

# 与 LHAASO 实验相关的新物理

余钊煥

中山大学物理学院

<https://yzhxxzxy.github.io>



2024 年 LHAASO 暑期学校  
云南大学东陆校区  
2024 年 8 月 10 日



## 基本相互作用

人类对物质间相互作用的认识随着对物质结构的深入研究而不断加深

按照目前的认识，组成物质的基本单元是粒子，自然界中存在四种基本相互作用，支配着粒子的运动和转化

- ① 引力相互作用
  - ② 电磁相互作用
  - ③ 强相互作用
  - ④ 弱相互作用

最先认识的两种长程作用，与日常生活最为相关

短程作用，将夸克束缚在核子中、核子束缚在原子核中

短程作用，引起原子核的  $\beta$  衰变

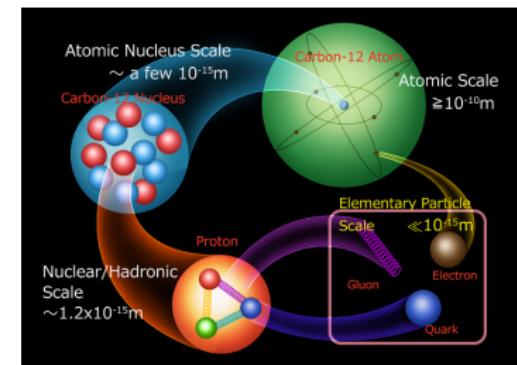
## 描述相互作用性质的要素

源  决定相互作用的种类

🦀 相互作用常数 ➡️ 决定相互作用的强度

## 媒介粒子 传递相互作用的粒子

### 力程 相互作用的有效范围



## 引力相互作用

## 所有物质都参与引力相互作用

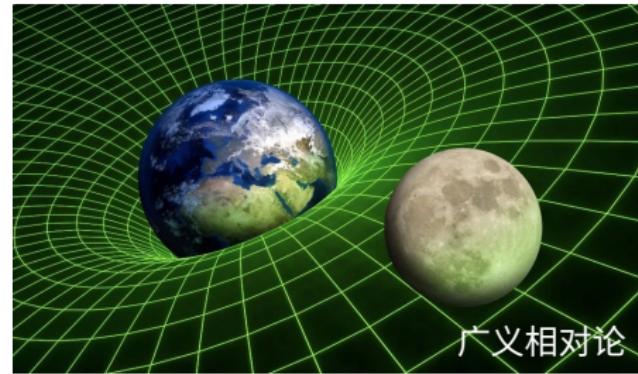
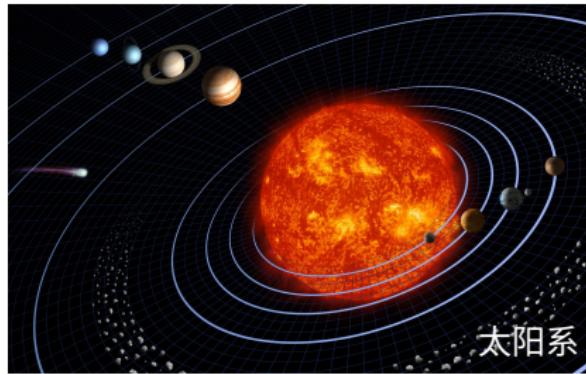
引力的源是质量，假想中的媒介粒子叫引力子

小狗 相互作用常数是牛顿引力常数:  $\frac{G_N}{4\pi} = 5.34 \times 10^{-40} \text{ GeV}^{-2}$

引起的束缚态：行星系（如太阳系）、恒星系（如银河系）、星系团

经典引力理论：牛顿万有引力定律（弱引力场）、广义相对论

可能的量子引力理论：弦理论、圈量子引力理论等



# 电磁相互作用

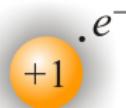
所有带电粒子都参与电磁相互作用

电磁相互作用的源是电荷，媒介粒子是光子

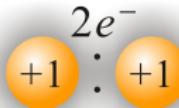
电磁相互作用常数是精细结构常数

$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi} = \frac{1}{137.036}$$

引起的束缚态：原子、分子



氢原子



氢分子



极光

19世纪中叶，麦克斯韦将电和磁统一在电动力学的方程组中

20世纪中叶建立起量子电动力学 (QED)，它是第一个自治的量子场理论

## 强相互作用

原子核内部质子和中子（统称核子）之间的作用力可以抵消质子之间的同性电磁排斥力，使原子核稳定存在

 核子间存在不同于引力和电磁相互作用的另一种相互作用，它的强度还**强于**电磁相互作用，称为**强相互作用**

描述强相互作用的量子场论是**量子色动力学** (QCD)

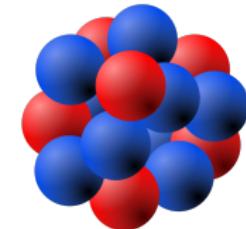
强相互作用的源是色荷，媒介粒子是胶子

🐶 相互作用常数是强耦合常数:  $\alpha_s = \frac{g_s^2}{4\pi} \sim \mathcal{O}(1)$

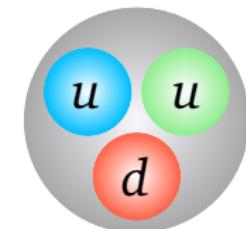
引起的束缚态：介子、重子、原子核

核子间强相互作用是夸克间强相互作用的剩余作用  
类似于分子间的范德瓦尔斯力（电磁力的剩余力）

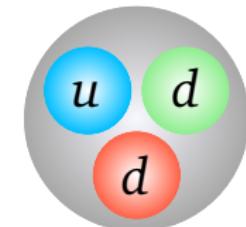
👉 强相互作用的**力程很短**，约为  $1 \text{ fm} = 10^{-15} \text{ m}$ ，作用范围仅在相邻核子之间



原子核



质子



中  
子

## 弱相互作用

 原子核  $\beta$  衰变半衰期为几秒到几年,  $\pi^\pm$  和  $K_S^0$  介子寿命为  $2.6 \times 10^{-8}$  s 和  $8.9 \times 10^{-11}$  s, 这些作用时间与电磁或强作用的典型时间相比, 要长  $10^5 - 10^{20}$  倍

 支配这些衰变的相互作用**非常弱**，称为**弱相互作用**

电磁和弱相互作用由**电弱规范理论**统一描述

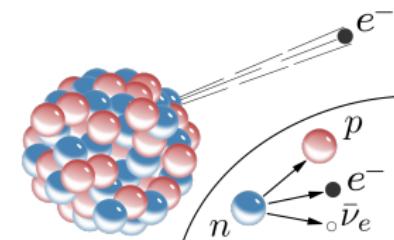
弱相互作用的源是弱同位旋和弱超荷，媒介粒子是  $W^\pm$  和  $Z^0$  玻色子

小狗 相互作用常数是费米常数:  $G_F = \frac{g^2}{4\sqrt{2}m_W^2} = 1.166 \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$

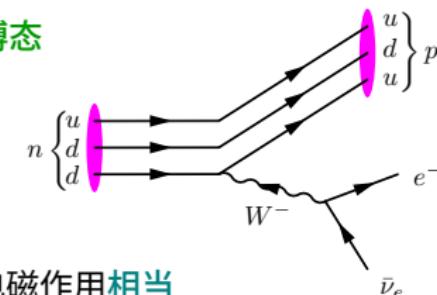
 弱相互作用强度太弱，力程极短，通常不会引起束缚态

★  $W^\pm$  和  $Z^0$  玻色子的质量分别为 80.4 和 91.2 GeV 比质子质量大 2 个量级, **严重压低** GeV 能标以下的衰变过程, 导致弱衰变寿命较长

当相互作用能标远高于  $Z^0$  质量时, 弱作用强度与电磁作用相当



## 原子核 $\beta$ 衰变



## 基本粒子



· 基本粒子指没有发现内部结构的粒子



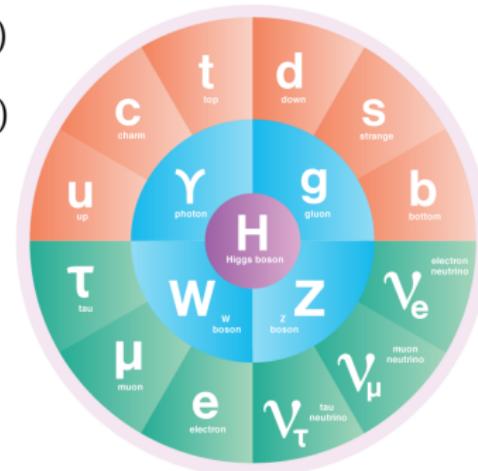
## 第一代、第二代、第三代费米子(自旋为 1/2)

- 带电轻子: 电子 ( $e$ ) ,  $\mu$  子 ( $\mu$ ) ,  $\tau$  子 ( $\tau$ )
  - 中微子: 电子型中微子 ( $\nu_e$ ) ,  $\mu$  子型中微子 ( $\nu_\mu$ ) ,  $\tau$  子型中微子 ( $\nu_\tau$ )
  - 上型夸克: 上夸克 ( $u$ ) , 裂夸克 ( $c$ ) , 顶夸克 ( $t$ )
  - 下型夸克: 下夸克 ( $d$ ) , 奇夸克 ( $s$ ) , 底夸克 ( $b$ )

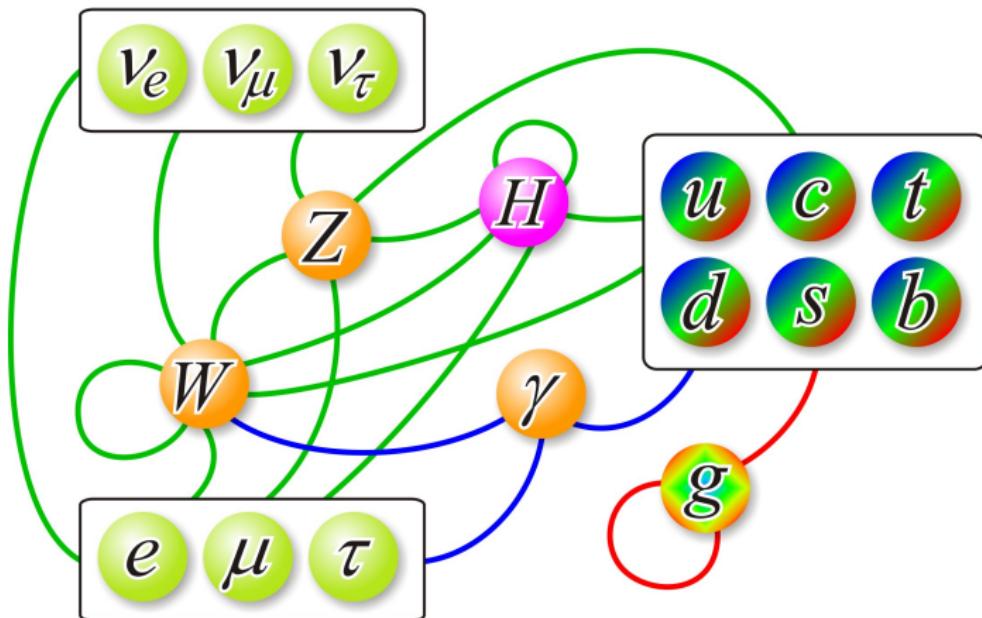


## 矢量玻色子(自旋为1)

- 电弱规范玻色子：光子 ( $\gamma$ )， $W^\pm$ ， $Z^0$
  - 强规范玻色子：8 种胶子 ( $g$ )
  - 标量玻色子（自旋为 0）：Higgs 玻色子 ( $H^0$ )



