

原子核反应和核结构*

楊 澄 中

提 要

本文共分两部分：第一部分是叙述如何从原子核单独能级的特性和系统性来研究原子核的结构，并列举了四类研究这些能级最重要的原子核反应实验。第二部分主要是叙述如何从激发能高于中子或质子结合能的原子核内部运动的统计规律，来研究原子核的结构；并列举了六类研究虚激发态的原子核反应。作者对这两部分原子核反应实验今后的工作方向，提出了一些看法和意见。

一、低 激 发 态

(一) 原子核的能级和它们的特性

原子核结构理论主要是研究原子核内部核子的各种运动形态（包括基态和一系列的激发态）和它们的特性，阐明形成这些运动形态的原因，并逐步在有关的能量范围内，引导到核力性质问题的解决。原子核的结合能平均每个核子只有7.5—8.5兆电子伏左右，因此，核结构问题一般认为属于低能范围内的，它可以用非相对论的量子力学来处理。令 $E_0, E_1, E_2, \dots$ 为从薛定谔波动方程

$$(H - E)\Phi = 0 \quad (1)$$

解得的原子核基态和激发态的结合能谱。和这些结合能所对应的运动形态称为能级，每一个能级除了结合能以外，尚有一系列的运动常数来规定它的特性，用算符形式来表示，如 C 为运动常数，那么和它对应的算符 P_C 必须和原子核的哈密顿函数 H 互换，即满足下面的关系：

$$P_C H - H P_C = 0. \quad (2)$$

因此，哈密顿算符的本征函数 $\Phi_0, \Phi_1, \Phi_2, \Phi_i \dots$ 也是 P_C 的本征函数。它的本征值 $P_C^{(i)}$ 可以从下式求得：

$$P_C \Phi_i = P_C^{(i)} \Phi_i \quad (3)$$

表 1

能 级 数	基态 0	激发态 1	2	...
结合能 E	E_0	E_1	E_2	...
总角动量 I	I_0	I_1	I_2	...
宇称 P	P_0	P_1	P_2	...
同质旋 $T \cdot T_0$	$T_{(0)}$	$T_{(1)}$	$T_{(2)}$	...
其它 $Q\mu$ 等	Q_0, μ_0	Q_1, μ_1	Q_2, μ_2	...

* 1961年4月24日收到。

目前认为比较重要的常数有总角动量 J , 宇称 P , 同质量 T 和它的 Z -轴分量 T_z , 电四极 Q , 磁矩等等。因此, 能级的特性可以按表 1 来分类。

能级的特性, 除表现在上面这些运动常数的数值外, 尚有和波函数关系更为密切的一系列参量, 包括中子宽度, 质子宽度, 辐射宽度, 跃迁几率, ……等, 这些常数和参量, 都可以用实验来测定, 这样就可以验证原子核结构理论的可靠性。

(二) 唯象的原子核结构模型

原子核结构的多体理论, 是在具体条件下求出薛定谔方程(1)的解, 并从而推导出原子核各种运动形态的特性。要进行这样的工作, 首先要有正确的哈密顿函数, 能够正确地反映原子核内部的运动。我们可以这样设想, 原子核内的核子 i 和核子 j 的相互作用, 可以用一个作用 V_{ij} 来表示, 那么哈密顿函数可以写成下列的形式:

$$H = \sum_{i=1}^A T_i + \frac{1}{2} \sum_{i \neq j} V_{ij}. \quad (4)$$

式中 T 代表核子的动能。当核内粒子超过了 3 个以上, 方程就得非常复杂, 以致无法进行运算。解决这个困难, 我们目前采用的方法是, 挑选一个“适宜”的哈密顿函数来代替(1)式中的 H , 它的物理意义是: 把复杂的多体运动简化为某种简单的运动, 说得更清楚一些, “适宜的”哈密顿函数所反映的内部运动, 是多体运动的某种简单的摹拟, 这样就出现了所谓原子核模型的问题。例如原子核的基态和一系列的不太高的激发态, 可以用独立粒子在原子核内某种“适宜的”平均场中的运动形态来解释, 也就是(1)式中的 H 可以用 H_s 来代替, H_s 的形式是

$$H_s = T + V(r), \quad (5)$$

其中 T 是一个独立粒子的动能, $V(r)$ 是某种共同的平均场 (例如 $V(r) = -V_0 + ar^2$)。这个哈密顿函数对原子核内每一个核子都是一样的。这就大大地简化了(1)式的运算工作, 导致所谓核结构的壳模型。实验的结果指出, 有一系列原子核的低激发态不能用粒子运动来解释。必须把原子核作为一个整体来看待, 研究它的静态和动态的形变, 从而产生转动和振动等各种集体的运动。根据这个概念, 建立了原子核的集体运动模型^[1]。上述这些低激发态的能级, 大部分都获得了合理的解释。

根据目前发展的情况判断, 看来有可能利用上述两种原子核结构模型和粒子运动与集体运动的统一模型^[2]建立起完整的理论体系, 来解释原子核低激发能的各种运动形态。

(三) 原子核能级结构的分析

原子核能级结构的分析, 是验证原子核结构理论最基本的实验根据。近年来由于唯象结构理论的发展、实验技术的改进和数据的积累, 这方面的工作进展得很快。这里把最近的情况扼要的介绍一下。

(1) 偶核的能级结构 偶核, 奇核和奇- A 核三类不同的原子核中, 以偶核能级结构的系统性最为突出, 这类原子核能谱的形式, 一般可以按照原子核基态的几何形状来区别, A 的值在满壳附近的原子核一般是球形, 稳定性很高, 不容易产生形变; 在二个满壳之间原子核, 有固定的四极矩形变, 称为形变区; A 值在满壳与形变区中间的原子核, 平衡的

形状一般也是球形,或仅有微弱的形变,但非常不稳定,容易激发 β 型和 γ 型表面的振动,产生动态的形变,这个区域一般称为中間区,現分別叙述如下。

一、具有中子或质子满壳的球形偶核 这一些原子核的低能級,都属于粒子激发性质的,靠近基态的能級,組态和基态相同,能級的自旋和宇称大致按 $0^+, (2^+, 4^+ \dots)$, $(4^+, 6^+ \dots)$, ……的次序排列(例如, Pb^{202} , Pb^{204} , Pb^{206} , $\text{Pb}^{210}\text{Po}^{210}$; 和 A^{38} , A^{40} , Ca^{42} , Ca^{44} 等)。較高的能級的組态和基态就不同了,并开始出現負的宇称和大角动量的能級。一般的規律是自旋为偶,宇称也是偶;自旋为奇,宇称也是奇^[3]。

二、形变区偶核的能級結構 这类原子核都有固定的四极矩形变,包括 $154 \leq A \leq 190$ 和 $A \geq 226$ 两个主要区域。这些原子核基态和紧靠基态的几个能級是純粹的轉动能譜,按 $0^+, 2^+, 4^+, 6^+ \dots$ 的次序排列,激发能按 $0, 1, 3.3, 7 \dots$ 的比例增加。在这套轉动能譜的上面,可能出現另一套 $(K=0)0^+, 2^+, 4^+ \dots$ 的轉动能譜,或是 $(K=2)2^+, 3^+, 4^+ \dots$ 的轉动能譜。最近发现一組 $1^-, 3^-, 5^-, \dots$ 排列的能級,可以用八极矩振动形态来解释^[4]。

