

赛弗特星系中的分子环

朱青峰 林宣滨 程福臻

(中国科学技术大学天体物理中心 合肥 230026)

摘 要

介绍了近年来 Seyfert 领域中关于分子环 (torus) 研究情况和现状。分子环模型的提出源于 2 型 Seyfert 星系核的光学偏振观测的结果与传统的 1 型 Seyfert 核的观测特征的相似性。在 torus 结构存在的假设下, 讨论其对观测的作用, 阐述了 torus 可能的结构和演化及其在 Seyfert 统一模型中的重要地位。还讨论了 torus 的遮挡、束流效应和由此造成的多波段观测特性, 着重介绍了散射效应及其造成的偏振。

关键词 活动星系核 — 赛弗特星系 — 分子环 — 偏振

分类号: P157.6

1 分子环模型的提出

作为 AGNs 中的一个特殊类型, 赛弗特 (Seyfert) 星系是指那些具有恒星状亮核的旋涡星系。来自它们的核区的光谱含有正常星系光谱中少见的发射线。在 70 年代, Khachikian 和 Dan Weedman 基于当时的观测根据发射线的分光特征将赛弗特星系核分成两类: 1 型赛弗特 (Seyfert 1) 核的发射谱具有很强的极宽发射线, 其中大部分是氢线, 也有 HeI、HeII、FeII 等允许线, 线的典型宽度 (半峰全宽 FWHM) 相应的速度范围为 $10^3 \sim 10^4 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$, 而它的禁线 (如 [OIII]) 却没有宽线翼, 对应速度最大约为 $1,000 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ 。在 2 型赛弗特 (Seyfert 2) 核的光谱中, 允许线和禁线的宽度相同, 对应速度约为 $1000 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ 。

普遍认为线宽上存在差别的原因是它们来自不同的区域, 具有几千 $\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$ 量级的极宽线产生于宽线区 (BLR), 而窄线产生于云团速度弥散较小的窄线区 (NLR)。现认为宽线云是由围绕星系中心巨黑洞的极热吸积盘的光致电离产生的, 它们位于距中心黑洞大约 $0.01 \sim 1 \text{ pc}$ 的地方。窄线区的范围大约为 $10 \text{ pc} \sim 1 \text{ kpc}$ 之间^[42]。关于宽、窄线区的成因和物理性质不再赘述。

进一步分光观测表明: 某些窄允许线也有两种成分, 在谱形和宽度上存在差别, 进而分出了 1.5、1.8、1.9 型的赛弗特。赛弗特 1.5 型核的氢线明显由两种成分组成。1.8 型核的 $\text{H}\alpha$ 线有一个易分辨的宽成分, $\text{H}\beta$ 线的宽成分却很弱。1.9 型的 $\text{H}\beta$ 线根本看不到宽成分^[37]。

后来的观测表明, 有些 Seyfert 2 核是有宽线区的(见下文)。在 Seyfert 2 中表面上观测不到宽线区是选择效应的结果, 即存在某种结构限制了观测, 尘埃对掩盖目标来讲是个比较自然的候选者。假设在宽线区和窄线区之间存在一个尘埃区, 在 Seyfert 2 中, 有可能正是这些尘埃区挡住了中心的宽线区, 故我们只能看到来自窄线区的光子。

Antonucci 和 Miller 以及后来一些研究者 [4,31,33,51] 对一个经典的 Seyfert 2 星系 NGC1068 所作的偏振研究使人们对 AGN 现象的了解有了突破性的进展。在偏振观测中, 该目标显示出 1 型核的特征, 即在减去非偏振的星光后, 得到的偏振流量谱与 Seyfert 1 的谱惊人地相似, 具有非常清晰的宽的对称的巴尔末线和 FeII 发射线, 巴尔末线零流量全宽约为 $7\,500\text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ 。连续谱约有 16% 不随波长变化的偏振, 而宽巴尔末线和 FeII 线的偏振约为 15%, 偏振方位角与连续谱相同; 所有窄线, 包括窄巴尔末线, 都有比连续谱和宽线低得多的偏振度(图 1)。宽线相对窄线大约有 $600\text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ 的红移。[OIII] $\lambda 5007$ 线中偏振度从线核到红端逐渐增加, 红端的偏振方位角要比线核处小。对 NGC1068 和其他类似的源, 可见光偏振电矢量垂直于射电方法确定的核对称轴。

最初人们认为偏振产生于同步辐射 [56,57]。Angel 等人 [1] 根据观测到的连续谱的线偏振度随波长增长而降低, 认为偏振产生于尘埃的瑞利散射; 从窄线与巴尔末线及连续谱的偏振度的区别, 推断窄线来自与宽线和连续谱不同的发射区域。Antonucci 和 Miller 则认为 [31,3] 连续谱和宽线的偏振并非产生于同步辐射, 并且由于减星光方法使连续谱偏振随波长的变化很不显著, 故由 Angel 提出的尘埃散射区的假设也是不必要的。他们提出: Seyfert 2 核中的偏振主要起源于(可能的)自由电子的散射, 它们的连续谱和宽发射线源位于一个光学上和几何上都厚的分子环内, 连续谱光子被环上方和下方的电子散射进入视线, 位于发射锥张角内的窄线区和热发射核尘埃区更直接地对着连续源, 由此也可理解从观测连续谱外插得到的结果为什么不能解释强得多的窄线发射和近红外的尘埃发射。因为我们看到的连续谱只是发射锥内电子散射出的一部分, 而窄线发射却是由锥内连续谱直接激发产生的 [4]。

