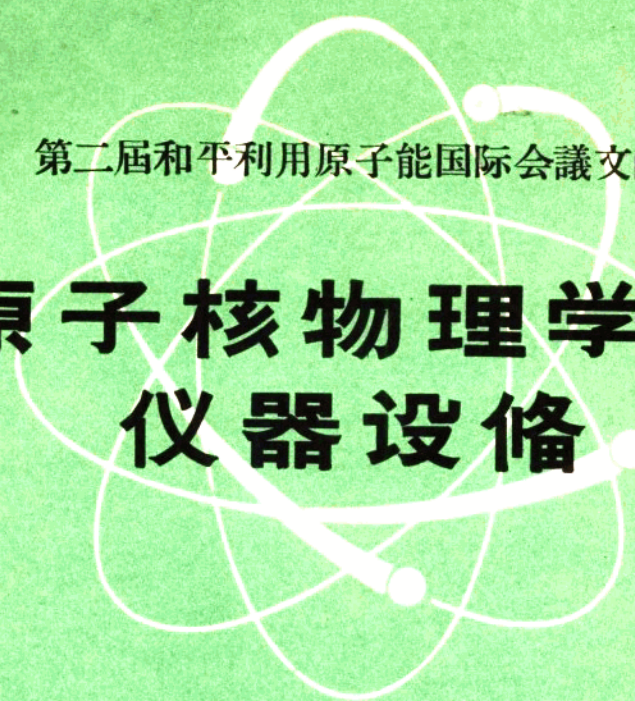


538

第二屆和平利用原子能國際會議文獻



原子核物理學及 儀器設備

5

中國科學院原子核科學委員會編輯委員會編

科學出版社出版

目 录

P/35	利用哈威尔 (Harwell) 脉冲式中子源进行共振参数的飞行时间测定.....	1
P/1409	有机闪烁探测器对各种粒子的响应.....	7
P/1505	He ³ 对质子及 H ³ 对中子的弹性散射.....	10
P/1964	原子核星裂所发射的高能重碎片.....	15
P/2399	核物质的性质.....	24
P/2452	在固体和气体内 β 射线吸收量的测定.....	28

利用哈威尔 (Harwell) 脉冲式中子源 进行共振参数的飞行时间测定

貝 达** (J. R. Bird)

1. 引 言

有关很多元素的慢中子共振峰的大小和位置的实验材料已经积累相当可观了^[1], 这使得对这些共振峰之间的距离和它们的宽度分布有足够的了解^[2-4]. 但是对共振参数, 着重于测定辐射宽度和自旋的精密量度, 在许多情况下还没有做. 对某一同位素言, 所有共振峰的辐射宽度一般常常假定为常数, 因为它是许多个别 γ 射线跃迁的分宽度的平均值. 虽然分宽度的变化性质不知道, 但是上述的假定可由总宽度的准确测定来证实. 这就需要知道统计权重因数 g , g 依赖于每一共振的自旋, 在适当的条件下, g 的数值能够从测定靶核的俘获、散射截面和总截面而推得, 特别是在自旋为 $1/2$ 的靶核^[5] 的情形中. 这些靶核中的某些核 (例如 W^{183} 和 Hg^{200}) 在俘获中子后形成偶-偶复核, 而且受激态的自旋 (这必须是 0 或 1), 能够通过研究 γ 射线谱的形状来求出^[6]. 假如激态的自旋为 0, 则 γ 射线跃迁到 0_+ 的基态是被禁止的. 这些测定也能给出分辐射宽度的变化性质, 中子的结合能以及终核低受激态的位置和自旋.

下面将描述利用哈威尔直线加速器作为脉冲式中子源测量汞和铊在俘获中子后所辐射出的 γ 射线, 由这些测量所得到的许多结果将与从其他实验所得的结果进行比较.

2. 方 法

用 $NaI(Tl)$ 晶体 ($4\frac{1}{2}$ " 直径 $\times 4$ "") 来探测放在离中子源 $6\frac{1}{2}$ 米处与中子束成 45° 的靶上所发出的 γ 射线. 晶体完全用石蜡和硼的化合物包围起来以减少由于被晶体中的碘所俘获而被探测到的散射中子数, 另外用铅和混凝土的屏蔽来减少室内的本底强度. 在加速器每一脉冲周期内, 关闭光电倍增管, 以防止散射 γ 射线给出足够大的脉冲使得电子仪器过载.

飞行时间谱的测定是, 先将飞行时间转化成脉冲的高度, 然后再用脉冲高度分析器测出. 用这种方法能够得到 0.05μ 秒/米的分辨率, 而且能够确定各种共振的位置. 某一共振的 γ 谱的测定是在这一共振所跨越的时间内将闪烁体所发出的脉冲输送到脉冲高度分析器进行.

为了定出 γ 射线的能量标度, 曾测量了各种放射源辐射出的 γ 谱以及从金、镍、铜等俘获中子后所辐射的 γ 谱, 后者能给出铀的基态跃迁, 其跃迁的能量可由金谢 (Kinsey) 和巴

* "第二届和平利用原子能国际会议文献" 编号 A/CONF. 15P/35/Rev. 联合王国 1958, 原文为英文.

** 联合王国原子能管理局 A.E.R.E. 哈威尔.

索洛繆(Bartholomew)^[7]的著作中查得,由重元素俘获中子所辐射的 γ 谱和对任一 γ 射线由NaI晶体所产生的脉冲高度谱都是很复杂的,因此,只有在特殊情况下才能清楚地观察到大小一定的峰。因此,就用每一谱上推所得的上界来衡量一特定 γ 射线的能量。将这些量值对量值作图后所观察到的线性程度依赖于仪器的分辨函数,但是,这一方法对定在士0.2兆电子伏以内的能量是令人满意的。

每一谱中应减去本底的大小,由测定二共振间的脉冲谱来求得。测定表明在能量小于7.5兆电子伏以下,计数率几乎是平稳地上升。相邻二个共振间的翼瓣以及中子的若干剩余灵敏度都是引起这个本底的原因。本底强度与中子能量的关系,可从飞行时间曲线的基线形状求得。以三氟化硼计数器监视加速器的中子输出,并且结合从飞行时间曲线中观察到的共振的相对面积即可对与每一 γ 射线谱有关的俘获总数作出估计。

