

文章编号: 1000-8349(2012)03-284-18

原行星盘中尘埃生长的研究现状

卢涛^{1,2}, 季江徽¹

(1. 中国科学院 紫金山天文台, 南京 210008; 2. 中国科学院 研究生院, 北京 100049)

摘要: 尘埃发射随恒星年龄增加而降低的统计分析, 硅酸盐发射谱特征, 尘埃盘光深等观测证据都证明原行星盘中尘埃的生长。在这个生长过程中, 最主要的生长方式就是碰撞吸附。导致碰撞的因素有很多, 由此产生的碰撞速度分布在一个很广的范围中。整个盘中尘埃的生长过程不是同步进行的, 不同区域尘埃生长的时标不同, 而盘中的物质由于内外流、沉淀等因素, 不同区域之间的物质存在交换, 所以最终盘中物质的碰撞过程同时存在多种可能。不同碰撞速度、大小、孔隙度的碰撞体之间碰撞的结果存在巨大差异, 这些差异对尘埃生长起了决定影响, 而尘埃的生长直接影响原行星盘的性质以及盘中行星形成的过程。因此, 研究尘埃在盘中的生长过程, 不但能够深入了解原行星盘的性质, 也能揭示行星形成早期物质的演化过程。

关键词: 原行星盘; 尘埃生长; 实验; 数值模拟

中图分类号: P155

文献标识码: A

1 引言

组成行星的固体物质是由尘埃颗粒的聚合物形成的。这些尘埃最初是恒星形成后残留下来的星际介质, 它们从最初的亚微米级一直生长到最后 10 km 的星子, 这个过程中, 它们的尺寸增加了 11 个量级, 质量增加了 33 个量级。因此尘埃的物理性质对于行星形成具有决定性的影响, 同时, 也强烈地影响原行星盘的结构和演化过程。气体与尘埃是原行星盘中的主要物质, 盘的不透明度绝大部分由尘埃产生, 并且为化学反应提供了接触面。而使用红外和(亚)毫米波对盘中尘埃的连续发射谱观测就能得到盘的结构与矿物成分^[2]。因此, 深入了解尘埃及其聚合体的物理性质对研究原行星盘的演化和行星形成具有重要意义。

由于尘埃在生长过程中体积变化非常大, 而不同尺寸的固体物质与气体相互作用存在质的差别, 因此有必要根据其尺寸分类研究:

(1) 尘埃 (Dust) —— 亚微米至厘米级的小颗粒。这些颗粒与气体完全耦合, 但是在垂直方

收稿日期: 2012-01-11; 修回日期: 2012-03-31

资助项目: 国家自然科学基金 (10973044, 10833001, 10573040, 10203005); 中国科学院新兴与交叉学科布局试点项目 (KJZD-EW-Z001); 江苏省自然科学基金 (BK2009341); 紫金山天文台小行星基金会资助课题

向或径向有缓慢的移动。通过物理碰撞生长成为聚合体。

- (2) “岩石” (Rocks) —— 米级的物质。这些粒子与气体的耦合逐渐减弱, 因此可以用开普勒轨道加气体动力学阻尼的方式来近似模拟其动力学过程。这个尺寸的颗粒生长非常快, 但是具体生长机制还不确定。
- (3) 星子 (Planetesimals) —— 0.1 ~ 10 km 物质。星子的质量足够大, 因此与气体完全脱耦 (decouple)。这一尺寸的粒子通常被作为后续行星形成的初始状态, 它们的演化可以很好地拟合为一个只考虑相互引力的 N 体问题。
- (4) 行星胚胎 (Planetary Embryos) —— 行星或巨行星核的前身。一旦行星生长到这个质量, 由于引力而再次与气体盘耦合, 这会导致行星的迁移。这一阶段是形成行星的重要阶段, 针对由数个行星胚胎和大量星子组成的初始系统, 研究发现这些系统会形成数个类地行星^[3-5]。对于类地行星的形成, 生长到地球质量可能发生在气体消散之后, 但是对气态巨行星这一生长过程必然在气体消散之前。
- (5) 行星核 (Planetary Cores) —— 10 个地球质量。到达这个质量, 气态巨行星的准流体静力学核加包层结构将转变为快速气体吸积状态。

从 20 世纪 60 年代末开始, 尘埃并合生长的想法被用于研究行星形成^[6, 7]。在高分辨率的红外和 (亚) 毫米波观测之前, 大部分的研究还是集中在太阳系的形成, 理论结果通常被用来和太阳系行星、彗星和小行星的观测数据相比较。随着红外和 (亚) 毫米波观测精度的提高, 观测到新形成的恒星周围原行星盘中尘埃的并合。因此, 对系外恒星系统中, 原行星盘结构的演化以及行星形成的研究提供了更加丰富的观测资料。

第 2 章介绍从光学波段到毫米波观测中, 原行星盘中尘埃生长的观测证据; 第 3 章讨论尘埃从亚微米生长至千米级的理论模型, 以及这些研究与上述观测之间的联系; 第 4 章讨论尘埃生长的实验室研究和数值模拟的结果, 以及与理论和观测的比较。

2 尘埃生长的观测证据

散射光直接成像, 中红外尘埃发射谱, 毫米波干涉测量以及详细的能谱分布 (Spectral Energy Distribution, SED) 分析为尘埃在原行星盘中生长提供了多重证据。观测中, 不同的辐射波长对应盘中不同的区域。近红外数据观测的是类太阳恒星周围的盘内侧部分 (0.1 AU), 中红外光谱可观测到距中心恒星 1 ~ 5 AU 范围内盘表面气体的特性, 毫米波连续谱观测探测距中心恒星较远的冷盘中的物质。所有较大的紧密粒子 (毫米级) 表现出相似的灰度消光行为。此外, Krügel 和 Siebenmorgen^[2] 指出, 如果尘埃颗粒生长到这一尺寸, 其导致的吸收率将下降。

第一个证明尘埃生长的证据来自于尘埃发射出现的比率与盘年龄的统计分析。近邻恒星形成区的近红外观测显示, 年龄在 1 Ma 的恒星中, 超过 80% 在 2 ~ 4 μm 波长存在过量辐射 (Radiation Excesses), 但是当恒星年龄达到 3 Ma 时, 这一比率下降至 50%^[8]。当恒星年龄到达 10 Ma 时, 内侧尘埃盘的连续红外辐射消失^[9]。远红外观测也发现相似的盘演化

过程与时标。Carpenter 等人^[10]通过大量的毫米波观测证明,在 10 ~ 30 Ma 时,盘中冷的小颗粒总质量下降。所有这些观测指出,随着尘埃颗粒生长,不透明度和尘埃发射下降。Sicilia-Aguilar 等人^[11]对 Cep OB2 区域内的 31 颗金牛 T 型星 (Spitzer/IRS 观测) 以及 34 颗中小质量恒星 (IRAM/1.3 mm 观测) 的最新观测数据分析也证明了尘埃的生长。

利用尘埃光谱的固体物理学特征能更直接观测尘埃生长至几个微米尺寸的过程,在 10 μm 波长附近,最明显的谱带是由硅酸盐中 Si-O 的价键振动 (Stretching Vibrations) 产生的。当尘埃生长至几微米时,这个谱带会产生一个平顶结构,并随着尘埃生长,强度降低,最终消失。这一现象在 Herbig Ae/Be 星^[12-14]和金牛 T 型星^[11, 15]都观测到。van Boekel 等人^[16]使用中红外干涉测量配合硅酸盐谱分析证明尘埃在盘内侧区域的生长。但是,谱带与连

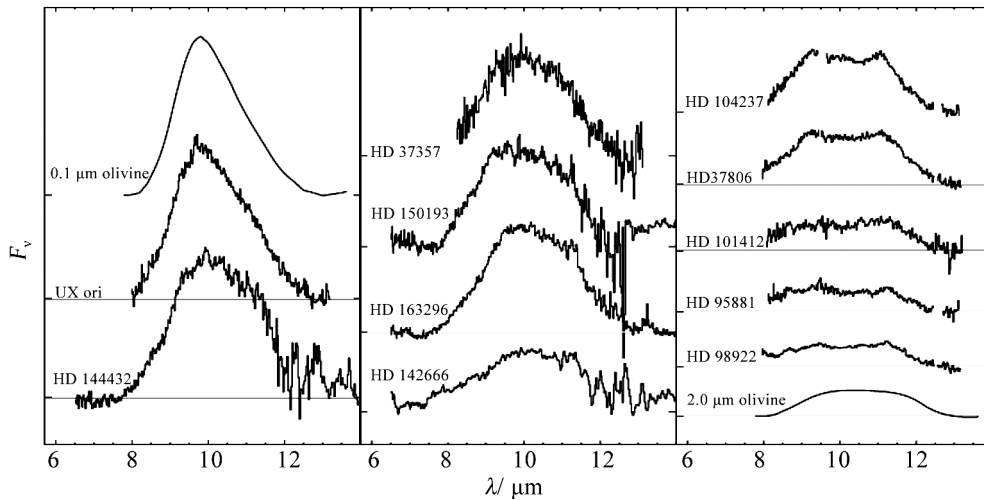


图1 Herbig Ae/Be 星的中红外谱在 10 μm 波长附近的硅酸盐特征^[12]

