天文学 & 天体物理学 稿件编号 aa60701-26
2026年11月25日
©欧洲南方天文台 2026

arXiv:2611.32592v1 [astro-ph.GA] 24 Nov 2026

TNG50模拟中的尘埃消光标度关系

P. Cataldi[1]、X. Z. Zheng[3], 、A. Katsianis[4], 、S. Schulz[5], 、M. Qiao[6], 、J. Qin[7], 和 Z. Lyu[8,9]

[1] 墨西哥国立自治大学，天文学研究所，A.P. 70-264，04510，墨西哥城，墨西哥[2] 李政道研究所和暗物质物理国家重点实验室，上海交通大学，上海 201210 ,
中国[3] 中山大学物理与天文学学院，珠海校区，中国珠海市香洲区大学路2号[4] 独立研究者，瑞士苏黎世[5] 济宁学院物理与电子工程学院，中国济宁273155[6] 海南微城未来学校，中国海南澄迈县571900[7] 中国科学院紫金山天文台，中国南京市元化路10号210023[8] 中国科学技术大学天文与空间科学学院，中国合肥230026

收稿日期：2025年5月1日 / 接受日期：2026年11月23日

摘要

背景。恒星形成星系的红外超量（IRX ≡ L_{IR}/L_{UV}）已观测到与恒星形成率、气相金属丰度和星系尺寸遵循紧密的标度关系，该关系延伸至红移 $z \sim 3$，为星系形成模型提供了重要基准。
目标。我们检验经过辐射转移代码 SKIRT 后处理的 TNG50模拟中的恒星形成星系是否能够再现普适红外超量关系。该关系将红外超量与气相金属丰度、红外光度、尺寸和倾角联系起来，并确定任何偏移的起源。方法。我们分析了从 TNG50模拟中选取的 7280 个恒星形成星系样本，其红移范围为 $0 \leq z \leq 4$，并将预测的红外超量–星系参数关系与观测约束以及 EAGLE模拟进行比较。我们测试了不同的尘埃–金属（DTM）比和尘埃类型，将单个星系性质校正至观测标度关系，并将偏移分解为该关系中各项的贡献。

结果。我们发现，TNG50恒星形成星系在 $0.5 \leq z \leq 1$ 时接近普适红外超量关系，但在 $z = 0$ 时高于该关系（≈ +0.5 dex），并在 $z \geq 2$ 时低于该关系（≈ –0.25dex）。模拟星系遵循自身的同形式关系，但对 L_{IR} 的依赖更弱，且与金属丰度无关。在 $z \approx 0$ 时，TNG50恒星形成星系的 L_{IR} 比用于校准普适红外超量关系的本地星系低 ≈ 1 dex，因此必须对该关系进行外推；在相同恒星质量和 L_{IR} 下，模拟与观测得到的红外超量相差不超过 0.04 dex。在 $z \geq 2$ 时，TNG50恒星形成星系的受遮蔽程度低于该关系的预测值；如果将其金属丰度降低 ≈ 0.2dex，这一偏移基本消失。
结论。改变尘埃与金属质量比和尘埃组成会改变偏移量的归一化，但无法消除其红移依赖性：具有红移依赖性的尘埃与金属质量比或许能减小高红移下的偏移量，但无法减小低红移下的偏移量。由于低红移下的差异主要出现在普适红外超量关系标定所覆盖的 L_{IR} 和金属丰度范围之外，要解决这一问题，需要更具物理动机的尘埃模型以及针对红外暗弱星系的观测约束。

关键词。星系：演化　　在——星系：高红移——星系：星际介质——星系：s　统计–红外：星系

1. 引言

在星系形成与演化中，许多星系性质彼此关联并相互影响，从而形成紧密的经验关系。例如，红外超量（IRX）、恒星形成率（SFR）、气相金属丰度和星系尺寸都遵循明确的关系（例如，Whitaker 等，2014；Popesso 等，2023；Sanders 等，2023；Suess 等，2019a）。尽管尘埃仅占恒星形成星系（SFGs）星际介质（ISM）质量的 ~ 1%，但它在塑造其光谱能量分布（SEDs）方面发挥着重要作用，因为尘埃会吸收并散射紫外—光学光子，随后在红外（即红外，Galliano 等，2018；Hahn 等，2022）中重新发射所吸收的能量。

如果未对这一过程进行适当处理，就会显著偏误推断出的星系性质（Calzetti，2001；Conroy，2013；Trayford 等，2020）。在 $z > 3$ 时，恒星形成率通常根据紫外辐射推断；紫外辐射能够示踪年轻的大质量恒星的存在，因而也能示踪近期的恒星形成活动（Kennicutt 1998）。然而，在估算本征恒星形成率时，必须考虑尘埃消光的影响（例如，Katsianis 等，2021）。星系的尘埃含量取决于其气体储量和气体与尘埃质量比，而后者与气相金属丰度密切相关（Trayford 等，2017；Galliano 等，2018；De Vis 等，2019；Trˇcka等人，2020；Casasola 等，2020）。从观测上看，受消光影响的恒星辐射和尘埃热红外辐射可以直接测量；然而，总尘埃质量则是通过间接方式推断的
并且仍取决于模型。

尘埃消光量化了尘埃将恒星辐射从视线方向散射出去（以及散射进来）并吸收的比例（Salim 和 Narayanan，2020）。实际上，通常用红外超量来表征尘埃消光（Heckman 等，1998；Meurer 等，1999；Heinis 等，2013；Bourne 等，2017）。尘埃消光的强度主要受恒星形成面密度和有效尘埃柱密度调控，因此与恒星形成、金属丰度和星系紧致度密切相关（Garn 和 Best，2010；Xiao 等，2012；Battisti 等，2016；Katsianis 等，2017；Zahid 等，2017；Shapley 等，2022；Qin 等，2024）。

⋆ 通讯作者：pcataldi@astro.unam.mx

有趣的是，Qin 等（2019）表明，红外超量可以表示为气相金属丰度、红外光度（$L_{\rm IR}$）、半光半径（$R_{\rm e}$）和星系倾角（b/a）的联合幂律函数，形式为 IRX $= 10^{\alpha}\, L^{\beta}_{\rm IR} R_{\rm e}^{-\gamma} (b/a)^{-\delta}$，其中幂律指数显式地取决于金属丰度。这一表述为恒星形成星系建立了统一的红外超量关系，其适用范围可达 $z \sim 3$，概括了尘埃消光如何受金属富集、恒星形成活动、星系紧致度和视角之间相互作用的支配。在这一框架中，气相金属丰度成为调节其他量相对重要性的关键参数。随着金属丰度降低，幂律斜率系统性地变平，导致红外超量的行为显著偏离基于 Kennicutt–Schmidt 定律（Kennicutt，1998）与恒定尘埃-金属比（DTM）（Wuyts 等，2011；Genzel 等人，2013；Qin 等（2019））所作的预期。

上述结果为恒星形成星系中 M_*–红外超量关系在 $M_* < 10^{10.5}$ M⊙ 大于 $0 < z < 3$ 时表面上缺乏演化提供了一种自然解释。普适红外超量关系凸显了尘埃消光受恒星形成、星际介质金属丰度和星系结构共同调控，因此是理论模型的重要基准。

然而，宇宙学模拟在较高红移下再现这一关系一直颇具挑战。例如，尽管 EAGLE 成功匹配了若干尘埃标度关系，却难以再现完整的普适红外超量关系（Qiao等（2024））。这种矛盾被归因于高红移下简化的尘埃处理方案，和/或模拟对早期宇宙恒星形成与化学富集建模的局限。近期观测还表明，与普适关系的偏离可能源于恒星—尘埃几何结构的差异，其中星系紧致度和倾角对红外超量散布的形成起着重要作用（Lyu et al. 2026）。

我们采用 TNG50 宇宙学流体动力学模拟，并结合辐射转移代码 SKIRT，研究理论预测的红外超量与其他星系性质之间的关系，并评估观测到的通用 IRX 关系能否在这一框架下得到再现。遵循与 Qiao 等（2024）类似的方法，我们此次使用 Schulz 等人（2020）的星系列表来验证 TNG50 的预测。

本文的组织结构如下。第 2 节介绍 TNG50 模拟、样本选择以及星系参数估计。第 3 节展示预测的红外超量关系，将其与 EAGLE恒星形成星系和观测结果进行比较，检验尘埃后处理，并将偏移分解为该关系中各个项的贡献。第 4 节讨论并可能解释我们的研究结果。最后，我们在第 5 节总结主要结果。

2. 方法

2.1. 样本选择

我们的分析基于 IllustrisTNG 项目的 TNG50模拟中的恒星形成星系（下文简称 TNG50恒星形成星系）（Nel- son 等人 2019；Pillepich 等人 2018）。恒星形成星系的分类方法与 Pillepich等人（2019）一致。恒星形成主序列（SFMS）定义为在 0.2-dex 恒星质量分箱中的比恒星形成率（sSFR）中位数，星系则根据其相对于该关系的偏移进行分类：恒星形成星系的$\Delta\log_{10}$ sSFR > -0.5，而绿谷星系和淬火星系分别位于 $-1.0 < \Delta\log_{10}$ sSFR < -0.5和 ≤ -1.0。

我们采用 Schulz 等人（2020）提出的合成星系目录，该目录对 TNG50 星系进行了后处理

使用辐射转移代码 SKIRT 推导紫外和红外光度。在此后处理中，每个星系都基于其原生沃罗诺伊网格进行重建（Springel 2010；Camps 等人 2013），并提取边长为 $15R^{\star}_{\rm hm}$ 的立方区域，以涵盖弥散尘埃成分，其中$R^{\star}_{\rm hm}$ 表示恒星粒子分布的半质量半径。由于 TNG50 未对尘埃进行显式建模，因此假设尘埃密度追踪星系的气相金属。尘埃被分配给满足以下条件的气体单元：要么正在形成恒星（SFR > 0），要么温度低于$T_{\rm gas} < 7.5 \times 10^4$K，使得

$$\rho_{\rm dust} = \begin{cases} f\,\rho_{\rm gas}\,Z & \text{if } (T_{\rm gas} < 7.5\times10^4\ {\rm K}) \text{ or } ({\rm SFR}_{\rm gas} > 0) \\ 0 & \text{if } (T_{\rm gas} \geq 7.5\times10^4\ {\rm K}) \text{ and } ({\rm SFR}_{\rm gas} = 0) \end{cases} \quad (1)$$

其中$\rho_{\rm gas}$和 Z 分别表示气体密度和金属丰度。该处方排除了高温、非恒星形成气体，因为预计尘埃会通过热溅射被高效破坏（Guhathakurta & Draine 1989）；同时允许尘埃在较冷或恒星形成相中持续存在，包括外流和扩展的星系周介质（例如含尘外流；Li 等人 2025）。我们采用恒定的尘埃与金属质量比 $f_{\rm dust} = 0.3$，不考虑星系类型或红移，这与以往研究一致（例如 Camps 等人 2016，2018；Rodriguez-Gomez 等人 2019）。

为准确模拟星系际星际介质中尘埃对 TNG50 星系光谱的消光，Schulz 等（2020）使用三维尘埃辐射转移代码 SKIRT 进行了辐射转移计算（Baes 等，2011；Camps & Baes，2015；Baes 等，2020），其中采用了类似银河系的尘埃混合物模型（Zubko等（2004））。年龄小于 10 Myr 的恒星族通过 Mappings-III（Groves 等，2008）包含诞生云消光，而年龄更大的恒星仅受到弥散星际介质的消光。更多细节请参阅 Schulz 等（2020）。我们将这一设定作为基准模型；此外，我们还针对一组具有代表性的星系子样本，测试了结果对尘埃与金属质量比以及尘埃组成（银河系、大麦哲伦云和小麦哲伦云）的敏感性，具体描述见第 3.1 节。

Schulz 等（2020）提出的星表采用了与 Camps 等（2018）几乎完全相同的流程，并将其应用于 EAGLE恒星形成星系。唯一的区别在于弥散尘埃成分所用区域的边长（分别为可变的 $15R^{\star}_{\rm hm}$ 和固定的 30 物理千秒差距），但这对本研究关注的红外超量建模没有显著影响。其方法也与 Tr˘cka 等（2022）发布的公共测光数据库非常接近。尽管后者采用了较低的尘埃与金属质量比（$f_{\rm dust} = 0.2$），且统计样本更大（~ 14,000 个星系），但其仅限于低红移系统（$z \leq 0.1$），这限制了其适用性，也限制了对本文关注关系的演化研究。

使用 TNG50——一种经过辐射转移代码后处理的高分辨率模拟——非常适合直接与 Qiao 等（2024）的结果进行比较，也便于将此类分析拓展到最受欢迎的星系形成模型之一（IllustrisTNG）。图 1 展示了由此得到的$M_{\star}$–比恒星形成率关系，表 1 列出了各红移下选定星系的数量。

2.2. 星系参数

星系参数——包括恒星质量、恒星形成率、恒星形成气体中氢和氧的绝对丰度，以及宽带通量——均源自一个旨在囊括星系大部分光度的球形孔径。不同的观测研究采用了各种各样的孔径定义（Graham

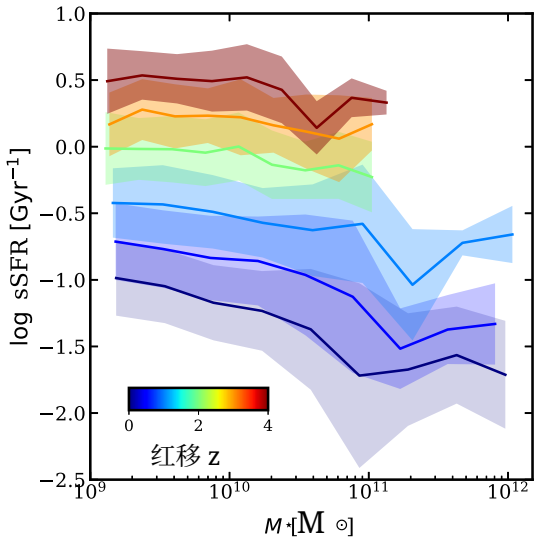


图 1：TNG50恒星形成星系的中位数 M_*–比恒星形成率关系，按红移进行颜色编码。阴影区域表示 $\pm1\sigma$。随着红移增加，在所选恒星质量范围（$> 10^9$M$_\odot$）内的星系数量减少，而平均比恒星形成率逐渐升高。

表 1：本研究所用 TNG50星系样本的概要。

红移 z	# TNG50 星系 $M_\star > 10^9$M$_\odot$	恒星形成和 $M_\star > 10^9$M$_\odot$
0.0	2524	1790
0.5	2366	1767
1.0	2090	1710
2.0	1272	1149
3.0	652	620
4.0	249	244

注： 各列分别列出红移、具有 $M_\star > 10^9$M$_\odot$ 的星系总数，以及根据 Pillepich等人（2019）筛选出的恒星形成星系数量。尽管星系总数随红移增加而减少，但被分类为恒星形成星系的比例却有所增加。

& Driver 2005；Hill 等人 2011），而确定其数值类比体并非易事（参见 Tr˘cka等人 2022 的讨论）。在本研究中，我们采用 $2R^\star_{\rm hm}$ 的孔径，这与以往研究一致（Rodriguez-Gomez等人 2019；Popping等人 2022）。[1]

我们重点关注根据 Qin 等（2019）构建普适红外超量关系时所使用的参数集。具体而言，我们将模拟提供的半质量半径（$R^\star_{\rm hm}$）转换为半光半径（$R_{\rm e}$）。对于 $0 \le z \le 2$ 的星系，我们采用 Qiao 等（2024）所述的方法，该方法基于 Suess 等（2019a,b）的观测约束，并已通过 de Graaff 等（2022）等开展的模拟图像分析进行验证。有关该方法的详细说明，请参阅 Qiao 等（2024）。

我们将这一方法扩展至更高红移，最高达到 $z \le 4$。然而，在 $3 \le z \le 4$ 的范围内，由于质光比强烈依赖于观测波段和波长，这种转换的不确定性显著增大；它们探测空间分布各异的恒星族群（Varadaraj 等（2024）；Clausen 等（2025）；Xin 等（2026））。因此，对于这一红移范围，我们采用 Costantin 等（2023）针对 F200W 波段提出的质光比转换关系，该关系基于 TNG50 中恒星形成星系的模拟星表推导而来。

SKIRT 运行的输出包括每个星系的光谱能量分布，以通量密度 $F_\lambda = \lambda f_\lambda$（单位为 W/m^2）随波长 λ（单位为 μm）的变化表示。红外超量定义为

$$\mathrm{IRX} = \frac{L_{\rm IR}}{L_{\rm UV}}, \tag{2}$$

其中，$L_{\rm IR}$ 通过对 8–1000 μm 范围内的光谱光度进行积分获得，而$L_{\rm UV}$ 是 1600 Å 处的光度。对于固定的尘埃性质和几何结构，更强的尘埃消光会产生更高的 IRX 值。我们注意到，Schulz 等（2020）发现，他们的合成星表能够很好地再现观测推导出的 IRX–$\beta^{\rm UV}$ 关系，该关系位于 $z \lesssim 1$ 处（其中 $\beta^{\rm UV}$ 是静止系紫外连续谱斜率，并假设$f_\lambda \propto \lambda^{\beta^{\rm UV}}$遵循幂律）。

