

文章编号: 1000-8349(2008)02-0139-16



# 椭圆星系中的星系际尘埃

唐雨平

(南京大学 天文学系, 南京 210093)

**摘要:** 该文总结了近年来椭圆星系中尘埃起源研究中的一些关键问题, 包括尘埃大小的分布及其组成、椭圆星系恒星质量损失速率、尘埃的两种加热机制(恒星辐射加热和电子-尘埃碰撞加热), 以及由此导致的尘埃温度分布; 尘埃的总质量估算; 由热离子导致的尘埃破坏速率, 以及与此相关联的椭圆星系热气体分布, 等等。综合考虑这些因素, 作者认为热气体分布对于椭圆星系中尘埃存在和破坏的影响不可忽视, 椭圆星系中星系内部恒星质量损失产生尘埃的起源可能占据着非常重要的地位。

**关键词:** 天体物理学; 椭圆星系; 星系际尘埃; 热气体溅射

**中图分类号:** P157.9

**文献标识码:** A

## 1 引言

从 1987 年以来, 人们对椭圆星系中的尘埃性质(组成、分布、含量和起源)的认识越来越丰富和全面。作为 Hubble 分类中一种结构相对简单的星系, 椭圆星系具有规律性的面光度分布, 满足 Sersic 经验公式:  $I(R) = I(R_e)e^{-b[(R/R_e)^{1/n} - 1]}$  (其中  $R_e$  为椭圆星系等效半径, 即包含 1/2 总光度的半径)。成分单一, 包含年老的恒星及热气体(气体在恒星引力势阱的加热下, 温度可达到约  $10^7$  K)<sup>[1]</sup>。由于热气体溅射作用导致尘埃快速被破坏/升华, 尘埃的寿命大约是  $10^7$  年<sup>[1,2]</sup>。因此过去椭圆星系被认为缺乏尘埃。自从 1980 年以来, 无论是在远红外波段观测到的冷尘埃辐射还是光学波段观测到的尘埃消光, 都表明椭圆星系可能含有相当质量的星际尘埃。1989 年, Knapp 等人<sup>[3]</sup>利用 IRAS(Infra Red Astronomical Satellite) 红外望远镜从 1 个包含 1 150 个早型星系的样本中在近 50% 的椭圆星系中探测到  $60 \mu\text{m}$  和  $100 \mu\text{m}$  的辐射, 由于仪器探测能力的限制, Bregman 等人<sup>[4]</sup>指出只有 12% 的椭圆星系具有高于 98% 的置信度。这些尘埃的温度通常介于  $20\sim 40$  K, 吸收恒星的光学和紫外辐射并主要在远红外

收稿日期: 2007-06-25; 修回日期: 2007-09-12

波段发出热辐射。随着探测灵敏度和空间分辨率的提高,新一代红外望远镜 ISO(Infrared Space Observatory) 和 Spitzer 关于椭圆星系的尘埃展现了更多的信息。Temi 等人<sup>[5]</sup>发现椭圆星系中含有十分丰富的尘埃,质量为  $10^4 \sim 10^7 M_{\odot}$ , 这比 IRAS 得到的结果高了近 1 个量级<sup>[6]</sup>, Spitzer 的观测结果表明这些尘埃大部分是在整个星系中弥散分布的,尘埃的含量与椭圆星系的光学光度缺乏明显的关联(如图 1 所示)<sup>[7]</sup>。与此同时,基于 SCUBA(Submillimetre Common-User Bolometer Array) 的亚毫米波段观测表明少量椭圆星系可能具有异常丰富的温度(小于 20 K)的冷尘埃(约  $10^7 M_{\odot}$ )<sup>[8]</sup>。在光学波段,在哈勃空间望远镜(Hubble Space Telescope)的图像中,明亮( $M_v < -21$  mag)的巨椭圆星系也呈现出尘埃带和尘埃盘的结构<sup>[9-11]</sup>,这些结构表现出星系中心堆积的趋势。根据 Kawata 等人<sup>[12]</sup>计算结果,多数椭圆星系中心的富尘埃气体盘能够保持稳定而不至于塌缩导致恒星形成。

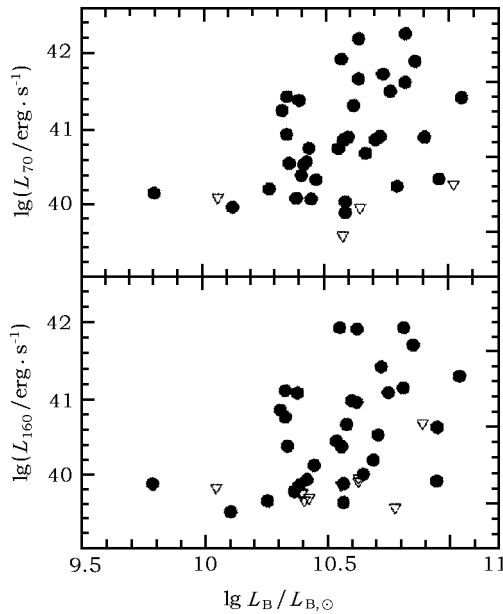


图 1 椭圆星系的红外辐射<sup>[7]</sup>

横坐标为 B 波段光度,纵坐标分别为  $70 \mu\text{m}$ 、 $160 \mu\text{m}$  光度

表明椭圆星系中的热气体往往具有不规则的含量和分布,对于同光学光度的椭圆星系,其 X 波段的光度可以相差 2 个量级<sup>[17]</sup>。热气体的分布也趋向混乱<sup>[18]</sup>。这将使得不同星系中尘埃的破坏速率有很大差异,不能由简单的估算确定。这都要求尘埃的内部起源被重新检视。

本文着重总结了椭圆星系尘埃的内部起源:尘埃的成分、恒星质量损失速率、尘埃的加热和辐射、尘埃的质量估算、尘埃的热溅射破坏机制、热气体的分布,以及对尘埃起源的一些讨论。

## 2 尘埃的成分

我们对尘埃的组成和大小的了解主要依靠尘埃与星系辐射场的相互作用,椭圆星系由于探测能力的限制,难以获得尘埃紫外-近红外消光曲线和红外辐射的详细信息。因此当前对

椭圆星系中尘埃的起源有内部和外部两种解释:老年恒星的星风损失中产生的尘埃凝聚,以及与富气/尘埃星系的合并。利用内部起源模型进行计算得到的结果<sup>[13,14]</sup>表明内部起源不足以解释观测到的尘埃含量。另外,远红外光度与光学光度的缺乏关联<sup>[7]</sup>,以及椭圆星系内部尘埃、热气体与恒星角动量的一致<sup>[15]</sup>,表明椭圆星系中的尘埃和恒星缺乏直接相关,也暗示着尘埃的外部起源。

另一方面,随着对椭圆星系性质的进一步了解,以及各个波段观测精度的提高,人们对椭圆星系尘埃的含量和起源有着更深入的认识。最近, Temi 等人<sup>[7,16]</sup>利用 Spitzer 望远镜在远红外的观测,以及利用修正过的 Tsai 和 Mathews<sup>[13,14]</sup>所建立的尘埃起源模型进行计算,其结果表明:至少对于部分椭圆星系,尘埃的内部起源足以解释星系中的全部尘埃含量; X 波段的观测

于椭圆星系尘埃的了解主要来源于对银河系尘埃的参考。

对于银河系尘埃, 主要的尘埃模型有 3 种: 石墨 - 硅酸盐 - PAHs 模型、硅酸盐核 - 含碳有机耐熔质壳层模型和 多孔尘埃模型<sup>[19]</sup>。不同模型的观点有两点: 尘埃的主要成分包含无定性硅酸盐和某种形式的碳质物质 (即以碳元素为主要成分的物质); 尘埃由消光和辐射性质不同的大尘埃 (大于  $0.025 \mu\text{m}$ ) 和小尘埃两部分组成。