3. 结 果

(1) 自旋的测定:

W^{183} 的许多共振的 γ 谱表示在图1中,在能量为7.6电子伏共振的 γ 谱中,有一个7.4兆电子伏特强的 γ 射线,这与它俘获热中子后所辐射出的最大能量的 γ 射线相一致^[7],而且也与 W^{181} 直接由受激态跃迁到基态所预料能量一样。强的基态跃迁到出现表明这个共振包含着一个 $\frac{1}{2}$ -受激态。除了102电子伏的共振外,所有其他共振的 γ 谱的形状都是

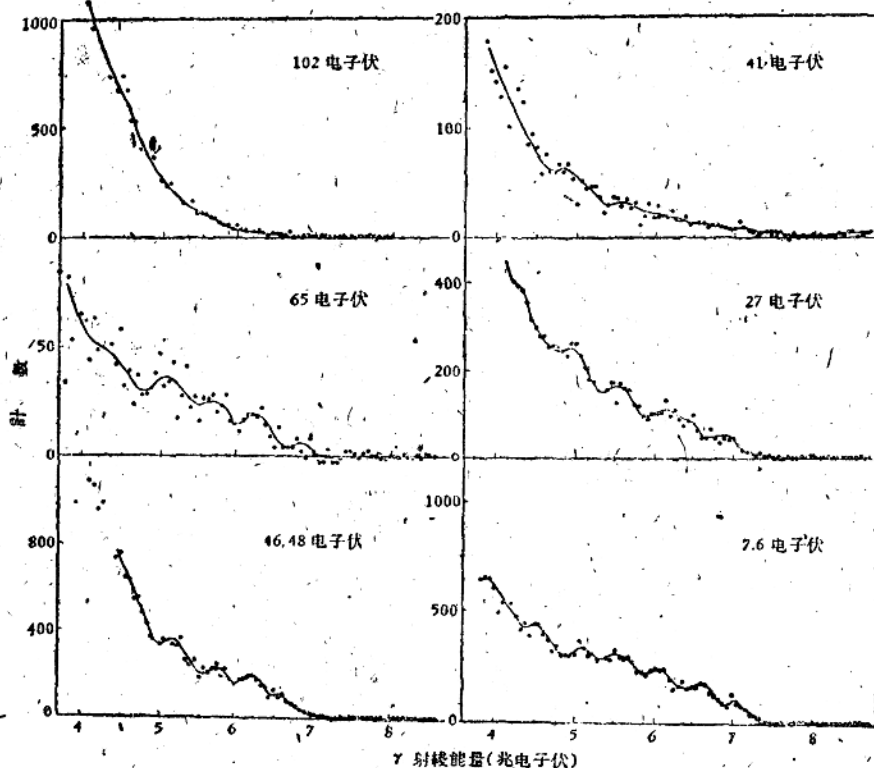


图1. W^{183} 的许多共振的 γ 谱

相同的。102 电子伏这条曲线表明在能量大于 6.5 兆电子伏时，已经没有显著地高出于本底的计数。7.4 兆电子伏 γ 射线强度的可能值的一个上限，为在 7.6 电子伏共振中所观察到的强度的 5%，所以如果要作出没有基态跃迁发生的结论，那末这一上限值还显得不够低，但是这也预示了这一共振包含着 $W^{199} 0$ -能级的存在。

由于用了厚的靶子 (0.160''), 因此能量为 46 和 48 电子伏的共振已不能分辨, 故 γ 谱也就是由这二共振混合组成的。7.4 兆电子伏 γ 射线的出现说明至少有一个共振具有 1-能级, 然而从截面的测定^[8], 预示 46 电子伏的共振具有自旋为 0 的能级, 这也许是 γ 谱在低能时计数率迅速增加的原因。如果是这样的话, 则 7.4 兆电子伏的 γ 射线必定是由 48 电子伏共振所辐射的。截面的测定也肯定了 7.6 和 27 电子伏共振的自旋, 而辛普森 (Simpson) 和弗卢赫尔夫 (Fluharfy)^[9] 曾指出 102 电子伏共振的自旋为 0。

用 400 克的氧化汞做靶子也作了同样的测量, 同时对 Hg^{199} 的 34, 73, 173, 209, 267, 300 等电子伏共振所辐射的 8.1 兆电子伏 γ 射线作了研究, 发现即使在能量为 34 电子伏的很大共振时, 8.1 兆电子伏的 γ 射线强度还是相当弱, 而且大多数其他共振中其强度刚好在本底之上。然而金谢、巴索洛涅^[7] 和阿德瑟维奇 (Adyasevich) 等人^[10] 曾指出 Hg 俘获热中子 (其中 Hg^{199} 的自旋为零的负能共振占优势) 后对能量大于 6.5 兆电子伏只产生非常弱的 γ 射线。在所有研究过的共振中至少到 7.5 兆电子伏都有相当强的 γ 射线。因此可能情况是它们都形成自旋为 1 的复核, 这些共振中仅有三个 (34, 173, 209 电子伏) 已经用截面法仔细地研究过并证明了每一共振都形成自旋为 1 的复核。这样在这两个元素中已经观察到 11 个自旋为 1 的共振和 3 个自旋为 0 的共振。自旋为 1 的共振占优势这一事实与通常假定能级密度依赖于 $(2J + 1)$ 是符合的。

(2) 分辐射宽度

Hg^{199} 俘获中子后辐射出来的强度大的 γ 射线数目已足够小, 使得我们能够在一共振中辨别出它们。所以这就有可能得到具有相同自旋的两个相邻受激态所辐射出的特定 γ 射线的强度变化的一些概念。图 2 表示出四个共振的 γ 谱, 它们已经经过这样规格化,

