

重子非轻子衰变的协变手征有效场论研究

张为 杨继锋[†]

(华东师范大学物理学院, 上海 200241)

(2025年5月15日收到; 2025年9月16日收到修改稿)

重子非轻子衰变研究中一个悬而未决的问题是描述该类衰变的 s 波振幅与 p 波振幅的理论值不能同时与实验值很好地符合. 与以往的文献相比, 本文将采用协变的手征有效理论框架, 在扩展极小减除方案下计算该类衰变的 s 波、p 波振幅的一圈图修正. 为与实验数据相比, 分别采用 s 波拟合和 p 波拟合两种途径获得协变理论预言值. 采用 s 波拟合得到 s 波协变振幅理论预言值略逊于重重子框架下的理论预言值, 但是由此得到 p 波协变振幅理论预言值较重重子框架下的理论预言值有较大改善; 采用 p 波拟合得到 p 波协变振幅理论预言值贴近实验值, 重重子框架下的理论预言值与实验值相差较大, 由此得到 s 波协变振幅理论预言值与实验值有明显差距, 但重重子框架下的理论预言值与实验值差距更大. 由此可见, 协变框架下一圈图完整计算中, s 波振幅与 p 波振幅间的理论矛盾依然存在, 但是两者之间矛盾程度与重重子相比得到部分缓解.

关键词: 手征有效场论, 重子非轻子衰变, 扩展极小减除**PACS:** 13.30.-a, 12.39.Fe, 11.10.Gh**DOI:** 10.7498/aps.74.20250639**CSTR:** 32037.14.aps.74.20250639

1 引言

过去的几十年里, 重子非轻子衰变问题一直是学术界面临的挑战: 该类过程的衰变振幅可分解为 s 波、p 波, 实验上已有准确测量. 但在以往的理论研究中, 人们发现难以同时对这两类振幅给出与实验一致的预测^[1-5], 为了解决这一矛盾, 大部分研究都期望在树图水平上讨论修改模型来解决问题^[6,7], 而圈图水平上的计算主要集中在手征有效理论的框架下.

1985年 Bijnens 等^[1]利用手征有效场论计算重子非轻衰变的初级圈图修正, 但其解析计算仅保留了手征对数项 $m_s \ln m_s$ (m_s 为奇异夸克质量), 最后在用实验数据数值拟合下发现 s 波振幅符合得很好, 但是 p 波振幅差距很大. 1992年, Jenkins^[2]采用重重子理论框架重新计算了一圈图水平修正, 考

虑了弱作用介子顶角和十重态内线的贡献, 而这些修正中只含手征对数项, 计算结果仍无法同时与实验上测得的 s 波、p 波振幅兼容. 1999年, Borasoy 和 Holstein^[8]考虑了更多高阶手征拉氏量的贡献. 他们引入高阶手征拉氏量作为抵消项核心目的是消除低阶手征圈图的发散. 因高阶手征拉氏量中未知低能耦合常数数量激增, 虽然可以对 s 波和 p 波进行拟合, 但结果并不具唯一性, 导致理论缺乏预测能力^[9]. 因此后续研究没有采用此方法. 2000年, Abd El-Hady 和 Tandean^[10]重复了 Jenkins^[2]的工作, 其衰变振幅计算的解析结果与 Jenkins 的计算结果相比有些许改进. 他们的数值结果再次表明重重子理论框架下的计算无法缓解 s 波、p 波振幅之间的冲突.

据我们所知目前尚无文献给出在协变框架下的重子非轻子衰变的完整一圈图修正 (本文暂不考虑十重态内线的贡献). 由于这样的计算会给出

[†] 通信作者. E-mail: jfyang@phy.ecnu.edu.cn

超越手征对数项的更多相对论性的修正性贡献, 我们认为这些贡献会改变只保留手征对数项所得到的理论结构, 从而有可能改变 s 波、p 波振幅的理论冲突状态. 另外为使计算更完整, 我们也纳入了以往研究中大都没有考虑的 π 介子中间态的贡献. 在协变手征有效理论圈图计算中, 常用处理方案有红外正规化^[11]和扩展在壳减除^[12]. 红外正规化是利用费曼参数积分上限的延拓, 将结果分离成符合手征幂次和破坏手征幂次两部分. 但是其实际效果会导致过度减除从而影响物理预言, 有时比重子方法计算结果还要糟糕^[13]. 而且该正规化没有明确的、系统的构造方式, 需要逐图尝试. 扩展在壳减除则是先将圈积分被积函数围绕重子质壳进行级数展开, 以分离出破坏手征幂次的成分^[12]. 为避免过度减除, 后续还需利用泰勒展开进一步分离出幂次型大项. 鉴于两种方案都引入额外操作, 且存在

不同程度的过度减除, 使用起来比较繁琐. 最近本课题组提出了扩展的极小减除方案^[14,15] (extended minimal subtraction, EMS): 直接在维度正规化结果中分离并减除破坏手征幂次的定域项.

因此本文的研究目标是: 在协变手征有效场论理论框架下利用扩展的极小减除方案, 给出更完整的协变框架下的一圈图 (不考虑十重态内线的贡献) 重子非轻子衰变振幅的解析结果. 最后我们将通过拟合的理论值与实验值进行比较, 来探究协变有效理论的完整计算结果对重子非轻子衰变的 s 波、p 波振幅的冲突问题的具体影响.

2 协变理论框架

本文研究的重子非轻子衰变所需要的协变拉氏量如下^[2,16-19]:

$$\begin{aligned}
 L &= L_\phi^{(2)} + L_{\phi B}^{(1)} + L_W, \quad L_\phi^{(2)} = \frac{1}{4} f_J^2 \langle \partial_\mu U \partial^\mu U^\dagger \rangle + a_1 \langle \chi_+ \rangle + b_1 \langle \bar{B} \chi_+ B \rangle + b_2 \langle \bar{B} B \chi_+ \rangle + \sigma \langle \chi_+ \rangle \langle \bar{B} B \rangle, \\
 L_{\phi B}^{(1)} &= i \langle \bar{B} \not{D} B \rangle - M_B \langle \bar{B} B \rangle + D \langle \bar{B} \gamma^\mu \gamma^5 \{ A_\mu, B \} \rangle + F \langle \bar{B} \gamma^\mu \gamma^5 [A_\mu, B] \rangle, \\
 L_W &= h_D \langle \bar{B} \{ \xi^\dagger h \xi, B \} \rangle + h_F \langle \bar{B} [\xi^\dagger h \xi, B] \rangle + h_\pi \frac{f_J^2}{4} \langle h \partial_\mu U \partial^\mu U^\dagger \rangle, \\
 U &\equiv \xi^2 \equiv \exp \left(\frac{2i\phi}{f_J} \right), \quad \chi_+ \equiv \xi^\dagger m \xi^\dagger + \xi m^\dagger \xi, \quad \not{D} = \gamma^\mu D_\mu, \quad \bar{B} = B^\dagger \gamma^0.
 \end{aligned} \tag{1}$$

