

^{143}Nd 中高自旋同质异能态的识别与研究

周 小 红

(中国科学院近代物理研究所 兰州 730000)

E. Ideguchi T. Kishida M. Ishihara
(RIKEN, Hirosawa 2-1, Wako, Saitama 351-01, Japan)

H. Tsuchida Y. Gono T. Morikawa M. Shibata H. Watanabe
M. Miyake T. Tsutsumi S. Motomura S. Mitarai
(Department of Physics, Kyushu University, Hakozaki 6-10-1, Fukuoka 812, Japan)

摘要 利用能量为 80 MeV 的 ^{18}O 束流, 通过 $^{130}\text{Te}(^{18}\text{O}, 5n)$ 反应研究了 ^{143}Nd 的高自旋态能级结构. 基于 γ - γ 延迟符合、 γ 射线的角分布及线性极化测量, 首次发现了 ^{143}Nd 的一个半寿命为 (35 ± 8) ns, 自旋和宇称为 $49/2^+$ 的同质异能态. 用形变独立粒子模型探讨了此同质异能态的形成机制.

关键词 γ - γ - t 符合 同质异能态 形变独立粒子模型

1 引言

在 $N=83$ 的同中子异位素中, 系统性地在 Z 从 68 到 61 的核素中观测到了高自旋同质异能态^[1-9]. 一个考虑了形变的独立粒子模型^[10] (DIPM) 可以很好地描述这些高自旋同质异能态的形成机制和结构特征. DIPM 在轴对称的形变势阱中处理独立粒子组态, 计算中无形变时的单粒子能级能量取自于实验数据. DIPM 计算指定了在 $N=83$ 的奇 A 和双奇核中, 这些同质异能态的组态分别为 $[\nu(f_{7/2} h_{9/2} i_{13/2})\pi(h_{11/2}^2)]_{49/2}^+$ 和 $[\nu(f_{7/2} h_{9/2} i_{13/2})\pi(d_{5/2}^{-1} h_{11/2}^2)]_{27}^+$, 它们是拉长型组态, 即各个单粒子角动量取向于空间同一方向. DIPM 计算表明以上组态可诱发原子核的扁椭球形变, 而较低自旋态无形变或具有近球形形状. 因此, 在 $N=83$ 的同中子异位素中, 这些同质异能态是由于原子核的形状随自旋的增加突然发生变化形成的. 实验上确定了 $^{147}\text{Gd}(N=83)$ 的 3 个同质异能态, 并基于四极矩测量得到了它们的形变值^[11,12], 发现自旋较低的两个同质异能态的形变值很小近似为零, 而 $J^\pi=49/2^+$ 的同质异能态的形变很大. 因此, 实验结果支持 DIPM 对 $N=83$ 的同中子异位素中同质异能态形成机制的解释. ^{143}Nd 的质子数为 60, 中子数为 83. 根据核

结构的系统性,¹⁴³Nd 中很可能存在 $J^\pi = 49/2^+$ 的高自旋同质异能态. 本研究试图寻找¹⁴³Nd 中相应的同质异能态, 扩展 $N=83$ 的同中子异位素中同质异能态的系统性. 实验上已对¹⁴³Nd 的高自旋能级结构进行了很充分的研究^[13-16], 但至今尚未有¹⁴³Nd 的高自旋同质异能态的报道.

2 实验

¹⁴³Nd 的激发态是通过¹³⁰Te(¹⁸O, 5n)反应产生的,¹⁸O 束流的能量是 80MeV, 同位素¹³⁰Te 靶的厚度是 1.8mg/cm², 此靶带厚度为 2.8mg/cm² 的 Al 衬. 实验进行了 γ - γ - t 符合、 γ 射线的角分布及线性极化测量. 在符合测量和角分布测量时, 80MeV¹⁸O 束流是由日本东京大学的回旋加速器提供的. 用 5 台 BGO(AC)HPGe 探测器进行了长时间的 γ - γ - t 符合测量, t 是符合的两个 γ 射线到达探测器的相对时间差, 符合时间窗为 1000 ns. HPGe 探测器对⁶⁰Co 源 1332keV γ 射线的能量分辨在 2.0—2.3keV 之间. γ - γ 符合数据以事件格式记录, 总共获取了 100×10^6 个符合事件. 在离线数据处理时, 把 γ - γ - t 符合事件整理成了带不同时间窗的符合矩阵. 对每条 γ 射线都做了在总时间窗 ($-450\text{ns} < t < 450\text{ns}$)、瞬时时间窗 ($-20\text{ns} < t < 20\text{ns}$) 和延迟时间窗 ($-450\text{ns} < t < -20\text{ns}$ 或 $20\text{ns} < t < 450\text{ns}$) 条件下的拉门谱.