如果对前述的尘埃遮挡物质做一个小的修正: 用一个小的、类似汽车轮胎的环代替球对称的分布, 就可以与观测一致, 这样的环称作 torus(图 2)。依据这种设想, Seyfert 的不同分类完全取决于核区与 torus 相对我们的方位。如果 torus 更多地倾向于边缘对着我们, 它将挡住中心区域, 在某些角度甚至挡住整个宽线区, 只有延展范围大得多的窄线区才可以被看到, 我们就会看到 Seyfert 1.5, 甚至 Seyfert 2。若环面对着我们, 则我们可同时看到来自中

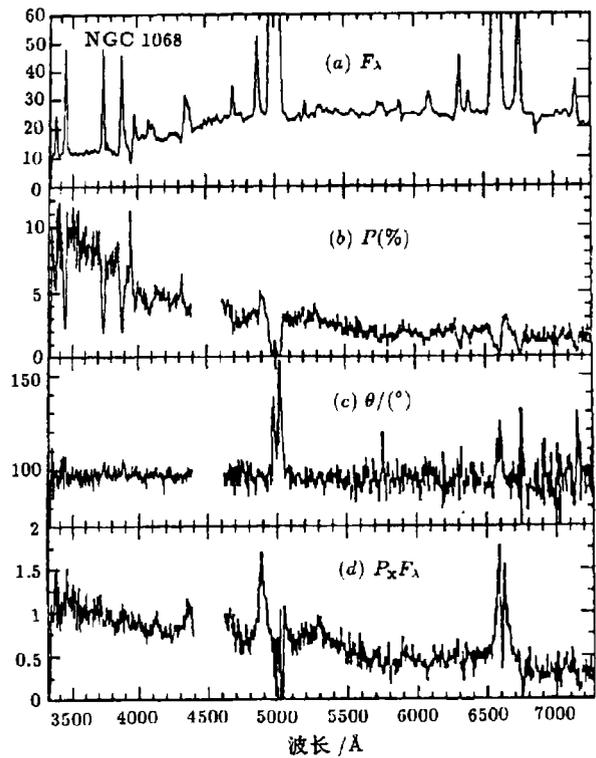


图 1 减星光后的 NGC1068 的总流量谱及偏振谱 [51]

心宽线区和外部窄线区的光, 这就是 Seyfert 1。这样, Seyfert 现象就通过 torus 的存在而统一起来了, 这即是 Seyfert 星系统一模型的来由。事实上, 在射电喷流 jet 的效应不突出时, AGNs 大致上都可以根据发射线的特征宽度分成两类: 1 型(宽线型)和 2 型(窄线型), 其区别(可能)仅由 torus 的取向决定, 因此 torus 模型对 AGN 的统一图像具有普遍意义^[2~5]。

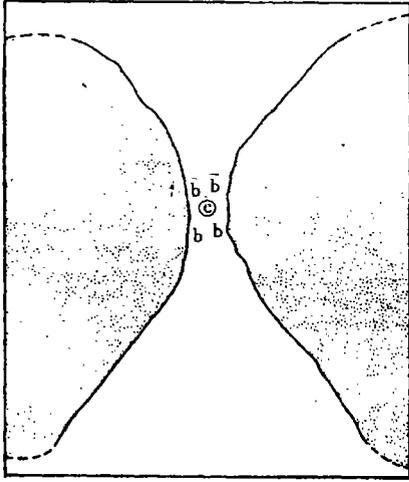


图 2 torus 结构示意图^[4]

内部连续谱源和宽发射线区被一个几何上和光学上都厚的环状结构遮住

2 分子环存在时的物理过程

2.1 散射

由于在赤道面上的 torus 的遮挡, 中心连续谱源和宽线区的光子沿着垂直于盘面的核轴方向喷出, 一部分光子受到某种“镜子”的散射进入视线。这种“镜子”可能是由自由电子和尘埃组成。由于散射并不是各向同性的, 因此出现了偏振。因为散射过程中偏振方向垂直于光子被反射之前最后飞行方向, 所以根据观测中偏振垂直于极向可推断中心源的光子确实主要沿极向射出。观测表明: 几 keV 的 X 射线光度与宽线光度的比值对于 Seyfert 1 是个常数, 而对 NGC 1068 和其他一些 Seyfert 2 也具有相同的值。若这是因为 X 光和宽线光子是通过同种机制被散射进视线的, 则要求散射物质是自由电子而不是尘埃微粒^[5,9]。假如 AGN 中发生的情况果真

