

天体 H_2O 脉泽的时变

向德琳 俞志尧

(中国科学院紫金山天文台) (中国科学院上海天文台)

提 要

本文评述了天体 H_2O 脉泽的时变。内容包括(1)星际 H_2O 脉泽的时变, (i)星际 H_2O 脉泽的时变与星际 H_2O 脉泽的生成区域的物理化学特性有密切关系。(ii)星际 H_2O 脉泽的时变分为典型的三类: 独立型、相关型和互补型。(iii)星际 H_2O 脉泽时变的时标可以分为短时标和长时标两种。特别是星际 H_2O 脉泽的短时标时变可以提供一种研究脉泽抽运机制的方法; (2)恒星 H_2O 脉泽的时变: (i)恒星 H_2O 脉泽一般处在恒星拱星包层中, 离恒星中心大约为10倍恒星半径处。(ii)恒星 H_2O 脉泽时变可分为两类: 一类恒星 H_2O 脉泽谱征流量有明显的周期性。另一类, 其恒星是一颗半规则变星, 它的恒星 H_2O 脉泽谱征流量通常有两个峰。这两个峰的相对强度往往会发生变化, 并且在通常情况下不是独立变化。(iii)恒星 H_2O 脉泽时变机制的理论主要有两种: 第一种是由于恒星的近红外抽运机制所引起的。第二种是包层中气体分子的碰撞抽运机制所引起的。

一、引 言

天体 H_2O 脉泽分子是在1968年首先发现的^[1], 已观测到的天体 H_2O 脉泽分子的跃迁能级主要在 $6_{16}-5_{23}$ 之间^[2,3], 跃迁频率为 22.235080GHz 。

天体 H_2O 脉泽源可以根据其成协关系被分为两大类。一类 H_2O 脉泽被称为“星际 H_2O 脉泽”。从这类来自恒星形成区的 H_2O 脉泽的辐射谱中, 我们可以发现有非常大的时变, 它反映了原恒星云外流物质中或来自新形成和正在形成的恒星的外流物质中的扰动。通过研究星际 H_2O 脉泽如何在恒星形成区起作用, 就可使我们了解 H_2O 脉泽与原恒星或新形成恒星的性质之间的联系^[3,4]。

与充分演化的星(即晚型的红巨星、超巨星)成协的 H_2O 脉泽源, 处在包围这些恒星的温度相对低、密度相对高的包层中^[5], 所以把这一类 H_2O 脉泽叫作“恒星 H_2O 脉泽”, 或称为“拱星 H_2O 脉泽”。处在恒星包层中的 H_2O 脉泽, 其分子谱线时变特点是多种多样的, 它反映了恒星包层的运动学和动力学。

由于对天体 H_2O 脉泽时变的观测和理论研究能反映出脉泽生成区的许多物理特性, 因此天体 H_2O 脉泽时变特性的研究更能作为研究恒星演化的早期和晚期的探针, 广泛地引起人们的关注。历史上有许多作者做过天体 H_2O 脉泽时变的观测和理论工作(详见表1), 但是许多作者的跟踪观测的取样间隔是较长的。一般取样间隔为1--2个月。对于快速变化的短时标 H_2O 脉泽时变来说, 这样的取样间隔是太长了, 以致于不能观测到迅速上升和下降

