

# 银河系恒星形成区的OH、H<sub>2</sub>O脉泽

王强

(中国科学院上海天文台)

## 提 要

本文对银河系恒星形成区的OH和H<sub>2</sub>O脉泽的观测、研究的各个方面:形态特征、生成区域、运动状况、时变性质、物理环境和脉泽产生机制,作了简要的综述。

## 一、引 言

天体脉泽是随着射电天文学和分子天文学的发展而发现的一种天体物理现象。迄今为止,已发现了OH、H<sub>2</sub>O、SiO、CH<sub>3</sub>OH、NH<sub>3</sub>等多种分子的天体脉泽,对它们的观测和研究已构成了天体物理学的一个重要方面。

在诸多天体脉泽中,OH和H<sub>2</sub>O脉泽的分布最广、发射最强,因而得到了广泛、深入的观测和研究。OH和H<sub>2</sub>O脉泽在银河系恒星形成区中经常可以发现,它们的生成和演化与周围环境密切相关,通过对它们的观测,不仅可以研究OH和H<sub>2</sub>O脉泽本身,还能推动、深化银河系恒星形成区物理研究的进展。VLBI则为对这些脉泽作高分辨率观测提供了手段,取得了许多令人注目的重要结果。

本文涉及内容的早期结果可参考有关评述<sup>[1-4]</sup>,本文则侧重于总结目前的进展状况。第二节中总结了恒星形成区OH和H<sub>2</sub>O脉泽的观测特性。第三节总结了理论研究的结果。第四节中对一些有关的重要问题作了讨论。

## 二、观测特性

### 1. 形态特征

**亮温度** 高的亮温度是脉泽最基本的特征,OH和H<sub>2</sub>O脉泽的亮温度分别可高达 $10^{12-13}$ K和 $10^{14-15}$ K。

**尺度** OH和H<sub>2</sub>O脉泽的尺度分别为 $10^{14}$ cm和 $10^{13}$ cm的量级,两者相比似乎表明脉泽尺度正比于发射线的波长;但激发态OH脉泽的观测并未证实这一点<sup>[5]</sup>。有些OH和H<sub>2</sub>O脉泽可能有更小的尺度,如与HH天体成协的某些H<sub>2</sub>O脉泽尺度小于 $3 \times 10^{12}$ cm<sup>[6]</sup>。

**谱线宽度** OH和H<sub>2</sub>O脉泽的谱线宽度 $\sim 0.1-2$ km/s,估计是由分子热运动及气体整体

运动的多普勒效应所致。脉泽谱线在非饱和转移时其中心频率强度增长较快,使谱线变窄,饱和程度上升后谱线又重新变宽<sup>[7]</sup>,这在脉泽爆发中已有发现<sup>[8,9]</sup>。有人认为 Cep A 中的 H<sub>2</sub>O 脉泽谱线宽度  $\Delta v$  与流量密度  $S$  间有以下关系:  $\Delta v \propto S^{-1/3}$ ,这可按部分饱和脉泽来解释。

**成群现象** OH 和 H<sub>2</sub>O 脉泽一般在  $10^{16-17}$ cm 范围内聚集成群。有的 H<sub>2</sub>O 脉泽源有多个这样的聚集群,每个群称为“活动中心”<sup>[10-12]</sup>。有的 H<sub>2</sub>O 脉泽源如 W49N,脉泽主要分布在  $3 \times 10^{17}$ cm 范围内,更小尺度上则并无明显的“活动中心”现象<sup>[13]</sup>。

**频率分布** 脉泽源的频率分布反映了脉泽源分子云沿视线方向的运动速度分布。OH 脉泽源的频率分布范围一般为  $\Delta v \lesssim 10$ km/s; 而由磁场导致的塞曼分裂为 1—6km/s(对 18cm OH 脉泽),故实际的速度范围不大。但最近发现, OH340.78—0.10 和 W49N—G 中的  $\Delta v$  分别高达 20km/s 和 64km/s<sup>[14]</sup>。H<sub>2</sub>O 脉泽源的频率分布范围则常高达几十至几百 km/s,而其非多普勒性的致宽效应仅有超精细结构导致的 5.9km/s,故 H<sub>2</sub>O 脉泽有较大的速度范围<sup>[15]</sup>。一般可以  $\Delta v \sim 30$ km/s 来划分 H<sub>2</sub>O 脉泽的高、低速成分,后者较前者强得多<sup>[16]</sup>。在较弱的 H<sub>2</sub>O 脉泽源中常测不到高速成分,这可能是由于观测灵敏度不够。

## 2. 生成区域

OH 脉泽源与致密 H II 区密切成协<sup>[17]</sup>,其发射强度与 H II 区致密程度有正比关系<sup>[18]</sup>,在尺度大于 0.1pc 的 H II 区附近则从不出现。

Reid 等人认为,OH 脉泽是温度  $\geq 10^3$ K 的致密 H II 区背景受激放大的结果,从而解释致密 H II 区中心容易发现 OH 脉泽的观测现象<sup>[19,20]</sup>。

但有些观测看来不支持该设想<sup>[21,22]</sup>。Norris 认为, W3(OH) 的有些 OH 脉泽并未投影在致密 H II 区上<sup>[23]</sup>。一种解释是认为背景 H II 区的射电发射太弱而不易检出<sup>[24]</sup>。但是,OH 脉泽很可能是饱和的,而饱和脉泽的强度基本上不受背景辐射的影响。还有许多观测倾向于认为 OH 脉泽多在致密 H II 区的边缘发生<sup>[17,25-27]</sup>。

在 OH 脉泽生成区还发现有很高的电子密度<sup>[28,29]</sup>; OH 脉泽源与红外源之间也有很密切的成协关系<sup>[30]</sup>。

H<sub>2</sub>O 脉泽源同致密 H II 区、OH 脉泽源常有成协关系,但一般与它们有相当距离。

H<sub>2</sub>O 脉泽源常常出现在分子云的密集核心或分子云之间的碰撞交界处<sup>[10,12,31-33]</sup>。H<sub>2</sub>O 脉泽源还与 HH 天体、CO 分子外流等显示恒星形成区物质高速运动的现象经常成协<sup>[34,35]</sup>,如它与 CO 分子流常有共同的发生中心和相同的流向,但其空间尺度却较后者小二个量级<sup>[36-38]</sup>;与 HH 天体成协表明, H<sub>2</sub>O 脉泽与小质量恒星形成也密切相关,这种 H<sub>2</sub>O 脉泽具有尺度小、变化快和速速高的特点<sup>[6,32,39,40]</sup>。在一个超新星遗迹与暗云的作用区和球状体 L810 中,也都发现有 H<sub>2</sub>O 脉泽源,说明这些区域中有恒星正在形成<sup>[41,42]</sup>。

