

η 介子与中微子物理及量子纠缠

杜勇

第一届HIAF高能终端谱仪合作组会议，惠州，2024年11月17日



李改道研究所
TSUNG-DAO LEE INSTITUTE

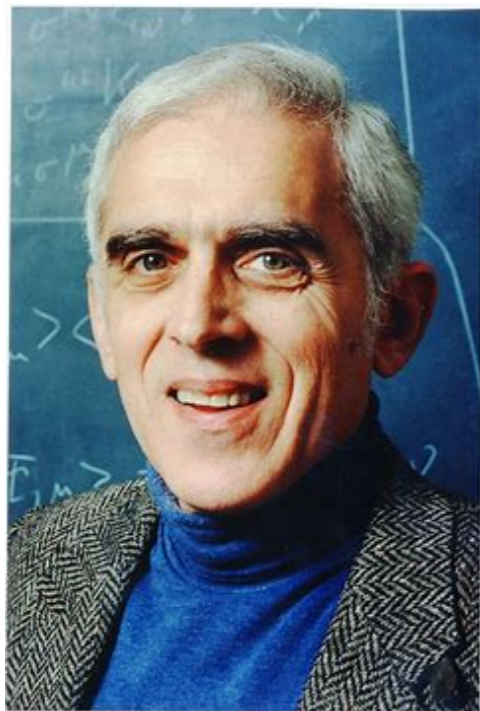
ABJ反常

ABJ反常

ABJ反常于1969年由Adler-Bell-Jackiw共同发现，即轴矢量流有非零的散度



$$\partial_\mu j^{\mu 5} = -\frac{e^2}{16\pi^2} \epsilon^{\alpha\beta\mu\nu} F_{\alpha\beta} F_{\mu\nu}$$



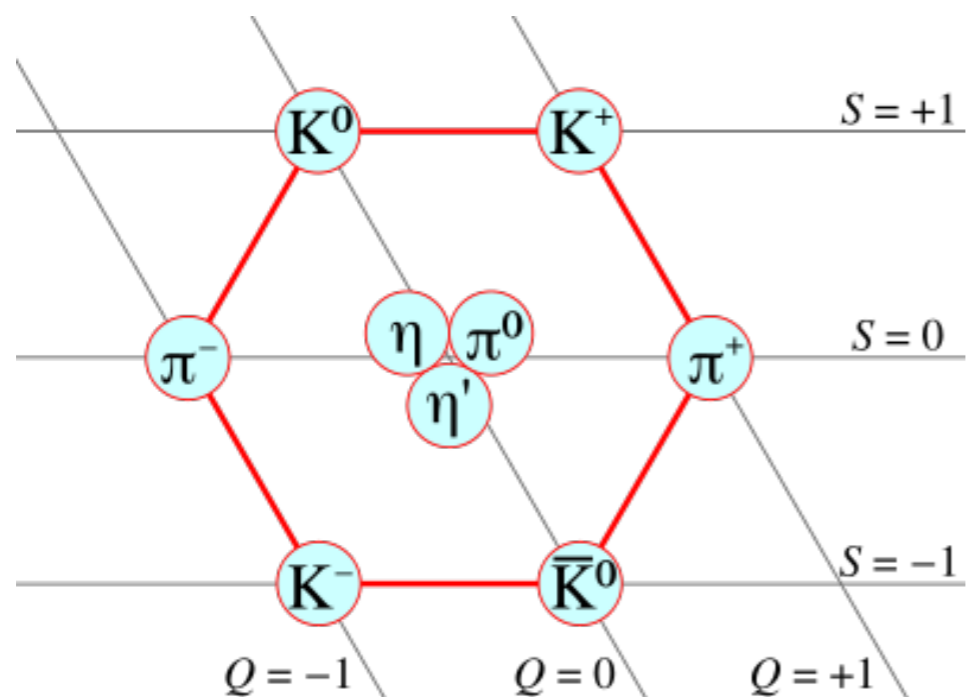
ABJ反常

ABJ反常于1969年由Adler-Bell-Jackiw共同发现，即轴矢量流有非零的散度



$$\partial_\mu j^{\mu 5} = -\frac{e^2}{16\pi^2} \epsilon^{\alpha\beta\mu\nu} F_{\alpha\beta} F_{\mu\nu}$$

对于低能QCD并考虑 $U(3)_L \times U(3)_R$ 对称性，自发破缺为 $SU(3)_V \times U(1)_V$



根据戈德斯通定理，将得到8+1个无质量粒子

然而第9个粒子 η' 被发现其实很重 — ABJ反常

ABJ反常

如果等价地用拓扑的预言来描述QCD，反常项可以通过Chern-Pontryagin密度 E 来表示，而后者则由Chern-Simon3形式 C 直接定义：

$$E \equiv G\tilde{G} = dC \qquad C \equiv AdA - \frac{3}{2}AAA \qquad G^a \equiv dA^a + f^{abc}A^bA^c$$