表 1 天体 H₂O 脉泽时变的跟踪观测

观测日期	取样间隔(天)	源	作 者
1969.1—1970.6	~60	W3, OriA, W49	Sullivan, W.T. II, (1971)
1970.6—1971.3	VLBI	W49, W3(OH), OriA, VYCMa	Moran, J.M. et al., (1973)
1974.4—1975.5	7	W49	Gammon, R.H., (1976)
1974.5—1975.7	~30	HH11	Lo, K.Y. et al., (1976)
1974.7—1978.4	~30	HH7-11	Haschick, A.D. et al., (1980)
1974.9—1976.10	3—30	W49N, W3(OH), OriA, W51S	Little, L.T. et al., (1977)
1974.9—1977.5	~46	18H IR	White, G.J., et al., (1980)
1975.2—1976.10	~46	W49	White, G.J., (1979)
1977.11—1978.3	~30	W51M	Genzel, R. et al., (1979)
1979.8—1980.8	1—30	Orion-KL	Abraham, Z., (1981)
1979.11—1981.6	3—30	4SFR, CepA	Lekht, E.E., (1982)
1980.10—1983.6	~40	G438-0.1, CepA	Mattila, K., et al., (1983)
1980.10—1983.10	1—30	CepA	Mattila, K., (1985)
1982.2—1983.4	1	CepA	Rowland, P.R. et al., (1986)
1984.4—1985.7	~4(每年观测2次)	68OH/IR Star	Engles, D. et al., (1986)
1985.3—1986.1	~3(每年平均观测2次)	IRAS Sources	Wouterloot, J.G.A. et al., (1986)
1983.2.17		Orion-kL	Garay, G., (1987)
1980.12—1985.4	~15	W49N	Lijeström, T., (1989)
1980.2—1987.6	~15	Orion-kL	Garay, G., (1989)

表 2 星际 H₂O 脉泽的短时标时变

源	观测日期	样本间隔		时标		说 明	V(LSR) km · s ⁻¹	作 者
		上升 (d)	下降 (d)	上升 (d)	下降 (d)			
HH 7-11	1977.8—1977.9	10				10天内强度从5Jy增加到43Jy	-9.9	Haschick(1980)
HH 11	1975.6.14—1975.6.18	1	1	3.5	6	4天内强度从3.5K增加到7.8K	-20.5	Lo(1976)
NGC 1333						3天内强度减少2.5倍		White(1975)
W3(OH)	1977.5.9—1977.6.17	1	2	8	28	在8天内强度从很小增加到1000Jy, 然后在28天内减小到几乎等于零	-48	Haschick(1977)
W49N	1974.4—1975.5	7		<7	14			
	1981.4.17—1981.5.30	3	5			10天内从~10K增加到75K, 再在26天内减少到10K	-120	Mattila(1982)
NGC2024	1978.10.4—1978.10.9	2—3				在5天内强度减少2倍		Sandell(1981)
Cep A	1979.11—1981.6	3—30		<6	<2.7			Matveenko(1982)
	1980.10—1983.10	1—30		2	2.5			Little(1979)
	1982.5	2		10	20		-22.4	
	1983.2			3	8		-15.5	
	1983.4			10	40		-11.2	
	1982—1983	1		3.4	2.7	2、4天内强度变化2倍		Deguchi(1974)
Orion-kL	1978.8—1980.8	1—30		<4.3	~40			Gammon(1976)
W75N		3		3				Cox(1979)
Mon R2		4		<3	<3			Gómez Bibo(1986)
NGC 2071	1979.11—	3—30		<6	<6			Matveenko(1982)