H<sub>2</sub>O 脉泽源与红外源也常成协,而且两者的流量密度间有相关性,这种红外源位于赫罗图的一定区域内<sup>[43,44]</sup>。有人将红外源区分为两种,发现其中一种常与 H<sub>2</sub>O 脉泽源成协,可能是原恒星<sup>[45]</sup>。在 H<sub>2</sub>O 脉泽区中无红外源检出也许是因为该区域中红外消光太大<sup>[46]</sup>。

## 3. 运动状况

OH 脉泽源的速度范围一般  $\lesssim 10$ km/s,这也许是由于它们随致密 H II 区一起膨胀所致; NGC6334 和 G34.3+0.1 中的情况可以用此来解释<sup>[27,47]</sup>。

Reid 等人比较了 OH 脉泽与该区域中  $H_2$  复合线的速度, 发现前者相对于后者有红移, 认为这是 OH 脉泽仍在向中心星坍缩的证明<sup>[19,20]</sup>。在不少 OH 脉泽源中都观测到了这种现象<sup>[22,38,48-50]</sup>。但 Berulis 等人指出, 不同的  $H_2$  复合线因光深不同而程度不同地包含膨胀速度, 故不代表星体中心速度, 这使 OH 脉泽相对于致密 H II 区的实际红移大减<sup>[51]</sup>。W3(OH) 的  $H_2$  复合线的进一步观测结果支持了 Berulis 等人的观点<sup>[52]</sup>。最近发现的 OH 脉泽高速运动若以引力坍缩来解释, 需要的中心星质量太大, 故大概只能归因于外流<sup>[14]</sup>。

有不少人观测和研究了 OH 脉泽的速度梯度和分布情况, 认为致密 H II 区周围物质可能为旋转的盘或环结构<sup>[17,23,53-58]</sup>。但也有的观测似乎不支持这种观点<sup>[59,60]</sup>。

$H_2O$  脉泽的高速度和其相对于分子云的蓝移表明,  $H_2O$  脉泽在作向外的高速运动<sup>[35,37,44,61,62]</sup>。 $H_2O$  脉泽源的红移成分较弱, 可能是因为光深遮挡不足; 较强的蓝移成分则是背景辐射放大的结果<sup>[61]</sup>。与 HH 天体、CO 分子外流、 $H_2$  四极矩辐射等物质高速运动现象的成协也表明了  $H_2O$  脉泽与物质高速运动的密切关系<sup>[63]</sup>。

$H_2O$  脉泽源的高速成分有两极分离的性质, 连同低速成分便构成三重特征谱<sup>[64,65]</sup>。在空间分布上, 高速成分有围绕低速成分的倾向。观测表明, 至少对有些  $H_2O$  脉泽源, 其低速成分位于旋转、膨胀的拱星盘上, 高速成分则分布在拱星盘的两极, 被星风及辐射所激发和吹出<sup>[11,16,66]</sup>。

#### 4. 时变性

OH 和  $H_2O$  脉泽源中的各个特征在不断地生成和熄灭, 对于 OH 和  $H_2O$  脉泽, 它们的寿命分别为 10 年和 1 年的量级, 脉泽源的总强度则一般变化不大。总的来讲,  $H_2O$  脉泽较 OH 脉泽, 变化要大得多。

观测发现, W49N 的  $H_2O$  脉泽源的频谱各特征峰在两年里有同步的变化<sup>[67]</sup>。更仔细的观测还发现, 脉泽特征间的变化时间差等于它们间的光程差<sup>[68,69]</sup>。这暗示了 W49N  $H_2O$  脉泽的激发是来源于变化中的同一个辐射源。

在一些  $H_2O$  脉泽源中, 还观测到了脉泽强度的急剧增加和变化(爆发)。变化最快时, 特征的强度几天内便增加一倍, 在几个月内, 特征的强度可以上升几个量级。在同一个脉泽源中, 也发现了各个特征爆发间的相关性, 它们间的时间差表明, 引起爆发的激发传播速度不低于几百  $km/s$ <sup>[8,9,70]</sup>。在  $H_2O$  脉泽爆发中, 谱线宽度一般是随流量的增加而变窄, 这同一般的脉泽理论相符<sup>[71]</sup>。在 Orion-KL 区中发生的  $H_2O$  脉泽爆发性质比较特殊, 爆发只在一个特征上发生, 流量变化特别大, 且其线宽随着流量的上升而变宽, 因此表明可能存在另一种爆发机制。有人认为, 在这个爆发中脉泽云的气体湍流运动加剧, 从而导致饱和脉泽的谱线变宽, 脉泽线偏振随流量上升而增加, 则表示脉泽在爆发中趋于饱和<sup>[9]</sup>。

OH 脉泽变化较慢, 爆发较少。一些与分子外流成协的 OH 脉泽变化相对较快。譬如在 Cep A 中, 观测到了 OH 脉泽源的爆发, 各个特征的流量变化程度不等, 它们间的时间差对应于  $\sim 300 km/s$  的激发传播速度<sup>[72]</sup>。

在所有的脉泽爆发中, 都出现流量上升快、下降慢的现象, 这与脉泽的一般时变不同, 表明脉泽爆发不是由于脉泽云运动使其指向与视线夹角发生变化造成的。

### 三、理论研究

#### 1. 脉泽云的温度

由谱线宽度可求出对应的分子运动温度,但由于谱线的合并、频率分辨率的限制,脉泽受激放大和分子整体运动对线宽的影响等原因,难以准确求解。

比较OH分子各转动能级的粒子数可求出转动温度。若为热平衡,转动温度等于运动温度。但由各能级粒子数的比较,求得的转动温度不同,这就排除了热平衡。已发现了不少OH分子的转动激发能级吸收线,求得的转动温度典型值为 $(2\pi_{3/2}): T_{J=7/2,9/2} \sim 160\text{K}^{[73]}, T_{J=5/2,7/2} \sim 100\text{K}, T_{J=3/2,5/2} \sim 50\text{K}^{[18]}$ 。若分子运动温度  $\lesssim 50\text{K}$ ,即表明存在转动能级的反转。OH脉泽源常位于OH分子吸收线区的边缘,两者可能都靠近致密H II区的电离面<sup>[74]</sup>,但它们之间的温度关系还不能确定。

