



LHCb实验上重子CP破坏研究进展

安刘攀, 高原宁, 牟泽清*, 荣天泽, 万关越, 杨雪婷, 杨振伟, 张艳席*, 郑爽

北京大学物理学院, 北京 100871

* 联系人, E-mail: 2201110131@stu.pku.edu.cn; yanxi.zhang@pku.edu.cn

2025-09-01 收稿, 2025-11-19 修回, 2025-11-21 接受, 2025-11-25 网络版发表

国家自然科学基金国际(地区)合作交流项目(12061141007)、国家重点研发计划(2022YFA1601900, 2020YFA0406400)、国家自然科学基金面上项目(12175005, 12375068)和国家杰出青年科学基金(11925504)资助

摘要 粒子物理标准模型是描述最小尺度上粒子及其相互作用的基本理论, 其中预言的电荷共轭(C)与宇称(P)联合对称性破坏, 即CP破坏, 将导致物质与反物质在弱相互作用中的差异. 天文观测表明, 当前宇宙中存在显著的物质-反物质不对称性. CP破坏不仅与基本粒子的味结构密切相关, 也是理解宇宙物质起源的重要线索. 然而, 标准模型所预测的CP破坏强度远不足以解释观测到的宇宙不对称性, 暗示可能存在超出标准模型的新CP破坏来源. 重子作为宇宙可见物质的主要组成, 其衰变中的CP破坏研究是全面检验标准模型并探索超出标准模型新物理的重要途径. 但长期以来, 实验上未能在重子体系中观测到明确的CP破坏信号. 因此, 对重子衰变CP破坏的深入研究, 有望揭示新的CP破坏来源. 自运行以来, LHCb实验组深入和系统地研究了重子衰变的CP破坏, 利用多种方法研究了底重子和粲重子多个衰变的CP破坏, 最终在 Λ_b^0 重子四体非共振衰变 $\Lambda_b^0 \rightarrow pK^-\pi^+\pi^-$ 首次观测到重子的CP破坏现象. 本文系统综述LHCb实验在底重子衰变直接CP破坏测量方面的最新实验进展, 分析相关物理机制与理论意义, 并展望LHCb未来在重子CP破坏研究中的发展潜力与科学前景.

关键词 CP破坏, 底重子, LHCb实验, CKM机制

对称性及其破缺揭示了自然界基本规律的深层结构. 在粒子物理和宇宙学的联系中, 重子扮演着尤为关键的角色. 宇宙中几乎所有可见物质——从恒星、气体到行星乃至我们自身——都由重子构成. 理解重子为何占据宇宙的支配地位, 以及其产生机制为何偏向物质而非反物质, 是现代物理最根本的问题之一. 由于CP破坏是解释宇宙物质-反物质不对称的必要条件之一, 因此探索重子体系中的CP破坏不仅是检验标准模型的重要途径, 更直接关乎宇宙中物质起源这一重大科学问题.

1956年, 李政道和杨振宁提出弱相互作用中宇称(P)可能不守恒的假设^[1], 并由吴健雄团队在钴-60 β 衰变实验中首次验证^[2], 开启了基本对称性破坏研究的新篇章; 随后, 发现电荷共轭(C)对称性亦在弱相互作用

中被破坏^[3]. 然而, 物理学界一度认为C与P的联合对称性(CP)在弱相互作用中仍保持守恒, 直到1964年克罗宁与菲奇团队在中性K介子体系中首次观测到CP破坏现象^[4], 这一发现成为粒子物理的重要里程碑. CP破坏意味着物质与反物质遵循的物理规律存在差异. 1929年, 狄拉克提出描述电子的相对论运动方程, 预言了电子的反物质粒子——正电子的存在^[5]. 1932年, 安德森在宇宙线中发现了正电子^[6]. 此后, 人们相继发现了所有基本粒子及轻核的反粒子, 并进一步合成了反原子. 实验表明, 反原子的电磁和核力性质与普通原子几乎完全一致. 照此推论, 宇宙初期应含有与物质数量相当的反物质. 然而, 目前天文学观测表明, 宇宙几乎完全由物质构成, 反物质的存在量极其微小^[7]. 根据标准宇宙学模型, 宇宙起源于约138亿年前的一次大爆炸, 大

引用格式: 安刘攀, 高原宁, 牟泽清, 等. LHCb实验上重子CP破坏研究进展. 科学通报, 2026, 71: 1035–1049

An L, Gao Y, Mu Z, et al. Progress on baryon CP violation at the LHCb experiment (in Chinese). Chin Sci Bull, 2026, 71: 1035–1049, doi: [10.1360/CSB-2025-5462](https://doi.org/10.1360/CSB-2025-5462)

爆炸产生了等量的物质和反物质。随着宇宙膨胀,物质和反物质湮灭,最终仅留下约十亿分之一的“净”物质形成了今天的可见宇宙。萨哈洛夫指出,基于动力学解释宇宙物质的产生机制,必须满足三个条件,其中之一便是CP破坏^[8]。因此,CP破坏被认为是理解宇宙物质起源的关键钥匙。

自CP破坏被发现以来,其动力学起源一直是基础物理的重要课题。早期的理论尝试包括沃尔芬斯坦提出的“双奇异数改变的超弱相互作用”机制^[9],以及由小林和益川建立的基于标准模型的夸克混合机制(记为CKM机制)^[10]。二者均可解释 $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ 过程中的CP破坏,但在适用范围上截然不同:超弱相互作用仅允许中性K介子振荡中出现CP破坏,而CKM机制预言在各种介子体系的混合与衰变过程中均可能产生CP破坏。1999, NA48和KTeV实验确认了 K^0 介子衰变中存在直接CP破坏^[11,12],从而排除了超弱相互作用模型。2000年以来,位于美国斯坦福直线加速器实验的BaBar以及日本高能加速器机构的Belle实验专门研究底介子,在底介子的混合和衰变中都发现了CP破坏现象^[13,14],最终确立了CKM机制作为夸克体系中CP破坏的唯一来源。位于欧洲核子研究中心的大型强子对撞机底夸克(LHCb)实验于2010年开始取数,对底强子和粲强子的CP破坏进行了深入研究,进一步推动了CP破坏测量的精度前沿,使其成为检验标准模型与探索新物理的重要窗口。

精确检验CKM机制是检验标准模型的有效途径。这一机制揭示了参与弱相互作用的夸克味本征态与其参与希格斯相互作用的质量本征态并不相同。三代夸克的质量本征态混合成味道本征态由CKM矩阵来描述,即

$$V_{\text{CKM}} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix}, \quad (1)$$

其中,下标 u, c, t, d, s, b 代表标准模型已知的六种夸克。CKM矩阵是一个幺正矩阵,在标准参数化形式下,它包含三个表示夸克混合强度的转动参数和一个弱相位参数。该相位对正反粒子符号相反,从而可以导致CP破坏。这是自然界中目前唯一被实验确证的CP破坏来源。幺正性 $V^\dagger V = I$ 对CKM矩阵元给出了极强的限制,通过测量矩阵元的大小和相位,为检验CKM机制、寻找超出标准模型的新物理提供了理想的突破口。

尽管CKM机制能够解释实验上观测到的CP破坏现象,但其产生的宇宙物质-反物质不对称程度远小于实际观测值。因此,为理解宇宙正反物质不对称来源这一根本性问题,需要新的、超出标准模型的CP破坏来源。系统测量各种强子体系中的CP破坏,尤其是对重子体系的研究,是探索新物理的重要方向。过去60年来,实验上已在所有类型介子系统(奇异介子、粲介子和底介子)中观察到了CP破坏现象,然而长期未发现重子CP破坏的确凿信号。BESIII实验基于正反超子(包含奇异夸克的重子)在 e^+e^- 对撞机上的成对产生机制,利用振幅分析方法提取超子衰变的 α 等宇称破坏参数。通过对比正反超子的宇称破坏参数,在精度达0.1%的测量中未发现CP破坏迹象^[15-17]。Belle实验基于宇称破坏参数研究了含粲重子的CP破坏,最好精度在1%水平,也未发现CP破坏^[18]。近年来,LHCb实验采用多种分析方法,在底与粲重子体系中开展系统、深入的研究,最终在 $\Lambda_b^0 \rightarrow pK^-\pi^+\pi^-$ 衰变中首次发现了重子体系的CP破坏现象,回答了重子系统是否存在CP破坏的长期疑问,为探索新的CP破坏机制和理解物质起源开启了新纪元。

本文综述LHCb实验关于底重子衰变过程中CP破坏的最新测量结果。首先,简要介绍LHCb实验装置;其次,总结CP破坏测量的常用方法;然后,展示LHCb实验近期在底重子CP破坏测量方面的成果;最后,对未来实验的发展进行展望。需要说明的是,本综述引用的测量结果中,第一项不确定度为统计误差,第二项为系统误差。

1 LHCb实验和北京大学LHCb实验组

LHCb实验是大型强子对撞机LHC上四个大型实验之一,致力于研究含底和粲夸克的强子(统称为重味强子),主要物理目标是通过精确测量CP破坏以及稀有衰变,检验标准模型、寻找新物理。LHCb探测器如图1所示^[19,20],是一个单臂前向谱仪,覆盖赝快度范围 $2 < \eta < 5$ 。LHCb实验收集LHC质子-质子(pp)对撞产生的重味强子数据进行相关物理研究, pp 对撞的质心能量达TeV级别,对撞产生的 $b\bar{b}$ 夸克对倾向分布在靠近束流管的狭窄前向锥区内。因此,尽管LHCb探测器仅覆盖总 4π 立体角的2.4%,但能探测对撞中产生的约25%的 $b\bar{b}$ 夸克对^[19]。

