

四、光纤陀螺仪发展动向

不断提高光纤陀螺仪精度, 尽快实现工程化和实用化, 以满足火箭、飞机、舰船惯导系统和汽车、机器人控制系统以及石油钻井测量系统的要求, 这是发展动向。美国国防部近年来确定了发展光纤陀螺技术的计划, 计划中规定1996年光纤陀螺仪精度达到 $0.01^\circ/\text{h}$; 2001年达到 $0.001^\circ/\text{h}$; 2006年达到 $0.0001^\circ/\text{h}$ 。如果这个计划能实现, 那么光纤陀螺仪将几乎占领火箭、飞机、舰船的惯导系统领域。光纤陀螺仪的瞬时启动、大测量范围、耐冲击、振动和大加速度特性, 又将广泛应用于能源的开发(石油钻井测量)、交通运输(汽车)和高技术(机器人控制)。因此, 具有巨大的发展潜力和广阔的市场。

1. 光纤陀螺仪多轴化

在实际应用的惯导系统中, 通常装有三个互相垂直的光纤陀螺仪。例如, 德国 LITEF 公司研制的 LFS-90 惯导系统装有三个 K-2030 型光纤陀螺仪。这三个光纤陀螺仪组合在光学结构上, 共用一个光源和一个耦合器, 并且各含有一个光纤传感环圈和探测器。

LFS-90 系统的光纤陀螺仪组合由五个模块组成, 即三个传感模块, 一个光学模块和一个电路模块。

传感模块由光纤环圈和多功能集成光学芯片构成。多功能集成光学芯片上制有偏振器、分

束器和相位调制器, 它的一端经过光纤连接光学模块。三个传感模块封装在同一磁屏蔽套内, 并采用同一结构安装。

光学模块由光源和带有前置放大器组件的光电探测器所组成。

电路模块包含有三个光纤陀螺仪所需要全部伺服电路。其功能包括: 调制信号发生器、Sagnac 相移的补偿、数字滤波以及接口等。

2. 低成本光纤陀螺仪

低成本的光纤陀螺仪, 广泛用于汽车速率的测量以及石油钻井的测量系统。

日本松下公司研制的光纤陀螺仪, 采用成本低的单模光纤和消偏技术, 成本较低。

德国宇航公司采用 3×3 耦合器, 光源为 ELED, 工作波长为 $1.3\mu\text{m}$, 出纤功率为 20MW; 采用 InGaAs 的 PIN 探测器, 制成了低成本光纤陀螺仪。

3. 检测电路数字化

美国霍尼韦尔公司研制的高性能光纤陀螺仪采用了全数字闭环电路, 光纤陀螺仪的偏值稳定性达到 $0.003^\circ/\text{h}$ 。

德国利特夫公司研制的 LFS-90 型光纤陀螺惯导系统, 采用了模拟电路和数字电路。其数字信号处理器包括时钟电路、可编程存储器、程序和数据存储器、专用集成电路和接口。

[1] O. M. Laznicka and P.G. Suchoski, *SPIE*, 1585 (1991), 182.

[2] George A. Pavlath, *SPIE*, 1585 (1991), 2.

α 粒子背散射从低能到高能的新发展

汤家镛 杨福家

(复旦大学李政道物理综合实验室, 复旦大学物理二系, 上海 200433)

人们对原子结构的认识离不开 α 粒子的背散射实验。几十年以后, α 粒子背散射分析成为离子束分析的一种重要手段。从 80 年代后期开始, 为了提高轻元素(特别是重基体中的轻元素)的探测灵敏度, α 粒子背散射分析又经历了从低能(1—2MeV)到高能(直至 9MeV)的发展。从实验上说, 高能 α 粒子背散射分析已经有了不少成功的应用, 但由于大量共振峰的出现, 激发曲线的理论计算十分复