观测发现,W3(OH)的NH<sub>3</sub>吸收线与OH脉泽源在空间分布、速度和线宽等方面吻合得很好,由前者导出的温度 $\sim 60\text{K}$ ,这也可能代表了后者的温度<sup>[54]</sup>。对OB星亮度及其与OH脉泽源距离的统计显示,OB星对OH脉泽区的有效辐射温度为80K左右,这也许反映了OH脉泽对温度的一定要求<sup>[50]</sup>。

测得的H<sub>2</sub>O的谱线较少,故H<sub>2</sub>O脉泽云的温度较难求。H<sub>2</sub>O脉泽的谱线一般较OH脉泽的宽,并表明其温度可能要高达几百K。H<sub>2</sub>O的6<sub>16</sub>和5<sub>23</sub>能级粒子数要占一定大小的比例,几百K的温度是必要的。较高的温度也是同H<sub>2</sub>O脉泽与HH天体等高速、高温物质的成协有直观上的联系。

#### 2. 脉泽云的密度

脉泽要达到观测到的高亮温度,一般必须有不小于20的光深 $\tau$ :

$$\tau \sim 10^5 \lambda^3 A^2 (m/T)^{1/2} n l > 20,$$

其中  $m$ 、 $T$ 、 $\lambda$ 、 $A$ 、 $n$ 、 $l$  分别为分子核子系数,分子运动温度(K),脉泽波长(cm),爱因斯坦自发跃迁系数( $s^{-1}$ ),脉泽分子的反转数密度( $\text{cm}^{-3}$ )和相干长度(cm)。代入典型的参数,则OH和H<sub>2</sub>O脉泽云的分子(以H<sub>2</sub>为主)数密度分别可高达  $\geq 10^7 \text{cm}^{-3}$  和  $\geq 10^{10} \text{cm}^{-3}$ 。

OH脉泽云的密度看来仅比周围分子云略大些,它大概是由致密H II区周围的吸积残余气体云块构成的。

H<sub>2</sub>O脉泽云的密度很大,它可能是由星风、辐射压和磁场耗散吹出的或由物质高速运动产生的不稳定性导致的密集原坍缩物质构成的。有人提出,致密H II区膨胀激波的化学效应能增加OH和H<sub>2</sub>O分子的密度,从而产生了脉泽的化学环境<sup>[75]</sup>。还有人从H<sub>2</sub>O脉泽云与周围物质碰撞造成的减速中推测,前者的密度较后者的高20—300倍,故其粒子数密度可能达到  $2 \times 10^8 \sim 10^9 \text{cm}^{-3}$ <sup>[76]</sup>。

#### 3. 脉泽云的磁场

观测发现,OH脉泽多有强的圆和线偏振;H<sub>2</sub>O脉泽则部分显示出一定的线偏振。

OH的塞曼分裂大于线宽时可产生圆偏振,不然则只能产生线偏振,故圆偏振的普遍存在表明OH脉泽云中的磁场强度  $\geq 1\text{mG}$ <sup>[77]</sup>。塞曼分裂产生的OH脉泽源左、右旋圆偏振成份在频谱

上的系统偏移,则表示了磁场的平均投影强度。同一点上的左、右旋圆偏振发射(塞曼对)直接给出脉泽云的磁场投影强度。各种方法求出的磁场强度一般为 $1-10\text{mG}$ <sup>[56,58,78,79]</sup>。

有的OH脉泽源,如W3(OH),其7个塞曼对显示了磁场强度和方向的一致<sup>[79]</sup>。但G45.1+0.1的两个塞曼对却显示了磁场方向的反转<sup>[50]</sup>。

多数的OH脉泽并无塞曼对现象,有人用脉泽云的速度场与磁场梯度的耦合对此加以解释<sup>[80]</sup>。但这还难以说明此现象的普遍性。最近的理论表明,脉泽云速度场中各种塞曼分裂成分的迭加,能够导致单向圆偏振发射<sup>[81,82]</sup>。

还有人用检测塞曼分裂的 $\sigma$ 、 $\pi$ 成分来求出磁场的强度和方向<sup>[79,83]</sup>。

饱和 $\text{H}_2\text{O}$ 脉泽要达到 $Q/I \leq 1/3$ ,需要满足 $2\pi\Delta\nu \gg 2\pi\mu_0 g B \gg (\bar{R}\Gamma)^{1/2}$ 。其中 $Q$ 、 $I$ 、 $\bar{R}$ 、 $\Gamma$ 、 $\Delta\nu$ 、 $B$ 、 $g$ 、 $\mu_0$ 分别为线偏振强度、总强度、激励发射率、能级损失率、线宽、磁场强度、朗德因子和玻尔磁子。当 $2\pi\Delta\nu \gg 2\pi\mu_0 g B \gg \bar{R}$ 时, $Q/I > 1/3$ <sup>[77]</sup>。若要达到 $Q/I \geq 1/2$ ,磁场强度需 $0.1-1\text{G}$ 。但计算了各种 $Q/I$ 和 $\bar{R}/\Gamma$ 条件下的磁场方向与视线的夹角,发现在一次 $\text{H}_2\text{O}$ 脉泽爆发中, $Q/I \sim 0.6$ 的现象不易解释。情况可能是,较远的云发出超精细结构成份比为0.19的饱和发射,再由较近的云作非饱和放大,增大了该比例,导致偏振增强<sup>[84]</sup>。