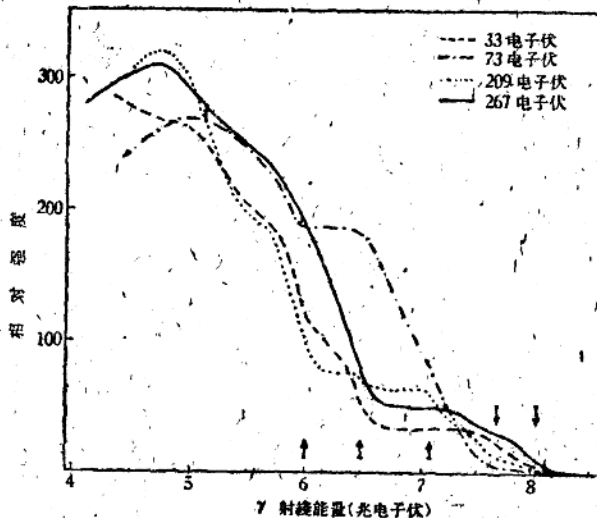


图 2 Hg^{199} 的许多共振的 γ 射线谱, 箭头表示由 Adyasevich 等人^[10] 从热中子俘获所测得的 γ 射线能量

即每一条曲线都相应于同一俘获总数，由于各个 γ 射线强度的变化使得曲线的形状有显著的不同。例如 6.5 兆电子伏的 γ 射线对 33 和 267 电子伏共振来讲是强的，但对其他两个共振来讲却是非常弱的，要测得强度的定量值是不可能的，但是某些情况下其起伏必然是一个数量级的大小。

分幅射宽度的巨大变化是所预期的，因为它们代表单个道过程，它们的巨阵元素应当缓慢地起伏，正象在中子宽度研究中所观察到的相似，但是这样的起伏将使得利用上节所述方法来决定一个共振的自旋量 0 发生困难，除非能非常准确地确定基态跃迁是不存在的。另一方面如能定量地测定强度，则可以求得分幅射宽度的分布以及它们对 γ 射线的能量和多极性的依从关系。

(3) 中子的结合能以及核谱学

图 1, 2 中曲线所表示出的结构可以与从研究铊和汞俘获热中子后所得到的 γ 射线的位置很好地联系起来，这表示在图 3 中，其中把铊的最低的三个共振谱(4.1、7.6 和 18.8 电子伏)作了比较。这些共振包含着三种不同同位素的中子俘获，同时在每种情况中 γ 谱是非常典型的。

4 电子伏共振谱中显示出几个峰，它们对应于 W^{183} 在 5.2 和 6.2 兆电子伏强的 γ 射线的跃迁。虽然 W^{183} 有许多低能的激发态，但不存在其他高能 γ 射线，可以用这样的事实来解释， W^{183} 的低能激发态大多数具有高的自旋，而俘获中子后的状态必定具有自旋为 1/2，因此只能高次多极辐射才能达到，同样在 18.8 电子伏的共振中，有证据说只有一个 5.3 兆电子伏强的 γ 射线。 W^{187} 的结合能预计是 5.7 兆电子伏。所以可能存在着这一能量的弱

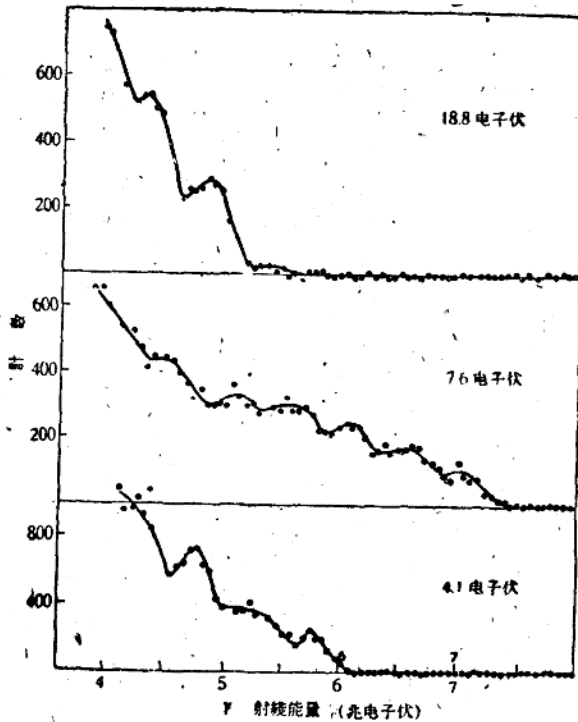


图 3 铊的三种同位素中子俘获的 γ 谱

的 γ 射綫, 虽然这也可能是由于邻近 21.2 电子伏共振的翅翼一些贡献, 在 W^{187} 中 18.8 电子伏的共振形成 $\frac{1}{2}^+$ 的激态, 所以如果基态 (这也具有自旋为 $1/2$) 具有偶数字称, 则基态的跃迁将是磁偶极, 因此强度非常弱*, 图 3 中的第三条曲线表明 W^{184} 的 7.6 电子伏, 共振俘获后的 γ 射綫。在这里差不多每隔 $1/2$ 兆电子伏就有一个峰, 这就能够观察到激态的结构, 虽然正常 NaI 的谱是很复杂的, 这样有规则的 γ 射綫峰的出现也被金謝和巴索洛繆等人在热中俘获中观察到。

各种 γ 射綫的能量已经由金謝和巴索洛繆等人很精确地测定, 这些 γ 射綫所属的核已表示在表 I 中, 虽然这样归并方法常常不是唯一的, 但是已足够可靠地得出中子在每种同位素的结合能的数值以及某些最低能激态的位置, 因为只有电偶极辐射的 γ 射綫其强度可以观察到, 所以这些激态的可能自旋与宇称是受到限制的。

表 I 鈾俘获中子后所辐射的 γ 射綫

	热中子俘获 ^[7]		共振俘获		
	能量(兆电子伏)	强度(每 100 俘获)	$W^{182}(n, \gamma)W^{183}$	$W^{188}(n, \gamma)W^{184}$	$W^{180}(n, \gamma)W^{187}$
A	7.42	0.3		强	
B	6.73	0.1		?	
C	6.40	0.3		强	
D	6.182	3.8	强		
D'	6.02	0.3		?	
E	5.77	0.3	?		弱
F	5.304	2.4		强	
F'	5.245	3.4			强
F''	5.14	2.3	强		
G	4.94	0.6		强	
H	4.67	2.4	?		强