γ 射线的线性极化测量可区分它的电磁跃迁特性. 结合 γ 射线的线性极化和角分布测量结果, 能够从实验上确定 γ 射线的跃迁多极性, 进而指定相关核态的自旋宇称值. γ 射线的线性极化测量是利用日本九州大学的串列加速器提供的能量为 80MeV 的¹⁸O 束流完成的. 康普顿极化谱仪是一台被分割成 25 个独立探测单元的 Ge 探测器, 置于与束流方向垂直的位置, 它同时被用做康普顿散射体和 γ 射线的吸收体. 在与束流方向成 30°, 45°, 55°, 75° 和 90° 的 5 个角度位置上进行了 γ 射线的角分布测量. 用函数 $w(\theta) = A_0(1 + A_2/A_0 p_2(\cos\theta) + A_4/A_0 p_4(\cos\theta))$ 对实验数据进行了最小二乘法拟合, 得到了 γ 跃迁的角分布系数并提取了 γ 跃迁的相对强度.

3 结果与讨论

图 1 给出了在不同时间窗条件下与 1143keV γ 峰符合的 γ 谱(以下简称拉门谱), 这些谱均扣除了本底. 图 1(a)显示了与门 1143keV 跃迁符合的所有 γ 射线. 图 1(b)是 1143keV γ 峰在瞬时时间窗条件限制下的拉门谱. 图 1(c)是延迟时间窗条件限制下的拉门谱, 此谱中出现的 γ 射线与 1143keV 跃迁至少有 20 ns 的时间间隔, 说明在它们之间存在着同质异能态. 仔细分析和比较¹⁴³Nd 每条 γ 射线的拉门谱后, 本工作建议了¹⁴³Nd 的高自旋能级纲图(如图 2 所示). 在 6697keV 能级之上, 本工作建立的由 32 条 γ 射线组成的能级结构完全不同于文献[13—16]中发表的能级纲图. 位于 8989keV 的能级被确定为同质异能态. 基于强度平衡考虑和一些跨越跃迁的存在确定了 γ 跃迁在能级纲图中的位置. 实验上发现, 位于同质异能态之下的 γ 射线都具有非常明显的角分布效应, 此现象意味着 8989keV 同质异能态自旋的空间取向在它的寿命范围内很好地保持了下来. 因此,

基于 γ 射线角分布和线性极化的测量结果指定了 ^{143}Nd 的 γ 射线的跃迁多极性.