式中角括号 $\langle \cdot \rangle$ 表示对其内容求迹; $\gamma^\mu, \gamma^5, \gamma^0$ 表示狄拉克矩阵; ξ^\dagger, B^\dagger 为 ξ, B 厄米共轭; f_J 为介子衰变常数, 其值约为 92.4 MeV; a_1, b_1, b_2, σ 为低能有效常数; M_B 为 SU(3) 不变的重子质量; D 和 F 为强相互作用低能有效常数; h_D, h_F, h_π 是弱作用的低能有效常数, 而 h_π 的值从 K 介子衰变中已算出为 3.2×10^{-7} ^[2]. $\phi, m, B, h, A_\mu, V_\mu, D_\mu$ 的定义如下:

$$\begin{aligned}
 \phi = \phi^\dagger &= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \pi^0 + \frac{1}{\sqrt{6}} \eta & \pi^+ & K^+ \\ \pi^- & -\frac{1}{\sqrt{2}} \pi^0 + \frac{1}{\sqrt{6}} \eta & K^0 \\ K^- & \bar{K}^0 & -\sqrt{\frac{2}{3}} \eta \end{pmatrix}, \quad m = \begin{pmatrix} m_u & 0 & 0 \\ 0 & m_d & 0 \\ 0 & 0 & m_s \end{pmatrix}, \\
 B &= \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \Sigma^0 + \frac{1}{\sqrt{6}} \Lambda & \Sigma^+ & p \\ \Sigma^- & -\frac{1}{\sqrt{2}} \Sigma^0 + \frac{1}{\sqrt{6}} \Lambda & n \\ \Xi^- & \Xi^0 & -\sqrt{\frac{2}{3}} \Lambda \end{pmatrix}, \quad h = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \\
 A_\mu &= \frac{i}{2} (\xi \partial_\mu \xi^\dagger - \xi^\dagger \partial_\mu \xi), \quad V_\mu = \frac{1}{2} (\xi \partial_\mu \xi^\dagger + \xi^\dagger \partial_\mu \xi), \quad D_\mu B = \partial_\mu B + [V_\mu, B],
 \end{aligned} \tag{2}$$

式中, $\pi^+, \pi^-, \pi^0, K^+, K^-, K^0, \bar{K}^0, \eta$ 为八重态赝标量介子; $n, p, \Lambda, \Sigma^+, \Sigma^0, \Sigma^-, \Xi^0, \Xi^-$ 为八重态旋量重子; m_u, m_d, m_s 为上、下、奇异夸克质量.

本文将考虑以下 7 个重子非轻子衰变过程： $\Sigma^+ \rightarrow n\pi^+$, $\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0$, $\Sigma^- \rightarrow n\pi^-$, $\Lambda \rightarrow p\pi^-$, $\Lambda \rightarrow n\pi^0$, $\Xi^- \rightarrow \Lambda\pi^-$, $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$. 在协变框架中上述重子非轻子衰变振幅的矩阵元可表达如下：

$$A(B_i \rightarrow B_j\pi) = G_F m_{\pi^+}^2 \bar{u}_{B_j} \{A^{(S)}(B_i \rightarrow B_j\pi) + \gamma^5 A^{(P)}(B_i \rightarrow B_j\pi)\} u_{B_i}. \quad (3)$$

式中 G_F 为费米常数； m_{π^-} 为 π 介子质量； \bar{u}_{B_i} , u_{B_j} 表示粒子波函数中的狄拉克四旋量； B_i , B_j 表示衰变过程中重子的初末态； $A^{(S)}(B_i \rightarrow B_j\pi)$, $A^{(P)}(B_i \rightarrow B_j\pi)$ 分别为 s, p 波振幅。

3 衰变 s 波和 p 波振幅的协变理论计算

包括树图和圈图的 s 波振幅贡献在协变框架下的表达式为

$$A^{(S)k}(B_i \rightarrow B_j\pi) = \frac{1}{\sqrt{2}f_j} \times \left\{ \alpha_{ij}^{(S)} \left[1 + \frac{1}{2}(\delta z_{B_i} + \delta z_{B_j} + \delta z_\phi) \right] + \Sigma_{ij}^{(S)k} \right\}, \quad (4)$$

式中, $\alpha_{ij}^{(S)}$ 系数来自树图贡献； δz_{B_i} , δz_{B_j} , δz_ϕ 是协变框架中初末态重子和介子波函数重整化的贡献^[2,16,17] (如图 1 所示)； $\Sigma_{ij}^{(S)k}$ 表示协变框架下的衰变过程一圈图贡献, 下角标 i, j 表示衰变的重子初末态种类, 上角标 $k = a, b, \dots, f$ 表示 s 波衰变圈图的序号。



图 1 (a) 八重态重子波函数重整化图；(b) 介子波函数重整化图

Fig. 1. (a) Graph for baryon octet wave function renormalization; (b) graph for pion wave function renormalization.

图 2 为 s 波振幅的树图贡献 (来自弱衰变拉氏量 L_W):

$$\alpha_{\Sigma^+n}^{(S)} = 0, \quad \alpha_{\Sigma^+p}^{(S)} = h_D - h_F, \\ \alpha_{\Lambda p}^{(S)} = -\frac{h_D + 3h_F}{\sqrt{6}}, \quad \alpha_{\Xi^- \Lambda}^{(S)} = -\frac{h_D - 3h_F}{\sqrt{6}}. \quad (5)$$

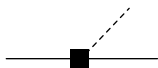


图 2 衰变 s 波树图贡献 (虚线表示介子, 实线表示重子)
Fig. 2. Tree graph for s-wave hyperon non-leptonic decays (the dotted line denotes meson, and the solid line represents baryon).

图 3(a)–(f) 为 s 波各种一圈图贡献, 其费曼振幅积分表达如下:

$$\Sigma_{ij}^{(S)a} = \frac{\beta_{ij}^{(S)a}}{f_j^2} \int \frac{\mu^{4-D} d^D l}{(2\pi)^D} \frac{i}{l^2 - m_\phi^2}, \quad (6)$$

$$\Sigma_{ij}^{(S)b} = \frac{\beta_{ij}^{(S)b}}{f_j^2} \int \frac{\mu^{4-D} d^D l}{(2\pi)^D} \times \frac{-i(\not{l} + \not{k})i(\not{p}_1 - \not{l} + M_B)}{(p_1 - l)^2 - M_B^2} \frac{i}{l^2 - m_\phi^2}, \quad (7)$$

$$\Sigma_{ij}^{(S)c} = \frac{\beta_{ij}^{(S)c}}{f_j^2} \int \frac{\mu^{4-D} d^D l}{(2\pi)^D} \times \frac{i(\not{l} - \not{k})i(\not{p}_2 - \not{l} + M_B)}{(p_2 - l)^2 - M_B^2} \frac{i}{l^2 - m_\phi^2}, \quad (8)$$

$$\Sigma_{ij}^{(S)d1} = \frac{\beta_{ij}^{(S)d1}}{f_j^2} \int \frac{\mu^{4-D} d^D l}{(2\pi)^D} \frac{(-i)\not{l}i}{l^2 - m_{\phi_1}^2} \frac{(-l \cdot k)i}{(l - k)^2 - m_{\phi_2}^2},$$

$$\Sigma_{ij}^{(S)d2} = \frac{\beta_{ij}^{(S)d2}}{f_j^2} \int \frac{\mu^{4-D} d^D l}{(2\pi)^D} \frac{(-i)\not{l}i}{l^2 - m_{\phi_1}^2} \frac{l \cdot (l - k)i}{(l - k)^2 - m_{\phi_2}^2},$$

$$\Sigma_{ij}^{(S)d3} = \frac{\beta_{ij}^{(S)d3}}{f_j^2} \int \frac{\mu^{4-D} d^D l}{(2\pi)^D} \frac{(-i)\not{l}i}{l^2 - m_{\phi_1}^2} \frac{k \cdot (l - k)i}{(l - k)^2 - m_{\phi_2}^2},$$

$$\Sigma_{ij}^{(S)d4} = \frac{\beta_{ij}^{(S)d4}}{f_j^2} \int \frac{\mu^{4-D} d^D l}{(2\pi)^D} \frac{i(\not{l} - \not{k})i}{l^2 - m_{\phi_1}^2} \frac{(-l \cdot k)i}{(l - k)^2 - m_{\phi_2}^2},$$

$$\Sigma_{ij}^{(S)d5} = \frac{\beta_{ij}^{(S)d5}}{f_j^2} \int \frac{\mu^{4-D} d^D l}{(2\pi)^D} \frac{i(\not{l} - \not{k})i}{l^2 - m_{\phi_1}^2} \frac{l \cdot (l - k)i}{(l - k)^2 - m_{\phi_2}^2},$$

$$\Sigma_{ij}^{(S)d6} = \frac{\beta_{ij}^{(S)d6}}{f_j^2} \int \frac{\mu^{4-D} d^D l}{(2\pi)^D} \frac{i(\not{l} - \not{k})i}{l^2 - m_{\phi_1}^2} \frac{k \cdot (l - k)i}{(l - k)^2 - m_{\phi_2}^2}, \quad (9)$$