在能量間隙 2Δ (1—1.5 兆电子伏)以上的能級,一般都属于粒子激发性质的。这些能級的組态和基态不同,它們的角动量与宇称和邻近的集体激发态比較有显著的不同。最低的一个奇宇称的能級的組态和奇核的基态相似,能量也在 $E = 67 \times A^{-3/4}$ 兆电子伏曲綫附近^[5]。

三、中間区偶核的能級結構 中間区包括 $60 < A < 150$, $190 < A < 220$ 和 $210 < A < 226$ (除去单满壳附近 $A \sim 140$, $A \sim 120$, $A \sim 90$ 的一些原子核)三个区域。这三个区域的偶核,由于核子間的剩余相互作用,平衡的形状也是球形,但稳定性很差,容易激发 γ 型或 β 型的表面振蕩,产生所謂振动能譜。能級的角动量和宇称按 $0^+, 2^+, (0^+, 2^+, 4^+), (0^+, 2^+, 3^+, 4^+, 6^+) \dots$ 的次序排列,能量按 $0, 1, 2-2.5, \dots$ 的比例增加。实验証明,从满壳經過中間区过渡到形变区,偶原子核的低能級有明显的系統变化,最突出的例子是从 W^{182} 到 Pt^{196} 10 种原子核^[6](見图 1 和图 2), W^{182} 靠近形变区有明显的轉动能譜,而 Pt^{196} 离开形变区較远,呈现出純粹的振动能譜,图 1 显示从轉动如何轉化为振动的情况。另一个突出的例子是从 Ru^{100} 到 Te^{122} 的 11 种原子核的低能譜^[7]。这些低能譜明

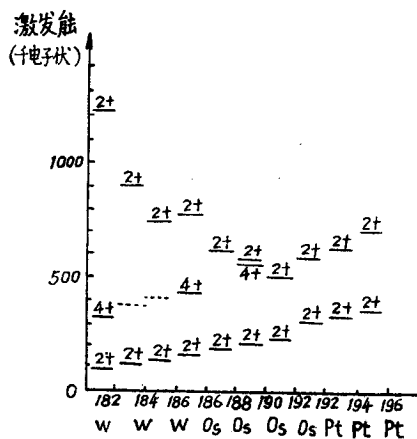


图 1 偶-偶过渡原子核的低激发态

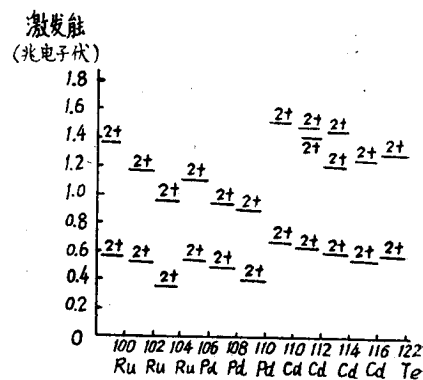


图 2 中重核低激发态

显地証明,当滿壳外面粒子的数目增加时,振动頻率就逐渐降低. 这些实验的結果似乎証实了原子核四极矩振蕩的概念;但是最近有人提出用不对称陀螺形状的原子核的轉动形态同样可以解释振动区的能譜^[8],这个理論似乎可以解释所有 $A > 30$ 的偶原子核的第一和第二个激发态,只要它們二者激发能的比值 $\frac{E_2}{E_1} > 2$ ^[9]. 因此,这个区域能級結構的性質,还大有爭議的余地.

此外,必須指出,根据独立粒子运动的理論(例如用組态混合的处理方法),也可以得出类似的能級排列,但能級的 γ 跃迁机率的理論值和实验值比較的結果,說明集体运动模型是有比較可靠的实验基础的^[10].

(2) 奇-A核的能級結構 在上述形变区范围内的奇-A核,也有明显的轉动能譜,角动量一般按 $\frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}, \frac{7}{2}, \dots$ 的次序排列,由于奇-A核比偶核更容易产生固定形变,因此在中間区和輕原子核中的几个奇-A核也发现有轉动能譜,主要在 $A \sim 25, 76, 106$ 和 196 附近.

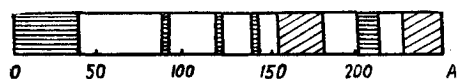
双滿壳外增加 1—3 个粒子(或减少 1—3 个粒子)的原子核的低能級,不論奇偶,都可以用孤零的几个粒子运动形态来解释^[11]. 換句話說,这些能級都是属于粒子激发性質的. 离开滿壳較远,原子核的能級既有粒子激发的性質,也有集体的性質,理論上可以用統一模型来計算^[12].

(3) 奇核的能級結構 这类原子核能級的密度最大,低能級都是属于粒子激发性質的,可以用不成对的中子和質子的单粒子运动来解释^[13]. 角动量和宇称的排列,沒有极明显的系統性,同素异能体普遍地存在.

根据能級分析的情况,我們可以把原子核按 A 的大小排列分成区域(图 3),作为参考之用.

进行能級的分析,需要大量的实验数据,目前的情况大致如下.

1. 輕原子核($A \leq 40$)能譜的数据比較完整,7—8 兆电子伏以下的能級基本上已經測定,



■ 粒子激发 □ 振动能譜 ▨ 轉动能譜

图 3 偶核低能級运动形态和 A 的关系

中等和重型原子核的能譜图却大都殘缺不全,低激发态主要是从核衰变和庫伦激发实验取得的,激发能大都不超过 2 兆电子伏(很多重原子核只有 1 兆电子伏以下的能級数据),用慢中子測定的能級,又都在 6—8 兆电子伏以上,低能譜中缺少了从核子成对能到核子結合

能这一段非常重要的区域. 这对研究能級結構,特别是粒子激发能級,带来了极大的困难.

2. 分析低能級結構时,最重要的問題是辨別能級的性質是属于粒子激发呢? 还是属于集体激发? 分辨这个性能可靠的方法是測定能級的寿命或是 γ 寬度,电磁矩等. 集体激发能級的跃迁机率一般要比单粒子激发大 10—100 倍. 到目前为止,利用庫伦激发对偶核的第一激发态和第二激发态进行了系統的測定^[9],更高的激发能級的寿命或跃迁机率,都还没有实验数据,这项測定工作的重要性是非常明显的.