由于模型的相对简单和对星系消光和辐射曲线的较好解释, 由 Mathis 等人<sup>[20]</sup> 及 Draine 和 Lee<sup>[21]</sup> 建立并得到发展的硅酸盐 - 石墨 - PAHs 模型是目前比较完善和应用较广的模型<sup>[22-26]</sup>, 也是大部分作者在研究椭圆星系时参考的模型<sup>[5-7,13,14,16,27-29]</sup>。下面介绍基于这个模型建立的银河系尘埃构成和大小分布。

## 2.1 尘埃的物质构成

(1) 无定形硅酸盐。在不同星系的星际介质中, 由 Si-O 拉伸振动模式产生的  $9.7 \mu\text{m}$  和 O-Si-O 扭曲振动模式产生的  $18 \mu\text{m}$  硅酸盐吸收线是普遍观测到的特征<sup>[19]</sup>。观测到的硅酸盐光谱在  $10 \mu\text{m}$  附近带宽而光滑表明硅酸盐主要是无定性结构, Kemper 等人<sup>[30]</sup> 估计结晶硅酸盐的质量百分比不超过 1.1%。同时考虑到星际气体中严重 (大于 90%) 的硅元素化学减损表明无定形硅酸盐是星际尘埃的重要组成部分。

(2) 碳质物质 (carbonaceous): 即以碳元素为主要成分的物质, 碳质物质的多种候选体可以解释银河系消光在  $2.175 \text{ \AA}$  和  $3.4 \mu\text{m}$  表现出的吸收特征, 在石墨 - 硅酸盐 - PAHs 模型中, 大的碳质物质以石墨为结构。极小的碳质物质颗粒表现为多轮芳香烃 (PAH) 的结构。碳质尘埃并非只有石墨和 PAH 两种候选体, 无定形碳、 $\text{C}_{60}$ 、金刚石、HAC (含氢无定形碳)、有机耐熔质等也可能成为碳质尘埃的主要成分。Zubko 等人<sup>[31]</sup> 指出: 如果用无定形碳取代石墨, 或者引入某种硅酸盐 - 有机耐熔质构成的复杂尘埃也同样可以获得对星系消光曲线和红外辐射较好的拟合。

由于星际尘埃中  $10 \mu\text{m}$  的硅酸盐发射线难以探测到, 排除了极小尘埃中包括硅酸盐的可能性<sup>[32,33]</sup>。星系中主要的极小尘埃构成应为碳质物质。对于银河系以及各种类型的河外星系<sup>[34]</sup>, 在近中红外波段都呈现出  $3.3, 6.2, 7.7, 8.6, 11.3 \mu\text{m}$  的发射线, 这样的特征现在一般用不同的多环芳香烃分子模型 (PAH) 解释。这一类分子一般含有  $50 \sim 1000$  个碳原子, 尺度很小 (小于  $50 \text{ \AA}$ )。在当前的硅酸盐 - 石墨 - PAHs 模型中, PAH 被认为是极小尘埃颗粒的存在形式。在银河系中, PAH 通过随机加热 (见第 4 章) 对  $3 \sim 60 \mu\text{m}$  的红外波段辐射产生主要贡献, 并在星际尘埃的总辐射中占据了约 20% 的贡献。

目前对于椭圆星系, 我们还无法得到完整的消光曲线信息, 因此直接研究椭圆星系的尘埃组成比银河系更为困难。椭圆星系中普遍存在来自晚期富氧恒星周包层的  $10 \mu\text{m}$  硅酸盐发射特征<sup>[35]</sup>, 表明硅酸盐在椭圆星系中同样是尘埃的重要成分。另一方面, 椭圆星系中的尘埃发射指数  $\beta$  与银河系尘埃的接近<sup>[5,28]</sup>, 以及 Draine 等人<sup>[25]</sup> 使用硅酸盐 - 石墨 - PAHs 模型对于 3 个椭圆星系的中远红外光谱得到的较好拟合, 显示出椭圆星系的尘埃成分与银河系是相似的。

## 2.2 椭圆星系中的 PAH

椭圆星系中一般很难观测到 PAH 的存在, 这是由于热气体的热离子溅射破坏导致小尘埃难以存在。但最近有少量椭圆星系被观测到具有 PAH 的发射特征<sup>[16,36,37]</sup>: NGC 2974、NGC 3962、IC 3370、NGC 4589、NGC 4696、NGC 4697、NGC 5044。这些星系的共同特征是具有大量的冷尘埃, 表现为强的远红外辐射。例如, 对上述星系, 均有  $\lg L_{160\mu\text{m}} \geq 4.1 \times 10^{-11} \text{ J} \cdot \text{s}^{-1}$ ,

$H_0$  取  $70 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{Mpc}^{-1}$ [16]。Kaneda 等人 [37] 指出椭圆星系中的 PAH 强度与冷尘埃含量存在正相关。

椭圆星系的 PAH 发射特征多数表现出特别的性质。如图 2 所示, 长波段发射线更强, 发射线相对强度  $11.3 \mu\text{m}/7.7 \mu\text{m}$  比其他星系要高出近 1 个量级。这种特征的解释可能来源于 [36]:

(1) 中性 PAH 相对电离 PAH 的数量占优。PAH 的电离态受到紫外辐射场  $G_0$ , 气体电子密度  $n_e$  和气体温度  $T$  的影响。随着  $G_0/(n_e \times \sqrt{T})$  的增加, PAH 依次表现为阴离子、中性、阳离子。不同电离态的 PAH 发射线性质不尽相同, 其中中性 PAH 的  $11.3 \mu\text{m}/7.7 \mu\text{m}$  要强于电离 PAH。

(2) 小 PAH 颗粒的缺乏。小的 PAH 颗粒相对更容易被光子激发至高能态, 从而倾向于在短波段 (小于  $10 \mu\text{m}$ ) 产生发射特征。

Bregman 等人 [36] 指出椭圆星系中的 PAH 可能来源于星系并合导致的恒星形成区, PAH 与冷尘埃的相关性也暗示 PAH 与椭圆星系中多余的冷尘埃可能有相同的起源。

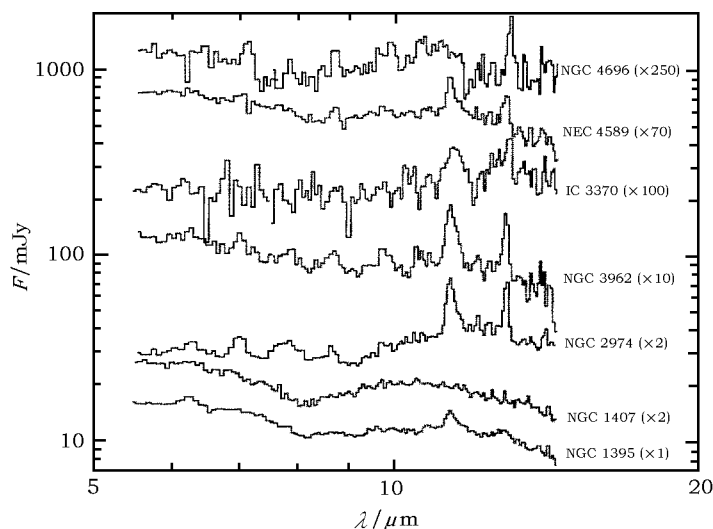


图 2 椭圆星系的 PAH 发射特征 [37]

### 2.3 尘埃的大小分布

对于星际尘埃的大小分布, 早期的工作来源于 Mathis 等人 [20], 他们发现, 银河系尘埃的尺度分布总体上近似于指数分布:

$$n(a)da = Aa^{-q}, \quad q \approx 3.5 \quad (50 \text{ \AA} < a < 0.25 \mu\text{m}).$$

Draine 和 Anderson [38] 指出按照上述分布, 大尘埃在平衡温度下的辐射不足以解释观测到的小于  $60 \mu\text{m}$  辐射流量。需要更多的小尘埃来解释银河系  $3\sim 60 \mu\text{m}$  近中红外辐射。