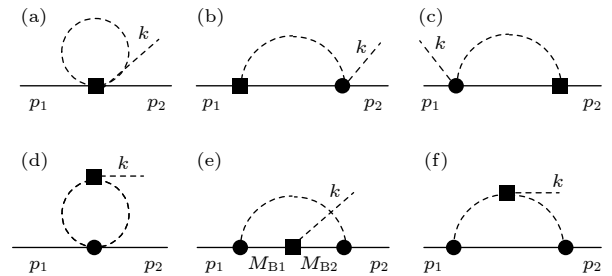


图 3 s 波圈图贡献 (黑色方形表示弱作用顶角, 黑色圆形表示强作用)

Fig. 3. One-loop graphs for s-wave hyperon non-leptonic decay amplitudes (the solid square denotes weak interaction vertices, while solid dot represents strong interaction vertices).

$$\Sigma_{ij}^{(S)e} = \frac{i\beta_{ij}^{(S)e}}{f_J^2} \int \frac{\mu^{4-D} d^D l}{(2\pi)^D} \times \frac{-\not{l}\gamma^5 (\not{p}_2 - \not{l} + M_{B2}) (\not{p}_1 - \not{l} + M_{B1}) \not{l}\gamma^5}{[(p_1 - l)^2 - M_{B1}^2] [(p_2 - l)^2 - M_{B2}^2] (l^2 - m_\phi^2)}, \quad (10)$$

$$\Sigma_{ij}^{(S)f1} = \frac{i\beta_{ij}^{(S)f1}}{f_J^2} \int \frac{\mu^{4-D} d^D l}{(2\pi)^D} \frac{-(\not{l} - \not{k})\gamma^5 (\not{p}_1 - \not{l} + M_B) l \cdot (l - k) \not{l}\gamma^5}{[(p_1 - l)^2 - M_B^2] [(l - k)^2 - m_{\phi_2}^2] (l^2 - m_{\phi_1}^2)},$$

$$\Sigma_{ij}^{(S)f2} = \frac{i\beta_{ij}^{(S)f2}}{f_J^2} \int \frac{\mu^{4-D} d^D l}{(2\pi)^D} \frac{-(\not{l} - \not{k})\gamma^5 (\not{p}_1 - \not{l} + M_B) l \cdot k \not{l}\gamma^5}{[(p_1 - l)^2 - M_B^2] [(l - k)^2 - m_{\phi_2}^2] (l^2 - m_{\phi_1}^2)},$$

$$\Sigma_{ij}^{(S)f3} = \frac{i\beta_{ij}^{(S)f3}}{f_J^2} \int \frac{\mu^{4-D} d^D l}{(2\pi)^D} \frac{(\not{l} - \not{k})\gamma^5 (\not{p}_1 - \not{l} + M_B) k \cdot (l - k) \not{l}\gamma^5}{[(p_1 - l)^2 - M_B^2] [(l - k)^2 - m_{\phi_2}^2] (l^2 - m_{\phi_1}^2)}, \quad (11)$$

式中 μ 表示维度正规化使用的标度; $D = 4 - 2\epsilon$ (ϵ 表示大于 0 且很小的数); l, p_1, p_2, k 分别表示圈内动量、初态重子、末态重子和末态 π 介子的动量, 并且衰变过程满足动量、能量守恒, 则 $k = p_1 - p_2$; $\not{l}, \not{p}_1, \not{p}_2, \not{k}$ 是相应的四维动量; $m_\phi, m_{\phi_1}, m_{\phi_2}$ 是中

间态介子质量; M_B, M_{B1}, M_{B2} 表示中间态重子质量; $\beta_{ij}^{(S)k}$ ($k = a, b, \dots, f$) 是由有效场论强弱顶角耦合常数构成的系数.

类似地, 包括树图 (图 4) 和圈图 (图 5) 的 p 波振幅贡献在协变框架下的表达式为

$$A^{(P)k}(B_i \rightarrow B_j \pi) = \frac{1}{\sqrt{2}f_J} \left\{ \alpha_{ij}^{(P)} \left[1 + \frac{1}{2}(\delta z_{B_i} + \delta z_{B_j} + \delta z_\phi) \right] + \Sigma_{ij}^{(P)k} \right\}, \quad (12)$$

式中符号角标定义与 s 波振幅相同, 其中 $k = a, b, \dots, j$ 表示 p 波衰变圈图的序号. 树图 (图 4) 的贡献如下:

$$\begin{aligned} \alpha_{\Sigma^+ n}^{(P)} &= -(M_N + M_\Sigma) \left[\frac{D(h_D - h_F)}{M_\Sigma - M_N} + \frac{D(h_D + 3h_F)}{3(M_\Lambda - M_N)} \right], \\ \alpha_{\Sigma^- n}^{(P)} &= -(M_N + M_\Sigma) \left[\frac{F(h_D - h_F)}{M_\Sigma - M_N} + \frac{D(h_D + 3h_F)}{3(M_\Lambda - M_N)} \right], \\ \alpha_{\Lambda p}^{(P)} &= \frac{M_N + M_\Lambda}{\sqrt{6}} \left[\frac{(h_D + 3h_F)(D + F)}{M_\Lambda - M_N} + \frac{2D(h_D - h_F)}{M_\Sigma - M_N} \right], \\ \alpha_{\Xi^- \Lambda}^{(P)} &= -\frac{M_\Lambda + M_\Xi}{\sqrt{6}} \left[\frac{(h_D - 3h_F)(D - F)}{M_\Xi - M_\Lambda} + \frac{2D(h_F + h_D)}{M_\Xi - M_\Sigma} \right]. \end{aligned} \quad (13)$$

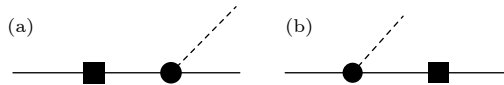


图 4 衰变 p 波树图贡献

Fig. 4. Tree graphs for p-wave hyperon non-leptonic decays.

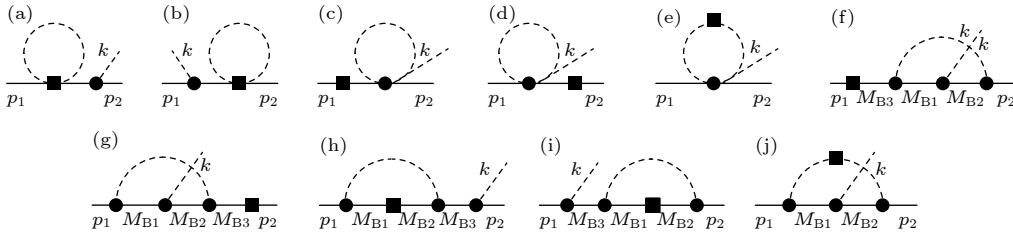


图 5 p 波圈图贡献

Fig. 5. One-loop graphs for p-wave hyperon non-leptonic decay amplitudes.