#### 4. OH脉泽抽运

**紫外辐射机制** 基态OH在紫外光照射下,其 $\Lambda$ 双线在不同光深下受激跃迁到 $\Sigma$ 态有不同的跃迁速率,使 $2\pi_{3/2}$ 的 $\Lambda$ 双线间发生能级粒子数反转而产生主线OH基态脉泽。该模型用饱和脉泽通过吸收区时,1667MHz被吸收较多,从而解释观测上1665MHz较为多见的现象<sup>[85]</sup>。另一种模型认为,紫外光将 $\text{H}_2\text{O}$ 离解为 $2\pi_{3/2}$ 的 $\Lambda$ 双重能级中的正对称能级OH,后者再向下跃迁到 $J=3/2$ 的正对称能级,从而能产生除1612MHz外的OH基态脉泽。但该抽运过程所需的 $\text{H}_2\text{O}$ 是如何再生的还不清楚<sup>[86]</sup>。紫外辐射机制的主要困难是在于光子数不足<sup>[87]</sup>。

**红外辐射机制**  $35\mu\text{m}$ 的红外光可将基态OH激发到 $2\pi_{1/2}$ 、 $J=5/2$ ,最后导致1612和1720MHz脉泽,但它不能解释恒星形成区多见的1665MHz脉泽<sup>[88]</sup>。Lucas提出,OH的各转动激发能级与基态四能级间的跃迁在同一多普勒频移下的叠加,可使基态四能级间发生反转或逆反转。计算表明,最低28个能态同基态间的跃迁的叠加,可使主、辅线反转率分别高达60%和90%<sup>[89]</sup>。但该机制也不能解释产生1665MHz脉泽的倾向性,观测也未证实它预计的基态各脉泽的空间重合。Guillotean等人则认为,能级间辐射跃迁的远红外的热致或湍动加宽所造成的不对称性,可使基态OH反转;激发源可以是红外连续谱辐射、红外谱线的多普勒叠加或碰撞<sup>[90]</sup>。该机制仍不能解释1665MHz脉泽何以多见。

**涉及碰撞抽运机制** OH与 $\text{H}$ 、 $\text{H}_2$ 碰撞,被激发到高能级,随后的自发跃迁使 $\Lambda$ 双重能级反转的理论曾很流行<sup>[7,91,92]</sup>。但最近的实验发现,以往在讨论 $\Lambda$ 双重能级时弄错了符号,结果应是:OH与 $\text{H}$ 、 $\text{H}_2$ 碰撞导致了OH的 $2\pi_{3/2}$ 逆反转<sup>[93]</sup>。实验还表明,OH与 $\text{H}_2$ 碰撞可导致 $2\pi_{1/2}\text{OH}$ 的反转<sup>[99]</sup>。与OH碰撞,以提供能壑(energy sink),就能发生 $2\pi_{1/2}$ 脉泽。对于转动激发态的 $2\pi_{3/2}\text{OH}$ ,冷气体与OH碰撞可提供能壑,热尘埃则能起红外辐射激发的作用,因此在热尘冷气环境中能产生转动激发态 $2\pi_{3/2}\text{OH}$ 脉泽。对于基态脉泽,基态OH可被 $\text{H}_2$ 碰撞激发到 $2\pi_{1/2}$ 、 $J=3/2$ ,再经 $2\pi_{1/2}$ 、 $J=1/2$ 跃迁到基态,能产生除1720MHz外的基态脉泽,但在1612MHz上最强,故可能仅适用于晚型星脉泽<sup>[86]</sup>。由远红外观测数据估计的尘

埃温度低于OH转动温度,表明尘埃可能冷于气体<sup>[18]</sup>。

**束流抽运机制** Elitzur认为,基于转动能级循环的抽运,强OH脉泽所需的高密度将熄灭脉泽。他提出,这时可能的机制是粒子束流碰撞,若粒子与OH碰撞的截面 $\sigma$ 和粒子运动能 $\epsilon$ 满足关系 $\partial \ln \sigma(\epsilon) < \partial \ln \epsilon$ ,则能发生基态主线脉泽。要满足此关系,电子的速度必须大于40 km/s;离子的速度只需大于1 km/s,但对于离子,因碰撞中的玻恩近似不能用于磁分态间跃迁的计算,故其效应不能肯定<sup>[2,95,96]</sup>。

### 5. H<sub>2</sub>O脉泽抽运

**红外辐射机制** 热激波区的H<sub>2</sub>O发出近红外光子,可使激波外冷区域的H<sub>2</sub>O能级反转<sup>[97]</sup>,但在该机制中缺少足够的光子<sup>[98]</sup>。

**碰撞-辐射机制** H<sub>2</sub>O与H<sub>2</sub>碰撞可导致激发,而6<sub>16</sub>—5<sub>23</sub>的碰撞去激发则不显著,因此可出现6<sub>16</sub>—5<sub>23</sub>反转。但该机制的困难在于,要为能壑(5<sub>23</sub>—4<sub>14</sub>)提供足够的光薄体积,所需的表面尺度( $\sim 10^{17}$ cm)较观测结果大得太多了<sup>[99]</sup>。

**热气冷尘机制** 激发可由热H<sub>2</sub>的碰撞完成,而发生碰撞热平衡的密度 $\geq 2 \times 10^{10} \text{cm}^{-3}$ <sup>[98]</sup>。气体加热的来源,可来自于恒星形成区的磁场耗散<sup>[100]</sup>,或原恒星生成时红外爆发后的弛豫。此时若有以热辐射致冷的尘埃与5<sub>23</sub>态的H<sub>2</sub>O碰撞,以及尘埃在5<sub>23</sub>—4<sub>14</sub>的频率附近可能有吸收峰,就为能级反转提供了能壑,4<sub>14</sub>—6<sub>16</sub>的激发则由H<sub>2</sub>O与H<sub>2</sub>的碰撞来完成。但该机制要求脉泽尺度 $\sim 10^{16}$ cm,比观测结果要大得多<sup>[101]</sup>。