图 A.1 展示了我们样本中 IRX 与主要物理量之间的关系，并将其与 Qiao 等（2024）分析的 EAGLE恒星形成星系（以红色等高线表示）以及 Qin 等（2019）的局部恒星形成星系样本进行了比较；后者来自 $z \sim 0$（以黑色等高线表示），普适红外超量关系最初正是基于该样本标定的，并且已被证明对最高达 $z \approx 3$ 的堆叠样本仍然成立。我们观察到，$M_\star$、恒星形成率、Z 和 $L_{\rm IR}$ 均与 IRX 呈正相关。表 A.1 汇总了所有红移区间和样本中这些参数的中位数、最小值和最大值。需要指出的是，不同样本涵盖的范围有所不同：EAGLE恒星形成星系的红移最高达到 $z < 2.5$，并包含低质量星系（$M_\star > 10^{8.5}$ M$_\odot$）；而 TNG50恒星形成星系则延伸至更高红移（$z < 4$），但采用了更高的质量下限（$M_\star > 10^9$ M$_\odot$）。此外，Qin 等（2019）的观测样本（选自 SDSS、GALEX 和 WISE）具有更高的恒星形成率——这与 Donnari 等（2019）针对 TNG50 讨论的恒星形成率偏移一致——、更低的气相金属丰度，以及系统性更高的红外光度。尽管存在这些差异，两种模拟中的总体趋势大体一致。然而，在固定金属丰度和红外光度 $L_{\rm IR}$ 的情况下比较两种模拟时，TNG50恒星形成星系的 IRX 值系统性地高于 EAGLE恒星形成星系，这与 TNG50 中更强的尘埃消光一致。相反，观测样本总体上显示出最高的 IRX 值，这与其更高的 $L_{\rm IR}$ 相符；在匹配的 M_* 和 $L_{\rm IR}$ 下，TNG50 的 IRX 与观测结果一致（第 3.5.3 节）。

最后，TNG50 恒星形成星系中半光半径 $R_{\rm e}$ 的分布明显更宽，延伸至 ~ 0.2 千秒差距，而 EAGLE恒星形成星系的最小尺寸为 ~ 0.6千秒差距。

3. 结果

Qin 等（2019）提出的普适红外超量关系将尘埃消光表示为对气相金属丰度、红外光度、半光半径和轴比的耦合幂律依赖：

$$\mathrm{IRX} = 10^{\alpha} \left(\frac{L_{\rm IR}}{10^{10}\mathrm{L}_\odot}\right)^{\beta} \left(\frac{R_{\rm e}}{1\,\mathrm{kpc}}\right)^{-\gamma} (b/a)^{-\delta}, \tag{3}$$

其中

[1] 在 Qiao 等（2024）中，星系性质是在固定的 30 pkpc 球形孔径内测量的。这一差异对我们的结果没有显著影响，因为 $2R^\star_{\rm hm}$ 和 30 pkpc 通常都涵盖了星系完整的恒星延展范围。

$$\alpha = 1.07\log(\text{金属丰度}/\text{金属丰度}_\odot) + 0.95, \beta = 0.91\log(\text{金属丰度}/\text{金属丰度}_\odot) + 0.64, \gamma = 1.15\log(\text{金属丰度}/\text{金属丰度}_\odot) + 0.80, \delta = 1.43\log(\text{金属丰度}/\text{金属丰度}_\odot) + 0.94. \quad (4)$$

此处，$\log(Z/Z_\odot) = 12 + \log(\mathrm{O/H}) - 8.69$ 表示相对于太阳值的氧丰度，其中 $Z_\odot$ 表示太阳金属丰度。在这一表述中，红外超量随金属丰度和红外光度增加，随星系大小和轴比增大而减小。图 2 比较了根据公式 3 得出的普适红外超量关系与根据公式 2 得出的样本红外超量。每个面板中的彩色图显示了不同红移下 TNG50恒星形成星系的分布。青色线表示 TNG50恒星形成星系分布的外缘轮廓。由于每个星系的红外超量都是针对随机视线方向计算的，我们采用 $b/a = 0.6$，该值对应于对 4π 立体角范围内消光取平均（参见 Qin等（2019）），因此代表了整个星系群体的平均倾角。

为与其他模拟和后处理方法进行比较，我们在图 2 中纳入了 Qiao 等（2024）针对 EAGLE恒星形成星系的结果，以红色等高线表示。此外，$z = 0$ 处的插图面板展示了 Tr˘cka 等（2022）的红外超量结果；他们使用 TNG50 模拟星系，其方法与 Schulz 等（2020）相似，但由于采用了更低的恒星质量截断（$> 10^8\,\mathrm{M}_\odot$）和更低的尘埃与金属质量比，$f_{\rm dust} = 0.2$，统计量有所改善。

为量化恢复的红外超量与公式 3 所描述的普适红外超量关系之间的差异，我们将 IRX残差定义为 $\Delta\log \mathrm{IRX} = \log \mathrm{IRX}_{\rm true} - \log \mathrm{IRX}_{\rm model}$。在 $z = 0.5$ 和 $z = 1.0$ 处，TNG50恒星形成星系总体上遵循普适红外超量关系，但散布为 ~ 0.5 dex，大于 Qin 等人（2019）报告的 0.17 dex。

然而，我们发现存在一种随红移演化的系统性偏移：在 $z = 0$ 时，普适关系低估了 TNG50恒星形成星系的红外超量（$\Delta\log \mathrm{IRX} \gtrsim 0.5$ dex）；在中等红移时，两者大致吻合（$\Delta\log \mathrm{IRX} \sim 0$ dex）；而在更高红移时，普适关系则高估了红外超量（$\Delta\log \mathrm{IRX} \lesssim -0.25$ dex）。

这一偏移可分为两个不同的情形：低红移 z 分量和高红移 z 分量。在 $z = 0$ 时，TNG50恒星形成星系中观察到的偏差在整个 IRX 范围内近似恒定，保留了所提出的普适红外超量关系的整体形状，但存在 ~ 0.5 dex 的系统性偏移。值得注意的是，在 $f_{\rm dust} = 0.2$ 至 0.3 之间改变 f 时，这一偏移几乎没有变化；这两个数值分别是 Tr˘cka 等（2022）和本研究采用的取值（另见第 3.1 节）。此外，如图 A.2（附录 A）所示，改变球形孔径时，残差 $\Delta\log \mathrm{IRX}$ 基本保持不变。在这两种情况下，颇为意外的是，尽管模型总体上符合其他观测约束，例如 IRX–$\beta^{\rm UV}$ 关系（Schulz 等人 2020）和峰值附近的光度函数（Tr˘cka 等（2022））但 $z = 0$ 时的模型仍无法重现普适红外超量关系。在 $z = 0$ 时，我们的样本与 Tr˘cka 等（2022）的 $L_{\rm UV}$–$L_{\rm IR}$ 分布非常相似（中位数 log IRX 分别为 = 0.39 和 0.34），因此，这一偏移并非源于两种后处理流程之间的差异。重现红外光度函数也不一定与高于普适关系相矛盾，因为光度函数涵盖整个星系群体，而普适红外超量关系则是基于红外明亮星系标定的（第 3.5.2 节）。

在更高红移下，当 $z \gtrsim 2$ 时，观测到的通用 IRX 关系会出现显著偏离，并且这种偏差明显依赖于 IRX。这种差异在高 IRX 端最为显著，该端主要对应于 $\log(M_*/\mathrm{M}_\odot) \sim 10.5$ 的星系。例如，在 $z = 2$ 时，这些系统的 IRX 值最高比根据其 Z、$L_{\rm IR}$、$R_{\rm e}$ 和 b/a 通过普适红外超量关系预测的值低一个数量级。Qiao 等（2024）分析的 EAGLE恒星形成星系中也发现了类似趋势（其在 TNG50 中的起源见第 3.5.2 节）。

在高红移下，Schulz 等人（2020）分析同一星系样本后发现，在固定 $\beta^{\rm UV}$ 时，局部标定的 IRX–$\beta^{\rm UV}$ 关系可能在 IRX 上产生高达 ~ 0.3 dex 的偏移；这种偏移与星系的内禀性质相关，例如恒星形成率、恒星形成效率、气体金属丰度和恒星质量（例如见其图 6）。对红移 $\gtrsim 2$ 下星系红外辐射更强的观测约束，将有助于确定这些偏移究竟反映了尘埃建模的局限性，还是构建该关系所依据的星系性质存在不确定性。

3.1. 改变尘埃与金属质量比和尘埃类型

为研究 TNG50-恒星形成星系与观测红外超量标度关系之间的差异是否与尘埃后处理所采用的假设有关，我们分别测试结果对尘埃与金属质量比以及尘埃颗粒组成的敏感性。基准模型采用基于 Zubko等（2004）的银河系型尘埃组成，并设定尘埃与金属质量比为$f_{\rm dust} = 0.3$。我们在六个红移区间中的每一个区间内，选取覆盖样本恒星质量范围的 100 个恒星形成星系组成子样本，并使用不同的尘埃处理方案对这些星系进行重新处理。

首先，在固定 MW 尘埃组成的同时改变尘埃与金属质量比。我们以 0.1 为步长考察 $f_{\rm dust} = 0.1 - 1.0$。增大 $f_{\rm dust}$ 会增加与气体相关联的尘埃量，从而提高尘埃不透明度，导致 $L_{\rm IR}$和 IRX 值升高。相反，减小 $f_{\rm dust}$ 会降低尘埃不透明度，使星系向较低 IRX 值移动。如图 3 上图所示，改变 $f_{\rm dust}$ 主要会改变 IRX残差的归一化，而其整体红移依赖性在定性上仍相似。

这一行为也可以从公式 3 来理解。对于给定的 TNG50 星系，改变 $f_{\rm dust}$ 会改变尘埃质量，因此也会同时改变 $L_{\rm UV}$ 和 $L_{\rm IR}$。由于吸收的紫外光会以红外形式重新辐射，且 $L_{\rm IR}$ 不能超过可供吸收的恒星光度，因此测得的 IRX 主要通过 $L_{\rm UV}$发生变化。在 $f_{\rm dust} = 0.1$ 到 1 之间，子样本的中位数 IRX 在 $z = 0$时增加了 1.0 dex，其中 0.3 dex 来自 $L_{\rm IR}$ 的增加，0.7 dex 来自 $L_{\rm UV}$的降低。在 $z \geq 2$时，$L_{\rm IR}$ 接近饱和，IRX 仅增加 0.3–0.5 dex，几乎完全是由 $L_{\rm UV}$导致，而 $L_{\rm IR}$ 的变化不到 0.1 dex（未显示）。公式 3 预测的 IRX 只会响应 $L_{\rm IR}$的变化，因为 Z、$R_{\rm e}$ 和 b/a 由底层星系决定，不会因后处理而改变。因此，增大 $f_{\rm dust}$ 会使测得的 IRX 增幅大于预测值，并使 $\Delta\log \mathrm{IRX}$ 在所有红移处都增加，在低红移时增幅最大。这会减小高红移处的负残差，却会增大 $z = 0$处的正残差，因此不存在某个单一的 $f_{\rm dust}$ 值能够消除 $\Delta\log \mathrm{IRX}$ 的红移依赖性。

我们还通过在固定$f_{\rm dust} = 0.3$下，将基准银河系型尘埃替换为大麦哲伦云和小麦哲伦云（LMC和SMC）尘埃，研究了假定的尘埃组成的影响。SKIRT提供了不同的尘埃模型，可用于考虑颗粒组成和尺寸分布的变化。在我们的基准模型中，遵循Camps等（2016）和Trayford等（2017），我们采用了Zubko等（2004）的多组分尘埃混合物，其中包括具有不同尘埃颗粒尺寸分布的石墨、硅酸盐和多环芳香烃（PAH）颗粒，

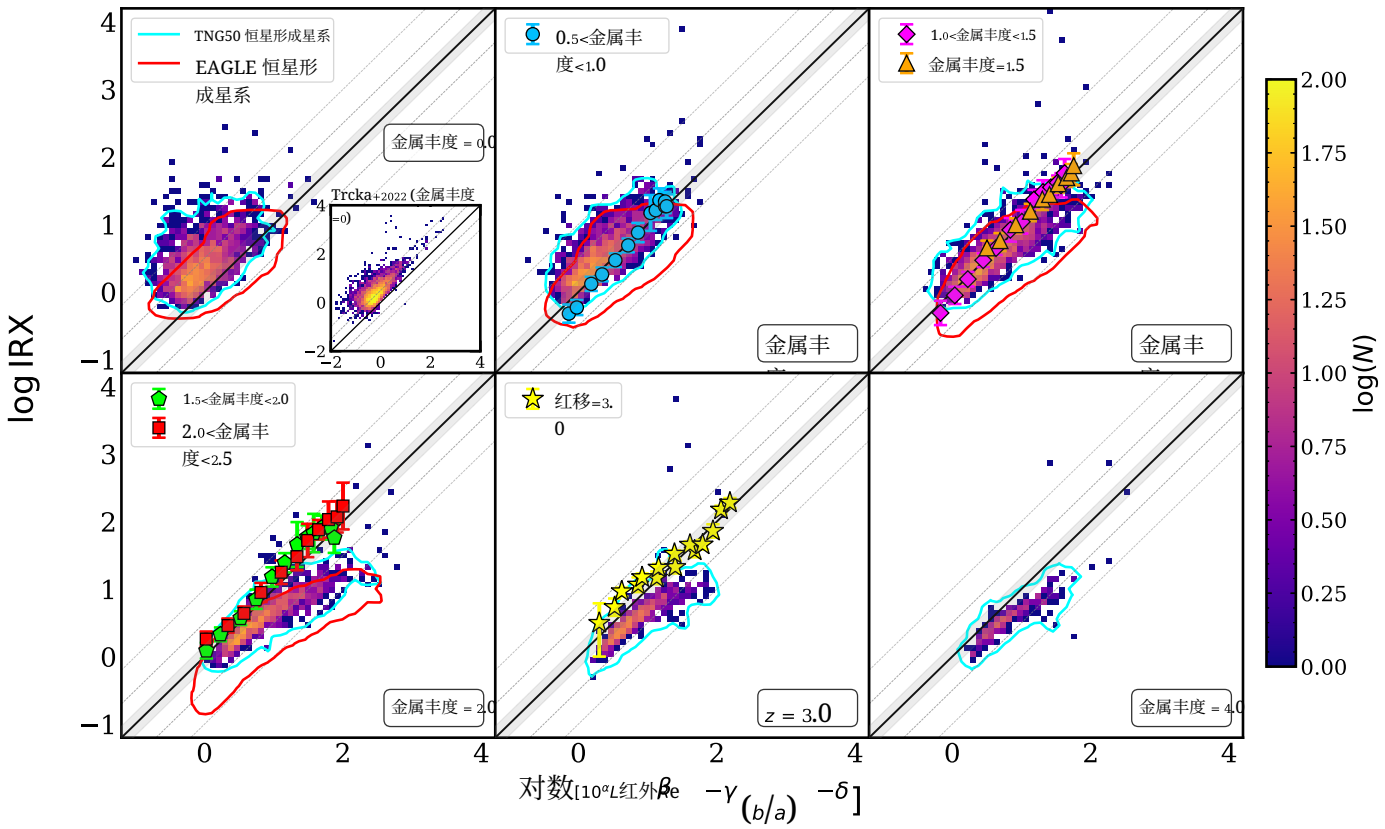


图 2：展示了 TNG50恒星形成星系样本在六个红移下恢复得到的红外超量分布，并与使用公式 3 得到的普适红外超量关系进行比较。灰色阴影区域表示 Qin 等（2019）报告的 $\pm\sigma$ 离散度。带有误差条的数据点对应于各红移下不同恒星质量区间中的平均恒星形成星系，数据分别取自 Whitaker等（2014）的 $0.5 < z < 2.5$、Heinis 等（2014）的$z = 1.5$ 和$z = 3.0$，以及 Álvarez-Márquez 等（2016）的$z = 3$。青色等高线标示恒星形成星系分布的外轮廓，而红色等高线表示 Qiao 等（2024）给出的 EAGLE恒星形成星系样本的分布。在$z = 0$ 子图中，插图展示了 Tr˘cka等人（2022）所研究的 TNG50恒星形成星系的红外超量分布。我们发现，TNG50恒星形成星系在中等红移（$z = 0.5$ 和$z = 1.0$）下总体上遵循观测关系，而在$z = 0$ 和$z \geq 2$处则观察到明显偏离。

