



评述

星际介质中的纳米尘埃

刘佳明^①, 姜碧涛^{①*}, 李爱根^②^① 北京师范大学天文系, 北京 100875;^② 密苏里大学物理与天文学系, 哥伦比亚 65211, 美国

*联系人, E-mail: bjiang@bnu.edu.cn

收稿日期: 2012-05-05; 接受日期: 2012-05-28; 网络出版日期: 2012-08-21

国家自然科学基金资助项目(批准号: 11173019)

摘要 星际尘埃, 作为一种在宇宙中普遍存在的重要成分, 在天文学研究中起着重要的作用. 星际介质中的尘埃其尺寸分布涵盖从几个埃到几个亚微米的范围. 对于有这样大的尺寸差异的星际尘埃, 尘埃的热辐射机制差别很大. 较大的尘埃颗粒, 有比较大的吸收和发射截面, 因而其吸收光子的速率和发射的速率也比较大, 可以从吸收和发射能量的平衡来得出热平衡温度, 并用热平衡温度和黑体辐射来计算其光谱. 对于大小为纳米尺度或者更小的尘埃, 由于其很小的尺寸, 这类尘埃的热容量非常小. 当这种尘埃吸收一个与其热容量相当或者更大能量光子的时候, 尘埃就会经历一个非常明显的温度涨落: 尘埃吸收一个紫外光子瞬间, 其温度迅速上升, 到达顶点后, 由于尚没有外来能量的影响(因吸收截面小, 吸收光子几率也非常小), 尘埃开始通过热辐射降温, 直到吸收另一个光子开始新的循环, 这就是单光子加热模型(Single-Photon Heating Model). 显然, 热平衡和单光子加热是两个明显不同的过程. 对于单光子加热, 由于尘埃颗粒的温度涨落作用, 尘埃不会处于一个稳定的平衡温度状态, 因而不能用单一温度来描述其热辐射, 必须计算出尘埃在温度涨落过程中的温度分布函数, 然后计算其辐射谱. 本文主要介绍纳米颗粒在星际空间中的存在证据, 单光子加热模型, 以及处于温度涨落中纳米颗粒的辐射特征.

关键词 纳米尘埃, 单光子加热, 温度涨落, 温度分布函数

PACS: 98.38.Cp, 98.38.Am, 98.38.Bn, 82.60.Qr

doi: 10.1360/132012-434

从 20 世纪 30 年代到 70 年代末的相当长的时间内, 我们对星际尘埃的了解主要是通过其对星光的消光和红化得出的. 另外, 尘埃的偏振作用(非球形尘埃的规律性排列使得尘埃对某个偏振方向光消光较大, 从而表现出对光线的偏振效用)也增进了我们对尘埃的了解. 消光和偏振是对光子能量的吸收, 红

化是对不同波长光子的选择性吸收. 尘埃的热能量可以通过尘埃的光吸收、光辐射或者与气体粒子的碰撞而改变. 在弥漫星云处, 大量光子的存在使得尘埃的加热主要通过光子的吸收获得; 而致密星云附近, 尘埃的加热则是由与粒子的碰撞主导的^[1].

研究表明, 星际尘埃在可见光附近的消光是由

引用格式: 刘佳明, 姜碧涛, 李爱根. 星际介质中的纳米尘埃. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2012, 42: 877-888

Liu J M, Jiang B W, Li A G. Nano-grains in the interstellar medium (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2012, 42: 877-888, doi: 10.1360/132012-434

半径 $a \geq 0.03 \mu\text{m}$ 的尘埃主导的, 这类尘埃通常被称为“经典尘埃”. 这些亚微米尺度的尘埃, 具有较大的热容量, 单个光子的吸收和辐射并不会明显的改变尘埃的内能, 所以其温度的变化也不明显, 因而尘埃是在一个稳定的温度上(平衡温度)不断的吸收和辐射光子, 也就是说, 在该平衡温度下, 尘埃在单位时间内发射出的能量等于其吸收的能量, 因此, 可以利用辐射平衡方程得出这个平衡温度.

星际空间中还存在极小尺寸的尘埃(Ultrasmall Grains), 也可以说是比较大的分子团簇^[2]. 对于这种尘埃, 量子效应就很重要了. 这种颗粒的大小一般在纳米量级甚至更小, 因为其热容量通常也较小, 所以这种尘埃的温度并不是恒定的, 而是随时涨落. 星际物理中所指的纳米尘埃, 就是指半径小于 $10\text{--}20 \text{ nm}$, 被随机吸收的光子加热(Stochastically Heated), 并且在近红外和中红外辐射主要能量的星际尘粒. 这种尘埃的转动惯量很小, 因此在星际空间会高速旋转, 从而在微波波段也会产生显著辐射.

早在 1956 年, Platt^[3]就提出了半径小于 1 nm 的尘埃颗粒可以在星际空间通过气体分子的随机生长形成. 如今, 纳米天体物理学已成为一个快速发展的新兴学科. 值得指出的是, 在星际介质领域, 人们交叉使用多个相关词汇, 如“极小尘粒(Very Small Grains)”, “超细尘粒(Ultrasmall Grains)”, “纳米尘粒(Nano Dust)”, “极大分子(Very Large Molecules)”, “大分子(Macromolecules)”等等. 这些名词如何精确界定, 尚没有共识. 我们遵循普林斯顿学派的约定: 这些都是同义词, 都由其物理本质界定: 在星际空间, 它们都受单光子加热, 都经受温度涨落.

1 纳米颗粒的存在证据

自 20 世纪 80 年代开始出现的太空红外望远镜, 为我们提供了一个观测尘埃红外辐射的途径. 这些观测证实了受单光子随机加热的纳米尘埃颗粒的存在证据——纳米尘埃的热辐射(1.2 节), 其他的一些观测证据也表明了纳米尘埃的存在: 远紫外星际消光(1.1 节); 转动激发态纳米尘埃的微波辐射(1.3 节); 纳米尘埃颗粒的光致发光(1.4 节); 由星际气体的光电子加热提供的间接证据(1.5 节); 以及在原生陨石中发现的早于太阳形成就存在的纳米颗粒(1.6 节).

1.1 纳米尘埃的星际消光

星际介质中的固体小颗粒对星光的吸收和散射使得星光变暗的现象, 称为星际消光. 图 1 所示为银河系的消光曲线, 其中纵轴为波长 λ 处的消光与 V 波段消光的比值 A_λ/A_V , 横轴为波数 λ^{-1} . 如今银河系不同方向上波长在 $0.1 \mu\text{m} \leq \lambda \leq 20 \mu\text{m}$ 范围内的消光曲线已经测定. 尽管在不同方向上的消光曲线并不相同, 但它们在整体上是相似的(图 1). 银河系的消光曲线表明, 从近红外到近紫外, 消光随波数 λ^{-1} 几乎是线性上升的, 并且在 $4.6 \mu\text{m}^{-1}$ (2175 \AA)处有一个明显的消光鼓包, 其后直到远紫外($\lambda^{-1}=10 \mu\text{m}^{-1}$)急剧上升. 在波长 $0.125\text{--}3.5 \mu\text{m}$, 消光曲线可以用只包含一个自由参量——红化率 R_V 的解析式来表征^[4]. 银河系弥漫星际介质的平均值是 $R_V \approx 3.1$, 不同区域的 R_V 略有不同, 并且不同区域在 2175 \AA 处的鼓包强度也明显不同^[5]. 密度小的区域 R_V 较小, 但 2175 \AA 处的鼓包比较明显, 远紫外($\lambda^{-1} > 6 \mu\text{m}^{-1}$)消光曲线上升也较快; 相反, 在密度较大区域 R_V 较大, 2175 \AA 鼓包略弱, 远紫外部分也较平坦. 尽管 2175 \AA 鼓包半个世纪前就

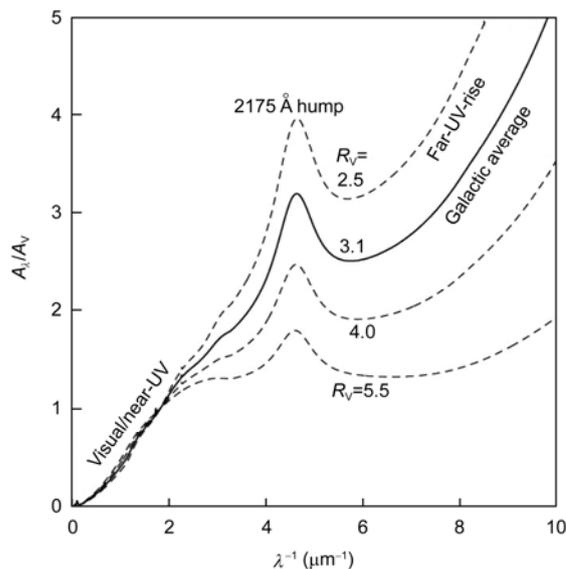


图 1 银河系的消光曲线($R_V=2.5, 3.1, 4.0, 5.5$)

银河系可见光和紫外部分的消光曲线在不同的区域是有差别的, 以红化率 R_V (Total-to-Selective Extinction Ratio) 表征, 说明不同视线方向上的尘埃具有不同的尺寸分布. 图采自文献[2]

Figure 1 Interstellar extinction curves of the Milky Way ($R_V = 2.5, 3.1, 4.0, 5.5$). There exist considerable regional variations in the galactic optical/UV extinction curves, as characterized by the total-to-selective extinction ratio R_V , indicating that dust grains on different sightlines have different size distribution. Taken from ref. [2].

