

人类离原子核钟还有多远(上)

陈暄增^{1,2} 薛楠^{1,2} 符长波^{1,2} 孔祥进^{1,2} 马余刚^{1,2,3}

(1. 复旦大学现代物理研究所 200433; 2. 上海核物理理论研究中心 200438;

3. 华东师范大学物理学院 200241)

人类最早对时间的认知,源于万物皆在运动的朴素事实。从观察太阳阴影角度的变化,到利用电子跃迁甚至核跃迁制造时钟,人类追求更精确的时间计量,贯穿物理学的发展脉络。

一、人类探索计时的历史

1.1 寻找时间标准

计时的核心原理很简单,只要找到一个稳定的周期现象作为基本单位,通过观察或计数,就可以计量时间。在人类历史上,最早的计时方法依赖自然周期,例如利用太阳影子的变化确定时间。随着生产活动的丰富,人们又发明了水钟、沙漏和香烛等计时工具,使一天能够被更精确地划分。基于伽利略、牛顿等科学家对经典物理规律的研究,十七世纪中叶,荷兰物理学家惠更斯(Christiaan Huygens)利用摆的等时性发明了摆钟,精巧的机械结构可以将误差控制在秒级,为科学实验、工业生产和航海导航提供了更可靠的时间基准。然而,这些方法均依赖宏观的机械运动,极易受引力波动、温度变化及摩擦力等环境因素干扰。

近代,人们发现了石英晶体的压电效应,即在石英晶体上施加电压后会产生周期性的振荡,由此,第一个由晶体控制的电子式振荡器横空出世,掀起了一场关于时间计量的革命。由于消除了复杂的齿轮系统并减少了机械摩擦,石英晶振的精度远超传统机械钟表。尽管如此,受限于晶体尺寸、形状的制造公差以及材料老化,世界上不存在两块物理特性完全相同的石英,这使得传统晶振无法作

为统一的时间基准。最后,上述计时方式都需要参考地球这个“主钟”来进行校准,但地球的自转周期也会因潮汐摩擦作用变慢,因季节而变化,还会发生难以预测的波动。

进入20世纪,原子物理的研究引发了计时革命。电子在原子中的不同排布导致原子系统拥有不同的能量,量子力学揭示了这些能量只能取某些特定的离散值,称之为能级(Energy Levels)。原子在吸收或辐射特定频率的电磁波后会让电子在两个能级之间发生跃迁,这种跃迁对应的能量差(跃迁频率)极其稳定,振荡频率也远高于其他传统钟表内部的振荡源,构成了一个天然高质量的频率基准。同时,原子是一个“自然标准的物质”,即处在相同环境下的两个同种原子的物理性质是相同的,所具有的能级结构、跃迁频率完全一致。这意味着,人们真正找到了一种不须参考外部参照物的振荡源。

依照这种特质,英国科学家Lord Kelvin最早提出可以利用原子中电子跃迁测量时间。随后在1955年,英国国家物理实验室(National Physical Laboratory, NPL)研制出了世界上第一台基于¹³³Cs跃迁的精确微波原子钟。这一突破促使第13届国际计量大会于1967年正式更改了国际单位制(International System of Units, SI)对时间基本单位“秒”的定义,从以地球公转为基础改为了铯-133原子基态的两个超精细能级跃迁所对应辐射的9,192,631,770个周期。

1.2 原子光钟的发展

那么,我们如何考察时钟的准确和稳定? 准确

意味着测量值偏离时钟的程度小,稳定意味着随着时间推移的统计波动小。假设理想状态下振荡的频率为 ω_0 ,系统发生的频移为 ε ,随时间推移系统的噪声为 $y(t)$,则测量的频率可以被表示为 $\langle\omega\rangle=\omega_0(1+\varepsilon+y(t))$ 。系统的稳定性可以用 $y(t)$ 的艾伦方差(Allan variance, AVAR) $\sigma_y^2(\tau)$ 来表示,即给定采样周期 τ 的情况下两个连续频率的偏差,定义为^[1]:

$$\sigma_y^2(\tau) = \frac{1}{2} \left\langle (\bar{y}_{n+1} - \bar{y}_n)^2 \right\rangle \quad (1)$$

其中, $\bar{y}_n$ 为第 n 个采样周期 τ 测量得到的频率值与 τ 的比值,对于原子钟则 $\sigma_y(\tau)$ 可以表示为:

$$\sigma_y(\tau) \approx \frac{1}{Q} \sqrt{\frac{T}{N\tau}} \quad (2)$$

其中, $Q=\omega/\Delta\omega$ 为所用振子的品质因子; $\Delta\omega$ 为原子吸收光子的频率宽度; ω 为该振子的共振频率; N 为在 τ 时间内激发的原子数; T 为测量时间,通常不能超过 $1/\Delta\omega$ 。品质因子是衡量时钟精度的指标,振子频率越高、吸收的频率宽度越窄,品质因子越高。如果希望尽量降低计时系统的波动,从(2)式我们也可以看出,除了降低测量时间与周期的比值,还应尽可能提高被激发的振子数量 N ,即激发效率越高,时钟的稳定性越好。综上所述,科学家们将目光从频率在GHz量级的微波波段,转向了更高频率的光学波段,催生了“原子光钟”的概念。