这些分布经过选择，以重现银河系型尘埃的性质。对于LMC和SMC模型，我们则采用Weingartner 与 Draine（2001）相应的尘埃颗粒尺寸分布。这些不同的尘埃组成会产生不同的消光曲线，从而改变恒星辐射的衰减方式及其再处理为红外辐射的过程。特别是，与银河系型尘埃相比，LMC和SMC尘埃具有更高的远紫外至近紫外消光比，且SMC尘埃的这一效应更强。因此，预计从银河系型尘埃转变为LMC和SMC尘埃，会使紫外衰减以及红外超量–β^{UV} 关系发生逐渐增强的变化；总体而言，与银河系型尘埃相比，LMC和SMC尘埃产生的红外超量–β^{UV} 关系更平缓。

所得的 IRX残差显示于图 3的底部面板中。尽管消光曲线存在差异，但在所探讨的红移范围内，改变尘埃组成仅会对 $\Delta\log$ IRX 产生相对温和的影响。无论是大麦哲伦云还是小麦哲伦云尘埃处方，都不会显著改变残差的总体红移依赖性，而模拟星系与观测红外超量关系之间的系统性差异在三种尘埃组成下均持续存在。因此，尽管尘埃颗粒组成的选择可以改变紫外衰减的细节以及星系在 IRX–β^{UV} 平面中的位置（见 Schulz 等（2020）的图 10），但它本身无法解释 TNG50恒星形成星系与观测红外超量标度关系之间随红移变化的差异。

如图 3所示，不存在一个能够在所有红移下使残差最小化的单一 f_{dust} 值：较低的取值会减小$z = 0$ 处的偏移，但会增大$z \geq 2$ 处的偏移，反之亦然。因此，我们采用以往研究中的做法，保留 $f_{\mathrm{dust}} = 0.3$ 的银河系型尘埃模型，并将其作为后续分析的基准模型。

总体而言，这些测试表明，TNG50恒星形成星系与观测红外超量标度关系之间的差异，不能仅用后处理中假定的尘埃与金属质量比或尘埃颗粒组成来解释。改变f_{dust} 会使所有红移处的残差发生偏移，但无法在所考察的整个红移范围内再现观测到的红移依赖性。同样，改变尘埃组成对残差的影响也很小。在这些尘埃处理方案下，$\Delta\log$ IRX 的红移依赖性依然存在，这表明其根源在于模拟星系的性质，或观测关系的标定范围（第 3.5.2 节）。

3.2. 对模拟星系参数的修正

我们研究模拟恒星形成星系的标度关系，以确定其偏离普适红外超量关系的起源。为此，我们将TNG50恒星形成星系与进入 Qin 等（2019）表述的关键星系性质的观测标度关系进行比较，即 R_{e}、Z 和 L_{IR}。

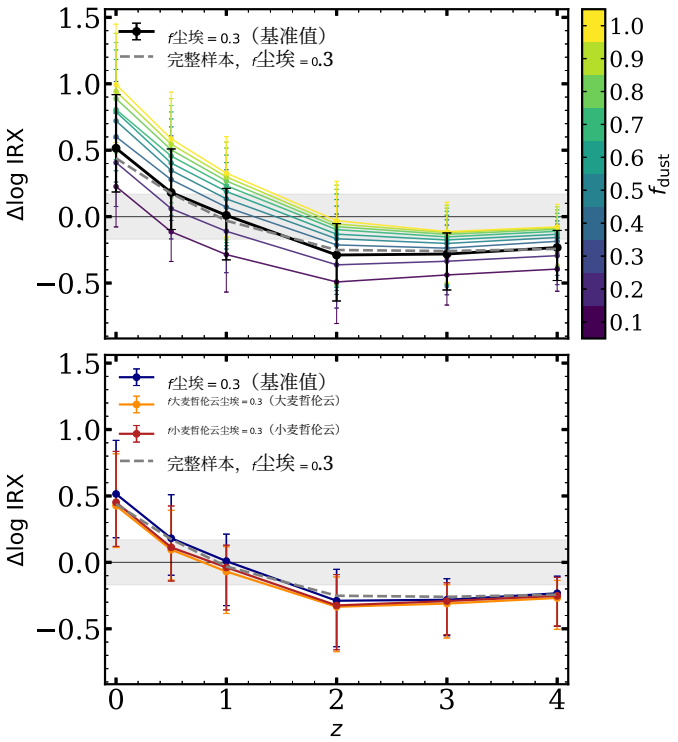


图 3：对于不同的尘埃与金属质量比假设$f_{\rm dust}$（上图）和尘埃类型（下图），IRX残差（$\Delta\log$ IRX）随红移的变化；结果基于每个快照中抽取的 100 个 TNG50-恒星形成星系样本计算得出。在上图中，曲线表示 $f_{\rm dust}$ = 0.1–1.0（步长为 0.1）时的银河系型尘埃，其中基准值（$f_{\rm dust}$ = 0.3）以黑色突出显示。在下图中，彩色曲线表示银河系、大麦哲伦云和小麦哲伦云尘埃类型。在两幅图中，数据点和误差条分别表示每个快照中 $\Delta\log$ IRX 的中位数和 $16^{\rm th}$–$84^{\rm th}$ 百分位离散度；灰色虚线表示采用基准银河系型尘埃和$f_{\rm dust}$ = 0.3时完整TNG50恒星形成星系样本的中位数。水平黑线标示 $\Delta\log$ IRX = 0 dex，阴影灰色区域表示 Qin 等（2019）报告的全局 $\pm\sigma$ 离散度（~ 0.17 dex）。

我们遵循 Qiao 等（2024）的方法（其第3.2节）。该方法应用于 0.1 $\le z \le$ 2.5 的 EAGLE恒星形成星系，具体细节请参阅该文。简而言之，在每个红移处，我们使用与观测关系相同的函数形式拟合模拟的 M_*–X 分布，计算偏移量 $\Delta X(M_*,z) = X^{\rm fit}_{\rm sim} - X_{\rm obs}$，并为每个星系赋予 $X_{\rm corr} = X - \Delta X$。当观测关系给出的红移不同于我们的红移时，我们在红移方向上对其进行插值。由于我们的分析延伸至 z = 4，因此我们以基于JWST和ALMA的约束补充 Qiao 等（2024）所采用的关系，适用于 $z \ge 3$。所采用的关系汇总于表2中，原始分布和修正后的分布展示于图4以及图A.3–A.6中。这些修正改变的是观测关系的输入，而不是模拟星系：我们没有重新进行辐射转移计算，也没有传播金属丰度、尘埃含量、恒星形成率以及紫外和红外光度之间的物理耦合。因此，它们衡量的是预测的红外超量对各项性质的敏感性，而不是导致差异的物理过程；后者将在第3.4节和第3.5节中讨论。

通过在保持其他属性不变的情况下分别校正每项属性，我们检验将该属性调整至与观测一致是否会减小其相对于普适红外超量关系的偏差。

表2：用于校正 TNG50 恒星形成星系的观测标度关系。

数量	$0 \le z \le 2$	$3 \le z \le 4$
$R_{\rm e}$	van der Wel 等（2014）	Allen 等（2025）
Z	Sanders 等（2023）	Sanders 等（2023）（金属丰度 = 3） Stanton 等（2026）（金属丰度 = 4）
SFR	Popesso 等人（2023）	Popesso 等人（2023）
IRX	Qin 等（2019）（金属丰度 = 0） Whitaker等（2014）（金属丰度 ≥ 0.5）	Bouwens等（2020）
$L_{\rm IR}$	根据恒星形成率和红外超量	根据恒星形成率和红外超量

注释。在z = 0时，我们还检验了对 DustPe- dia M_*–$L_{\rm IR}$ 关系的直接校准（Nersesian 等（2019））。

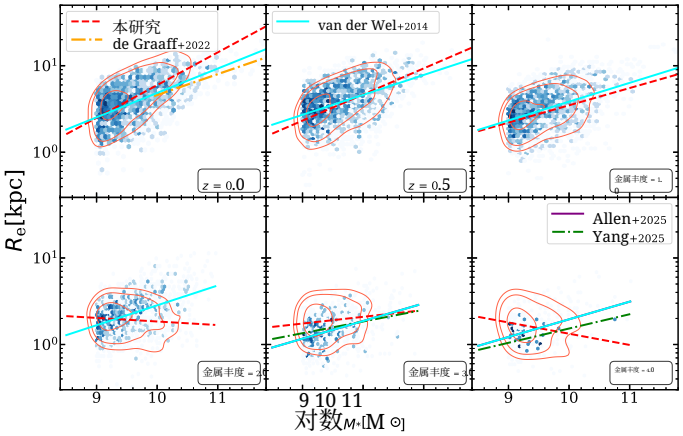


图 4：TNG50恒星形成星系原始（红色等高线）和校正后（蓝色编码的六边形分箱）的M_*–$R_{\rm e}$ 分布。红色虚线表示根据红色等高线的数据点，按公式 5 的形式拟合得到的最佳关系；青色线表示 van der Wel 等（2014）（$0 \le z \le 2$）和 Allen 等（2025）（$3 \le z \le 4$）给出的M_*–$R_{\rm e}$ 关系。橙色线和绿色线分别表示 de Graaff 等（2022）的模拟星表（z = 0）和 Yang 等（2025）（$3 \le z \le 4$）给出的M_*–$R_{\rm e}$ 关系。

我们首先考虑观测到的M_*–$R_{\rm e}$ 关系，并参照 Shen 等（2003）对其进行参数化：

$$R_{\rm e}/{\rm kpc} = A \cdot \left(\frac{M_*}{5\times10^{10}\,{\rm M}_\odot}\right)^{\alpha_R}, \quad (5)$$

其中A 和 α_R 取自 van der Wel 等（2014，3D-HST/CANDELS；其表 1）在 $0 \le z \le 2$时的晚型星系，以及 Allen 等（2025，CEERS、PRIMER-UDS 和 PRIMER-COSMOS，F200W；其表 A1）在 $3 \le z \le 4$时的恒星形成星系。

在$z \le 1$时，TNG50恒星形成星系的尺寸总体上与观测结果一致，大质量星系仅略大一些（图4）。在$z \ge 2$时，模拟关系变得平坦，并最终呈现负斜率；其散布随红移和恒星质量增加而增大，而观测关系在所有红移下都保持正斜率。Qiao 等（2024）也报道了EAGLE恒星形成星系的类似趋势。在最高红移下，大质量星系中反复发生的压缩与膨胀循环可能导致更大的散布，以及高质量端存在非常致密的天体（Dekel 与 Burkert 2014；Lapiner 等 2023；Cataldi 等 2026）。

对于气相金属丰度，我们在 $0 \leq z \leq 3$ 时采用Sanders等人（2023，MOSDEF和SDSS）给出的M_*–Z 关系，使用与Qiao 等（2024，其公式2）相同的函数形式和参数。在$z = 4$时，我们采用Stanton 等（2026）的JWST/EXCELS关系：

$$12 + \log(\mathrm{O/H}) = \beta_R \log(M_*/10^9\,\mathrm{M}_\odot) + Z_9, \quad (6)$$

在金属丰度$_9$ 上对其最佳拟合结果进行插值，范围介于红移 = 3.2和红移 = 5.5之间。

在所有红移处，TNG50恒星形成星系的金属丰度均系统性地高于观测到的恒星形成星系，高出 ~0.2–0.3 dex（图 A.3）；不过，这一偏差小于 EAGLE恒星形成星系的偏差，后者在红移 ≈ 0处可达~0.5 dex（Qiao等（2024），见其图 3）。在 EAGLE 中，该偏差随红移增加而减小；而在 TNG50 中，它基本保持不变，仅在红移 = 4处的高质量端有所减小。这一偏差表明模拟结果与观测存在张力，不过，在相近红移处观测到的气相金属丰度存在高达 ~0.7 dex的系统不确定性，这些不确定性由样本选择、孔径效应，尤其是金属丰度校准器的选择所导致（Genzel 等人 2015；De Rossi等人 2017；Blanc等人 2019；Sanders等人 2025）。

对于$L_{\rm IR}$的修正，我们结合了对恒星形成率和红外超量的修正。对于恒星形成率，我们采用 Popesso 等人（2023）的M_*–恒星形成率关系，该关系在 $0 < z < 6$ 范围内经过标定，因此涵盖了我们的完整红移范围。与 EAGLE 中的结果（Qiao等（2024））一致，除$z \leq 1$ 处的最高质量外，在大部分质量范围内，TNG50恒星形成星系的恒星形成率系统性地低于观测到的恒星形成星系（图 A.4）。尽管 TNG 重现了观测到的恒星形成主序斜率，但其在 10^9–$10^{10.5}$M$_\odot$ 处的归一化比观测值至少低 0.2 dex，最高可低 0.5 dex（Donnari等人 2019）。与此同时，由紫外+红外光度联合推导出的恒星形成率（例如 Whitaker 等，2014；Popesso 等人（2023））可能会高估归一化（Katsianis等人 2020；Leja等人 2022），因此，这一偏差部分也可能反映了观测系统误差，而不仅仅是模拟本身的局限性。

对于参与红外超量分析的其余量，我们采用Qin 等（2019）在M_*–红外超量关系中的$z = 0$ 以及Whitaker等（2014）在0.5 $\leq z \leq$ 2时的关系，这两种关系均由logM_* 的二阶多项式描述（Qiao等（2024），其方程6）。在$z \geq 3$ 时，我们采用Bouwens等（2020）的ALMA/ASPECS关系，

$$\log \mathrm{IRX} = a \log(M_*/M_s), \quad (7)$$

其中$a = 0.97$且log(M_s/M$_\odot$) = 9.15。与EAGLE恒星形成星系类似，TNG50恒星形成星系的红外超量系统性地低于观测结果——在$z = 0$处，差异为 ~0.3–0.4 dex。在$z \geq 0.5$处，偏差变得依赖于质量：低质量端的红外超量偏高，而高质量端则偏低，两个方向的偏差最多可达 ~0.5 dex（图 A.5）。

根据恒星形成率关系 SFR $= 1.09 \times 10^{-10}$ $^{-1}$ 2005 UV $= k(L_{\rm IR} + 2.2 L)$，其中 k . M$_\odot$ yr L$_\odot^{-1}$（Bell 等），可得 $L_{\rm IR}$ = (SFR/k) 红外超量/(红外超量 + 2.2)。我们对 SFR 和红外超量的修正进行微分传播：每个星系修正后的 $L_{\rm IR}$ 等于其模拟的 $L_{\rm IR}$ 乘以该表达式分别使用修正后和原始 SFR 及红外超量计算所得结果之比，而修正后的 $L_{\rm UV}$ 则由 $L_{\rm IR}$/红外超量得到。按照这一设定，在无需修正时，$L_{\rm IR}$ 仍等于模拟值。在 $z = 0$处，由于已有直接的观测约束，我们还将其与 DustPedia恒星形成星系的中位数 M_*–$L_{\rm IR}$ 关系（Nersesian 等（2019））进行比较。DustPedia关系

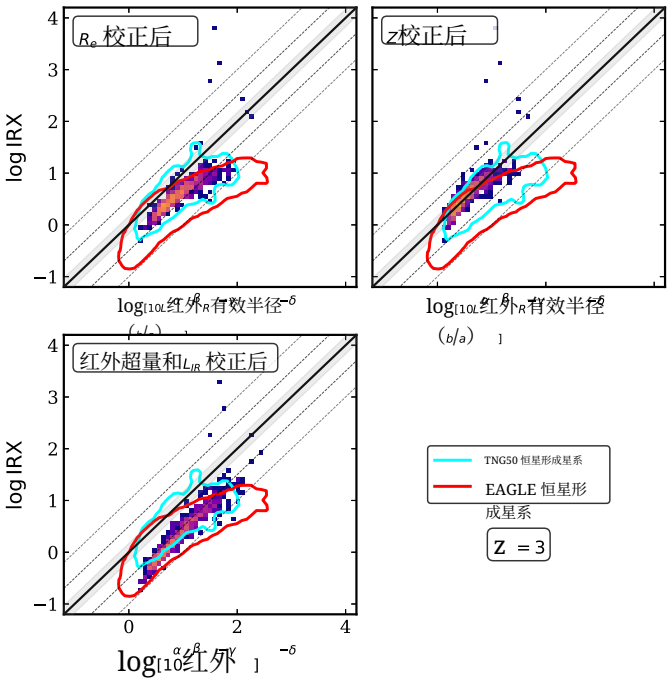


图 5：对半光半径（R_e；左上面板）、金属丰度（Z；右上面板）以及 $L_{\rm IR}$ 和红外超量（左下面板）进行校正后预测的普适红外超量关系。为清晰起见，我们仅展示 $z = 3$ 时的情况，此时高红外超量端的偏差最大。青色和红色等高线分别表示使用我们的样本和 EAGLE恒星形成星系的原始参数得到的分布。

