的热中

及各  
程的  
度函  
型考  
考虑  
种基  
小是

核素  
要测  
种要  
和分  
数据  
先校  
取出

子从高通量堆引出,轰击  $^{235}\text{U}$  靶。靶子置于在线同位素分离器 (TRISTAN) 的强迫电子束诱导的弧放电 (FEBIAD) 离子源之前。质量数为 100 的离子束被一台  $90^\circ$  扇形磁铁选择出来,经过偏转磁铁,偏转到束流引出管道。引出的离子束被收集在一条可移动的,镀铝的 Mylar 膜带上。移动带的一侧面向着探测  $\beta$  的  $\Delta E-E$  望远镜,另一侧放置一个大的高纯锗  $\gamma$  探测器,同时用来以多定标方式测量  $\gamma$  谱,或与  $\beta$  探测器进行  $\beta-\gamma$  符合测量。与  $\Delta E-E$  望远镜相连的是标准的快慢符合线路。当线路工作在符合方式时,可以排除掉占计数率 99% 的  $\gamma$  本底。一台子分析控制系统被用来同时控制移动带的传动马达、开关磁场的偏转电压和数据获取系统。由于事先知道质量数为 100 的同量异位素衰变链中各核素的半衰期,可以选择合适的工作时间循环(包括放射性束的收集时间,等待时间,计数累计时间和带的移动时间)来增强  $^{100}\text{Sr}$  活性的相对贡献,尽可能减少其他核素的干扰。放射性束收集后,适当地等待一会再开始计数可以消除或减少短寿命的本底;计数之后移动收集带再重新开始新的工作循环可以消除或减少长寿命的本底。

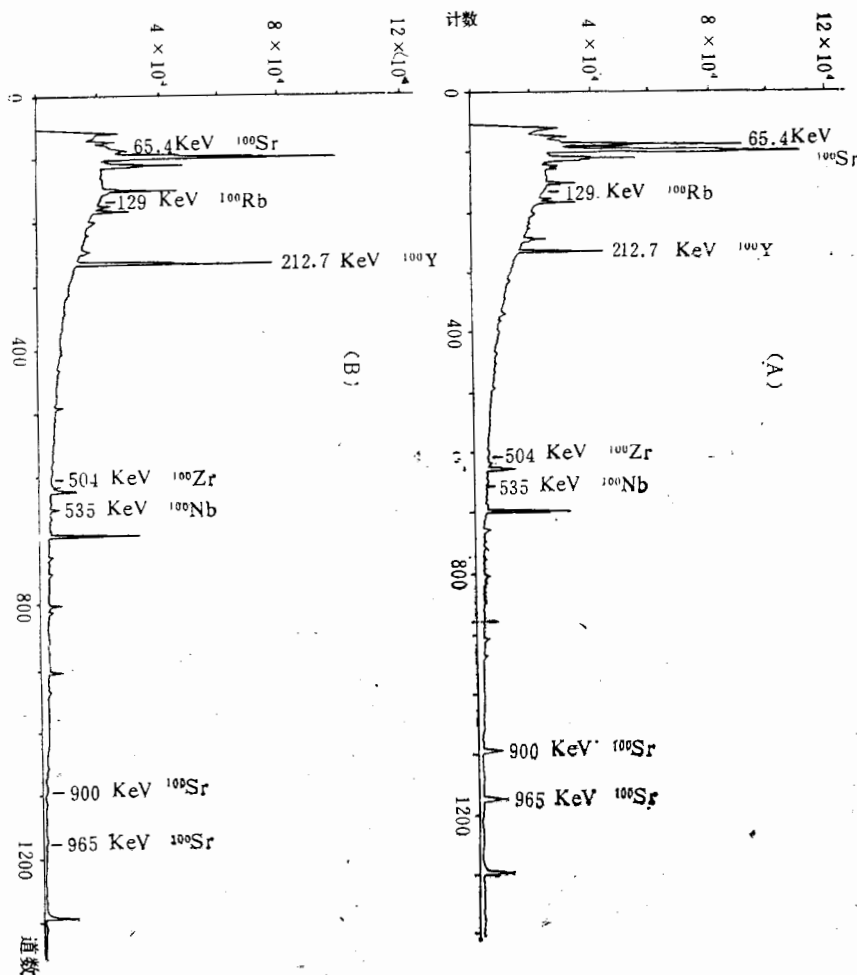


图 2 实验测得的  $\gamma$  谱

(A) 第一轮 ( $^{100}\text{Sr}$ ) (B) 第二轮 ( $^{100}\text{Y}$ )