在追求更高精度的过程中,科学家不仅要寻找更理想的跃迁能级,还必须克服探测系统与激发光源的技术瓶颈。一方面,当振子本身的频率宽度足够窄,远远小于激发光源的带宽时,激发光源的线宽则成为限制品质因子的主要因素。另一方面,更高频率的原子光钟也对探测系统的计数能力提出了严苛要求。早期的微波原子钟工作在GHz频段,常规电子学计数设备仍然可以进行频率的直接读取。然而,当工作频段拓展至光学波段时,时钟的振荡频率达到THz量级以上,即每秒振荡几万亿次。这一极高的频段已完全超出常规电子学计数器件的极限,需要建立庞大且复杂的频率传递链测量系统。

1999年,美国国家标准与技术研究院(NIST)与天体物理联合研究所(JILA)合作开发出红外波段的自参考光学频率梳,有效克服了这一探测瓶颈。在频域上,频率梳表现为一系列等间距的离散光谱线,谱线形状接近理想的狄拉克 δ 函数,像是间隔一定频率分布的“梳齿”,均匀且精确。它能够准确测量光钟输出的高频信号,同时它也充当了连接微波与光学波段的“减速齿轮”,能够在保留原始信号精度的前提下,将高频信号转化为电子计数设备可直接处理的低频射频信号。这项探测技术成功掀起了原子钟领域的又一次变革,让原子光钟的构想成为现实,进一步提升了时间计量的精度极限。

如今,原子钟作为极其重要的精密测量基础设施,已深度融入全球卫星定位导航(GPS)、网络通信技术以及天文学、基础物理研究等各个领域。2022年,JILA的叶军团队制造出冷却到100 nK的光晶格囚禁锶原子体系,系统的相对不确定度达到了 7.6×10^{-21} 。借此,研究人员首次在亚毫米尺度上直接观测到了两层原子间由引力红移造成的时间流逝差异,在实验上验证了爱因斯坦的广义相对论。正如历史所印证的那样,每一次时间计量工具的革命往往会带来基础物理与前沿科技的新一轮突破,人类追求更精确时间测量的脚步不会停止。

二、“原子核钟”的设想

既然可以利用电子跃迁来制造原子钟,理论上,我们也可以利用原子核跃迁来制造“原子核钟”。相比于核外电子跃迁,核跃迁具有一些特殊的性质。一方面,原子核的空间尺度远小于电子壳层,这种致密的结构导致其磁偶极矩和电四极矩显著减小,极大地降低了核能级对外部电磁场的敏感度;另一方面,核跃迁通常拥有比电子跃迁更高的共振能量,可获得更高的 Q 因子,从而具备更高的精度和灵敏度。因此在理论上,核钟的稳定性与准确性有望远超原子钟,为前沿物理的高精度实验验证提供有力的工具,例如探寻局部洛伦兹不变性、

找寻超出标准模型的新物理、检验相对论地球物理的相关研究、测量物理常数随时间的变化,以及探测暗物质等。

然而,要利用原子核跃迁来制造核钟,就必须使用与其核跃迁能量匹配的光源来持续、稳定地激发核。从激发光源角度来说,原子核钟的主要技术路线分为两条:一种是用X射线自由电子激光(X-ray Free-electron Laser, XFEL)、同步辐射光源(Synchrotron Radiation Light Source)等新一代X射线光源来激发拥有较高能量激发态的原子核,例如 ^{45}Sc 、 ^{205}Pb 等。这种技术路线依赖建造成本高昂的大科学装置,便携性差,且缺乏成熟的X射线频率梳,面临着巨大挑战;另一种是用桌面型激光器来激发拥有低能激发态的原子核,该方案实验系统紧凑,可在常规实验室条件下运转。但大多数窄线宽原子核跃迁能量都在keV到MeV量级,远超现有桌面级激光器的频率极限。没有合适的桌面激光光源,也就没有行之有效的核钟实现方案。

1976年,Kroger和Reich在研究 ^{233}U 衰变时报告了 ^{229}Th 存在一个小于0.1 keV极低激发态的可能性,随后科学家们便一直尝试测量它的具体能量。直到1994年,Helmer等借助高分辨率探测器对退激 γ 射线展开大规模测量,将 ^{229}Th 的第一激发态($^{229\text{m}}\text{Th}$)标定为 $(3.5\pm 0.1)\text{ eV}$ 。同时,研究人员也一直在探究 ^{229}Th 的其他性质。 ^{229}Th 并不是稳定的核素,会发生 α 衰变,Goldstein等人利用同位素稀释质谱法测定了 ^{229}Th 的半衰期为 (7880 ± 120) 年。基于这些前期探索,2003年,两位德国科学家E. Peik和Chr. Tamm在频率梳技术诞生不久后首次提出了基于激光冷却离子阱 $^{229}\text{Th}^{3+}$ 系统的双共振核光钟方案,并前瞻性地提出在固态晶体中直接激发钍核的可行性^[2]。这一标志性工作拉开了原子核钟研究的序幕,也吸引了更多科学家加入其中。

