arXiv:2603.15808v1 [hep-ph] 16 Mar 2026

利用SACLA X射线自由电子激光器探测千电子伏质量的量子色动力学轴子

C. Heaton,[1], * *J. W. D. Halliday,*[2] *T. Osaka,*[3] *I. Inoue,*[3,4] *S. Zhang,*[1] *A. Alsulami,*[1] *J. T. Y. Chu,*[1] *M. Fitzgerald,*[1] *T. Hatsui,*[3] *M. Nakatsutsumi,*[5] *H. Nishino,*[3,6] *A. O. Tokiyasu,*[7] *R. Bingham,*[2,8] *S. Sarkar,*[1] 和 *G. Gregori*[11]物理学系，牛津大学，*Parks Road，Oxford OX1 3PU*，英国[2]*STFC*卢瑟福-阿普尔顿实验室，*Didcot OX11 0QX*，英国[3]理化学研究所*SPring-8*中心，*Sayo-gun，Hyogo 679-5148*，日本[4]先进材料科学系，东京大学，*Chiba 277-8561*，日本[5]欧洲 *XFEL*，*Holzkoppel 4*，*22869 Schenefeld*，德国[6]日本同步辐射研究所，*Sayo-gun，Hyogo*，日本[7]加速器与放射性同位素科学研究中心（*RARiS*），东北大学，*1-2-1 Mikamine，Taihaku-ku，Sendai，Miyagi 982-0826*，日本[8]*John Anderson*大楼，斯特拉斯克莱德大学，*Glasgow G4 0NG*，英国（日期：*2026*年*3*月*18*日）

尽管标准 $SU(3)_{\rm C} \otimes SU(2)_{\rm L} \otimes U(1)_Y$模型（SM）作为基本粒子及其相互作用（引力除外）的量子场论，在现象学上取得了巨大成功，但它存在严重的精细调节问题。弱相互作用会破坏电荷宇称（CP）对称性 [1], ，而强相互作用中未观察到此类破坏 [2, 3] ，因此要求标准模型拉格朗日量中的相应参数不自然地接近于零： $\theta_{\rm QCD} < 10^{-10}$。这一“强CP问题”的一个优雅解决方案引入了新的“佩奇-奎因”（PQ）全局 $U(1)$对称性 [4] ，该对称性在强相互作用中保持CP不变性，但会在某个高能标处自发破缺。这意味着一种新的赝标量南部-戈德斯通玻色子（类似于π介子）必然存在——即轴子 [5, 6]。尽管轴子和类轴子粒子（ALP）受到弦理论[7]以及超越标准模型的扩展 [8], 的充分理论支持，但即使经过数十年的大量努力，它们仍难以通过实验搜索发现。在近期利用X射线自由电子激光器搜索宇宙学上受到青睐的、质量为 $m_a \gtrsim 0.01$ 电子伏特的轴子的研究基础上，我们将此前对类轴子粒子-光子耦合$g_{a\gamma\gamma}$的限制提高了一个数量级以上。我们在“穿墙发光”实验中利用劳厄晶体的博尔曼效应，对 $m_a \lesssim 22$电子伏特范围具有广泛的灵敏度。此外，对于 $m_a \in$ (3460,3480)电子伏特，我们的灵敏度已达到量子色动力学轴子耦合预言，从而在这一质量范围内给出了最严格的实验室约束。

全球各地正在开展大量工作，以探测类轴子粒子，尤其是质量范围为$10^{-6} \lesssim m_a \lesssim 10^{-4}$ 电子伏特的 QCD 轴子；这类轴子可解释观测到的宇宙暗物质丰度 [9–11]。这一预期具体取决于标准模型的高能扩展，该扩展允许发生PQ对称性破缺，例如 Kim-Shifman-Vainshtein-Zakarov（KSVZ）模型 [12, 13] 或 Dine-Fischler-Srednicki-Zhitnitsky （DFSZ）模型[14, 15]。它也取决于宇宙学历史，尤其是对称性破缺发生在暴胀之前还是之后。“暴胀后轴子”的情形尤其具有预测性，因此人们关注这一情形下遗迹轴子丰度的额外贡献，例如轴子场中形成的拓扑缺陷（如宇宙弦）衰变所产生的贡献 [16, 17]。轴子畴壁衰变也可能带来额外贡献 [18, 19] ；近期研究表明，若 DFSZ 轴子要构成暗物质，其优选质量必须超过 10^{-2} 电子伏特 [20]。然而，这一质量范围尚未得到充分探索，这促使我们使用X射线激光器搜寻此类“重”轴子。

大多数类轴子粒子搜索都利用其与光子的耦合，其拉格朗日密度为:

$$\mathcal{L} = -\frac{g_{a\gamma\gamma}}{4}\, \mathcal{F}_{\mu\nu}\widetilde{\mathcal{F}}^{\mu\nu} = g_{a\gamma\gamma}\, \mathbf{E}\cdot\mathbf{B}\, a \qquad (1)$$

其中， a 是类轴子粒子场，$g_{a\gamma\gamma}$ 是类轴子粒子-光子耦合， $\mathcal{F}_{\mu\nu}$ 是电磁场张量。由于这种相互作用，在足够强的电场或磁场中，类轴子粒子可通过 Primakoff效应产生可探测的光子 [21]。为清楚起见，我们将任何通过方程（1）所述方式发生相互作用的赝标量粒子称为类轴子粒子，并将 QCD 轴子视为此类类轴子粒子中满足$g_{a\gamma\gamma}$ 与 PQ 对称性破缺尺度相关、关系如下 [22]的一种:

$$g_{a\gamma\gamma} = 2\times10^{-16}\, C_{a\gamma}\frac{m_a}{\mu\mathrm{eV}}\ \mathrm{GeV}^{-1} \qquad (2)$$

其中，对于 KSVZ 和 DFSZ 模型， $|C_{a\gamma}|$ 均为 $\mathcal{O}(1)$。

从历史上看，大多数对类轴子粒子的搜寻都利用强磁场，将在

* charles.heaton@physics.ox.ac.uk

太阳以及其他天体物理源中产生的类轴子粒子，或构成暗物质的类轴子粒子，转换为可探测的光子。这些搜寻可分为日光望远镜和晕望远镜：日光望远镜旨在探测太阳中产生的类轴子粒子 [23, 24], ，而晕望远镜旨在探测构成银河系晕暗物质的轴子 [25–27]。此类搜寻主要针对质量低于 10^{-4} 电子伏特的类轴子粒子，但值得注意的是，CAST日光望远镜已对质量上限延伸至 $m_a \lesssim 10^{-1}$ 电子伏特的$g_{a\gamma\gamma}$ 给出了约束 [23]。通过考察引入轴子物理后天体物理观测将如何改变，也可以推导出对轴子的约束。在考虑太阳中微子 [28], 、球状星团 [29], 、超新星中微子 [30]以及宇宙微波背景 [31]的观测结果后，这为大范围类轴子粒子质量的$g_{a\gamma\gamma}$ 提供了约束。然而，显然，无论是对晕望远镜还是日光望远镜的搜寻，尤其是天体物理约束，其结论都受到天体物理不确定性的影响。因此，同样迫切需要开展基于实验室的搜寻 [32]。

