



多波段类星体对相互作用暗能量模型的观测限制

郭无箏¹, 曹硕^{1*}, 程伟², 潘宇², 刘统华³

1. 北京师范大学天文系, 北京 100875;

2. 重庆邮电大学理学院, 重庆 400065;

3. 长江大学物理与光电工程学院, 荆州 434023

*联系人, E-mail: caoshuo@bnu.edu.cn

收稿日期: 2022-02-08; 接受日期: 2022-04-20; 网络出版日期: 2022-07-20

国家自然科学基金(编号: 11633001, 11920101003, 12021003)和国家重点基础研究发展计划(编号: 2017YFA0402600)资助项目

摘要 暗能量和暗物质是21世纪基础物理学研究中的两个重大科学问题. 在观测上, 暗能量与暗物质存在的相互作用可以在大尺度上影响宇宙学距离, 这为通过高红移宇宙学探针间接探测该相互作用提供了可能性. 在理论上, 引入暗能量与暗物质的相互作用有助于缓解标准宇宙学模型(Λ CDM模型)的巧合性问题, 并为研究暗物质粒子的性质带来新的方法. 本文使用类星体在多波段的最新观测数据(X射线和紫外波段类星体作为宇宙标准烛光、致密射电类星体作为宇宙标准直尺) ($0.04 < z < 5.1$), 结合最新的重子声学振荡观测结果($0.38 < z < 2.34$)对多种相互作用暗能量模型(γ_d IDE模型、 γ_m IDE模型)和其他宇宙学模型(Λ CDM模型、XCDM模型)进行了高精度观测检验, 并对暗能量与暗物质间可能的相互作用、暗物质粒子的质量区间进行了定量分析. 结果显示, (1) 多波段类星体数据可以将相互作用暗能量模型参数限制得更加紧密, 从而进一步证实了类星体作为标准探针应用到宇宙学研究中的巨大潜力. (2) 在 γ_m IDE模型和 γ_d IDE模型的框架下, 多波段类星体数据都支持高红移处暗能量转化为暗物质的可能性, 从而在一定程度上缓解了巧合性问题. 同时, 我们发现表征暗物质与暗能量相互作用强度的值非常小, 这表明暗能量与暗物质间的相互作用强度非常弱. (3) Λ CDM模型是与多波段类星体数据符合得最好的宇宙学模型. 在该模型的框架下, 宇宙中物质的密度参数为 $\Omega_m = 0.317^{+0.007}_{-0.007}$, 哈勃常数为 $H_0 = 68.177^{+0.497}_{-0.505}$ (68.3%的置信区间). 该结果与普朗克卫星对微波背景辐射(CMB)的最新测量符合得很好. (4) 假设宇宙中的暗物质以拥有 Z_2 对称性的实标量暗物质的形式存在, 结合多波段类星体对暗能量-暗物质耦合系数的限制, 可以将暗物质粒子的质量区间确定为 $56 \text{ GeV} \lesssim m_S \lesssim 63 \text{ GeV}$ 或 $m_S \gtrsim 450 \text{ GeV}$. 该结果与直接探测暗物质实验给出的最新测量保持一致.

关键词 类星体, 暗能量, 暗物质

PACS: 98.80.Es, 98.54.Aj, 95.35.+d

引用格式: 郭无箏, 曹硕, 程伟, 等. 多波段类星体对相互作用暗能量模型的观测限制. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2022, 52: 289510
Guo W Z, Cao S, Cheng W, et al. Observational constraints on interacting dark energy models with multiple measurements of quasars (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2022, 52: 289510, doi: [10.1360/SSPMA-2022-0056](https://doi.org/10.1360/SSPMA-2022-0056)

1 引言

自从1998年天文学家得到了超新星的精确观测数据以来^[1], 人们已经普遍接受了目前宇宙正在加速膨胀的事实, 这一事实同时也被宇宙微波背景辐射(CMB)^[2]和宇宙大尺度研究^[3]等其他观测结果证实. 针对这个观测事实, 天文学家提出宇宙中可能存在一种具有负压的物质——“暗能量”, 以此来解释宇宙可以在大尺度上抵抗住引力的束缚、甚至还在加速膨胀的现象. 基于不同的假设, 天文学家陆续提出了多种物理模型, 尝试建立宇宙膨胀状态与不同物理参数之间的联系, 目前与观测数据符合较好的是直接暗能量假设为真空能的 Λ CDM模型^[4]. 在这个假设下, 状态方程参数 $\omega = p/\rho = -1$ 是一个定值, 但观测数据对暗能量密度参数 Ω_Λ 的限制结果会与理论上根据量子场论计算得到的结果产生极大的分歧. 因此, 人们开始尝试对用真空能描述暗能量的假设进行修正, 提出了诸如将状态方程参数 ω 从一个确定的值改为仅对其范围进行一个限定的XCDM模型^[5]来缓和这一问题. Λ CDM模型存在的另一个问题在于, 若宇宙中各组分密度一直保持不变, 在暗能量组分与物质组分演化速度差异巨大的情况下, 为何现在刚好处在二者密度在同一量级的时期, 即我们常说的巧合性问题. 针对这一问题, 天文学家认为可能是暗能量与暗物质之间存在持续的相互转换使得二者的密度一直不至于相差太大, 并唯象地提出了相互作用暗能量模型(IDE模型)^[6], 其中根据暗能量与暗物质之间相互作用项具体形式的不同又可细分为 γ_d IDE模型和 γ_m IDE模型^[7-9]. 在之前的研究中, 人们使用重子声学振荡(BAO), CMB, γ 射线暴等不同数据的组合对IDE模型分别做出了较为精确的限制^[10,11], 但由于物理背景的缺失, 无法对描述能量在暗能量与暗物质之间流动情况的参数 γ 做出进一步的限制. 不过在粒子物理角度, 通过研究标准模型粒子与新粒子之间的相互作用, 不仅可以利用模型对暗物质的部分物理性质进行约束, 也可以有效限制 γ 的取值. 2021年, 在假设暗物质是大质量弱相互作用粒子(Weakly Interacting Massive Particle, WIMP)的前提下, Cheng等人^[12]依据直接与间接探测暗物质实验的结果与暗物质遗迹密度的限制, 发现使用两组不同宇宙学观测数据得到的约束结果会自相矛盾. 本文选择使用宇宙学数据对最简单的希格斯门(Higgs-Portal)暗

物质模型中的参数进行限制, 并由此进一步分析暗物质粒子的性质. 在希格斯门暗物质模型理论中, 暗物质通过希格斯标量场与标准模型粒子发生反应, 区别于费米子暗物质的假设, 这个模型依然可以符合目前最新的直接探测暗物质粒子的实验结果^[13].

众所周知, 暗能量与暗物质之间的相互作用会在大尺度上影响宇宙学距离, 这使得高红移宇宙学探针可以对宇宙学模型进行观测检验, 因此我们首先选择了高红移类星体紫外波段与X射线波段的通量数据. 在选择合适的“标准烛光”候选天体时, 不仅需要其具有标准的或可标准化的光度, 较大的红移分布范围同样是一个必不可少的因素. 相比于Ia型超新星, 类星体可以在更高的红移处被探测到; 但由于类星体的发光机制尚不十分明确, 通过将其光度标准化来研究宇宙学就是必经之路了. 早在1979年, Tananbaum等人^[14]发现, 类星体X射线波段光度与紫外波段光度之间存在非线性关系. 2019年, Risaliti和Lusso^[15]以SDSS巡天项目中给出的7237个源为原始样本, 考虑了X射线波段的吸收、紫外波段的污染、爱丁顿偏差等影响因素后, 挑选出了一个包含1598个红移分布 $0.036 < z < 5.100$ 的类星体的X射线波段和紫外波段通量的数据样本. 他们使用这个数据检验 Λ CDM模型时发现在 $z > 1.4$ 时数据会与模型存在 4σ 以上的偏差. 随后, Li等人^[16]使用更大的校准后的样本重构宇宙膨胀历史时也发现, 在Ia型超新星红移覆盖范围内这组数据与 Λ CDM模型符合得很好, 但在更高红移处也存在偏差, 并认为这种偏差与选择的参数化形式无关. 但是, 这个样本的引入能在一定程度上缓解由于Ia型超新星与CMB数据之间红移差距过大产生的红移沙漠问题.

我们使用的另一个类星体样本是Cao等人^[17]挑选出的可作为标准直尺的中等光度类星体角直径距离数据样本. 在宇宙学的探测过程中, 对于标准长度的寻找也从未停止, 但致密射电源的特征线性尺度 l_m 能否作为一个“标准直尺”一直存在很大的争议. 1994年, Gurvits等人^[18]最早将致密射电源作为新的探针应用于宇宙学的研究^[19]. 随后在1999年, 他们提出排除具有极端光谱指数和低光度的样本可以缓解源的尺度对光度和红移的依赖, 并建立了最初涵盖330个毫角秒尺度类星体的数据样本. 在2006年Jackson等人^[20]整理的613个红移分布在0.0035–3.787的样本基础上, Cao等

人通过对谱指数和光度的进一步限制, 得到了一个共有120个平谱的中等光度类星体的样本, 并使用这个样本对宇宙学做出了很好的研究, 包括限制哈勃常数、重构 $\omega(z)$ 从红移0.5到3.0的演化历史等. 该样本被广泛应用于宇宙曲率的直接测量^[21-23]、宇宙距离对偶关系的高红移检验^[24-26]、不同参数化形式的暗能量状态方程的观测限制 ω ^[27]、广义相对论光速不变性原理的精确检验^[28]等研究领域.

为了有效避免物理背景尚不清晰的类星体数据的局限性, 我们同时还选择了BAO的数据以期对模型参数能有更好的限制. 在宇宙演化历史的重结合时期, 由于光子与重子解耦导致重子物质的动能骤降, 使得宇宙早期区域之间的相关性被很好地在重子物质密度分布中保留了下来, 现在可以通过光学波段对星系之间距离测量的统计学结果来研究这一相关性. 由于这种结构形成的物理机制清晰且具有确定性, BAO作为宇宙学的标准直尺在宇宙学模型的检测中起着不可或缺的作用. 根据威尔金森微波各向异性探测器(Wilkinson Microwave Anisotropy Probe, WMAP)目前的测量结果, BAO声学峰的角尺度约为150 Mpc. 2012年, Giostri等人^[29]总结了6个不同红移处的BAO的测量数据, 并将其与Ia型超新星的数据结合对宇宙减速因子 q 等物理量进行了限制. 2019年, Cao等人^[30]将BAO的数据量扩充至11个, 这组数据倾向于一个较低的哈勃常数值, 且更支持宇宙是一个封闭的空间超曲面. 本文选择使用数据量更加丰富的11个BAO的样本对不同的宇宙学模型进行限制.

