准备提交至高能物理学杂志

暗物质辅助轴子磁共振

Chen Sun, [a, b, 1] **Si-Yu Wu**[a, c, d, 1] **和 Seokhoon Yun**[e, f, 1]

[a]杭州中国科学院大学杭州高等研究院基础物理与数学科学学院，杭州 *310024*，中国[b]亚太理论物理中心，北京／杭州，中国[c]中国科学院大学，北京 *100049*，中国[d]中国科学院理论物理研究所，北京 *100190*，中国[e]庆北国立大学物理系，大邱 *41566*，韩国[f]基础科学研究院（*IBS*）宇宙理论物理中心，大田 *34126*，韩国电子邮箱：chen.sun@ucas.ac.cn，wusiyu25@mails.ucas.ac.cn，seokhoon.yun@knu.ac.kr

arXiv:2611.32906v1 [hep-ph] 24 Nov 2026

摘要：振荡的轴子暗物质（DM）背景在穿越磁场时，能够增强另一相对论性轴子转换为光子的过程。DM 背景会使光子偏振相对于磁场取向发生旋转，从而补偿光子与传播轴子之间的色散关系失配。我们将这一机制与轴子磁共振（AMR）联系起来，并将其应用于星暴星系 M82 中的恒星轴子。我们分析了该机制对所产生 X射线信号的增强，同时考虑了有限的磁场域尺寸、暗物质相干长度、暗物质密度形态、等离子体分布以及探测器响应。我们利用 NuSTAR 的现有 X射线数据，得出了严格的限制。我们表明，这种共振转换可使光子-轴子转换概率增强 $\mathcal{O}(10^2)$ 倍，并在普通转换受到抑制的部分质量范围内改善对轴子光子耦合的上限。我们还表明，这类共振会在硬X射线能谱中产生独特特征；与仅含背景的模型相比，数据对该特征有一定程度的支持，但目前它仍与统计涨落相符。

关键词：轴子、暗物质、X射线天文学

[1]通讯作者。

目录

1 引言 **1**

2 轴子磁共振 3

2.1 相位匹配的失去与恢复 32.2 轴子磁共振（AMR）简述 42.3 暗物质背景诱导共振 6

3 应用于 M82 **10**

3.1 传播：共振X射线信号 103.2 源：来自恒星的轴子流量 163.3 探测器：NuSTAR X射线观测 183.4 数据：筛选与处理 19

4 结果 **20**

4.1 限制 204.2 共振特征 24

5 讨论与结论 27

A M82中的暗物质速度弥散 28

A.1 质量模型 28A.2 Jeans方程与数值评估 29A.3 干涉与暗物质波包尺寸 30

1 引言

轴子是与近似平移对称性相关的轻赝标量粒子。QCD轴子源自解决强CP问题的 Peccei–Quinn 解 [1–3]。更一般的类轴子粒子（ALP）不必遵循QCD关系所规定的质量和耦合关系。这类场自然地出现在弦紧化中，其中可能包含许多质量跨度很大的轴子 [4, 5]。这一轴子宇宙促使人们研究多个轴子组分共存于同一环境中的可观测后果。

轴子也是颇具吸引力的暗物质（DM）候选粒子。它们微弱的耦合可能使其在宇宙学尺度上长寿，而真空错位会产生相干振荡，使其表现为冷物质，即使粒子质量非常小也是如此 [6–9]。对于 QCD轴子，这将暗物质与一个有独立理论动机的强CP问题解决方案联系起来。轴子种类繁多，并不意味着它们的遗迹丰度也必然相近：合适的暴胀历史可以抑制大多数种类，同时使其中一种主导暗物质中的轴子贡献 [10–12]。

在这项工作中，我们将轴子磁共振（AMR）的研究 [13, 14] 扩展至银河系暗物质背景中的轴子转换。振荡背景提供了周期性驱动，可在外部磁场中共振增强另一种相对论性轴子向光子的转换。在相干区域内，转换概率可提高多个数量级，从而更容易探测共存的轴子种类。

轴子暗物质的相干振荡已在若干不同但相关的背景下得到研究。超轻轴子暗物质成分具有很大的占据数，因此在局部可以描述为以由其质量决定的频率振荡的相干经典场。其振荡压力会产生随时间变化的引力势，这一引力势可通过脉冲星计时加以探测 [15], ，而引力扰动还会对双星轨道产生共振影响 [16]。由于轴子背景与光子的耦合，它还会旋转传播光的偏振方向 [17, 18]。近期研究表明，这种周期性双折射能够在磁场中驱动共振的光子–轴子转换 [19, 20]。

与 AMR 的联系提供了一个有用的物理图像。在均匀磁场中，轴子–光子动量失配会导致不同位置产生的转换振幅在转换区域内累积的相对相位变得显著后发生部分抵消。空间旋转磁场可以补偿这种相位失配，使转换振幅得以相长累积 [13, 14]。振荡的轴子背景则通过使光子偏振相对于磁场发生旋转，提供了类似的调制。在跟随这种旋转的光子基底中，这一效应表现为变化的磁场方向。在磁场方向与暗物质振荡相位保持相关性的区域内，当背景振荡的某个谐波补偿轴子–光子动量失配时，转换会得到共振增强。暗物质轴子质量决定调制频率，并与传播轴子的质量共同选择共振光子能量。调制振幅取决于暗物质密度、轻轴子的质量以及其光子耦合。

作为一个具体应用，我们考虑两种不同的轴子组分。超轻场a_L 提供一部分暗物质，而较重场 a_H 的宇宙学遗迹丰度可以忽略，但会在恒星中产生。恒星轴子在银河系磁场中传播时转换为X射线。我们将这一情景应用于邻近的星暴星系 M82；其恒星族群和 NuSTAR 观测已经为检验普通轴子转换提供了灵敏手段 [21]。利用对星暴星系的现实模型，我们计算空间变化的银河系剖面、有限的磁场相干性和暗物质相干性以及能量平均如何影响共振，并将预测计数与 NuSTAR 光谱进行比较。在所采用的源和晕假设下，暗物质背景在一个质量范围内增强了对 M82 的限制；在该范围内，普通转换受到轴子质量的强烈抑制。我们还搜索相关的光谱特征，并评估其统计显著性。这为检验恒星轴子与轴子暗物质系统提供了观测手段。

第2节阐述共振机制及其与AMR的联系。第3节介绍M82模型和信号计算。第4节给出限制并进行谱特征搜索，最后在第5节作出总结。

2 轴子磁共振

2.1 相位匹配的失配与恢复

一般形式。 宏观磁场中的轴子–光子转换依赖于沿传播路径产生的振幅相干叠加。对于一个正在传播的轴子 a，其光子耦合为$g_{a\gamma}$，相互作用

$$\mathcal{L}_{\rm int} = -\frac{g_{a\gamma}}{4}\, a F_{\mu\nu}\widetilde{F}^{\mu\nu} = g_{a\gamma}\, a\, \mathbf{E}\cdot\mathbf{B} \tag{2.1}$$

将轴子与偏振矢量沿外部磁场方向的光子耦合 [22, 23]。下文中，我们考虑一个质量为 m_a 、能量为 ω 、沿 z 方向传播的轴子场。我们用有效质量m_γ来参数化光子色散；例如，横向光子模式的等离子体频率可以提供这一有效质量。其动量由通常的色散关系 $k_\gamma^2 = \omega^2 - m_\gamma^2$ 确定。我们假设 $\omega \gg m_a$， m_γ。

对于两个简并的横向光子偏振，在给定静态横向场（B_x， B_y）的情况下，缓变振幅满足

$$i\frac{d}{dz}\begin{pmatrix} A_x \\ A_y \\ a \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Delta_{a\gamma}/2 & 0 & g_{a\gamma}B_x/2 \\ 0 & \Delta_{a\gamma}/2 & g_{a\gamma}B_y/2 \\ g_{a\gamma}B_x/2 & g_{a\gamma}B_y/2 & -\Delta_{a\gamma}/2 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} A_x \\ A_y \\ a \end{pmatrix}, \tag{2.2}$$

这里已去除一个共同的传播相位。磁混合强度为$\Delta_B \equiv g_{a\gamma}B_T/2$，其中 $B_T \equiv \sqrt{B_x^2 + B_y^2}$ 为横向场强。我们假设背景在尺度 ω^{-1}上缓慢变化。在固定能量下展开波数，得到 $k_a \simeq \omega - m_a^2/$（$2\omega$）和 $k_\gamma \simeq \omega - m_\gamma^2/$（$2\omega$），因此失配为

$$\Delta_{a\gamma} = k_\gamma - k_a \simeq \frac{m_a^2 - m_\gamma^2}{2\omega}. \tag{2.3}$$

因此，即使在均匀介质中，且粒子速度没有任何分散，也会累积相位差。

对于初始为纯轴子的情形，将式（2.2）对 $g_{a\gamma}$ 作最低阶积分，得到

$$P_{a\to\gamma}(L) \simeq \frac{g_{a\gamma}^2}{4}\sum_{\lambda=x,y}\left|\int_0^L dz\, B_\lambda(z)\exp\left[i\int_0^z dz'\,\Delta_{a\gamma}(z')\right]\right|^2. \tag{2.4}$$

积分先将振幅相加，再取其绝对值的平方。对于常数 $\Delta_{a\gamma}$ 和大小为 B_T的均匀横向场，它可化简为

$$P_{a\to\gamma}(L) \simeq (\Delta_B L)^2\,\mathrm{sinc}^2\left(\frac{\Delta_{a\gamma}L}{2}\right), \qquad \mathrm{sinc}\,x \equiv \frac{\sin x}{x}. \tag{2.5}$$

当 $|\Delta_{a\gamma}|L \ll 1$时，沿路径产生的转换振幅近似同相叠加，概率在微扰范围内按 L^2 增长。一旦 $|\Delta_{a\gamma}|L$ 变大，路径上不同部分的贡献便会带有相反的相位，概率随之振荡，而不再继续按 L^2 增长。

相位匹配的示例。转换积分还揭示了恢复相长累积的方法：应通过补偿机制减小传播失配 $\Delta_{a\gamma}$。我们列出三个示例来说明这些可能性。

- 等离子体频率。在各向同性等离子体中，有效光子质量为$m_\gamma = \omega_{\rm pl}$。调节$\omega_{\rm pl} \simeq m_a$ 可使 $\Delta_{a\gamma}$ 变得很小，从而使转换振幅能够在转换区域内相长累积。这就是缓冲气体轴子太阳望远镜的原理 [24]。

- 腔体与波导模式。横向约束会对光子色散 [25]产生几何贡献。例如，在具有理想导电壁的真空波导中，横向波数 $k_\perp$ 取由横截面和模式决定的离散值。纵向色散为 $\omega^2 = k_\gamma^2 + k_\perp^2$，因此纵向传播的有效质量为 $m_\gamma = k_\perp$。对于沿波导入射的轴子，

$$\Delta_{a\gamma} = k_\gamma - k_a = \sqrt{\omega^2 - k_\perp^2} - \sqrt{\omega^2 - m_a^2} \simeq \frac{m_a^2 - k_\perp^2}{2\omega}, \tag{2.6}$$

  其中，最后一个表达式假设 $\omega \gg m_a,\ k_\perp$。选择 $k_\perp \simeq m_a$ 可恢复纵向相位匹配。

- 磁场调制。旋转磁场可以提供缺失的空间相位。考虑轴子在真空中通过一个横向磁场传播，该磁场的大小恒定为，方向以恒定的有符号空间变化率 $\dot{\theta} \equiv d\theta/dz$旋转，因此 $\theta(z) = \dot{\theta} z$。其圆偏振分量对式（ $e^{\mp i\dot{\theta}z}$ （2.4）的贡献因子为 $\Delta_{a\gamma} \simeq m_a^2/(2\omega)$。由于真空中的失配为

$$\Delta_{a\gamma,\pm} = \Delta_{a\gamma} \mp \dot{\theta} \simeq \frac{m_a^2}{2\omega} \mp \dot{\theta}. \tag{2.7}$$

  对于固定的轴子质量 m_a 和能量 ω，将旋转率调节至

$$\dot{\theta} = \pm\Delta_{a\gamma} \simeq \pm\frac{m_a^2}{2\omega} \tag{2.8}$$

  可在一个圆偏振通道中抵消相位失配，并恢复相干累积 [13, 14]。符号决定哪个圆偏振发生共振。

以下小节聚焦于最后一种机制：首先回顾使用螺旋磁场实现的 AMR，随后重点讨论振荡的轴子暗物质背景。

2.2 轴子-磁共振（AMR）简述

静态磁场相位匹配的一种简单实现，是沿传播路径 [13] 方向均匀旋转、大小恒定的横向磁场：

$$\mathbf{B}_T(z) = B_T\big(\sin\theta(z),\, \cos\theta(z),\, 0\big), \qquad \theta(z) = \dot{\theta} z. \tag{2.9}$$

这里 θ 是一个带符号空间旋转率常数；旋转整圈对应的距离为$2\pi/|\theta|$。我们取 $\Delta_{a\gamma}$ 和 B_T 为常数，以单独考察螺旋磁场分布的影响。将该磁场代入式（2.2）可得

$$i\frac{d}{dz}\begin{pmatrix}A_x\\A_y\\a\end{pmatrix}=\begin{pmatrix}\Delta_{a\gamma}/2 & 0 & g_{a\gamma}B_T\sin\theta/2\\ 0 & \Delta_{a\gamma}/2 & g_{a\gamma}B_T\cos\theta/2\\ g_{a\gamma}B_T\sin\theta/2 & g_{a\gamma}B_T\cos\theta/2 & -\Delta_{a\gamma}/2\end{pmatrix}\begin{pmatrix}A_x\\A_y\\a\end{pmatrix}. \tag{2.10}$$

在遵循磁场方向的光子基底中，该机制尤其清晰。定义

$$\begin{aligned}A_\perp &= \cos\theta\, A_x - \sin\theta\, A_y,\\ A_\parallel &= \sin\theta\, A_x + \cos\theta\, A_y.\end{aligned} \tag{2.11}$$

只有 $A_\parallel$ 直接与轴子耦合，但对旋转基底求导会产生与$\dot{\theta}$成正比的光子 θ混合。在此基底下，式（2.10）变为

$$i\frac{d}{dz}\begin{pmatrix}A_\perp\\A_\parallel\\a\end{pmatrix}=\begin{pmatrix}\Delta_{a\gamma}/2 & -i\dot{\theta} & 0\\ i\dot{\theta} & \Delta_{a\gamma}/2 & g_{a\gamma}B_T/2\\ 0 & g_{a\gamma}B_T/2 & -\Delta_{a\gamma}/2\end{pmatrix}\begin{pmatrix}A_\perp\\A_\parallel\\a\end{pmatrix}. \tag{2.12}$$

基底变换将自转从轴子–光子混合项移入光子块中。这一形式将便于稍后在第2.3节中与暗物质诱导的光子偏振旋转进行直接比较。

圆偏振组合 $A_\pm = \left(A_\parallel \mp iA_\perp\right)/\sqrt{2}$ 将光子块对角化。它们的对角元为 $\Delta_{a\gamma}/2 \mp \dot{\theta}$，并且每个组合都以强度 $g_{a\gamma}B_T/\left(2\sqrt{2}\right)$ 与轴子耦合。因此，相对相位失配为$\Delta_{a\gamma,\pm} = \Delta_{a\gamma} \mp \theta$，如式（2.7）所示。当

$$|\dot{\theta}| = |\Delta_{a\gamma}| \simeq \frac{|m_a^2 - m_\gamma^2|}{2\omega}. \tag{2.13}$$

转换概率可直接将式（2.9）代入式（2.4）得到：

$$P_{a\to\gamma}(L) \simeq \frac{(g_{a\gamma}B_T L)^2}{8}\sum_{\pm}\mathrm{sinc}^2\left(\frac{\Delta_{a\gamma,\pm}L}{2}\right). \tag{2.14}$$

该表达式的一个充分条件是 $|g_{a\gamma}B_T L| \ll 1$。当 $\theta = 0$时，它简化为式（2.5）。在分辨出的共振处，$|\theta| = |\Delta_{a\gamma}|$ 和 $|\Delta_{a\gamma}|L \gg 1$，共振项给出 $P_{a\to\gamma} \simeq (g_{a\gamma}B_T L)^2/8$。因此，恢复了 L^2 的累积效应，其概率是理想相位匹配固定场的一半，因为只有一个圆偏振通道处于共振。有限路径可容忍失谐$|\Delta_{a\gamma,\pm}|L \lesssim 1$；增大 L 会提高峰值并使共振峰变窄。