ABJ反常

如果等价地用拓扑的预言来描述QCD，反常项可以通过Chern-Pontryagin密度 E 来表示，而后者则由Chern-Simon3形式 C 直接定义：

$$E \equiv G\tilde{G} = dC \qquad C \equiv AdA - \frac{3}{2}AAA \qquad G^a \equiv dA^a + f^{abc}A^bA^c$$

在此形式化下，QCD的拉氏量将有一个非零的CP破坏项当且仅当QCD规范场的真空磁化率(vacuum susceptibility)在动量空间的原点有简单奇点

$$\langle C, C \rangle_{q \rightarrow 0} = \frac{1}{q^2} \iff \mathcal{L}_{\text{QCD}} \supset \theta G\tilde{G}$$

与此同时，我们不知道怎么解释实验上观测到的QCD的 θ 很小的结果。

ABJ反常

另一方面，如果我们考虑QCD规范场的真空磁化率在动量空间的原点是解析的，即

$$\langle C, C \rangle_{q \rightarrow 0} = \frac{1}{q^2 - m^2}$$

那么可以证明，QCD的拉氏量的CP破坏项将被完全吸收掉，且上述质量自然地对应到 η' 的非零质量。 Dvali and Funcke, 1602.03191

ABJ反常

另一方面，如果我们考虑QCD规范场的真空磁化率在动量空间的原点是解析的，即

$$\langle C, C \rangle_{q \rightarrow 0} = \frac{1}{q^2 - m^2}$$

那么可以证明，QCD的拉氏量的CP破坏项将被完全吸收掉，且上述质量自然地对应到 η' 的非零质量。 Dvali and Funcke, 1602.03191

此时领头阶的拉氏量可以由Chern-Pontryagin密度和 η' 场完全地写下来：

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2\Lambda^4} E^2 - \frac{1}{f_{\eta'}} \eta' E + \frac{1}{2} \partial_\mu \eta' \partial^\mu \eta'$$

其中， Λ 是手征破坏能标， $f_{\eta'}$ 是 η' 的衰变常数。通过运动学方程， $m_{\eta'} = \frac{\Lambda^2}{f_{\eta'}}$

引力反常

引力反常

通过直接的类比，我们可以把ABJ反常推广到引力反常，并引入中微子的轴矢量流 $j_{5,\nu}^\mu = \bar{\nu}\gamma^\mu\gamma_5\nu$ 从而自然地解释中微子的非零质量

$$\mathcal{L}_{\text{gravity}} = \frac{1}{\Lambda_G^4} E_G^2 + \theta_G E_G \quad E \equiv R\tilde{R} = dC_G \quad C_G \equiv \Gamma d\Gamma - \frac{3}{2}\Gamma\Gamma\Gamma$$

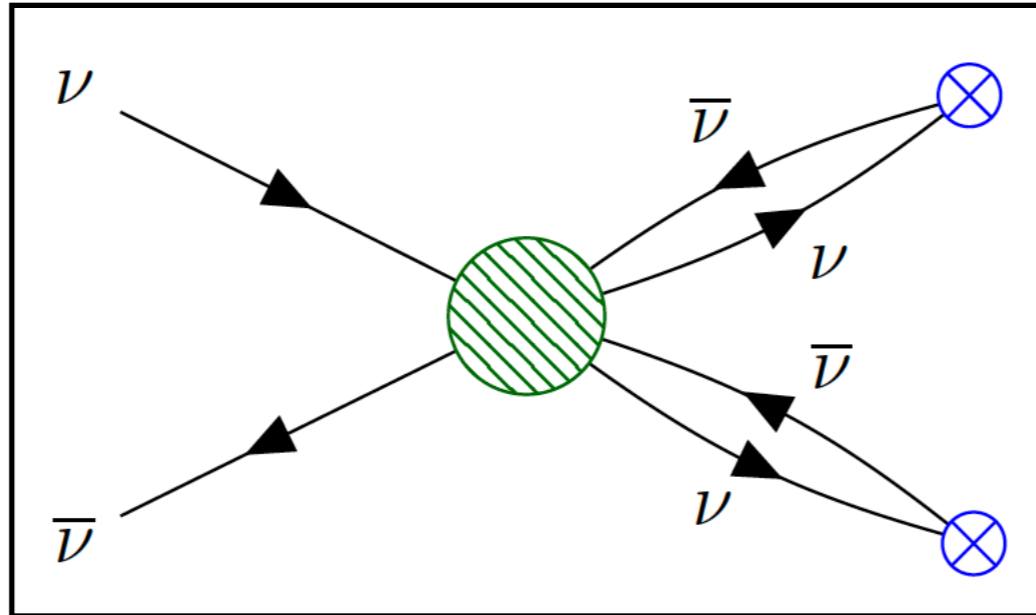
与 η' 的类似，当引力的真空磁化率非零，引力将与 θ_G 无关。

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2\Lambda^4} E^2 - \frac{1}{f_{\eta'}} \eta' E + \frac{1}{2} \partial_\mu \eta' \partial^\mu \eta' \quad \longleftrightarrow \quad \mathcal{L}_{\text{gravity}} = \frac{1}{2\Lambda_G^4} E_G^2 - \frac{1}{\Lambda_G} \eta_\nu E_G + \frac{1}{2} \partial_\mu \eta_\nu \partial^\mu \eta_\nu$$