**热尘冷气机制** 热尘埃发出的近红外光子可激发H<sub>2</sub>O,5<sub>23</sub>态H<sub>2</sub>O与H<sub>2</sub>碰撞来完成能壑,就能形成能级反转。但问题是,H<sub>2</sub>O与H<sub>2</sub>碰撞的振动去激发跃迁速率可能比转动激发跃迁速率小得多,故当有足够的能壑时,可能早已达到碰撞热平衡。此外,红外光子可能不足<sup>[101]</sup>。Burke等人对W3(OH)的H<sub>2</sub>O脉泽的时变作了能量方面的考虑,发现因抽运 $\propto$ 能量密度( $u$ ) $\propto T_d$ (尘埃温度),而辐射能量密度 $u \propto T_d^4$ ,故 $T_d$ 随 $u$ 损耗太慢而与观测不符。若为与H<sub>2</sub>碰撞抽运,则气体温度 $T_g \propto u$ 下降较快,可与观测符合<sup>[102]</sup>。但Rowland指出,该机制只适用于球模型,也不能解释爆发中的起伏<sup>[8]</sup>。Tarter的模型则认为,稠密云之间碰撞激发面的辐射加热了尘埃。该模型能解释强H<sub>2</sub>O脉泽源中的快变、锐谱、高速运动等性质,它用了气体与尘埃碰撞加热很快,从而使脉泽熄灭的理论,来说明快变的发生<sup>[103]</sup>。

**碰撞-碰撞机制** Strel'nitskij证明,在星风撞击下加热的H<sub>2</sub>与H<sub>2</sub>O碰撞,导致了后者的激发,而在脉泽云中比例高达 $10^{-5}$ — $10^{-6}$ 的电子的温度 $T_e$ 低于H<sub>2</sub>的温度( $T_{\text{H}_2}$ ),它与H<sub>2</sub>O碰撞提供了能壑。该模型的特点是,在很高的密度下也不会达到碰撞热平衡,从而能得到很高的亮温度<sup>[104]</sup>。Kylafis等人则认为,中性气体温度高于电子温度时,将很快达到热平衡,从而使脉泽熄灭。他们发现,在磁流体力学激波中的电子温度高于中性气体温度,仍用类似的碰撞作为激发和能壑的机制,抽运效率仅依赖于碰撞系数和气体电离比。计算表明,当 $T_e \gg T_{\text{H}_2}$ 或 $|T_e - T_{\text{H}_2}| \ll T_{\text{H}_2}$ 时,都会有反转发生。要解释强H<sub>2</sub>O脉泽的高亮温度,脉泽云的密度要高达 $10^{11}$ — $10^{12} \text{cm}^{-3}$ <sup>[105]</sup>。

## 四、讨 论

### 1. OH和H<sub>2</sub>O脉泽源的生成环境

OH脉泽与致密H II区的密切成协表明它是与大质量星的形成相联系的。OH脉泽大概发生在致密H II区周围的电离区与中性气体的交界面上,壳或环状结构使得在其边缘较易获得足够的激射相干路径<sup>[106]</sup>。OH脉泽云究竟是在H II区膨胀激波或星风推动下向外运动,还是在原恒星引力作用下坍缩,仍有待进一步的观测及理论来证实。

各个恒星形成区及其不同演化时期的OH脉泽运动状况可能是不同的。有些观测和理论认为,恒星形成区物质的内、外流可以同时发生<sup>[39,59,107,108]</sup>。但球模型对此理论显然不适用。对OH脉泽源的观测表明,原恒星周围可能有一个旋转吸积盘<sup>[62,92]</sup>。但有些致密H II区周围物质更像是壳结构而非盘结构<sup>[109]</sup>。统计发现,按通常的膨胀速度,致密H II区寿命 $\sim 10^3\text{--}10^4$ 年,比要解释观测到的天体数目所需的寿命( $\sim 10^5$ 年)短,这可能是因H II区膨胀受抑之故<sup>[122]</sup>。有人认为,以OH脉泽为代表的物质坍缩所产生的吸积压是可能的原因<sup>[59]</sup>。

OH脉泽强度与H II区致密程度、OH转动温度、电子密度等的正相关关系暗示:(1)OH脉泽源随H II区的出现很快达到极盛期,然后其强度随H II区膨胀而衰减;(2)OH脉泽源附近有强的热辐射场;(3)OH脉泽云中OH密度与电子密度有相关性。

H<sub>2</sub>O、OH脉泽源之间成协密切,它们的速度中心在统计上是一致的<sup>[64]</sup>。H<sub>2</sub>O脉泽源与OH脉泽源、致密H II区的距离可能表明,它们各自位于独立的恒星形成区,互相之间的成协只是恒星连续生成的相邻关系的反映。H<sub>2</sub>O脉泽可能出现得较早,此时对应的致密H II区往往太弱小而难以观测到<sup>[110]</sup>。在W3(OH)的H<sub>2</sub>O脉泽区观测到的6cm射电连续谱和HCN谱线发射支持了这一论点<sup>[46,111]</sup>。近年来还观测到有些H<sub>2</sub>O脉泽源投影于致密H II区及OH脉泽源的中心位置,这表明,H<sub>2</sub>O和OH脉泽可在恒星形成的某个时期中一起出现,也许是OH脉泽刚出现时,H<sub>2</sub>O脉泽尚未消失<sup>[25,39,49]</sup>。

H<sub>2</sub>O脉泽区的图景为:原恒星的高速星风同拱星物质激烈撞击和反应,产生瑞利-泰勒不稳定性,挤压、崩解并吹走在坍缩中形成的稠密分子云壳,形成它的高速成分<sup>[100,104]</sup>。星风撞击在密集的拱星盘上则形成H<sub>2</sub>O脉泽源的低速成分。低速成分发射较强的原因可能是因其离原恒星近,故星风强。另一可能是其脉泽云的相干路径较长<sup>[104]</sup>。H<sub>2</sub>O脉泽源的高速成分的速度范围和其谱线宽度间有正比关系,这可归因于投影效应<sup>[112]</sup>;但用强H<sub>2</sub>O脉泽同时对应着高速和高温也能解释这一点。

有些H<sub>2</sub>O脉泽源的高、低速成份在频谱和空间上都没有明显的界限,这可能是因为:(1)不止一个恒星形成区;(2)在不同源或不同演化时期里,H<sub>2</sub>O脉泽源有不同的表现形态。角动量大小对H<sub>2</sub>O脉泽源形态可能有重大影响,有不少H<sub>2</sub>O脉泽源表现出旋转的迹象;有些则没有<sup>[13]</sup>,如W51(主)和W51(北),通过测量H<sub>2</sub>O脉泽的自行,没有发现运动规律,这暗示了角动量不足,所以未能形成像Orion-KL区中那样导致H<sub>2</sub>O脉泽高、低速成分分离的旋转盘结构<sup>[112,113]</sup>。

