

# $^{23}\text{Na}(p, \alpha)^{20}\text{Ne}$ 反应中几个非孤立共振的研究

程业浩 龚堃 朱光华 杨金剛

丁训良 陈瑞光 姜承烈

(中国科学院原子能研究所)

## 摘 要

本工作测量了  $^{23}\text{Na}(p, \alpha_0)^{20}\text{Ne}_{g.s.}$  反应在  $E_p = 1-2.5\text{MeV}$  能量范围内和  $\theta_L = 30^\circ, 150^\circ$  时的激发函数, 还测量了  $^{23}\text{Na}(p, \alpha_1)^{20}\text{Ne}_{1st.}$  反应在上述能量范围内和  $\theta_L = 30^\circ$  时的激发函数. 对 2.171 MeV 共振, 在 12 个角度上测量了  $(p, \alpha_0)$  的激发函数, 并由激发函数求得了多个角分布, 另外在一个固定能量上 (150° 激发函数的共振峰上) 测量了  $(p, \alpha_0)$  反应的角分布. 对 2.117 MeV 共振, 在二个固定能量上 (150° 激发函数的共振峰上和其高能端的半高点处) 测量了  $(p, \alpha_0)$  反应的角分布. 对 2.075 MeV 共振, 在 16 个角度上测量了  $(p, \alpha_0)$  反应的激发函数, 并由激发函数求得了角分布. 这三个共振的角分布不是  $90^\circ$  对称的, 并且共振峰的峰位与角度有关. 用复合核理论对它们进行了讨论.

## 一、引 言

低能质子轰击轻核时, 各种反应产物的激发函数上往往呈现出一些尖锐的共振峰. 而在远离共振峰的地方, 反应截面一般是比较小的. 一般认为, 这些尖锐的共振峰是由于复合核效应引起的. 对于一个孤立的复合共振态, 在共振峰处反应产物的角分布是  $90^\circ$  对称的, 而其形状则与复合共振态的特性 (包括角动量、宇称和一些混杂比的系数) 有关. 这些孤立的复合共振态的激发函数的形状可由 Breit-Wigner 公式来描述, 而共振峰的位置是和测量反应产物的角度无关的. 测量研究这些孤立共振的激发函数和角分布, 可以获得一些复合核能级的消息. 当入射质子能量稍高些, 不同的复合共振态位置相互接近时, 由于不同共振态之间的相互影响, 使得激发函数和角分布变得比较复杂起来了, 这就需要多用能级的复合核公式<sup>[1]</sup>来描述它们. 对于孤立共振态的情况, 已有好多工作进行了研究, 并决定了一些核的能级特性和参数. 而对于多个共振态一起起作用的情况, 虽然也有一些工作进行了研究, 但是, 很仔细的研究还不多.

低能  $^{23}\text{Na}(p, \alpha_0)^{20}\text{Ne}_{g.s.}$  反应的激发函数上呈现出孤立的或重叠的共振峰. 在入射质子能量低于 3 MeV 的区域, Kuferus 等<sup>[2]</sup>、Luukko 等<sup>[3]</sup>、Stelson 等<sup>[4,5]</sup> 和 Yukio Hirata 等<sup>[6]</sup> 分别对此反应进行了研究. Kuferus 等在 200—850 keV 区域, Luukko 等在 1.0

—1.8 MeV 区域, Stelson 等在 1.0—2.2 MeV 区域测量了激发函数, 并对一些共振峰测量了角分布. Yukio Hiratate 等对 2.3 和 2.4 MeV 附近的非孤立共振进行了一些研究. 在 1.8—2.3 MeV 间, 激发函数上还有三个尖共振峰, 分别位于 2.075、2.122 和 2.170 MeV<sup>[4]</sup>, 对于 2.075 MeV 处的共振, 在其邻近 2.080 MeV 处, 还从  $^{23}\text{Na}(p, p')^{23}\text{Na}^*$  反应看到了一个共振峰. 这几个尖共振还没有被仔细研究过.

近十多年来, 很多关于带电粒子核反应的测量工作, 都是使用半导体探测器. 对于低能  $(p, \alpha)$  反应, 反应产额比较低, 而  $(p, p)$  弹性散射的干扰则比较大, 特别是在前角区, 弹性散射的截面很大, 以致无法测量. 由于孤立复合共振态的角分布是  $90^\circ$  对称的, 用半导体探测器测量  $(p, \alpha)$  反应的角分布时, 往往只测量后半角区, 而假设它是  $90^\circ$  对称的. 显然, 这样做是有一定的任意性. 我们对上述三个共振的角分布的前后角区都进行了测量, 看到它们的角分布不是  $90^\circ$  对称的, 这说明它们都是由于多个复合共振态的贡献而来的. 我们用二能级复合核反应理论对它们进行了讨论. 在这个能区用半导体探测器测量  $(p, \alpha_1)$  反应也是困难的, 一般都是用测量末态核放出的  $\gamma$  射线的办法来观察  $(p, \alpha_1)$  反应. 我们用直接测量  $\alpha$  粒子的办法测量了  $^{23}\text{Na}(p, \alpha_1)^{20}\text{Ne}_{1st}$  反应在实验室系  $30^\circ$  的激发函数.

在测量工作完成后, 看到了 Cisneros 等人<sup>[7]</sup>对这三个共振也进行了研究. 他们也只测量了后半角区的角分布, 并假设角分布是  $90^\circ$  对称的. 还用单能级的复合核反应理论分析了 2.122 和 2.170 MeV 这二个共振, 认为对应于 2.170 MeV 共振的复合核能级是  $4^+$  态, 显然, 这样做是不正确的.

## 二、实验方法和实验装置

实验是在 2.5 MeV 静电加速器上进行的. 从加速器出来的离子流先经过一个半径为 0.5 m 的磁分析器偏转  $90^\circ$ , 然后被一对四极磁透镜所聚焦再进入实验厅. 加速器出来的离子流的自然能量散度  $\Delta E/E \sim 2.0\%$ . 为了保证束流能量的精确度和重复性, 将磁分析器的入口和出口窄缝减小到  $\sim 0.5\text{mm}$ , 使得能量散度和精度 (包括重复性) 约为  $1\%$ . 磁分析器的磁场是用核磁共振方法测量的. 对离子流的能量用  $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$  反应的  $991.82 \pm 0.10$  keV 共振和  $^7\text{Li}(p, n)^7\text{Be}$  反应的阈能  $1880.36 \pm 0.22$  keV 进行了刻度.

$(p, \alpha)$  反应的产额是比较低的, 尤其是在非共振区, 产额就更小, 而  $(p, p)$  弹性散射则是很强的. 用半导体探测器测量  $(p, \alpha)$  反应的产物, 其优点是能量分辨率较好、很灵活和装置简单; 其缺点是大量弹性散射粒子进入探测器后, 将引起堆积峰, 而这种堆积峰对  $(p, \alpha)$  反应产物的能谱将造成很大的干扰. 通常用减小束流的办法来减小这种干扰, 以提高效应本底比. 特别是在前角区, 弹性散射粒子的截面随角度的减小而急剧增加, 以致使小角区的测量无法进行. 用高分辨率的磁谱仪来测量  $(p, \alpha)$  反应产物, 弹性散射的干扰是可以避免的. 我们使用的带有磁分析器的半导体探测器谱仪它既具有灵活、简单和不受弹性散射粒子干扰的优点, 又使得小角区的测量也可以进行. 该谱仪的详细情况见文献[8].