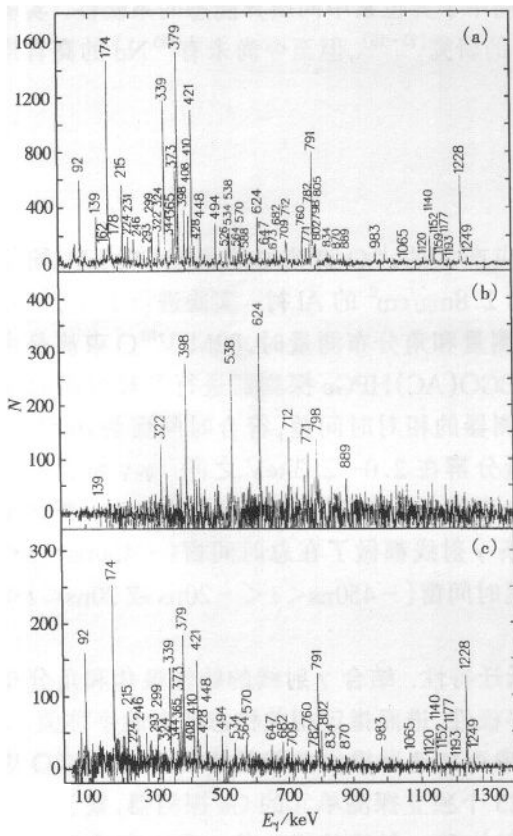


图1 能量为 1143keV 的 γ 峰在不同符合时间窗条件下的拉门谱
 (a) 总符合谱;(b) 瞬时符合谱;(c) 延迟符合谱.

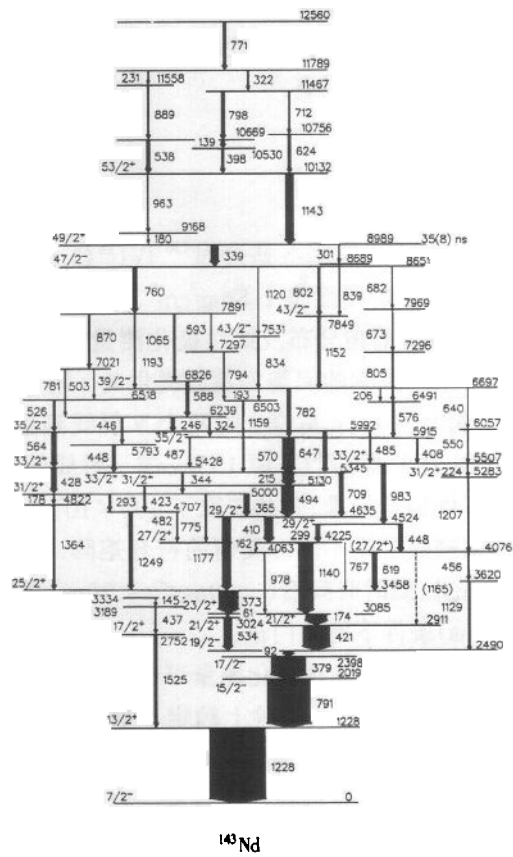


图2 ^{143}Nd 的高自旋能级纲图
 图中的跃迁箭头宽度表示了 γ 跃迁相对强度.

本工作指定的 8989 keV 同质异能态的自旋宇称是 $49/2^+$. 位于同质异能态之上的 γ 射线有相当可观的产额,这使得从 γ - γ - t 符合数据中提取同质异能态的寿命就成为可能. 图 3(a)给出了处于同质异能态上下两组 γ 射线之间的时间分布. 为了比较,图 3(b)同时给出了瞬时符合 γ 线之间的时间谱,此谱表征了探测器系统和相应的电子学系统的时间分辨本领. 通过比较图 3(a)和(b),可见图 3(a)非常明显地包含了衰变成分,用指数函数拟合图 3(a)中的衰变曲线,得到了 8989 keV 同质异能态的寿命是 (35 ± 8) ns.

对于球形和小形变核,它们的高自旋态是由价核子的激发产生的. 沿晕线随着角动量的升高,核激发态应该涉及越来越多的核子,这增加了价核子之间以拉长方式耦合它们角动量的几率. 因此,可以预期在晕线附近,核激发态的组态以高度顺排的组态为主. 以处理顺排组态为目的开发的 DIPM 能很好地描述 ^{146}Gd 周围核的高自旋能级结构^[9,10],本工作试图用此模型来探讨 ^{143}Nd 的高自旋同质异能态的特征. 在 DIPM 计算中,对于一个特定的组态,它的角动量被认为是各个价核子角动量在核对称轴方向上投影的最大值,其

激发能用 Strutinsky 方法得到^[10]. DIPM 计算指定了¹⁴³Nd 的 49/2⁺ 同质异能态的组态为 $[\nu(f_{7/2} h_{9/2} i_{13/2})\pi(h_{11/2})]_{49/2}^+$, 这是一个拉长型组态, 即此组态能够提供最大的角动量为 49/2. 位于 8989 keV 的 49/2⁺ 同质异能态主要由能量为 339 keV 的 E1 跃迁退激. 基于实验测量的 8989 keV 同质异能态的寿命值和 339 keV 跃迁的分支比, 可以得到 49/2⁺ → 47/2⁻ 跃迁的约化跃迁强度 $B(E1) = 1.64 \times 10^{-7} W_u$.