LHCb探测器主要由偶极磁铁、寻迹系统、粒子

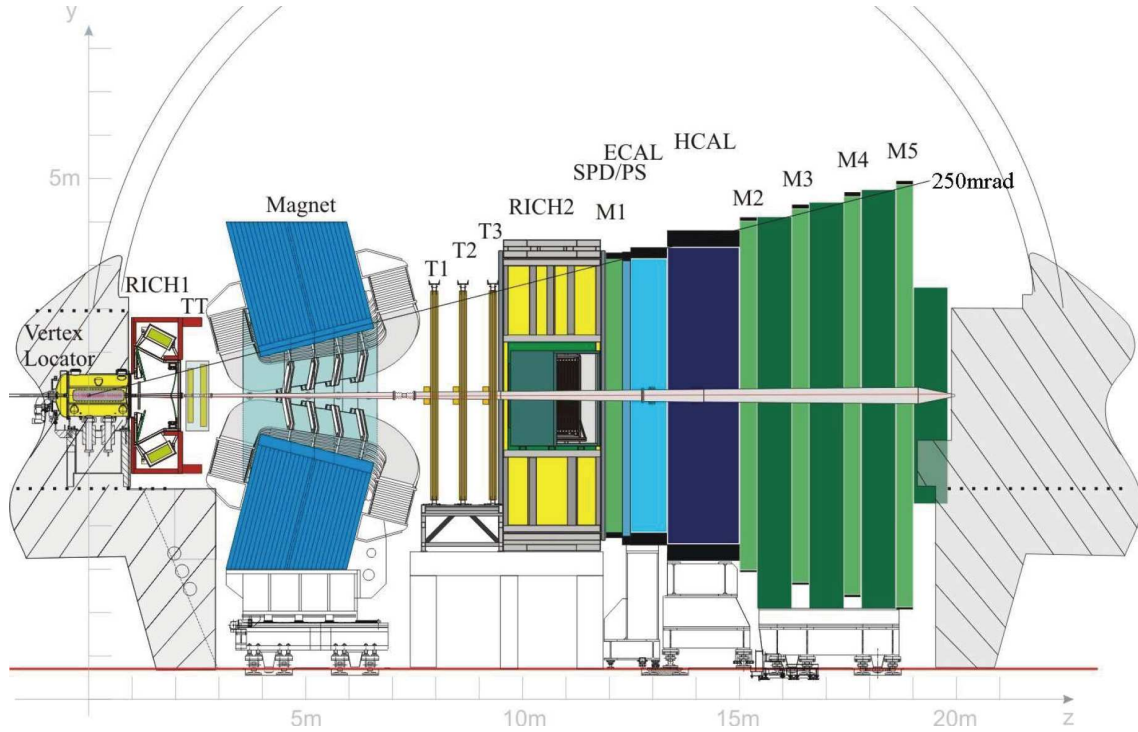


图 1 运行一期和运行二期LHCb探测器示意图^[20]

Figure 1 Schematic diagrams of LHCb detectors in operation Run I and Run II^[20]

鉴别系统三部分构成。偶极磁铁可提供积分强度为 4 Tm 的磁场，与高精度的寻迹系统相结合用于测量带电粒子的动量。用于一期和二期取数的寻迹系统由包裹 pp 对撞区的硅微条顶点探测器^[21]、位于磁铁上游的大面积硅微条探测器，以及磁铁下游的三组硅微条探测器和稻草管漂移室^[22,23]组成。寻迹系统可以重建带电粒子轨迹，进而为测量带电粒子动量、重建粒子的产生和衰变顶点、鉴别带电粒子种类以及离线数据分析提供必要条件。LHCb 探测器对带电粒子的动量测量相对不确定度从低动量时 0.5% 变化至 200 GeV/c 时的 1.0%，对带电粒子碰撞参数测量分辨率为 $(15+29/p_T)$ μm ，其中 p_T (单位为 GeV/c) 为横向动量，对典型的底介子衰变的时间测量分辨率优于 50 fs ($B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$ 衰变)。

LHCb 实验的粒子鉴别系统是其区别于 ATLAS 和 CMS 等 LHC 其他实验的关键特征之一。该系统由两个环形成像切伦科夫探测器 (RICH)^[24]、电磁与强子量能器以及缪子系统组成，这些探测器针对不同类型粒子与不同动量范围内的粒子提供互补的鉴别信息。RICH 系统包括覆盖低、中动量 (约 2~60 GeV/c) 的 RICH1 和覆盖高动量 (约 30~100 GeV/c) 区域的 RICH2 探测器，是区分 π , K , p 等带电强子的核心装置。在保证 p 鉴别效率

高于 90% 的前提下， π 和 K 到 p 的误鉴别率可以压低到小于 10%。缪子系统采用气体探测器技术，为 μ 的重建和鉴别提供实验信息。而电磁量能器和强子量能器为光子、 π^0 介子和电子的鉴别以及重建提供必要条件。

LHCb 实验自 2010 年起收集 pp 对撞数据。第一运行期 (2010~2012 年) 在质心能量 7 和 8 TeV 下进行，共采集积分亮度约 3 fb⁻¹ 的数据；第二运行期 (2015~2018 年) 在 13 TeV 下积累积分亮度约 6 fb⁻¹。在 LHC 实验上， $b\bar{b}$ 产生截面约为 500 μb^{-1} (质心能量 13 TeV 时)，其中 25% 作用最终强子化为 A_b^0 重子^[25]。本文综述的物理结果都是基于上述两个运行期的数据集。当前正进行第三运行期 (2022~2026 年)，瞬时亮度为第一、二期的 5 倍，预期将采集总积分亮度超过 25 fb⁻¹ 的数据。为适应高亮度运行环境，LHCb 探测器在运行三期前完成了重大升级^[26]。升级内容包括硅微条顶点探测器升级为硅像素探测器等。并且，三期取数采用全软件触发，显著提高了数据采集效率^[27]。

在利用 LHCb 实验数据测量底重子衰变 CP 破坏时，高本底污染是限制测量精度的关键因素。强子对撞产生的事例中，信号过程被淹没在巨大的组合本底中。为

提升测量灵敏度, 通常需要采用多变量分析方法构建高判别力的分类器. 该分类器综合运动学变量、衰变几何拓扑变量及粒子鉴别信息, 通过梯度提升决策树等算法进行信号与本底的甄别.

LHCb自运行以来在CP破坏、稀有衰变以及强子谱学研究领域取得多项重要成果, 比如首次发现五夸克态和双粲重子等新强子^[28,29]、首次发现粲介子的CP破坏^[30]、首次发现 B_s^0 介子的CP破坏^[31]、首次发现重子的CP破坏^[32]等. LHCb国际合作组目前由来自全球25个国家105家研究单位的超过1800名成员组成, 合作组成员在探测器建造、实验运行维护和物理分析上进行有机的协作. 其中, LHCb中国组由来自清华大学、北京大学等12家单位的超过200名成员组成. 北京大学LHCb组成立于2019年, 依托核物理与核技术全国重点实验室, 对LHCb物理研究和探测器升级作出重要贡献, 特别是在首次发现重子CP破坏的研究以及新型电磁量能器研发上.

2 直接衰变CP破坏测量方法

CP破坏主要有三种类型: 衰变过程中的CP破坏(也称为直接CP破坏)、正反中性介子振荡中的CP破坏以及由衰变和振荡相互干涉过程中的CP破坏. 重子(反重子)由3个夸克(反夸克)构成, 无法发生振荡, 仅存在直接CP破坏可能. 当粒子 P 衰变到特定末态 f 的衰变宽度(Γ)与其CP共轭过程不相等时, 即

$$\Delta\Gamma(P \rightarrow f) \equiv \Gamma(P \rightarrow f) - \Gamma(\bar{P} \rightarrow \bar{f}) \neq 0, \quad (2)$$

则该过程存在CP破坏. 上式可用衰变振幅(A)表示为

$$|A(P \rightarrow f)|^2 - |A(\bar{P} \rightarrow \bar{f})|^2 \neq 0. \quad (3)$$

虽然正反衰变过程所依赖的CKM矩阵元相位相反, 然而如果仅有一个衰变振幅, 在取模之后, 正反过程的衰变宽度相等, 并无可观的CP破坏. 如果 P 到 f 的衰变至少由两个振幅组成, 分别记为 A_1 和 A_2 , 其对应的CKM矩阵元相位分别为 ϕ_1^w 和 ϕ_2^w , 对于反过程, 这些相位反号. CKM矩阵元的相位通常称为弱相位. 除此之外, A_1 和 A_2 还可能包括对于正反衰变相同的相位, δ_1^s 和 δ_2^s , 称为强相位. 总衰变振幅可以写为

$$A(P \rightarrow f) = e^{i\phi_1^w} e^{i\delta_1^s} |A_1| + e^{i\phi_2^w} e^{i\delta_2^s} |A_2|, \quad (4)$$

$$A(\bar{P} \rightarrow \bar{f}) = e^{-i\phi_1^w} e^{i\delta_1^s} |A_1| + e^{-i\phi_2^w} e^{i\delta_2^s} |A_2|, \quad (5)$$

CP破坏观测量通常定义为正反衰变宽度相对差异:

$$A_{\text{CP}} = \frac{|A(P \rightarrow f)|^2 - |A(\bar{P} \rightarrow \bar{f})|^2}{|A(P \rightarrow f)|^2 + |A(\bar{P} \rightarrow \bar{f})|^2} = \frac{2\sin\Delta\phi\sin\Delta\delta |A_2/A_1|}{1 + |A_2/A_1|^2 + 2|A_2/A_1|\cos\Delta\phi\cos\Delta\delta}, \quad (6)$$

因此, 要观测直接CP破坏, 必须同时存在弱相位差和强相位差, 且当两个衰变振幅的强度相当时, CP破坏才比较显著. 由于超子和粲重子衰变的弱相位较小或由单一衰变振幅主导, 其CP破坏较小, 小于等于 10^{-5} 和 10^{-3} 量级, 测量难度较大. 在标准模型框架下, 弱相位由CKM矩阵确定, 而强相位一般通过强相互作用产生, 涉及非微扰过程, 难以计算, 因此精确预言CP破坏对理论模型带来极大挑战.