4. 总 结

尽管在重核中具有較高的能级密度, 但是仍旧可能利用大的, 好的分辨率的 NaI 閃爍晶体来观察 W, Hg 俘获慢中子所辐射出来的各个 γ 射綫, 这些 γ 射綫的强度从一个共振到另一个共振是有起伏的。但是这有可能利用选择规则 $0 \rightarrow 0$, 禁止跃迁来决定大多数共振的自旋, 这些结果补充了由截面法所决定的共振参数。此外还知道了有关中子俘获所形成核的能级结构。

将利用哈威尔现有的更大的中子强度, 继续进行更详细, 更准确的测定工作。

参 考 文 献

- [1] Neutron Cross Sections, BNL. 325 (1955).
- [2] Porter, C. E., Thomas, R. G., Fluctuations of Nuclear Reaction Widths, *Phys. Rev.* **104**: 483, (1956).
- [3] Harvey, J. A., Hughes, D. J., Spacings of Nuclear Energy Levels, *Phys. Rev.* **109**: 471, (1958).
- [4] Blumberg, S., Porter, C. E., Nuclear Fine Structure Widths and Spacings *Phys. Rev.* **110**: 786, (1958).
- [5] Rae, E. R., et al., Analysis of Slow Neutron Resonances in Silver, *Nuclear Physics* **5**: 89, (1958).
- [6] Landon, H. H., Rae, E. R., Gamma Radiation from Resonant Capture in Mercury, *Phys. Rev.* **107**: 1333, (1957).

* W^{187} 完全可能具有奇宇称, 那末 5.7 兆电子伏的弱 γ 射綫的解释就不能肯定了。

- [7] Kinsey, B. B., Bartholomew, G. A., Neutron Capture Gamma Rays from Heavy Even Charge Nuclei, *Can. J. Phys.* **31**: 1051, (1953).
- [8] Chrien, R. E., Zimmerman, R. L., Identification of Level Spins by Total Cross Section Measurements, *B.A.P.S.* **3**: 176, (1958).
- [9] Simpsen, F. B., Fluhatty, R. G., g Value Assignment by Neutron Scattering Measurements, *B.A.P.S.* **3**: 176, (1958).
- [10] Adyasevich, B. P., et al., Conf. Acad. Sci. USSR on the Peaceful Uses of Atomic Energy, *Phys. Math. Sci.*, 220, (1955).

有机閃爍探測器对各种粒子的响应

維崗 (M. A. Vigón) 孟戴司 (J. Montes)

格拉納多司 (C. E. Granados) 貝爾納 (R. G. Bernal)

引 言

好几位研究工作者^[1]曾經研究有机閃爍探測器的响应作为粒子能量函数的变化。通常假定,作为能量的函数,脉冲大小的变化只与所用探測器物质的阻止本领有关,并且已有各公式来表示其关系^[2,3]。但是,实验数据的主要部分相当于大于1兆电子伏的能量,在这个能量范围内,阻止本领随着能量的变化是很小的,因此也很难决定哪一公式最符合于实验数据。

当阻止本领有较大变化时,根据各种公式所得計算值之間的差別增大,因此,我們仔細地研究了在0.2和1.7兆电子伏之間的低能量区域,脉冲振幅取100千电子伏的間隔用百道分析器来測量,并且我們对整个間隔进行了各种系列的測量。

实 驗 方 法

图1所示为我們所用的实验装置。从2兆电子伏的范德格拉夫静电加速器出来的离子束直接地袭击所考察的閃爍体,这样我們就避免了吸收物所注入的能量涨落。因为即使沒有为了引出粒子而施加电压,离子流还是太大,所以我們在偏轉室前面插入一块非常精致的隔膜。为了減低 γ 射綫的本底,我們將探測器放在离狭道一米远的地方,狭道是加速器穩定系統的一部分,而这是插在偏轉室和探測器之間唯一的物体。

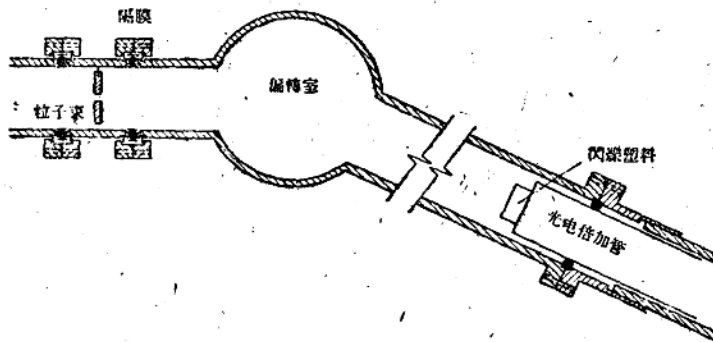


图1 实验装置

所用电子学装置的方块图如图2所示。由 Du Mont 6292 光电倍增管出来的脉冲,

* “第二届和平利用原子能国际会议文献”编号 A/CONF. 15/P/1409, 西班牙 1958, 原文为西班牙文, 本文占英文译。

通过一个直线性放大器,进入百道脉冲振幅分析器和一个用作监察器的定标器。我们挑选具有大的讯号——噪声比的光电倍增管,因为相应于低能质子的脉冲是很小的。

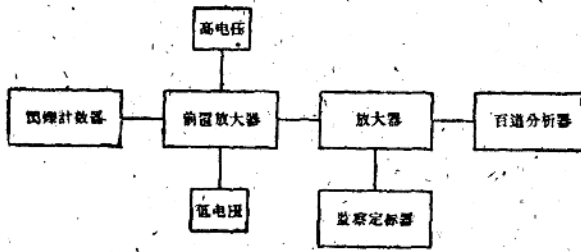


图2 方块图

实 验 结 果

极大部分的测量是用质子照塑料闪烁体而得的。隔膜口径选用了各种大小(最大口径=1毫米直径)。离子流量很低时,低能量区域的响应由于本底而有很大的畸变;而通量大于 10^3 个粒子,脉冲就迭加起来。但是可以发现在离子通量很宽的范围,虽然当通量增加时脉冲大小减低,减低率却与质子能量无关。