在此类搜寻中，类轴子粒子在同一实验中既被产生又被探测，因此推导出的约束不依赖于任何模型。加速器实验为重轴子设定了领先的约束，例如 NOMAD [33], BABAR [34, 35], 和 NA64[36]。尽管基于实验室的搜寻目前还无法达到天体物理论证的灵敏度，但它们能够验证天体物理观测给出的现有约束，并增强人们对这些约束所依据模型的信心。继此前的实验室实验之后，我们报告了在 SPring-8 紧凑型自由电子激光（SACLA） [37] 的 EH4c 实验站开展的一项重轴子新搜寻的结果。我们的约束适用于范围广泛的类轴子粒子质量， $m_a \lesssim 22$电子伏特，也适用于千电子伏特质量的类轴子粒子，$m_a \in (3460,\ 3480)$ 电子伏特。

理论与实验

我们的实验利用Primakoff效应，在劳厄衍射条件下，通过X射线光子与晶格静电场的相互作用将其转化为类轴子粒子。随后，衍射X射线和产生的类轴子粒子都会射向一面墙：它阻挡X射线，却允许相互作用极弱的类轴子粒子穿过。之后，类轴子粒子进入第二块晶体，通过逆Primakoff效应重新转化为X射线光子，再由我们探测。这种穿墙发光（LSW）方法最初针对布拉格和劳厄几何构型进行了探讨 [38], ，随后又针对布拉格衍射X射线作了进一步研究 [39]。之后，劳厄晶体方案的优势得到强调 [40]；有效路径长度 X射线在晶体中的长度 $L_{\rm eff}$，随后因博尔曼效应而具有异常高的透射率和衍射效率，得以增强 [41, 42]。

此类使用劳厄晶体的X射线光穿越墙实验已在同步辐射光源 [43]和X射线自由电子激光器（XFEL） [44]上开展。锗晶体晶面之间极高的电场$E_{\rm eff} = 7.3 \times 10^{10}\,\mathrm{Vm}^{-1}$，等效于 ~ 1 T的磁场——强于典型的电磁铁。因此，尽管路径长度短得多，其积分效应仍可与光学光穿越墙实验所能达到的效果相当。通过动量守恒，类轴子粒子质量的灵敏度可由关系式 [40]表示

$$\left| m_a^2 - m_\gamma^2 - 2q_T \left[k_\gamma \sin\left(\theta_B + \Delta\theta\right) - \frac{q_T}{2} \right] \right| < \frac{4k_\gamma}{L_{\rm eff}}, \quad (3)$$

其中，m_γ 为晶体中的等离子体频率， q_T 为倒格矢， k_γ 为X射线光子能量。（除非另有说明，全文均采用海维赛德-洛伦兹单位制， $\hbar = c = 1$。）

图1所示的装置由两块厚度为 $\ell = 1.5$ mm的锗（220）晶体组成，两者之间放置了一个可移动的不透明挡块。SACLA光束线 3 [45]以30 Hz的频率运行于自种子模式 [46] ，能量为 $k_\gamma = 10$ keV。在实验舱上游放置了一个硅（111）双通道切割晶体单色器，用于切除约 $\Delta E \approx 1.3$eV（$\Delta E/E \sim 10^4$）处的自放大自发辐射底座 [47]。劳厄晶体经过旋转，使（220）晶面之间的有效电场$\mathbf{E}_{\rm eff}$与入射X射线的磁场$\mathbf{B}_{\rm X}$ 呈倾斜关系，因此：

$$\mathcal{L} = g_{a\gamma\gamma}\ |\mathbf{E}_{\rm eff}||\mathbf{B}_{\rm X}| \sin\left(\theta_B\right) a, \quad (4)$$

其中， θ_B 为布拉格角。为对准晶体，将两个多端口电荷耦合器件（MPCCD）探测器 [48] 放置在 $2\theta_{\rm B}$ ，以记录第一块晶体的透射和衍射有效摇摆曲线。对准后，将第二块晶体移至位置，并与下游的第三个MPCCD对准。两块晶体均安装在电动旋转和转向台上，以便沿图1所示的 θ 和 ξ 方向进行调整。实验所用晶体由一块较大的单体晶体切割而成。理想情况下，劳厄晶体的切割方式应使晶面垂直于晶体表面，但切割难免不够完美，因此需要通过 ξ 旋转来校正一个小角度偏差（此处测得约为 1°）。对准后，将下游的MPCCD移出，并换上灵敏度更高的CITIUS探测器 [49], ，用于轴子搜寻。

当X射线以角度 $\theta = \theta_B + \Delta\theta$ 入射到劳厄晶体上时，会相干地产生轴子。在

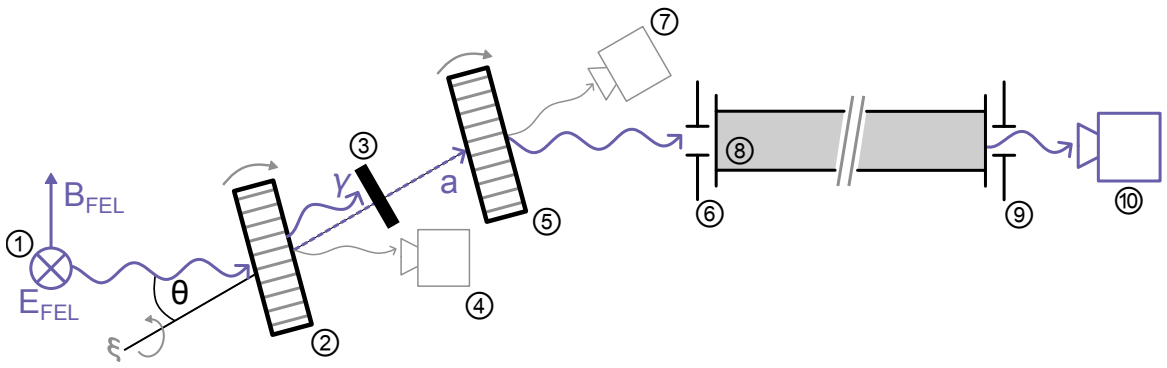

图1：我们的实验装置： σ 偏振X射线进入实验舱，**1**。X射线照射到第一块锗晶体上。晶体安装在电动载台上，可进行 θ 和 ξ 旋转控制，**2**。厚实的可伸缩挡板会阻挡X射线，但类轴子粒子可以穿过挡板，**3**。为验证对准情况，在透射MPCCD上记录第一块晶体的透射信号，**4**。为辅助对准并表征该装置，在装置上方放置了第二台衍射MPCCD，**7**。类轴子粒子到达第二块锗晶体后，有一定概率 $P_{a\leftrightarrow\gamma}$转化回10 keV X射线，**5**。第二块锗晶体也具备 θ 和 ξ 控制，并可移开，以便在衍射MPCCD上记录第一块晶体产生的衍射信号。我们在X射线进入和离开2.6米飞行管之前，使用4个刀口狭缝对其进行限束，**8**，**6**，**9**。X射线由CITIUS或MPCCD探测器探测，**10**。

