

doi: 10.3969/j.issn.1000-8349.2014.01.01

JWST 发现宇宙早期“小红点”天体的研究进展

吴鹭好^{1,2}, 黄家声^{1,2}

(1. 中国科学院 国家天文台 星系与宇宙学重点实验室, 北京 100012; 2. 中国科学院大学, 北京 100049)

摘要:

JWST 的高红移巡天揭示了一类特殊的致密红色天体“小红点”(LRD)。LRD 形态致密, 其光谱能量分布在紫外-可见光波段呈现 V 型结构, 并在静止光学端展现极端红化的现象。部分 LRD 的光谱中伴随宽巴耳末发射线, 暗示其中可能包含低光度活动星系核(AGN)。然而, LRD 在 X 射线和远红外波段的辐射较弱, 使得传统的 AGN 模型难以完整解释其观测特性。本文综述了基于 JWST 的最新测光与光谱研究对 LRD 的主要发现, 系统归纳了其测光特征、光谱性质及其统计分布, 并总结了当前针对 LRD 的主要物理模型, 包括: (1) 尘埃遮蔽的 AGN, 即受到大量尘埃消光的低光度活跃星系核; (2) 超爱丁顿吸积, 即黑洞以超过爱丁顿极限的速率增长, 从而影响 SED 的形态; (3) 极端星暴星系, 具有剧烈恒星形成活动并伴随强烈尘埃消光的星系; (4) AGN 与星暴星系的组合模型。

关 键 词: 星系; 活动星系核; 恒星形成; 高红移; 空间望远镜

中图分类号: P145.2 文献标识码: A

1 引言

自 2021 年成功发射以来, 韦布空间望远镜 (James Webb Space Telescope, JWST) 即凭借其在光学红外波段卓越的分辨率与灵敏度, 迅速成为天文学尤其是早期宇宙研究的前沿利器, 为探索宇宙的形成与演化带来了一系列革命性的突破与成果。在 JWST 的众多突破性发现中, 一类广泛存在于早期宇宙(*红移* $z > 3$)的神秘天体尤为引人注目。在 JWST 运行的初期, Labb 等人 (2023b)^[1] 便率先报道了一类具有致密形态、V 型的紫外-可见光光谱、静止光学波段红化等特征的特殊天体。被天文学家形象地称为“小红点”(Little Red Dot, LRD)^[2]。

收稿日期: 2025-04-01 ; 修回日期: 2025-04-10

通讯作者: 黄家声, jhuang@nao.cas.cn

LRD 独特的特性使其在发现后不到两年的时间里引发了大量相关的研究, 如 Labb  等人 (2023b)^[1]、  bler 等人 (2024)^[3]、Killi 等人 (2024)^[4]、Akins 等人 (2024)^[5]、Barro 等人 (2024)^[6]、Durodola 等人 (2024)^[7]、Greene 等人 (2024)^[8]、Kokorev 等人 (2024)^[9]、Hainline 等人 (2024)^[10]、Matthee 等人 (2024)^[2]、Gonzalez 等人 (2024)^[11]、Lin 等人 (2025)^[12], 随着更多的测光和光谱观测展开, 不同研究团队正致力于揭示这些致密、红色天体的真实性质。

起初, 由于 LRD 在静止光学波段表现出显著的红化特征, 以及部分源展现出宽巴耳末发射线, 一些研究推测这类天体可能是被尘埃遮蔽的活动星系核 (Active Galactic Nucleus, AGN)^[2, 8, 9]。研究高红移 AGN 对于理解早期宇宙中黑洞的形成与增长机制至关重要, AGN 是宇宙中最强大的能量源之一, 其中心由快速吸积的超大质量黑洞 (Supermassive black hole, SMBH) 驱动, 并通过释放巨大的辐射和物质外流影响宿主星系的演化。典型 AGN 具有强 X 射线发射和由吸积盘加热产生的红外幂律谱, 其观测特征因视线方向而异, 可分为 I 型与 II 型^[13], 其中 I 型 AGN 通常展现出宽发射线。基于这些特性, 传统的 AGN 识别方法通常依赖于 X 射线、红外颜色及光谱诊断^[14-16]。然而, JWST 发现的大多数 LRD 在 X 射线波段的探测率极低^[17, 18], 颜色偏蓝的紫外 (UV) 辐射的来源尚不清楚^[19], 其光谱特征也与低红移 AGN 有所差异^[4, 19-22], 部分 LRD 还展现出黑洞质量超出的特征^[20-23]。这些差异性引发了对 LRD 本质的广泛研究与讨论, 同时暗示高红移 AGN 的性质可能比近邻宇宙中的 AGN 更加复杂。因此, 深入研究 LRD 不仅有助于识别可能的高红移 AGN, 也为探索早期宇宙中的种子黑洞及其与宿主星系之间的共同演化过程提供了关键观测证据。

本文将基于最新的 JWST 观测数据, 系统探讨 LRD 的物理性质, 包括其测光特征、光谱特征及其在高红移宇宙中的统计性质。此外, 我们还将讨论 LRD 可能的形成机制, 并展望未来更深入的观测如何帮助我们理解这类天体在宇宙演化中的角色。

2 韦布空间望远镜

2.1 韦布空间望远镜的观测设备

韦布空间望远镜 (James Webb Space Telescope, JWST) 由美国国家航空航天局 (NASA)、欧洲空间局 (ESA) 和加拿大空间局 (CSA) 合作研制, 并于美国东部时间 2021 年 12 月 25 日成功发射。作为哈勃空间望远镜 (Hubble Space Telescope, HST) 的继任者, JWST 具备更大的口径 (6.5 米主镜) 和更强的红外观测能力, 使其能够在近红外 (NIR) 和中红外 (MIR) 波段进行深度观测。其四台科学仪器——近红外相机 (NIRCam)、近红外光谱仪 (NIRSpec)、中红外设备 (MIRI) 以及近红外成像和无缝光谱仪 (NIRISS)——涵盖从 0.6 到 28 μm 的波长范围, 为研究星系的形成与演化提供了丰富的数据支持。

NIRCam^[24] 作为 JWST 的主要成像仪, 同时具备光谱观测能力, 其波长覆盖范围为 0.6–5.0 μm , 为研究早期星系提供了关键数据。NIRCam 采用双模块设计, 每个模块都包含短波 (0.6–2.3 μm) 和长波 (2.4–5.0 μm) 通道, 使其可以同时进行不同波长的观测。NIRCam 极高的成像灵敏度 (见图 1) 使其能够探测到极暗弱的高红移星系, 为宇宙再电离时期 ($z \approx$

6–15) 的星系研究提供了关键数据。LRD 研究中, 通过 NIRCam 广域的成像以及高灵敏度红外颜色分析, 成功识别了大量在静止光学波段红化的 LRD 星系。

NIRSpec^[25] 是 JWST 的主力光谱仪, 其波长覆盖范围为 $0.6\text{--}5.3\ \mu\text{m}$, 并具备从低到高的多种光谱模式。NIRSpec 采用了一种革命性的微快门阵列 (Microshutter Array, MSA) 技术, 能够同时观测数百个星系, 大幅提高观测效率, 使其成为大规模星系光谱测量的理想工具。NIRSpec 的积分视场单元 (IFU) 提供了三维光谱数据, 使得天文学家能够解析星系内部的气体运动和化学组成。LRD 的光谱通常具有强烈的巴耳末跃迁和尘埃衰减特征, JWST/NIRSpec 提供的高信噪比光谱使得天文学家能够进一步分析这些星系是否属于强烈恒星形成阶段, 或者是否隐藏着正在生长的 SMBH。

MIRI^[26] 是 JWST 唯一的中红外仪器, 覆盖 $4.9\text{--}27.9\ \mu\text{m}$ 波段, 为研究尘埃遮蔽的星系提供了独特的观测能力。在星系研究中, MIRI 的高灵敏度能够帮助天文学家研究红移 $z \approx 7$ 以上的星系, 通过 JWST 的中红外光谱分析, 天文学家可以进一步探测其中的恒星形成活动和气体化学组成。

NIRISS^[27] 除了成像功能外, 还具备无缝光谱 (Slitless Spectroscopy) 测量能力, 单天体无缝光谱模式 (SOSS, $R \sim 700$), 可用于精确测量恒星和星系的光谱特性。宽视场无缝光谱模式 (WFSS), 与 NIRCam 的 WFSS 类似, 适用于大视场内的多目标光谱观测。

2.2 韦布空间望远镜认证小红点的优势

JWST 具备卓越的红外观测能力, 使其在高红移星系的研究中具有显著优势。LRD 的发现为高红移 AGN 研究开启了新篇章。基于测光颜色的选源方法, 已有超过 300 个 LRD^[23] 在 JWST 的多项深场巡天项目中得到确认, 其红移范围从 3 覆盖到 11, 涵盖了 JWST 的 CEERS(Cosmic Evolution Early Release Science Survey)^[29], PRIMER(Public Release Imaging for Extragalactic Research)^[30], JADES(JWST Advanced Deep Extragalactic Survey)^[31], UNCOVER(Ultradeep NIRSpec and NIRCam Observations Before the Epoch of Reionization)^[32] 以及 NGDEEP(The Next Generation Deep Extragalactic Exploratory Public)^[33] 等深场巡天项目。CEERS 利用 JWST 进行近红外成像和光谱观测, 主要研究 $z \sim 6\text{--}10$ 早期星系的性质。CEERS 观测的数据表明, LRD 星系在上述红移范围内的数量可能比预期的更多^[23], 并且其性质与低红移星系存在显著差异。JADES 是 JWST 目前最深的巡天之一, 重点覆盖 GOODS-S 和 GOODS-N 深场, 使用 NIRCam 进行成像, 并通过 NIRSpec 进行光谱观测。JADES 能够探测到红移 $z > 10$ 的星系, 使得极端遥远的 LRD 成为可能的研究目标。

在 JWST 的深度观测下, LRD 的识别和认证目前主要依赖于色指数、连续谱斜率以及宽 $\text{H}\alpha$ 发射线等方法。色指数法基于 LRD 在静止光学波段通常表现出显著的红化特征以及 JWST 的 NIRCam 多波段测光数据, 这一方法能够有效识别高红移星系, 并排除低红移除尘埃消光星系的污染。相比之下, HST 受限于波长覆盖范围, 无法对高红移天体提供相应的测光波段, 而地面望远镜由于大气吸收影响, 其在近红外测光的灵敏度有限。JWST NIRCam $0.6\text{--}5\ \mu\text{m}$ 的波段覆盖确保了对关键特征如莱曼断裂和巴耳末断裂的测量, 从而提