图3-I所示为质子曲线。我们所包括的数据相应于不同的通量,而为了获得较好统计数值的测量条件,就采取了归一化。可以看出歧离并不大。

我们也证实了,在这样的区域中,如果让两种标度都缩小 Mz^2 倍,能否使质子和氘的响应曲线重合在一起。图4的结果表明很符合。

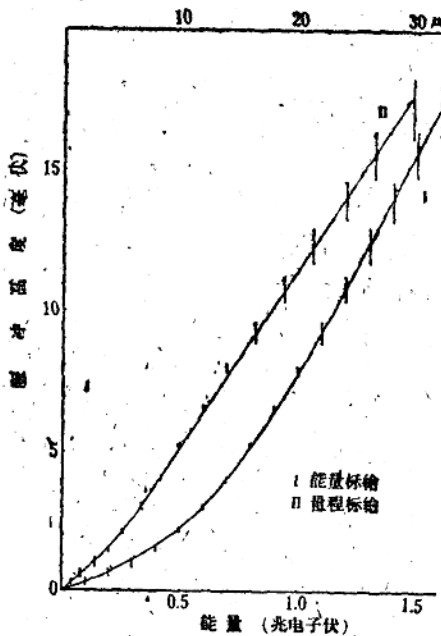


图 3

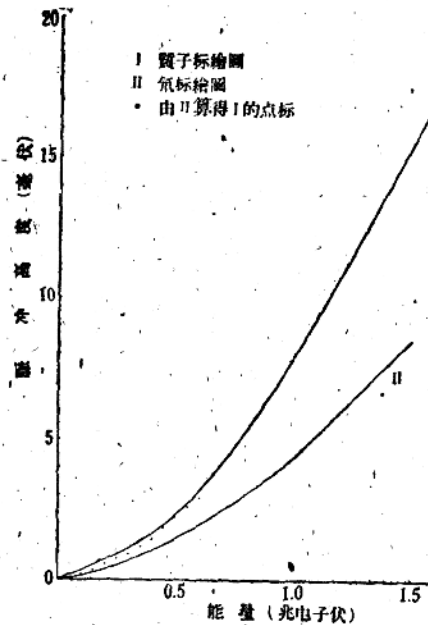


图 4

我們將勃克斯(Birks)和萊特(Wright)^[2,3]公式用我們實驗結果調整其中的參數,從這些公式推導的結果與我們的實驗結果相比較並不符合。

dV/dE (V = 脈沖高度) 作為阻止本領倒數 dr/dE 的函數的曲線, 在我們情況下是直線。所以, 這範圍中脈沖大小正比於粒子在閃爍體中的射程。

圖 3-II 中的曲線表示脈沖振幅與射程的關係, 射程即用鮑威爾 (Powell) 和奧契里尼 (Occhialini)^[4] 所測的質子在乳膠中射程-能量曲線求得, 因為在所有可資應用的曲線中乳膠物質與塑料閃爍體極相近。可以看到符合是很好的。

我們還用單能中子照射塑料和質子照射用蔥激活的萘。現有的數據還不足以作結論。

參 考 文 獻

- [1] Taylor, C. J., Jentschke, W. K., Remley, M. E., Eby, F. S., and Kugler, P. G., *Phys. Rev.* **84**, 1034 (1951).
- [2] Birks, J. B. *Phys. Rev.* **84**, 364 (1951).
- [3] Wright, G. T., *Phys. Rev.* **91**, 1284 (1953).
- [4] Powell and Occhialini *Nuclear Physics in Photographs* Oxford University Press, Amen House, London, E. C. 4 (1947) .page 39.

He³ 对質子及 H³ 对中子的弹性散射*

英納斯阿里 (M. Innas Ali) 霍三 (A. Hossain)

依斯拉姆 (M. Islam)

东巴基斯坦达卡 (Dacca) 大学物理学系

I. 引 言

質量数为 3 的核是具有足够大結合能的最輕的多核子系統, 研究它們对核子的散射是頗有趣味的。我們期望从所得的結果得以說明在多核子系統中相互作用的性質。He³ 对質子的弹性散射实验曾由洛吾堡 (Lovberg)^[1]、斯唯忒曼 (Sweetman)^[2]、法繆拉斯 (Famulars) 等人^[3]作过, H³ 对中子的則由孔恩 (Coon) 等人^[4]作过。p-He³ 散射的相移分析曾由洛温 (Lowen)^[5]作过及由福兰克 (Frank) 和伽麦耳 (Gammel)^[6]作过。

司旺 (Swan) 等人^[7-9] 应用惠勒 (Wheeler) 的共振羣結構法在 2.5—14 兆电子伏特范围内从理論上研究过 H³ 对中子及 He³ 对質子的弹性散射。这些工作, 尽管范围很广, 与实验結果相比較似乎并不令人鼓舞。实验結果的相移分析也未使人滿意。

我們认为, 在費希巴赫 (Feshbach)、波特尔 (Porter) 和外斯科普 (Weisskopf)^[9] 的光学模型的基础上去研究散射問題是值得的。由于在 p-He³ 和 n-H³ 的情况核反应的可能性小, 我們沒有采取复杂的势阱深度, 可是我們考虑了自旋軌道耦合。

对下列的势阱和自旋軌道耦合, 我們作了微分散射截面的計算:

$$(1) \text{ 直角阱: } V = -V_0 \quad r < R, \\ = 0 \quad r > R.$$

$$(2) \text{ 复形阱}^{[10]}: V = \frac{-V_0}{1 + \exp\left(\frac{r-R}{d}\right)}$$

此处 $V_0 = 42, 36, 30$ 兆电子伏特,

$$d = (0.5 \pm 0.1) \times 10^{-13} \text{ 厘米},$$

$$R = (1.26A^{\frac{1}{2}} + 0.7) \times 10^{-13} \text{ 厘米}.$$

依照英格里斯 (Inglis)^[11], 自旋-軌道耦合能取为:

$$(1) \text{ 直角阱: } -1.2 \frac{\beta V_0}{R^2} (\sigma, \mathbf{L}),$$

$$(2) \text{ 复形阱: } \beta \left(\frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial r} \right) (\sigma, \mathbf{L}),$$