最初的 AMR 提案将这一机制用于穿墙实验，其中包括为 ALPS II 提出的螺旋磁场配置 [13]。对于单色束流，改变螺旋节距即可扫描共振轴子质量。离散实现采用一组偶极磁铁，相邻磁铁的磁场方向绕束轴按固定角度递增。扫描这一角度，也能显著提升使用 HERA 偶极磁铁的 ALPS II 的预期灵敏度 [13]。后续的轴子望远镜

则利用连续太阳轴子谱 [14]: 固定螺旋节距可选定共振能量 $\omega \simeq |m_a^2 - m_\gamma^2|/(2|\dot{\theta}|)$，从而能够在不同能量下探测不同质量。该研究考察了为 CAST 和 IAXO 提出的螺旋磁场版本所能达到的灵敏度。

还有其他研究通过利用非平凡的磁场分布来研究类似轴子磁共振的现象。举几个例子，Van Bibber 等人 [26] 提出了交替极性的磁体阵列（波荡器），以补偿轴子–光子相位失配并拓展可探测的质量范围。尽管其增强效果较弱，但在实验上可能更容易实现。Wang 和 Lai [27]推导了适用于磁场方向连续变化情形的旋转基底传播方程。其弱转换振幅包含与方程（2.13）相同的相位匹配条件。不过，他们的解析讨论聚焦于旋转率远大于轴子–光子波数失配的情况，因此，与共振增强相比，转换受到有效抑制。空间谐变的 [28] 以及随时间变化的 [29] 磁场也被提出用于增强腔体中的类轴子粒子诱导的光学双折射。调制分别提供动量或能量，从而增大光子偏振之间的相位差。虽然他们关注的是光学相移，但我们计算的是转换概率。

2.3 暗物质背景诱导共振

沿光子轨迹变化的轴子背景会通过双折射使线偏振发生旋转 [17, 19]。这种偏振旋转已被用于探测轴子背景，例如轴子暗物质、轴子弦以及黑洞周围的轴子云，例如 [17, 18, 30–37]。

在外部磁场和暗物质背景同时存在时，它会使光子的偏振矢量相对于外部磁场发生旋转。尽管文献中已有相关研究 [19, 20], ，但文献中尚未充分认识到轴子-磁共振 [13, 14] 与轴子背景驱动的共振极为相似，也未充分探讨将其实际应用于现实观测情景，以提高我们探测轴子的灵敏度。

在这项工作中，我们通过一个具体示例展示了这种共振如何在星系中显现，例如在星暴星系 M82 中，从而帮助我们更好地探测此前尚无法触及的参数空间。

为了给出一个具体例子，我们先进行数量级估算。现在引入一个较轻的暗物质组分 a_L，其质量为 m_L，光子耦合为 $g_{L\gamma}$。这将构成我们的振荡暗物质背景。光子在其中传播时会产生双折射。还有第二种轴子组分 a_H，它在磁场背景中以耦合强度 $g_{H\gamma}$与光子混合。我们将研究 $m_L \ll m_H$的情形。考虑一个恒定场$\widetilde{\mathbf{B}}_T = B_T(0,\ 1,\ 0)$。相互作用 $-g_{L\gamma} a_L F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}/4$会产生偏振旋转

$$\dot{\theta} = \frac{g_{L\gamma}}{2}\frac{da_L}{dz}, \qquad \theta(z) = \frac{g_{L\gamma}}{2} a_L(z), \tag{2.15}$$

除去一个无关紧要的常数角度。此处，$a_L(z)$表示沿相对论射线 $t = t_0 + z$采样的背景，因此 $da_L/dz = (\partial_t + \partial_z)a_L$ 包含其时间变化。利用这一

旋转率，传播方程变为

$$i\frac{d}{dz}\begin{pmatrix}A_x\\A_y\\a_H\end{pmatrix}=\begin{pmatrix}\Delta_{a_H\gamma}/2 & -i\dot{\theta} & 0\\ i\dot{\theta} & \Delta_{a_H\gamma}/2 & g_{H\gamma}B_T/2\\ 0 & g_{H\gamma}B_T/2 & -\Delta_{a_H\gamma}/2\end{pmatrix}\begin{pmatrix}A_x\\A_y\\a_H\end{pmatrix}. \tag{2.16}$$

不难看出，它与方程（2.12）具有相同的数学形式，只是此时有效磁场的螺旋变化率由轻轴子背景决定。我们强调，这种有效自转源于随时间变化的轴子暗物质背景，因为我们的初始设定只有静态均匀的磁场分布。我们将把磁场的实际形态留待后续讨论，以便更清楚地分离暗物质诱导效应。

共振的品质。现在我们聚焦于一个密度为 $\rho_{\rm DM}$ 的轻轴子暗物质背景相干区域。在领先阶忽略暗物质速度（我们将在后续章节中加以修正），沿射线的背景为

$$a_L(z)=\frac{\sqrt{2\rho_{\rm DM}}}{m_L}\cos(m_Lz+\phi), \tag{2.17}$$

其中，ϕ 是初始相位。对于常数 $\Delta_{a_H\gamma}$ 和 B_T，光子振幅在 $g_{H\gamma}$ 的领先阶包含相位 $e^{i\Delta_{a_H\gamma}z\pm i\theta}$ (z)，其中 $\Delta_{a_H\gamma}z$ 来自 a_H-γ 拉比循环，而 θ（z）部分来自 a_L 诱导的双折射。后者的雅可比–安格尔展开为

$$e^{\pm i\theta(z)}=\sum_{n=-\infty}^{\infty}(\pm i)^nJ_n\left(\frac{g_{L\gamma}\sqrt{2\rho_{\rm DM}}}{2m_L}\right)e^{-in(m_Lz+\phi)} \tag{2.18}$$

呈现出间隔为 m_L 的谐波，其中 J_n 是第一类贝塞尔函数。沿路径对每个谐波进行积分会得到有限长度的 sinc因子。对均匀分布的初始相位 ϕ进行平均会消除不同谐波之间的干涉，[1] 得到

$$\langle P_{a_H\to\gamma}(L)\rangle_\phi\simeq\left(\frac{g_{H\gamma}B_TL}{2}\right)^2\sum_{n=-\infty}^{\infty}J_n^2\left(\frac{g_{L\gamma}\sqrt{2\rho_{\rm DM}}}{2m_L}\right)\mathrm{sinc}^2\left[\frac{(\Delta_{a_H\gamma}-nm_L)L}{2}\right]. \tag{2.19}$$

这是关于 $g_{H\gamma}$ 的领先阶近似，但保留了完整的自转角。共振发生在$\Delta_{a_H\gamma}\simeq nm_L$处，其中 $|\Delta_{a_H\gamma}-nm_L|L\lesssim 1$ 决定频带位置。共振高度由旋转振幅决定，而旋转振幅又由 $g_{L\gamma}\sqrt{\rho_{\rm DM}}/m_L$确定。对于 $\Delta_{a_H\gamma}>0$，第一频带的中心位于 $\Delta_{a_H\gamma}=m_L$。在 $m_LL\gg 1$ 的情况下，不同谐波之间彼此充分分离。第一共振带的峰值概率为

$$P^{\rm res}_{a_H\to\gamma}\simeq\left(\frac{g_{H\gamma}B_TL}{2}\right)^2J_1^2\left(\frac{g_{L\gamma}\sqrt{2\rho_{\rm DM}}}{2m_L}\right)\simeq\frac{g_{H\gamma}^2B_T^2L^2g_{L\gamma}^2\rho_{\rm DM}}{32m_L^2}, \tag{2.20}$$

其中最后一步使用了 $J_1(x)\simeq x/2$，适用于偏振旋转振幅较小的情况，$x\equiv g_{L\gamma}\sqrt{2\rho_{\rm DM}}/(2m_L)\ll 1$。作为比较，普通转换遵循方程（2.5）进行振荡。对这些快速转换振荡取平均后，$\sin^2(\Delta_{a_H\gamma}L/2)$

[1]我们注意到，对于固定的 ϕ，必须先将谐波振幅相加，再进行平方。换言之，在一个相干暗物质域中，多个频带之间可能发生干涉。

用 $1/2$ 替代，得到上包络的一半。在第一共振处，$\Delta_{a_H\gamma} = m_L$，相对于这一周期平均基线的增强为

$$\frac{P^{\rm res}_{a_H\to\gamma}}{P^{\rm no\ res}_{a_H\to\gamma}} \simeq \frac{g^2_{L\gamma}\rho_{\rm DM}L^2}{16}, \tag{2.21}$$

其中 $P_{\text{非共振概率}\,a_H\to\gamma} \simeq \frac{1}{2}(g_{H\gamma}B_T/\Delta_{a_H\gamma})^2$ 表示周期平均非共振概率。这一增益来自在 L 内恢复相干累积，而非采用通常的快速振荡时间尺度 $\Delta^{-1}_{a_H\gamma}$。

对于 M82 的局部示例，我们采用表1中给出的以下基准情形数值，这些数值基于第3.2节的模型。

数量	基准情形值
横向磁场，B_T	$\mathcal{O}(10)$ μG
轻轴子密度，$\rho_{\rm DM}$	5 吉电子伏 厘米$^{-3}$
暗物质速度弥散	~ 100 千米 秒$^{-1}$
轻轴子质量，m_L	10^{-22} 电子伏
轻轴子光子耦合，$g_{L\gamma}$	6×10^{-13}吉电子伏$^{-1}$
重轴子质量，m_H	3×10^{-9}电子伏
重轴子光子耦合，$g_{H\gamma}$	10^{-12} 吉电子伏$^{-1}$

表1。局域暗物质诱导的轴子磁共振估计的示例输入。完整的M82计算包括空间变化的磁场、暗物质密度、电子密度和速度弥散。20%的轻轴子占比是一个由莱曼-α [38, 39]和旋转曲线 [40]研究所启发的基准情形。

第一共振位于约 $\omega = m_H^2/2m_L \simeq 50$ 千电子伏特处。对于 $B_T = 10\,\mu$G 以及 $L = 100$pc的相干路径，共振概率约为 4×10^{-10}，相比之下，经过周期平均的非共振概率为 2×10^{-12}。因此，增强约为 200。当然，这仅用于展示增强的强度。计算完整的M82信号还需要对磁场域和暗物质域进行平均，并对能谱进行积分。M82模型和信号计算将在第 3 节中介绍，其中将对环境进行更复杂的建模。

图 1 和 2 展示了这一基准情形，其中参数为 $B_T = 10\,\mu$G、$L = 100\,$pc和 $m_H \simeq 3.1623\times10^{-9}$ 电子伏，选择这些参数是为了使第一共振出现在 50千电子伏特处。非共振曲线仍保留快速的转换振荡；而式（2.21）则采用其周期平均值。在后续章节的完整计算中，我们将加入等离子体色散和暗物质速度。

与螺旋磁场轴子-磁共振的比较。 最后，在结束本节之前，我们来谈谈两种类型的轴子-磁共振：一种由螺旋磁场分布诱导，另一种则由振荡的轴子暗物质背景引起。

这两种机制都取决于光子偏振矢量相对于横向磁场的自转。在螺旋磁体诱导的轴子-磁共振中（第 2.2节），磁场方向发生自转；而在这里，轻轴子背景使

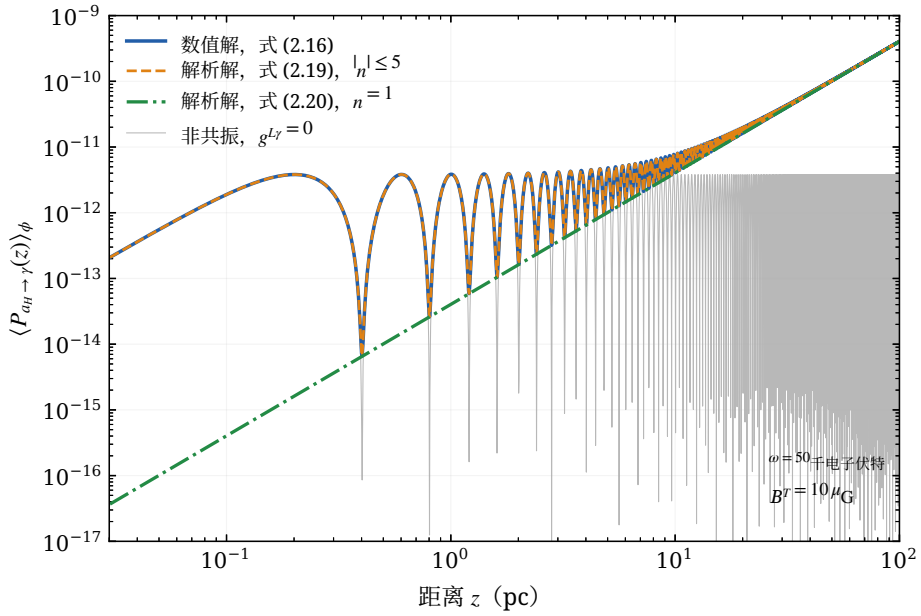


图1。在 $\omega = 50$千电子伏特处的共振增强。数值解取沿路径固定的 16 个均匀分布初始相位的平均值，并与方程 (2.19) 在 $|n| \le 5$下的结果，以及方程 (2.20) 中使用 $J_1(x) \simeq x/2$所得的共振近似进行比较。细灰线表示 $g_{L\gamma} = 0$时的非共振转换。

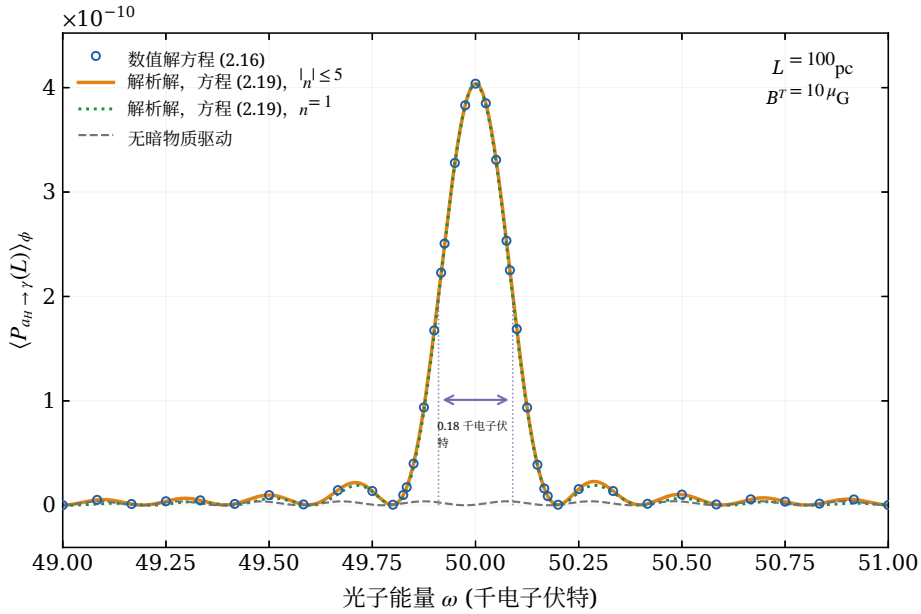


图2。当 $L = 100$pc时第一共振的能量分布。该 $n = 1$ 曲线使用方程 (2.19)，并取 $J_1(x) \simeq x/2$。总计相位平均峰值的半高全宽为 0。18千电子伏特；同时给出无驱动结果以供比较。

光子偏振。产生圆双折射的介质原则上可以提供相同的相对旋转和相位匹配。

应用将式（2.11）变换为式（2.16）的逆变换后，这种等价关系可以更加明确。该变换消除了背景诱导的光子混合，并得到式（2.10），其中有效磁场为 $B_T(\sin\theta, \cos\theta, 0)$。在这个共旋基中，背景诱导的旋转转移到了磁场方向上。原则上，这种表示适用于沿着射线的任意背景剖面 $a_L(z)$。具体而言，背景磁场的振荡确定了有效磁场分布，并产生了上文推导的谐振。

