



Λ 类时区域电磁形状因子

汇报人：石家丽

合作者：戴凌云

湖南大学物理与微电子科学学院

第十一届手征有效场论研讨会

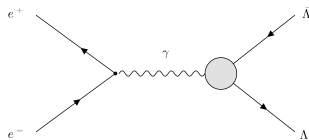


- 01 研究背景
- 02 理论框架与方法
- 03 数值结果与讨论
- 04 总结与展望



01 研究背景

- 自旋 $1/2$ 重子的电磁结构通常由 EMFF 来描述：电形状因子 $G_E(q^2)$ 和磁形状因子 $G_M(q^2)$ 。
- 超子寿命短，难以通过弹性电子散射研究类空区形状因子； $e^+e^- \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}$ 则通过类时虚光子探测其类时电磁结构。
- BABAR 与 BESIII 对 $e^+e^- \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}$ 进行了系统测量，在阈值附近观测到明显增强，并逐步获得了 $|G_E/G_M|$ 与相对相位 $\Delta\Phi$ 的实验信息。
[PRD 76, 092006 (2007); PRD 97, 032013 (2018); PRL 123, 122003 (2019); PRD 107, 072005 (2023); PRL 135, 191902 (2025)]
- 核子和超子电磁形状因子的理论研究[JHEP 08 (2024) 208; PRD 98, 094006 (2018); CPL 39, 011201 (2022); PRD 107, L091502 (2023)]

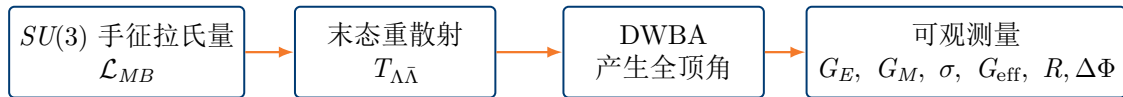


单光子交换： $J^{PC} = 1^{--}$
需要考虑的分波 3S_1 - 3D_1 耦合。



02 理论框架与方法

理论框架:



强相互作用部分

通过编时微扰论得到相互作用势 V , 再通过求解 LS 方程得到 $\Lambda\bar{\Lambda}$ 的 T 振幅。

电磁相互作用部分

DWBA(扭曲波波恩近似) 用 T 对裸的 $\gamma \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}$ 顶角进行修正, 得到完整的振幅, 从而计算可观测量。

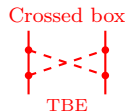
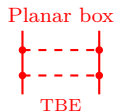
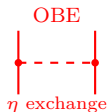


02 理论框架与方法

$$\mathcal{L}_{MB} = \langle \bar{B}(i\gamma^\mu \nabla_\mu - M_0)B \rangle - \frac{D}{2} \langle \bar{B}\gamma^\mu \gamma_5 \{u_\mu, B\} \rangle - \frac{F}{2} \langle \bar{B}\gamma^\mu \gamma_5 [u_\mu, B] \rangle.$$

由手征拉氏量展开得到 $BB\Phi$ 、 $BB\Phi\Phi$ 等顶点，并构造 OBE 与 TBE；接触作用和有效湮灭势分别进行参数化。

$$V = V_{\text{OBE}} + V_{\text{TBE}} + V_{\text{CT}} + V_{\text{Ann}}$$



接触势参数化

$$\begin{aligned} V_{3S_1}^{\text{CT}} &= \tilde{C}_{3S_1} + C_{3S_1}(p^2 + p'^2), \\ V_{3D_1-3S_1}^{\text{CT}} &= C_{\epsilon_1} p'^2, \\ V_{3S_1-3D_1}^{\text{CT}} &= C_{\epsilon_1} p^2. \end{aligned}$$