这里，与 η' 类似， η_ν 理解为中微子的束缚态。

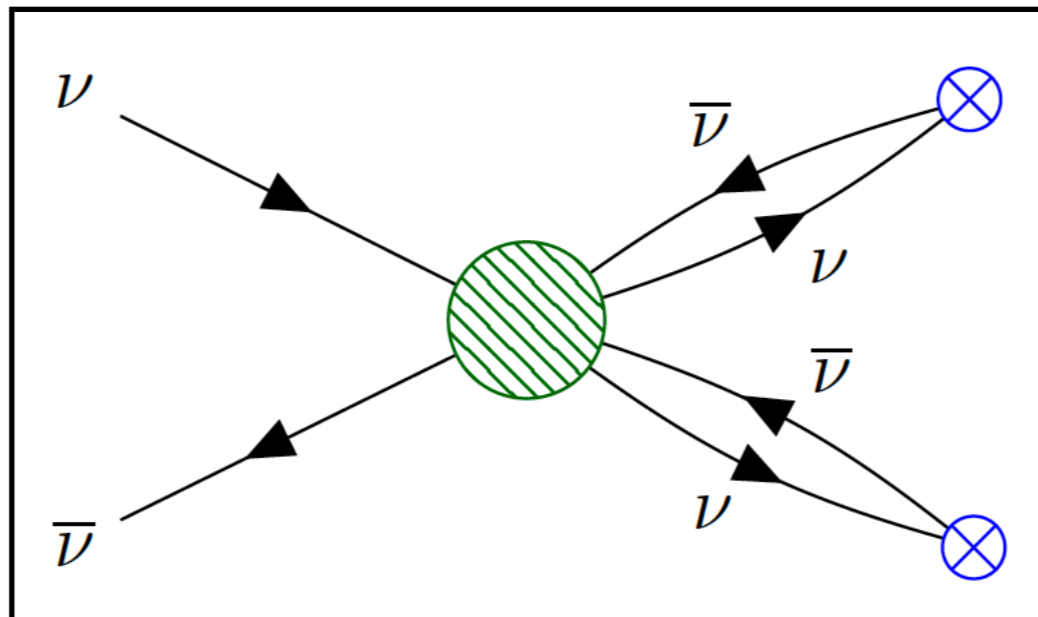
引力反常

形象地说,



引力反常

形象地说,



需要注意的是，截至目前我们并不知道引力的 θ 项是否与 QCD 一样是非物理的。只有在类比 QCD 的前提下，我们才能得到中微子由于引力而凝聚的结论。

Quantity	QCD	Gravity
Anomalous axial $U(1)$ symmetry	$q \rightarrow \exp(i\gamma_5\chi)q$	$\nu \rightarrow \exp(i\gamma_5\chi)\nu$
Anomalous axial $U(1)$ current	$j_5^\mu = \bar{q}\gamma^\mu\gamma_5q$	$j_5^\mu = \bar{\nu}\gamma^\mu\gamma_5\nu$
Corresponding anomalous divergence	$\partial_\mu j_5^\mu = G\tilde{G} + m_q\bar{q}\gamma_5q$	$\partial_\mu j_5^\mu = R\tilde{R} + m_\nu\bar{\nu}\gamma_5\nu$
Corresponding pseudoscalar	$\eta' \rightarrow \bar{q}\gamma_5q/\Lambda^2$	$\eta_\nu \rightarrow \bar{\nu}\gamma_5\nu/\Lambda_G^2$
Chern-Simons three-form	$C \equiv AdA - \frac{3}{2}AAA,$	$C_G \equiv \Gamma d\Gamma - \frac{3}{2}\Gamma\Gamma\Gamma$
Chern-Pontryagin density	$E \equiv G\tilde{G} = dC$	$E_G \equiv R\tilde{R} = dC_G$
Topological vacuum susceptibility	$\langle G\tilde{G} \rangle_{q \rightarrow 0} = -\theta m_q \langle \bar{q}q \rangle$	$\langle R\tilde{R} \rangle_{q \rightarrow 0} = -\theta_G m_\nu \langle \bar{\nu}\nu \rangle$