已经发现^[6], 但至今仍未确定其载体. 人们曾提出的载体有石墨颗粒^[7]以及多环芳香烃或纳米碳颗粒^[8-11].

消光曲线的远紫外部分($\lambda^{-1} \geq 6 \mu\text{m}^{-1}$)一直上升到波长 $\lambda = 0.1 \mu\text{m}$ 处, 并且应该会延伸到波长更短处(受观测限制, 目前只能观测到 $\lambda < 912 \text{ \AA}$). 考虑到尘埃颗粒对波长与其尺寸 a 大小相当($\lambda = 2\pi a$)的光子的吸收和散射作用最强, 我们可以得出这样的结论: 星际空间肯定存在着一些半径非常小的尘埃并且其半径 $a < 0.1 \mu\text{m}/2\pi = 16 \text{ nm}$. 不过, 由于在远紫外区域, 纳米尘埃颗粒的消光与尘埃尺寸无关, 我们并不能根据远紫外消光来限定它们的具体尺寸.

1.2 纳米尘埃的振动红外辐射

因为纳米尘埃单光子随机加热的特性, 星际介质在近红外和中红外的辐射包含了有关纳米尘埃的大小和化学组成的重要信息. 如果满足以下条件, 星际空间中的尘埃颗粒会经历温度涨落:

(1) 其热容量与光子的能量相当或更小^[12];

(2) 尘埃对光子的吸收速率(单位时间内吸收光子的数目)小于发射速率^[13].

在弥漫星际云中, 尘埃被单个光子随机加热到比它的平衡温度(虽然对于会随机加热的纳米尘埃并不存在平衡温度, 但通过令尘埃颗粒的辐射和吸收能量的平衡的方法依然可以在数学上确定一个平衡温度)高得多的温度.

Draine^[14]在 2003 年计算了处于太阳附近的星际辐射场中尘埃颗粒(PAHs/石墨)在一天的时间内的温度变化, 如图 2 所示, 尘埃半径从上到下依次减小. 可以看出对于 $a \geq 20 \text{ nm}$ 的尘埃, 光子的吸收速率比较高; 另外, 由于其热容量较大, 在吸收光子以后, 尘埃并没有十分显著的温度变化, 所以这种情况下可以看作尘埃的温度不随时间演变, 具有一个平衡温度; 尘埃半径 $a < 5 \text{ nm}$ 时, 吸收单个光子后, 温度会有一个显著的变化, 并且因为光子吸收率很低, 尘埃可以在吸收下一个光子之前很快冷却下来, 在这个过程中尘埃的温度是随时间急剧变化的, 并且其最高温度会远大于平衡温度. 对一个包含 100 个 C 原子的 PAH 颗粒, 一个 6 eV 的光子可以将其加热到 785 K, 而其平衡温度则只有 22 K 左右(图 3)^[15].

红外空间望远镜的观测在一个较大的波长范围内测定了弥漫星际介质的纳米尘埃辐射谱(图 4).

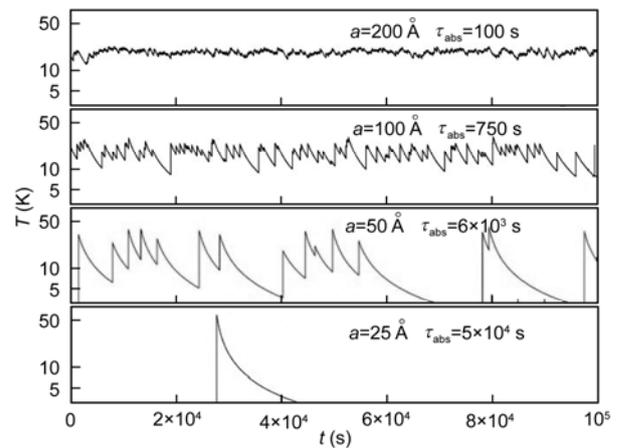


图 2 不同半径的 PAH/石墨颗粒在一天时间内的温度变化. 辐射场为太阳附近星际辐射场. τ_{abs} 代表吸收两个光子之间的时间间隔, 因半径比较大的颗粒($a \geq 20 \text{ nm}$)具有较大的光子吸收率 $1/\tau_{\text{abs}}$, 并且其热容量较大, 故单个光子的能量对其温度影响较小. 对于尺寸较小颗粒($a \leq 5 \text{ nm}$), 热容量和光子吸收率都比较小, 所以温度涨落非常明显. 图采自文献[14]

Figure 2 The time evolution of temperature within a day ($\sim 8.6 \times 10^4 \text{ s}$) for PAH/graphitic grains of different sizes, a , in the solar neighbourhood interstellar radiation field. τ_{abs} denotes the mean time between photon absorptions. Grains with radii $a \geq 20 \text{ nm}$ have large photon absorption rates $1/\tau_{\text{abs}}$ and large heat capacities so that a single photon cannot significantly alter their temperature. Heat capacities and photon absorption rates are small for grains with radii $a \leq 5 \text{ nm}$ and temperature fluctuates strongly. Taken from ref. [14].

1984 年 IRAS 在 12 和 25 μm 的观测结果首次明确地给出了纳米尘埃的存在证据: 因为观测得到的高银纬星际云的近中红外辐射强度比大颗粒尘埃(平衡温度 $\sim 12\text{--}25 \text{ K}$, 图 3)可以给出的强度要好几个量级^[16]. 后来人们又观测到一系列的被称为 UIR 谱带(Unidentified Infrared Bands)的宽带发射特征: 3.3, 6.2, 7.7, 8.6 和 11.3 μm 特征^[16-19]. 这些通常都被人们归因于 PAH 分子的辐射特征, 它们的辐射量占星际空间所有红外辐射的 $\sim 20\%$.

图 5 给出了一个可以解释以上特征的硅酸盐-石墨-PAH 模型^[9]. 在这个模型里边, 15% 的碳原子绑定在 PAHs, 并且 PAHs 遵循一个峰值在 $a \sim 0.6 \text{ nm}$ (~ 100 个 C 原子)处的对数正态尺寸分布(Log-Normal Size Distribution)时与观测符合的最好: $\lambda \leq 60 \mu\text{m}$ 的辐射主要来自于 PAHs 和石墨颗粒; 在 $\lambda = 12 \mu\text{m}$ 和 $\lambda = 25 \mu\text{m}$ 或者波长更短处的辐射特征需要由随机加热的纳米尘埃提供; 甚至在 $\lambda = 60 \mu\text{m}$ 时, 来自半径 $a < 25 \text{ nm}$ 的尘埃的辐射仍然占据了总强度的 70% 左右, 而半