续谱的比率不仅仅是尘埃粒子尺寸的函数,同时还受到光深 (Optical Depth) 的强烈影响以及其他物质对连续发射谱的贡献。这意味着盘的倾角、喇叭状的形态 (Flaring) 和质量吸积率都会影响这一比率并导致上述谱带的出现^[17]。

对亚毫米波与毫米波辐射的分析,为尘埃生长至厘米级提供了证据。在光薄 (Optically Thin) 的情况下,亚毫米波连续辐射在瑞利-金斯侧,其流量与波长满足 $F \propto \lambda^{-\alpha}$, 其中 $\alpha = 2 + \beta$ 。尘埃的吸收系数为 $\kappa \propto \lambda^{-\beta}$ 。对于弥散的星际介质, $\beta \approx 2$ ^[18, 19]。早期的研究主要集中在解释 (亚) 毫米波的 SED^[20, 21]。这些研究得出的 β 值约为 0.6, 这说明盘中出现了较大的颗粒。这一近似存在一个问题,就是不能包含光厚 (Optically Thick) 效应的辐射贡献,而这一效应也会导致较小 β 值的出现。Koerner 等人^[22]使用 Owens Valley Radio Observatory (OVRO) 和 Very Large Array (VLA) 在 1.3 mm 和 7 mm 波段首次对 OD Tauri 进行了观测,他们得到的 β 值为 0.39 ± 0.23 。Dutrey 等人^[23]发现 Taurus-Auriga 区域中的金牛 T 型星尘埃发射率幂律规律的指数 (β 值) 为 0.5 ~ 1.0。对年龄为 10 Ma 的前主序星 TW Hya^[24] 和 CQ Tau^[25] 的观测得到 β 值为 0.6, 再次证明了尘埃粒子生长至厘米尺寸。Natta 等人^[26]对

Herbig Ae 星的大样本分析得到了相似的结果。Rodmann 等人^[27]对金牛 T 型星做了全面的研究, 得到 β 值为 0.8 (较大尘埃) 和 2.4 (星际尘埃)。Ricci 等人^[28]利用 Australia Telescope Compact Array (ATCA) 在 3.3 mm 对 ρ -Oph 星云中的 27 颗年轻恒星观测得到 $\beta < 1.7$, 这说明盘中的粒子至少生长至毫米尺寸。

需要说明的是, β 是一个平均量, 它不仅受到尘埃尺寸分布的影响, 同时也受到尘埃化学和物理结构以及温度的影响^[2, 19, 29, 30]。尽管尘埃粒子尺寸 (最大尘埃约几厘米) 的幂律分布与观测一致^[31, 32], 但并不是唯一可能得到的尺寸分布。

分析盘的轮廓尺寸和光深结构提供了一个完全独立的方法来研究尘埃性质^[33]。通过窄带滤光片观测, 这些盘作为阴影出现在亮的背景上。选择不同的发射线, 沿着视线方向可以直接研究盘的完整光深。Throop 等人^[34]发现盘影在 $H\alpha$ (656 nm) 和 $Pa\alpha$ (1870 nm) 线处相等, 由此可得尘埃的不透明度在这个波长是灰色并且颗粒应该大于 $5 \mu\text{m}$ 。但是尘埃的不透明度不是决定这一观测结果的唯一参数, 尘埃面密度的径向轮廓也非常重要。如果盘有明显的外边界, 小颗粒依然可以导致盘在 1870 nm 是光学厚的。Shuping 等人^[35]使用地基的自适应光学望远镜 Keck 将上述方法拓展至 $4.05 \mu\text{m}$ 的 $Br\alpha$ 线, 他们在这一波长发现一个较小的盘, 这说明颗粒应该大于 $1.9 \mu\text{m}$, 小于 $4 \mu\text{m}$ 。但是, 由于问题的复杂性, 即使给定背景亮度和点扩散函数 (Point Spread Function), 这个结果可能依然无定论。

3 理论模型

尘埃聚合体的生长是原行星盘中尘埃与气体复杂相互作用的结果。尘埃之间的相对速度及其在盘中的空间分布是尘埃生长的两个决定因素。相对速度决定了尘埃的碰撞率以及碰撞结果。当粒子相对速度小于 $1 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ 时, 尘埃碰撞会导致吸附生长^[36]; 而高速碰撞则会导致尘埃聚合体的瓦解, 瓦解后的小颗粒则成为盘中小颗粒的一个再补给方式^[37, 38]。

Weidenschilling^[6]给出了尘埃颗粒同气体作用的阻尼力形式。一个半径为 a 的球形粒子, 相对气体的运动速度为 v , 则空气动力学阻尼力为

$$F_D = -\frac{1}{2}C_D \cdot \pi a^2 \cdot \rho_{\text{gas}} v^2, \quad (1)$$

其中 C_D 为阻尼系数, ρ_{gas} 是盘中气体密度。阻尼系数的形式依赖于颗粒的尺寸与盘中的气体分子的平均自由程。对于较大的粒子, 动力学拖曳 (阻) 力 Stokes drag 占主导, 定义雷诺数 (Reynolds Number)

$$Re = \frac{2a\rho_{\text{gas}}v}{\nu}, \quad (2)$$

这里 ν 是气体的微观粘滞系数, 阻尼系数写为分段函数:

$$C_D = \begin{cases} 24Re^{-1} & Re < 1 \\ 24Re^{-0.6} & 1 < Re < 800 \\ 0.44 & Re > 800 \end{cases}. \quad (3)$$

对于小粒子 (厘米级或更小) $a < (9/4)\lambda$ (λ 为气体分子平均自由程), Epstein drag 占主导, 阻尼系数为:

$$C_D = \frac{8\bar{v}}{3v}, \quad (4)$$

这里 $\bar{v} = (8/\pi)^{1/2}c_s$ 为气体平均热运动速度, 其中 c_s 为声速。

停止时间为:

$$t_s = \frac{mv}{F_D}. \quad (5)$$

对于 Stokes drag, 其停止时间:

$$t_s = \begin{cases} \frac{2\rho a^2}{9\nu} & R_e < 1 \\ \frac{2^{0.6}\rho a^{1.6}}{9\nu^{0.6}\rho_{\text{gas}}^{0.4}v^{0.4}} & 1 < R_e < 800 \\ \frac{6\rho a}{\rho_{\text{gas}}v} & R_e > 800 \end{cases}. \quad (6)$$

对于 Epstein drag, 其停止时间为:

$$t_s = \frac{\rho}{\rho_{\text{gas}}}\frac{a}{\bar{v}} = \frac{3}{4\bar{v}\rho_{\text{gas}}}\frac{m}{\sigma}, \quad (7)$$

其中 m 和 σ 分别为尘埃质量和碰撞截面。质面比不仅仅依赖于质量, 也依赖其结构。对于相对紧密的聚合物, 质面比一般都大于多孔的颗粒。因此, 尘埃以何种方式聚合强烈地影响聚合体的质面比。相反, 质面比将确定哪种相对速度主导了聚合过程。图 2 展示了典型的相对速度与尘埃尺寸的关系。不同的物理过程产生不同的相对速度。

3.1 布朗运动和湍动生长

对于最小的尘埃颗粒 ($0.01 \sim 0.1 \mu\text{m}$), 其停止时间小于气体在盘中的运动时标, 因此尘埃几乎完全同气体耦合。这意味着除盘表面的极薄一层外, 尘埃颗粒同气体充分混合, 它们可以随着气体的运动而遍布整个盘。对于这样的粒子, 它们的生长主要是由于布朗运动导致的低速碰撞 (约 $\text{cm}\cdot\text{s}^{-1}$ 量级)。因为最小的尘埃具有最大的布朗运动速度, 它们将最先开始聚集, 由此产生的聚合物是一些分维 (Fractal Dimension) 小于 2 的开放结构^[40, 41], 因此它们的停止时间与独立的尘埃颗粒非常相似。尘埃粒子要进入下一步的生长阶段, 需要持续生长, 直到其面质比达到临界点。