另一方面, 定义  $A_\lambda = -2.5 \lg \left| \frac{F_{\lambda,obs}}{F_\lambda} \right|$ ,  $F_{\lambda,obs}$ 、 $F_\lambda$  分别对应于经过和未经消光的流量。紫外到红外波段 ( $0.125 \mu\text{m} < \lambda < 3.5 \mu\text{m}$ ) 的尘埃消光特性可以仅用 1 个简单参数消光系数  $R_v = \left| \frac{A_v}{A_B - A_v} \right|$  表示 [39], 下标 B 和 V 分别代表 B 波段和 V 波段。对于银河系这个值可以由比较同一类光谱型恒星的经过消光和未经消光的光谱比较而得出, 其大小由 2.1~5.6 变

化, 平均值为 3.1<sup>[40]</sup>。这意味着这不同区域的尘埃大小分布不同,  $R_V$  越大, 则表明大尘埃相对更多。

Weingartner 和 Draine<sup>[22]</sup> 提出修正的尘埃大小分布如下:

$$\frac{1}{n_H} \frac{dn_{\text{sil}}}{da} = \frac{C_{\text{sil}}}{a} \left( \frac{a}{a_{t,\text{sil}}} \right)^{a_{\text{sil}}} F(a; \beta_{t,\text{sil}}, a_t) \times G(a; a_{t,\text{sil}}, a_{c,\text{sil}});$$

$$\frac{1}{n_H} \frac{dn_{\text{carb}}}{da} = D(a) + \frac{C_{\text{carb}}}{a} \left( \frac{a}{a_{t,\text{carb}}} \right)^{a_{\text{carb}}} F(a; \beta_{t,\text{carb}}, a_t) \times G(a; a_{t,\text{carb}}, a_{c,\text{carb}}).$$

式中, 下标 sil 代表硅酸盐, carb 代表碳质尘埃,  $n_H$  项代表氢原子数密度。对于碳质的极小尘埃引入了非指数分布项  $D(a)$ , 并且对硅酸盐和石墨引入不同的可变指数  $a_{\text{sil}}$ 、 $a_{\text{carb}}$ 。 $G(a, a_t, a_c)$  项的作用是将简单指数分布在大半径处的截断修正为平滑下降,  $F(a; \beta, a_t)$  的作用是提供斜率。

相对于旋涡星系, 从理论上讲椭圆星系的尘埃分布应该表现为小尘埃的缺乏, 因为椭圆星系中存在大量的热气体, 使得椭圆星系中的尘埃遭受快速破坏, 并且小尘埃的破坏时标相对于大尘埃更短。从观测上讲, 椭圆星系中 PAH 的发射线的缺乏暗示着小尘埃颗粒的缺乏。另一方面, 椭圆星系的消光特性可以由间接方法考察,  $R_V$  可以通过拟和 1 个对称的、面光度均匀分布的无尘模型和观测结果对比得到。通过这种方法得到的椭圆星系的  $R_V$  值为 2.1~3.3<sup>[41]</sup> 以及 2.03~3.46<sup>[29]</sup>, 与银河系以及其他旋涡星系十分接近 (见图 3), 一些具有规则尘埃带的

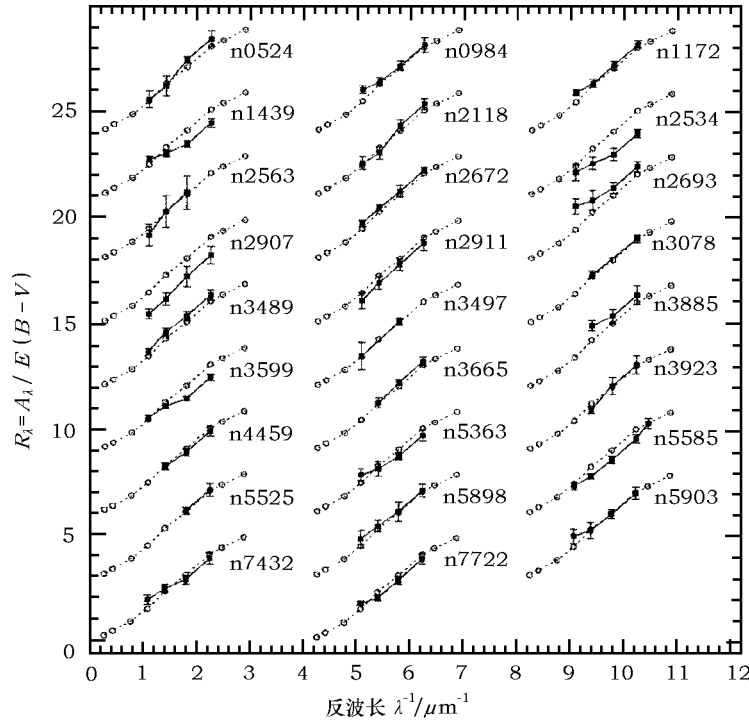


图 3 早型星系的消光与银河系的比较<sup>[29]</sup>

实线和实心点代表早型星系的  $R_\lambda$ , 虚线和空心点代表银河系的标准消光

椭圆星系倾向于具有更小的  $R_v$  值, 即更小的尘埃。考虑到椭圆星系中大部分的尘埃在整个星系中是弥散分布而非集中分布, 这种分布会使观测到的  $R_v$  值增大<sup>[41]</sup>, 因此从总体上来说椭圆星系的尘埃应小于旋涡星系。

### 3 恒星的质量损失速率

椭圆星系中尘埃的内部起源主要是老年恒星的星风损失。对于椭圆星系中的低质量 K 型星和 M 型星, 在进入主序演化后的渐进巨星支 (AGB) 时, 恒星大气的外壳层将转化为强烈的星风, 每颗恒星在 AGB 星阶段会损失掉约  $0.3 M_{\odot}$  的质量<sup>[42]</sup> 的星风在恒星周围形成星周包层, 一旦这样的星周包层温度下降到一定程度时 (约小于 2 000 K), 尘埃的凝聚便开始发生。

随中央恒星的演化, 这部分星周包层气体将形成行星状星云, 被恒星辐射所电离, 经过膨胀后瓦解, 最后与星际气体相互作用并完全融合于星际气体中。Mathews<sup>[43]</sup> 指出可以用椭圆星系  $H\beta$  发射线的光度  $L_{H\beta}$  决定星周气体存在时间的上限:  $t_{\text{life}} \approx 10^6 \text{ a}$ , 在这个时标之后, 星周气体将完全融入到星际气体中。

对于遥远的椭圆星系, 恒星通过星风损失的气体总质量不能直接观测到。只能通过对银河系或临近星系中的类似恒星观测间接得到。

#### 3.1 行星状星云计数

对于银河系和邻近星系, 可以通过行星状星云的计数来估算星系的星风质量损失速率<sup>[42]</sup>, 通过行星状星云的观测数目可以估算出星系中行星状星云的总数, 由 Seaton<sup>[44]</sup> 关于行星状星云的模型可以得到中央恒星与星云膨胀半径的关系。利用观测到的光度, 可以估算不同行星状星云的膨胀半径, 再利用星云的膨胀速率约  $20 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ , 可以估算出每个行星状星云的演化年龄, 最后结合行星状星云的计数和每个行星状星云的演化年龄, 可以估算出星系中行星状星云的产生速率。利用这种方法, Ford 和 Jenner<sup>[45]</sup> 估算出 M32 中的行星状星云的产生速率约为  $2.8 \times 10^{-3} \text{ a}^{-1}$ 。

Faber 和 Gallagher<sup>[42]</sup> 进一步假设每个行星状星云总共产生  $0.3 M_{\odot}$  的质量流失, 对太阳系附近、大小麦哲仑云和 M32 这 3 个区域的观测平均值得到恒星质量损失速率为  $0.015(10^9 L_{\odot})^{-1} M_{\odot} \cdot \text{a}^{-1}$ , 将恒星质量损失速率与星系的光学光度之间建立起联系, 由于 Faber 使用的光度对应的是照相波段 (photograph band), 将这个值转换为 K 型星和 M 型星的 UBV 波段将使该值变为  $0.005 \sim 0.006 (10^9 L_{\odot})^{-1} \cdot M_{\odot} \cdot \text{a}^{-1}$ <sup>[46]</sup>。

