

尘埃辐射转移模型

何 金 华 陈 培 生

(中国科学院云南天文台 昆明 650011)

(中国科学院国家天文观测中心 北京 100012)

(中国科学院光学天文联合实验室昆明基地 昆明 650011)

摘 要

尘埃辐射转移模型对解释和探索宇宙中众多的多尘埃天体的观测现象可发挥重要的作用。目前所见到的四种球对称系统中的尘埃辐射转移方法可被总结为：二流 Eddington 近似模型方法、Eddington 因子迭代模型方法、射线跟踪法和 Monte-Carlo 模型方法。除了第一种方法外，其余方法在原理上都没有近似性。现在使用最多的是后两种方法。Monte-Carlo 方法是其中最灵活的一种，它可被用于对非球对称系统的辐射转移模拟。辐射转移模型研究工作将球对称系统中已相当成熟，此领域的发展方向主要有：在应用中不断完善模型的细节，如尘埃种类、消光特性，介质团块性等方面；发展非球对称系统中的辐射转移模拟，包括旋转对称和任意结构系统；辐射转移模型与其它相关天体物理模型的结合应用，如与流体动力学模型、尘埃形成模型、中心星结构和演化模型等相结合，将更加合理地解释天体形成和演化过程。

关键词 尘埃 — 辐射转移 — 方法：模型

分类号 P142.1

1 概 述

天体辐射是天体信息的主要载体，辐射转移是宇宙中最普遍的物理过程之一。这里将要讨论的尘埃辐射转移过程在众多天体（如主序前恒星、晚期演化恒星、HII 区、星际分子云、星系、活动星系核等）中都扮演着重要的角色。尘埃只存在于温度较低 ($T \leq 1500\text{K}$) 的地方，它们主要吸收短波辐射，然后又主要在红外波段以热辐射的形式再发射。尘埃的存在可使被其遮掩的天体的辐射严重红化。对尘埃中辐射转移的模拟，有助于解释在天空中观测到的各种红外图像，有助于通过模型和观测相结合来研究被尘埃所遮盖的天体的真实面貌，有助于揭示由星际尘埃云示踪的银河系和其它星系中的星际弥漫物质分布以及星际辐射场分布等。

国家自然科学基金 (19673017) 资助项目 中国科学院“九五”重点项目 (KJ952-S1-316)

1999-08-09 收到

最早研究的是在平行平面层结构中的辐射转移问题。但在宇宙中真实存在的各类天体却往往更多地呈现出球对称的、旋转对称的以及更复杂的几何构形。目前被人们研究得最多的是球对称系统中的辐射转移问题，但也已有一些工作开始延伸到了旋转对称系统甚至无对称性的任意几何构形中。辐射转移过程只是天体物理过程中的一种，许多作者正在努力将它与其它物理过程模型结合起来，以更加全面地阐述天体物理现象和原理。这些模型有尘埃气体混合介质中的尘埃形成模型、流体动力学模型、拱星包层的中心星演化模型等。辐射转移模型具有重要的应用价值，从天体得到的辐射信号，严格来说都应该能用辐射转移模型来解释。目前尘埃辐射转移模型应用得最多的是对早期和晚期演化恒星及星际介质的能谱（即连续谱）和红外颜色的研究方面。模型计算与观测的结合已大大增进了我们对星际环境、恒星形成和死亡过程的了解，也使我们对宇宙尘埃的性质有了越来越深的认识。

2 球对称分布尘埃物质中的辐射转移模型方法

2.1 二流 Eddington 近似模型方法

二流 Eddington 近似最早被用于求解平行平面层介质中的辐射转移问题。在平行平面层中的任一点 (r, μ) 处，以通过该点与平行平面层表面平行的平面为界，将该点处各个方向的辐射近似划分为两股均匀辐射流，即：

$$I_{\nu}(r, \mu) = \begin{cases} I_{\nu}^{+}(r, \mu), & 1 \geq \mu' \geq \mu_c \\ I_{\nu}^{-}(r, \mu), & \mu_c \geq \mu' \geq -1 \end{cases} \quad (1)$$

式中 $I_{\nu}(r, \mu)$ 为辐射强度， r 为某一球坐标系下该点到原点的距离， μ 为该点向径与平行平面层正法向夹角的余弦， μ' 是光线与分界面正法向夹角的余弦， I_{ν}^{+} 表示沿分界面正法向的一个辐射流，它是辐射在 $1 \geq \mu' \geq \mu_c$ 范围内的积分，类似地， I_{ν}^{-} 表示沿分界面反法线方向的另一辐射流。 $\mu_c = \cos \theta_c$ ， θ_c 称为分流角（上述平行平面层中取 $\theta_c = 90^\circ$ ），它将各个方向的辐射近似划分成两个辐射流，可以大大简化辐射转移方程的计算。但当这一近似被用于被中心星照亮的球状包层时，分流角余弦 $\mu_c = 0$ 的假设就不再适用，因为被中心星照亮的球层中的辐射场往往有沿径向向外集中的不均匀分布特征。McCrea^[1] 和 Chandrasekhar^[2] 将二流 Eddington 近似在球对称包层中作了推广。他们将向内和向外的辐射流的分流角余弦取为：