# 基本粒子的相互作用



研究基本粒子间强、电磁、弱相互作用建立起来的量子色动力学和电弱规范理论，合起来称为粒子物理标准模型

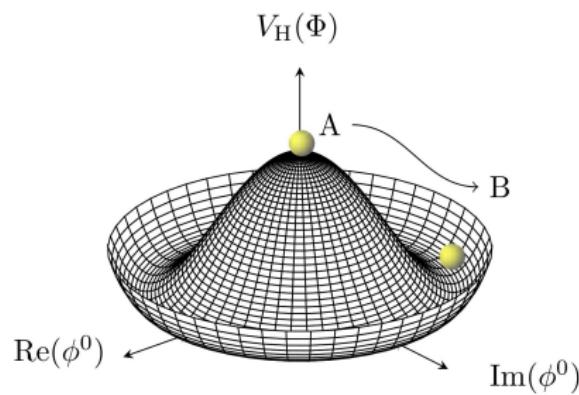
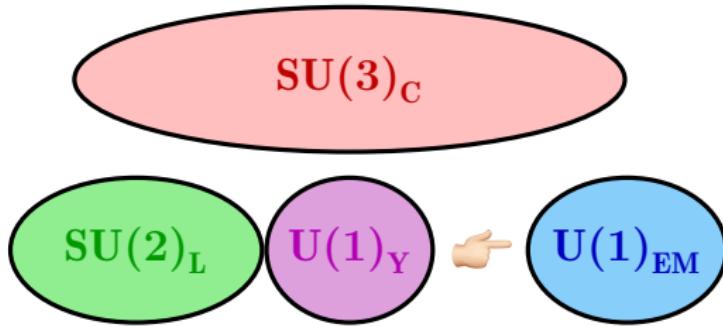
## 粒子物理标准模型

粒子物理标准模型是一个  $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$  规范场论

 模型中有三代费米子，每一代包含一种上型夸克、一种下型夸克、一种带电轻子和一种中微子，规范玻色子传递费米子间相互作用

  $SU(3)_C$  部分描述强相互作用，称为量子色动力学，规范玻色子是胶子

●  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  部分描述夸克和轻子的电磁和弱相互作用, 称为**电弱规范理论**, 理论中包含一个**希格斯场**, 它引起规范群的**对称性自发破缺**, 使  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  群破缺为  **$U(1)_{EM}$  群**



# 基本粒子质量起源

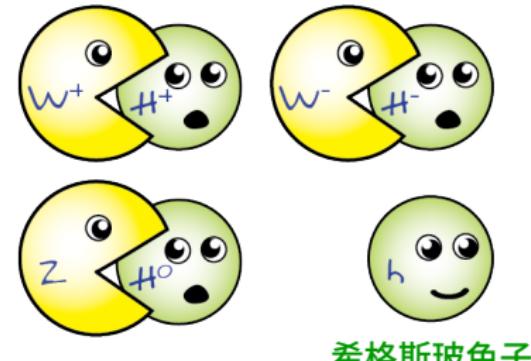
🍔 电弱对称性破缺前，电弱理论中存在 4 个无质量的规范玻色子和 4 个希格斯场自由度；左手费米子和右手费米子都没有质量，具有不同量子数

🍕 破缺后，3 个规范玻色子与 3 个希格斯场自由度结合，从而获得质量，成为  $W^\pm$  玻色子和  $Z^0$  玻色子，传递弱相互作用

🍰 剩下的 1 个无质量规范玻色子是光子，传递电磁相互作用

🌰 剩下的 1 个希格斯场自由度对应于 2012 年在 LHC 上发现的希格斯玻色子

🍒 与希格斯场的汤川耦合导致左手和右手费米子组合成狄拉克费米子，并获得质量  
❀ 在标准模型中，中微子没有右手分量，因而没有获得质量



希格斯玻色子

# 标准模型的问题与新物理

✓ 标准模型在解释基本粒子相互作用方面非常成功，其预言与大多数实验结果相符

sos 但是，标准模型也存在不少问题，为解决这些问题，许多新物理理论被提出来

⚠ 标准模型不能解释中微子的微小质量

💡 可通过各类跷跷板机制 (seesaw mechanism) 来解释

# 标准模型的问题与新物理

✓ 标准模型在解释基本粒子相互作用方面非常成功，其预言与大多数实验结果相符

sos 但是，标准模型也存在不少问题，为解决这些问题，许多新物理理论被提出来

⚠ 标准模型不能解释中微子的微小质量

💡 可通过各类跷跷板机制 (seesaw mechanism) 来解释

♊ 标准模型不能解释宇宙中的暗物质和暗能量

♊ 标准模型不能解释宇宙的正反物质不对称性

❤ 可通过重子创生 (baryogenesis) 机制或轻子创生 (leptogenesis) 机制解释

# 标准模型的问题与新物理

✓ 标准模型在解释基本粒子相互作用方面非常成功，其预言与大多数实验结果相符

sos 但是，标准模型也存在不少问题，为解决这些问题，许多新物理理论被提出来

⚠ 标准模型不能解释中微子的微小质量

💡 可通过各类跷跷板机制 (seesaw mechanism) 来解释

♊ 标准模型不能解释宇宙中的暗物质和暗能量

♊ 标准模型不能解释宇宙的正反物质不对称性

❤ 可通过重子创生 (baryogenesis) 机制或轻子创生 (leptogenesis) 机制解释

⌚ 标准模型中存在强 CP 问题

❤ 解决强 CP 问题的 Peccei–Quinn 机制预言了轴子，它是一种暗物质候选粒子

♌ 标准模型中存在等级问题 (hierarchy problem)

❤ 可在超对称、额外维等新物理理论中解决，并自然地预言 WIMP 暗物质

♍ 标准模型不包含引力      ❤ 量子引力理论可能会引起洛伦兹破坏

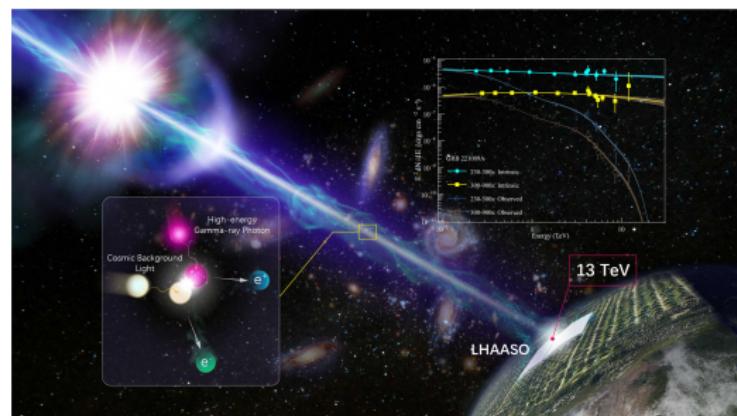
# LHAASO 搜寻新物理的优势

ⓘ LHAASO 实验对新物理信号的寻找具有**独特优势**

ⓘ 可测量 PeV 能量的**光子**和  $\sim 100$  PeV 能量的**质子**，能量远高于 LHC 对撞机

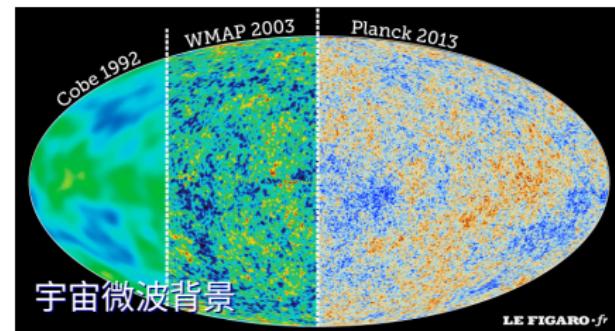
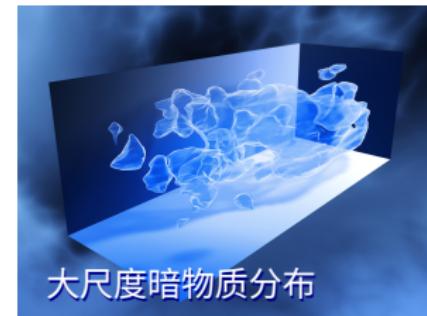
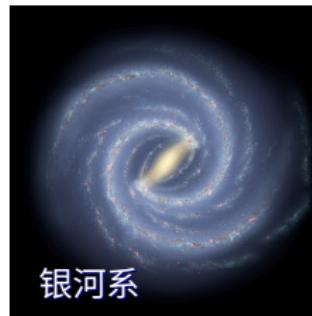
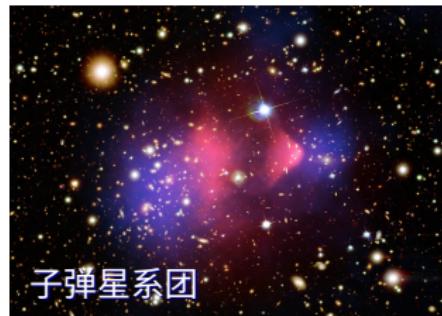
ⓘ 也可以通过探测**宇宙学距离**上的源来搜寻新物理信号的**距离累积效应**

- $m_x > \text{PeV}$  的**重暗物质**衰变或湮灭信号
- 利用**距离累积**搜寻**轴子信号**
- 利用**高能量**寻找**洛伦兹破坏**
- 利用**光变曲线**和**距离累积**寻找**洛伦兹破坏**



# 宇宙中的暗物质

大量的天文学和宇宙学观测表明，暗物质 (dark matter, DM) 是宇宙中物质的主要成分，约占总物质含量的 85%



## 宇宙微波背景 (Cosmic Microwave Background, CMB)

$$t \sim 380\,000 \text{ yr}, \quad T \sim 3000 \text{ K}$$

电子 + 原子核  $\rightarrow$  原子

## 光子退耦



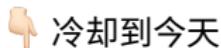
冷却到今天

## 2.7 K 宇宙微波背景

## 宇宙微波背景 (Cosmic Microwave Background, CMB)

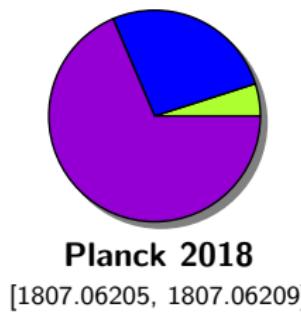
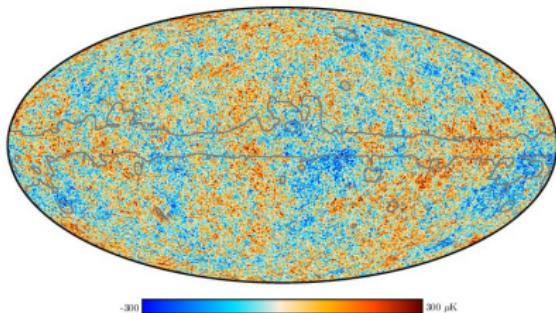
$$t \sim 380,000 \text{ yr}, \quad T \sim 3000 \text{ K}$$

电子 + 原子核  $\rightarrow$  原子  
光子退耦



## 2.7 K 宇宙微波背景

◎ 拟合宇宙微波背景各向异性功率谱，  
确定当前宇宙中的冷暗物质比例  $\Omega_c$ 、  
重子物质比例  $\Omega_b$  和暗能量比例  $\Omega_\Lambda$



[1807.06205, 1807.06209]

冷暗物质 (26.5%)

$$\Omega_c h^2 = 0.1200 \pm 0.0012$$

### 重子物质 (4.9%)

$$\Omega_b h^2 = 0.02237 \pm 0.00015$$

暗能量 (68.6%)

$$\Omega_\Lambda = 0.6847 \pm 0.0073$$

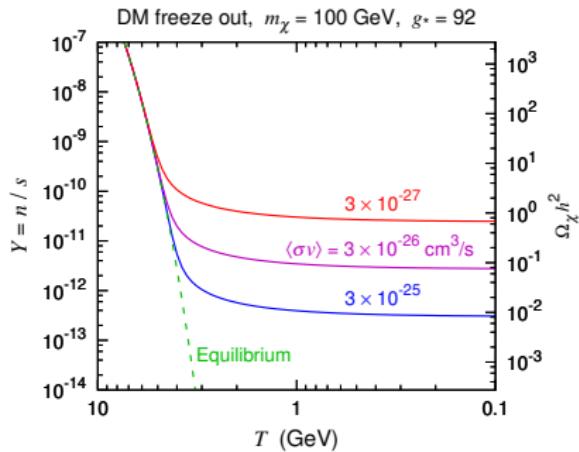
## 暗物质的热产生机制

如果暗物质粒子 ( $\chi$ ) 在宇宙早期通过热平衡过程产生, 那么今天它们的遗留丰度  $\Omega_\chi$  基本上由退耦时期的湮灭截面  $\langle\sigma_{\text{ann}}v\rangle$  决定:

$$\Omega_x h^2 \simeq \frac{3 \times 10^{-27} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}}{\langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle}$$