$$\text{此处 } \beta = \frac{\hbar^2}{\mu M c^2},$$

* “第二屆和平利用原子能国际會議文獻”编号 A/CONF. 15/P/1505. 巴基斯坦 1958, 原文为英文。

$\mu =$ 介子质量, $M =$ 核子质量

微分散射截面公式的推导系由惯用的方法得到。数学的分析在此被略去, 以免多占篇幅。我们也考虑到, 研究质子对氮的散射并把我们的结果与实验作比较是有意义的。

II. 结果的讨论

关于势阱深度的假定细节在图 1、2、3、4 和 5 的标题中给出, 这些图上并重记了实验数据和理论曲线。

我们所得到的合理地好的符合指明壳模型的二个基本假定在描写散射现象方面也成立, 即(1)核内的核子在一平均势阱中运动, (2)有强的自旋-轨道耦合。自然, 强自旋-轨道耦合的假设意味着被散射粒子的偏振^[2]。在另一方面, 司旺在他的研究中曾经从假定弱偏振出发, 因此, 关于被散射粒子的偏振的实验将定出哪一种处理方式好些。

我们所用过的微分截面公式假设靶核的自旋为零^[3]。可是在 $p-H^2$ 及 $n-H^3$ 散射, 靶核得到自旋 1/2。忽视靶核的自旋将意味着把自旋-自旋力认为甚小。现在如果同时考虑自旋轨道耦合及自旋倚赖力, 则相应于不同的可能取向的相移的数目将是很大的。在那种情况, 甚至理论分布与实验结果的一致亦只不过是分析上的表面一致, 实验数据只能与数目少得多的相移动参数相符合^[6]。有鉴于此, 在唯象接近方式中忽视了自旋并非不合理