我们会在第2和第3节中分别详细介绍使用的数据以及用来做参数限制的模型和方法, 随后在第4节中对我们的限制结果进行分析与必要的讨论, 并在第5节中对本文得到的结论进行总结.

2 观测数据

2.1 X射线+紫外类星体

作为宇宙中最明亮的天体之一, 类星体极高的光度使得其在测量距离上有得天独厚的优势. 经过40多年的努力, 我们逐渐对其紫外波段与X射线波段的辐射有了较为完备的认识: 活动星系核紫外波段的辐射来源于吸积盘, 是由下落物质的重力势能转化产生的

辐射; 而X射线波段的辐射则是紫外光子向外辐射时, 与吸积盘周围由热相对论电子组成的等离子体发生逆康普顿散射带来的辐射^[15]. 在理论表达式上, 类星体X射线波段2 keV处光度 L_X 与紫外波段的2500 Å处的光度 L_{UV} 之间的联系逐渐以如下非线性关系为人们熟知:

$$\log_{10} L_X = \gamma \log_{10} L_{UV} + \beta. \quad (1)$$

由于实际观测中可以直接得到的是类星体不同波段的通量数据, 故将(1)式与 $L = 4\pi r^2 F$ 联立可得

$$\phi \equiv \log_{10} F_X = \tilde{\beta} + \gamma \log_{10} F_{UV} + 2(2\gamma - 1) \log_{10} D_L(z), \quad (2)$$

其中 $\tilde{\beta}$ 为与数据样本的斜率 γ 和截距 β 相关的参数. 因为在不同的宇宙学模型中, 光度距离 $D_L(z)$ 存在不同表达形式, 所以可以利用(2)式对不同宇宙学模型中的参数进行限制.

虽然理论背景与参数关系似乎十分简单, 但挑选出一个可以对宇宙学有着良好限制的样本却不是一件容易的事情. 2015年, Risaliti和Lusso^[31]首先建立了一个包含1138个类星体的样本, 并用这个红移可以高达6的样本验证了 L_X 与 L_{UV} 之间非线性关系的斜率 γ 在整个红移范围内保持一致; 由此绘制的哈勃图不仅在红移 $z = 0-1.4$ 的范围内与超新星得到的结果一致, 还可以将整个图像延伸到更高的红移范围, 这一结果为使用类星体作为新宇宙学探针提供了坚实的基础. 2019年, 他们在此工作的基础上将样本数量提高到了1598个^[15].

实际应用时, 选择使用最小二乘法对其中的参数进行限制:

$$\chi^2_1 = \sum_{i=1}^{1598} \frac{\{\log_{10}(F_{X,i}) - \phi[(F_{UV,i}), d_L(z_i)]\}^2}{\delta^2 + \sigma_i^2} + \ln(2\pi\sigma_i^2), \quad (3)$$

其中 F_X , F_{UV} 分别对应X射线波段与紫外波段通量的观测值, δ 和 σ_i 分别对应类星体的本征色散与 $F_{X,i}$ 的观测误差. 由于 δ 的误差要远大于由 σ_i 带来的误差, 所以 χ^2 的值对 σ_i 的具体取值并不敏感. 综上所述, 在使用这个样本时, 除了宇宙学模型中在 D_L 中引入的宇宙学参数外, 数据本身也有三个参数同样需要被限制. 在Risaliti和Lusso建立这个样本时, 通过数据分析得到 γ 和 δ 值分别约为0.633和0.24, 而截距 β 的值则需要依靠其他的距离指示器才能确定. 随

后Melia^[32]在使用这个样本对 $R_h = ct$ 及 Λ CDM模型进行限制时, 得到 Λ CDM模型中及数据样本包含的各参数的拟合值为: $\Omega_m = 0.31 \pm 0.05$, $\beta = 6.618 \pm 0.012$, $\gamma = 0.639 \pm 0.0005$, $\delta = 0.231 \pm 0.0004$, 与单纯依靠数据分析得到的结果基本一致. 使用这组数据对其他宇宙学问题进行研究时同样可以得到不错的结果: Liu等人^[33]使用这组数据与根据LSST模拟的强引力透镜数据结合, 发现宇宙曲率和透镜模型参数之间存在强相关性. 另外, 这组数据在 2σ 的置信区间上支持一个透明的宇宙, 但因为其中参数与宇宙不透明度之间存在简并性, 也对利用新的宇宙学无关的方法对这组数据重新定标提出了要求^[34].

2.2 致密射电类星体

1985年, Preston等人^[35]依托VLBI项目新探测到了917个致密射电源, 并提出射电源的样本可以用于在统计学上研究射电源的性质和检验宇宙学模型. 对于VLBI项目在2.29 Hz探测到的所有天体, 可以使用同样的方法定义它们的角距 θ :

$$\theta = \frac{2\sqrt{-\ln\Gamma\ln 2}}{\pi B}, \quad (4)$$

其中 Γ 为总通量密度和与之相关的相应通量密度大小的比值, B 是波长单位下的干涉仪基线长度^[19,36]. Jackson^[37]认为这个计算值表征的是射电源核心的尺度而非其整体尺度. 1994年, Gurvits^[19]首先提出了一个可以用来研究宇宙学的包括258个红移 $z > 0.5$ 的射电源样本, 随后人们对这个样本进行了多次拓展^[20,37,38]. 2017年, 在Jackson等人整理的613个红移范围 $0.0035 \leq z \leq 3.787$ 的样本基础上, Cao等人^[17]通过限制谱指数 $-0.38 \leq \alpha \leq 0.18$ 和光度 $10^{27} \text{ W/Hz} \leq L \leq 10^{28} \text{ W/Hz}$ 挑选出一个包括120个红移覆盖范围 $0.46 < z < 2.76$ 的射电类星体样本.

理论方面, Kellermann^[39]在1993年提出当空间曲率为零时, 类星体的核心角距 θ 与其角直径距离 D_A 之间存在反比例关系:

$$\theta = \frac{l_m}{D_A(z)}, \quad (5)$$

其中 l_m 为类星体的线性尺度. 我们可以通过唯象化的模型利用光度 L 与红移 z 对其进行标定^[18,19,40]:

$$l_m = lL^b(1+z)^n, \quad (6)$$

式中 l 是线性尺度的比例因子, b 和 n 分别被用来表征 l_m 对光度和红移的依赖程度. 对于我们使用的120个中等光度类星体的样本, 其线性尺度 l_m 几乎不依赖于红移与光度($|n| \approx 10^{-3}$, $|b| \approx 10^{-4}$)^[40], 进而可以通过模型独立的方法得到 $l_m = (11.03 \pm 0.25) \text{ pc}$ ^[17]. 值得说明的是, 对同一组类星体样本不同波段的观测数据进行拟合^[41]或使用不同的方法定标^[27]都会对 l_m 的具体数值产生微小的影响. 这组数据的 χ^2 写为

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{120} \frac{[\theta_{i,\text{th}}(z) - \theta_{i,\text{obs}}]^2}{\sigma_i^2}, \quad (7)$$

其中 $\theta_{i,\text{th}}$ 和 $\theta_{i,\text{obs}}$ 分别是理论计算和直接观测得到的类星体角距的值, σ_i 包含了系统的固有误差与测量角度误差. 这个类星体样本的优势在于可以在一定程度上打破模型中参数的简并性^[42], 在一些模型中可以作为有力的互补探针给出比BAO更好的统计学限制^[43], 而与BAO和CMB数据结合时可以用比Ia型超新星更少的样本数量得到更好的约束精度^[44]. Lian等人^[45]曾使用这组数据与大样本类星体数据结合讨论过修改引力模型. Cao等人^[30]用这组数据与III星暴星系、哈勃参数 $H(z)$ 和BAO的数据联合约束得到的哈勃常数结果相比根据近邻宇宙膨胀测量得到的值偏小.

2.3 重子声学振荡

重子声学振荡是宇宙中可见的重子物质的规则周期性密度涨落. 通过大尺度结构巡天的测量, 重子声学振荡的物质成团性可以作为测量宇宙学距离的标准尺. 这个标准尺的长度由复合时期声波在流体中传播的距离决定:

$$s = \int_0^{t_{\text{rec}}} c_s(1+z)dt = \int_{z_{\text{rec}}}^{\infty} \frac{c_s}{H(z)} dz, \quad (8)$$

其中声速 c_s 是由重子物质和光子能量密度的比值决定的. 一般通过对星系团 $\frac{r(z)}{s}$ 和 $H(z)s$ 的测量来分别得到BAO在切向和视线方向上的尺度^[46-49], 但由于 $r(z)$ 为物体在红移 z 处的共动距离不可以直接测量, 一般选择使用可测量的切向共动距离 D_M 间接得到 $r(z)$, 其在空间曲率为0时等于视线方向上的共动距离: $D_M = r(z) = \frac{c}{H_0} \int_0^z \frac{dz}{E(z)}$. 角直径距离 D_A 和体积平均的角直径距离 $D_V(z) = [\frac{c^2}{H_0^2} \frac{r^2(z)}{E(z)}]^{\frac{1}{3}}$ 也是经常用于限制宇宙学模型的可以间接测量 $r(z)$ 的物理量.