如此, 则从发射线的宽度得到电子的温度约为 $(2\sim 3)\times 10^5\text{K}$ ^[4,33]。Miller 等人还发现电子散射的自恰模型要求一个延展的(约为 $1''$)核区“镜子”^[33]。用 HST 成像观测也得到了类似的结论, 其数据表明反射光来自一个尺度约为 10pc 的“镜子”^[15,29]。

虽然从偏振数据获得了令人惊喜的成果, 但仍然存在一些问题。首先, 由宽巴尔末线宽度得到的低的电子温度如何与缺乏软 X 光吸收所应有的高电离水平、以及与观测到的 Fe K_α 线能量相调和? 对 NGC 1068 的 ROSAT(伦琴 X 射线天文卫星)成像分析, 观测 X 光连续谱可能主要来自核外的星暴, 而不是来自核区的散射^[59]。但这个结果将使上述 Seyfert 2 的 X 光度与宽线光度比值与 Seyfert 1 的一致成为巧合^[5]。Krolik 和 Kallman 预测分子环造成的电离风将使 X 射线光谱中的 Fe K_α 线具有较大的等值宽度, 也标志着具有高的电离能量^[60]。这个预测与日本的天文卫星 Ginga 和宽带 X 射线望远镜(BBXRT)的观测结果是符合的。若假设 X 射线连续谱来自星暴, 不但使上述结论成为巧合, 而且由于加入了一个额外的直接成份使得观测结果难以理解。并且使从 Ginga 和 BBXRT 来的数据与对 Fe K_α 线等值宽度所做的理论预测^[60]的符合也成为巧合。Miller 等人认为这可以通过假设一个锥形的散射区得到解决, 他们用一个锥形的内半径约为 10^{20}cm 、电子密度约为 $400\sim 600\text{cm}^{-3}$ 、平均电子温度约为 $(2\sim 3)\times 10^5\text{K}$ 的散射区域来模拟, 并假设半张角约为 30° , 视角为 32° , 得到的结果可同时满足光学和 X 光波段的观测给出的限制^[33]。其次, Seyfert 2 核的光谱中有大量的非偏振星光成分。Antonucci^[2]对 Koski^[26]的 NGC1068 数据和自己的观测数据作减星光处理后得到相同大小的偏振(约为 16%)。而 Miller 和 Goodrich^[32]在对其他一些源的数据分析后发现其中的

宽线偏振与 NGC 1068 中类似, 但连续谱的星光污染要比 Koski 的数据小, 因而得到的偏振并没有 NGC 1068 那么大。这不是 torus 模型所期望的。这可能是因为他们采用的宿主星系的样本光谱不合适^[5], 用恒星吸收线技术得到的宿主星系连续谱会因为吸收线附近的弱发射线影响变形。而 Miller 和 Goodrich 在对几个目标源作了星光改正后, 结果发现偏振随频率而增加, 这可能揭示了尘埃对核区光散射的贡献在普遍情形下并不能忽略。后来在更多 Seyfert 2 源中观测到偏振宽允许线成分^[49,50]。其中几个 Seyfert 2 星系 (Mrk 477, NGC 513, NGC 7212, NGC 7674 等) 的偏振流量部分甚至主要成分不能用电子散射而要用尘埃转移偏振来解释。由统一模型预测 Seyfert 2 星系中散射辐射偏振度应该很高 (50%)^[32], 而如此高的偏振从未被观测到, 表明有非常丰富的非偏振成分稀释了散射光, 这种成分决不是普通星光。宽线轮廓偏振上升也表明散射核连续谱和宽线中非偏振的成分存在, 对这种稀释光的起源目前仍存在争议, 可能是来源于散射区的自由-自由发射或年轻星团的发射^[51]。Tran 等人估计了光学波段稀释光的流量, 发现他们的源的散射分量的固有偏振为 10%~35%^[52,53]。在所有星系中, 除 NGC 1068 外, 改正后连续谱都表现出偏振在 $H\beta$ 、 $H\alpha$ 的宽翼的上升, 而偏振方位角与邻近的连续谱相比却没有变化。这些现象产生的原因都还不太清楚。

在考虑散射偏振时, 还要考虑散射云的细结构。通常认为恒星际云和分子云具有致密的结构, 高空间分辨率观测揭示出云有更小的结构, 通常由更小的云组成。一般认为云的填充因子为 0.1~0.01 甚至更小。河外星系源中的情况与此类似。HST 高分辨率成像观测发现 NGC 1068 和 Mrk 3 的中心区域有很多团块, 它们近似为球形^[25]。模型表明若云团非常密以致光学厚, 则会得到低的偏振度, 因为很容易发生多次散射, 而且即使是单个云是光学薄的, 在高填充率情况下也可能组成光学厚团块, 这样就高估了偏振度, 从而出现观测和理论上的矛盾^[10]。总的来讲, 通常认为大部分源中电子散射主导了核区偏振机制, 部分源的偏振需要以尘埃散射或转移来解释。但我们认为在普遍情况下应考虑电子和尘埃共同作用, 并且尽可能地减小宿主星系的星光污染, 才能得到核区光本征散射偏振。