当尘埃颗粒的面质比相对较小时 (停止时间等于或大于涡流翻转时间), 尘埃颗粒开始从湍动涡流中退耦^[42]。由于不同的尘埃颗粒与不同的涡流耦合, 而碰撞优先在不同摩擦时标的粒子之间产生, 这将导致尘埃颗粒之间的速度弥散, 从而提高相对较大或紧密的粒子与小粒子发生碰撞的概率。通过这一过程可能会产生较紧密的粒子, 并且其分维接近 3。这是因为小粒子可能会穿过较大且松散的粒子聚合物表面, 填充内部的孔隙, 使聚合体的密度达到一个恒定值。

湍动混合与颗粒生长至米级或更大也直接相关。在这一尺寸范围, 随机速度将超过 $1 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, 接近 $10 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ 。而理论和实验都指出, 在这一相对速度范围内, 碰撞将导致聚合物

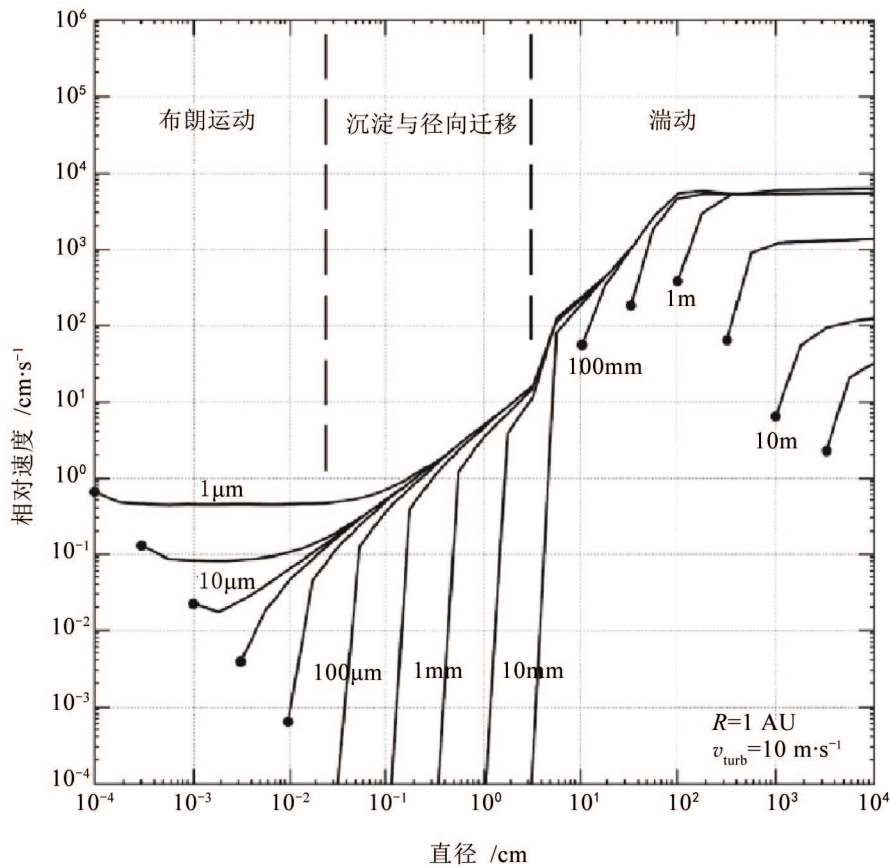


图 2 不同尺寸的紧密球形颗粒在布朗运动、沉淀与径向迁移及湍动作用下产生的相对速度^[39]

的碎裂, 而不是生长^[37, 38, 43]。如果较小的个体撞击较大的个体(米级或更大), 碰撞将腐蚀较大个体, 而不是使较大个体质量增加。这就是所谓的 Meter-size Barrier, 即在米级尺寸存在一个生长瓶颈。但是一些实验室和数值模拟的结果显示, 突破这一生长瓶颈是可能的^[44]。

湍动的非线性效应也会影响固体颗粒的分布。反气旋涡旋在中平面上俘获米级颗粒, 这些涡旋会聚集并最终导致引力不稳定^[45]。湍动涡流与涡旋相似, 在一个相对窄的尺度范围内俘获颗粒。这意味着, 如果局部存在一个快速生长机制, 最终形成的个体将由相似尺寸的颗粒组成。Cuzzi 等人^[46] 利用这一机制解释了在球粒状陨星中发现的尺寸选择聚集现象。

3.2 尘埃沉淀及尘埃子层的形成

考虑一薄气体盘, 垂直方向等温, 面密度为 Σ , 标高 $h = \sqrt{2}c_s/\Omega_K$, 其中 Ω_K 为开普勒角速度。因此在垂直方向 z 的气体密度分布为^[47]

$$\rho_{\text{gas}}(z) = \frac{\Sigma}{h\sqrt{\pi}} e^{-z^2/h^2}. \quad (8)$$

忽略湍动并假设盘内没有对流等活动, 这时, 导致尘埃颗粒沉淀的主要因素为引力的垂直分

量和气体阻尼, 分别为:

$$|F_{\text{grav}}| = m\Omega_K^2 z, \quad (9)$$

$$|F_D| = \frac{4}{3}\pi a^2 \bar{v} \rho_{\text{gas}} v. \quad (10)$$

令上两式相等, 得到沉淀速度为

$$v_{\text{settle}} = \frac{\Omega_K^2}{\bar{v}} \frac{\rho}{\rho_{\text{gas}}} az, \quad (11)$$

其中 ρ 为尘埃颗粒的体密度。将式 (8) 带入式 (11), 得到沉淀时标为

$$t_{\text{settle}} = \frac{z}{|v_{\text{settle}}|} = \frac{2}{\pi \Omega_K \rho a} \Sigma e^{-z^2/h^2}. \quad (12)$$

由上式可以看出, 随着尘埃聚集体生长的较大且较紧密, 其向中平面的沉淀速度会增加。在距中心恒星 1 AU, 面密度为 $1000 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-2}$ 的盘中, 对于 $0.1 \mu\text{m}$ 的紧密粒子, 其沉淀至中平面需要 10^7 a ; 而对于 1 mm 的粒子, 只需要 1000 a 。即使孔隙度为 99% 的较大粒子, 其沉淀时间 10^5 a 依然比小尘埃快很多。因此大粒子的沉淀将逐渐加快, 并且由于速度差, 在与小粒子碰撞中清扫较小粒子。如果清除和被清除的粒子尺寸相差较大, 沉淀过程将产生非分形紧密粒子。尘埃粒子在向中平面沉淀的过程中, 将生长成毫米至厘米级的紧密粒子^[48]。湍动会延缓这一过程, 使尘埃颗粒在盘中混合, 并再次沉淀。

基于湍动混合的强度, 尘埃在盘中的平衡分布会产生薄的尘埃子盘, 其厚度为尘埃面质比的函数。Dubrulle 等人^[49] 得出尘埃子盘厚度的分析解。如果在子盘中尘埃质量密度超过气体质量密度, 尘埃将主导中平面的动力学特性。这一效应将会减小尘埃所受到的阻力, 减小尘埃的径向漂移^[50] 以及颗粒间的相对速度。

3.3 尘埃粒子迁移

尘埃颗粒和较大个体的径向迁移也是一个重要的过程。尘埃颗粒作为流体没有压力, 当忽略气体时, 它们做开普勒轨道运动。但是盘中的气体则存在压力, 其压力梯度指向盘的外侧。同时, 气体也在以亚开普勒速度移动, 因此固体颗粒在盘中以开普勒速度运动时, 处于迎风状态, 这将导致颗粒减速和径向迁移^[6]。这一效应对米级个体的影响最强烈, 其停止时间与轨道周期相似。更大的物体 (约 km 量级) 由于完全与气体退耦, 因此不受影响。

径向迁移会导致盘中尘埃的再分布, 消耗外侧盘中的物质来补充内侧盘^[51]。

在盘中某些物质 (冰、硅酸盐、碳质颗粒) 蒸发的地点, 蒸发和向外的混合可能导致局部尘埃和蒸汽面密度的增加^[52, 53]。颗粒的径向迁移对颗粒的生长起到重要的约束作用。米级的物质迁移速度很快, 从 1 AU 掉落至中心恒星, 只需要 100 a 。因此, 这个阶段的尘埃生长或者非常快, 或者存在其他的机制来降低迁移速度。

