

文章编号: 1007-4627(2005)03-0233-05

逆运动学弹性共振散射方法在非束缚核结构研究中的应用*

王宏伟

(中国科学院近代物理研究所, 甘肃 兰州 730000)

摘要: 简要介绍了近几年发展起来的厚靶逆运动学弹性共振散射方法在非稳定核结构测量中的应用。它是研究非束缚态核结构的实验方法之一。通过测量反冲轻核的激发函数, 提取共振态的能量、自旋宇称和衰变宽度等。主要用于研究非稳定核素的结构、核天体物理中相关核的阈能共振态的能级参数测量等。

关键词: 厚靶逆运动学; 放射性核束; 非束缚核; 核结构

中图分类号: O571.2 **文献标识码:** A

1 引言

20 世纪 80 年代中期以后, 放射性核束物理在世界各大实验室相继开展起来。近几年, 随着新型放射性核束装置的相继建成和投入使用, 远离稳定线核素的谱学测量、晕核结构研究、核天体物理关键核反应率的测量成为当前核物理研究的一些热点。其中核结构的一个重要发展方向是强调与天体物理相关的核结构研究, 主要是不稳定核的结构、性质、衰变和核反应动力学研究, 即沿着同位旋自由度方向进行深入的探索。极端条件下的高同位旋和低结合能的轻核结构研究是检验核结构模型的基准, 一些实验现象如晕核态、壳模型新幻数出现、软激发模式和基态自旋宇称的翻转等已经在中子滴线附近被观察到, 那么同样的现象是否也可以在质子滴线附近观察到呢? 这激励人们以极大兴趣去探索和研究。例如, 晕核结构的研究迫切需要一些核芯的结构信息, 如 ^{11}Li 结构的研究需要 ^{10}Li 的低激发态的参数和波函数等。我们知道, He 同位素链上的偶 A 核是稳定的, 而奇 A 核则是不稳定的, $^6, ^8\text{He}$ 同时也是已知的中子晕核, 因此对它们结构的认识也需要实验上能精确地测量 $^5, ^7, ^9, ^{10}\text{He}$ 的能级结构。核天体物理的研究也需要大量非稳定

核的结构信息, 在原初核合成和恒星核合成过程中有很多的不稳定核素参与反应, 对这些不稳定核素的共振能级(自旋宇称和衰变宽度等)的研究, 在确定核反应的速率、核合成路径等方面具有重要的作用^[1, 2]。

核结构研究的经典实验方法之一, 就是轻核引起的直接反应, 如弹性散射、非弹性散射和核子转移反应等。但是, 这一方法受到靶核与弹核寿命的限制, 放射性束流产生以后, 大大拓展了弹靶组合的多样性, 同时根据放射性次级束的特点, 可以用厚靶逆运动学的方法来研究这些反应, 图 1 给出了反应的示意图^[3]。

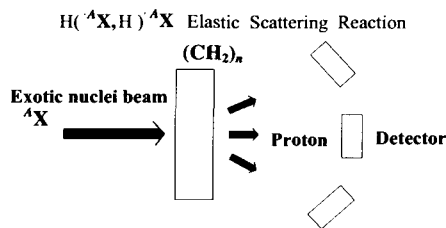


图 1 逆运动学弹性散射实验示意图

逆运动学弹性共振散射实验就是让放射性次级束流通过薄窗进入散射靶室, 其中有富含氢的靶子

收稿日期: 2005-01-04; 修改日期: 2005-02-23

* 基金项目: 国家自然科学基金资助项目(10175081, 10205020, 10475100); 国家重点基础研究发展规划(G2000077401); 中国科学院知识创新方向性项目(KTCXZ-SW-No7)

作者简介: 王宏伟(1971-), 男(蒙古族), 内蒙古赤峰人, 助研, 博士, 从事放射性束物理和核天体物理实验研究;