原则上，这一共振的角宽由$4k_\gamma/L_{\rm eff}$决定，其中 $L_{\rm eff}$ 是光子穿过晶体的有效路径长度。然而在实际中，共振宽度主要由X射线自由电子激光器的带宽决定，因此实验的角接受度也由此确定。通过使晶体偏离其对准的布拉格角，可以探测质量为 m_a 的更重轴子，该质量满足公式（3）。对于 $\Delta\theta = 0$，当 [39, 40]时会出现这种情况：

$$\sin\left(\theta_{\rm B}\right) = \frac{q_T}{2k_\gamma} + \frac{m_a^2 - m_\gamma^2 + \Delta m_\gamma^2}{2q_T k_\gamma}, \qquad (5)$$

其中， Δm_γ 是由晶体中的驻波引起的m_γ 变化，定义为 $\Delta m_\gamma = m_\gamma\sqrt{f(q_T)/f(0)}$，而 f 是原子形状因子的实部。鉴于$2q_T k_\gamma \gg |m_a^2 - m_\gamma^2 + \Delta m_\gamma^2|$，当 $\theta \approx \theta_B$ 时，任意 $m_a \lesssim \sqrt{m_\gamma^2 - \Delta m_\gamma^2}$ 均满足此条件。

对于“失谐”($\Delta\theta \neq 0$)和“布拉格条件下”($\Delta\theta$ =0)两种搜索，X射线转换为类轴子粒子（反之亦然）的概率为 [40]

$$P_{a\leftrightarrow\gamma} = \left[\frac{1}{2}g_{a\gamma\gamma}E_{\rm eff}L_{\rm eff}\nu_{\rm B}D\cos\left(\theta_B + \Delta\theta\right)\right]^2, \qquad (6)$$

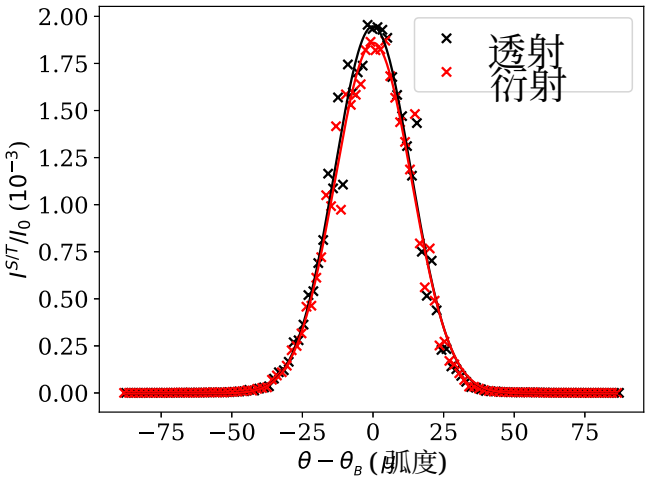

图2：第一块锗晶体的衍射效率和透射效率；正如劳厄衍射所预期的那样：$I^S_{\rm Ge} \approx I^T_{\rm Ge}$。两项测量均已校正空气散射造成的衰减 [50]。摇摆曲线拟合的宽度为 33 μ弧度，峰值衍射效率为 1.9×10^{-3}。

其中， D 定义为

$$D = \begin{cases} D_{a\to\gamma} = \frac{k_a}{q_T}\frac{\sin(2\theta_\mathrm{B})}{\cos(\theta_\mathrm{B}-\Delta\theta)} & \text{for } \gamma \to a, \\ D_{\gamma\to a} = \frac{k_a^2}{k_\gamma q_T}\frac{\sin(2\theta_\mathrm{B})}{\cos(\theta_\mathrm{B}-\Delta\theta)} & \text{for } a \to \gamma, \end{cases} \tag{7}$$

其中 k_a 为轴子能量。对于本实验所考虑的失谐角范围，$D\cos(\theta_\mathrm{B}+\Delta\theta) \sim \cos(\theta_\mathrm{B})$。由于博尔曼效应，我们观察到两种不同布洛赫波的形成：一种的波腹位于晶格面上，另一种的波腹位于晶格面内。前者会被强烈吸收，而后者传播时几乎不发生吸收。由于两种布洛赫波携带的能量相同，且在博尔曼条件下，衍射和透射X射线的强度预计相等，因此我们只考虑能有效衍射并到达转换晶体的四分之一X射线。这意味着有效概率为 $P^*_{a\leftrightarrow\gamma} = P_{a\leftrightarrow\gamma}/4$。式（6）与此前基于同步辐射光源的类轴子粒子搜索不同之处在于，其中加入了 ν_B[40, 43, 44], ，其中 ν_B 体现了当X射线脉冲足够短时，摇摆曲线会窄得多这一事实 [51, 52]。本研究正是如此：SACLA发出的脉冲时长约为数飞秒至十飞秒 [53]。考虑动力学衍射时，摇摆曲线宽度由时间—带宽积决定，因此可估算为 [44]

$$\Delta\theta_\mathrm{RC} \approx \frac{\lambda_\mathrm{X}}{2\ell\sin(\theta_\mathrm{B})} = 0.134\ \mu\mathrm{rad}, \tag{8}$$

对于 $\ell = 1500\ \mu\mathrm{m}$ 和 $\lambda_\mathrm{X} = 1.24$ Å。参数 ν_B 定义为晶体的有效摇摆曲线宽度与其达尔文宽度 [54]之比

$$\nu_\mathrm{B} = \frac{\Delta\theta_\mathrm{D}}{\Delta\theta_\mathrm{RC}} = \frac{43.4\ \mu\mathrm{rad}}{0.134\ \mu\mathrm{rad}} = 324. \tag{9}$$

这里，我们将摇摆曲线宽度定义为晶体在实际角接受范围下的宽度，而达尔文宽度则是忽略时间依赖性的理想宽度。

为了使 L_eff 在我们的双晶体装置中达到最大，我们选择 ℓ 接近驻波的博尔曼长度，该驻波的波腹位于晶面之间：

$$L_\mathrm{eff} = 2L_\mathrm{B}^\mathrm{att}\left[1 - \exp\left(1 - \frac{L_y}{2L_\mathrm{B}^\mathrm{att}}\right)\right], \tag{10}$$

其中，对于 σ 偏振的X射线， $L_\mathrm{B}^\mathrm{att} = 1598\ \mu\mathrm{m}$ [54] 且 $L_y = \ell/\sin(\theta_\mathrm{B}+\Delta\theta)$。