3 应用于M82

3.1 传播：共振X射线信号

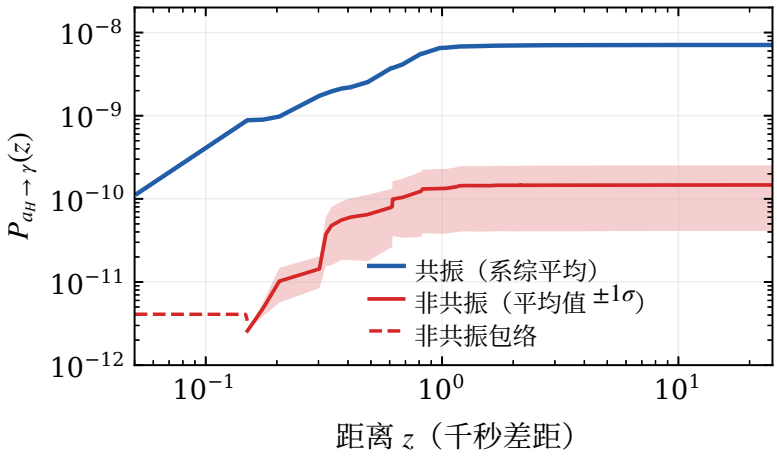


图3。在 $\omega = 50$千电子伏特处，轴子–光子转换穿过M82。蓝色表示在各区域实现上取平均的共振转换概率。实线红色及阴影表示非共振磁场方向平均值和 $\pm 1\sigma$ 实现分布宽度；虚线红色描绘了第一个磁场域中的振荡上包络线。本节将主要解释蓝色曲线的计算方法，并重点量化蓝色曲线的不确定性预算。

图3 显示了 $\omega = 50$千电子伏特处穿过M82的转换概率，并比较了共振转换与非共振转换。为获得共振曲线，我们将第2.3 节中的相干区域估计推广到M82环境。该估计假设在转换长度内，磁场方向和暗物质振荡相位保持不变。在M82这类星系中，多种效应会影响共振峰高度，并可能将转换强度转移到不同能量处。我们重点关注以下五种效应：

- 磁场域。 磁场横向方向的变化限制了射线不同部分之间的相长叠加。场强也会改变局部转换强度。

- 暗物质域。 轴子背景的有限相干性限制了诱导偏振旋转的相位关联，并在共转基中引入了额外的区域尺度。

- 暗物质密度形态。 </style}星系密度剖面以及在德布罗意波长尺度处达到峰值的密度涨落会改变旋转振幅，进而改变共振强度。

- 电子密度。 等离子体色散会造成光子–轴子动量失配，并可能使共振能量发生偏移。

- 速度展宽。 暗物质速度弥散会使沿射线传播的驱动频率发生多普勒展宽，因此，在 m_L 和 m_H固定时，共振能量也会发生展宽。

接下来，我们将逐一量化这些效应。在附录中，我们还将对这些假设进行一些压力测试，以展示它们对最终结果的影响程度。

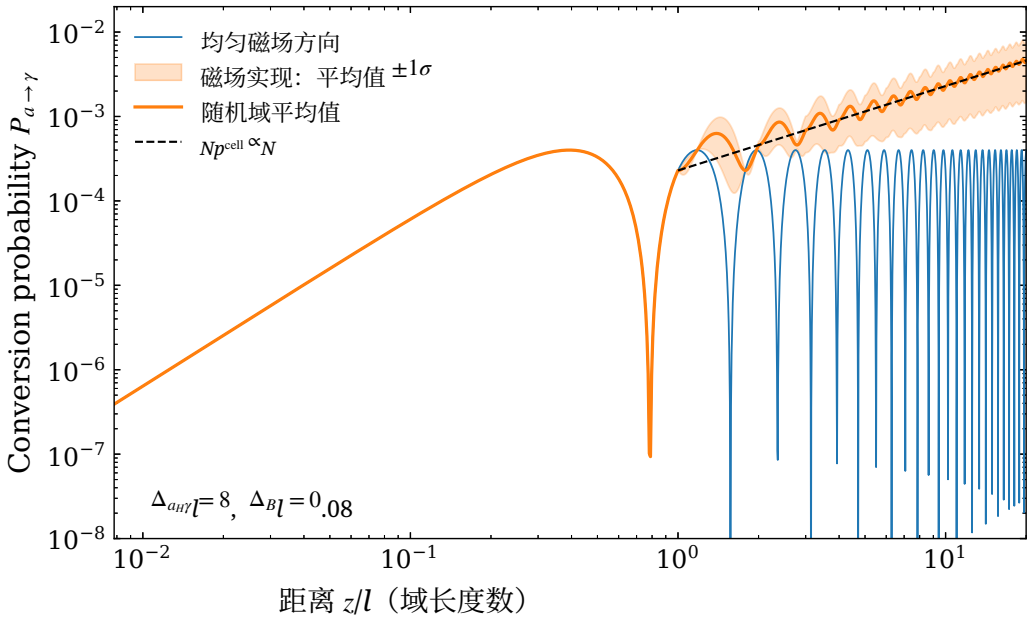


图 4。磁场域增强转换概率的示意图。这里， $\Delta_B = g_{H\gamma} B_\perp/2$ 和 ℓ 是域长度。阴影带表示在 8192 次实现中，均值上下一个标准差的范围。虚线表示 $NP_{\rm cell} \propto N$，其中 $P_{\rm cell}$是单域概率， N 是磁场域数量。这些示例参数仅体现磁场方向的变化，不包含暗物质背景或 M82 剖面。这是一种完全由各磁场域内磁场的随机取向导致的非共振增强 。

磁场域。 在 M82 中，预计磁场不会在整个星系范围内保持单一且连贯的方向。由超新星和星暴外流驱动的湍流气体运动会拉伸并缠绕磁力线 [41]。有序分量可以与这种湍流共存，这一点可由对 M82 [42]的推断得出。我们近似处理有限的

磁场相干性，采用一种随机胞元模型，该模型已应用于星际介质（IGM） [43, 44]，星系团 [45]，以及星系 [46, 47]。在该模型中，假设每个磁场域内的磁场方向保持相干，而不同磁场域之间互不相关。

为校准随机单元模型，我们使用从 IllustrisTNG TNG50 模拟中的一个 M82 类比星系获得的示例磁场强度剖面 [21, 48, 49]，作为磁畴尺寸的估计值。我们将强度平台识别为磁场域。沿着 25-千秒差距射线，这给出了 $\mathcal{O}(50)$ 个磁场域，而强度 $|B(z)|$ 遵循插值剖面。

只有垂直于传播方向的场分量才会对轴子–光子混合产生贡献。我们采用其均方根横向振幅来近似各向同性取向场的投影，即 $B_\perp(z) = \sqrt{2/3}\,B(z)$，并为每个磁场域赋予一个独立角度 $\psi_i \sim \mathcal{U}(0, 2\pi)$，该角度位于横向平面内，因此

$$\boldsymbol{B}_\perp(z) = \sqrt{\frac{2}{3}}\,B(z)\big(\cos\psi_i, \sin\psi_i\big), \qquad z \in \text{domain } i. \tag{3.1}$$

我们强调磁场域在两种区域中的相反效应，这取决于每个磁场域内的转换处于线性区域还是非线性区域。这里，这些术语指的是振幅对传播距离的依赖：线性累积或振荡行为。考虑 N 个长度为 $\ell = L/N$、具有常数 $B_\perp$ 和失配量 $\Delta_{a_H\gamma}$ 的相同磁场域。在 $g_{H\gamma}$ 的最低阶近似下，由于方向彼此独立，各磁场域的概率相加，从而得到极限标度关系

$$\langle P_{a_H\to\gamma}(L)\rangle \sim \Delta_B^2 \begin{cases} \dfrac{L^2}{N}, & |\Delta_{a_H\gamma}|\ell \ll 1 \quad \text{(small domain size)}, \\[2ex] \dfrac{N}{\Delta_{a_H\gamma}^2}, & |\Delta_{a_H\gamma}|\ell \gg 1 \quad \text{(large domain size)}. \end{cases} \tag{3.2}$$

第二行表示振荡平均标度；两个极限都假设总转换概率较小。在区域尺寸已经较小的极限下，将一条相干路径分割成 N 个区域，会使其 L^2 概率降低 N。在大区域极限下，每个区域的贡献已达到 $(\Delta_B/\Delta_{a_H\gamma})^2$，的量级并趋于平稳，因此总量随 N 增长。因此，大区域情形可以在足够长的路径上增强转换，如图 4 [50, 51] 所示。

暗物质相干长度。暗物质辅助转换取决于磁场和轴子背景的相干性。背景会使光子偏振旋转一个由方程式（2.15）确定的角度。在 $g_{L\gamma}$ 的最低阶近似下，并忽略等离子体效应，双折射角具有拓扑性质，也就是说，它只取决于轴子场的初始值和最终值。在共转光子基底中，这表现为有效磁场取向角的演化。因此，即使在单个磁场域内，暗物质相位关联的丧失也会引入一个额外的相干尺度：背景值发生 $\mathcal{O}(1)$ 变化 a_L 会导致共转参考系中磁场有效方向发生 $\mathcal{O}(g_{L\gamma}a_L)$ 变化。

我们通过将射线划分为相位彼此独立的暗物质域，来近似这种有限相干性。一维速度弥散 σ_{1d} 会导致动量展宽 $m_L\sigma_{1d}$，

因此我们采用缩短后的德布罗意相干长度。利用各向同性 Jeans 模型给出的局部弥散，我们设定

$$\ell_{\rm DM}(z) = \frac{1}{m_L \sigma_{1d}(z)}, \qquad \int_{z_i}^{z_{i+1}} \frac{dz}{\ell_{\rm DM}(z)} = 1, \tag{3.3}$$

其中 z_i 是区域边界，速度的单位为 c。M82 的质量模型以及 $\sigma_{1d}(r)$ 的计算见附录 A。图 5 展示了基准轻轴子质量对应的局部暗物质相干长度。

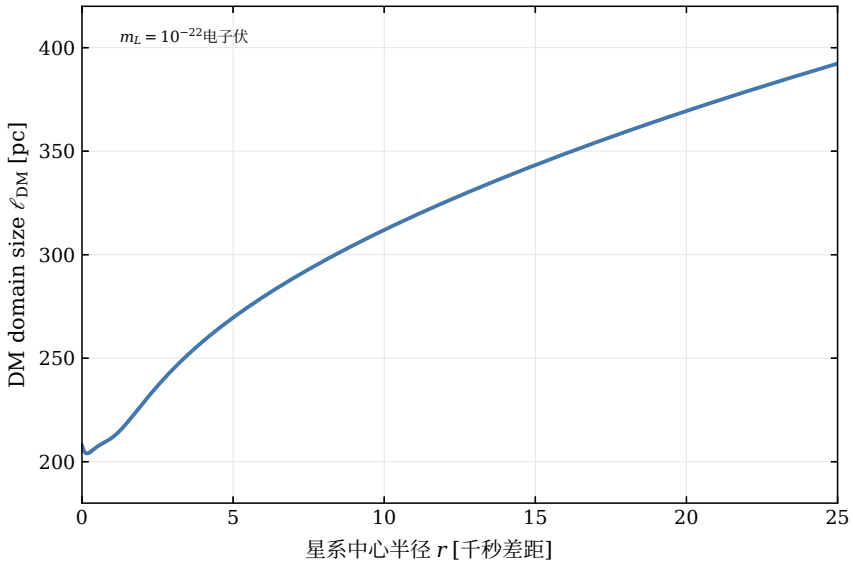


图 5。M82 中的局部暗物质相干长度，其中 $m_L = 10^{-22}$电子伏，采用所选取的金斯弥散和约化德布罗意约定 $\ell_{\rm DM} = 1/(m_L\sigma_{1d})$。长度按 m_L^{-1} 缩放；区域边界遵循方程（3.3）中的积分条件。

在暗物质域 i内，我们取一个相位 $\phi_i \sim \mathcal{U}(0, 2\pi)$，在不同区域之间以及与磁域角度之间相互独立。将方程（2.17）代入方程（2.15）得到

$$\theta_i(z) = \frac{g_{L\gamma}}{2} a_{L,i}(z) = \frac{g_{L\gamma}\sqrt{2\rho_{\rm DM}(z)}}{2m_L} \cos(m_L z + \phi_i), \qquad z_i \le z < z_{i+1}. \tag{3.4}$$

我们省略一个用于确定光子基底的共同常数角度。如果 $\psi_j(z)$是包含 z 的磁场域中的物理场角度，则共转基中的有效方向为

$$\psi_{\rm eff}(z) = \psi_j(z) - \theta_i(z). \tag{3.5}$$

请注意，在位置 z处，上述表达式表示它属于磁场的第 j个区域以及暗物质场的第 i个区域。在每个边界处，我们保持共转光子振幅连续，并使用公式（3.5）更新有效磁场方向。沿每个实现累加转换振幅，然后对随机相位和磁场方向取平均，以计算概率。

附录 A.3 考察连续高斯波场中干涉振幅特征尺度的分布。此处的转换计算保留了公式（3.3）所定义的区域。

暗物质密度形态。 我们采用一个球对称、平滑的核心-NFW 晕 [52]，其参数取自 Wang 等人对 M82 的研究 [53]。其总暗物质密度 $\rho_{\rm halo}(r)$在中心处有限，并在核心外趋近于 NFW：

$$\rho_{\rm halo}(r) = \rho_s \left[\frac{\tanh(r/r_c)}{x(1+x)^2} + \frac{r_s}{r_c}\frac{f(x)}{x^2}\,\mathrm{sech}^2(r/r_c) \right], \qquad x = \frac{r}{r_s}, \tag{3.6}$$

其中 $f(x) = \ln(1+x) - x/(1+x)$。核心半径和尺度半径分别为 $r_c = 0.5$ 千秒差距和 $r_s = 3.416$ 千秒差距。归一化 ρ_s 对应的晕质量为 $6.0 \times 10^{10} M_\odot$，范围在53 千秒差距（附录 A.1）。

轻轴子遵循相同的密度剖面，仅占暗物质的一小部分，$\rho_{\rm DM} = 0.2\rho_{\rm halo}$，考虑到 $\mathcal{O}$（10%）旋转曲线的限制 [40] 和莱曼-α限制 [38, 39]。其密度剖面的中心密度约为5吉电子伏 cm^{-3}。图6展示了这两种密度剖面。

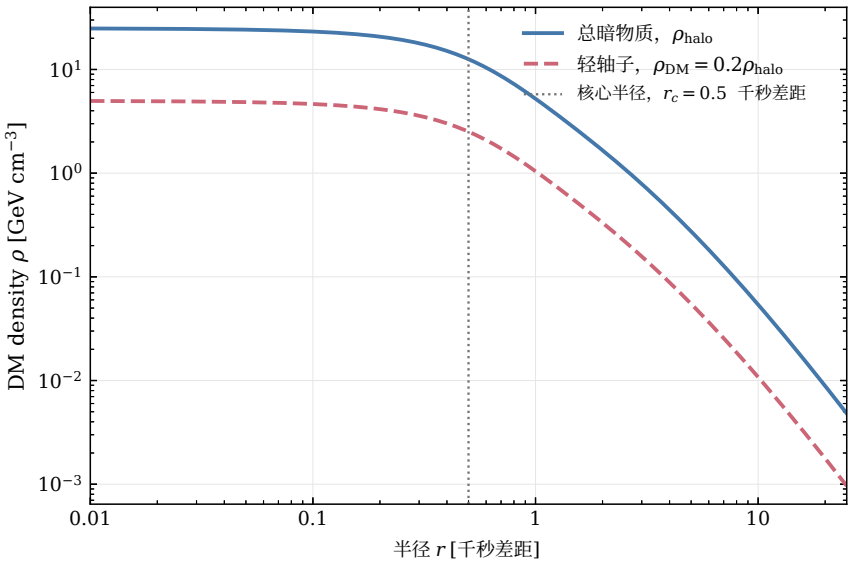


图6。 根据方程（3.6），采用平滑核心-NFW设定 [52]以及 Wang 等人的晕参数，得到 M82 的暗物质密度 [53]。实线表示总暗物质密度；虚线表示轻轴子成分，$\rho_{\rm DM} = 0.2\rho_{\rm halo}$。垂直点线标示核心半径 $r_c = 0.5$千秒差距。中心密度有限，约为25 和5 吉电子伏 cm^{-3}，分别对应两者。径向范围延伸至25 千秒差距的传播边界。