的谱线的精细结构。同时以前的工作对于 H₂O 脉泽短时标的快速时变, 特别是爆发现象的跟踪观测是比较少的。已知的短时标的 H₂O 脉泽时变见表 2。

本文主要评述天体 H₂O 脉泽谱线的时变特性。

二、星际 H₂O 脉泽的时变

对于星际 H₂O 脉泽时变的观测和研究, 以前有许多作者对不同的源进行过, 例如 Sullivan^[6], Little et al.^[7], White and Macdonald^[8] 以及 Lekht et al.^[9]。从 1969 年 1 月至 1970 年 6 月 Sullivan 对 W49、W3(OH)、Orion 等几个强星际 H₂O 脉泽源进行了持续的单天线观测, 发现星际 H₂O 脉泽线的谱征有强度和线心视向速度随时间的变化^[6]。强度的变化的时标从几天到几个月, 一些谱征的线心视向速度有较明显的、不超过 $\pm 0.5 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ 的变化, 但也有一些谱线的线心视向速度基本不变。Abraham et al.^[10], Matveenko et al.^[11] 和 Strel'nitskii^[24] 研究了 Orion H₂O 脉泽的爆发现象。1974 年 4 月及 1975 年 4 月至 5 月 Gammon 对 W49N 的星际 H₂O 脉泽进行了高时间分辨率的单天线观测^[12], 发现了一些谱征强度上的相关变化。White^[13], Lijeströn^[58] 也专门研究了在 W49N 中的 H₂O 脉泽时变。White 和 Macdonald^[8] 在 1974 年 9 月至 1977 年 5 月之间的 32 个月中对 18 个源进行了系统的跟踪观测。Mattila et al.^[15] 在 1980 年 10 月—1983 年 10 月, Rowland 和 Cohen^[49] 在 1982 年 2 月—1983 年 10 月分别对 Cep A H₂O 脉泽进行跟踪观测。而 Garay 则在 1980 年 2 月—1987 年 6 月对 Orion-kL 进行了长达 7 年的长时间跟踪观测^[60]。这些观测充分表明, 星际 H₂O 脉泽线的谱征有强度和线心视向速度的时变, 强度变化的时标可以几年到几个月, 甚至几天、一天。

1. 生成区域和时变特性

根据 Sullivan、Gammon 和 Little 等人的观测结果^[17-19], 可将星际 H₂O 脉泽的时变分为典型的三类: 独立型、相关型和互补型^[20]。它们分别描述了不同的流量变化特征。

星际 H₂O 脉泽源的时变与星际 H₂O 脉泽源的生成区域的物理化学特性有关, 因此可以通过观测研究星际 H₂O 脉泽源的时变来研究星际 H₂O 源生成区的物理化学特性。星际 H₂O 脉泽源和 OH 脉泽源与致密的 H II 区有密切的成协关系, 有时星际 H₂O 脉泽源与分子云密集核心吻合得很好。在分子云碰撞的交界处也常有发现^[41]。在一个超新星遗迹与暗云作用的区域中观测到了快速的 H₂O 脉泽源, 在大球状体 L810 中发现了谱对称分裂的 H₂O 脉泽源^[20]。

一些研究指出, 星际 H₂O 脉泽与红外源两者的流量密度之间存在着相关性。Clark et al.^[42] 的研究表明, 与星际 H₂O 脉泽源成协的红外源位于赫罗图的一定区域。有些星际 H₂O 脉泽源并无对应的红外源, 如 W3(OH), 但这也许与由 Turner et al. 指出的该区域有很大的红外消光有关^[43]。

星际 H₂O 脉泽源还与显示恒星形成区物质运动的一些现象如 HH 体、CO 分子外流成协。经常发现 CO 分子外流与 H₂O 脉泽源有共同中心, 两者往往还具有共同的外流方向^[44]。CO 分子是在 10^{17-18} cm 尺度上表现出红、蓝成分指示的双极外流, 而 H₂O 脉泽则在 10^{15-16} cm 尺度上显示出高速运动。与 HH 体的成协表明, 星际 H₂O 脉泽与较小质量恒星的形成区也有密切的关系。其间有代表高密度分子云的 NH₃ 发射, 附近常有致密的 H II 区^[45]。Rodriguez et al. 认为 H₂O 脉泽源与 HH 体有两种可能的关系。(1) 高速 H₂O 脉泽源演化为

HH 体; (2) H_2O 脉泽源指示了产生 HH 体的原恒星的位置^[46]。

由于 1.35cm 上的光学厚, 所以星际 H_2O 脉泽源是来自恒星形成区的前沿, 它较之周围分子云显示的速度蓝移也表明 H_2O 脉泽云正向外流出^[20]。

星际 H_2O 脉泽源的高速特性显示了双极特性, 连同低速特征, 即构成三重谱性质。著名的 Orion-kL H_2O 脉泽源的低速特征分布在旋转膨胀的拱星盘上, 高速特征则有沿拱星盘两极分布的倾向, 高、低速特征有共同的分布中心。