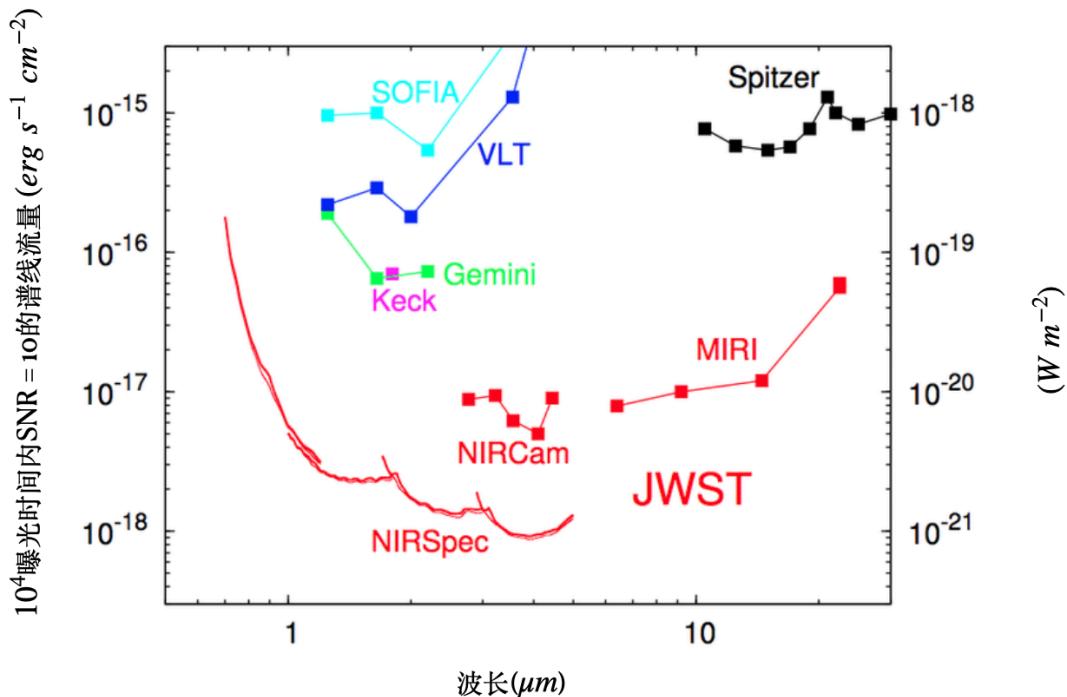


图 1 JWST 光谱仪在特定曝光时间下与其他观测设备灵敏度的对比。数据点表示在 $10^4 s$ 曝光时间内，JWST 可以探测到的最微弱的谱线流量（信噪比 $\text{SNR}=10$ 的点源），数据来源于 Parikka 等人 (2015)^[28] 已发表的研究。

升了测光选源的可靠性。连续谱斜率方法则基于 LRD 在静止光学波段呈红色，而在 UV 波段表现出蓝色的独特 V 型特征。JWST 高灵敏度的近红外测光数据使得天文学家可以通过多波段拟合其连续谱斜率，并结合光谱数据更精确地刻画星系的光谱性质。与单一测光颜色选择相比，光谱斜率拟合方法能够利用更完整的光谱信息，减少单个波段测量误差带来的不确定性，提高 LRD 的识别精度。此外，研究还发现了一类巴耳末发射线极端强烈的 LRD 星系，其 $\text{H}\alpha$ 线的等值宽度 (EW) 可超过 1000 \AA ^[34]，表明 LRD 可能是宽线区 AGN 候选体，并可能在早期宇宙的再电离过程中发挥重要作用。因此， $\text{H}\alpha$ 发射体的选源也成为识别 LRD 的有效方法之一。

JWST 的多波段红外观测和光谱数据使其在研究高红移星系的物理性质上具有无可比拟的优势。借助其广泛的波段覆盖，JWST 能够提供更深、更精确的观测数据，揭示高红移星系的详细物理特性。例如，通过精确测量星系的红化特征和连续谱，JWST 能够有效探测这些星系的恒星形成活动、尘埃吸收效应以及潜在的 AGN 贡献，从而为理解宇宙再电离时期的星系增长提供关键的信息，揭示其在宇宙早期的形成与演化过程。它还为早期黑洞与星

系之间的相互作用提供了重要观测, 推动了我们对黑洞形成和演化的理解。这些发现对于构建更加完整的宇宙演化模型和探索早期宇宙的重要过程具有深远的意义。

3 小红点的观测特征与物理性质

JWST 的高灵敏度使其能够探测到许多此前观测中未能识别的高红移暗弱星系, LRD 即是其中一项突破性发现。LRD 在 JWST 的 F444W 波段显示出致密的点源特征, 并且在静止光学波段表现出显著的偏红色指数。这类天体由 Labb  等人 (2023)^[1] 最先发现, 其研究利用 $F150W - F277W < 0.7$ 和 $F277W - F444W > 1.0$ 的色指数标准选出了 6 个红移在 $7.4 \leq z \leq 9.1$ 范围内具有异常高恒星质量 ($M_* > 10^{10} M_\odot$) 同时伴随着大量的尘埃消光 ($AV > 1.5$ mag) 的暗弱红色大质量星系。这些宇宙早期的大质量星系迅速成为研究星系形成和演化的重要目标, 相关研究接踵而来。截止目前, LRD 的研究已取得初步进展, 但其物理本质仍存在诸多未解之谜, 包括其 V 型光谱的辐射来源、多波段辐射特性、光变行为及宿主星系的基本性质等。要全面理解 LRD, 仍需更完备的样本、更深的观测以及更广泛的波段覆盖。本节将聚焦于 LRD 的观测特征, 探讨其独特的测光与光谱性质, 并结合 JWST 提供的关键数据, 分析这些天体的形成机制及其在宇宙演化中的潜在作用。

3.1 基本观测特征

3.1.1 点源主导形态特征

LRD 在形态上主要表现为致密的点源结构。图 2展示了 Kocevski 等人 (2024)^[23] 在 JWST 巡天项目 CEERS^[29] 中发现的部分 LRD, 并分别由 JWST/NIRCam 的 F115W、F200W 和 F444W 滤光片数据合成了三色图, 图中可见这三个 LRD 颜色偏红, 形态致密。星系的点源结构通常意味着其辐射被一个致密、集中的成分主导, 如 AGN、致密恒星团或早期宇宙中的种子黑洞, 星系的尺寸和形态对星系本身的形成以及宇宙中大质量星系的演化具有重要参考价值。

Baggen 等人 (2023)^[35] 结合 JWST 的高分辨率成像, 通过 Sérsic 模型拟合图像二维光度分布测量了 Labb  等人 (2023b)^[1] 发现的 13 个具有显著莱曼断裂和巴耳末断裂特征的高红移星系 ($z > 6$) 的有效半径 (r_e)。给出的统计结果显示, 这些星系有效半径中值约为 150 pc, 这一数值比同质量下本地星系的典型尺寸至少少一个量级。Furtak 等人 (2023)^[36] 则利用星系团 A2744 的引力透镜效应发现红移 7.6 处一个有效半径小于 35 pc 的 LRD, 表明部分 LRD 形态的高度致密, 同时结合该 LRD 相对红色的 UV 连续谱斜率 ($\beta_{UV} = -1.6 \pm 0.2$) 以及极端红化的光学色指数, 研究认为该 LRD 的辐射主要由 AGN 成分主导。

根据这一特征, Greene 等人 (2024)^[37] 在对 LRD 的选源中引入了 $f_{F444W}(0.^{\prime\prime}4)/f_{F444W}(0.^{\prime\prime}2) < 1.7$ 的点源致密性标准。而 Williams 等人 (2024)^[38] 则发现, 即使未引入该约束, 仅通过颜色选出的 LRD 样本也普遍表现为在 F444W 波段下不可分辨、具有点源特征的结构。

结合 LRD 光学红化等特征, 如果 LRD 内部包含活跃的 AGN, 其致密结构可能导致极高的尘埃覆盖因子, 使大部分光子被吸收, 从而形成显著的红化光谱能量分布 (SED)^[2]。

LRD 的致密结构也可能代表极高密度的恒星形成区域，极高的恒星形成率 (SFR) 导致强烈的尘埃消光，并可能伴随 AGN 活动^[8]。总的来说，LRD 的极端致密性指向 LRD 的本质可能是被尘埃遮蔽的高红移暗弱类星体，或是处于普通高红移星系向 AGN 转变过程中的过渡天体，或者更为极端的致密天体，如宇宙中最早一代恒星第三星族 (Population III) 恒星团、超大质量恒星、暗星以及直接塌缩黑洞 (Direct-collapse black hole, DCBH) 等。

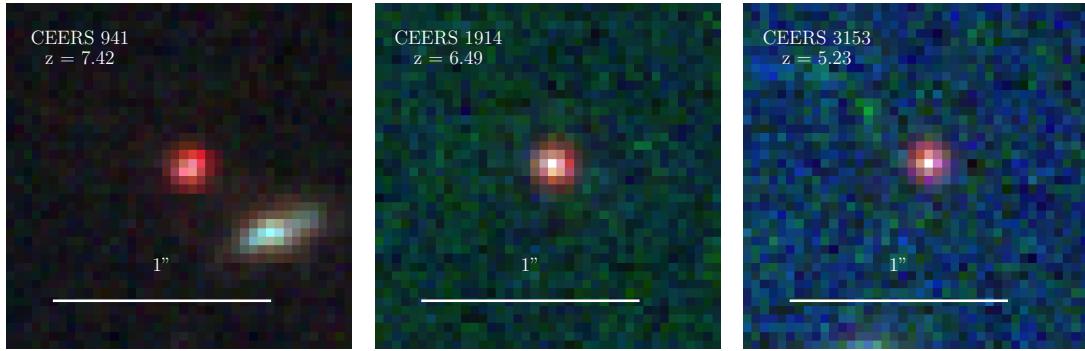


图 2 Kocevski 等人 (2024)^[23] 在 JWST 巡天项目 CEERS^[29] 中发现的 LRD。RGB 三色图分别由 JWST/NIRCam 的 F115W、F200W 和 F444W 滤光片数据合成。

3.1.2 V 形结构

星系的 SED 是研究其物理性质的重要工具。LRD 的 SED 从 NIRCam 短波 (SW, F115W - F200W ~ 0) 到长波 (SW, F277W - F400W ~ 2.0) 呈现出显著变化^[19]。Labbé 等人 (2023b)^[1] 发现的星系 CEERS 3210 就因其陡峭的红色连续谱被认为这一特征可能源于红移 $z > 7$ 处的巴耳末断裂。NIRSpec 的观测则进一步确认该源为一个位于 $z = 5.6$ 的宽发射线 AGN^[23]。随着越来越多类似的致密红色天体相继被发现，这一类源也被形象地称作“小红点”(Little Red Dot, LRD)^[2]。总体而言，LRD 在静止紫外波段表现为蓝色光谱 ($f_\lambda \sim \lambda^{-2}$)，而在静止光学波段则呈现陡峭的红色连续谱，使 LRD 的 SED 呈现出独特的 V 形结构。LRD 这一特征引发了广泛讨论，其难以用单一的星系或 AGN 模型完全解释，可能涉及年轻恒星、尘埃遮蔽的星暴活动以及低光度 AGN 的共同作用^[19]。