在原行星盘中, 复杂的机制控制着不同尺寸的尘埃粒子流。Urpin^[54] 首次提出吸积盘中的子午线流, 当中平面附近的气体向外流时, 在盘的表面, 气体将会非常明显地向内流动。这时中平面里的尘埃还没聚集足够的质量主导中平面动力学特性, 位于中平面附近的粒子会被

气体外流向外拖。湍动混合依然会在垂直方向和径向转移尘埃^[52]。Johansen 和 Klahr 指出, 在磁致湍动盘中, 这一混合强度约等于角动量转移尘埃的强度, 在径向混合强度比角动量转移强度大 50%, 垂直方向小 30%^[55]。

气体与尘埃的径向迁移对尘埃颗粒的化学和矿物学组成有重要影响。星际尘埃中的原始硅酸盐尘埃颗粒都是非晶体。除了盘最内侧的部分, 其他区域的硅酸盐颗粒温度都非常低, 不至于使其退火, 转变成晶体^[56]。但是在最内侧的颗粒, 可以达到退火温度, 从非晶体转变为晶体, 并扩散至外侧盘^[52, 57-61]。并且像富钙铝包体 (Calcium-Aluminium-rich Inclusions, CAIs) 更可能是在内侧盘形成并迁移至外侧^[61]。形成星子和彗星的尘埃将会包含那些不是在原地形成的晶体硅酸盐颗粒, 这可以对比陨星中的 CAIs^[61]。对彗星尘埃的红外观测发现, 其中大部分尘埃是晶体硅酸盐^[62]。此外, 晶体颗粒在原行星盘中的分布随着距中心恒星的距离增加而减小, 至少在 Herbig Ae/Be 星周围的盘是这样^[16]。这些观测都支持径向迁移, 但是哪种机制 (湍动混合、子午线流或表面外流) 导致迁移还需要进一步研究。

近年来, 对上述不同影响因素综合考虑下的实验及数值模拟不断展开。Zsom 等人^[63, 64]使用蒙特卡罗方法, 考虑布朗运动、径向迁移和湍动对尘埃之间相对速度的贡献, 模拟尘埃聚合体在 1 AU 处的中平面中的生长, 结果显示, 尘埃聚合体的演化过程并不像之前假设的那样沿着聚合 - 分裂 - 再聚合循环进行, 尘埃颗粒很难生长至分裂所要求的大小, 尘埃颗粒的质量上限约为 1 g (球粒尺寸)。但是由于湍动的聚集作用, 这一尺寸的尘埃聚合体会被聚集, 从而形成更大的聚合体, 乃至是星子。

3.4 尘埃层的引力不稳定性

尘埃沉淀和径向迁移对讨论尘埃子层达到引力不稳定非常重要。垂直沉淀和径向迁移导致尘埃子盘密度在局部超过气体密度, 且这个尘埃子盘变得足够薄, 才能达到引力不稳定条件, 导致分裂为碎片, 最终通过碰撞和塌缩形成星子^[65]。Weidenschilling 则认为尘埃层之间的剪切很少导致湍动, 并且气体足够喷出尘埃层, 有效地抑制了引力不稳定性^[6, 66]。但是, Youdin 和 Shu 认为, 只要尘埃 - 气体质量比大于 1/100, 引力不稳定依然会产生。尘埃 - 气体分离会导致尘埃 - 气体质量比的增加; 而径向迁移也会导致外侧盘中的尘埃补充内侧, 使内侧盘中的尘埃 - 气体质量比增加^[51], 但是这要求相对小的颗粒在长距离的迁移中没有生长。

4 实验与数值模拟

4.1 尘埃云中两体碰撞与尘埃聚合体的生长

两个粒子的碰撞, 根据不同的情况, 会产生许多不同的结果。如果碰撞的动能不够大而表面力足够束缚粒子, 那么粒子碰撞后可能吸附在一起。两个粒子聚合体的碰撞也会吸附, 但是考虑简单的反弹, 聚合体的结构会产生相应的变化。在高速碰撞中, 粒子和粒子聚合体碰撞会反弹, 甚至粉碎。在一些情况下, 还存在质量转移 (如图 3 所示)。对于更高能量的碰撞, 存在物质的相变, 这种碰撞在早期的盘中并不会发生, 因此不考虑; 但是这样的高能碰

撞在原行星形成的过程中会发生。基于上述简单描述,只考虑从普通尘埃及其聚合物到星子尺寸的个体碰撞。

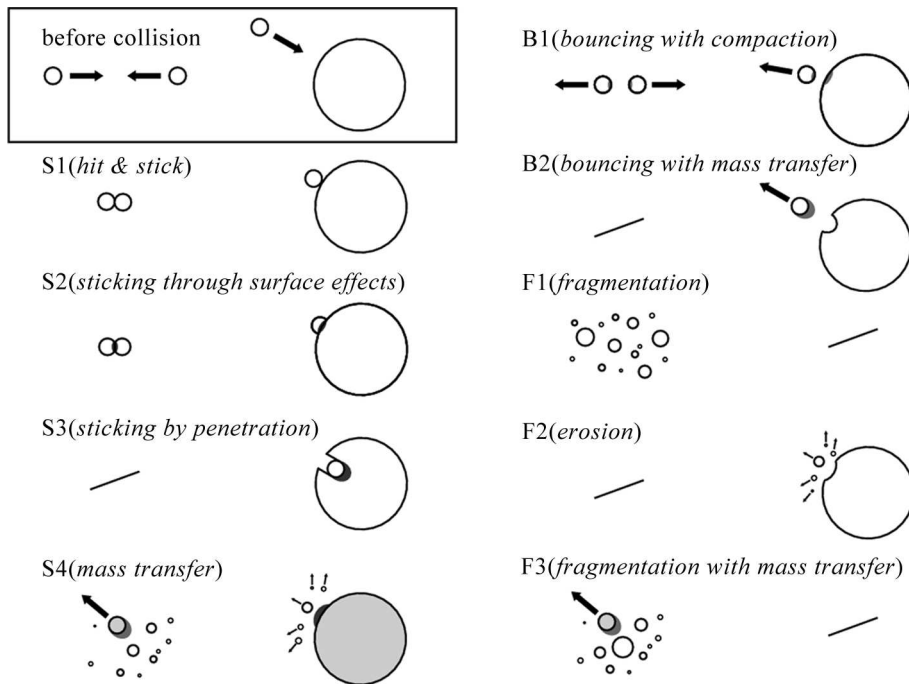


图3 碰撞试验结果分类。其中“S”代表吸附,“B”代表反弹,“F”代表碎裂^[68]。

4.1.1 低速碰撞

碰撞的结果依赖于很多因素,比如碰撞体的结构、物质成分、质量、碰撞参数和碰撞速度。在低速碰撞下,大部分粒子或粒子聚合体会吸附在一起,导致其吸附的力主要是氢键和范德瓦尔斯力。因为在不透明的原行星盘中,紫外线和宇宙射线都无法穿透,因此内部尘埃不会被电离,尘埃之间不存在电磁力。对于像水这样的极性物质,导致其吸附的力是氢键;而对于像硅酸盐这样的非极性物质则为范德瓦尔斯力。Heim 等人^[67]对 $0.5 \sim 2.5 \mu\text{m}$ 的光滑球形硅酸盐粒子研究发现,粘附力随粒子半径增大而减小,比例系数接近于 SiO_2 的表面能 (Surface Energy)。对于微米尺寸的 SiO_2 粒子,粘附力约等于 10^{-7} N 。同样尺寸的水冰粒子,其粘附力比 SiO_2 大 1 个量级^[37]。

Poppe 等人^[36]研究了粒子与平板目标之间的碰撞。粒子一般为微米级,由许多物质组成。由于尘埃的松团作用 (Deagglomeration)^[69],单一尘埃粒子的速度最大可达 $100 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ 。整个过程通过高速摄像机记录。对于规则的球形粒子和不规则粒子,最后的结果存在明显差异。对于球形 SiO_2 粒子,吸附速度存在一个明显的阈值,低于这一阈值时,粒子几乎全部都吸附,而高于这一阈值时,粒子几乎全部反弹。这一阈值速度随着粒子半径的增大而减小,对于 $1 \mu\text{m}$ 的球形 SiO_2 粒子来说,这一阈值速度为 $1 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ 。但是对于不规则粒子,从吸附到反弹,存在一个平滑的转变过程,当碰撞速度小于 $100 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ 时,有 $20\% \sim 80\%$ 的粒子可能被