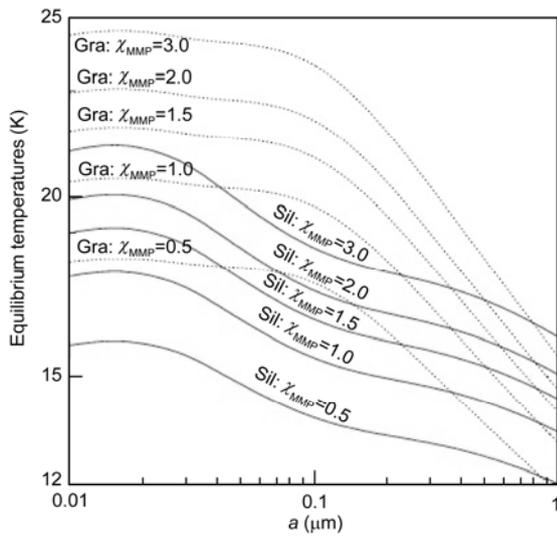


图 3 不同星际辐射场强度下的石墨(点线)和硅酸盐(实线)的热平衡温度

χ_{MMP} 意指辐射场是太阳附近星际辐射场(Mathis 等人 1983 年给出)的 χ_{MMP} 倍^[17]. 大于 10–20 nm 的尘埃颗粒温度处于在 12 K < T < 25 K 之间, 因此对红外辐射中 $\lambda < 60 \mu\text{m}$ 的贡献不大. 对 $a < 20 \text{ nm}$ 的尘埃颗粒而言, 其平衡温度与尺寸大小无关^[9]. 图采自文献[2]

Figure 3 Equilibrium temperatures for graphite (dotted lines) and silicate grains (solid lines) in environments with various starlight intensities, χ_{MMP} , in units of the solar neighbourhood interstellar radiation field [17]. Grains larger than 10–20 nm attains temperatures 12 K < T < 25 K and therefore do not emit appreciably at $\lambda < 60 \mu\text{m}$. Temperatures of grains with $a < 20 \text{ nm}$ do not depend on their size. Taken from ref. [2].

径 $a > 25 \text{ nm}$ 的硅酸盐颗粒和石墨颗粒贡献了波长 $\lambda > 60 \mu\text{m}$ 的红外辐射的很大部分, 约占总红外辐射的 65%. 对于波长 $\lambda > 100 \mu\text{m}$ 的部分, 可以用灰体辐射 $I\lambda \propto \lambda^{-\beta} B_{\lambda}(T)$ (取 $\beta \approx 1.7$, $T \approx 19.5 \text{ K}$) 给出^[20], 这部分辐射可以用 $a > 25 \text{ nm}$ 的尘埃模型(即经典尘埃模型)给出.

1.3 纳米尘埃的转动微波辐射

近年来在观测宇宙微波背景辐射时, 人们探测到了频率在 10–100 GHz 的弥漫星际介质的异常辐射特征(如图 6), 这些弥漫前景微波辐射光谱中的异常成分, 与以往人们熟知的在这个频率上的能谱分布形状(这个频率处对应的, 轫致辐射、同步辐射和尘埃热平衡辐射的功率谱)差别非常大^[14].

观测证实, 这些微波辐射的空间分布和星际尘埃在 100 μm 和 140 μm 的远红外辐射相关^[14], 和近红外辐射的相关性更强^[21–23], 说明这些辐射源自于某

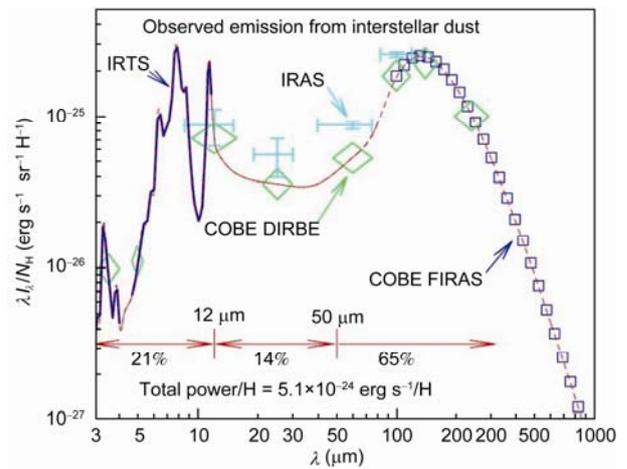


图 4 (网络版彩图)星际介质的弥漫辐射观测结果(与 H 原子柱密度标准化后), $\sim 5.1 \times 10^{-24} \text{ erg s}^{-1} \text{ H}^{-1}$

图下方箭头标出的是这些波长间隔之间的辐射在整个红外发射谱中所占的百分比. 数据来源: Infrared Astronomical Satellite (IRAS), Infrared Telescope in Space (IRTS), Spitzer Space Telescope (Spitzer) 以及 Cosmic Background Explorer (COBE) 的远红外分光测光仪 (FIRAS) 和它的弥漫红外背景测量 (Diffuse Infrared Background Experiment, DIRBE). 十字代表 IRAS 数据^[15], 方块代表 COBE-FIRAS 数据^[24], 菱形代表 COBE-DIRBE 数据^[25], heavy curve 代表 IRTS 数据^[16,17]. 图采自文献[14]

Figure 4 (Color online) Observed diffused emission of interstellar dust normalized to the hydrogen column density $N_H \sim 5.1 \times 10^{24} \text{ erg s}^{-1} \text{ H}^{-1}$. Bars at the bottom indicate the relative contributions of the spectral intervals to the total IR emission. The data are from the Infrared Astronomical Satellite (IRAS), the Infrared Telescope in Space (IRTS), the Spitzer Space Telescope (Spitzer) and the Cosmic Background Explorer (COBE) satellite with its Far Infrared Absolute Spectrophotometer (FIRAS) and its Diffuse Infrared Background Experiment (DIRBE). The crosses denote observations from IRAS [15] and the heavy curve from IRTS [16,17]. Taken from ref. [14].

种尘埃, 特别是主要是在近红外辐射能量的纳米颗粒. 研究表明由经典尘埃($a > 25 \text{ nm}$) 在 100–3000 μm 的远红外辐射外推到微波频率处得到的强度要比观测强度小的多(见图 6). 因此, 人们倾向于用高速旋转的纳米尘埃颗粒的电偶极辐射来解释这些“异常”的微波辐射.

一个电偶极矩为 μ 的自旋尘埃颗粒的辐射功率为 $P = 2\omega^4 \mu^2 \sin^2 \theta / 3c^3$, 其中 c 为光速, θ 为角速度 ω 与偶极矩 μ 的夹角. 角速度 $\omega = J/I$, J 是角动量, I 是转动惯量. 对于半径为 a 的球型颗粒, $I \propto a^5$, 所以角速度会随着尘埃半径的增大而急剧减小, 因此星际介质中只有纳米尘埃才能有足够高的旋转速度从而在微波频率上显著地辐射能量.

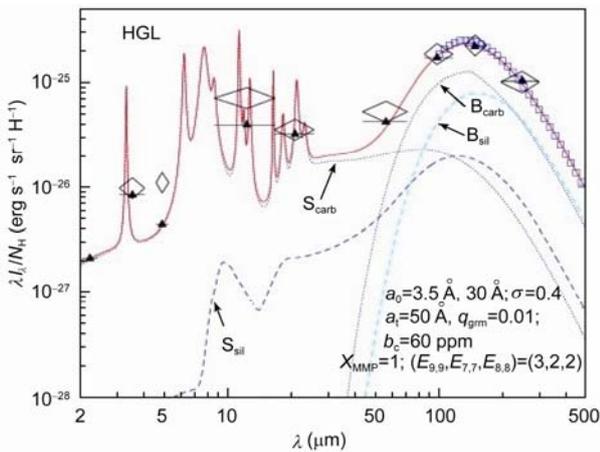


图 5 (网络版彩图)硅酸盐-石墨-PAH 模型与高银纬区域 ($|b|>25^\circ$) 弥漫星际介质的红外辐射观测数据的对比
 标记为 B_{sil} 和 B_{carb} 的是半径大于 25 nm 的硅酸盐和含碳颗粒理论辐射曲线; 标记为 S_{sil} 和 S_{carb} 是半径 $a < 25$ nm 的硅酸盐和含碳颗粒 (包括 PAH) 的理论辐射曲线. 三角形符号代表模型结果; 菱形代表 DIRBE 数据^[25]; 正方形代表数据来源为 FIRAS^[24]. 图采自文献[2]

Figure 5 (Color online) Comparison of the model to the observed emission from the diffuse ISM at high galactic latitudes ($|b| > 25^\circ$). Curves labeled B_{sil} and B_{carb} show emission from “big” ($a > 250 \text{ \AA}$) silicate and carbonaceous grains. Curves labeled S_{sil} and S_{carb} show emission from “small” ($a < 250 \text{ \AA}$) silicate and carbonaceous grains (including PAHs); Triangles show the model spectrum (solid curve) convolved with the DIRBE filters. Observational data are from DIRBE (diamonds) [25] and FIRAS (squares) [24]. Taken from ref. [2].