E-mail: wanghw@inp.cas.ac.cn

(CH₂)_n (或充满气体 CH₄ 和 C₄H₁₀ 等), 束流在气体靶中被慢化, 在路径中的某一点上, 当能量接近复合核的共振能量时, 散射的几率会显著地增加, 表现为激发函数上的共振峰。对于逆反应运动学来说, 其发射的质子集中在实验室的前角区域, 对应质心系的 180° 左右。实验中需要使用厚靶, 以便在不改变入射束流能量的条件下, 可以得到连续的激发函数; 从对其激发函数共振峰的拟合中, 可以提取共振峰的能量、衰变宽度、自旋宇称和谱因子等; 从测量的角分布中, 也可以直接指定其自旋宇称值^[4]。

2 理论分析方法

弹性散射振幅可以分解为两部分: 共振部分和非共振部分。在简化处理中, 非共振分波振幅是非自旋相关的 (在实际的处理过程中, 我们不采用简化形式, 而直接从 R 矩阵理论基本公式出发推出微分截面的表达式), 因此, 我们得到众所周知的微分截面表达式^[5]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \text{const} \times \left| \sum_{l=0}^{\infty} \left[(1 - e^{2i\delta_l})(2l+1) + e^{i\delta_l} \frac{\Gamma_{pl}}{(E - E_r) + (i\Gamma_T/2)} \right] P_l(\theta) + f_c \right|^2,$$

式中, $\delta_l = \delta_{lr} = \delta_{li}$ 为复数光学模型相移, Γ_{pl} 为弹散宽度, Γ_T 为总宽度, E_r 为共振能量, f_c 为库仑散射振幅。对于同位旋相似态, 我们可以写成: $\Gamma_T = \sum_i \Gamma_i + \Gamma'$, 其中 Γ_i 是同位旋允许跃迁, Γ' 是同位旋禁戒跃迁。在轻核中 Γ' 应该很小, 因此质子发射的分宽度是主要部分。公式给出了弹性散射的两个主要特征: (1) 共振振幅和非共振振幅相互干涉, 在定量的分析中非共振振幅由光学模型直接给出; (2) 对于给定的 l 值, 当 $P_l(\theta) = 0$ 时, 共振振幅为零。因此当我们测量到多个角度的弹性散射激发函数, 且没有多能级的共振重叠时, 量子数 l 的贡献是明确的。

R 矩阵理论的详细介绍可以参见文献 [6] 等, 这里仅简单介绍常用的靶核自旋为 0, 而弹核自旋为 1/2 的反应微分截面公式, 对于靶核自旋为非零的 R 矩阵理论公式, 可以参见文献 [7]。对某一反应道 $\alpha_s \rightarrow \alpha_{s'}$, I_1 和 I_2 分别为弹核与靶核的自旋, s

$= I_1 + I_2$ 定义为道自旋, ν 为道自旋的投影, 则微分截面为^[6]

$$d\sigma_{\alpha_s, \alpha_{s'}} = (2s+1)^{-1} \sum_{\nu\nu'} |A_{\alpha_s, \nu, \alpha_{s'}, \nu'}(\Omega_{\alpha'})|^2 d\Omega_{\alpha'}.$$

对 s' 求和及 s 求平均, 得到:

$$d\sigma_{\alpha, \alpha'} = [(2I_1 + 1)(2I_2 + 1)]^{-1} \cdot \sum_{ss'\nu\nu'} |A_{\alpha_s, \nu, \alpha_{s'}, \nu'}(\Omega_{\alpha'})|^2 d\Omega_{\alpha'},$$

式中

$$A_{\alpha_s, \nu, \alpha_{s'}, \nu'}(\Omega_{\alpha'}) = \frac{\pi^{\frac{1}{2}}}{k_{\alpha}} \left[\begin{array}{l} -C_{\alpha'}(\theta_{\alpha'}) \delta_{\alpha_s, \nu, \alpha_{s'}, \nu'} \\ + i \sum_{JMl'm'} (2l+1)^{\frac{1}{2}} (Sl\nu 0 | JM) (s'l\nu'm' | JM) \\ \times T_{\alpha_s, \nu, \alpha_{s'}, \nu'}^{JY'l'm'}(\Omega_{\alpha'}) \end{array} \right],$$