本文使用的全部BAO数据详见文献[30]. 其中 r_s , $r_{s,\text{fid}}$ 和测量值 D_M , D_V 的单位为Mpc, $H(z)$ 测量值的单位为 $\text{km s}^{-1} \text{Mpc}^{-1}$, D_A/r_s , D_H/r_s 和 D_M/r_s 对应的值是无量纲的. 可以看到, 表格中许多数据存在 $r_s/r_{s,\text{fid}}$ 的修正项, 这个修正因子的引入可以保证使用Planck2015的约束结果时计算得到 $r_s = 147.60 \text{ Mpc}$. 拖拽时期声视界的尺度 r_s 与它的基准值 $r_{s,\text{fid}}$ 都可以通过(9)式计算 [50]:

$$r_s = \frac{2}{3k_{\text{eq}}} \sqrt{\frac{6}{R_{\text{eq}}}} \ln \left[\frac{\sqrt{1+R_d} + \sqrt{R_d+R_{\text{eq}}}}{1 + \sqrt{R_{\text{eq}}}} \right], \quad (9)$$

其中 $R_d \equiv R(z_d)$, $R_{\text{eq}} \equiv R(z_{\text{eq}})$ 分别对应阻力时期 z_d 和物质与辐射相等时期 z_{eq} 时重子与光子动量密度的比值 $R = \frac{3\rho_b}{4\rho_\gamma}$, k_{eq} 为物质与辐射相等时期的粒子视界波数. 我们使用的11个BAO的数据可以分为三类, 前六行数据与后两行数据之间分别存在相关性, 而中间三行的数据是完全独立的. 对于存在相关性的数据, 其 χ^2 可以写为

$$\chi_{\text{BAO}}^2 = [A_{\text{th}} - A_{\text{obs}}]^T C^{-1} [A_{\text{th}} - A_{\text{obs}}], \quad (10)$$

其中 A_{th} 和 A_{obs} 分别对应不同物理量的理论值与观测值, C^{-1} 为协方差矩阵的逆矩阵 [30, 50]. 对于没有相关性的三行BAO数据, 其 χ^2 的计算方法为

$$\chi_{\text{BAO}}^2 = \sum_{i=1}^3 \frac{[A_{\text{th}} - A_{\text{obs}}]^2}{\sigma^2}, \quad (11)$$

其中 σ 为观测量 A_{obs} 的相对误差.

3 宇宙学模型与限制方法

3.1 Λ CDM模型

在平坦的弗里德曼-勒梅特-罗伯逊-沃尔克度规(FLRW度规)的前提下, 物质密度参数 Ω_m 是 Λ CDM模型中唯一的宇宙学参数, 状态方程参数 $\omega = p/\rho = -1$, 能量密度 ρ_Λ 为一个不随时间变化的常数. 此模型中的宇宙学常数 Λ 最早出现于爱因斯坦场方程中:

$$G_{\mu\nu} - \Lambda g_{\mu\nu} = 8\pi T_{\mu\nu}. \quad (12)$$

作为提供负压的宇宙组成部分来抗衡引力使得宇宙处于静止状态. 但自从1998年Risse等人用50颗超新星的

光度距离数据对哈勃常数 H_0 、减速因子 q_0 等宇宙学参数进行了良好的限制后, 这一常数目前已被用作描述宇宙加速膨胀的状态. 在标准宇宙学模型中, 宇宙的密度组成可以分为包括重子物质和冷暗物质的物质密度 ρ_m 、辐射能量密度 ρ_γ 、中微子能量密度 ρ_ν 和暗能量密度 ρ_Λ :

$$\rho = \rho_m + \rho_\gamma + \rho_\nu + \rho_\Lambda. \quad (13)$$

由于辐射与中微子在宇宙中所占比例较小, 故在 Λ CDM模型中将其忽略. 所以在假设宇宙曲率为0的前提下, 因为暗能量密度 ρ_Λ 不随时间变化, 而物质能量密度随着宇宙膨胀而减小($\rho_m \propto a^{-3}$), 我们可以得到宇宙的膨胀率:

$$E(z) = \frac{H}{H_0} = \sqrt{(1+z)^3 \Omega_m + \Omega_\Lambda}. \quad (14)$$

也正因宇宙中物质与暗能量的性质不同, 虽然 Λ CDM模型可以与现在的宇宙学观测数据符合得很好, 但其中也存在一些问题一直被人们质疑. 首先如宇宙学常数问题: 理论计算得到的真空能量密度比与观测数据相符的能量密度大120个量级; 其次是巧合性问题: 在宇宙早期宇宙学常数能量密度和物质密度之间何以存在如此大的差异使得当前二者恰好处于同一数量级. 也正是因为这些问题的存在, 我们尝试引入以下几种模型对 Λ CDM模型进行一定的修正.

3.2 XCDM模型

Turner和White [5]认为 Λ CDM模型缺乏足够有力的理论支持, 并在1997年提出应该对宇宙中未知的平滑组分通过 $\omega \equiv p_X/\rho_X$ ($\omega < 0$)的参数化进行更加广泛的讨论, 且这个平滑组成成分的能量密度 ρ_X 随宇宙尺度因子 a 衰减($\rho_X \propto a^{-3(1+\omega)}$). 值得说明的是, 真空能理论与 $\omega = -1$ 的情况相对应, 此时XCDM模型会退回到 Λ CDM模型; 而当 $\omega = -\frac{1}{3}$ 时, 则会与弦理论较为相符. 因此在XCDM模型中, 宇宙膨胀率 $E(z)$ 中的 Ω_X 项不再局限于真空能理论中的常数, 而同样会随着宇宙的膨胀变化:

$$E(z) = \sqrt{(1+z)^3 \Omega_m + (1+z)^{3(1+\omega)} \Omega_X}. \quad (15)$$

3.3 IDE模型

针对巧合性问题, 若各物质组分的密度并不是一成不变的, 比如暗能量与暗物质之间如果存在能量交换, 这个问题就可以得到很好的解决. 因此在理论上, 引入暗能量与暗物质的相互作用的IDE模型有助于缓解标准宇宙学模型的巧合性问题. 我们通过唯象化的处理假设暗能量通过能量交换项 Q 与物质组分(包括暗物质与重子物质)进行能量交换, 此时各能量组分的守恒公式可以写为

$$\begin{aligned}\dot{\rho}_m + 3H\rho_m &= Q, \\ \dot{\rho}_X + 3H\rho_X(1 + \omega) &= -Q,\end{aligned}\quad (16)$$

其中 ρ_m 和 ρ_X 分别为物质密度和暗能量密度对尺度因子的导数, 此时依然满足能量守恒定律 $\dot{\rho}_{\text{tot}} + 3H(\rho_{\text{tot}} + p_{\text{tot}}) = 0$. 当 $Q = 0$ 时, 暗能量与暗物质之间不存在能量交换; $Q < 0$ 时, 能量从暗物质流向暗能量; $Q > 0$ 则表示能量从暗能量流向暗物质, 此时可以在一定程度上缓解巧合性问题. 针对能量交换项, 天文学家提出了许多不同的参数化形式来尝试在唯象的情况下得到较为准确的结果, 如 $Q \propto H\rho_m, H\rho_{\text{tot}}, H\rho_X, \dots$ [7, 51–53], 本文选择了其中两种形式具体对应的宇宙学模型加以限制. 当相互作用项分别正比于物质密度与暗能量密度时, 可以将其写作如下形式:

$$\begin{aligned}Q &= 3\gamma_m H\rho_m, \\ Q &= 3\gamma_d H\rho_X.\end{aligned}\quad (17)$$

对应于不同能量交换项的形式, 宇宙膨胀率的表达式也会有所不同. 在 γ_m IDE模型中,

$$\begin{aligned}E^2(z) &= \frac{\omega_X \Omega_m}{\gamma_m + \omega_X} (1+z)^{3(1-\gamma_m)} \\ &+ \left(\frac{1 - \omega_X \Omega_m}{\gamma_m + \omega_X} \right) (1+z)^{3(1+\omega_X)},\end{aligned}\quad (18)$$

而在 γ_d IDE模型中,

$$\begin{aligned}E^2(z) &= (1 - \Omega_m)(1+z)^{3(1+\gamma_d+\omega_X)} \\ &+ \frac{\omega_X \Omega_m + \gamma_d + \gamma_d(\Omega_m - 1)(1+z)^{3(\gamma_d+\omega_X)}}{\omega_X + \gamma_d} (1+z)^3.\end{aligned}\quad (19)$$

此时, 能量交换项的性质可以通过 γ_d 与 γ_m 体现, 由于现在暗能量和暗物质的本质尚不清晰, 故而在对其进行限制时不能限定符号, 只能根据数据得到最终的约束结果.

3.4 限制方法

首先, 我们选择使用最小 χ^2 的统计学方法对以上4种模型中的参数进行拟合. 对类星体+BAO的联合数据, 其对应的 χ^2 表达式为

$$\chi^2 = \chi_1^2 + \chi_2^2 + \chi_{\text{BAO}}^2. \quad (20)$$

由于在模型拟合的过程中, χ^2 的值往往会随着模型中引入参数的增多而减小, 为避免模型过拟合, 我们使用赤池信息判据(Akaike Information Criterion, AIC) [54]和贝叶斯信息判据(Bayesian Information Criterion, BIC) [55]对不同模型的拟合程度进行比较, 两种判据的计算公式分别为

$$\text{AIC} = -2\ln L_{\text{max}} + 2k, \quad (21)$$

$$\text{BIC} = -2\ln L_{\text{max}} + k\ln N, \quad (22)$$

式中 $\ln L_{\text{max}} = -\frac{1}{2}\chi^2$ 为最大似然函数, k 为模型中引入的参数数量, N 则是用到的数据总个数. 在这两种检测方法中, 最终计算得到的AIC或BIC值越小证明模型与观测数据符合得更好. 可以发现, 当依靠数据得到 χ^2 值相同时, 模型中引入的参数数量和使用数据量越少, 得到的最终计算结果越小, 证明两种判断方式都倾向于支持使用尽可能少的参数的模型. 同时, 我们还可以计算两个不同模型之间BIC的差值: 若 $0 \leq \Delta\text{BIC} \leq 2$, 则说明相比较的两个模型与这组数据的吻合程度相当; 若 $2 \leq \Delta\text{BIC} \leq 6$, 则说明作比较的两个模型与观测数据的匹配程度之间有较大差异.