高于 TNG50恒星形成星系的关系，其中 $L_{\rm IR}$ 的偏移量会随恒星质量增加，从 ~0.3 dex 增至 ~0.5 dex（图 A.6）。因此，作为 $z = 0$处的另一种校准方式，我们直接将模拟的 $L_{\rm IR}$ 平移至 DustPedia 的中位数关系上，并利用这一关系检验第 3.3 节中结果的稳健性。

3.3. 使用校正参数的红外超量关系

现在，我们重新检验预测的普适红外超量关系，逐一校正以下参数：R_e、Z，以及与红外超量共同校正的 $L_{\rm IR}$。这使我们能够评估预测关系对这些参数中哪些最为敏感，以及每个参数在多大程度上造成了其与观测到的通用 IRX 关系之间的差异。

图 5 展示了$z = 3$处的结果，此时与观测关系的偏差在高红外超量端最大；所有红移的结果见图 A.7。金属丰度修正带来了最大的改善，使模拟星系在$z \geq 2$处与 Qin 等（2019）的普适红外超量关系更加吻合，而$z = 0$ 处的偏移基本保持不变。这在一定程度上反映了该关系本身的结构：金属丰度会影响全部四个幂律指数（α、β、γ 和 δ），而R_e 和$L_{\rm IR}$ 各自只出现在一个项中，因此预测的红外超量对模拟气相金属丰度最为敏感。这表明，在我们的校准方案下，金属丰度偏移是模拟中测得的红外超量与普适关系预测的红外超量之间差异的最大贡献因素，但这本身并不能证明金属丰度是其主要物理起源。我们将在第 3.5.2 节回到这一问题，并展示将 TNG50 金属丰度统一平移 –0.2 dex，足以使模拟星系在$z \geq 2$处落到普适红外超量关系上，但在$z = 0$处则无法实现。

相比之下，将R_e修正为 van der Wel 等（2014）和 Allen 等（2025）的关系所产生的影响最小，因为在$z \leq 1$处，模拟尺寸接近这些关系。这并不意味着尺寸不起作用：相对于 Qin 等（2019）的校准样本（其尺寸的测量方式有所不同），在恒星质量和L_{IR}固定时，TNG50恒星形成星系更大，并且尺寸项对$z \approx 0$处的偏移有显著贡献（第 3.5.3 节）。对L_{IR}和红外超量进行联合修正会导致预测红外超量发生变化，但并不能系统性地改善与观测关系的一致性，甚至可能在某些红移处造成更大的偏差。在$z = 0$处，直接依据 DustPedia 校准L_{IR}会得到一致的结果（图 A.7）。需要指出的是，对L_{IR}和红外超量的修正依赖于经验标度关系，而这些关系可能带有相当大的不确定性，尤其是在恒星形成率归一化方面（第 3.2 节）。总体而言，尽管对R_e和L_{IR}+红外超量的修正会使各个标度关系发生明显变化（图 4 和图 A.5），但二者都无法解释与观测到的普适红外超量关系之间的大部分差异。

3.4. 金属丰度幂律指数

鉴于金属丰度在确定幂律指数方面发挥着关键作用（见方程 4），我们考察 Qin 等（2019）报告的指数与从 TNG50恒星形成星系中推导出的指数之间的偏差。为此，将样本（合并所有红移）按 0.2 dex 分为六个区间，覆盖 $8.1 < 12 + \log(O/H) < 9.3$，并在每个区间内分别拟合普适红外超量关系（方程 和方程 ）。由于所有星系均被赋予相同的轴比，$b/a = 0.6$，倾角项无法独立于归一化进行拟合；因此，我们为每个星系采用 Qin 等（2019）的金属丰度相关 $\delta(Z)$（方程 4），从而使 α 能够直接与观测归一化进行比较。所得最佳拟合指数以青色符号显示于图 6 中，并附有相应的线性拟合（青色线）。作为比较，我们纳入 Qin 等（2019）的观测约束（黑色虚线），以及来自 Qiao 等（2024）目录的 EAGLE-SFGs 结果；后者采用相同方法拟合（红色符号和实线）。

线性拟合定义了TNG50恒星形成星系的经验红外过量关系，其幂律指数为

$$\begin{aligned} \alpha_{TNG} &= 1.44 \log(Z/Z_\odot) + 0.79, \\ \beta_{TNG} &= 0.02 \log(Z/Z_\odot) + 0.34, \\ \gamma_{TNG} &= 0.76 \log(Z/Z_\odot) + 0.56, \end{aligned} \tag{8}$$

以便与 $\alpha = 1.07 \pm 0.02$、$\beta = 0.91 \pm 0.04$、$\gamma = 1.15 \pm 0.08$ 相比较。Qin 等（2019）（公式4）中的 $\log(\text{金属丰度}/\text{金属丰度}_\odot)$，$\log(\text{金属丰度}/\text{金属丰度}_\odot)$，以及 $\log(\text{金属丰度}/\text{金属丰度}_\odot)$。

这三个指数各有不同表现。亚太阳金属丰度下，归一化 α_{TNG} 低于观测值，且随金属丰度增加得更快（每 dex 为 1.44，而观测值为 1.07），在 $12 + \log(O/H) \approx 9.1$ 处达到观测值。L_{IR} 斜率为 $\beta_{TNG} \approx 0.34$，约为太阳金属丰度下观测值的一半，且不随金属丰度变化；而在 EAGLE 恒星形成星系中，它则随金属丰度略微下降。尺寸斜率 γ_{TNG} 随金属丰度增加，与观测结果一致，但其归一化较低，依赖关系也较弱（每 dex 为 0.76，而观测值为 1.15）。在每个红移处分别拟合这些指数（未展示）得到相同的行为：在所有金属丰度分箱和红移下，$\beta_{TNG} = 0.2$–0.4，因此这些趋势并非将来自不同宇宙时期的星系合并所造成的假象。对所有星系联合拟合 α_{TNG}、β_{TNG} 和 γ_{TNG}，且不按金属丰度分箱，得到一致的指数，其中

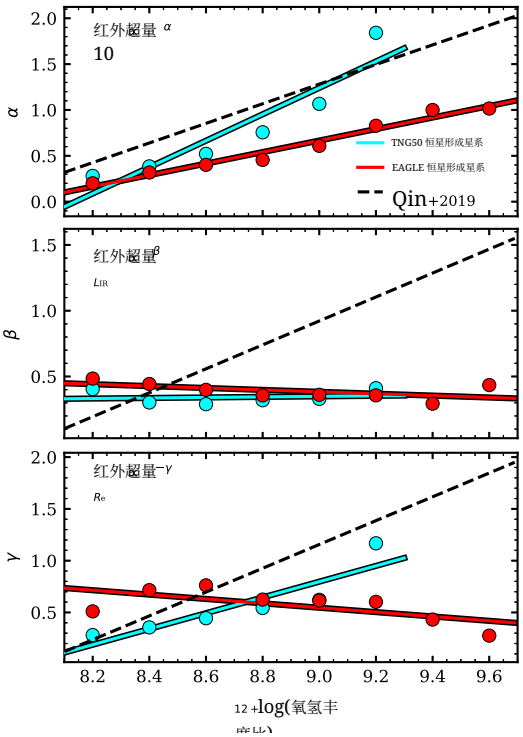


图6：使用原始星系参数的 TNG50恒星形成星系样本中，预测的普适红外超量关系的幂律指数 α、β 和 γ 随气相金属丰度的变化。青色实心圆表示最佳拟合值，红色实心圆表示以相同方法得到的 Qiao 等（2024）EAGLE 恒星形成星系的最佳拟合值。青色和红色实线分别表示对应的线性拟合（对于 TNG50恒星形成星系，见公式8）。黑色虚线来自 Qin 等（2019）报告的结果。所有情况下，倾角指数均为 Qin 等（2019）的 δ(金属丰度)，当 $b/a = 0.6$ 时。

$\beta_{TNG} = 0.34 - 0.02 \log(Z/Z_\odot)$，且在太阳金属丰度下，$\alpha_{TNG}$ 和 γ_{TNG} 与公式8的差异均在 ≈ 0.1 以内，因此 β_{TNG} 与金属丰度无关这一结论不受拟合方法影响。

在观测关系中，β 和 γ 随金属丰度以近乎固定的比例增加，因此在所有金属丰度下均有 $\gamma/\beta \simeq 1.25$（公式 4），尘埃消光由单一组合 $L_{IR}/R_e^{1.25}$调控。在 TNG50恒星形成星系中，β_{TNG} 保持不变，而 γ_{TNG} 随金属丰度增加，因此 γ_{TNG}/β_{TNG} 从$12 + \log(O/H) = 8.4$时的 ≈ 1.0 上升至太阳金属丰度下的 ≈ 1.65，并在 $12 + \log(O/H) = 9.2$时达到 ≈ 2.7；没有任何单一的L_{IR} 与R_e 组合能够描述所有金属丰度下的模拟星系。对于 EAGLE-恒星形成星系，Qiao 等（2024）发现 $\gamma/\beta \sim 1.5$。我们在第 4.1 节讨论这些差异的物理起源。

这些结果表明，红外超量对L_{IR} (β)的依赖较弱，而这在导致模拟与观测结果之间不一致方面，比其对R_e (γ)的依赖更为重要；我们在第3.5.1节量化了各指标的贡献。

3.5. 红外过量偏移的分解

图 2 中的偏移量随红移改变符号，从 $\Delta\log$ 红外超量 $\approx +0.5$ dex（$z = 0$）变为 ≈ -0.25 dex（$z \geq 2$）。由于观测关系（公式 3）和 TNG50关系（第3.4节，公式8）都关于其输入量的对数呈线性关系，因此这一偏移可以精确分解为各个指标的贡献之和。我们将这两个关系都写为

$$\log \mathrm{IRX}_{\mathrm{model}} = \mathcal{A}(Z) + \beta(Z)\,\ell - \gamma(Z)\,r, \tag{9}$$

其中，$l \equiv \log(L/10^{10}\,\mathrm{L}_{\odot})$，$r \equiv \log(R/\text{千秒差距})$，而 $\mathcal{A} \equiv \alpha - \delta \log(b/a)$ 表示 Qin 等（2019）所采用的枢轴点处的归一化，$L_{\mathrm{IR}} = 10^{10}\,\mathrm{L}_{\odot}$ 和 $R_{\mathrm{e}} = 1$ 千秒差距，在 $b/a = 0.6$ 处进行评估。将观测关系中的每个指标（下标 Q）替换为相应的 TNG50关系指标（下标 TNG；公式8）可得

$$\Delta \log \mathrm{IRX} = \Delta_{\mathrm{TNG}} + \Delta_{\alpha} + \Delta_{\beta} + \Delta_{\gamma}, \tag{10}$$

with

$$\begin{aligned} \Delta_{\alpha} &= \mathcal{A}_{\mathrm{TNG}}(Z) - \mathcal{A}_{\mathrm{Q}}(Z), \\ \Delta_{\beta} &= [\beta_{\mathrm{TNG}}(Z) - \beta_{\mathrm{Q}}(Z)]\,\ell, \\ \Delta_{\gamma} &= [\gamma_{\mathrm{Q}}(Z) - \gamma_{\mathrm{TNG}}(Z)]\,r, \end{aligned} \tag{11}$$

以及 Δ_{TNG} 每个星系相对于TNG50关系本身的残差。式 10 对每个星系都严格成立。Δ_{β} 和 Δ_{γ} 中的每一项，都是指数差与星系在L_{IR}或R_{e}中偏离枢轴点的距离的乘积。因此，斜率差异不会导致位于枢轴点的星系产生偏移，但会使偏移量随其与枢轴点的距离线性增长，并在枢轴点两侧呈相反符号。

$\Delta\log$ 红外超量在 Δ_{α}、Δ_{β} 和 Δ_{γ} 之间的拆分取决于枢轴点的选择；对于枢轴点，我们遵循 Qin 等（2019）的惯例；总偏移量和 Δ_{TNG} 与这一选择无关。

3.5.1. 指数预算

图 7 展示了式 10 中每一项的均值随红移的变化；我们使用均值而非中位数，因为只有均值具有可加性。相对于TNG50关系本身的平均残差在所有红移下都很小（$|\langle\Delta_{\mathrm{TNG}}\rangle| \le 0.14$ dex），散布为 0.21–0.35 dex，大于观测关系的 0.17 dex。因此，TNG50恒星形成星系在 $0 \le z \le 4$范围内遵循具有相同函数形式的单一关系，而图 2 中的偏移源于其指数与 Qin 等（2019）的指数之间的差异，以及模拟星系相对于枢轴点的位置。

在$z = 0$时，+0.49 dex 的偏移主要由L_{IR} 项（$\Delta_{\beta} = +0.42$ dex）造成，尺寸项（$\Delta_{\gamma} = +0.19$ dex）的贡献较小，但部分被归一化项（$\Delta_{\alpha} = -0.10$ dex）抵消。TNG50 的斜率 $\beta_{\mathrm{TNG}} \approx 0.34$ 与金属丰度无关，而在$z = 0$样本的中位金属丰度处为 $\beta_{\mathrm{Q}} \approx 0.78$（$12 + \log(\mathrm{O/H}) = 8.84$）。由于$z = 0$时的中位 TNG50-恒星形成星系位于枢轴点以下 1.1 dex（$\log L_{\mathrm{IR}} = 8.88$，见表 A.1），更陡的观测斜率预示其红外超量将远低于模拟星系的值，即 $\Delta\log$ 红外超量 > 0。尺寸项的起源相同：$\gamma_{\mathrm{TNG}} < \gamma_{\mathrm{Q}}$，且 TNG50恒星形成星系的尺寸大于 1 kpc 的枢轴点（中位 $\log R_{\mathrm{e}} = 0.64$），因此观测关系预示红外超量会随尺寸增大而比模拟星系呈现更强的下降。

随着红移升高，TNG50恒星形成星系的红外光度变得更高、结构变得更致密。中位 $\log L_{\mathrm{IR}}$ 从$z = 0$时的 8.88 增加到$z = 2$时的 9.92，以及$z = 4$时的 10.25，接近枢轴点，因此斜率项消失（$|\Delta_{\beta}|, |\Delta_{\gamma}| \le 0.06$ dex at $z \ge 2$）。在$z \approx 1$时，剩余的正斜率项（$\Delta_{\beta} + \Delta_{\gamma} = +0.24$ dex）被负的归一化项和残差项抵消，这解释了其在中等红移处与观测关系表面上的一致性（图 2）。在$z \ge 2$时，偏移量

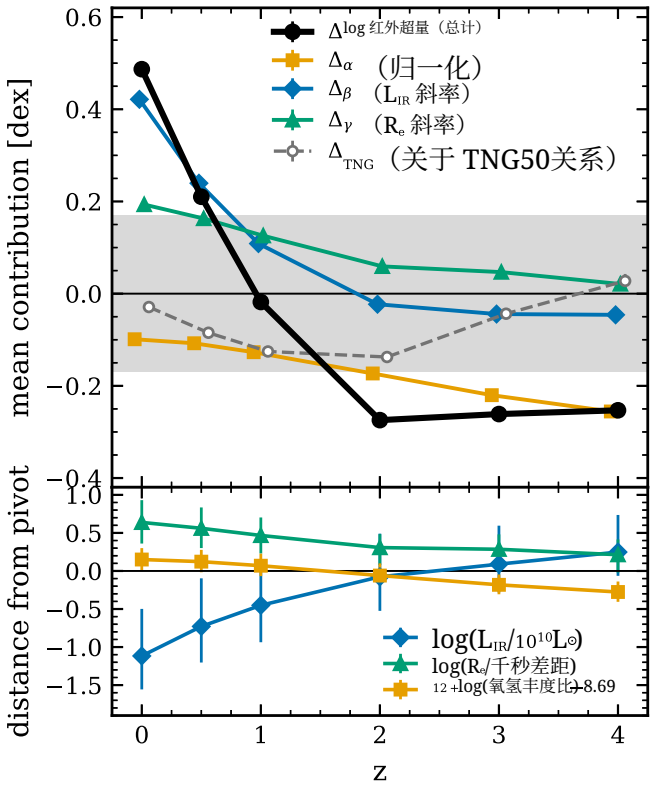


图 7：相对于普适红外超量关系，TNG50恒星形成星系的IRX残差指数预算。顶部：平均 $\Delta\log$ IRX（黑色）及其分解为公式 10 中的四项，这四项在每个红移处相加得到总值。均值的自助法不确定度（第16–84百分位数）小于符号大小；阴影带表示观测关系的 ±0.17 dex散布。底部：TNG50恒星形成星系在关系枢轴点处的中位距离，分别以L_{IR} 和R_{e}表示；还显示了它们相对于太阳值的中位金属丰度，以及第16–84百分位数范围。