杂。目前还只有一些唯象的经典公式,用以估算 α 粒子能量等于多大时,散射截面开始偏离库仑散射(卢瑟福散射)。

一、 α 粒子的背散射实验是人们对原子结构认识的基础

当1909年卢瑟福(Rutherford)发现从放射源放出的 α 粒子射到金薄箔时,居然会有一些 α 粒子从箔上大角度地弹射回来,象是“一发炮弹从一张薄纸上反弹回来”一样使他感到不可思议!原来这是因为在原子的中心有一个非常小的原子核,正电荷都集中在原子核上,使它成为库仑散射中心的缘故。卢瑟福由此提出“原子的有核模型”(1911年),“卢瑟福(背)散射”的概念也因此而得名了。

量子力学问世以后,人们对原子结构的认识不断深化,但这个认识的基础离不开 α 粒子的背散射。许多物理教科书上详细讨论卢瑟福(背)散射(包括数学公式),除了上述重要性以外,更因为后来它有许多重要应用。

二、 α 粒子背散射分析成为一种分析手段

1. α 粒子背散射分析的简单原理

α 粒子背散射分析就是它的重要应用之一。它是众多离子束分析手段中的一种。开始是由于原子核物理的研究进展很快,许多实验室的(小)加速器能量不够高,可做的基础研究已经不多,逐步转向应用性课题。在材料科学的应用中,最早是把从加速器得到的 ^4He 束(α 粒子束)射到半导体样品上,测量背散射粒子的能量。反弹回来的 α 粒子的能量 E_1 同被碰核的质量 M_2 有如下关系: M_2 越重, E_1 越大。当然 E_1 还同原来入射的能量 E_0 和背散射的角度 θ 有关系。换言之, E_1 是 E_0 , M_2 和 θ 的函数。因此,入射能量已知时,在确定的角度上量出背散射粒子的能量,就可以知道被碰的是什

么原子核(元素)了。如果被碰的样品中有好几种元素,背散射回来的 α 粒子也会有好几种能量。这就是 α 粒子背散射分析的简单原理^[1]。

2. 几个有用的公式

从运动学的观点来看,根据两体碰撞的能量守恒和动量守恒定律,可以得到背散射粒子的能量 E_1 为

$$E_1 = \left[\frac{(M_1/M_2) \cos \theta \pm [1 - (M_1/M_2)^2 \sin^2 \theta]^{1/2}}{1 + (M_1/M_2)} \right]^2 \times E_0 \quad (1)$$

这个结果甚至不牵涉到相互作用的性质,无论是库仑相互作用,还是核相互作用,这个结果都是对的。用一个带电粒子探测器(例如金硅面垒探测器)和一些电子学仪器,可以把背散射 α 粒子的能谱记录下来(图1a)。散射峰的位置指示被碰的是什么元素的核,散射峰的高度(或峰下的面积)则联系于有多少核被碰(即该种元素的浓度)以及碰撞的几率有多大。定量地说,背散射的粒子数 A 由下式决定:

$$A = N \cdot Q \cdot \Omega \cdot \sigma(\theta), \quad (2)$$

其中 N 是靶原子密度, Q 是入射 α 粒子数, Ω 是探测器所张的立体角, $\sigma(\theta)$ 称为微分散射截面,它是用来表示 α 粒子向 θ 方向散射的几率大小的, θ 是实验室坐标系的散射角。对于库仑散射,由于库仑相互作用的性质已经研究得很透彻,碰撞的几率很容易计算,它是用卢瑟福散射截面来量度的,即

$$\sigma(\theta) = \left(\frac{Z_1 Z_2 e^2}{2E_0 \sin^2 \theta} \right)^2 \cdot \frac{\left\{ \left[1 - \left(\frac{M_1}{M_2} \sin \theta \right)^2 \right]^{1/2} + \cos \theta \right\}^2}{\left[1 - \left(\frac{M_1}{M_2} \sin \theta \right)^2 \right]^{1/2}}, \quad (3)$$