我们还选择了JSD (Jensen-Shannon Divergence)方法对4个模型中物质密度参数 Ω_m 约束的差异性进行了分析 [45, 56, 57]. 对于关于同一个物理量 x 的两个后验分布 $P_1(x)$, $P_2(x)$ 而言, 可以通过计算它们的相对熵(Kullback-Leibler Divergence, KLD)来比较两个分布的差异性:

$$K(P_1(x), P_2(x)) = \int P_1(x) \ln \frac{P_1(x)}{P_2(x)} dx. \quad (23)$$

显然 $K(P_1, P_2)$ 是不对称的. 因此, 当进行比较的两个分布权重相同时, 我们可以进一步定义一个对称的散度对后验分布的差异性(JSD)进行评估:

$$\text{JSD}(P_1, P_2) = \frac{1}{2} \left[K\left(P_1, \frac{P_1+P_2}{2}\right) + K\left(P_2, \frac{P_1+P_2}{2}\right) \right]. \quad (24)$$

最终计算得到的JSD的值越小, 证明两个后验分布越接近, 当两个后验分布完全一致时, JSD值为0.

4 结果与讨论

图1-4是利用多波段类星体+BAO的联合数据, 分别得到的对 Λ CDM模型、XCDM模型、 γ_d IDE模型和 γ_m IDE模型的限制结果. 由于光度距离和角直径距离都是 H_0 依赖的, 所以我们同样将 H_0 作为自由参数引入到模型的参数拟合中, 单位为 $\text{km s}^{-1} \text{Mpc}^{-1}$. 从约束的结果图中可以看出, 大样本类星体的数据中截距 β 与斜率 γ 参数存在较强的负相关性, 再次证明了所使用样本的合理性. 我们最终约束得到的数据样本参数的后验分布在不同宇宙学模型中十分相似: $\beta \approx 0.72$, $\gamma \approx 0.64$, $\delta \approx 0.23$, 其中 β 的值与Melia等人的结果相比较, 但也在 2σ 范围内一致^[32], γ 与 δ 的值则与Melia^[32]和Risaliti和Lusso^[15]建立这个样本时得到的参数结果几乎一致, 这也体现了对大样本类星体数据进行校准的重要性. 在XCDM模型和IDE模型中, Ω_m 与 ω 之间表现为较强的正相关性. 与Lan等人^[58]2020年用中等光度类星体和580个超新星样本对相互作用暗能量模型限制结果相对比, 他们得到的 Ω_m 与 ω 之间的简并性刚好相反, 因此在后续的工作

中, 超新星数据的引入应该会对打破参数之间的简并性、得到更好的限制结果有不小的帮助. 同时, 我们发现在宇宙膨胀率中考虑状态方程参数 ω 的作用前后, Ω_m 与 H_0 的简并性会呈现相反的情况, 说明暗能量的性质会对距离计算产生较大的影响.

表1中为4个模型中宇宙学参数的限制结果. 可以发现 Λ CDM模型得到的 Ω_m 和 H_0 虽然都略大于Planck2018^[59]得到限制得到的结果, 但也在 2σ 范围内与之相符, 且约束精度与其较为接近. 与Cao等人^[17]使用包括类星体, CMB, BAO等不同数据组合得到的约束结果相比, 我们对 H_0 和 Ω_m 的约束精度都提升了至少一个量级. 就XCDM模型而言, 对 Ω_m 和 ω 的限制结果与Cao等人^[17]2017年使用不同数据组合、固定 H_0 得到的参数中心值基本在 1σ 范围内符合; 与Biesiada等人^[60]使用SLACS+LSD的引力透镜样本得到的结果相比, 我们在额外考虑了 Ω_m 和 H_0 两个参数的情况下, 对 ω 的约束精度与之相比依然有一定程度的提高. 与Zhai等人^[61]2010年使用Ia型超新星, CMB, 哈勃参量(OHD)等观测数据的不同组合得到的限制结果相比, 我们得到的 Ω_m 值更接近

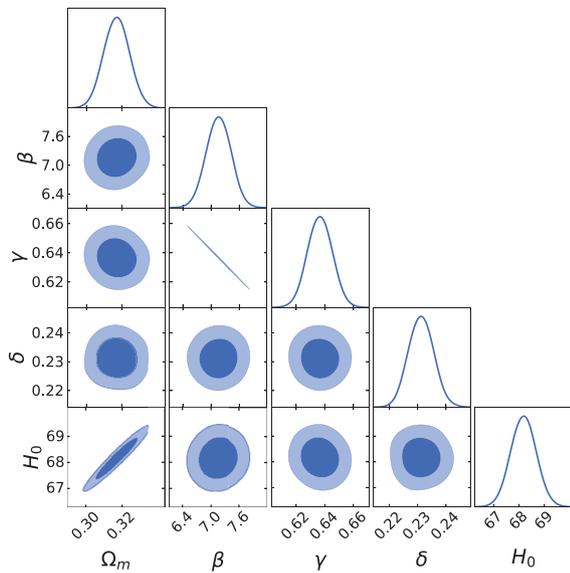


图1 (网络版彩图) Λ CDM模型中物质密度参数 Ω_m 、哈勃常数 H_0 及与数据相关的参数 β , γ , δ 的一维边缘化分布及其 1σ 与 2σ 置信区间的二维分布图

Figure 1 (Color online) The 1D marginalized distribution and 2D regions with the 1σ and 2σ contours of matter density parameter Ω_m , Hubble constant H_0 and parameters β , γ , δ related to data in the Λ CDM model.

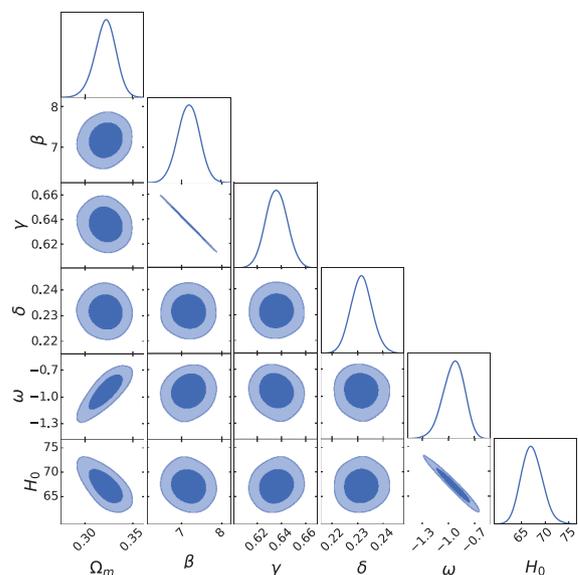


图2 (网络版彩图) XCDM模型中物质密度参数 Ω_m 、状态方程参数 ω 、哈勃常数 H_0 及与数据相关的参数 β , γ , δ 的一维边缘化分布及其 1σ 与 2σ 置信区间的二维分布图

Figure 2 (Color online) The 1D marginalized distribution and 2D regions with the 1σ and 2σ contours of matter density parameter Ω_m , equation of state parameter ω , Hubble constant H_0 and parameters β , γ , δ related to data in the XCDM model.

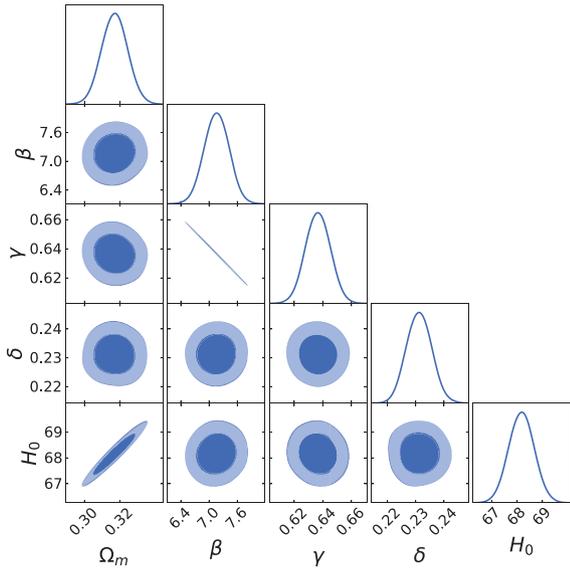


图3 (网络版彩图) γ_d IDE模型中物质密度参数 Ω_m 、状态方程参数 ω 、量化暗物质与暗能量之间能量交换程度的参数 γ_d 、哈勃常数 H_0 及与数据相关的参数 β, γ, δ 的一维边缘化分布及其 1σ 与 2σ 置信区间的二维分布图

Figure 3 (Color online) The 1D marginalized distribution and 2D regions with the 1σ and 2σ contours of matter density parameter Ω_m , equation of state parameter ω , constant parameter γ_d quantifying the extent of interaction between dark matter and dark energy, Hubble constant H_0 and parameters β, γ, δ related to data in the γ_d IDE model.

Planck2018的结果,对 ω 的限制精度相当且最佳拟合值在 1σ 范围内相符.对于相互作用暗能量模型, γ_m IDE模型和 γ_d IDE模型中的 γ_m 和 γ_d 的最佳值都是一个略大于0的正值,代表能量从暗能量流向暗物质,可以在一定程度上缓解巧合性问题.虽然我们通过数据约束得到的 γ_m 和 γ_d 的值都倾向于能量从暗能量流向暗物质,但并不代表在宇宙演化的整体过程中能量流动方向一直如此,与高红移处暗物质占主导的观测事实并不矛盾. Cao等人^[9]使用哈勃参量数据(OHD)、Ia型超新星、BAO和CMB的数据也对 γ_d IDE模型和 γ_m IDE模型做出过限制,对比来看我们的限制精度与其结果处于同一量级,但区别于他们的结果中 $\gamma_d < 0$,在我们的约束结果中 γ_d IDE模型同样支持能量从暗能量流向暗物质,可以更好地解释巧合性问题.针对 γ_m IDE模型,我们还做了更加广泛的比较:与Pan等人^[8]用时间延迟距离(TDD),超新星,BAO,CMB的数据得到的结果相比,两组不同数据得到的 γ_m 的限制结果在 1σ 范围内一致, Ω_m 在 2σ 范围内一致,但是我们得到的 ω 的约束结果明

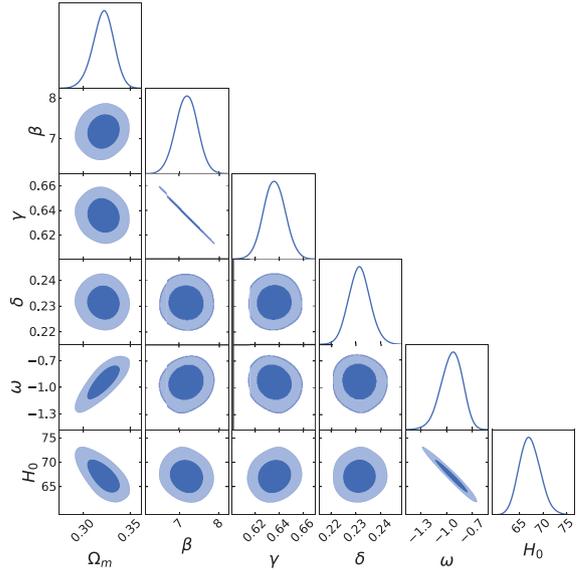


图4 (网络版彩图) γ_m IDE模型中物质密度参数 Ω_m 、状态方程参数 ω 、量化暗物质与暗能量之间能量交换程度的参数 γ_m 、哈勃常数 H_0 及与数据相关的参数 β, γ, δ 的一维边缘化分布及其 1σ 与 2σ 置信区间的二维分布图

Figure 4 (Color online) The 1D marginalized distribution and 2D regions with the 1σ and 2σ contours of matter density parameter Ω_m , equation of state parameter ω , constant parameter γ_m quantifying the extent of interaction between dark matter and dark energy, Hubble constant H_0 and parameters β, γ, δ related to data in the γ_m IDE model.