主要由归一化项决定，在$z = 2$、3 和 4 时分别为 $\Delta_{\alpha} = -0.17$、−0.22 和 −0.26 dex；在$z = 2$时，相对于 TNG50关系的残差还贡献了 ≈ -0.14 dex。归一化项仅取决于金属丰度：根据拟合得到的指数，$\Delta_{\alpha} \simeq -0.16 + 0.37\,[12 + \log(\mathrm{O/H}) - 8.69]$,，其在 $12 + \log(\mathrm{O/H}) \approx 9.1$ 处消失。由于 TNG50关系的归一化随金属丰度增加的速度比观测关系更快（每 dex 为 1.44，而观测关系为 1.07；图 6），随着 TNG50恒星形成星系的中位金属丰度从$z = 0$时的 8.84 降至$z = 4$时的 8.41，Δ_{α} 变得越来越负。换言之，在固定的L_{IR} 和R_{e}下，亚太阳金属丰度 TNG50-SFG 星系的尘埃遮蔽程度低于观测关系根据其金属丰度所预测的程度，这一偏移相当于金属丰度标度移动了 ≈ 0.2 dex（第 3.5.2 节）。

因此，图 2 中 $\Delta\log$ 红外超量的红移依赖性，并非主要源于 TNG50 中尘埃消光的演化，而是由在不同状态下占主导地位的两种效应共同造成的。在低红移下，TNG50 平坦的 L_{IR} 依赖性受到模拟星系与枢轴点之间较大距离的放大；该枢轴点接近关系校准所适用的 L_{IR} 范围下限。在高红移下，星系位于枢轴点附近，此时归一化的金属丰度依赖性占据主导地位。

3.5.2. 该关系的校准范围

普适红外超量关系基于 ~32,000 个本地恒星形成星系进行校准（ 0 04 < < 0 15 97 5 IR ⊙ ≥ .z. ），其 9 63 97 5 12 + ≤ 8 83, 中 . % 的星系具有 log(*L*/L) .，另有 . % 具有 log(O/H) .；后者接近N2金属丰度指标的饱和点。将该关系应用于范围之外的星系时，需要对其进行外推。图 8 分别展示了处于该范围内和范围外的 TNG50恒星形成星系的中位数 Δlog 红外超量。处于校准范围内的TNG50恒星形成星系比例从 $z = 0$ 时的 1% 增加到 $z = 1$ 时的 22%、$z = 2$ 时的 61% 以及 $z = 4$ 时的 99%：在低红移下，模拟星系主要比校准样本更暗淡于 $L_{\rm IR}$，且金属丰度更高。

处于校准范围内的星系，其位置从未高于该关系超过其散布：它们的中位偏移从 $z \le 0.5$ 时的 ≈ 0 （$z = 0$ 时为 −0.06 dex，$z = 0.5$ 时为 −0.07 dex）平滑下降至 $z = 1$ 时的 −0.15 dex 和 $z \ge 2$ 时的 ≈ -0.25 dex。$z \le 0.5$ 时的正偏移完全来自校准范围之外的星系（$z = 0$ 时为 +0.44 dex，$z = 0.5$ 时为 +0.19 dex）；随着处于范围内的星系比例随红移增加，完整样本的中位偏移逐渐趋近于范围内星系的中位偏移。这与第3.5.1节的指数预算一致：在低红移处占主导地位的斜率项会随着与枢轴点距离的增加而增大，而对于大多数 TNG50恒星形成星系而言，$z \lesssim 0.5$ 时的枢轴点位于校准样本所探测范围之外。

相反，高红移处的负偏移位于校准范围之内，其成因是仅取决于金属丰度的归一化项。将 TNG50 金属丰度降低 0.2 dex（这一调整完全处于观测金属丰度校准的系统不确定性范围内；见第 3.2 节），可使校准范围内的星系落到 $z \ge 2$ （−0.09、−0 02 +0 03 = 2 3 4 以及 . dex at z，and ）的关系上。然而，同样的调整会使 $z = 0$ 范围内星系的偏移增大至 +0.25 dex。因此，没有单一的金属丰度偏移能够同时调和这两个区间：高红移处的不足与金属丰度标度的差异一致，而低红移处的过量则并非如此。

3.5.3. 与$z \approx 0$处校准样本的比较

第 3.5.1 节和第 3.5.2 节将 TNG50关系与观测关系进行了比较；在$z \approx 0$处，还可以将模拟星系与用于校准该关系的星系直接进行比较。我们使用 Qin 等（2019）的 SDSS-WISE-GALEX 样本，并且

纳入 Qiao 等（2024）的 EAGLE恒星形成星系，位于 $z = 0.1$，并将所有样本限制为 $M_\star > 10^9\,\mathrm{M}_\odot$，即 TNG50样本的恒星质量上限。根据公式 9，每个星系的残差为 Δlog 红外超量 =log 红外超量 $-\mathcal{A}(Z) - \beta(Z)\,\mathrm{l} + \gamma(Z)\,r$；对于观测星系，使用测得的轴比；对于模拟，则使用 $b/a = 0.6$。将 $D[x] \equiv \langle x\rangle_{\rm sim} - \langle x\rangle_{\rm obs}$ 记作具有相同恒星质量的模拟星系与观测星系之间某一物理量均值的差异，

$$D[\Delta \log \mathrm{IRX}] = D[\log \mathrm{IRX}] - D[\mathcal{A}] - D[\beta\,\ell] + D[\gamma\,r], \qquad (12)$$

因此，模拟星系与观测星系之间的偏移恰好可分解为红外超量、归一化（由金属丰度和倾角决定）、$L_{\rm IR}$ 以及尺寸各自贡献的总和。

正如校准样本所预期的那样，观测星系在所有恒星质量范围内都位于该关系线上；而 TNG50恒星形成星系在此关系线上方 $\approx +0.5$ dex，直至 $M_\star \approx 10^{10.4}\,\mathrm{M}_\odot$，EAGLE恒星形成星系则高出 +0.2 至 −0.2 dex（图 9 上图）。在恒星质量固定时，TNG50 的偏移（平均为 +0.48 dex）主要由 $L_{\rm IR}$ 贡献（+0.84 dex）：与恒星质量相同的观测星系相比，TNG50恒星形成星系的 $L_{\rm IR}$ 暗 $\approx$ 1 dex

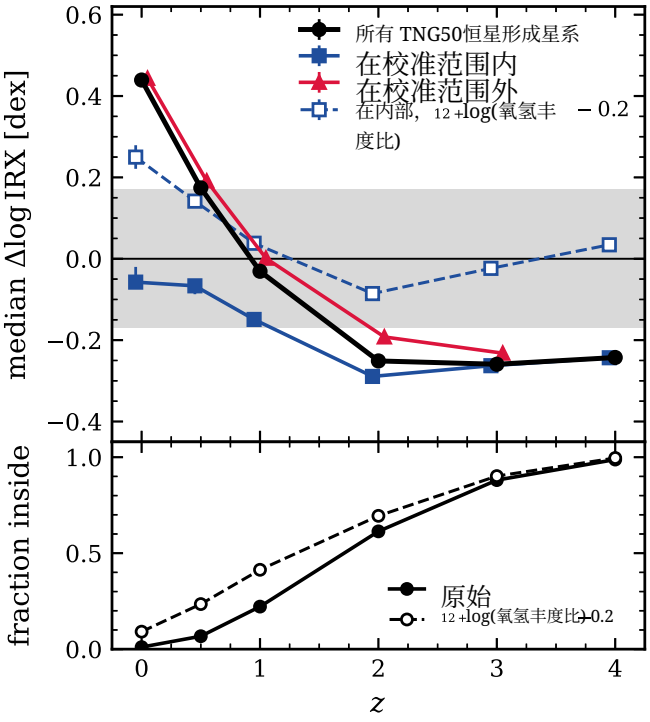


图 8：上：完整样本以及处于普适关系校准范围之内和之外的星系中，TNG50恒星形成星系的中位数 IRX残差随红移的变化；校准范围为（$\log(L_{\rm IR}/\mathrm{L}_\odot) \ge 9.63$ 且 $12 + \log(\mathrm{O/H}) \le 8.83$；第 3.5.2 节），并分别采用原始金属丰度和偏移后的（−0.2 dex）金属丰度。中位数的自助法不确定度（第16–84百分位数）大多小于符号的尺寸；阴影带表示观测关系的 ±0.17 dex散布。下：处于校准范围内的TNG50恒星形成星系所占比例。

，部分原因是 TNG50 的恒星形成率较低（第 3.2 节），部分原因是校准样本要求有 WISE 和 GALEX 探测结果，因此偏向于红外明亮星系。尺寸贡献增加了 +0.32 dex，而模拟星系较高的金属丰度通过归一化（−0.40 dex）以及它们较低的红外超量（−0.28 dex）在一定程度上抵消了这一影响。EAGLE 呈现出相同的结构，但 $L_{\rm IR}$ 亏损较小，总偏移为 +0.11 dex（其中 +0.63 来自 $L_{\rm IR}$，+0. 55 来自尺寸，−0.65 来自归一化，−0.42 来自红外超量）。

在恒星质量和$L_{\rm IR}$ 两方面匹配模拟星系与观测星系，会消除$L_{\rm IR}$ 的贡献（图 9 底部的网纹柱）。在这一条件下，TNG50恒星形成星系中有 7% 属于该范围（高于校准范围第 3.5.2 节内的 1%，因为匹配不设金属丰度限制，并且包含了少数低于 $\log L_{\rm IR} = 9.63$ 的观测星系），而 EAGLE恒星形成星系中有 36% 属于该范围；TNG50 的红外超量与观测值相差不超过 0.04 dex。在可以进行同类比较的情况下，TNG50 的尘埃消光与观测结果一致。剩余的 +0.36 dex 偏移源于尺寸贡献（+0.50 dex）：TNG50恒星形成星系的有效半径比具有相同恒星质量和红外光度的观测星系大 0.33 dex，金属丰度则高 0.22 dex，这些差异会增大 γ。需要注意的是，两个样本的尺寸测量方式不同：Qin 等（2019）使用基于 bulge+disc 分解（Simard 等，2011）得到的 r 波段半长轴半光半径；而对于 TNG50恒星形成星系，我们根据光度与质量尺寸比推导半光半径

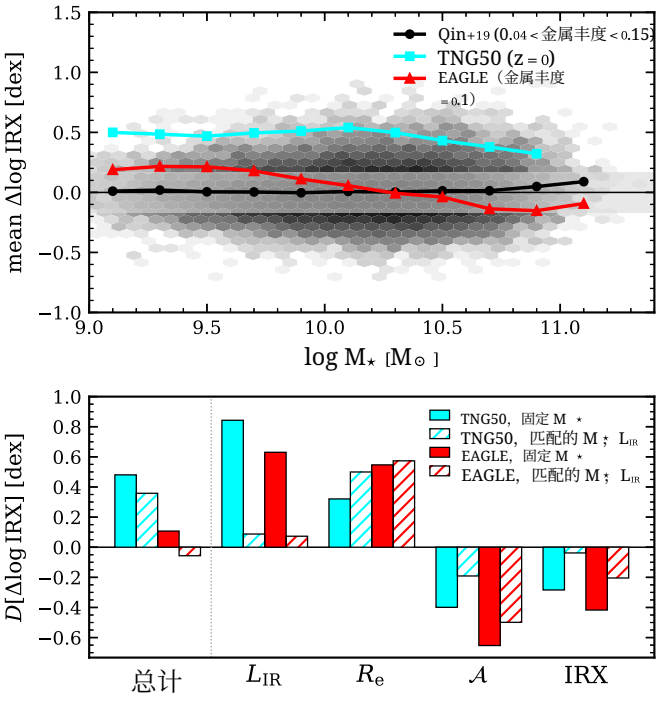


图 9：顶部：SDSS-WISE-GALEX校准样本（Qin 等（2019））的平均IRX残差随恒星质量的变化（黑色；灰色图显示其分布）、$z = 0$时的TNG50恒星形成星系（青色）以及$z = 0.1$时的EAGLE恒星形成星系（红色）。所有样本均限制为$M_\star > 10^9\,\mathrm{M}_\odot$，即TNG50样本的恒星质量上限。阴影带表示该关系的 ±0.17 dex 散布。底部：将模拟星系与观测星系的平均残差之差（公式 12）分解为$L_{\rm IR}$、尺寸（$R_{\rm e}$）、归一化（$\mathcal{A}$，包括倾角项）和IRX的贡献，分别针对TNG50（青色）和EAGLE（红色），在固定恒星质量（实心柱；0.2 dex分箱）以及匹配恒星质量和红外光度（斜线柱；两者均为0.25 dex的网格单元）下进行。各项贡献按照每个分箱或网格单元中模拟星系的数量加权，并且总和等于总贡献（左侧）。

该尺寸比由 Suess 等（2019a,b）提供（第 2.2 节），并结合恒星半质量半径计算。对于 EAGLE，在匹配$M_\star$和$L_{\rm IR}$时，平均偏移仅为 −0.06 dex，但这种一致性源于以下抵消效应：红外超量比观测值低 0.20 dex，而尺寸大 0.24 dex、金属丰度高 0.42 dex，对此进行了补偿。

这些结果也解释了为什么改变尘埃与金属质量比并不能消除偏移（第 3.1 节）：由于在$z = 0$处，$f_{\rm dust}$对$L_{\rm IR}$的影响最多为 ≈ 0.3 dex，TNG50恒星形成星系在$L_{\rm IR}$上对于任何$f_{\rm dust}$都仍显著低于校准样本。更高的$f_{\rm dust}$也不会使$L_{\rm IR}$依赖性变陡：对这100个星系的子样本进行拟合（未展示）后发现，$\beta_{\rm TNG}$对于所有$f_{\rm dust}$都几乎不随金属丰度变化，并且其在太阳金属丰度下的数值在$f_{\rm dust} = 0.1$到1之间降低了≈ 0.2，因而进一步偏离观测值。在能够直接比较模拟星系与观测星系的情况下，TNG50在$z = 0$处的尘埃消光因此与观测结果一致；偏移源于将$L_{\rm IR}$更低且更加扩展的星系样本，与一个$L_{\rm IR}$和尺寸依赖性都强于模拟结果的关系进行比较。然而，这种平坦的$L_{\rm IR}$依赖性本身可能源于尘埃后处理（第 4.1 节）。

4. 讨论

4.1. TNG50 关系的物理解释

普适红外超量关系与早期红外超量参数化尝试（例如 Desert et al. 1990；Dale & Helou 2002；Chanial et al. 2007）之间的一个关键比较点，在于所假定的调控尘埃消光的物理量。在这些模型中，红外超量主要与红外光度表面密度相关，即$\Sigma_{\rm IR} = L_{\rm IR}/R_{\rm e}^2$。相比之下，普适红外超量关系意味着其对星系尺寸的依赖较弱，在所有金属丰度下均有$\gamma/\beta \simeq 1.25$（Qin等（2019））。考虑到$L_{\rm IR}$测量中潜在的系统不确定性，该数值可能会移至$\gamma/\beta \sim 1.3$–1.5，但其偏离纯粹由表面密度驱动的情形仍然存在。在TNG50恒星形成星系中，$\gamma_{\rm TNG}/\beta_{\rm TNG}$并非常数，而是随金属丰度从 ≈ 1.0增加到 ≈ 2.7（第3.4节），因为$\beta_{\rm TNG}$与金属丰度无关，而$\gamma_{\rm TNG}$则并非如此。

选择特征半径还会带来进一步的复杂性。尽管$R_{\rm e}$刻画了恒星分布，但红外辐射与恒星形成活跃区域以及尘埃分布的联系更为密切（Lyu et al. 2026）。因此，理想情况下，应考虑半红外半径$R_{\rm IR}$，而不是$R_{\rm e}$。从理论角度看，红外超量可以与尘埃表面密度$\Sigma_{\rm dust}$建立联系，而后者又取决于金属丰度和恒星形成气体含量。鉴于尘气比随金属丰度变化（公式 1），可以预期$\Sigma_{\rm dust} \propto (Z/Z_\odot) \times \Sigma_{\rm gas}$。将其与 Kennicutt–Schmidt 关系$\Sigma_{\rm SFR} \propto \Sigma_{\rm gas}^n$结合可得

$$\mathrm{IRX} \propto \Sigma_{\rm dust} \propto \left(\frac{Z}{Z_\odot}\right) \times \left(\frac{\mathrm{SFR}}{R_{\rm IR}^2}\right)^{1/n}, \tag{13}$$

其中$n \approx 1.42$（即$1/n \approx 0.7$）。作为比较，通用红外超量关系（公式 3 和 4）也可以改写为类似形式，

$$\mathrm{IRX} \propto \left(\frac{Z}{Z_\odot}\right)^{1.07} \times \left(\frac{\mathrm{SFR}}{R_{\rm e}^{\gamma/\beta}}\right)^{\beta}, \tag{14}$$

其中$\gamma/\beta \simeq 1.25$且$\beta = 0.91\log(Z/Z_\odot) + 0.64$。在此，我们用 SFR 替代了$L_{\rm IR}$，对于大质量富金属恒星形成星系而言，这是一个很好的近似（见图 A.1）。值得注意的是，在接近太阳金属丰度时，指数β与$1/n$大体一致，这表明尽管参数化方式不同，其潜在的标度关系相似。