3. 成对結合能以上的能譜,是属于粒子激发性質的,也是驗證壳結構理論的区域. 这

里一个非常有兴趣的问题是：壳結構虽然很成功的說明原子核基态的各种特性，但是由于組态的混合和剩余相互作用的影响，它对較高的激发态究竟有多少实际的意义？換句話說，以单粒子能級作为基础，能否合理的說明大部分的粒子激发能級？有人指出^[14]：单粒子能級可以从由許多邻近的共振能級形成复合核的平均截面来驗證，最近有人用低分辨本领的閃爍譜仪进行 (d, p) 反应实验，对鉄、鉻、鎳、鈇、錳等中等原子核的实验結果，似乎观察到单粒子的能級結構^[15]，这样的工作对低激发态是极有意义的。

从上面敘述的能級分析，实验数据的积累和有关实验进展的情况来看，今后原子核結構的研究，主要将依靠核反应实验来进行。

(四) 利用原子核反应来进行核結構的研究

原子核反应的研究，根据目的性可以分为两个方面：第一方面是把核反应实验作为一个工具，来測定原子核内部的运动形态和它们的特性。第二方面是研究反应粒子相互作用的基本过程，研究所謂反应机制的問題，本节着重討論第一方面的工作。下面主要根据第(三)节中的分析，提出四类对研究原子核低能級的特性关系最密切的原子核反应实验。

(1) 中子、質子、 α 粒子和其它重粒子的非弹性散射实验 我們知道，近年来利用庫伦激发实验，测定了中等和重原子核的低能級和它们的跃迁机率，获得很大的成功^[16,17]。这个方法的缺点是：它只能激发很低的能級（一般不超过 1 兆电子伏），較高的能級用非弹性散射实验来测定比較有利，例如 $(nn'\gamma)$ ， $(pp'\gamma)$ ， $(\alpha\alpha'\gamma)$ 等反应，通过控制轰击粒子的能量和使用符合計数等技术，可以很清楚地測定靶核的激发能級。如果轰击粒子的能量不十分高时（低于 10—15 兆电子伏）复合核的形成是非弹性散射的主要反应机制，有关能級的特性可以从退化粒子和 γ 光子的角分布和角关联实验来推断。高能量粒子的非弹性散射的反应机制，公认为直接相互作用是主要的，这方面还没有十分成熟的理論来进行运算。总之，这类核反应是观测稳定性原子核低激发能級的一个普遍能适用的方法，实验技术和反应机制的理論都有发展的前途。

用重离子轰击产生庫伦激发反应要比用質子有利得多。它的好处是：减少复合核非弹性散射的机会，增加 $E2$ 跃迁的截面，和增加高角动量跃迁的机会（例如 $0 \rightarrow 4$ 的跃迁）。由于庫伦激发的理論比較成熟，这项工作也是值得繼續发展的。

(2) 单色 γ 光子的共振散射和共振吸收实验 第三章內已經提到，測定低激发态的 γ 寬度或寿命，是辨别能級的集体激发或是粒子激发性質最可靠的方法。这些能級的参量可以从庫伦激发实验測得的截面推出^[14]，或者直接用延迟符合綫路測定^[16]。这两种測定的結果已証明相符^[14]，但可惜的是：它們都不适用于較高的激发态。要測定短于 10^{-11} 秒的寿命，实验技术比較困难，有人用同位素或核反应产生的单色 γ 光子的共振吸收和共振散射实验^[17]来測定能級寬度 Γ 和輻射寬度 Γ_γ ，看来这是一个有前途的工作方向，它可以測定 $\Gamma_\gamma \sim 5 \times 10^{-5}$ 电子伏以上的 γ 寬度（相当于寿命小于 10^{-11} 秒）。这个方法的基本原理非常簡單。假設从激发的原子核 A^* 放出 γ 光子，根据能量和动量守恒的法則，得到下列的关系：
$$h\nu = E_0 - \frac{E^2}{2Mc^2}$$
，式中 E_0 是 A^* 原子核的激发能， M 是 A 原子核的質量， E 是 γ 光子的能量。因此，放出光子的能量和激发能相差一个小数 $\frac{E^2}{2Mc^2}$ 。如果这个

γ 光子投射到基态的 A 原子核上被吸收, 那末同样由于反冲的关系, 真正激发 A 的能量是 $h\nu - \frac{E^2}{2Mc^2} = E_0 - \frac{E^2}{Mc^2}$. 共振散射的截面是 $\sigma = g \frac{\lambda^2}{8\pi} \frac{\Gamma^2}{(E - E_0)^2 + \frac{1}{4}\Gamma^2}$. 式中 λ 是 γ

光子的波长, Γ 是能级的宽度, g 是统计因子. 如果 $E - E_0 = \frac{E^2}{Mc^2} \gg \Gamma$, 吸收截面就非常小了; 但我们可以用机械的方法(或利用复合核的速度, 剩余核的反冲或加热等方法), 使 A^* 与 A 之间有一相对的速度 u , 这时, $E - E_0 = \frac{E}{c} u - \frac{E^2}{Mc^2}$, 只要改变 u 的值, 就可以测定共振吸收或是共振散射曲线, 从而量出 Γ 和 Γ_r . 这个方法原则上可以应用到所有产生 γ 光子的核反应上去.

(3) 俘获反应实验 俘获反应包括 $(p\gamma)$, $(n\gamma)$, $(\alpha\gamma)$ ……等等, 是测定复合核虚态能级宽度和辐射宽度的主要方法, 同时也是产生从这些 6~8 电子伏以上的高激发态, 经过中间能级跃迁到基态的各种串级辐射最好的方法. 由于近年来对于测定 γ 辐射, 特别是对这些串级辐射技术的改进, 俘获反应成为研究低能级中一类有效的方法^[18]. 利用俘获反应可以进行如下的观测: 1. 利用符合计数技术, 测定各个单色 γ 辐射的串级关系而订定有关能级的衰变方案. 2. 进行 γ_1 和 γ_2 的角关键或 $(\alpha\gamma)$, $(p\gamma)$ 等的角分布实验, 来测定有关能级的角动量和宇称(如果能测定 γ 辐射的偏极化, 对测定 γ 的电磁性更为有利). 3. 从俘获反应测得的 γ 产量, 可以推算共振能级(虚态)的辐射宽度 Γ_r , 可惜这个方法对低能级(束缚态)无效. 但是测定从同一较高的能级, 跃迁到不同的低能级的 γ 辐射的相对强度后, 可以推算有关跃迁机率的比值(即所谓分支比例). 从分支比值也可以判別能级的激发性质(粒子或是集体激发)^[9]. 最近在 $A=25$ 左右发现一系列有转动能谱的奇 A 核, 就是根据这些方法推断的^[10]. 4. 利用俘获反应产生的 γ 辐射作 γ 源, 用自吸收技术也可以测定 Γ 和 Γ_r , 这点在上面一节中已经提过.

(4) 削裂反应和拣拾反应实验 削裂反应已经有了十年以上的历史, 在原子核能谱的研究上起到了相当重要的作用, 白塔勒 (Butler) 简单的理论虽然受了许多批评, 但十年来的经验指出, 对轻原子核 ($A \leq 40$) 只要合适地挑选原子核的“半径” r , 反应产物的角分布可以正确地给出俘获粒子的 l 量子数, 从而推算剩余核能级的角动量和宇称. r 的最好的实验值是 $(4.37 + 0.42A) \times 10^{-13}$ 厘米, 其中 A 是靶核的质量数, 氘核的能量一般挑选在 5—20 兆电子伏以内比较适宜.

对 $A > 40$ 以上的原子核, 实验工作还做得很少, 用个别不太轻的靶核也得到过较好的结果, 例如有人用 11.9 兆电子伏的氘核, 进行 $Zn^{68}(dp)Zn^{69}$ 反应实验, 得到了相当于 $l_n=1, 2, 4$ 的质子角分布的类型. 用 15.1 兆电子伏的氘, 进行 $Y^{89}(\alpha p)Y^{90}$ 和 $Pb^{208}(dp)R^{209}$ 反应测定^[20], 得到 l_n 各为 2 与 1. 这些例子说明削裂反应有可能发展到中等和重型原子核的能谱测定工作上.