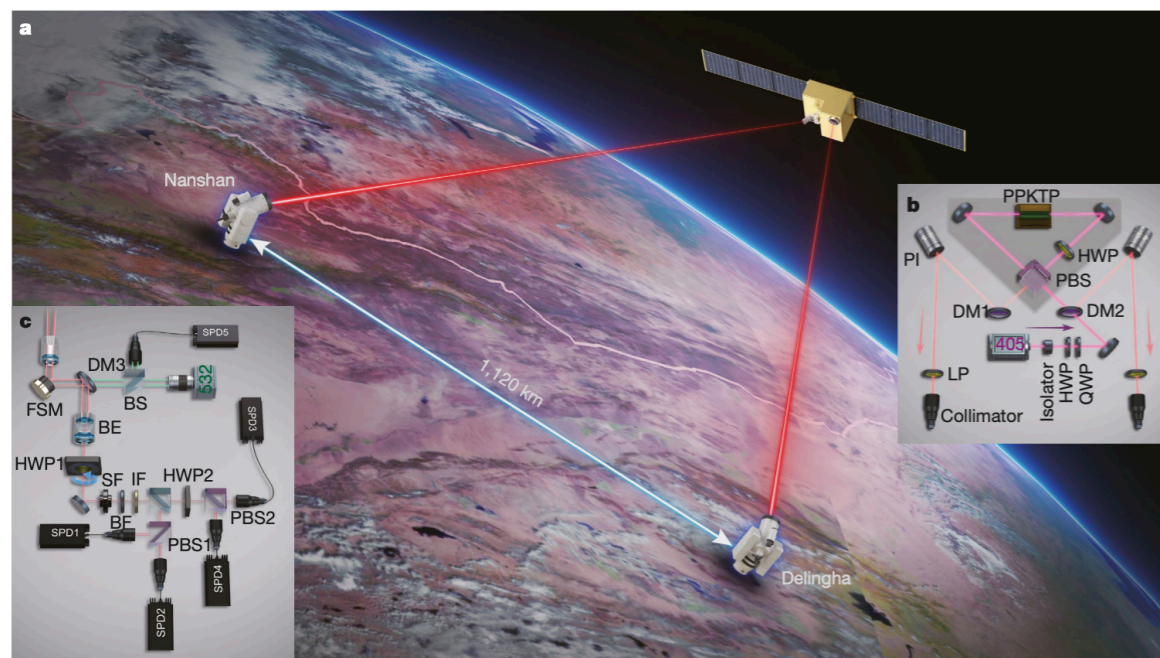
Dvali and Funcke, 1602.03191

纠缠态

纠缠态

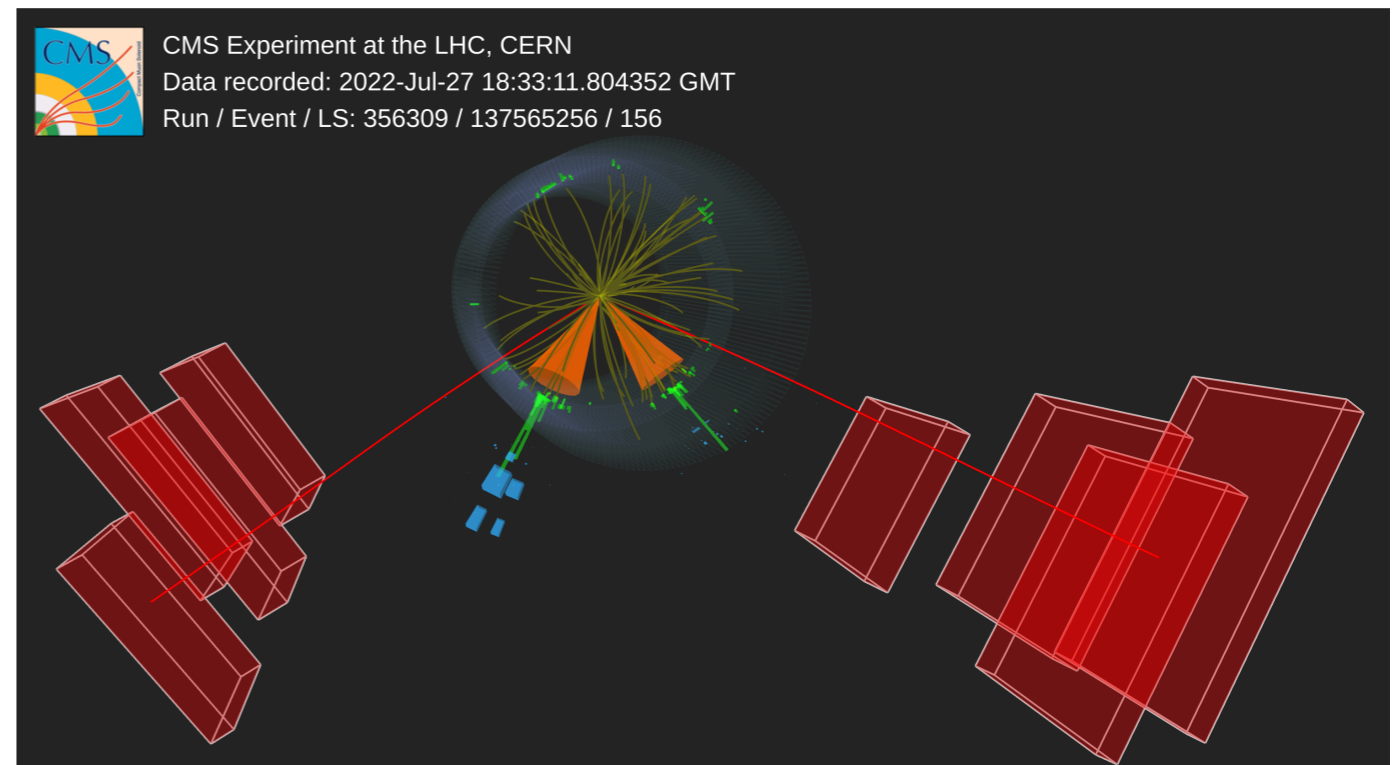
纠缠对量子通讯及下一代信息安全至关重要!