其中 Z_1 , Z_2 分别是入射离子(α 粒子)和靶核的原子序数。实际上由于靶有一定的厚度, α 粒子在穿过靶物质时除了与靶核发生弹性碰撞

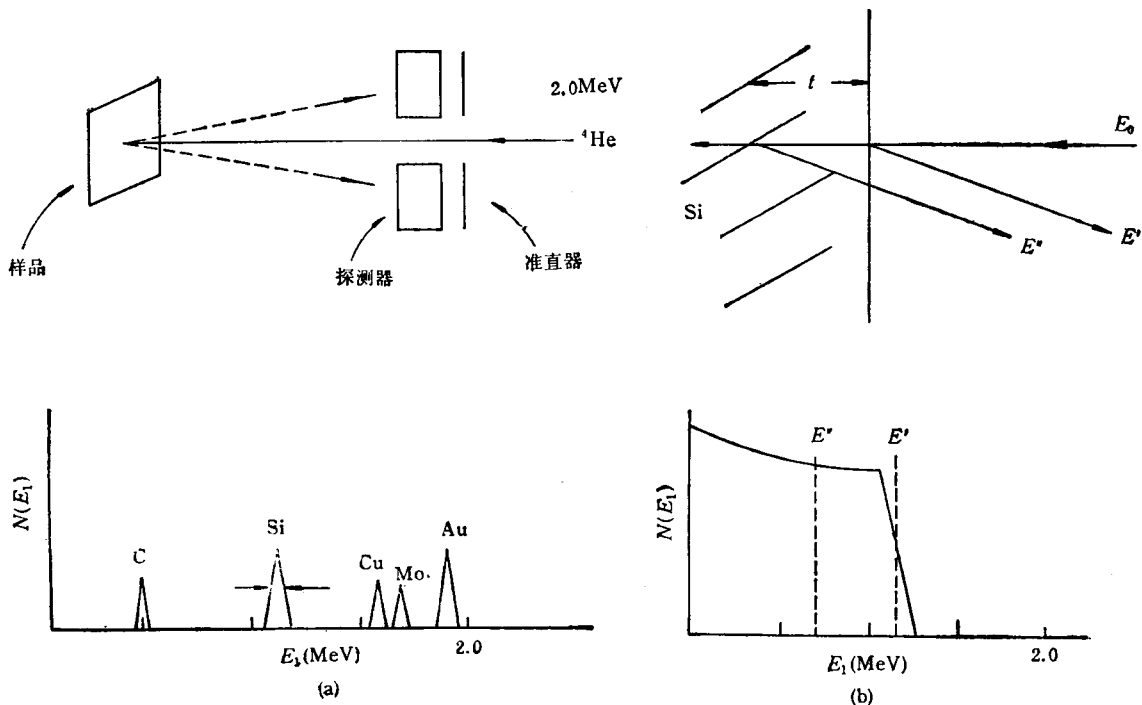


图 1 背散射粒子的能谱

(a) 各元素的峰位是对入射能量为 2MeV 的 α 粒子从 (1) 式估算的, 散射角设为 180° . 散射峰的宽度由探测器的有限能量分辨率引起, 峰下的面积则联系于该种元素的浓度以及碰撞的几率(截面);

(b) 对于厚靶, 背散射峰由于入射粒子在靶内有电离能量损失而相应地展宽, 质量相近元素的背散射谱甚至可能相互重叠

外, 还有与核外电子发生多次非弹性碰撞而引起能量损失, 即所谓电离能量损失. 正是由于这种电离能量损失, 使得薄膜样品中每一种元素的背散射峰相应地展宽(图 1b), 质量相近元素的背散射谱可能相互重叠. 对于更厚的样品, 背散射谱将扩展为阶梯形状.

3. 如何提高重基体中轻杂质元素的探测灵敏度

背散射谱虽然能同时提供元素分布的深度信息, 却也使得含量较少的轻杂质元素的信号被含量多得多的较重基体的阶梯信号所掩盖. 这一特点大大地限制了背散射分析的应用范围, 因为象碳、氮、氧这样的轻元素, 在较重基体中的含量往往会显著地影响薄膜或基体样品的性能. 它们的定量分析非常重要.