恒星形成区星际 H_2O 的脉泽源的强度随时间变化很快。Timothy et al.^[47] 注意到, W49N 的 H_2O 脉泽源的谱特征在两年里变化相当一致, Liljeström et al. 还注意到这种变化的幅度是大的^[50]。这表明脉泽源有一个共同的能源, 而该能源的输出正在变化。Liljeström et al. 假设在 W49N 中激波波阵面的传播速度 ~ 15 至 $50 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$, 则传播 5×10^{14} 到 $5 \times 10^{15} \text{ cm}$ 距离大约需要 10 年, 而他们观测到在 W49N 中 H_2O 脉泽总流量大约在 10 年周期内变化, 是对激波或扰动传播的范围约为 5×10^{14} 到 $5 \times 10^{15} \text{ cm}$ 这个量级的支持^[50]。W49N 中 H_2O 脉泽特征的变化时间差与它们的光程差符合, 支持了辐射能是脉泽源能源来源的看法。

在 W51 的一次爆发中, H_2O 脉泽的各特征几乎同时爆发, 也暗示了同一的能源来源, 各特征的爆发的时间差表明, 激发传播速度 $\geq 200 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ ^[48]。在 Cep A 的 H_2O 脉泽源中发现的爆发速度最快。有的特征在 2—3 天内强度就增加一倍, 变化还显示了相关性。13 个主要特征在 40 天内只有 3 个未变, 在两个变化的特征中发现它们的爆发时间差等于光程差^[16]。

在 Cep A 和 Orion 的 H_2O 脉泽爆发中, 流量密度的变化都出现上升快、下降慢的现象, 这排除了束瓣扫描的可能性。

在 Cep A 的 H_2O 脉泽爆发中, 发现线宽 (Δv) 与流量密度 (I) 间有下述关系:

$$\Delta v \propto I^{-1/2}$$

Rowland et al. 认为这是脉泽饱和的指示^[49]。在 Orion 的 H_2O 脉泽爆发中线宽则随流量密度的上升而增加。Abraham et al. 认为这是因为饱和脉泽线宽是由脉泽云中的湍流引起的。他们指出, 爆发脉泽线偏振随流量密度的上升而增加, 这是脉泽趋于饱和的指示^[10]。

星际 H_2O 脉泽时变的时标可以有几年、几个月, 甚至几天。时标为 10 分钟到 2 个月的 H_2O 脉泽时变称为短时标时变。研究星际 H_2O 脉泽的短时标时变可以提供一种研究脉泽抽运机制的方法。已有星际 H_2O 脉泽短时标时变跟踪观测, 可见表 2。从短时标时变的实例中可以发现一些苗头和观测现状, 从而对于个别源来说可以发现新现象, 对一批源来说可从中找出新的规律。

近年来星际超 H_2O 脉泽现象引起人们的广泛兴趣。Garay et al. 对 Orion-kL 超 H_2O 脉泽进行了长达 7 年的跟踪观测。我们发现在观测期间有几次爆发, 强度的时变特征可以在 2—4 个月内增加到 $\sim 6.7 \times 10^9 \text{ Jy}$, 然后在 1 年内缓慢减少到原来的值。如果超 H_2O 脉泽发射是各向同性的, 则超 H_2O 脉泽线的峰值光度为 $0.02 L_\odot$, 即光子发射率为 $6 \times 10^{47} \text{ s}^{-1}$ 。在超 H_2O 脉泽存在的整个期间它辐射的能量为 $6 \times 10^{39} \text{ erg}$, 在一次光度还不是最大的爆发中亮度温度达到 $3 \times 10^{15} \text{ K}$ 。这暗示了超 H_2O 脉泽也许是饱和的。从超 H_2O 脉泽线宽得到的气体的动能温度近似为 150 K 。超 H_2O 脉泽谱线的线心视向速度在 1 年内缓慢地变化了 $\sim 0.2 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$, 而在观测期间谱线线宽在 1 年内增加或减少的幅度为 20%。他们还