2.2 束流

核区光子受到 torus 在赤道面上的遮挡, 沿着极向喷出, 形成束流, 使极向的窄线区物质比其他方向的更加明显。在 NGC 1068 的 [OIII] λ 5007 成像中, 显示出很清楚的电离锥^[15,41]。同样的窄发射线云也在其他一些源中被观测到。由于被散射到视线方向的连续谱光子只占极向发射光子的一小部分, 因此从观测连续谱流量不能解释窄线区的高电离度。这种普遍存在的沿着射电轴的单锥或双锥形结构可能暗示着 torus 结构的存在^[5,45]。可是, 另外一个反例给这一假设蒙上了阴影: NGC 4151, 一个 1 型源, 在 HST[OIII] 成像观测中也显示出了一个锥形结构^[5]。因为在统一模型中 Seyfert 1 是指那些观测视线在其发射锥中的目标, 在这种情况下不应该出现拉长的窄线区。目前对锥形结构产生原因的解释并不唯一, 它可能是由于一个厚的吸积盘本身发射的各向异性所造成的, 而不是因为 torus 的遮挡。束流的另外一个非偏振的证据是普遍存在的电离光子缺乏问题, 从观测得到电离光子的光度无法说明电离窄线区所需的光子数目^[24,36], 而这些都可用 torus 的遮挡来解释。

在尘埃 torus 模型中, 光学、紫外、可能还有软 X 射线被认为受到 torus 约束, 因而是各向异性发射的。而更高或更低能量的发射却可能穿透 torus 各向同性地发射, 其中包括硬 X 射线、 γ 射线、射电、红外等发射。另外, 任何产生于比 torus 更大尺度上的发射也应该是各向同性的, 如窄线区中的发射线。各向同性的发射应该在两类 AGN 中显示出相同的特征。红

外和发射线 [OIII] λ 5007 在两类源中被证明是各向同性分布的 [12,23,34]。硬 X 射线连续谱也有相同的分布。Seyfert 1 中的紫外连续谱与发射线流量具有相关性, 而 Seyfert 2 却无此相关性。Seyfert 2 的紫外和软 X 连续谱发射比 Seyfert 1 弱 [34]。这些结果与 torus 模型大致相符 (图 3)。

根据统计, 典型的 2 型源要比典型 1 型源更强 [54,55], 它们的一些各向同性的成分, 如 CO 和远红外光度也有类似结论。这可能是因为选择效应, 通过紫外过剩方法选择的 Seyfert 2 更倾向于高光度。它要亮到 1%~10% 的连续谱光子被散射到视线方向才可能产生足够的可观测到的紫外过剩 [5]。所以它们都是射电 (还有 CO、远红外等) 强源, 这必然给统计相关性的工作带来困难。

2.3 遮挡

除了上面提到的两种作用外, torus 另一个重要的作用就是在赤道面上的遮挡效应。由于其具有极大径向柱密度 ($\approx 10^{24}\text{cm}^{-2}$) 和覆盖因子 (≈ 1), 可提供足够的消光以掩藏中心黑洞和宽线区, 这样厚的环已经接近金斯极限, 可以保证 torus 对硬 X 射线和电离光子是不透明的 [27]。在 NGC 1068 能被很好观测的内部 kpc 范围内有大约 $10^9 M_{\odot}$ 的分子气体 [43]。从 CO 观测估算分子气体的质量也有大致相同的结果 [38]。

2.3.1 红外

被 torus 中物质吸收的短波处的能量必然在长波处以低能光子的形式再发射出来。来自这种 torus 的红外发射必须与所有被吸收的光学 / 紫外的能量相当。Storchi-Bergman 等人对光致电离模型所预测的红外连续谱与观测谱进行了比较, 发现 9 个例子中的红外数据符合 torus 模型, 而另外两个 (NGC 1068、NGC 3281) 中的红外发射不对称 [48]。简单情况下, Seyfert 核的红外宽波段发射可用一个模型拟合, 该模型认为红外发射的大部分是由一个轴对称的 torus 结构再发射而产生的 [18,39,40], 而非热致的发射机制不能产生观测到的 $100 \sim 1000\mu\text{m}$ 之间的连续谱陡降 [21]。在中红外, Seyfert 2 型核是比 1 型核弱的发射体, Seyfert 1 的 $10.6\mu\text{m}$ 对 1.4 GHz 射电连续谱流量比的平均值是 Seyfert 2 的 4 倍 [20]。对同样的核光度, Seyfert 1 的 $10\mu\text{m}$ 光度比 Seyfert 2 大 2~4 倍 [19]。这可能是因为 torus 在中红外是光厚的, 使得中红外发射各向异性 [18,39]。25~60 μm IR 积分流量与 [OIII] λ 5007 流量在 Seyfert 1 中有强相关, 而在 Seyfert 2 中这种相关性要弱得多。Seyfert 2 中的比值显示了额外的热成分 [34]。IR 流量分布的弥散可能归因于非核源的贡献, 如宿主星系和环核恒星形成区。IR 与其他年轻恒星标志 (如射电形态) 的强相关表明 Seyfert 2 中活动的恒星形成区的存在 [58]。12 μm IR 流量观测表明 2 型源中约 60% 的 IRAS 流量归因于核, 而在 Seyfert 1 中达到 80% 左右, 更长波长处宿主星系贡献更大 [44]。由于 IR 波段多成分的影响, 使得对红外波段的研究并不顺利。主要是难以区别核本身的非热致成分、torus 热成分和星暴成分。