变。  
可以  
如何  
环的  
们的  
65.4  
在实  
的半  
与 1  
线分  
们主

两轮  
 $\beta$  谱  
最后  
落以  
的内  
致由

子  
选  
镀  
大  
量。  
除  
、开  
链  
中  
、计  
扰。  
三  
移

由于离子源的蜕化, 同位素  $^{100}\text{Rb}$  几乎没有观察到。可以认为  $^{100}\text{Sr}$  完全来自于裂变。衰变链  $\text{Sr}-\text{Y}-\text{Zr}-\text{Nb}-\text{Mo}$  中各同位素的半衰期是已知的, 根据工作时间循环, 就可以算出它们的相对贡献。其中  $^{100}\text{Zr}$ ,  $^{100}\text{Nb}$  和  $^{100}\text{Mo}$  相对贡献小到可以忽略, 但无论如何来自  $^{100}\text{Y}$  衰变的相对贡献总要占相当的比份。于是我们进行了两轮实验, 其时间循环的安排分别有利于  $^{100}\text{Sr}$  和  $^{100}\text{Y}$  衰变活性的收集和探测。图 2(A) 和 (B) 分别是它们的  $\gamma$  谱。为了确认特征  $\gamma$  谱线, 我们分析了多定标方式获取的  $\gamma$  射线的时间谱, 发现 65.4KeV、900KeV 和 965MeV 三条  $\gamma$  谱线的半衰期分别为 195ms, 195ms 和 183ms。在实验误差范围  $\pm 20\text{ms}$  之内, 它们是一个常数, 与 1981 年发表的<sup>[7]</sup>  $^{100}\text{Sr}$  的特征  $\gamma$  谱线的半衰期一致。此外, 发现 212.7KeV 和 118.6KeV 两条  $\gamma$  谱线的半衰期为  $0.6 \pm 0.1\text{sec}$ , 与 1977 年发表的<sup>[8]</sup>  $^{100}\text{Y}$  活性的特征  $\gamma$  谱线的结果相符。所以, 我们确定上述五条  $\gamma$  谱线分别为  $^{100}\text{Sr}$  和  $^{100}\text{Y}$  衰变的特征  $\gamma$  谱线。与测量  $\gamma$  谱同时, 我们测得了两轮  $\beta$  谱。它们主要是  $^{100}\text{Sr}$  和  $^{100}\text{Y}$  活性的贡献。

### 3. 数据处理及实验结果

因为  $\beta$  谱和  $\gamma$  谱是同时获得的, 所以同一特征  $\gamma$  峰 ( $^{100}\text{Sr}$  衰变的或  $^{100}\text{Y}$  衰变的) 在两轮实验中的相对强度就应当反映其所属衰变核素 ( $^{100}\text{Sr}$  或  $^{100}\text{Y}$ ) 的  $\beta$  活性在两轮实验  $\beta$  谱中的相对贡献。根据特征  $\gamma$  峰的相对强度, 将两轮实验  $\beta$  谱进行有比例的彼此扣除, 最后得到了纯的、被(探测器)畸变的  $^{100}\text{Sr}$  衰变的  $\beta$  能谱(图 3)。图中的负值是由于统计涨落以及彼此相减造成的。应当指出: 在两轮实验的  $\beta$  谱中, 观察到的  $^{100}\text{Y}$  衰变的 313KeV 的内变换电子峰的相对强度与  $^{100}\text{Y}$  衰变的特征  $\gamma$  峰的相对强度在实验误差范围之内是一致的。