表1 限制得到的4个模型中哈勃常数 H_0 、物质密度参数 Ω_m 、状态方程参数 ω 和量化暗能量与暗物质之间能量交换程度的参数 γ_d/γ_m 的最佳值及 1σ 误差范围

Table 1 The best-fit values with their 1σ uncertainties of Hubble constant H_0 , matter density parameter Ω_m , equation of state parameter ω and constant parameter γ_d/γ_m quantifying the extent of interaction between dark matter and dark energy in four models

模型	H_0	Ω_m	ω	γ_d/γ_m
Λ CDM	$68.177^{+0.497}_{-0.505}$	$0.317^{+0.007}_{-0.007}$	-1	0
XCDM	$67.103^{+2.308}_{-2.130}$	$0.322^{+0.011}_{-0.011}$	$-0.936^{+0.119}_{-0.132}$	0
γ_d IDE	$66.992^{+2.765}_{-2.466}$	$0.323^{+0.017}_{-0.019}$	$-0.925^{+0.158}_{-0.194}$	$0.005^{+0.045}_{-0.050}$
γ_m IDE	$66.332^{+2.405}_{-2.290}$	$0.329^{+0.014}_{-0.015}$	$-2.604^{+0.448}_{-0.466}$	$0.017^{+0.032}_{-0.027}$

显偏小;从Zhang等人^[62]的工作中可知,高红移类星体红移漂移数据的加入可以有效提高对 γ_m 参数的限制精度,但 γ_m 的中心值在红移漂移数据加入前后没有显著变化,且都在我们约束结果的 1σ 范围内.当考虑能量交换项和暗能量状态方程参数随尺度因子的变化时,

Väiviita等人^[63]利用WMAP, 超新星, BAO, CMB不同的数据组合得到的约束结果均倾向于能量从暗能量流向暗物质, 这一结论也与我们依据 γ_m IDE模型得到的结论相同. Zheng等人^[64]在 γ_d IDE模型的基础上在模型中考虑了辐射能量密度, 使用CMB, BAO, Ia型超新星, $H(z)$ 和类星体数据对 Ω_m 和 γ_d 的约束结果基本在我们结果的 1σ 范围之内, 证明辐射能量密度的加入对暗能量流动的方向和暗能量与暗物质的能量转换强度没有显著的影响.

计算得到的不同模型的AIC和BIC值及其差值如表2所示. 通过计算可知, 无论是AIC判据还是BIC判据都支持 Λ CDM模型是这4个模型中与数据符合最好的一个; 在两个相互作用暗能量模型比较中, 两种判据都更支持 γ_m IDE模型, 但也都与 γ_d IDE模型区别不大. 同时两个判据都更支持宇宙中能量组分稳定的CDM模型, 且存在组分间能量交换的IDE模型与CDM模型之间存在较大的差距.

我们利用JSD对所有模型中的共同参数 Ω_m 和 H_0 的后验分布做了分析, 并将4个模型的 Ω_m 和 H_0 的后验分布结果分别汇总如图5和6所示. 两图中蓝色实线为与数据符合得最好的 Λ CDM模型给出的 Ω_m 和 H_0 的限制结果, 橙色、绿色、红色的虚线分别对应XCDM模型、 γ_d IDE模型和 γ_m IDE模型中 Ω_m 和 H_0 的限制结果. 图5中可以直观地看出 Λ CDM模型中 Ω_m 的后验分布相比于其他三个模型更加紧密, 分析认为可能是 Λ CDM模型中较少的参数自由度对限制的强度有较大的影响. 参数限制的紧密程度差异在图6中体现得更加明显, 同时可以看出除 Λ CDM外其他三个模型对 H_0 的限制结果差异不大, 再次体现出对暗能量性质的讨论会对 H_0 的取值有较大的影响. 随后我们将定量计算得到的其他三个模型与更符合这组数据的

表2 不同模型的AIC和BIC值及其与 Λ CDM模型计算结果的差值

Table 2 The AIC and BIC values in different models and differences based on Λ CDM model

模型	AIC	Δ AIC	BIC	Δ BIC
Λ CDM模型	578.63	0	605.91	0
XCDM模型	580.31	1.68	613.04	7.13
γ_d IDE模型	582.35	3.72	620.54	14.63
γ_m IDE模型	581.78	3.15	619.97	14.06

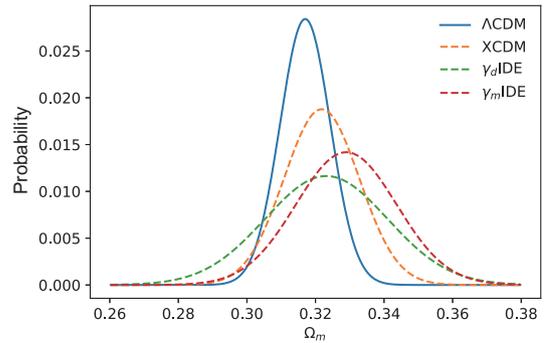


图5 (网络版彩图)不同模型对 Ω_m 的限制结果
Figure 5 (Color online) Constrains on Ω_m in different models.

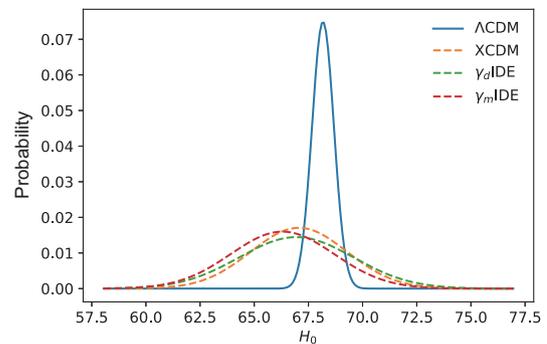


图6 (网络版彩图)不同模型对 H_0 的限制结果
Figure 6 (Color online) Constrains on H_0 in different models.

表3 其余3个模型与 Λ CDM模型物质密度参数 Ω_m 和哈勃常数 H_0 的后验分布的差异水平

Table 3 Jensen-Shannon divergence (JSD) between Λ CDM and other cosmological models with respect to the matter density parameter Ω_m and Hubble constant H_0

模型	XCDM	γ_d IDE	γ_m IDE
Ω_m	0.253	0.392	0.428
H_0	0.550	0.578	0.595

Λ CDM模型物质密度参数 Ω_m 和哈勃常数 H_0 的后验分布差异(JSD)列举在表3中. Ω_m 和 H_0 后验分布的JSD计算结果都支持XCDM模型与 Λ CDM模型对 Ω_m 和 H_0 的限制结果最为接近, 其次是 γ_d IDE模型和 γ_m IDE模型. 当比较两个参数间的分析结果时, 可以发现其他三个模型与 Λ CDM模型之间 Ω_m 的结果差异相比于 H_0 后验分布的差异整体偏小.

从粒子物理角度, 通过由宇宙学数据限制得到的耦合系数 γ_m , 我们将对暗物质模型做进一步的分析. 与传统的暗物质与标准模型粒子的相互作用相比, 暗能量与暗物质的直接耦合为研究暗物质提供了一个新的角度, 也因此宇宙学观测数据将可以用以研究暗物质模型. 具体来说, 宇宙学观测数据可以限制暗能量与暗物质相互作用的耦合系数, 暗能量与暗物质相互作用耦合系数 γ_m 进而可以对WIMP暗物质遗迹密度带来影响, 他们之间的关系可以写为

$$\Omega h^2 = 0.169 \times x_f \sqrt{\frac{100}{g^*}} \times \frac{10^{-10} \text{ GeV}^{-2}}{\langle \sigma v \rangle} \frac{2 - 3\gamma_m}{2} \left(\frac{2\pi g^* m_{\text{DM}}^3}{45 S_0 x_f^3} \right)^{\gamma_m}, \quad (25)$$

式中 m_{DM} 为暗物质质量, g^* 为宇宙中粒子总自由度数, 现在宇宙的熵 $S_0 = 2890 \text{ cm}^{-3}$, 退耦参数 $x_f = m_{\text{DM}}/T$ 由暗物质质量和暗物质退耦温度决定^[12]. 在标量暗物质模型中, 湮灭截面 σ 由描述暗物质和标准模型下希格斯粒子的耦合常数 λ_{hS} 和标量场暗物质质量 m_S 共同决定, v 为参与反应粒子的速度, $\langle \sigma v \rangle$ 为经过热平均的湮灭截面. 利用此关系可以进一步研究暗物质模型的耦合系数 γ_m 与暗物质质量 m_{DM} 之间的关系, 从而实现利用宇宙学观测数据研究暗物质模型.