图 5(a)–(j) 为 p 波的一圈图贡献, 其费曼振幅积分表达如下:

$$\Sigma_{ij}^{(P)a} = \frac{-\beta_{ij}^{(P)a} \gamma^5}{f_j^2} \frac{M_i + M_j}{M_i - M_B} \int \frac{\mu^{4-D} d^D l}{(2\pi)^D} \frac{i}{l^2 - m_\phi^2}, \quad (14)$$

$$\Sigma_{ij}^{(P)b} = \frac{\beta_{ij}^{(P)b} \gamma^5}{f_j^2} \frac{M_i + M_j}{M_i - M_B} \int \frac{\mu^{4-D} d^D l}{(2\pi)^D} \frac{i}{l^2 - m_\phi^2}, \quad (15)$$

$$\Sigma_{ij}^{(P)c} = \frac{-\beta_{ij}^{(P)c} \gamma^5}{f_j^2} \frac{M_i + M_j}{M_i - M_B} \int \frac{\mu^{4-D} d^D l}{(2\pi)^D} \frac{i}{l^2 - m_\phi^2}, \quad (16)$$

$$\Sigma_{ij}^{(P)d} = \frac{\beta_{ij}^{(P)d} \gamma^5}{f_j^2} \frac{M_i + M_j}{M_i - M_B} \int \frac{\mu^{4-D} d^D l}{(2\pi)^D} \frac{i}{l^2 - m_\phi^2}, \quad (17)$$

$$\Sigma_{ij}^{(P)e} = \frac{\beta_{ij}^{(P)e} \gamma^5 (M_i + M_j)}{f_j^2} \int \frac{\mu^{4-D} d^D l}{(2\pi)^D} \frac{-il^2}{(l^2 - m_{\phi_1}^2)(l^2 - m_{\phi_2}^2)}, \quad (18)$$

$$\Sigma_{ij}^{(P)f} = \frac{i\beta_{ij}^{(P)f}}{f_j^2 (M_i - M_{B3})} \int \frac{\mu^{4-D} d^D l}{(2\pi)^D} \frac{\not{l}\gamma^5 (\not{p}_2 - \not{l} + M_{B2}) (\not{k}\gamma^5) (\not{p}_1 - \not{l} + M_{B1}) \not{l}\gamma^5}{[(p_1 - l)^2 - M_{B1}^2] [(p_2 - l)^2 - M_{B2}^2] (l^2 - m_\phi^2)}, \quad (19)$$

$$\Sigma_{ij}^{(P)g} = \frac{i\beta_{ij}^{(P)g}}{f_j^2 (M_j - M_{B3})} \int \frac{\mu^{4-D} d^D l}{(2\pi)^D} \frac{\not{l}\gamma^5 (\not{p}_2 - \not{l} + M_{B2}) (\not{k}\gamma^5) (\not{p}_1 - \not{l} + M_{B1}) \not{l}\gamma^5}{[(p_1 - l)^2 - M_{B1}^2] [(p_2 - l)^2 - M_{B2}^2] (l^2 - m_\phi^2)}, \quad (20)$$

$$\Sigma_{ij}^{(P)h} = \frac{i\beta_{ij}^{(P)h} \not{k}\gamma^5}{f_j^2 (M_i - M_{B3})} \int \frac{\mu^{4-D} d^D l}{(2\pi)^D} \frac{\not{l}\gamma^5 (\not{p}_1 - \not{l} + M_{B2}) (\not{p}_1 - \not{l} + M_{B1}) \not{l}\gamma^5}{[(p_1 - l)^2 - M_{B1}^2] [(p_1 - l)^2 - M_{B2}^2] (l^2 - m_\phi^2)}, \quad (21)$$

$$\Sigma_{ij}^{(P)i} = \frac{i\beta_{ij}^{(P)i} \not{k}\gamma^5}{f_j^2 (M_j - M_{B3})} \int \frac{\mu^{4-D} d^D l}{(2\pi)^D} \frac{\not{l}\gamma^5 (\not{p}_2 - \not{l} + M_{B2}) (\not{p}_2 - \not{l} + M_{B1}) \not{l}\gamma^5}{[(p_2 - l)^2 - M_{B1}^2] [(p_2 - l)^2 - M_{B2}^2] (l^2 - m_\phi^2)}, \quad (22)$$

$$\Sigma_{ij}^{(P)j} = \frac{i\beta_{ij}^{(P)j}}{f_j^2} \int \frac{\mu^{4-D} d^D l}{(2\pi)^D} \frac{\not{l}\gamma^5 (\not{p}_2 - \not{l} + M_{B2}) (\not{k}\gamma^5) (\not{p}_1 - \not{l} + M_{B1}) \not{l}\gamma^5 l^2}{[(p_1 - l)^2 - M_{B1}^2] [(p_2 - l)^2 - M_{B2}^2] (l^2 - m_{\phi_1}^2) (l^2 - m_{\phi_2}^2)}. \quad (23)$$

这里, $M_N, M_\Lambda, M_\Sigma, M_\Xi$ 表示重子质量; M_i, M_j 分别表示初末态重子质量; M_{B3} 表示中间态重子质量; $\beta_{ij}^{(P)k}$ ($k = a, b, \dots, j$) 为强弱顶角耦合常数构成的系数. 这些积分的 EMS 减除过程完全遵守文献 [10,11,20,21] 中所列的程序, 简单来说就是减除发散和定域的破坏手征幂律的大项. 因为解析计算结果冗长复杂, 此处仅以 $\Sigma_{ij}^{(S)e}$ 为例演示效果. 减除后的 $\Sigma_{ij}^{(S)e(r)}$ 形状如下:

$$\Sigma_{ij}^{(S)e(r)} = \frac{\beta_{ij}^{(S)e}}{(4\pi f_j)^2} \left\{ 3m_\phi^2 \ln \frac{4\pi\mu^2}{m_\phi^2} + \Delta(M_i, M_j, M_{B1}, M_{B2}, m_\phi, m_\pi, k) \right\},$$

$$\Delta(M_i, M_j, M_{B1}, M_{B2}, m_\phi, m_\pi, k) = i(4\pi)^2 \left(\text{Ise} - \text{Ise}^{(sb)} \right),$$