吸附。

如果粒子之间的碰撞足够温和, 并且碰撞速度小于 $1 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, 粒子在接触的瞬间即粘附在一起, 通过这样的方式, 聚合物可以生长。考虑尘埃聚合物位于粒子云内, 将会得到一个近圆的粒子-团簇聚集 (Particle Cluster Aggregation, PCA)。这是因为小尘埃粒子会穿透大的聚合物表面, 进入其内部, 并填充其内部孔隙。即使这样, 形成的聚合物依然是多孔结构, 其质量为 $M = ar^3$, 其中 r 为聚合物尺寸, a 为依赖于孔隙度 P 的常数。对于体密度为 ρ 的物质, 其 $a = 4/3\pi\rho(1 - P)$, 这里 P 是孔隙体积与聚合物总体积的比值, $(1 - P)$ 被称为体积填充度。Kozasa 等人^[70]指出, 准球形的 PCA 聚合体的孔隙度为 0.85。

Blum 和 Schräpler^[71]从实验上实现了随机弹道沉积 (Random Ballistic Deposition, RBD), 即单一粒子以碰撞吸附的方式在聚合物上的沉淀。尽管沉淀是单向的, 但是其生成的聚合物形状结构与 PCA 类似。实验中, $0.75 \mu\text{m}$ 的球形 SiO_2 粒子被分散在稀薄的气流中, 然后以 $1 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ 的速度沉淀在透气的基底上。在这一速度下, 粒子可以在第一次接触时就被吸附, 最终形成的聚合物半径 25 mm, 厚度达到 10 mm (如图 4)。当粒子不是等大小时, 孔隙度会改变。对于 $1 \sim 2 \mu\text{m}$ 的菱形尘埃颗粒, 其生成的聚合物孔隙度为 0.9, 由 $0.1 \sim 5 \mu\text{m}$ 的不规则 SiO_2 粒子形成的聚合物, 其孔隙度达到 0.93。

粒子云中的聚合物生长, 要求单一粒子的存在, 并且聚合物不能太多, 同时粒子与聚合物之间的碰撞频率较高。而其中的聚合物之间的碰撞生长机制与粒子-聚合物碰撞生长不同, 这种生长模型一般假设碰撞发生在两个尺寸相似的聚合物之间。这被称为团簇聚集 (Cluster Cluster Aggregation, CCA), 假设由 i 个颗粒组成的聚合物, 数密度为 n_i , 其聚合方程为^[72]:

$$\frac{dn_i}{dt} = -n_i \sum_{j=1}^{\infty} K(i, j)n_j + \frac{1}{2} \sum_{j=1}^{i-1} K(i-j, j)n_{i-j}n_j, \quad (13)$$

等式右边第一项为碰撞导致的损失, 第二项为聚合体的形成; 其中碰撞核函数 $K(i, j) = \beta(i, j)v(i, j)\sigma(i, j)$, β 为吸附系数, v 为碰撞速度, σ 为碰撞截面。数值模拟和实验表明, CCA 的质量一般不再依赖其体积, 而是满足幂律形式^[73]

$$M = cr^{d_f}, \quad (14)$$

这里 d_f 是给定生长过程的分维特征, c 为比例常数。Wada 等人^[74-76]使用分子动力学模拟, 对 CCA 在低速下的碰撞进行了研究, 他们得到的结果与实验得到的结果基本吻合。但

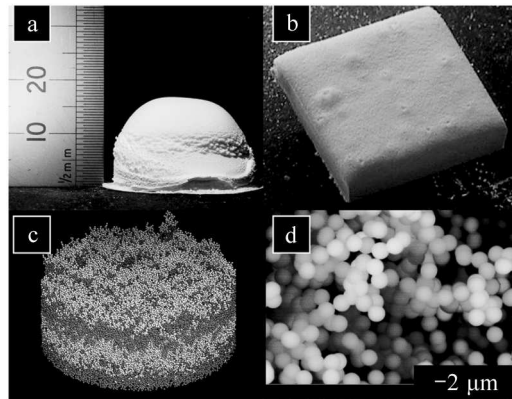


图 4 由 RBD 产生的尘埃聚合体。其中 a, b 和 d 是显微镜下实验产生的聚合体图像, 其孔隙度为 0.85; c 为蒙特卡洛模拟得到的相似结果^[71]。

是, Wada^[74] 的二维模拟结果显示, 随着组成聚合体的颗粒数增多, 聚合体碎裂的可能减小。

如 3.1 中所述, 尘埃在 (亚) 微米尺寸时, 其碰撞由布朗运动导致, 碰撞速度为^[77]

$$v_{\text{Br}} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}, \quad (15)$$

其中 k 为玻尔兹曼常数, T 为气体温度, $m = m_i m_j / (m_i + m_j)$ 为约化质量。对于微米级的粒子, 周围气体温度 $T = 300 \text{ K}$ 时, v_{Br} 一般为几 $\text{mm} \cdot \text{s}^{-1}$ 。要在实验室中观察稀薄气体中的布朗运动和聚集现象是不可能的, 因为地球引力导致的沉淀速度远大于尘埃颗粒的布朗运动速度, 但是在太空中的微引力环境下是可以实现的。Blum 等人^[78, 79] 利用宇宙尘埃聚集实验 (Cosmic Dust Aggregation experiment, CODAG) 完成两次实验。这两次实验分别使用 $0.95 \mu\text{m}$ 和 $0.50 \mu\text{m}$ 的等尺寸 SiO_2 粒子, 这些粒子被置于稀薄的气体中。在实验开始几个碰撞时标之后, 观测到链式分维聚合体 (如图 5) 和准单分散 (Quasi-monodisperse) 质量分布的形成^[38, 80]。这里, 碰撞时标为

$$\tau_{\text{coll}} = \frac{1}{n\sigma v_{\text{Br}}}, \quad (16)$$

n 为粒子数密度, σ 为碰撞截面。对于 $n = 10^{12} \text{ m}^{-3}$, $\sigma = 3 \times 10^{-12} \text{ m}^2$ 的情况, 碰撞时标为分钟量级。聚合体平均质量随时间变化的幂律形式为

$$m \propto t^\delta, \quad (17)$$

其中 $\delta \approx 2$ ^[80]。Kempf 等人^[41] 利用数值模拟研究了相似的过程, 得到了相似的生长率和质量分布, 但是聚合体的分维比蒙特卡洛模拟得到的小很多, 这是因为在 Kempf 的数值模拟中没有考虑聚合体的布朗旋转的影响。对于原行星盘中的聚合体生长, 实验的结果指出, 在几年到 10 年的时间中, 聚合体由几十至上百个独立颗粒组成^[71]。随着聚合体质量的增加碰撞速度下降, 其他导致碰撞的力逐渐替代布朗运动, 成为主导。

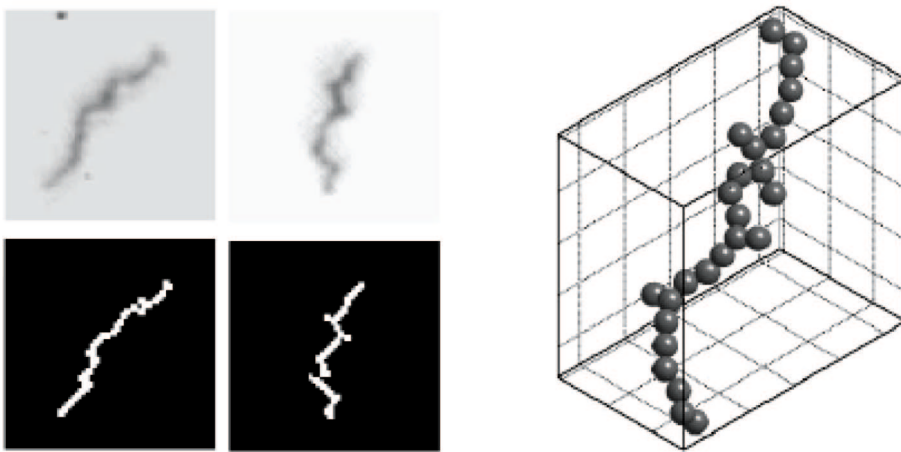


图 5 CODAG 中三维聚合体生长, 左边为直接拍摄的图像, 右边为还原至三维下的链状结构^[40]。

由公式 (11) 可得, 毫米级的尘埃粒子在 1 AU, 高度 $z = h$ 的位置, 其沉淀速度为 $1 \text{ mm}\cdot\text{s}^{-1}$, 这一速度约为碰撞速度的 10 倍。Wurm 和 Blum^[81] 对半径为 $0.95 \mu\text{m}$ 的 SiO_2 粒子组成的聚合体在沉淀速度为 $1 \sim 10 \text{ mm}\cdot\text{s}^{-1}$ 下的碰撞研究发现, 这些聚合体会由于碰撞吸附形成更大的聚合体。沉淀过程中, 聚合体会排成一线, 并且长轴与沉淀方向平行, 这会导致碰撞截面减小, 沉淀速度稍微加快。