LRD 在静止光学波段的红化现象既可解释为尘埃遮蔽的 AGN 连续谱，即 AGN 活动加热周围尘埃使得红外波段出现额外的热辐射成分，导致 SED 颜色变红；也可能源自尘埃丰富的恒星形成活动，厚重的尘埃吸收短波辐射，并在中红外波段重新辐射出去。目前两种情景均有一定证据支持。例如很大一部分 LRD 如今已被光谱观测如宽巴耳末发射线 (见 3.2.1) 证实具有一定程度的 AGN 活动^[2, 19, 20, 22, 39]。LRD 极端红化的颜色也超出了仅由恒星形成或星际介质 (ISM) 辐射所能解释的范围，表明尘埃加热可能在其中发挥重要作用。而如果连续谱主要由恒星辐射主导，则推导出的 H α 等效宽度 (EW) 将远超低红移普通恒星形成星系的典型值^[40, 41]，这一特征在 Greene 等人 (2024)^[8] 的研究中得到支持；另一方面，中红外波

段的光度观测更支持尘埃丰富且致密的星暴星系 SED 模型, 只有一部分贡献可能源自尘埃遮蔽的 AGN^[11, 38]。

通常, 尘埃遮蔽的星系在远红外波段应展现强烈辐射, 因为活跃的恒星形成会被尘埃吸收并重新辐射。为确认 LRD 的来源, Williams 等人(2024)^[38]与 Pérez-González 等人(2024)^[11]进一步丰富了 LRD 在中红外至远红外波段的研究。Williams 等人(2024)^[38]基于 SMILES(Systematic Mid-infrared Instrument Legacy Extragalactic Survey)^[42]的数据发现, 大多数 LRD 在中红外波段($\lambda_{rest} \gtrsim 1\mu m$)的流量上限表明, 这些天体的整体 SED 似乎并未受到强 AGN 辐射主导。LRD 的平均 SED 在静止波长 $1\mu m$ 之后趋于平坦, 与恒星典型的 $1.6\mu m$ 辐射峰值一致。Pérez-González 等人(2024)^[11]进一步指出, 结合 NIRCam 的最红波段, LRD 在 MIRI 观测的颜色比典型的厚尘埃遮蔽类星体(Quasi-stellar object, QSO)更小, 后者在 $\lambda_{rest} \gtrsim 1\mu m$ 处的辐射由热尘埃环主导。基于上述观测证据, Pérez-González 等人(2024)^[11]认为, LRD 可能并非单一族群, 其中部分天体表现为极端星暴星系, 部分为尘埃遮蔽的 AGN, 还有一些可能兼具两者特性。

LRD 的远红外观测结果也存在一定争议。在红移 $2 < z < 7$ 范围内, 与 LRD 颜色相似的红色天体通常会在 1.2 mm 处被远红外望远镜如 ALMA 探测到, 表明冷尘埃正在重新辐射紫外辐射。然而, 即便是在最深的叠加分析中, LRD 在 1.2 mm 仍未有任何探测^{[38] [43]}, 这一结果使得 LRD 作为尘埃星暴星系的解释受到质疑。ALMA 观测进一步表明, 大部分 LRD 在远红外未被检测到, 其解释之一是 LRD 的尘埃温度远高于典型星系的 $20\text{--}60K$, 可能达到 $> 100K$, 这一特性更符合 AGN 导致的尘埃加热, 或极致密的恒星形成环境下导致尘埃被异常加热^[19]。然而, 无论是在单个明亮源^{[18] [6]}还是在样本叠加光谱中^[38], LRD 都未表现出典型 AGN 在 $\lambda_{rest} \sim 1\text{--}5\mu m$ 处的陡峭热尘埃辐射($T \gtrsim 500K$)。因此, 即使 LRD 是高度遮蔽的 QSO, 它们在红外波段的表现仍与本地^[44]或宇宙正午(Cosmic Noon)时代^{[45] [46] [47] [48]}观测到的典型尘埃遮蔽 AGN 存在明显差异。如果假设 LRD 遵循能量守恒定律, 这些观测现象难以与典型尘埃星暴星系或 QSO 尘埃环的远红外辐射模型相匹配, 而后者通常展现出冷尘埃和热尘埃的混合辐射特征。近期研究也表明, 高红移下的致密尘埃星系可能存在极致密的 ISM, 使得尘埃对恒星光的吸收更高效, 并加热至更高温度^{[49] [50]}。因此, 尽管部分 LRD 可能由 AGN 主导, 仍不能排除极端致密星暴的可能性。

对于 V 形结构中的蓝色端, 也有多种辐射机制被提出, 包括来自中心 AGN 的散射光、星暴区域的透视效应, 或因尘埃分布不均而使紫外光未被遮蔽地逸出^[4-6, 11, 19]。尽管在低红移($z < 3$)处也发现了一些具有紫外超出的红色天体, 但它们较为罕见, 仅占红外明亮、尘埃遮蔽星系的约 1%^[51]。此外, Matthee 等人(2024)^[2]研究表明, LRD 的光学颜色似乎与黑洞质量及宽 H β 与总 H β 的流量比相关, 表明尘埃包裹的 AGN($A_{UV} \gtrsim 2.8$)在光学波段的贡献较大, 这可能反映了一种演化序列: 对于较低质量的黑洞, 紫外光的主要成分可能由恒星形成提供; 随着黑洞的增长, 尘埃包裹的 AGN 辐射在光学波段逐渐变得更显著; 最终, AGN 反馈可能会清除尘埃, 使更高质量的蓝色 QSO 变得可见。

总体而言, LRD 的 V 型 SED 结构反映了一个复杂的能量源混合系统, 其内部星族、恒星形成以及 AGN 活动存在复杂相互作用, 代表着一个多样化的族群, 进一步区分这两者的

贡献还需更深的红外观测。

3.2 光谱与测光特征

3.2.1 宽巴耳末发射线

巴耳末发射线 (Balmer emission lines) 是研究电离气体环境的重要探针。在 AGN 中，宽巴耳末发射线通常起源于 SMBH 周围的宽线区 (BLR)，反映气体受重力作用的高速运动^[52]。

JWST 的光谱观测揭示，在仔细排除褐矮星污染的前提下，约有 80% 的 LRD 展现出宽巴耳末 H α 和 H β 发射线特征^[2, 4, 9, 18, 19, 23, 37, 39]。大部分 LRD 发射线的半高全宽 (FWHM) 位于 1000 km s^{-1} 左右，部分源可达 3000 km s^{-1} ，例如 Kokorev 等人 (2023)^[34] 观测到 LRD 的 H β 发射线具有 FWHM $\sim 3400 \text{ km s}^{-1}$ 的宽线成分，显著性超过 10σ ，展现出了极端的动力学特征。图 3 展示了 LRD (ID:73488) 关于 H α 发射线的拟合。其中包含了三个高斯成分：绿色和紫色虚线分别是两个 FWHM $\sim 2160 \text{ km s}^{-1}$ 和 FWHM $\sim 699 \text{ km s}^{-1}$ 的宽线成分以及一个窄线（蓝色）。这些线宽远大于低红移典型恒星形成星系的发射线宽度^[40]，与经典 I 型 AGN 的 BLR 相符，表明 LRD 可能是被尘埃遮蔽的 AGN 候选体。该模型意味着我们可以直接观测到 AGN 的宽线区和吸积盘，但其辐射受到前景尘埃的部分遮挡，这些尘埃可能来自 ISM，也可能源于中心核区^[53, 54]。

尽管大部分 LRD 由于宽发射线的存在会被识别为 AGN，在 JWST 发现的大量宽线 AGN 中，只有约 10–30% 的天体存在被尘埃遮蔽，在静止光学波段具有陡峭的红色连续谱的典型 LRD SED 特征^[10, 19]。

除宽发射线外，LRD 还展现出罕见的巴耳末吸收特征 (H α 和 H β)。这些吸收线通常较窄 (FWHM $\sim 100\text{--}200 \text{ km s}^{-1}$)，等值宽度较大 ($\text{EW} \gtrsim 4$)，并且普遍呈现蓝移 ($\sim 100\text{--}200 \text{ km s}^{-1}$)^{[2][18][55][23][56][57]}。不同于更常见的共振吸收 (如 CIV $\lambda\lambda 1548, 1551$)，巴耳末吸收时间短 ($\tau \sim 10^{-8} \text{ s}$)，维持可观测的巴耳末吸收需要极端的物理条件。Juodžbalis 等人 (2024)^[55] 通过辐射转移模拟表明，此类吸收线的形成要求气体密度 $n_H > 10^8 \text{ cm}^{-3}$ ，远超红移 $z < 10$ 星系中常见的 ISM 密度 ($n_H \sim 10^2\text{--}10^4 \text{ cm}^{-3}$)^{[58][59][60]}。如此高的气体密度通常与 AGN 的 BLR 云相关，基于此，对巴耳末吸收的起源主要有两种可能解释：(1) BLR 邻近高密度气体云。这些气体云可能由吸积盘辐射压驱动压缩，或源自 BLR 物质的相互碰撞^[55]。其蓝移特征可能反映了气体外流运动，如 AGN 盘风；(2) 极端星暴区。部分研究提出，这些高密度气体可能由核区超星团形成，并受到恒星风压缩^[57]。但该假设仍需进一步观测验证，特别是在宽巴耳末发射及高电离线的空间关联性方面。

无论是哪种机制，该发现均对传统 AGN 统一模型提出了挑战，暗示早期宇宙的 AGN 可能具有更复杂的多相气体结构^{[23][56]}。未来高分辨率光谱及时域观测将有助于进一步约束巴耳末吸收的形成机制，并探究其对 AGN 及宿主星系演化的影响。

3.2.2 X 射线探测

X 射线是识别 AGN 活动最直接且可靠的手段之一，其辐射主要源于中心 SMBH 吸积盘发出的紫外光子经逆康普顿散射产生的高能辐射。如果 LRD 是未被遮蔽的 I 型 AGN 并且在红移 $z \approx 5$ 具有 $10^{-5} \sim 10^{-4} \text{ Mpc}^{-3} \text{ mag}^{-1}$ 的丰度^[37]，相应的 X 射线发射将相当可

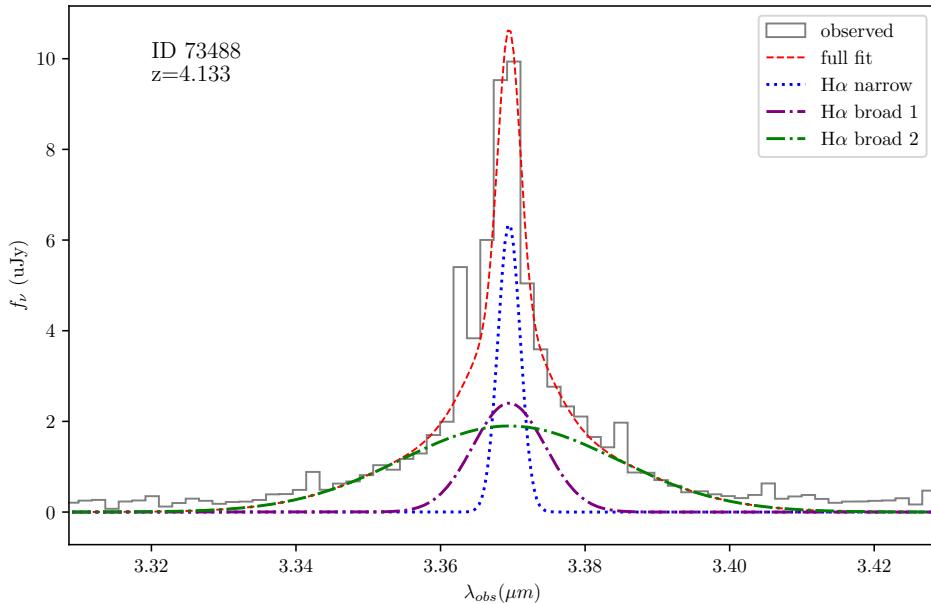


图 3 LRD (ID: 73488) 的局部 NIRSpec 光谱拟合。H α 发射线的拟合包含三个高斯成分：两个宽线 (FWHM $\sim 2160 \text{ km s}^{-1}$, 绿色; FWHM $\sim 699 \text{ km s}^{-1}$, 紫色) 以及一个窄线 (蓝色)。NIRSpec 数据来源于 JADES 项目^[31]。