#### 3.2 中红外流量表征质量损失速率

相对独立的另一种测量恒星质量流失速率的方法由 Knapp 等人<sup>[47]</sup> 提出。对于观测到的椭圆星系, 利用 IRAS 发现中红外波段的辐射流量与近红外波段的流量有近似的线性关系:  $S_{12\mu\text{m}} = (0.138 \pm 0.014) S_{2.2\mu\text{m}}$ , 而由对于银河系内恒星的观测, 对于无星周包层的恒星而言, 该值只有 0.08, 这部分流量正来源于被恒星辐射加热的星周热尘埃的贡献, 因此这个比值可以表征恒星的质量流失速率。Knapp 等人<sup>[42]</sup> 选取了银河系高纬度的 1 个类似于椭圆星系星族的富氧恒星样本, 通过 CO 发射线的观测得到其质量流失率, 质量流失率与星周包层的中

红外流量满足很好的线性关系:

$$\dot{M} = 1.6 \times 10^5 \left( \frac{D}{\text{Mpc}} \right)^2 \left( \frac{S_{12\mu\text{m},CS}}{\text{mJy}} \right) M_{\odot} \cdot \text{a}^{-1}. \quad (1)$$

2002 年, 由 Athey 和 Bregman<sup>[46]</sup> 利用 ISO 重复了类似的工作, 对 3 个样本作了观测: Knapp 等人所使用的样本、银河系中的 1 个 Mira 变星样本, 以及由大麦哲伦云中的 AGB 星所构成的 1 个样本。

对不同样本, 得到的质量流失率大约有 4 倍的差别 (银河系 Mira 变星的样本最大, 而 Knapp 等人的样本最小)。对于恒星较年轻和贫金属的大麦哲伦云样本, 其质量流失速率却介于两个银河系内样本之间, 因此这偏差反映了我们对于质量流失速率了解的不确定程度。如果将这个结果应用于椭圆星系, 可能得到的偏差更大。可见在探讨椭圆星系尘埃的内部起源时, 恒星正常流失产生尘埃的速率是 1 个产生不确定性的重要来源。

对于恒星流失气体中尘埃所占的质量比率, 利用星际气体的化学减损, 可以得到银河系的星际气体尘气比为  $\frac{1}{165}$ <sup>[48]</sup> 于河外星系, 一般简单地用  $\frac{1}{150}Z$  估算星系的尘气比<sup>[7,14]</sup>,  $Z$  为星系相对于银河系的金属丰度。但是对于椭圆星系的星际气体, 尘气比应该小于该值。因为椭圆星系中的尘埃破坏速率快于银河系, 对于同样金属丰度的气体, 尘气比应当更低<sup>[13,14]</sup>。

## 4 尘埃的加热和辐射

在椭圆星系中, 星际气体中的尘埃的加热机制主要有两种: (1) 恒星辐射场的加热; (2) 热气体的加热。恒星辐射场的加热主要来自尘埃吸收星云的紫外和光学波段的辐射而被加热。热气体的加热主要来源于电子 - 尘埃颗粒的碰撞。

对于足够大的尘埃, 可以认为尘埃在恒星辐射场和电子 - 尘埃碰撞的作用下达平衡温度  $T$ , 恒星辐射场的加热可以由下式<sup>[44]</sup>:

$$H_{*} = \int_0^{\infty} 4\pi J_{*}(r, \lambda) Q_{\text{abs}}(a, \lambda) \pi a^2 d\lambda, \quad (2)$$

$J_{*}(r, \lambda)$  为椭圆星系半径为  $r$  处、 $\lambda$  波长上对角度平均的辐射流量密度,  $Q_{\text{abs}}$  为尘埃吸收系数,  $a$  为尘埃颗粒半径。

电子 - 尘埃碰撞加热可以由下式表示<sup>[49]</sup>:

$$H_e = \pi a^2 n(r) \int_0^{\infty} f(E) \nu(E) E \xi(E) dE, \quad (3)$$

其中  $n(r)$  为椭圆星系在半径为  $r$  处气体的电子数密度;  $E$  为电子动能;  $f(E)$  为玻尔兹曼分布;  $\nu(E)$  为电子对应的速率;  $\xi(E)$  代表一次碰撞中电子的能量传递给尘埃的比率, 其具体表达由 Dwek 和 Werner<sup>[50]</sup> 给出。对于低能电子不足以穿透尘埃颗粒的情况, 认为是由于电子的能量全部转移给尘埃颗粒,  $\xi(E) = 1$ ; 对于高能电子可以穿透尘埃颗粒的情况,  $\xi(E) < 1$ 。

对于足够大的尘埃, 尘埃对光子和电子的吸收都足够频繁, 可以将尘埃近似认为是灰体, 加热项与辐射项在温度  $T$  达到平衡值。但是对于极小尘埃 (小于  $0.05 \mu\text{m}$ ), 尘埃对光子和电子的吸收几率变低, 并且由于热容降低, 尘埃在吸收 1 个光子 / 电子以后温度可以骤然升高至数百 K, 并在下一次碰撞之前通过辐射逐渐降低温度。这样, 尘埃将经历随机加热, 温度在 1 个较大的范围内波动<sup>[14,26,49]</sup>。

在光子和电子的随机加热情况下极小尘埃所产生的辐射谱能量分布, Tsai 和 Mathews<sup>[14]</sup> 以及 Dwek<sup>[49]</sup> 均作过讨论, 利用蒙特卡罗方法可以得到尘埃处于各个状态的概率  $G(a, T_d)$ , Draine 等人<sup>[26]</sup> 进一步地讨论了极小尘埃加热计算方法。尘埃的温度波动范围变大, 将导致红外辐射的波长区域变宽以及尘埃在中红外产生更多的辐射。随机加热尘埃产生的中红外辐射可以表现为某些椭圆星系中有比恒星分布更加延展的中红外区域<sup>[37]</sup>, 这些延展的中红外辐射区域表现出与热气体相似的分布, 其来源可以用电 - 尘碰撞的随机加热很好地解释。

利用椭圆星系面光度分布和热气体分布的具体计算表明<sup>[6,51]</sup>: 由于辐射场和热气体密度的降低, 椭圆星系尘埃的温度由内部的  $30\sim 40 \text{ K}$  降低至外部的  $20 \text{ K}$  甚至更低, 这样的结果与远红外观测所得到的尘埃温度一致<sup>[4,23]</sup>。

## 5 尘埃质量

目前, 计算椭圆星系中尘埃质量主要依赖于远红外波段的观测, 如果大量的尘埃弥散分布在整个星系中, 尘埃的消光将难以被探测到, 利用光学消光将低估尘埃质量。Goudfrooij 和 Jong<sup>[6]</sup> 利用 1 个包含 56 个亮椭圆星系的样本得到, 由远红外波段和光学消光两种方法得到的尘埃质量比约为 8.4, 说明椭圆星系中存在大量的弥散尘埃。

由远红外波段辐射流量估算尘埃质量可由下式表示<sup>[5,6,23]</sup>:

$$M_d = \frac{F_\lambda^2}{k_\lambda B_\lambda(T_d)}, \quad (4)$$

其中,  $k_\lambda$  为尘埃的吸收不透明度, 灰体近似下, 有  $k_\lambda = \left(\frac{4}{3}\rho a\right)^{-1} Q_\lambda$ ;  $\rho$ 、 $a$  为尘埃的密度和半径;  $Q_\lambda$  为尘埃的发射率。在类似银河系尘埃的成分和大小分布的情况下, 尘埃的  $k_\lambda$  取值可参见石墨 - 硅酸盐 - PAH 尘埃模型得到的结果<sup>[24]</sup>。