除了 $^{229\text{m}}\text{Th}$ 之外,小于100 eV范围内还存在一个特殊的核跃迁,即 ^{235}U 的第一激发态($^{235\text{m}}\text{U}$)和基态的跃迁,能量大概在76 eV。但 $^{235\text{m}}\text{U}$ 的辐射寿命在 10^{22} s 数量级,其与激光相互作用的吸收截面非常

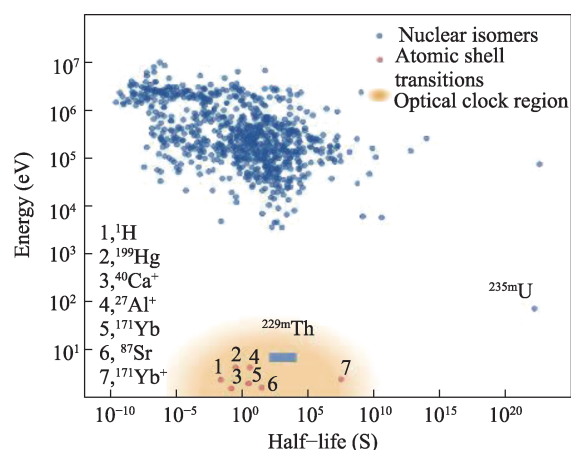


图1 各原子核跃迁以及原子钟所用跃迁的能量-寿命分布^[3]
蓝色点表示已知的不同核跃迁;红色点表示目前选择用于频率计量的电子跃迁;橙色区域为可实现光钟的参数空间;蓝色框内为 $^{229\text{m}}\text{Th}$ 的预期能量寿命位置,具有独特的低激发能,是已知的近乎唯一有希望利用现有技术开发核钟的同核异能态。另一种能量低于 10^2 eV 的同核异能态是 $^{235\text{m}}\text{U}$,然而,它的半衰期过长

小,难以被激光有效共振激发^[1]。

三、 ^{229}Th :核钟第一“候选人”

迄今为止, ^{229}Th 依然是最有潜力制造核钟的元素。除了有一个极低能量的第一激发态 $^{229\text{m}}\text{Th}$ 外,它还具备一系列适合开发核钟的其他优良性质。比如,基态到同核异能态($^{229\text{m}}\text{Th}$)的跃迁属于磁偶极(M1)跃迁,可以用激光直接激发;同时, $^{229\text{m}}\text{Th}$ 的自然线宽极窄($\Gamma\approx 10^{-4}\text{ Hz}$),这意味着该系统具有高达 10^{19} 量级的品质因子。 ^{229}Th 的半衰期长达7880年,所以操作时无需考虑放射性屏蔽防护问题,也无需因样品的衰变消耗频繁更换样品。

然而, ^{229}Th 在自然界几乎不天然存在,通常需要通过重核裂变后的衰变链来获取。目前主要获取路径有三条:基于 ^{233}U 的 α 衰变(半衰期约 1.6×10^5 年)、基于 ^{229}Ac 的 β 衰变(半衰期约62.7分钟)和基于 ^{229}Pa 的电子俘获(Electron Capture, EC)衰变(半衰期约1.5天)。由于 ^{229}Ac 和 ^{229}Pa 的半衰期很短,必须借助加速器才能持续生产,因此早期关于 ^{229}Th 的实

U230	U231	U232	U233 1.592×10 ⁵ a α : 5.580 MeV
Pa229 1.50 d ϵ	Pa230	Pa231	Pa232
Th228	Th229 7917 a α : 4.845 MeV	Th230	Th231
Ac227	Ac228	Ac229 62.7 min β : 1.1 MeV	Ac230

图2 核素表中产生 ^{229}Th 及其同核异能态的部分示意图^[4]
该图展示了核素表中显示产生 ^{229}Th 的自然衰变路径。分别为 ^{233}U 的 α -衰变(黄色), ^{229}Ac 的 β -衰变(绿色)和 ^{229}Pa 的电子俘获过程 ϵ (红色),半衰期以天(d)或年(a)为单位

验大多依赖较为易得的 ^{233}U 衰变源进行。此外, ^{233}U 的 α 衰变时释放的高能粒子会给生成的 ^{229}Th 带来约84 keV的反冲动能,强大的反冲使得研究人员在早期研究中更容易从成分复杂的基底靶材中分离出较为纯净的 ^{229}Th 束流。