Draine 和他的合作者^[26,27]的工作表明, 确实有几种物理过程: 如与离子、中性原子的碰撞, “等离子体拖曳”——尘埃颗粒本身的电偶极矩和路过电子产生的电场之间的相互作用, 吸收和辐射光子等等, 可以导致纳米尘粒快速旋转, 旋转频率甚至可以达到几十个 GHz. 研究表明, 那些在 2.1 节中用来解释 12 μm 和 25 μm 连续辐射谱的纳米尘粒恰好可以解释这些“异常”的微波辐射^[26].

1.4 红端延展发射(Extended Red Emission, ERE): 纳米尘埃颗粒的光致发光

观测表明, 尘埃在光学波段的红端部分, 有一种非振动激发的发射特征, 在许多尘埃丰富的环境中都有发现. 这些不能用单纯的尘埃散射来解释的红外辐射特征被称为 ERE^[28]. 这种光谱的特征是: 从 540 nm 到 950 nm 的宽波段光滑连续辐射; 半高全宽

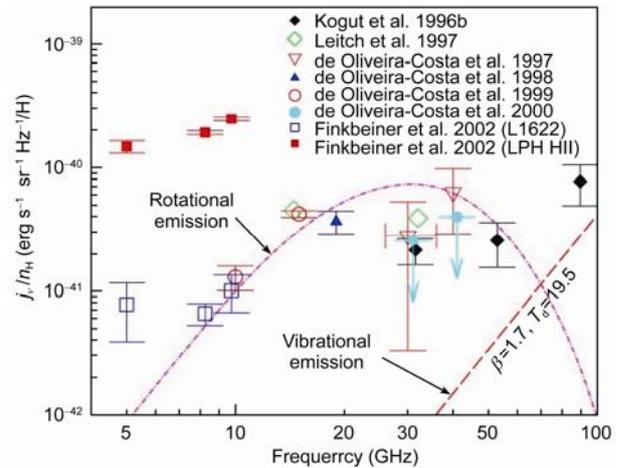


图 6 (网络版彩图)银河系前景微波辐射和由理论计算得出的纳米颗粒转动电偶极辐射结果的比较
 符号代表的是观测得到的“异常微波辐射”. 点线图: 纳米颗粒转动辐射模型^[26]. 短划线: 大尘埃颗粒 ($a > 25$ nm) 振动型辐射对低频部分的贡献. 图采自文献[14]

Figure 6 (Color online) Galactic foreground microwave emission in comparison to calculated rotational electric dipole emission of the nanograins that account for the “UIR” (see dashed line in Figure 5). Symbols: observational determinations of “anomalous microwave emission”. Dot-dashed line: model rotational emission spectrum of nanodust [26]. Dashed line: low-frequency tail of the emission from large grains (mostly with $a > 25\text{nm}$). Taken from ref. [14].

(FWHM)介于 60 nm 到 100 nm 之间; 峰值位于 610 nm 到 820 nm 之间, 具体的数值取决于 ERE 周围的环境: 不同的源, 其峰值位置不同; 并且对于同一个源, 峰值也随尘埃到中心星距离的变化而变化. 这种特征的宽度, 会随着峰值的变大而变宽^[29]. ERE 在许多区域中都有发现, 这些区域的物理环境差别很大: 紫外光子密度变化跨越了 6 个数量级.

现在普遍接受的模型是 ERE 源自于星际尘埃中某种成分的光致发光(Photoluminescence, PL): 尘埃吸收紫外光子, 并通过电子-空穴复合在光学波段和近红外波段辐射光子. 对于纳米尺度的尘粒来说, 其光致发光辐射出的光子的波长与尘埃的大小有关. ERE 的强度受到其周围紫外辐射场强度的限制, Smith 等人^[30] 2002 年的研究表明, ERE 的最大强度与其周围紫外光子的密度紧密相关.

尽管在过去的几十年里, 人们提出了十几种物质作为 ERE 载体的候选体, 但时至今日, 这个载体仍是一个谜. 一个有效的载体假说, 不仅是其光致发光的谱特征应与观测到的 ERE 相符合, 还应该考虑

载体的丰度问题以及该载体在光致发光时的效率——ERE 载体将紫外光子能量吸收并转移到 ERE 光子的量子效率。

为与观测相符, Gordon 等人^[31]在 1998 年认为尘埃光致发光转化效率(吸收紫外光子并发射 ERE 光子的效率)的下限为 $\eta_{\text{PL}} \approx (10 \pm 3)\%$. 这个下限是利用 ERE 强度和高银纬区域 H 原子的柱密度的相关性, 并且假设所有被吸收的紫外光子都被用来激发 ERE 光子的情况下得出的^[31,32]. 考虑到被吸收的紫外光子实际上并没有全部转化为 ERE 光子, 实际的转化效率应该明显大于 10%, 甚至于接近 50%或更高, 这个观测限制给 ERE 载体候选体带来了巨大的挑战, 因为大部分候选体的光致发光效率都不超过 1%^[33,34].

以上限制表明 ERE 载体很可能是纳米尺寸上的尘埃颗粒, 原因如下: (1) 总体来说, 纳米尘埃的尺寸都很小, 尘埃中被高能光子激发的自由电子将被限定在很小的空间里边, 这使得自由电子与空穴复合并辐射出光子的效率很高, 相应的也减少了由俄歇电子发射和缺陷复合引起的无辐射跃迁的可能性. (2) 如果辐射强度超过了某个特定的强度和光子能量阈值, 纳米尘埃将很不稳定, 或者说更容易被光致离解, 导致 ERE 强度的减弱和 ERE 峰值位置的红移. Darbon 等人^[29]和 Smith 等人^[30]的工作也分别证实了 ERE 的峰值位置确实有随着紫外光子辐射强度的增强向长波方向移动的趋势.

目前已经提出的几种载体: 纳米碳颗粒^[35]、纳米硅颗粒^[36-38]、纳米钻石^[39]以及 PAH 团簇^[40], 与观测符合(量子效率, 光谱)都不太好.

1.5 纳米尘埃对星际气体的光电子加热

对 H 原子 21 cm 谱线的观测表明, 星际介质中的中性 H 原子气体有两种, 分别对应于两个特征温度 ~ 100 K (“Cold Neutral Medium”)和 ~ 6000 K (“Warm Neutral Medium”). 人们很早就知道星际介质中的气体是可以由尘埃释放的光电子加热的(当尘埃吸收了具有足够大能量的光子后, 会释放出光电子, 这些光电子通过与气体分子的碰撞来加热星际气体). 现在一般认为主要是星际尘埃释放的光电子加热了中性 H 原子气体: (1) 能量低于 13.6 eV 的光子不能与气体直接作用, 但可以通过激发尘埃释放出电子加热气体; (2) 宇宙射线、磁场和湍动对气体的加热作用不大, 其加热的结果比气体的实际情况要低一个量

级^[41].

在弥漫星际气体的加热中, 纳米尘埃的作用要比经典尘埃的作用大得多, 原因如下: (1) 电子在固体介质中的平均自由程约为 1 nm, 所以在纳米尘埃中形成的光电子要比经典尘埃中光电子更容易穿透出来; (2) 纳米尘埃是紫外光子吸收的主要成分^[42]; 理论研究表明: 纳米尘埃所释放的光电子对弥漫气体的加热作用约占所有加热作用的 96%, 而其中有一半是由小于 1.5 nm 的颗粒完成的^[43,44]. 图 7 是光电子加热率与尘埃大小之间的关系图. 图中尘埃颗粒的大小是用尘埃中包含的 C 原子个数 N_C 表示的, 转换为半径的关系式为: $a = 0.13N_C^{1/3}$ nm.