其中, $T_{\alpha_s, \nu, \alpha_{s'}, \nu'}^{JY'l'm'} = e^{2i\omega_{\alpha'l'}} \delta_{\alpha_s, \nu, \alpha_{s'}, \nu'} - U_{\alpha_s, \nu, \alpha_{s'}, \nu'}^{JY'l'm'}$, $\sum_{JMl'm'} (Sl\nu 0 | JM) (s'l\nu'm' | JM)$ 为 C-G 系数, $Y_{l'm'}^J(\Omega_{\alpha'})$ 为球谐函数, $C_{\alpha'}(\theta_{\alpha'})$ 为库仑散射振幅, 它可以表示为

$$C_{\alpha'}(\theta_{\alpha'}) = (4\pi)^{-\frac{1}{2}} \eta_{\alpha'} \csc^2\left(\frac{\theta_{\alpha'}}{2}\right) \exp\left\{-2i\eta_{\alpha'} \ln\left[\sin\left(\frac{\theta_{\alpha'}}{2}\right)\right]\right\},$$

$\eta_{\alpha'}$ 为库仑因子, $\omega_{\alpha'l} = \sigma_{\alpha'l} - \sigma_{\alpha'l^0} = \sum_{n=1}^l \tan^{-1}(\eta_{\alpha'}/n)$, $\sigma_{\alpha'l}$ 为库仑相移。 $U_{\alpha_s, \nu, \alpha_{s'}, \nu'}^{JY'l'm'}$ 为碰撞矩阵, 对应不同的反应道, 我们有不同的碰撞矩阵表达式:

(1) 只有一个反应道即弹性散射反应道开放, 如 $^{10}\text{C} + p \rightarrow ^{11}\text{N}$ 反应, $U = \exp(2i\delta_l)$, 其中 $\delta_l = \tan^{-1}[(\Gamma_{\lambda l}/2)/(E_{\lambda l} + \Delta_{\lambda l} - E)] - \phi_l$, 而 ϕ_l 为硬球散射相移, $E_{\lambda l} + \Delta_{\lambda l} = E_{rl}$ 为共振能量。

(2) 有两个反应道是开放反应, 如 $^8\text{He} + p \rightarrow ^9\text{Li} (T=5/2)^*$ 反应, 根据同位旋守恒, 有 $^8\text{Li} + n (T=2)$ 以及 $^8\text{He} + p$ 两个反应道同时开放, 波函数 ($T=5/2$ 态) 可以表达为:

$$\psi_{^9\text{Li}(T=5/2)} = (1/\sqrt{5})\psi_{^8\text{He}+p} + (2/\sqrt{5})\psi_{^8\text{Li}(T=2)+n},$$

因此粗略估计 $T=5/2$ 态的中子衰变大约是质子衰变几率的 4 倍^[8]。另外, 在 GANIL 工作的计算中

还采用 $\Gamma_p \approx \frac{1}{2T_0 + 1} \Gamma_{sp}$, Γ_{sp} 为单粒子衰变宽度, $T_0 = 5/2$, 即取总的衰变宽度 Γ_T 为质子衰变宽度 Γ_p 的 5—6 倍。最后碰撞矩阵表示为 $U = \exp(2i\delta_l)$,

$$\text{而 } \delta_l = 1.0 + \frac{i\Gamma_T}{E_{rl} - E - i\Gamma_T/2}.$$

此外，在 Manthroth 等^[9]的实验数据处理中，还采用了势模型和势模型 + 共振的形式来分析弹性共振散射数据，其中势模型用于低能共振峰的分析，而势模型 + 共振则用于分析较高能量的共振峰。对于较低能量的共振峰，其约化宽度 Γ_{exp}/Γ_{sp} 接近 1.0，势模型的分析还是比较有效的，随着共振能量的增加，其约化宽度小于单粒子宽度，因此势模型的分析就不再适合了。这样容易造成本来相干的两个共振态，由于使用不同的模型分段处理而忽略了干涉效应，使得共振态的自旋宇称的指定不是很准确。

3 实验方案

利用逆运动学的弹性共振散射反应研究非稳定核的共振态，首次将这一方法应用于放射性束流的是 $^{10}\text{C} + \text{p} \rightarrow ^{11}\text{N}$ 反应^[9]。此后各大实验室相继开展了非稳定核结构方面的研究。目前逆运动学的弹性共振散射实验主要有以下两种实验方案。