要使公式 13 和 14 相互一致，需要半光半径与红外发射空间范围之间存在非线性关系，

$$R_{\rm IR} \propto R_{\rm e}^{\gamma/(2\beta)}, \tag{15}$$

即，对于观测关系（$\gamma/\beta \simeq 1.25$–1.5），$R_{\rm IR} \propto R_{\rm e}^{0.6-0.75}$；而对于太阳金属丰度下的 TNG50关系（$\gamma_{\rm TNG}/\beta_{\rm TNG} \approx 1.65$），$R_{\rm IR} \propto R_{\rm e}^{0.8}$。$R_{\rm IR}$可以用尘埃的空间分布来近似，因此我们采用$R_{\rm dust}$，即尘埃半质量半径，作为代理量，并将其与$R_{\rm SFR}$进行比较，后者是包围年龄小于 10 Myr 恒星一半恒星质量的半径。这两个量在图10中展示为$R_{\rm e}$的函数。在每个红移下，我们对$R_{\rm SFR}$和$R_{\rm dust}$分别拟合如下形式的标度关系：$\log R = \alpha(z) + f(z)\log R_{\rm e}$。

恒星形成区的尺寸取决于红移。在$z = 3$和 4 处，此时模拟星系的质量–尺寸关系发生反转（见图 4），我们发现$f(z) = 0.85$和 0.92，

分别为：恒星形成区比恒星分布更为致密。在$z \leq 2$处，$f(z) \approx 1.1$，这与由内而外的生长相符。

相比之下，低红移时尘埃的空间分布范围比恒星更广，而且在所有红移下，其尺寸的增长都比R_e更慢，其中$f(z) = 0.67–0.83$。这与式15对太阳金属丰度下TNG50关系所预测的≈ 0.8指数相符。换言之，如果红外超量追踪的是尘埃分布单位面积的红外光度，那么TNG50关系的尺寸依赖性正是预期的结果。

因此，与观测关系的主要差异不在于尘埃几何结构，而在于指数：$\beta_{\rm TNG} \approx 0.34$约为太阳金属丰度附近观测值的一半，也约为若红外超量追踪恒星形成气体的尘埃表面密度时预期的$1/n \approx 0.7$的一半。换言之，TNG50恒星形成星系的红外超量对恒星形成面密度变化的响应强度约为观测值的一半，而且这种响应不会随金属丰度增加。后处理的若干方面可能导致了这一行为：尘埃被分配给$R^{\star}_{\rm hm}$范围内的所有冷气体，因此部分消光柱密度与恒星形成区无关；最年轻恒星（< 10 Myr）的消光由Groves等（2008）的出生云模型决定，而非由星系尺度的尘埃分布决定；此外，在比恒星形成率较低时，较老恒星可能也会对尘埃加热有所贡献，因此$L_{\rm IR}$与恒星形成的关联较弱。要厘清这些因素各自的影响，需要开展辐射转移模拟，改变出生云处理和尘埃空间分布范围；这将留待未来工作。

4.2. 建模与观测方面的注意事项

TNG50恒星形成星系与普适红外超量关系之间的偏差，既反映了模拟星表及其后处理的局限性，也反映了观测关系经过校准的星系性质范围。我们将在下文分别讨论这两方面。

本研究假设每个星系都采用全局固定的星际介质尘埃模型，因此所有气体单元都具有相同的尘埃性质（银河系型尘埃；Zubko等（2004））。实际上，星系很可能在不同环境中包含多种尘埃类型，这会显著影响尘埃消光，进而影响推导出的标度关系（例如，参见 Qin 等，2024）。此外，我们还假设尘埃含量与气相金属丰度可能过于简化。例如，Qin 等人（2024）表明，在较高金属丰度下，更多尘埃存在于弥散星际介质中，导致尘埃-恒星尺寸比降低，并偏离尘埃严格追踪恒星形成气体的模型。这类变化会改变消光柱密度中与恒星形成区相关的部分，因此可能不仅影响红外超量的归一化，还会影响其对恒星形成面密度的响应，即第 4.1 节讨论的指数 β。

此外，尘埃与金属质量比预计会在星系内部随空间位置变化，也会随宇宙时间而变化。例如，Vogelsberger 等人（2020）通过将 TNG 尘埃消光紫外光度函数与观测相匹配，发现该比值随红移显著演化，其数值从$f_{\rm dust} \sim 0.9$（$z = 2$）降至$f_{\rm dust} \sim 0.1$（$z = 6$）。这种演化会显著改变预测的尘埃质量，进而影响红外超量关系的红移依赖性。然而，在我们的后处理中，尘埃与金属质量比主要影响归一化（见第 3.1 节）。因此，在$z \approx 2$时，若尘埃与金属质量比高于我们的基准值（Vogelsberger 等人（2020）发现了这种情况），就会减小$z \geq 2$时的负偏移；但较高的$f_{\rm dust}$值会使$L_{\rm IR}$依赖性变平，而不是变陡（第 3.5.3 节），而且无论如何选择$f_{\rm dust}$，都无法将$z \lesssim 0.5$时的TNG50恒星形成星系移入关系经校准的光度范围。近年来，一些研究已将尘埃生成、增长和破坏直接纳入流体动力学模拟，有些研究还追踪了尘埃颗粒尺寸、化学组成和消光曲线的演化（McKinnon et al. 2018; Hou et al. 2019; Li et al. 2019; Parente et al. 2022; Dubois et al. 2024; Trayford et al. 2026）。这些方法能够更自洽地处理尘埃演化，并为减少对简化尘埃性质假设（例如在后处理中采用固定的尘埃与金属质量比）的依赖提供了有希望的途径。

另一个不确定性来源是星系大小。对于TNG50恒星形成星系，我们根据Suess 等（2019a,b）的恒星半质量半径和光度与质量尺寸比推导出R_e。这种转换可能会受到颜色和恒星年龄梯度以及尘埃消光的影响，尤其是在这些效应仍缺乏充分约束的大质量高z系统中。观测到的尺寸也采用了不同的测量方式：在Qin 等（2019）的校准样本中，R_e是通过核球+盘分解得到的r波段半长轴半光半径（Simard 等，2011）。由于$\gamma \approx 1$在TNG50恒星形成星系的金属丰度下$z \approx 0$，R_e存在0.1 dex的系统差异会转化为≈ 0.1 dex的 Δlog IRX，因此

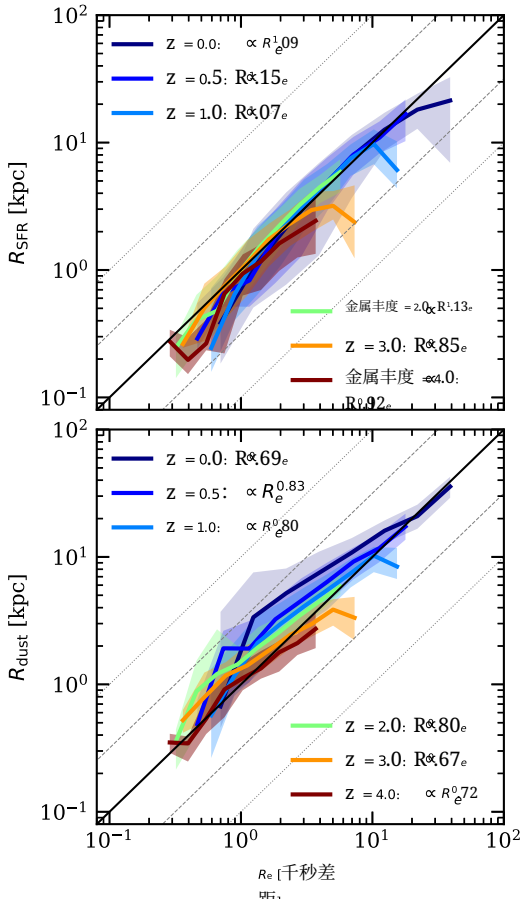


图10：不同红移下，$R_{\rm SFR}$（包围年龄小于 10 Myr 恒星总质量一半的半径；上图）和尘埃半质量半径（下图）随R_e的变化。图例标示了最佳拟合关系，$\propto R_{f(z)e}$。作为参考，Qin 等（2019）的观测关系意味着$R_{\rm IR} \propto R_e^{0.6-0.75}$，而太阳金属丰度下的 TNG50 关系为$R_{\rm IR} \propto R_e^{0.8}$（公式 15）。

在匹配的M_*和L_{IR}下发现的部分尺寸项（第 3.5.3 节）可能源于这些不同的定义。

最后，比较结果取决于普适红外超量关系的校准范围。其校准样本由同时在红外（WISE）和紫外（GALEX）波段被探测到的星系组成，其中 97.5% 的星系满足 $\log(L_{IR}/L_\odot) \geq 9.63$，97.5% 的星系满足 $12 + \log(O/H) \leq 8.83$（第 3.5.2 节）。因此，将该关系应用于 $z \lesssim 0.5$ 时的大多数 TNG50恒星形成星系时，由于这些星系在红外波段较暗，需要进行外推；在此范围内的偏移应结合这一点来解读。在更高红移处，该关系通过堆叠样本进行了验证，其中金属丰度和尺寸是根据标度关系推断的（Qin 等（2019）），因此与单个模拟星系的比较不那么直接。

5. 结论

我们分析了从 TNG50 中选取的 7280 个恒星形成星系样本，涵盖 $z = 0$ 至 $z = 4$ 之间的六个红移；其尘埃消光通过采用银河系型尘埃模型和 $f_{dust} = 0.3$ 的尘埃与金属质量比，利用 SKIRT 进行辐射转移后处理计算。我们将其红外超量与 Qin 等（2019）的普适关系、其 $z \approx 0$ 校准样本以及 EAGLE恒星形成星系（Qiao 等人 2024）进行比较，并将偏移 $\Delta \log$ IRX 分解为该关系中各项的贡献。主要发现总结如下：

– TNG50恒星形成星系在$0.5 \lesssim z \lesssim 1$时接近普适红外超量关系（在$\approx 0.2$ dex以内），但在$z = 0$时位于该关系之上（$\Delta \log$ 红外超量 $\approx +0.5$ dex），在$z \geq 2$时位于其下方（$\Delta \log$ 红外超量 ≈ -0.25 至 -0.1 dex）。将尘埃与金属质量比在和之间变化，会使红外超量改变0.3–1.0 dex，其主要影响来自L_{UV}；但L_{IR}最多改变0.3 dex，因此它会改变整体归一化，却无法消除偏移的红移依赖性。当校正单个星系性质时（第3.2节），气相金属丰度的影响最大，这与观测结果（Qin等（2019））以及EAGLE恒星形成星系中的结果（Qiao等（2024））一致。

– TNG50恒星形成星系遵循一种定义明确、形式与观测关系相同的关系（平均残差为 $\lesssim 0.14$ dex，散布为0.2–0.35 dex；第3.5.1节），但其指数不同。红外光度指数为 $\beta_{TNG} \approx 0.34$，与金属丰度无关，且在接近太阳金属丰度时约为观测值的一半；而 γ_{TNG} 会随金属丰度增加，因此 γ_{TNG}/β_{TNG} 的范围为 ≈ 1.0至 ≈ 2.7，而观测值为$\simeq 1.25$。尘埃与恒星尺度呈次线性关系，$R_{dust} \propto R_e^{0.67-0.83}$，这与TNG50关系对尺寸的依赖性一致。因此，与观测关系的主要差异在于，红外超量对恒星形成面密度的响应较弱，而不是尘埃几何结构不同。

– 这种偏差出现在两个不同的区间。在 $z = 0$ 时，只有 1%（而在 $z = 0.5$ 时为 $\approx 7\%$）的 TNG50恒星形成星系落在关系经过校准的 L_{IR} 和金属丰度范围内；偏差主要来自将观测到的 L_{IR} 依赖关系外推至更暗弱的星系，并与较平坦的 β_{TNG} 相结合（在 $z = 0$ 时，L_{IR} 项贡献了 +0.42 dex）。在 $z \geq 2$ 时，大多数 TNG50恒星形成星系（61–99%）落在校准范围内，偏差体现为归一化差异（–0.17 至 –0.26 dex），相当于金属丰度标度偏移 ≈ 0.2 dex。在 $z \approx 1$ 时，两项贡献相互抵消，因此结果一致。

– 在$z \approx 0$时，具有$M_* > 10^9 M_\odot$的TNG50恒星形成星系比相同恒星质量下的校准样本在L_{IR}上暗 ≈ 1 dex，这既是由于其恒星形成率较低，也因为观测样本采用了红外选择。当星系在两者上均进行匹配时M_*和L_{IR}后，它们的红外超量在0.04 dex以内一致，而 $\Delta \log$ 红外超量中剩余的 $\approx +0.36$ dex偏移来自尺寸项，部分原因在于R_e在模拟和观测中的定义不同。EAGLE恒星形成星系也呈现出相同的结构，而它们与$z \approx 0$处关系的一致性源于各项之间的抵消。

总体而言，普适红外超量关系是一个有力的诊断工具，可用于考察模拟如何结合金属富集、恒星形成与星系结构，尤其是在关系经过校准的 L_{IR} 和金属丰度范围内。采用标准后处理的 TNG50 与观测关系之间，主要差异在于红外超量对恒星形成面密度的依赖较弱；而恒星形成主序列归一化和气相金属丰度决定了这一差异在各个红移下的表现。未来的研究将受益于对红外暗弱星系的观测，以扩展模拟与该关系进行比较的范围；也将受益于在模拟和观测中采用一致的尺寸与金属丰度定义，以及采用能改变出生云处理方式和尘埃空间分布范围的辐射转移模型。

致谢。PC感谢ANPCyT通过PICT 2020-00582项目提供的部分支持，以及李政道研究所和紫金山天文台研究人员访问项目的支持。X.Z感谢中国国家重点研发计划（2023YFA1608100）、国家自然科学基金（12233005）以及中国载人航天工程的支持，项目编号为CMS-CSST-2025-A08和CMS-CSST-2025-A20；部分经费来自上海市科学技术办公室（项目编号：24DX1400100、ZJ2023-ZD-001）。A.K.获得了中国SKA专项（2025SKA0150104）、中山大学百人计划以及广东省基础与应用基础研究基金（编号：2025A1515012670）的支持。M.Q.感谢山东省自然科学基金（项目编号：ZR2026QC2352Z）的支持。我们感谢以下本研究所使用软件的开发者和维护者：NumPy（Harris等，2020）、SciPy（Virtanen等，2020）、Matplotlib（Hunter，2007）、Astropy（Astropy Collaboration等，2013）以及Jupyter（Kluyver等，2016）。

数据可用性

本文所依据的数据可根据合理请求向通讯作者获取。事实上，IllustrisTNG 项目的大部分数据已经在 IllustrisTNG 网站 www.tng-project.org/data 上公开提供。

参考文献

Allen, N., Oesch, P. A., Toft, S., 等 2025，《天文学与天体物理学》，698，A30
Álvarez-Márquez, J., Burgarella, D., Heinis, S., 等 2016，《天文学与天体物理学》，587，A122 Astropy Collaboration, Robitaille, T. P., Tollerud, E. J., 等 2013，《天文学与天体物理学》，558，A33 Baes, M., Tr˘cka, A., Camps, P., 等 2020，《皇家天文学会月刊》，494，2912 Baes, M., Verstappen, J., De Looze, I., 等 2011，《天文学与天体物理学杂志增刊》，196，22 Battisti, A. J., Calzetti, D., & Chary, R. R. 2016，《天体物理学杂志》，818，13 Bell, E. F., Papovich, C., Wolf, C., 等 2005，《天体物理学杂志》，625，23 Blanc, G. A., Lu, Y., Benson, A., Katsianis, A., & Barraza, M. 2019，《天体物理学杂志》，877，6 Bourne, N., Dunlop, J. S., Merlin, E., 等 2017，《皇家天文学会月刊》，467，1360 Bouwens, R., González-López, J., Aravena, M., 等 2020，《天体物理学杂志》，902，112 Calzetti, D. 2001，《太平洋天文学会刊》，113，1449 Camps, P. & Baes, M. 2015，Astronomy and Computing，9，20 Camps, P., Baes, M., & Saftly, W. 2013，《天文学与天体物理学》，560，A35 Camps, P., Trayford, J. W., Baes, M., 等 2016，《皇家天文学会月刊》，462，1057 Camps, P., Tr˘cka, A., Trayford, J., 等 2018，《天文学与天体物理学杂志增刊》，234，20 Casasola, V., Bianchi, S., De Vis, P., 等 2020，《天文学与天体物理学》，633，A100 Cataldi, P., Pedrosa, S., Pellizza, L. J., Ceverino, D., & Bignone, L. A. 2026，《天文学与天体物理学》，706，A125 Chanial, P., Flores, H., Guiderdoni, B., 等 2007，《天文学与天体物理学》，462，81 Clausen, M., Momcheva, I. G., Whitaker, K. E., 等 2025，《天体物理学杂志》，993，106 Conroy, C. 2013，《天文学与天体物理学年评》，51，393 Costantin, L., Pérez-González, P. G., Vega-Ferrero, J., 等 2023，《天体物理学杂志》，946，71