纳米尘埃释放的光电子对弥漫星际气体的主导

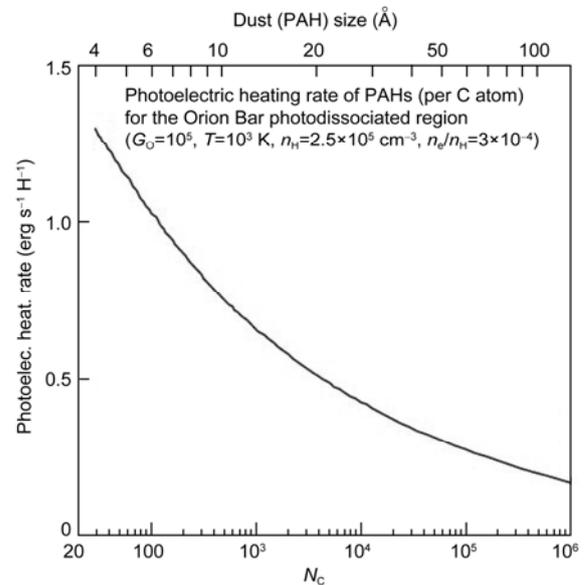


图 7 猎户旋臂光致离解区域中气体的光电子加热率 Γ_{PE} 与 PAH 大小之间的关系图

下边的横轴是以 C 原子的个数为坐标的, 上边的横轴以与之对应的石墨的等效半径为坐标. 曲线下的区域面积的大小对应于该部分对加热的贡献. 图中所示, 几乎 50% 的加热来自于 PAH 和 PAH 团簇 ($N_C < 10^3$ 或 $a < 1.3$ nm) 的贡献, 另一半由半径为 1.3–10 nm 的大 PAH 提供. 大的尘埃颗粒对加热的贡献并不明显. 图取自文献[2] **Figure 7** The photoelectric heating rate Γ_{PE} of the interstellar gas in the Orion Bar photodissociated region as function of PAH size. The lower axis shows the number, N_C of carbon atoms and the upper axis the graphite-equivalent spherical radius. The rates are presented in such a way that equal areas under the curve correspond to equal contributions to the heating. Typically, approximately half of the heating originates from PAHs and PAH clusters (with $N_C < 10^3$ or $a < 1.3$ nm). The other half comes from grains with sizes $1.3 \text{ nm} < a < 10$ nm. Larger grains do not contribute noticeably to the heating. Data taken from ref. [2].

加热作用已经得到了观测证实. Mattila 等人^[19]研究了在 B2 型恒星照射下的 ρ Oph 分子云复合体中 L1721 的冷却发射线[CII]158 μm 和[OI]63 μm . 因其加热和冷却过程中的能量变化应该是守恒的, 所以 [CII]158 μm 和[OI]63 μm 冷却发射线(弥漫气体的主要冷却发射线)能够反映出气体在加热过程中吸收的能量. 他们的研究表明这些冷却发射线的空间分布与纳米尘埃(和 PAHs)在红外波段辐射的分布是一致的.

1.6 纳米尘埃存在的直接证据: 原生陨石中早于太阳的纳米颗粒

行星科学家在一系列的陨石中发现了早于太阳系形成就存在的星际尘埃颗粒的证据, 这些陨石中的物质(如石墨、硅酸盐、SiC, Si₃N₄, Al₂O₃, MgAl₂O₄)的同位素异常表明这些尘埃的形成要比太阳系早, 并且在其形成后至今并没有发生明显变化, 即这些陨石中所包含的这些尘埃是早于太阳而形成的.

在碳型的原生陨石中发现了大量纳米钻石, 含量约为总质量的 0.1%, 比这些陨石中的其他前太阳成分的含量要高两个量级. 在一些原生陨石中还发现了 TiC 纳米晶体. 这些纳米 TiC 被包裹在同样早于太阳形成的微米尺寸的石墨小球中^[45]. 这些早于太阳形成的纳米颗粒, 可能形成于晚型富碳星的尘埃包层并由星风吹出, 或者由超新星的爆发喷出, 它们在形成原生陨石之前必然在形成太阳的原初星际尘埃云中停留了相当的时间, 当然无论纳米钻石还是 TiC 纳米晶体都不是如今星际介质中纳米尘埃成分的主要成分.

2 单光子加热模型

因为纳米尘埃的几何截面和吸收截面都非常小, 所以当纳米颗粒暴露在稀疏的星际辐射场中时, 不能连续的吸收光子, 几乎是一个一个的吸收光子; 也就是说, 每当纳米尘埃吸收一个紫外或可见光光子之后, 要过相当长时间后才有机会吸收下一个光子. 对于纳米尘埃, 其热容量往往很小, 这样的光子吸收速率和热容量就使得尘埃在吸收紫外光子后, 温度会明显的增大很多, 接下来就是相对较长的冷却过程, 直到吸收另一个光子开始新的冷却过程. 可见, 纳米尘埃的温度是处于不断的波动中(图 8), 在星际

物理学中我们称之为温度涨落, 这样的情况直接用热平衡温度来处理是不合适的. 微小尘粒的单光子加热最早由 Greenberg^[46]在 20 世纪 60 年代指出, 并由 Purcell^[47]提出处理这类尘粒单光子加热的辐射模型——单光子加热模型. 便于理解, 可以将单光子加热模型分成两个部分: (1) 特征时间尺度(尘埃吸收光子的时间和发射光子的时间); (2) 纳米尘埃颗粒温度分布函数(Temperature Distribution Function).

2.1 时间尺度

对一个球型纳米颗粒, 吸收周围光子的速率是

$$r_{\text{abs}} = \int_0^{13.6 \text{ eV}} \pi a^2 Q_{\text{abs}} n(E) dE, \quad (1)$$

其中 a 为尘埃半径, Q_{abs} 为吸收效率因子, $n(E)dE$ 是辐射场中能量在 E 到 $E+dE$ 之间的光子数密度.

而尘埃辐射光子的速率:

$$r_e = \int_0^\infty 4\pi a^2 Q_{\text{IR}} \frac{B_\lambda(T)}{hc} \lambda d\lambda, \quad (2)$$

其中 $B_\lambda(T)$ 是尘埃温度为 T 时的普朗克函数, Q_{IR} 为红外波段的发射效率因子.

由(1)和(2)两式可以分别得到尘埃吸收光子和发射光子的时间间隔为

$$\tau_{\text{abs}} = \frac{1}{r_{\text{abs}}} = \frac{1}{\int_0^{13.6 \text{ eV}} \pi a^2 Q_{\text{abs}} n(E) dE}, \quad (3)$$

$$\tau_e = \frac{1}{r_e} = \frac{1}{\int_0^\infty 4\pi a^2 Q_{\text{IR}} n_\lambda(T) d\lambda}. \quad (4)$$

给定一个稀释因子为 10^{-14} 并且 $T_{\text{eq}} = 10000 \text{ K}$ 的

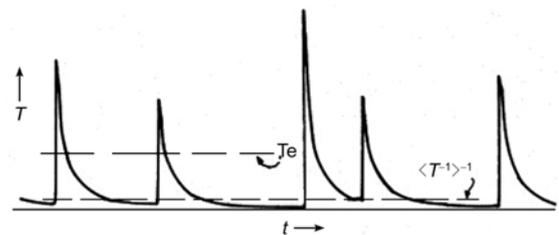


图 8 在稀疏星光照射下的纳米尘埃颗粒的温度随时间演变的示意图

图采自文献[47]

Figure 8 The time dependence of the temperature of a very small interstellar grain exposed to diluted starlight. Taken from ref. [47].

黑体辐射场, 并假定 $Q_{\text{abs}} \approx 2\pi a/\lambda$, 从(3)式可以得到尘埃吸收光子的平均时间间隔为

$$\tau_{\text{abs}} = 443 \left(\frac{100 \text{ \AA}}{a} \right)^3 \text{ s.} \quad (5)$$

假定 $Q_{\text{IR}} \approx 2\pi a/\lambda$, 由(4)式可得辐射光子的平均时间间隔为

$$\tau_{\text{e}} = 5 \left(\frac{10 \text{ K}}{T} \right)^4 \left(\frac{100 \text{ \AA}}{a} \right)^3 \text{ s.} \quad (6)$$

由(5)和(6)两式可知, 尘埃吸收光子的时间间隔是其发射光子时间间隔的 $\tau_{\text{em}}/\tau_{\text{abs}} \sim 100/T^4$ 倍. 对于纳米尘粒来说, 其吸收的光子能量基本上在峰值温度处就几乎全部辐射出去了, 其峰值温度一般远高于 10 K, 因此 $\tau_{\text{em}} \ll \tau_{\text{abs}}$, 与吸收光子相比, 纳米尘埃几乎是在连续的辐射光子, 而尘埃吸收光子的时间间隔很长, 可以说是一个一个的吸收, 所以尘埃可看作是由单个光子分别加热的.