束流在进入靶室系统前通过一个准直器, 然后打在靶上, 靶点的形状是长方形的、约  $1.5 \times 6(\text{mm})^2$ . 使用薄衬底靶时, 束流穿过靶, 为法拉第筒所收集. 法拉第筒上装有一个负

压环,抑制束流从法拉第筒和靶上打出的次级电子。使用厚衬底靶时,装有一个封闭的圆筒将靶包围住。圆筒的上半部分固定在靶室上半部分上,并有一小孔,让入射粒子打到靶上。其下半部分固定在靶室下半部分上,也有一小孔,让反应产物进入探测器。圆筒上加负压,抑制束流从靶上打出的次级电子。束流由靶杆收集。

在靶室  $150^\circ$  处固定了一个金硅面叠型半导体探测器,用作角分布测量时的监督器,也用于测量激发函数。角分布测量可以在实验室系  $10^\circ-155^\circ$  之间任意选择。为了减小由于弹性散射引起的堆积效应,我们采用了一个特殊的核电子学线路<sup>[9]</sup>来提高实验效率,其原理简述如下。

考虑到堆积效应产生于前级,因之为了减小堆积,可以使用较快的电子学线路使脉冲变窄。但是,一般的多道脉冲分析器又都是较慢的,为了很好地与多道脉冲分析器匹配,采用了图1的电子学线路。让前级输出的脉冲是一个宽  $30\text{ns}$  的尖脉冲,再用快甄别器去控制一个快门,它们的作用是甄别掉干扰讯号,而只让欲测脉冲讯号通过快门。然后将欲测讯号拉长为  $2.5\mu\text{s}$ ,以适应多道脉冲分析器的需要。线路中有三个甄别器,  $A$ 、 $B$ 、 $C$ ,其中  $C$  阈最高、 $B$  阈次之、 $A$  阈最低,可以选出  $C$  阈之上和  $B$  阈之下  $A$  阈之上的讯号进入多道脉冲分析器,而让  $C$  阈之下  $B$  阈之上和  $A$  阈之下的讯号甄别掉。本工作只需要用一个  $C$  阈,让弹性散射粒子甄别掉,  $A$  阈和  $B$  阈不需要用。此线路对于堆积效应可以减小,但还不能根除。在相同效应本底比的情况下,比用普通的电荷灵敏前置放大器等,实验效率可以提高十倍(即束流可以提高十倍)。此线路用在堆积效应不太大的后角区还是较好的。用快的电荷灵敏前置放大器,分辨率会变差些,但在本工作中,  $\alpha$  粒子是一个孤立群,分辨率稍差一些不会影响实验的效果。

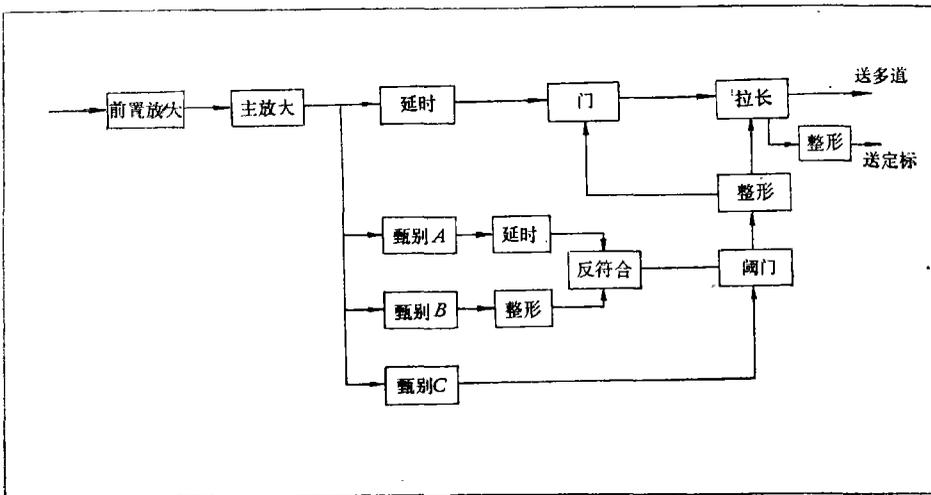


图1 特殊的核电子学线路方框图

测量激发函数使用的是碳膜衬底的薄金属钠靶。靶子是在靶室处于高真空情况下,用加热蒸发的办法制得的(在靶室底部制备)。对  $1.3\text{ MeV}$  的质子而言,靶厚约为  $10\text{ keV}$ 。实验说明,如果让金属钠原料在钽坩锅里先有足够时间去气,然后再蒸发在碳膜衬底上,这样制备的靶是比较结实的。在  $0.5\mu\text{A}$  左右束流的长时间轰击下,靶厚可以基本不变,但

是, 如果操作不当, 靶就不结实, 在束流轰击下, 靶很容易变薄. 实验中还用过碳膜衬底的  $\text{NaBr}$ 、 $\text{Na}_2\text{SO}_4$ 、 $\text{NaCl}$  等靶, 它们似乎不如金属钠靶结实. 测量共振强度使用的是钛衬底 ( $100\mu$ ) 的  $\text{NaF}$  靶, 该种靶是在靶室外用真空蒸发法制备的, 对  $1.3\text{ MeV}$  质子而言, 厚为  $10\text{--}40\text{ keV}$ .

### 三、实验结果

图 2 是半导体探测器相对于磁分析器的方向角度  $\psi$  在  $19^\circ\text{--}31^\circ$  之间  $\psi$  的意义参看文献[8], 经磁分析器偏掉了弹性散射粒子之后摄得的  $^{23}\text{Na}(p, \alpha_0)^{20}\text{Ne}_{g.s.}$  反应产物的能谱.  $\theta_L = 20^\circ$  束流约  $0.5\ \mu\text{A}$ , 靶厚约  $60\ \mu\text{g}/\text{cm}^2$ , 入射质子能量为  $2.117\text{ MeV}$ . 束流再用大些, 如几个微安, 仍可以得到没有弹性散射粒子干扰的能谱, 但是, 怕靶烧掉, 所以只用了  $0.5\ \mu\text{A}$ . 图 3 是  $\psi$  在  $25.5\text{--}37.5^\circ$  之间, 经磁分析器偏转后摄得的  $^{23}\text{Na}(p, \alpha_1)^{20}\text{Ne}_{1st.}$  反应产物的能谱, 由于  $\alpha_1$  群的能量很靠近弹性散射粒子的能量, 为了使  $\alpha_1$  群位于效率为 1 的区域, 已有少量弹性散射粒子进入了探测器.  $\theta_L = 30^\circ$ , 束流约  $0.5\ \mu\text{A}$ , 靶厚约  $60\ \mu\text{g}/\text{cm}^2$ , 入射质子能量为  $2.281\text{ MeV}$ .