所采用的磁场在内部几千秒差距范围内最强 [21]，因此，该区域通常主导转换，并使共振信号对内部暗物质密度特别敏感。在小旋转状态下，公式（2.20）给出 $P_{\rm peak} \propto B_\perp^2 \rho_{\rm DM} L^2$ 在质量、耦合和区域长度固定时。因此，较高的密度会增强暗物质诱导的偏振旋转，并抬高第一共振峰。

平滑剖面描述平均密度。轻轴子波的干涉会产生 $\mathcal{O}$（1）暗物质相干尺度上的密度涨落 [9]。这些涨落会改变局部旋转振幅，即 $\sqrt{\rho_{\rm DM}}$，从而改变单条射线上的峰值高度和干涉图样。对于较小的旋转角，相位平均的一次谐波概率与密度成正比。因此，具有相同平均密度的独立区域涨落在首阶上会保留系综平均的一次共振，同时增加不同实现之间的散布。在较大的旋转振幅下，公式（2.19）中的非线性贝塞尔权重也会改变平均信号，并在各次谐波之间重新分配功率。我们的拟合采用平滑密度剖面。为检验 $\mathcal{O}$（1）密度涨落，我们将每个暗物质域中的密度乘以一个从 $\mathcal{U}$（0，2）中独立抽取的因子。对于50 千电子伏特基准情形，这些涨落在最终转换概率中产生约 1σ 23%的散布，位置为 $z = 25$千秒差距，此结果是在对磁场取向、暗物质相位和速度取平均后得到的（图7）。

自由电子密度。即使在电中性等离子体中，自由电子也会改变光子传播。相关数量是其数密度 n_e，而不是净电荷不平衡。我们采用用于模拟磁场 [21] 的同一 M82 类比星系的自由电子密度剖面。在自然单位制下，光子等离子体质量为

$$\omega_{\rm pl}(z) = \sqrt{\frac{4\pi\alpha_{\rm EM} n_e(z)}{m_e}} \simeq 3.71\times10^{-11}\sqrt{\frac{n_e(z)}{\rm cm^{-3}}}\,{\rm eV}, \tag{3.7}$$

其中，$\alpha_{\rm EM}$ 是精细结构常数，m_e 是电子质量。所采用的剖面达到 $n_e \simeq 2.1{\rm cm}^{-3}$，对应 $\omega_{\rm pl} \lesssim 5.4\times10^{-11}$ 电子伏。

将该质量代入式2.3并施加一次谐波条件 $\Delta_{a_H\gamma} = m_L$，得到局部共振能量

$$\omega_{\rm res}(z) = \frac{m_H^2 - \omega_{\rm pl}^2(z)}{2m_L}. \tag{3.8}$$

对于表 1中的基准情形，相对于真空值的分数偏移至多为$\omega_{\rm pl}^2/m_H^2 \lesssim 2.8\times10^{-4}$，即 0。015 千电子伏特 （对应 51。2 千电子伏特）。这远低于 NuSTAR 的能量分辨率。在该能量下，任何磁场域与暗物质域重叠区域内的附加相位 $\int dz\,\omega_{\rm pl}^2/(2\omega)$ 小于 0。18，因此等离子体非均匀性不会显著破坏共振增强。与 $n_e = 0$ 直接进行数值比较后发现，系综平均的一次谐波峰值变化不到 0。1%。因此，对于这一基准共振，等离子体失谐可以忽略。不过，我们的数值传播仍保留 $n_e(z)$，因为在较小的 m_H 下，其影响可能变得显著。

共振的速度展宽。 相关的暗物质频率是其相位沿轴子–光子射线变化的速率。对于相位为 $\omega_L t - \mathbf{k}_L\cdot\mathbf{x} + \phi$、能量为 $\omega_L = \sqrt{m_L^2 + |\mathbf{k}_L|^2}$ 的模式，沿着射线 $t = t_0 + z$，$\mathbf{x} = \mathbf{x}_0 + z\,\hat{\mathbf{z}}$ 给出

$$\begin{aligned} a_L(z) &\propto \cos[(\omega_L - k_{L,z})z + \phi_0]\,, \\ \omega_L - k_{L,z} &\simeq m_L\left(1 - v_z + \frac{v^2}{2}\right). \end{aligned} \tag{3.9}$$

这里$\mathbf{v} = \mathbf{k}_L/\omega_L$ 的单位为 c，而 ϕ_0 是恒定相位。空间多普勒项–$m_L v_z$ 给出了主要的频率展宽；动能修正出现在 v^2 阶。

因此，对于能量为 ω 的传播轴子/光子，基频共振满足

$$\begin{aligned} \omega_L - k_{L,z} &= \Delta_{a_H\gamma} = \frac{m_H^2 - \omega_{\rm pl}^2(z)}{2\omega} \simeq \frac{m_H^2}{2\omega}, \\ \omega_{\rm res}(\mathbf{v}, z) &= \omega_{\rm res}(z)\left[1 + v_z + \mathcal{O}(v^2)\right], \end{aligned} \tag{3.10}$$

其中 $\omega_{\rm res}(z)$ 是式（3.8）中静止暗物质的共振能量；第一行最后一个表达式忽略了等离子体色散。

我们在每个暗物质域中抽取一个各向同性高斯速度，其局部分量弥散为 $\sigma_{1d}(z)$，并计入式（3.9）中的频移，以量化其对转换的影响。对于 50 千电子伏特 基准情形，这些速度抽样使转换概率在 1σ 处的展宽约为 1.8%；该结果是在对磁场取向、暗物质相位和密度涨落取平均后得到的（图 $z = 25$千秒差距；图 7）。在此比较中，区域边界保持固定。

不确定性预算。 图 7 比较了采用第 $\omega = 50$千电子伏特下的参数后，转换概率的变化；质量和耦合取自第 2.3 节。我们抽取磁方位角、暗物质相位、密度因子 $\delta_{{\rm DM},\,i} \sim \mathcal{U}(0,\ 2)$，以及高斯暗物质速度。平均密度 $\bar{\rho}_{\rm DM}(z) = 0.2\rho_{\rm halo}(z)$、磁场强度 $B(z)$、电子密度 $n_e(z)$、金斯弥散 $\sigma_{1d}(z)$和所有区域边界均保持固定。对于每次实现，我们先将转换振幅相干相加，再取平方。

下面四个面板分别通过改变其中一个输入，并对另外三个输入取平均，来单独考察各个变化来源。在 $z = 25$千秒差距处，分数 1σ 离散度分别为：磁场取向 22%、暗物质相位 3.8%、密度涨落 23%，以及速度 1.8%；所有数值均归一化到相同的系综平均值。对磁场取向取平均会抑制对相位敏感的干涉，从而解释了条件暗物质相位离散度较小的原因。当四个输入同时变化时，总离散度为 73%，如顶部面板所示。相干干涉会耦合它们的影响，因此各个条件离散度不会以平方和的平方根形式相加。

3.2 源：来自恒星的轴子流量

M82 是一个星暴星系，距离约为 3.6 Mpc，其中拥有大量年轻的大质量恒星。这些恒星炽热的内部中的热光子可以像 $\gamma + e^- \to a_H + e^-$ 中所述，通过与电子和离子的电场发生 Primakoff散射而转化为轴子。在此处考虑的弱耦合下，轴子可以自由逸出，而光子仍被束缚。因此，轴子谱能够探测恒星内部；那里比光球层热得多。结果是，红超巨星尽管表面温度较低，仍可能成为能量达数十千电子伏特的明亮轴子源 [21]。

单颗恒星的能谱可以根据其在特定年龄时的内部模型计算得到。利用一维恒星演化代码，例如 MESA（恒星天体物理实验模块），可以求解核燃烧和能量输运过程中的恒星结构与成分耦合方程 [54, 55]。对于每个初始质量和成分，模型会预测恒星一生中温度、密度和元素丰度的径向分布。这些分布决定了热光子分布以及带电散射靶的密度；等离子体频率和电

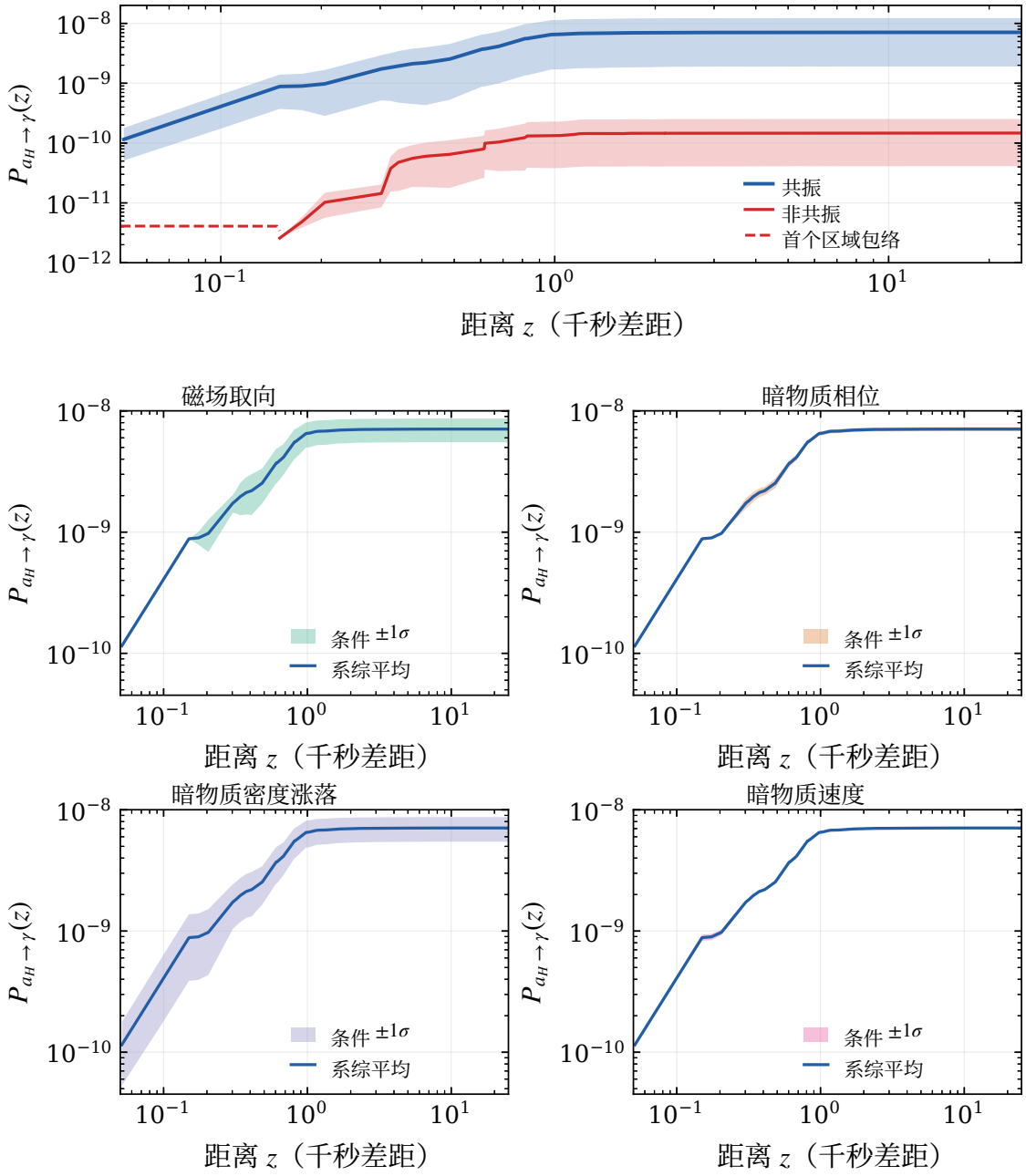


图7。M82 中 $\omega = 50$千电子伏特、 $m_L = 10^{-22}$ 电子伏 和 $m_H \simeq 3.162 \times 10^{-9}$电子伏处的转换不确定性。上方面板显示联合共振平均值和 $\pm1\sigma$ 实现分布宽度（蓝色），以及非共振平均值（红色实线）和 $\pm1\sigma$ 随机磁场取向下的分布宽度（粉色阴影）。红色虚线表示第一个磁场域中快速非共振振荡的上包络，如图 3所示。下方四个面板显示共同的共振平均值，以及 $\pm1\sigma$ 条件平均值的分布宽度，对另外三个分量取平均。此平均会部分抑制干涉，并可使带宽变窄，相较于将其他输入固定不变的测试而言。暗物质域尺寸保持不变。每个下方面板的分布宽度均使用 256 个保留实现和 128 次联合干扰参数抽样，并以解析方式计算相位和磁方位角干扰参数平均。共同的共振平均值和上方面板中的共振分布宽度使用 8,192 个联合实现。

屏蔽尺度取决于相同的局部条件。对恒星体积内的 Primakoff 发射进行积分，即可得到该年龄下的轴子光度谱。

随后，对不同初始质量和年龄的恒星求和，即可得到星系的光度。它们的相对数量取决于初始质量函数和恒星形成历史；这些信息是根据红外光谱学和恒星族群建模推断出的，针对的是 M82 [56]。所采用的模型在高质量端具有类 Salpeter 质量分布，在约 $3\,M_\odot$以下变平，并包含两次星暴，其推定年龄分别为 $4.1^{+0.5}_{-0.7}$和 9.0 ± 0.2 百万年。在文献 [21], 的源计算中，恒星年龄仅取自这两个星暴成分，且恒星族群按 M82 估算的恒星总数进行归一化。我们采用的能谱不包含星暴之前形成的独立恒星族群。红超巨星和 O 型星主导了 30–70 千电子伏特 能段内的轴子发射 [21]。

由于恒星剖面是模型预测结果，对流混合和质量损失仍是大质量恒星演化中的不确定性来源 [55]。星族推断也使供应硬轴子发射的恒星的丰度和年龄存在不确定性。源计算检验了恒星总数约 20% 的不确定性、金属丰度$Z = 0.02 \pm 0.004$、爆发参数的变化，以及将初始质量上限从 100 提高到 $200\,M_\odot$ 的情况。这些变化对已发表的低质量耦合上限的影响小于磁场选取的影响（参见文献 [21] 的图 S20）。

我们采用 [21] 中计算的 M82 轴子光度谱总计值。将 $g_0 = 10^{-12}\text{GeV}^{-1}$ 处的这一能量光度记为 $dL_H^{(0)}/d\omega$，转换前地球处的轴子数通量为

$$\frac{d\Phi_H}{d\omega} = \frac{1}{4\pi d^2 \omega}\left(\frac{g_{H\gamma}}{g_0}\right)^2 \frac{dL_H^{(0)}}{d\omega}, \qquad d = 3.6\,\text{Mpc}. \tag{3.11}$$

因子 $1/\omega$ 将能量光度转换为数光度，而 $1/(4\pi d^2)$ 计入了几何稀释。二次耦合依赖性源自 Primakoff 产生率，同时忽略轴子冷却效应对恒星演化的影响以及千电子伏特能区的轴子质量修正。

最后，我们讨论源计算方面的不确定性。由于本文旨在展示共振增强，如果源的系统性偏移会影响约束曲线，那么它对有共振（本文）和无共振（例如 [21]）情形的影响应当是相似的。因此，这不会妨碍本文的主要结论，即暗物质诱导的共振转换得到了改善。

3.3 探测器：NuSTAR X射线观测

为了将光子通量模型与 NuSTAR [57]第 3.4 节构建的净计数进行比较，我们通过有效面积 $A_{\text{eff}}(\omega)$ 考虑探测器的收集效率，并通过 $R_i(\omega)$ 考虑其不完善的能量测量；其中，光子真实能量为 ω 的光子被登记在能区 i 中的概率为。预测的净计数为

$$\mu_i^{\text{th}} = T_{\text{tot}} \int d\omega\, A_{\text{eff}}(\omega) R_i(\omega) \frac{d\Phi_\gamma}{d\omega}. \tag{3.12}$$

这里， $d\Phi_\gamma/d\omega$ 表示扣除周围背景后，对源过量有贡献的模型光子总通量。对于 M82 拟合，它由转换后的轴子光子组成

数量	采用值
响应曝光时间	每个模块 2.072864 兆秒；总计 $T_{\rm tot} = 4.145728$ 兆秒
孔径中心（J2000）	赤经 $148.965°$，赤纬 $69.679°$
源区（ON）	半径为 $49.2''$ 的圆（名义上的 68% 点扩散函数包络）
背景区（OFF）	半径为 $81.18''$–$105.78''$ 的环形区域（介于名义上的 80% 和 90% 包围能量半径之间）
记录能量范围	$30 \le \omega_{\rm det} < 70$千电子伏特
原生 PI 通道	宽度为 0.04 千电子伏特；$\omega_{\rm low} = (1.6 + 0.04\,\mathrm{PI})$千电子伏特
重新分箱的能谱	以下结果使用八个 5 keV 能箱；1 千电子伏特和 0.4 千电子伏特能箱用于处理检查
标称能谱分辨率	半高全宽 10 千电子伏特处为 0.4 千电子伏特，68 千电子伏特处为 0.9 千电子伏特