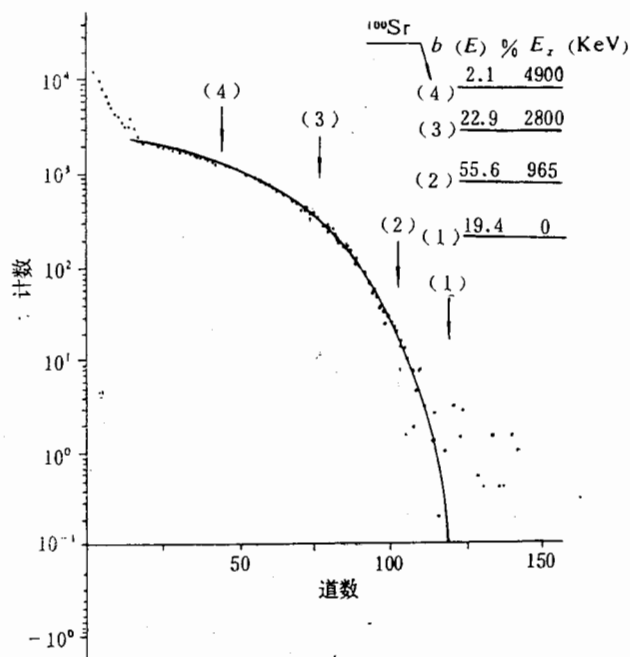


图 3  $^{100}\text{Sr}$  衰变的拟合计算的  $\beta$  谱与实验测得的  $\beta$  谱比较

被畸变的  $\beta$  谱是真正的  $\beta$  谱与探测器响应函数的卷积。我们利用计算机程序 BETA 把这个卷积拆开来。该程序的基本功能类似于分解多分支  $\beta$  谱的费米-居里标绘,但是每

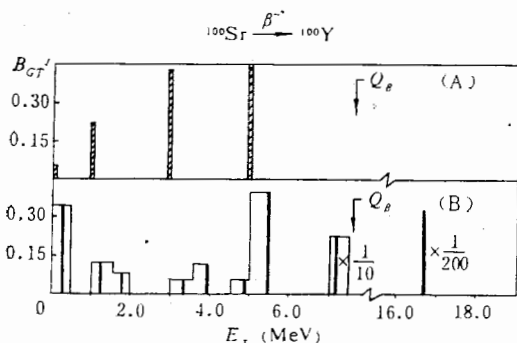


图 4  $^{100}\text{Sr}$  的  $\beta^-$  衰变的约化跃迁几率  
(A) 实验值, (B) 理论值

扣除一个分支时都要对探测器的响应函数进行修正。图 3 给出最后分解得到的馈送函数  $b(E)$ , 即  $\beta$  衰变的分支及其相对强度。图中的实线是根据馈送函数和探测器响应函数计算得到的  $\beta$  谱。在跨越 6MeV 能量范围之内, 从 1.55MeV 到 7.55MeV, 计算的  $\beta$  谱与实验的  $\beta$  谱之间的相对均方偏差只有 0.86。

为了获得  $Q_{\beta}$  值, 需要分析  $\beta$ - $\gamma$  符合谱。由于计数率太低, 累计时间还不够长, 即使是最强的, 与 65.4KeV  $\gamma$  峰符合的  $\beta$

谱的谱形也不很清楚。但还是可以看到谱的高能端为:  $7.55 \pm 0.20\text{MeV}$ , 所以  $Q_{\beta}$  的实验值定为  $7.60 \pm 0.20\text{MeV}$ 。

最后, 我们利用关系式 (2A), 转换获得  $\beta$  衰变的约化跃迁几率  $B'_{GT}$ :

$$B'_{GT} = \frac{Db(E)}{f(Z, Q_{\beta} - E)T_{1/2}} \quad (2a)$$

其中,  $f$  是统计函数或积分费米函数;  $D = 2\pi^3 \hbar^7 \ln 2 / g^2 m_c^5 C^4$ ;  $g$  是耦合常数。

$\beta$  强度函数  $S_{\beta}(E)$  是与单位能量间隔内的约化跃迁几率成正比的,

$$S_{\beta}(E) = \frac{Dg^2}{4\pi} \sum_j \rho_j(E) \overline{B'_{GT}(E)} \text{MeV}^{-1} \text{sec}^{-1} \quad (2b)$$

其中,  $\rho_j(E)$  是子核在激发能  $E$  处的能级密度;  $\overline{B'_{GT}(E)}$  是在激发能  $E$  附近每一条能级的平均约化跃迁几率。在子核能级分布稀疏的情况下, 平均值就失去了意义, 只需要考虑约化跃迁几率就够了。我们最终获得的  $^{100}\text{Sr}$  衰变的约化跃迁几率的实验值表示在图 4(A) 上。

### 三、理论计算与结果讨论

我们利用了非相似对关联的图解 B-B 模型计算了  $^{100}\text{Sr}$  的允许 GT 型的  $\beta$  强度函数。子核的哈密顿量以中子空穴和质子粒子组态  $|j_p j_n^{-1}\rangle_{1+}$  为基矢的空间可以表示为

$$H = H_{i,p} + G_0 \sum_{ij} \tau_{-}(i) \tau_{+}(j) + G_1 \sum_{ij} \tau_{-}(i) \sigma_i \tau_{+}(j) \sigma_j \quad (3)$$