2.3.2 X 光波段

X 光发射也受到 torus 的遮挡的影响。一般地讲, 1 型源有强 keV 的 X 发射, 而 2 型却没有。强 X 光也曾个别 2 型目标中被观测到, 这些源在高信噪比减星光谱中表现出 1 型的特征 [5]。窄线 Seyfert 的 X 谱相比宽线 Seyfert 有显著的吸收。数据表明 X 光吸收柱密度和 torus 中的尘埃吸收强相关 [19]。在很少几例同时性的观测中, X 光和 UV 光变之间强相关, 时延很小甚至为零, 表明相当部分 UV 产生于 X 再发射 [13]。在硬 X 波段, 大部分 Seyfert

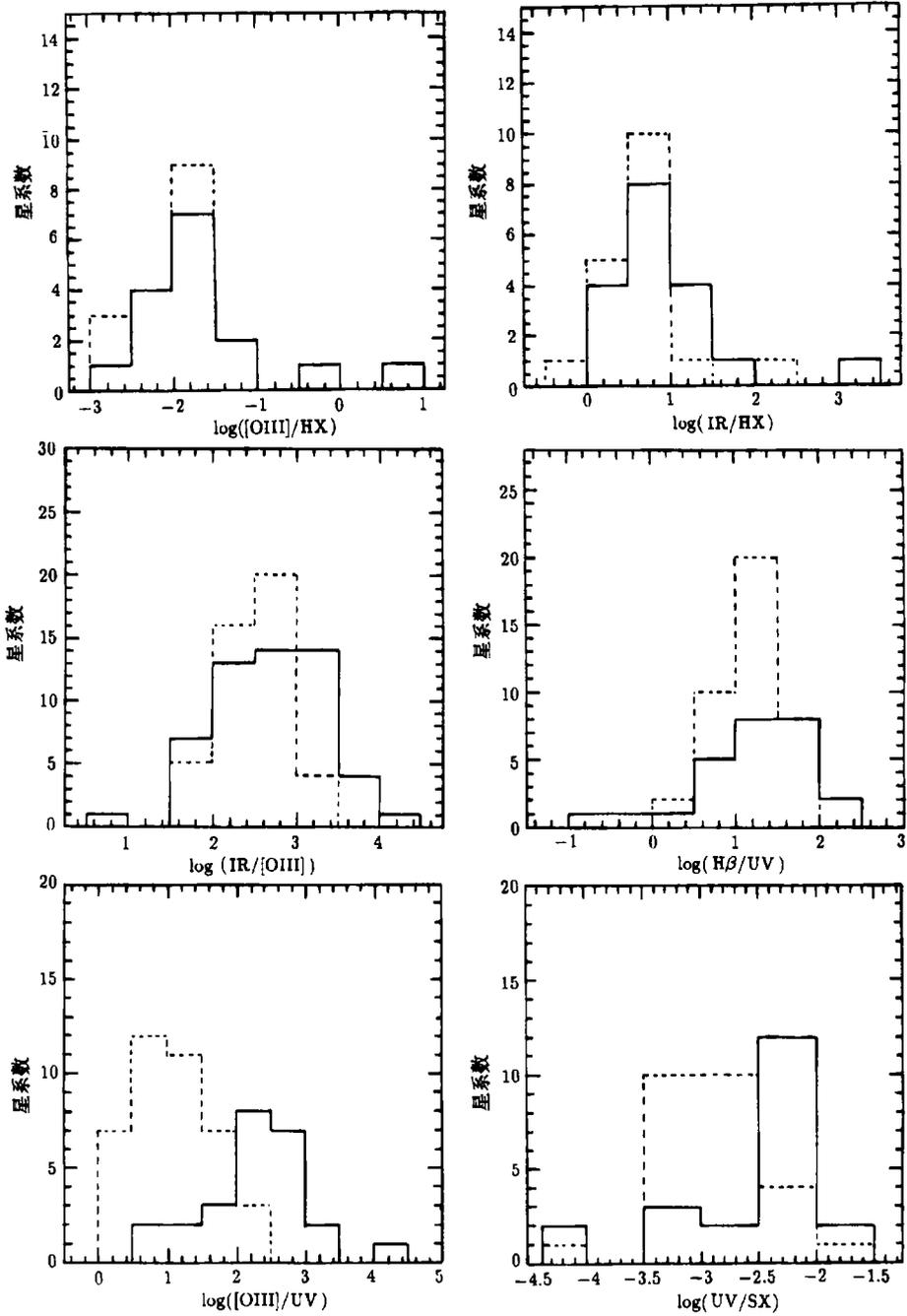


图3 Seyfert 1,2 多波段流量比统计直方图^[34]