$$\begin{aligned} \text{Ise} &= (M_j + M_{B2}) I_{B2\phi, l} - (M_j^2 - M_{B2}^2) I_{B2\phi} + (M_i + M_{B1}) I_{B1\phi, l} - (M_i^2 - M_{B1}^2) I_{B1\phi} + I_\phi \\ &\quad - \frac{i}{(4\pi)^2} \int_0^1 dx \int_0^{1-x} dy \frac{1}{\Delta_{BB\phi}} \left[(M_i^2 - M_{B1}^2) (M_j^2 - M_{B2}^2) + m_\phi^2 (M_i + M_{B1}) (M_j + M_{B2}) \right. \\ &\quad \left. - (M_j + M_{B2}) (M_i x + M_j y) (M_i^2 - M_{B1}^2) - (M_j^2 - M_{B2}^2) (M_i x + M_j y) (M_i + M_{B1}) \right] \\ &\quad + \frac{i}{(4\pi)^2} \int_0^1 dx (M_i + M_{B1}) (M_j + M_{B2}) \left(\Gamma(\varepsilon) - \ln \frac{\tilde{\Delta}_{BB\phi}}{4\pi\mu^2} \right), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \text{Ise}^{(\text{sb})} &= \frac{i}{(4\pi)^2} \left\{ (M_i + M_{B1})(M_j + M_{B2}) \Gamma(\varepsilon) + \left(M_{B1}^2 + \frac{M_{B1}M_i}{2} - \frac{M_i^2}{2} \right) (\Gamma(\varepsilon) + l_{B1} + 1) \right. \\
 &\quad + \left(m_\phi^2 + M_{B2}^2 + \frac{M_{B2}M_j}{2} - \frac{M_j^2}{2} \right) (\Gamma(\varepsilon) + l_{B2} + 1) + m_\phi^2 \ln \frac{m_\phi^2}{M_{B1}^2} - 2 \left[(M_i - M_{B1})^2 \right. \\
 &\quad \left. + (M_j - M_{B2})^2 + (M_i - M_{B1})(M_j - M_{B2}) \right] l_{Bi} + 2m_\phi^2 \ln \frac{m_\phi^2}{M_i^2} + 2m_\phi^2 - \frac{2m_\pi^2}{3} \\
 &\quad - \frac{8(M_{B1} + M_{B2})^2}{3} - (M_i - M_{B1})^2 - 5(M_j - M_{B2})^2 + 6(M_{B1} + M_{B2})(M_i + M_j) \\
 &\quad \left. - 2(M_i + M_j)^2 - 2(M_{B1} - M_{B2})(M_i + M_j) \right\}, \\
 I_{B2\phi,l} &= \int \frac{\mu^{4-D} d^D l}{(2\pi)^D} \frac{\not{l}}{A_{B2}A_\phi}, \quad I_{B2\phi} = \int \frac{\mu^{4-D} d^D l}{(2\pi)^D} \frac{1}{A_{B2}A_\phi}, \quad I_{B1\phi,l} = \int \frac{\mu^{4-D} d^D l}{(2\pi)^D} \frac{\not{l}}{A_{B1}A_\phi}, \\
 I_{B1\phi} &= \int \frac{\mu^{4-D} d^D l}{(2\pi)^D} \frac{1}{A_{B1}A_\phi}, \quad I_\phi = \int \frac{\mu^{4-D} d^D l}{(2\pi)^D} \frac{1}{A_\phi}, \quad A_{B2} = (M_j - l)^2 - M_{B2}^2, \\
 A_{B1} &= (M_i - l)^2 - M_{B1}^2, \quad A_\phi = l^2 - m_\phi^2, \quad l_{B1} = \ln \frac{4\pi\mu^2}{M_{B1}^2}, \quad l_{B2} = \ln \frac{4\pi\mu^2}{M_{B2}^2}, \quad l_{Bi} = \ln \frac{4\pi\mu^2}{M_i^2}, \\
 \Delta_{\text{BB}\phi} &= M_i^2 x^2 + (M_i^2 + M_j^2 - m_\pi^2) xy + M_j^2 y^2 + (M_{B1}^2 - M_i^2 - m_\phi^2) x + (M_{B2}^2 - M_j^2 - m_\phi^2) y + m_\phi^2, \\
 \tilde{\Delta}_{\text{BB}\phi} &= M_{B1}^2 x + M_{B2}^2 (1-x) - m_\pi^2 x (1-x).
 \end{aligned}$$

为了对比, 同时给出重重子框架下的减除结果:

$$\Sigma_{ij,\text{HB}}^{(\text{S})e(r)} = \frac{\beta_{ij}^{(\text{S})e}}{(4\pi f_j)^2} 3m_\phi^2 \ln \frac{4\pi\mu^2}{m_\phi^2}. \quad (24)$$

式中 $\Gamma(\varepsilon)$ 表示伽玛函数, $\Delta(M_i, M_j, M_{B1}, M_{B2}, m_\phi, m_\pi, k)$ 是协变框架下计算所保留的相对论性修正的非定域项, 包括反三角函数项、复杂的有理项以及更冗长的函数积分形式. 这些项的大小依赖于初末态重子质量、中间态重子质量以及中间态介子质量. 这些复杂的相对论性修正 $\Delta(M_i, M_j, M_{B1}, M_{B2}, m_\phi, m_\pi, k)$ 在重子质量标度趋于无穷时可略, 此时协变结果等于重重子结果, 具体结果见图 6, 其中各个重子质量标度统一取 1000 GeV, $m_\pi = 0.139$ GeV, $k = 0$ GeV.

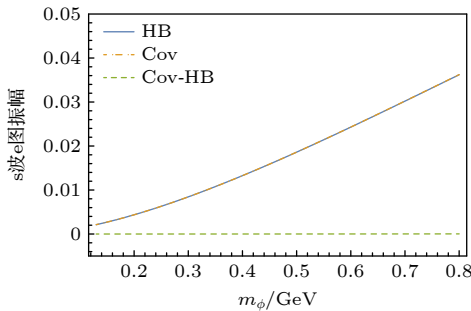


图 6 协变 $\Sigma_{ij}^{(\text{S})e}$ 与重重子结果的对比

Fig. 6. Comparison of covariant $\Sigma_{ij}^{(\text{S})e}$ and HB results.

在不考虑中间态 π 介子的贡献时, 在重重子框架下的圈图 (图 3 和图 5) 贡献为相同的手征对数项 $m_s \ln m_s$, 使得在计算衰变过程时只需将每个圈图的相应系数 $\beta_{ij}^{(\text{S})k}$, $\beta_{ij}^{(\text{P})k}$ 相加即可. 但是在协变框架下, 对众多不同的圈图以及不同的中间态来说, 保留的相对论性修正项相比手征对数项分别有 10%—20% 不等的修正, 这使得协变框架下的计算里不能像重重子情形里直接将系数 $\beta_{ij}^{(\text{S})k}$, $\beta_{ij}^{(\text{P})k}$ 相加, 进而可导致与重重子理论计算结果的明显差异.

4 数值结果

完成上述协变解析计算后考查数值效果. 将对树图水平的振幅、重重子形式下的圈图水平振幅、协变形式下的圈图水平振幅与实验的结果 [22]. 下文将从数值结果分析, 在协变框架下所保留的手征对数项之外的相对论性修正部分, 对重子非轻子衰变 s 波、p 波振幅的影响. 由于本文只考虑到了八重态内线重子的贡献, 因此为了公平对比, 在计算重重子形式下的结果时采用文献 [2] 中的理论公式——去掉十重态部分, 并且对其进行重新拟合. 在数值计算过程中, 我们取与文献 [2] 相同的 $D =$

0.61, $F=0.4$, $h_\pi=3.2 \times 10^{-7}$, 而待定的低能有效常数 h_D , h_F 通过与 $\Sigma^+ \rightarrow n\pi^+$, $\Sigma^- \rightarrow n\pi^-$, $\Lambda \rightarrow p\pi^-$, $\Xi^- \rightarrow \Lambda\pi^-$ 实验数据拟合得出, 均以 $\sqrt{2}G_F m_{\pi^+}^2 f_\pi$ 为单位. 另外重子质量和介子质量分别取其实验数据 [23], 即 $M_N = 0.94$, $M_\Lambda = 1.116$, $M_\Sigma = 1.193$, $M_\Xi = 1.318$, $m_\pi = 0.139$, $m_K = 0.495$ 量纲都是 GeV, η 介子质量则由 Gell-Mann-Okubo 关系代入 [24,25]. 而重整化点 μ , 分别取 $\mu^2 = 1/(4\pi) \text{ GeV}^2$ 和 $\mu^2 = 1 \text{ GeV}^2$ 两种情形进行数值拟合计算.