在具体的计算时, $\langle \sigma v \rangle$ 可以写为^[12,65]

$$\langle \sigma v \rangle = \frac{x}{8m_S^5 K_2^2(x)} \int_{4m_S^2}^{\infty} (s - 4m_S^2) \sqrt{s} K_1(x \sqrt{s}/m_S) \sigma ds, \quad (26)$$

式中 $x = m_S/T$, T 为温度, $K_1(y)$ 与 $K_2(y)$ 是第二类修正贝塞尔函数, s 是质心能量的平方. 而湮灭截面 σ 由4部分组成: $\sigma = \sigma^{f\bar{f}} + \sigma^{W^+W^-} + \sigma^{ZZ} + \sigma^{hh}$, 分别对应与标量场暗物质湮灭为费米子、W玻色子、Z玻色子和希格斯粒子的湮灭截面, 又可具体写为

$$\sigma^{f\bar{f}} = N_C^f \sum_f \frac{\lambda_{hS}^2 m_f^2 (1 - 4m_f^2/s)^{3/2}}{8\pi [m_h^2 \Gamma_h^2 + (s - m_h^2)^2]}, \quad (27)$$

$$\sigma^{W^+W^-} = \frac{\lambda_{hS}^2 (s + 12 \frac{m_W^4}{s} - 4m_W^2) \sqrt{1 - 4m_W^2/s}}{16\pi [m_h^2 \Gamma_h^2 + (s - m_h^2)^2]}, \quad (28)$$

$$\sigma^{ZZ} = \frac{\lambda_{hS}^2 (s + 12 \frac{m_Z^4}{s} - 4m_Z^2) \sqrt{1 - 4m_Z^2/s}}{32\pi [m_h^2 \Gamma_h^2 + (s - m_h^2)^2]}, \quad (29)$$

$$\sigma^{hh} = \frac{9\lambda_{hS}^2 m_h^4 \sqrt{1 - 4m_h^2/s}}{32\pi s [m_h^2 \Gamma_h^2 + (s - m_h^2)^2]}, \quad (30)$$

式中 m_X 对应不同粒子的质量, N_C^f 是费米子色量子数. 通过对上述的4个湮灭截面分析可知, 数学上, 上述公式的分子中存在根号, 要使湮灭截面有意义, 根号中的值要大于0; 物理上, 要使暗物质湮灭发生, 其需要大于对应的湮灭产物质量的2倍. 随着暗物质质量的增大, 上述4个反应会依次开始进行, 而新反应的加入会使 $\langle \sigma v \rangle$ 产生不连续的变化.

若WIMP暗物质为拥有 Z_2 对称性的实标量暗物质, 考虑暗物质遗迹密度 $\Omega h^2 = 0.1198 \pm 0.0012$ 的约束^[59], 实标量暗物质模型在 $(m_S - \lambda_{hS})$ 平面可行参数区域如图7所示. 图中青色线为 $\gamma_m = 0$ 对应的情况, 这意味着暗能量和标量暗物质之间无相互作用; 紫色宽带代表 $\gamma_m = 0.017_{-0.027}^{+0.032}$ 给出的约束范围. 从图7中可以看出, γ_m 会对暗物质模型耦合系数 λ_{hS} 有较大影响; 对于 $m_S \approx 80 \text{ GeV}$ 处 λ_{hS} 存在的突变, 是因为当实标量暗物质的质量大于两倍W玻色子质量($m_S > 2m_W$)时, 标量暗物质粒子湮灭产生W玻色子道($SS \rightarrow W^+W^-$)被打开, 而这个湮灭反应恰好对 λ_{hS} 特别敏感.

在标量暗物质模型下, 自旋独立的暗物质-核子的散射截面可表示为

$$\sigma_{SI} = \frac{\lambda_{hS}^2 f_N^2 \mu m_N^2}{4\pi m_h^4 m_S^2}, \quad (31)$$

式中 m_N 为核子质量, 暗物质-核子约化质量 $\mu = m_N m_S / (m_N + m_S)$, 希格斯粒子质量 $m_h = 125 \text{ GeV}$, 强子矩阵元 $f_N \approx 0.3$ ^[12]. 图8即为我们画出的暗物质-核子散射截面随实标量暗物质质量的变化情况, 其中粉色虚线、绿色实线与阴影和蓝色虚线分别代表来自直接探测暗物质粒子的实验LUX2015, LUX2016和Xenon1T的限制^[66]. 青色线与紫色宽带分别代表暗能量和标量场暗物质之间相互作用耦合系数为0与 $0.017_{-0.027}^{+0.032}$ 时的情况. 由于直接探测的实验给出的是散射截面随暗物质粒子质量变化的上限, 结合宇宙学模型对 γ_m 的限制, 可以给出暗物质粒子质量的可能区间为: $56 \text{ GeV} \leq m_S \leq 63 \text{ GeV}$ 或 $m_S \geq 450 \text{ GeV}$.

在对暗物质的间接探测中, 希格斯不可见衰变是其中很重要的一种探测方法. 在希格斯粒子转化为暗物质粒子对的反应($h \rightarrow SS$)中, 对应的衰变宽度可以

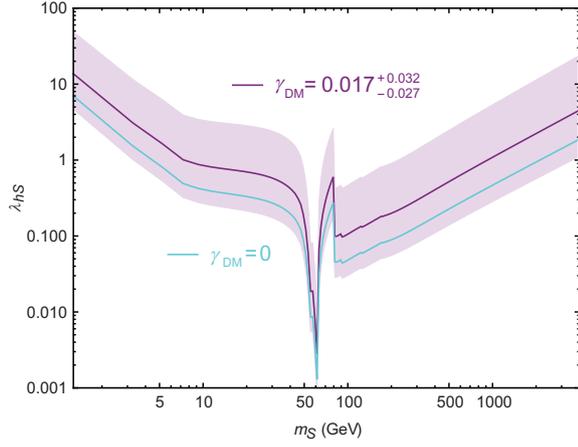


图7 (网络版彩图)暗物质遗迹密度 $\Omega h^2 = 0.1198 \pm 0.0012$ 约束下的 $(m_S - \lambda_{hS})$ 平面可行参数区域

Figure 7 (Color online) Allowed parameter regions in the $(m_S - \lambda_{hS})$ plane under the constraint of dark matter relic density $\Omega h^2 = 0.1198 \pm 0.0012$.

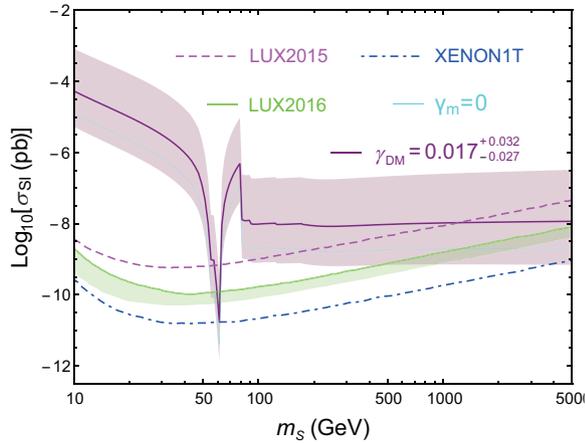


图8 (网络版彩图)暗物质-核子散射截面随暗物质质量变化图

Figure 8 (Color online) DM-nucleon scattering cross section as the function of DM mass for several γ_{DM} .

表示为

$$\Gamma(h \rightarrow SS) = \frac{\lambda_{hS}^2 v^2}{32\pi m_h} \sqrt{1 - \frac{4m_S^2}{m_h^2}}. \quad (32)$$

若这个反应可以进行, 则要求 $m_S < 1/2m_h$, 其中 m_h 为希格斯粒子质量. 基于希格斯衰变的总宽度 $\Gamma_h \simeq$

4.15 MeV, 我们可以计算希格斯粒子衰变为暗物质分支的比例:

$$Br_{inv}(h \rightarrow SS) = \frac{\Gamma(h \rightarrow SS)}{\Gamma_h}, \quad (33)$$

并由此可以得到希格斯粒子衰变为暗物质分支的比例随暗物质质量的变化图如图9所示. 其中橙色、绿色、蓝色、粉色线分别为LHC^[67], ILC¹⁾, FCC-ee^{[68]2)}以及CEPC实验^[69]对Higgs不可见衰变分支比的限制, 这一类实验同样可以对暗物质粒子的质量做出限制, 且在本文的限制中与直接探测暗物质实验给出的结果保持了一致. 由于紫色与青色的线为纯理论计算的结果, 故在低质量端会出现希格斯粒子衰变为暗物质的宽度远大于实验中希格斯衰变总宽度的情况, 在模型约束中会将此部分对应的暗物质粒子质量区间排除.

此外, 图8和9的分析结果显示, 当相互作用耦合系数 γ_m 小于0时, 暗物质-核子散射截面、希格斯不可见衰变分支比都将被压低, 进而可以增大标量暗物质模型的参数空间; 反之, 当相互作用耦合系数 γ_m 大于0时, 暗物质-核子散射截面、希格斯不可见衰变分支比将被抬高, 减小标量暗物质模型的参数空间, 由此证明暗物质粒子实验可以对能量从暗能量流向暗物质的强度给出较强的限制.

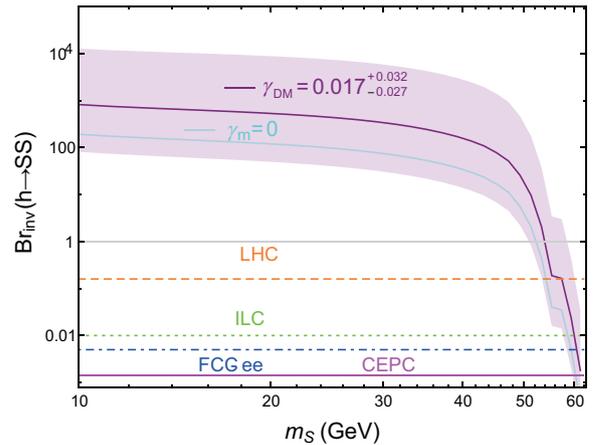


图9 (网络版彩图)希格斯不可见衰变分支比图

Figure 9 (Color online) The branching ratio of the Higgs invisible decay.

1) Fujii K, Grojean C, Peskin M E, et al. arXiv: 1506.05992.

2) David d'Enterria. arXiv: 1602.05043.