观。假设它们的 SED 与本地的 I 型 AGN 相同，其 X 射线的发射将超当前观测到的 X 射线背景一个数量级^[61]。然而，尽管选出的大部分 LRD 位于最深的 X 射线巡天覆盖区域，如 7Ms Chandra Deep Field South (CDFS^[62])、Chandra Deep Field North (CDFN^[63]) 以及 Chandra imaging of the central region of the Extended Groth Strip(AEGIS-XD^[64])，其中的 X 射线探测率却极低。即便是展现出宽线特征的 LRD，在最深的 Chandra 观测中仍未被探测到^[2, 17, 18]。Yue 等人 (2024)^[65] 对 34 个 FWHM $> 1000 \text{ km s}^{-1}$ 的宽 H α LRD 进行叠加分析以研究其 X 射线性质，总计曝光时间为 40 Ms。然而，所有 LRD 均未在软或硬 X 射线波段中被单独探测到。在对整个样本进行叠加后，软波段、硬波段及全波段分别显示出 2.9σ 、 3.2σ 和 4.1σ 的边缘性探测信号。这些初步探测结果表明 LRD 中可能确实存在 AGN 活动。Kocevski 等人 (2024)^[23] 发现的两个 LRD 是少数被 X 射线探测到的案例，其 X 射线亮度达到 $L_X(2 - 10 \text{ keV}) \sim 10^{44} \text{ ergs}^{-1}$ ，吸收柱密度为 $N_H \sim 10^{23} \text{ cm}^{-2}$ ，表明受到中等程度的遮蔽。

结合上文提到的观测证据，LRD 的低 X 射线探测率可能与其高覆盖因子有关，即 AGN 周围存在大量中性气体遮挡，抑制了中心发动机的 X 射线辐射。巴耳末吸收线的存在表明这些系统可能包含高密度中性氢，软 X 射线光子在穿越 ISM 时可能被吸收，同时复合过程

可能增强 $\text{Ly}\alpha$ 发射，进一步降低了 X 射线的可探测性。此外，AGN 宿主星系可能具有较高的柱密度，使得 X 射线的穿透能力进一步受限^[66]。

然而，X 射线的非探测性是否完全由吸收效应导致仍存在不确定性。首先，X 射线上限值未表现出与星系质量的显著相关性，说明这一现象可能主要受限于 Chandra 的观测深度及前景星团的影响。**尽管 Chandra X 射线天文台具备优异的空间分辨率和灵敏度，它在探测高红移 AGN 时需要更长的曝光时间，存在观测局限性。**另外，Yue 等人 (2024)^[65] 的研究表明，LRD 的 X 射线辐射远弱于低红移的 I 型 AGN，且软 X 射线的上限比预期值低约 1 dex，即使假设柱密度 $N_H = 10^{23} \text{ cm}^{-2}$ ，仍无法解释这一效应。此外，根据标准的 $L_X - L_{\text{H}\alpha}$ 关系推测，若 LRD 的 X 射线通量仅受吸收影响，则其柱密度需达到 $N_H = 10^{24.2} \text{ cm}^{-2}$ 才能与观测值匹配，而 JWST 红外数据推断的柱密度仅约 10^{21} cm^{-2} ，远低于典型的康普顿厚 AGN。因此，LRD 的 X 射线微弱可能不仅仅是吸收效应的结果，而是与中心黑洞质量、吸积率或 AGN 活动等内秉物理机制有关。图 4 展示了 Maiolino 等人 (2024)^[22] 和 Yue 等人 (2024)^[65] 对 LRD 缺乏 X 射线探测的两种可能解释。左图展现了尘埃遮蔽导致的高覆盖因子模型，吸收效应导致 X 射线的穿透力受限；右图则为 LRD 内秉缺乏 X 射线的模型。

总体而言，LRD 的 X 射线探测结果表明，这些高红移低质量 AGN 可能有着不同于本地大质量 AGN 的演化路径。在未来更深的 X 射线观测及联合红外光谱分析下，有望进一步揭示这些天体中心 SMBH 的本质及其吸积模式，为理解高红移 AGN 的演化提供新的视角。

3.2.3 低紫外光度

与一般星系甚至此前发现的高红移 ($z > 3$) AGN 相比，LRD 具有相对较低的紫外光度。如图 5 展示了红移 $z \sim 5$ 处 LRD 的紫外光度函数。图中数据来源于 Harikane 等人 (2023)、^[20] Maiolino 等人 (2024)^[22]、Matthee 等人 (2024)^[2] 以及 Kokorev 等人 (2024)^[9] 已发表的研究。LRD 样本的紫外光度主要处于 $M_{\text{UV}} = -16$ 至 -22 范围内，这一数值在 Hyper Suprime-Cam (HSC) 样本^{[67][68][69]} 中处于低光度范围 (HSC 在 $z > 5$ 处的光度函数下限为 $M_{\text{UV}} \approx -22 \text{ mag}$)，低于地面望远镜选出的高红移 AGN 样本 ($M_{\text{UV}} \approx -22$ ^[67]) 以及典型星系的紫外光度值 ($M_{\text{UV}} \approx -21$ ^[70])。

除此之外，LRD 在低紫外光度的数密度远高于此前的预期。Kocevski 等人 (2024)^[23] 在 JWST CEERS、PRIMER、JADES、UNCOVER 和 NGDEEP 项目中选出的 341 个 LRD 样本在 $M_{\text{UV}} = -19$ 处的数密度远高于 SDSS 在明亮端的外推^{[71][72]}，同时是 Parsa 等人 (2018)^[73] 在相似红移 ($z \sim 5$) 处的 4 倍。如果能进一步得到高红移吸积黑洞的光度函数的下限，将会对大质量黑洞的形成和演化提供新的限制条件^{[74][75][76][77][78][79][80]}。红移大于 6 处 QSO 光度函数的暗端斜率也将对宇宙再电离过程^{[81][82][67][83][84]}、低质量黑洞的数密度^{[67][85][86]}、黑洞与其宿主星系的相关关系^{[87][88]} 有重要指示。

3.3 星系物理性质

3.3.1 质量特征

在 $z \sim 0$ 的本地宇宙中，星系中心 SMBH 的质量已被证实与其宿主星系的多个物理性质之间存在紧密关联，包括恒星速度弥散 (σ) 以及恒星质量^{[91][92][93][94]}。这些相关性被视为黑洞-

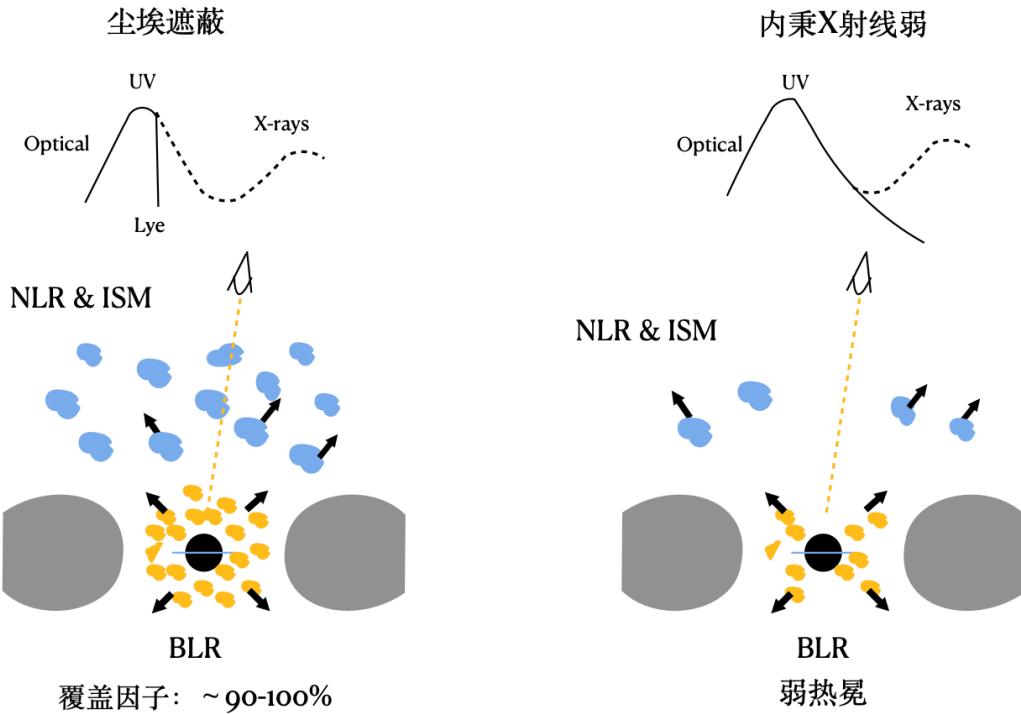


图 4 Maiolino 等人 (2024)^[22] 和 Yue 等人 (2024)^[65] 的研究对 LRD 缺乏 X 射线探测的两种可能模型解释。左图示意尘埃遮蔽导致的高覆盖因子模型, 右图示意 LRD 内秉缺乏 X 射线的模型。

宿主星系共演化的有力证据, 理论模型和宇宙学模拟也提出了多种可能的黑洞-星系共演化机制, 包括星系并合、黑洞并合, 以及黑洞与宿主星系之间的反馈过程^{[95] [96] [97] [98] [99] [100] [101] [102]}。而在高红移 ($z > 4$) 环境下, 不同模型对黑洞的性质及其与宿主星系关系的预测却存在显著差异^{[103] [104] [105] [77] [106] [99]}, 对高红移 AGN 的研究也成为理解 SMBH 在宇宙历史中的演化重要依据。

部分 LRD 由于其宽巴耳末发射线特征被识别为 AGN, 针对这部分源, 研究通常采用本地维里关系^[107] 对 LRD 的黑洞质量进行估算, 该关系将黑洞质量 (M_{BH}) 与宽线发射线的 FWHM 及连续谱或发射线光度 (L) 相关联, 特别是基于 $H\alpha$ 宽成分的展宽和光度进行质量估算:

$$\log\left(\frac{M_{BH}}{M_{\odot}}\right) = 6.60 + 0.47\log\left(\frac{L_{H\alpha}}{10^{42}\text{erg/s}}\right) + 2.06\log\left(\frac{\text{FWHM}_{H\alpha}}{10^3\text{km/s}}\right) \quad (1)$$