$$\mu_c(r) = \sqrt{1 - \left(\frac{r_*}{r}\right)^2} \quad (2)$$

其中 r_* 为中心星半径，即以中心星直径决定的锥面作为二辐射流的分界面。但自那以后的更精确的模型计算表明，这样定义的二流 Eddington 近似模型只有在包层的光学厚度很小时才能得到较准确的结果。这主要是因为，当包层光学厚度较大时，中心星附近密度和温度都较高的尘埃物质的热发射已对向外的辐射流有了显著的贡献，因此这种情况下二辐射流的分流角应大于中心星的角半径，以便将部分热尘埃辐射对向外辐射流的贡献包含在内。Unno 和 Kondo^[3] 曾给出了这样一个其分流角余弦 $\mu_c(r)$ 并不先验给定而由迭代计算来决定的非灰辐射转移模型（非灰即考虑了不同频率的辐射）。不过由于包层尘埃物质在不同波长处的消光效率是不一样的，辐射转移效果也不相同，因此分流角还应该与波长有关。Haisch^[4] 的模型便

是在 Unno 和 Kondo^[3] 的基础上发展起来的, 其 $\mu_c(r)$ 与频率 ν 有关, 且包括多尘埃尺寸的尘埃包层辐射转移模型。二流 Eddington 近似方法由于有近似性, 再加上它只对球对称系统有简单快速的优势, 在人们日益关注非球对称模型的今天已经很少有人使用了。虽然目前已有针对非球对称系统的 n 流 Eddington 近似模型出炉^[5], 但其复杂程度令人望而却步。

下面简单介绍这种方法的基本原理。辐射转移方程通常可写为:

$$\mu \frac{\partial I_\nu}{\partial r} + \frac{1 - \mu^2}{r} \frac{\partial I_\nu}{\partial \mu} = -(k_\nu^a + k_\nu^s) I_\nu + k_\nu^a B_\nu + \frac{k_\nu^s}{2} \int_{-1}^1 P_\nu(\mu, \mu') I_\nu(\mu') d\mu' \quad (3)$$

其中, μ 和 μ' 分别是散射过程中出射光线和入射光线与向外的径向夹角的余弦, B_ν 为普朗克函数 (用以描述黑体辐射), k_ν^a, k_ν^s 为包层物质的吸收系数和散射系数, $P_\nu(\mu, \mu')$ 是尘粒的散射方向概率函数, 即沿 μ' 方向入射的辐射被散射到 μ 方向的概率。定义辐射场的 n ($n = 0, 1, 2, 3$) 阶动量:

$$M_\nu^n(r) = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 I_\nu(r, \mu) \mu^n d\mu \quad (4)$$

方程 (3) 可容易地被转化为各阶辐射场动量的方程, 它与尘埃粒子的辐射平衡条件 (即尘埃粒子吸收和发出的辐射总量相等, 尘埃处于与周围辐射场之间的热平衡状态) 结合即可求解。

在上述方法中, 引入二流 Eddington 近似后, 原本没有明确相互关系的辐射场的各阶动量之间便有了新的解析关系。正是这些额外引入的不同阶动量间的假设关系, 使辐射转移问题在二流 Eddington 近似下变得容易求解。通过进一步的公式推导我们不难发现, 在二流 Eddington 近似下辐射场的任意阶动量均可由最低两阶动量 $M_\nu^0(r)$ 和 $M_\nu^1(r)$ 来表示, 改进确定分流角的方法, 只是相当于采用更合适的各阶辐射场动量间的假设关系来协助求解辐射转移方程, 但这都说明二流 Eddington 近似使得辐射场的各阶动量间具有了它原本并不具有的性质, 也正是这一点使得这种模型方法带有很大的近似性。

上述利用辐射场的 $n = 0, 1, 2, 3$ 阶动量来实现的近似模型方法还有一个缺点, 那就是最终得到的用于求解分流角余弦 $\mu_c(r, \nu)$ 的方程在 $r \rightarrow 0$ 时由于分母中的 $\mu \rightarrow 0$ 而具有奇异性, 若将之用于无中心源的球状尘埃云, 在云中心附近可能出现数值不稳定性。为了消除这一瑕疵, Unno^[6] 提出引进更高阶动量参与计算以避免奇异性的出现。其方法是将 Eddington 近似按三段定义:

$$I_\nu(r, \mu) = \begin{cases} I_\nu^+(r, \mu), & 1 \geq \mu' > \mu_1(r, \nu) \\ I_\nu^0(r, \mu), & \mu_1(r, \nu) \geq \mu' \geq \mu_2(r, \nu) \\ I_\nu^-(r, \mu), & \mu_2(r, \nu) > \mu' \geq -1 \end{cases} \quad (5)$$