5 结论

暗能量与暗物质一直是物理学研究中的两个基础问题, 本文选择侧重于二者之间的相互作用进行研究. 由于暗能量与暗物质之间的相互作用会在大尺度上影响宇宙学距离的测量, 所以我们选择了可以在更高红移处被观测到的类星体样本对这一关系进行间接分析, 即可作为标准烛光候选体的红移范围 $0.036 < z < 5.100$ 包括1598个类星体的紫外波段与X射线波段通量数据样本和可作为标准直尺的120个红移覆盖 $0.46 < z < 2.76$ 的中等光度类星体的数据样本. 同时我们结合了最新的BAO观测结果 ($0.38 < z < 2.34$) 以期得到对这一关系更准确的描述. 在理论模型中, 引入了暗能量和暗物质之间相互作用的IDE模型可以在一定程度上缓解标准宇宙学模型(Λ CDM模型)存在的巧合性问题; 而针对 Λ CDM模型存在的宇宙学常数问题, XCDM模型中对于暗能量状态方程参数 ω 的讨论可以让我们对暗能量的性质有更好的理解. 现将本文使用类星体与BAO的数据对4种宇宙学模型进行高精度的观测检验得到的结果列举如下:

(1) 类星体数据的加入可以得到对哈勃常数 H_0 、物质密度参数 Ω_m 和状态方程参数 ω 更加紧密的限制结果. 无论是与引力透镜^[60]还是类星体, CMB, BAO等不同数据^[17]的组合限制结果相比较, 我们结合类星体样本得到的参数限制结果在相同模型比较中都达到了同一数量级甚至更高的限制精度, 在 Λ CDM模型中得到的 Ω_m 和 H_0 约束精度也与Planck2018的精度接近, 进一步证明了类星体可以作为标准探针对于宇宙学做出更精确限制的潜力.

(2) 在对相互作用暗能量模型的研究中, γ_m IDE模型和 γ_d IDE模型中暗能量-暗物质耦合参数 $\gamma_m = 0.017^{+0.032}_{-0.027}$, $\gamma_d = 0.005^{+0.045}_{-0.050}$ 都表明这组数据支持能量从暗能量流向暗物质, 这可以在一定程度上缓解巧合性问题. 但两个IDE模型中暗能量-暗物质耦合参数的绝对值都很小, 证明暗能量与暗物质之间的相互作用十分微弱.

(3) 我们还对4个模型的拟合结果做了整体的比较. 无论是AIC统计学判据还是BIC判据, 它们都

支持 Λ CDM模型是与我们选择的数据符合最好的模型, 其次是XCDM模型, γ_m IDE模型和 γ_d 模型则与两个固定不同能量组分在宇宙中占比的CDM模型有较大差异, 且在BIC判据中表现的差异性大于AIC判据, 说明使用数据的数量同样会对我们判定模型与数据符合程度差异产生影响. 在与多波段类星体符合得最好的 Λ CDM模型框架下, 我们得到哈勃常数 $H_0 = 68.177^{+0.497}_{-0.505}$ 、物质密度参数 $\Omega_m = 0.317^{+0.007}_{-0.007}$, 与Planck2018的结果符合得很好. 对于类星体通量数据中引入的参数, 不同宇宙学模型下得到的结果几乎一致: $\beta \approx 0.72$, $\gamma \approx 0.64$, $\delta \approx 0.23$, 与Risalti和Lian等人^[15,45]得到的结果几乎在 1σ 范围内符合. 在 Ω_m 和 H_0 的后验分布比较中, 两个参数的JSD判据都认为XCDM模型与 Λ CDM模型的拟合结果较为接近, 其次是 γ_d IDE模型和 γ_m IDE模型, 且 Ω_m 约束结果在模型间的差异要整体小于 H_0 后验分布的差异.

(4) 最后, 我们联合宇宙学数据得到的暗能量-暗物质耦合参数 γ_m 与粒子物理实验限制了暗物质粒子的质量. 在假设WIMP暗物质是拥有 Z_2 对称性的实标量暗物质的前提下, 根据多波段类星体对暗能量与暗物质相互作用项参数的约束, 可以得到标量场暗物质粒子的质量限制: $56 \text{ GeV} \lesssim m_S \lesssim 63 \text{ GeV}$ 或 $m_S \gtrsim 450 \text{ GeV}$. 在联合限制中, 若 γ_m 过大则会使得宇宙学的约束结果与粒子物理的实验结果没有交集, 因此证明粒子物理实验结果可以进一步地约束宇宙学数据的限制结果.

众所周知, 中国天眼FAST的五大科学目标之一是引领全球VLBI观测网, 其未来将产生大量类星体致密结构的高精度观测. 随着VLBI技术的发展, 将观测到越来越多致密射电源的毫角秒尺度结构, 进一步扩充中等光度类星体的样本. 在后续工作中, 随着类星体数据库的不断扩大, 我们期望可以通过引入新数据得到类星体X射线波段与紫外波段通量之间更精确的约束关系, 在打破参数简并性与提高结果精确度两个方面对相互作用暗能量模型做出更好的约束. 以上工作将有助于定量描述暗能量与暗物质存在的相互作用, 缓解标准宇宙学模型的巧合性问题, 并进一步揭示暗物质与暗能量的本质.

参考文献

- 1 Riess A G, Filippenko A V, Challis P, et al. Observational evidence from supernovae for an accelerating universe and a cosmological constant.

- [Astron J](#), 1998, 116: 1009–1038
- 2 Spergel D N, Verde L, Peiris H V, et al. First-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) observations: Determination of cosmological parameters. [Astrophys J Suppl S](#), 2003, 148: 175–194
 - 3 Eisenstein D J, Zehavi I, Hogg D W, et al. Detection of the baryon acoustic peak in the large-scale correlation function of SDSS luminous red galaxies. [Astrophys J](#), 2005, 633: 560–574
 - 4 Efstathiou G, Sutherland W J, Maddox S J. The cosmological constant and cold dark matter. [Nature](#), 1990, 348: 705–707
 - 5 Turner M S, White M. CDM models with a smooth component. [Phys Rev D](#), 1997, 56: R4439–R4443
 - 6 Szydlowski M, Stachowiak T, Wojtak R. Towards testing interacting cosmology by distant supernovae. [Phys Rev D](#), 2006, 73: 063516
 - 7 Wei H, Zhang S N. Observational data and cosmological models. [Phys Lett B](#), 2007, 644: 7–15
 - 8 Pan Y, Cao S, Li L. Constraints on interacting dark energy from time delay lenses. [Int J Mod Phys D](#), 2016, 25: 1650003
 - 9 Cao S, Liang N. Interaction between dark energy and dark matter: Observational constraints from OHD, BAO, CMB and SNe Ia. [Int J Mod Phys D](#), 2013, 22: 1350082
 - 10 Cao S, Chen Y, Zhang J, et al. Testing the interaction between baryons and dark energy with recent cosmological observations. [Int J Theor Phys](#), 2015, 54: 1492–1505
 - 11 Pan Y, Cao S, Gong Y, et al. Testing the interaction model with cosmological data and gamma-ray bursts. [Phys Lett B](#), 2013, 718: 699–703
 - 12 Cheng W, He Y, Diao J W, et al. A new way to test the WIMP dark matter models. [J High Energy Phys](#), 2021, 2021: 124
 - 13 Han H, Yang J M, Zhang Y, et al. Collider signatures of Higgs-portal scalar dark matter. [Phys Lett B](#), 2016, 756: 109–112
 - 14 Tananbaum H, Avni Y, Branduardi G, et al. X-ray studies of quasars with the Einstein Observatory. [Astrophys J](#), 1979, 234: L9–L13
 - 15 Risaliti G, Lusso E. Cosmological constraints from the Hubble diagram of quasars at high redshifts. [Nat Astron](#), 2019, 3: 272–277
 - 16 Li X, Keeley R E, Shafieloo A, et al. Hubble diagram at higher redshifts: Model independent calibration of quasars. [Mon Not R Astron Soc](#), 2021, 507: 919–926
 - 17 Cao S, Zheng X, Biesiada M, et al. Ultra-compact structure in intermediate-luminosity radio quasars: Building a sample of standard cosmological rulers and improving the dark energy constraints up to $z \sim 3$. [Astron Astrophys](#), 2017, 606: A15
 - 18 Gurvits L I, Kellerman K I, Frey S. The “angular size-redshift” relation for compact radio structures in quasars and radio galaxies. [Astron Astrophys](#), 1999, 342: 378–388
 - 19 Gurvits L I. Apparent milliarcsecond sizes of active galactic nuclei and the geometry of the universe. [Astrophys J](#), 1994, 425: 442
 - 20 Jackson J C, Jannetta A L. Legacy data and cosmological constraints from the angular-size/redshift relation for ultracompact radio sources. [J Cosmol Astropart Phys](#), 2006, 2006: 2
 - 21 Cao S, Qi J, Biesiada M, et al. Milliarcsecond compact structure of radio quasars and the geometry of the Universe. [Phys Dark Universe](#), 2019, 24: 100274
 - 22 Qi J Z, Zhao J W, Cao S, et al. Measurements of the Hubble constant and cosmic curvature with quasars: Ultracompact radio structure and strong gravitational lensing. [Mon Not R Astron Soc](#), 2021, 503: 2179–2186
 - 23 Qi J Z, Cao S, Zhang S, et al. The distance sum rule from strong lensing systems and quasars-test of cosmic curvature and beyond. [Mon Not R Astron Soc](#), 2019, 483: 1104–1113
 - 24 Liu T, Cao S, Zhang S, et al. Revisiting the cosmic distance duality relation with machine learning reconstruction methods: The combination of HII galaxies and ultra-compact radio quasars. [Eur Phys J C](#), 2021, 81: 903
 - 25 Qi J Z, Cao S, Zheng C, et al. Testing the Etherington distance duality relation at higher redshifts: Combined radio quasar and gravitational wave data. [Phys Rev D](#), 2019, 99: 063507
 - 26 Zheng X, Liao K, Biesiada M, et al. Multiple measurements of quasars acting as standard probes: Exploring the cosmic distance duality relation at higher redshift. [Astrophys J](#), 2020, 892: 103
 - 27 Zheng X G, Cao S, Biesiada M, et al. Multiple measurements of quasars acting as standard probes: Model independent calibration and exploring the dark energy equation of states. [Sci China-Phys Mech Astron](#), 2021, 64: 259511
 - 28 Cao S, Qi J, Biesiada M, et al. Precise measurements of the speed of light with high-redshift quasars: Ultra-compact radio structure and strong gravitational lensing. [Astrophys J](#), 2020, 888: L25
 - 29 Giostri R, Santos M V, Waga I, et al. From cosmic deceleration to acceleration: New constraints from SN Ia and BAO/CMB. [J Cosmol Astropart Phys](#), 2012, 2012: 27
 - 30 Cao S, Ryan J, Ratra B. Cosmological constraints from HII starburst galaxy apparent magnitude and other cosmological measurements. [Mon Not R Astron Soc](#), 2020, 497: 3191–3203
 - 31 Risaliti G, Lusso E. A Hubble diagram for quasars. [Astrophys J](#), 2015, 815: 33
 - 32 Melia F. Cosmological test using the Hubble diagram of high- z quasars. [Mon Not R Astron Soc](#), 2019, 489: 517–523
 - 33 Liu T, Cao S, Zhang J, et al. Testing the cosmic curvature at high redshifts: The combination of LSST strong lensing systems and quasars as new