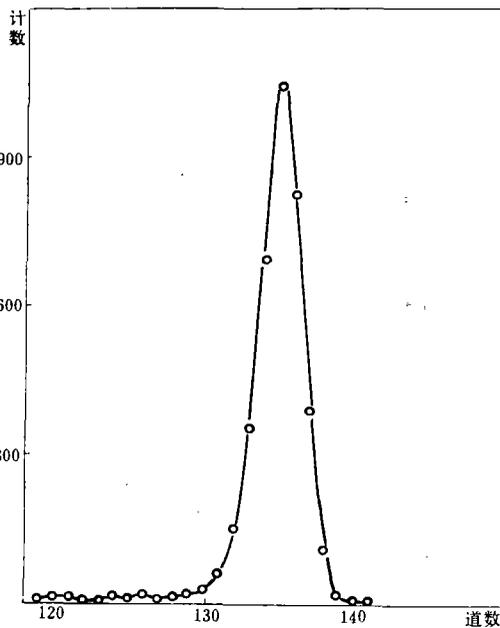


图 2 用带有磁分析器的半导体探测器谱仪摄得的  $^{23}\text{Na}(p, \alpha_0)^{20}\text{Ne}_{g.s.}$  反应产物的能谱.  $\theta_L = 20^\circ$ ,  $E_p = 2.117\text{ MeV}$ ,  $\psi = 19\text{--}31^\circ$ , 靶厚  $\sim 60\ \mu\text{g}/\text{cm}^2$

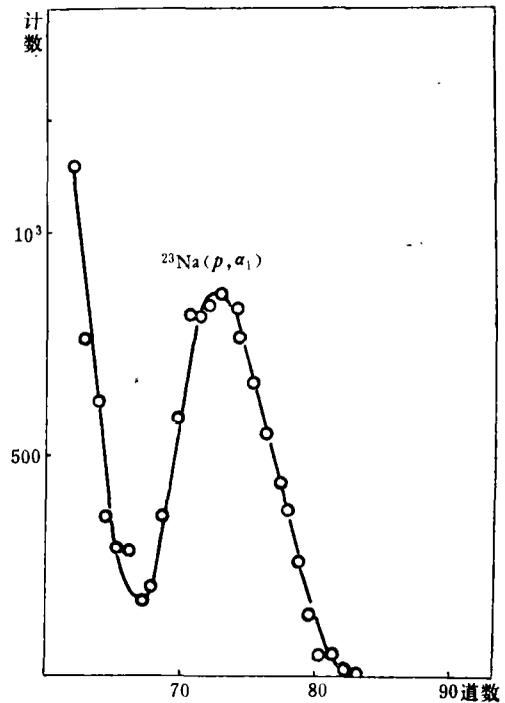


图 3 用带有磁分析器的半导体探测器谱仪摄得的  $^{23}\text{Na}(p, \alpha_1)^{20}\text{Ne}_{1st.}$  反应的能谱  $\theta_L = 30^\circ$ ,  $E_p = 2.281\text{ MeV}$ ,  $\psi = 25.5\text{--}37.5^\circ$ , 靶厚  $\sim 60\ \mu\text{g}/\text{cm}^2$

图 4 (a) 是用一般的电荷灵敏前级摄得的  $^{23}\text{Na}(p, \alpha_0)^{20}\text{Ne}_{g.s.}$  反应产物的能谱.  $\theta_L$

$= 150^\circ$ , 入射质子能量 1.3 MeV, 靶厚约  $60 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ , 束流约  $0.8 \mu\text{A}$ . 图 4 (b) 是在与图 4 (a) 相同的条件下, 用上述特殊的核电子学线路摄得的能谱. 由图可知效应本底比有很大改善.

将带有磁分析器的半导体探测器谱仪放在实验室坐标系  $30^\circ$ , 上述的特殊的核电子学线路供  $150^\circ$  的探测器用, 同时测量了

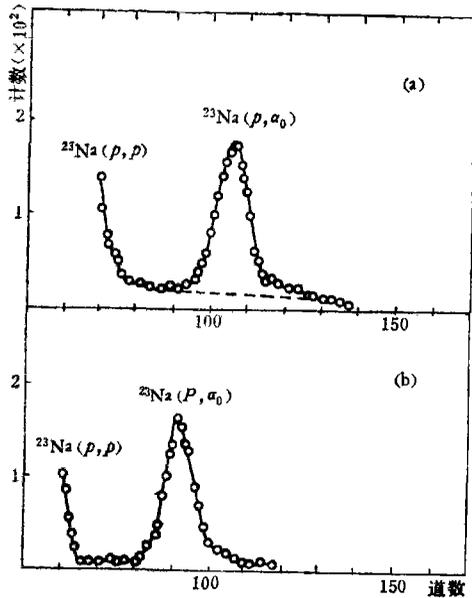


图 4 用一般的电荷灵敏前级摄得的  $^{23}\text{Na}(p, \alpha_0)^{20}\text{Ne}_{g.s.}$  反应能谱(1)和用特殊的核电子学线路摄得的能谱(2)的比较. 虚线显示弹性散射质子的堆积效应.  $\theta_L = 150^\circ$ ,  $E_p = 1.3\text{MeV}$ , 靶厚  $\sim 60 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  束流  $\sim 0.8 \mu\text{A}$

$^{23}\text{Na}(p, \alpha_0)^{20}\text{Ne}_{g.s.}$  反应的激发函数, 结果载于图 5. 由于  $^{21}\text{Na}(p, \alpha_1)^{20}\text{Ne}_{1st.}$  反应的  $\alpha_1$  群离弹性散射质子群的能量太近,  $150^\circ$  特殊的核电子学线路不能很好地测量  $(p, \alpha_1)$  群, 我们用  $30^\circ$  的带有磁分析器的半导体探测器谱仪测量了  $^{23}\text{Na}(p, \alpha_1)^{20}\text{Ne}_{1st.}$  反应的激发函数, 与此同时, 用  $150^\circ$  的探测器仍测了  $^{23}\text{Na}(p, \alpha_0)^{20}\text{Ne}_{g.s.}$  反应的激发函数, 供比较用.  $^{23}\text{Na}(p, \alpha_1)^{20}\text{Ne}_{1st.}$  反应的激发函数也载于图 5. 这些数据都进行了多重重复的测量.

为了很好地测量共振强度, 我们测量了 1.279 MeV 这个孤立共振的共振峰上的角分布, 结果见图 6. 这个共振的角分布确是  $90^\circ$  对称的, 这与别人的工作结果是一致的. 表 1 给出了我们测量的 1.279 MeV 的角分布用 Legendre 多项式展开的结果和 Stelson<sup>[5]</sup> 及 Luukko 的结果, 由表中的数据可知: 在误差范围内是一致的.

表 1  $^{23}\text{Na}(p, \alpha_0)^{20}\text{Ne}_{g.s.}$  反应 1.279 MeV 共振的角分布的 Legendre 多项式展开的系数

作者	展开系数的比	$B_1/B_0$	$B_4/B_0$
Stelson		$1.16 \pm 0.09$	
Luukko		$1.080 \pm 0.042$	
		$1.087 \pm 0.046$	$0.128 \pm 0.054$
本文		$1.039 \pm 0.024$	
		$1.072 \pm 0.027$	$0.085 \pm 0.026$

在测量角分布的过程中, 以  $150^\circ$  的探测器做监督器. 对于 2.171 MeV 共振的共振峰上的角分布, 用了两种方法进行测量: 一种是把入射质子的能量选在监督器的激发函数的共振峰上测量角分布. 另一种是在 12 个角度上围绕这个共振测一段激发函数来求出角分布. 这种角分布是这样求得的: 在测量某个角度的激发函数的同时, 在  $150^\circ$  处也测量激发函数. 用  $150^\circ$  激发函数共振峰处的能量作为“共振峰上”角分布的能量, 用其计