发现在 Orion-kL 中超 H₂O 脉泽谱征具有偏振性质。脉泽辐射是高度线偏振 (60%), 偏振度一般随着流量密度的增加而减少。他们测得的偏振参量支持了脉泽云是嵌在强度约为 30mG 的磁场中, 磁场方向与视线方向成 30° 角。偏振角也明显地表现出与时间相关, 它从 1980 年 2 月的 -18° 线性地减少到 1981 年 7 月的 -38°, 然后再稳定地增加达到 1987 年 6 月的 -6°。在 1986 年 6 月超 H₂O 脉泽分裂成 2 个成分以前, 偏振角随着流量密度的增加而增加^[60]。

2. 时变机制

关于时变机制, 对未饱和 H₂O 脉泽的短时标变化 (10 分钟到 2 个月), Montes 提出了受激 (非线性) 康普顿散射模型^[21]。对饱和的 H₂O 脉泽的短时标变化, Deguchi 提出一种不稳定机制^[22] (这种不稳定性增长的时标不超过 30 分钟)。Bettwieser 用 Deguchi 提出的机制对不同饱和度的脉泽辐射稳定性进行了研究^[23]: 深度饱和的脉泽系统是辐射稳定的, 中度饱和和系统中临界扰动的发展会导致辐射不稳定, 扰动的增长使辐射流量发生变化, 直至脉泽分子云中相当一部分体积达到深度饱和后又趋于稳定。这种振荡的弛豫时间处在短的时标范围内。目前一般认为 H₂O/H II 脉泽至少是部分饱和的。由此看来, 这种机制是 H₂O/H II 脉泽短时标时变的一种可能机制。

长时标的流量变化除了可能的周期、准周期和非周期变化外, 还观测到一些源的脉泽平均流的系统变化。Little et al. 认为这可能是由各脉泽子云所接收的来自一公共辐射的流量变化 (时标 ~10 年) 所引起的^[17]。

对可能存在的长时标的周期或准周期变化, Strel'nitskii 提出一种慢激波机制^[24]: 中央星的恒星风在脉泽子云周围的弥漫气体中形成一个弓形激波。被压缩的恒星风又在脉泽子云内部形成一内激波。

为了解释在 W3(OH) 的观测得到的 H₂O 脉泽谱线, Burke et al. 提出在球状分子云中的能量扩散的模型^[5]。后有 Mattila et al. 对 Burke et al. 的模型作了修改, 他们假设分子云为线状的, 用以解释在对 Cep A 观测得到的 H₂O 脉泽谱线^[16]。无论是 Burke et al. 模型还是 Mattila et al. 的修正, 都无法解释个别观测点偏离理论曲线的观测事实, 显然用观测上的误差不能说明问题。因为个别观测点脉冲式地偏离理论曲线的现象不仅在 W3(OH) 观测中发现, 而且在 Cep A 的观测中也多次发现。为了解释这种观测现象, 向德琳等人提出小扰动能量扩散模型^[25], 可以很好解释 W3(OH)、Cep A 中 H₂O 脉泽爆发的观测事实。

对于 Orion-kL 超 H₂O 脉泽, 从邻近的源的红外波段的流量密度观测中可以发现, 它们不像是由内部或外部能源提供的辐射所抽运的, 它们的激励是由磁流体激波传向嵌在 Orion 分子云中电子温度比中性粒子高得多的致密磁性气体碎片时引起的。因此 Orion-kL 超 H₂O 脉泽的时变与在电子温度比中性粒子高得多的区域中的碰撞抽运有关^[60]。

三、恒星 H₂O 脉泽的时变

1. 生成区域和时变特性

恒星 H₂O 脉泽一般处在恒星拱星包层中, 它离恒星中心距离大约 10 倍恒星半径外^[60]。

因此处在恒星包层中的 H_2O 脉泽谱时变特点是多种多样的。

Schwartz et al. 对 R Aql, U Her, W Hya 的三个强 H_2O 脉泽辐射的跟踪观测结果表明: (1) H_2O 脉泽辐射随着恒星光度变化向周期性变化; (2) H_2O 脉泽时变和红外时变之间没有大于 30 天的相位差; (3) 最大和最小流量近似重复出现; (4) 没有观测到视向速度大于 $0.5 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ 的变化^[26]。