墨子号卫星



Yin et al, Nature 2020

LHC上的 $t\bar{t}$



纠缠态

除了利用纠缠光子，也可以利用费米态

$$\rho = \frac{1}{4} \left(I_4 + \sum_i B_i^+ s^i \otimes I_2 + \sum_j B_j^- I_2 \otimes s^j + \sum_{i,j} C_{ij} s^i \otimes s^j \right)$$

纠缠态

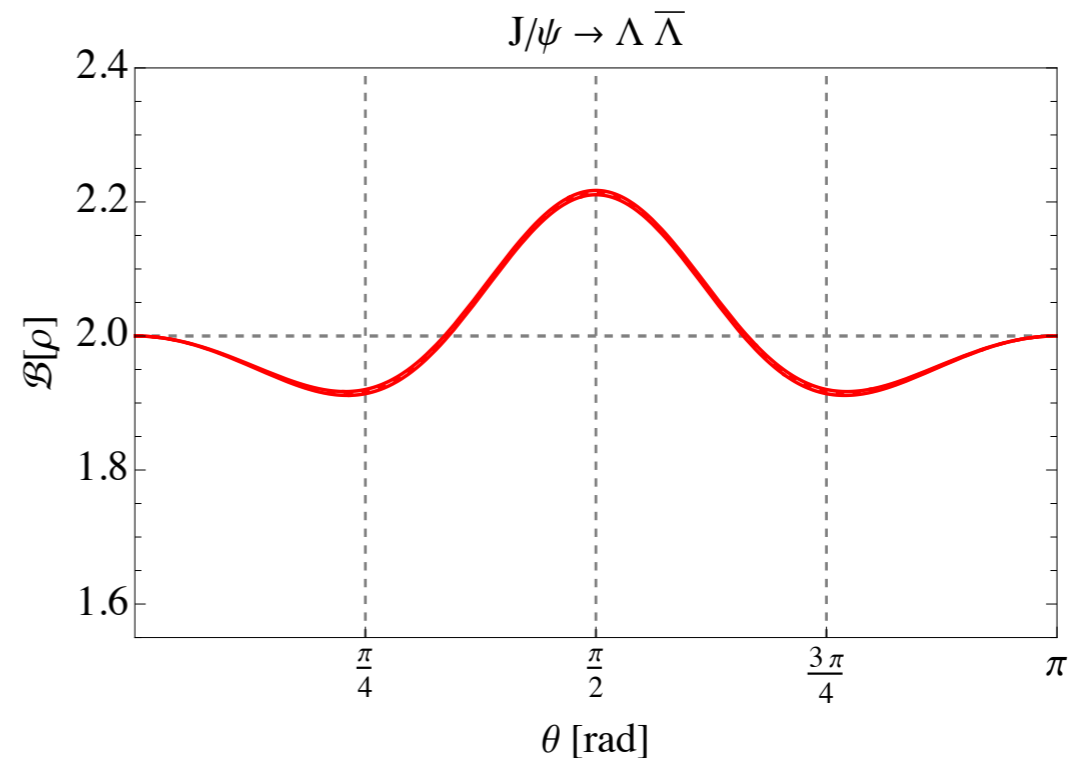
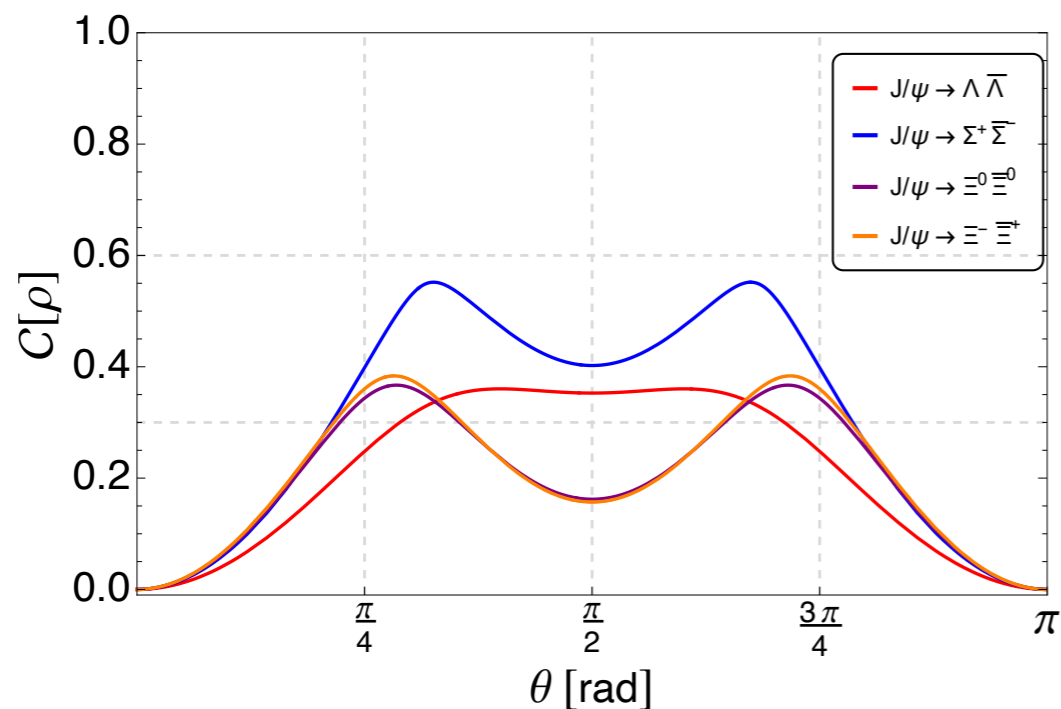
除了利用纠缠光子，也可以利用费米末态