这里引入了两个分流角余弦 $\mu_1(r, \nu)$ 和 $\mu_2(r, \nu)$ 将辐射场划分为三个均匀辐射流: 向外的 $I_\nu^+(r)$ 、向内的 $I_\nu^-(r)$ 和中间方向的 $I_\nu^0(r)$ 。引进辐射场第 4 阶动量 $M_\nu^4(r)$, 再将 $I_\nu^0(r)$ 取为 $I_\nu^+(r)$ 与 $I_\nu^-(r)$ 的某种由人为给定的加权平均。最后原来方程中求分流角 $\mu_c(r, \nu)$ 的一个方程变为求 $\mu_1(r, \nu)$ 和 $\mu_2(r, \nu)$ 的两个方程, 并且不再有奇异性了。后来 Hashimoto^[7] 又在 Unno^[6] 的工作基础上从三流 Eddington 近似回复到二流 Eddington 近似, 并通过辐射场第四阶动量的利用巧妙地避开了迭代方程中的奇异性。

2.2 可变 Eddington 因子迭代模型方法

利用 Eddington 因子迭代求解辐射转移问题的想法最早由 Eddington^[8] 提出, 最初主要被用在解平行平面层中的辐射转移计算中(如 Pomraning^[9]、Auer 和 Mihalas^[10] 等), 研究者们发现使用 Eddington 因子迭代能使模型程序收敛得更快。后来 Hummer 和 Rybicki^[11] 给出了较为详细完整的球对称包层中用可变 Eddington 因子迭代来实现辐射转移计算的模型方案, 但他们只在灰包层(指不考虑包层辐射场频率特性的情况)中作了试验。Leung^[12] 和 Yorke^[13] 各自给出了相似的基于可变 Eddington 因子迭代的非灰球状系统中的辐射转移模型, 并分别讨论了该模型在星际致密尘埃云和主序前星的吸积包层中的应用, Leung 还把这种可变 Eddington 因子迭代与详细的射线跟踪法相结合的方法称为“准扩散方法”(quasi-diffuse method)。

辐射转移方程 (3) 能够容易地通过积分变成辐射场动量的方程。然后定义一个可以反映辐射场分布各向异性程度的可变 Eddington 因子 f_ν :

$$f_\nu(r) = K_\nu(r)/J_\nu(r) \quad (6)$$

其中 $J_\nu(r) = M_\nu^0(r)$, $K_\nu(r) = M_\nu^2(r)$ 分别为辐射场的零阶和二阶动量。再像 Leung^[12] 一样定义一个与尘埃介质分布的几何构形有关的结构函数

$$\zeta_\nu(r) = \exp \left[\int_0^r \left(3 - \frac{1}{f_\nu(x)} \right) \frac{dx}{x} \right] \quad (7)$$

对于各向同性辐射场, 不难由辐射场动量的定义式 (4) 推得 $f_\nu(r) = 1/3$, $\zeta_\nu = 1$ 。利用 (6)、(7) 式可以将由辐射场动量表达的辐射转移方程写为只包含两个未知量 ($J_\nu(r)$ 和尘埃温度) 的形式。在不采取近似的情况下, 还必须利用对辐射转移方程 (3) 的直接求解来参与迭代, 才能使方程组闭合。直接求解辐射转移方程时通常采用射线跟踪法, 其主要原理是对每一条具有代表意义的给定光线求解辐射转移方程, 然后对所有光线积分, 从而得到新辐射场分布。其具体原理可参见 2.3 节。

可变 Eddington 因子迭代法求解辐射转移方程的步骤可以概括如下: 在给定边界条件和初始 $J_\nu^0(r)$ 和 $f_\nu^0(r)$ 后, 由尘埃辐射平衡条件求得初始尘埃温度分布, 然后求解辐射场动量方程得新辐射场, 进而得到源函数 $S_\nu^0(r)$, 接着用射线跟踪法求解辐射转移方程 (3) 得到更准确的辐射场及其各阶动量, 然后更新 $J_\nu^0(r)$ 和 $f_\nu^0(r)$ 的值得 $J_\nu^1(r)$ 和 $f_\nu^1(r)$ 。按上述过程迭代直至收敛。

2.3 射线跟踪法模型

前面两种辐射转移模型方法有一个共同点, 那就是利用了辐射场的各阶动量来求解。第 2.2 节中的无近似的可变 Eddington 因子迭代法中还用到了射线跟踪法来协助求解。那么是否辐射场动量方程和射线跟踪法都是无近似的球层辐射转移模型所必不可少的呢? 答案是否定的。Rowan-Robinson^[14] 就提出了一个完全没有对辐射场作近似而仅用射线跟踪法实现的球层辐射转移模型。他将该模型成功地用在了由中心星照亮的尘埃云中。Ivezic 和 Elitzur^[15,16] 提出了无量纲化的射线跟踪法辐射转移模型。他们通过引入包层光学厚度和无量纲长度及归一化辐射场频谱分布, 将辐射转移方程变成了一个无量纲方程, 并且发现当尘埃包层的内边界位置由尘埃的凝结温度所决定时辐射转移计算可以与中心星的光度无关。在这个模型中, 他们还把对辐射转移方程形式解的积分转化为矩阵运算来进行。Szczerba 等人^[17] 也从 Yorke^[13,18]