此外, 应该提出, 削裂反应(和拣拾反应)激发的能级是属于粒子激发性的. 适合于测定激发能在 1—8 兆电子伏范围内的能级和它们的特性, 第(三)节中已经指出, 用低分辨本领进行的 (dp) 反应, 可以验证壳模型单粒子能级结构. 这项工作刚刚开始, 设想我们如果把单粒子能级结构和实际能级结构和它们的特性全部测定出来, 那末解决原子核壳结构理论中耦合问题, 核子组态和组态的混合, 剩余相互作用问题等等, 就有了极其有利

的實驗基础了。

二、虛 激 发 态

(一) 原子核結構的統計參量

在“原子核反应和核結構(I)”中，討論了如何从分立的低能級的特性，来研究原子核的各种运动形态和結構。这些能級的特性主要表现在每个能級所独有的一系列的运动常数的具体数值，包括結合能、角动量、宇称、同質旋、……等，和能級与能級之間跃迁的机率，以及从而发射或吸收的电磁辐射的性能，这些常数和参量的实验值常常表现出明显的系統性，在理論上可以用唯象的原子核模型把它們联聚起来，同样的研究方法，原則上应该也适用于原子核的虛激发态，但由于虛激发态的密度大，运动形态比低能級复杂，影响单个能級的特性的因素很多；因此，从这些个别的特性不容易反映出原子核内部运动的規律性来。說得更具体一些，在共振区，每个单独的能級和低能級一样，也有一系列的运动常数来規定它的特性。此外，还有虛能級所特有的参量，如中子寬度 Γ_n ，质子寬度 Γ_p ， α 寬度 Γ_α ，……等等。理論上这些常数和参量和这个能級的运动形态应该是有密切联系的。但目前的理論还不能解决这些共振能級的特殊性質。比較有希望解决的是这些参量的分布規律。例如中子的折合寬度似乎满足高斯分布規律^[21]，不同能級的輻射寬度 Γ_γ 几乎是一个常数，随着質量数 A 的变化也很緩慢^[22]。这些規律有可能用簡化的原子核結構的理論(例如統計理論)来加以闡明。

在高激发态的情况下，能級的个别特性几乎完全失去了重要性，統計参量成为目前研究原子核結構的主要对象，这里有能級的密度 $\rho(A, E)$ ，能級間的平均間隔 $D(E)$ ，原子核的“温度” θ ，中子寬度的平均值 $\bar{\Gamma}_n$ ，和強度函数 $\frac{\Gamma_n}{D}$ ，……等等。这些参量随着質量数 A 和激发能 E 的变化，直接联系着核內运动形态，举个例子來說，如果把原子核内部的核子設想为在一个位阱中的費米气体，根据量子統計力学可以計算出众所周知的能級的密度 $\rho(A, E)$ 的公式：

$$\rho(A, E) = C \exp[2(aE)^{\frac{1}{2}}]$$

式中 $C = \frac{1}{2} \left(\frac{\delta}{216E^5} \right)^{\frac{1}{2}}$ ， $a = \frac{\pi^2}{6\delta} \sim 0.03A(\text{兆电子伏})^{-1}$ ， $\delta = \text{常数} \times A^{-1}$ 。

这个公式和实验比較大致是符合的，这里 ρ 是 A 和 E 的單調函数。但強度函数的实验值，無論是随着 A 或 E 的变化，却都有显著的“巨形共振峯”^[23]。这个現象用統計理論就无法解释，必須用光学模型才能說明。这就进一步显示出核內粒子运动的基本規律。这两个例子說明，統計参量的規律性和唯象的原子核模型的理論，可以反映出原子核結構的主要外貌和特点，并且有可能逐步深入而显示出一些核結構的本質問題，就是核力的性質問題。下面介紹研究原子核虛激发态的几类重要的核反应。

(二) 中子誘导的原子核反应和共振参量的測定

慢中子誘导的原子核反应，主要是弹性散射(nn)和輻射俘获反应($n\gamma$)。在复合核的

一个单独的能级附近,勃拉脱-费格纳(Breit-Wigner)和势散射的理论公式,和实验的结果是一致的。从这些实验,我们可以测定共振参量 E_0 , Γ , Γ_n , Γ_γ 和势散射的截面。近年来

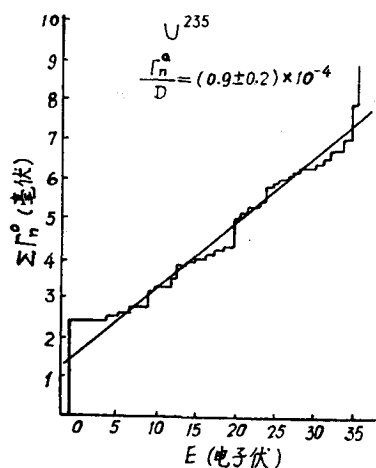


图4 中子宽度的积分值和中子能量的关系

由于中子谱仪技术的发展,共振参量的实验数据,积累了很多,从而发现了这些参量分布的规律,例如上面提到的中子宽度 Γ_n 和辐射宽度 Γ_γ 的分布定律。不久以前发现原子核的能级有互相排斥的现象,如果能级的位置是任意分布的话,那末能级间隔 ξ 的分布函数是 $\frac{1}{D} \exp\left(-\frac{\xi}{D}\right)$, 式中 $D = \bar{\xi}$, 但实验的结果,紧密靠拢的能级数目比上面的分布定律所给的数目要小得多^[21], 这个现象还没有理论解释。

大量的共振参量和能级间隔测定以后,就可对—个极其重要的参量——强度函数 $\frac{\Gamma_n}{D}$ 进行计算,我们如果把能量小于 E 的中子宽度的总和 $\Sigma\Gamma_n$ 作为纵坐标,中子能量 E 作为横坐标,可以得到图 4^[21] 这种类型的曲线^[22]。从这条曲线的平均梯度(就是图上直线的梯度)就可以求出强度函数的数值。这样的方法包括大量的实验工作,技术上也有很大的困难。当中子的能量 $E \geq 1$ 千电子伏时,目前中子谱仪的分辨本领就很难分出重核的单独的能级。比较直接和简单的方法是利用中子透射实验来求强度函数。原理很简单,因为强度函数和中子的速度成反比例,低能中子的势散射却接近于一个常数,这就使我们能够把两种截面区分开来,如中子源的能量在 $E_1 E_2$ 范围内,那末对平板样品的平均透射率为

$$\bar{T} = \frac{1}{E_2 - E_1} \int_{E_1}^{E_2} \exp[-n\sigma_t(E)] dE$$

式中 σ_t 是中子的总截面, n = 样品的厚度(每平方厘米的原子核数)。

如果样品很薄($n\sigma_t \ll 1$),并且记住 $\sigma_t = 4\pi R^2 + \frac{1}{2} \lambda^2 \left\langle \frac{\Gamma_n}{D} \right\rangle$, 那末很容易证明:

$$\bar{T} = 1 - n \left(4\pi R^2 + \frac{1}{2} \lambda^2 \left\langle \frac{\Gamma_n}{D} \right\rangle \right)$$