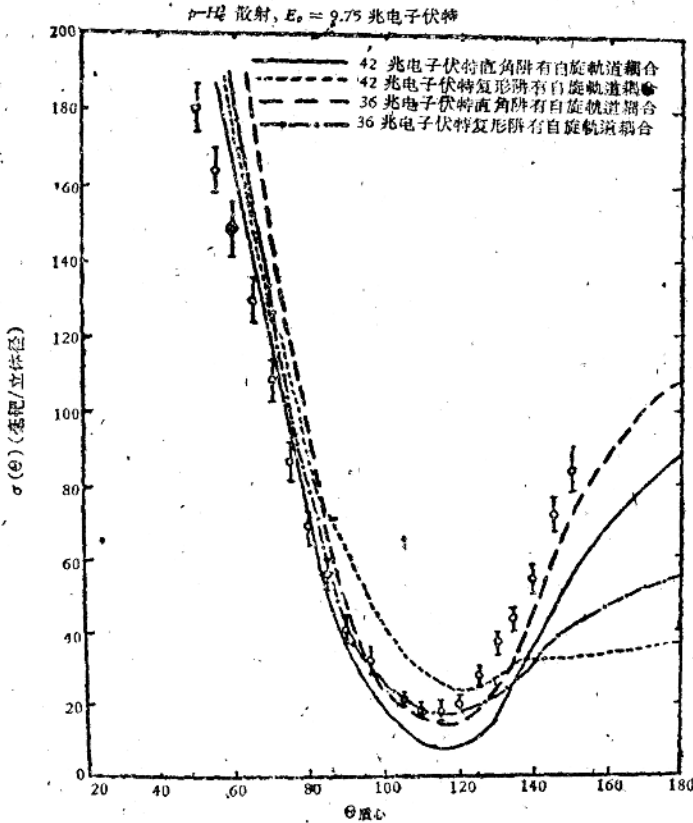


图1 实验结果是洛普堡的

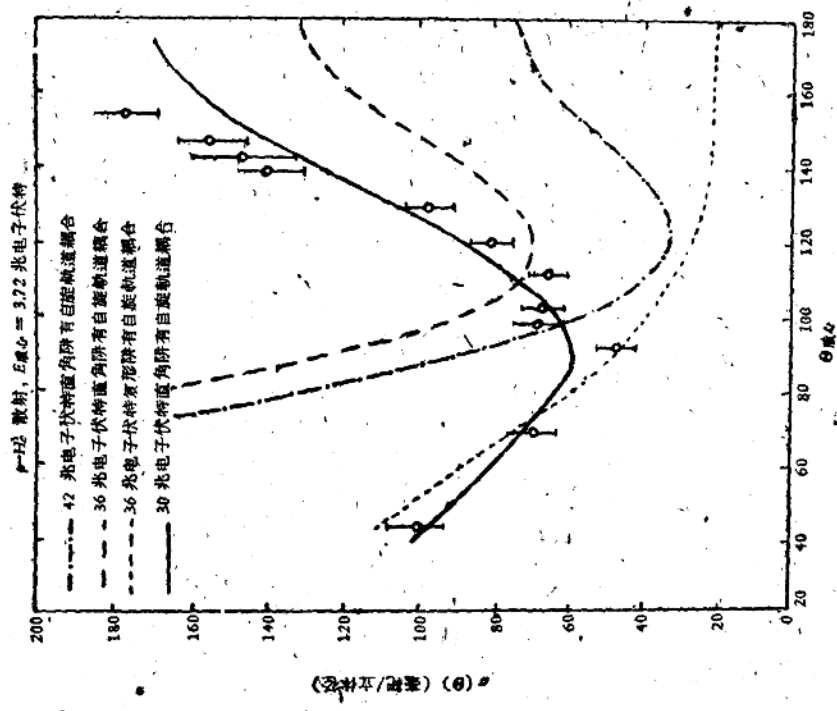


图2 实验结果是斯唯忒曼的

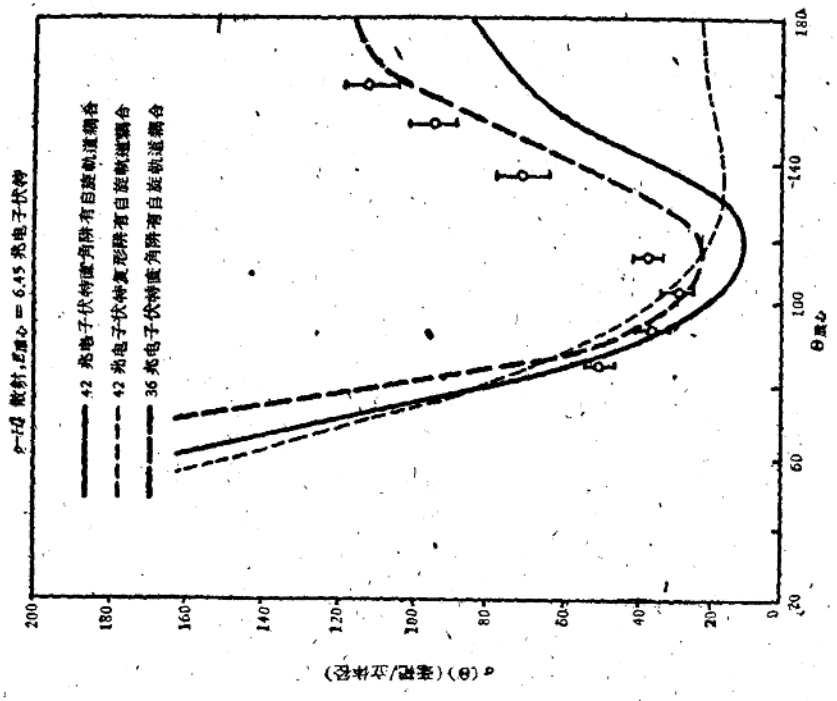


图3 实验结果是斯唯忒曼的

$\pi\text{-}\pi^*$ 散射, $E_0 = 14.3$ 兆电子伏特

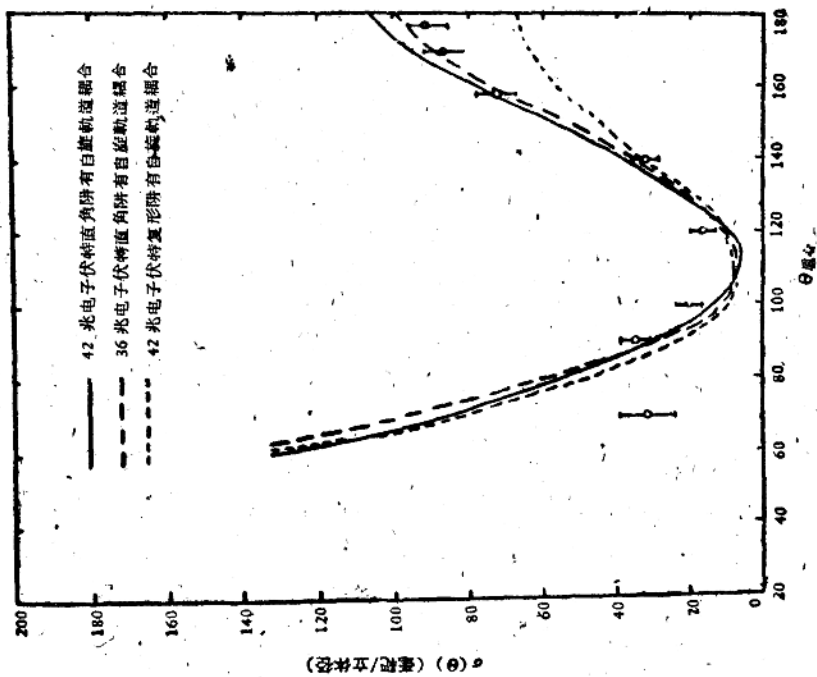


图4 实验结果是孔恩等人的

$\rho\text{-}N^*$ 散射, $E_0 = 9.5$ 兆电子伏特

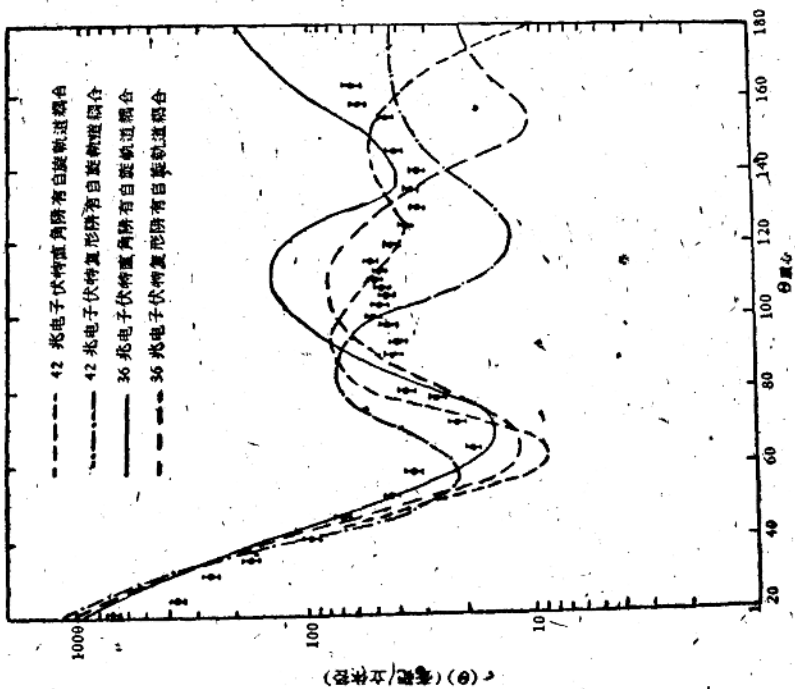


图5 实验结果是符瑞曼特耳(Freemantle)的

的。我們所得到的与实验結果的一致便証實了，比起自旋軌道耦合來說，自旋-自旋相互作用是微小的。這可能是由於在 $p-H^2$ 散射中 H^2 有两个具相反自旋的質子在 $1s$ 态一事實所使然。因為按照壳模型的假定，同类核子的自旋趨于配对，所以就射来的質子講， H^2 作为零自旋的靶核是适宜的。 $n-H^2$ 散射的情况也相似。也还可能是由於那个原因，即当射来的核子进入靶核的时候，它是处于虛态的（即核子能量大于它的分离能的态），因而远离开中央核心使得自旋軌道相互作用比自旋-自旋相互作用更为重要。