虚线代表 Seyfert 1, 实线代表 Seyfert 2. 纵坐标是星系数, 横坐标是流量比值的对数. 各波段分别是:
 $[\text{OIII}]\lambda 5007$, IR(25~60 μm), UV(1450 \AA), SX(0.2~4keV), HX(2~10keV)

1 显示其吸收在银河系柱密度的估计范围内,而对所有的 Seyfert 2 (除 NGC 1068 外),吸收柱密度 N_H 为 $10^{22} \sim 10^{24} \text{cm}^{-2}$ [7,35]。X 光连续谱是总热光度的主要贡献者之一: 大约占 10% 强。在所有波段中, X 波段显示出最大的光变幅度和速度,表明它来自最小的区域。在较宽范围内 (0.5 ~ 50keV), X 光连续谱可用一个具有窄范围的有效能量斜线的幂律来近似,其幂指数 a 为 0.3~1.2,大致呈高斯分布,中心值为 $a \approx 0.7$ 。此外还观测到 Seyfert 2 (2 ~ 10keV) 光度在 Seyfert 1 的典型范围内 [7]。一般认为散射和吸收强烈改变 X 的谱形,对于部分遮挡的 Seyfert,变形的谱可作为 Seyfert 的发射对 2~10keV 的 X 光背景辐射的贡献 [11,30]。

3 分子环可能的结构、组成和演化

根据 torus 模型, 1 型源和 2 型源在本质上是相同的,之所以在观测中显示出不同的特征是因为它们的分子环的方位角不同而产生的。当视线在 torus 的张角内时,核内连续谱光子和宽线光子都可以无障碍地被观测到,便得到 1 型源。反之,若我们的视线位于 torus 所在的立体角内,torus 全部挡住了内部核区的光子,我们只能看到位于 torus 外部的窄线区发出的光子,从而得到 2 型源。因此两类源的相对发生频率将是 torus 张角(也即是其厚度)的大致的测量。根据大样本统计结果, 2 型目标的数目是 1 型的好几倍 [28,43],由窄线目标相对发生几率 $f_N = \cos\theta$ 得到相应半张角 $\approx 35^\circ$ 。

从最早的 NGC 1068 偏振观测和后来其他的一些观测得到连续谱具有与波长不相关的高偏振,巴尔末线也具有很高的偏振,偏振度都达到 14% 以上。而在平面平行电子散射大气中,偏振度不会超过 11.7%,因此可以假设连续谱区和宽线区深埋在一个分子环中,我们只能看到散射后的光子。这些光子在被散射之前已经被 torus 的结构所约束了。然而这种假设的基础并不十分稳固,在后来的一些偏振光研究中,也观测到了低于 11.7% 的偏振 [32,50]。有迹象表明 torus 的厚度及张角似乎有很大范围,并与中心源的强度存在某种程度的联系 [28]。假如环在极向是厚的,对 torus 内部云团的动力学计算表明:云团之间的碰撞是很普遍的,大致是每环绕一周有一次。由于碰撞造成运动能量损失,将会有物质向内核区域的漂移。而 torus 内表面暴露在电离光子强辐射场中,太靠近中心的物质在辐射的作用下分解甚至电离,这种内流和蒸发效应在距核约 1pc 的地方达到平衡,由此给出一个 torus 内半径的量级。进入 torus 内部,由于流量反平方反比律和吸收作用,光子能量密度迅速跌落,出现分子气体和尘埃组成的介质。计算得到云的大小存在一个平衡分布,太小,剪切力会将云团撕裂(进而撕成更小的云直至完全消失)。太大的云团互相吸引,最终变成一个,这样就会太热,尘埃不能存在,同时考虑到光深和时标的要求,大的云团也不会很多。由于云与云之间碰撞产生的粘滞“加热”,产生云团的速度弥散,其大小与径向速度可比,使得 torus 在径向膨胀,形成所谓的厚环。另外,辐射压也可以使环膨胀 [39]。但也有人提出 torus 实际上是薄的,在中纬度上离心力驱动的外流挡住了光子,所以薄环和厚环的作用效果一样 [5],这样可以避免维持环高的困难。即使是如此,仍可以考虑存在有维持厚环的机制。一般认为,银河系中心 pc 尺度上的盘结构与 NGC 1068 类似是几何厚的 [16,17]。对于 NGC 1068,文献 [27] 指出,从窄线、宽线赛弗特相对计数得到其半张角 $\theta_c \approx 43^\circ$ (疑有误),相当于 $h/r_{in} \approx 0.7$ (r_{in} 是 torus 的内半径, h 是其高度)。Insu 等人认为银河系中心的环核盘和 AGN 中的 torus 的形成和演化都可用湍流支持的粘滞演化和吸收物质在星系核的重力势场中的积累来解释 [22]。