湮灭势参数化

$$\begin{aligned} V_{3S_1}^{\text{ann}} &= -i \left(\tilde{C}_{3S_1}^a + C_{3S_1}^a p^2 \right) \left(\tilde{C}_{3S_1}^a + C_{3S_1}^a p'^2 \right), \\ V_{3S_1-3D_1}^{\text{ann}} &= -i C_{\epsilon_1}^a p'^2 \left(\tilde{C}_{3S_1}^a + C_{3S_1}^a p^2 \right), \\ V_{3D_1-3S_1}^{\text{ann}} &= -i C_{\epsilon_1}^a p^2 \left(\tilde{C}_{3S_1}^a + C_{3S_1}^a p'^2 \right), \\ V_{3D_1}^{\text{ann}} &= -i \left[(C_{\epsilon_1}^a)^2 + (C_{3D_1}^a)^2 \right] p^2 p'^2. \end{aligned}$$

p, p' : 初、末态质心系相对动量; $\tilde{C}_i, C_i, \tilde{C}_i^a, C_i^a$: 拟合参数。



02 理论框架与方法

Lippmann-Schwinger 方程

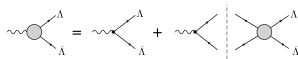
$$\begin{aligned}
 T_{L''L'}(p'', p'; E) &= V_{L''L'}(p'', p') \\
 &+ \sum_{L=0,2} \int_0^\infty \frac{dp p^2}{(2\pi)^3} V_{L''L}(p'', p) \\
 &\quad \times G_0(E, p) T_{LL'}(p, p'; E). \\
 G_0(E, p) &= \frac{1}{\sqrt{s} - 2E_p + i0^+}, \quad E_p = \sqrt{m_\Lambda^2 + p^2}. \\
 \mathbf{T} &= \begin{pmatrix} T_{SS} & T_{SD} \\ T_{DS} & T_{DD} \end{pmatrix}, \quad L, L' = 0, 2.
 \end{aligned}$$

LS 方程中含有无穷区间的动量积分。为保证积分收敛，引入如下正则化函数：

$$f(p'', p'; \Lambda) = \exp\left[-\frac{p''^6 + p'^6}{\Lambda^6}\right].$$

其中， Λ 为动量截断参数 (cutoff)。

DWBA: 裸顶点修正



扭曲波玻恩近似方法的费曼图表示

$$\begin{aligned}
 f_L(k; E) &= f_L^0(k) + \sum_{L'=0,2} \int_0^\infty \frac{dp p^2}{(2\pi)^3} \\
 &\quad \times f_{L'}^0(p) G_0(E, p) T_{L'L}(p, k; E).
 \end{aligned}$$

裸顶点与电磁形状因子的关系为：

$$f_0^0 = G_M^0 + \frac{2m_\Lambda}{\sqrt{s}} G_E^0,$$

$$f_2^0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(G_M^0 - \frac{2m_\Lambda}{\sqrt{s}} G_E^0 \right).$$

其中， f_L^0 为裸顶点；积分项利用前一步得到的 T 矩阵，将 $\Lambda\bar{\Lambda}$ 末态重散射纳入完整振幅。



02 理论框架与方法

微分截面

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2 \beta}{4s} \left[|G_M|^2 (1 + \cos^2 \theta) + \frac{4m_\Lambda^2}{s} |G_E|^2 \sin^2 \theta \right].$$

总截面

$$\sigma(s) = \frac{4\pi\alpha^2\beta}{3s} \left(|G_M|^2 + \frac{2m_\Lambda^2}{s} |G_E|^2 \right).$$

有效形状因子

$$|G_{\text{eff}}| = \sqrt{\frac{|G_M|^2 + \frac{2m_\Lambda^2}{s} |G_E|^2}{1 + \frac{2m_\Lambda^2}{s}}}.$$

形状因子

$$G_E = \frac{\sqrt{s}}{3m_\Lambda} (f_0 - \sqrt{2}f_2),$$

$$G_M = \frac{1}{3} (2f_0 + \sqrt{2}f_2).$$

模比与相位差

$$R = \left| \frac{G_E}{G_M} \right|, \quad \Delta\Phi = \arg\left(\frac{G_E}{G_M}\right).$$

- σ, G_{eff} : 整体强度;
- $d\sigma/d\Omega, R, \Delta\Phi$: 电磁分量分离;