与文献 [1,2,8,9] 一样, 本文也采用 $\Sigma^+ \rightarrow n\pi^+$, $\Sigma^- \rightarrow n\pi^-$, $\Lambda \rightarrow p\pi^-$, $\Xi^- \rightarrow \Lambda\pi^-$ 衰变 s 波振幅的实验数据拟合得到 h_D , h_F 的参数值来计算全部的 7 个重子非轻子衰变过程 s 波、p 波振幅, 见表 1 和表 2. 另外, 使用前面 4 个衰变的 p 波振幅的实验数据所拟合得到的 h_D , h_F 的值, 去预测相同衰变过程的 s 波、p 波振幅, 见表 3 和表 4. 为了方便比较树图、重重子 (HB) 以及协变的预测结果, 我们给出两种卡方的数值, 定义如下:

$$\chi_{1\text{d.o.f}}^2 = \sum_i (E_i - O_i)^2, \chi_{2\text{d.o.f}}^2 = \sum_i \frac{(E_i - O_i)^2}{\sigma_i^2 (n - m)},$$

其中, E_i 为理论预言数值, O_i 为实验数值, σ_i 为实验数据误差, n 为参与预测的所有衰变过程的个

数, m 为拟合参数个数.

纵观表 1—表 4 中的树图水平的数值结果, 无论是从 s 波拟合出发, 还是从 p 波拟合开始计算, 都无法使 s 波、p 波振幅的预测结果同时满足实验结果. 可以看出 s 波、p 波振幅之间的矛盾冲突始于树图水平, 这也是为什么许多文献在树图水平上考虑各种理论修改来克服此问题.

再看重重子形式下的圈图水平振幅数值结果, 无论是从 s 波拟合出发, 还是从 p 波拟合开始计算, 依然没有解决 s 波、p 波振幅之间的矛盾冲突, 甚至有的衰变过程数值结果还不如树图水平结果, 例如从 s 波拟合出发预测的 $\Xi^- \rightarrow \Lambda\pi^-$, $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ 的 s 波振幅结果与实验值相差较大, 而且 p 波振幅结果 (见表 1 和表 2) 的正负号与实验值相反.

最后来分析协变形式下的圈图水平振幅数值结果. 对比表 1 和表 2, 协变框架下的 s 波振幅数值不如重重子和树图结果更加贴近实验值, 从数值的大小、正负以及数量级上, 除了 $\Xi^- \rightarrow \Lambda\pi^-$, $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ 之外的衰变过程三者相差不大, 虽然这两个衰变过程的协变预言的数值较差, 但是其正负号和数量级却保持相同. 并且协变框架下 p 波振幅数值显然要比重重子和树图结果更加接近实验值. 表 1 和表 2 中给出的卡方也佐证了这一点.

表 1 s 波拟合预测 s, p 波振幅 (重整化点: $4\pi\mu^2 = 1$)

Table 1. Fitting s-wave to predicts s and p wave amplitude (renormalization point: $4\pi\mu^2 = 1$).

	树图	HB(Jenkins)	协变	协变 π	协变(π 外)	实验
$\Sigma^+ \rightarrow n\pi^+(s)$	0.00	0.02	0.11	0.05	0.06	0.06 ± 0.01
$\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0(s)$	-1.37	-1.39	-1.60	-0.18	-1.42	-1.38 ± 0.02
$\Sigma^- \rightarrow n\pi^-(s)$	1.94	1.98	2.16	0.36	1.80	1.88 ± 0.01
$\Lambda \rightarrow p\pi^-(s)$	1.43	1.49	1.58	0.11	1.47	1.38 ± 0.01
$\Lambda \rightarrow n\pi^0(s)$	-1.01	-1.05	-1.19	-0.12	-1.07	-1.03 ± 0.01
$\Xi^- \rightarrow n\pi^-(s)$	-1.90	-1.76	-1.28	-0.23	-1.05	-1.99 ± 0.01
$\Xi^0 \rightarrow n\pi^0(s)$	1.34	1.25	1.03	0.18	0.85	1.51 ± 0.01
$\Sigma^+ \rightarrow n\pi^+(p)$	0.12	0.14	1.03	0.14	0.89	1.81 ± 0.01
$\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0(p)$	0.21	0.23	0.72	0.08	0.64	1.24 ± 0.03
$\Sigma^- \rightarrow n\pi^-(p)$	-0.18	-0.19	0.02	0.03	-0.01	-0.06 ± 0.01
$\Lambda \rightarrow p\pi^-(p)$	0.43	1.31	0.38	0.05	0.33	0.63 ± 0.01
$\Lambda \rightarrow n\pi^0(p)$	-0.31	-0.93	-0.27	-0.04	-0.23	-0.41 ± 0.01
$\Xi^- \rightarrow n\pi^-(p)$	0.10	-0.21	0.19	0.00	0.19	0.39 ± 0.01
$\Xi^0 \rightarrow n\pi^0(p)$	-0.07	0.15	-0.14	-0.00	-0.14	-0.27 ± 0.01
h_D	-0.58 ± 0.09	-0.60 ± 0.12	-0.53 ± 0.35	—	—	—
h_F	1.36 ± 0.05	1.00 ± 0.07	0.92 ± 0.20	—	—	—
$\chi_{1\text{d.o.f}}^2$	4.15	5.23	1.96	—	—	—
$\chi_{2\text{d.o.f}}^2$	2676.96	3602.73	1403.43	—	—	—

表 2 s 波拟合预测 s, p 波振幅 (重整化点: $4\pi\mu^2 = 4\pi$)
Table 2. Fitting s-wave to predicts s and p wave amplitude (renormalization point: $4\pi\mu^2 = 4\pi$).

	树图	HB(Jenkins)	协变	协变 π	协变(π 外)	实验
$\Sigma^+ \rightarrow n\pi^+(s)$	0.00	0.05	0.06	0.25	-0.19	0.06 ± 0.01
$\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0(s)$	-1.37	-1.39	-1.73	-0.31	-1.42	-1.38 ± 0.02
$\Sigma^- \rightarrow n\pi^-(s)$	1.94	2.02	2.13	0.76	1.37	1.88 ± 0.01
$\Lambda \rightarrow p\pi^-(s)$	1.43	1.58	1.71	0.08	1.63	1.38 ± 0.01
$\Lambda \rightarrow n\pi^0(s)$	-1.01	-1.12	-1.28	-0.06	-1.22	-1.03 ± 0.01
$\Xi^- \rightarrow n\pi^-(s)$	-1.90	-1.61	-0.99	-0.35	-0.64	-1.99 ± 0.01
$\Xi^0 \rightarrow n\pi^0(s)$	1.34	1.14	0.92	0.25	0.67	1.51 ± 0.01
$\Sigma^+ \rightarrow n\pi^+(p)$	0.12	0.13	1.51	0.18	1.33	1.81 ± 0.01
$\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0(p)$	0.21	0.25	1.09	0.10	0.99	1.24 ± 0.03
$\Sigma^- \rightarrow n\pi^-(p)$	-0.18	-0.22	-0.03	0.05	-0.08	-0.06 ± 0.01
$\Lambda \rightarrow p\pi^-(p)$	0.43	0.98	0.33	0.09	0.24	0.63 ± 0.01
$\Lambda \rightarrow n\pi^0(p)$	-0.31	-0.70	-0.23	-0.06	-0.17	-0.41 ± 0.01
$\Xi^- \rightarrow n\pi^-(p)$	0.10	-0.36	0.56	0.05	0.51	0.39 ± 0.01
$\Xi^0 \rightarrow n\pi^0(p)$	-0.07	0.26	-0.40	-0.03	-0.37	-0.27 ± 0.01
h_D	-0.58 ± 0.09	-0.49 ± 0.12	-0.47 ± 0.31	—	—	—
h_F	1.36 ± 0.05	0.71 ± 0.07	0.71 ± 0.19	—	—	—
$\chi_{1\text{d.o.f}}^2$	4.15	5.21	1.98	—	—	—
$\chi_{2\text{d.o.f}}^2$	2676.96	3620.78	1556.18	—	—	—

表 3 p 波拟合预测 s, p 波振幅 (重整化点: $4\pi\mu^2 = 1$)
Table 3. Fitting p-wave to predicts s and p wave amplitude (renormalization point: $4\pi\mu^2 = 1$).