- standard candles. *Mon Not R Astron Soc*, 2020, 496: 708–717
- 34 Liu T, Cao S, Biesiada M, et al. Testing the cosmic opacity at higher redshifts: Implication from quasars with available UV and X-ray observations. *Astrophys J*, 2020, 899: 71
- 35 Preston R A, Morabito D D, Williams J G, et al. A VLBI survey at 2.29 GHz. *Astron J*, 1985, 90: 1599–1603
- 36 Thompson A R, Moran J M, Swenson G W. *Interferometry and Synthesis in Radio Astronomy*. New York: John Wiley & Sons, 1986. 13
- 37 Jackson J C. Tight cosmological constraints from the angular-size/redshift relation for ultra-compact radio sources. *J Cosmol Astropart Phys*, 2004, 2004: 7
- 38 Jackson J C, Dodgson M. Deceleration without dark matter. *Mon Not R Astron Soc*, 1997, 285: 806–810
- 39 Kellermann K I. The cosmological deceleration parameter estimated from the angular-size/redshift relation for compact radio sources. *Nature*, 1993, 361: 134–136
- 40 Cao S, Biesiada M, Jackson J, et al. Measuring the speed of light with ultra-compact radio quasars. *J Cosmol Astropart Phys*, 2017, 2017: 12
- 41 Cao S, Biesiada M, Qi J, et al. Cosmological investigation of multi-frequency VLBI observations of ultra-compact structure in $z \sim 3$ radio quasars. *Eur Phys J C*, 2018, 78: 749
- 42 Xu T, Cao S, Qi J, et al. A new test of $f(R)$ gravity with the cosmological standard rulers in radio quasars. *J Cosmol Astropart Phys*, 2018, 2018: 42
- 43 Li X, Cao S, Zheng X, et al. Testing and selecting cosmological models with ultra-compact radio quasars. *Eur Phys J C*, 2017, 77: 677
- 44 Qi J Z, Cao S, Biesiada M, et al. New observational constraints on $f(T)$ cosmology from radio quasars. *Eur Phys J C*, 2017, 77: 502
- 45 Lian Y, Cao S, Biesiada M, et al. Probing modified gravity theories with multiple measurements of high-redshift quasars. *Mon Not R Astron Soc*, 2021, 505: 2111–2123
- 46 Blake C, Glazebrook K. Probing dark energy using baryonic oscillations in the galaxy power spectrum as a cosmological ruler. *Astrophys J*, 2003, 594: 665–673
- 47 Frieman J A, Turner M S, Huterer D. Dark energy and the accelerating universe. *Annu Rev Astron Astrophys*, 2008, 46: 385–432
- 48 Hu W, Haiman Z. Redshifting rings of power. *Phys Rev D*, 2003, 68: 063004
- 49 Seo H J, Eisenstein D J. Probing dark energy with baryonic acoustic oscillations from future large galaxy redshift surveys. *Astrophys J*, 2003, 598: 720–740
- 50 Ryan J, Chen Y, Ratra B. Baryon acoustic oscillation, Hubble parameter, and angular size measurement constraints on the Hubble constant, dark energy dynamics, and spatial curvature. *Mon Not R Astron Soc*, 2019, 488: 3844–3856
- 51 Setare M R. Interacting holographic dark energy model and generalized second law of thermodynamics in a non-flat universe. *J Cosmol Astropart Phys*, 2007, 2007: 23
- 52 Chimento L P, Jakubi A S, Pavón D, et al. Interacting quintessence solution to the coincidence problem. *Phys Rev D*, 2003, 67: 083513
- 53 Cai R G, Wang A. Cosmology with interaction between phantom dark energy and dark matter and the coincidence problem. *J Cosmol Astropart Phys*, 2005, 2005: 2
- 54 Akaike H. A new look at the statistical model identification. *IEEE Trans Autom Control*, 1974, AC-19: 716–723
- 55 Schwarz G. Estimating the dimension of a model. *Ann Stat*, 1978, 6: 461
- 56 Lin J. Divergence measures based on the Shannon entropy. *IEEE Trans Inform Theor*, 1991, 37: 145–151
- 57 Lamberti P W, Majtey A P. Non-logarithmic Jensen-Shannon divergence. *Phys A-Statist Mech Appl*, 2003, 329: 81–90
- 58 Lan M J, Pan J C, Pan Y, et al. Constraint on the interacting dark energy from the highly redshifted quasar data (in Chinese). *Sci Sin-Phys Mech Astron*, 2020, 50: 079501 [兰明建, 潘吉成, 潘宇, 等. 高红移类星体数据对相互作用暗能量的观测限制. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2020, 50: 079501]
- 59 Planck Collaboration. Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters. *Astron Astrophys*, 2020, 641: A6
- 60 Biesiada M, Piórkowska A, Malec B. Cosmic equation of state from strong gravitational lensing systems. *Mon Not R Astron Soc*, 2010, 406: 1055–1059
- 61 Zhai Z X, Wan H Y, Zhang T J. Cosmological constraints from radial baryon acoustic oscillation measurements and observational Hubble data. *Phys Lett B*, 2010, 689: 8–13
- 62 Zhang M J, Liu W B. Observational constraint on the interacting dark energy models including the Sandage-Loeb test. *Eur Phys J C*, 2014, 74: 2863
- 63 Väiliviita J, Maartens R, Majerotto E. Observational constraints on an interacting dark energy model. *Mon Not R Astron Soc*, 2010, 402: 2355–2368
- 64 Zheng X, Biesiada M, Cao S, et al. Ultra-compact structure in radio quasars as a cosmological probe: A revised study of the interaction between cosmic dark sectors. *J Cosmol Astropart Phys*, 2017, 2017: 30
- 65 Gondolo P, Gelmini G. Cosmic abundances of stable particles: Improved analysis. *Nucl Phys B*, 1991, 360: 145–179

- 66 Aprile E, Aalbers J, Agostini F, et al. Physics reach of the XENON1T dark matter experiment. *J Cosmol Astropart Phys*, 2016, 2016: 27
- 67 The ATLAS and CMS collaborations. Measurements of the Higgs boson production and decay rates and constraints on its couplings from a combined ATLAS and CMS analysis of the LHC pp collision data at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV. *J High Energy Phys*, 2016, 2016: 45
- 68 Bicer M, Duran Yildiz H, Yildiz I, et al. First look at the physics case of TLEP. *J High Energy Phys*, 2014, 2014: 164
- 69 CEPC-SPPC Study Group. CEPC-SPPC preliminary conceptual design report. 1. Physics and detector, IHEP-CEPC-DR-2015-01

Observational constraints on interacting dark energy models with multiple measurements of quasars

GUO WuZheng¹, CAO Shuo^{1*}, CHENG Wei², PAN Yu² & LIU TongHua³

¹*Department of Astronomy, Beijing Normal University, Beijing 100875, China;*

²*College of Science, Chongqing University of Posts and Telecommunications, Chongqing 400065, China;*

³*School of Physics and Optoelectronic, Yangtze University, Jingzhou 434023, China*

Dark energy and dark matter, two subjects of basic physics, have received a lot of attention in the 21st century. From the observational point of view, the interaction between dark energy and dark matter can significantly affect cosmological distances. This gives rise to the possibility of indirectly detecting such interaction through high-redshift cosmological probes. Theoretically, the introduction of interaction between dark energy and dark matter can assist in alleviating the coincidence problem of the standard cosmological model (Λ CDM model). Furthermore, this can provide a new method of studying the properties of dark matter particles. In this paper, based on the latest observations of multiple measurements of quasars (X-ray+UV quasars acting as standard candles, compact radio quasars acting as standard rulers) covering the redshift range of $0.04 < z < 5.1$ and baryonic acoustic oscillation between ($0.38 < z < 2.34$), we investigate the observational constraints on a variety of interacting dark energy models (γ_d IDE model, γ_m IDE model) and other cosmological models (Λ CDM model, χ CDM model). The results provide us with a quantitative analysis of the possible interaction between dark energy and dark matter, as well as the possible range of the mass of dark matter particles. The joint analysis shows that: (1) Multiple measurements of quasars can provide more stringent constraints on the interacting dark energy models, which can further strengthen the potential of quasars acting as effective cosmological standard probes at higher redshifts; (2) In the framework of both γ_m IDE model and γ_d IDE model, the quasar data supports possible conversion of dark energy into dark matter at high redshift, which alleviates the coincidence problem to some extent. We also found that the interaction term is of a small value, which demonstrates the negligible interaction between dark matter and dark energy; (3) In the framework of Λ CDM model, which has shown the best consistency with quasar data, the density parameter of matter in the Universe is constrained at $\Omega_m = 0.317^{+0.007}_{-0.007}$, with the best-fit Hubble constant $H_0 = 68.177^{+0.497}_{-0.505}$ at 68.3% confidence level. These findings are consistent with the recent microwave background radiation (CMB) measurements from the Planck satellite; (4) If dark matter in the Universe exists in the form of scalar-field dark matter with Z_2 symmetry, we obtain the range of the mass of dark matter particles as $56 \text{ GeV} \lesssim m_S \lesssim 63 \text{ GeV}$ or $m_S \gtrsim 450 \text{ GeV}$, based on the dark energy-dark matter coupling term from multiple measurements of quasars. Such conclusions agree well with the latest experimental results aimed at the direct detection of dark matter particles.

quasars, dark energy, dark matter

PACS: 98.80.Es, 98.54.Aj, 95.35.+d

doi: [10.1360/SSPMA-2022-0056](https://doi.org/10.1360/SSPMA-2022-0056)