03 数值结果与讨论

拟合结果

参数	单位	LO			NLO		
		900	800	850	900	950	1000
C_{3S_1}	GeV^{-2}	-0.0269	-0.0919	-0.0865	-0.0037	0.3079	0.9353
$C_{3S_1}^a$	GeV^{-4}	-	-0.2022	-0.1104	0.0614	0.2822	0.4589
C_{ϵ_1}	GeV^{-4}	-	0.3231	0.3417	0.3868	0.4520	0.4991
$\tilde{C}_{3S_1}^a$	GeV^{-1}	-0.0787	0.0022	0.0014	-0.0006	-0.0052	-0.0105
$C_{3S_1}^a$	GeV^{-3}	-	-0.0117	-0.0123	-0.0138	-0.0164	-0.0142
$C_{\epsilon_1}^a$	GeV^{-3}	-	0.0002	-0.0007	-0.0017	-0.0027	-0.0028
$C_{3D_1}^a$	GeV^{-3}	-	-0.0024	-0.0015	-0.0010	0.0008	0.0003
$\text{Re } G_E^0$	-	-0.1609	0.2157	0.2430	0.3097	0.3559	0.4779
$\text{Im } G_E^0$	-	0.0278	0.0642	0.1408	0.2320	0.3577	0.4938

拟合中取 $G_M^0 = G_E^0$; 随着 Λ 增大, $\text{Re}(G_E)$, $\text{Im}(G_E)$ 递增。

拟合质量; 拟合优度

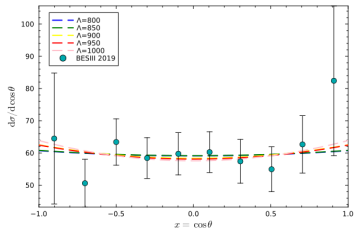
$\Lambda_{\text{cut}} (\text{MeV})$	χ^2	$\chi^2/\text{d.o.f.}$	p 值
800	34.711	0.913	0.622
850	32.197	0.847	0.734
900	32.275	0.849	0.731
950	33.381	0.878	0.683
1000	34.457	0.907	0.634

$$\chi^2/\text{d.o.f.} = 0.84\text{--}0.91 \quad p \text{ 值} = 0.62\text{--}0.73$$

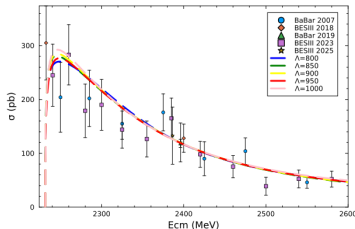


03 数值结果与讨论

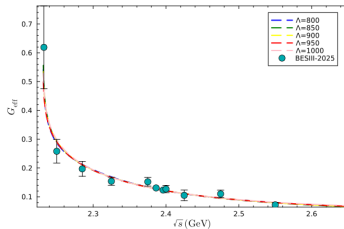
微分截面 ($\sqrt{s} = 2.396 \text{ GeV}$)



截面



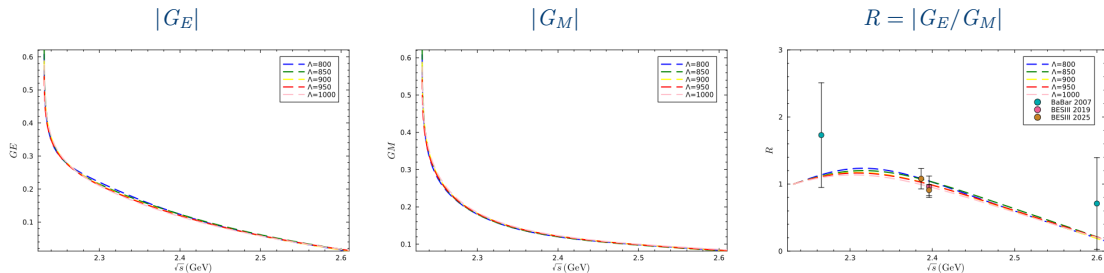
有效形状因子 $|G_{\text{eff}}|$



- 理论结果能够同时描述 $d\sigma/d\Omega$ 、 σ 和 $|G_{\text{eff}}|$ 的实验数据;
- 截面与 $|G_{\text{eff}}|$ 在阈值附近均快速增强, 由相空间因子和 $\Lambda\bar{\Lambda}$ 末态相互作用共同影响;
- 不同截断参数下的结果基本一致, 说明可观测测量对 Λ 的依赖较弱。