	树图	HB(Jenkins)	协变	协变 π	协变(π 外)	实验
$\Sigma^+ \rightarrow n\pi^+(s)$	0.00	0.02	0.22	0.16	0.06	0.06 ± 0.01
$\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0(s)$	-5.57	-3.31	-2.69	-0.31	-2.38	-1.38 ± 0.02
$\Sigma^- \rightarrow n\pi^-(s)$	7.89	4.70	3.81	0.61	3.20	1.88 ± 0.01
$\Lambda \rightarrow p\pi^-(s)$	4.01	1.83	2.76	0.24	2.52	1.38 ± 0.01
$\Lambda \rightarrow n\pi^0(s)$	-2.83	-1.29	-2.02	-0.19	-1.83	-1.03 ± 0.01
$\Xi^- \rightarrow n\pi^-(s)$	-6.83	-3.27	-2.28	-0.41	-1.87	-1.99 ± 0.01
$\Xi^0 \rightarrow n\pi^0(s)$	4.83	2.31	1.73	0.30	1.43	1.51 ± 0.01
$\Sigma^+ \rightarrow n\pi^+(p)$	1.45	1.29	1.81	0.25	1.56	1.81 ± 0.01
$\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0(p)$	0.87	0.54	1.29	0.14	1.15	1.24 ± 0.03
$\Sigma^- \rightarrow n\pi^-(p)$	0.21	0.53	-0.02	0.05	-0.07	-0.06 ± 0.01
$\Lambda \rightarrow p\pi^-(p)$	0.74	0.82	0.65	0.09	0.56	0.63 ± 0.01
$\Lambda \rightarrow n\pi^0(p)$	-0.52	-0.58	-0.46	-0.07	-0.39	-0.41 ± 0.01
$\Xi^- \rightarrow n\pi^-(p)$	0.84	0.69	0.37	0.00	0.37	0.39 ± 0.01
$\Xi^0 \rightarrow n\pi^0(p)$	-0.60	-0.49	-0.26	-0.00	-0.26	-0.27 ± 0.01
h_D	-3.46 ± 0.87	-1.95 ± 0.67	-0.93 ± 0.02	—	—	—
h_F	4.43 ± 1.34	1.67 ± 0.62	1.58 ± 0.04	—	—	—
$\chi_{1\text{d.o.f}}^2$	98.97	15.57	8.51	—	—	—
$\chi_{2\text{d.o.f}}^2$	71376.35	10276.18	6026.18	—	—	—

为了进一步讨论 s 波、p 波振幅间的冲突问题, 分析从 p 波拟合出发的数值效果, 表 3 和表 4 中显示 p 波振幅的协变计算结果绝大部分与实验值几

乎贴合, 整体上远胜于重重子和树图计算结果; 而由 p 波拟合得到的 s 波振幅预言显示树图、重重子以及协变结果皆与实验值有明显差别, 相比之下重

表 4 p 波拟合预测 s, p 波振幅 (重整化点: $4\pi\mu^2 = 4\pi$)
Table 4. Fitting p-wave to predicts s and p wave amplitude (renormalization point: $4\pi\mu^2 = 4\pi$).

	树图	HB(Jenkins)	协变	协变 π	协变(π 外)	实验
$\Sigma^+ \rightarrow n\pi^+(s)$	0.00	0.05	0.11	0.35	-0.24	0.06 ± 0.01
$\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0(s)$	-5.57	-3.45	-2.07	-0.38	-1.69	-1.38 ± 0.02
$\Sigma^- \rightarrow n\pi^-(s)$	7.89	4.93	2.66	0.97	1.69	1.88 ± 0.01
$\Lambda \rightarrow p\pi^-(s)$	4.01	1.99	2.45	0.13	2.32	1.38 ± 0.01
$\Lambda \rightarrow n\pi^0(s)$	-2.83	-1.41	-1.80	-0.09	-1.71	-1.03 ± 0.01
$\Xi^- \rightarrow n\pi^-(s)$	-6.83	-2.93	-1.37	-0.44	-0.93	-1.99 ± 0.01
$\Xi^0 \rightarrow n\pi^0(s)$	4.83	2.07	1.19	0.31	0.88	1.51 ± 0.01
$\Sigma^+ \rightarrow n\pi^+(p)$	1.45	1.43	1.76	0.22	1.54	1.81 ± 0.01
$\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0(p)$	0.87	0.60	1.38	0.12	1.26	1.24 ± 0.03
$\Sigma^- \rightarrow n\pi^-(p)$	0.21	0.59	-0.19	0.05	-0.24	-0.06 ± 0.01
$\Lambda \rightarrow p\pi^-(p)$	0.74	0.83	0.59	0.12	0.47	0.63 ± 0.01
$\Lambda \rightarrow n\pi^0(p)$	-0.52	-0.58	-0.42	-0.08	-0.34	-0.41 ± 0.01
$\Xi^- \rightarrow n\pi^-(p)$	0.84	0.38	0.55	0.05	0.50	0.39 ± 0.01
$\Xi^0 \rightarrow n\pi^0(p)$	-0.60	-0.27	-0.39	-0.03	-0.36	-0.27 ± 0.01
h_D	-3.46 ± 0.87	-1.46 ± 0.46	-0.51 ± 0.05	—	—	—
h_F	4.43 ± 1.34	1.22 ± 0.45	0.96 ± 0.10	—	—	—
$\chi^2_{1d.o.f}$	98.97	16.37	3.41	—	—	—
$\chi^2_{2d.o.f}$	71376.35	10.647.20	2529.84	—	—	—

重子和树图数值结果与实验值相差更大. 表 3 和表 4 的卡方再次佐证这一结论.

表 1—表 4 也给出了协变结果中 π 的贡献大小. 其中, 对实验数据很小的衰变过程 ($\Sigma^+ \rightarrow n\pi^+$ s 波和 $\Sigma^- \rightarrow n\pi^-$ p 波), π 的贡献就显得尤为重要. 而其他衰变过程中 π 的贡献与 π 以外的贡献相比虽然较小但没有达到完全可略的程度. 除此之外, 从概念的完整性来看, 这部分贡献也不可忽略.

5 结 论

需要指出的是, 本文计算除了考虑奇异介子中间态的完整协变贡献外, 还考虑了协变的 π 介子中间态的贡献, 这两点在以往的文献中都被忽略, 我们认为这是本文的结果与以往文献结果差异的根源. 综合表 1—表 4 的数值结果, π 介子中间态的贡献不可 (也不应该) 忽略, 协变框架下所得到的预言值虽依然没能完全解决重子非轻衰变 s 波、p 波矛盾问题, 但完整的协变计算结果中的相对论性修正部分看似有助于缓解该矛盾.