遗留丰度观测值  $\Omega_x h^2 = 0.1200 \pm 0.0012$

👉  $\langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle \simeq 3 \times 10^{-26} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$



## 暗物质的热产生机制

如果暗物质粒子 ( $\chi$ ) 在宇宙早期通过热平衡过程产生，那么今天它们的遗留丰度  $\Omega_\chi$  基本上由退耦时期的湮灭截面  $\langle\sigma_{\text{ann}} v\rangle$  决定：

$$\Omega_\chi h^2 \simeq \frac{3 \times 10^{-27} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}}{\langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle}$$

遗留丰度观测值  $\Omega_x h^2 = 0.1200 \pm 0.0012$

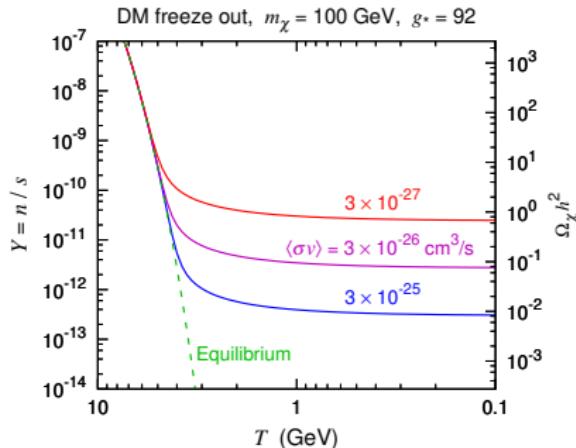
👉  $\langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle \simeq 3 \times 10^{-26} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$

💡 假设暗物质粒子的湮灭过程由两个弱相互作用顶点构成, 根据  $SU(2)_L$  耦合常数  $g \simeq 0.64$ , 对于  $m_\chi \sim \mathcal{O}(\text{TeV})$ , 有

$$\langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle \sim \frac{g^4}{16\pi^2 m_\chi^2} \sim \mathcal{O}(10^{-26}) \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$$

## 一类非常具有吸引力的暗物质候选粒子：

弱相互作用大质量粒子 (weakly interacting massive particles, WIMPs)

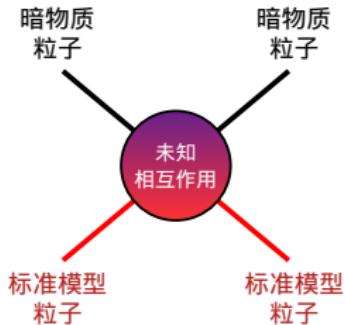


# 推测的暗物质粒子性质

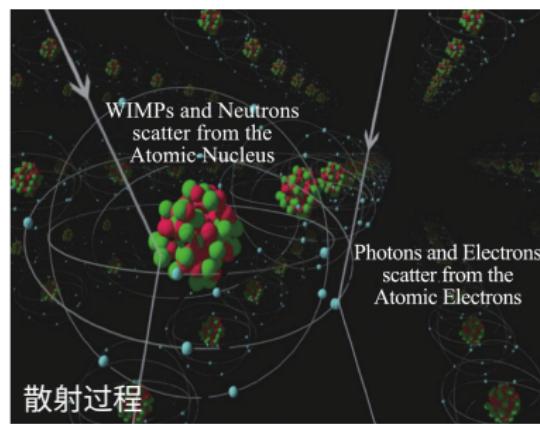
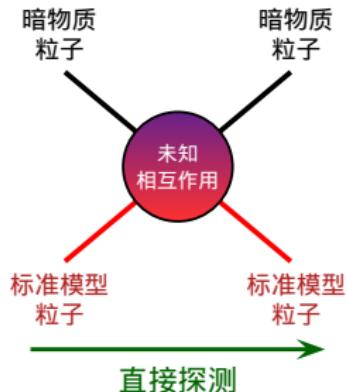
- ① 暗 (电中性): 不会发出电磁辐射, 或与光子的相互作用极其微弱
- ② 非重子: 由宇宙微波背景和原初核合成观测结果支持
- ③ 稳定或长寿命: 从早期宇宙一直存活至今
- ④ 不参与强相互作用: 否则会与原子核形成奇特束缚态
- ⑤ 冷: 退耦时具有非相对论性速度, 使宇宙结构由小到大形成
- ⑥ 丰度:  $\Omega_{\text{DM}} h^2 = 0.1200 \pm 0.0012$ , 约占宇宙中所有物质的 85%  
地球附近暗物质粒子的质量密度  $\rho_{\text{DM}} \sim 0.3\text{--}0.6 \text{ GeV/cm}^3$

[de Salas, Widmark, 2012.11477, Rept. Prog. Phys.]

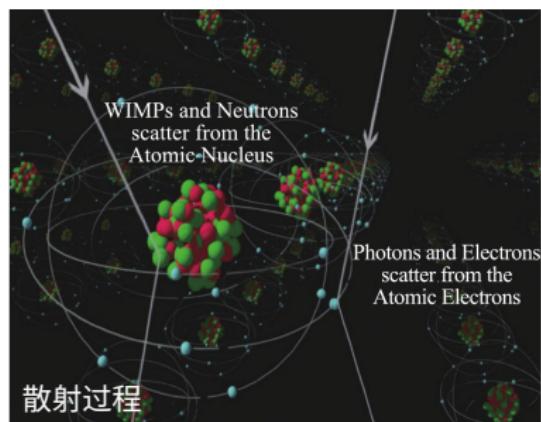
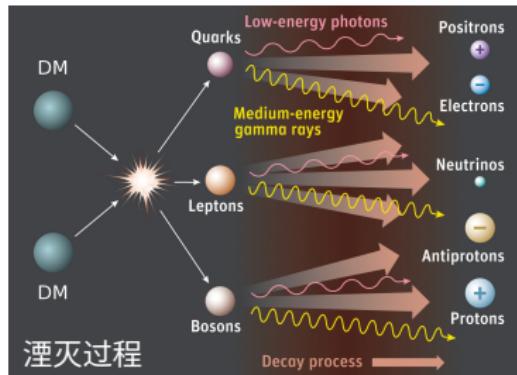
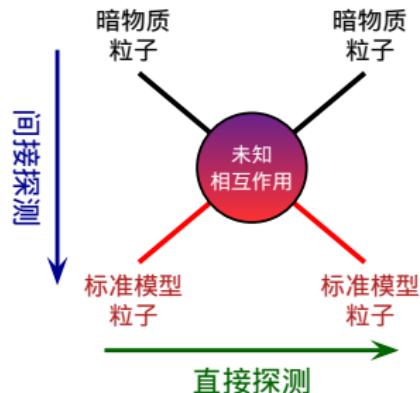
# 暗物质粒子实验探测



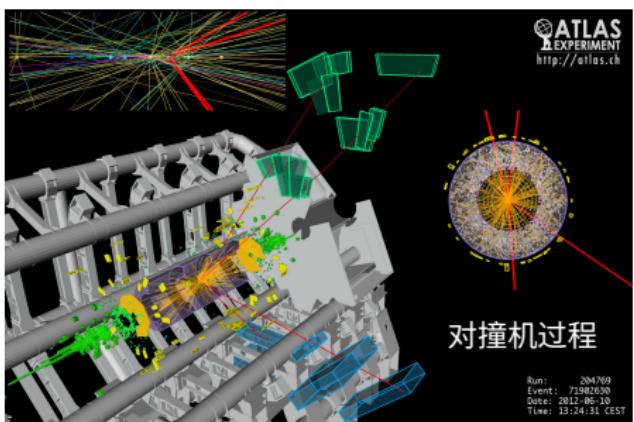
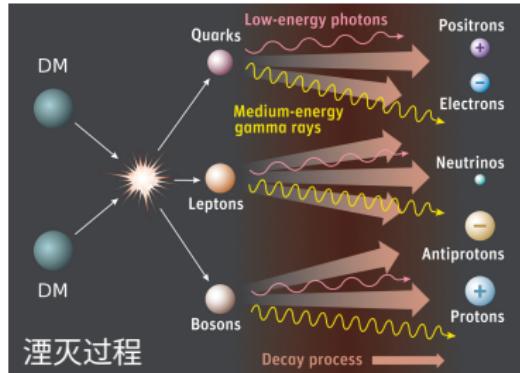
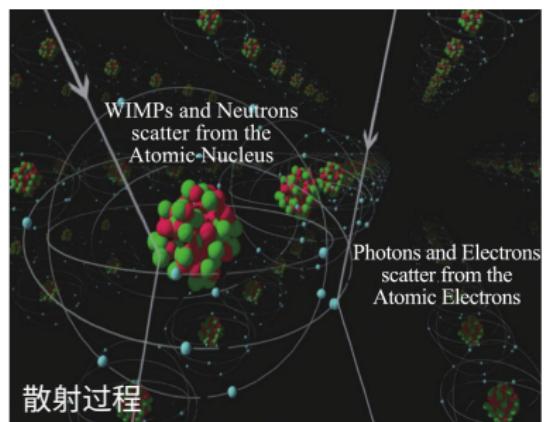
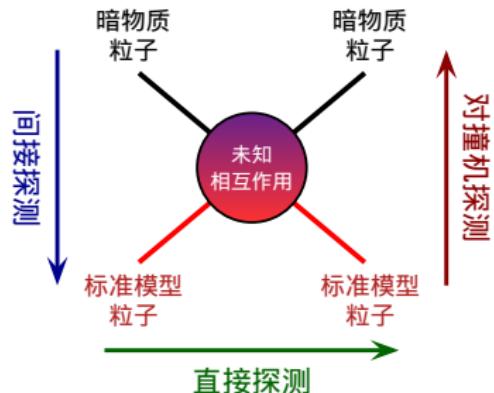
## 暗物质粒子实验探测



## 暗物质粒子实验探测



## 暗物质粒子实验探测



## 间接探测实验中的暗物质源函数

暗物质间接探测实验寻找太空中暗物质湮灭或衰变(假如暗物质粒子不稳定)产生的稳定粒子,如 $\gamma$ 射线、宇宙线和中微子

考虑暗物质湮灭或衰变产生的一种稳定粒子 ( $\gamma$ ,  $e^\pm$ ,  $p$ ,  $\bar{p}$ ,  $\nu$ ,  $\dots$ ), 在源上其单位时间单位体积单位能量间隔内的粒子数为

$$Q_{\text{ann}}(\mathbf{x}, E) = \frac{\langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle_{\text{tot}}}{2m_{\chi}^2} \rho^2(\mathbf{x}) \sum_i F_i \frac{dN_i}{dE} \quad (\text{湮灭})$$

$$Q_{\text{dec}}(\mathbf{x}, E) = \frac{1}{\tau_\chi m_\chi} \rho(\mathbf{x}) \sum_i B_i \frac{dN_i}{dE} \quad (\text{衰变})$$



## 天体物理因素



## 粒子物理因素

$m_\chi$  是暗物质粒子质量,  $\rho(x)$  是源处的暗物质质量密度

  $dN_i/dE$  是单次湮灭或衰变事件中  $i$  通道给出的单位能量间隔内的粒子数

  $\langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle_{\text{tot}}$  是总湮灭截面乘以两个入射暗物质粒子相对速度的热平均值

$F_i \equiv \langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle_i / \langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle_{\text{tot}}$  是湮灭道  $i$  的分支比

✓  $\tau_\chi \equiv 1/\Gamma_\chi$  是暗物质粒子的寿命,  $B_i \equiv \Gamma_i/\Gamma_\chi$  是衰变道  $i$  的分支比