3.1 时间投影室

第一种实验方案为时间投影室 (TPC) 测量，它的结构与工作原理见图 2。当带电粒子穿过 TPC 的灵敏区域时，它使气体原子发生电离，会在其每厘米径迹上产生 10 到数 10 个自由电子 (对单电荷粒

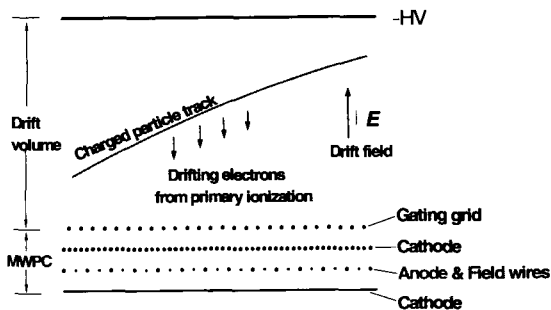


图 2 TPC 的工作原理

子)。这些电子在漂移电场的作用下，从 TPC 的灵敏区域向它的读出区域运动。在读出区域经过放大后 (MWPC)，由电子学与数据获取系统将信号记录。阴极板的感应信号提供了粒子径迹的二维横向信号，电子的漂移时间提供了粒子径迹的第三维纵向信号。分析这些信号就可以得到带电粒子穿过 TPC 时的径迹。

下面简要介绍 GANIL 物理组的一种新型时间投影室 (MAYA 活性靶探测器)。它的灵敏体积为 26 cm × 28 cm × 20 cm，可充气压最大为 4.053 × 10⁵ Pa，可有多种气体选择，如异丁烷 C₄H₁₀，氦，³He 和 ⁴He 等。图 3 给出了 MAYA 探测器的结构示意图及其工作原理。对于两体反应，出射粒子和反冲质子在同一反应平面上，反应平面的夹角可以由

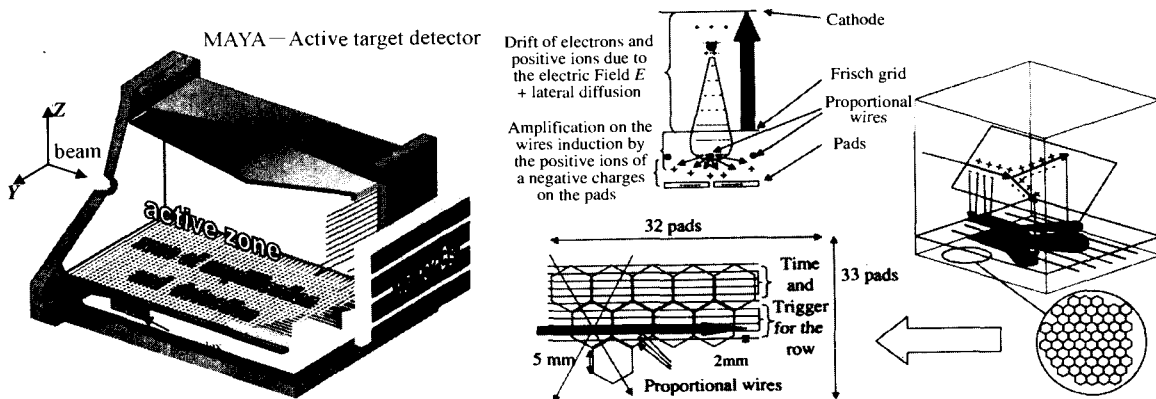


图 3 MAYA 探测器的示意图及其工作原理

电子漂移到阳极丝的时间确定。通过分析在收集板 (PAD) 上感应的电荷，得到粒子的径迹，然后反推出粒子的能量和反应发生的地点等，PAD 为六边形，中心引线接到 GASSIPLEX 前端芯片上，共有 35 × 34 = 1 190 个 PAD。为了探测高能粒子，在

MAYA 的后边还增加了 CsI 墙^[10]。

此探测器的优点是可作 4π 全空间的测量，具有高效率和高分辨等特点。已经用于 ⁸He + p, ¹²C (⁸He, ⁷H) ¹³N 和 d (²⁶F, ³He) ²⁵O 等的实验测量，目前正在分析实验数据。由于受到探测器尺寸的限制