因时间缘故, 本文没有考虑计算上更耗时、费力的协变框架下的含十重态内线的圈图贡献, 这些贡献应会带来更多的改变, 其具体影响亟待在未来

的工作中探讨. 当然考虑十重态内线的圈图贡献也未必就能完全解决重子非轻衰变 s 波、p 波振幅间的冲突, 有可能还需考虑更高阶手征圈图贡献.

参考文献

- [1] Bijnens J, Sonoda H, Wise M B 1985 *Nucl. Phys. B* **261** 185
- [2] Jenkins E 1992 *Nucl. Phys. B* **375** 561
- [3] Borasoy B, Müller G 2000 *Phys. Rev. D* **62** 054020
- [4] Żenczykowski P 2006 *Phys. Rev. D* **73** 076005
- [5] Le Yaouanc A, Pène O, Raynal J C, Oliver L 1979 *Nucl. Phys. B* **149** 321
- [6] Nardulli G 1988 *Nuov. Cim. A* **100** 485
- [7] Scadron M D, Thebaud L R 1973 *Phys. Rev. D* **8** 2329
- [8] Borasoy B, Holstein B R 1999 *Eur. Phys. J. C* **6** 85
- [9] Borasoy B, Marco E 2003 *Phys. Rev. D* **67** 114016
- [10] Abd El-Hady A, Tandean J 2000 *Phys. Rev. D* **61** 114014
- [11] Becher T, Leutwyler H 1999 *Eur. Phys. J. C* **9** 643
- [12] Fuchs T, Gegelia J, Japaridze G, Scherer S 2003 *Phys. Rev. D* **68** 056005
- [13] Geng L S, Martín Cálalich J, Vicente Vacas M J 2009 *Phys. Lett. B* **676** 63
- [14] Yang J F 2014 *Mod. Phys. Lett. A* **29** 1450043
- [15] Liu Z, Wen L H, Yang J F 2021 *Nucl. Phys. B* **963** 115288
- [16] Fettes N, Meissner U, Steininger S 1998 *Nucl. Phys. A* **640** 199
- [17] Holmberg M, Leupold S 2018 *Eur. Phys. J. A* **54** 103
- [18] Copeland P M, Ji C R, Melnitchouk W 2021 *Phys. Rev. D* **103** 044019
- [19] Jenkins E 1992 *Nucl. Phys. B* **368** 190

- [20] Liu Z, Yang J F 2022 *J. East China Normal Univ. (Nat. Sci.)* **4** 103 (in Chinese) [刘舟, 杨继锋 2022 华东师范大学学报 (自然科学版) **4** 103]
- [21] Zhou H F, Yang J F 2024 *J. East China Normal Univ. (Nat. Sci.)* **3** 12 (in Chinese) [周海峰, 杨继锋 2024 华东师范大学学报 (自然科学版) **3** 12]
- [22] Salone N 2024 *Nuov. Cim.* **47C** 201
- [23] Martín Cálmalich J, Geng L S, Vicente Vacas M J 2010 *Phys. Rev. D* **82** 074504
- [24] Gell-Mann M 1961 *The Eightfold Way: A Theory of strong interaction symmetry* Report Number: CTSL-20, TID-12608
- [25] Okubo S 1962 *Prog. Theo. Phys.* **27** 949

Baryonic non-leptonic decays in covariant chiral effective field theory

ZHANG Wei YANG Jifeng[†]

(School of Physics, East China Normal University, Shanghai 200241, China)

(Received 15 May 2025; revised manuscript received 16 September 2025)

Abstract

An unresolved issue in the study of baryon non-leptonic decays is that the theoretical values describing the s- and p-wave amplitudes of such decays cannot simultaneously accord well with experimental values. Compared with previous literature, this paper adopts the covariant chiral effective theory framework and calculates the one-loop corrections to the s- and p-wave amplitudes by using the extended minimal subtraction (EMS) scheme, and also takes into account the contributions from intermediate pion states that are neglected in previous studies (the contributions from intermediate decuplet states are not considered here). Unlike infrared regularization and the extended on-shell subtraction scheme, EMS is easier to implement and also avoids over-subtraction. Apart from the typical chiral logarithmic term $m_s \ln m_s$ obtained in heavy-baryon formalism, the covariant calculation retains many non-local contributions that are not negligible. These non-local contributions vary with loop diagrams and intermediate states, making the complete covariant results significantly different from those from the simple chiral logarithmic structures in heavy-baryon formalism, which may alleviate the tension between the s- and p-wave components of the decay amplitudes. Subsequent numerical analysis confirms this conjecture. Two approaches are adopted to obtain covariant theoretical predictions: s-wave fitting and p-wave fitting. According to the fitted predictions and chi-squares of fitness, the s-wave fitting yields s-wave predictions slightly inferior to those under heavy-baryon formalism, but the resulting p-wave predictions are considerably improved compared with the heavy-baryon formalism predictions. The p-wave fitting produces p-wave predictions closer to experimental values, while the heavy-baryon predictions differ significantly from the experimental values. The resulting s-wave predictions from p-wave fitting show noticeable discrepancies with experimental data, but the heavy-baryon predictions are even worse. Therefore, working in the covariant framework, the tension between s- and p-wave amplitudes for baryon non-leptonic decays is significantly alleviated in comparison with that in heavy-baryon formalism. In addition, it is found that the contributions from intermediate pion states may be neglected in many cases, but are important and must be kept for decays with smaller experimental values.

Keywords: chiral effective field theory, baryon nonleptonic decays, extended minimal subtraction

PACS: 13.30.-a, 12.39.Fe, 11.10.Gh

DOI: [10.7498/aps.74.20250639](https://doi.org/10.7498/aps.74.20250639)

CSTR: [32037.14.aps.74.20250639](https://cstr.cn/32037.14.aps.74.20250639)

[†] Corresponding author. E-mail: jfyang@phy.ecnu.edu.cn



重子非轻子衰变的协变手征有效场论研究

张为 杨继锋

Baryonic non-leptonic decays in covariant chiral effective field theory

ZHANG Wei YANG Jifeng

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 74, 241301 (2025) DOI: 10.7498/aps.74.20250639

CSTR: 32037.14.aps.74.20250639

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250639>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

嘉当韦尔基下的非阿贝尔手征动力学方程

Non-Abelian chiral kinetic equations in the Cartan-Weyl basis

物理学报. 2023, 72(11): 112503 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222471>

椭圆波束对非均匀手征分层粒子的俘获特性研究

Analysis of trapping force exerted on multi-layered chiral sphere induced by laser sheet

物理学报. 2022, 71(10): 104208 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212284>

驻波场中非均匀手征分层粒子的辐射力特性

Radiation force characteristics of non-uniform chiral stratified particles in standing wave field

物理学报. 2024, 73(18): 184201 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240842>

具有不同扩散系数的活性手征粒子分离

Separation of active chiral particles with different diffusion coefficients

物理学报. 2024, 73(20): 200201 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240686>

相对论重离子碰撞中的手征效应实验研究

Progress on the experimental search for the chiral magnetic effect, the chiral vortical effect, and the chiral magnetic wave

物理学报. 2023, 72(11): 112504 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230109>

自旋-轨道耦合玻色-爱因斯坦凝聚体激发谱及其有效调控

Excitation spectrum of tunable spin-orbit coupled Bose-Einstein condensates and its effective regulation

物理学报. 2023, 72(6): 060302 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222306>