尘埃温度  $T_d$  一般通过尘埃远红外波段辐射的拟合得到, 在远红外波段, 由于发射率  $Q_\lambda$  近似有<sup>[21]</sup>:  $Q_\lambda \propto \lambda^{-\beta}$ ,  $\beta$  称为发射指数。因此可以通过对实际观测的拟合来确定  $T_d$  的值。尘埃发射指数  $\beta$  对于尘埃温度的决定有重要影响,  $\beta$  的取值与多种因素有关, 包括星系中尘埃的大小、构成、温度。不同星系的  $\beta$  取值是 1 个尚未完全决定的问题。对于由硅酸盐和碳质物质构成的尘埃,  $\beta$  的合理取值应该在  $1\sim 2$  之间<sup>[21]</sup>。利用对大量实验室结果和观测结果的总结, Dunne 和 Eales<sup>[52]</sup> 比较了实验室结果和不同星系的观测结果得到的  $\beta$  取值, 指出  $\beta$  的取值应该限于  $1.5\sim 2$ , 且更倾向于 2。通过拟合得到的  $\beta$  并不一定反映了真实情况, 特别是在单温度近似情况下表明通过最佳拟合得到的  $\beta$  (约为 1) 可能导致尘埃质量与真实含量有 1 个量级的差异<sup>[5,52]</sup>。

单温度模型没有考虑到尘埃的温度分布, 认为所有尘埃会在 1 个最“合适”的温度上产生辐射, 这样计算所得的尘埃质量显然会低于真实的尘埃质量。双温度模型也被应用于尘埃



质量的计算中。在具有更多红外波段,特别是亚毫米波段观测数据的情况下,双温度模型的优点在于更准确地估计冷尘埃(温度小于 20 K)的质量。Vlahaki 等人<sup>[8]</sup>通过 SCUBA 观测到少量椭圆星系可能含有大量的冷尘埃(约  $10^7 M_{\odot}$ ),而对于邻近椭圆星系的观测表明多数椭圆星系并不具备大量的冷尘埃<sup>[26,28]</sup>。对于尘埃质量更为复杂的计算应当完全考虑到尘埃的温度分布,Draine 等人利用最新的石墨-硅酸盐-PAH 尘埃模型结合 Spitzer 和 SCUBA 的观测结果进行了计算<sup>[26]</sup>,所得尘埃质量范围与单/双温度模型没有太大差异。

Goudfrooij 和 Jong<sup>[6]</sup>使用 IRAS 以及 Temi 等人<sup>[11]</sup>对于大样本椭圆星系尘埃质量均进行过计算。对于 IRAS 的观测结果,尘埃的质量分布为  $10^4 \sim 10^6 M_{\odot}$ ,在更长的波段范围和更好的探测灵敏度情况下,ISO 的观测结果比 IRAS 的结果平均要大 1 个量级。总的来说,椭圆星系的尘埃含量约为同等光学光度旋涡星系的 0.001~0.1,简单的内部起源机制难以解释如此大量的尘埃。

## 6 尘埃的热溅射破坏机制

椭圆星系中尘埃的破坏机制有多种,由热离子导致的热溅射在椭圆星系中是尘埃的主要破坏机制。所谓热溅射,是指在高温电离的热气体中,尘埃颗粒经受来自离子的撞击,经过一次或一系列的能量传递,尘埃表面的 1 个或多个原子或分子可能由此获得足够的能量从而脱离尘埃颗粒的束缚势阱,使得尘埃不断被破坏。在高温的热气体中,离子的贡献要比电子的贡献大 5 倍左右<sup>[1]</sup>,热离子的溅射起主要作用。

由溅射导致尘埃半径减少的速率(sputtering rate)如下式<sup>[1,13]</sup>(对硅酸盐尘埃):

$$\begin{aligned} \frac{da}{dt} &\simeq -3.2 \times 10^{-14} n_p [1 + (2 \times 10^6/T)^{2.5}]^{-1} \mu\text{m} \cdot \text{s}^{-1} \\ &= 10^7 n_p [1 + (2 \times 10^6/T)^{2.5}]^{-1} \mu\text{m} \cdot \text{a}^{-1}. \end{aligned} \quad (5)$$

其中  $n_p$  为电离热气体中的质子数密度,由图 4 可见不同物质(石墨、硅酸盐)尘埃溅射破坏速率差别不大,对于  $T > 5 \times 10^6 \text{ K}$ ,  $\frac{da}{dt}$  对于温度的变化不敏感。

对于足够大的尘埃,在溅射过程中尘埃的边界可以被看作是“平”的,溅射破坏速率与尘埃的大小无关,小尘埃的边界必须被考虑为球形,尘埃在侧向和背向的溅射必须被考虑。Jurac 等人<sup>[53]</sup>的计算得到了尘埃溅射破坏速率随尘埃半径的变化。对一定能量的离子,当尘埃半径大于三倍离子在尘埃中的穿透深度时,尘埃的破坏速率可以视为常数;当尘埃的半径小于三倍离子的穿透深度时,破坏速率开始随尘埃半径迅速增大。这里热离子的穿透深度对椭圆星系约  $0.01 \mu\text{m}$ <sup>[1]</sup>。对于这样的小尘埃,式(5)

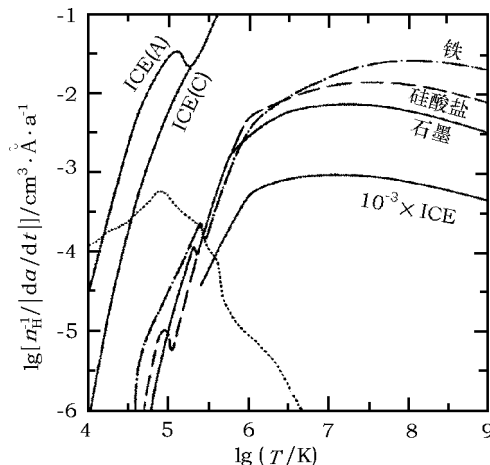


图 4 尘埃的溅射破坏速率随温度的变化<sup>[1]</sup>  
纵坐标为尘埃的破坏速率除以热气体电子数密度

所得到的尘埃的破坏速率必须得到修正, 小尘埃的破坏速率将比大尘埃快 1 个量级以上。

由于在椭圆星系中, 热气体在引力加热下, 温度约  $10^7$  K, 在传统的冷流理论中, 只有在极内部星系引力势阱过浅时, 气体的冷却才会发生<sup>[54]</sup>。实际的观测也表明热气体的温度高于  $5 \times 10^6$  K<sup>[54]</sup>。因此, 温度的影响不大, 椭圆星系中的热气体分布将是影响尘埃的溅射坏速率的 1 个主要因素。

## 7 热气体的分布

研究椭圆星系热气体的主要手段来源于对椭圆星系 X 射线波段的研究。在椭圆星系中, X 射线波段的贡献主要来源于两方面, 即连续分布的热气体的贡献和离散分布的低质量 X 射线双星 (LMXBs) 的贡献。对于低 X 射线光度的椭圆星系 ( $L_X < 10^{34} \text{J} \cdot \text{s}^{-1}$ ), LMXBs 的贡献起主要作用, 对于高 X 射线 ( $L_X > 10^{34} \text{J} \cdot \text{s}^{-1}$ ) 光度的椭圆星系, 热气体的贡献加大。对于部分椭圆星系, AGN 的贡献也可以达到显著的程度<sup>[55]</sup>。而研究椭圆星系中热气体分布的困难之一来源于对不同成分 X 射线发射源的分离。

在椭圆星系中, 热气体满足高温 ( $T \simeq 10^7$  K)、低密度 ( $n < 0.1 \text{cm}^{-3}$ )、完全电离的条件, 此时热气体的辐射以 X 射线波段的热韧致辐射为主, 发射率可以由下式表示<sup>[55]</sup>:

$$j(\nu, T) = 1.4n_e^2 \Lambda(\nu, T). \quad (6)$$

同时, 可以认为椭圆星系中的热气体满足玻尔兹曼分布, 气体对于气体本身的辐射场和恒星的辐射场均为光学薄。

亮 X 射线的椭圆星系普遍表现出极其弥散的 X 波段光度分布, 对于相同的光学光度的椭圆星系, 其 X 波段光度可以相差两个量级。由式 (6), 这意味着气体含量至少可以相差 1 个量级。这种光度弥散的本质是椭圆星系热气体含量的弥散。不同于尘埃, 椭圆星系中的热气体有更漫长的产生历史。椭圆星系中的热气体可能来源于恒星质量流失、星系的并合、星系际气体的俘获。即使仅仅考虑恒星质量流失, 椭圆星系能够产生的热气体也远远超过目前观测到的质量, 因此必然存在气体损失的机制。气体可能由于超新星爆发驱动的星系风, 或者由于其他星系或星系际气体的引力作用产生的不规则压力 (ram pressure) 而流失。由于种种复杂的因素, 椭圆星系气体含量的弥散并非奇怪的结果。