除了提高轴子转换概率外，较厚的晶体还有助于减轻第一块锗晶体的加热问题；此前在一台X射线自由电子激光器上进行轴子搜寻时，已发现该问题相当棘手 [44]。为监测这一情况，在第一块晶体后方的透射方向上放置了一台MPCCD探测器。当晶体对准布拉格角时，博尔曼效应会使吸收降低至原来的 ~ 30 [50, 54]。如果第一块晶体受热到足以使晶面变形，我们就会因博尔曼效应消失而观测到透射信号减弱。为限制第一块晶体的加热，我们将X射线束散焦至一个尺寸为 $\sim 500\ \mu\mathrm{m}$ 的光斑，使两块锗晶体置于空气中，并使用金属支架将热量从晶体中导出。散焦光束还会提高衍射效率。选择在空气中进行实验不可避免地会因空气中的X射线散射而增加本底。此外，为限制晶体承受的应力，晶体通过石蜡粘接固定在支架中。

结果

图2显示了第一块锗劳厄晶体的透射效率 I^T_Ge/I_0 和衍射效率 I^S_Ge/I_0。测得的有效摇摆曲线宽度为 33 μ弧度，意味着能量带宽为 $\Delta E = 1.02$ 电子伏特（由自由电子激光器的带宽决定），衍射效率为 1.9×10^{-3}。值得注意的是，这一数值仅比我们之前的实验低 1.6 倍 [44] ，尽管本研究中的晶体厚度是之前的 3 倍。这是博尔曼效应的直接结果，它使波腹位于晶面之间的布洛赫波能够异常高效地透射通过晶体。此外，从图2可以看出，衍射强度与透射强度几乎相等，这与在博尔曼条件下发生散射的情况一致。

两块晶体对准后，通过测量X射线脉冲经两块晶体衍射 I^CITIUS 后在CITIUS探测器上的通量，计算效率因子 η ；该因子计入了空气散射以及两块晶体之间平行度不理想造成的损失

$$\eta = \left(\frac{I^S_\mathrm{Ge}}{I_0}\right)^{-2}\frac{I^\mathrm{CITIUS}}{I_0} \sim 0.629, \tag{11}$$

其中 I^S_Ge 为衍射X射线通量（图 2）， I_0为入射X射线通量。该数值可归因于空气散射——X射线穿过了 ~ 75 厘米厚的空气，这会使 10 keV 光束衰减至原来的 0.648 [50] 倍——这表明晶体的排列方式使其布拉格接受范围在 XFEL 带宽内重叠。

用于调节晶体失谐的旋转台通过记录电机位置进行校准，记录时

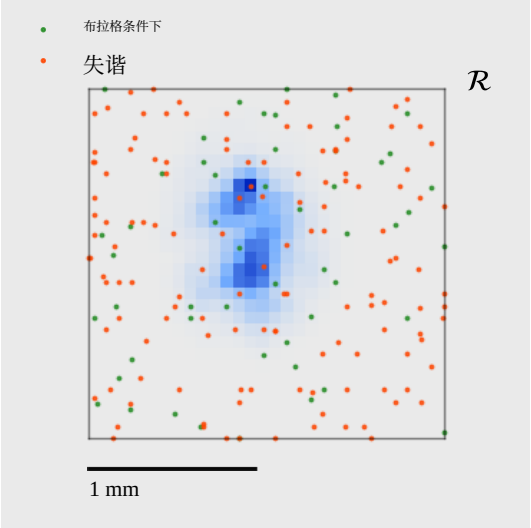

图3：所有轴子搜索数据中检测到的光子命中图，叠加在双重衍射X射线的强度分布上（蓝色）。对 CITIUS 数据帧应用液滴算法，以识别单光子事件。区域 $\mathcal{R}$圈出了光子命中位置。

采用锗晶体的 (220)、$(\bar{2}\bar{2}0)$ 和 (440) 反射。利用这些反射，并假设 $2d_{(220)} = 4.000$ Å（如制造商所述），我们将第一块晶体的转台校准为每个脉冲步进 0.10016 mdeg，测量不确定度为 2.73×10^{-6} mdeg；第二块晶体的转台每个脉冲步进 0.20012 mdeg，测量不确定度为 5.29×10^{-6} mdeg。假设转台定位的不确定度与脉冲数呈线性关系，我们估算将晶体失谐至 6.5 deg 时的定位不确定度分别为 ~ 3.10 μrad 和 6.00 μrad，对应第一块和第二块晶体。

轴子质量的任何不确定性都取决于第一块晶体的旋转精度。满足公式（3）的轴子质量受到的约束会变弱，因为在转台的位置不确定范围内，$\Delta\theta$ 现在可能存在一个取值范围。不过，由于该失谐角下的误差小于有效摇摆曲线的宽度，因此除XFEL带宽的影响外，我们不再计入轴子质量的额外不确定性。在布拉格条件下的搜索期间，我们记录了第一块晶体的透射情况，以监测加热及随后发生的对准偏移。在11小时的数据采集期间，我们没有观察到透射信号减弱，因此得出结论：光电吸收造成的加热不足以使第一块晶体失去对准，详见补充信息。我们在假定晶体不会因加热而偏离对准的前提下继续进行失谐扫描，并注意到，晶体旋转回布拉格角时，透射始终保持稳定。

我们的类轴子粒子搜索数据包括持续 ~ 11 小时的布拉格条件下搜寻，以及针对不同类轴子粒子质量的 8 次失谐搜寻，数据采集时长从 $\sim 2-7$ 小时不等，汇总见表I。

虽然在安装X射线阻挡器的情况下，CITIUS 探测器仍检测到 10 keV光子，但我们不将此信号归因于类轴子粒子转换。数据表明，检测到的光子局限在一个边长为 $2 \times 2\text{mm}^2$的正方形孔径内，如图3所示。这种局部性与双晶装置下游空气中的X射线散射相符。

散射辐射的空间范围由飞行管上游和下游设置的狭缝限定（见图1），狭缝的水平和垂直宽度均设为 2 mm。因此，原本均匀分布的散射本底被限制在透射X射线束周围的区域内。与我们此前在真空条件下进行的实验不同，[44], 在空气中运行不可避免地会因X射线散射而产生更高的本底。

尽管实验结果一致，我们仍考虑探测到的光子可能源自涉及类轴子粒子的相互作用，并通过计算贝叶斯因子（BF）来评估这一可能性，即比较两个相互竞争假设的边际似然 [60]。如果探测到的光子源自轴子产生，它们预期应遵循与双重衍射 X 射线相同的空间分布（图3），并叠加均匀本底的贡献。我们的零假设是，探测到的光子完全源自空气中的X射线散射；在这种情况下，我们预期光子在狭缝所界定的区域内呈均匀空间分布。因此，我们计算混合正态—均匀分布与纯均匀分布的边际似然之比。对于所有失谐角，我们都未发现支持探测到类轴子粒子的证据；对于所有轴子质量，BF$\ll 1$ ，并且我们预期探测到的光子形成由空气散射造成的均匀本底。BF的计算详情见补充信息。