2.2 温度分布函数

Aannestad^[48]曾于 1989 年提出了具体的计算纳米尘粒温度分布函数的方法: 泊松分布可以用来描述单位时间内随机事件发生的次数; 若令事件发生次数为 1, 那么泊松分布就可以用来描述两次吸收光子的时间间隔内冷却时间 τ 的分布:

$$p(\tau) = \frac{1}{\tau_{\text{abs}}} \exp \left[-\frac{\tau}{\tau_{\text{abs}}} \right]. \quad (7)$$

尘埃颗粒吸收光子后, 温度较高, 要通过在红外波段辐射降温, 在这个冷却的过程中, 尘埃的温度会随着时间变化, 所以可以通过尘埃随时间变化的几率分布, 得出关于温度的几率分布.

若计尘埃冷却到温度 T 所需要的最短时间为 $\tau_{\text{min}}(T)$, 那么所有冷却时间大于 $\tau_{\text{min}}(T)$ 的部分都会对处于温度 T 的分布几率有贡献^[48], 所以尘埃可以冷却到温度 T 的几率就是

$$P_i(T) = \int_{\tau_{\text{min}}}^{\infty} P(\tau) d\tau = \exp \left[-\frac{\tau_{\text{min}}(T)}{\tau_{\text{abs}}} \right], \quad (8)$$

$$\tau_{\text{min}}(T) = \int_{T_0}^T \frac{1}{dT/dt} dT, \quad (9)$$

其中, T_0 为吸收光子瞬间尘埃所达到的峰值温度; 在

尘埃达到峰值温度 T_0 时, 冷却也随之开始, 所以 T_0 为冷却的温度上限. 温度 T_0 决定于光子的能量 E 和吸收光子之前尘埃温度 T_1 :

$$\int_{T_1}^{T_0} C(T) dT = E. \quad (10)$$

$C(T)$ 是尘埃颗粒的热容量. T_1 的取值, 可以令其为 0 K, 也可以取微波背景——2.7 K, 还有一种是利用

$$\int_{T_1}^{T_0} \frac{1}{dT/dt} dT = \tau \approx \tau_{\text{abs}}. \quad (11)$$

将式(10)作为方程, 与式(11)联立可以计算出 T_1 的值, 这里忽略了 3 K 的背景辐射. 原则上, 对于每一个能量 E , 式(11)和(10)中的温度 T_0, T_1 的值都会受到温度分布的影响, 但是对于所有能量 $\geq 10^{-4}$ eV 的光子, 如果尘埃颗粒半径 $a \leq 100 \text{ \AA}$, 那么 T_0 会比 T_1 大得多, 并且 T_0 几乎独立于分布 P_i , 因温度 T_0 是冷却的开始, 几乎不受 P_i 影响.

给出函数 $\tau_{\text{min}}(T)$, 那么尘埃颗粒处在温度 T 和 $T+dT$ 之间停留的时间就可以表示为

$$P_E(T) dT = \frac{dT}{\tau_{\text{abs}}} P_i(T). \quad (12)$$

由此可得

$$P_E(T) = \frac{1}{\tau_{\text{abs}} (dT/dt)} \exp \left[-\frac{\tau_{\text{min}}(T)}{\tau_{\text{abs}}} \right]. \quad (13)$$

这个过程中认为 $T < T_0(E)$, 或者说尘埃吸收的光子能量要大于吸收光子之前的能量(可令 T 代替 T_0 由式(10)和(11)得出), 如果 $E < E_{\text{min}}(T)$ 那么吸收能量 E 的光子对 $P_E(T)$ 没什么影响.

最后, $P_E(T)$ 必须在整个星际辐射场光谱分布上归一化才能得到尘埃的实际温度分布:

$$P(T) = \tau_{\text{abs}} \int_0^{13.6 \text{ eV}} P_E(T) \pi a^2 Q_{\text{abs}} n(E) dE. \quad (14)$$

$P(T)$ 就是单光子加热模型下尘埃的温度分布函数.

对于一个半径为 a 的纳米尘埃, 其辐射方程为

$$F_{\text{IR}}(\lambda) = 4\pi a^2 Q_{\text{IR}}(\lambda) \int_0^{T_0} \pi B_{\lambda}(T) P(T) dT. \quad (15)$$

3 从单光子加热温度涨落到热动平衡温度

记尘埃颗粒的平衡温度为 T_{eq} , 那么在 T_{eq} 温度时,

单位时间内尘埃辐射出的能量应该等于尘埃从辐射场中吸收的能量, 这时尘埃的内能为

$$E(T_{\text{eq}}) = \int_0^{T_{\text{eq}}} C(T) dT, \quad (16)$$

其中, $C(T)$ 是尘埃温度为 T 时的热容量, 如果 $E(T_{\text{eq}}) \ll \langle h\nu \rangle_{\text{abs}}$, $\langle h\nu \rangle_{\text{abs}}$ 是被尘埃吸收的光子的平均能量, 那么随机吸收的光子, 就会使尘埃温度跳到很大的值, 就像一个个尖峰一样, 尖峰之间是尘埃通过辐射冷却的过程, 所以尘埃温度的波动很大, 并且有较长的时间停留在温度高于或者低于平衡温度的地方^[47]. 图 2 显示的是碳颗粒在 10^5 s ($\sim 1 \text{ d}$) 时间内的温度变化, 如图中给出的尘埃大小范围内, $Q_{\text{abs}}(\lambda) \propto a$ (Rayleigh 近似), 所以 $C_{\text{abs}}(\lambda) \propto a^3$, 吸收星际光子的速率正比于 $a^3 U \approx 1 \times 10^{-6} U (a/10 \text{ \AA}) \text{ s}^{-1}$ (U 表示辐射场是太阳附近的星际辐射场 U 倍, 这里的 U 与前文中的 χ_{MMP} 意义相同). 当尘埃颗粒半径 $a \leq 200 \text{ \AA}$ 时, 尘埃冷却到 5 K 之下只需要 $\sim 10^4 \text{ s}$, 并且与尘埃大小无关, 因此尘埃是可以冷却到很低的温度的(图 2, $a \leq 50 \text{ \AA}$, $U=1$). 所以在这样的情况下用一个特定的温度并不能代表尘埃的实际温度, 而应该是一个温度分布函数. 当尘埃的半径增大时, 尘埃的热容量也会变大, 所以虽然尘埃半径变大使得尘埃更容易吸收光子了, 但是同时变大的热容量导致尘埃的温度增加非常微小.

要得到处于随机光子加热的微小颗粒尘埃的辐射光谱, 需要相应尘埃的温度几率分布函数 $dP(T)/dT$, 其中 $P(T)$ 是尘埃在温度 T 时的几率. 这个温度分布函数 $dP(T)/dT$ 要受到尘埃大小 a , 尘埃成分, 以及照射尘埃的辐射场的影响^[49].

图 9 反映的是几个选定半径下石墨/PAH 颗粒的温度分布函数, 星际辐射场为 Mathis 等人^[17]1983 年给出的. 可以看到半径为 10 \AA 的尘埃在吸收星光后, 最高温度甚至可以达到 400 K 以上. 尘埃停留在温度高于 10 K 的时间是很少的, 但实际上这时候辐射出了尘埃的大部分能量.

对给定的辐射场和尘埃组成, 随着尘埃半径的增大, 其温度波动的幅度也越来越小, 图 9 中, $U=1$, $a=316 \text{ \AA}$ 时, 温度只在 $T \sim 22 \text{ K}$ 左右很小的幅度内变化, 几乎处于热平衡温度.

可见, 随着半径的增大, 尘埃的热容量和光子吸收速率, 光子发射速率也会相应的增大, 最终尘埃也

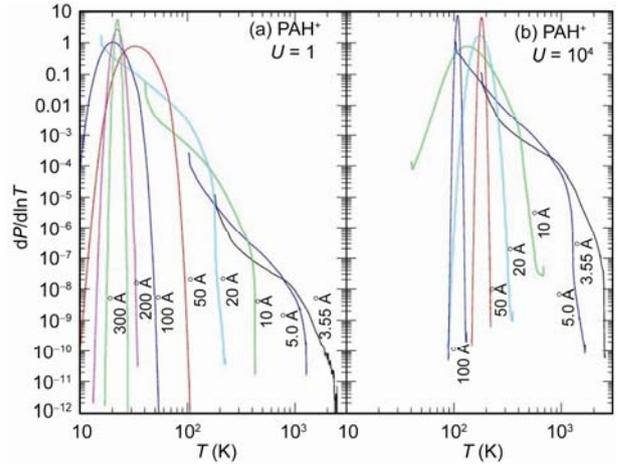


图 9 (网络版彩图)含碳颗粒在太阳附近星际辐射场下 ($U=1$) 的温度分布函数 $dP(T)/d\ln T$

曲线上的标记是其对应的颗粒半径. 图采自文献[50]

Figure 9 (Color online) Temperature distribution function $dP/d\ln T$ for carbonaceous grains in ISRF with $U=1$. Curves are labeled by grains radius a . Taken from ref. [50].