的可变 Eddington 因子迭代法模型中发展了纯粹的射线跟踪法辐射转移模型, 并且他们的模型可被用于双壳层结构中的辐射转移计算。

射线跟踪法模型的主要思想是, 将球对称尘埃分布区划分为若干同心球层, 再取与视线平行的若干具有代表性的射线与球层相交形成网格, 在给定边界条件和初始条件的情况下, 分别沿每一条射线求解辐射转移方程 (3), 对所有射线积分求出新的辐射场分布, 然后更新尘埃温度分布和源函数, 再沿每一条射线求解辐射转移方程 (3) 并得到更为准确的辐射场, 照此迭代直至收敛。

2.4 Monte Carlo 模型方法

以上介绍的是三种基于辐射场波动图像的辐射转移模型方法, 而 Monte Carlo 模型则是从辐射场的粒子图像出发来构造的辐射转移模型。此方法的原理是按照合理的概率分布由中心星和包层尘埃随机产生足够多的光子, 然后逐个追踪每个光子在尘埃包层中的传播情况 (包括吸收和散射), 并计算传播过程中每个光子对其所到之处辐射场的贡献, 从而得到包层中的辐射场分布情况。Monte Carlo 模型中的光子与真实的单光子有所不同, 它实际上是许多相同光子的集合。在相干散射的情况下 (即散射不引起频率变化时), 这种光子可以因被尘埃吸收而能量 (或说是其所代表的对辐射场的贡献量的大小) 减少但其频率却保持不变, 这是与那些能量 ($h\nu$) 与频率相互依赖的真实光子不同的。

Greenberg^[19] 曾尝试利用过仅包括单散射的光学薄包层中的 Monte Carlo 散射模型。但单散射的假设往往过于简单, 与包层中真实散射过程相差很大。Celnikier^[20] 和 Roark 等人^[21] 都给出了包括多重散射的 Monte Carlo 模型并分别在球状包层和柱状包层中作了应用。不过他们的模型还不是真正完整的拱星包层尘埃辐射转移模型, 因为尘埃的再发射还没有被包括进去。Lefèvre 等人^[22] 给出的才是一个完整的球状包层中求解辐射转移问题的 Monte Carlo 模型。Lorenz-Martins 和 Lefèvre^[23,24] 又将这种模型作了改进, 使它能够用于两种尘埃并存的情况。Monte-carlo 方法是一种灵活的有前途的方法, 目前已有研究者成功地将它用于旋转对称甚至无对称的系统中的辐射转移计算中 (参见 3.1 节)。

Monte Carlo 模型在处理光子的产生与运输过程时将要遇到如下五方面的概率问题: (1) 模型计算中大量光子从中心星或包层尘埃发出的位置分布概率与中心星或包层中该处尘埃辐射的光子流密度成正比。(2) 从作为黑体的中心星光球发出的光子向各个方向出射的几率是均等的, 考虑了中心星表面上的面元在不同方向的投影效应后, 由单位面元向各个方向发出光子的概率为 $p = \cos\theta$, 其中 θ 为光子飞行方向与向外的径向的夹角。尘埃粒子的发射一般被视为球状颗粒的各向同性辐射。(3) 新产生的光子的频率分布概率与辐射体发出辐射的光子流谱密度分布成正比。(4) 模型计算中要用到光子与尘粒相邻两次碰撞之间光子的飞行距离, 这需要由光子的所有可能自由程的概率分布来决定。在尘粒半径为 a 、消光效率为 Q_{ext} 的尘埃介质中, 设 \mathbf{r} 为位置矢, $N(\mathbf{r})$ 为尘粒数密度, $\tau = \pi a^2 Q_{\text{ext}} \int_0^s N(\mathbf{r}) ds$ 为沿路径 s 的光学深度, 则光子自由程为 s 的概率为 $P_s = \pi a^2 Q_{\text{ext}} e^{-\tau}$ 。显然 P_s 与 s 的方向 θ 和半径 r 有关。(5) 球形尘埃的散射为各向同性散射。对于各向异性散射的情况, 散射概率函数需要由专门的理论计算得到 (如 Mihalas^[25] 的方法)。

Monte Carlo 模型的实现过程是: 在给定初始尘埃温度分布下, 按照光子产生位置、方向和频率的概率分布产生一个特定频率 ν 的光子, 并令其能量为 1, 再按在光子飞行方向上光子自由程的概率分布确定它下一次与尘粒碰撞的位置。光子与尘粒碰撞并使其部分能量被尘

粒吸收后,携带剩余能量沿着按散射方向分布概率确定的方向出射。然后又进行下一次光子飞行和与尘粒碰撞的计算。这样我们就能得到这个光子的一条运动轨迹。当光子逃出包层外边缘或进入中心星表面或其剩余能量太小时,其运动轨迹便告终止。照此可以对足够多的光子做类似计算。对球对称尘埃介质系统,当某个光子的轨迹穿过某同心球层时,记录下它对该球层处辐射场的贡献(光子剩余能量越小,其贡献越小)并累加起来,从而可得不同半径处的平均辐射场强度、辐射流量等。由这个平均辐射场可以在尘埃辐射平衡条件下确定新的尘埃温度分布,从而使上述计算过程形成迭代直至收敛。

