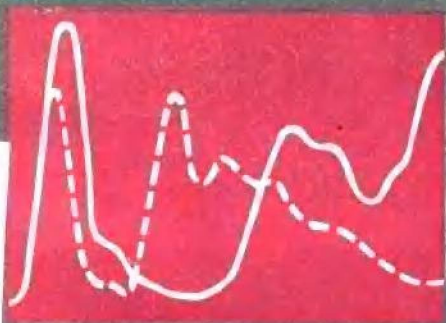


# 天体微波激射

〔英〕A. H. 库克 著



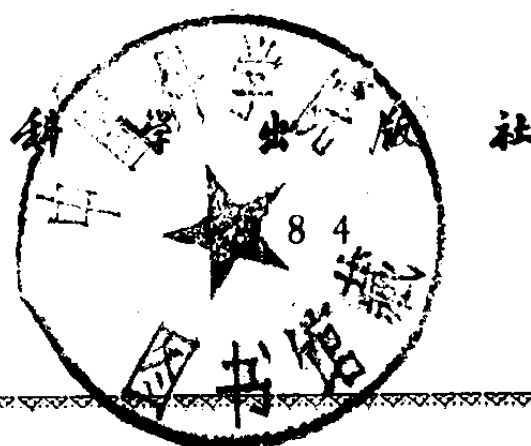
科学出版社

# 天体微波激射

〔英〕A. H. 库克 著

周震浦 吴洪敖 译

7W08/17



842604

## 内 容 简 介

天体微波激射，指的是在天体上发生的微波量子放大效应。本书是介绍天体微波激射的一本专著。

本书第一章介绍天体微波激射的发现及其主要特征；第二章介绍与天体微波激射有关的分子结构及微波谱的知识；第三章描述天体微波激射的观测事实；第四、五两章介绍受激放大理论和抽运机制；最后一章是用已有知识对微波激射进行解释。

本书可供物理学、天文学、天体物理学以及有关学科的人员阅读和参考。

A. H. Cook

### CELESTIAL MASERS

Cambridge University Press, 1977

## 天 体 微 波 激 射

[英] A. H. 库克 著

周震浦 吴洪敦 译

责任编辑 方开文

科 学 出 版 社 出 版

北京朝阳门内大街137号

中国科学院印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行 各地新华书店经售

\*

1984年7月第 版 开本：787×1092 1/32

1984年7月第一次印刷 印张：4 7/8

印数：0001—2,000 字数：108,000

统一书号：13031·2609

本社书号：3591·13—5

定 价：0.80 元

## 译者前言

天体微波激射指的是在天体上发生的微波量子放大效应。这门学科是在六十年代发现了星际分子 OH 的异常微波辐射后发展起来的。经过近二十年的努力，目前已证认为具有强微波激射的星际分子有 OH,  $\text{H}_2\text{O}$ , SiO 和  $\text{CH}_3\text{OH}$  四种，共有谱线二十一条。由于天体微波激射与恒星的早期和晚期演化、特别是与恒星的形成有着密切的联系，所以受到了人们的普遍重视。

本书的作者 A. H. 库克教授是天体微波激射研究的开拓者之一，并且一直从事这方面的工作。该书内容全面，深入浅出，既介绍了与天体微波激射有关的分子物理学知识和观测事实，又讨论了放大理论和抽运机制，并对观测事实作出了解释。因此它既是一本关于天体微波激射的专著，又是一本较好的入门书。