其中,  $G_0$  是兰 (Lane) 势常数, 表示费米型相互作用; 而且有  $\frac{2}{3} G_0 \leq G_1 \leq G_0$ ;

$$G_1 \sum_{ij} \tau_{-}(i) \sigma_i \tau_{+}(j) \sigma_j$$

是 GT 型残余相互作用。哈密顿量对角化之后, 本征态的能量本征值 ( $E_x$ ) 和波函数

$$\Phi_j = \sum_K C_K |j_p j_n^{-1}\rangle_{1+}^K \quad (4)$$

就可以求解得到。由于表象空间的基矢可以通过下列 GT 型  $\beta^-$  跃迁算符作用于母核的初态  $|\Phi_i\rangle_{0+}$  产生

$$Y_- = \sum_i \tau_-(i)\sigma_i, \quad (5)$$

对于一个特定的子核的本征态, GT 型  $\beta^-$  跃迁的总振幅应为:

$$\langle \Phi_f | Y_- | \Phi_i \rangle_{0+} = \sum_K C_K \langle j_p j_n^{-1} | \tau_+ Y_- | \Phi_i \rangle_{0+}. \quad (6)$$

基于塔姆-唐柯夫 (Tamm-Doncoff), 我们忽略了两粒子两空穴的虚激发的贡献, 忽略了单粒子单空穴激发的交换项, 仅仅保留了单粒子单空穴激发的直接项。利用图解 B-B 模型, 求得 GT 型  $\beta^-$  跃迁振幅为,

$$V_{j_p j_n}^K = \langle j_p j_n^{-1} | \tau_+ Y_- | \Phi_i \rangle_{0+} = \frac{U_{j_p} V_{j_n}}{\sqrt{3}} \langle j_p || \sigma || j_n \rangle. \quad (7)$$

其中,  $U_{j_p}^2$  是质子轨道的空缺几率;  $V_{j_n}^2$  是中子轨道的填充几率。最终, 对于子核的某特定本征态, GT 型  $\beta^-$  跃迁的约化跃迁几率为

$$B'_{\text{GT}}(I_i \rightarrow I_f) = \frac{2I_f + 1}{2I_i + 1} |\langle \Phi_f | Y_- | \Phi_i \rangle_{0+}|^2 = \frac{2I_f + 1}{2I_i + 1} \left| \sum_K C_K V_{j_p j_n}^K \right|^2. \quad (8)$$

对应的  $\beta^-$  衰变的半衰期则为

$$t_{1/2} = \frac{2\pi^3 \hbar^7 \ln 2}{m_c^5 C^4 |g_A|^2} \cdot \frac{1}{f(z, Q_\beta - E_x) B'_{\text{GT}}(E_x)}. \quad (9)$$

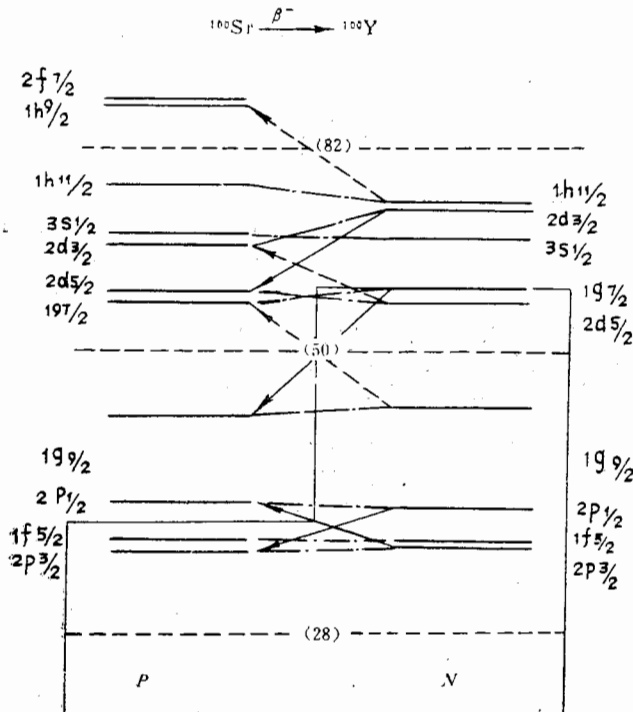


图 5  $^{100}\text{Sr}$  衰变时, 导致 CPS(---), SFS(.....) 和 BSFS(——) 的跃迁方式

其中,  $g_A$  是赝矢量相互作用的耦合常数.