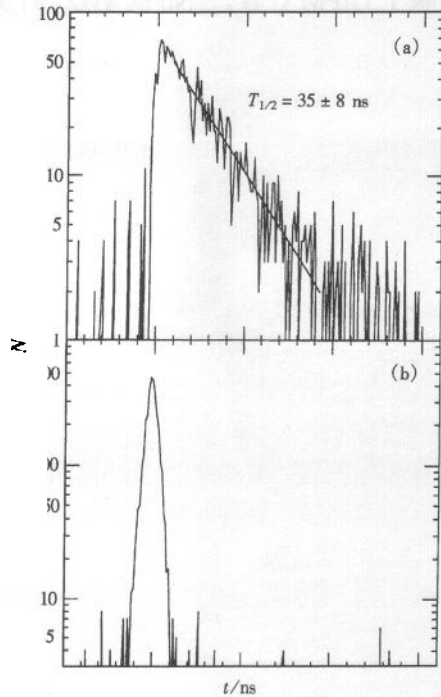


图 3 (a) 处于同质异能态上下两组 γ 射线之间的时间分布; (b) 瞬时符合 γ 射线之间的时间谱

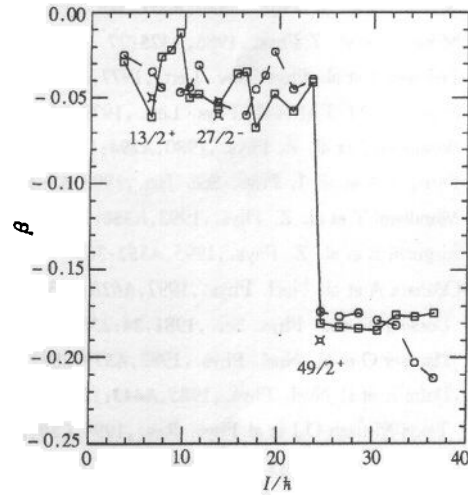


图 4 DIPM 计算的¹⁴³Nd 和¹⁴⁷Gd 核中形变参数 β 随自旋值的变化

□ 表示实验上测量¹⁴⁷Gd 的 13/2⁺, 27/2⁻ 和 49/2⁺ 同质异能态的形变参数 β , □ ¹⁴³Nd, ○ ¹⁴⁷Gd.

在 DIPM 计算中, 核的形变被假设为纯椭球形状. 因此, 核的形状可用单一参数 β 描述. 此参数被定义为 $\beta = (16\pi/5)^{1/2} (q - 1)/(q + 2)$. 这里, q 是椭球两极间距离与赤道面直径之比. 当 $\beta > 0$ 时, 核的形状是长椭球; 当 $\beta < 0$ 时, 核的形状是扁椭球. 图 4 给出了 DIPM 计算的¹⁴³Nd 晕态的形变参数 β . 为了比较, 此图还给出了 DIPM 计算的¹⁴⁷Gd 核沿晕线形变参数 β 随自旋值的变化. 实验上已鉴别出了¹⁴⁷Gd 的 3 个自旋宇称分别为 13/2⁺, 27/2⁻ 和 49/2⁺ 的同质异能态, 这些同质异能态均处于晕线位置, 基于四极矩测量提取了这些同质异能态的形变参数 β ^[10-12]. 从图 4 可见, 在¹⁴⁷Gd 的 3 个同质异能态位置, DIPM 计算的形变参数 β 非常好地符合实验测量值. DIPM 计算表明, 在¹⁴³Nd 和¹⁴⁷Gd 中沿晕线它们的形变趋势是相同的, 在 49/2⁺ 同质异能态下, 晕态的形变很小, 形变参数 β 在 0 到 -0.1 之间, 但在 49/2⁺ 同质异能态位置, 核的形变突然增大. 对于¹⁴³Nd 的 49/2⁺ 同质异能态, DIPM 计算的形变参数 β 为 -0.18. 在中子数等于 83 的同中子异位