在本书的翻译过程中，曾得到苏鸿钧等同志的不少帮助，谨致谢意。

## 原 序

自从韦弗 (H. Weaver) 教授领导的伯克利 (Berkeley) 射电天文小组首次发现银河系微波激射源辐射以来, 已经十多年了. 最初, 他们把这种辐射归因于一种“神秘元素”, 因为这种辐射似乎不大可能来自已知的分子. 然而, 很快就弄明白, 这种辐射来自星空中早就知道的羟基分子. 除羟基外, 观测到的微波激射, 现在已经知道有来自水分子的, 并且很可能还有来自其他如 CH 和 SiO 分子的. 尽管如此, 这种辐射仍然是个谜. 大体可以认为, 我们已经了解到辐射是怎样产生的, 又为什么会这样强; 多半也已经了解到它们为什么会显示出很强的圆偏振, 以及为什么会随时间变化. 其他一些问题, 诸如辐射源在空间的分布为什么会象现在这样, 能态上的粒子数反转又是怎样引起的, 还有频谱细节等等都仍然令人迷惑不解. 因此, 观测资料对数学提出的问题, 是要求能详尽地解决辐射在气体里的受激发射放大作用下是如何传输的; 而在物理学方面, 则要求确定造成能态上粒子数反转的机制. 与此同时, 这些观测资料在天体物理学方面也有着重大意义. 上述情况虽然是偏离热力学平衡的最有力的证据, 但并不是唯一的证据. 还有象恒星正在形成或刚好形成的区域里的气体, 微波激射辐射产生区域里的气体, 也都以各种方式偏离热力学平衡. 看来很可能是这样, 对微波激射源了解得愈多, 那末对气体如何凝聚成恒星的了解也就愈详尽.

微波激射源的重要性是显而易见的, 但由于观测资料连续不断地发表, 而且象所指出的那样, 还有许多问题仍然有待

解决，因此，写一本论述微波激射源的书也许时机还不够成熟。所以作者不打算贸然写一本概括这一课题并给出系统解释的书，而只是试图指出还有哪些问题是不清楚的。毫无疑问，这样将会引起争执，而如果这种争执将导致新的认识和更透彻理解的话，那末作者的目的就算基本达到了。这就意味着本书是一个中间报告，并对今后进一步研究起某种促进作用。作者热衷于此已达十年之久，并希望别人对它也同样感兴趣。

作者感谢许多同行的帮助和讨论，并对他们提供他们的结果以及他们对这些结果的想法表示谢意。应当提出感谢的是本德(P. L. Bender)博士、韦弗教授、迪特尔(Nannielou Dieter)博士、戴维斯(R. D. Davies)教授、特哈尔(D. ter Haar)博士、佩林(M. Pelling)博士。当然，还有许多人，恕我不能一一提及。作者对那些容许本书引用他们图表的人表示谢意。对作者的同事及学生沙菲克(S. Shafk)博士、塞勒姆(M. Salem)博士、米德尔顿(M. S. Middleton)以及瓦伊尼(J. Viney)所给予的鼓励表示感谢。

丛书编辑沃尔夫松(Woolfson)教授和米德尔顿先生仔细地阅读了打字稿，消除了许多错误，在此一并致谢。

A. H. 库克

1976年7月 剑桥

# 目 录

|                               |     |
|-------------------------------|-----|
| 译者前言 .....                    | ii  |
| 原序 .....                      | iii |
| 一、引言 .....                    | 1   |
| 二、分子结构与频谱 .....               | 11  |
| 三、天体微波激射的观测 .....             | 31  |
| 四、受激发射放大理论 .....              | 71  |
| 五、抽运方案 .....                  | 101 |
| 六、微波激射辐射的分析和解释 .....          | 120 |
| 附录 1 玻恩-奥本海默近似和转动分子的波函数 ..... | 133 |
| 附录 2 管状和球状双能级微波激射的放大理论 .....  | 136 |
| 参考文献 .....                    | 141 |