$$\rho = \frac{1}{4} \left(I_4 + \sum_i B_i^+ s^i \otimes I_2 + \sum_j B_j^- I_2 \otimes s^j + \sum_{i,j} C_{ij} s^i \otimes s^j \right)$$

关键点在于寻找最大纠缠态 $R = \sqrt{\sqrt{\rho}(\sigma_y \otimes \sigma_y)\rho^*(\sigma_y \otimes \sigma_y)\sqrt{\rho}}$

$$C(\rho) = \max[0, 2\lambda_{\max} - \text{Tr} R]$$

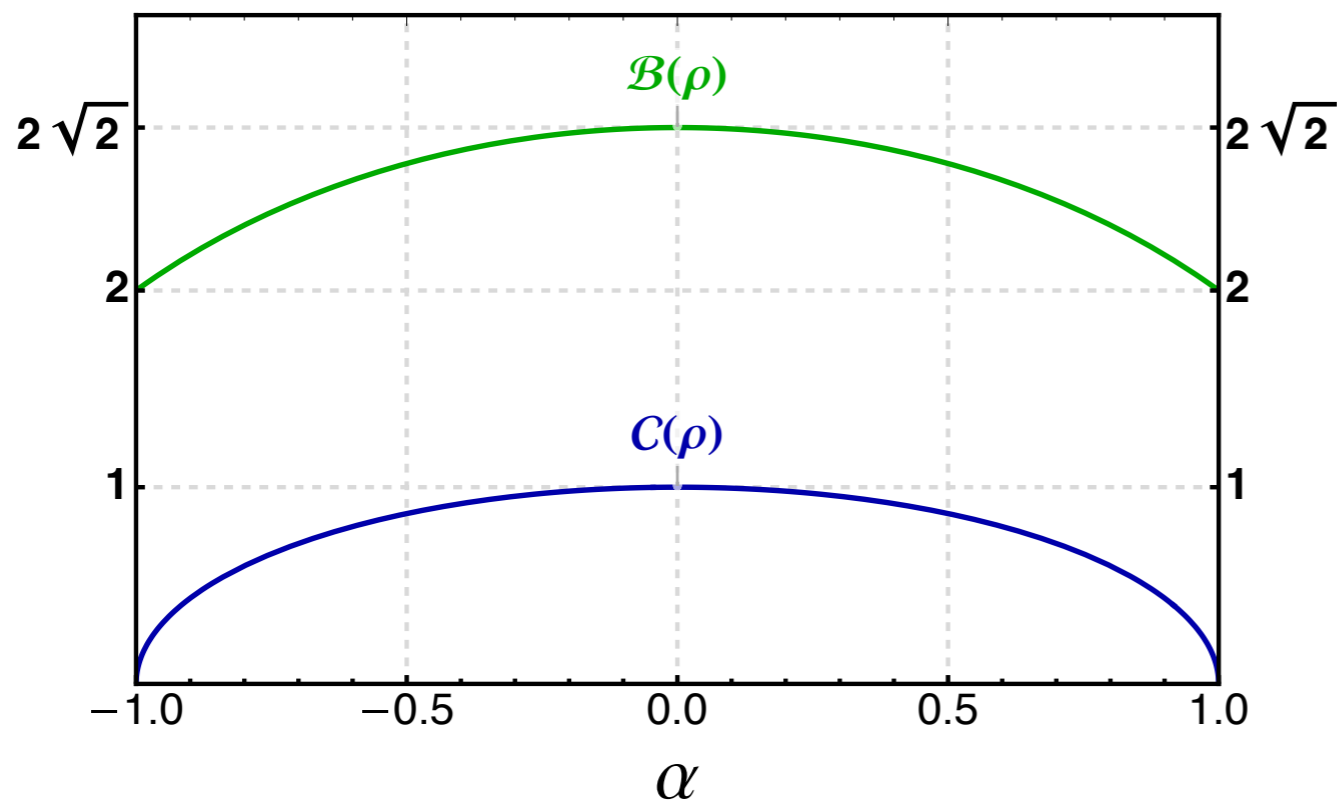
$$\mathcal{B}(\rho) = 2\sqrt{\mu_1^2 + \mu_2^2} \leq 2\sqrt{2}$$