Berulis et al. 在 1980—1982 年期间, 对 8 个晚型星变星进行跟踪观测^[27]。他们取样间隔为 30 天, 得到在 U Ori 中 H_2O 脉泽峰值强度的变化与线性视向速度 v_R 的漂移之间存在着弱相关性, 但对于 U Her 和 R Aql 在观测期间都未发现这种弱相关性。对于 v_R 的漂移, 他们认为可用恒星拱星包层中气体运动存在着大的速度梯度来解释。因为恒星 H_2O 脉泽处在拱星包层中离恒星中心大约 10 倍恒星半径处, 无论观测事实还是理论工作, 都说明那里的气体运动正存在着大的速度梯度^[28, 29]。同时他们还发现 H_2O 脉泽活动周期往往超过恒星光变周期好几倍, 特别是当强扰动通过例如 U Ori 和 W Hya 等这样的恒星的年轻而不稳定的拱星壳层时, 他们观测到 H_2O 脉泽线的强爆发。

Cox and Parker 在 1974 年 9 月—1977 年 5 月对 RS Vir, RT Vir, R Aql, W Hya, U Her, S CrB, RX Boo, R Crt 和 VY CMa 进行长期跟踪观测。他们同时进行光学和红外观测。在观测过程中取样间隔大约为 50 天, 他们发现大多数恒星 H_2O 脉泽谱征存在新的成分。VYCMa 的 3 组主要成分在变化相位上与中央抽运源的变化相位一致。一些恒星 H_2O 脉泽的强度跟以前的观测结果是很不同的^[30]。

Gómez Balboa 和 Lépine 跟踪观测恒星 H_2O 脉泽的时间更长。他们花了 6 年时间对 10 个晚型变星跟踪观测。取样间隔大约为 100 天。他们发现 W Hya, U Her, VX Sgr 和 R Aql 的时变与光度曲线有很明显的相关性, 并带有较小的相位延迟^[31]。

根据 Schwartz, Cox, Berulis 和 Gómez Balboa 等人的观测结果, 可以将恒星 H_2O 脉泽的时变分为以下典型的两类:

一类是恒星 H_2O 脉泽谱征流量有明显的周期性, 其中又可分为两种情况: (1) 恒星是一颗规则变星, 它的恒星 H_2O 脉泽流量变化曲线与恒星光度曲线表现出高度的相关性和一致性^[32, 33]; (2) 恒星是一颗众所周知的脉动周期不稳定缩短的变星, 它的恒星 H_2O 脉泽谱征流量变化与恒星的红外辐射有关^[28]。

另一类, 其恒星是一颗半规则变星, 它的恒星 H_2O 脉泽谱征流量通常有两个峰: 高速成分和低速成分。这两个峰的相对强度往往会发生变化, 并且在通常情况下不是独立变化的。

2. 时变机制

恒星 H_2O 脉泽时变机制可能与它的抽运机制有关。目前关于恒星 H_2O 脉泽时变机制的理论主要有两种。

第一种是由于恒星的近红外抽运机制所引起的。这种近红外抽运机制可以解释第一种恒星 H_2O 脉泽时变^[26]。因为处在恒星包层中的恒星 H_2O 脉泽受到恒星近红外辐射抽运。由于这种辐射抽运机制使得恒星 H_2O 脉泽谱征表现出高度的周期性, 并与恒星光度曲线有明显的相关性。