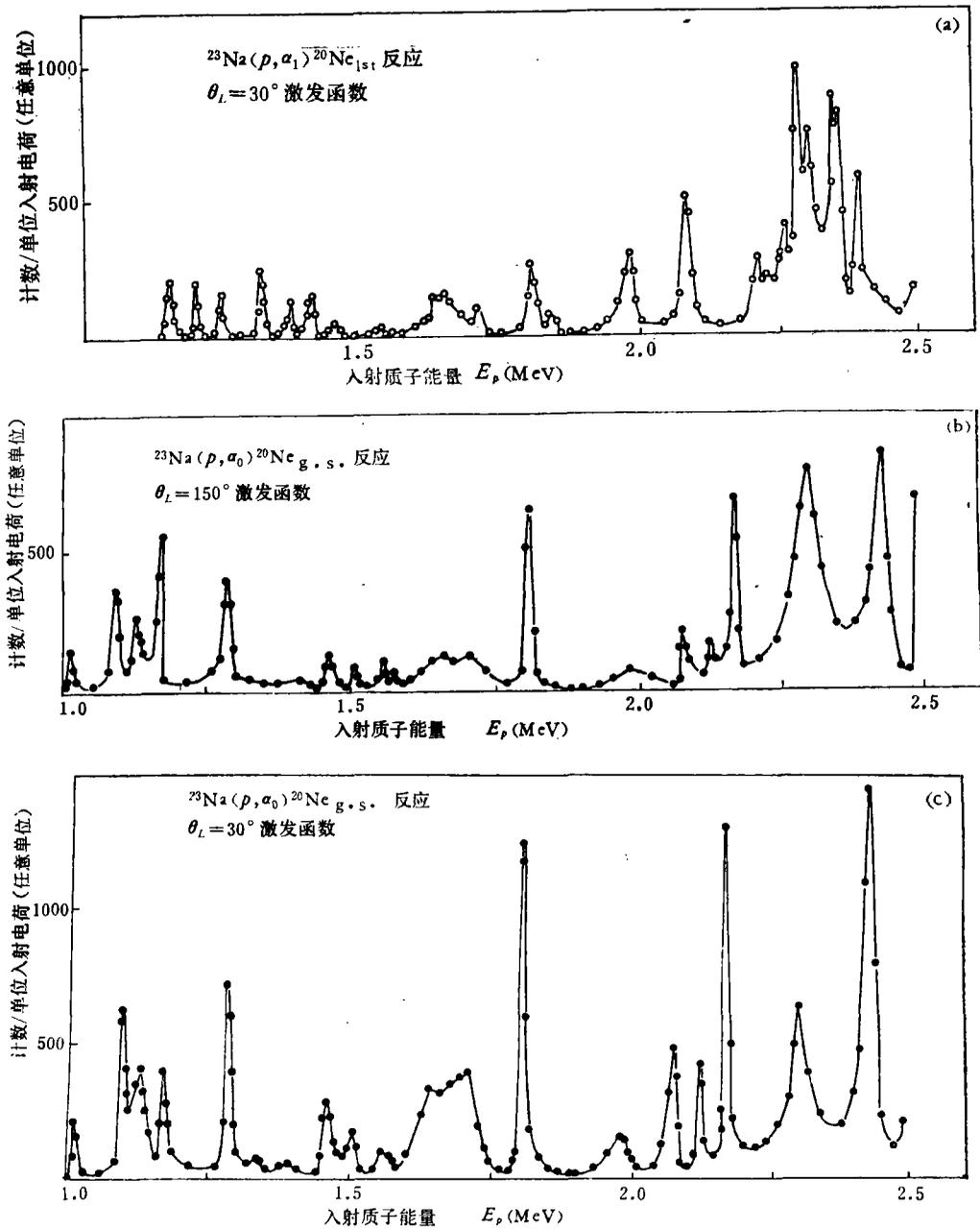


图 5  $^{23}\text{Na}(p, \alpha)^{20}\text{Ne}$  反应的激发函数 (a) (b) (c)

数作为监督器的计数  $M$ 。用对应于上述能量的该角度的激发函数的计数  $N$  除以  $M$ , 这样得到的结果  $N/M$  就是共振峰上的角分布在该角度的数值。这两种方法测得的角分布是一致的, 结果见图 7。这说明实验结果是可靠的。用  $150^\circ$  激发函数低能量端对应于共振峰上计数的一半的地方的能量作为共振前沿处角分布的能量, 用对应于该能量的计数作监督器的计数  $M_1$ 。用对应于上述能量的该角度的激发函数的计数  $N_1$  除以  $M_1$ , 这样得的

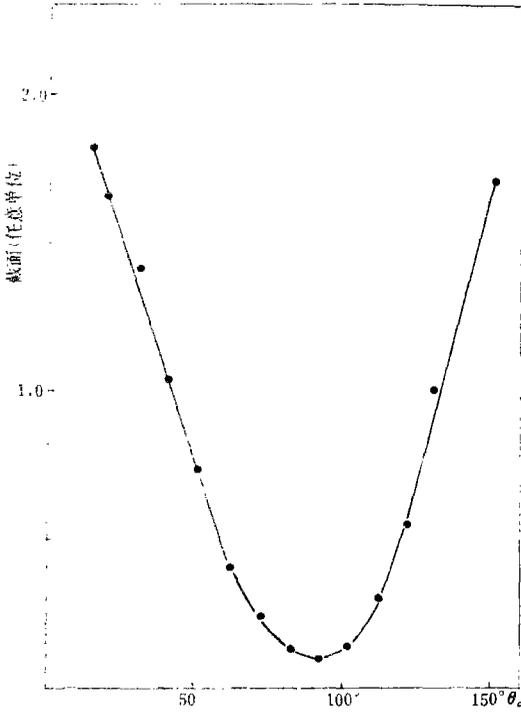


图6  $^{24}\text{Na}(p, \alpha_0)^{20}\text{Ne}_{g.s.}$  反应1.279MeV共振的共振峰上的角分布

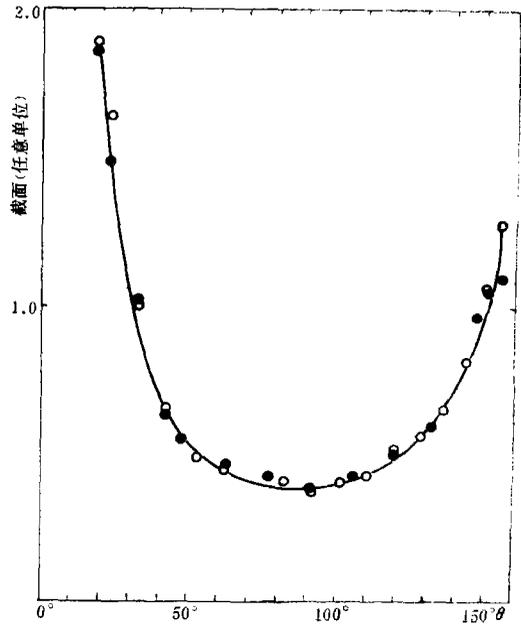


图7  $^{22}\text{Na}(p, \alpha_0)^{20}\text{Ne}_{g.s.}$  2.171MeV共振峰上的角分布

●——由激发函数求得的结果;  
○——由固定能量测得的结果

结果  $N_1/M_1$  就是前沿角分布在该角度的数值。类似地，用  $150^\circ$  激发函数高能端对应于共振峰上计数的一半处的能量作为共振后沿处角分布的能量，就可以求得后沿角分布在该角度的数值<sup>1)</sup>。用激发函数求得的三个角分布(共振峰上和共振的前、后沿处的角分布)的结果见图8。对于2.117 MeV共振，把入射质子的能量固定在监督器( $150^\circ$ )的激发函数的共振峰上，测量了共振峰上的角分布。把能量固定在监督器激发函数高能端对应于共振峰上计数的一半的地方，测量了后沿的角分布。结果见图9。对于2.075 MeV共振，在16个角度上测量了激发函数，并用上述由激发函数求角分布的方法，求得了共振峰处的角分布，结果见图10。