因为 $\frac{\Gamma_n}{D} \propto \lambda^{-1}$, 如以 λ 为横坐标, $\bar{T}$ 为纵坐标, 上式代表一条直线, 和纵轴相交在 $(1 - 4\pi n R^2)$ 。从这条直线的梯度, 就可以推算出强度函数; 这个方法大约可以适用在中子能量小于 1 兆电子伏的情况下。高能中子(大的从 1—20 兆电子伏左右)强度函数的测定, 是研究核结构关键问题之一, 目前还没有见到有报道的文献。从上面这些情况推断, 今后的工作方向大约有两个方面: 一方面是提高中子谱仪(包括单能快中子产生器)的分辨本领, 使我们能够扩大对共振区单个能级的观察范围。第二方面是设法直接测定一些统计性的参量, 如强度函数, 能级密度等等, 来验证核结构的理论。

(三) 带电粒子的弹性散射

带电粒子弹性散射的性质, 可以从 $\frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v}$ 这个参量来判断, 如果 $\frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v} \gg 1$, 主要

是庫伦散射,与核结构关系很少. 如 $\frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v} \ll 1$, 粒子的能量很高, 和原子核的相互作用可以用一复数位阱来表示, 也就是所謂光学模型. 以上两种情况都不在本节內討論. 这里有兴趣的是 $\frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v} \sim 1$ 或相差至多不到 10 倍, 这时庫伦散射和核散射都不能忽略, 庫伦散射波受核散射波的干扰非常敏感, 因为波函数平方中的干扰項和核散射波的波幅成正比. 这类实验一般要求較高的实验技术和精密度, 但是可以比較可靠地測出单能級的自旋和宇称或者从相位分析法求出粒子和核的相互作用. 前者称为狭共振, 而后者是寬共振分析法, 現把这两种分析方法和实验的要求簡略地描述如下:

(1) **寬共振** 带电粒子的能量, 一般在几兆电子伏以下, 这时 S 波是主要的, P 波有时也必須考虑, 如靶核的自旋为 0. 那末 S 波的波幅可写为

$$a_s = \sqrt{R} e^{i\xi} + \frac{i}{2k} (f + ig - 1),$$

式中 $R(\theta) =$ 庫伦散射截面(25). $f + ig =$ 核散射波幅, $\xi = -\frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v} \log \sin^2 \frac{\theta}{2}$.

从上式推导, 弹性散射的微分截面可以写成

$$\sigma_0(\theta) = \frac{d\sigma}{d\Omega} = R(\theta) + \left(\frac{\sqrt{R}}{k} \sin \xi - \frac{1}{2k^2} \right) (X - 1) - \left(\frac{\sqrt{R}}{k} \cos \xi \right) Y - \frac{1}{4k^2} U,$$

式中 $X = f$, $Y = g$, $U = 1 - f^2 - g^2 = \frac{\sigma_r}{\lambda^2/4\pi}$, $\sigma_r =$ 核反应截面. 利用这个角分布公式, 可以測定 f 和 g 的实验值, 常用的方法是: 假定 σ_r 为已知(一般数值很小), 把实验測定的微分截面 $\sigma_0(\theta_i)$ 代入公式中. 这个公式在 XY 平面內代表一条直綫, 不同角度 θ_i 得出不同的直綫, 这些直綫应该都相交于一点 ($X = f_0$, $Y = g_0$). 那末 S 波的相位移 $\delta_0 = \frac{1}{2} \tan^{-1} \frac{g_0}{f_0}$. 如果在实验錯誤範圍內, 它們不交于一点, 这就說明仅用 S 波的相位移 δ_0 还不能解释实验的結果. 必須考虑 p 波, 甚至 d 波的相位移 δ_1 和 δ_2 . 所有这些相位移的数值, 直接和带电粒子与原子核的相互作用位阱大小和形状有关. 当带电粒子的能量增加时, 核散射和复合核形成的截面随着增加, 相对地庫伦散射就占次要地位, 实验結果必須用光学模型理論来处理(見第(七)节).

(2) **狭共振** 能級間隔 $\xi \gg \Gamma$ 时, 激发曲綫就表现出明显的共振峯, 靠近共振峯附近的微分截面是

$$\sigma(\theta, E) = \sigma_0(\theta) + A(\theta) \sin^2 \delta + B(\theta) \sin \delta \cos \delta,$$

式中 $\sigma_0(\theta)$ 代表寬共振的微分截面, $\delta = \cot^{-1} \frac{2(E_r' - E)}{\Gamma}$. 上式可以写成

$$\sigma(\theta, E) - \sigma_0(\theta) = \frac{1}{2} A(\theta) + \frac{1}{2} \sqrt{A^2 + B^2} \sin(2\delta - \phi),$$

其中

$$\sin \phi = \frac{A}{\sqrt{A^2 + B^2}}, \cos \phi = \frac{B}{\sqrt{A^2 + B^2}},$$

这个式所代表的微分截面和能量的关系見图 5.

从上面的公式, 很容易証明

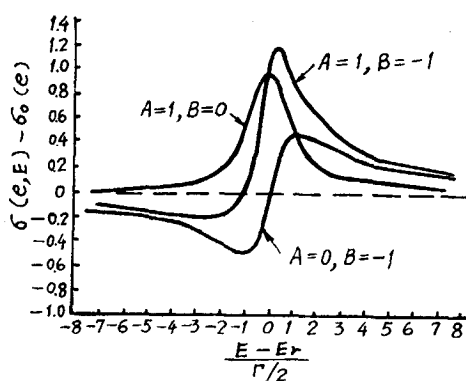


图 5 在共振能级的附近微分截面的激发曲线(共振和本底的干扰)

$$A(\theta) = \sigma_{\max}(\theta) + \sigma_{\min}(\theta) - 2\sigma_0(\theta),$$

$$B(\theta) = \pm 2\sqrt{(\sigma_{\max}(\theta) - \sigma_0(\theta))(\sigma_0(\theta) - \sigma_{\min}(\theta))}.$$

把 $\sigma_{\max}$ 和 $\sigma_{\min}$ 的实验值代入上面二个公式,就可求出 $A(\theta)$ 和 $B(\theta)$ 的值, $A(\theta)$ 和 $B(\theta)$ 的理论值可以从假设的共振能级的角动量 J 和带电粒子的 l 量子数来计算。因此,和实验比较,可以定出共振能级的角动量和宇称。

(四) 带电粒子的俘获反应

带电粒子的俘获反应,性质和中子单俘获反应相似,是测定复合核共振能级的角动量、宇称、和共振参量的好方法。但在目前的技术条件下,这类反应还只限于观测 $A \leq 40$ 的轻原子核,因为低能的带电粒子(几个兆电子伏以下)对中等和重原子核的库伦穿透率很小,高能量的粒子(8—10 兆电子伏以上)的俘获反应截面,又由于粒子反应道的增加而很快地下降。