纠缠态

在此方面，标量粒子对宇称破坏非常敏感 $\mathcal{L} = h\bar{f}_1 (g_S - g_P\gamma_5) f_2$

$$|\Psi\rangle = \frac{S+P}{\sqrt{2(|S|^2+|P|^2)}} |\uparrow\downarrow\rangle + \frac{S-P}{\sqrt{2(|S|^2+|P|^2)}} |\downarrow\uparrow\rangle$$



$$\alpha = \frac{2\text{Re}(S^*P)}{|S|^2 + |P|^2}$$

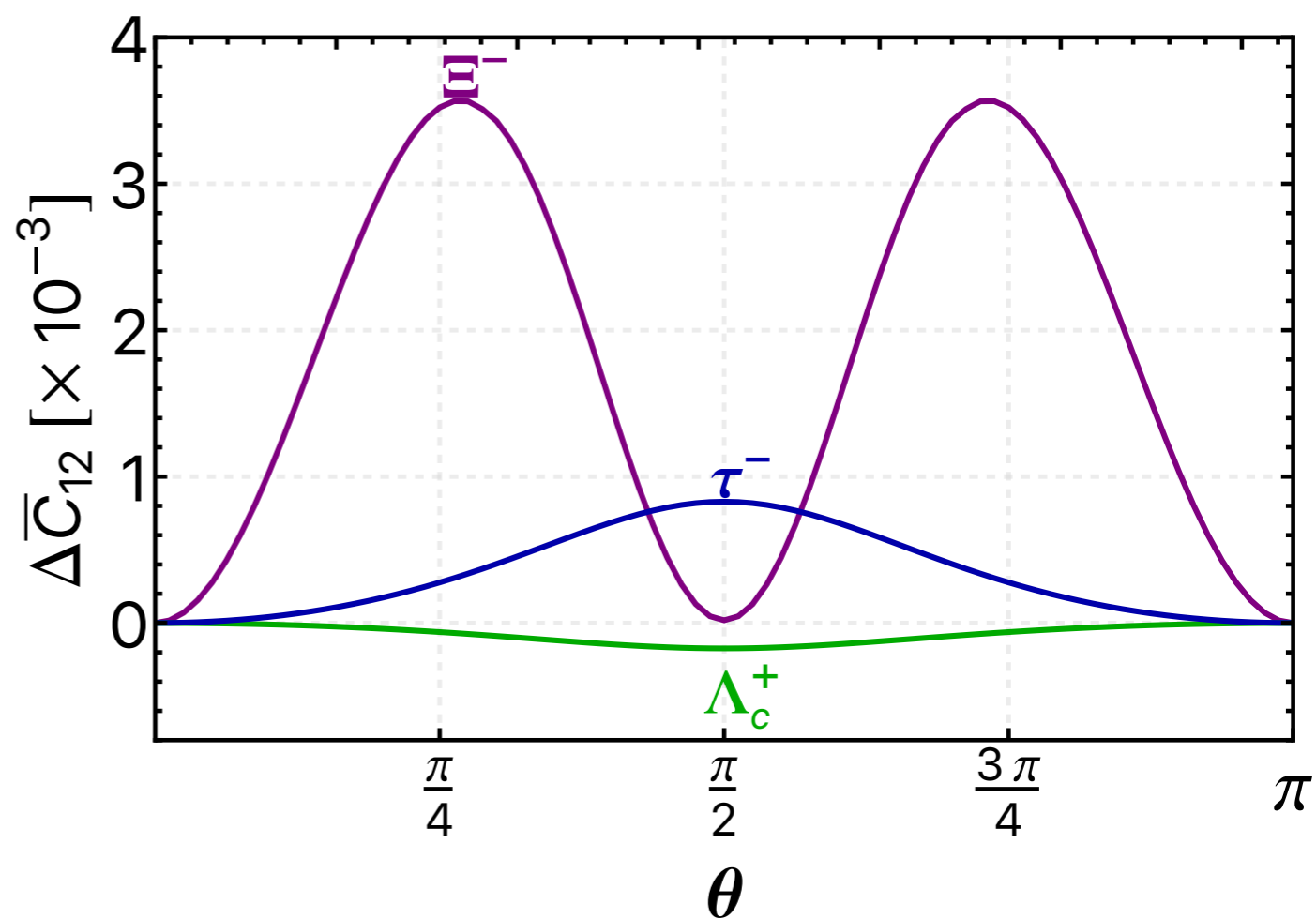
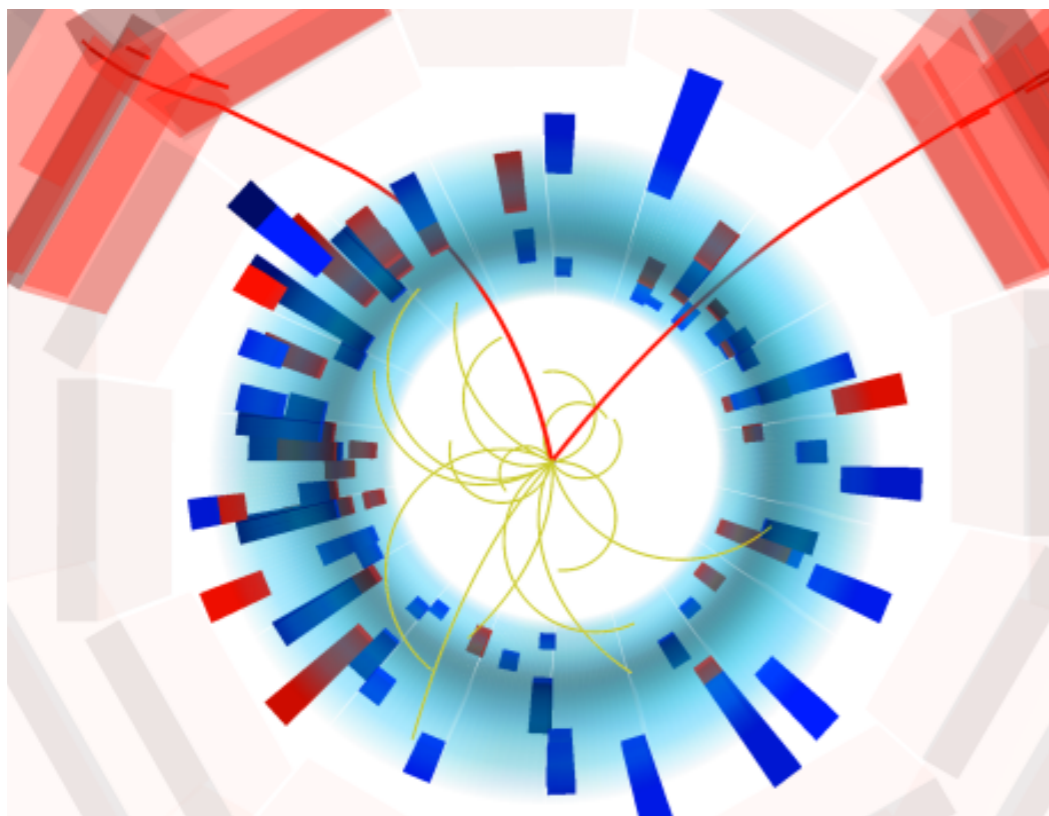
$$S = \sqrt{m_i^2 - (m_1 + m_2)^2} g_S$$