图 6展示了本地宇宙^[107] 和部分 LRD 样本^[20-23] 黑洞质量与宿主星系性质的关系。结果

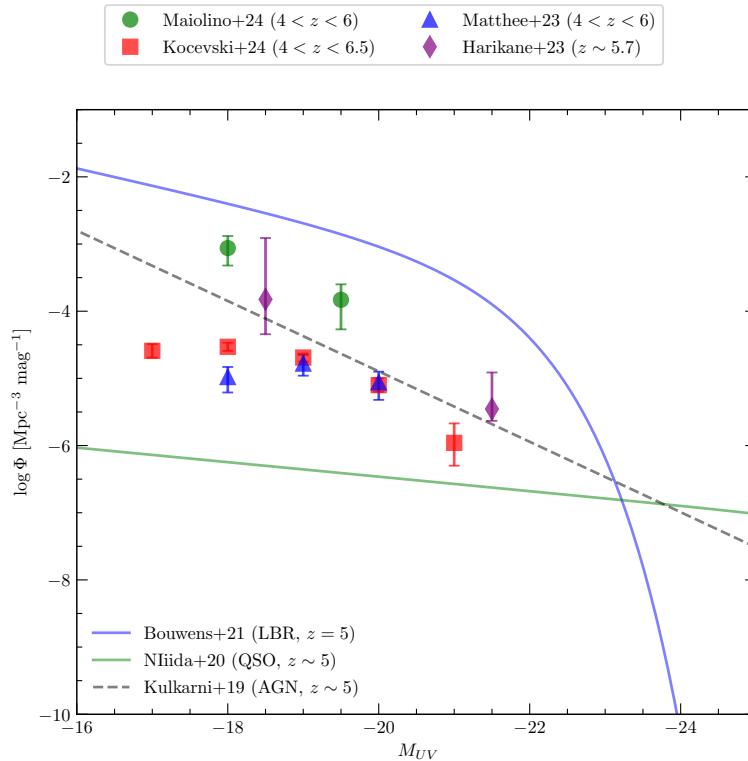


图 5 红移 $z \sim 5$ 处 LRD 的紫外光度函数。图中数据来源于 Harikane 等人 (2023)、^[20] Maiolino 等人 (2024)^[22]、Matthee 等人 (2024)^[2] 以及 Kocevski 等人 (2024)^[23] 已发表的研究。蓝色、绿色实线以及灰色虚线分别为红移 $z \sim 5$ 处的低亮度星系^[70]、QSO(外推至低亮度端)^[89] 和 AGN^[90] 光度函数的拟合结果。

表明，LRD 的黑洞质量范围主要分布在 $\sim 10^{6\text{--}8} M_\odot$ 之间^{[108][19][20][57]}。这一数值显著低于相似红移下 QSO 的典型黑洞质量^[7, 109]。但与 Reines 和 Volonteri(2015)^[107] 利用 SDSS 光谱识别的 262 个红移 $z < 0.055$ 的宽线 AGN 拟合的 $M_{BH} - M_*$ 关系相比，高红移 LRD 的黑洞质量普遍比预期偏高。这一趋势在早期巡天中已有所发现，对于新识别的 LRD 样本，这种质量偏离现象则更为显著。在本地宇宙中，超大质量黑洞的质量通常约为宿主星系的 0.2%^[107]，而在 LRDs 中，这一比例可高达 10%–100%^[8, 20, 22, 23, 110]。在极端情况下，甚至观测到黑洞质量接近宿主星系的恒星质量的情况^[111]。

黑洞质量偏离本地 $M_{BH} - M_*$ 关系的现象在低质量星系 ($M < 10^9 M_\odot$) 中最为显著。然而，在如此低质量范围内，本地 $M_{BH} - M_*$ 关系的观测数据较为稀缺，Reines 和 Volonteri(2015)^[107] 的星系样本质量位于 $10^{8.5} \leq M_{\text{stellar}} \leq 10^{12} M_\odot$ ，具有一定局限性，研究主要依赖于对高质量星系关系的外推。因此，这一强偏离可能部分受到宿主星系恒星质量被低估的影响。部分 LRD 经过 MIRI 数据修正后，其恒星质量有所降低。Pérez-González 等人 (2024)^[11] 指出，由于部分 LRD 在 MIRI 波段具有较高的流量，恒星质量估算需要考虑强烈

的尘埃消光, 并可能需要两种不同年龄的星族或极端平坦的消光定律来解释短波段处的蓝色 SED 以及强辐射线的存在。此外, 传统的指数衰减的恒星形成历史 (SFH) 或标准消光模型 (如 Calzetti 定律^[112]) 可能导致系统性地高估恒星质量^[113]。但即便在模型中假设所有连续谱发射均由恒星贡献, JWST 观测的 LRD 仍然明显高于本地 $M_{\text{BH}} - M_*$ 关系。动力学质量测量则为检验恒星质量提供了另一种途径。Kokorev 等人 (2023)^[34] 研究指出如果采用动力学质量作为对比量, 黑洞质量超出的趋势可能并不明显。这表明, 黑洞的形成和增长可能更多地与质量积聚过程相关, 而不仅仅受恒星形成率的影响^[114]。

黑洞质量相对于本地 $M_{\text{BH}} - M_*$ 关系的偏离可能部分源于观测选择效应。在 $M_{\text{BH}} - M_*$ 关系存在固有弥散的情况下, AGN 巡天的灵敏度限制可能更倾向于探测质量较大的黑洞。如果该偏离主要由选择效应导致, 则应在 $M_{\text{BH}} - \sigma$ 和 $M_{\text{BH}} - L_K$ 关系上均表现出类似偏离。然而, JWST 发现的宽线 AGN 在 $M_{\text{BH}} - \sigma$ 关系上与本地趋势却基本一致^[22], 这意味着黑洞质量的偏离并非完全由观测选择效应引起, 而可能受到更复杂的物理机制驱动。

除此之外, JWST 巡天发现高红移 AGN 的空间数密度明显高于预期, 这进一步削弱了选择效应作为主要解释的可能性。因此, LRD 黑洞质量相对于本地 $M_{\text{BH}} - M_*$ 关系的偏离, 可能反映了早期宇宙 SMBH 独特的增长机制, 如超爱丁顿吸积、直接坍缩黑洞种子或与低红移星系不同的星系演化路径。

3.3.2 小红点的低红移类似体及演化

JWST 对高红移 LRD 的发现研究展现了高红移星系与本地宇宙的种种差异, 寻找能够连接和统一高红移与本地宇宙的桥梁对于星系演化有着重要意义。低红移星系距离更近, 能够获得更高信噪比和更高空间分辨率的光谱和成像数据, 便于精细研究恒星形成历史、气体性质及中心黑洞质量等关键物理参数, 从而弥补高红移观测中的空间分辨率和灵敏度限制。研究低红移的高红移类星系的类似体也是研究早期宇宙的特殊方向。

在低红移 ($z < 0.4$) 宇宙中, 一类具有致密形态和强发射线以及恒星形成的绿豆星系 (Green Pea galaxy, GP) 常被认为是早期宇宙恒星形成星系的低红移类似体^[115]。部分 JWST 的相关研究也比较了低红移 GP 和红移 $z \sim 8$ 处恒星形成星系在气体金属丰度、发射线比、UV 光度以及形态的相似性^[116–118]。GP 也被用于预测高红移星系的物理性质并对理解星系演化和宇宙再电离时期的恒星形成有重要意义。基于此, Lin 等人 (2025)^[12] 研究聚焦于 GP, 希望能找到 LRD 的低红移类似体并对此进行更高分辨的研究。研究在宽发射线 GP 样本中识别进一步出了 7 个具有 V 形 SED 的 GP, 这些星系与 LRD 在多方面也展现出一致性, 包括低紫外光度以及存在质量超出的黑洞, 其中还有 3 个 GP 在 BPT 图上分布于与 LRDs 类似的区域, 表明其电离条件和气体金属丰度也具有相似性。这一类 LRD 低红移类似体的识别不仅提供了罕见的 $z < 0.4$ 超大质量黑洞样本, 也为研究早期 AGN 与星系共同演化提供了可观测的近场实验室。未来结合高空间分辨率的光谱和成像观测, 特别是在 UV 和光学波段, 有望进一步揭示这些源的物理本质以及 LRDs 的紫外辐射起源。

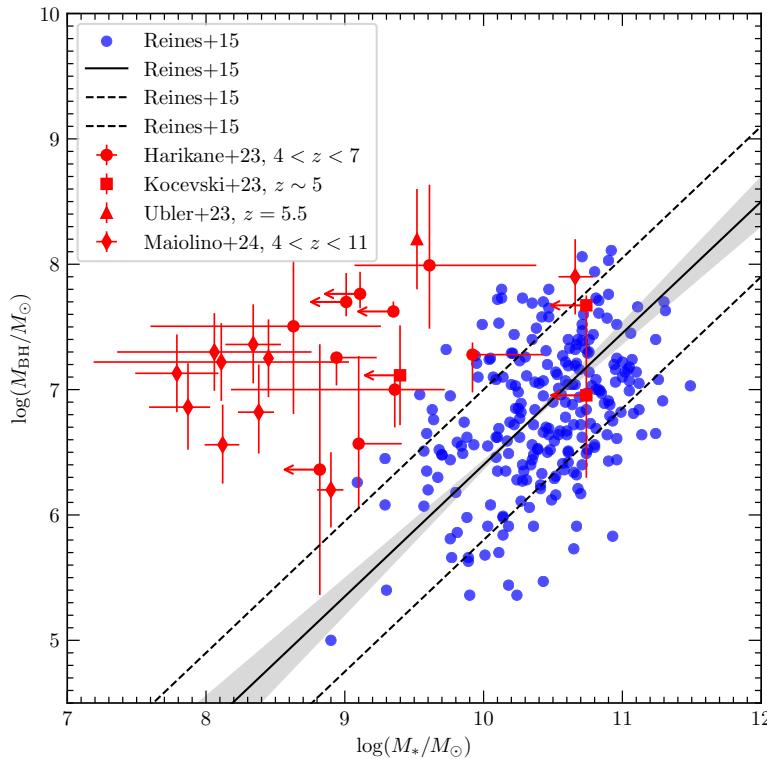


图 6 黑洞质量与宿主星系性质的关系。图中蓝色圆点表示本地星系样本^[107]，黑色实线为本地星系的拟合结果；浅灰色阴影区域表示该关系中斜率和截距的不确定性，而黑色虚线表示数据点相对于该关系的均方根离散度 (0.55 dex)。黑色虚线为红色符号为 JWST 项目中的 LRD 样本，数据来源于 Harikane 等人 (2023)^[20]、Kocevski 等人 (2024)^[23]、Übler 等人 (2023)^[21] 以及 Maiolino 等人 (2024)^[22] 已发表的研究。