湍动生长也是一个重要部分, 其生成的聚合体分维 $d_f = 1.9$, 这与理想的 CCA 分维值非常接近^[82]。湍动生长过程中, 聚合体之间的碰撞速度一般都大于 $7 \text{ cm}\cdot\text{s}^{-1}$, 且聚合体尺寸随时间的演化同式 (13) 计算的结果吻合^[81]。

4.1.2 高速碰撞

与上述的低速碰撞不同, 在高速碰撞下, 聚合体碰撞后会变形、损失质量甚至完全瓦解。Blum 和 Wurm^[38] 研究了分形尘埃聚合与平坦目标之间的碰撞, 碰撞速度从几 $\text{cm}\cdot\text{s}^{-1}$ 到 $30 \text{ cm}\cdot\text{s}^{-1}$ 。在低速状态下的结果如上一节所述, 而高速状态下, 聚合体从轻微形变到完全压紧至目标表面。当速度大于 $2 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ 时, 目标表面不再有尘埃层生长, 聚合体在碰撞之后也完全瓦解。如果使用 Heim^[67] 和 Poppe^[36] 中的滚动摩擦能和碎裂能, 则实验结果可以与 Dominik 和 Tielens^[37] 的数值模拟结果很好地吻合。表 1 列举了 4 种不同情况, 分别是刚出现变形、最大压缩、损失单粒子和瓦解。实验表明, 速度阈值同尘埃颗粒的尺寸相关, 如果

表 1 不同碰撞能量下的 CCA 碰撞^[38]

序号	能量	实验速度 ($\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$)	理论速度 (新数据) ⁽¹⁾	理论速度 (旧数据) ⁽²⁾
1	$E_{\text{im}}^{(3)} \simeq 5 \cdot E_{\text{roll}}^{(4)}$	$0.20_{-0.05}^{+0.07}$	0.20 ± 0.04	0.047
2	$E_{\text{im}} \simeq 1 \cdot n_k \cdot E_{\text{roll}}$	$0.65_{-0.10}^{+0.15}$	0.69 ± 0.12	0.16
3	$E_{\text{im}} \simeq 3 \cdot n_k \cdot E_{\text{br}}^{(5)}$	1.2 ± 0.2	1.0	0.14
4	$E_{\text{im}} > 10 \cdot n_k \cdot E_{\text{br}}$	1.9 ± 0.3	1.9	0.26

⁽¹⁾ $E_{\text{roll}} = 1.7 \times 10^{-15} \text{ J}$ ^[67], $E_{\text{br}} = 1.3 \times 10^{-15} \text{ J}$ ^[36]

⁽²⁾ $E_{\text{roll}} = 9.5 \times 10^{-17} \text{ J}$ ^[83], $E_{\text{br}} = 2.4 \times 10^{-17} \text{ J}$ ^[37]

⁽³⁾ 碰撞能量

⁽⁴⁾ 滚动摩擦能

⁽⁵⁾ 碎裂能

用 $0.1 \mu\text{m}$ 的粒子代替 $1 \mu\text{m}$ 的粒子, 则在几 $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ 的速度下依然可能发生碰撞吸附。但是这并不能解决更高速下碰撞不吸附的问题, 并且速度阈值不会继续随着尘埃颗粒尺寸的减小而提高。

对于更大的紧密聚合体, 上述结果不再适用。Wurm 等人^[84] 使用微米级的 SiO_2 粒子, 组成毫米至厘米级的碰撞体和厘米至分米级的目标, 目标的孔隙度为 $0.8 \sim 0.9$, 碰撞速度为 $38 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ 。碰撞体与目标碰撞之后, 在目标上形成环形山, 但是并没有观测到大量速度超过 $0.3 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ 的喷出物。另一方面, 在整个目标的表层, 观测到大量 (约 10 倍于碰撞体质量) 的低速 ($\approx 0.1 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$) 喷出物。这一速度只有碰撞速度的 0.5%。因此在其他阻力的影响下, 这些喷出物会重新落回至目标表面。也就是说, 在这样的情况下, 不存在质量的流失, 因此目标质量净增长。对于紧密目标的实验则发现一些不同的结果, 但是净增长依然是碰撞的直

接结果。上一节中所述的RBD尘埃聚合体是原星子的理想同型物, Langkowski^[85]对其碰撞进行了研究, 其使用毫米级、高孔隙度的碰撞体和2.5 cm、高孔隙度的目标, 碰撞速度为 $0.1 \sim 3 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, 碰撞角随机分布。结果显示, 对于高孔隙度的目标, 总能发生吸附, 且碰撞体部分植入目标表面; 而对于低孔隙度的目标, 中等碰撞速度, 高碰撞角会导致碰撞体反弹, 并带走部分质量。Teiser和Wurm^[86]的实验证明, 亚毫米-厘米的碰撞体与厘米-分米的目标, 在高达 $56.5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ 的碰撞速度下, 碰撞虽然会导致分裂, 但是碎块会被较大个体再吸积, 从而生长至更大。

根据RBD聚合体的压强-密度关系, 可以预测高速碰撞的结果。Blum^[71]研究了RBD聚合体在静压力下孔隙度的变化, 结果显示, 聚合体可以抵抗最高几百Pa的压强, 超过这一压强之后, 聚合体的孔隙度降低, 而这并不依赖于组成聚合体的尘埃物质成分和形状。而对于RBD聚合体张力的研究, 则利用非浸润的环氧树脂将高孔隙度的聚合体粘在两个平板玻璃之间, 平板玻璃连接着张力测量仪, 结果显示, 依赖于尘埃颗粒的物质成分、形状和尺寸分布, 聚合体的压强低至 $100 \sim 1000 \text{ Pa}$ 。通过上述实验可以得到, 当两个高孔隙度的尘埃聚合体以大于 $1 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ 的速度碰撞后, 会导致自身的压缩。依赖于尘埃颗粒的形状和尺寸分布, 尘埃聚合体在经过 1 、 10 和 $100 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ 的碰撞之后, 其孔隙度分别变为 $0.85 \sim 0.93$ 、 $0.72 \sim 0.85$ 和 $0.65 \sim 0.8$ 。

4.2 尘埃聚合体碰撞与电磁力

上述碰撞过程中, 没有考虑电场力的影响, 但是在碰撞过程中, 存在着电荷转移。Poppe等人^[87, 88]研究了微米级的尘埃颗粒与平坦目标之间碰撞导致的电荷转移, 得到转移电荷数同碰撞能之间的关系:

$$N_e = \left(\frac{E_{\text{coll}}}{10^{-15} \text{ J}} \right)^{0.83}. \quad (18)$$

在这些碰撞中, 体积较小的碰撞体优先带负电, 即使是与目标相同的物质碰撞也是如此。

这一现象如果真实发生在原星子的形成过程中, 则通过一系列有效的非吸附碰撞, 较大的个体表面可能会积累较多的正电荷, 形成一个较强的静电场, 在接下来的碰撞中俘获尘埃颗粒或聚合体。尘埃也可能在聚合前就已经带电, 但是由于原行星盘光学厚, 紫外线不能穿过, 因此需要考虑其他使尘埃颗粒带电的因素。Poppe等人^[36]提出, 中性颗粒形成聚合体之后, 由于快速碰撞, 产生带电的尘埃颗粒云。如果这样的带电颗粒存在, 会因为电磁力而快速聚集^[89, 90], 但是这样的聚合体在高速碰撞下并不稳固, 与不带电的聚合体一样, 速度大于 $1 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ 的时候, 碰撞会导致聚合体瓦解。Okuzumi等人^[91]使用数值模拟的方法研究了带电颗粒在原行星盘中的碰撞生长过程, 他们发现在弱电离的盘中, 带负电荷的尘埃颗粒会减缓尘埃聚合的过程。