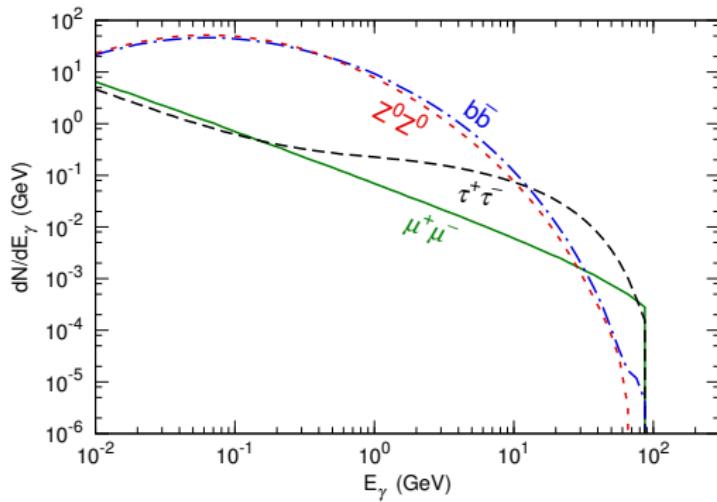
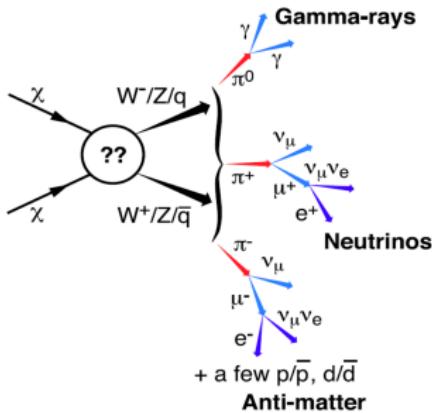
## 暗物质产生的伽马射线

暗物质湮灭或衰变为  $e^+e^-$ 、 $\mu^+\mu^-$ 、 $\tau^+\tau^-$ 、 $q\bar{q}$ 、 $W^+W^-$ 、 $Z^0Z^0$  或  $H^0H^0$  等

然后通过~~末态辐射~~或粒子衰变过程产生~~伽马射线~~

对于湮灭和衰变过程，伽马能谱  $\frac{dN}{dE_\gamma}$  的截断能量分别是  $E_c = m_\chi$  和  $E_c = \frac{m_\chi}{2}$

 不同通道的  $\frac{dN}{dE_\gamma}$  可通过蒙特卡罗产生子 PYTHIA 模拟



# 搜寻区域

应当在相对邻近的**暗物质密集区域**寻找相应的**伽马射线信号**

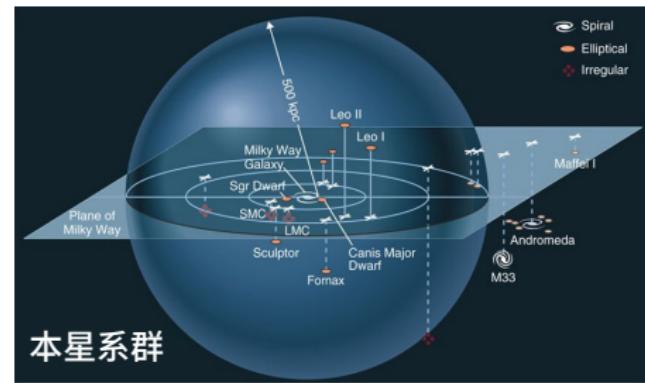
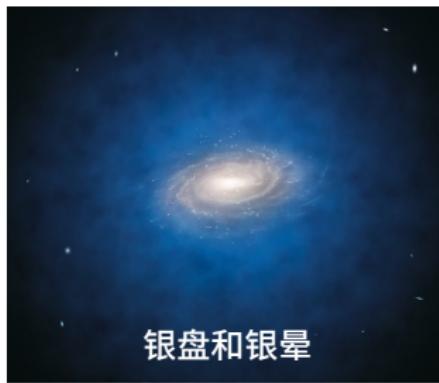
👑 **银心**: 高背景, 高信号, 信号大小敏感依赖于暗物质密度分布模型 (**cups/core**)

🎩 **银晕**: 邻近, 大天区, 背景复杂

鬏 **矮星系**: 邻近, 低背景, 绝佳的搜寻区域

🎓 **暗物质子结构**: 数量多, 尺度小, 由冷暗物质的结构形式理论预言

🌐 **河外星系和星系团**: 距离远, 暗物质含量多, 可能包含红移信息



# 暗物质密度分布

文献中有多种模型描述暗物质晕的  
质量密度分布, 下面举两个例子

## ⑧ Burkert 分布

$$\rho(r) = \frac{\rho_s}{(1 + r/r_s)[1 + (r/r_s)^2]}$$

可以很好地拟合测量到的矮星系旋转曲线

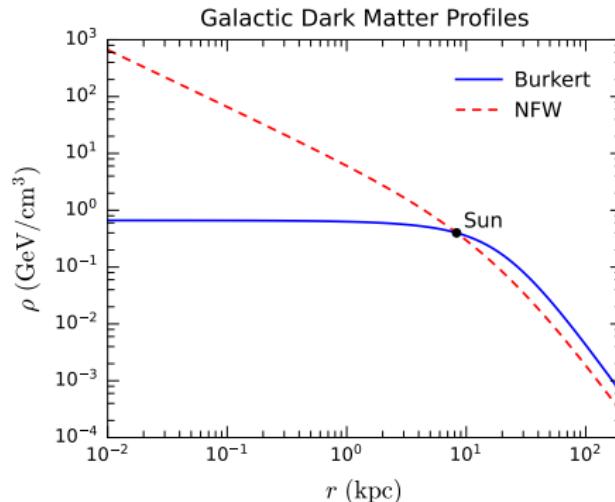
[Burkert, ApJ, 447, L25 (1995)]

## .Navarro-Frenk-White (NFW) 分布

$$\rho(r) = \frac{\rho_s}{(r/r_s)(1 + r/r_s)^2}$$

可以在很宽的暗物质晕质量范围内统一地描述 N 体模拟结果 [Navarro, Frenk, White, astro-ph/9611107, ApJ]

这两个分布在  $r \gg r_s$  时行为类似,  $\rho(r) \propto r^{-3}$ ; 但在暗物质晕中心 ( $r \rightarrow 0$ ) 处, NFW 分布  $\propto r^{-1}$  是发散的 (cusp 型), 而 Burkert 分布给出常数密度 (core 型)



# LHAASO-KM2A 对银晕中超重暗物质衰变信号的搜寻

利用 **LHAASO-KM2A** 探测器阵列 570 天数据搜寻 **银晕中超重暗物质衰变** 引起的 **伽马射线信号** [LHAASO Coll., 2210.15989, PRL]

选择 **5 个感兴趣区域** (region of interest, **ROI**)，全都避开 **Fermi bubble** 和 **银盘** 以减少 **弥散天体物理辐射** 的影响

信号区域  $ROI_0$  尽量靠近 **银心**，大概对应于  $15^\circ \leq b \leq 45^\circ$  和  $30^\circ \leq \ell \leq 60^\circ$

4 个控制区域  $ROI_1$ – $ROI_4$  与  $ROI_0$  拥有 **相同赤纬**，从而具有 **相同的探测器响应**

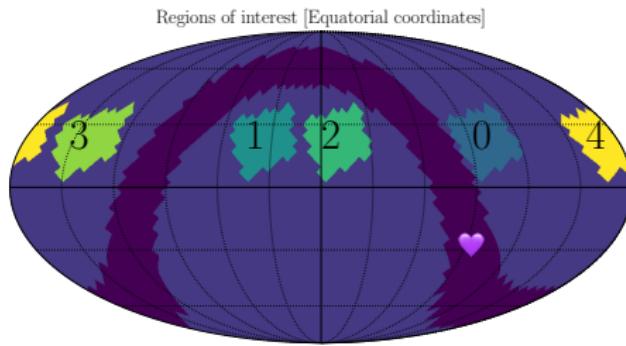


TABLE I. Residual events after  $\gamma$ /hadron separation in the search ( $ROI_0$ ) and control ( $ROI_1$ – $ROI_4$ ) regions with an observations of 340 days with 1/2-KM2A and 230 days with 3/4-KM2A.

Energy bin [ $\log_{10}(E/\text{GeV})$ ]	$N_{ROI_0}$	$N_{ROI_1}$	$N_{ROI_2}$	$N_{ROI_3}$	$N_{ROI_4}$
5.0–5.2	1209	1210	1112	1160	1157
5.2–5.4	150	147	148	150	153
5.4–5.6	51	58	51	41	43
5.6–5.8	15	13	14	6	9
5.8–6.0	7	7	2	1	7
6.0–6.2	1	0	3	1	2

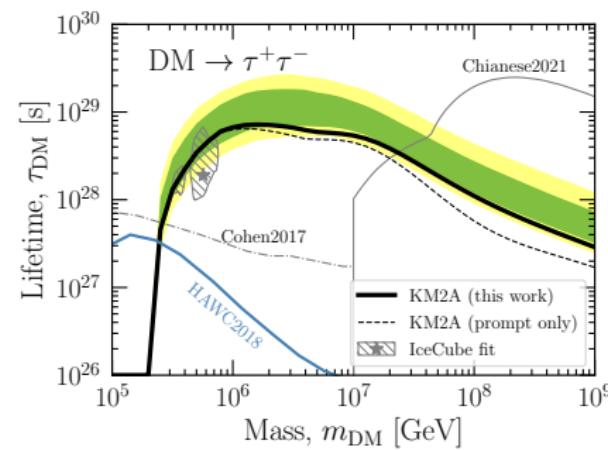
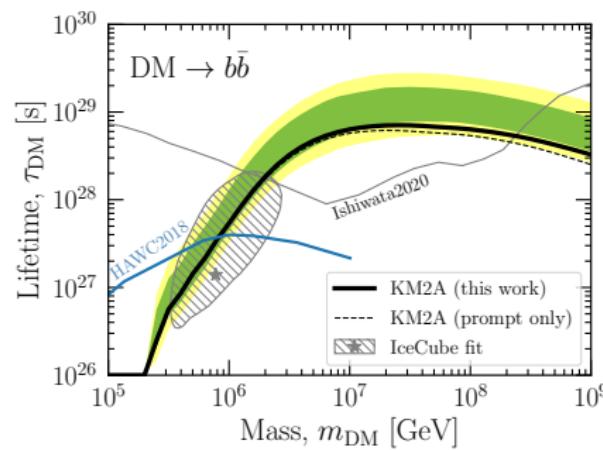
# LHAASO 数据对暗物质寿命的限制

对 5 个 ROI 开展联合似然函数分析, 设各向同性宇宙线引起的背景与 ROI 无关

假设银河暗物质晕服从 NFW 密度分布, 寿命为  $\tau_{\text{DM}}$  的暗物质粒子经衰变产生伽马射线, 考虑  $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$  引起的光深和逆康普顿散射, 通过视线积分得到信号强度

如果暗物质信号存在, 则似然函数在某个  $\tau_{\text{DM}}$  值处会出现尖峰

在数据中没有发现这样的暗物质信号, 从而给出对  $\tau_{\text{DM}}$  的限制



# LHAASO 搜寻矮星系中的超重暗物质信号

利用 756 天的 **WCDA** 数据和 794 天的 **KM2A** 数据搜寻 **16** 个邻近矮星系中超重暗物质湮灭或衰变产生的**伽马射线信号** [LHAASO Coll., 2406.08698, accepted by PRL]