对于热气体的面光度分布常见的描述是 Beta 模型<sup>[56]</sup>, 如下:

$$\Sigma_X = \Sigma(T_g) \left[ 1 + \left( \frac{a_X}{r} \right)^2 \right]^{-3\beta + \frac{1}{2}}. \quad (7)$$

其中,  $\beta = 10^{-6} \frac{m_p \langle v^2 \rangle}{3kT_{\text{gas}}}$ ;  $\langle v^2 \rangle$  为恒星的速率弥散平方的平均值,  $m_p$  为质子质量,  $a_X$ 、 $\beta$  的值均可以通过实际观测拟合得到,  $\beta$  的大小表征了恒星运动能量与热气体能量的比例。

单一的 Beta 模型并不能很好地描述所有椭圆星系的热气体面光度分布。X 射线亮的椭圆星系常常表现出超出 Beta 模型的延展热气体, 热气体的分布远远超出恒星分布。Matsushita<sup>[57]</sup> 利用 ROSAT 对 52 个早型星系 (80% 椭圆星系和 20% S0 星系) 进行了观测, 其中 9 个椭圆星系表现出显著的热气体延展分布。如图 5 所示, 这一类热气体延展的星系不仅 X 波段的总光

度高于其他星系, 并且即使在内部区域也具有超过其他星系的 X 波段光度。

Diehl 和 Salater<sup>[18]</sup> 对传统的热气体平衡分布提出了进一步的质疑, 他们选取了 54 个早型星系, 在改进了去除离散源的方法并对 Chandra 的观测数据进行处理后, 热气体的分布能够更加清晰地显示出来。在他们所得到的结果中, 热气体表现出明显的非对称和与光学图像的不相关, X 波段的等照度线的椭率和方位角随半径变化剧烈, 与光学波段的等照度线没有表现出任何关联。另一方面, 由传统的冷流理论, 热气体在下落过程中缺乏丢失角动量的机制, 因此星系内部热气体的等照度线椭率应高于星系外部, 这样的趋势也同样没有被观测到。

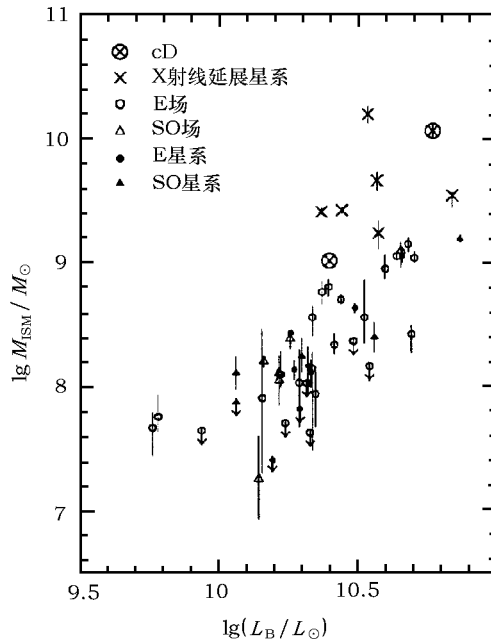


图 5  $0 < r < 4r_e$  的热气体光度弥散 ( $r_e$  为各星系的等效半径)<sup>[57]</sup>

## 8 尘埃的起源

### 8.1 外部起源

椭圆星系中的尘埃的外部起源即星系并合, 在过去是一种经常被诉求的尘埃起源。在这种图景中, 椭圆星系中的多余尘埃被解释为来源于并合的外部星系, 尘埃量的不足和星系内部气体角动量与恒星不一致的问题都可以由此得到解决。考虑到尘埃的破坏时标约  $10^7$  年, 星系合并所发生的时间不应超过  $10^7$  年。对于大并合,  $10^7$  年是 1 个常见的时标, 如果星系并合发生在  $10^7$  年以内, 那么星系的相互作用应该很容易被观测到, 对于大多数椭圆星系显然并非如此, 因此并合应该以小并合的方式进行, 即大的椭圆星系吞并富含尘埃和气体的矮星系, 这类并合时标相对更短, 并合的痕迹也更难观测到。对于许多星系团中心的巨椭圆星系, 这种外部起源可以很好地解释多余的尘埃。即使如此, Lauer 等人<sup>[11]</sup> 以及 Temi 等人<sup>[7]</sup> 仍然认为: 就目前观测而言, 表现出多余尘埃的椭圆星系的并合迹象太少了, 星系并合不能成为所有的尘埃不足问题的唯一解释。

## 8.2 尘埃含量弥散

一般来说,恒星的辐射场不能延生至远红外波段。星系的远红外波段(大于  $25 \mu\text{m}$ ) 辐射通常只能由星际气体中尘埃的热辐射解释。如果椭圆星系的尘埃普遍具有内部起源的话,那么类似旋涡星系,远红外波段的光度应该与光学波段光度呈很好的线性相关。但是实际观测的结果并没有表现出这样预期的相关性。对于 B 波段观测光度  $L_B$  相等的椭圆星系,观测到的远红外波段光度  $L_{\text{FIR}}$  都表现出很强的弥散,最大差别可达到 2 个量级<sup>[6,7]</sup>;相比之下,椭圆星系中星周包层热尘埃的中红外波段辐射光度  $L_{\text{MIR}}$  与  $L_B$  的线性相关关系要显著得多<sup>[7]</sup>。

如前所述,椭圆星系的热气体含量存在显著差异,热气体含量可以有 1 个量级的弥散,也就导致尘埃的破坏速率和存在寿命有 1 个量级的差别。这至少可以对远红外光度弥散构成一部分影响。因此有可能通过修正热气体含量的弥散来减小远红外光度弥散,从而更清楚地区分尘埃的内部起源和外部起源。

对热气体含量的估计来源于星系 X 射线波段的辐射。这里存在两个困难。首先,要求在总光度  $L_X$  中去掉点源即低质量 X 射线双星的贡献,特别是对于 X 波段亮度较低的椭圆星系,点源的贡献是可观的;其次,椭圆星系的热气体分布比恒星分布更广泛,  $L_X$  的贡献来源于超过恒星分布的 1 个更加延展的区域,而由星系内部起源产生的尘埃分布不会与恒星分布相差太大,对这种热气体含量弥散影响的进一步考察还应该将气体含量局限于与恒星分布区域相应部分。

对于这个问题, Matsushita<sup>[58]</sup> 的工作可以提供一些参考。如图 5 所示,与总光度类似,即使是在最内部区域  $0 < r < 4r_e$ , 椭圆星系的 X 波段光度也有 1~2 个量级的弥散。考虑到热气体的影响,椭圆星系的远红外光度弥散应有所减小,这样两种尘埃起源不同的椭圆星系便可能更容易地区分开来,从而提供一种检验椭圆星系尘埃起源的方法。类似的工作可以在 Goudfrooij 的工作中见到(如图 6 所示)<sup>[58]</sup>, 对于 20 个满足  $L_X/L_B > 2 \times 10^{23} L_{\odot}^{-1} \cdot \text{J} \cdot \text{s}^{-1}$  的 X 波段亮星系,可以忽视点源的贡献,可见  $\lg(M_{\text{IRAS,dust}}/L_B)$  和  $\lg(L_X/L_B)$  具有比较好的反