实验上, CP破坏通过正反衰变的相对数目差异进行测量

$$A_{\text{CP}}^{\text{raw}} = \frac{N(P \rightarrow f) - N(\bar{P} \rightarrow \bar{f})}{N(P \rightarrow f) + N(\bar{P} \rightarrow \bar{f})}, \quad (7)$$

其中, N 表示信号数, 通过拟合不变质量谱得到. 实际上, $A_{\text{CP}}^{\text{raw}}$ 除了包含可能的CP破坏贡献外, 还有来自实验效应的影响, 主要包括正反重子产生截面的不对称性 A_P , 以及正反末态粒子探测效率的不对称性 A_D . 由于LHC采用质子-质子对撞, 净重子数守恒使得产生的重子数目比反重子数目稍多, 特别是在大快度区(与束流质子快度更靠近的运动学区), 对 A_b^0 等重味重子也是如此. 在LHCb探测器接受范围内, A_b^0 重子的产生不对称性为1%~2%, 随快度的增加呈上升趋势, 但对 A_b^0 横动量的依赖不明显^[33]. 由于探测器由物质组成而非反物质, 正反带电粒子与探测器物质的截面不同导致探测不对称性. 正反 pK 粒子的探测不对称性约为1%^[33,34], 且随动量升高而减小; 而正反 π 介子的探测不对称性则近似为零^[35]. 实验中必须扣除这些实验因素造成的测量不对称性. 通过选择初态、末态都与信号类似的衰变过程作为控制道, 测量二者CP破坏之差 ΔA_{CP} , 可以抵消实验不对称性并降低系统误差. 通常选取预期不存在CP破坏的控制道, 从而 ΔA_{CP} 与信号道的CP破坏等价. 进一步, 若理论预期信号道与控制道CP破坏符号相反, ΔA_{CP} 相对 A_{CP} 可以提高实验灵敏度.

对于两体衰变过程, 通常只测量整体CP破坏. 然而, 对一些特殊的两体衰变, 比如衰变重子处于极化状态, 或者具有级联衰变结构, 即衰变末态继续弱衰变, 可以测量衰变参数作为研究CP破坏的探针. 李政道和

杨振宁首先提出采用衰变参数来研究 $A \rightarrow p\pi^-$ 等过程中的宇称破坏^[36], 因此这些参数也称为宇称破坏参数. 对于一个自旋为1/2的重子到另一自旋为1/2的重子加赝标介子的衰变, 其振幅包含宇称破坏的S波和宇称守恒的P波组成, 由此可以构建 $\alpha = \frac{2\text{Re}(S^*P)}{|S|^2 + |P|^2}$ 等反映宇称破坏程度的参数. 通过研究衰变末态粒子的角分布可以提取这些参数, 进一步, 正反过程的衰变参数差异反映了CP破坏. 定义CP不对称性为 $A_\alpha = \frac{\alpha + \bar{\alpha}}{\alpha - \bar{\alpha}}$ ($\bar{\alpha}$ 为反过程的衰变参数). 宇称破坏参数的CP破坏与衰变宽度的CP破坏互补, 而且强度可能更大, 但对衰变模式的选择限制较多.

对于多体衰变过程, 除了测量整体CP破坏之外, 还可以进一步研究衰变相空间中的CP破坏结构, 提高测量灵敏度, 理解CP破坏的动力学来源. 通常采用两种不同的方法进行研究. 第一种方法是对相空间进行分割分别测量CP破坏, 相关测量也称为局部CP破坏. 相空间分割方法包括按照信号数近似均匀分割、根据共振质量和螺旋度角进行分割等. 研究相空间CP破坏的第二种方法是振幅分析. 基于Isobar模型框架, 多体衰变的总振幅可表示为多个准两体衰变过程振幅的相干叠加. 这些准两体衰变通常与强子共振态相关. 通过拟合实验数据提取这些分量振幅的系数(强度和相位), 进而测量正反衰变振幅系数的CP破坏. 通过振幅分析抽取CP破坏和按照共振态分割测量局域CP破坏都与强子共振态密切相关, 反映了直接CP破坏需要强相位差这一特性.

3 底重子衰变直接CP破坏实验结果

经过多年研究, 介子体系中的CP破坏已被充分确立, 实验结果与标准模型中CKM机制的预言高度一致. 该机制成功描述了底介子与粲介子衰变中观测到的CP不对称性现象. 例如, 在 $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ 衰变中测得 $(-31.4 \pm 3.0)\%$ 的CP破坏, 在 $B_s^0 \rightarrow K^+K^-$ 衰变中测得 $(16.2 \pm 3.5)\%$ 的CP破坏^[37], 为CKM框架提供了重要实验证据. 从夸克层次来看, 介子与重子衰变涉及相同的夸克跃迁振幅, 因此预期它们应表现出相近程度的CP破坏. 然而, 迄今为止, 显著的CP破坏在介子体系中被广泛观测到, 而重子体系长期未见明确信号. 这一差异在底强子衰变中尤为突出. 底强子无粲衰变通常由

树图 $b \rightarrow u(\bar{u}d/s)$ 与电弱圈图 $b \rightarrow d/s(q\bar{q})$ 过程共同主导, 二者的振幅大小相近、弱相位不同, 而拓扑结构差异可导致不同的强相位, 从而产生可观测的直接CP破坏. 但在底重子衰变中, 理论与实验研究均面临显著挑战. 理论上, 重子和介子衰变过程的动力学有很大的不同. 一方面, 重子衰变中涉及更多的夸克, 需要至少两个硬胶子来分配动量传递, 这可能增强高阶幂次贡献, 并改变幂级展开的行为^[38,39]. 另一方面, 更多拓扑图的存在, 例如色匹配的W发射图以及W交换图, 导致了丰富的强相位来源. 然而, 精确评估这些拓扑图中强相位的大小仍是一个理论挑战. 如果不能充分理解这些与介子衰变不同的动力学起源, 就无法准确预测重子衰变中的CP破坏效应^[40]. 实验上, 这类衰变的分支比比板极低(通常为 10^{-6} 量级或更小), 需要高亮度对撞机以获得足够统计量, 且底重子产生率远低于底介子, 仅能依赖LHCb等高分辨率强子对撞实验实现高精度测量. 正因如此, 重子体系的CP破坏研究长期受限, 直到LHCb近期的重大突破才首次在实验上得到确证.

3.1 底重子两体衰变中的CP破坏

两体衰变过程为研究CP破坏提供了有力支撑. 早期在底介子体系中, $B^0 \rightarrow K^+\pi^-$ 衰变中的直接CP破坏逐步在实验上建立起来^[41,42]. 随后, LHCb实验通过对相同末态的不变质量谱进行分析, 首次观测到 $B_s^0 \rightarrow K^+\pi^-$ 衰变中的直接CP破坏现象^[31]. 目前, 对上述两个衰变的最精确测量结果来自LHCb运行一期全部数据样本, 测得 $A_{\text{CP}}(B^0 \rightarrow K^+\pi^-) = -0.084 \pm 0.004 \pm 0.003$, $A_{\text{CP}}(B_s^0 \rightarrow K^+\pi^-) = 0.213 \pm 0.015 \pm 0.007$ ^[43]. 因此, 与无粲两体衰变过程 $B_{(s)}^0 \rightarrow K^+\pi^-$ 有着相似夸克跃迁结构的 $\Lambda_b^0 \rightarrow pK^-$ 和 $\Lambda_b^0 \rightarrow p\pi^-$ 衰变过程, 被视为探索底重子衰变过程中CP破坏现象的重要平台.

在标准模型框架下, 对这两种两体无粲衰变 $\Lambda_b^0 \rightarrow pK^-$ 和 $\Lambda_b^0 \rightarrow p\pi^-$ 的CP不对称性计算仍存在较大不确定性. 这种不确定性源于夸克之间残余的量子色动力学(QCD)相互作用, 使得强子化效应和形状因子的精确刻画极具挑战. 在广义因子化方法^[44,45]和MIT袋模型^[46]的研究中, 预测的CP不对称性值通常仅为几个百分点. 然而, 不同理论框架间存在明显差异, 部分甚至预言存在较强的CP破坏效应^[47~49]. 因此,

对 $\Lambda_b^0 \rightarrow pK^-$ 和 $\Lambda_b^0 \rightarrow p\pi^-$ 衰变的精确CP破坏测量, 对于验证和约束这些理论模型具有重要意义。

LHCb实验利用一期3 fb⁻¹数据对这两个衰变过程的CP破坏进行了测量, 在对 $\Lambda_b^0 \rightarrow pK^-$ 和 $\Lambda_b^0 \rightarrow p\pi^-$ 两个衰变测量精度分别为2.2%和2.9%下, 未发现明显的CP破坏^[50]。最新分析结合了一期和二期共计9 fb⁻¹数据样本^[51], 相应的 ph^- 两体不变质量分布与拟合结果如图2所示。

在扣除产生与探测不对称性等实验效应后, 测量得到CP不对称性为

$$A_{CP}(\Lambda_b^0 \rightarrow pK^-) = (-1.1 \pm 0.7 \pm 0.4)\%,$$

$$A_{CP}(\Lambda_b^0 \rightarrow p\pi^-) = (+0.2 \pm 0.8 \pm 0.4)\%.$$

结果仍未显示显著的CP破坏, 与底介子两体衰变中观测到的较大CP不对称性形成鲜明对比。近期一项新的理论解释^[40]指出, 不同分波振幅之间存在显著的破坏性干涉, 导致实验观测到的CP不对称性极小。与自旋为0的B介子衰变到两个赝标量介子的过程仅有一个分波振幅不同, Λ_b^0 重子的自旋为1/2, 可产生至少两个分波振幅。在 $\Lambda_b^0 \rightarrow pK^-$ 和 $\Lambda_b^0 \rightarrow p\pi^-$ 衰变过程包含S波振幅和P波振幅, 理论计算表明, $\Lambda_b^0 \rightarrow pK^-$ 衰变的CP破坏由其S波振幅产生的较小CP破坏主导。而 $\Lambda_b^0 \rightarrow p\pi^-$ 衰变S波与P波过程各自具有较大的CP不对称性, 可达10%, 但符号相反, 相互抵消后使总的不对称性显著

减小。该“分波相消”机制为目前实验未观察到明显CP破坏提供了自然解释。

进一步理解这类二体衰变的CP破坏机制, 可采用角分析方法测量宇称破坏参数的CP破坏, 对其中的S波与P波的CP破坏进行一定程度上的区分。比如基于级联衰变 $\Xi_b^0 \rightarrow \Lambda_b^0 \pi^-$, $\Lambda_b^0 \rightarrow ph^-$, 可以测量宇称破坏参数 α , 借助三期数据或可以实现10%精度的测量。LHCb实验已采用该方法研究多个重子衰变过程的CP破坏。比如, 对 $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ h^- (h = K/\pi)$ 衰变, 精确测量了其衰变参数的不对称性^[52]为

$$\alpha(\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^-) = 0.007 \pm 0.008 \pm 0.005,$$

$$\alpha(\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ K^-) = -0.032 \pm 0.029 \pm 0.006.$$