将由单光子加热下的温度涨落过渡到平衡温度.

4 纳米颗粒的辐射光谱

在漩涡星系中, 约为恒星全部辐射能量的 $1/2$ 会被其周围的尘埃吸收掉, 并重新在红外波段辐射出来, 具体的辐射情况与尘埃的温度和半径有关. 从根本讲, 尘埃在红外波段辐射出的光子是由尘埃的量子效应(尘埃颗粒从高能态到低能态的能量差)导致的, 用热辐射的方式(能量为 E 的尘埃在单位时间间隔内辐射的功率)可以计算: $P_{\nu} = 4\pi B_{\nu}(T) C_{\text{abs}}(\nu)$, 其中 T 应满足 $\langle E_{\text{int}} \rangle_T = E$ ^[14], $\langle E_{\text{int}} \rangle_T$ 是该尘粒的平均内能, 由此可以得出温度分布函数为 $P(a, T)$, 尺寸分布为 $n(a)$ 的尘埃的辐射谱为

$$j_{\nu} = \int da \frac{dn}{da} \int dT \left(\frac{dP}{dT} \right)_a C_{\text{abs}}(\nu, a) B_{\nu}(T), \quad (17)$$

其中 $da (dn/da)$ 是尘埃颗粒在 $[a, a+da]$ 内的数密度. 应用此公式须先确定: (1) 尘埃的尺寸分布函数 dn/da ; (2) 尘埃的吸收截面 $C_{\text{abs}}(\nu, a)$; (3) 温度分布函数 $(dP/dT)_a$. 对于较大的尘埃, 其温度分布可以看作是 δ 函数, 即 $(dP/dT)_a = \delta(T - T_{\text{eq}})$, 其中 T_{eq} 为热平衡温度; 对于 $a \leq 0.01 \mu\text{m}$ 的尘埃, 就必须用实际的温度分布 $(dP/dT)_a$ 来计算. Draine 和 Li^[50] 曾用碳颗粒和硅酸盐颗粒构建的尘埃模型计算过尘埃的红外辐射(图 10),

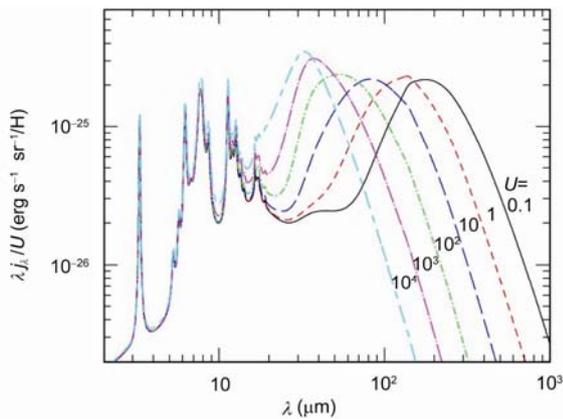


图 10 (网络版彩图)在辐射强度因子 U 从 0.1 到 10^4 的辐射场下, 硅酸盐-石墨颗粒/PAH 模型的红外发射谱
该光谱是对辐射场 U 和 H 原子数密度归一化的($U=1$ 时为太阳附近星际辐射场). 图采自文献[50]

Figure 10 (Color online) Infrared emission spectrum for model with silicate and graphite/PAH grains in ISRF intensity scale factor U form 0.1 to 10^4 ($U=1$ is the local ISRF). Spectra are scaled to give power per H nucleon per unit U , calculated using the model of ref. [50].

这个模型中, 尘埃的大小分布符合星际消光曲线的要求. 图 10 是对 U 归一化后的光谱图, 从图中可知, 大尘埃颗粒, 其热平衡温度为 $T_{eq} \approx 20U^{1/6}$ K, 随着 U 值的增大, 平衡温度也会变大, 并且峰值也有向短波方向移动的趋势. 在波长较短处, 还有 PAH 分子振动能级导致的特征光谱. 随着 U 值的增大, 温度的“尖峰”会出现的越来越多, 但即使辐射场增大到 10^4 倍(即 $U=10^4$), 单光子加热模型下的小颗粒 PAH ($a < 10 \text{ \AA}$) 仍然可以冷却的很彻底, 所以 PAH 的各个特征峰值处辐射出的能量在其辐射的全部能量中所占的比例是不变的.

可见具有热平衡温度的大尘埃与单光子加热下的纳米尘埃的辐射是有显著区别的:

致谢 感谢审稿人和编辑富有启发性的审稿意见.

参考文献

- 1 Draine B T. Physics of the Interstellar and Intergalactic Medium. Princeton: Princeton University Press, 2011. 285–295
- 2 Li A, Mann I. Nano dust in the interstellar medium in comparison to the solar system. Astrophys Space Sci Lib, 2012, in press
- 3 Platt J R. On the optical properties of interstellar dust. Astrophys J, 1956, 123: 486–490
- 4 Cardelli J A, Clayton G C, Mathis J S. The relationship between infrared, optical, and ultraviolet extinction. Astrophys J, 1989, 345: 245–256

(1) 单光子加热使得纳米尘粒能够在远高于平衡温度的温度区间停留一段时间, 并且辐射出尘埃的大部分能量, 导致纳米尘粒在短波处的辐射强度要比热辐射平衡温度模型大.

(2) 纳米尘埃的辐射光谱, 在辐射场稀释程度较大时, 并不像经典尘埃受辐射场的强度的影响那么显著. 因辐射场强度的改变会引起辐射场内光子的数密度的变化, 但对单个光子的能量没有影响, 所以对单光子加热下的纳米尘埃温度波动区间没有改变. 但当辐射场非常强时, 纳米尘粒吸收光子的时间间隔就会变得很短, 尘粒会在冷却的不彻底的情况下就吸收新的光子, 这时尘埃的温度分布区间就会有较大的改变.

(3) 随着纳米尘埃半径的增大, 尘埃温度波动会越来越小, 对光子的吸收也会由单光子吸收慢慢过渡连续吸收, 当尘埃足够大时, 温度涨落就会消失, 这时可以用热平衡温度来处理.

5 总结

从 IRAS 开始, 我们获得了越来越多的红外数据, 对红外波段的天空的认识也越来越深刻, 同时也发现了很多我们目前尚未充分理解的红外观测现象. 这些红外现象表明, 在星际空间中确实存在着一些尺度很小的尘埃颗粒, 它们的热学性质与“经典尘埃”有显著的不同:

(1) 这些非常小的尘埃(主要是纳米尘埃, 半径 $0.1 \text{ nm} \leq a < 10 \text{ nm}$)对光子的吸收并不是连续的.

(2) 纳米尘埃的热容量很小, 使得尘埃的温度始终处在变化当中(温度涨落).

(3) 这些尘埃在红外波段的辐射, 不能用热平衡温度来描述, 需要计算其温度分布函数.