如何提高重基体中轻杂质元素的探测灵敏度呢? 从(2)式看, 可以用增大散射截面 $\sigma(\theta)$ 的办法来做到. 对于库仑相互作用, 再看(3)式, 发现库仑散射截面, 即卢瑟福散射截面正比于入射离子和靶核的原子序数 Z_1 和 Z_2 , 而反比于入射离子的能量 E_0 . 增大 Z_1 , 降低

E_0 , 对于提高探测灵敏度可能会有好处.

传统的背散射分析大多使用能量为 1—2 MeV 的 α 粒子. 要增大 Z_1 , 可以换用重离子; 要降低 E_0 , 就要向几百 keV 能区发展. 用低能重离子散射来提高分析灵敏度的办法似乎可行, 其实与事无补. 后来找到的办法正好是反其道而行之, 即用的是高能轻离子, 譬如使用能量直至 9MeV 的 α 粒子(也有使用高能质子的, 但相对少些), 目的是有意让人射离子与靶核之间的核相互作用参予进来, 从而大大地增大了散射截面.

三、 α 粒子背散射从低能到高能的发展

1. 高能 α 粒子背散射分析的应用举例

80 年代中期超导热, 很多实验室想准确测定室温超导材料钇、钡、铜、氧各元素的配比. 正向高能发展的 α 粒子背散射也适逢其时, 把相对较轻的氧含量同时测出来, 从而把这四种元素的配比定得很准^[2,3]. 传统的 α 粒子背散射

对此无能为力,因为氧最轻,它的背散射信号被另外三种较重的金属元素的信号掩盖了.图2(a)和(b)分别是用2MeV和8.8MeV α 粒子测得的背散射谱,这两个谱的差别是显而易见的.正是因为8.8MeV α 粒子与 ^{16}O 的散射截面比从(3)式计算的数值增大了约25倍,人们才有可能把这块样品的配比核定为 $\text{Y}_{1.1}\text{Ba}_{2.0}\text{Cu}_{3.0}\text{O}_{6.7}$.

散射截面是增大了,但截面值等于多大?不像库仑散射,其截面值可以根据(3)式计算,而

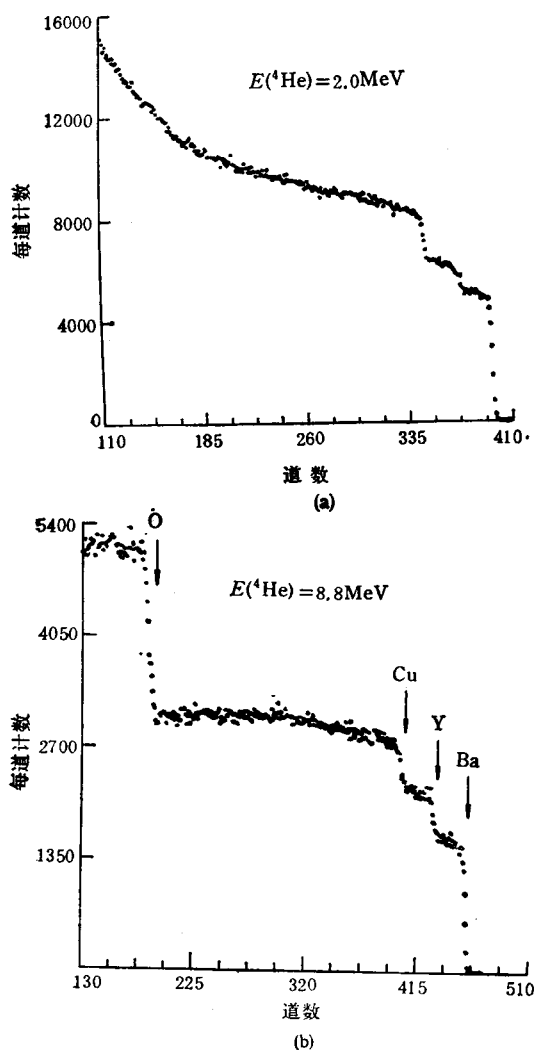


图2 超导样品 YBaCuO 的背散射能谱
(a) 入射 α 粒子的能量为2.0MeV时,氧元素的背散射信号几乎被钇、钡、铜等金属元素的信号所淹没;
(b) 把 α 粒子的能量提高到8.8MeV后,由于散射截面增强,氧的信号清晰可见