## 2. OH和H<sub>2</sub>O脉泽的饱和、束化和相干长度

OH脉泽看来是饱和的。证据是:(1)同一源中各个脉泽的强度差别不大;(2)短时期内脉泽强度稳定;(3)脉泽强度对背景辐射不敏感。用典型的参数,基态OH脉泽的饱和临界点亮温度约为 $T_{\text{sat}} \sim (0.2\text{--}1.6) \times 10^9 \Omega^{-1} \text{K}$ ( $\Omega$ 为辐射立体角)。令此时的相干光深为 $\tau_{\text{sat}}$ ,则基本饱和后的亮温度为 $T \sim T_{\text{sat}}(\tau - \tau_{\text{sat}} + 1)$ ( $\tau > \tau_{\text{sat}}$ , $\tau$ 为实际光深)。对于亮温度为 $10^{11}\text{--}10^{12} \text{K}$ 的强OH脉泽,

饱和几乎是肯定的,且还必须有  $\Omega \lesssim 10^{-1} - 10^{-3}$ ,即存在束化。

H<sub>2</sub>O脉泽也有类似情况,其  $T_{\text{rot}} \sim 3.5 \times 10^9 \Omega^{-1} \text{K}$ 。要解释亮温度  $\sim 10^{14} - 10^{15} \text{K}$  的强H<sub>2</sub>O脉泽,  $\Omega$ 必须很小,因此,强H<sub>2</sub>O脉泽也必然是饱和的和束化的。

根据球模型脉泽云的计算,发现其表观尺度要比实际尺度小1—2个量级<sup>[114]</sup>。这同观测到的脉泽间距只比它们本身大1—2个量级是互不相容的;而有一定长度的柱状脉泽云则可解释这一现象<sup>[76]</sup>,柱状体也是 $\Omega$ 较小所要求的。柱状体可以由星周壳崩解后的高密度物质为高速星风的准直效应所造成,这时脉泽即显示出原恒星和高速外流源的方向。H<sub>2</sub>O脉泽有可能是这种情况。另一可能是,脉泽云为高速自转的旋涡体<sup>[115]</sup>。这种结构较稳定,也较窄长,它可由两块稠密子云碰撞形成,这或许还可以解释脉泽的产生及时变。更一般的看法则认为,H<sub>2</sub>O脉泽云是吸积残余物质在星风撞击下压缩形成,从而在星风与视线垂直时容易看到脉泽<sup>[104,106,116]</sup>。该图像可将H<sub>2</sub>O脉泽源的高、低速成分强度差别解释为:运动垂直于视线则有效相干路径较长。但它不能解释高速成分包绕低速成分分布的现象。

### 3. 关于脉泽的辐射转移理论

因脉泽的时变尺度远大于光通过脉泽云的时间,故可在稳恒假设下求解脉泽能级反转。做法是对从最低能级起的足够多能级,列出各能级的粒子数稳态方程、各能级间的辐射转移方程及粒子数守恒方程,解出各能级的粒子数和各能级间的辐射;因需逐步迭代,计算量很大。近来有人提出了简化的计算方法<sup>[117]</sup>。

辐射转移方程通常是一维的,它仅以 $\Omega$ (辐射立体角)考虑了空间立体因素,同时隐含着以下简便而粗糙的假设: $\Omega$ 为常数,且 $\Omega$ 中的辐射强度在同一截面上相同。Alcock等人用同时解平面上4个方向的辐射转移方程的方法,考察了由脉泽云形状造成的各方向上辐射强度的差别,结果表明,辐射强度是相干长度的敏感函数,故有一定长度的脉泽云容易导致辐射束化<sup>[118,119]</sup>。对脉泽云中脉泽分子反转比例随空间以指数变化情况的考察发现,脉泽倾向于向较高反转的一端出射<sup>[120]</sup>。但背景辐射因素的加入可以使情况变得复杂化。

Field的研究发现,在容易透入脉泽云的远红外辐射场作用下,OH脉泽能级的输出比率随辐射强度增加而上升,这使脉泽相干线宽大大增加,从而导致OH的饱和发射强度增加<sup>[7,115]</sup>。Field还注意到,脉泽激发中的干扰中断使光子频率响应函数成为洛仑兹型,导致能级反转率下降,该效应的迭加使脉泽较快地达到饱和。由此,他计算出的辐射强度比经典方法算出的结果小几倍,即经典方法低估了脉泽的饱和程度<sup>[121]</sup>。Field对基态OH脉泽的研究发现,当参数选在某些范围里时,一条饱和脉泽线的出现,会使其他脉泽线受抑,但在一般场合下还没有明确的结论,故同一点上为何不出现一条以上的基态OH脉泽线仍是个谜<sup>[122]</sup>。

## 五、结 语

恒星形成的一般过程是:分子云在外界因素触发下作引力坍缩,到达红外光学厚时,热不稳定性使坍缩云碎裂为原始恒星云,再坍缩成原恒星,吸积引力能和热核反应产生的星风和辐射压将驱散残余的吸积包绕物质,随后,原恒星的辐射使星周气体电离而出现H II区。

这一过程中有不少问题尚待解决,如原始恒星云的角动量会使原恒星在坍缩过程形成中



高速旋转；由磁冻结带入的星际磁场也会被压缩到很强程度，两者都会阻止原始恒星云的进一步坍缩。情况可能是，坍缩云的旋转速度场与磁场耦合，产生磁场耗散，释放的磁能和其他能量驱动物质向外高速抛射，同时带走了角动量。

OH 和 H<sub>2</sub>O 脉泽正是在恒星演化的这个时期中产生的，它们与恒星形成区的物理状况有着极为密切的联系，因此必须将它们与恒星形成区物理因素一起作综合的分析和研究，同时也需要有其他观测手段的配合。

在天体脉泽的形成、演化中，有错综复杂的各种因素和条件，对其中的许多问题，在目前的观测和理论水平上，还常常需要作些估计和猜测。对于恒星形成区的 OH 和 H<sub>2</sub>O 脉泽，虽然已作了大量的研究，但对它们的许多基本属性，如它们的形态、组成、运动、机制等等，还没有一致的意见和肯定的结论。这要求各种手段的观测、分析和理论的探索作进一步的发展。18、6、5cm 的 OH 脉泽和 1.35cm H<sub>2</sub>O 脉泽的观测需要向高灵敏度、高分辨率方面努力，对其他的 OH 脉泽和 H<sub>2</sub>O 的 4<sub>13</sub>-3<sub>23</sub> 脉泽的探索也应予以重视。