用于提取宇称破坏参数的角分布如图3所示。该结果不仅为深入理解重子弱衰变机制提供了重要的实验依据, 也充分展示了LHCb实验在利用角度分析方法寻找和理解CP破坏的潜力。

3.2 底重子三体无粲衰变中的CP破坏

与两体衰变相比, 三体衰变过程通常包含多个中间强子共振态。由于各个共振态具有相对独立的动力学机制, 其树图与圈图振幅的相对强度及强相位差往往不同, 从而为产生显著的局域CP破坏提供了条件。

在无粲B介子三体衰变 $B \rightarrow hhh$ 中 ($h = K, \pi$), LHCb实验已开展了高精度的CP破坏测量^[53-55]。结果显示, 不仅观测到显著的CP破坏信号, 而且在特定相

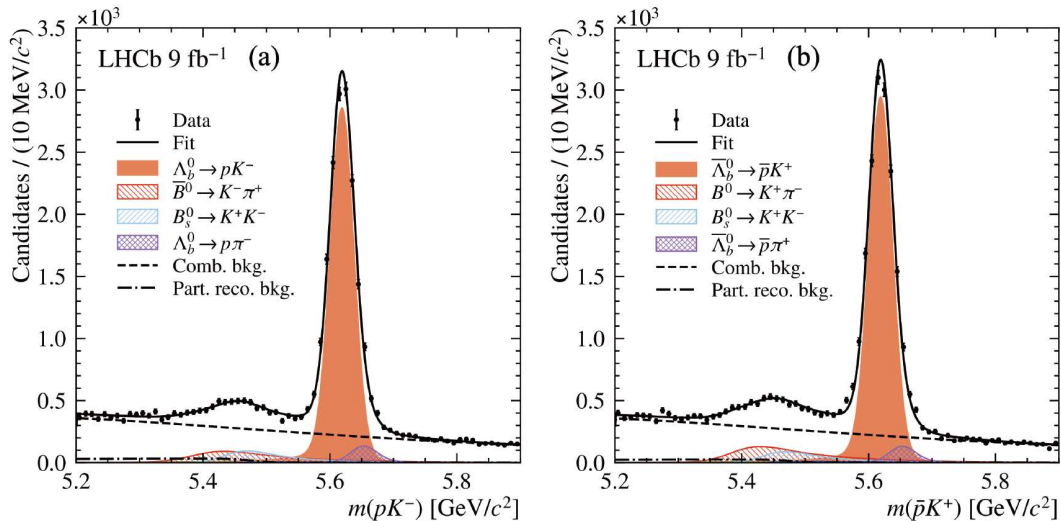


图2 运行一期和二期数据合并的不变质量分布^[51]。(a) m_{pK^-} ; (b) $m_{\bar{p}K^+}$
Figure 2 Invariant mass distribution with full Run I and Run II data^[51]。(a) m_{pK^-} ; (b) $m_{\bar{p}K^+}$

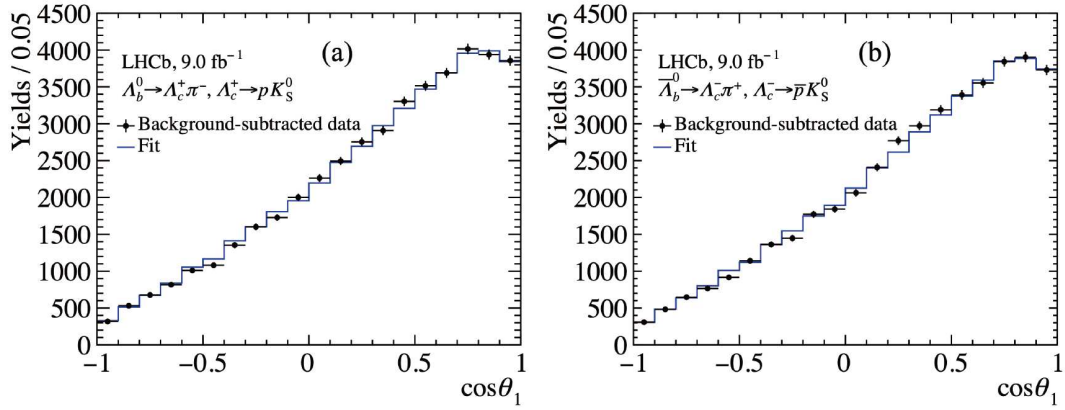


图3 运行一期和运行二期数据合并的 $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^-$, $\Lambda_c^+ \rightarrow p K_S^0$ 衰变角分布^[52]. (a) 正过程; (b) 反过程

Figure 3 Angular distributions of $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^-$ and $\Lambda_c^+ \rightarrow p K_S^0$ decays with full Run I and Run II data^[52]. (a) $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^-$ decay; (b) $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^- \pi^+$ decay

空间区域内, 局域CP不对称性可高达约75%. 这些研究表明, CP破坏的产生对强相位具有高度敏感性, 而强相位又强烈依赖于共振态间的相互作用以及 $\pi^+ \pi^- \leftrightarrow K^+ K^- S$ 波重散射机制. 在标准模型框架下, 这种独特的动力学机制并不限于介子系统, 在类似的重子衰变过程中也被预期存在, 例如 $\Lambda_b^0 / \Xi_b^0 \rightarrow \Lambda h^+ h^-$ 等衰变.

理论上, 对无粲 Λ_b^0 重子准两体衰变过程 $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda \omega / \Lambda \phi / \Lambda \rho$ 的研究表明, 采用QCD因子化方法计算得到的CP不对称性预期在0%~4%范围内, 而对应的分支比约为 10^{-7} 量级^[45,56-58]. 在广义因子化框架中, 通过引入有效颜色数 N_c , 得到的CP不对称性大小与QCD因子化计算结果一致, 但对应的分支比提高至 10^{-6} 量级^[44,59]. 对于 $\Lambda_b^0 \rightarrow N^{*+} \pi^-$ 衰变, 理论预言的CP不对称性范围约为-4%~6%^[59]. 在实验方面, LHCb基于运行一期数据首次观测到 $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda K^+ K^-$ 和 $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda K^+ \pi^-$ 衰变, 并首次获得了 $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda \pi^+ \pi^-$ 衰变存在的证据, 同时测量了这些衰变的CP不对称性, 结果均与CP守恒一致^[60].

LHCb实验利用运行一期和二期的全部数据, 对 $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda h^+ h^-$ ($h = K, \pi$)多个衰变过程展开了CP破坏测量研究^[61]. 在分析中, 采用初、末态与信号道一致或相似的 $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ (\rightarrow \Lambda \pi^+) \pi^-$ 衰变作为控制道, 以抵消产生不对称性 A_p 和探测效率不对称性 A_D 带来的影响, 从而显著降低系统误差. 相关测量结果为

$$A_{CP}(\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda K^+ K^-) = (+8.3 \pm 2.3 \pm 1.6)\%,$$

$$A_{CP}(\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda K^+ \pi^-) = (-11.8 \pm 4.5 \pm 2.1)\%,$$

$$A_{CP}(\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda \pi^+ \pi^-) = (-1.3 \pm 5.3 \pm 1.8)\%,$$

$$A_{CP}(\Xi_b^0 \rightarrow \Lambda K^+ \pi^-) = (+27 \pm 12 \pm 5)\%.$$

其中, $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda K^+ K^-$ 衰变过程的CP破坏显著性达 3.1σ , 为首次观测到CP破坏迹象. 图4展示了 Λ_b^0 与 $\bar{\Lambda}_b^0$ 对应过程的质量谱拟合图, 可明显看出正反粒子样本产额的差异.

值得注意的是, $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda K^+ K^-$ 与 $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda K^+ \pi^-$ 衰变的CP不对称性符号相反, 与理论预期一致. 若保守地假设各项误差完全独立, 可得相对CP破坏为 $\Delta A_{CP} = A_{CP}(\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda K^+ K^-) - A_{CP}(\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda K^+ \pi^-) = (20.1 \pm 5.1 \pm 2.6)\%$, 统计显著性为 3.5σ . 这一量在后续分析中可作为核心观测量的一部分, 用以进一步提升CP破坏测量的灵敏度.

此外, 该分析还在若干共振主导的相空间区域内开展了局部CP破坏研究, 包括以 $\phi \rightarrow K^+ K^-$ 为主导的 $\Lambda_b^0 \rightarrow \phi K^-$ 区、以 N^{*+} 主导的 $\Lambda_b^0 \rightarrow N^{*+} (\rightarrow \Lambda K^+) K^-$ 和 $\Lambda_b^0 \rightarrow N^{*+} (\rightarrow \Lambda K^+) \pi^-$ 区, 以及以 $f \rightarrow \pi^+ \pi^-$ 为主导的低质量 $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda f$ 区域, 相关结果为

$$A_{CP}(\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda \phi (\rightarrow K^+ K^-), m(K^+ K^-) < 1.10)$$

$$= (15.0 \pm 5.5 \pm 2.1)\%,$$

$$A_{CP}(\Lambda_b^0 \rightarrow N^{*+} (\rightarrow \Lambda K^+) \pi^-, m(\Lambda h^+) < 2.9)$$

$$= (7.8 \pm 5.1 \pm 2.7)\%,$$

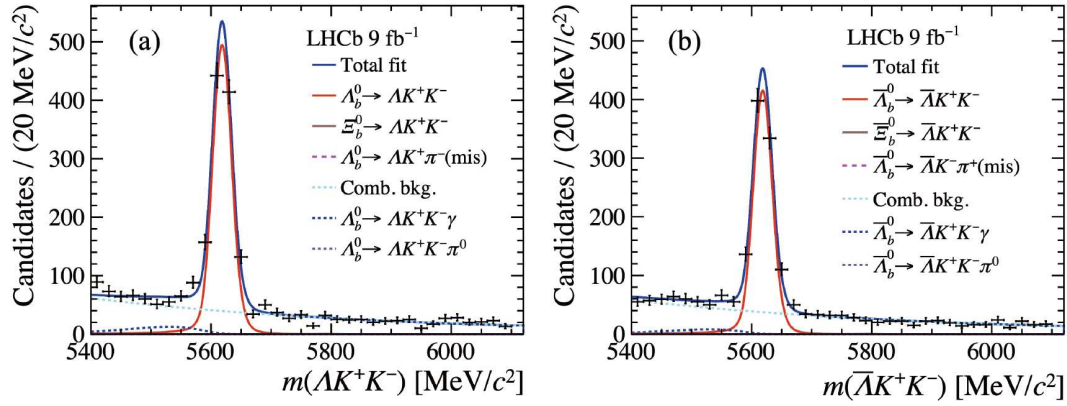


图4 $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda K^+ K^-$ (a) 和 $\Lambda_b^0 \rightarrow \bar{\Lambda} K^+ K^-$ (b) 衰变的质量谱与拟合图^[61]
Figure 4 The mass spectra and fit projection of $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda K^+ K^-$ (a) and $\Lambda_b^0 \rightarrow \bar{\Lambda} K^+ K^-$ (b) decays^[61]

$$A_{\text{CP}}(\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda f(\rightarrow K^+ K^-), m(K^+ K^-) < 1.7) \\ = (8.8 \pm 6.9 \pm 2.1)\%,$$

$$A_{\text{CP}}(\Lambda_b^0 \rightarrow N^{*+}(\rightarrow \Lambda K^+) K^-, m(K^+ K^-) > 2.2, m(\Lambda h^+) < 2.9) = (16.5 \pm 4.8 \pm 1.7)\%,$$