4 小红点的物理解释

根据 LRD 的多波段观测结果，可以归纳出以下几个关键特征：(1) SED 在静止紫外-光学波段处的 V 型结构 (2) 宽巴耳末发射线中的强吸收特征 (3) X 射线探测的缺失 (4) 热尘埃辐射的缺失 (5) 黑洞质量偏离本地 $M_{\text{BH}} - M_*$ 关系这些特征表明 LRD 可能代表了一类特殊的 AGN 活动演化阶段，并提供了研究早期宇宙中 SMBH 增长和宿主星系相互作用的重要观测线索。

LRD 在 $4 < z < 8$ 红移范围内具有极高的数密度 ($10^{-5} \text{ Mpc}^{-3} \text{ mag}^{-1}$)，因此理解其物理性质对于研究星系和黑洞的演化具有重要意义。由于 LRD 具有极端红化的光谱特征，现

有的模型通常采用极端红化的星系^{[119][11][120][38][6][5][121][122]}, 或者两种成分的组合^{[18][48][55]}。尽管不同模型在具体假设和成分上存在差异, 但它们均假设驱动 LRD 宽线发射的“引擎”本身很蓝, 而红色 SED 来自尘埃对该辐射的衰减。在尘埃遮蔽的情况下, 吸收的紫外-光学辐射通常会在近红外波段以尘埃热辐射的形式重新发射。因此, 如何约束 LRD 的近红外性质, 特别是中红外波段的尘埃辐射, 将是理解其物理本质的重要方向。

4.1 特殊的 AGN 活动

4.1.1 尘埃遮蔽的 AGN

由于 LRD 致密的点源结构以及光学波段的极度红化, 一开始 LRD 被认为是尘埃遮蔽的 AGN 的候选体。事实上, 关于 LRD 的一系列光谱研究也表明约 60%–80% 的光学指数选出来 LRD 都被识别到了有着 $\text{FWHM} \gtrsim 1000 \text{ km s}^{-1}$ 的宽 $\text{H}\beta$ 或者 $\text{H}\beta$ 发射线^[8]。如此大的线宽符合宽线区 I 型 AGN 的定义^{[123][124]}。且 LRD 中 $\text{H}\beta$ 发射线的光度也和典型 I 型 AGN 的 5100\AA 连续谱的典型亮度一致^[125]。宽线的存在表明 LRD 内部可能存在与 SMBH 相关的高速、高密度物质^{[126][127][128][129]}。这也是目前为止认为 LRD 是 AGN 最强有力的数据。

然而尽管 LRD 在光谱上展现出典型 AGN 的特征, 其多波段观测结果却呈现出与本地 I 型 AGN 截然不同的表现。首先, 大部分 LRD 并没有 X 射线的探测^{[130][65]}, 而这是识别 AGN 的重要手段, 尽管这一现象可能受限于 Chandra 的观测深度及前景星团的影响。针对这一现象, 部分研究认为可以用康普顿厚吸收^[22] 来解释, AGN 周围存在大量中性气体遮挡, 高覆盖因子抑制了中心发动机的 X 射线辐射。一些研究则认为 LRD 本质即为 X 射线弱 AGN^{[131][132]}, 这一现象与黑洞质量、吸积率或 AGN 活动等内秉物理机制有关。而非仅仅由吸收效应造成。

其次, LRD 的 SED 不同于 I 型 AGN 由于热尘埃环的存在其在近红外波段通常呈现幂律上升趋势, LRD 在静止波长 $\sim 1 - 2\mu\text{m}$ 处的辐射相对平坦^[133], 与恒星典型的 $1.6\mu\text{m}$ 辐射峰值一致。LRD 相对 AGN 的尘埃温度也较低 ($\sim 100\text{K}$)^[134], 可能需要团块环模型或小尺度尘埃颗粒缺失导致的灰体消光曲线^[4] 来解释。

BPT 诊断图^{[135][136]} 是最常用的光谱分类方法之一, 其被广泛应用于区分本地 AGN 和恒星形成星系。在低红移 ($z < 2$) 条件下, AGN 吸积盘的高能电离辐射使其通常具有较高的 $[\text{N II}]/\text{H}\alpha$ 、 $[\text{O III}]/\text{H}\beta$ 和 $[\text{Ne III}]/[\text{O II}]$ 线比。如图 7 展示了 LRD 在 BPT^{[135][136]} 诊断图中的分布。可见 LRD 在 BPT 诊断图上大多却处于本地恒星形成星系的分布区域, 而非典型 AGN 位置^[4, 19–22]。然而其中部分天体的窄发射线已被确认与 AGN 相关。例如 Übler 等人 (2023)^[21] 详细研究的高信噪比宽线 AGN GS_3073 虽然在 BPT 图上仍处于本地恒星形成序列, 但其光谱展现出强 $\text{He II}\lambda 4686$ 和 $[\text{Ar IV}]$ 等高电离线, 表明 AGN 对其光谱特征的贡献。此外, Kocevski 等人 (2023)^[19] 研究的宽发射线样本 CEERS 1670 和 CEERS 3210 具有较高的电离度 ($\log(Q/\text{cm s}^{-1}) \simeq 8$) 和低金属丰度 ($Z/Z_{\odot} \simeq 0.2–0.4$), 与 MAPPINGS V^[137] 光致电离模型对低金属丰度 AGN 的预测一致, 高红移星系的 ISM 金属丰度较低, 星

族更年轻，导致恒星形成星系的电离参数上升，使其在 BPT 图上向 AGN 区域偏移。这种效应加剧了低金属丰度 AGN 与恒星形成星系的混淆。高红移 AGN 在 BPT 图上的偏移可能表明，其窄发射线并非源自 AGN 的窄线区 (NLR)，而是宿主星系自身恒星形成活动主导的结果。Maiolino 等人 (2024)^[22] 提出，JWST 观测到的高红移 AGN 可能具有极高覆盖因子的宽线区，使得大部分电离光子无法逃逸至大尺度 NLR，导致光谱中的窄线主要由宿主星系的恒星形成贡献。这一机制可能解释了 AGN 在 BPT 图上与恒星形成星系的重叠现象。

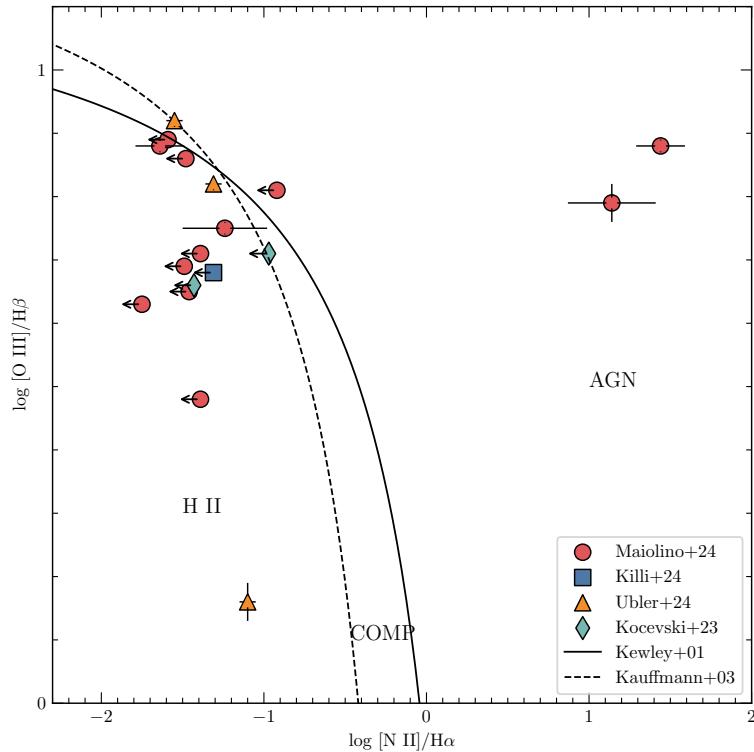


图 7 LRD 在 BPT^{[135][136]} 诊断图中的分布。黑色实线^[16] 和虚线^[138] 表示用于区分恒星形成星系 (HII)、AGN 以及 HII-AGN 复合星系 (composite HII-AGN) 的分界线。图中 LRD 的数据来源于 Kocevski 等人 (2023)^[19]、Übler 等人 (2024)^[3]、Killi 等人 (2024)^[4] 以及 Maiolino 等人 (2024)^[22] 已发表的研究。

LRD 与本地宇宙中 AGN 的异同反映了早期宇宙星系独特的演化路径以及 ISM 条件，未来的深度光谱观测有望在极端物理条件下更准确地识别 AGN，深化我们对高红移星系与 SMBH 共同演化的理解。

4.1.2 种子黑洞模型

通过 LRD 宽巴耳末发射线估算的黑洞质量相较于本地宇宙中建立的黑洞-宿主星系质量关系呈现系统性偏高，其黑洞质量超出本地经验关系预测值约 10 – 100 倍^{[114][131]}。如前

文所述, 若 LRD 的黑洞质量偏高并非源于选择效应, 则暗示其种子黑洞在宇宙早期阶段的增长速率显著快于其宿主星系的质量积累, 这对第一代黑洞的形成机制提供了重要约束。

目前关于宇宙早期 SMBH 起源的理论模型主要分为两类: 轻种子 (light seeds) 与重种子 (heavy seeds)^[139]。重种子模型假设种子黑洞直接形成于原始气体云的引力不稳定塌缩, 或由早期星团中的快速并合过程产生, 初始质量可达 $\sim 10^4 - 10^5 M_{\odot}$ 。该模型无需达到超爱丁顿吸积条件即可形成大质量黑洞, 因此在长期以来被广泛接受。近期在 $z > 8$ 发现的 $\sim 10^6 - 10^7 M_{\odot}$ 级别黑洞, 也被认为支持重种子理论^{[140][141][?]}。轻种子模型则假设种子黑洞来源于宇宙中最早一代恒星第三星族的演化末期残骸, 其中的超大质量恒星 ($\gtrsim 100 M_{\odot}$) 在生命周期结束后可直接坍缩形成大质量种子黑洞 ($\sim 10^2 - 10^4 M_{\odot}$)。这类种子黑洞若要在有限的宇宙年龄内增长至目前观测到的 SMBH 质量, 通常需要经历长期且高效率的超爱丁顿吸积过程。

LRD 缺乏 X 射线探测的表现为轻种子模型提供了可能的观测支持。在超爱丁顿吸积模式下, 黑洞的增长速率远高于经典爱丁顿极限, 可能解释 LRD X 射线与光变的缺失现象以及 SED 形态的异常^{[132][142]}。在超爱丁顿吸积条件下, 吸积盘的强辐射压会驱动大规模的吸积盘风, 这些高速外流的物质不仅会遮蔽视线方向上的 X 射线源, 还会通过逆康普顿散射进一步降低 X 射线的逃逸概率。此外, 超爱丁顿吸积流产生的高密度等离子体可能将原本处于 X 射线波段的光子逆康普顿散射至 UV/光学波段, 使得 X 射线辐射大幅削弱如果种子黑洞的吸积率长期处于超爱丁顿状态, 其 e 倍衰减时间可近似表示为 $t_{grow} \simeq 1.5 \text{ Myr} (\lambda_{Edd}/20)^{-1}$ 。这意味着一个初始质量为 $\sim 10^4 M_{\odot}$ 的种子黑洞, 在仅数百万年 (Myr) 的时间尺度内即可增长至 $\sim 10^7 M_{\odot}$ 。随着黑洞质量的增长, 宿主星系的气体供应将逐渐减少, 使得超爱丁顿吸积难以持续^{[143][144]}。黑洞因此经历一个从超爱丁顿吸积阶段向更典型 AGN 态的过渡^{[20][22]}。