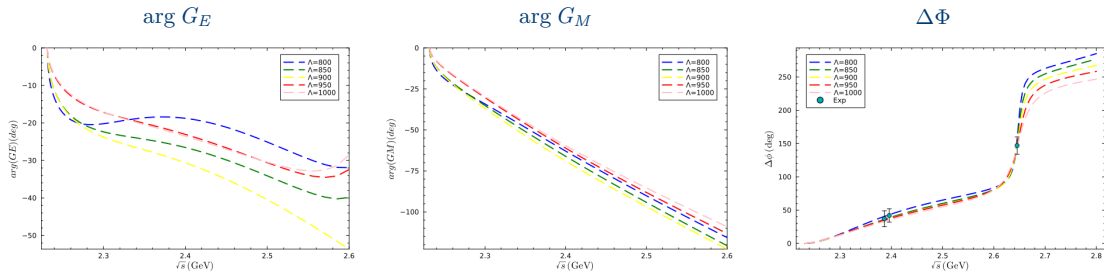
03 数值结果与讨论



- $|G_E|$ 与 $|G_M|$ 在阈值附近均快速增强, 体现了显著的 $\Lambda\bar{\Lambda}$ 末态相互作用;
- 随着能量升高, $|G_E|$ 与 $|G_M|$ 整体下降, 且不同截断参数下的结果基本一致;
- 比值 $R = |G_E/G_M|$ 呈现先升高后下降的能量依赖, 理论结果总体能够描述现有实验数据。



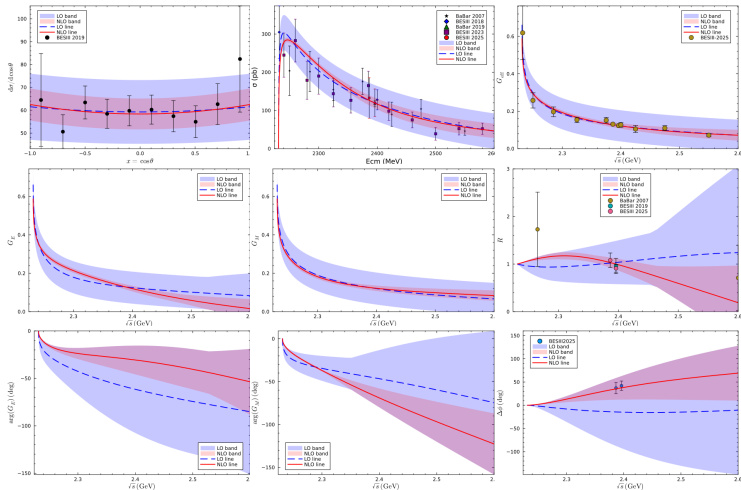
03 数值结果与讨论



- 由末态相互作用 G_E 与 G_M 产生不同的复相位。
- 随着能量升高, $\arg G_M$ 的下降快于 $\arg G_E$, 使相对相位 $\Delta\Phi = \arg(G_E/G_M)$ 逐渐增大。
- 理论结果能够描述现有实验数据, 并表现出较好的截断稳定性。



03 数值结果与讨论



LO–NLO 对比

- 相较于 LO, NLO 结果对各类可观测量的整体描述得到改善;
- NLO 修正对相位观测量的影响更为显著, 尤其改善了相对相位 $\Delta\Phi$ 的能量依赖;
- LO 与 NLO 结果的总体变化趋势一致, 表明理论预言具有较好的阶次稳定性。



04 总结和展望

- 基于 $SU(3)$ 手征有效场论构建 $\Lambda\bar{\Lambda}$ 相互作用势，并通过 Lippmann-Schwinger 方程得到 3S_1 - 3D_1 耦合道散射振幅；
- 在 DWBA 框架下，考虑了 $\Lambda\bar{\Lambda}$ 的末态相互作用，较好的描述了各类实验数据；
- 在不同截断下均获得较好的拟合质量，且 LO 与 NLO 的整体趋势一致，NLO 与实验数据符合更好，相位相关量改善最为突出。



04 总结和展望

- 引入更多的粒子耦合道效应，如 $N\bar{N}-\Lambda\bar{\Lambda}$ 过程。
- 结合更高能区实验数据，研究 G_E 、 G_M 及其相位中可能存在的震荡结构。
- 探索 Λ 内部极化电荷分布。



谢谢！
欢迎批评指正