其次，讓我們考虑修整位阱形状的影响。我們的結果証明，用复形位阱时朝后的散射总是減弱。其原因必定是用复形阱有較大的反应可能。推測在与重核散射的情况（反应的可能性更大，朝后的散射弱），位阱的修整是真实图象的更好的近似。这也曾由恰斯（Chase）及若尔里席（Rohrlich）^[14]，及由布尔基（Burge）等人^[15]提到过。在 $p-H^2$ 散射的情况，由于反应的可能性小且有大的朝后散射，所以与直角阱的符合較与复形阱符合更佳，自是期望到的。

对于一个特定的位阱深度，好象在我們所考虑的能量范围内不会适合实验数据。例如，在 $p-H^2$ 散射，对于質心能量 7.31 兆电子伏，我們用阱深 36 兆电子伏获得合理的一致（图 1）；而对質心能量 3.72 兆电子伏，則用阱深 30 兆电子伏得到很好的一致（图 3）。这种位阱对能量的倚賴关系是可能发生的，因为自旋軌道耦合項的大小曾被我們取为正比于阱深。随着射来能量的减小，入射核子的虛态将会較低些。揣測对較低能級，自旋-軌道耦合将会弱些，从而要求的阱深亦会較小。

我們的分析証明， S 、 P 和 D 波的貢獻是重要的。所考慮到的散射主要是核的作用，而且角分布的特殊形状（中央有寬闊的極小，向前和向后均急遽增加）是由于在微分截面表式中 p -波相移动的大的貢獻所使然。設若 p -波的貢獻为零的話，那么角分布的核作用部分就会是一条水平的直綫。

参 考 文 献

- [1] Lovberg, R. H. *Phys. Rev.* **103**, 1393, (1956).
- [2] Sweetman, D. R. *Phil. Mag.* **46**, 358, (1955).
- [3] Famulari, Brown, Holmgren and Straton. *Phys. Rev.* **93**, 928, (1954).
- [4] Coon, Bockelman and Barschall. *Phys. Rev.* **81**, 33, (1951).
- [5] Lowen, R. W. *Phys. Rev.* **96**, 826, (1954).
- [6] Frank and Gammel. *Phys. Rev.* **99**, 1406, (1955).
- [7] Swan, P. *Proc. Phys. Soc. (Lond.)* **b** **A66**, 740, (1953).
- [8] Bransdan, Robertson and Swan. *Proc. Phys. Soc.* **A69**, 877, (1956).
- [9] Feshbach, Porter and Weisskopf. *Phys. Rev.* **90**, 166, (1953).
- [10] Weisskopf. *Rev. Mod. Phys.* (1957).
- [11] Inglis, D. R. *Rev. Mod. Phys.* **25**, 390, (1953).
- [12] Frenpack, Lepore and Heckrotte. *Phys. Rev.* **97**, 1059, (1955).
- [13] Dodder and Gammel. *Phys. Rev.* **88**, 520, (1952).
- [14] Chase and Rohrlich. *Phys. Rev.* **94**, 81, (1954).
- [15] Burge, Hossain and Fujimoto. *Phil. Mag.* **1**, 19, (1956).

原子核星裂所发射的高能重碎片*

日本, 东京, 池袋 (Ikobukuro) 立教 (Rikkyo) 大学物理系

S. 中川 E. 玉井 S. 野本†

綜 述

作者曾采用测量射线径迹宽度以确定电荷的方法, 研究了乳胶中重原子核 (Ag, Br) 宇宙射线星裂过程中发射的重核碎片 ($Z \geq 3$)。发现其中大多数碎片虽系核蒸发过程所发射, 但是尚有少数的高能碎片 ($Z \geq 3$) 不能用蒸发过程来解释。本文系叙述千兆电子伏电子迴旋加速器中的 6.2 千兆电子伏质子所感生的星裂 (由于 Ag 或 Br 原子核) 所发射的高能碎片。这些粒子的电荷分布、角分布及能谱都已测定。角分布显示出在原射线方向的高度准直, 与蒸发 (缓慢的) 碎片大不相同。电荷分布是随电荷的增加而按指数律减少, 其形式与蒸发过程相似。看来高能碎片既非由蒸发过程产生, 亦非由原射线的直接撞击过程所产生, 它们可能是在原子核级联簇射过程中, 由于原子核表面的局部强烈发热的结果而发射的。

§ 1. 导 言

几位研究者(1)(2)(3)(4)(5), 曾在从宇宙射线或加速器射线注产生的核星裂所发射的重核碎片之中观察到某些碎片的动能远大于能用剩余原子核中的静电斥力来说明的动能。这些粒子的角分布在朝前的方向具有高峰, 迥不同于由于蒸发过程而产生的缓慢碎片的情况。作者们曾注意到这样的高能重碎片的发射, 即从原子核来的核子集合体的发射这一事实本身就是很有趣味的, 而且提出了建议, 认为存在着聚合若干粒子的长程力, 并且是发射碎片的原因。

本文作者在采用测定径迹宽度法以确定宇宙射线所产生的“星”的各枝电荷时, 也发现了高能重碎片^[6,7]。在这些文章中还采用同一电荷测定法对高能碎片作了更进一步的研究。但在宇宙射线的星裂中, 入射粒子的能量往往不易准确地测量, 因此, 我们利用原子核底板来进行观察, 用来自千兆电子伏电子迴旋加速器的 6.2 千兆电子伏的质子射线照射底板。描述了这些 ($Z \geq 3$) 粒子的电荷分布, 能量分布及角度分布, 检验了不同于蒸发碎片的发射类型的特点。

§ 2. 实 验 步 骤

实验系在许多 ($3'' \times 3''$) 600μ 厚的 G5 乳胶层底片上进行的, 用伯克来 (Berkeley) 的千兆电子伏电子迴旋加速器的 6.2 千兆电子伏的质子照射, 并在高处用宇宙射线照射。千

* “第二届和平利用原子能国际会议文献”, 编号: A/CONF. 15/P/1964 日本 1958, 原文为英文。

† 现工作于日本原子能研究所。