在  $\beta^-$  衰变 ( $\nu j_1 \rightarrow \pi j_2$ ) 过程中, 能够由 GT 型跃迁算符产生的组态, 构成表象空间的基矢被限制为下列几种状态: 核芯极化态 CPS( $j_1 = j_2$ ), 自旋翻转态

$$\text{SFS} \left( j_1 = L + \frac{1}{2}, j_2 = L - \frac{1}{2} \right)$$

以及反自旋翻转态

$$\text{BSFS} \left( j_1 = L - \frac{1}{2}, j_2 = L + \frac{1}{2} \right).$$

对于  $^{100}\text{Sr} \rightarrow ^{100}\text{Y}$  的具体情况, 在计算中我们考虑了九种导致 CPS 的跃迁方式, 四种导致 SFS 的跃迁方式和三种导致 BSFS 的跃迁方式(图 5). 作为零级近似的, 跃迁前后单粒子能级间的能量差, 采用了 H. V. Klapdor 等人<sup>[3]</sup> 建议的半经验的宏观能量关系. 在计算公式(7)中的约化矩阵元时, 采用了球形势阱的单粒子波函数.

计算得到的约化跃迁几率的理论值表示在图 4(B) 上. 可以看出, 实验测得的四个  $\beta$  衰变分支有四群理论值相对应. 靠近  $Q_\beta$  附近, 理论计算有一个衰变分支, 但实验没有观察到. 这很可能是由于  $\Delta E$  探测器造成的大约 1MeV 的能量截断, 使我们观察不到低能衰变分支的原因. 半衰期的理论值为 136ms, 也很接近实验值  $190 \pm 20\text{ms}$ . 如果我们不考虑费米面的弥散, 在计算  $U_j, V_j$  时用矩形分布代替费米分布, 那么理论计算的约化跃迁几率的分布中, 第二群能量最低分支就会消失, 而与实验结果对应不起来. 可见, 对关联的效应还是很重要的.  $^{100}\text{Sr}$  是变形核, 可以指望采用尼尔逊的形变壳模型来计算, 理论结果将会得到改善. 最后应该指出: 实验测得的衰变分支中激发能最高者为 4.9MeV. 各种理论方法估计得到的  $^{100}\text{Y}$  的中子分离能为  $4.3 \pm 0.4\text{MeV}$ <sup>[9]</sup>. 因此,  $^{100}\text{Sr}$  很可能是一个  $\beta$  延发中子发射的先驱核.

### 参 考 文 献

- [1] K. L. Kratz et al., *Nucl. Phys.*, A317(1979), 335.
- [2] K. Takahashi, M. Yamada and T. Kondoh, *Atomic data and Nuclear data Tables* 12(1973), 101.
- [3] B. F. Petrov, Yu. W. Navmow and H. V. Klapdor, *Z. Physik*, A292 (1979), 73; H. V. Klapdor et al., *Z. Physik*, A299(1981), 213; G. E. Brown and M. Bolsterli, *Phys. Rev. Lett.*, 3(1959), 472.
- [4] J. Krumlinde and P. Möller, *Nucl. Phys.*, A417 (1984), 419.
- [5] D. M. Rehfield and R. B. Moore, *Nucl. Instr. and Meth.*, 157 (1978), 365.
- [6] B. J. Varley et al., *Nucl. Instr. and Meth.*, 190 (1981), 543.
- [7] B. Pfeiffer, REPT III Grenoble Ann. p. 47.
- [8] T. A. Khan et al., *Z. Physik*, A284 (1978), 313.
- [9] S. Maripuu, *Atomic data and Nuclear data Tables*, 17(1976), No 5-6.

## BETA STRENGTH FUNCTION OF $^{100}\text{Sr}$ -DECAY EXTRACTED FROM BETA SPECTRUM

XU SHU-WEI

(*Institute of Modern Physics, Academia Sinica*)

H. DAUTET R. IAFIGLIOLA J. K. P. LEE

(*Foster Radiation Laboratory, McGill University, Montreal, Canada*)

### ABSTRACT

The  $\beta$ -Spectrum of  $^{100}\text{Sr}$  produced by ISOL facility TRISTAN is measured by a  $\Delta E$ - $E$  telescope detector system, whose response function is calibrated by means of a monoenergetic electron beam. The  $\beta^-$  strength function of the  $^{100}\text{Sr}$  decay is then extracted from the  $\beta$ -Spectrum directly. Based on the schematic  $B$ - $B$  model, the  $\beta^-$  strength function for the allowed GT transition of  $^{100}\text{Sr}$  decay is calculated. The consistence between the experimental and the theoretical results is fairly good.