Dale, D. A. & Helou, G. 2002, 《天体物理学杂志》, 576, 159 de Graaff, A., Trayford, J., Franx, M., 等 2022, 《皇家天文学会月刊》, 511, 2544 De Rossi, M. E., Bower, R. G., Font, A. S., Schaye, J., & Theuns, T. 2017, 《皇家天文学会月刊》, 472, 3354 De Vis, P., Jones, A., Viaene, S., 等 2019, 《天文学与天体物理学》, 623, A5 Dekel, A. & Burkert, A. 2014, 《皇家天文学会月刊》, 438, 1870 Desert, F.-X., Boulanger, F., & Puget, J. L. 1990, 《天文学与天体物理学》, 237, 215 Donnari, M., Pillepich, A., Nelson, D., 等 2019, 《皇家天文学会月刊》, 485, 4817 Dubois, Y., Rodríguez Montero, F., Guerra, C., 等 2024, 《天文学与天体物理学》, 687, A240 Galliano, F., Galametz, M., & Jones, A. P. 2018, 《天文学与天体物理学年评》, 56, 673 Garn, T. & Best, P. N. 2010, 《皇家天文学会月刊》, 409, 421 Genzel, R., Tacconi, L. J., Kurk, J., 等 2013, 《天体物理学杂志》, 773, 68 Genzel, R., Tacconi, L. J., Lutz, D., 等 2015, 《天体物理学杂志》, 800, 20 Graham, A. W. & Driver, S. P. 2005, 《太平洋天文学会刊》, 22, 118 Groves, B., Dopita, M. A., Sutherland, R. S., 等 2008, 《天文学与天体物理学杂志增刊》, 176, 438 Guhathakurta, P. & Draine, B. T. 1989, 《天体物理学杂志》, 345, 230 Hahn, C., Starkenburg, T. K., Anglés-Alcázar, D., 等 2022, 《天体物理学杂志》, 926, 122 Harris, C. R., Millman, K. J., van der Walt, S. J., 等 2020, 《自然》, 585, 357 Heckman, T. M., Robert, C., Leitherer, C., Garnett, D. R., & van der Rydt, F. 1998, 《天体物理学杂志》, 503, 646 Heinis, S., Buat, V., Béthermin, M., 等 2013, 《皇家天文学会月刊》, 429, 1113 Heinis, S., Buat, V., Béthermin, M., 等 2014, 《皇家天文学会月刊》, 437, 1268 Hill, D. T., Kelvin, L. S., Driver, S. P., 等 2011, 《皇家天文学会月刊》, 412, 765 Hou, K.-C., Aoyama, S., Hirashita, H., Nagamine, K., & Shimizu, I. 2019, 《皇家天文学会月刊》, 485, 1727 Hunter, J. D. 2007, Computing in Science and Engg., 9, 90–95 Katsianis, A., Gonzalez, V., Barrientos, D., 等 2020, 《皇家天文学会月刊》, 492, 5592 Katsianis, A., Tescari, E., Blanc, G., & Sargent, M. 2017, 《皇家天文学会月刊》, 464, 4977 Katsianis, A., Yang, X., & Zheng, X. 2021, 《天体物理学杂志》, 919, 88 Kennicutt, Jr., R. C. 1998, 《天体物理学杂志》, 498, 541 Kluyver, T., Ragan-Kelley, B., Pérez, F., 等 2016, IOS出版社, 87–90 Lapiner, S., Dekel, A., Freundlich, J., 等 2023, 《皇家天文学会月刊》, 522, 4515 Leja, J., Speagle, J. S., Ting, Y.-S., 等 2022, 《天体物理学杂志》, 936, 165 Li, F., Zhang, Z.-Y., Wang, J., & Luo, G. 2025, 《天体物理学杂志》, 993, 214 Li, Q., Narayanan, D., & Davé, R. 2019, 《皇家天文学会月刊》, 490, 1425 Lyu, Z., Zheng, X. Z., Pan, Z., 等 2026, 《皇家天文学会月刊》, stag1863 McKinnon, R., Vogelsberger, M., Torrey, P., Marinacci, F., & Kannan, R. 2018, 《皇家天文学会月刊》, 478, 2851 Meurer, G. R., Heckman, T. M., & Calzetti, D. 1999, 《天体物理学杂志》, 521, 64 Nelson, D., Pillepich, A., Springel, V., 等 2019, 《皇家天文学会月刊》, 490, 3234 Nersesian, A., Xilouris, E. M., Bianchi, S., 等 2019, 《天文学与天体物理学》, 624, A80 Parente, M., Ragone-Figueroa, C., Granato, G. L., 等 2022, 《皇家天文学会月刊》, 515, 2053 Pillepich, A., Nelson, D., Springel, V., 等 2019, 《皇家天文学会月刊》, 490, 3196 Pillepich, A., Springel, V., Nelson, D., 等 2018, 《皇家天文学会月刊》, 473, 4077 Popesso, P., Concas, A., Cresci, G., 等 2023, 《皇家天文学会月刊》, 519, 1526 Popping, G., Pillepich, A., Calistro Rivera, G., 等 2022, 《皇家天文学会月刊》, 510, 3321 Qiao, M., Zheng, X. Z., Katsianis, A., 等 2024, 《皇家天文学会月刊》, 528, 997 Qin, J., Zheng, X. Z., Wuyts, S., 等 2024, 《皇家天文学会月刊》, 528, 658 Qin, J., Zheng, X. Z., Wuyts, S., Pan, Z., & Ren, J. 2019, 《皇家天文学会月刊》, 485, 5733 Rodriguez-Gomez, V., Snyder, G. F., Lotz, J. M., 等 2019, 《皇家天文学会月刊》, 483, 4140 Salim, S. & Narayanan, D. 2020, 《天文学与天体物理学年评》, 58, 529 Sanders, R. L., Shapley, A. E., Jones, T., 等 2023, 《天体物理学杂志》, 942, 24 Sanders, R. L., Shapley, A. E., Topping, M. W., 等 2025, 《天体物理学杂志》, 已接收[arXiv:2508.10099] Schulz, S., Popping, G., Pillepich, A., 等 2020, 《皇家天文学会月刊》, 497, 4773 Shapley, A. E., Sanders, R. L., Salim, S., 等 2022, 《天体物理学杂志》, 926, 145 Shen, S., Mo, H. J., White, S. D. M., 等 2003, 《皇家天文学会月刊》, 343, 978 Simard, L., Mendel, J. T., Patton, D. R., Ellison, S. L., & McConnachie, A. W. 2011, 《天文学与天体物理学杂志增刊》, 196, 11 Springel, V. 2010, 《皇家天文学会月刊》, 401, 791 Stanton, T. M., Cullen, F., Carnall, A. C., 等 2026, 《皇家天文学会月刊》, 547, stag449 Suess, K. A., Kriek, M., Price, S. H., & Barro, G. 2019a, 《天体物理学杂志》, 877, 103 Suess, K. A., Kriek, M., Price, S. H., & Barro, G. 2019b, 《天体物理学杂志》, 885, L22 Trayford, J. W., Camps, P., Theuns, T., 等 2017, 《皇家天文学会月刊》, 470, 771 Trayford, J. W., Lagos, C. d. P., Robotham, A. S. G., & Obreschkow, D. 2020, 《皇家天文学会月刊》, 491, 3937 Trayford, J. W., Schaye, J., Correa, C., 等 2026, 《皇家天文学会月刊》, 545, staf2040 Tr˘cka, A., Baes, M., Camps, P., 等 2022, 《皇家天文学会月刊》, 516, 3728 Tr˘cka, A., Baes, M., Camps, P., 等 2020, 《皇家天文学会月刊》, 494, 2823 van der Wel, A., Franx, M., van Dokkum, P. G., 等 2014, 《天体物理学杂志》, 788, 28 Varadaraj, R. G., Bowler, R. A. A., Jarvis, M. J., 等 2024, 《皇家天文学会月刊》, 533, 3724 Virtanen, P., Gommers, R., Oliphant, T. E., 等 2020, 《自然·医学》, 17, 261 Vogelsberger, M., Nelson, D., Pillepich, A., 等 2020, 《皇家天文学会月刊》, 492, 5167 Weingartner, J. C. & Draine, B. T. 2001, 《天体物理学杂志》, 548, 296 Whitaker, K. E., Franx, M., Leja, J., 等 2014, 《天体物理学杂志》, 795, 104 Wuyts, S., Förster Schreiber, N. M., van der Wel, A., 等 2011, 《天体物理学杂志》, 742, 96 Xiao, T., Wang, T., Wang, H., 等 2012, 《皇家天文学会月刊》, 421, 486 Xin, M., Fang, G., Song, J., 等 2026, 《天体物理学杂志》, 998, 229 Yang, L., Kartaltepe, J. S., Franco, M., 等 2025, 《天文学与天体物理学杂志增刊》, 281, 68 Zahid, H. J., Kudritzki, R.-P., Conroy, C., Andrews, B., & Ho, I. T. 2017, 《天体物理学杂志》, 847, 18 Zubko, V., Dwek, E., & Arendt, R. G. 2004, 《天文学与天体物理学杂志增刊》, 152, 211

附录 A：红外超量关系的标度关系与修正

图 A.1 至 A.6 展示了我们分析得出的其他结果，为我们的结论提供支持；更多细节请参见各图的说明。最后，在图 A.7 中，我们给出了针对每个物理参数、根据其相应标度关系调整后的经红外超量校正的关系。

此外，表 A.1 汇总了所研究红移范围内 TNG50、EAGLE 和 Qin 等（2019）恒星形成星系的主要物理参数（log M_*、log SFR、$12 + \log(\mathrm{O/H})$、log L_{IR} 和 logR_e）的中位数以及最小值和最大值范围。

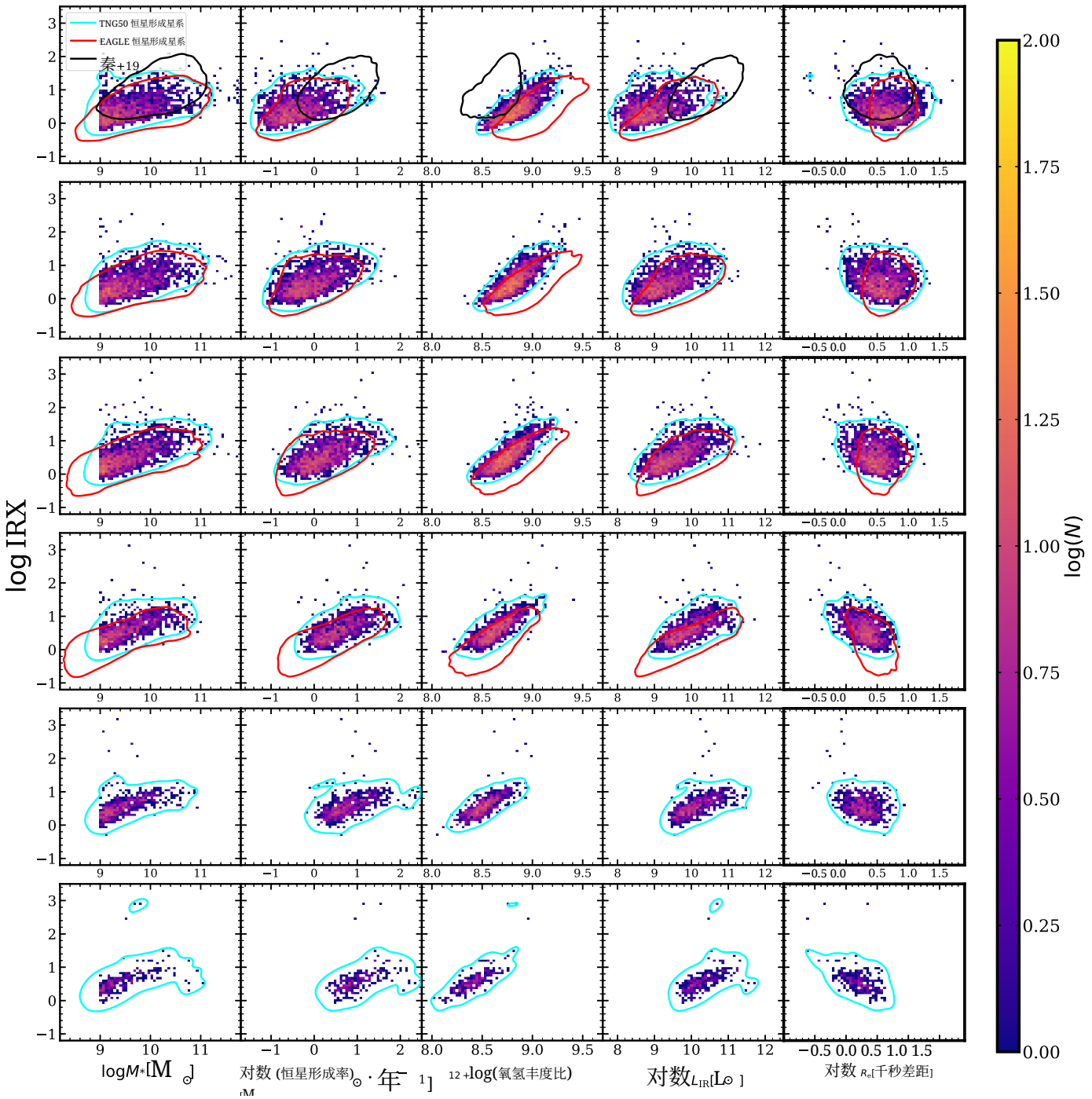


图 A.1：我们的样本 TNG50恒星形成星系中 M_*、SFR、金属丰度、L_{IR}、R_e 和红外超量之间的关系。每一行表示一个不同的红移，从 $z = 0$ 到 $z = 4$。红色和黑色等高线分别表示 Qiao 等（2024）的 EAGLE 恒星形成星系分布，以及 Qin 等（2019）的本地恒星形成星系分布。

表 A.1：不同红移区间内物理参数的中位数和范围 [最小值、最大值]

z	样本	N	$\log(M_*/M_\odot)$	log(恒星形成率/$M_\odot$ yr^{-1})	$12+\log$(氧氢丰度比)	$\log(L_{IR}/L_\odot)$	log(R_e/千秒差距)
0.00	TNG50	1790	9.52 [9.00、 11.96]	−0.45 [−1.38， 1.61]	8.84 [8.46、 9.76]	8.88 [7.77, 11.18]	0.64 [−0.68, 1.70]
0.08	Qin+19	32354	10.18 [7.66， 11.36]	0.55 [−0.59， 2.13]	8.67 [8.09， 8.87]	10.39 [9.12， 12.08]	0.62 [−2.00， 1.41]
0.10	EAGLE	7867	9.68 [8.50， 11.51]	−0.35 [−1.52， 1.31]	9.05 [8.40， 9.66]	9.38 [7.61， 11.07]	0.70 [0.16， 1.41]
0.50	TNG50	1767	9.57 [9.00、 11.83]	−0.09 [−1.11, 1.86]	8.81 [8.33， 9.46]	9.27 [8.23, 11.27]	0.56 [−0.44、 1.34]
	EAGLE	11609	9.52 [8.50， 11.60]	−0.18 [−1.31, 1.55]	8.95 [8.19、 9.59]	9.50 [8.17， 11.21]	0.59 [0.11, 1.39]
1.00	TNG50	1710	9.53 [9.00、 11.97]	0.19 [−0.92, 2.40]	8.76 [8.35， 9.43]	9.55 [8.35, 11.81]	0.47 [−0.33, 1.27]
	EAGLE	15867	9.28 [8.50， 11.52]	−0.08 [−1.06， 1.74]	8.82 [8.18， 9.66]	9.57 [8.31， 11.48]	0.49 [−0.04， 1.26]
2.00	TNG50	1149	9.48 [9.00、 10.97]	0.57 [−0.35, 2.44]	8.63 [8.10、 9.39]	9.92 [8.93、 11.71]	0.31 [−0.58， 0.83]
	EAGLE	15070	9.01 [8.50， 11.27]	0.02 [−0.89, 2.00]	8.58 [7.98， 9.45]	9.64 [8.17、 11.74]	0.42 [−0.22， 1.27]
3.00	TNG50	620	9.40 [9.00、 10.91]	0.74 [−0.14, 2.40]	8.51 [8.07、 8.98]	10.09 [9.41， 11.50]	0.29 [−0.53， 0.94]
4.00	TNG50	244	9.33 [9.00， 11.02]	0.95 [0.29， 2.36]	8.41 [8.03， 9.07]	10.25 [9.64， 11.72]	0.21 [−0.62， 0.63]