为推导对 $g_{a\gamma\gamma}$ 的限制，我们取 $(P^*_{a\leftrightarrow\gamma})^2 = N_{\rm det}/\eta N_{\rm in}$，其中 $N_{\rm det}$ 是探测器上的计数中 ALP 信号贡献（见表 I），而 $N_{\rm in}$ 是入射到第一块晶体上的光子总数，从而得到

$$g_{a\gamma\gamma} \leq \left[\frac{1}{4} E_{\rm eff} L_{\rm eff} \nu_{\rm B} \cos\left(\theta_{\rm B} + \Delta\theta\right) D\right]^{-1} \left(\frac{N_{\rm det}}{\eta N_{\rm in}}\right)^{\frac{1}{4}}, \tag{12}$$

$\Delta\theta$（度）	m_a（电子伏特）	$N_{\rm in}$ ($\times 10^{15}$)	$N^{(90)}_{\rm det}$ 失谐	$N^{(90)}_{\rm det}/N_{\rm in}$ ($\times 10^{-16}$) 行列式	ln (贝叶斯因子)	$g_{a\gamma\gamma}$ ($\times 10^{-6}$ GeV^{-1})
0	< 22	43.7	13.5	3.09	-1.89	6.50
6.5	3482	27.1	9.65	3.56	-2.63	6.81
6.49	3479	21.4	9.62	4.50	-1.78	7.22
6.48	3476	13.6	10.8	7.96	-1.31	8.33
6.47	3473	8.94	10.1	11.3	-0.83	9.10
6.46	3470	7.50	7.07	9.43	-2.08	8.69
6.45	3467	7.35	6.63	9.02	-2.12	8.59
6.44	3464	7.83	6.92	8.84	-2.47	8.55
6.43	3461	7.70	5.60	7.27	-1.11	8.14

表I：我们通过 XFEL 隔墙发光实验得出的轴子界限数据汇总。对于所有失谐角，BF< 1 表明没有证据支持 ALP 模型。 $N^{(90)}_{det}$ 是 ALP 信号贡献在 90% 置信区间内拟合得到的上限。

对每个失谐角，均可得到相应结果。为了获得 90% 置信水平的限制，我们将命中事件的空间分布拟合到混合模型，并求出正态分布贡献的 90%置信水平上限。尽管上述贝叶斯因子分析表明，没有证据支持存在与 ALP 相互作用相符的信号，我们仍采用这一保守方法设定上限。我们的结果与其他实验室搜索的结果在图4中进行了比较。

讨论与展望

如图 4 所示，我们对$g_{a\gamma\gamma}$ 在 $m_a \gtrsim 0.3$电子伏特范围内给出的界限，是实验获得的最严格界限。对于 $m_a \lesssim 22$ 电子伏特，虽然我们的界限尚未达到 QCD 轴子的预测范围，但仍为天体物理观测的约束提供了重要见解。特别是，詹姆斯·韦布空间望远镜（JWST）的高分辨率光谱测量，通过考虑类轴子粒子衰变为红外光子（$0.1 \lesssim m_a \lesssim 3$ 电子伏特），使得人们能够对$g_{a\gamma\gamma}$ 给出界限 [61–63]。我们的实验界限证实，对于 $m_a < 0.35$ 电子伏特，不应期待观测到 ALP 自发衰变产生的光子。由于此类衰变的速率为 [22]

$$\Gamma_{a\to\gamma\gamma} = \frac{g_{a\gamma\gamma}^2 m_a^3}{64\pi}, \tag{13}$$

采用 $g_{a\gamma\gamma} < 6.50 \times 10^{-6}\,\text{GeV}^{-1}$，我们估算得到寿命 $\tau = \Gamma^{-1}_{a\to\gamma\gamma} > H_0^{-1}$，其中 H_0 为哈勃常数。因此，JWST 探测到的波长为 $\lambda < 7.08\ \mu\text{m}$ 的光子不能归因于类轴子粒子衰变。

相反，我们对 $m_a \sim 3.5$ keV 的限制意味着 ALP 寿命为 $\tau > 2.7$ 天。因此，这些重轴子不可能像文献 [64] 所提出的那样，对太阳的整体辐射作出贡献。因此，尽管实验室搜索例如我们的实验，目前在灵敏度方面还无法与天体物理学论据相媲美，但所得结果具有互补性。

我们已证明，通过$g_{a\gamma\gamma}$ 随晶体长度的有利标度关系，实验灵敏度可达到与 QCD 轴子相关的水平，并确立了监测晶体加热的策略。接下来，我们讨论一种适用于研究千电子伏特质量轴子的实验装置。采取珀尔帖制冷等措施以减轻晶体加热加剧的问题后，在更高 X 射线能流下开展真空内实验，便有望开辟新的研究方向。例如，利用欧洲 XFEL 的 2.25 MHz 运转模式使 X 射线能流最大化，假设本底水平与此前类似实验 [44] 相当，并采用 500 μJ 种子脉冲进行 65 分钟的数据采集，便可达到 DSFZ 模型对质量为 $m_a \sim 7.1$ keV 的轴子所预测的耦合强度。选择这一质量，是因为仙女座星系 [65]和星系团 [66] 记录到了尚无法解释的 ~ 3.5 keV X 射线发射 ~ 3.5 ，有人据此假设，这种发射可能源于质量为 7.1 keV 的类轴子粒子衰变[67]。这一谱线是否确实源自暗物质衰变 [68]，以及是否真的存在这种 X 射线发射 [69]，目前仍有争议。我们的实验平台非常适合在实验室中研究 QCD 轴子是否确实能够解释这一可能存在的天体物理 X 射线信号。

材料与方法

在本次实验中，CITIUS探测器的曝光时间为 2 μ秒，比SACLA使用的标准曝光时间短28倍。此外，CITIUS采用多帧采样模式运行，以减少读出噪声波动并获得更高的能量分辨率。关于入射