在上面的计算中涉及到如何按概率分布来抽取随机物理量的值的问题。其方法一般是在(0,1)区间按均匀随机分布律给出一个随机概率值 P ,然后由相应的概率分布公式解出该物理量的大小。有一个问题值得注意,那就是如何由计算机产生0至1之间的严格按均匀随机概率分布的随机数。一般的计算机软件给出的随机数并不是严格按照均匀概率分布产生的,用它来生成大量随机数会带来系统误差,这对Monte Carlo模型来说其影响是严重的。因此模型计算需要专门的软件来产生更可靠的均匀随机数(如Coveyou和Macpherson^[26]的方法)。

3 尘埃辐射转移模型的最新发展方向

尘埃辐射转移模型在球对称系统中已发展得相当完善,今后的工作除在应用中不断完善模型的细节(如尘埃种类、消光特性,介质团块性等方面)外,主要是发展非球对称系统中的辐射转移模型,包括旋转对称和任意结构系统,以及将辐射转移模型与其它有关的天体物理模型(如流体动力学模型、尘埃形成模型、中心星结构和演化模型等)相结合并应用到各种天体物理环境中去,以更加合理地解释天体的形成和演化过程。

3.1 非球对称系统中的尘埃辐射转移模型

天文观测的经验告诉人们,真实的天体很少是真正球形的。由于角动量在宇宙中的普遍存在,旋转天体是宇宙中最常见的。旋转天体周围的尘埃气体物质,由于与中心天体的诸如摩擦、磁场等作用,或多或少都是旋转对称的。目前在观测上已确切无疑地发现了许多明显的尘埃气体盘天体(参见文献[27~30])。由于宇宙环境的复杂多样性,许多天体甚至看起来极不规则,没有任何对称性。对任意结构系统中的辐射转移的研究需要三维辐射转移模型,然而这种模型所需的计算量极大,需要先进的计算机技术的有力支持。在天体物理学飞速发展的今天,对非球对称系统中的辐射转移过程的模拟已成为迫在眉睫的课题,并已热火朝天地展开。

球对称辐射转移模型是一维模型,而旋转对称模型是二维模型,二维辐射转移模型的计算量约是一维模型的几十至上百倍。目前人们运用旋转对称模型时通常放弃计算精度,用减少网格点的办法来缩短计算时间。比如目前所发表的这类模型的典型网格划分为沿半径约25点,角度约20点,而计算的频率点通常只有约30点,这远比通常的球对称模型网格要粗糙得多。不过,通过这些粗糙的二维模型计算,人们仍然了解到旋转对称包层的一些重要性质,如尘埃盘在不同偏轴角和不同波段的图像特征、不同偏轴方向所观测到的能谱分布特点及其变化、盘内尘埃温度分布特点等。

迄今人们主要用三种不同方法来构造旋转对称系统下尘埃辐射转移模型,这就是 n 流

Eddington 近似方法、射线跟踪法和 Monte-Carlo 方法。 n 流 Eddington 近似方法是对二流 Eddington 近似方法的推广,即将非球对称介质系统中的辐射场近似为 n 个均匀辐射流。我们所见到的唯一的旋转对称系统中的 n 流 Eddington 近似辐射转移模型是由 Masaki 和 Unno^[5] 给出的。他们在模型中的任一点 (r, θ, ϕ) 处定义了用复数表示的辐射场各阶动量(标量),然后将辐射场近似为三个均匀辐射流,并推导出关于辐射场动量的迭代方程组。最后他们还将 Eddington 近似向 n 流近似作了推广。但遗憾的是,至今我们还没有见到用他们的模型所得到的任何计算结果。

在原理上没有近似的射线跟踪法在旋转对称介质系统中的应用一直都受到计算机计算速度的限制。这方面较早期的工作是 Ghosh 和 Tandon^[31] 对具有两个恒星中心源的均匀密度柱状尘埃云的观测图像的计算,但其中忽略了散射过程,才使计算量大大减少。Dent^[32] 的盘模型则包括了一次散射。Dent 的模型计算表明尘埃盘模型中的散射是不可忽略的。Collison 和 Fix^[33] 将球对称系统中完整的射线跟踪法直接移植到盘模型中,只是其模型网格取得相当稀疏。他们还不同的“胖盘”和“瘦盘”模型作了研究,给出了各种情况下模型图像和视见函数的变化。Efstathiou 和 Rowan-Robinson^[34] 也发展了一个类似的射线跟踪法辐射转移盘模型,不同的是,他们的模型是一个有锐利边缘的盘。他们研究了盘模型的能谱分布特点,并成功拟合了晚 M 型超巨星 VY CMa 的观测能谱。目前的这些射线跟踪法旋转对称系统中的辐射转移模型都有几个共同的缺点,一方面它们的计算网格太粗糙,另一方面它们未考虑盘状包层内边缘形状对球形的偏离。虽然模型计算表明,盘内边缘形状对球形的偏离不是十分严重,但在尘埃密度很大的内边缘处的少许偏差也会给计算结果带来不可忽视的影响,这在更精确的模型计算中是应该考虑的。