当原行星盘中存在大量Fe元素时, 需要考虑磁场力的影响。由于强烈的偶极子相互作用, 铁磁体粒子之间的碰撞会更频繁, 并且优先在其边缘形成链状或者网状的聚合体。与电场力一样, 磁场力也会增加磁性粒子的凝结率。同时, 磁场的作用还可以阻止粒子由于气体阻力等因素做螺旋运动落向中央恒星, 并导致引力不稳定。Kato等人^[92]的数值模拟结果发现, 在弱电离区中非均匀激发的磁旋不稳定性和气体阻力的作用下, 米级大小的测试粒子在

超/亚开普勒流边界聚集, 最大粒子密度是初始值的 10 000 倍, 这一密度足够高, 可以导致引力不稳定性的产生, 从而形成星子。

4.3 尘埃聚合物碰撞与尘埃——气体相互作用

如上所述, 当速度大于 $10 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ 时, 几乎没有碰撞吸附, 即使选择最好的参数和环境, 碰撞也总是导致瓦解、腐蚀或者反弹。这点经常被用来反对星子的碰撞生长理论。虽然在特定的情况下, 碰撞会导致直接生长^[93], 但是高速碰撞中当碰撞目标为多孔的尘埃聚合物时, 实验显示, 喷出的尘埃颗粒速度很低^[84]。如果尘埃颗粒很小, 且速度很慢, 则碰撞发生点的气体环境影响就需要考虑, 尤其是气体以最高几十 $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ 的速度相对目标运动时, 尘埃颗粒会在气流的作用下重新落回目标表面^[94]。小尘埃聚合物在不同的气压和气流环境下碰撞目标, 回落的尘埃颗粒的轨道可以被高速摄像机记录, 并且可以根据现有的尘埃-气体相互作用模型计算。即使碰撞吸附的速度阈值为 $1 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, 在 $12 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ 的碰撞速度下, 依然能够观测到目标表面层的生长。同样条件下, 除去气体阻力, 在 $1 \sim 2 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ 的速度下, 聚合物就会瓦解。因此气体阻力是尘埃颗粒回落的重要机制。

流线的终点是影响尘埃回落的一个因素, 它处于目标表面或内部将导致不同的结果。Sekiya 和 Takeda^[95] 指出, 碰撞碎片会被气流吹至目标体附近。Wurm 等人^[94] 提出的回落过程在自由分子流区域相对有效, 在这个区域中, 尘埃颗粒小于或者等于气体分子的平均自由程。但是, 实验结果和理论都认为, 原行星盘中的原星子是多孔结构的, 其孔隙度达到 0.8, 因此在迎风方向, 气流会直接穿过其表面达到表面下一薄层, 在一些特定环境下, 回落能够发生。

5 结 语

尘埃在原行星盘中的演化是一个复杂过程, 包括气体动力学、气体与尘埃的耦合和固体颗粒相互碰撞中的吸附性质。一个完整的盘模型需要包括尘埃的聚合、碰撞、沉淀、湍动等等因素, 以及需要考虑盘的 SED, 目前的模型还只是考虑了其中部分因素。盘中尘埃的聚合对盘的动力学和热结构产生明显的影响, 而这一影响又对行星形成的数值问题提出了挑战。

尘埃聚合物的相对碰撞速度主导碰撞结果, 当碰撞速度小于 $1 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ 时, 一般会导致碰撞吸附; 而当碰撞大于 $10 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ 时, 碰撞一般都会导致反弹或者碎裂。但是, 组成碰撞体的小颗粒的物理特性也会影响最后的碰撞结果, 随着组成碰撞体的小颗粒尺寸分布范围的增大, 碰撞碎裂的速度阈值增加; 同时, 随着组成碰撞体的小颗粒的不规则度升高, 速度阈值也会增加。碰撞体的孔隙度越大, 吸收碰撞能量的能力越强, 碰撞之后碎裂的可能性就越小。较小的碰撞体碰撞孔隙度较大的平坦目标时, 随着孔隙度升高, 对碰撞能量的吸收增强, 较小碰撞体更容易陷入目标内部。电磁作用主要影响小颗粒之间的聚合率, 由于电磁作用提高了碰撞率, 因此增加了尘埃的生长速度。气体的阻尼作用, 对于碰撞结果的影响主要表现在阻止碰撞后碎片的逃逸, 即增加碰撞之后质量净增长的比率。

从布朗运动到沉淀, CCA 在最初几百年 (1 AU) 占主导地位, 这一时标随着距中心恒星

距离的增大而增加,到 100 AU,这一时标为几千年。随后的生长不再是 CCA,并且聚合体的分维接近 3。在 1 AU 处,随后的 1000 a 中,尘埃聚合体的生长很快,因此在内侧盘中很难观测到。但是在年轻盘的外侧或者低密度盘中,CCA 依然占主导地位。如果存在有效的迁移机制,内侧盘中的物质会被迁移至此。之后的生长中,较大的个体(几十厘米)会生长非常迅速,同时这些个体的碰撞分裂会补给更为紧实的小尘埃及其聚合物。这一结果会导致再次形成较大聚合物时,尘埃的尺度分布更大,对于这种情况的实验结果显示,这将更容易形成较大的聚合物。

虽然对于盘中尘埃的生长还有许多不清楚的地方,但是可以肯定的是,盘中尘埃的生长非常迅速,即使气体被中心恒星吸积的时标小于初始的生长时间,依然有大量厘米-分米级的尘埃聚合物形成并留在盘中。而且在盘中尘埃演化过程中,并不是只有生长才决定演化,尘埃及其聚合物的高速碰撞对整个演化过程也是至关重要的。

无论是实验室的实验结果还是数值模拟的结果,都不能完全解释盘中尘埃演化的过程。而且,随着今后观测技术的进一步提高,各种新的观测证据将会对现有理论提出新的挑战,也将进一步加深对盘中尘埃演化的认识。

参考文献:

- [1] Shu F H, Adams F C, Lizano S. *ARA&A*, 1987, 25: 23
- [2] Krügel E, Siebenmorgen R. *A&A*, 1994, 288: 929
- [3] Zhang N, Ji J H. *Science in China G: Physics and Astronomy*, 2009, 52: 794
- [4] Zhang N, Ji J H, Sun Z. *MNRAS*, 2010, 405: 2016
- [5] Ji J H, Jin S, Tinney C G. *ApJ*, 2011, 727: L5
- [6] Weidenschilling S J. *MNRAS*, 1977, 180: 57
- [7] Kusaka T, Nakano T, Hayashi C. *Progress of Theoretical Physics*, 1970, 44: 1580
- [8] Haisch K E, Lada E A, Lada C J. *ApJ*, 2001, 533: 153
- [9] Mamajek E E, Meyer M R, Hinz P M, et al. *ApJ*, 2004, 612: 496
- [10] Carpenter J M, Wolf S, Schreyer K, et al. *AJ*, 2005, 129: 1049
- [11] Sicilia-Aguilar A, Henning T, Dullemond C P, et al. *ApJ*, 2011, 742: 39
- [12] van Boekel R, Water L B F M, Dominik C, et al. *A&A*, 2003, 400: 21
- [13] Bouwman J, de Koter A, van den Ancker M E, et al. *A&A*, 2000, 360: 213
- [14] Meeus K, Water L B F M, Bouwman J, et al. *A&A*, 2001, 365: 476
- [15] Przygodda F, van Boekel R, Ábrahám P, et al. *A&A*, 2003, 412: 43
- [16] van Boekel R, Min M, Leinert C, et al. *Nature*, 2004, 432: 479
- [17] Men'shchikov A B, Henning T, Fischer O. *ApJ*, 1999, 519: 257
- [18] Draine B T, Lee H M. *ApJ*, 1984, 285: 89
- [19] Henning T, Michel B, Stognienko R. *Planet. Space Sci.*, 1995, 43: 1333
- [20] Beckwith S V W, Sargent A I. *ApJ*, 1991, 381: 250
- [21] Mannings V, Emerson J P. *MNRAS*, 1994, 267: 361
- [22] Koerner D W, Chandler C J, Sargent A I. *ApJ*, 1995, 452: 69
- [23] Dutrey A, Guilloteau S, Duvert G, et al. *A&A*, 1996, 309: 493
- [24] Calvet N, D'Alessio P, Hartmann L, et al. *ApJ*, 2002, 568: 1008
- [25] Testi L, Natta A, Shepherd D S, et al. *A&A*, 2003, 403: 323