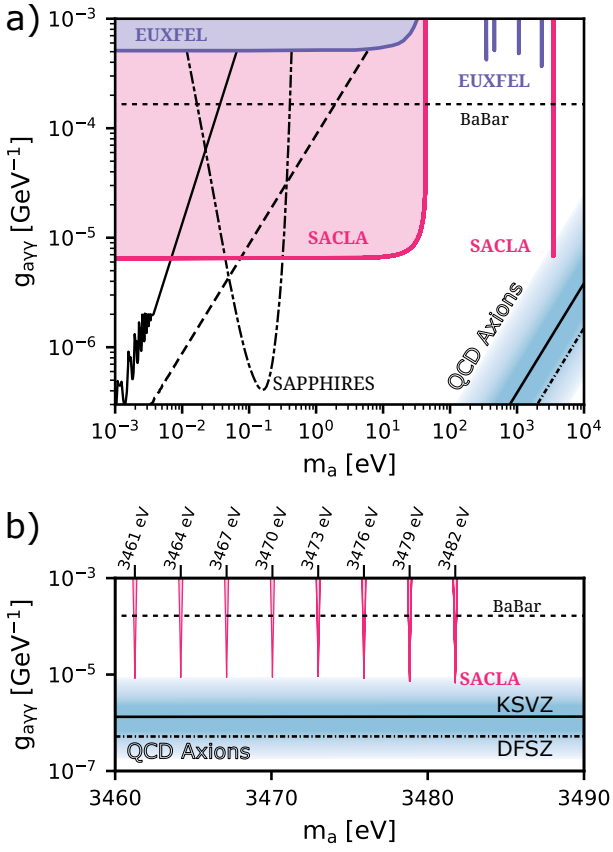

图4：我们在 SACLA 开展的 X射线穿墙实验得出的 $g_{a\gamma\gamma}$ （90%置信水平）界限

代表 EUXFEL [41] 开展的实验相比的性能。

在 EUXFEL [41] 与此前实验相比的性能，由 $m_a < 22$ 电子伏特范围内的较宽质量区间，但对于 $m_a \in$ (3462,3482)，我们的灵敏度已达到量子色动力学耦合（蓝色带），该耦合由公式（2） [22]得出。界限的宽度由锗晶体有效摇摆曲线的宽度决定。还列出了其他实验界限 [55] 以供比较：NOMAD [33],BaBar [34], SAPPHIRES [56, 57], 类轴子粒子 [58]和 PVLAS [59]。

光子通量、 I_0、透射MPCCD的量子效率、晶体加热评估以及应用于 CITIUS 数据的液滴算法详见补充信息。贝叶斯因子 BF 定义为

$$\mathrm{BF} = \frac{\int P(D|M_{\mathrm{Mixed}}, w)P(w)\mathrm{d}w}{\int P(D|M_{\mathrm{Uniform}}, w)P(w)\mathrm{d}w} \tag{14}$$

其中， $P(D|M_{\mathrm{Mixed/Uniform}}, w)$是对于参数为 w （先验概率为 $P(w)$）的混合/均匀模型，测得数据 D的概率。这两个模型定义如下：

$$\begin{aligned} P(D|M_{\mathrm{Uniform}}) &= \frac{A_{\mathrm{U}}}{|\mathcal{R}|} \quad \text{for } x, y \in \mathcal{R} \\ P(D|M_{\mathrm{Mixed}}) &= w\ \frac{A_{\mathrm{M}}}{|\mathcal{R}|} \\ &\quad + (1-w)\ A_{\mathrm{M}}\ \mathcal{N}(x, y|\sigma_x, \sigma_y, \mu_x, \mu_y) \end{aligned} \tag{15}$$

其中， $\mathcal{R}$是由狭缝围成的区域， $|\mathcal{R}|$ 是该区域的面积， $A_{\mathrm{U/M}}$是振幅，而$\mathcal{N}(x, y|\sigma_x, \sigma_y, \mu_x, \mu_y)$是一个正态分布，其参数由拟合双重衍射X射线信号确定。

$$\mathcal{N}(x, y \mid \sigma_x, \sigma_y, \mu_x, \mu_y) = \frac{\exp\left(-\frac{1}{2}\left[\frac{(x-\mu_x)^2}{\sigma_x^2} + \frac{(y-\mu_y)}{\sigma_y^2}\right]\right)}{2\pi\sigma_x\sigma_y}. \tag{16}$$

我们的界限基于正态分布贡献的90%置信水平上限，$(1-w)$ A_{M}。

数据可用性

本文中展示的数据可通过 [70]获取。

[1] J. H. Christenson, J. W. Cronin, V. L. Fitch 和 R. Turlay, 《 K_2^0 介子 2π 衰变的证据》，物理评论快报 **13**, 138 (1964年)。[2] J. H. Smith, E. M. Purcell 和 N. F. Ramsey, 《中子电偶极矩的实验限值》，物理评论 **108**, 120 (1957年)。[3] C. Abel 等, 《中子的永久电偶极矩测量》，物理评论快报 **124**, 081803（2020年），arXiv:2001.11966 [高能物理实验]。[4] R. D. Peccei和H. R. Quinn, 《瞬子存在时的CP守恒》，物理评论快报**38**，1440（1977年）。[5] S. Weinberg, 《一种新的轻玻色子？》，物理评论快报**40**，223（1978年）。[6] F. Wilczek, 《瞬子存在时强 P 和 T 不变性的问题》，物理评论快报**40**, 279（1978年）。

[7] P. Svrcek 和 E. Witten，《弦理论中的轴子》，JHEP 06, 051, arXiv:hep-th/0605206。[8] D. J. E. Marsh，《轴子宇宙学》，Phys. Rept. 643, 1 (2016), arXiv:1510.07633 [astro-ph.CO]。[9] J. Preskill, M. B. Wise 和 F. Wilczek，《不可见轴子的宇宙学》，物理评论B 120, 127 (1983)。[10] L. F. Abbott 和 P. Sikivie，《不可见轴子的宇宙学界限》，物理评论B 120, 133 (1983)。[11] M. Dine 和 W. Fischler，《并非那么无害的轴子》，物理评论B 120, 137 (1983)。[12] J. E. Kim，《弱相互作用单态与强CP不变性》，物理评论快报 43, 103 (1979)。[13] M. A. Shifman, A. I. Vainshtein 和 V. I. Zakharov，《禁闭能否确保强相互作用的自然CP不变性？》，Nucl. Phys. B 166, 493 (1980)。[14] M. Dine, W. Fischler 和 M. Srednicki，《以无害轴子简单解决强CP问题》，物理评论B 104, 199 (1981)。[15] A. R. Zhitnitsky，《关于可能抑制轴子-强子相互作用的问题》（俄文），Sov. J. Nucl. Phys. 31, 260 1980( )。[16] M. Gorghetto, E. Hardy 和 G. Villadoro，《来自弦的更多轴子》，SciPost Phys. 10, 050 (2021), arXiv:2007.04990 [hep-ph]。[17] M. Buschmann, J. W. Foster, A. Hook, A. Peterson, D. E. Willcox, W. Zhang 和 B. R. Safdi，《利用自适应网格细化研究轴子弦产生的暗物质》，Nature Commun. 13, 1049 (2022), arXiv:2108.05368 [hep-ph]。[18] T. Hiramatsu, M. Kawasaki, K. Saikawa 和 T. Sekiguchi，《具有长寿命畴壁的轴子宇宙学》，《宇宙学与天体粒子物理学杂志》01, 001, arXiv:1207.3166 [hep-ph]。[19] A. Ringwald 和 K. Saikawa，《暴胀后 Peccei-Quinn 对称性破缺情景中的轴子暗物质》，《物理评论D》93, 085031 (2016)，[补遗：Phys.Rev.D 94, 049908 (2016)], arXiv:1512.06436 [hep-ph]。[20] K. A. Beyer 和 S. Sarkar，《排除轻轴子：墙上的字迹已清晰可见》，SciPost Phys. 15, 003 (2023), arXiv:2211.14635 [hep-ph]。[21] H. Primakoff，《原子核电场中的中性介子光生过程及中性介子的平均寿命》，物理评论 81, 899 (1951)。[22] S. Navas 等（粒子数据组），《粒子物理学综述》，《物理评论D》110, 030001 (2024)。[23] V. Anastassopoulos 等（CAST），《轴子-光子相互作用的CAST新限制》，Nature Phys. 13, 584 (2017), arXiv:1705.02290 [hep-ex]。[24] E. Armengaud 等，《国际轴子天文台（IAXO）概念设计》，JINST 9, T05002, arXiv:1401.3233 [physics.ins-det]。[25] B. M. Brubaker 等，《在 24 μ电子伏特处开展微波腔轴子搜寻的首批结果》，物理评论快报 118, 061302 (2017), arXiv:1610.02580 [astro-ph.CO]。[26] S. Ahn 等（CAPP），《CAPP主轴子实验以超过1 GHz的频率范围广泛搜寻轴子暗物质》，Phys. Rev. X 14, 031023 (2024), arXiv:2402.12892[hep-ex].