制,或者粒子能量较高,需要加大气体的压强和气体厚度,这样会使粒子反冲径迹过短,从而造成数据分析的误差增大。另外,此装置需要大量的电子学和多参数的数据获取系统。

3.2 厚靶 0°测量

第二种实验方案是采用望远镜探测器在实验室 0°(质心系 180°)角测量反冲质子。根据使用靶子的差别,又可以分为气体靶和固体靶两种:

气体靶实验 在 GANIL, Dubna 和 MSU 进行的弹性共振散射实验中^[8,9],主要采用这种 0°分立探测器测量的方法,其典型的实验布局如图 4 所示^[9]。采用 32 MeV/u 的 ¹¹B 初级束流轰击 ⁹Be 靶产生 ⁸He 次级束,经过楔型 Be 降能器降能后,次级束流能量为 51 和 59 MeV,强度为 1 000 ions/s。靶室通过有机膜(H₃₁C₅₀N₇O₇Cl₁₆)与真空隔离,靶室内充甲烷气体(CH₄),通过调整气压使入射束流在探测器前被完全阻止。在靶室的入口处放置 ΔE (Si) 探测器 and 无窗电离室进行飞行时间测量和粒子鉴别。这样的探测器实验装置简单,易于测量,但是实验数据只有 0°方向较为准确,大角度的探测器则会接收各个角度散射的质子。由于只有前向很小的探测区域,对于能量分辨和角度分辨的要求较高,但是对某些共振态的激发函数在 0°变化不明显的核素来说,不容易确定共振能量和自旋宇称值。

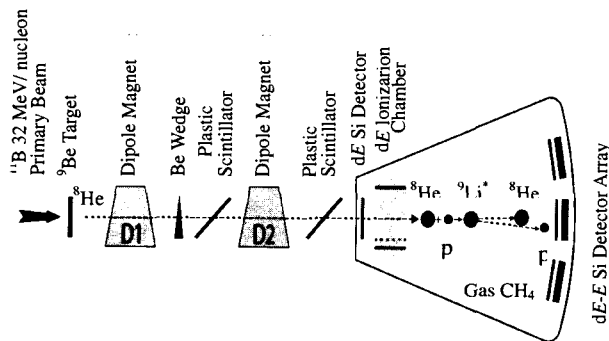


图 4 0°气体靶实验测量方案(取自文献 [9])

固体靶实验 在日本东京大学的中国科学院(CNS)^[11]和比利时的 Louvain-la-Neuve^[12]实验室进行的逆运动学弹性共振散射实验均采用聚乙烯(CH₂)_n靶。我们以 CNS 的 CRIB 上的实验为例来作简单介绍,实验

装置如图 5 所示。用 AVF 提供的 7.8 MeV/u ¹⁰B 束流轰击 ³He 气体靶(厚度为 0.25 mg/cm²,气压为 1.013 2 × 10⁵ Pa),次级束流通过 ³He(¹⁰B, ¹²N* → (¹¹C + p)_n 反应产生,然后被 CRIB 分离、选择,最后得到的 ¹¹C 束流为 4.5—4.7 MeV/u,强度为 1.7 × 10⁴ ions/s,约为总的次级束流强度的 17%。为了提高反应率,必须采用厚靶(8.0 mg/cm²)来阻止入射束流,靶子厚度的选择既要能够阻止入射束流,同时又使得质子在其中能损较小。

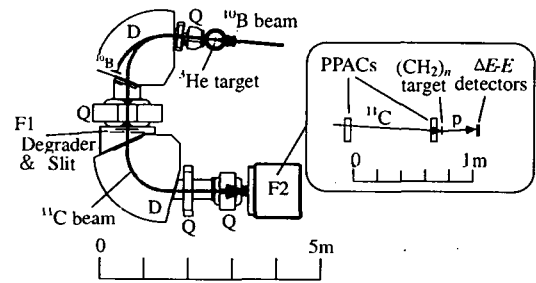


图 5 0°固体靶实验测量方案(取自文献[11])