3.1 初步探索与内转换挑战

尽管基于 $^{229\text{m}}\text{Th}$ 的核钟设想在2003年就已提出,但该同核异能态的共振能量以及退激寿命一直无法确定。早期,科学家试图从 ^{233}U 的 α 衰变中观测 ^{229}Th 核退激后荧光信号,但都失败了。2005年,研究人员重新分析了早期的实验数据,并考虑了带间跃迁的影响,提出该能级的能量应为 (5.5 ± 1.0) eV。到了2007年,Beck等人将更为先进的低温磁场微热量计引入到实验中,利用其在~30 eV的高分辨率获得 $^{229\text{m}}\text{Th}$ 和基态跃迁的 γ 光谱,进一步将能量值修正为 (7.6 ± 0.5) eV;2009年,同一团队又将结果修正到了 (7.8 ± 0.5) eV,这一数值已经非常接近目前的测量值了。

然而,随着能级测量值的不断向上修正,科学

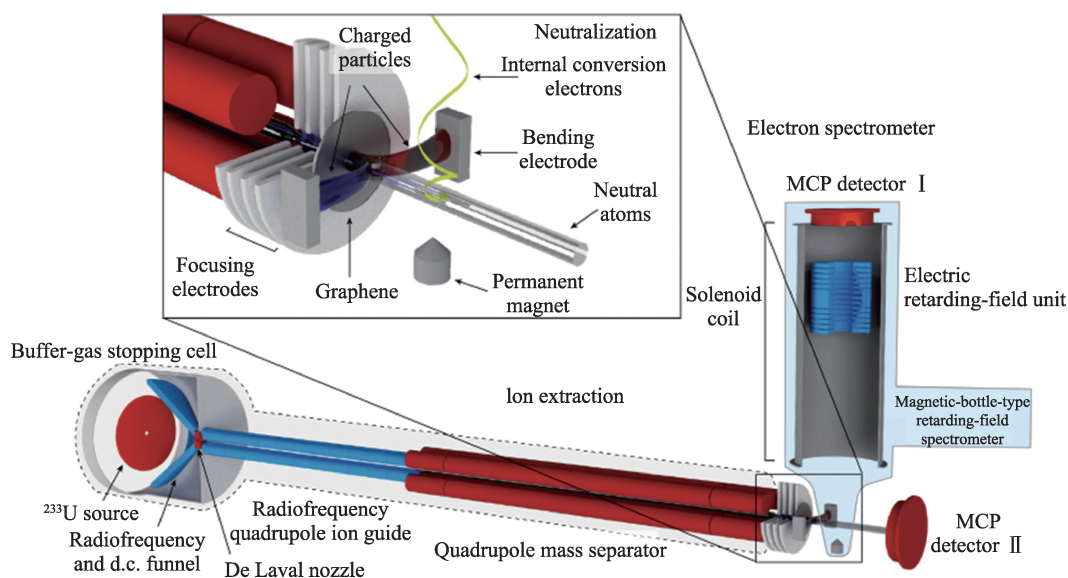
家们意识到修正的能量值越过了中性钍原子的第一电离能(约6.3 eV)阈值。这意味着,中性 $^{229\text{m}}\text{Th}$ 核在退激时,能量会优先转移给核外电子并使其电离成自由电子,导致辐射能量不再以光子形式放出,而是转换为电子的动能。这种非辐射退激过程被称为内转换(Internal Conversion, IC)。F.F. Karpeshin 和 M.B. Trzhaskovskaya 在2007年进行的理论计算表明,中性 $^{229\text{m}}\text{Th}$ 发生内转换的概率比辐射衰变高出约9个数量级,导致其有效寿命缩短至约10 μs 。这就不难解释为何在早期针对 ^{233}U 的 α 衰变的 γ 光谱分析中,光子信号始终无法被有效观测,甚至一度引发了学界对该极低能态真实存在的质疑。

3.2 间接测量:探测内转换电子能谱

鉴于直接探测光子面临极高的本底与极微弱的信号,人们开始尝试探测内转换电子来确定 $^{229\text{m}}\text{Th}$ 的能量。由于早期实验常受限于系统精度与离子注入过深等因素,且 ^{233}U 的 α 衰变产生的高能 α 粒子在未屏蔽状态下会产生严重的干扰,降低探测的信噪比,所以相关实验均未取得实质性突破。

为此,慕尼黑大学(Ludwig-Maximilians-Universität München, LMU)的Lars von der Wense团队于2013年设计了基于缓冲气体冷却与表面中和的新型探测方案。该方案通过收集 ^{233}U 发生 α 衰变产生的低能反冲 ^{229}Th 离子,使其沉积在微通道板探测器(Microchannel plate, MCP)表面捕获电子变为中性,进而触发内转换过程,最后利用与同核异能态衰变寿命对应的延迟电子信号来标记衰变事件。2016年,该团队首次直接探测到了 $^{229\text{m}}\text{Th}$ 发生IC衰变的电子能谱^[3],提供了 $^{229\text{m}}\text{Th}$ 低能同核异能态存在的直接物理证据。随后该团队引入了磁瓶式减速场电子能谱仪进行了一项改进实验,首次从IC电子能谱中提取出 $^{229\text{m}}\text{Th}$ 的能量值为 $8.28(17)$ eV,实现了针对 $^{229\text{m}}\text{Th}$ 的首次精确测量^[5]。