- 5 Xiang F Y, Li A, Zhong J X. A tale of two mysteries in interstellar astrophysics: The 2175 Å extinction bump and diffuse interstellar bands. *Astrophys J*, 2011, 733: 91–99
- 6 Stecher T P, Donn B. On graphite and interstellar extinction. *Astrophys J*, 1965, 142: 1681–1682
- 7 Duley W W, Seahra S. Graphite, polycyclic aromatic hydrocarbons, and the 2175 Å extinction feature. *Astrophys J*, 1998, 507: 874–888
- 8 Joblin C, Leger A, Martin P. Contribution of polycyclic aromatic hydrocarbon molecules to the interstellar extinction curve. *Astrophys J*, 1992, 393: L79–L82
- 9 Li A, Draine B T. On ultrasmall silicate grains in the diffuse interstellar medium. *Astrophys J*, 2001, 550: L213–L217
- 10 Cecchi P, Mallocci G, Mulas G, et al. The role of the charge state of PAHs in ultraviolet extinction. *Astron Astrophys*, 2008, 486: L25–L29
- 11 Steglich M, Jäger C, Rouillé G, et al. Electronic spectroscopy of medium-sized polycyclic aromatic hydrocarbons: Implications for the carriers of the 2175 Å UV bump. *Astrophys J*, 2010, 712: L16–L20
- 12 Greenberg J M, Hong S S. The chemical composition and distribution of interstellar grains. In: Kerr F, Silmonson S C, eds. *Galactic and Radio Astronomy*. IAU Symposium No. 60. Dordrecht: Reidel, 1974
- 13 Li A. Interaction of nanoparticles with radiation. *Astron Soc Pacific Conf Ser*, 2004, 309: 417–452
- 14 Draine B T. Interstellar dust grains. *Astron Astrophys*, 2003, 41: 241–289
- 15 Boulanger F, Perault M. Diffuse infrared emission from the galaxy. I—Solar neighborhood. *Astrophys J*, 1988, 330: 964–985
- 16 Onaka T. Detection of the mid-infrared unidentified bands in the diffuse galactic emission by IRTS. *Pub Astron Soc Japan*, 1996, 48: L59–L63
- 17 Mathis J S, Mezger P G, Panagia N. Interstellar radiation field and dust temperatures in the diffuse interstellar matter and in giant molecular clouds. *Astron Astrophys*, 1983, 128: 212–229
- 18 Tanaka M, Matsumoto T, Murakami H, et al. IRTS observation of the unidentified 3.3-micron band in the diffuse galactic emission. *Pub Astron Soc Japan*, 1996, 48: L53–L57
- 19 Mattila K, Lemke D, Haikala L K, et al. Spectrophotometry of UIR bands in the diffuse emission of the galactic disk. *Astron Astrophys*, 1996, 315: L353–L356
- 20 Draine B T. Diffuse galactic emission from dust grains. *Am Inst Phys Conf Proc*, 1999, 476: 283–292
- 21 Casassus S, Cabrera G F, Forster F, et al. Morphological analysis of the centimeter-wave continuum in the dark cloud LDN1622. *Astrophys J*, 2006, 639: 951–964
- 22 Ysard N, Miville-Deschênes M A, Laurent V. Probing the origin of the microwave anomalous foreground. *Astron Astrophys*, 2010, 509: L1–L4
- 23 Vidal M, Casassus S, Dickinson C, et al. Dust-correlated cm wavelength continuum emission from translucent clouds ζ Oph and LDN 1780. *Mon Not R Astron Soc*, 2011, 414: 2424–2435
- 24 Finkbeiner D P, Davis M, Schlegel D J. Extrapolation of galactic dust emission at 100 microns to cosmic microwave background radiation frequencies using FIRAS. *Astrophys J*, 1999, 524: 867–886
- 25 Arendt R G, Odegard N, Weiland J L, et al. The COBE diffuse infrared background experiment search for the cosmic infrared background. III. Separation of galactic emission from the infrared sky brightness. *Astrophys J*, 1998, 508: 74–105
- 26 Draine B T, Lazarian A. Diffuse galactic emission from spinning dust grains. *Astrophys J*, 1998, 494: L19–L22
- 27 Hoang T, Draine B T, Lazarian A. Improving the model of emission from spinning dust: Effects of grain wobbling and transient spin-up. *Astrophys J*, 2010, 715: 1462–1485
- 28 Witt A N, Vijh U P. Extended red emission: Photoluminescence by interstellar nanoparticles. *Astron Soc Pacific Conf Ser*, 2004, 309: 115–140
- 29 Darbon S, Perrin J M, Sivan J P. Observational constraints on the ERE interpretation. *Astron Astrophys*, 1999, 348: 990–992
- 30 Smith T L, Witt A N. The photophysics of the carrier of extended red emission. *Astrophys J*, 2002, 565: 304–318
- 31 Gordon K D, Witt A N, Friedmann B C. Detection of extended red emission in the diffuse interstellar medium. *Astrophys J*, 1998, 498: 522–540
- 32 Szomoru A, Guhathakurta P. Optical spectroscopy of galactic cirrus clouds: Extended red emission in the diffuse interstellar medium. *Astrophys J*, 1998, 494: L93–L97
- 33 Wada S, Mizutani Y, Narisawa T, et al. On the carrier of the extended red emission and blue luminescence. *Astrophys J*, 2009, 690: 111–119
- 34 Godard M, Dartois E. Photoluminescence of hydrogenated amorphous carbons. Wavelength-dependent yield and implications for the extended red emission. *Astron Astrophys*, 2010, 519: A39–A62

- 35 Seahra S S, Duley W W. Extended red emission from carbon clusters in interstellar clouds. *Astrophys J*, 1999, 520: 719–723
- 36 Witt A N, Gordon K D, Furton D G. Silicon nanoparticles: Source of extended red emission? *Astrophys J*, 1998, 501: L111–L115
- 37 Ledoux G, Ehbrecht M, Guillois O, et al. Silicon as a candidate carrier for ERE. *Astron Astrophys*, 1998, 333: L39–L42
- 38 Li A, Draine B T. Are silicon nanoparticles an interstellar dust component? *Astrophys J*, 2002, 564: 803–812
- 39 Chang H C, Chen K, Kwok S. Nanodiamond as a possible carrier of extended red emission. *Astrophys J*, 2006, 639: L63–L66
- 40 Berné O, Joblin C, Rapacioli M, et al. Extended red emission and the evolution of carbonaceous nanograins in NGC 7023. *Astron Astrophys*, 2008, 479: L41–L44
- 41 Watson W D. Heating of interstellar H I clouds by ultraviolet photoelectron emission from grains. *Astrophys J*, 1972, 176: 103–110
- 42 Tielens A G G M. Interstellar polycyclic aromatic hydrocarbon molecules. *Ann Rev Astron Astrophys*, 2008, 46: 289–337
- 43 Bakes E L O, Tielens A G G M. The photoelectric heating mechanism for very small graphitic grains and polycyclic aromatic hydrocarbons. *Astrophys J*, 1994, 427: 822–838
- 44 Weingartner J C, Draine B T. Photoelectric emission from interstellar dust: Grain charging and gas heating. *Astrophys J Suppl Ser*, 2001, 134: 263–281
- 45 Bernatowicz T J, Amari S, Zinner E K, et al. Interstellar grains within interstellar grains. *Astrophys J*, 1991, 373: L73–L76
- 46 Greenberg J M. Interstellar grains. In: Barbara M, ed. *Nebulae and Interstellar Matter*. Chicago: University of Chicago Press, 1968. 221
- 47 Purcell E M. Temperature fluctuations in very small interstellar grains. *Astrophys J*, 1976, 206: 685–690
- 48 Aannestad P A. Evolution of interstellar dust and related topics. In: Bonetti A, Greenberg J M, Aiello S, eds. *Evolution of Interstellar Dust and Related Topics*. New York: Elsevier Science Publishers, 1989. 121–141
- 49 Guhathakurta P, Draine B T. Temperature fluctuations in interstellar grains. I—Computational method and sublimation of small grains. *Astrophys J*, 1989, 345: 230–244
- 50 Draine B T, Li A. Infrared emission from interstellar dust. IV. The silicate-graphite-PAH model in the post-spitzer era. *Astrophys J*, 2007, 657: 810–837

Nano-grains in the interstellar medium

LIU JiaMing¹, JIANG BiWei^{1*} & LI AiGen²

¹*Department of Astronomy, Beijing Normal University, Beijing 100875, China;*

²*Department of Physics and Astronomy, University of Missouri, Columbia, MO 65211, USA*

Interstellar grains, an essential component of the universe, play an important role in modern astrophysics. Their sizes range from several angstroms to several submicrometers; consequently, their thermal properties also vary significantly. For large, submicrometer-sized grains, when exposed to the interstellar radiation field, they are expected to attain equilibrium temperatures determined from the balance between the absorption of starlight and emission of longer-wavelength photons. Their emission spectra are simply the Planck function at the equilibrium temperature multiplied by the dust emission efficiencies. For nanometer-sized (or even smaller) grains, due to their small heat capacities, a single starlight photon would heat them to high temperatures and the grains would then rapidly cool down by radiating longer-wavelength photons. Because of their small absorption cross sections, it takes much time for them to absorb another starlight photon—before encountering another starlight photon, the grains have already radiated away the absorbed photon energy. Therefore, for nano-sized grains, we need to consider the stochastic-heating process and calculate their temperature probability distribution functions. They will not attain an equilibrium temperature, instead, they will undergo “temperature fluctuation”. Their emission spectra are obtained by integrating over the temperature probability distribution function.

nano-grains, single-photon heating, temperature fluctuation, temperature distribution function

PACS: 98.38.Cp, 98.38.Am, 98.38.Bn, 82.60.Qr

doi: 10.1360/132012-434