观测俘获反应最好的方法是直接测定从复合核衰变所产生的 γ 辐射的强度、能谱、串级关系和电磁极性,但是因为这类反应截面都很小,对上述 γ 辐射性能的测定,一般不容易全部都做到。通常比较容易测定的是 γ 辐射的产量、激发曲线、角分布实验。这些实验结果的分析,在最有利的条件下,可以推导出共振参量和复合核的角动量和宇称。分析方法已经有很多文献报道过了^[25]。精密测定 γ 辐射的能谱,对研究俘获反应是极为有利的。但是因为产量微弱,一般只能用高效率的闪烁谱仪来进行测定,分辨本领不高(一般在 10% 左右),能谱形状比较复杂,不容易分辨微弱的线谱。最近有人利用串级符合计数的方法^[27],减少本底的干扰,又提高了分辨本领,特别有利于观测俘获反应的串级辐射。这类方法是值得推广和发展的。用高分辨本领的 β 谱仪来观测复合核能级密度较大的俘获反应,应该是有利的,但需要较强的 γ 辐射。分辨 γ 辐射的电磁性,最好是测定它的极化方向。这类工作也是由于 γ 辐射不够强,不容易进行。目前已比较可靠地测定复合核 ($A \leq 20$) γ 宽度的能级大约有 100 多个,总结从这些 γ 跃迁的性质都是属于 $E1$ 或 $M1$ ^[28],这是理论上非常有趣的问题。

把这类有用的原子核反应,应用到更多的原子核上和更高的能量范围内,是一项很有意义的工作,上面提出的那些困难,可以从两个方面去克服:第一方面,是改进加速器技

术,建立离子流强(10毫安以上)和能量分散度小的高压倍加器或其他类似性能的加速器,这样可以抵消截面小的缺点;第二方面是改进 γ 谱仪技术,既要提高探测效率又要提高对能量和本底的分辨本领,例如制备巨形碘化钠晶体(5"左右),建立全吸收闪烁谱仪,或是设计透射率极高的 β 谱仪,都是有希望的工作方向。

(五) 光致蜕变

观测原子核吸收了电磁波所形成的激发状态,应该是研究原子核的一个有效方法,但对分立的原子核能级($\Gamma \ll D$),特别是束缚态,由于能级宽度很小,共振吸收^[29]和散射现象是很难观测的。因此,除了极轻的原子核或极低的能量外($A \leq 20, E_\gamma < 1$ 兆电子伏),直到最近,技术上才有了较大的发展(见第(I)部分,第(四)节(2)).对中等和重原子核,最常观察到的光致蜕变是 (γn) 反应,这个反应的激发曲线呈现出众所周知的所谓巨形共振。共振峰的位置,随着原子核质量数 A 的增加而缓慢地下降,大致和 $A^{-\frac{1}{2}}$ 成比例,例如 $C^{12}(\gamma n)$ 反应的巨形共振峰在 22.4 兆电子伏, $Cu^{63}(\gamma n)$ 在 17.5 兆电子伏, $Ta^{181}(\gamma n)$ 在 12.5 兆电子伏左右。共振峰的宽度变化较少,约为 4—6 兆电子伏;积分截面约 0.015 A 兆电子伏-巴恩。高尔哈勃和泰勒首先用极化的集体运动模型的二极矩吸收来解释这些事实^[30],理论推出共振峰的位置 E_m 和积分截面和实验大致符合。但不久有人指出,不用任何原子核运动模型的概念,应用方阵元的总和法则,计算出来的电二极矩吸收截面的积分值和实验结果也是一致的^[31]。此外,集体运动模型的理论,没有能给出共振峰的宽度,更严重的是这个模型不能解释从重核放射出来的光致质子,即 (γp) 反应,为什么“反常地”多,比这个模型所能解释的多 10^4 倍。因此,有人试图以原子核壳结构的理论为基础来解释巨形共振,威金生认为如果我们考虑了所有在满壳内的核子的二极矩跃迁和其他一些次要的因素,就有可能解释共振峰全部特性。此外,壳结构也能解释“反常的”光致质子的数目^[32]。

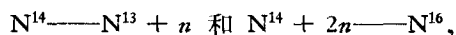
另一方面,观测了光致蜕变所产生的中子能谱的形式可以肯定在 γ 辐射的能量小于 50 兆电子伏的情况下,这些中子都是从复合核发射出来的,虽然当 $E_\gamma > 20$ 兆电子伏时,能谱的高能的一边,就出现了较长的尾巴,不符合麦克斯威尔分布定律。既然,吸收电磁辐射是通过复合核形成,那末 (γn) 反应就似乎直接和强度函数有关。巨形共振实际上就是反映强度函数的分布情况。不同原子核模型理论上导致不同的强度函数分布。威金生的理论,和光学模型强度函数分布的理论应该是一致的,可惜集体运动模型的强度函数分布,无法计算,不能进行比较。

从上面的讨论,我们又一次看到测定强度函数的分布对核结构理论的重要性。最近有人发现,在二极矩巨形共振峰的上部,有第二个共振峰的迹象^[33]有固定形变的原子核的巨形共振峰,宽度要比球形核大得多^[34],这些新苗头都必须进行深入和细致的观测,此外, γ 辐射的非弹性散射 $(\gamma\gamma')$ 的能谱的观测,对光致蜕变反应机制的研究,也有很高的参考价值。

(六) 重离子原子核反应

重离子引起的核反应,可以分为三大类:第一类是库伦激发反应,主要在低能时产生;

第二类是切綫碰撞反应,包括类似“削裂”和“拣拾”的核反应。例如 N^{14} 离子可以被削去一个中子,也可以“拣”到二个中子,即



这类反应机制可以用来研究原子核表面的结构。第三类是熔合反应,就是形成复合核的核反应,本节要讨论的是第三类。这类反应是研究原子核高激发态最好的方法。如果用中子或质子来轰击,当能量超过 20—30 兆电子伏时,直接相互作用开始成为重要的反应机构,原子核局部受到“加热”而蒸发,原子核内部核子的运动,不容易达到统计平衡的状态,也就是不容易形成复合核。举个例子来说,用 C^{12} 的加速离子作为轰击粒子, C^{12} 对重核库伦墙约为 60 兆电子伏,一般讲来, C^{12} 的离子也只要加速到 60 兆电子伏,就可以有足够强的反应产量,60 兆电子伏的 C^{12} 离子内部的质子和中子平均增加的动能只有 5 兆电子伏。当 C^{12} 进入靶核后,放出的结合能很小,有时甚至是负值,而在这个重原子核中的质子和中子的结合能都在 7.5—8 兆电子伏左右。因此,平均只增加 5 兆电子伏能量的核子不容易逃出原子核来。相反地,这些动能在核内平均分布的机会却大大地增加了。如果用 60 兆电子伏的质子来轰击,情况就完全不一样了。质子进入原子核后如果碰上两三个粒子,这些粒子平均增加的动能,大约在 15—20 兆电子伏左右,它们完全有可能穿透库伦墙或离心墙逃出来。

上面这个例子充分显示用重离子轰击观测原子核高激发态的优越性,激发能可达 70—80 兆电子伏,角动量可达 $J = 50$ (这样高的角动量是重离子反应的特点)。这样高激发态复合核的衰变,又有两种不同的情况: 1. 如果是复合核不是可裂变的核,衰变的型式主要是中子蒸发,即(重离子, xn)反应。 $x = 2, \dots, 6$ 。由于角动量高,一般经过几次中子蒸发形成亚稳态,再经过几次 γ 衰变才能到基态。例如图 6 是 $Sn + C^{12} \rightarrow Ba$ 的衰变过程。