实验的优点是简单易行,但是要考虑在较高的流强下,固体(CH₂)_n会受到较大的辐射损伤^[13],因此在高流强下的实验需要使靶子转动。除聚乙烯(CH₂)_n和(CD₂)_n靶外,许多实验室还发展了低流强靶技术,如冰和液态氢靶^[14]等,

4 结束语

本文介绍了目前用于测量非束缚态核结构的逆运动学弹性共振散射实验方法,使用的 R 矩阵理论分析工具和采用的几种实验方案。由于弹核碎裂(PF)装置上束流精度和能量的限制,目前在 PF 型装置上进行非常精确的实验还是有一定难度的^[8],更精确的实验结果应该在 ISOL 型次级束流装置上得到。日本的中国科学院通过新建的 CRIB 装置,成功地利用转移反应提取了低能量、短寿命的次级束流,主要应用于核天体物理相关的远离稳定线核素的结构、反应率实验测量中。我国兰州放射性次级束流线 RIBLL 能够提供一些高强度和高能量的轻放射性束流,通过适当的降能后,可以用于轻核区远离稳定线的非稳定核素的结构测量。

参 考 文 献:

- [1] Hansen P G, Sherrill B M. Nucl Phys, 2001, **A693**: 133 and reference there in.
- [2] Jonson Bjorn. Physics Report, 2004, **389**: 1.
- [3] Egelhol Peter. Direct Reactions in Inverse Kinematics for Nuclear Structure Studies far off Stability at Low Incident Energies, GSI-Preprint-97-17, Februar 1997; Prog Part Nucl Phys, 2001, **46**: 397.
- [4] Kubono Shigeru. Nucl Phys, 2001, **A693**: 221 and reference there in.
- [5] Mittag W. The Analog State of ${}^7,9\text{He}$, GANIL-Experimental proposal, 2002.
- [6] Lane A M, Thomas R G, Rev Mod Phys, 1958, **30**: 257.
- [7] Nelson R O, Bilpuch E G, Mitchell G E. Nucl Inst & Meth Phys, 1985, **A236**: 128.
- [8] Rogachev G V, Goldberg V Z, Kolata J J, *et al.* Phys Rev, 2003, **C67**: 041603-1.
- [9] Markenroth K, Axelsson L, Baxter S, *et al.* Phys Rev, 2000, **C62**: 034308-1.
- [10] Mittag W, Savajols H, Demonchy C E, *et al.* Nucl Phys, 2003, **A722**: 10C.
- [11] Teranishi T, Kubono S, Shimoura S, *et al.* Phys Lett, 2003, **B556**: 27.
- [12] Angulo C, Descouvemont P, Cogneau M, *et al.* Nucl Phys, 2003, **A719**: 300C.
- [13] Huerta Hernandez A, Sol_ós Rosales C, Ortiz M E, *et al.* Nucl Inst & Meth Phys, 1998, **B143**: 569.
- [14] Mittag W, Roussel-Chomaz P. Nucl Phys, 2001, **A693**: 495.

Application of Elastic Resonance Scattering Method in Inverse Kinematics in Structure Studies of Unbound Nuclei*

WANG Hong-wei

(*Institute of Modern Physics, Chinese Academy of Sciences, Lanzhou 730000, China*)

Abstract: The method of elastic resonance scattering in inverse kinematics, which was progressed in recent years, is briefly introduced. It is a novel experimental technique to perform meaningful experiments under conditions of the very short-lived nuclides and the beam intensities only 1 000 atoms/s. The excitation function of recoil proton has been measured in experiment; the shape of proton energy spectrum can be also used to uniquely determine the energy of resonant states, spin-parity, partial decay width and spectroscopic factors of the states. This method is mainly used in the investigation of unstable nuclei and the level parameters measurement of near threshold resonant state of the nuclear astrophysics related nuclei.

Key words: thick target inverse kinematics; radioactive nuclear beam; unbound nuclei; nuclear structure

* **Function item:** National Nature Science Foundation of China (10175081, 10205020, 10475100); Major State Basic Research Development Program of China(G2000077401); Knowledge Innovation Project of Chinese Academy of Sciences(KJCXZ-SW-No7)