假设每个矮星系中的暗物质密度都遵循 **NFW 分布**, 分布参数由其它观测得到

联合 **WCDA** 和 **KM2A** 的数据, 利用**三维似然比分析方法**同时包含暗物质信号的**能谱信息**和**空间信息**

没有发现显著的伽马射线超出, 联合 16 个矮星系的观测结果**限制暗物质性质**

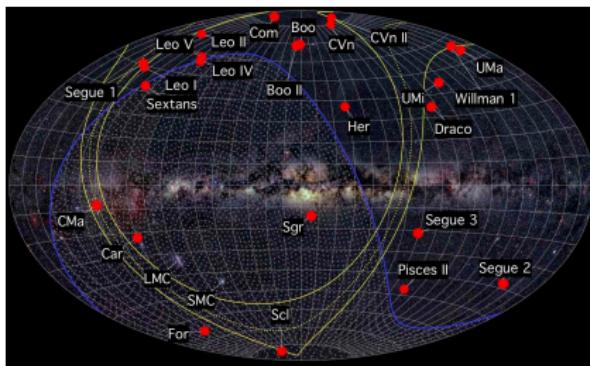
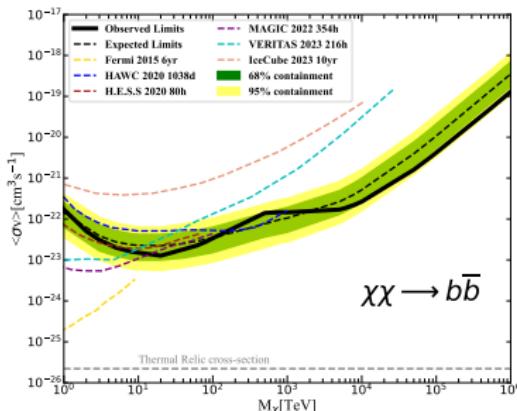


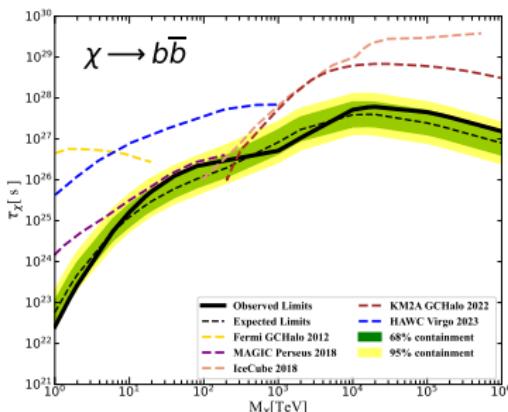
TABLE S2. The corresponding density profile parameters of J- factor for each dSphs [41].

Source	$d/\text{kpc}$	$r_t/\text{kpc}$	$\log_{10}(\rho_s/M_{\odot} \text{ kpc}^{-3})$	$\log_{10}(r_s/\text{kpc})$
Draco	67.40	9.07	7.45	0.17
Ursa Minor	73.29	6.92	7.91	-0.18
Ursa Major I	95.58	8.34	7.83	-0.19
Ursa Major II	35.12	9.35	6.79	0.72
Bootes I	65.69	9.06	6.62	0.58
Canes Venatici I	211.09	19.82	7.20	0.14
Coma Berenices	42.31	5.14	7.57	0.06
Leo I	266.15	23.25	7.72	-0.09
Segue 1	23.88	3.41	6.96	0.39
Sextans	89.63	11.88	6.32	0.65
Canes Venatici II	166.26	29.91	6.50	0.70
Hercules	138.16	22.21	6.17	0.82
Leo II	242.44	19.15	7.95	-0.23
Willman I	44.46	8.07	7.81	0.10
Aquarius 2	107.50	24.46	6.59	0.78
Leo T	380.69	25.00	6.69	0.74

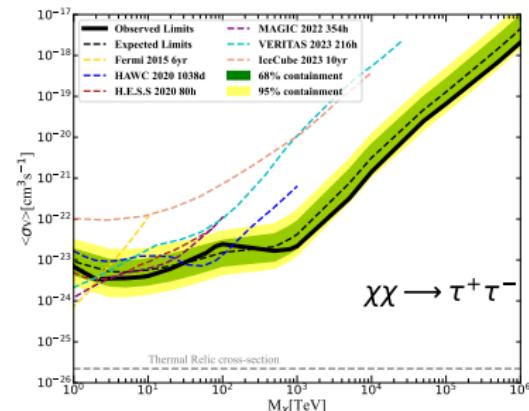
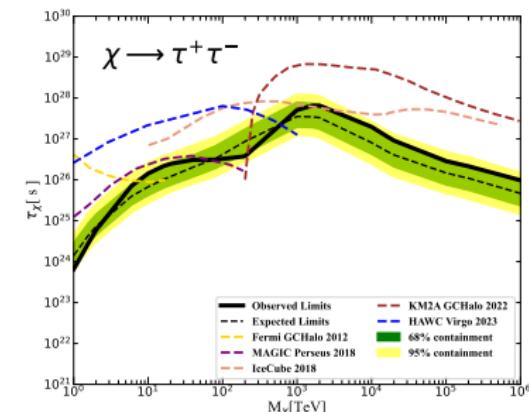
# LHAASO 数据对暗物质湮灭或衰变的限制


 $\chi\chi \rightarrow b\bar{b}$ 

暗物质湮灭


 $\chi \rightarrow b\bar{b}$ 

暗物质衰变


 $\chi\chi \rightarrow \tau^+\tau^-$ 

 $\chi \rightarrow \tau^+\tau^-$

## 强 $CP$ 破坏与 $\theta$ 真空

在满足洛伦兹对称性和规范对称性的情况下，量子色动力学 (QCD) 的拉氏量可以

包含一个破坏  $CP$  对称性的  $\theta$  项  $\mathcal{L}_\theta = -\frac{g_s^2 \theta}{32\pi^2} G_{\mu\nu}^a \tilde{G}^{a,\mu\nu}$

和  $\tilde{G}_{\mu\nu}^a$  分别是胶子场的场强张量和对偶场强张量

强  $CP$  破坏与  $\theta$  真空

在满足洛伦兹对称性和规范对称性的情况下，量子色动力学 (QCD) 的拉氏量可以包含一个破坏  $CP$  对称性的  $\theta$  项  $\mathcal{L}_\theta = -\frac{g_s^2 \theta}{32\pi^2} G_{\mu\nu}^a \tilde{G}^{a,\mu\nu}$

和  $\tilde{G}_{\mu\nu}^a$  分别是胶子场的场强张量和对偶场强张量

狐狸  $\theta$  项是由 QCD 的  $\theta$  真空  $|\theta\rangle = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} e^{-in\theta} |n\rangle$  引起的，其中  $|n\rangle$  是无穷多个拓

不同的规范场**拓扑真空态**，由**缠绕数**  $n = \frac{g_s^2}{32\pi^2} \int d^4x G_{\mu\nu}^a \tilde{G}^{a,\mu\nu} \in \mathbb{Z}$  描述

 拓扑真空态  $|n\rangle$  与  $|n'\rangle$  之间可通过非微扰的瞬子 (instanton) 过程发生量子隧穿

规范场瞬子解的存在打破了不同  $\theta$  真空之间的简并，使其势能  $V(\theta) \propto -\cos \theta$

强  $CP$  破坏与  $\theta$  真空

独角兽 在满足洛伦兹对称性和规范对称性的情况下，量子色动力学 (QCD) 的拉氏量可以包含一个破坏  $CP$  对称性的  $\theta$  项  $\mathcal{L}_\theta = -\frac{g_s^2 \theta}{32\pi^2} G_{\mu\nu}^a \tilde{G}^{a,\mu\nu}$

和  $\tilde{G}_{\mu\nu}^a$  分别是胶子场的场强张量和对偶场强张量

狐狸  $\theta$  项是由 QCD 的  $\theta$  真空  $|\theta\rangle = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} e^{-in\theta} |n\rangle$  引起的，其中  $|n\rangle$  是无穷多个拓

不同的规范场**拓扑真空态**，由**缠绕数**  $n = \frac{g_s^2}{32\pi^2} \int d^4x G_{\mu\nu}^a \tilde{G}^{a,\mu\nu} \in \mathbb{Z}$  描述

 拓扑真空态  $|n\rangle$  与  $|n'\rangle$  之间可通过非微扰的瞬子 (instanton) 过程发生量子隧穿

规范场瞬子解的存在打破了不同  $\theta$  真空之间的简并，使其势能  $V(\theta) \propto -\cos \theta$

， $V(\theta)$  对  $\theta$  具有  $2\pi$  的周期性，可将**真空角**  $\theta$  的取值范围定作  $[-\pi, \pi)$

 不同  $\theta$  真空之间的跃迁涉及到规范场边界条件的不连续改变，因而是被禁戒的

在路径积分中考虑  $\theta$  真空的贡献，则  $e^{-in\theta}$  因子在拉氏量中给出  $\theta$  项  $\mathcal{L}_\theta$

# 强 $CP$ 问题与 Peccei-Quinn 机制

老鼠  $\theta$  项会贡献到中子的电偶极矩  $d_n$  上, 后者引起中子与光子的  $CP$  破坏相互作用

牛 理论计算得到  $d_n = 2.4 \times 10^{-16} \theta e \text{ cm}$  [Pospelov & Ritz, hep-ph/9908508, NPB]

马 然而, 实验上并没有测量到中子的电偶极矩, 给出它的上限:

$$|d_n| < 1.8 \times 10^{-26} e \text{ cm} \quad (90\% \text{ C.L.}) \quad [\text{Abel et al., 2001.11966, PRL}]$$

老虎 这意味着  $|\theta| < 7.5 \times 10^{-11}$ , 但理论上  $\theta$  取  $[-\pi, \pi]$  中的任何数值都是自然的

龙 这是一个非常严重的精细调节 (fine tuning) 问题, 称为强  $CP$  问题

# 强 $CP$ 问题与 Peccei-Quinn 机制

🐭  $\theta$  项会贡献到中子的电偶极矩  $d_n$  上, 后者引起中子与光子的  $CP$  破坏相互作用

🐮 理论计算得到  $d_n = 2.4 \times 10^{-16} \theta e \text{ cm}$  [Pospelov & Ritz, hep-ph/9908508, NPB]

🐴 然而, 实验上并没有测量到中子的电偶极矩, 给出它的上限:

$$|d_n| < 1.8 \times 10^{-26} e \text{ cm} \quad (90\% \text{ C.L.}) \quad [\text{Abel et al., 2001.11966, PRL}]$$

🐯 这意味着  $|\theta| < 7.5 \times 10^{-11}$ , 但理论上  $\theta$  取  $[-\pi, \pi]$  中的任何数值都是自然的

🐉 这是一个非常严重的精细调节 (fine tuning) 问题, 称为强  $CP$  问题

🦁 解决此问题的一个优雅办法是 Peccei-Quinn 机制, 它引入一个复标量场  $\phi(x)$  和发生自发破缺的  $U(1)_{PQ}$  整体对称性 [Peccei & Quinn, PRL, 38, 1440 (1977)]

🐼 假设  $\phi$  场和标准模型费米子都携带  $U(1)_{PQ}$  荷

🐵  $U(1)_{PQ}$  对称性自发破缺由势能项  $V_\phi = \lambda_\phi \left( |\phi|^2 - \frac{f_a^2}{2} \right)^2$  实现, 它使  $\phi$  场得到

真空期待值  $\langle \phi \rangle = \frac{f_a}{\sqrt{2}}$ , 从而可将  $\phi$  场参数化为  $\phi(x) = \frac{f_a + \rho(x)}{\sqrt{2}} e^{i \tilde{a}(x) / f_a}$

бизон  $U(1)_{PQ}$  对称性自发破缺之后, 手征色反常给出角向场  $\tilde{a}(x)$  与  $G_{\mu\nu}^a \tilde{G}^{a,\mu\nu}$  的耦合项, 与  $\theta$  项合并得到  $\mathcal{L}_{\theta,\tilde{a}} = -\frac{g_s^2}{32\pi^2} \left( \theta - \frac{C\tilde{a}}{f_a} \right) G_{\mu\nu}^a \tilde{G}^{a,\mu\nu}$

牛 色反常常数  $C \sim \mathcal{O}(1)$  依赖于费米子  $U(1)_{PQ}$  荷的设置

非微扰的瞬子效应给出有效势  $V_{\text{eff}} \sim -\cos\left(\theta - \frac{C\tilde{a}}{f_a}\right)$

因此在势能极小值处  $\tilde{a}(x)$  场取得真空期待值  $\langle \tilde{a} \rangle = \frac{f_a \theta}{C}$

由此推出有效  $\theta$  参数  $\theta_{\text{eff}} = \theta - \frac{C\langle \tilde{a} \rangle}{f_a} = 0$ ，从而禁止了强 CP 破坏