[27] C. Goodman 等（ADMX），《ADMX 轴子暗物质界限：约 3.3 μeV 质量范围及 Dine-Fischler-Srednicki-Zhitnitsky 探测能力》，物理评论快报 134，111002（2025），2408（），arXiv：.15227 [高能物理实验]。[28] P. Gondolo 和 G. G. Raffelt，《太阳中微子对轴子和千电子伏质量玻色子的限制》，《物理评论D》79, 107301（2009），arXiv:0807.2926 [天体物理学]。[29] M. J. Dolan、F. J. Hiskens 和 R. R. Volkas，《推进球状星团对轴子-光子耦合的约束》，《宇宙学与天体粒子物理学杂志》10，096, arXiv:2207.03102 [高能物理理论]。[30] S. Hoof 和 L. Schulz，《利用超新星 SN1987A 伽马射线数据中的时间信息更新对类轴子粒子的约束》，《宇宙学与天体粒子物理学杂志》03，054, arXiv:2212.09764 [高能物理理论]。[31] L. Caloni、M. Gerbino、M. Lattanzi 和 L. Visinelli，《热产生类轴子粒子的新宇宙学界限》，《宇宙学与天体粒子物理学杂志》09，021，arXiv:2205.01637 [天体物理学.CO]。[32] J. Jaeckel、E. Masso、J. Redondo、A. Ringwald 和 F. Takahashi，《开展纯实验室类轴子粒子搜索的必要性》，《物理评论D》75，013004（2007），arXiv:hep-ph/0610203。[33] P. Astier 等（NOMAD），《在 SPS中微子束中搜索电子伏特（赝）标量穿透粒子》，物理评论B 479，371（2000）。[34] J. P. Lees 等（BaBar），《搜索在 e^+e^- 碰撞中产生的暗光子在 BaBar 中的不可见衰变》，物理评论快报 —**119**, 131804 2017 1702 03327 （），[ ] arXiv: . 高能物理实验。[35]M. J. Dolan、T. Ferber、C. Hearty、F. Kahlhoefer 和 K. Schmidt-Hoberg，《可见和不可见类轴子粒子的修订约束及 Belle II 灵敏度》，JHEP **12**, 094, [勘误：JHEP 03，190（2021）], arXiv:1709.00009 [高能物理理论]。[36] D. Banerjee 等（NA64），《NA64实验对类轴子粒子和标量粒子的搜索》，物理评论快报 125，081801（2020），arXiv:2005.02710 [高能物理实验]。[37] T. Ishikawa、H. Aoyagi、T. Asaka、Y. Asano、N. Azumi、T. Bizen、H. Ego、K. Fukami、T. Fukui、Y. Furukawa 等，《在亚埃区域发射的紧凑型X射线自由电子激光器》，《自然·光子学》6，540（2012）。[38] W. Buchmuller 和 F. Hoogeveen，《布拉格散射中轻标量粒子的相干产生》，物理评论B 237，278（1990）。[39] W. Liao，《利用强晶体场产生和搜索类轴子轻粒子》，物理评论B 702，55（2011），arXiv:1011.6460 [高能物理理论]。[40] T. Yamaji、T. Yamazaki、K. Tamasaku 和 T. Namba，《X射线与类轴子粒子在X射线“隔墙照光”实验中的相干劳厄几何转换的理论计算》，《物理评论D》96，115001（2017），arXiv:1709.03299 [物理学仪器与实验]。[41] E. K. Kovev、O. N. Efimov 和 L. I. Korovin，《劳厄衍射一般情况下X射线异常透射的特性》，《固体物理学现状（b辑）》35，455（1969）。