-
- [26] Natta A, Testi L, Neri R, et al. *A&A*, 2004, 416: 179
- [27] Rodmann J, Henning T, Chandler C J, et al. *A&A*, 2006, 446: 211
- [28] Ricci L, Testi L, Natta A, et al. *A&A*, 2010, 521: A66
- [29] Semenov D, Henning T, Helling C, et al. *A&A*, 2003, 410: 611
- [30] Boudet N, Mutschke H, Nayral C, et al. *ApJ*, 2005, 633: 272
- [31] Miyake K, Nakagawa Y. *Icarus*, 1993, 106: 20
- [32] D'Alessio P, Calvet N, Hartmann L. *ApJ*, 2001, 553: 321
- [33] McCaughrean M J, O'Dell C R. *AJ*, 1996, 111: 1977
- [34] Throop H B, Bally J, Esposito L W, et al. *Science*, 2001, 292: 1686
- [35] Shuping R, Bally J, Morris M, et al. *ApJ*, 2003, 587: 109
- [36] Poppe T, Blum J, Henning T. *ApJ*, 2000, 533: 454
- [37] Dominik C, Tielens A. *ApJ*, 1997, 480: 647
- [38] Blum J, Wurm G. *Icarus*, 2000, 143: 138
- [39] Henning T, Dullemond C P, Wolf S. *Planet Formation: Theory, Observations, and Experiments*, Cambridge, Cambridge University Press, 2006: 112
- [40] Blum J, Wurm G, Kempf S, et al. *Physical Review Letters*, 2000, 85: 2426
- [41] Kempf S, Pfalzner S, Henning T. *Icarus*, 1999, 141: 388
- [42] Völk H J, Jones F C, Morfill G E, et al. *A&A*, 1980, 85: 316
- [43] Blum J, Münch M. *Icarus*, 1993, 106: 151
- [44] Birnstiel T, Windmark F, Dullemond C P, et al. *LPI Contributions*, 2011, 1639: 9063
- [45] Klahr H, Bodenheimer P. *ApJ*, 2006, 639: 432
- [46] Cuzzi J N, Hogan R C, Paque J M, et al. *ApJ*, 2001, 546: 496
- [47] Dullemond C P, Dominik C. *A&A*, 2004, 421: 1075
- [48] Weidenschilling S J. *Icarus*, 1980, 44: 172
- [49] Dubrulle B, Morfill G, Sterzik M. *Icarus*, 1995, 114: 237
- [50] Nakagawa Y, Sekiya M, Hayashi C. *Icarus*, 1986, 67: 375
- [51] Youdin A, Chiang E. *ApJ*, 2004, 601: 1109
- [52] Morfill G E, Völk H J. *ApJ*, 1984, 287: 371
- [53] Cuzzi J, Zahnle K. *ApJ*, 2004, 614: 490
- [54] Urpin V A. *Soviet Ast.*, 1984, 28: 50
- [55] Johansen A, Klahr H H. *ApJ*, 2005, 634: 1353
- [56] Fabian D, Jäger C, Henning T, et al. *A&A*, 2000, 364: 282
- [57] Gail H P. *A&A*, 2001, 378: 192
- [58] Wehrstedt M, Gail H P. *A&A*, 2002, 385: 181
- [59] Gail H P. *A&A*, 2002, 390: 253
- [60] Bockelée-Morvan D, Gautier D, Hersant F, et al. *A&A*, 2002, 384: 1107
- [61] Cuzzi J N, Davis S S, Dobrovolskis A R. *Icarus*, 2003, 166: 385
- [62] Wooden D H, Harker D E, Woodward, C E, et al. *ApJ*, 1999, 517: 1034
- [63] Zsom A, Ormel C W, Güttler C, et al. *A&A*, 2010, 513: A57
- [64] Zsom A, Ormel C W, Dullemond C P, et al. *A&A*, 2010, 534: A73
- [65] Goldreich P, Ward W R. *ApJ*, 1973, 183: 1051
- [66] Cuzzi J N, Dobrovolskis A R, Champney J M. *Icarus*, 1993, 106: 102
- [67] Heim L, Blum J, Preuss M, et al. *Physical Review Letters*, 1999, 83: 3328
- [68] Güttler C, Blum J, Zsom A, et al. *A&A*, 2010, 513: A56
- [69] Poppe T, Blum J, Henning T. *Review of Scientific Instruments*, 1997, 68: 2529
- [70] Kozasa T, Blum J, Mukai T. *A&A*, 1992, 263: 423
- [71] Blum J, Schräpl R. *Physical Review Letters*, 2004, 93: 115503
- [72] Smoluchowski M. *Zeitschrift für Physik*, 1916, 17: 557
- [73] Blum J. *Advances in Physics*, 2006, 55: 881

- [74] Wada K, Tanaka H, Suyama T, et al. *ApJ*, 2007, 661: 320
- [75] Wada K, Tanaka H, Suyama T, et al. *ApJ*, 2008, 677: 1296
- [76] Wada K, Tanaka H, Suyama T, et al. *ApJ*, 2009, 702: 1490
- [77] Blum J, Wurm G, Kempf S, et al. *Icarus*, 1996, 124: 441
- [78] Blum J, Wurm G, Poppe T, et al. *Measurement Science and Technology*, 1999, 10: 836
- [79] Blum J, Wurm G, Poppe T. *Advances in Space Research*, 1999, 23: 1267
- [80] Krause M, Blum J. *Physical Review Letters*, 2004, 93: 021103
- [81] Wurm G, Blum J. *Icarus*, 1998, 132: 125
- [82] Meakin P. *Reviews of Geophysics*, 1991, 29: 317
- [83] Dominik C, Tielens A. *Philosophical Magazine, Part A*, 1995, 72: 783
- [84] Wurm G, Paraskov G, Krauss O. *Phys. Rev. E*, 2005, 71: 021304
- [85] Langkowski D, Teiser J, Blum J. *ApJ*, 2008, 675: 764
- [86] Teiser J, Wurm G. 2009, *MNRAS*, 393: 1584
- [87] Poppe T, Blum J, Henning T. *ApJ*, 2000, 533: 472
- [88] Poppe T, Schr apler R. *A&A*, 2005, 438: 1
- [89] Love S G, Pettit D R. *Lunar and Planetary Institute Science Conference Abstracts*, 2004, 35: 1119
- [90] Ivlev A V, Morfill G E, Konopka U. *Physical Review Letters*, 2002, 89: 195502
- [91] Okuzumi S, Tanaka H, Takeuchi T, et al. *ApJ*, 2011, 731: 95
- [92] Kato M T, Fujimoto M, Ida S. *ApJ*, 2010, 714:1155
- [93] Wurm G, Blum J, Krauss O. *Icarus*, 2005, 178: 253
- [94] Wurm G, Blum J, Colwell J E. *Icarus*, 2001, 151: 318
- [95] Sekiya M, Takeda H. *Earth, Planets, and Space*, 2003, 55: 263

Grain growth in protoplanetary disks

LU Tao^{1,2}, JI Jiang-hui¹

(1. Purple Mountain Observatory, Chinese Academy of Sciences, Nanjing 210008, China; 2. Graduate University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

Abstract: In star-formation theory, a flat, rotating disk always formed after star formation in the molecular cores which own initial angular momentum. It is so-called protoplanetary disk, which consists of gas and dust. The mass ratio of gas to dust is 100 : 1. Gas may be accreted onto the central star, or dissipated through photoevaporation, radiation pressure and in/outflow. Portion of dust is dissipated or accreted because it is coupled strongly with gas, and others will further grow from interstellar dust (sub- μm) to planetesimal (10 km) or planet finally. Dust growth can be confirmed by observation features, e.g., statistical investigations of presence of dust emission as a function of age, Si-O stretching vibrations in silicates around 10 μm and the analysis of the size and optical depth structure of silhouette disks. In growth process, the key issue is collision adhesion. There are various mechanisms that lead to collision, so collision velocities may distribute in a broad range. However, dust growth is not synchronized. The timescales of growth differ in the various locations in the

disk. At the same time, the exchange of material still occurs in the disk for inflow/outflow, sedimentation, etc. Hence, the collision process will be quite complex and the outcomes may be diverse. These results dominate the growth process of dust. In this sense, dust growth may directly have influence on the properties of protoplanetary disk and planetary formation. Therefore, the study can not only improve the understanding of characteristics of a protoplanetary disk, but also reveal the scenario of material evolution at the early stage of planetary formation, by investigating the process of dust growth in the protoplanetary disk.

Key words: protoplanetary disk; dust growth; experiments; simulation