然而, 到目前为止仍无一个超爱丁顿吸积模型可以完全复现观测到的 SED。是否存在一种内禀红化的 AGN SED 能够同时解释 LRD 的红色光学连续谱、符合远红外波段的限制, 同时再现观测到的强发射线, 仍然是一个未解问题。

4.2 星暴星系

LRD 光学波段的极端红化和显著的巴耳末吸收以及巴耳末断裂特征暗示 LRD 可能属于高度消光的星暴星系或尘埃遮蔽的 AGN。然而, 在红外波段, LRD 的观测结果却与典型的 AGN 模型存在差异。

Pérez-González 等人 (2024)^[11] 结合中红外 MIRI 数据的 LRD SED 进行了详细分析。研究覆盖静止近红外和中红外波段, 探讨了可能的恒星辐射峰值 ($1.6 \mu\text{m}$) 以及尘埃遮蔽 AGN 的辐射贡献。研究表明, LRD 的 MIRI 颜色较典型的尘埃遮蔽 QSO 模型更蓝, 后者在 $\lambda \gtrsim 1 \mu\text{m}$ 处的光谱主要由吸积盘外围的暖/热尘埃辐射主导。此外, LRD 在静止近红外波段的 SED 斜率较为平坦, 与恒星辐射峰的分布一致, 而非典型 AGN 在 $\lambda \gtrsim 2 \mu\text{m}$ 处所展示的陡峭尘埃辐射特征。总体而言, 恒星主导的模型在 $\lambda = 1 - 2 \mu\text{m}$ 的近红外波段以及 $\lambda < 0.4 \mu\text{m}$ 的紫外波段拟合效果最佳。进一步研究表明, 这部分 LRD 并未展现出强烈的发射线, 因此推测 LRD 在紫外至光学波段的辐射主要由恒星贡献 (光度占比 $>50\%$), 而非典

型 AGN 吸积盘辐射主导。

值得注意的是，单独考虑 AGN 或星暴星系的贡献均不足以完全复现 LRD 的 SED。因此，当前的研究更倾向于采用 AGN 与恒星形成的复合模型来解释 LRD，其中 AGN 主要影响红外波段和宽线特征，而年轻恒星和尘埃成分则主导 UV-光学波段的辐射^{[23][11][18]}。

5 总结与展望

JWST 自投入观测以来便因其卓越的红外灵敏度和分辨率有效推动了高红移星系的研究进展，尤其是在 LRD 的发现和研究方面，为理解宇宙早期星系的形成与演化提供了关键数据。LRD 在高红移 ($z > 3$) 宇宙中广泛存在，JWST 的深场巡天（如 CEERS、JADES、PRIMER、UNCOVER、NGDEEP）已确认超过 300 个 LRD。在 JWST 长波段（如 F444W）的图像中，LRD 呈现出致密的点源形态（ $\lesssim 100\text{pc}$ ）和光学极红的颜色，其光谱常伴有宽巴耳末发射线（FWHM $> 1000\text{km s}^{-1}$ ），这暗示它们可能是低光度 AGN。然而，LRD 的物理本质仍然存在显著争议：其独特的 V 型 SED 以及在 X 射线和远红外波段的辐射较弱，使得单一模型（如尘埃遮蔽的 AGN 或极端星暴星系）难以完全解释其特征。目前的研究推测，LRD 可能是一个混合群体，包含 AGN 主导、恒星形成主导以及处于过渡阶段的天体。

LRD 未来的研究方向包括更大样本的统计分析。随着 JWST 巡天项目的深入推进，未来的广域巡天任务如 Euclid 和 Roman 将提供更多 LRD 样本，进一步探讨其形成与演化的物理本质。高分辨率光谱分析如 JWST/NIRSpec-IFU 可解析气体动力学，揭示宽线区与吸收特征的物理条件。此外，联合多波段观测，结合更深的 X 射线（如 AXIS）、亚毫米（如 ALMA）和射电数据，将为 LRD 的尘埃遮蔽效应、辐射源、AGN 反馈以及黑洞增长机制提供更加全面的理解。

总体而言，JWST 的观测结果表明，LRD 可能代表着高红移宇宙中一种特殊演化进程的天体，极有可能是 AGN 早期演化或剧烈恒星形成的关键阶段。未来的深入研究不仅将进一步约束 LRD 的物理本质，还将为理解宇宙早期星系增长、SMBH 形成及再电离过程提供重要信息。随着 JWST 深场巡天的持续推进，以及更精细的后续光谱与多波段观测，未来对 LRD 的研究将进一步深化，帮助我们理解宇宙早期尘埃丰富的致密天体，并揭示高红移星系与 AGN 之间的相互作用。

参考文献：

- [1] Labb   I, van Dokkum P, Nelson E, et al. Nature, 2023, 616(7956): 266–269
- [2] Matthee J, Naidu R P, Brammer G, et al. ApJ, 2024, 963(2): 129
- [3]   bler H, Maiolino R, P  rez-González P G, et al. MNRAS, 2024, 531(1): 355–365
- [4] Killi M, Watson D, Brammer G, et al. A&A, 2024, 691: A52
- [5] Akins H B, Casey C M, Lambrides E, et al. 2024: arXiv:2406.10341

- [6] Barro G, Pérez-González P G, Kocevski D D, et al. ApJ, 2024, 963(2): 128
- [7] Durodola E, Pacucci F, Hickox R C. 2024: arXiv:2406.10329
- [8] Greene J E, Labbe I, Goulding A D, et al. ApJ, 2024, 964(1): 39
- [9] Kokorev V, Caputi K I, Greene J E, et al. ApJ, 2024, 968(1): 38
- [10] Hainline K N, Helton J M, Johnson B D, et al. ApJ, 2024, 964(1): 66
- [11] Pérez-González P G, Barro G, Rieke G H, et al. ApJ, 2024, 968(1): 4
- [12] Lin R, Zheng Z Y, Jiang C, et al. ApJ, 2025, 980(2): L34
- [13] Urry C M, Padovani P. PASP, 1995, 107: 803
- [14] Fabian A C. ARA&A, 2012, 50: 455–489
- [15] Stern J, Laor A. MNRAS, 2012, 423(1): 600–631
- [16] Kewley L J, Groves B, Kauffmann G, et al. MNRAS, 2006, 372(3): 961–976
- [17] Lyu J, Alberts S, Rieke G H, et al. ApJ, 2024, 966(2): 229
- [18] Wang B, de Graaff A, Davies R L, et al. 2024: arXiv:2403.02304
- [19] Kocevski D D, Onoue M, Inayoshi K, et al. ApJ, 2023, 954(1): L4
- [20] Harikane Y, Zhang Y, Nakajima K, et al. ApJ, 2023, 959(1): 39
- [21] Übler H, Maiolino R, Curtis-Lake E, et al. A&A, 2023, 677: A145
- [22] Maiolino R, Scholtz J, Curtis-Lake E, et al. A&A, 2024, 691: A145
- [23] Kocevski D D, Finkelstein S L, Barro G, et al. 2024: arXiv:2404.03576
- [24] Beichman C A, Rieke M, Eisenstein D, et al. SPIE, 2012, 8442: 84422N
- [25] Jakobsen P, Ferruit P, Alves de Oliveira C, et al. A&A, 2022, 661: A80
- [26] Rieke G H, Wright G S, Böker T, et al. PASP, 2015, 127(953): 584
- [27] Doyon R, Hutchings J B, Beaulieu M, et al. SPIE, 2012, 8442: 84422R
- [28] Parikka A. Université Paris Sud (Paris XI), France, 2015
- [29] Finkelstein S L, Bagley M B, Ferguson H C, et al. ApJ, 2023, 946(1): L13
- [30] Dunlop J S, Abraham R G, Ashby M L N, et al. JWST Proposal. Cycle 1, 2021: 1837
- [31] Eisenstein D J, Willott C, Alberts S, et al. 2023: arXiv:2306.02465
- [32] Weaver J R, Cutler S E, Pan R, et al. ApJS, 2024, 270(1): 7
- [33] Bagley M B, Pirzkal N, Finkelstein S L, et al. ApJ, 2024, 965(1): L6
- [34] Kokorev V, Fujimoto S, Labbe I, et al. ApJ, 2023, 957(1): L7
- [35] Baggen J F W, van Dokkum P, Labbé I, et al. ApJ, 2023, 955(1): L12
- [36] Furtak L J, Zitrin A, Plat A, et al. ApJ, 2023, 952(2): 142
- [37] Greene J E, Labbe I, Goulding A D, et al. ApJ, 2024, 964(1): 39
- [38] Williams C C, Alberts S, Ji Z, et al. ApJ, 2024, 968(1): 34
- [39] Furtak L J, Labbé I, Zitrin A, et al. Nature, 2024, 628(8006): 57–61
- [40] Fumagalli M, Patel S G, Franx M, et al. ApJ, 2012, 757(2): L22
- [41] Whitaker K E, Franx M, Leja J, et al. ApJ, 2014, 795(2): 104
- [42] Alberts S, Lyu J, Shavaei I, et al. ApJ, 2024, 976(2): 224
- [43] Labbe I, Greene J E, Bezanson R, et al. ApJ, 2025, 978(1): 92
- [44] Polletta M, Tajer M, Maraschi L, et al. ApJ, 2007, 663(1): 81–102
- [45] Glikman E, Urrutia T, Lacy M, et al. ApJ, 2012, 757(1): 51
- [46] Assef R J, Walton D J, Brightman M, et al. ApJ, 2016, 819(2): 111
- [47] Hamann F, Zakamska N L, Ross N, et al. MNRAS, 2017, 464(3): 3431–3463
- [48] Ma Y, Goulding A, Greene J E, et al. ApJ, 2024, 974(2): 225
- [49] De Rossi M E, Rieke G H, Shavaei I, et al. ApJ, 2018, 869(1): 4
- [50] Sommovigo L, Ferrara A, Pallottini A, et al. MNRAS, 2020, 497(1): 956–968
- [51] Noboriguchi A, Nagao T, Toba Y, et al. ApJ, 2019, 876(2): 132
- [52] Antonucci R. ARA&A, 1993, 31: 473–521
- [53] Netzer H. ARA&A, 2015, 53: 365–408
- [54] Hickox R C, Alexander D M. ARA&A, 2018, 56: 625–671