## 轴子

бизон  $U(1)_{PQ}$  对称性自发破缺之后, 手征色反常给出角向场  $\tilde{a}(x)$  与  $G_{\mu\nu}^a \tilde{G}^{a,\mu\nu}$  的耦合项, 与  $\theta$  项合并得到  $\mathcal{L}_{\theta, \tilde{a}} = -\frac{g_s^2}{32\pi^2} \left( \theta - \frac{C\tilde{a}}{f_a} \right) G_{\mu\nu}^a \tilde{G}^{a,\mu\nu}$

色反常常数  $C \sim \mathcal{O}(1)$  依赖于费米子  $U(1)_{PQ}$  荷的设置

非微扰的瞬子效应给出有效势  $V_{\text{eff}} \sim -\cos\left(\theta - \frac{C\tilde{a}}{f_a}\right)$

因此在势能极小值处  $\tilde{a}(x)$  场取得真空期待值  $\langle \tilde{a} \rangle = \frac{f_a t}{C}$

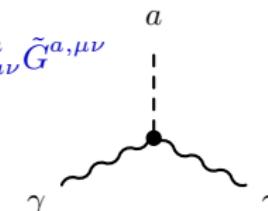
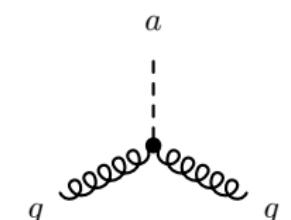
由此推出有效  $\theta$  参数  $\theta_{\text{eff}} = \theta - \frac{C\langle \tilde{a} \rangle}{f_a} = 0$ ，从而禁止了强 CP 破坏

骆驼 将  $\tilde{a}(x)$  场展开为  $\tilde{a}(x) = \langle \tilde{a} \rangle + a(x)$ ，其中  $a(x)$  对应于  $U(1)_{PQ}$  破缺给出的无质量 Nambu-Goldstone 玻色子，称为轴子

手征色反常引起的轴子与胶子的耦合项为  $\mathcal{L}_{agg} = \frac{g_s^2 C}{32\pi^2 f_a} \bar{a} G_{\mu\nu}^a \tilde{G}^{a,\mu\nu}$

类似地，手征电磁反常可引起轴子与光子的耦合项

$$\mathcal{L}_{a\gamma\gamma} = -\frac{g_{a\gamma\gamma}}{4} \textcolor{red}{a} F_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu} = g_{a\gamma\gamma} \textcolor{red}{a} \mathbf{E} \cdot \mathbf{E}$$



## 轴子质量和轴子模型

由于  $U(1)_{PQ}$  对称性被夸克禁闭和手征反常显明破坏, 轴子并不是严格的 Nambu-Goldstone 玻色子, 而是具有微小质量的赝 Nambu-Goldstone 玻色子

利用手征微扰论估算轴子的质量为  $m_a \simeq 6 \times 10^{-6} \text{ eV} \left( \frac{10^{12} \text{ GeV}}{f_a/C} \right)$

如果轴子衰变常数  $f_a$  很大，轴子会非常轻且非常稳定，可作为暗物质候选粒子

## 轴子质量和轴子模型

由于  $U(1)_{PQ}$  对称性被夸克禁闭和手征反常显明破坏, 轴子并不是严格的 Nambu-Goldstone 玻色子, 而是具有微小质量的赝 Nambu-Goldstone 玻色子

利用手征微扰论估算轴子的质量为  $m_a \simeq 6 \times 10^{-6} \text{ eV} \left( \frac{10^{12} \text{ GeV}}{f_a/C} \right)$

如果轴子衰变常数  $f_a$  很大, 轴子会非常轻且非常稳定, 可作为暗物质候选粒子

 Peccei-Quinn 机制可通过多种 QCD 轴子模型实现

- **Peccei–Quinn–Weinberg–Wilczek (PQWW) 模型**: 复标量场  $\phi(x)$  作为  $SU(2)_L$  双重态引入, 与标准模型希格斯双重态相关, 导致  $f_a \simeq 250 \text{ GeV}$ , 已被实验排除

## 轴子质量和轴子模型

由于  $U(1)_{PQ}$  对称性被夸克禁闭和手征反常显明破坏, 轴子并不是严格的 Nambu-Goldstone 玻色子, 而是具有微小质量的赝 Nambu-Goldstone 玻色子

利用手征微扰论估算轴子的质量为  $m_a \simeq 6 \times 10^{-6} \text{ eV} \left( \frac{10^{12} \text{ GeV}}{f_a/C} \right)$

如果轴子衰变常数  $f_a$  很大, 轴子会非常轻且非常稳定, 可作为暗物质候选粒子

 Peccei-Quinn 机制可通过多种 QCD 轴子模型实现

- **Peccei–Quinn–Weinberg–Wilczek (PQWW) 模型**: 复标量场  $\phi(x)$  作为  $SU(2)_L$  双重态引入, 与标准模型希格斯双重态相关, 导致  $f_a \simeq 250 \text{ GeV}$ , **已被实验排除**
  - **Kim–Shifman–Vainshtein–Zakharov (KSVZ) 模型**: 除了  $\phi(x)$  场之外还引入与之耦合的**重夸克场**, 利用很大的  $f_a$  给出很大的重夸克质量, 并极大地压低轴子与标准模型费米子的树图阶耦合(**不可见轴子**)

# 轴子质量和轴子模型

由于  $U(1)_{PQ}$  对称性被夸克禁闭和手征反常显明破坏，轴子并不是严格的 Nambu-Goldstone 玻色子，而是具有微小质量的赝 Nambu-Goldstone 玻色子

利用手征微扰论估算轴子的质量为  $m_a \simeq 6 \times 10^{-6} \text{ eV} \left( \frac{10^{12} \text{ GeV}}{f_a/C} \right)$

如果轴子衰变常数  $f_a$  很大，轴子会非常轻且非常稳定，可作为暗物质候选粒子

Peccei-Quinn 机制可通过多种 QCD 轴子模型实现

- Peccei-Quinn-Weinberg-Wilczek (PQWW) 模型：复标量场  $\phi(x)$  作为  $SU(2)_L$  双重态引入，与标准模型希格斯双重态相关，导致  $f_a \simeq 250 \text{ GeV}$ ，已被实验排除
- Kim-Shifman-Vainshtein-Zakharov (KSVZ) 模型：除了  $\phi(x)$  场之外还引入与之耦合的重夸克场，利用很大的  $f_a$  给出很大的重夸克质量，并极大地压低轴子与标准模型费米子的树图阶耦合（不可见轴子）
- Dine-Fischler-Srednicki-Zhitnitsky (DFSZ) 模型：除了  $\phi(x)$  场之外还引入与之耦合的第二个希格斯双重态，轴子与标准模型费米子的耦合被很大的  $f_a$  压低（不可见轴子），轴子与  $G_{\mu\nu}^a \tilde{G}^{a,\mu\nu}$  的耦合来自标准模型夸克的圈图，给出  $C = 6$

## 类轴子



**类轴子** (axion-like particle, ALP) 是一类与轴子性质相近的粒子。

- ① **类轴子**是一种赝 Nambu-Goldstone 玻色子，对应于在  $f_a$  能标处自发破缺的一种 U(1) 整体对称性
  - ②  $\Lambda_a$  能标处的非微扰效应 (如夸克禁闭) 和量子反常导致 U(1) 对称性显明破缺，使类轴子质量  $m_a \sim \Lambda_a^2/f_a$
  - ③ 手征电磁反常引起类轴子与光子的耦合  $\mathcal{L}_{a\gamma\gamma} = -\frac{g_{a\gamma\gamma}}{4} a F_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu}$
  - ④ 在模型无关讨论中，类轴子的  $m_a$  和  $g_{a\gamma\gamma}$  可视作自由参数

# 类轴子



类轴子 (axion-like particle, ALP) 是一类与轴子性质相近的粒子

- ① 类轴子是一种赝 Nambu-Goldstone 玻色子，对应于在  $f_a$  能标处自发破缺的一种  $U(1)$  整体对称性
- ②  $\Lambda_a$  能标处的非微扰效应 (如夸克禁闭) 和量子反常导致  $U(1)$  对称性显明破缺，使类轴子质量  $m_a \sim \Lambda_a^2/f_a$
- ③ 手征电磁反常引起类轴子与光子的耦合  $\mathcal{L}_{a\gamma\gamma} = -\frac{g_{a\gamma\gamma}}{4} a F_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu}$
- ④ 在模型无关讨论中，类轴子的  $m_a$  和  $g_{a\gamma\gamma}$  可视作自由参数



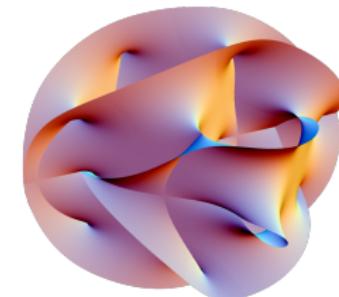
类轴子广泛存在于弦理论中

粉色火烈鸟图标

超弦理论里面存在 10 维时空，额外的 6 个时空维度被紧致化在小尺度的 Calabi-Yau 流形中，Calabi-Yau 流形上反对称张量的 Kaluza-Klein 零模给出类轴子

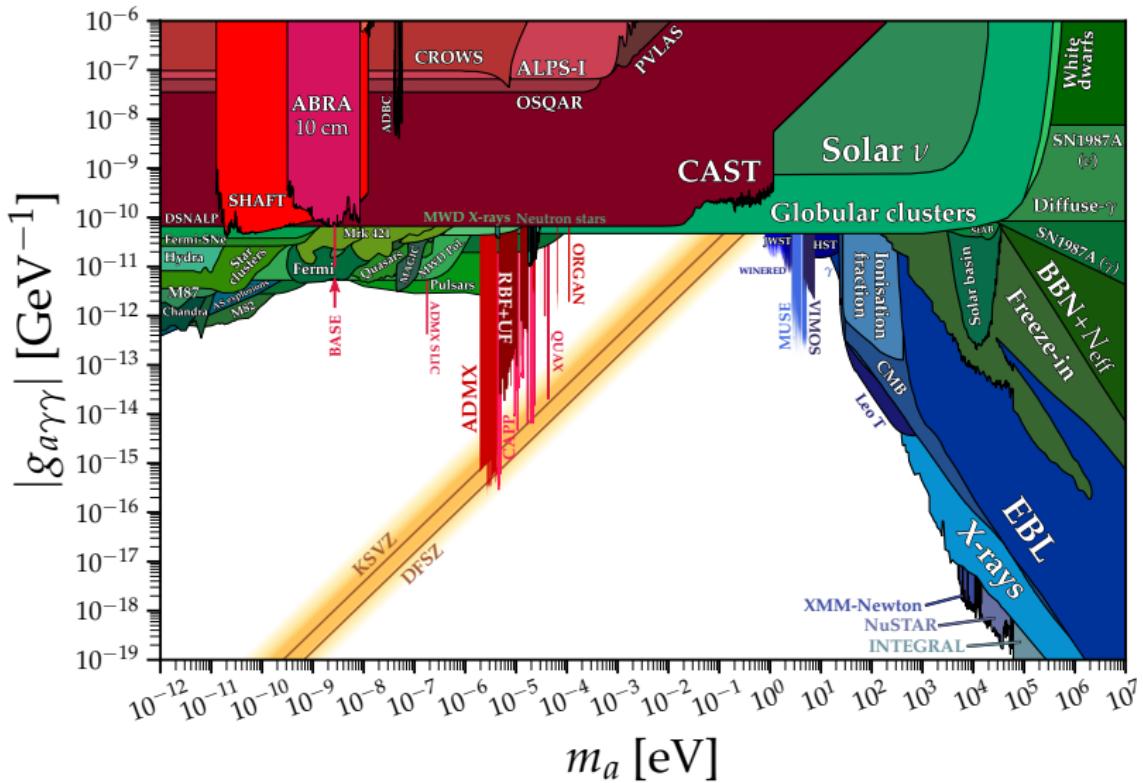


高维规范对称性保证类轴子在微扰论所有阶都是无质量的，但非微扰效应给予类轴子微小的质量



Calabi-Yau 流形的三维投影

## 轴子和类轴子的实验限制

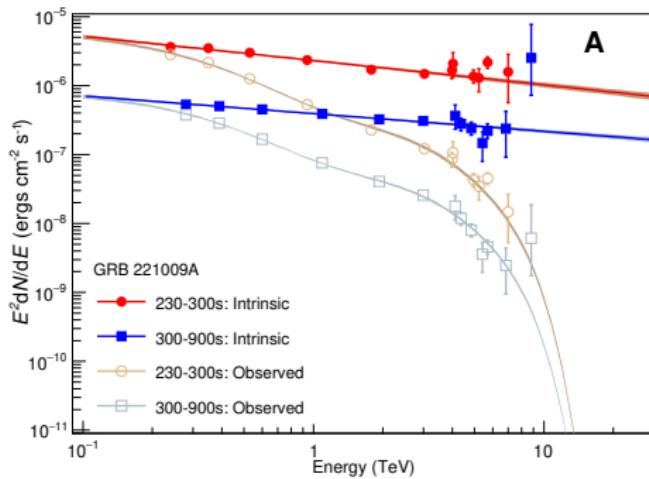
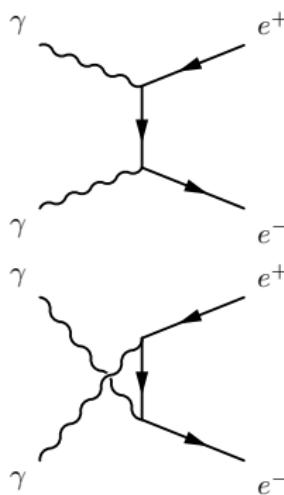