现在有核相互作用参予,它的截面值只能靠实验测量^[4].开始阶段用4.25MeV α 粒子测氧或碳,接着用6.25MeV和8.8MeV的 α 粒子测氧,等等,事先需要把这些能量附近的截面值一段段测准,然后才能进行定量计算.这方面的成功例子见文献[5].

2. 2—9MeV 能区 α 粒子激发曲线的一般特征

复旦大学加速器实验室从1988年开始对此作系统研究.我们曾经对2—9MeV的 α 粒子在 170° 背散射方向附近,对10几种元素的弹性散射截面作了精确测量^[6].这些元素是 ^{12}C , ^{14}N , ^{16}O , ^{19}F , ^{23}Na , ^{27}Al , ^{28}Si , $^{35.6}\text{Cl}$, ^{56}Fe , ^{59}Co , $^{58.7}\text{Ni}$, $^{63.6}\text{Cu}$ 等.不言而喻,这些激发曲线对于探索 α 粒子有哪些能区可用作高灵敏度分析是有帮助的,对于进一步的理论研究也会有意义.

综观这些激发曲线,发现它们在低能端确实是卢瑟福散射,然后从某个能量 E_r 开始偏离卢瑟福散射截面值而逐渐进入共振区域.这些共振峰相应于入射 α 粒子与靶核所形成的复合核的一些共振能级.即使是在共振区内,除了分立的共振峰外,也有可能存在几个相对平坦但比卢瑟福截面要大许多倍的截面区域.从应用的角度来说,尖锐的共振峰和相对平坦的大截面区(也有称它为“宽”共振的)都是可资利用的能区.此外,也有几种元素(例如铝、铁、钴、镍),截面一进入共振区后就上下跳动,共振峰间不存在相对平坦的区域.

3. 从激发曲线拟合复合核的能级参数

实验中发现散射截面的测量值(特别是那些窄共振的峰值)同实验时所用的靶厚、束流的能量展宽以及散射角的角度等参数有关.这就使得人们难以对各家实验室发表的结果直接加以比较,除非它们的实验条件完全相同.我们用一个在 R 矩阵理论上编写的程序(名为Multi 6)^[1],来整体拟合一个较宽能区上测量得到的激发曲线(即散射截面随入射粒子能量的变化),由此把这个由入射离子和靶核组成的复合核的能级参数确定下来.虽然由散射截面

1) 方渡飞,复旦大学博士学位论文,(1988).

分析核能级参数的类似工作在 50 和 60 年代已经有人做过(当时是为了核谱学的需要),但当时探测器的分辨率太差,甚至高达 150keV,理论分析的程序也相对简单,许多能级数据亟需更新。

有了这套核能级参数以后,可以根据具体的实验条件,输入靶厚,束流的能量展宽,以及散射角等参数,反过来用 Multi 6 来推算散射截面随这些实验参数的变化。图 3 是 2—9 MeV α 粒子与 ^{16}O 的散射截面数据以及用 R 矩阵计算的拟合曲线。拟合得到的复合核 ^{20}Ne 的一套能级参数列在文献 [7] 中。这套参数对 1987 年编辑的数据作了更新。从图 3 清楚地看到, 3.043MeV 的尖锐共振, 4.25, 6.25, 8.8MeV 能区的截面增大区都是可以利用的能区。这方