Monte-Carlo 模型曾被 Roark 等人^[21] 用来模拟柱状均匀密度反射尘埃云中的散射过程。Lefevre 等人^[35] 发展了均匀密度分布的旋转椭球状包层中 Monte-Carlo 辐射转移模型,其中同时包括了尘埃的多级散射和热发射。他们的模型还别致地使用了旋转椭球状网格,但这个模型不适于很扁平的盘。Lopez 等人^[36] 的模型是迄今为止最完善的尘埃盘中的 Monte-Carlo 辐射转移模型。他们还盘模型的图像、能谱和视见函数等作了探讨。Silva 和 Danese^[37] 将类似模型用到星系中,在考虑了 AGB 星、年轻恒星天体 (YSOs) 及其周围的尘埃密集区以及游离的恒星和星际尘埃云的贡献后,他们得到了与观测结果较为一致的星系能谱分布。Monte-Carlo 方法是一个从原理上与介质几何分布特征无关的最灵活的方法, Wolf 等人^[38] 甚至将它推广到了无任何几何对称性的任意形状介质中,这是目前其它三种方法都做不到的。Monte-Carlo 方法是所有辐射转移模型方法中最耗时的一种,目前人们之所以能在许多领域中广泛应用它,全靠近年来计算机技术的高速发展。

3.2 多团块尘埃介质中的辐射转移模型

通常的辐射转移模型都将拱星包层或星际云的物质分布看作是按照某种光滑函数形式连续变化的。但是正像地球的大气会有风云变化一样,星云中的尘埃气体物质也并不是稳定的,其中的物质会时而成团时而弥散,造成密度分布很不均匀的情况,它们只在统计意义上按人们通常所给的光滑函数形式分布。这种尘埃物质的成团性在尺度上比尘埃颗粒尺寸变化大得多,但在宏观上又并不影响整个星云的几何性质,这种尘埃物质的成团性也可能对辐射转移过程产生影响。一方面过多的物质形成密集的团块,可以使其消光效率降低,从而使具有同样多尘埃的星云的光学厚度变小;另一方面,高密度的团块间低密度介质主要对紫外线有显著

的吸收和散射作用,而高密度的团块结构则可以对紫外、可见光直至近红外辐射都有吸收和散射作用,因此有团块结构的星云与无团块结构的星云相比,它可能在紫外波段的光学厚度更小而近红外的光学厚度则更大。由于星云中的团块结构的位置分布是随机的,对这种星云的辐射转移模型计算只有用 Monte-Carlo 模型比较合适。Witt 和 Gordon^[39] 就用 Monte-Carlo 模型对团块结构拱星包层中的辐射转移问题作了探讨,其他类似的工作请参阅该文中的文献。

3.3 辐射转移模型与流体动力学模型相结合

目前人们普遍认同 AGB 星的强大星风主要由辐射压驱动的观点。将辐射转移方程与包层流体动力学方程联合求解的模型能够更确切地反映 AGB 星包层的真实情况。在流体动力学模型中,辐射压作用于尘埃气体内摩擦耦合系统决定外流物质的速度和密度,从而影响包层中的尘埃密度分布,尘埃密度分布反过来又通过辐射转移效应作用于辐射场分布,从而影响尘埃所接受的辐射压的大小。AGB 星的尘埃气体包层就是一个在这种循环制约下达到了稳定平衡的系统。由流体动力学模型得到的包层密度分布和速度场将比纯粹辐射转移模型中所假定的负幂律密度分布和常速度场更符合实际情况。而且当需要考虑中心星变化对包层的影响时,含时流体动力学模型将是必不可少的。目前已有不少尘埃气体流体动力学模型方面的工作(参见文献 [40~45])。Steffen 等人^[46]的模型则是能够计算拱星包层随中心星演化而演化的含时流体动力学模型。

3.4 辐射转移模型与尘埃形成模型相结合

在纯粹的辐射转移模型中,尘埃形成过程往往被假设为突然发生并迅速完成的。但实际尘埃形成过程却是要持续一段时间并在包层中占有一定区域的。在尘埃形成区内,尘埃密度的变化就不再遵循适用于描述包层整体的负幂律分布。另外尘埃形成后还要经历一个加速过程才能到达其最终外流速度并保持近似匀速外流,加速区中的物质密度分布也会与包层整体不同。更进一步,对于包层中何种尘埃会形成,其尘粒尺寸有多大等问题,人们更希望能从对尘埃形成过程的模拟中直接得到答案,而不是像多数情况那样作一些武断的假设。