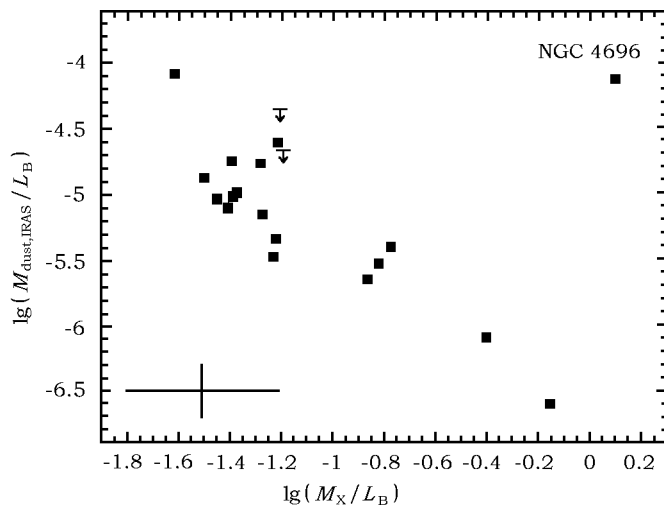


图 6 热气体质量和尘埃质量的关系<sup>[58]</sup>

相关线性关系 ( $M_{\text{IRAS,dust}}$  代表由 IRAS 测得的尘埃质量)。在图 6 中, NGC 4696 和其他星系明显地区分开来, 而该星系被认为和 1 个矮星系近期发生了并合。同时, 考虑到 IRAS 测量的单温模型具有一定的不准确性, 这种关系将可能更加明显。

### 8.3 内部起源

内部起源的另一探讨来源于对尘埃含量直接计算和内部起源尘埃模型。Goudfrooij 和 de Jong [6] 以及 Patil 等人 [29] 的简单估算均忽略了尘埃的大小和温度分布, 热气体分布等关键因素。更细致的模型由 Tsai 和 Mathews [13,14] 建立, 并且随后应用于实际观测中。其方法大致如下 [7,16,51]。

首先, 椭圆星系半径为  $r$  处的恒星损失尘埃的速率为

$$S(r, a) = \delta(r)S_0(r)a^{-3.5},$$

其中,  $a$  为尘埃颗粒的半径, 尘埃颗粒的大小分布遵循 Mathis 等人 [20] 得到的规律;  $S_0(r)$  为半径为  $r$  处恒星的质量损失率, 由恒星的面光度分布和单位老年恒星的质量损失率得到 [51];  $\delta(r)$  为恒星损失质量中的尘埃比, 近似为  $\frac{1}{150}z(r)$ ;  $z(r)$  为半径为  $r$  处的恒星相对于太阳的金属丰度。

如前所述, 由对后 AGB 星和行星状星云星周  $H\beta$  线的观测可知, 恒星损失的物质在不超过  $10^5 \sim 10^6$  年后便可以完全融入星际介质中, 比溅射破坏时标小了 1 个量级。因此假设恒星损失物质立即融入到星际介质中。一旦尘埃进入星际热气体中, 便开始遭受溅射的破坏, 其破坏速率由下式决定:

$$\frac{da}{dt} = -3.2 \times 10^{-14} n_p [1 + (2 \times 10^6 / T)^{2.5}]^{-1} f(a, T) \mu\text{m} \cdot \text{s}^{-1}.$$

在计算中, 尘埃的成分被完全近似为硅酸盐,  $f(a, T)$  因子描述了小尘埃的快速溅射对大尘埃破坏速率的偏移。

将星风导致的尘埃产生速率和尘埃溅射破坏速率平衡, 可以得到尘埃的数量分布  $N(r, a)$ 。这样的计算认为溅射和恒星质量流失近似发生于星系的相同位置, 忽略了星系内部冷流导致的尘埃向内流动, 但是 Tsai 和 Mathews [14] 指出: 除了星系的中心, 在大部分区域, 冷流对于尘埃数量分布  $N(r, a)$  的影响是可以忽略的。

接下来考虑尘埃的温度分布, 温度分布由加热和辐射平衡得到:

$$\int_0^{\infty} 4\pi J_*(r, \lambda) Q_{\text{abs}}(a, \lambda) \pi a^2 d\lambda + 4\pi a^2 \frac{1}{4} n_e \langle \nu_e E_e \rangle \tau(a) = 4\pi a^2 \sigma_{\text{SB}} T_d^4 \langle Q_{\text{abs}} \rangle (T_d, a),$$

左边第一项为恒星辐射加热项, 第二项为电尘碰撞加热项。已知数量分布和温度分布后, 尘埃在理论上产生的各波段观测流量也可以得到。

这种方法虽然细致, 但困难在于需要多波段 (光学、X 射线、远红外) 的观测数据, 特别是需要知道星系在 X 波段的面光度分布, 从而获得热气体的密度分布。Temi 等人处理了 5 个星系: NGC 1399、NGC 1404、NGC 4472、NGC 4636 和 NGC 5044, 前 3 个星系的理论与实际观测流量符合得很好, 说明这 3 个星系的远红外辐射足以由恒星的正常质量损失解释。不过值得注意的是, 这 3 个星系具有相对较低的远红外流量和相对较高的光学光度和 X

波段光度。而后两个星系 (NGC 4636 和 NGC 5044) 实际的观测流量要远超过理论值, 说明尘埃有其他形式的起源。

Temi 等人<sup>[7]</sup> 提出了多余尘埃的另一种解释, 认为多余的尘埃来源于星系中心尘埃的释放。Mathews 和 Brighenti<sup>[59]</sup> 曾经指出: 在椭圆星系的内部 (小于 1 kpc), 尘埃对热气体的冷却作用以及热气体自身的辐射冷却作用可以变得相当明显, 以至于热气体的冷却时标超过尘埃的溅射破坏时标以及热气体的自由下落时标, 这样就可能使一部分尘埃通过冷流在星系中心堆积起来。椭圆星系中心的尘埃盘和尘埃带已存在观测证据<sup>[11]</sup>, 这样的尘埃表现出像星系中心下落的并稳定于星系中心的趋势。这样的尘埃盘有可能由于星系中心 AGN 的能量释放而被加热, 从而再次弥散到整个星系中, 成为观测到的多余尘埃成分, 为了证实这一观点, Temi 等人<sup>[16]</sup> 对 NGC 4636, NGC 5044 这两个表现出多余尘埃的星系进行了更为细致的观测。从远红外波段估算多余的尘埃质量约  $10^5 M_{\odot}$ , 与一般星系中尘埃盘的质量相符。这两个星系都没有表现出任何与其他合并的迹象。同时, 在两个星系中央 1~2 kpc 的哈勃望远镜图像上都可见到无规则分布的小尘埃团块。对于 NGC 5044, 还表现出分布异常的  $H\alpha+[NII]$  和 PAH 8.0  $\mu\text{m}$  发射线图像, 其分布与恒星分布没有关联。这种分布是由在 AGN 加热中央的尘埃盘并释放到整个星系的过程中, 多余尘埃辅助冷却的热气体造成的。

## 9 结论与展望

本文回顾了椭圆星系中尘埃的成分和大小、尘埃通过老年恒星星风的产生机制和产量、尘埃两种形式的加热 (恒星辐射加热和电-尘碰撞)、热溅射的破坏机制和热气体分布, 以及关于尘埃内部起源的争论。

(1) 就目前对于恒星内部起源的了解中, 有两个因素尚不能很好地确定: 一是整个椭圆星系的恒星质量产量的确定, 可能产生 4 倍或更多的差异; 第二个严重的因素来源于椭圆星系热气体分布的不规则、不同星系热气体含量不同、热气体的分布不规则, 以及对椭圆星系内部热气体运动状态的了解不完善, 导致对尘埃的溅射破坏过程了解不完善。由于这些因素的不确定性, 椭圆星系尘埃起源特别是内部起源是否足量的问题还需要更细致的考察。

(2) 对少量星系的细致研究表明: 与传统观点不同, 椭圆星系中的尘埃可以用内部起源来解释。这种内部起源或单纯来源于普通的恒星质量损失后的本地溅射破坏过程, 也可能来源于尘埃的快速冷却和冷流导致的星系中心堆积的多余尘埃的释放。与之相对应的, 经常作为多余尘埃解释的外部并合起源由于缺乏足够的观测证据, 难以解释所有显示出“尘埃过量”的椭圆星系尘埃起源。