与此同时,光谱的间接测量精度也在不断突破。2020年,Tomas Sikorsky等人利用分辨率更高的低温磁场微热量计重新测量了 ^{233}U 在 α 衰变后的

图3 IC电子测量改讲实验装置示意图^[5]

实验装置由三部分组成:离子提取部分(虚线轮廓)、中和部分(插图)和电子能谱装置(右)。 ^{233}U 源放置在缓冲停止池中,产生的 ^{229}Th 离子首先会被射频直流产生的漏斗状电场引导到气包出口,随后被注入到一个四极杆中形成离子束。 ^{229}Th 离子在通过石墨烯箔的过程中被中和,随后向电子能谱仪移动过程中发生内转换衰变。产生的内转换电子被永磁体引导到一个减速电磁线圈,最后到达MCP进行计数

低能 γ 光谱,最终给出了不确定度最小的能量值 $8.10(17) \text{ eV}^{[6]}$ 。这一结果对应波长在 $153.1(37) \text{ nm}$, 明确揭示了该同核异能态的能量位于真空紫外 (VUV) 波段。至此,直接探测内转换电子能谱与间接测量高分辨率 γ 光谱这两种测量方法实现了独立的交叉验证。这不仅极大提升了 ^{229m}Th 跃迁能量测

定值的可靠性,也为后续的VUV激发光源设计提供了精确的指导,全面推动了 ^{229}Th 直接激光激发的进程。

3.3 抑制 IC 衰变：晶体掺杂实现直接测量

除了间接测量IC过程释放出的电子能谱,抑制IC衰变道以直接探测 $^{229\text{m}}\text{Th}$ 的辐射衰变光子是另一条更为关键的路径。将 ^{229}Th 掺杂于具有宽带隙的透明晶体中是抑制内转换的有效手段。理想的宿主材料需满足两大条件:一是带隙足够大,以避免吸收或干扰核跃迁释放的真空紫外(VUV)光子;二是晶体结构需能容纳足够高的掺杂浓度。在众多满足条件的晶体材料中,目前 CaF_2 较为常用,它的带隙在11.6 eV~12.1 eV之间,是研究紫外光学的关键材料^[7]。

在宿主晶体中, ^{229}Th 往往以 Th^{4+} 离子的形式存在, 失去价电子的 ^{229}Th 因缺乏内转换所需的核外电子条件, 发生 IC 衰变的概率显著降低; 此外, 相较于

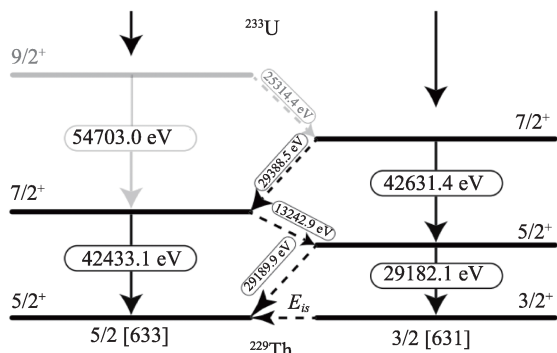


图4 ^{229}Th 部分能级图,其由 ^{233}U 衰变产生^[6]

^{229}Th 部分激发态的能级结构及对应的跃迁能量, 其中各个能级以角动量与宇称来表示。基态与同核异能态分别属于不同的转动带: $5/2[633]$ 和 $3/2[631]$, 跨带跃迁能量 E_a 即为同核异能态的能量

离子阱等真空体系,固态晶体基质能够以极高的空间密度容纳靶离子,获得更高的离子浓度。例如,奥地利维也纳工业大学(TU Wien)团队2023年成功在 CaF_2 晶体中实现了高达 10^{18} cm^{-3} 的 ^{229}Th 掺杂浓度^[8]。这极大地提高了激发效率,为实验探测 $^{229\text{m}}\text{Th}$ 直接衰变信号迈出了关键一步。

然而,早期直接利用 ^{233}U 产生的 $^{229\text{m}}\text{Th}$ 离子束注入晶体的尝试均未观测到辐射信号。也有科研人员希望将 ^{233}U 直接生长进合适的宿主晶体材料中,同样未观察到信号。这主要是因为 ^{233}U 的 α 衰变后产生 $^{229\text{m}}\text{Th}$ 的分支比极低(仅有2%左右),而较长半衰期的 ^{233}U 产生的 ^{229}Th 本身已经很少了,这意味着生成的 $^{229\text{m}}\text{Th}$ 少之又少,衰变的 γ 光子或者IC电子信号极其微弱;同时 ^{233}U 的 α 衰变释放的高能 α 粒子还会赋予生成的 ^{229}Th 较大的反冲动能。这种巨大的能量转移会导致 ^{229}Th 的偏移和严重的晶格损伤。