20 世纪 80 年代末 90 年代初,依据经典结核理论提出的简单的尘埃形成模型开始出现,如 Yamamoto 和 Hasegawa^[47]的工作。Draine^[48]和 Kozasa^[49]也分别将尘埃形成模型用于星际尘埃和星风形成的研究中。最初的尘埃形成模型中都假设尘埃粒子的形成过程是在热平衡环境下进行的,但实际上尘埃形成过程相当迅速,可能真正的尘埃形成环境是非热平衡的。于是 Gail 等人^[50]发展了适用于远离平衡态的尘埃形成模型,稍后几年中 Gail 和 Sedlmayr^[51]又尝试将对尘埃形成过程的计算融入包层流体动力学模型中并应用于静态包层中。事物发展总是由简单到复杂。90 年代末,人们开始认识到简单的分子凝结成核过程并不代表尘埃形成过程的全部机制,固体表面上的化学反应也是尘埃形成和生长过程的重要机制, Gail 和 Sedlmayr^[52]的模型不但考虑了这一因素,还考虑了分子和分子团的热动力学性质。理论研究与应用往往是齐头并进的, Fleischer 等人^[53]又将尘埃形成模型与含时流体动力学模型结合起来,使 AGB 星的包层随中心星变化而演化的模型得到了进一步的完善。作为对尘埃形成模型的另一应用, Höfner 等人^[54]提出一个新观点,认为尘埃形成过程不稳定,并能引起包层辐射光变,这就对 AGB 星光变是由中心星产生的观点提出了挑战。在 20 世纪的最后几年里,尘埃形成研究又提出了新的课题,人们开始关注椭球状尘埃粒子(如 Voshchinnikov^[55])和多孔结构尘埃粒子(如 Vaidya 和 Gupta^[56])对辐射转移的影响,并进一步考察几种混合尘埃的蒸发和生长过程,以及尘粒内部扩散和表面交换过程(Gail 和 Sedlmayr^[57])等。

3.5 与辐射转移模型有关的其他发展方向

(1) 双尘埃模型。目前人们普遍认同内禀 S 星是富氧星向富碳星演化的过渡阶段。这个过渡时期中, S 星的包层有可能出现同时具有富氧尘埃和富碳尘埃的情形。我们曾试验了这种模型, 得到了内部是富碳尘埃外部是富氧尘埃的双尘埃壳层的能谱, 并且发现它与单一尘埃组成的壳层的能谱有明显的差别。具体这方面的模型计算结果将在以后的工作中给出。

(2) 与气体分子谱线辐射转移模型相结合。尘埃提供气体外流的动力并对气体起加热的作用。将尘埃和气体分子的辐射转移及流体动力学模型相结合将有助于更全面地展现拱星包层中的物质相互作用过程和能量传递过程。

4 结 束 语

尘埃辐射转移模型的基本方法到如今已发展得相当成熟, 特别是球对称系统中的尘埃辐射转移模型理论已发展得很完善, 旋转对称系统中的模型工作也已取得一定成功, 并促进了人们对各种盘状尘埃天体结构的了解, 甚至有研究人员已开始探索无对称性的任意结构介质中的辐射转移模型。在目前所知的四种模型方法中, Monte-Carlo 模型最为看好, 它的灵活性使得它在各种对称性系统下均能发挥作用, 但这种模型所需的庞大计算量也迫使人们渴望一种更加经济的模型方法。今后在尘埃辐射转移模型方面的工作除了对模型方法自身的完善外, 最重要的任务将是如何在各个天文研究领域中广泛地应用这些模型。一方面要将辐射转移模型与其它物理模型(如流体动力学模型、尘埃形成模型等)结合, 更加准确地描述各种有关的天体物理过程, 另一方面是将辐射转移模型应用到更广泛的天体对象(如 AGB 星、主序前星、星际云、星系、活动星系核等)的研究中去, 在揭示各种天体物理规律的工作中充分发挥它的作用。

申明: 本工作中用到了 SIMBAD 数据库

参 考 文 献

- 1 McCrea W H. M.N.R.A.S., 1928, 88: 927
- 2 Chandrasekhar S. M.N.R.A.S., 1934, 94: 444
- 3 Unno W, Kondo M. Publ. Astron. Soc. Jpn., 1976, 28: 347
- 4 Haisch B M. Astron. Astrophys., 1979, 72: 161
- 5 Masaki I, Unno W. Publ. Astron. Soc. Jpn., 1978, 30: 547
- 6 Unno W. Publ. Astron. Soc. Jpn., 1989, 41: 211
- 7 Hashimoto O. Ap. J., 1995, 442: 286
- 8 Eddington A S. The Internal Constitution of stars, Cambridge: Cambridge University Press, 1926
- 9 Pomraning G C. J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 1969, 9: 407
- 10 Auer L H, Mihalas D. M.N.R.A.S., 1970, 149: 65
- 11 Hummer D G, Rybicki G B. M.N.R.A.S., 1971, 152: 1
- 12 Leung C M. Ap. J., 1975, 199: 340
- 13 Yorke H W. Astron. Astrophys., 1980, 86: 286
- 14 Rowan-Robinson M. Ap. J. Suppl. Ser., 1980, 44: 403
- 15 Ivezić Z, Elitour M. Ap. J., 1995, 445: 415
- 16 Ivezić Z, Elitour M. M.N.R.A.S., 1997, 287: 799