$$P = \sqrt{m_i^2 - (m_1 - m_2)^2} g_P$$

YD, He, Liu, Ma, [2409.15418](#)

纠缠态

于此同时，需要小心考虑环境因素



YD, He, Liu, Ma, [2409.15418](#)

这个分析可以直接推广到 η/η' 的衰变过程，特别是考虑到其高亮度

惠州大科学装置高精度物理实验调研

南方核科学理论中心 (SCNT) 高精度物理前沿小组

2024 年 6 月 30 日

在建议的惠州超级 η 介子工厂，我们将会获得大量的 η 介子事例，一年实验的数量大约是目前全球已获得的 η 介子样本的四个量级以上。拥有如此庞大的 η 介子产量，惠州超级 η 介子工厂的主要物理目标是通过新粒子和离散对称性破缺来寻找新物理，以及在非常高的精度下检验标准模型。通过 η 介子和 η' 介子衰变寻找的最有趣的新粒子是最近理论上预言的低于 GeV 的暗物质门户粒子^[33-34,36]。它们是微弱地连接标准模型物质与尚未发现的隐藏物质的“门户”，例如暗矢量粒子^[39-42]、暗标量粒子^[43-48] 和类轴子粒子^[49-53]。疏质子的传递第五种力的 X17 玻色子^[5-7] 也可以通过稀有的 η 介子衰变来研究。大量的 η 介子衰变事例为我们提供了研究新的 CP 破坏机制的良机^[37-38]，这

纠缠态

在契合现有实验提议基础上，可以顺带利用 η/η' 的衰变来研究纠缠

标准模型精确检验	η 介子的转变形状因子	$e^+e^-\gamma$ $e^+e^-e^+e^-$ $\pi^+\pi^-\gamma$
	轻夸克质量	$\pi^+\pi^-\pi^0$ $\pi^0\pi^0\pi^0$
	手征反常	$\gamma\gamma$ $\pi^+\pi^-\gamma$
	超出标准模型的弱衰变	e^+e^-
	精确检验手征微扰论	$\pi^+\pi^-\gamma\gamma$ $\pi^0\gamma\gamma$

问题在于对探测器设计会不会有什么新的要求

总结

- ❖ 通过ABJ反常与引力反常的类比，我们也许可以揭示中微子质量非零的机制（引力凝聚效应），而对 η/η' 的详细研究导致的对QCD的深刻了解或许会启发我们对后者新的认识。
- ❖ 对 η/η' 的研究可以顺带引出针对量子纠缠的探索，通过预研来了解对探测器的要求也许很有必要。

Backup