注。 所列物理参数（log M_*、log SFR、 $12+\log$(O/H)、log L_{IR} 和 logR_e）对应于图 A.1 所示的红移区间。TNG50 和 EAGLE 恒星形成星系分别在各自的快照红移处进行评估，而 Qin 等（2019）的本地样本则以其中位红移（$0.04 < z < 0.15$）给出。

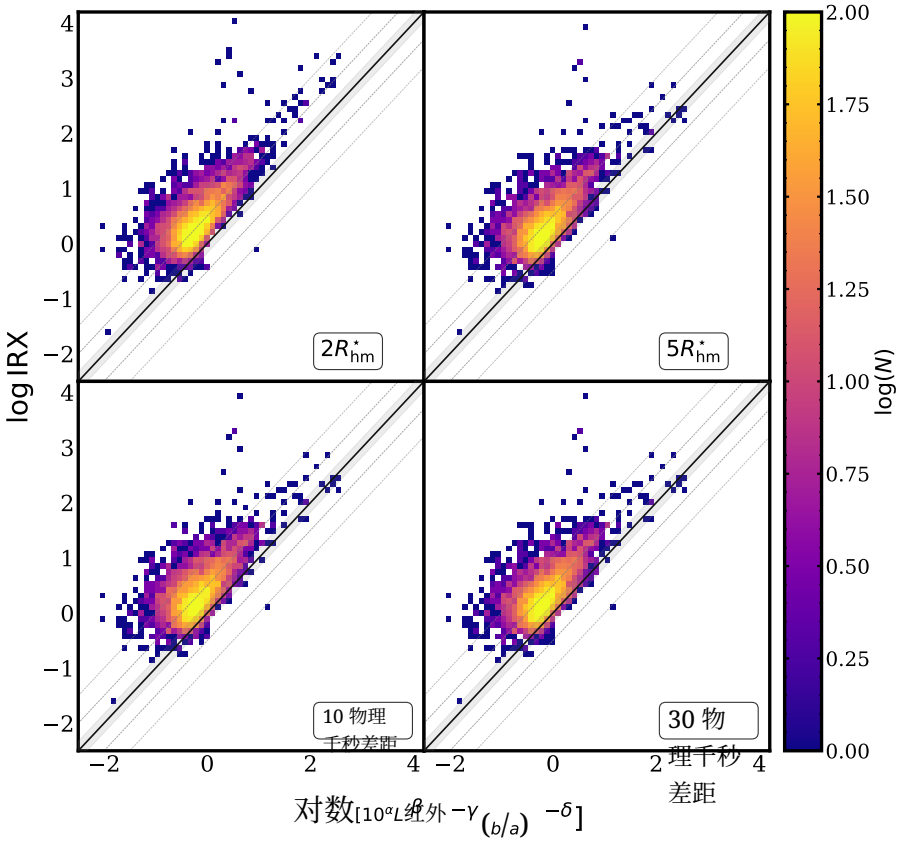


图 A.2。 与图 2 相同，但采用 Tr˘cka 等（2022）的星系样本，并将其限制为恒星形成星系；此处显示的红移为 $z = 0$。每个子图对应一个不同的球形孔径，在该孔径内计算进入公式 3 的物理参数。不同孔径定义下，模拟结果与观测 IRX 之间的偏移基本保持不变。

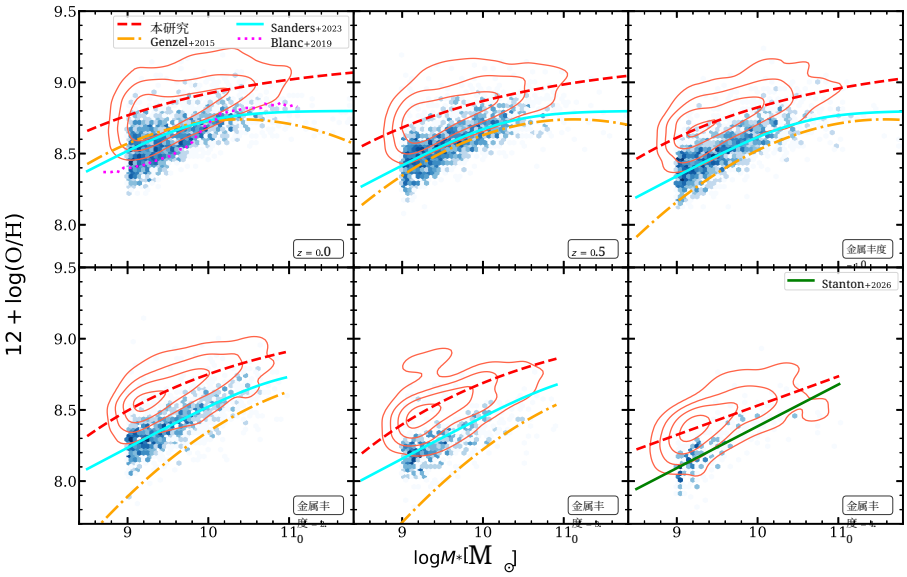


图 A.3. TNG50恒星形成星系的M_*–Z 关系。红色等高线显示原始恒星质量和金属丰度的分布，红线表示采用与观测到的M_*–Z 标度关系相同函数形式得到的最佳拟合关系。青色线表示 Sanders 等（2023）的M_*–Z 关系，$z = 4$ 处的绿色线表示 Stanton 等（2026）的关系。六边形分箱根据每个分箱中经过金属丰度偏移校正的 TNG50恒星形成星系数量进行着色。橙色线表示 Genzel 等人（ 2015 ）的 M_*–Z 关系，洋红色线则表示 Blanc等人（2019）的关系。

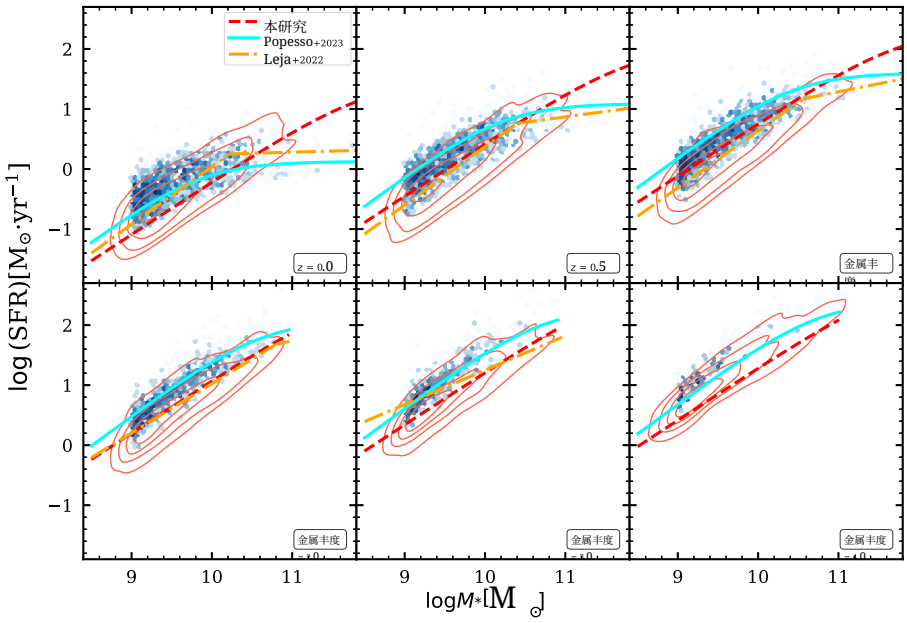


图 A.4. 比较 TNG50恒星形成星系的M_*–SFR关系，其中 SFR 分别为原始值（红色等高线）和校正值（彩色六边形分箱）。青色线表示 Popesso 等人（2023）的M_*–SFR关系，红色虚线表示原始 TNG50恒星形成星系的最佳拟合关系。橙色线表示 Leja等人（2022）的M_*–SFR关系。

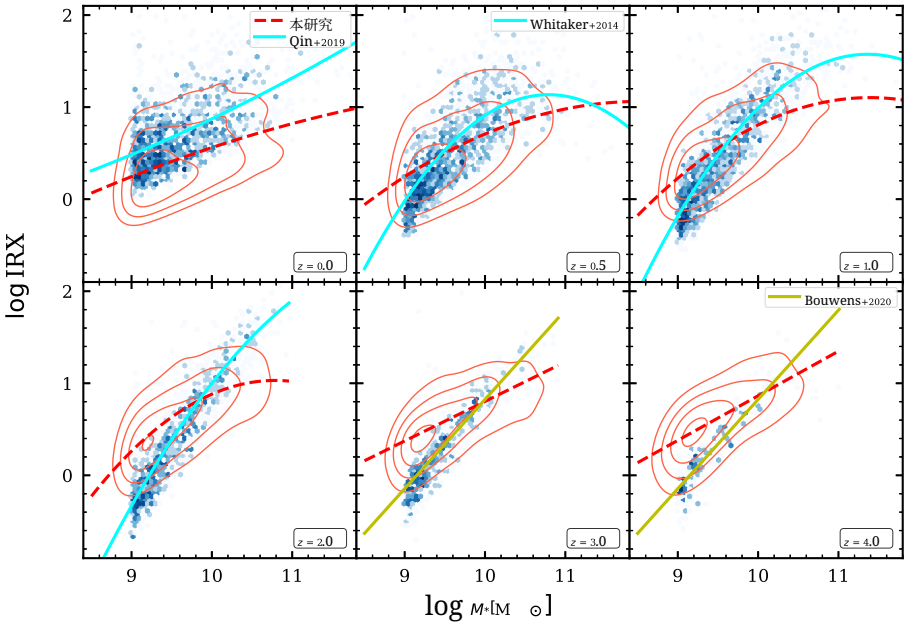


图 A.5. M_*–红外超量关系：原始样本（红色等高线）与校正样本（彩色六边形分箱）。青色线表示 Qin 等（2019）在 $z = 0$ 以及 Whitaker等（2014）在 $0.5 \leq z \leq 2$给出的观测 M_*–红外超量关系，绿色线则表示 Bouwens等（2020）报告的关系。红色线表示 TNG50恒星形成星系的最佳拟合 M_*–红外超量关系，其拟合采用了与相应观测标度关系相同的函数形式。

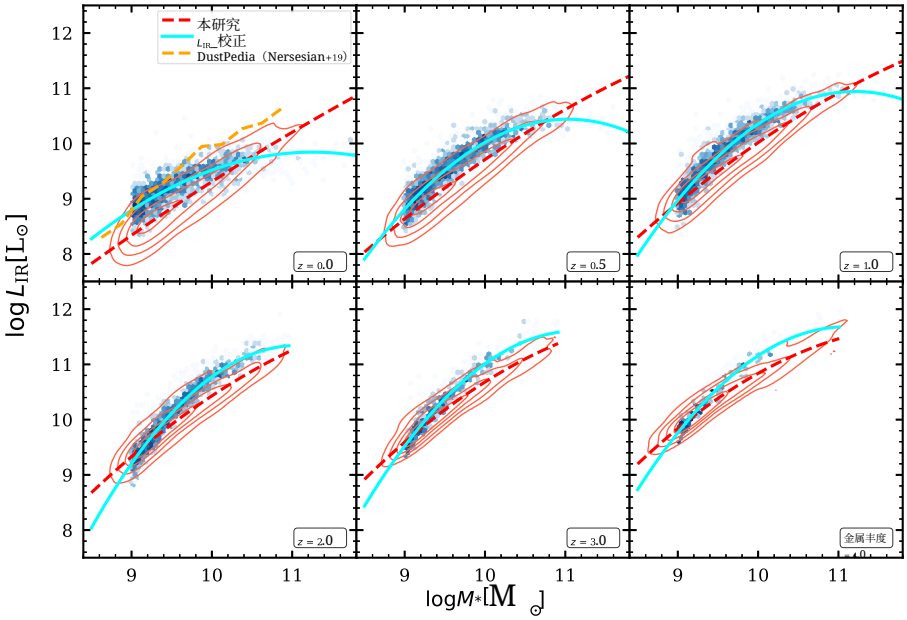


图 A.6. 比较 TNG50恒星形成星系中原始（红色等高线）与校正后（彩色六边形分箱）$L_{\rm IR}$的 M_*–$L_{\rm IR}$ 关系。红线和青线分别表示将原始和校正后的 $L_{\rm IR}$作为变量时，拟合得到的二阶多项式 M_*–$L_{\rm IR}$ 关系。在 $z = 0$ 面板中，橙色虚线表示 DustPedia 中恒星形成星系的 M_*–$L_{\rm IR}$ 关系中位数（Nersesian 等（2019））；这些星系采用与模拟恒星形成星系相同的比恒星形成率标准进行筛选。

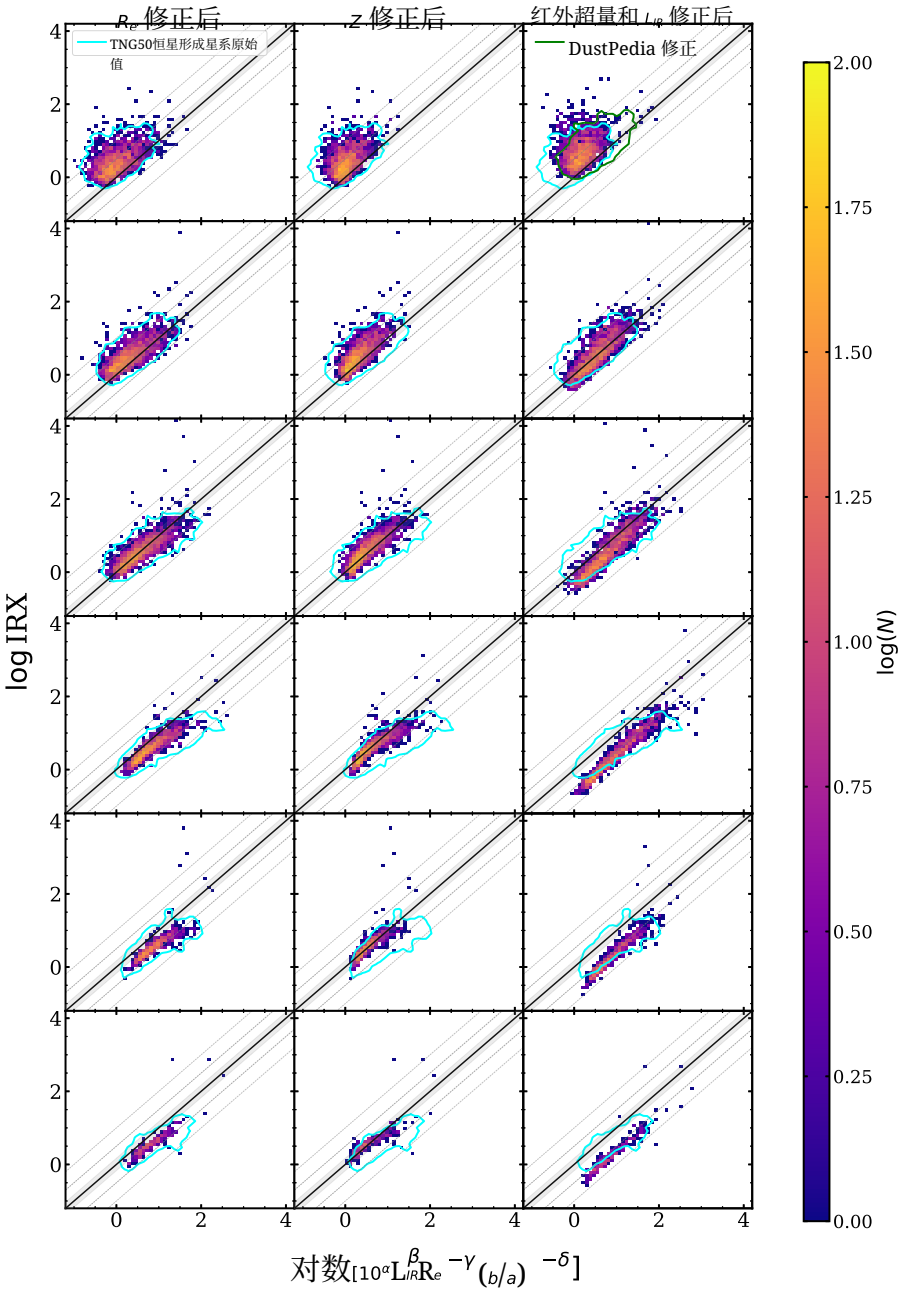


图 A.7。六个红移下（每一行代表一个红移），对采用修正后的R_e（左列）、修正后的Z（中列）以及同时修正L_{IR}和红外超量（右列）的TNG50恒星形成星系，预测得到的普适红外超量关系。青色等高线与图 2 中采用原始参数的等高线相同。金属丰度修正后，红外超量与观测的一致性更好；而R_e修正对红外超量产生的影响很小，同时修正L_{IR}和红外超量则会导致更大的偏差。对于$z = 0$面板，右列中的绿色等高线显示了采用 DustPedia 修正得到的结果。这种替代修正并未显著改善其与观测红外超量关系的一致性。