#### 参 考 文 献

- [1] Reid, M. J. and Moran, J. M., *Ann. Rev. Astron. and Astrop.*, 19 (1981), 231.
- [2] Elitzur, M., *Rev. of Mod. Phys.*, 54 (1982), 1225.
- [3] Booth, R. S., VLBI Techniques, p.321, ed. by Biraud, F. et al., (1982).
- [4] Moran, J. M., *Frontiers of Astrophysics*, p.400, ed. by Avrett, E. M., (1978).
- [5] Moran, J. M. et al., *Ap. J. Lett.*, 224 (1978), L67.
- [6] Haschick, A. D. et al., *Ap. J.*, 237 (1979), 26.
- [7] Field, D., *MNRAS*, 198 (1982), 991.
- [8] Rowland, P. R. and Cohen, R. J., *MNRAS*, 220 (1986), 233.
- [9] Abraham, Z. et al., *A. Ap.*, 100 (1981), L10.
- [10] Land, C. J. et al., *Ap. J.*, 243 (1981), 769.
- [11] Genzel, R. et al., *A. Ap.*, 66 (1978), 13.
- [12] Elmegreen, B. G. et al., *Ap. J.*, 251 (1980), 1007.
- [13] Walker, R. C. et al., *Ap. J.*, 255 (1982), 128.
- [14] Gaume, R. A., IAU Symp., No.129, (1987) (Program & Abstract), I-27.
- [15] Burduzha, V. V., IAU Symp., No. 87, p.603, (1979).
- [16] Genzel, R. et al., *Ap. J.*, 244 (1981), 884.
- [17] Ho, P. T. P. et al., *Ap. J.*, 265 (1983), 295.
- [18] Guilloteau, S. et al., *A. Ap.*, 131 (1983), 45.
- [19] Hansen, S. S. & Johnston, K. J., *Ap. J.*, 267 (1983), 625.
- [20] Garay, G. et al., *Eur. South. Obs. Soc. Preprint*, No.399, (1985).
- [21] Gaume, R. A., *BAAS*, 17 (1985), 892.
- [22] Reid, M. J. et al., *Ap. J.*, 239 (1980), 89.
- [23] Reid, M. J. et al., *Ap. J.*, 289 (1985), 681.
- [24] Norris, R. P. et al., *MNRAS*, 201 (1982), 209.
- [25] Derher, J. M. et al., *Ap. J.*, 283 (1984), 632.
- [26] Norris, R. P. et al., *MNRAS*, 201 (1982), 191.
- [27] Kent, S. R. and Mutel, R. L., *Ap. J.*, 263 (1982), 145.
- [28] Ho, P. T. P. and Haschick, A. D., *Ap. J.*, 248 (1981), 622.
- [29] Derher, J. W. and Welch, W. J., *Ap. J.* 245 (1981), 857
- [30] Evans I, N. J. et al., *Ap. J.*, 227 (1979), 450.
- [31] Willson, R. F. et al., *MNRAS*, 203 (1983), 1099.
- [32] Lo, K. Y. et al., *Ap. J.*, 202 (1975), 81.
- [33] Haschick, A. D. and Ho, P. T. P., *Ap. J.*, 292 (1985), 200.
- [34] Moran, J. M., *Rev. Mex. de Astr. y Astrf.*, 7 (1983), 95.

- [35] Ho, P. T. P. et al., *Ap. J.*, 262 (1982), 619.
- [36] Torrelles, J. M. et al., *Ap. J.*, 288 (1985), 595.
- [37] Balls, J. and Lana, C. J., *Ap. J.*, 265 (1983), 824.
- [38] Jaffe, D. T. et al., Cohen, R. J. et al., *MNRAS*, 210 (1984), 425.
- [39] Rodriguez, L. F., *Ap. J.*, 235 (1980), 845.
- [40] Haschick, A. D. et al., *Ap. J.*, 265 (1983), 281.
- [41] Sandell, G. et al., *A. Ap.*, 124 (1983), 139.
- [42] Neckel, T. et al., *A. Ap.*, 153 (1985), 253.
- [43] Clark, F. O. et al., *A. Ap.*, 168 (1986), 237.
- [44] Jaffe, D. T. et al., *Ap. J.*, 250 (1981), 621.
- [45] Wouterlost, J. G. A. and Walmsley, C. M., *Max. Pla. Ins. fur Radioastr. Preprint, No. 255*, (1986).
- [46] Turner, J. L. and Welch, W. J., *Ap. J. Lett.*, 287 (1984), L81.
- [47] Heaton, B. D., *MNRAS*, 217 (1985), 485.
- [48] Rickard, L. J., *A. J.*, 87 (1982), 1806.
- [49] Zheng, X. W. et al., *Ap. J.*, 293 (1985), 522.
- [50] Baart, E. E., *MNRAS*, 213 (1985), 641.
- [51] Berulis, I. I. and Ershov, A. A., *Sov. Astr. Lett.*, 9 (1983), 341.
- [52] *Bull. of the Ame. Astr. Soc.*, Vol. 19, No. 1, (1987), 58.
- [53] Haschick, A. D. et al., *Ap. J.*, 244 (1981), 76.
- [54] Guilloteau, S. et al., *A. Ap.*, 126 (1983), 10.
- [55] Harvey, P. J. et al., *MNRAS*, 169 (1975), 545.
- [56] Norris, R. P. et al., *MNRAS*, 207 (1984), 127.
- [57] Norris, R. P., *Sky and Tele.*, 3 (1986), 245.
- [58] Baart, E. E. et al., *MNRAS*, 219 (1986), 145.
- [59] Reid, M. J. et al., *Ap. J.*, 312 (1987), 830.
- [60] Gaume, R. A. and Mutel, R. L., *Ap. J. Suppl. Ser.*, 65 (1987), 193.
- [61] Henkel, C. et al., *A. Ap.*, 165 (1986), 197.
- [62] Hughel, R. and Viner, M. R., *Ap. J.*, 204 (1976), 55.
- [63] Lada, C. J., *Ann. Rev. Astrn. and Astrop.*, 23 (1985), 267.
- [64] Genzel, R. and Downes, D., *A. Ap. Sup. Ser.*, 30 (1977), 145.
- [65] Fix, J. D. et al., *Ap. J.*, 259 (1982), 657.
- [66] Mader, L. G. et al., *Ap. J.*, 259 (1982), 657.
- [67] Timothy, M. et al., *Astrop. Lett.*, 17 (1976), 105.
- [68] Gammon, R. H., *A. Ap.*, 50 (1976), 71.
- [69] White, G. J., *MNRAS*, 186 (1979), 377.
- [70] Downes, D. and Genzel, R., *IAU Symp.*, No. 87, p.566, (1979).
- [71] Mattila, H. E. et al., *A. Ap.*, 145 (1984), 192.
- [72] Cohen, R. J. and Brebner, G. C., *MNRAS*, 216 (1985), 51.
- [73] Baudry, A. et al., *A. Ap.*, 102 (1981), 287.
- [74] Matthews, H. E. et al., *A. Ap.*, 163 (1986), 177.
- [75] Elitzur, M. and de Jong, T., *A. Ap.*, 67 (1978), 323.
- [76] Genzel, R., *Masers, Molecules and Mass Outflows in Star Forming Region*, ed. by Haschick, A. D., p.233, (1986).
- [77] Goldreich, P. et al., *Ap. J.*, 179 (1973), 111.
- [78] Forster, J. R. et al., *MNRAS*, 201 (1982), p.7.
- [79] Moran, J. M. et al., *IAU Symp.*, No. 110, p.333, (1985).
- [80] Cook, A. H., *Nature*, 211 (1966), 503.
- [81] Deguchi, S. and Watson, W. D., *Ap. J. Lett.*, 300 (1986), L15.
- [82] Deguchi, S. et al., *IAU Symp.*, No. 129, (1987) (Program and Abstract), I-24.
- [83] Deguchi, S. and Watson, W. D., *Ap. J.*, 302 (1986), 750.
- [84] Hansen, S. S., *Ap. J.*, 260 (1982), 599.
- [85] Litvak, M. M., *Astrop. Lett.*, 12 (1972), 112.
- [86] Andieson, P., *A. Ap.*, 154 (1986), 42.