# 一、引言

我们银河系和河外星系中大部分天体发出的射电辐射谱是连续谱，也就是说，其功率不随频率而突然改变。与此相反，大多数天体发出的可见光谱的特征，则是局限于相当狭窄频段内的吸收线或发射线。造成射电谱和光谱这种差异的原因在于：不同原子态之间的跃迁能量大部分位于可见光和紫外光谱区，而射电频率电磁场则既不是由原子跃迁激发的，也不激发原子跃迁。射电频率电磁场是由电子的无规运动（热辐射），或者由电子在磁场中的运动（同步辐射）所引起的，这二种过程中的每一种都产生连续谱。虽然在原子的超精细结构能级之间存在着对应于射电频率能量的原子跃迁，但是除了一种重要的跃迁外，其余都太微弱，以致不能被检测到。这个例外的跃迁就是频率为 1421 MHz 的氢原子基态的超精细结构跃迁。正如范德胡斯特 (Van de Hulst) 首先指出的，虽然这种跃迁几率很低 ( $10^{-21} \text{ s}^{-1}$ )，但是，由于在我们银河系或河外星系的星际空间内，氢原子是如此之多，以致能够检测到这种辐射。星际原子氢的温度是很低的（低于 100 K），所以它的发射谱线的均方根 (r. m. s.) 宽度（假设它有通常的高斯多普勒轮廓）约为  $6 \times 10^{-6}$  或 8 kHz。然而，氢云内气团的整体运动会加宽并歪曲热多普勒谱线的轮廓，而氢云沿着视线方向的整体运动，也将使谱线中心频率发生位移。众所周知，根据在不同方向观测的 1421 MHz 辐射频谱资料，可以绘制出银河系氢云的螺旋结构，可以研究氢云内的速度，也可以估计出原子氢的温度和密度。

一旦检测到氢辐射之后，自然就要讨论观测其他射频跃迁的可能性。值得一提的是什克洛夫斯基 (Shklovskii, 1946, 1952, 1953) 和汤斯 (Townes, 1957) 的工作，他们把可能找到的射频跃迁列成表。其他原子的超精细结构跃迁多半不会被发现。因为它们的跃迁几率虽然与氢的数量级相同，但其原子数远远少于氢原子数。而对于分子的情况，尽管分子数可能很少，但一些跃迁几率相当大的低频跃迁，仍然能产生可检测到的辐射。这种跃迁具有内部振动和作为整体转动的量子化能量，其振动态之间的跃迁频率落在红外区，而某些分子的较低转动态之间的跃迁频率则位于微波区。由于双原子分子的转动\*角动量是  $\hbar$  的整数  $J$  倍，转动能等于  $J(J+1)\hbar^2/2I$ ，其中  $I$  是分子的惯量矩，因此  $I$  越大能量就越小。所以惯量矩较小的简单氢化物(如 OH 和 CH)，其能量较大，以致其跃迁频率不可能落在微波或射电频率范围内。而较重的双原子分子(如 CO) 同许多多原子分子的跃迁则确实落于该范围。然而，某种分子的某个转动或振动态，由于内部的相互作用，会分裂成几个能级，这些能级之间的跃迁则可能位于射电或微波频谱区。天文二个重要的例子是所谓羟基(OH) 转动态的  $\Lambda$  双线以及氨的反演频谱。最近发现的 CH 辐射 (Rydbeck, Ellder 和 Irvine, 1973; Turner 和 Zuckerman, 1974) 也来自  $\Lambda$  双线跃迁。不同转动态之间的跃迁几率一般为超精细结构跃迁几率的  $10^{10}$ — $10^{15}$  倍，因此，处于热平衡的某类分子，即使其总数远小于氢原子数，它的自发发射也还是可以观测到的。