其中, 选择质量区间的单位为 GeV/c^2 . 理论上, 利用本实验结果结合 U-spin 对称性计算得到, 在 $\Lambda_b^0 \rightarrow \Sigma^0 K^+ K^-$, $\Xi_b^0 \rightarrow \Lambda \pi^+ \pi^-$, $\Lambda_b^0 \rightarrow \Sigma^0 K^+ \pi^-$, $\Xi_b^0 \rightarrow \Sigma^0 K^- \pi^+$ 等衰变过程中可能存在较大的 CP 破坏效应^[62], 为未来实验提供了有针对性的研究方向.

基于 LHCb 运行一期约 3 fb^{-1} 的数据样本, 实验还首次利用振幅分析方法研究了 $\Xi_b^- \rightarrow p K^- K^-$ 衰变中的 CP 破坏^[63]. 分析共提取约 500 个信号事例, 振幅模型包含多个衰变到 $p K^-$ 的超子共振态包括 $\Lambda(1405)$, $\Lambda(1520)$, $\Lambda(1670)$, 以及 $\Sigma(1385)$, $\Sigma(1775)$ 和 $\Sigma(1915)$ 等. 正反样本的低质量 $p K^-$ 不变质量谱及振幅分析结果如图 5 所示, 结果显示模型与实验数据符合良好. 由各个准两体共振态构成的 CP 不对称性为

$$A_{\text{CP}}(\Lambda(1405)^0) = (-1 \pm 24 \pm 32)\%,$$

$$A_{\text{CP}}(\Lambda(1520)^0) = (-1 \pm 9 \pm 8)\%,$$

$$A_{\text{CP}}(\Lambda(1670)^0) = (3 \pm 14 \pm 10)\%,$$

$$A_{\text{CP}}(\Sigma(1385)^0) = (-27 \pm 34 \pm 73)\%,$$

$$A_{\text{CP}}(\Sigma(1775)^0) = (-47 \pm 26 \pm 14)\%,$$

$$A_{\text{CP}}(\Sigma(1915)^0) = (11 \pm 26 \pm 22)\%.$$

各项结果均与 CP 守恒相一致.

LHCb 实验于近期更新了三体衰变 $\Lambda_b^0 \rightarrow K_S^0 p \pi^-$

和 $\Lambda_b^0 / \Xi_b^0 \rightarrow K_S^0 p \pi^-$ 的 CP 破坏测量结果^[64,65]. 其中, $\Lambda_b^0 \rightarrow K_S^0 p \pi^-$ 衰变包含 $\Lambda_b^0 \rightarrow p K^*(892)^-$ 等准两体成分, 理论上预期 $\Lambda_b^0 \rightarrow p K^*$ 衰变可能存在高达 20%~30%^[44,45,48,49] 的 CP 破坏.

实验抽取出约 5000 个 $\Lambda_b^0 \rightarrow K_S^0 p \pi^-$ 衰变信号事例, 是目前样本量最大的底重子衰变之一, 相应的不变质量分布如图 6 所示^[65]. 为消除产生与探测不对称性的影响, 分析采用 $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+(\rightarrow K_S^0 p) \pi^-$ 衰变作为控制道, 从而降低系统误差. 测得 CP 不对称性结果为

$$A_{\text{CP}}(\Lambda_b^0 \rightarrow p K_S^0 \pi^-) = (+3.4 \pm 1.9 \pm 0.9)\%,$$

$$A_{\text{CP}}(\Lambda_b^0 \rightarrow p K_S^0 K^-) = (+2 \pm 13 \pm 9)\%,$$

$$A_{\text{CP}}(\Xi_b^0 \rightarrow p K_S^0 K^-) = (+22 \pm 15 \pm 11)\%.$$

三个衰变模式均未观察到显著的 CP 破坏信号. 针对 $\Lambda_b^0 \rightarrow K_S^0 p \pi^-$ 衰变, 实验进一步在 $K^*(892)^-$, $K^*(1430)^-$ 以及 N^*/Δ^0 相空间区域进行了局部 CP 不对称性测量:

$$A_{\text{CP}}(m(K_S^0 \pi^-) > 1.1) = (-0.6 \pm 4.0 \pm 1.9)\%,$$

$$A_{\text{CP}}(1.7 > m(K_S^0 \pi^-) > 1.1) = (12.4 \pm 4.2 \pm 1.8)\%,$$

$$A_{\text{CP}}(m(p \pi^-) < 2.4, m(K_S^0 \pi^-) > 1.7) = (0.5 \pm 2.4 \pm 1.1)\%,$$

$$A_{\text{CP}}(m(p \pi^-) > 2.4, m(K_S^0 \pi^-) > 1.7) = (3.3 \pm 5.5 \pm 2.0)\%,$$

同样未发现显著偏离 CP 守恒的结果, 其中, 选择质量区间的单位为 GeV/c^2 . 特别是在 $K^*(892)^-$ 区域的测量结果, 排除了 CP 不对称性预期较大的理论. 结合最新对 $\Lambda_b^0 \rightarrow p K^-$ 和 $\Lambda_b^0 \rightarrow p \pi^-$ 衰变 CP 破坏测量的实验结

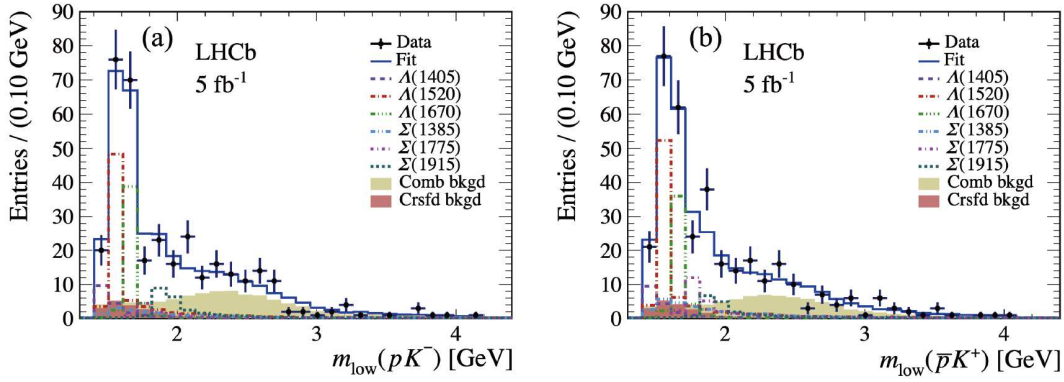


图 5 Ξ_b^- (a)和 Ξ_b^+ (b)衰变中低 pK^- ($\bar{p}K^+$)不变质量的分布^[63]

Figure 5 Distributions of the lower proton-kaon mass for Ξ_b^- (a) and Ξ_b^+ (b) decays^[63]

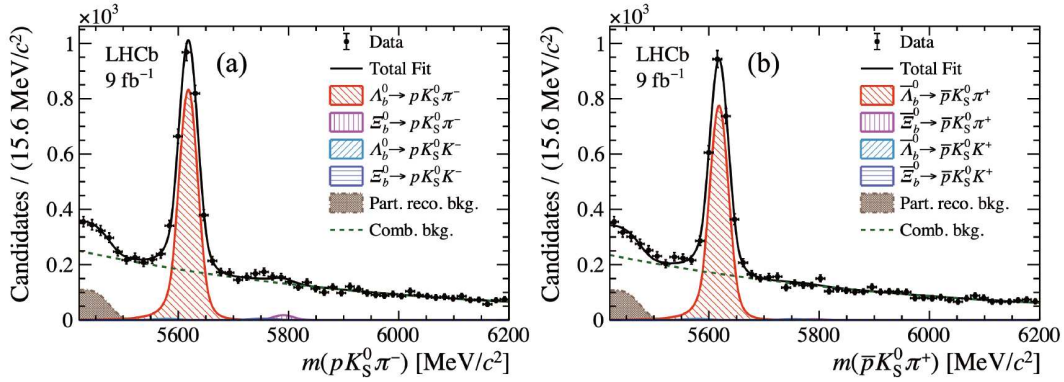


图 6 $\Lambda_b^0 \rightarrow pK_S^0\pi^-$ (a)和 $\Lambda_b^0 \rightarrow \bar{p}K_S^0\pi^+$ (b)衰变的不变质量分布^[65]

Figure 6 Invariant mass distributions of $\Lambda_b^0 \rightarrow pK_S^0\pi^-$ (a) and $\Lambda_b^0 \rightarrow \bar{p}K_S^0\pi^+$ (b) decays^[65]

果^[51], 两项基于微扰QCD方法^[40]与末态重散射机制^[66]的理论研究指出, 由于不同分波振幅之间的显著相消效应, $\Lambda_b^0 \rightarrow pK^*(892)^-$ 衰变中的整体CP不对称性应较小, 理论预测分别为 $(-5^{+10}_{-16})\%$ 和 $(2 \pm 4)\%$ 。这一“分波相消机制”或可对当前实验结果进行合理解释, 但仍需更多实验验证。

3.3 底重子四体无粲衰变中的CP破坏

相较于三体衰变, 底重子四体衰变中所涉及的强子共振态结构更加丰富; 同时, 与含有中性粒子 Λ 或 K_S^0 的三体末态相比, 这类四体全带电末态具有更高的探测效率和更好的质量分辨率, 从而在实验上更有利于精确测量CP破坏效应。