第二种是包层中气体分子的碰撞抽运机制^[34, 35]。包层中气体的加热一般由两种原因引

起的: (1)与尘埃颗粒碰撞加热。根据俞志尧的工作可知^[36], 恒星的辐射压作用于尘埃颗粒上, 使它们加速向外流动, 同时尘埃颗粒与气体分子碰撞, 把动量传给气体分子, 使得气体分子加速向外流动。因此尘埃颗粒与气体分子有着不同的加速机制。Sutton et al. 的观测表明, 尘埃颗粒在恒星半径附近已经形成。对于 α Ori 观测给出尘埃颗粒在离恒星中心大约不到 5 倍恒星半径处已经达到它们的极限速度^[38]。因此尘埃颗粒与气体分子具有不同的外流速度。由此可见, 尘埃颗粒的加速与它所包围的恒星的连续辐射有关, 所以气体与尘埃颗粒的碰撞加热也与它所包围的恒星的连续辐射有关; (2)由恒星脉动所引起的激波加热^[39,40]。恒星脉动使得光球产生大振幅的激波, 这个激波向外传播到恒星包层中去使得气体加热。无论是激波加热还是碰撞加热, 都会引起恒星 H_2O 脉泽谱征流量的变化^[35]。Gómez Balboa 的工作也支持了第二类恒星 H_2O 脉泽谱征时变可用分子间碰撞抽运机制来解释^[31]。

参 考 文 献

- [1] Cheung, A. C. et al., *Nature*, 221 (1969), 626.
- [2] Moran, J. M. et al., *Ap. J. Lett.*, 185 (1973), 535.
- [3] Reid, M. J. and Moran, J. M., *Ann. Astron. Astrophys.*, 19 (1981), 231.
- [4] Booth, R. S., *ESA SPEC. Publ.*, 213 (1984), 171.
- [5] Burke, B. F. et al., *Ap. J.*, 160 (1970), L63.
- [6] Sullivan, W. T., *Ap. J.*, 166 (1971), 321.
- [7] Little, L. T., *M. N. R. A. S.*, 180 (1979), 636.
- [8] White, L. T. and Macdonald, G. H., *M. N. R. A. S.*, 188 (1979), 745.
- [9] Lekht, E. E. et al., *Soviet Astron.*, 26 (1982), 168.
- [10] Abraham, Z. et al., *Astron. Astrophys.*, 100 (1981), L10.
- [11] Matveenko, L. I. et al., *Soviet Astron. Lett.*, 8 (1982), 382.
- [12] Gammon, R. H., *Astron. Astrophys.*, 72 (1976), 234.
- [13] White, G. J., *M. N. R. A. S.*, 186 (1979), 377.
- [14] White, G. J. and Macdonald, G. H., in *Symp. No. 87*, p. 593, (1980).
- [15] Mattila, K. et al., *Astron. Astrophys.*, 145 (1985), 192.
- [16] Lo, K. Y. et al., *Ap. J.*, 204 (1976), L21.
- [17] Little, L. T. et al., *M. N. R. A. S.*, 180 (1979), 639.
- [18] Sullivan, W. T., *Ap. J. Suppl. Ser.*, 25 (1973), 393.
- [19] Gammon, R. H., *Astron. Astrophys.*, 50 (1976), 71.
- [20] 彭瑞生, 硕士学位论文, 云南天文台, (1986).
- [21] Montos, C., *Ap. J.*, 216 (1977), 329.
- [22] Deguchi, S., *Publ. Astron. Soc. Japan*, 26 (1974), 427.
- [23] Bettwieser, E., *Astron. Astrophys.*, 72 (1978), 97.
- [24] Strel'nitsii, V. S., *M. N. R. A. S.*, 207 (1984), 339.
- [25] 向德琳等, 待发表。
- [26] Schwartz, P. R. et al., *Ap. J.*, 187 (1974), 491.
- [27] Berulis, I. I. et al., *Soviet Astron.*, 27 (1983), 179.
- [28] Jewell, P. R. et al., *Ap. J. Lett.*, 242 (1980), L29.
- [29] 俞志尧, 天体物理学报, 4 (1984), 244.
- [30] Cox, G. G. and Parker, E. A., *M. N. R. A. S.*, 186 (1979), 197.
- [31] Gomez Balboa, A. M. and Lepin, J. R. D., *Astron. Astrophys.*, 159 (1986), 166.
- [32] Dickinson, D. F., *Ap. J. Suppl. Ser.*, 30 (1976), 259.
- [33] Olon, F. M. et al., *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 42 (1980), 119.
- [34] Strel'niskii, U. S. *Soviet Astron.*, 17 (1973), 717.
- [35] Deguchi, S., *Publ. Astron. Soc. Japan*, 29 (1977), 669.
- [36] 俞志尧, 天体物理学报, 6 (1986), 283.
- [37] Sutton, E. C. et al., *Ap. J. Lett.*, 274 (1978), L122.