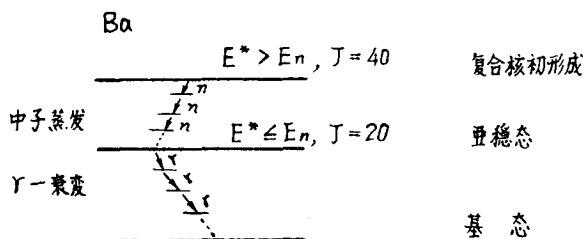


图 6

各种数目不同的中子蒸发反应的激发曲线,基本上都符合统计理论的要求。2. 如果复合核是可裂变的原子核,那末由于角动量大,降低了库伦墙,裂变的机会就增加。裂变碎片的各向异性也由于同样的原因而增加,碎片同素异新体的形成,比质子,中子等轰击要增加 10 倍以上。利用重离子轰击重元素来制备超铀元素,由于复合核裂变的竞争,截面随裂变参量 $\frac{Z^2}{A}$ 下降。

以上这些实验结果,都只能看作为初步的。重离子反应的研究才只有 6 年多的历史。离子流不强(一般只有几个微安),反应产物的观测方法,还有待改进,这是研究原子核结构大有发展前途的一个新的领域。

(七) 光学模型原子核反应

研究原子核的虚激发态,如果忽略了光学模型,将是一个不能允許的缺陷。这个模型是近年来最成功的核反应机制理論,它和核結構的理論有密切的联系。当中子或质子轰击原子核时,它們和原子核之間的相互作用,可以用一个位阱 $V_0(r, E)$ 来表示。如果 V_0 是实数,那末碰撞的結果,只会产生弹性散射,散射截面和角分布都可以用分波的相位移 $(\delta_0, \delta_1, \delta_2, \dots)$ 来求得(見第(二)节,寬共振)。这样的分析方法,适用于离共振峯較远的低能中子(即势散射)和几兆电子伏的带电粒子,因为这些粒子引起核反应(包括非弹性散射)的截面 σ_r 都很小。但当中子的能量在几兆电子伏以上或是质子的能量在庫伦墙以上,这时 σ_r 增加得很快,用实数的位阱来表示投射粒子和原子核的相互作用,就和实际情况不符,散射粒子角分布实验的結果显示出明显的繞射图案^[23],說明大量投射粒子被原子核吸收的現象。費煦巴哈(Feshbach)等首先提出^[36],只要把作用位阱加上一个虚数項,即 $V_0 + iV_1$,就可以定性地得出这些繞射的图案。虚数項的引进,代表射入波有被吸收的机率,所謂吸收,这里只是指粒子被移出了投射道;这些被移出投射道去的粒子和靶核相互作用,可以产生各种不同反应机制的原子核反应,包括复合核的形成。費煦巴哈等把这些反应的总截面叫做 σ_c 而把复数位阱的弹性散射叫做 σ_{sc} 。这两个截面,从理論上都可以求出来的;但是当复合核衰变的时候,或多或少有粒子被射回投射道来,就是所謂复合核弹性散射,如果这个截面叫 σ_{cc} ,那末实验能测定的是 $(\sigma_{sc} + \sigma_{cc})$ 和 $(\sigma_c - \sigma_{cc})$ 。前者是弹性散射截面 σ_c ,后者称为无弹性反应截面 σ_r 。复合核弹性散射截面,目前还无法計算,这就使我們验证理論发生了困难;幸亏对中等和重核来讲,在上述的能量范围内, σ_{cc} 是很小的。光学模型原子核反应实验,一般进行三类不同的測定: 1. 弹性散射的微分截面,积分截面和极化度的測定; 2. 无弹性反应截面(采用圓球透射法); 3. 中子总截面($\sigma_t = \sigma_{sc} + \sigma_c$)的測定。

費煦巴哈等的方形位阱理論出現以后,不久就发现,无弹性反应截面, σ_r 的实验值比理論值 σ_c 还大得多,这是不合理的;但如果采用伍茲-薩克生(Woods-Saxon)解释电子散射的位阱 $(V_0 + iV_1)\left\{1 + e^{\frac{r-R_0}{a}}\right\}^{-1}$, 困难就解决了。后来又发现,用这个位阱計算出来的弹性散射角分布后面有一个很深的谷,和实验結果不符^[37,38]。最近文白和勃亚克龙(Fernbach and Bjorkland)指出^[39],只要在位阱后面加上一自旋和軌道偶合項,就可把深谷去掉,理論和实验在整个角度范围内,都符合得很好,他們用的位阱是

$$V(r, E) = V_{cr}(E)\rho(r) + iV_{ci}(E)q(r) + [V_{sr}(E) + iV_{si}(E)]\left(\frac{\hbar}{\mu c}\right)^2 \frac{1}{r} \frac{d\rho}{dr} (\sigma \cdot L),$$

式中

$$\rho(r) = \left\{1 + e^{\frac{r-r_0}{a}}\right\}^{-1},$$

$$q(r) = e^{-\left(\frac{r-r_0}{b}\right)^2},$$

V_{cr} = 中心实位阱, V_{ci} = 中心虚位阱,

V_{sr} = 自旋-軌道实位阱, V_{si} = 自旋-軌道虚位阱。

这个位阱,用了 7 个参量,几乎对所有的原子核都适用(极轻原子核的除外)。参量随能量的变化均匀而缓慢,具体的数值如下:

(1) 对 4—14 兆电子伏的中子, $r_0 = 1.25A^{\frac{1}{3}} \times 10^{-13}$ 厘米, $a = 0.65 \times 10^{-13}$ 厘米, $b = 0.98 \times 10^{-13}$ 厘米,其他参量随能量而变。

例如当 $E_n = 7$ 兆电子伏时, $V_{cr} = 45.5$ 兆电子伏, $V_{ci} = 9.5$ 兆电子伏, $V_{sr} = 8.6$ 兆电子伏。

当 $E_n = 14$ 兆电子伏时, $V_{cr} = 44$ 兆电子伏, $V_{ci} = 11$ 兆电子伏, $V_{sr} = 8.3$ 兆电子伏,用上面这一套参量,计算的中子总截面和无弹性反应截面和实验值比较,可准确到 5%;当中子能量从 21 增加到 29 兆电子伏时, V_{cr} 也只从 40 降低到 35 兆电子伏,其他的参量照旧,就可以使计算的截面和实验符合到 10%。

(2) 质子位阱的参量和同样能量中子的参量相同,除了吸收宽度 b 略为大一些,和位阱的深度 V_{cr} 必须加上库伦排斥力的修正,对铅深度要加 15 兆电子伏,对铜增加 8 兆电子伏,其他参量不变。

图 7 表示 V_{cr} , V_{ci} , V_{sr} , V_{si} 随着能量变化的关系,从这个图看来,在几兆电子伏——几百兆电子伏的能量范围内,用光学模型来解释或预测中子和质子的弹性散射和无弹性