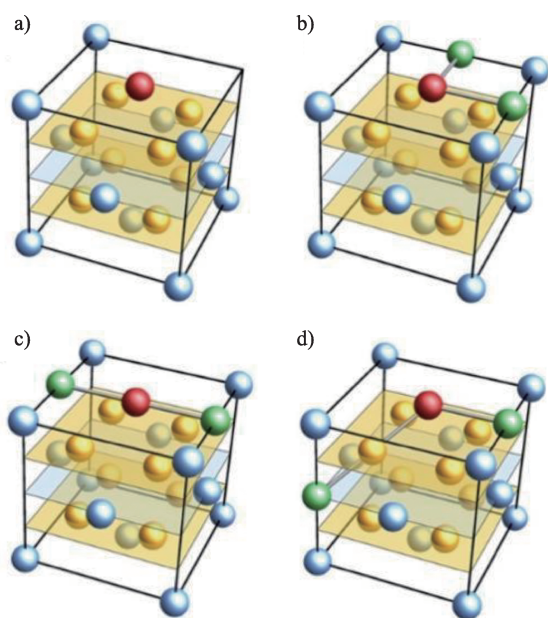


图5 在 CaF_2 晶体中掺杂 ^{229}Th 离子示意图^[7]

中性Th原子被掺杂进晶体后,失去4个价电子,形成 Th^{4+} 离子(红色)。然而, CaF_2 晶体中的原始阳离子 Ca^{2+} (蓝色)只带两个正电荷, Th^{4+} 离子的掺入打破了晶体电荷平衡。为了实现电荷补偿,晶体结构需要局部调整。图(a)为移除一个 Ca^{2+} 的补偿方式,(b)-(d)代表在不同空间位置上引入一对 F^- (绿色)进行电荷补偿

相比之下,欧洲核子研究中心(CERN)相关团队采用基于 ^{229}Ac 的 β 衰变进行掺杂的方案有效解决了这一问题。 ^{229}Ac 发生 β 衰变产生 $^{229\text{m}}\text{Th}$ 的分支比约14%,更重要的是, β 衰变传递给 ^{229}Th 的反冲能只有2 eV左右,比典型的晶格位移能量小一个数量级,使得 ^{229}Ac 在 β 衰变后生成的 ^{229}Th 仍然处在原晶格位置,低反冲动能可以最大程度地保持宿主晶体的结构完整性^[9]。2022年,该团队借助激光离子源(Isotope Separator On Line Device, ISOLDE)在线生产的高强、高纯的 ^{229}Ac 离子束,将室温下产生的质量数 $A=229$ 的放射性离子束注入到 CaF_2 和 MgF_2 材料中,首次直接测量到了 $^{229\text{m}}\text{Th}$ 辐射衰变的 γ 光子。对照实验显示,注入质量数 $A=229$ 的晶体的连续光谱有一个148.7 nm的峰,而质量数 $A=230$ 的对照组光谱则没有,表明峰是由 $^{229\text{m}}\text{Th}$ 的辐射衰变引起的。具体光谱分析得到 $^{229\text{m}}\text{Th}$ 的能量在8.338(24) eV,对应波长在148.7 nm左右,并且测得其在 MgF_2 晶体中的半衰期为670(102) s。这相较之前的实验结果^[5,6]压缩了约7倍的不确定度,为后续开发精确的激光光源来实现直接激发奠定了坚实的基础。

3.4 核共振散射:新型光源开辟新路径

伴随新一代X射线光源得到蓬勃发展,有研究

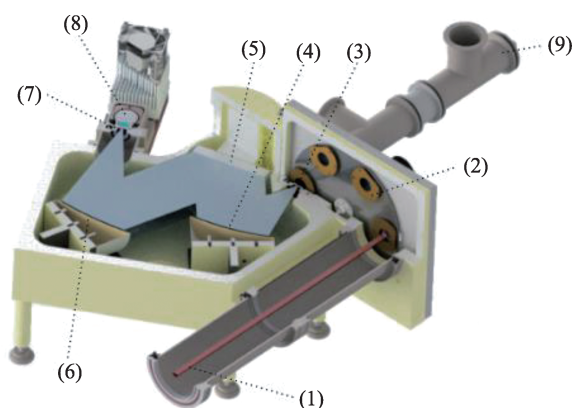


图6 CERN实验装置的设置^[9]

图中(1)为注入光束,(2)为大带隙晶体靶轮,(3)为入口狭缝、(4)为抛物面准直镜、(5)为衍射光栅、(6)为抛物面相机反射镜、(7)为探测器狭缝、(8)为光电倍增管探测器、(9)为用于标定的等离子体紫外光子源。该装置还包括放置在晶体植入位置附近的 γ 辐射探测器