表 2。NuSTAR 的筛选与能量分组。对于代表性响应，我们将参考文献 [21] 表 S1 中的观测时间总和分配给每个模块。总计包含两个模块。原生通道间距与物理能量分辨率并不相同 [59, 60]。

以及残余的天体物理连续谱，我们用幂律 [21]对其进行现象学描述：

$$\frac{d\Phi_\gamma}{d\omega} = \frac{d\Phi_{a\to\gamma}}{d\omega} + \frac{d\Phi_{\rm astro}}{d\omega}, \qquad \frac{d\Phi_{\rm astro}}{d\omega} = A\left(\frac{\omega}{50\,\mathrm{keV}}\right)^{-\Gamma}. \tag{3.13}$$

归一化参数 $A \ge 0$ 和指数参数 Γ 是干扰参数；两个光子分量均通过同一采用的响应进行处理。

我们使用 ObsID 30202022004 的单模块有效面积曲线，以及该任务的代表性近轴再分布矩阵 [58]。其4096 个真实能量区间覆盖范围为1.60–165.44 千电子伏特。我们对第 3.4节定义的测量能量分箱中的再分布概率求和，同时保留展宽、逃逸尾和概率损失。真实能量积分范围约为28.54 至88.67 千电子伏特，其中包括从分析能带之外再分布进入能带内的部分；其上限由采用的有效面积表决定。我们采用基准0.02 千电子伏特连续谱网格，并辅以响应节点及用于分辨窄共振的采样点，同时通过更精细的网格检验所报告的拟合结果。共同的有效面积和再分布近似代表了各次单独观测的响应。

3.4 数据：筛选与处理

为了与 [21], 中计算的非共振转换进行直接比较，我们采用与其相同的 NuSTAR 观测数据筛选方法。对于相同的 37 次档案观测，我们独立重复了提取和重新分箱过程，遵循其源和背景筛选方法，并使用 NuSTAR 的两个焦平面模块 FPMA 和 FPMB。此次检查所用的起始数据是公开的、经过校准和筛选的二级事件列表。每个事件记录了到达时间、重建的天空位置以及测量能量通道（脉冲不变量，PI）。我们保留档案中的良好时间区间，并使用 `nuproducts` 在 HEASoft 6.37.1/NuSTARDAS 2.1.6 中提取源和背景能谱。孔径根据其公布的区域几何形状重建，并列于表 2中。

我们将所有观测和两个模块中的源计数与背景计数分别相加。重新分箱会将完整的原生通道相加：每个 5 keV 能箱包含 125 个通道，每个 1千电子伏特能箱包含 25 个通道，以及

每个 0.4 千电子伏特能箱包含 10 个通道。设 S_i 和 B_i 分别为源圆和周围环形区域中能量 bin i 内测得的计数。给定源区与背景区几何面积比 $\alpha = 10/19$，实验净计数及其估计标准差为

$$\mu_i^{\rm exp} = S_i - \alpha B_i, \qquad \sigma_i = \sqrt{S_i + \alpha^2 B_i}. \tag{3.14}$$

不确定度通过将独立的泊松方差相加得到，其中未知均值以观测计数估计，并将 α 固定不变。分组时对计数和方差 σ_i^2 求和；保留净计数为负的能箱。

背景环用于估计仪器背景和弥散 X 射线计数。扣除后，集中于 M82 周围的辐射仍可能残留，其中包括来自其超亮X射线源的硬 X 射线 [61]。因此，我们用式（3.13）中的幂律来描述这部分残余辐射。

为验证我们的数据处理，我们独立进行的数据处理所得总净计数比文献 [21] 中 30–70 keV 范围内列出的能谱少 2.7%。单个 5 keV 能箱中的最大相对差异为列出净计数的 10.6%。为便于直接比较，在 5 keV 拟合中，我们使用 [21] 提供的列出数据；其他拟合则使用我们直接从 NuSTAR 发行版本处理并重新分箱的数据。

我们使用高斯计数似然，将测得的净计数与预测值进行比较

$$-2\ln\mathcal{L} = \sum_i \frac{\left(\mu_i^{\rm exp} - \mu_i^{\rm th}\right)^2}{\sigma_i^2} + \text{const}, \tag{3.15}$$

并固定观测方差，保留所有拟合分箱。

4 结果

4.1 限制

在图8中，我们展示了$g_{H\gamma}$ 在有和无暗物质背景情况下的95%上限。本节中，我们固定 $\omega_\star = m_H^2/(2m_L) = 45$ 千电子伏特，因此 m_L 由 m_H确定。我们使用中心 25 千秒差距视线，对第 3.4 节所述的能谱进行拟合。对于暗物质背景，我们固定 $g_{L\gamma} = 6.4 \times 10^{-13}$ 吉电子伏$^{-1}$，使其低于迄今最严格的限制，并令 $\rho_{\rm DM}(z) = 0.2\rho_{\rm halo}(z)$。这里，$\rho_{\rm DM}$ 为轻轴子密度，$\rho_{\rm halo}$ 为总暗物质密度，遵循第3节中的记号。

预测信号采用了对未知磁场方向和暗物质相位取平均后的转换概率。在每个磁场域内，磁场方向保持不变；我们将其在垂直于射线的平面内的角度从 0 到 2π 均匀取平均。我们还将在每个暗物质相干区域内轻场振荡的初始相位从 0 到 2π 均匀取平均。所有这些角度和相位彼此独立，磁场区域与暗物质区域具有各自独立的边界。在这一平均过程中，质量、耦合和空间分布均保持不变。暗物质密度遵循上文的平滑剖面，不包含随机密度涨落，因为正如我们所见，涨落的影响很小。根据 Jeans方程计算得到的暗物质速度弥散决定了相干区域的大小。我们不考虑单个速度及其多普勒频移，因为它们的影响很小。

拟合的轴子信号由恒星 a_H 轴子在 M82 的磁场中转换产生的 X射线光子组成。轻轴子暗物质背景会改变这一转换概率。对于每个试探的轴子参数点，转换光子通量等于公式（3.11）中的恒星轴子通量乘以平均转换概率：

$$\frac{d\Phi_{a\to\gamma}}{d\omega} = \langle P_{a_H\to\gamma}(\omega)\rangle \, \frac{d\Phi_H}{d\omega}.$$

在公式（3.12）中应用探测器响应，可得到每个测量区间内预测的轴子诱导的光子计数。将这些计数与幂律计数相加，构成用于与数据比较的模型。随着轴子参数变化，重复进行这一信号计算。星系剖面保持不变。随后我们进行以下拟合：

1. 仅拟合幂律，作为参考模型，改变其归一化 $A \geq 0$ 和斜率 Γ，以最小化公式 χ^2（3.15）中的量，同时固定测量误差。

2. 拟合幂律与预测的轴子诱导的光子计数之和。改变 m_H、$g_{H\gamma}$，设置 $m_L = m_H^2/$（$2\omega_\star$），其中 $\omega_\star = 45$ 千电子伏特，并在每次试算时重新拟合 A 和 Γ。在此次拟合中，背景参数是自由的；不会固定采用仅幂律拟合得到的背景参数值。本次搜索得到的最低 χ^2 给出了图 9所示的四参数拟合。

3. 求取上限时，固定质量并改变$g_{H\gamma}$，每次试探都重新拟合 A 和 Γ。在较大$g_{H\gamma}$的一侧，当 χ^2 较其在这些质量下的最小值上升 2.71 时，即为 95%上限。

我们扫描 $10^{-11} \leq m_H \leq 8\times10^{-9}$ 电子伏，同时固定 $\omega_\star = 45$千电子伏特，以求取上限并得到最佳拟合谱。对于对比曲线，我们在转换计算中省略暗物质背景，然后重复拟合。

拟合优度。图9比较了单独的幂律与幂律加轴子信号两种情形，其中 $\omega_\star = 45$ 千电子伏特固定。轴子拟合中，m_H、$g_{H\gamma}$、A、Γ均可变；m_L 由固定的共振能量确定。共振使约束曲线在 $m_H \gtrsim 10^{-10}$电子伏处达到更深的探测范围。

增强与抑制。小 m_H 处的抑制源于公式（2.19）中的完整谐波求和。考虑一个长度为 L 的区域，其中 B_T 和 $\rho_{\rm DM}$为常数，且 $|\Delta_{a_H\gamma}|L \ll 1$。普通转换已处于相位匹配状态，其概率为 $P_{\rm coh} = (g_{H\gamma}B_T L/2)^2$。将旋转振幅写作 $\beta = g_{L\gamma}\sqrt{2\rho_{\rm DM}}/(2m_L)$，可得

$$\frac{\langle P_{a_H\to\gamma}\rangle_\phi}{P_{\rm coh}} \simeq \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n^2(\beta)\,\mathrm{sinc}^2\left[\frac{(\Delta_{a_H\gamma} - nm_L)L}{2}\right] \leq 1. \tag{4.1}$$

该不等式由 $\sum_n J_n^2(\beta) = 1$ 和 $\mathrm{sinc}^2 x \leq 1$ 得出。暗物质背景会重新分配谐波权重，而 sinc 因子会抑制无法相长叠加的贡献。它无法使概率超过完全相位匹配极限。

当 $m_L \to 0$ 时，谐波失配 nm_L 在每个固定的 n 处都消失。然而，随着 β 增大，权重 $J_n^2(\beta)$ 会分散到各阶数 $|n| \sim \beta$ 上；其均方根阶数为

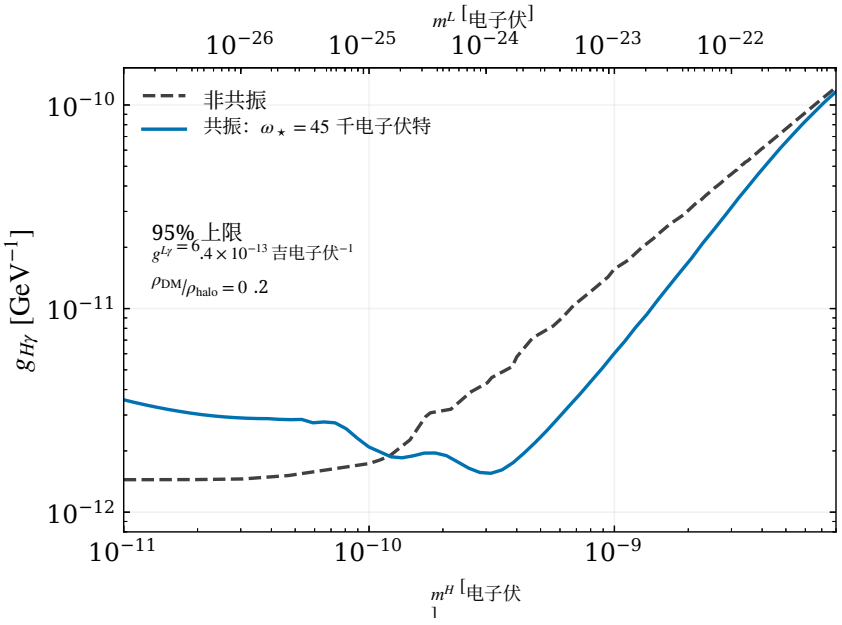


图8。包含（蓝色）和不包含（虚线）暗物质背景时，$g_{H\gamma}$ 的95%上限。蓝色曲线固定 $\omega_\star = 45$ 千电子伏特；上轴显示相应的 $m_L = m_H^2/(2\omega_\star)$ 。

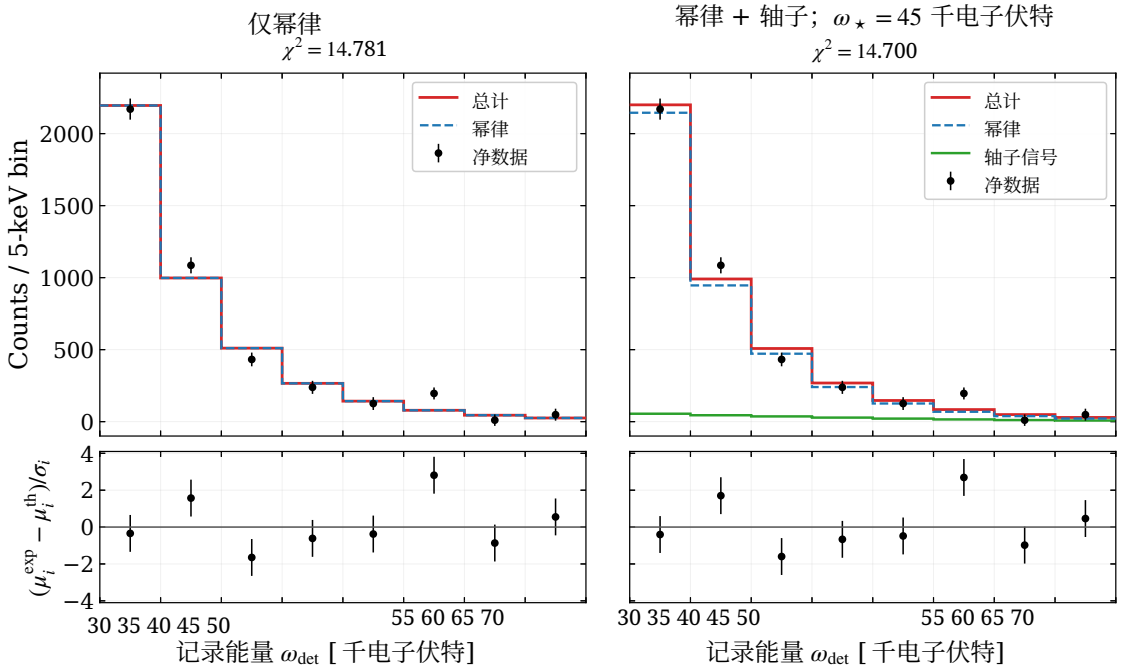


图 9。NuSTAR 光谱的最佳拟合：仅幂律（左）以及在固定 $\omega_\star = 45$千电子伏特下幂律加轴子信号（右）。下方面板显示归一化残差（$\mu_i^{\rm exp} - \mu_i^{\rm th}$）$/\sigma_i$。

$\beta/\sqrt{2}$。在固定 $\omega_\star$ 时，降低 m_H 会降低 $m_L = m_H^2/(2\omega_\star)$ 并增大 $\beta \propto 1/m_L$。因此，承载主要权重的谐波会移向更大的 $|n|$，而其相位失配保持有限：

$$|n|m_L L \sim \beta m_L L = \frac{g_{L\gamma}\sqrt{2\rho_{\rm DM}}\,L}{2} \equiv D. \tag{4.2}$$

对于 $D \gg 1$，相应的 sinc 因子很小。在固定 n 的情况下取极限，因此会忽略这种抑制效应。公式（2.20）中孤立的第一频带表达式，其最终近似同样假设了弱旋转，无法描述这一状态。

通过展开缓慢振荡背景，也可以得到极限结果：$\theta(z) - \theta(0) \to -(D/L)z\sin\phi$。沿区域对该相位积分并对$\phi$ 取平均，得到

$$\frac{\langle P_{a_H\to\gamma}\rangle_\phi}{P_{\rm coh}} \xrightarrow[\Delta_{a_H\gamma}L\to 0]{m_L\to 0} \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} d\phi\ \mathrm{sinc}^2\left(\frac{D}{2}\sin\phi\right) \simeq \frac{2}{D} \quad (D \gg 1). \tag{4.3}$$

在固定密度和区域长度下，该比值趋于一个常数。因此，公式（4.3）说明了抑制效应为何能够持续存在，但无法解释图 8中最低质量处上限仍持续升高的原因。在所绘制的计算中，每个磁场域内的密度都在变化。对公式（3.4）求导得

$$\begin{aligned}\frac{d\theta}{dz} = {}& \frac{g_{L\gamma}}{2m_L}\frac{d\sqrt{2\rho_{\rm DM}(z)}}{dz}\cos(m_L z+\phi) \\ & - \frac{g_{L\gamma}\sqrt{2\rho_{\rm DM}(z)}}{2}\sin(m_L z+\phi).\end{aligned} \tag{4.4}$$