为了测得共振宽度，共振峰位和共振强度，就需要知道靶厚。金属钠靶可能氧化，也不容易蒸得较厚，因此成份较难确定，靶厚也不易用称重法测量。实验中使用了钛衬底的NaF厚靶，其靶厚可以用称重法测量，而且成份是确定的。

我们选取1.279 MeV共振作共振强度测量的基础。该共振与其邻近的共振相距较远，因此，可以使用较厚的靶，尽量将该共振的极大部份包含在靶里。实验中用了14和32 keV两种钛衬底的NaF靶。从厚靶激发函数的前沿、已知的靶厚数值，并考虑束流宽度的影响，先求出共振宽度，然后用这个共振宽度去校正共振强度值(因靶还不够厚)。从上述两种厚度的靶测得的共振强度值是一致的。在  $150^\circ$  处的  $\int \sigma dE$  为  $78.8(\text{mb}/\text{str.})\text{-keV}$ ，

1) 由于靶厚和共振峰的宽度可相比拟，因此这种前后沿的角分布有平均效应。

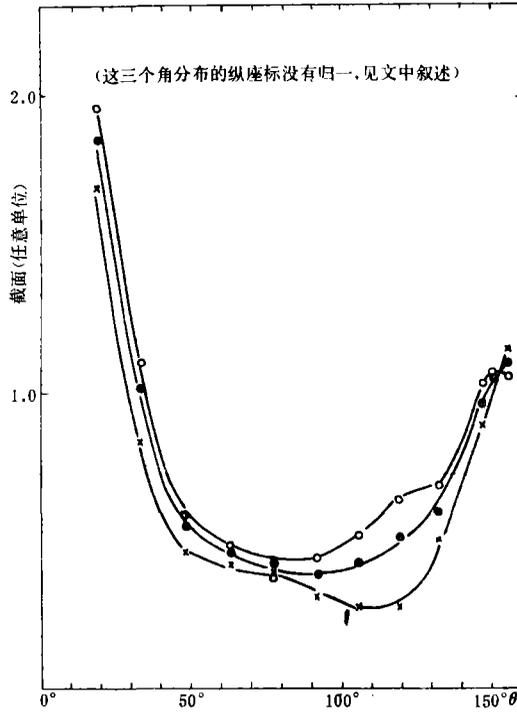


图 8  $^{23}\text{Na}(p, \alpha)^{20}\text{Ne}$  g.s. 反应 2.171 MeV 共振的前沿、后沿和峰值处的角分布  
 ×——前沿(2.169 MeV)的;  
 ●——峰值(2.171 MeV)的;  
 ○——后沿(2.173 MeV)的

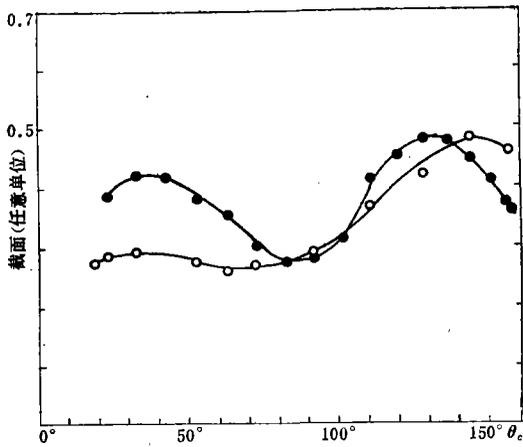


图 9  $^{23}\text{Na}(p, \alpha)^{20}\text{Ne}$  g.s. 反应 2.117 MeV 共振的峰值处和后沿处的角分布

- 峰值处 (2.117 MeV) 的角分布;
- 后沿处 (2.119 MeV) 的角分布

其中  $\sigma$  是  $^{23}\text{Na}(p, \alpha)^{20}\text{Ne}$  g. s. 反应的微分截面, 以 mb/str. 为单位,  $E$  是入射质子的能量, 以 keV 为单位. 用测量的角分布结果, 得到了  $(2J + 1) \frac{\Gamma_p \Gamma_{\alpha_0}}{\Gamma}$  为  $1787 \pm 100$  eV.

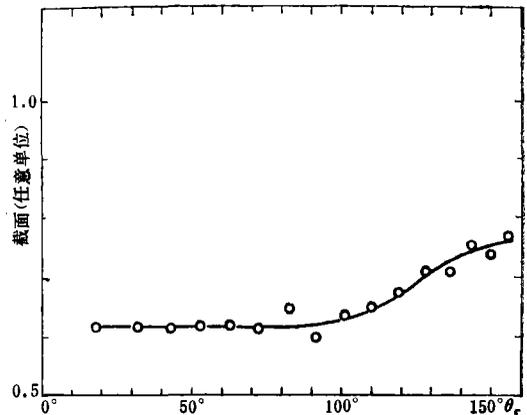


图 10  $^{23}\text{Na}(p, \alpha)^{20}\text{Ne}$  g.s. 反应 2.075 MeV 共振峰值处的角分布

用上面测得的 1.279 MeV 共振的共振强度和共振宽度, 对用碳膜衬底的金属钠靶测量的激发函数求出靶厚和各个共振的共振宽度、共振强度和共振峰位, 并将所得结果列

于表 2。表 2 中的后三个共振,其共振峰位是与测量角度有关的,本文表 2 中的结果是在  $\theta_L = 30^\circ$  的情况下测量的结果(扣除了靶厚的效应)。将 Stelson 和 Luukko 对于这几个共振测量的结果也列于表 2 中, Stelson 对于后三个共振的测量是在  $135^\circ$  测量的。

表 2 几个共振的共振峰位、共振宽度和共振强度

Stelson 的结果		本文的结果			Luukko 的结果		
共振峰位 (keV)	共振宽度 $\Gamma$ (keV)	共振峰位 (keV)	共振宽度 $\Gamma$ (keV)	共振强度 $(2J+1)\Gamma_p\Gamma_{\alpha_0}/\Gamma$ (eV)	共振峰位 (keV)	共振宽度 $\Gamma$ (keV)	共振强度 $(2J+1)\Gamma_p\Gamma_{\alpha_0}/\Gamma$ (eV)
1287.5	$7.1 \pm 0.2$	$1279 \pm 1$	$7.1 \pm 0.6$	$1800 \pm 100$	1284	5.2	1700
2075.2	$8.7 \pm 0.5$	$2071 \pm 2$	$4.1 \pm 1$	$3400 \pm 200$			
2121.6	$4.8 \pm 0.5$	$2114 \pm 2$	$4.8 \pm 0.4$	$1400 \pm 100$			
2169.5	$\sim 2$	$2171 \pm 2$	$2.4 \pm 0.3$	$3200 \pm 200$			

#### 四、讨 论

在共振反应的实验中,对于那些在共振峰处反应产物的角分布是  $90^\circ$  对称的,同时,共振峰的位置是和测量的角度无关的实验,用孤立的复合共振态的核反应理论,可以较好地来描述。本工作中,  $^{23}\text{Na}(p, \alpha_0)^{20}\text{Ne}_{g.s.}$  反应的 1.279 MeV 共振,就是这类实验。而那些在共振峰处反应产物的角分布不是  $90^\circ$  对称的,同时,共振峰的位置又是和测量角度有关的实验,孤立的复合共振态的核反应理论则解释不了。本工作中,  $^{23}\text{Na}(p, \alpha_0)^{20}\text{Ne}_{g.s.}$  反应的 2.171、2.117、2.075 MeV 共振,就是属于这类实验。