<https://cajohare.github.io/AxionLimits/>

## 河外背景光对甚高能伽马射线的吸收效应

高红移天体产生的甚高能 (very high energy, VHE) 伽马射线  $\gamma_{\text{VHE}}$  在星系际空间中传播时，会与红外波段的河外背景光 (extragalactic background light, EBL) 发生电子对产生过程  $\gamma_{\text{VHE}} + \gamma_{\text{EBL}} \rightarrow e^+ e^-$  而衰减，导致高能端光子数减少

考慮 EBL 吸收效應，可以从 LHAASO 测量到的最亮伽马射线暴 GRB 221009A 能谱推导出源上的内禀能谱 (红移  $z = 0.151$ ，距离  $\sim 752$  Mpc)



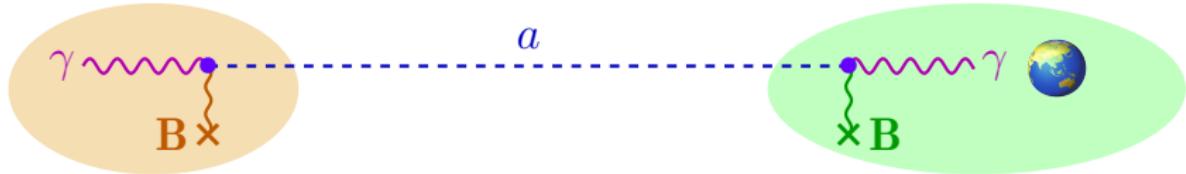
[LHAASO Coll., 2310.08845, Sci. Adv.]

## 光子-轴子振荡

由于轴子与光子具有相互作用  $\mathcal{L}_{a\gamma\gamma} = -\frac{g_{a\gamma\gamma}}{4} a F_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu} = g_{a\gamma\gamma} a \mathbf{E} \cdot \mathbf{B}$ ，甚高能伽马光子有一定概率通过与源附近背景磁场的相互作用转换为轴子（或类轴子）

而 $\text{轴子}$ 与其它物质的相互作用很弱，可以无阻碍地自由传播很长距离

然后轴子有一定概率与银河系磁场相互作用，再度转化为伽马光子，从而被地球上的探测器所探测，这就是光子—轴子振荡效应



## 光子-轴子振荡

由于轴子与光子具有相互作用  $\mathcal{L}_{a\gamma\gamma} = -\frac{g_{a\gamma\gamma}}{4} a F_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu} = g_{a\gamma\gamma} a \mathbf{E} \cdot \mathbf{B}$ ，甚高能

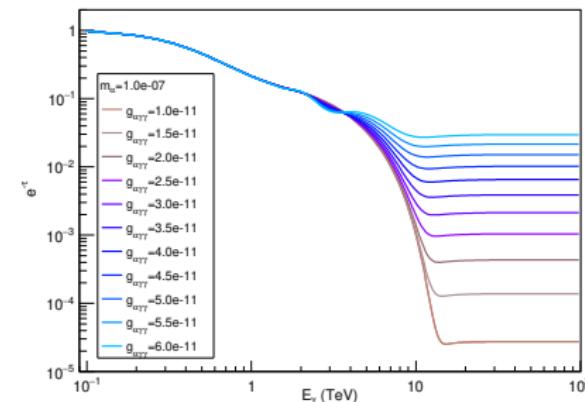
伽马光子有一定概率通过与源附近背景磁场的相互作用转换为轴子(或类轴子)

而**轴子**与其它物质的**相互作用很弱**，可以无阻碍地**自由传播**很长距离

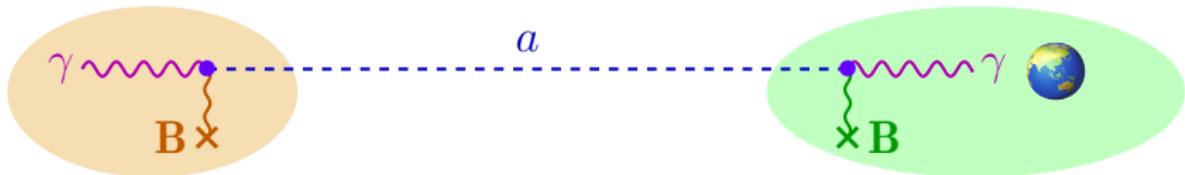
然后轴子有一定概率与银河系磁场相互作用，再度转化为伽马光子，从而被地球上的探测器所探测，这就是光子—轴子振荡效应。

它可以削弱 EBL 对甚高能伽马射线的吸收，使伽马能谱与传统理论预言不同

右图给出轴子对 EBL 吸收因子  $e^{-\tau(E_\gamma)}$  的影响，其中  $\tau(E_\gamma)$  是光深



[LHAASO Coll., 2310.08845, Sci. Adv.]



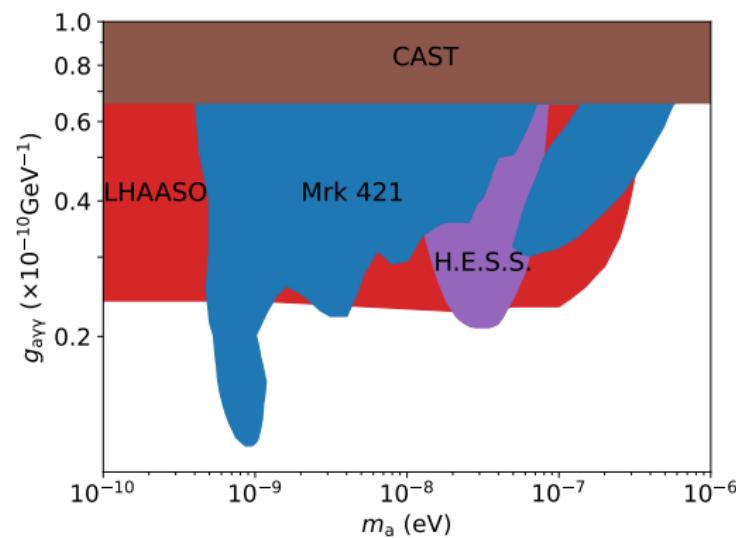
# LHAASO 测量对轴子-光子耦合常数的限制

从 LHAASO 测量结果推导 GRB 221009A 内禀能谱时, 如果考虑光子-轴子振荡效应, 那么最佳拟合的  $\chi^2$  只会下降 1.7, 即没有发现显著的轴子信号

由此给出对轴子-光子耦合常数  $g_{a\gamma\gamma}$  在 95% 置信度下的排除限 (红色区域)

图上其它限制来自以下实验观测

- 棕色区域: 欧洲核子中心的轴子太阳望远镜 CAST 对太阳产生的轴子的观测
- 蓝色区域: ARGO-YBJ 和 Fermi-LAT 数据对 blazar 天体 Mrk 421 伽马能谱的观测
- 紫色区域: 成像切伦科夫望远镜阵列 H.E.S.S. 对 BL Lac 天体 PKS 2155-304 伽马能谱的观测



[LHAASO Coll., 2310.08845, Sci. Adv.]

## 洛伦兹对称性与洛伦兹破坏

在狭义相对论中，狭义相对性原理要求物理定律在不同惯性参考系中具有相同的形式，而任意两个惯性系之间是由洛伦兹变换联系起来的

从而，满足狭义相对性原理的理论应该具有洛伦兹对称性

 相对论性量子场论就是这样的理论，它是标准模型的理论基础

## 洛伦兹对称性与洛伦兹破坏

在狭义相对论中，狭义相对性原理要求物理定律在不同惯性参考系中具有相同的形式，而任意两个惯性系之间是由洛伦兹变换联系起来的

从而，满足狭义相对性原理的理论应该具有洛伦兹对称性

相对论性量子场论就是这样的理论，它是标准模型的理论基础

在广义相对论中，广义相对性原理表明非惯性系与惯性系是平权的。

于是，洛伦兹对称性不再全局地成立，但仍然存在局域洛伦兹对称性，即洛伦兹对称性局域地存在于无穷小的时空区域之中

## 洛伦兹对称性与洛伦兹破坏

在狭义相对论中，狭义相对性原理要求物理定律在不同惯性参考系中具有相同的形式，而任意两个惯性系之间是由洛伦兹变换联系起来的

从而，满足狭义相对性原理的理论应该具有洛伦兹对称性

 相对论性量子场论就是这样的理论，它是标准模型的理论基础

在广义相对论中，广义相对性原理表明非惯性系与惯性系是平权的。

于是，洛伦兹对称性不再全局地成立，但仍然存在局域洛伦兹对称性，即洛伦兹对称性局域地存在于无穷小的时空区域之中

但是，在**量子引力理论**（如弦理论、圈量子引力理论、Hořava-Lifshitz 引力理论）中，洛伦兹对称性有可能遭到破坏，即出现**洛伦兹破坏** (Lorentz violation)，也称为**洛伦兹不变性破坏** (Lorentz invariance violation, LIV)

比如，弦理论中的相互作用有可能导致洛伦兹对称性的自发破缺 [Kostelecky & Samuel, PRD 39, 683 (1989)]

## 洛伦兹破坏的色散关系

♪♪ 洛伦兹破坏会导致多种效应，其中比较容易理解的一种是对色散关系的改变

洛伦兹对称性表明一个自由运动的粒子具有相对论性色散关系  $E^2 = m^2 + |\mathbf{p}|^2$

这里  $E$ 、 $m$ 、 $p$  分别是粒子的能量、质量、动量

在模型无关的讨论中，洛伦兹破坏对色散关系的修正可以表达为

$$E^2 = m^2 + |\mathbf{p}|^2 \left[ 1 + \color{red}{a_1} \frac{|\mathbf{p}|}{M_{\text{Pl}}} + a_2 \left( \frac{|\mathbf{p}|}{M_{\text{Pl}}} \right)^2 + \dots \right] = m^2 + |\mathbf{p}|^2 \left[ 1 + \sum_{n=1}^{\infty} a_n \left( \frac{|\mathbf{p}|}{M_{\text{Pl}}} \right)^n \right]$$