- [38] Gilman, R. C., *Ap. J.*, 178 (1972), 423.
 [39] Wood, P. R., *Ap. J.*, 227 (1979), 200.
 [40] Hill, S. J. and Willson, L. A., *Ap. J.*, 229 (1979), 1029.
 [41] Haschick, A. and Ho, P. T. P., *Ap. J.*, 292 (1985), 200.
 [42] Wouterlood, J. G. A. and Walmsley, C. M., *Astron. Astrophys.*, 168 (1986), 237.
 [43] Turner, J. L. and Welch, W. J., *Ap. J. Lett.*, 287 (1984), L81.
 [44] Balls, J. and Lada, C. J., *Ap. J.*, 265 (1983), 824.
 [45] Lada, C. J., *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 23 (1985), 287.
 [46] Rodriguez, L. F., *Ap. J.*, 235 (1980), 845.
 [47] Timothy, M., *Astrophys. Lett.*, 17 (1976), 105.
 [48] Genzel, R. et al., *Astron. Astrophys.*, 78 (1979), 239.
 [49] Rowland, P. R. and Cohen, R. J., *M. N. R. A. S.*, 220 (1986), 233.
 [50] Spencer, J. H. et al., *Ap. J.*, 230 (1979), 449.
 [51] Haschick, A. D. et al., *Ap. J.*, 237 (1980), 26.
 [52] Haschick, A. D. et al., *Science*, 198 (1977), 1153.
 [53] Mattila, K., *Rep. Obs. Lund*, (1982), No. 18, 46.
 [54] Knapp, G. R. and Morris, M., *Ap. J.*, 206 (1976), 713.
 [55] Sandell, G. and Olofsson, H., *Astron. Astrophys.*, 99 (1981), 80.
 [56] Engles, D. et al., *Astron. Astrophys.*, 167 (1986), 129.
 [57] Wouterlood, J. G. A. and Walmsley, C. M., *Astron. Astrophys.*, 168 (1986), 237.
 [58] Garay, G. et al., *Ap. J.*, 314 (1987), 535.
 [59] Lijestrom, T. et al., *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 79 (1989), 19.
 [60] Garay, G. et al., *Ap. J.*, 338 (1989), 244.

(责任编辑 刘金铭)

The Time Variation of Celestial H₂O Maser

Xiang Delin

(Purple Mountain Observatory, Academia Sinica)

Yu Zhiyao

(Shanghai Observatoty, Academia Sinica)

Abstract

The time variations of both interstellar H₂O maser and stellar H₂O maser are reviewed in this paper.

For time variations of interstellar H₂O maser, they are related to physical and chemical characteristics of its forming regions and divided into three types: independent-type, relative-type as well as complement each other-type. The time scales of the time variation of the interstellar maser are divided into two kinds: short and long, and, especially, the former may provide a way to study maser pumping mechanism.

In general, stellar H₂O maser is in stellar circumstellar envelope, which is about 10 stellar radii far from the stellar centre. The time variations of stellar H₂O maser are divided into two kinds: 1. spectra flux of stellar H₂O maser contains the obvious periodicity, 2. its star is a semiregular variable and the spectra flux of the stellar H₂O maser contains two peaks, which relative intensity often changes independently. The theories of the time variation mechanism of the stellar H₂O contain the stellar near-infrared pumping mechanism and collisional pumping mechanism of gas molecules in envelope