对于均匀密度，第一项为零；但对于所采用的空间分布，它会随 $1/m_L$ 增大，从而产生额外的抵消，并导致图 8 中低质量端的上翘。然而，当其特征尺度与振荡项相当时，场振幅会在一个康普顿长度 $1/m_L$内显著变化。这违背了局域振荡暗物质描述所依据的场振幅缓慢变化假设。相干长度 $1/(m_L\sigma_{1d})$ 则更大，甚至可能超过星系的尺度。星系尺度上的相干性本身并不矛盾，但在这一范围内仍采用相同的星系密度分布，就需要使用自洽波描述 [9]。因此，上升的尾部取决于将所采用的暗物质分布外推至其已确立的适用范围之外，不应将其解读为更强抑制的可靠预测。

与现有界限的比较。在较小的 m_H 下，我们的非共振上限略弱于 Ning and Safdi [21] 的结果。这一差异可能源于我们采用了有代表性的探测器响应、似然实现的细节，以及使用中心射线磁畴模型而非他们的源平均三维计算。我们尚未分离出各项近似所产生的影响。此处我们关注轻轴子背景相对于普通转换所带来的增强。两条等值线采用相同的数据、源谱、探测器响应、星系模型和拟合程序。因此，共同的归一化偏移在比较中大多会相互抵消，所以非共振上限绝对值上的微小偏差不应影响共振增强的幅度。

4.2 共振特征

共振转换可能产生一种能量取决于轴子质量的能谱特征。我们通过允许共振能量 $\omega_\star = m_H^2/(2m_L)$ 变化，尝试搜寻此类特征。双轴子模型有五个自由参数， $m_H, m_L, g_{H\gamma}, A, \Gamma$，其中 $\omega_\star = m_H^2/(2m_L)$。我们将 $g_{L\gamma}$ 和 $\rho_{\rm DM}/\rho_{\rm halo}$ 固定为第 4.1节中的取值。

我们将该模型与单独的幂律模型进行比较，后者拟合 A， Γ；同时还与采用普通转换的单轴子模型进行比较，后者拟合 m_H， $g_{H\gamma}$， A， Γ。因此，共振模型相较于幂律模型增加了三个参数，相较于单轴子模型增加了一个参数。所有拟合均采用相同的计数似然，并在每次试验中重新拟合幂律归一化和斜率。

图 10 展示了第 5keV 能谱的三种拟合结果，该能谱用于第 4.1节。找到的最佳双轴子拟合具有 $\omega_\star = 58.4$千电子伏特、 $m_H = 1.62 \times 10^{-9}$ 电子伏、 $m_L = 2.25 \times 10^{-23}$ 电子伏以及 $g_{H\gamma} = 1.43 \times 10^{-11}$吉电子伏$^{-1}$。单轴子拟合具有 $m_H = 6.27 \times 10^{-10}$ 电子伏 和$g_{H\gamma} = 7.72 \times 10^{-12}$吉电子伏$^{-1}$。相较于幂律模型，双轴子拟合将 χ^2 降低了 7。859 ； 相较于单轴子拟合，则降低了6。311。表 3 给出了三种模型的拟合质量。

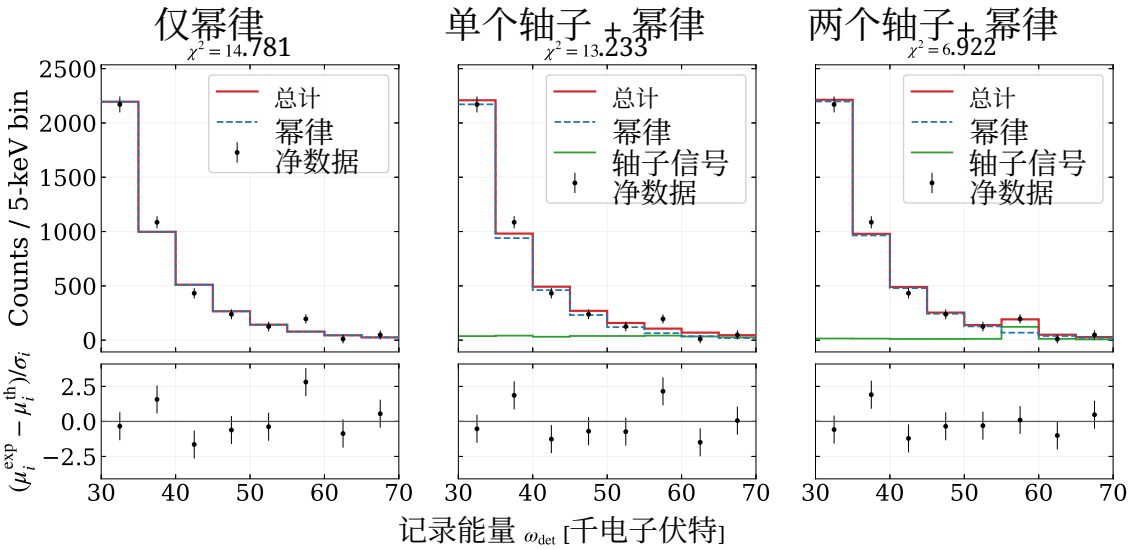


图 10. 对5keV NuSTAR 光谱的拟合：仅幂律（左）、单个轴子加幂律（中）和两个轴子加幂律（右）。单轴子模型采用普通转换。在双轴子模型中，暗物质背景会改变恒星产生的重轴子的转换。我们拟合右图中的共振能量 $\omega_\star$， 同时将 $g_{L\gamma} = 6.4 \times 10^{-13}$吉电子伏$^{-1}$ 和$\rho_{\rm DM}/\rho_{\rm halo} = 0.2$ 固定。每种模型中的两个幂律参数均分别拟合。阶梯线表示应用探测器响应后的计数。下方各图显示 $(\mu_i^{\rm exp} - \mu_i^{\rm th})/\sigma_i$，定义与图9相同。

接下来，我们对从相同观测中提取的 1 keV 能谱进行拟合。由于此次提取与已发布的能谱不同，因此两者的比较不只是分箱宽度有所变化。[2]

[2]将提取的1keV 计数重新分组成5keV 分箱后，得到 $\chi^2 = 10.281$，8。949，4。952，分别对应幂律、单轴子和双轴子拟合。随后双轴子拟合得到 $\omega_\star = 35.03$千电子伏特。这些结果用于检验提取过程，而非表3中公布数据的结果。

模型	k	χ^2	ν	χ^2/ν	$\Delta\chi^2_{\rm PL}$
仅幂律	2	14.781	6	2.464	0.000
单个轴子 +幂律	4	13.233	4	3.308	-1.548
两个轴子 +幂律	5	6.922	3	2.307	-7.859

表 3。对图 5keV 的八个分箱10的拟合优度。此处 k 为拟合参数的数量，而 $\nu = 8 - k$。我们定义 $\Delta\chi^2_{\rm PL} = \chi^2_{\rm model} - \chi^2_{\rm PL}$；负值表示拟合优于仅幂律模型。所列的 ν 和约化 χ^2 仅供比较；改进的显著性另行估算。

图 11 和表 4展示了三种拟合。找到的最佳双轴子点为 $\omega_\star$ =39.千电子伏特，$m_H = 3.70\times10^{-9}$电子伏，$m_L = 1.74\times10^{-22}$电子伏 和 $g_{H\gamma} = 5.14\times10^{-11}$吉电子伏$^{-1}$。单轴子拟合的参数为 $m_H = 7.64\times10^{-10}$电子伏 和 $g_{H\gamma} = 1.06\times10^{-11}$吉电子伏$^{-1}$。与幂律相比，双轴子拟合使 χ^2 降低了 7.274 ；与单轴子拟合相比则降低了 5.305 。因此，两种能谱对应的优选质量对并不相同。

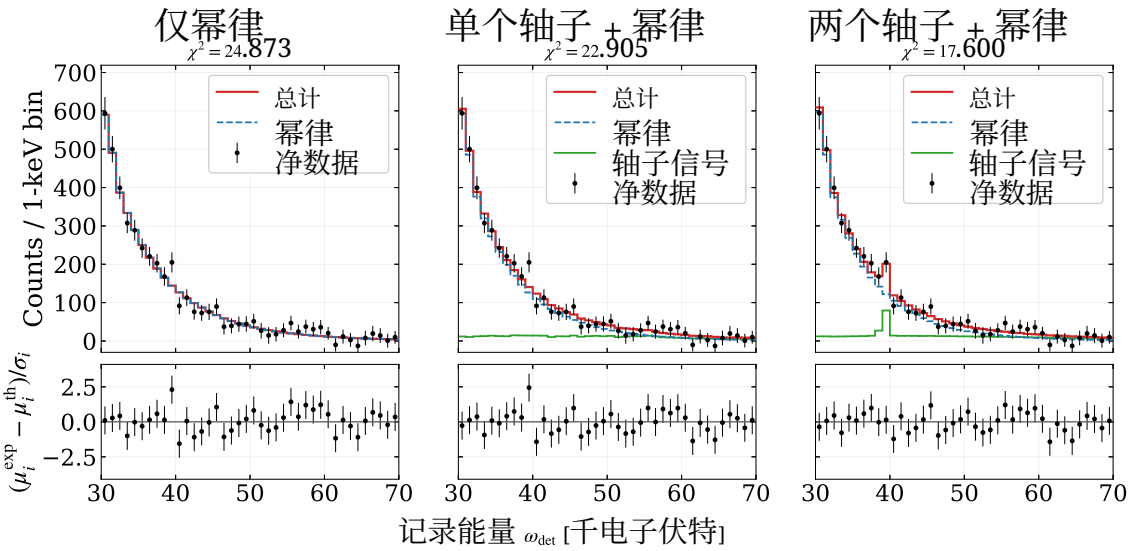


图11。对单独提取的 1千电子伏特 NuSTAR 光谱进行拟合，采用与图10相同的三种模型和绘图约定。右图拟合了共振能量。似然计算保留全部四十个分箱，包括净计数为负的分箱。

模型	k	χ^2	ν	χ^2/ν	$\Delta\chi^2_{\rm PL}$
仅幂律	2	24.873	38	0.655	0.000
单个轴子 +幂律	4	22.905	36	0.636	-1.968
两个轴子 +幂律	5	17.600	35	0.503	-7.274

表 4。图 11 中的四十个 1千电子伏特 分箱的拟合优度为 $\nu = 40 - k$。参数数量和 $\Delta\chi^2$ 定义与表3相同。

我们估计仅凭涨落产生至少与观测结果同样大的拟合改进的频率

在接下来的分析中，我们将通过生成模拟光谱，采用频率学派的观点。我们分别假设幂律或单轴子模型描述真实光谱，并据此进行分析。我们将尝试量化将纯粹的统计涨落误认为双轴子模型共振信号的概率，即 假阳性。对于任一比较模型（记为 C），观测到的差异为

$$\Delta\chi^2_{C,\mathrm{obs}} = \chi^2_{\mathrm{two,min}} - \chi^2_{C,\mathrm{min}}. \tag{4.5}$$

数值越负，表示双轴子模型带来的改进越大。例如，5 keV 拟合给出 $\Delta\chi^2_{\mathrm{PL,\ obs}} = -7.859$ 和 $\Delta\chi^2_{\mathrm{single,\ obs}} = -6.311$。计算步骤如下：

1. 将比较模型拟合到数据。使用其最佳拟合预测计数作为 $N = 10^4$ 个模拟能谱的均值。在每个能段中加入一个独立的高斯涨落，其标准差等于测得的误差 σ_i；在所有拟合中保持这些误差不变。

2. 将比较模型和双轴子模型分别拟合到每个模拟能谱，并使用式（ $\chi^2$4.5）计算它们最小 之差。重新拟合幂律归一化和斜率，以及在存在时的非负轴子振幅。针对每个轴子模型，在不同质量下保存的信号光谱中进行搜索，使模拟拟合能够自由选择不同能量处的特征。

3. 统计在 χ^2 中达到至少观测到的降低幅度、满足 $\Delta\chi^2_{C,\ \mathrm{sim}} \leq \Delta\chi^2_{C,\ \mathrm{obs}}$ 的模拟次数。如果该数量为 N_{tail}，则通过以下方式估计虚警概率：

$$p_C = \frac{N_{\mathrm{tail}} + 1}{N + 1} \simeq \frac{N_{\mathrm{tail}}}{N}. \tag{4.6}$$

加入的这些项可防止在没有任何模拟结果超过观测结果时，有限次数的模拟将概率赋为零。

因此， p_C 是在拟合的比较模型和假定误差下，在搜索某一特征后，统计涨落产生至少与观测结果一样大的拟合改善的概率。在每次模拟中重复搜索，可以纳入选择其能量 [62]的自由度。我们通过模拟估计这一概率，因为一种非负信号在强度为零时其质量变得无关紧要，因此不满足通常基于新增参数数量 [63]的χ^2 检验条件。

我们将 p_C 表示为单侧高斯显著性，并以 σ的数量报告。我们选择该数值，使得标准正态分布中高于该数值的概率等于 p_C： $\Phi^{-1}(1 - p_C)$，单位为标准差，其中 Φ是标准正态累积分布函数。对于 5 keV 幂律比较， 10^4次模拟中有 553 次给出 $\Delta\chi^2 \leq -7.859$。因此， $p_{\mathrm{PL}} = 554/10001 = 0.0554$，对应于$1.59\sigma$。对于单轴子比较，293 次模拟给出 $\Delta\chi^2 \leq -6.311$，由此得到$p_{\mathrm{single}} = 294/10001 = 0.0294$ 和 1.89σ。对于 1 keV 光谱，相应的计数为 2461 和 2124，观测到的差值分别为 -7.274 和 -5.305。它们给出 $p_{\mathrm{PL}} = 0.246(0.69\sigma)$和 $p_{\mathrm{single}} = 0.212$ (0.80σ)。

在模拟拟合中，连续质量搜索通过一个固定的已保存信号光谱库来近似，幂律斜率则在网格上搜索。双轴子库对 $29 \leq \omega_\star \leq 1000$keV 和 $10^{-26} \leq m_L \leq 5.6 \times 10^{-22}$ eV 进行取样。拟合能带以上的共振能量允许高次谐波在能带内产生特征。对于所述搜索以及固定的源、晕和探测器模型，有限的光谱库以及部分已保存光谱所采用的较粗略数值积分，使这些概率仅为近似值。若固定最佳拟合质量，则相对于幂律，在两种能谱中得到的局部显著性均约为 2.7σ 。

尽管拟合得到的特征仍属初步结果，尚不足以证实轴子信号，但我们表明，共振信号有望在X射线观测中产生真实特征，因此可在未来的X射线任务中进行搜寻。

5 讨论与结论

在本研究中，我们表明，轻轴子暗物质背景能够提高重轴子种类的可探测性。这是通过增强传播自由度之间的转换概率实现的，即相对论性轴子与穿越静磁场的光子。不同于需要螺旋或谐波磁场分布的常规 AMR，暗物质诱导的轴子磁共振得益于振荡的暗物质背景，即使在均匀磁场背景中也能发生。尽管共振条件看似不同，但诱导的参数共振可以用与 AMR 完全相同的语言来理解。一方面，这再次表明 AMR 具有广泛的适用性，涵盖实验室激光轴子实验、 [13],轴子日光镜 [14], 以及星系（本研究）；另一方面，以星暴星系 M82 为例，本研究展示了 AMR 也可能与暗物质信号相关的一个现实案例。

除 AMR 的技术层面外，我们还表明，即使不提高轴子的耦合强度，轴子宇宙参数空间中的某些区域也必然比单轴子情形更容易探测。在这项工作中，我们通过暗物质诱导的轴子磁共振表明，对于两个轴子组分组成的这一对，在 $m_{aH} - m_{aL}$ 平面上存在多个条带；得益于共振，这些条带中的恒星发射的轴子能够产生比耦合强度相同的单轴子情形更多的 X 射线。

最后，我们简要讨论一下角度 θ_L的大小。利用式（2.17），轻轴子场角度的峰值 $\theta_L = a_L/f_{a_L}$ 为

$$|\theta_L|_{\rm peak} = \frac{\sqrt{2\rho_{\rm DM}}}{m_L f_{a_L}} \simeq \frac{|g_{L\gamma}|\sqrt{2\rho_{\rm DM}}}{m_L},$$