普朗克质量  $M_{\text{Pl}} = 1.22 \times 10^{19}$  GeV 是量子引力效应预期开始显现的能标

  $a_n$  ( $n = 1, 2, \dots$ ) 是衡量洛伦兹破坏大小的无量纲参数

这个修正色散关系在低能极限  $|p| \rightarrow 0$  处回到相对论性色散关系

因此，高能量处的物理过程有利于探测洛伦兹破坏效应

## 洛伦兹破坏对光子运动学的影响

在洛伦兹对称性成立的情况下，真空中的自由光子是稳定的，光速  $c = 1$

然而，洛伦兹破坏却会改变它的运动速度，也可能导致高能光子的衰变

## 洛伦兹破坏对光子运动学的影响

在洛伦兹对称性成立的情况下，真空中的自由光子是稳定的，光速  $c = 1$

然而，洛伦兹破坏却会改变它的运动速度，也可能导致高能光子的衰变

假设光子的色散关系中只有一个洛伦兹破坏项, 有  $E^2 = |\mathbf{p}|^2 \pm \frac{|\mathbf{p}|^{n+2}}{(E_{\text{LIV}}^{(n)})^n}$

👉  $E_{\text{LIV}}^{(n)} > 0$  是第  $n$  阶洛伦兹破坏能标, 满足  $\frac{\pm 1}{(E_{\text{LIV}}^{(n)})^n} = \frac{a_n}{M_{\text{Pl}}^n}$

光子的群速度变成  $v(E) = \frac{\partial E}{\partial |\mathbf{p}|} \simeq 1 \pm \frac{n+1}{2} \left( \frac{E}{E_{\text{LIV}}^{(n)}} \right)^n$

可见,  $\pm$  号取正号时对应于超光速, 取负号时对应于亚光速

## 洛伦兹破坏对光子运动学的影响

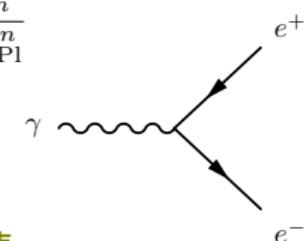
在洛伦兹对称性成立的情况下，真空中的自由光子是稳定的，光速  $c = 1$

然而，洛伦兹破坏却会改变它的运动速度，也可能导致高能光子的衰变。

假设光子的色散关系中只有一个洛伦兹破坏项，有  $E^2 = |\mathbf{p}|^2 \pm \frac{|\mathbf{p}|^{n+2}}{(E_{\text{LIV}}^{(n)})^n}$

👉  $E_{\text{LIV}}^{(n)} > 0$  是第  $n$  阶洛伦兹破坏能标, 满足  $\frac{\pm 1}{(E_{\text{LIV}}^{(n)})^n} = \frac{a_n}{M_{\text{Pl}}^n}$

光子的群速度变成  $v(E) = \frac{\partial E}{\partial |\mathbf{p}|} \simeq 1 \pm \frac{n+1}{2} \left( \frac{E}{E_{\text{LIV}}^{(n)}} \right)^2$



可见,  $\pm$  号取正号时对应于超光速, 取负号时对应于亚光速

💡 对于超光速的情况，高能光子具有有效质量  $m_\gamma^{\text{eff}} \equiv \sqrt{E^2 - |\mathbf{p}|^2} = \sqrt{\frac{|\mathbf{p}|^{n+2}}{(E_{\text{LIV}}^{(n)})^n}}$

如果  $m_{\gamma}^{\text{eff}} > 2m_e$ ，高能光子就可以通过 QED 过程  $\gamma \rightarrow e^+e^-$  发生衰变

另一方面，洛伦兹破坏还可能导致高能光子分裂成3个光子的过程  $\gamma \rightarrow 3\gamma$

# LHAASO 超高能伽马射线观测对洛伦兹破坏的限制

洛伦兹破坏引起的光子衰变或分裂导致伽马能谱在高能端出现明显的截断

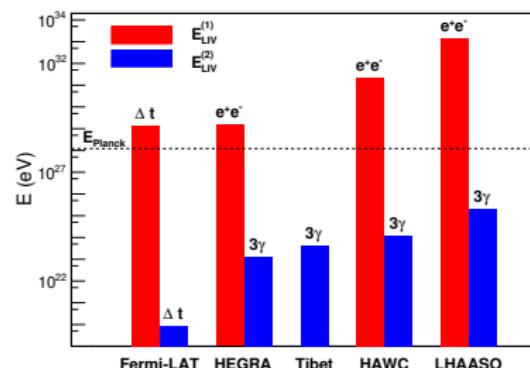
♠ 将能谱参数化为  $f(E) = \phi_0 \left( \frac{E}{E_0} \right)^{-\alpha - \beta \ln(E/E_0)}$

♥  $E_{\text{cut}}$  是截斷能量

♣ 洛伦兹对称性对应于  $E_{\text{cut}} \rightarrow \infty$

◆ 洛伦兹破坏导致的  $E_{cut}$  则依赖于  $E_{LIV}^{(n)}$

中 于是，利用 LHAASO 实验观测到的来自蟹状星云和 LHAASO J2032+4102 的超高能伽马射线，可以对超光速情况下的洛伦兹破坏参数给出严格的限制



[LHAASO Coll., 2106.12350, PRL]

TABLE I. Columns are sources we studied, distances, the highest energies of photons recorded by LHAASO-KM2A, the 95% CL lower limits on  $E_{\text{cut}}$ , lower limits on the first and second order LIV scales derived from  $E_{\text{cut}}$  for the process  $\gamma \rightarrow e^+ e^-$ , and lower limits on the second order LIV scale from process  $\gamma \rightarrow 3\gamma$ . The systematic errors on the derived values are also shown.

Source	$L$ (kpc)	$E_{\max}$ (PeV)	$E_{\text{cut}}^{95\%}$ (PeV)	$E_{\text{LIV}}^{(1)}$ (eV) $\times 10^{32}$	$E_{\text{LIV}}^{(2)}$ (eV) $\times 10^{23}$	$E_{\text{LIV}}^{(2)}$ ( $3\gamma$ ) (eV) $\times 10^{25}$
Crab Nebula	2.0	$0.88 \pm 0.11$	$0.75_{-0.04}^{+0.04}$	$4.04_{-0.62}^{+0.69}$	$5.5_{-0.58}^{+0.61}$	$1.04_{-0.10}^{+0.11}$
LHAASO J2032 + 4102	1.4	$1.42 \pm 0.13$	$1.14_{-0.06}^{+0.06}$	$14.2_{-2.18}^{+2.42}$	$12.7_{-1.34}^{+1.41}$	$2.21_{-0.22}^{+0.23}$

## 洛伦兹破坏对 EBL 吸收效应的影响

## 洛伦兹破坏可能会影响 EBL 吸收效应

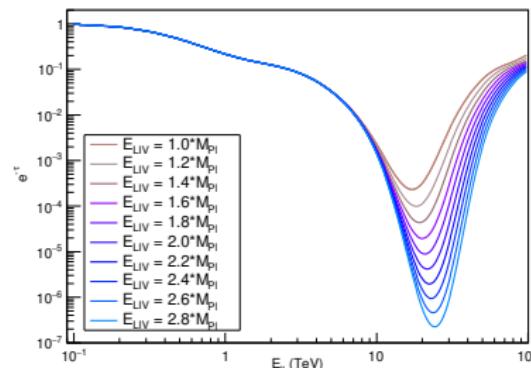
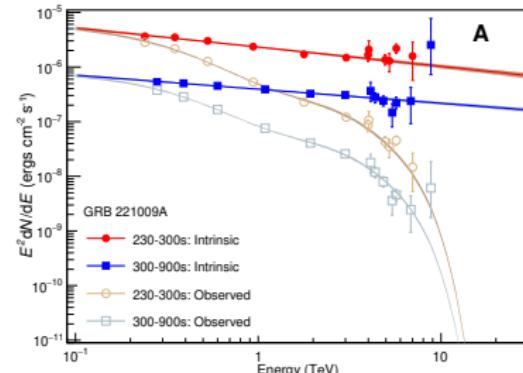
对于亚光速的 1 阶洛伦兹破坏,发生电子对产生过程  $\gamma_{\text{VHE}} + \gamma_{\text{EBL}} \rightarrow e^+ e^-$  的 EBL 光子能量阈值被提升为  $\epsilon_{\text{thr}} = \frac{m_e^2}{E} + \frac{E^2}{8E_{\text{LIV}}^{(1)}}$

这使得 EBL 对甚高能伽马光子而言更加透明

右下图展现  $E_{\text{LIV}}^{(1)}$  了对 EBL 吸收因子  $e^{-\tau(E)}$  的影响

从 LHAASO 测量结果推导 GRB 221009A  
内禀能谱时，如果考虑洛伦兹破坏效应，那么  
最佳拟合的  $\chi^2$  只会下降 2.6，即没有发现显著  
的洛伦兹破坏信号

由此得到对  $E_{\text{LIV}}^{(1)}$  的限制  $E_{\text{LIV}}^{(1)} > 1.5M_{\text{Pl}}$



[LHAASO Coll., 2310.08845, Sci. Adv.]

## 洛伦兹破坏引起的时间延迟效应

⌚  $n$  阶洛伦兹破坏使光子运动速度  $v(E) \simeq 1 \pm \frac{n+1}{2} \left( \frac{E}{E_{\text{LIV}}^{(n)}} \right)^n$  依赖于能量  $E$

如果红移为  $z$  的源上同时发射两个能量分别为  $E_h$  和  $E_l$  的光子, 其中  $E_h > E_l$

那么它们的到达时间之差为  $\Delta t_{\text{LIV}} = t_h - t_l = \mp \frac{n+1}{2} \frac{E_h - E_l}{(E_{\text{LIV}}^{(n)})^n} \int_0^z \frac{(1+z')^n}{H(z')} dz'$

💡  $H(z) = H_0 \sqrt{\Omega_m(1+z)^3 + \Omega_\Lambda}$  是哈勃膨胀率

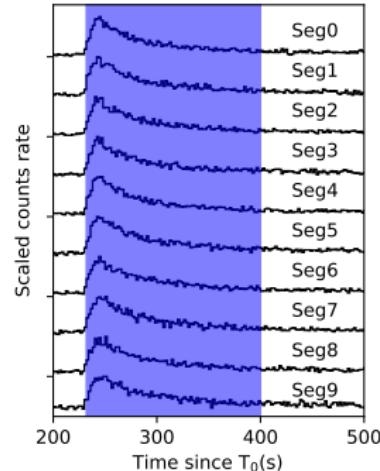
将 LHAASO 对 GRB 221009A 的观测数据分成 10 个不同的能量段作光变曲线，从中寻找这种时间延迟效应，通过极大似然法在 95% 置信度上给出对洛伦兹破坏参数的限制

- 超光速:  $E_{\text{LIV}}^{(1)} > 1.1 \times 10^{20} \text{ GeV}$

$$E_{\text{LIV}}^{(2)} > 7.0 \times 10^{11} \text{ GeV}$$

- 亚光速:  $E_{\text{LIV}}^{(1)} > 1.0 \times 10^{20} \text{ GeV}$

$$E_{\text{LIV}}^{(2)} > 6.9 \times 10^{11} \text{ GeV}$$



[LHAASO Coll., 2402.06009, accepted by PRL]

总结

- ① 尽管粒子物理**标准模型**在解释大多数实验现象上非常成功，它仍然存在不少**问题**，许多**超出标准模型的新物理理论**被提出来解决这些问题
  - ② **LHAASO 实验**能够观测**能量很高的伽马射线**，并能够利用**长距离累积效应**，因而对**新物理信号**的寻找具有**独特优势**
  - ③ 目前在 **LHAASO 实验**上已经开展了**超重暗物质**、**轴子**和**类轴子**、**洛伦兹破坏**等**新物理搜寻**工作，得到一些重要的观测限制

# 总结

- ① 尽管粒子物理**标准模型**在解释大多数实验现象上非常成功，它仍然存在不少**问题**，许多**超出标准模型的新物理理论**被提出来解决这些问题
- ② LHAASO 实验能够观测**能量很高的伽马射线**，并能够利用**长距离累积效应**，因而对**新物理信号**的寻找具有**独特优势**
- ③ 目前在 LHAASO 实验上已经开展了**超重暗物质**、**轴子和类轴子**、**洛伦兹破坏**等**新物理搜寻**工作，得到一些重要的观测限制

谢谢大家！