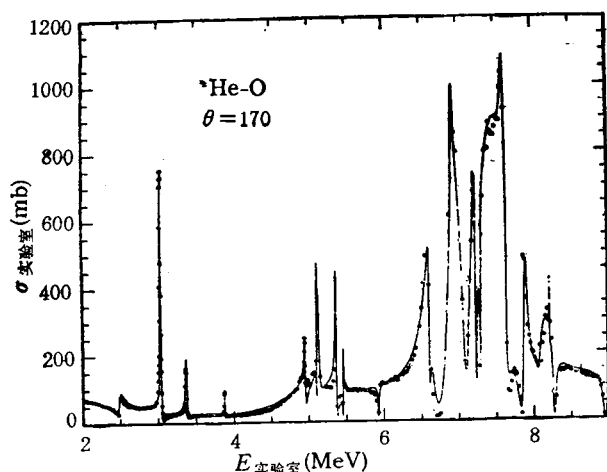


图 3 实验测量得到的 2.0—9.0MeV α 粒子从 ^{16}O 上背散射(散射角为 170°)的截面数据(圆点), 以及用 R 矩阵计算的拟合曲线(实线)

面的应用前面已经提到过了。

4. 还有许多理论计算问题需要解决

因为有那些共振峰存在, 激发曲线的理论计算实在太困难了。作为第一步, Bozoian 等人用经典方法得到了一个计算公式, 用以计算散射截面开始偏离卢瑟福散射的能量值 E_{nr} ^[8]:

$$E_{nr}(F) = \frac{\alpha_c \left[1 + \frac{1}{\sin(\chi/2)} \right]}{-2R \ln \left[\frac{\alpha_c}{\alpha_n} \left(\frac{1 - \sqrt{1-F}}{F} \right) \right]}, \quad (4)$$

其中 F 是散射截面偏离卢瑟福截面的百分比, χ 是质心系散射角, $R = r_0 A^{1/3}$ 是靶核半径, 两个参数分别为 $\alpha_c = Z_1 Z_2 e^2$ 和 $\alpha_n = U r_0$ 。它的巧妙之处在于通过定义一个常数 K , 而把干扰的核势写入一个所谓的约化库仑势中, 从而有可能得到 E_{nr} 的解析表达式。他们宣称, 只要用两个拟合常数 U 和 r_0 , 就可以对 α 粒子和质子的偏离卢瑟福截面为 $F = 4\%$ 的散射截面数据得到满意的符合。其实, 除了它的成功之处以外, 这个公式的缺陷也是显而易见的。例如, 用它计算的 E_{nr} 值无法分辨 $F = 2\%$, 4% , 6% 的实验数据, 由(4)式计算的这三个值 $E_{nr}(F)$ 全部挤在一块; 而实验测量的能量值 E_{nr} 随散射角 χ 的变化更是完全不能用(4)式来描写(详见文献[9])。我们通过对文献[8]的仔

细的分析和自己的实验测量, 发现并指出了它的上述不足之处。更进一步地说, 这些不足之处其实还来源于这个工作的经典理论框架。不论换用哪种形式的相互作用势, 经典的描写从本质上来说是唯象的, 实在是过于简化了。最近发表了一些光学模型的计算, 用以改善实验和理论之间的符合情况。但是根据笔者的看法, 这类计算从本质上来讲仍然具有唯象的性质。理论的根本出路还是在于量子力学。

- [1] W. K. Chu, J. W. Mayer and M. A. Nicolet, *Backscattering Spectrometry*, Academic Press, NY, (1978).
- [2] J. A. Martin et al., *Appl. Phys. Lett.*, **52**(1988), 2177.
- [3] S. M. Wu et al., *Nucl. Instrum. Methods*, **B45** (1990), 227.
- [4] J. A. Leavitt and L. C. McIntyre, Jr., *Nucl. Instrum. Methods*, **B56/57** (1991), 734.
- [5] Z. Y. Zhou et al., in *High Energy and Heavy Ion Beams in Materials Analysis*, eds. J. R. Tesmer et al., Materials Research Society, Pittsburgh, (1990), 153.
- [6] H. S. Cheng, X. Y. Li, and F. J. Yang, *Nucl. Instrum. Methods*, **B56/57** (1991), 749.
- [7] H. Shen et al., *Nucl. Instrum. Methods*, **B**(accepted) (Proc. of ICACS-15, Canada, July 1993).

(下转封三)