素中, $49/2^+$ 同质异能态组态的中子成分是 $[(d_{3/2}^{-2})_0 f_{7/2} h_{9/2} i_{13/2}]$, DIPM 认为此组态大的形变是由两个处于 $d_{3/2}$ 轨道的空穴导致的, 因为 $d_{3/2}$ 轨道的能量对于 β 的二阶导数很大, 驱动核倾向于大的形变^[10]. 正如较重的同中子异位素核一样, ^{143}Nd 的 $49/2^+$ 同质异能态是由于沿晕线形变突然增大形成的.

本工作建立了激发能高达 12560keV 的 ^{143}Nd 的能级纲图, 首次确定了一个半寿命为 $35(\pm 8)$ ns, 自旋和宇称为 $49/2^+$ 的同质异能态. 基于 DIPM 计算, ^{143}Nd 的 $49/2^+$ 同质异能态可被解释为形状同质异能态.

参考文献(References)

- 1 Andre S et al. Z. Phys., 1990, **A337**:349
- 2 Mcneill J et al. Z. Phys., 1986, **A325**:27
- 3 Pedersen J et al. Phys. Rev. Lett., 1977, **39**:990
- 4 Hageman D C J M et al. Phys. Lett., 1979, **B84**:301
- 5 Borggreen J et al. Z. Phys., 1980, **A294**:113
- 6 Ferragut A et al. J. Phys. Soc. Jpn., 1993, **62**:3343
- 7 Murakami T et al. Z. Phys., 1993, **A350**:123
- 8 Ideguchi E et al. Z. Phys., 1995, **A352**:363
- 9 Odahara A et al. Nucl. Phys., 1997, **A620**:363
- 10 Dossing T et al. Phys. Scr., 1981, **24**:258
- 11 Hausser O et al. Nucl. Phys., 1982, **A379**:287
- 12 Dafni E et al. Nucl. Phys., 1985, **A443**:135
- 13 Tekyi-Mensah O J et al. Phys. Rev., 1994, **C50**:R1759
- 14 Aziz S M et al. Phys. Rev., 1990, **C41**:1268
- 15 Caussyn D D et al. Phys. Rev., 1991, **C43**:2098
- 16 Fauerbach M et al. Phys. Rev., 1998, **C58**:826

Identification and Study of a High-Spin Isomer in ^{143}Nd

ZHOU XiaoHong

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

E. Ideguchi T. Kishida M. Ishihara

(RIKEN, Hirosawa 2-1, Wako, Saitama 351-01, Japan)

H. Tsuchida Y. Gono T. Morikawa M. Shibata H. Watanabe

M. Miyake T. Tsutsumi S. Motomura S. Mitarai

(Department of Physics, Kyushu University, Hakozaki 6-10-1, Fukuoka 812, Japan)

Abstract The high-spin states of ^{143}Nd have been studied in $^{130}\text{Te}(^{18}\text{O}, 5n)$ reaction at a beam energy of 80 MeV. Based on delayed γ - γ coincidence, γ ray angular distribution, and γ ray linear polarization measurements, a high-spin isomer in ^{143}Nd was identified for the first time with a measured half-life of (35 ± 8) ns and $J^\pi = 49/2^+$. The characteristic of the high-spin isomer in ^{143}Nd was stressed with a deformed independent particle model. The model assigned a stretched configuration of $[\nu(f_{7/2} h_{9/2} i_{13/2})\pi(h_{11/2}^2)]$ to the $49/2^+$ isomer in ^{143}Nd . As the isomers in the $N = 83$ heavier isotones, the occurrence of the $49/2^+$ isomer in ^{143}Nd can be interpreted to be caused by the sudden change in nuclear shape along the yrast line.

Key words γ - γ - t coincidence, isomer, deformed independent particle model