其中最后一个表达式假设 $|g_{L\gamma}|f_{a_L} \simeq 1$。对于表 1 中的局部基准，得到 0。053 弧度 (3.0°)。相应的光子偏振旋转幅度为其一半，即 0。026 弧度，由式（2.15）得出。在相同的中心密度下，第 4.2 节中使用 5 keV 和 1千电子伏特 分箱对能谱进行拟合，得到的场角分别为 0。25 和 0。032 弧度。在密度和耦合固定时，估算的角度随 $1/m_L$ 增大，并在所用的中心密度和耦合下，于 $m_L = 6 \times 10^{-24}$电子伏 附近达到 1（对应第 4.1 节所用的中心密度和耦合）。因此，分析过程中始终保持 $a_L \ll f_L$ 。

致谢

作者感谢 Xiao-Jun Bi、Chao-Qiang Geng、Tao Liu、Joshua Ruderman、Yue-Lin Sming Tsai 和 Yue-Liang Wu 的宝贵讨论。CS 感谢受邀参加“轴子-光子转换：地面与宇宙搜寻”研讨会，并感谢李政道科学与艺术中心（TDLCSA）的热情接待，部分工作正是在此完成的。CS 和 SW 部分获得中国国家自然科学基金（NSFC）第 12547104 号项目资助。SY 获得韩国教育部资助的韩国国家研究基金会（NRF）基础科学研究计划项目（编号 RS-2026-25571203）以及基础科学研究院 IBS-R018-D1 项目的支持。

A M82 中的暗物质速度弥散

公式（3.3）中的暗物质相干尺度取决于随机速度的弥散。我们使用与数值解笔记本相同的质量模型，通过 Jeans方程计算这一弥散。引力场包括整个暗物质晕、老年恒星和气体。

A.1 质量模型

我们的基准情形遵循 Wang 等人的星暴前初始质量预算。 [53]其采用的参数列于表 5中。这是针对引力势所作的模型选择；并非对当前质量分布进行的新拟合。

组分	质量参数	尺度
暗物质晕	$M_{\rm vir} = 6.0 \times 10^{10} M_\odot$	$R_{\rm vir} = 53$千秒差距， $r_c = 0.5$ 千秒差距
老年恒星盘	$M_\star = 3.3 \times 10^{9} M_\odot$	$a_\star = 1.2$千秒差距， $b_\star = 0.2$千秒差距
初始气体盘	$M_g = 3.0 \times 10^{9} M_\odot$	$r_{1/2} = 1$千秒差距， $h = 0.255646$ 千秒差距

表 5。Jeans计算中使用的质量模型。气体半质量半径定义在一个球体内，并确定尺度 h。气体预算包括近期形成的核恒星的前身。

对于晕，我们保留其公式（A8）中的平滑核-NFW包围质量，其中指数为 $n = 1$:

$$M_h(<r) = M_{\rm vir} \frac{f(r/r_s)\tanh(r/r_c)}{f(R_{\rm vir}/r_s)\tanh(R_{\rm vir}/r_c)}, \qquad f(x) = \ln(1+x) - \frac{x}{1+x}. \tag{A.1}$$

其公式（A9）中的浓度关系 $\log_{10} c_h = 1.071 - 0.098[\log_{10}(M_{\rm vir}/M_\odot) - 12]$ 给出 $c_h = 15.515$ 和 $r_s = R_{\rm vir}/c_h = 3.416$千秒差距。该平滑剖面不同于其后续采用的恒密度补丁。总暗物质晕密度通过对包围质量求导得到，

$$\rho_{\rm halo}(r) = \frac{1}{4\pi r^2} \frac{dM_h(<r)}{dr}. \tag{A.2}$$

对于采用的指数 $n = 1$，中心极限为 $\rho_{\rm halo}(0) = 3\rho_s r_s/(2r_c)$，其中 ρ_s 是 NFW尺度密度。

两个盘均采用 Miyamoto–Nagai 势 [64],

$$\Phi_{\rm MN}(R,z;M,a,b) = -\frac{GM}{\sqrt{R^2+(a+\sqrt{z^2+b^2})^2}}, \tag{A.3}$$

其中 R 为柱坐标半径。老年恒星盘是一个单独项，其参数见表 5。总气体势遵循 Wang 等人的表 A1 中的三个项:

$$\begin{aligned} \Phi_g(R,z) &= \sum_{i=1}^{3} \Phi_{\rm MN}(R,z;w_i M_g, a_i, h), \\ (a_1,a_2,a_3)/h &= (2.39, 2.67, 4.83), \\ (w_1,w_2,w_3) &= (1.37, 0.0779, -0.449)/0.9989. \end{aligned} \tag{A.4}$$

归一化修正了已发表系数的四舍五入误差。在解读气体密度或质量之前，先将带符号的各项相加。我们将所引用的气体半质量半径解释为球体半径； $M_g(<1$千秒差距$) = M_g/2$ 确定了表中的 h 。核前体已包含在 M_g中，无需另行添加核成分。

为使用球对称 Jeans 方程，我们用其角平均来近似扁平势。其中 μ 为极角的余弦，

$$\bar{\Phi}(r) = \frac{1}{2}\int_{-1}^{1} d\mu\, \Phi_{\rm tot}\left(r\sqrt{1-\mu^2}, r\mu\right), \qquad \frac{d\bar{\Phi}}{dr} = \frac{GM_{\rm tot}(<r)}{r^2}. \tag{A.5}$$

第二个等式源于高斯定律：径向引力场的角平均表示球体内部的实际质量，其中包括扁平的恒星盘。图 12展示了这些质量。

A.2 Jeans 方程与数值解

我们假设暗物质族群处于稳态、不旋转状态，并具有各向同性随机速度。于是，三个速度分量的弥散彼此相同，即$\sigma_r = \sigma_\theta = \sigma_\phi = \sigma_{1d}$，而 $\rho_{\rm halo}\sigma_{1d}^2$起压力的作用。无碰撞玻尔兹曼方程的一阶速度矩使其梯度与引力 [65]相平衡:

$$\frac{d(\rho_{\rm halo}\sigma_{1d}^2)}{dr} = -\rho_{\rm halo}\frac{d\bar{\Phi}}{dr}. \tag{A.6}$$

在无穷远处令压力为零并向外积分，得到

$$\sigma_{1d}^2(r) = \frac{G}{\rho_{\rm halo}(r)}\int_r^\infty ds\, \frac{\rho_{\rm halo}(s) M_{\rm tot}(<s)}{s^2}. \tag{A.7}$$

因此，局部弥散不仅取决于 r处的引力势和示踪粒子密度，也取决于更大半径处的这些量。我们假设 $\rho_{\rm DM} = 0.2\rho_{\rm halo}$ 具有相同的空间分布。这个常数比例在分子和分母中相互抵消；完整的暗物质质量仍计入 $M_{\rm tot}$。

数值解上，我们采用 128 点高斯–勒让德求积计算角平均，并在从 10^{-5} 到 10^4千秒差距范围内的 8000 个对数节点上列表表示径向被积函数。反向

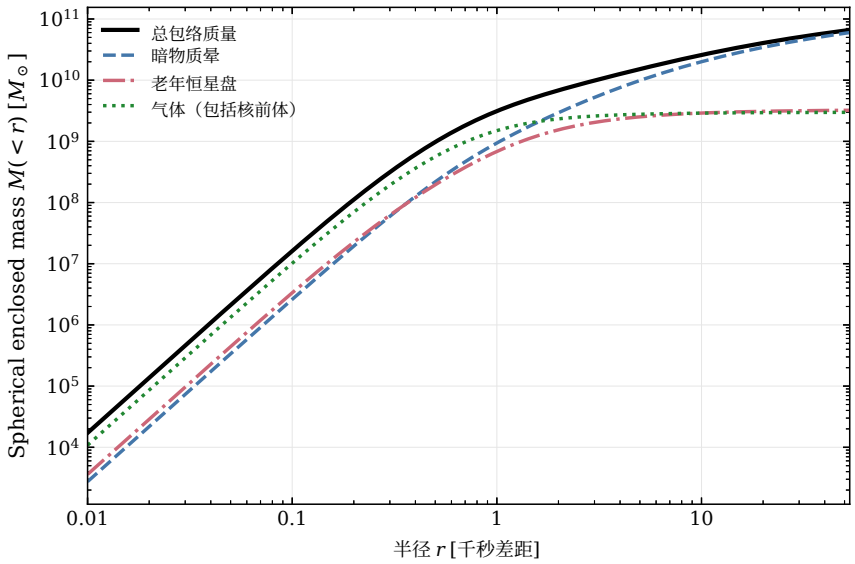


图 12。所采用的 M82 模型的包围质量。每条曲线表示半径为 r 的球体内的质量；总计包含所有暗物质、老年恒星和初始气体。三个带符号的气体基底项合并为一个物理成分。

累积梯形积分在外节点处施加零压力条件。我们在 $\ln r$ 中对σ_{1d}^2 进行插值，然后取其平方根；在第一个节点以下，我们使用其已解析的核心值。晕在超出 $R_{\rm vir}$ 后进行外推，该参数决定其质量归一化，而不是截断半径。将径向节点数、角阶数或外半径加倍后，沿 0–25 千秒差距传播射线， σ_{1d}的变化在分数上小于 5×10^{-6}。

为便于比较，我们将模型的旋转速度定义为盘中面上的圆轨道平衡速度：

$$v_{\rm rot}^2(r) = R\frac{\partial\Phi_{\rm tot}(R,z)}{\partial R}\bigg|_{R=r,\,z=0}. \tag{A.8}$$

这里使用的是扁平势，而 Jeans计算使用的是其球平均。即使在球对称势中，压力支撑也不意味着随机速度与圆轨道速度之间存在普适比值。图 13 比较了两者：有限暗物质核心给出的数值为 $\sigma_{1d}(0)\simeq92$。3 千米/秒$^{-1}$，而 $v_{\rm rot}$ 趋于零。穿过中心区域的粒子，其随机速度可能由延伸至更大半径的轨道决定。在 $r=1$ 和 25 千秒差距处，弥散分别约为 90。6 和 48。9 千米/秒$^{-1}$。

A.3 干涉与暗物质波包尺寸

Jeans方程确定了平滑的弥散 $\sigma_{1d}(r)$，但没有规定速度分布的形状，也没有说明这种弥散的随机散布。在这里，我们假设速度分量服从具有这一固定宽度的高斯分布，并测量由此产生的干涉结构。随后，我们计算暗物质的整体振幅。我们测量振幅变化 $\mathcal{O}(1)$所需的长度，并将其作为暗物质波包尺寸的近似指标。

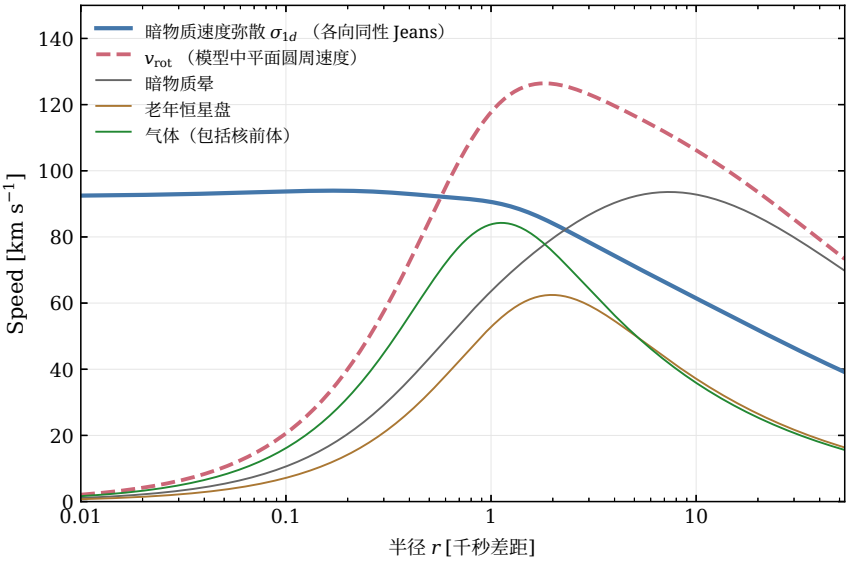


图13。由公式（A.7）得到的一维暗物质速度弥散，并与同一质量模型的中平面圆周速度 $v_{\rm rot}$ 叠加显示。细实线分别表示晕、老年恒星盘和气体总贡献，其定义为 $v_j^2 = R\,\partial_R\Phi_j(R,\,0)$；它们的平方和为 $v_{\rm rot}^2$。随机运动提供压力支撑，即使在圆周速度趋于零的中心核处，速度弥散仍为有限值。速度弥散决定了公式（3.3）中的暗物质相干长度。

沿中心射线，$r = z$。我们采用 $\hbar = c = 1$，速度以 c为单位表示，并将实背景场写为

$$a_L(z) = \frac{\sqrt{2\rho_{\rm DM}(z)}}{m_L}\,\mathrm{Re}\big[e^{i m_L z}A(z)\big]\,. \tag{A.9}$$

复包络 $A(z)$ 包含速度模态之和。对于恒定模态速度 $v_{z,\,j}$，去除共同的质量振荡后，在最低多普勒阶下，相位为 $-m_L v_{z,\,j} z$。为追踪变化的金斯弥散，我们设定

$$\begin{aligned} v_{z,j}(z) &= v_{z,j}(0)\,\frac{\sigma_{1d}(z)}{\sigma_{1d}(0)}, \\ A(z) &= \sum_j c_j \exp\!\left[-i m_L \int_0^z v_{z,j}(z')\,dz'\right]. \end{aligned} \tag{A.10}$$

因此，恒定速度弥散给出 $A(z) = \sum_j c_j e^{-i m_L v_{z,\,j} z}$。模态速度的空间重标度是额外的波模型设定；Jeans计算给出平滑宽度。对于这一尺寸诊断，我们忽略阶为 v^2 的动能频率修正。

在 $z = 0$ 处，选择等间距速度区间。它们在场的均方值

振幅中的占比遵循假定的高斯速度分布：

$$w_j = \frac{\exp[-v_{z,j}^2(0)/(2\sigma_{1d}^2(0))]}{\sum_l \exp[-v_{z,l}^2(0)/(2\sigma_{1d}^2(0))]}, \qquad c_j = \sqrt{w_j/2}\,(X_j + iY_j). \tag{A.11}$$

所有 X_j， Y_j 都是均值为零、方差为一的独立高斯数，在每次实现中抽取一次，并沿射线保持不变。因此有 $\langle |c_j|^2 \rangle = w_j$ 和 $\langle |A(z)|^2 \rangle = \sum_j w_j = 1$，其中方括号表示对各次实现取平均。平方根将平方振幅权重转换为场振幅。这些模态的干涉产生波动的包络，无需为 σ_{1d} 额外设置散射定律，也无需对真实场进行数值平滑。

下面为波包代理设定振幅变化判据。从$z_0 = 0$开始，在第一个满足以下条件的点结束一个区间：

$$\big||A(z_{i+1})| - |A(z_i)|\big| = \eta A_{\rm rms}, \qquad \eta = 0.5, \qquad A_{\rm rms} = \sqrt{\langle |A|^2 \rangle} = 1. \tag{A.12}$$

其物理长度为 $z_{i+1} - z_i$。该判据作用于归一化包络，因此 $\rho_{\rm DM}(z)$的平滑变化不会产生边界。固定的系综振幅避免除以较小的局部振幅。作为检验，共同的相位漂移不会改变这些边界，而单一平面波永远不会触发边界。下一个区间从穿越时的振幅开始。因此，每个参考值与 $|A(0)|$ 相差 η的整数倍；这一初始值约定仍是定义的一部分。

我们补充说明所进行的数值采样。首先，在弥散为 $\sigma_{1d}(0)$ 的均匀参考区域中构造 512 个包络。速度网格为$|v_{z,j}(0)| \le 8\sigma_{1d}(0)$，间距为 $2\pi\sigma_{1d}(0)/1024$，对应的空间周期为$1024\ell_{\rm DM}(0)$。我们以步长 $\ell_{\rm DM}(0)/128$采样至 $512\ell_{\rm DM}(0)$，并保留起点位于 $64\ell_{\rm DM}(0)$与 $192\ell_{\rm DM}(0)$之间的完整区间。对 $|A|$进行线性插值以确定交点。由此得到 36,690 个参考区间，其均值为 $1.788\ell_{\rm DM}(0)$，第 16–84 百分位数范围为 $(0.409–3.114)\ell_{\rm DM}(0)$。比较 $\eta = 0.25$ 与 1 可检验阈值依赖性。对于 64 个匹配场，将空间步长减半后，在所有三个阈值下，区间长度的百分位数变化均小于 6×10^{-5} （按比例计）。