从图 8、9、10 可以看出:对于 2.171 MeV 共振,在其共振峰处的角分布,虽然  $90^\circ$  不对称性较小,但仍是  $90^\circ$  不对称的,而其前、后沿处的角分布,  $90^\circ$  不对称性则较大。对于 2.117 MeV 共振,在其共振峰处和后沿处的角分布都是  $90^\circ$  不对称的。对于 2.075 MeV 共振,在其共振峰处的角分布也是  $90^\circ$  不对称的。从图 11、12、13 可以看出:在  $30^\circ$  和  $150^\circ$  处,对于 2.171 MeV 共振的共振峰位,两者相差不太大;对于 2.117 和 2.075 MeV 共振的共振峰位,两者则相差约 3 和 4 keV,见表 3。虽然由于加速器的能量散度是 0.1%,给不出峰位移动的确切的数值,但是,  $30^\circ$  和  $150^\circ$  处的激发函数是同时测量的,因此,共振峰的峰位和和测量的角度有关这个现象则是肯定的。

对于 2.171 MeV 共振, Cisneros 等人曾用孤立的复合共振态的核反应理论来加以解释,认为该共振对应的复合核能级是  $4^+$  态。我们也用孤立的复合共振态的核反应理论,对该共振的共振峰处的实验角分布作了拟合。虽然得到的复合核能级也是  $4^+$  态,但是它不满足 0.1% 几率极限的要求<sup>[10,11]</sup>。何况,实际上角分布并非是  $90^\circ$  对称的。因此,认为 2.171 MeV 共振对应的复合共振态是单纯的  $4^+$  态是不正确的。对于这类角分布  $90^\circ$  不对称的实验,必须用多能级理论才能描述,下面我们用二个具有相反宇称的复合共振态的相干,来加以定性的讨论。

为了讨论方便,我们把二个复合共振态相干的反应截面的角分布的表达式写为<sup>[1,12]</sup>:

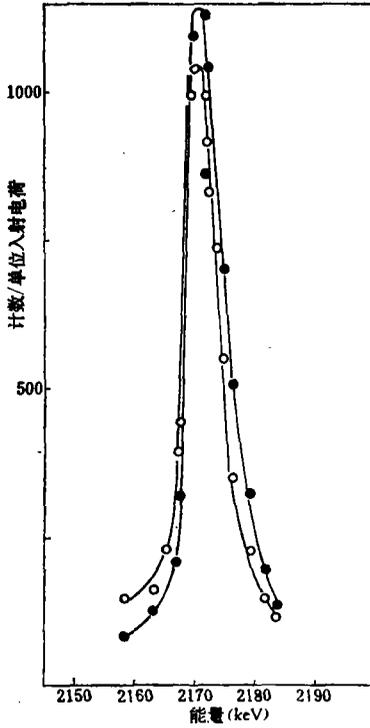


图 11 2.171MeV 附近的激发函数

○——150°, ●——30°

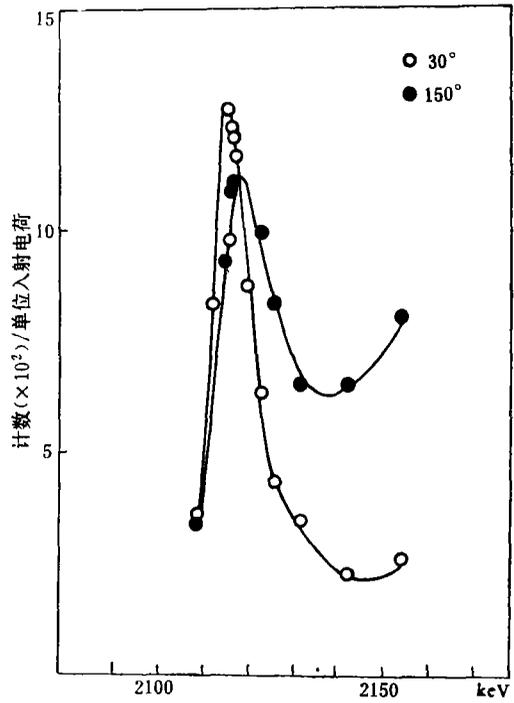


图 12 2.117MeV 附近的激发函数

表 3 2.075、2.117 和 2.171 MeV 共振的峰位移动情况

实 验 系 角 度	共振峰移 动大小 (keV)	~4	~3	~0
	共振峰位 (MeV)			
30°		2.071	2.114	2.171
150°		2.075	2.117	2.171

$$\frac{d\sigma_{\alpha', \alpha}}{d\Omega} = C[W_1 + 2\mathcal{D}W_2 + \mathcal{D}^2W_3], \quad (1)$$

其中  $W_1$  和  $W_3$  是角动量为  $J_1$  和  $J_2$  的单能级复合核反应截面的角分布表达式。  $W_2$  是  $J_1$ 、 $J_2$  态的相干项。系数  $C$  是  $J_1$  态的振幅的平方,  $\mathcal{D}$  是  $J_1$ 、 $J_2$  态的振幅比,  $C$  和  $\mathcal{D}$  是与能量有关的两个因子。  $W_1$ 、 $W_2$  和  $W_3$  的表达式为:

$$W_1 = \tau_1 M_1 + \frac{1 + \tau_1}{1 + \varepsilon_1^2} [M_2 + 2 \cos \varphi_1 \varepsilon_1 M_3 + M_4];$$

$$W_2 = \sqrt{\tau_1 \tau_2} \cos \varphi_2 M_5 + \sqrt{\frac{1 + \tau_1}{1 + \varepsilon_1^2}} \sqrt{\frac{1 + \tau_2}{1 + \varepsilon_2^2}} [\cos(\varphi_3 - B) M_6 + \varepsilon_2 \cos(\varphi_4 - B) M_7 + \varepsilon_1 \cos(\varphi_5 - B) M_8]$$

$$+ \varepsilon_1 \varepsilon_2 \cos(\varphi_6 - B) M_9];$$

$$W_3 = \tau_2 M_{10} + \frac{1 + \tau_2}{1 + \varepsilon_2^2} [M_{11} + 2\varepsilon_2 \cos \varphi_7 M_{12} + M_{13}].$$

由于轨道角动量  $l$  增大时,离心位垒迅速增大,所以对于入射质子的轨道角动量只考虑了二个小的轨道角动量.  $\tau_1, \tau_2$  和  $\varepsilon_1, \varepsilon_2$  分别是形成态  $J_1$  和  $J_2$  的道自旋混杂比和轨道角动量混杂比. 相角  $\varphi_i$  分别是有关的硬球散射相移的差.  $B$  是两个共振相移的差.  $M_i$  的表达式为:

$$M_i = M(abcde, \theta)$$

$$= (-)^e \sum_{L=0}^{\infty} Z(bbdd; 0L) Z(abcd; eL) P_L(\cos \theta),$$

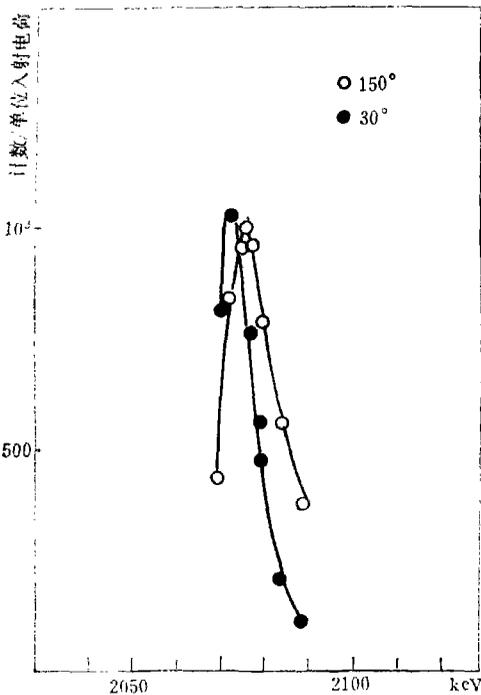


图13 2.075 MeV 附近的激发函数

二个态相干的结果作些推测. 对于 2.171 MeV 共振, 从表 5 看: 其峰处和前、后沿处的三个角分布的 Legendre 多项式中,  $L = 0-8$  的项都有, 当然,  $L = 8$  的项的系数误差是大一些. 再从表 4 看: 只有  $5^-4^+$  或  $4^+3^-$  相干的结果,  $L = 0-8$  的项才都有. 因此, 该共振可能是  $5^-4^+$  或  $4^+3^-$  相干的结果. 形成  $5^-$  态的质子轨道角动量需取较大的值, 因此几率较小, 即  $5^-4^+$  相干的可能性较小. 前面已提到, 2.171 MeV 共振的共振峰处的角分布用孤立的复合共振态理论拟合时, 得到的复合核能级是  $4^+$  态. 当然, 这样描述不了这个共振, 但我们从这里可以得到一些消息: 这个共振可能是以  $4^+$  态为主要成分, 再和其它的态相干的结果. 即 2.171 MeV 共振很可能是  $4^+3^-$  相干的结果. 当然, 也不排斥是  $4^+1^-$  的相干, 因为实验角分布中  $L = 1, 7$  的这二项的系数不太大. 对于 2.117 MeV 共振, 从

对于  $W_1(W_3)$ ,  $b$  和  $d$  是  $J_1(J_2)$ ,  $a$  和  $c$  是形成  $J_1(J_2)$  态的入射道的质子轨道角动量的各种可能值,  $e$  是入射道的道自旋. 对于  $W_2$ ,  $b$  和  $d$  是  $J_1$  和  $J_2$ ,  $a$  和  $c$  是形成  $J_1$  态和  $J_2$  态的入射道的质子轨道角动量的各种可能值,  $e$  是入射道的道自旋.

那么, 在理论角分布中, 对于各种可能的道自旋和各种可能的轨道角动量, 究竟哪些 Legendre 多项式的系数是不为零的呢? 根据公式(1), 将判断的结果列于表 4. 考虑到入射的能量比较低, 形成复合核  $6^+$  态的可能性不大, 表中未列出  $6^+$  以上的态和其它态相干的情况. 入射质子轨道角动量  $l \geq 5$  的情况也未予考虑. 另一方面, 我们将这三个共振的实验角分布也用 Legendre 多项式展开, 并将其展开系数和系数的误差列于表 5 中.

根据表 5 和表 4, 我们可以对 2.171、2.117 和 2.075 MeV 这三个共振可能是哪

表 4  $^{23}\text{Na}(p, \alpha_0)^{20}\text{Ne}_{g.s.}$  反应理论角分布中, 哪些 Legendre 多项式的系数是不为零的?

相干态 $J_1 J_2$	Legendre 多项式的 $L$								
	0	1	2	3	4	5	6	7	8
5-4+	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓
5-2+	✓	×	✓	✓	✓	✓	✓	×	×
5-0+	✓	×	✓	×	✓	✓	✓	×	×
4+3-	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓
4+1-	✓	×	✓	✓	✓	✓	✓	×	✓
3-2+	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	×	×
3-0+	✓	×	✓	✓	✓	×	✓	×	×
2+1-	✓	✓	✓	✓	✓	×	×	×	×
1-0+	✓	✓	✓	×	×	×	×	×	×

“✓”表示系数不为零

“×”表示系数为零

表 5 看: 其共振峰处和后沿处的角分布的 Legendre 多项式中, 可以认为只有  $L = 0-4$  的项, 因其它项的系数的误差都较大, 而且系数本身也较小, 所以可以不取。从表 4 看, 这个共振很可能是  $2^+1^-$  相干的结果。对于 2.075 MeV 共振, 其共振峰处的角分布的 Legendre 多项式中, 可以认为只有  $L = 0, 1, 2$  的项, 该共振很可能是  $1^-0^+$  相干的结果。

这三个共振都至少需要有两个能级的相干才能解释的原因是什么呢? 比较大的可能性是每个共振里本来就不是一个能级, 而是包含了二个以上的相邻近的能级叠加在一起组成的。例如在我们测得的  $30^\circ$  的  $(p, \alpha_1)$  的激发函数上, 对 2.075 MeV 共振可以粗略地看到, 在 2.095 MeV 附近另有一个能级 (Stelson、Cisneros 分别认为从  $(p, \gamma)$  反应来看, 这里是二个共振)。另外一种可能性则是由于 2.075、2.117、2.171 和 2.3、2.43 MeV 这几个能级间的距离不是很大, 相互之间有着一定的影响而造成的。下面我们来考察一下它们之间影响的大小。

公式(1)的系数  $C$  中包含有能级 1 的能量因子  $1/[(E - E_{r1})^2 + (\Gamma_1/2)^2]$  和能级 1 的一些部分宽度。系数  $\mathcal{D}$  中包含有能量因子  $[(E - E_{r1})^2 + (\Gamma_1/2)^2]^{1/2}/[(E - E_{r2})^2 + (\Gamma_2/2)^2]^{1/2}$  和能级 2 的一些部分宽度对能级 1 的一些部分宽度的比。在能级 1 的共振峰上,  $\mathcal{D}$  系数中的主要因子为  $(\Gamma_2/2)/[(E_{r1} - E_{r2})^2 + (\Gamma_2/2)^2]^{1/2}$ , 定义该因子为  $I$ 。也就是说, 共振 2 对共振 1 的影响(相干项)在共振 1 上有因子  $I$ 。为了讨论方便, 我们令因子  $I$  为相干效应的一种量度。表 6 是这个因子的大致数值。能级 2 对能级 1 的影响, 除了与  $I$  因子有关外, 还与宽度  $\Gamma_1, \Gamma_2$  以及各种部分宽度的详细情况有关, 而这些量都难于估计, 这里粗略地假设:  $\Gamma_p \Gamma_\alpha / \Gamma^2$  对这几个共振有相近的数值。从角分布实验的精确度来看, 可以认为 5% 的相干效应是不易很明确地分辨出来的。那么, 看来 2.3 MeV 共振对其它几个能级的影响是比较主要些。但是, 它之所以有这样大的影响是由于它的宽度为  $\Gamma \sim 50\text{keV}$ 。如果它也是由好几个能级叠在一起组成的话, 那么, 它们的  $\Gamma$  都要小得多, 而它们分别对这几个能级的影响也就没有这样大了。从我们测量的  $(p, \alpha_1)$  激发函数来