基于运行一期数据, LHCb实验首次对6个 $\Lambda_b^0/\Xi_b^0 \rightarrow ph_1h_2h_3$ 衰变道开展了全局CP不对称性测量^[67]。为抵消产生与探测效率的不对称性, 分析采

用 $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+\pi^-$ 或 $\Xi_b^0 \rightarrow \Xi_c^+\pi^-$ 作为控制道, 通过测量信号道与控制道CP不对称性的差值 ΔA_{CP} 获得物理结果。该研究共测量了18个CP破坏观测量, 包括 Λ_b^0 和 Ξ_b^0 衰变的全局CP破坏, 以及在相空间特定区域内的局域CP不对称性, 详细结果见文献^[67]。其中, 全局CP破坏的测量结果为

$$\Delta A_{CP}(\Lambda_b^0 \rightarrow p\pi^-\pi^+\pi^-) = (+1.1 \pm 2.5 \pm 0.6)\%,$$

$$\Delta A_{CP}(\Lambda_b^0 \rightarrow pK^-\pi^+\pi^-) = (+3.2 \pm 1.1 \pm 0.6)\%,$$

$$\Delta A_{CP}(\Lambda_b^0 \rightarrow pK^-K^+\pi^-) = (-6.9 \pm 4.9 \pm 0.8)\%,$$

$$\Delta A_{CP}(\Lambda_b^0 \rightarrow pK^-K^+K^-) = (+0.2 \pm 1.8 \pm 0.6)\%,$$

$$\Delta A_{CP}(\Xi_b^0 \rightarrow pK^-\pi^+\pi^-) = (-17 \pm 11 \pm 1)\%,$$

$$\Delta A_{CP}(\Xi_b^0 \rightarrow pK^-\pi^+K^-) = (-6.8 \pm 8.0 \pm 0.8)\%.$$

尽管尚未观测到显著的CP破坏信号, 但部分衰变模式

如 $\Lambda_b^0 \rightarrow pK^-\pi^+\pi^-$ 的统计精度已达到1%量级, 从而排除了~10%量级的CP破坏可能性. 此外, 利用一期和部分二期实验数据, LHCb还分别采用三重积方法与能量检验方法对 $\Lambda_b^0 \rightarrow p\pi^-\pi^+\pi^-$ 过程中的CP破坏进行了探索^[68].

在此前研究经验基础上, LHCb实验进一步结合一期和二期共9 fb⁻¹的数据, 对 $\Lambda_b^0 \rightarrow pK^-\pi^+\pi^-$ 衰变的CP不对称性进行了更高精度的测量^[32]. 该分析共重建约8万个 Λ_b^0 和 $\bar{\Lambda}_b^0$ 信号事例, $\Lambda_b^0 \rightarrow pK^-\pi^+\pi^-$ 与 $\bar{\Lambda}_b^0 \rightarrow \bar{p}K^+\pi^+\pi^-$ 衰变的质量谱及拟合结果如图7所示, 正反信号产额呈现出明显的差异, 表明了潜在的CP破坏效应.

为了有效抵消产生及探测效率不对称性, 分析采用 $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+(\rightarrow \Lambda\pi^+)\pi^-$ 作为控制道, 最终测得 $\Lambda_b^0 \rightarrow pK^-\pi^+\pi^-$ 衰变的CP不对称性为 $A_{CP} = (+2.45 \pm 0.46 \pm 0.10)\%$, CP破坏非零显著度为5.2倍标准偏差, 标志着首次在重子衰变中观测到CP破坏现象.

在标准模型框架下, 弱相位来源于CKM机制, 而强相位及振幅大小取决于具体的强子动力学过程. 先前对多体B介子衰变的研究表明, 末态相互作用可显著增强强相位, 从而放大CP破坏效应^[54,69]. 对于 Λ_b^0 衰变, 其末态可经由多种中间共振态实现, 例如激发态核子衰变至 $p\pi^+\pi^-$ 等. 由于这些共振态的产生机制复杂, 其对应的强相位及树图与圈图振幅的相对强度在不同共振区域中存在差异, 从而导致相空间中CP不对称性的区域依赖性. 这意味着在特定的共振增强区, CP破坏效

应可能显著高于全局平均值.

为进一步探究CP破坏的动力学起源, 在不同相空间区域开展了局域CP不对称性测量. 结果显示, 在对 Λ_b^0 衰变贡献显著的4种主要共振结构中, 部分区域存在明显的CP破坏增强效应, 结果为

$$A_{CP}(\Lambda_b^0 \rightarrow R(pK^-)R(\pi^+\pi^-), m(pK^-) < 2.2,$$

$$m(\pi^+\pi^-) < 1.1) = (5.3 \pm 1.3 \pm 0.2)\%,$$

$$A_{CP}(\Lambda_b^0 \rightarrow R(p\pi^-)R(K^-\pi^+), m(pK^-) < 1.7,$$

$$0.8 < m(pK^-) < 1.0 \parallel 1.1 < m(pK^-) < 1.6),$$

$$= (2.7 \pm 0.8 \pm 0.1)\%,$$

$$A_{CP}(\Lambda_b^0 \rightarrow R(p\pi^+\pi^-)K^-, m(p\pi^+\pi^-) < 2.7)$$

$$= (5.4 \pm 0.9 \pm 0.1)\%,$$

$$A_{CP}(\Lambda_b^0 \rightarrow R(K^-\pi^+\pi^-)p, m(K^-\pi^+\pi^-) < 2.0)$$

$$= (2.0 \pm 1.2 \pm 0.3)\%,$$

其中, 选择质量区间的单位为GeV/c². 特别是在 $m_{p\pi^+\pi^-} < 2.7$ 的低质量区, 观测到高达约5%的CP不对称性, 显著性超过6个标准偏差. 此外, 在 $\Lambda_b^0 \rightarrow R(pK^-)R(\pi^+\pi^-)$ 和 $\Lambda_b^0 \rightarrow R(p\pi^-)R(K^-\pi^+)$ 准两体结构区域也观测到CP破坏迹象, 而在 $\Lambda_b^0 \rightarrow R(K^-\pi^+\pi^-)p$ 区域未见显著偏差. 这些结果为理解CP破坏的动力学机制提供了关键实验线索.

理论上, CP不对称性来源于衰变拓扑结构中树图与圈图振幅的干涉, 复杂的强子效应使得在标准模型框架下的精确计算极具挑战性. 在 $R(p\pi^+\pi^-)$ 区域存在

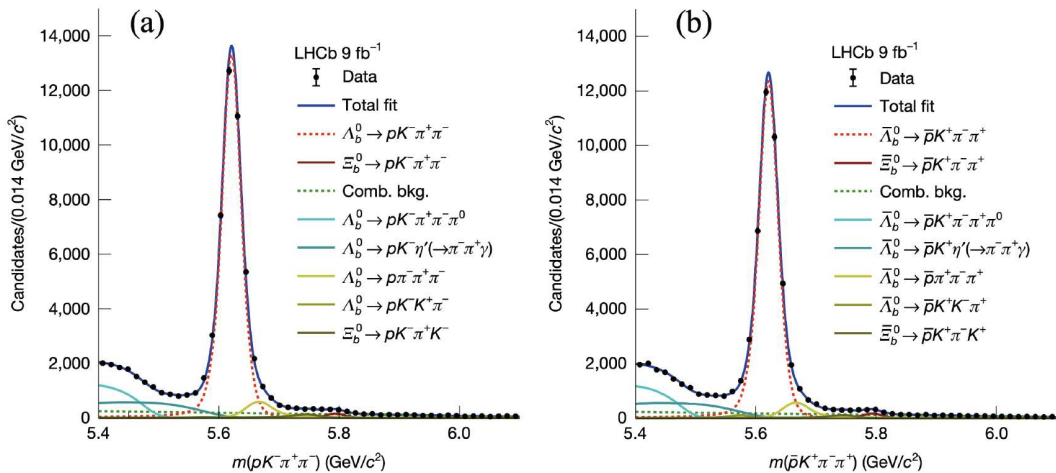


图7 $\Lambda_b^0 \rightarrow pK^-\pi^+\pi^-$ (a)和 $\bar{\Lambda}_b^0 \rightarrow \bar{p}K^+\pi^+\pi^-$ (b)衰变的质量谱及其拟合图^[32]

Figure 7 The mass spectra of $\Lambda_b^0 \rightarrow pK^-\pi^+\pi^-$ (a) and $\bar{\Lambda}_b^0 \rightarrow \bar{p}K^+\pi^+\pi^-$ (b) decays and their fit projection^[32]

大量核子激发态 N^* , 由于这些态宽度较大, 实验上测量不确定性高, 理论分析也较为困难. 2024年, 理论工作提出通过 $N\pi \rightarrow p\pi$ 或 $p\pi\pi$ 散射数据研究CP破坏动力学的新方法, 以规避核子激发态测量误差带来的影响^[59]. 基于末态相互作用机制, 衰变振幅可分为两部分: 短程部分采用因子化方法计算, 而长程动力学部分则由 $N\pi \rightarrow p\pi\pi$ 重散射的实验振幅直接给出. CP破坏的来源包括树图与圈图算符之间的弱相位差, 以及由 $N\pi \rightarrow p\pi\pi$ 重散射振幅或夸克圈图中有效威尔逊系数引入的强相位^[70]. 该模型预言 $A_b^0 \rightarrow R(p\pi^+\pi^-)K^-$ 区域的CP不对称性约为(5.6 ~ 5.9)%, 与LHCb实验结果高度一致. 这表明, 利用 $N\pi$ 散射数据研究CP破坏动力学的框架在多体衰变过程中是适用的, 并预测在Dalitz图的部分区域内CP不对称性可超过10%. 在该理论框架下, 强相位的两种来源已得到较好理解: 夸克圈的贡献可通过微扰QCD计算获得, 而 $N\pi$ 散射过程中的强相位则可通过实验数据以模型无关的方式提取. 弱相位则通过实验测量与理论预言的比较进行约束, 从而为研究与重子生成相关的新物理模型提供了可能性. 此外, 理论上还提出了一系列新的CP破坏观测量, 如分波CP不对称性^[71]和双重角分布观测量^[72]等. 同时, 结合实验结果并利用U-spin对称性, 理论计算预言 $A_b^0 \rightarrow p\pi^+\pi^-\pi^-$ 衰变的CP破坏约为-13%^[73], 而 $A_b^0 \rightarrow p\pi^+\pi^-\pi^-$ 与 $\Xi_b^0 \rightarrow \Sigma^+\pi^-K^+K^-$ 等过程的CP破坏幅度可达约12%^[74]. 这些理论研究为后续实验提供了明确方向.