[42] G. Borrmann, 《干涉情况下的X射线吸收》（德文），物理学杂志 **127**，297（1950）。[43] T. Yamaji、K. Tamasaku、T. Namba、T. Yamazaki 和 Y. Seino, 《利用单晶中的劳厄几何转换搜索类轴子粒子》，物理评论B **782**，523（2018），arXiv:1802.08388 [高能物理实验]。[44] J. W. D. Halliday 等, 《利用X射线自由电子激光器对重轴子的界限》，物理评论快报 **134**，055001（2025），arXiv:2404.17333 [高能物理理论]。[45] K. Tono、T. Togashi、Y. Inubushi、T. Sato、T. Katayama、K. Ogawa、H. Ohashi、H. Kimura、S. Takahashi、K. Takeshita 等, 《SACLA硬X射线自由电子激光器的光束线、实验站和光子束诊断》，《新物理学杂志》**15**，083035（2013）。[46] I. Inoue、T. Osaka、T. Hara、T. Tanaka、T. Inagaki、T. Fukui、S. Goto、Y. Inubushi、H. Kimura、R. Kinjo 等, 《通过反射自种子产生窄带X射线自由电子激光》，《自然·光子学》**13**，319（2019）。[47] T. Katayama、T. Hirano、Y. Morioka、Y. Sano、T. Osaka、S. Owada、T. Togashi 和 M. Yabashi, 《SACLA先进超快泵浦探测X射线实验的X射线光学》，《同步辐射》**26**，333（2019）。[48] T. Kameshima、S. Ono、T. Kudo、K. Ozaki、Y. Kirihara、K. Kobayashi、Y. Inubushi、M. Yabashi、T. Horigome、A. Holland 等, 《用于X射线自由电子激光实验的多端口电荷耦合器件X射线像素探测器的开发》，《科学仪器评论》**85**（2014）。[49] K. Ozaki、Y. Honjo、T. Hiraki、H. Nishino、Y. Sasaki、H. Uematsu、S. Takazawa、N. Ishiguro、Y. Takahashi、Y. Kohmura 等, 《每秒17400帧、具有高达945 Mcps/像素（18 Tcps/cm^2）线性响应的X射线成像探测器 CITIUS：叠层成像评估》，《晶体学学报》A辑**79**，C1240（2023）。[50] B. L. Henke、E. M. Gullikson 和 J. C. Davis, 《X射线相互作用：E = 50-30,000 eV、Z = 1-92 下的光电吸收、散射、透射和反射》，《原子数据与核数据表》**54**，181（1993）。[51] J. Wark 和 R. Lee, 《未受扰动和快速加热单晶的飞秒X射线衍射模拟》，《应用晶体学杂志》**32**，692（1999）。[52] Y. Shvyd'ko 和 R. Lindberg, 《X射线布拉格衍射中的晶体的时空响应》，物理评论：加速器与束流 **15**，100702 2012 1207 3376 （），[ ] arXiv：. 物理学·光学。[53] M. Yabashi、H. Tanaka 和 T. Ishikawa, 《SACLA设施概览》，《同步辐射》**22**，477（2015）。[54]X射线服务器：X0h, https://x-server.gmca.aps.anl. gov/x0h.html（2026），在线数据库，访问日期：2026年3月16日。[55] C. O'Hare, cajohare/axionlimits：AxionLimits，https://cajohare.github.io/AxionLimits/（2020）。[56] A. Nobuhiro、Y. Hirahara、K. Homma、Y. Kirita、T. Ozaki、Y. Nakamiya、M. Hashida、S. Inoue 和 S. Sak- abe, 《在高质量真空系统中利用准平行激光对撞机通过四波混频扩展搜寻亚电子伏特轴子样共振》，PTEP 2020，073C01（2020），arXiv:2004.10637 [高能物理实验]。[57] Y. Kirita 等（SAPPHIRES），《基于一种区分与压力无关分量的新方法，利用双激光束刺激共振光子对撞机搜寻亚电子伏特类轴子粒子》，**10**，JHEP 176， 2208 09880 [ ] arXiv: . hep-ex . [58] K. Ehret 等, 《ALPS 关于隐藏扇区轻粒子的新结果》，物理评论B 689，149（2010），arXiv:1004.1313 [高能物理实验]。[59] F. Della Valle、A. Ejlli、U. Gastaldi、G. Messineo、E. Milotti、R. Pengo、L. Piemontese、G. Ruoso 和 G. Zavattini, 《PVLAS 对轴子耦合给出的新模型无关限制，适用于质量高于 1 meV 的轴子》，载于第十届帕特雷轴子、WIMP和WISP研讨会（2014），第 67–70 页，arXiv:1410.4081 [高能物理实验]。[60] R. Trotta, 《天空中的贝叶斯：宇宙学中的贝叶斯推断与模型选择》，Contemp. Phys. 49，71（2008），arXiv:0803.4089 [astro-ph]。[61] R. Janish 和 E. Pinetti, 《利用詹姆斯·韦布空间望远镜在红外背景中搜寻暗物质谱线》，物理评论快报 134，071002（2025），arXiv:2310.15395 [hep-ph]。[62] S. Roy、C. Blanco、C. Dessert、A. Prabhu 和 T. Temim, 《JWST 对电子伏特尺度衰变轴子暗物质的灵敏度》，物理评论快报 134，071003（2025），arXiv:2311.04987 [hep-ph]。[63] E. Pinetti, 《利用詹姆斯·韦布空间望远镜观测对 QCD 轴子暗物质的首次限制》（2025），arXiv:2503.11753 [hep-ph]。[64] K. van Bibber、P. M. McIntyre、D. E. Morris 和 G. G. Raffelt, 《用于探测太阳轴子的实用实验室探测器》，《物理评论D》39，2089（1989）。[65] A. Boyarsky、O. Ruchayskiy、D. Iakubovskyi 和 J. Franse, 《仙女座星系和英仙座星系团X射线光谱中的未识别谱线》，物理评论快报 113，251301（2014），arXiv:1402.4119 [astro-ph.CO]。[66] E. Bulbul、M. Markevitch、A. Foster、R. K. Smith、M. Loewenstein 和 S. W. Randall, 《星系团叠加X射线光谱中未识别发射线的探测》，Astrophys. J. 789，13（2014），arXiv:1402.2301 [astro-ph.CO]。[67] T. Higaki、K. S. Jeong 和 F. Takahashi, 《7 keV轴子暗物质与X射线谱线信号》，物理评论 B 733，25（2014），arXiv: .6965 [hep-ph]。[68] C. Dessert、N. L. Rodd 和 B. R. Safdi, 《将 3.5 keV谱线解释为暗物质与空白天空观测不一致》，《科学》367，1465（2020），arXiv:1812.06976 [astro-ph.CO]。[69] C. Dessert、J. W. Foster、Y. Park 和 B. R. Safdi, 《是否存在 3.5 keV谱线？》，Astrophys. J. 964，185（2024），arXiv:2309.03254 [astro-ph.CO]。

[70] 图中使用的数据将在发表后提供。

致谢

本研究获得英国工程与自然科学研究委员会资助（资助编号：EP/X01133X/1 和 EP/X010791/1）。S.S.、G.G. 和 A.A. 属于“隐藏领域量子传感器”联盟，该联盟由英国科学与技术设施委员会资助（资助编号：ST/T006277/1）。经日本同步辐射研究所批准（提案编号：2025B8012），我们在 SACLA 开展了实验。作者感谢 Yoshiaki Honjo、Kaneyoshi Kuwata 和 Kyosuke Ozaki 在 CITIUS 探测器的准备和运行过程中提供的协助。C.H. 感谢牛津大学三一学院怀特海德奖学金及一般学术资助的支持。C.H.、S.Z.、A.A.、J.T.Y.C. 和 M.F. 获得了英国科学与技术设施委员会中央激光设施（CLF）英国 XFEL 物理科学中心的支持。I.I. 部分获得了日本学术振兴会科研费（24K21199）和 PRESTO 的资助（JPMJPR24J1）。Raj Savanam 和 Chris Spindloe 通过 CLF 协助准备样品，我们感谢他们的支持。A.A. 感谢沙特阿拉伯驻英国文化局和罗德信托基金会资助其研究与学业。

作者贡献

本项目由 G.G.、S.S. 和 R.B. 构思。实验由 T.O.、I.I.、C.H.、J.W.D.H. 和 G.G. 设计，并由 C.H.、J.W.D.H.、T.O.、I.I.、S.Z.、A.A.、J.T.Y.C.、M.F.、T.H. 和 M.N. 开展。数据分析由 C.H. 和 J.W.D. H. 在 G.G.、R.B. 和 S.S. 的支持下完成。论文由 C.H. 在 J.W.D.H.、G.G.、M.N.、T.O.、S.S 和 R.B. 的支持下撰写。T.H.、H.N. 和 A.O.T. 提供了进一步的实验和理论支持。所有作者均参与了论文的编辑。

利益冲突

作者声明不存在利益冲突。