- [55] Juodžbalis I, Maiolino R, Baker W M, et al. *Nature*, 2024, 636(8043): 594–597
- [56] Labbe I, Greene J E, Matthee J, et al. 2024: arXiv:2412.04557
- [57] Taylor A J, Finkelstein S L, Kocevski D D, et al. 2024: arXiv:2409.06772
- [58] Ji S, Chan T K, Hummels C B, et al. *MNRAS*, 2020, 496(4): 4221–4238
- [59] Davies R L, Förster Schreiber N M, Genzel R, et al. *ApJ*, 2021, 909(1): 78
- [60] Isobe Y, Ouchi M, Nakajima K, et al. *ApJ*, 2023, 956(2): 139
- [61] Padmanabhan H, Loeb A. *ApJ*, 2023, 958(1): L7
- [62] Luo B, Brandt W N, Xue Y Q, et al. *ApJS*, 2017, 228(1): 2
- [63] Xue Y Q, Luo B, Brandt W N, et al. *ApJS*, 2016, 224(2): 15
- [64] Nandra K, Laird E S, Aird J A, et al. *ApJS*, 2015, 220(1): 10
- [65] Yue M, Eilers A C, Ananna T T, et al. *ApJ*, 2024, 974(2): L26
- [66] Gilli R, Norman C, Calura F, et al. *A&A*, 2022, 666: A17
- [67] Matsuoka Y, Strauss M A, Kashikawa N, et al. *ApJ*, 2018, 869(2): 150
- [68] Matsuoka Y, Onoue M, Iwasawa K, et al. *ApJ*, 2023, 949(2): L42
- [69] Akiyama M, He W, Ikeda H, et al. *PASJ*, 2018, 70: S34
- [70] Bouwens R J, Illingworth G D, van Dokkum P G, et al. *AJ*, 2021, 162(6): 255
- [71] McGreer I D, Jiang L, Fan X, et al. *ApJ*, 2013, 768(2): 105
- [72] Finkelstein S L, Bagley M B. *ApJ*, 2022, 938(1): 25
- [73] Parsa S, Dunlop J S, McLure R J. *MNRAS*, 2018, 474(3): 2904–2923
- [74] Ricarte A, Natarajan P. *MNRAS*, 2018, 481(3): 3278–3292
- [75] Haiman Z, Brandt W N, Vikhlinin A, et al. *BAAS*, 2019, 51(3): 557
- [76] Dayal P, Rossi E M, Shiraliou B, et al. *MNRAS*, 2019, 486(2): 2336–2350
- [77] Volonteri M, Habouzit M, Colpi M. *Nature Reviews Physics*, 2021, 3(11): 732–743
- [78] Natarajan P. *MNRAS*, 2021, 501(1): 1413–1425
- [79] Matsuoka Y, Iwasawa K, Onoue M, et al. *ApJS*, 2022, 259(1): 18
- [80] Haidar H, Habouzit M, Volonteri M, et al. *MNRAS*, 2022, 514(4): 4912–4931
- [81] Glikman E, Djorgovski S G, Stern D, et al. *ApJ*, 2011, 728(2): L26
- [82] Madau P, Haardt F. *ApJ*, 2015, 813(1): L8
- [83] Giallongo E, Grazian A, Fiore F, et al. *ApJ*, 2019, 884(1): 19
- [84] Dayal P, Volonteri M, Choudhury T R, et al. *MNRAS*, 2020, 495(3): 3065–3078
- [85] Shen Y, Wu J, Jiang L, et al. *ApJ*, 2019, 873(1): 35
- [86] Onoue M, Kashikawa N, Matsuoka Y, et al. *ApJ*, 2019, 880(2): 77
- [87] Piana O, Dayal P, Volonteri M, et al. *MNRAS*, 2021, 500(2): 2146–2158
- [88] Ding X, Silverman J D, Onoue M. *ApJ*, 2022, 939(2): L28
- [89] Niida M, Nagao T, Ikeda H, et al. *ApJ*, 2020, 904(2): 89
- [90] Kulkarni G, Worseck G, Hennawi J F. *MNRAS*, 2019, 488(1): 1035–1065
- [91] Magorrian J, Tremaine S, Richstone D, et al. *AJ*, 1998, 115(6): 2285–2305
- [92] Graham A W, Onken C A, Athanassoula E, et al. *MNRAS*, 2011, 412(4): 2211–2228
- [93] Beifiori A, Courteau S, Corsini E M, et al. *MNRAS*, 2012, 419(3): 2497–2528
- [94] Kormendy J, Ho L C. *ARA&A*, 2013, 51(1): 511–653
- [95] Sijacki D, Springel V, Haehnelt M G. *MNRAS*, 2009, 400(1): 100–122
- [96] Volonteri M, Begelman M C. *MNRAS*, 2010, 409(3): 1022–1032
- [97] Inayoshi K, Visbal E, Haiman Z. *ARA&A*, 2020, 58: 27–97
- [98] Greene J E, Strader J, Ho L C. *ARA&A*, 2020, 58: 257–312
- [99] Trinca A, Schneider R, Valiante R, et al. *MNRAS*, 2022, 511(1): 616–640
- [100] Volonteri M, Habouzit M, Colpi M. *MNRAS*, 2023, 521(1): 241–250
- [101] Sassano F, Capelo P R, Mayer L, et al. *MNRAS*, 2023, 519(2): 1837–1855
- [102] Koudmani S, Bourne M, Sijacki D. *AAS*, 2023, 20: 100.19
- [103] Visbal E, Haiman Z. *ApJ*, 2018, 865(1): L9

- [104] Valiante R, Schneider R, Zappacosta L, et al. MNRAS, 2018, 476(1): 407–420
- [105] Schneider R, Valiante R, Trinca A, et al. MNRAS, 2023, 526(3): 3250–3261
- [106] Habouzit M, Onoue M, Bañados E, et al. MNRAS, 2022, 511(3): 3751–3767
- [107] Reines A E, Volonteri M. ApJ, 2015, 813(2): 82
- [108] Onoue M, Inayoshi K, Ding X, et al. ApJ, 2023, 942(1): L17
- [109] Pacucci F, Nguyen B, Carniani S, et al. ApJ, 2023, 957(1): L3
- [110] Bogdán Á, Goulding A D, Natarajan P, et al. Nature Astronomy, 2024, 8(1): 126–133
- [111] Goulding A D, Greene J E, Setton D J, et al. ApJ, 2023, 955(1): L24
- [112] Calzetti D, Armus L, Bohlin R C, et al. ApJ, 2000, 533(2): 682–695
- [113] Barro G, Pérez-González P G, Cava A, et al. ApJS, 2019, 243(2): 22
- [114] Maiolino R, Scholtz J, Witstok J, et al. Nature, 2024, 627(8002): 59–63
- [115] Izotov Y I, Guseva N G, Thuan T X. ApJ, 2011, 728(2): 161
- [116] Rhoads J E, Wold I G B, Harish S, et al. ApJ, 2023, 942(1): L14
- [117] Withers S, Muzzin A, Ravindranath S, et al. ApJ, 2023, 958(1): L14
- [118] Brinchmann J. MNRAS, 2023, 525(2): 2087–2106
- [119] Akins H B, Casey C M, Allen N, et al. ApJ, 2023, 956(1): 61
- [120] Baggen J F W, van Dokkum P, Brammer G, et al. ApJ, 2024, 977(1): L13
- [121] Rinaldi P, Caputi K I, Iani E, et al. ApJ, 2024, 969(1): 12
- [122] Labbe I, Greene J E, Bezanson R, et al. ApJ, 2025, 978(1): 92
- [123] Weedman D W. Vistas in Astronomy, 1977, 21(1): 55–70
- [124] Hao L, Strauss M A, Tremonti C A, et al. AJ, 2005, 129(4): 1783–1794
- [125] Greene J E, Ho L C. ApJ, 2005, 630(1): 122–129
- [126] Rees M J, Netzer H, Ferland G J. ApJ, 1989, 347: 640
- [127] Baldwin J, Ferland G, Korista K, et al. ApJ, 1995, 455: L119
- [128] Ho L C. ARA&A, 2008, 46: 475–539
- [129] Kokubo M, Harikane Y. 2024: arXiv:2407.04777
- [130] Ananna T T, Bogdán Á, Kovács O E, et al. ApJ, 2024, 969(1): L18
- [131] PACUCCI F, NARAYAN R. The Astrophysical Journal, 2024, 976(1): 96
- [132] Madau P, Haardt F. ApJ, 2024, 976(2): L24
- [133] Durodola E, Pacucci F, Hickox R C. ApJ, 2025, 985(2): 169
- [134] Casey C M, Kartaltepe J S, Drakos N E, et al. ApJ, 2023, 954(1): 31
- [135] Baldwin J A, Phillips M M, Terlevich R. PASP, 1981, 93: 5–19
- [136] Kewley L J, Dopita M A, Leitherer C, et al. ApJ, 2013, 774(2): 100
- [137] Sutherland R, Dopita M, Binette L, et al. Astrophysics Source Code Library, 2018
- [138] Kauffmann G, Heckman T M, Tremonti C, et al. MNRAS, 2003, 346(4): 1055–1077
- [139] Natarajan P. General Relativity and Gravitation, 2014, 46: 1702
- [140] Pacucci F, Loeb A. MNRAS, 2022, 509(2): 1885–1891
- [141] Larson R L, Finkelstein S L, Kocevski D D, et al. ApJ, 2023, 953(2): L29
- [142] Inayoshi K, Ichikawa K. ApJ, 2024, 973(2): L49
- [143] Hu S, Deng C, Li D, et al. European Physical Journal C, 2022, 82(10): 885
- [144] Scoggins M T, Haiman Z. MNRAS, 2024, 531(4): 4584–4597

Research Progress on the Discovery of “Little Red Dots” in the Early Universe by JWST

Wu Luyu^{1,2}, Huang Jiasheng^{1,2}

(1. National Astronomical Observatory, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100012, China; 2. University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

Abstract: Spectroscopy with the James Webb Space Telescope (JWST) has revealed a sample of compact sources with red colors at rest-frame optical wavelengths, known as Little Red Dots (LRD). The spectral energy distributions (SEDs) of LRDs exhibit a distinct V-shaped structure in the ultraviolet-to-optical range and show extreme reddening in the rest-frame infrared. Additionally, some LRDs present broad Balmer emission lines in their spectra, suggesting the possible presence of low-luminosity active galactic nuclei (AGN). However, LRDs exhibit weak X-ray and mid-infrared emission, making it challenging to fully explain their observed properties using traditional AGN models.

This review summarizes the latest photometric and spectroscopic studies of LRDs based on JWST data, systematically outlining their photometric characteristics, spectral properties, and statistical distributions. Furthermore, we discuss the leading physical models proposed for LRDs, including: (1) obscured AGN, where a heavily dust-attenuated low-luminosity AGN dominates the emission; (2) super-Eddington accretion, in which black holes grow at rates exceeding the Eddington limit, influencing the shape of the SED; (3) extreme starburst galaxies, which exhibit intense star formation activity and significant dust attenuation; and (4) a hybrid AGN + star-forming

Key words: galaxy; AGN; high redshift; JWST