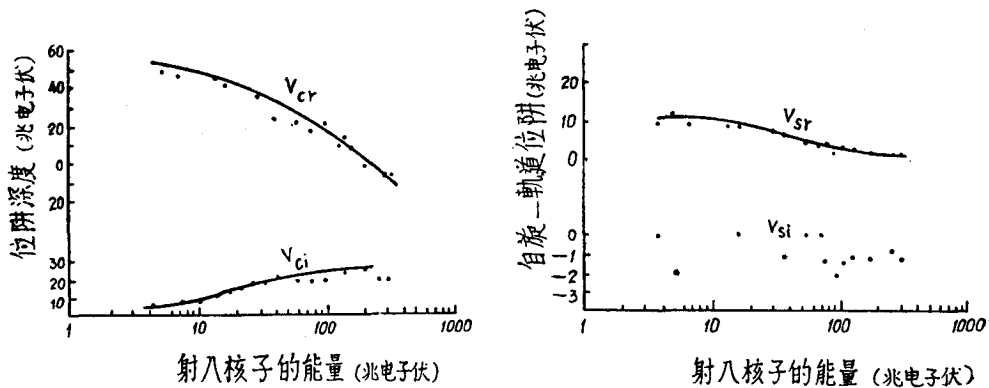


图 7 位阱深度与射入能量的关系

反应实验的结果,目的已经达到。作为一个唯象的核反应机制,光学模型理论已经达到了很高的精确度(包括弹性散射产生的极化度的测量),今后的工作主要有两个方面:一方面是应该设法从理论上和实验上把光学模型的参量和核结构的参量以及其他反应机制的参量联系起来,例如吸收位阱的深度 V_{ci} 和 V_{si} 有可能和强度函数联系起来。这个工作,是唯象理论的发展。第二方面,是试图从核物质和核力的性质,来阐明这些参量的意义并推导出它们的数值,这是属于纯粹理论范围内的工作。

(八) 结 尾

近 10 年来,由于许多唯象的原子核结构理论和反应机制理论的成功,我们对原子核的结构,逐渐有了一个比较清楚的概念,但要建立一个完整的和自成一体核结构的理论,还需要有更充实的实验基础,在低激发态的实验工作方面,除了要扩大能级的观察范围(主要是对中等和重核 2—8 兆电子伏范围内的能级)以外,测定 γ 辐射的跃迁几率和性

能以及能級的輻射寬度的數值，恐怕是一項最重要的工作。原子核虛激發態的形成，目前還只有依靠複合核。激發能大約在 20 兆電子伏以下的複合核，可以用中子，質子或 α 粒子作為襲擊粒子；10—50 兆電子伏的，可以用電磁輻射；50 兆電子伏以上的最好用重粒子襲擊。在共振區，分立能級的特性的測定範圍，應該大大地擴大，同時應該設法直接測定一些重要的統計參量，例如強度函數的分布，它直接聯繫着光學模型、殼模型、光致蛻變、俘獲反應等核結構和反應機制的理論，應該特別重視。上面這些工作都要依靠原子核反應實驗來完成的。

參 考 文 獻

- [1] Bohr, *Dan. Mat. Fys. Medd.*, **26**, No. 14 (1952).
- [2] Bohr & Mottelson, *Dan. Mat. Fys. Medd.*, **27**, No. 16 (1953).
Nilsson, *Dan. Mat. Fys. Medd.*, **23**, No. 16 (1955).
- [3] Glauben, *Phys. Rev.*, **90** (1953) 1000.
- [4] Alder et. al., *Rev. Modern. Phys.*, **28** (1956), 432.
- [5] Morinaga, *Phys. Rev.*, **103** (1956), 503.
- [6] Comptes Rendus du Cougres International de Physique Nucliaire (1958).
- [7] 同上.
- [8] Davydov und Filipov, *Nuclear Phys.*, **8** (1958), 237.
- [9] Van Patter, *Nuclear Phys.*, **14** (1959), 42.
- [10] Szymanski, Proc. of the 2nd United Nations International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Vol. 14, P. 33 (1958).
- [11] Mayer & Jensen, *Elementary Theory of Shell Structure*.
- [12] 例如 Brunde et al., Comptes Rendus du Congres International de Physique Nucleaire, P. 724 (1958).
- [13] Goldstein & Talmi, *Phys. Rev.*, **105** (1957), 995.
- [14] Lane et. al. *Phys. Rev.*, **98** (1955), 693.
- [15] Schiffer. et. al., Comptes Rendus du Congres International de Physique Nucleaire, P. 536 (1958).
- [16] Bell, Beta- & Gamma-Ray Spectroscopy (Siegbahn), P. 494 (1955).
- [17] Smith, Proceedings of the Rehovoth Conference on Nuclear Structure.
- [18] Endt, *Physica*, **22** (1956), 1062.
- [19] Litherland, *Phys. Rev.*, **102** (1956), 208.
- [20] Eby, *Phys. Rev.*, **96** (1954), 1355; Wall, *Phys. Rev.*, **96** (1954), 670.
- [21] Porter & Thomas, *Phys. Rev.*, **104** (1956), 483.
- [22] Hughes., *Physica* **22** (1956), 994.
- [23] Bersehall, *Phys. Rev.*, **86** (1952), 431.
- [24] Gurevich & Pevzner, *Physica* **22** (1956), 1132.
- [25] Mott & Massey, *Theory of Atomic Collisions*.
- [26] 例如: Devaus & Hine, *Proc. Roy. Soc.*, **A199** (1949), 73.
- [27] Hoogenboom, *Nuclear Instr.*, **3** (1958), 57.
- [28] Wilkinson, *Phil. Mag.*, **1** (1956), 127.
- [29] Gowards & Wilkins, *Proc., Phys. Soc.*, **A65** (1952), 671. Titterton & Brinkley, *Proc. Phys. Soc.*, **A65** (1952), 1052. Loc. cit. **A66** (1953) 194.
- [30] Goldhaber. & Teller, *Phys. Rev.* **74** (1948), 1046.
- [31] Livinger & Beite, *Phys. Rev.*, **78** (1950), 115.
- [32] Wilkinson, *Physica*, **22** (1956), 1039.
- [33] Ferrero et al., *Nuovo Cimento*, **6** (1957), 385.
- [34] Okamoto, *Phys. Rev.*, **110** (1958), 143.
- [35] Florov et. al., *Doklady Akad. Nauk. SSSR.*, **120** (1958), 73.
- [36] Feshbach, Poter & Weisskopf, *Phys. Rev.*, **96** (1954), 448.
- [37] Bjorklund, Fernbach & Sherman, *Phys. Rev.*, **101** (1956), 1832.
- [38] Nakado et. al., *Phys. Rev.*, **110** (1958), 1439.
- [39] Bjorklund & Fernbach, *Phys. Rev.*, **109** (1958), 1295.

NUCLEAR REACTIONS AND NUCLEAR STRUCTURE

C. T. YOUNG

ABSTRACT

This article reviews the methods of studying the nuclear structure by means of the nuclear reaction as a tool for investigation. It is divided into two parts. The first part is mainly concerned with the properties of the individual low-lying levels of nuclei, a brief outline being given to describe the present situation of cumulation of experimental results and the current theories developed to account for them. The second part reviews the experimental methods tried for studying the virtual states of nuclei. In both parts, typical types of nuclear reactions used in these investigations are described.