总之, LHCb实验首次在重子体系中观测到的CP破

坏标志着粒子物理的重要里程碑, 并为该领域开辟了新的研究方向. 这一发现不仅为探索新物理、深化对宇宙中物质-反物质不对称性的理解提供了契机, 也为研究量子色动力学中微扰与非微扰过程的相互作用提供了新的实验基础. 随着LHCb进一步积累数据并引入分波分析方法, 有望更加深入地揭示CP破坏的物理来源.

4 总结与展望

自1964年首次在K介子中发现CP破坏以来, 实验上在这一领域已取得多项瞩目成就. 本文聚焦LHCb合作组对底重子无粲两体、三体及四体衰变中直接CP破坏的测量研究, 特别是近期LHCb合作组首次在重子衰变中观测到CP破坏现象, 开启了CP破坏研究的新篇章, 是CP破坏研究新的里程碑(图8). 重子CP破坏的实验研究大大推动了理论进展. 例如, 强调末态相互作用在产生强相位进而导致CP破坏中的关键作用, 以及重子衰变不同角动量分波的CP破坏可能和CP破坏相消机制等.

尽管迄今为止观测到的CP破坏现象均可在标准模型框架下由CKM机制解释, 但若干关键问题依然悬而未决: 首先, 实验测得底重子衰变的CP破坏不对称性比底介子衰变普遍较小, 其深层动力学起源尚不清晰; 其次, 在底强子多体衰变中, 与共振态相关的非微扰强相互作用动力学为理论计算诸如强相位带来了巨大挑战. 解决这些问题亟需理论与实验的紧密协同, 共同深入剖析观测到的CP破坏现象背后的物理机制. 更重要的是, 寻找超出标准模型的CP破坏源, 仍是研究CP破坏的核心任务.

当前, LHCb实验三期取数正按计划推进, 预期将收集总积分亮度达25 fb⁻¹的数据样本, 接近目前已积累



图 8 CP破坏研究重要里程碑

Figure 8 Important milestones in CP violation research

总量的3倍。而在未来, LHCb探测器持续升级^[75], 在高亮度LHC阶段, LHCb实验有望获取总积分亮度高达 300 fb^{-1} 的海量数据。这为精确测量底重子衰变中的CP破坏提供了前所未有的绝佳平台。我们期待利用这一

丰富的实验资源, 对 Λ_b^0 等底重子衰变的CP不对称性进行更高精度的测量, 从而更严格地限制标准模型参数, 深化对宇宙正反物质不对称性起源的理解, 并探寻可能超越标准模型的新物理迹象。

参考文献

- 1 Lee T D, Yang C N. Question of parity conservation in weak interactions. *Phys Rev*, 1956, 104: 254–258
- 2 Wu C S, Ambler E, Hayward R W, et al. Experimental test of parity conservation in beta decay. *Phys Rev*, 1957, 105: 1413–1415
- 3 Garwin R L, Lederman L M, Weinrich M. Observations of the failure of conservation of parity and charge conjugation in meson decays: the magnetic moment of the free muon. *Phys Rev*, 1957, 105: 1415–1417
- 4 Christenson J H, Cronin J W, Fitch V L, et al. Evidence for the 2π decay of the K_2^0 meson. *Phys Rev Lett*, 1964, 13: 138–140
- 5 Dirac P A M. The quantum theory of the electron. *Proc Roy Soc Lond A*, 1928, 117: 610–624
- 6 Anderson C D. The positive electron. *Phys Rev*, 1933, 43: 491–494
- 7 Aghanim N, Akrami Y, Ashdown M, et al. *Planck* 2018 results. *Astron Astrophys*, 2020, 641: A6
- 8 Sakharov A D. Violation of CP invariance, C asymmetry, and baryon asymmetry of the universe. *Pisma Zh Eksp Teor Fiz*, 1967, 5: 32–35
- 9 Wolfenstein L. Violation of CP invariance and the possibility of very weak interactions. *Phys Rev Lett*, 1964, 13: 562–564
- 10 Kobayashi M, Maskawa T. CP-violation in the renormalizable theory of weak interaction. *Prog Theor Phys*, 1973, 49: 652–657
- 11 Alavi-Harati A, Albuquerque I F, Alexopoulos T, et al. Observation of direct CP violation in $K_{S,L} \rightarrow \pi\pi$ decays. *Phys Rev Lett*, 1999, 83: 22–27
- 12 Fanti V, Lai A, Marras D, et al. A new measurement of direct CP violation in two pion decays of the neutral kaon. *Phys Lett B*, 1999, 465: 335–348
- 13 Aubert B, Boutigny D, Gaillard J M, et al. Observation of CP violation in the B^0 Meson System. *Phys Rev Lett*, 2001, 87: 091801
- 14 Abe K, Abe K, Abe R, et al. Observation of mixing-induced CP violation in the neutral B meson system. *Phys Rev D*, 2002, 66: 032007
- 15 BESIII Collaboration. Polarization and entanglement in baryon antibaryon pair production in electron-positron annihilation. *Nat Phys*, 2019, 15: 631
- 16 Ablikim M, Achasov M N, Adlarson P, et al. Precise measurements of decay parameters and CP asymmetry with entangled $\Lambda-\bar{\Lambda}$ pairs. *Phys Rev Lett*, 2022, 129: 131801
- 17 Ablikim M, Achasov M N, Adlarson P, et al. Probing CP symmetry and weak phases with entangled double-strange baryons. *Nature*, 2022, 606: 64–69
- 18 Tang S S, Li L K, Zhou X Y, et al. Recent measurements of decay asymmetry parameter and CP asymmetry for charmed baryon decays at Belle. *Symmetry*, 2023, 15: 91
- 19 Collaboration T L, Alves Jr A A, Filho L M A, et al. The LHCb detector at the LHC. *J Inst*, 2008, 3: S08005
- 20 LHCb Collaboration. LHCb detector performance. *Int J Mod Phys A*, 2015, 30: 1530022
- 21 Aaij R, Affolder A, Akiba K, et al. Performance of the LHCb vertex locator. *J Inst*, 2014, 9: P09007
- 22 LHCb Outer Tracker Group. Performance of the LHCb Outer Tracker. *J Inst*, 2014, 9: P01002
- 23 d'Argent P, Dufour L, Grillo L, et al. Improved performance of the LHCb Outer Tracker in LHC Run 2. *J Inst*, 2017, 12: P11016
- 24 Adinolfi M, Aglieri Rinella G, Albrecht E, et al. Performance of the LHCb RICH detector at the LHC. *Eur Phys J C*, 2013, 73: 2431
- 25 Aaij R, Adeva B, Adinolfi M, et al. Measurement of the b-quark production cross section in 7 and 13 TeV pp collisions. *Phys Rev Lett*, 2017, 118: 052002
- 26 LHCb Collaboration. Framework TDR for the LHCb Upgrade: Technical Design Report. Technical Report, 2012
- 27 LHCb Collaboration. LHCb Trigger and Online Upgrade Technical Design Report. Technical Report, 2014
- 28 Aaij R, Adeva B, Adinolfi M, et al. Observation of $J/\psi p$ resonances consistent with pentaquark states in $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi K^- p$ decays. *Phys Rev Lett*, 2015, 115: 072001
- 29 Aaij R, Adeva B, Adinolfi M, et al. Observation of the doubly charmed baryon Ξ_{cc}^{++} . *Phys Rev Lett*, 2017, 119: 112001
- 30 Aaij R, Abellán Beteta C, Adeva B, et al. Observation of CP violation in charm decays. *Phys Rev Lett*, 2019, 122: 211803
- 31 Aaij R, Abellán Beteta C, Adeva B, et al. First observation of CP violation in the decays of B_s^0 mesons. *Phys Rev Lett*, 2013, 110: 221601
- 32 Aaij R, Abdelmotteleb A S W, Beteta C A, et al. Observation of charge-parity symmetry breaking in baryon decays. *Nature*, 2025, 643: 1223–1228
- 33 Aaij R, Abdelmotteleb A S W, Abellán Beteta C, et al. Observation of a $\Lambda_b^0 - \bar{\Lambda}_b^0$ production asymmetry in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV. *J High Energy Phys*, 2021, 2021: 060
- 34 Aaij R, Adeva B, Adinolfi M, et al. Measurement of CP asymmetry in $D^0 \rightarrow K^- K^+$ and $D^0 \rightarrow \pi^- \pi^+$ decays. *J High Energy Phys*, 2014, 2014: 041