表5 实验角分布的 Legendre 多项式展开的系数和系数误差

角分布的能量	L		
	0	1	2
2.171	1.000(1±0.011)	0.1457(1±0.17)	1.127(1±0.035)
2.173	1.000(1±0.010)	0.1542(1±0.15)	1.0315(1±0.037)
2.169	1.000(1±0.011)	0.1549(1±0.163)	1.330(1±0.033)
2.117	1.000(1±0.006)	-0.0824(1±0.13)	0.1547(1±0.116)
2.119	1.000(1±0.008)	-0.3374(1±0.037)	0.2013(1±0.097)
2.075	1.000(1±0.01)	-0.1356(1±0.12)	0.0949(1±0.30)
角分布的能量	L		
	3	4	5
2.171	0.3418(1±0.14)	0.6216(1±0.10)	0.3294(1±0.18)
2.173	0.5675(1±0.077)	0.4658(1±0.12)	0.3479(1±0.17)
2.169	0.1020(1±0.479)	0.8480(1±0.077)	0.4996(1±0.12)
2.117	0.2139(1±0.085)	-0.4421(1±0.061)	-0.0120(1±2.16)
2.119	0.0938(1±0.255)	-0.1781(1±0.164)	0.0219(1±1.50)
2.075	-0.0392(1±0.76)	-0.0296(1±1.42)	0.0349(1±1.10)
角分布的能量	L		
	6	7	8
2.171	0.1743(1±0.39)	0.1240(1±0.42)	0.1160(1±0.47)
2.173	0.1234(1±0.54)	0.2452(1±0.21)	-0.1018(1±0.54)
2.169	0.1832(1±0.38)	0.2331(1±0.22)	-0.0393(1±1.38)
2.117	-0.0207(1±1.63)	-0.0278(1±1.10)	-0.0852(1±0.40)
2.119	-0.0712(1±0.53)	0.0324(1±1.25)	-0.0848(1±0.44)
2.075	-0.0013(1±37.46)	-0.0027(1±16.40)	-0.0152(1±3.29)

角分布的能量以 MeV 为单位。

表6 几个能级间相干效应的因子  $(\Gamma_2/2)/[(E_{r1} - E_{r2})^2 + (\Gamma_2/2)^2]^{1/2}$ 

受影响能级 1	产生影响的能级 2	$E_{r1}(\text{MeV})$	相干因子的大小				
			$\Gamma_2(\text{keV})$	2.075	2.117	2.171	2.298
			4.1	4.8	2.4	~50	~25
2.075				1/18	1/83	1/9.1	1/29
2.117			1/21		1/48	1/7.5	1/25
2.171			1/49	1/24		1/5.2	1/21

看,它很可能是多级结构, Yukio Hiratate 的工作认为 2.3 MeV 共振实际上是 2.29 和 2.31 MeV 二个能级的叠加。从我们前面的讨论来看, 2.171、2.117 和 2.075 共振比较可

能是  $0^+1^-$ ,  $2^+1^-$  和  $4^+3^-$  (或  $4^+1^-$ ) 的相干。如果这个相干不是由于这些共振本身包含二个能级而来的, 而是由于 2.3 MeV 共振的影响而来的, 那么在 2.3 MeV 共振里可能有一个较强的  $1^-$  能级。但是, 这是需要进一步加以证明的。Yukio Hiratate 曾分析讨论过这个共振, 但没有得出明确的结论。

以上只是定性的讨论, 利用二能级多参数的公式(1)直接去严格分析这几个共振或许是有益的。这样可以肯定这些相干效应到底是来自 2.3 MeV 共振, 还是这些共振本身具有二能级结构, 以及正确地定出  $J^\pi$  值。

我们用直接测量  $\alpha$  粒子的方法, 在实验室角度  $30^\circ$  处, 能区 1.16—2.48 MeV 内, 测量了  $^{23}\text{Na}(p, \alpha_1)^{20}\text{Ne}_{1st}$  反应的激发函数。Stelson 等曾在实验室  $0^\circ$  处, 通过测量对应于  $\alpha_1$  的  $^{20}\text{Ne}_{1st}$  态退激发时放出的  $\gamma$  射线, 得到了  $^{23}\text{Na}(p, \alpha_1)^{20}\text{Ne}_{1st}$  反应的激发函数。在 2.25 MeV 附近, 我们测到了一个 Stelson 的激发函数上没有的共振峰。

对应于 2.171 和 2.117 MeV 共振的复合核能级没有看到有  $\alpha_1$  出射。 $^{20}\text{Ne}$  的第一激发态是  $2^+$  态, 根据角动量守恒和宇称守恒,  $\alpha_1$  可以以比  $\alpha_0$  较低的或相近的轨道角动量出射。这时对于穿透离心位垒来说,  $\alpha_1$  比  $\alpha_0$  要容易, 可是实验上没有发现  $\alpha_1$  发射, 这说明这二个复合共振态的  $\alpha_1$  的约化宽度非常小。

参加本工作的还有: 吕付宝、李庆利、路秀琴、韩树奎、赵葵、周恩臣、李志常。

### 参 考 文 献

- [1] J. M. Blatt and L. C. Biedenharn, *Rev. Modern Phys.*, **24** (1952), 258.
- [2] J. Kuperus, P. W. M. Glaudemans and P. M. Endt, *Physica*, **29** (1963), 1281.
- [3] A. Luukko, P. Holmberg and A. Kiuru, *Commentationes Physico Mathematicae*, Vol. 38, Nr. 7 (1970), 115.
- [4] P. H. Stelson and W. M. Preston, *Phys. Rev.*, **95** (1954), 974.
- [5] P. H. Stelson, *Phys. Rev.*, **96** (1954), 1584.
- [6] Yukio Hiratate, Yuzo Takeuchi, Takashi Yamaya and Susumu Morita, *J. Phys. Soc. Japan*, **24** (1968), 690.
- [7] C. Cisneros, J. Rickards, M. Flores B., R. Almanza and J. Lira, *Revista Mexicana de Física*, Vol. 21, No. 2 (1972), 115.
- [8] 杨金刚、李卫江、郭清江, 朱光华和姜承烈, *物理学报*, **23** (1974), 52.
- [9] 强本底干扰下带电粒子能谱的测量(内部资料).
- [10] B. Bošnjaković, J. A. Van Best and J. Bouwmeester, *Nuclear Physics*, **A94** (1967), 625.
- [11] 用理论函数拟合实验曲线时可靠性的判据(内部资料).
- [12] E. Kashy, R. R. Perry and J. R. Risser, *Phys. Rev.*, **117** (1960), 1289.

## THE STUDY OF SOME NON-SOLATED RESONANCES FOR THE $^{23}\text{Na} (p, \alpha)^{20}\text{Ne}$ REACTION

CHENG YE-HAO   GONG KUN   ZHU GUANG-HUA   YANG JIN-GANG

DING XUN-LIANG   CHEN RUI-GUANG   JIANG CHENG-LIE

*(Institute of Atomic Energy, Academia Sinica)*

### ABSTRACT

The excitation functions of the  $^{23}\text{Na} (p, \alpha_0)^{20}\text{Ne}_{g.s.}$  and the  $^{23}\text{Na} (p, \alpha_1)^{20}\text{Ne}_{1,2}$  reaction have been measured from  $E_p = 1$  to 2.5 MeV at  $\theta_L = 30^\circ, 150^\circ$  and  $30^\circ$ , respectively. Around the resonance at 2.171 MeV, the excitation functions of the  $(p, \alpha_0)$  reaction have been measured at 12 angles, then, some angular distributions have been obtained from these excitation functions. In addition, the angular distribution of the  $(p, \alpha_0)$  reaction for the resonance at 2.171 MeV has also been measured directly at energy of the resonance peak of the excitation function at  $150^\circ$ . For the resonance at 2.117 MeV, the angular distribution have been measured at two energies, one at the energy of the resonance peak of the excitation function at  $150^\circ$ , another at the energy of the half maximum point of the resonance peak on the higher energy side. Around the resonance at 2.075 MeV, the excitation functions have been measured at 16 angles, and the angular distribution has been obtained from three excitation functions. The angular distributions of the three resonances are not symmetric about  $90^\circ$ , and the positions of the resonance peaks of these resonances varies with the angle of measurement. By means of the compound nucleus theory, discussions have been made for these non-solated resonances.