分子环在径向上的延展尺度还没有一个普遍接受的结论。[OIII] λ 5007 轮廓的非对称特征表明尘埃也挡住了部分窄线区^[60]。因此 Pier 和 Krolik 认为 torus 是非常光厚且致密的^[39,40], 他们的 torus 模型在紫外具有大于 100 的径向光深, 在 $10\mu\text{m}$ 波长处, $\tau \geq 10$, 汤姆逊光学深度 ≥ 1 , 相应的消光 $A_V = 800\text{mag}$, $r_{\text{out}}/r_{\text{in}} \approx 15$ (r_{out} 是 torus 的外半径)。对于 NGC 1068, 其 torus 限制在几至几十 pc 的范围中。Granato, Danese 和 Franceschini 认为空间上更加延展的 torus 可更好的解释两种 AGN 内中红外宽波段谱^[19], 这样的 torus 的光学深度有个很宽的分布, 在 UV 波段光深为 $10 \sim 30$ 。空间最大半径大约有几十至几百 pc。假设 torus 由标准星系尘埃组成, 分布的内半径由尘埃颗粒升华条件确定, $r_{\text{in}} \approx 0.5L_{46}^{1/2} \text{pc}$ (L_{46} 是基本 OP-UV 光度)。他们认为 NGC 1068 赤道面上尘埃的吸收 A_V 最大约为 200, 基本 OP-UV 光度约为 $1.5 \times 10^{45} \text{erg} \cdot \text{s}^{-1}$ 。这与 Antonucci 的 HST UV 观测值一致^[6], 总的尘埃质量约 $2.7 \times 10^4 M_{\odot}$, 这与从 CO 观测得到的气体质量 (约 $10^7 M_{\odot}$) 符合, 并由此得到 $r_{\text{out}}/r_{\text{in}}$ 为 $100 \sim 200$ 。

由于 AGN 红外发射的大部分是 torus 吸收高能光子后能量转移发射的, 因此内部光度变化会引起红外波段的流量变化, 应该可以用红外 Reverberation Mapping 方法对 torus 的分布进行研究, 这将能很好地检验 torus 物质分布。但由于红外波段观测困难和观测数据数量、精度上的限制, 使得此项工作较难进行。

4 小 结

分子环模型原则上统一了长久存在的表面上不相关的两类 Seyfert 星系核, 使得我们对 Seyfert 星系现象的认识、理解更深入了一步, 它不仅在射电弱的 Seyfert 类中, 而且在如红外星系、X 射线星系、强射电星系的分类统一中也具有很大的吸引力, 但由于对 Seyfert 星系在 pc 尺度上的多波段观测的缺乏及困难, 对于 torus 本身及其周围的现象的了解仍然不够, 有待于进一步的观测和理论探讨。

参 考 文 献

- 1 Angel J R P, Stockman H S, Woolf N J *et al.* *Ap. J.*, 1976, 206: L5
- 2 Antonucci R R J. *Nature*, 1983, 303: 158
- 3 Antonucci R R J. *Ap. J.*, 1984, 278: 499
- 4 Antonucci R R J, Miller J S. *Ap. J.*, 1985, 297: 621
- 5 Antonucci R R J. *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 1993, 31: 473
- 6 Antonucci R R J, Hurt T, Miller J S. *Ap. J.*, 1994, 430: 210
- 7 Awaki H, Koyama K, Inoue H *et al.* *Publ. Astron. Soc. Jpn.*, 1991a, 43: 195
- 8 Bailey J, Axon D, Hough J *et al.* *M.N.R.A.S.*, 1988, 234: 899
- 9 Code A D, Meade M, Anderson C *et al.* *Ap. J.*, 1993, 403: L63
- 10 Code A D, Whitney B A. *Ap. J.*, 1995, 441: 400
- 11 Comastri A, Setti G, Zamorani G *et al.* *Astron. Astrophys.*, 1995, 296: 1
- 12 Dahari O, De Robertis M M. *Ap. J. Suppl. Ser.*, 1988, 67: 249
- 13 Edelson R *et al.* *Ap. J.*, 1996, 470: 364
- 14 Elvis M, Lawrence A. *Ap. J.*, 1988, 331: 161
- 15 Evans I, Ford H, Kinney A *et al.* *Ap. J.*, 1991, 369: L27