(3) 如果考虑椭圆星系中热气体含量的不均匀, 可能会降低远红外-光学流量关系的弥散。具体而言, 将椭圆星系光学对应区域且去除掉点源贡献的 X 波段总流量引入修正, 则有可能成为一种判别尘埃正常 (恒星星风损失和本地溅射破坏) 和非正常 (星系并合或中央尘埃的堆积释放) 起源的手段。

**致谢** 感谢顾秋生教授对本文的指导和建议, 同时也感谢审稿人为本文的进一步完善提供的意见。

## 参考文献:

- [1] Draine B T, Salpeter E E. *ApJ*, 1979, 231: 77
- [2] Tielens A G G M, Mckee C F, Seab C G, et al. *ApJ*, 1994, 431: 321
- [3] Knapp G R, Guhathakurta P, Kim D W, et al. *ApJS*, 1989, 70: 329
- [4] Bregman J N, Snider B A, Grego L, et al. *ApJ*, 1998, 499: 670
- [5] Temi P, Brighenti F, Mathews, W G, et al. *ApJS*, 2004, 151: 237
- [6] Goudfrooij P, de Jong T. *A&A*, 1995, 298: 784
- [7] Temi P, Brighenti, F, Mathews William G. *ApJ*, 2007, 660: 1215
- [8] Vlahakis C, Dunne L, Eales S. *MNRAS*, 2005, 364: 1253
- [9] Lauer T R, Ajhar E A, Byun Y I, Dressler A, et al. *AJ*, 1995, 110: 2622
- [10] Tomita A, Aoki K, Watanabe M, et al. *AJ*, 2000, 120: 123
- [11] Lauer T R, Faber S M, Gebhardt K, et al. *AJ*, 2005, 129: 2138
- [12] Kawata Daisuke, Cen Renyue, Ho Luis C. *ApJ*, 2007, 669: 232
- [13] Tsai J C, Mathews W G. *ApJ*, 1995, 448: 84
- [14] Tsai J C, Mathews W G. *ApJ*, 1996, 468: 571
- [15] Forbes D A. *MINRAS*, 1991, 249: 779
- [16] Temi P, Brighenti F, Mathews William G. *ApJ*, 2007, 666: 222
- [17] O'Sullivan E, Forbes D, Duncan A, et al. *MNRAS*, 2001, 328: 461
- [18] Diehl S, Statler T S. *ApJ*, 2007, 668: 150D
- [19] Li A. *ASPC*, 2004, 309: 417
- [20] Mathis J S, Rumpel W, Nordsieck K H. *ApJ*, 1977, 217: 425
- [21] Draine B T, Lee H M. *ApJ*, 1984, 285: 89D
- [22] Weingartner J C, Draine B T. *ApJ*, 2001, 548: 296
- [23] Draine B T, Li A. *ApJ*, 2001, 551: 807
- [24] Li A, Draine B T. *ApJ*, 2001, 554: 778
- [25] Draine B T, Li A. *ApJ*, 2007, 657: 810
- [26] Draine B T, Dale D A, Bendo G, et al. *ApJ*, 2007, 663: 866
- [27] Goudfrooij P, Trinchieri G. *A&A*, 1998, 330: 123
- [28] Leeuw L L, Sansom A E, Robson E I, et al. *ApJ*, 2004, 612: 837
- [29] Patil P, Apte V. *A&A*, 2007, 461: 103
- [30] Kemper F, Vriend W J, Tielens A G G M. *ApJ*, 2004, 609: 826
- [31] Zubko V, Dwek E, Arendt R G. *ApJS*, 2004, 152: 211
- [32] Mattila K, Lemke D, Haikala L K, et al. *A&A*, 1996, 315: 353M
- [33] Onaka T, Yamamura I, Tanabe T, et al. *PASJ*, 1996, 48: L590
- [34] Draine B T, Li A. 2007, *ApJ*, 2007, 657: 810
- [35] Bressan A, Panuzzo P, Buson L. *ApJ*, 2006, 639: 65B
- [36] Bregman J D, Bregman J N, Temi P. Unusual PAH Emission in Elliptical Galaxies. <http://arxiv.org/pdf/astro-ph/0604369>, astro-ph/0604369, 2006
- [37] Kaneda H, Onaka T, Kitayama T, Okada Y, et al. *PASJ*, 2007, 59: 107
- [38] Draine B T, Anderson N. *ApJ*, 1985, 292: 494
- [39] Cardelli J A, Clayton G C, Mathis S. *ApJ*, 1985, 345: 245
- [40] Draine B T. *ARA&A*, 2003, 41: 241
- [41] Goudfrooij P, de Jong T, Hansen L, et al. *MNRAS*, 1994, 271: 833G
- [42] Faber S M, Gallagher J S. *ApJ*, 1976, 204: 365
- [43] Mathews W G. *ApJ*, 1990, 354: 468M
- [44] Seaton M J. *MNRAS*, 1966, 132: 113S
- [45] Ford H C, Jenner D C. *ApJ*, 1975, 202: 365
- [46] Athey A E, Bregman J N. *AAS*, 2002, 201: 2603A
- [47] Knapp G R, Gunn J E, Wynn-Williams C G. *ApJ*, 1992, 399: 76K

- [48] Li A. The Warm, Cold and Very Cold Dusty Universe <http://arxiv.org/pdf/astro-ph/0503571>, astro-ph/0503571, 2005
- [49] Dwek E. ApJ, 1986, 302: 363D
- [50] Dwek E, Werner M W. ApJ, 1981, 248: 138D
- [51] Temi P, Mathews W G, Brighenti F, Bregman J D. ApJ, 2003, 585: 121
- [52] Dunne L, Eales S A. MNRAS, 2001, 327: 697
- [53] Jurac S, Johnson R E, Donn B. ApJ 1998, 503: 247
- [54] Mathews W G, Brighenti F. ARA&A, 2003, 41: 191
- [55] Paolillo M. Dissertation, Palermo: Palermo University, 2002
- [56] Gorenstein P, Fabricant D, Topka K, et al. ApJ, 1978, 224: 718G
- [57] Matsushita K. ApJ, 2001, 547: 693
- [58] Goudfrooij P. ASPC, 2000, 209: 74
- [59] Mathews W G, Brighenti F. ApJ, 2003, 599: 992

## Interstellar Dust in Elliptical Galaxies

TANG Yu-ping

(*Department of Astronomy, Nanjing University, Nanjing 210093, China*)

**Abstract:** The origin of the dust in elliptical galaxies could be internal from stellar mass loss or external from merger. The former one was considered to be insufficient comparing with the observation, this standpoint came from the calculation of dust mass, the lacking of relationship between infrared and optical radiation, and the difference of angle momentum between gas and stars.

In this paper, we summarize the internal origin and properties of dust in elliptical galaxies, including the size and composition; stellar mass loss rate; two heat mechanisms for dust: heating by stellar radiation field and by electron-dust collision, and the dust temperature distribution; the total mass of dust; the sputtering rate of hot ions, and the hot gas distribution in elliptical galaxies.

The most important factors for the existence and destruction of dust are the stellar mass loss rate and the hot gas distribution. The stellar mass loss rate is extrapolated by the relation between radiation and dust mass in our Galaxy, which has the uncertainty at least by a factor of 4. X-ray observations indicate that hot gas in elliptical galaxies always have irregular content and distribution. The X-ray luminosities of elliptical galaxies with equal optical luminosity could have a scatter of two orders of magnitude, and the gas distribution is also chaotic.

The recent Spitzer observations show that dust in some elliptical galaxies should have internal origin. There are two possible ways: dust from the stellar mass loss may directly merge with the hot gas and be destructed; dust could be formed in the central disk as observed in many elliptical galaxies, the central AGN activity could transport the central dust outward through buoyant outflow.

We conclude that internal origin of dust from the stellar mass loss is important in giant elliptical galaxies.

**Key words:** astrophysics; elliptical galaxies; intergalactic dust; hot gas sputtering