- 35 Aaij R, Abellan Beteta C, Adametz A, et al. Measurement of the $D_s^+ - D_s^-$ production asymmetry in 7 TeV pp collisions. *Phys Lett B*, 2012, 713: 186–195
- 36 Lee T D, Yang C N. General partial wave analysis of the decay of a hyperon of spin $\frac{1}{2}$. *Phys Rev*, 1957, 108: 1645–1647
- 37 Navas S, Amsler C, Gutsche T, et al. Review of particle physics. *Phys Rev D*, 2024, 110: 030001
- 38 Wang W. Factorization of heavy-to-light baryonic transitions in SCET. *Phys Lett B*, 2012, 708: 119–126
- 39 Han J J, Li Y, Li H, et al. $\Lambda_b \rightarrow p$ transition form factors in perturbative QCD. *Eur Phys J C*, 2022, 82: 686
- 40 Han J J, Yu J X, Li Y, et al. Establishing CP violation in b -baryon decays. *Phys Rev Lett*, 2025, 134: 221801
- 41 Chao Y, Chang P, Abe K, et al. Evidence for direct CP violation in $B^0 \rightarrow K^+ \pi^-$ decays. *Phys Rev Lett*, 2004, 93: 191802
- 42 Lees J P, Poireau V, Tisserand V, et al. Measurement of CP asymmetries and branching fractions in charmless two-body B -meson decays to pions and kaons. *Phys Rev D*, 2013, 87: 052009
- 43 Aaij R, Adeva B, Adinolfi M, et al. Measurement of CP asymmetries in two-body $B_{(s)}^0$ -meson decays to charged pions and kaons. *Phys Rev D*, 2018, 98: 032004
- 44 Hsiao Y K, Yao Y, Geng C Q. Charmless two-body antitriplet b -baryon decays. *Phys Rev D*, 2017, 95: 093001
- 45 Zhu J, Wei Z T, Ke H W. Semileptonic and nonleptonic weak decays of Λ_b^0 . *Phys Rev D*, 2019, 99: 054020
- 46 Geng C Q, Liu C W, Tsai T H. Nonleptonic two-body weak decays of Λ_b in a modified MIT bag model. *Phys Rev D*, 2020, 102: 034033
- 47 Lü C D, Wang Y M, Zou H, et al. Anatomy of the perturbative QCD approach to the baryonic decays $\Lambda_b \rightarrow p\pi, pK$. *Phys Rev D*, 2009, 80: 034011
- 48 Hsiao Y K, Geng C Q. Direct CP violation in Λ_b decays. *Phys Rev D*, 2015, 91: 116007
- 49 Geng C Q, Liu C W, Tsai T H. Non-leptonic two-body decays of Λ_b^0 in light-front quark model. *Phys Lett B*, 2021, 815: 136125
- 50 Aaij R, Adeva B, Adinolfi M, et al. Search for CP violation in $\Lambda_b^0 \rightarrow pK^-$ and $\Lambda_b^0 \rightarrow p\pi^-$ decays. *Phys Lett B*, 2018, 787: 124–133
- 51 Aaij R, Abdelmotteleb A S W, Abellan Beteta C, et al. Measurement of CP asymmetries in $\Lambda_b^0 \rightarrow ph^-$ decays. *Phys Rev D*, 2025, 111: 092004
- 52 Aaij R, Abdelmotteleb A S W, Abellan Beteta C, et al. Measurement of Λ_b^0, Λ_c^+ , and Λ decay parameters using $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ h^-$ decays. *Phys Rev Lett*, 2024, 133: 261804
- 53 Aaij R, Adeva B, Adinolfi M, et al. Measurements of CP violation in the three-body phase space of charmless $B^\pm$ decays. *Phys Rev D*, 2014, 90: 112004
- 54 Aaij R, Abellán Beteta C, Adeva B, et al. Amplitude analysis of $B^\pm \rightarrow \pi^\pm K^+ K^-$ decays. *Phys Rev Lett*, 2019, 123: 231802
- 55 Aaij R, Abdelmotteleb A S W, Abellan Beteta C, et al. Direct CP violation in charmless three-body decays of $B^\pm$ mesons. *Phys Rev D*, 2023, 108: 012008
- 56 Geng C Q, Hsiao Y K, Lin Y H, et al. Study of $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda(\phi, \eta^0)$ and $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda K^+ K^-$ decays. *Eur Phys J C*, 2016, 76: 399
- 57 Arunagiri S, Geng C Q. T -violating triple product asymmetries in $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \pi^+ \pi^-$ decay. *Phys Rev D*, 2004, 69: 017901
- 58 Guo X H, Thomas A W. Direct CP violation in $\Lambda_b \rightarrow n(\Lambda) \pi^+ \pi^-$ decays via $\rho - \omega$ mixing. *Phys Rev D*, 1998, 58: 096013
- 59 Rui Z, Li J M, Zhang C Q. Estimates of exchange topological contributions and CP -violating observables in $\Lambda_b \rightarrow \Lambda \phi$ decay. *Phys Rev D*, 2023, 107: 053009
- 60 Aaij R, Abellán Beteta C, Adeva B, et al. Observations of $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda K^+ \pi^-$ and $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda K^+ K^-$ decays and searches for other Λ_b^0 and Ξ_b^0 decays to $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda h^+ h^-$ final states. *J High Energ Phys*, 2016, 2016: 081
- 61 Aaij R, Abdelmotteleb A S W, Abellan Beteta C, et al. Study of Λ_b^0 and Ξ_b^0 decays to $\Lambda h^+ h^-$ and evidence for CP violation in $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda K^+ K^-$ decays. *Phys Rev Lett*, 2025, 134: 101802
- 62 Wang W, Xing Z P, Zhao Z X. Implications on the CP violation of charmless three body decays of bottom baryons from a U -spin analysis. *Phys Rev D*, 2025, 111: 053006
- 63 Aaij R, Abellán Beteta C, Ackernley T, et al. Search for CP violation in $\Xi_b^- \rightarrow pK^- K^-$ decays. *Phys Rev D*, 2021, 104: 052010
- 64 Aaij R, Adeva B, Adinolfi M, et al. Searches for Λ_b^0 and Ξ_b^0 decays to $K_S^0 p \pi^-$ and $K_S^0 p K^-$ final states with first observation of the $\Lambda_b^0 \rightarrow K_S^0 p \pi^-$ decay. *J High Energ Phys*, 2014, 2014: 087
- 65 Aaij R, Abdelmotteleb A S W, Abellan Beteta C, et al. Measurement of branching fractions and CP asymmetries in $\Lambda_b^0(\Xi_b^0) \rightarrow pK_S^0 h^-$ decays. *J High Energ Phys*, 2025, 2025: 169
- 66 Duan Z D, Wang J P, Li R H, et al. Final-state rescattering mechanism in bottom-baryon decays. *J High Energ Phys*, 2025, 2025: 160
- 67 Aaij R, Adeva B, Adinolfi M, et al. Measurements of CP asymmetries in charmless four-body Λ_b^0 and Ξ_b^0 decays. *Eur Phys J C*, 2019, 79: 745
- 68 Aaij R, Abellán Beteta C, Ackernley T, et al. Search for CP violation and observation of P violation in $\Lambda_b^0 \rightarrow p \pi^- \pi^+ \pi^-$ decays. *Phys Rev D*, 2020, 102: 051101
- 69 Aaij R, Abellán Beteta C, Adeva B, et al. Amplitude analysis of the $B^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^-$ decay. *Phys Rev D*, 2020, 101: 012006
- 70 Ali A, Kramer G, Lü C D. Experimental tests of factorization in charmless nonleptonic two-body B decays. *Phys Rev D*, 1998, 58: 094009

- 71 Zhang Z H, Guo X H. A novel strategy for searching for CP violations in the baryon sector. [J High Energy Phys](#), 2021, 2021: 177
- 72 Zhang Z H. Searching for CP violation through two-dimensional angular distributions in four-body decays of bottom and charmed baryons. [Phys Rev D](#), 2023, 107: L011301
- 73 Chen Q, Wu X, Xing Z P, et al. Implications of recent LHCb data on CP violation in b -baryon four-body decays. [Phys Rev D](#), 2025, 112: 033010
- 74 He X G, Liu C W, Tandean J. Large CP violation in $\Lambda_b^0 \rightarrow p K^- \pi^+ \pi^-$ and its U-sp. 2025, arXiv: [2503.24350](#)
- 75 Li Y, Liu K, Xu Z. The LHCb experiment and its upgrades (in Chinese). [Chin Sci Bull](#), 2024, 69: 4529–4539 [李一鸣, 刘凯, 徐子骏. LHCb探测器及升级计划. 科学通报, 2024, 69: 4529–4539]

Summary for “LHCb实验上重子CP破坏研究进展”

Progress on baryon CP violation at the LHCb experiment

Liupan An, Yuanning Gao, Zeqing Mu^{*}, Tianze Rong, Guanyue Wan, Xueting Yang, Zhenwei Yang, Yanxi Zhang^{*} & Shuang Zheng

School of Physics, Peking University, Beijing 100871, China

^{*} Corresponding authors, E-mail: 2201110131@stu.pku.edu.cn; yanxi.zhang@pku.edu.cn

The violation of the combined charge-conjugation and parity symmetries is a fundamental phenomenon in particle physics, providing essential clues to understanding the observed matter–antimatter asymmetry in the Universe. Within the framework of the Standard Model, CP violation originates from a single irreducible complex phase in the Cabibbo–Kobayashi–Maskawa matrix, which governs quark flavor mixing and weak interactions. However, the magnitude of CP violation predicted by the SM is insufficient to account for the baryon asymmetry of the Universe, suggesting the existence of additional CP-violating sources beyond the SM. Baryons, as the dominant constituents of visible matter, provide a unique platform for testing the SM and probing possible new physics. While CP violation has been firmly established in meson systems—such as kaons, D mesons, and B mesons—it remained unobserved in baryon decays for several decades, mainly due to the limited data samples and experimental precision available. The LHCb experiment at the Large Hadron Collider has significantly advanced this field through its high-luminosity data collection, excellent vertex and momentum resolution, and superior particle identification capabilities, enabling a new era in the study of CP violation in baryon decays. This review presents a comprehensive summary of the recent progress achieved by the LHCb Collaboration in measuring direct CP violation in beauty baryon decays. After briefly describing the LHCb detector and the data-taking conditions, the principal experimental methodologies for CP violation measurements—based on yield asymmetries, angular distributions, and control-mode corrections—are introduced. Subsequently, recent LHCb results on charmless two-body, three-body, and four-body Λ_b^0 and Ξ_b^0 decays are discussed in detail. No significant CP violation has been observed in two-body and most three-body modes. A major breakthrough was achieved with the first observation of CP violation in baryon decays, realized in the $\Lambda_b^0 \rightarrow pK^-\pi^+\pi^-$ decay channel, with a significance exceeding five standard deviations. Moreover, localized CP asymmetries have been identified in specific resonance-dominated regions of the phase space, implying strong-interaction-induced phase differences as a possible origin of the observed asymmetry. These findings not only represent a milestone in the exploration of discrete symmetry violation but also provide valuable insight into the interplay between weak and strong interaction dynamics in baryonic systems. With the ongoing Run III of LHCb and the forthcoming high-luminosity LHC phase, which are expected to deliver integrated luminosities of up to 25 and 300 fb⁻¹ respectively, future precision measurements of CP asymmetries in beauty and charm baryons will offer stringent tests of the CKM mechanism and enhance the search for new CP-violating sources beyond the Standard Model.

CP violation, bottom baryons, LHCb experiment, CKM mechanism

doi: [10.1360/CSB-2025-5462](https://doi.org/10.1360/CSB-2025-5462)