- [87] Norris, R. P. and Booth, R. S., *MNRAS*, **195** (1981), 213.  
 [88] Elitzur, M. et al., *Ap. J.*, **205** (1976), 384.  
 [89] Lucas, R., *A. Ap.*, **64** (1978), 36.  
 [90] Guilloteau, S. et al., *A. Ap.*, **97** (1981), 213.  
 [91] Bertojo, M., *Ap. J.*, **208** (1976), 914.  
 [92] Kaplan, H. and Shapiro, M., *Ap. J. Lett.*, **229** (1979), L91.  
 [93] Andreson, P. et al., *J. Chem. Phys.*, **80** (1984), 4325.  
 [94] Andreson, P. et al., *J. Chem. Phys.*, **81** (1984), 571.  
 [95] Elitzur, M., *Masers, Molecules and Mass Outflows in Star Forming Region*, ed. by Haschick, A. D., p.299, (1986).  
 [96] Elitzur, M., *A. Ap.*, **73** (1979), 322.  
 [97] Litvak, M. M., *Science*, **165** (1969), 855.  
 [98] Goldreich, P. and Kwan, J., *Ap. J.*, **191** (1973), 93.  
 [99] de Jong, T., *A. Ap.*, **26** (1973), 297.  
 [100] Norman, C. and Silk, J., *Ap. J.*, **228** (1979), 197.  
 [101] Deguchi, S., *Ap. J.*, **249** (1981), 145.  
 [102] Burke, B. F. et al., *Ap. J. Lett.*, **226** (1978), L21.  
 [103] Tarter, J. C. and Welch, W. J., *Ap. J.*, **305** (1986), 467.  
 [104] Strelinitskij, V. S., *MNRAS*, **207** (1984), 339.  
 [105] Kylafis, N. D. and Norman, C., *Ap. J. Lett.*, **300** (1986), L73.  
 [106] Cook, A. H., *MNRAS*, **140** (1968), 299.  
 [107] Chevalier, R. A., *Ap. J.*, **268** (1983), 753.  
 [108] Hughes, V. A., *Ap. J.*, **298** (1985), 830.  
 [109] Turner, B. E. and Matthews, H. E., *Ap. J.*, **277** (1984), 164.  
 [110] Downes, D. et al., *A. Ap.*, **79** (1979), 233.  
 [111] Guilloteau, S. et al., *A. Ap.*, **153** (1985), 179.  
 [112] Genzel, R. et al., *Ap. J.*, **247** (1981), 1039.  
 [113] Schneps, M. H. et al., *A. Ap.*, **249** (1981), 124.  
 [114] Goldreich, P. and Keeley, D. A., *Ap. J.*, **174** (1972), 517.  
 [115] Field, D., *MNRAS*, **201** (1982), 527.  
 [116] Matveenko, L. I., *Sov. Astron.*, **30** (1986), 589.  
 [117] Sobolev, A. M., *Sov. Astron.*, **30** (1986), 399.  
 [118] Alcock, C. and Ross, R. R., *Ap. J.*, **293** (1985), 433.  
 [119] Alcock, C. and Ross, R. R., *Ap. J.*, **299** (1985), 763.  
 [120] Alcock, C. and Ross, R. R., *Ap. J.*, **306** (1986), 644.  
 [121] Field, D. and Richardson, M., *MNRAS*, **211** (1984), 799.  
 [122] Field, D., *MNRAS*, **217** (1985), 1.

(责任编辑 刘金铭)

## The OH and H<sub>2</sub>O Masers in the Star Forming Regions of the Galaxy

Wang Qiang

(Shanghai Observatory, Academia Sinica)

### Abstract

The author briefly reviews the various respects about the observation and the research of the OH and H<sub>2</sub>O masers in the star forming regions of the Galaxy in this paper, such as the appearance, the emergent region, the motion, the variation, the physical environment and the pump mechanism.