- 17 Szczerba R, Omont A, Volk K *et al.* *Astron. Astrophys.*, 1997, 317: 859
- 18 Yorke H W. *Astron. Astrophys.*, 1980, 85: 215
- 19 Greenberg M, Wang R T. *Mémoires Société Royale des Sciences de Liège*, 1972, 167
- 20 Celnikier L M, Lefèvre J. *Astron. Astrophys.*, 1974, 36: 429
- 21 Roark T, Roark B, Collins II G W. *Ap. J.*, 1974, 190: 67
- 22 Lefèvre J, Bergeat J, Danial J Y. *Astron. Astrophys.*, 1982, 114: 341
- 23 Lorenz-Martins S, Lefèvre J. *Astron. Astrophys.*, 1993, 280: 567
- 24 Lorenz-Martins S, Lefèvre J. *Astron. Astrophys.*, 1994, 291: 831
- 25 Mihalas D. *Stellar Atmospheres. ch.2*, San Francisco: W. H. Freeman, 1978
- 26 Coveyou R R, Macpherson R D. *J. Assoc. Comput. Mach.*, 1967, 14: 100
- 27 Barnbaum C, Omont A, Morris M. *Astron. Astrophys.*, 1996, 310: 259
- 28 Kate Y L S, Volk K, Kowk S *et al.* *Ap. J.*, 1998, 508: 744
- 29 Norris R P, Byleveld S E, Diamond P J *et al.* *Ap. J.*, 1998, 508: 275
- 30 Guilloteau S, Dutrey A, Simon M. *Astron. Astrophys.*, 1999, 348: 570
- 31 Ghosh S K, Tandon S N. *M.N.R.A.S.*, 1985, 215: 315
- 32 Dent W R F. *Ap. J.*, 1988, 325: 252
- 33 Collison A J, Fix J D. *Ap. J.*, 1991, 368: 545
- 34 Efstathiou A, Rowan-Robinson M. *M.N.R.A.S.*, 1990, 245: 275
- 35 Lefèvre J, Daniel J-Y, Bergeat J. *Astron. Astrophys.*, 1983, 121: 51
- 36 Lopez B, Mékarnia D, Lefèvre J. *Astron. Astrophys.*, 1995, 296, 752
- 37 Silva L, Danese L. *Ap. J.*, 1998, 509: 103
- 38 Wolf S, Henning T, Stecklum B. *Astron. Astrophys.*, 1999, 349: 839
- 39 Witt A N, Gordon K D. *Ap. J.*, 1996, 463: 681
- 40 Salpeter E E. *Ap. J.*, 1974, 193: 585
- 41 Kwok S. *Ap. J.*, 1975, 198: 583
- 42 Netzer N, Elitzur M. *Ap. J.*, 1993, 410: 701
- 43 Habing H J, Tignon J, Tielens A G G M. *Astron. Astrophys.*, 1994, 286: 523
- 44 Groenewegen M A T. *Astron. Astrophys.*, 1994, 290: 531
- 45 Steffen M, Szczerba R, Men'shchikov A *et al.* *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 1997, 126: 39
- 46 Steffen M, Szczerba R, Schonberner D. *Astron. Astrophys.*, 1998, 337: 149
- 47 Yamamoto T, Hasegawa H. *Prog. Theor. Phys.*, 1977, 58: 816
- 48 Draine B T. *Astrophys. Space Sci.*, 1979, 65: 313
- 49 Kozasa T, Hasegawa H. *Astrophys Space Sci.*, 1984, 98: 61
- 50 Gail H-P, Keller R, Sedlmayr E. *Astron. Astrophys.*, 1984, 133: 320
- 51 Gail H-P, Sedlmayr E. *Astron. Astrophys.*, 1987, 171: 197
- 52 Gail H-P, Sedlmayr E. *Astron. Astrophys.*, 1988, 206: 153
- 53 Fleischer A J, Gauger A, Sedlmayr E. *Astron. Astrophys.*, 1992, 266: 321
- 54 Höfner S, Feuchtinger M U, Dörfel E A. *Astron. Astrophys.*, 1995, 297: 815
- 55 Voshchinnikov N V, Somenev D A, Henning T. *Astron. Astrophys.*, 1999, 349: L25
- 56 Vaidya D B, Gupta R. *Astron. Astrophys.*, 1999, 328: 634
- 57 Gail H-P, Sedlmayr E. *Astron. Astrophys.*, 1999, 437: 594

Review on dusty radiative transfer models

He Jinhua Chen Peisheng

(Yunnan Observatory, Chinese Academy of Sciences, Kunming 650011)

(Kunming Section, Joint Laboratory of Optical Astronomy, Chinese Academy of Sciences, Kunming 650011)

(National Astronomical Observatories, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100012)

Abstract

The radiative transfer models for dusty medium play an important role on the studies of the properties of widely existed dusty objects and the relevant observational results. Up-to-date, four models of the radiative transfer processes have been developed: the two-stream Eddington approximation; the Eddington factor iteration; the ray tracing method and the Monte-Carlo method. Except the first, the other three models have no approximation in their principles, with the last two being most often adopted. It is worthy of emphasizing that only the Monte-Carlo method is independent of the system profiles with the other three being strongly confined to the system configuration. Now, the radiative transfer models for spherical systems have been studied very well with the ongoing investigation on the more and more detailed aspects, such as multiple dust species, modification of dust grain extinction, clump effect. On the other hand, non-spherical systems are also being developed including axisymmetric systems. Combination of the radiative transfer models with other relevant models, such as the hydrodynamics, dust formation and stellar structure and evolution models, will lead to the better understanding of the observations.

Key words dust—radiative transfer—method : model