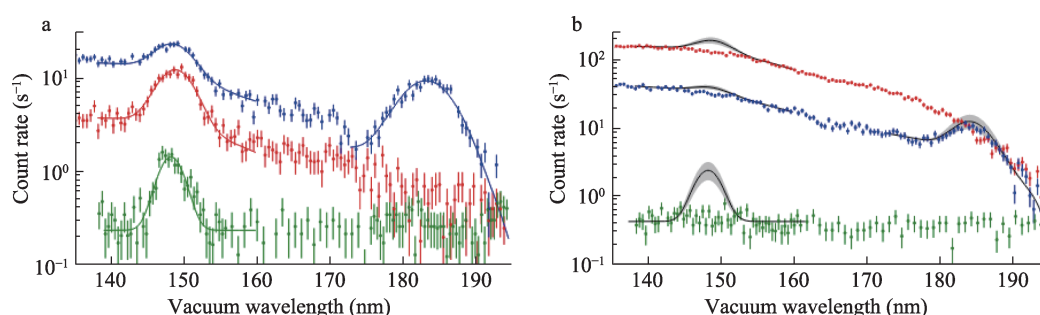


图7 不同晶体的低分辨率波长光谱^[9]

其中(a)图和(b)分别为注入质量数 $A=229$ 和 $A=230$ 的晶体信号,光束注入5 mm MgF_2 (红色)、5 mm CaF_2 (蓝色)和50 nm CaF_2 (绿色)晶体后,以3 mm入口狭缝记录的光谱误差条表示统计标准差的不确定度。黑色实线表示 $A=230$ 光谱中的预期信号。

灰色不确定度带包括放射性离子束产生率的1 s.d.不确定度

团队提出利用同步辐射光源产生的7.8 eV左右紫外光直接激发 ^{229}Th 并直接观察其辐射信号,但相关实验均告失败。Tkalya等科学家在2000年提出了一种全新的实验思路,利用X射线将原子核先激发至能量和线宽都确定的 ^{229}Th 的29.19 keV上能级,随后观测其退激到 $^{229\text{m}}\text{Th}$ 的级联光子,间接得到 $^{229\text{m}}\text{Th}$ 的能量,这种测量方法被称为核共振散射(Nuclear Resonant Scattering, NRS)。NRS方法相对于传统的荧光探测和电子探测具有极高的时间分辨能力,在材料分析领域已经非常成熟。这项具有挑战性的实验直到2019年才取得关键突破,Takahiko Masuda等人利用日本SPring-8同步辐射光源成功观测到了 ^{229}Th 的29 keV的上能级共振信号^[10]。然而,当时的靶材是将 ^{229}Th 硝酸溶液滴入带凹槽的石墨板上并烘干制备的,仅沉积了0.24 μg 的 ^{229}Th 。因样品的浓度更低,该实验并未推算出 $^{229\text{m}}\text{Th}$ 共振能量的精确值,只是进一步将其能量范围限制在2.5 eV $<E_{\text{is}}<8.9$ eV区间。

随着前述高浓度晶体掺杂技术的发展,美国加利福尼亚大学洛杉矶分校(UCLA)团队、奥地利维也纳工业大学(TU Wien)团队分别开发出了高浓度掺杂靶材。至此,NRS方法的瓶颈得到有效解决。2024年,Takahiro Hiraki和Koichi Okai等人利用新型高浓度靶材,在SPring-8上实现了基于NRS精确测量,得到 $^{229\text{m}}\text{Th}$ 与基态的跃迁波长为148.18 (42) nm,半衰期为447(25) s,与先前CERN的实验

结果高度一致。

该研究同时指出,不同实验测得的衰变寿命存在显著差异,为了解释 ^{229}Th 同核异能态在晶体环境中的猝灭机制,2026年,该联合团队继续依托SPring-8设施展开了深度的微观机制探究。他们将 ^{229}Th 激发至29 keV的上能级并精细追踪其退激过程,揭示了高能X射线会在晶体中诱导产生大量电子-空穴对,热化后的电子通过晶格跳跃的方式迁移,一旦被 ^{229}Th 缺陷位点捕获,便会瞬间满足发生内转换(IC)条件,从而大幅加速了同核异能态的内转换猝灭。工作首次将核衰变过程与晶体中的载流子动态联系起来,解释了强辐射下核态寿命缩短的原因,更为未来优化核钟性能、抑制非期望猝灭提供了关键的物理依据。