- 16 Genzel R. In: Morris M ed. *The Center of the Galaxy*, IAU Symp. No.136, Los Angeles, 1998, Boston: Kluwer, 1989: 393
- 17 Genzel R. In: Morris M ed. *The Center of the Galaxy*, IAU Symp. No.136, Los Angeles, 1998, Boston: Kluwer, 1989: 406
- 18 Granato G L, Danese L. *M.N.R.A.S.*, 1994, 268: 235
- 19 Granato G L, Danese L, Franceschini A. *Ap. J.*, 1997, 486:147
- 20 Heckman T M. *Ap. J.*, 1995, 446: 101
- 21 Hughes D H, Robson E I, Dunlop J S *et al.* *M.N.R.A.S.*, 1993, 263: 607
- 22 Insu Y, Field G B, Blackman E G. *Ap. J.*, 1994, 432: L31
- 23 Keel W C, de Grijp M H K, Miley G K *et al.* *A. J.*, 1994, 283: 791
- 24 Kinney A, Antonucci R R J, Ward M *et al.* *Ap. J.*, 1991, 337: 100
- 25 Kishimoto M. *Ap. J.*, 1996, 468: 606
- 26 Koski A. *Ap. J.*, 1978, 223: 56
- 27 Krolik J H, Begelman M. *Ap. J.*, 1988, 329: 702
- 28 Lawrence A. *M.N.R.A.S.*, 1991, 252: 586
- 29 Lynds R, Faber S, Groth E *et al.* *Ap. J.*, 1991, 369: L31
- 30 Madau P, Ghisellini G, Fabian A C. *Ap. J.*, 1993, 410: L7
- 31 Miller J S, Antonucci R R J. *Ap. J.*, 1983, 271: L7
- 32 Miller J S, Goodrich R W. *Ap. J.*, 1990, 355: 456
- 33 Miller J S, Goodrich R W, Mathews W. *Ap. J.*, 1991, 378: 47
- 34 Mulchaey J S, Koratkar A, Ward M J *et al.* *Ap. J.*, 1994, 436: 586
- 35 Mulchaey J S, Mulshotzky R, Weaver K. *Ap. J.*, 1992, 390: L69
- 36 Neugebauer G, Morton D, Oke J *et al.* *Ap. J.*, 1980, 238: 502
- 37 Osterbrock D E, Q. *J. R. Astron. Soc.*, 1984, 25: 1
- 38 Planesas P, Scoville N, Myers S. *Ap. J.*, 1991, 369: 364
- 39 Pier E A, Krolik J H. *Ap. J.*, 1992, 401: 109
- 40 Pier E A, Krolik J H. *Ap. J.*, 1993, 418: 673
- 41 Pogge R. *Ap. J.*, 1988, 328: 519
- 42 Robson I. *Active Galactic Nuclei*, 1st ed. Chichester: John Wiley & Sons Ltd., 1996. 76
- 43 Robson I. *Active Galactic Nuclei*, 1st ed. Chichester: John Wiley & Sons Ltd., 1996. 213
- 44 Roche P F, Aitken D K, Smith C H *et al.* *M.N.R.A.S.*, 1991, 240: 838
- 45 Simpson C, Mulchaey J S, Wilson A S *et al.* *Ap. J.*, 1996, 457: L19
- 46 Snijders M, Netzer H, Boksenberg A. *M.N.R.A.S.*, 1986, 222: 549
- 47 Sokolowski J, Bland-Hawthorn J, Cecil G. *Ap. J.*, 1991, 375: 583
- 48 Storchi-Bergmann T, Wilson A, Baldwin J. *Ap. J.*, 1992, 396: 45
- 49 Tran H D, Miller J, Kay L. *Ap. J.*, 1992, 397: 452
- 50 Tran H D. *Ap. J.*, 1995, 440: 565
- 51 Tran H D. *Ap. J.*, 1995, 440: 578
- 52 Tran H D. *Ap. J.*, 1995, 440: 597
- 53 Tran H D, Cohen M H, Goodrich R W. *A. J.*, 1995, 110: 2597
- 54 Ulvestad J, Wilson A. *Ap. J.*, 1984, 278: 544
- 55 Ulvestad J, Wilson A. *Ap. J.*, 1984, 285: 439
- 56 Visvanathan N, Oke J B. *Ap. J.*, 1968, 152: L165
- 57 Walker M F. *Ap. J.*, 1968, 151: 71
- 58 Wilson A S. *Astron. Astrophys.*, 1988, 206: 41
- 59 Wilson A, Elvis M, Lawrence A *et al.* *Ap. J.*, 1992, 391: L75
- 60 Krolik J H, Kallman T. *Ap. J. Lett.*, 1987, 320: L5

Molecular Torus in Seyfert Galaxies

Zhu Qingfeng Lin Xuanbin Cheng Fuzhen

(Center for Astrophysics, University of Science and Technology of China, Hefei 230026)

Abstract

The study of the molecular torus in seyfert galaxies is introduced. This structure is suggested from the similarity between the polarization measarements of Seyfert 2 and the observational data of Seyfert 1. With torus structure hypothesis, we discuss its effects on observational results, describe the possible structure and evolution of torus as well as its importance in the unified model. The effects of obscuring and beaming, and multi-waveband properties caused by these effects are described. The scattering effect and the observed polarization induced by this effect are emphasized.

Key words active galactic nuclei(AGN)—galaxies: Seyfert—torus—polarization