最后，我们考虑到 σ_{1d} 具有 z 依赖性。同样的速度重标度将测得的参考区间 $L_{\rm ref}$ 映射为一个物理长度 L（z），其起点为 z，具体如下

$$\int_z^{z+L(z)} \sigma_{1d}(z')\,dz' = \sigma_{1d}(0) L_{\rm ref}. \tag{A.13}$$

图14 展示了这些物理长度的均值和第16至第84百分位数范围，其中金斯弥散保持不变。在这一建模中，复场在振幅边界处保持连续，不像正文采用的简化暗物质畴模型那样存在独立的相位重置。因此，通过这一方法得出的均值不必与 $\ell_{\rm DM}$一致，但二者相当吻合，这也证明了我们在正文中采用暗物质波包是合理的。

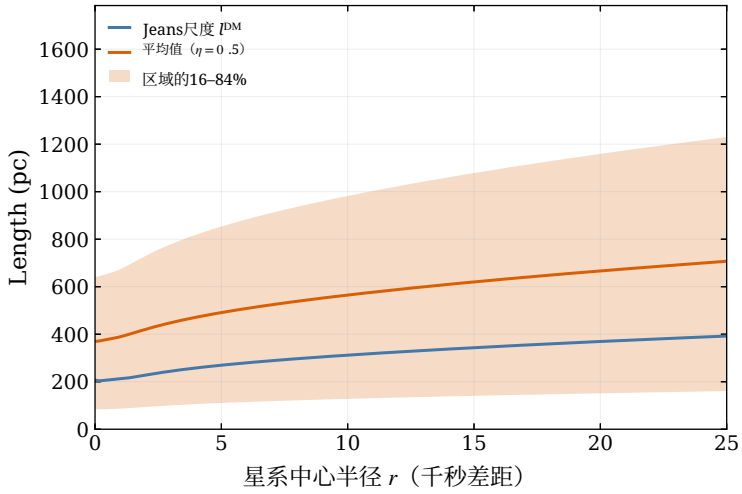


图14。对于 $m_L = 10^{-22}$电子伏，在固定 M82 金斯弥散的条件下，对512个高斯波包络实现进行了振幅变化域测量。当 $|A|$ 首次偏离其起始值 $0.5A_{\rm rms}$ 时，该区域即告结束。蓝色曲线为 Jeans 参考 $\ell_{\rm DM} = 1/(m_L\sigma_{1d})$。橙色表示从中心射线上的 $r = z$ 开始的区域的平均值和第16至第84百分位数范围。平均值是在将每个测得的长度映射为物理距离后计算的。这些振幅特征并不意味着相位发生了独立重置。

参考文献

[1] *R.D. Peccei* 和 *H.R. Quinn*，《赝粒子存在下的CP守恒》，*Physical Review Letters 38 (1977) 1440*。[2] *S. Weinberg*，《一种新的轻玻色子？》，*Physical Review Letters 40 (1978) 223*。[3] *F. Wilczek*，《瞬子存在下强 P 不变性与 T 不变性的问题》，*Physical Review Letters 40 (1978) 279*。[4] *P. Svrcek* 和 *E. Witten*，《弦理论中的轴子》，高能物理学杂志 *06 (2006) 051* [*hep-th/0605206*]。[5] *A. Arvanitaki*、*S. Dimopoulos*、*S. Dubovsky*、*N. Kaloper* 和 *J. March-Russell*，《弦轴子宇宙》，*Physical Review D 81 (2010) 123530* [0905。4720]。[6] *J. Preskill*、*M.B. Wise* 和 *F. Wilczek*，《不可见轴子的宇宙学》，*Physics Letters B 120 (1983) 127*。[7] *L.F. Abbott* 和 *P. Sikivie*，《不可见轴子的宇宙学界限》，*Physics Letters B 120 (1983) 133*。[8] *M. Dine* 和 *W. Fischler*，《并非无害的轴子》，*Physics Letters B 120 (1983) 137*。[9] *L. Hui*、*J.P. Ostriker*、*S. Tremaine* 和 *E. Witten*，《作为宇宙学暗物质的超轻标量场》，*Physical Review D 95 (2017) 043541* [1610。08297]。[10] *P.W. Graham* 和 *A. Scherlis*，《随机轴子情景》，*Physical Review D 98 (2018) 035017*[1805。07362]。[11] *M. Reig*，《随机轴子宇宙》，高能物理学杂志 *09 (2021) 207* [2104。09923]。[12] *K. Murai*、*F. Takahashi* 和 *W. Yin*，《*QCD*轴子：具有混合的轴子宇宙独特参与者》，*Physical Review D 108 (2023) 036020* [2305。18677]。

[13] *H. Seong*、*C. Sun* 和 *S. Yun*，《轴子磁共振：轴子-光子转换的一种新型增强机制》，*Physical Review D 110 (2024年)* 015018 [2308.10925].[14] *H. Seong*、*C. Sun* 和 *S. Yun*，《借助轴子望远镜中的轴子磁共振逐步逼近 *QCD* 轴子》，高能物理学杂志 *03 (2025)* 071 [2408.11103].[15] *A. Khmelnitsky* 和 *V. Rubakov*，《超轻标量暗物质产生的脉冲星计时信号》，*JCAP 02 (2014)* 019 [1309.5888].[16] *D. Blas*、*D. Lopez Nacir* 和 *S. Sibiryakov*，《超轻暗物质与双星脉冲星共振》，*Physical Review Letters 118 (2017)* 261102 [1612.06789].[17] *T. Liu*、*G. Smoot* 和 *Y. Zhao*，《利用线偏振脉冲星光探测类轴子暗物质》，*Physical Review D 101 (2020)* 063012 [1901.10981].[18] *PPTA* 合作组，《脉冲星偏振阵列对超轻类轴子暗物质的限制》，*Physical Review Letters 136 (2026年)* 011001 [2412.02229].[19] *R.-M. Yao*、*X.-J. Bi*、*P.-F. Yin* 和 *Q.-G. Huang*，《轴子暗物质振荡驱动的共振光子-轴子转换》，*Physical Review D 114 (2026年)* L081304 [2601.02115].[20] *R.-M. Yao*、*X.-J. Bi*、*P.-F. Yin* 和 *Q.-G. Huang*，《轴子电动力学的边带结构》，*2607.02232*.[21] *O. Ning* 和 *B.R. Safdi*，《利用 *NuSTAR* 对 *M82* 和 *M87* 的观测获得领先的轴子-光子灵敏度》，*2404.14476*.[22] *P. Sikivie*，《不可见轴子的实验检验》，*Physical Review Letters 51 (1983) 1415*.[23] *G. Raffelt* 和 *L. Stodolsky*，《光子与低质量粒子的混合》，*Physical Review D 37 (1988) 1237*.[24] *K. van Bibber*、*P.M. McIntyre*、*D.E. Morris* 和 *G.G. Raffelt*，《太阳轴子实用实验室探测器的设计》，*Physical Review D 39 (1989) 2089*.[25] *J.M. Batllori*、*Y. Gu*、*D. Horns*、*M. Maroudas* 和 *J. Ulrichs*，《利用强磁场中的光纤干涉仪搜寻弱相互作用亚电子伏粒子》，*Physical Review D 109 (2024年) 123001*.[26] *K. van Bibber*、*N.R. Dagdeviren*、*S.E. Koonin*、*A.K. Kerman* 和 *H.N. Nelson*，《产生并探测轻赝标量粒子的实验方案》，*Physical Review Letters 59 (1987) 759*.[27] *C. Wang* 和 *D. Lai*，《磁化宇宙中的轴子-光子传播》，*JCAP 06 (2016)*006 [1511.03380].[28] *M. Zarei*、*S. Shakeri*、*M. Sharifian*、*M. Abdi*、*D.J.E. Marsh* 和 *S. Matarrese*，《通过精密相位测量探测虚类轴子粒子》，*JCAP 06 (2022)* 012 [1910.09973].[29] *M. Sharifian*、*M. Zarei*、*M. Abdi*、*M. Peloso* 和 *S. Matarrese*，《通过精密相位测量探测虚类轴子粒子：时变磁场背景》，*JCAP 04 (2023)* 036 [2108.01486].[30] *M.A. Fedderke*、*P.W. Graham* 和 *S. Rajendran*，《利用宇宙微波背景偏振探测轴子暗物质》，*Physical Review D 100 (2019)* 015040 [1903.02666].[31] *P. Agrawal*、*A. Hook* 和 *J. Huang*，《利用宇宙轴子弦进行宇宙微波背景米利肯实验》，高能物理学杂志 *07 (2020)* 138 [1912.02823].[32] *J.I. McDonald* 和 *L.B. Ventura*，《动力学轴子背景的光学性质》，*Physical Review D 101 (2020)* 123503 [1911.10221].

[33] *J.I. McDonald* 和 *L.B. Ventura*，《轴子背景中的光线弯曲》，*2008.12923*.[34] *Y. Chen*、*J. Shu*、*X. Xue*、*Q. Yuan* 和 *Y. Zhao*，《利用事件视界望远镜偏振测量探测轴子》，*Physical Review Letters 124 (2020)* 061102 [1905.02213].[35] *Y. Chen*、*Y. Liu*、*R.-S. Lu*、*Y. Mizuno*、*J. Shu*、*X. Xue* 等，《通过事件视界望远镜对 *M87** 的偏振测量严格限制轴子》，*Nature Astron. 6 (2022) 592*[2105.04572].[36] *Y. Chen*、*C. Li*、*Y. Mizuno*、*J. Shu*、*X. Xue*、*Q. Yuan* 等，《轴子云的双折射层析成像》，*JCAP 09 (2022)* 073 [2208.05724].[37] *M. Jain*、*A.J. Long* 和 *M.A. Amin*，《超轻轴子弦网络产生的宇宙微波背景偏振双折射》，*JCAP 05 (2021)* 055 [2103.10962].[38] *T. Kobayashi*、*R. Murgia*、*A. De Simone*、*V. Iršič* 和 *M. Viel*，《莱曼-α 对超轻标量暗物质的限制：对早期和晚期宇宙的启示》，*Physical Review D 96 (2017)* 123514 [1708.00015].[39] *J. Liu*、*Y. Gong* 和 *X. Zhou*，《莱曼-α 森林对纯模糊暗物质和混合模糊暗物质的限制》，*JCAP 09 (2026年)* 051 [2606.06969].[40] *N. Bar*、*K. Blum* 和 *C. Sun*，《星系旋转曲线与超轻暗物质：基于 *SPARC* 数据的系统比较》，*Physical Review D 105 (2022)* 083015 [2111.03070].[41] *B.C. Lacki*，《剧烈动荡：混沌恒星爆发星际介质中的超新星驱动湍流、磁场与宇宙射线》，*1308.5232*.[42] *E. Lopez-Rodriguez*、*J.A. Guerra*、*M. Asgari-Targhi* 和 *J.T. Schmelz*，《*M82* 星系外流中磁场的强度与结构》，《天体物理学杂志》*914 (2021)* 24 [2102.03362].[43] *C. Csaki*、*N. Kaloper* 和 *J. Terning*，《不借助宇宙加速膨胀使超新星变暗》，*Physical Review Letters 88 (2002)* 161302 [*hep-ph*/0111311].[44] *A. Mirizzi* 和 *D. Montanino*，《*TeV*光子向类轴子粒子的随机转换

s

在河外星系磁场中，*JCAP 12 (2009)* 004 [0911.0015].[45] *C.S. Reynolds, M.C.D. Marsh, H.R. Russell, A.C. Fabian, R.N. Smith, F. Tombesi* 等，《钱德拉》高能透射光栅对 *NGC 1275* 的光谱观测所给出的极轻类轴子粒子天体物理学限制，《天体物理学杂志》*890 (2020)* 59 [1907.05475].[46] *F.V. Day*，星系中的宇宙轴子背景传播，*Physics Letters B 753 (2016) 600*[1506.05334].[47] *P. Carenza, C. Evoli, M. Giannotti, A. Mirizzi* 和 *D. Montanino*，银河系中的湍流轴子-光子转换，*Physical Review D 104 (2021)* 023003 [2104.13935].[48] *A. Pillepich* 等，*TNG50* 模拟的首批结果：恒星盘和气体盘随宇宙时间的演化，《皇家天文学会月刊》*490 (2019) 3196* [1902.05553].[49] *D. Nelson, A. Pillepich, V. Springel, R. Pakmor, R. Weinberger, S. Genel* 等，首批结果

s

基于 *TNG50* 模拟：由超新星和黑洞反馈驱动的星系风

,

《皇家天文学会月刊》**490** (2019) 3234 [1902。05554]。[50] A. Avgoustidis、C. Burrage、J.Redondo、L. Verde 和 R. Jimenez，基于宇宙学距离测量对宇宙不透明度及超越标准模型物理的限制，*JCAP* **10** (2010) 024 [1004。2053]。

[51] *M.A. Buen-Abad*、*J. Fan* 和 *C. Sun*，《基于宇宙距离测量对轴子的限制》，高能物理学杂志 *02 (2022)* 103 [2011。05993]。[52] *J.I. Read*、*O. Agertz* 和 *M.L.M. Collins*，《暗物质核一路延伸到底》，《皇家天文学会月刊》*459 (2016)* 2573 [1508。04143]。[53] *T.-R. Wang*、*W. Zhu*、*X.-F. Li*、*W.-S. Hong* 和 *L.-L. Feng*，《重新审视*M82*中的星系风 *I*：近期星暴及模拟中的外流发射》，《皇家天文学会月刊》*546 (2026) stag*128 [2412。09452]。[54] *B. Paxton*、*L. Bildsten*、*A. Dotter*、*F. Herwig*、*P. Lesaffre* 和 *F. Timmes*，《恒星天体物理实验模块（*MESA*）》，《天体物理学杂志增刊》*192 (2011)* 3 [1009。1622]。[55] *B. Paxton*、*M. Cantiello*、*P. Arras*、*L. Bildsten*、*E.F. Brown*、*A. Dotter* 等，《恒星天体物理实验模块（*MESA*）：巨行星、振荡、自转和大质量恒星》，《天体物理学杂志增刊》*208 (2013)* 4 [1301。0319]。[56] *N.M. Förster Schreiber*、*R. Genzel*、*D. Lutz* 和 *A. Sternberg*，《*M82*中星暴活动的性质》，《天体物理学杂志》*599 (2003)* 193 [*astro-ph*/0309357]。[57] *F.A. Harrison*、*W.W. Craig*、*F.E. Christensen* 等，《核光谱望远镜阵列（*NuSTAR*）任务》，《天体物理学杂志》*770 (2013)* 103 [1301。7307]。[58] *NuSTAR*科学运行中心，《*NuSTAR*响应文件》。*https://nustar.caltech.edu/page/response-files*.[59] 美国国家航空航天局高能天体物理科学档案研究中心，《*NuSTAR*常见问题》。*https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/nustar/nustar_faq.html*.[60] 美国国家航空航天局高能天体物理科学档案研究中心，《*NuSTAR*技术说明》。*https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/nustar/nustar_tech_desc.html*.[61] *M. Brightman* 等，《超亮*X*射线源*M82 X-1*和*X-2*的谱演化》，《天体物理学杂志》*889 (2020)* 71 [2001。07285]。[62] *E. Gross* 和 *O. Vitells*，《高能物理中全局效应的试验因子》，*Eur. Phys. J. C 70 (2010)* 525 [1005。1891]。[63] *R. Protassov*、*D.A. van Dyk*、*A. Connors*、*V.L. Kashyap* 和 *A. Siemiginowska*，《统计学：谨慎处理——使用似然比检验检测多个模型成分》，《天体物理学杂志》*571 (2002)* 545 [*astro-ph*/0201547]。[64] *M. Miyamoto* 和 *R. Nagai*，《星系质量分布的三维模型》，*Publ. Astron. Soc. Jap. 27 (1975) 533*。[65] *J. Binney* 和 *S. Tremaine*，《星系动力学》，普林斯顿大学出版社，第*2*版（*2008*）。