参考文献

- [1] VON DER WENSE L, SEIFERLE B, THIROLF P G. Towards a ^{229}Th -based nuclear clock[J/OL]. Measurement Techniques, 2018, 60(12): 1178-1192. DOI: 10.1007/s11018-018-1337-1.
- [2] PEIK E, TAMM C. Nuclear laser spectroscopy of the 3.5 eV transition in Th-229[J/OL]. Europhysics Letters (EPL), 2003, 61(2): 181-186. DOI: 10.1209/epl/i2003-00210-x.
- [3] VON DER WENSE L, SEIFERLE B, LAATIAOUI M, et al. Direct detection of the ^{229}Th nuclear clock transition[J/OL]. Nature, 2016, 533(7601): 47-51. DOI: 10.1038/nature17669.
- [4] BEEKS K, SIKORSKY T, SCHUMM T, et al. The thorium-229 low-energy isomer and the nuclear clock[J/OL]. Nature Reviews Physics, 2021, 3(4): 238-248. DOI: 10.1038/s42254-021-00286-6.

- [5] SEIFERLE B, VON DER WENSE L, BILOUS P V, et al. Energy of the ^{229}Th nuclear clock transition[J/OL]. Nature, 2019, 573(7773): 243-246. DOI: 10.1038/s41586-019-1533-4.
- [6] SIKORSKY T, GEIST J, HENGSTLER D, et al. Measurement of the ^{229}Th isomer energy with a magnetic microcalorimeter[J/OL]. Physical Review Letters, 2020, 125(14): 142503. DOI: 10.1103/PhysRevLett.125.142503.
- [7] DESSOVIC P, MOHN P, JACKSON R A, et al. ^{229}Th thorium-doped calcium fluoride for nuclear laser spectroscopy[J/OL]. Journal of Physics: Condensed Matter, 2014, 26(10): 105402. DOI: 10.1088/0953-8984/26/10/105402.
- [8] BEEKS K, SIKORSKY T, ROSECKER V, et al. Growth and characterization of thorium-doped calcium fluoride single crystals[J/OL]. Scientific Reports, 2023, 13(1): 3897. DOI: 10.1038/s41598-023-31045-5.
- [9] KRAEMER S, MOENS J, ATHANASAKIS-KAKLAMANAKIS M, et al. Observation of the radiative decay of the ^{229}Th nuclear clock isomer[J/OL]. Nature, 2023, 617(7962): 706-710. DOI: 10.1038/s41586-023-05894-z.
- [10] MASUDA T, YOSHIMI A, FUJIEDA A, et al. X-ray pumping of the ^{229}Th nuclear clock isomer[J/OL]. Nature, 2019, 573(7773): 238-242. DOI: 10.1038/s41586-019-1542-3.

科苑快讯

即将改变医学和技术的微小DNA机器人

科学家正在探索基于DNA机器人,这是一种微小的分子机器,有朝一日可以在人体中导航,提供靶向治疗,甚至构建纳米级技术。

科学家正在将携带遗传信息的DNA分子,转化为微型机器人的建筑材料。他们被设计为在分子尺度上运行,其长期目标是在血液中移动,瞄准癌症等病变细胞,并精准地输送药物。研究人员还认为DNA机器人最终可以帮助构建极小的数据存储系统和计算设备。

通过将我们熟悉的大规模机器人技术应用到纳米尺度,科学家开始创造出能够更可靠地执行特定任务的分子装置。一些机器人依靠刚性关节来保持稳定,而另一些则使用受折纸启发的柔性部件或折叠结构。

为了一个由不断的分子碰撞主导的微观世界中可靠地移动和响应,统计人员开发了化学和物理相结合的控制方法,如DNA链移位这类生物化学技术,以及外部触发因素,包括电场、磁场和光。

DNA链移位为科学家提供了一种为机器本身编程的方法。通过设计“燃料”和“结构”DNA链以精确的顺序相互作用,研究人员可以非常准确地触发运动或形状变化。实际上,机器人可以通过编码来执行分子指令。

医疗潜力是该领域最大的吸引力之一,DNA机器人可能会像“纳米外科医生”一样,在体内找到特定的细胞,并直接向它们提供治疗。理论上,这种精确度可以使治疗更有效,同时减少对健康组织的伤害。

在原子制造中,DNA机器人可以作为可编程模板,以亚纳米精度($<10^{-5}$ 毫米)定位纳米颗粒。这可以帮助科学家创造分子计算机和光学设备,这些设备的性能比目前的制造方法更容易实现。

尽管取得了进展,但主要障碍依然存在。布朗运动使得精确控制变得困难,目前许多DNA机器人仍然是静态、孤立的系统,功能有限。该领域还缺乏强大的支持基础设施,包括DNA机械特性的详细数据库和可以准确预测这些机器行为的模拟工具。

标准化的DNA“零件库”、人工智能辅助设计模拟和改进的生物制造方法,是使DNA机器人更有能力和可扩展性的关键步骤。

研究人员说,未来的机器人将不仅由金属和塑料制成的,而将是生物的、可编程的和智能的,他们将成为我们最终掌握分子世界的工具。

(高凌云编译自2026年3月22日SciTechDaily网站)