羟基的  $\Lambda$  双线跃迁几率远小于典型的转动跃迁几率，即使如此，羟基还是首先在 1963 年，在稠密冷尘埃气体云中

---

\* 原文有误，振动应改为转动。——译者注

通过它对辐射的吸收而被检测到 (Weinreb, Barrett, Meeks 和 Henry, 1963). 两年以后, 也就是在 1965 年 (Weaver, Williams, Dieter, Nannilou 和 Lum, 1965), 观测到了羟基分子的发射, 辐射源紧靠 HII 区 (电离氢云), 正如许多作者各自独立认识到的那样 (Litvak, McWhorter, Meeks 及 Zieger, 1966; Perkins, Gold 及 Salpeter, 1966; Cook, 1966; Weinreb 等人, 1965), 其辐射性质同处于热平衡的气体的自发发射是不一致的. 此后不久, 人们便普遍认识到必然是出现了受激发射的放大作用. 大约在三年期间, 羟基分子是星际空间中由微波辐射发现的唯一分子, 而后在 1968 年, 或是根据吸收线、或是由自发发射产生的发射线, 又相继发现了其他一些分子. 迄今为止, 已经知道大约有 36 种分子和近 200 条跃迁谱线\* (Rank 等人, 1971; Snyder, 1972). 也观测到了水的强的受激发射 (Cheung 等人, 1969); 还有甲醇、CH 和 SiO (Hills, Pankonin 和 Landecker, 1975) 及一个到目前为止还未证认出来的分子 (Snyder 和 Buhl, 1974) 也可能有受激发射.

自从羟基的受激发射首次发现以来, 已经过去 11 年多了, 对某些辐射源也已经作了详细的研究, 但是源的性质在某些重要方面仍然是不清楚的. 如果受激发射要能放大一个辐射波束, 那末就会象在激光情形一样, 在由跃迁所联系的二个能态上, 与高能态中分子数成正比的纯发射, 就应该超过与低能态中分子数成正比的纯吸收. 二个能态中分子数的这种分布称之为‘反转’. 因为在热平衡下, 高能态的分子数应小于低能态的分子数, 其比率应等于波尔兹曼因子  $e^{[-h\nu/kT]}$ , 其中  $\nu$  是二态之间的跃迁频率. 如果气体云是由受激发射起着放大作用的, 则它就不处于热平衡状态. 热平衡是怎样被破坏的、粒子数反转又是怎样产生的, 这些仍然不清楚. 而由受激发

---

\* 至 1981 年底止, 共发现 57 种星际分子 600 多条谱线. ——译者注

射所放大的辐射的性质,也仍然有待于仔细的研究.

羟基在双原子分子中是较为特殊的,因为在羟基的基态里,总的电子角动量量子数是 1,而总的电子自旋量子数是  $1/2$ . 因此存在一种与质子自旋 ( $1/2$ ) 有关的超精细相互作用,从而使  $\Lambda$  双线的每一个能级分裂成二个. 四个分开的能级以及在一些最低转动态之间观测到的跃迁频率一道示于图 1.1 中. 为方便起见,把能级按能量递增次序标为 1—4. 则观测的跃迁为

$$\begin{aligned} 4 \rightarrow 1 &: 1720 \text{ MHz} \\ 4 \rightarrow 2 &: 1667 \\ 3 \rightarrow 1 &: 1665 \\ 3 \rightarrow 2 &: 1612 \end{aligned}$$

这些跃迁几率并不都是相同的,象第二章所要解释的那样,它们分成二对: 位于 1667 和 1665 MHz 的“强”线或主线、位于 1720 和 1612 MHz 的“弱”线或辅线. 光学薄的气体层(在这样一个气层里,光子被吸收的机会是很小的)将以下列近似比率吸收辐射:

|      |      |      |      |
|------|------|------|------|
| 1720 | 1667 | 1665 | 1612 |
| 1    | 9    | 5    | 1    |

同样,这种气体层也会通过从较高能态到较低能态的随机自发跃迁的形式,以相同比率发射辐射.

如果气体层是稳定的,那末每一条谱线的线宽应当由气体的温度确定,也就是  $2(\nu/c)(\kappa T/m)^{1/2}$ ,其中  $\nu$  是跃迁频率,  $c$  是光速,  $\kappa$  是波尔兹曼常数 ( $1.38 \times 10^{-23} \text{ JK}^{-1}$ ),而  $m$  是羟基分子的质量 ( $2.8 \times 10^{-26} \text{ kg}$ ). 若取  $\nu$  为 1666 MHz,则温度为 100 K 的气体,它的吸收或发射谱线的半宽应当是 2.4 kHz.

现在假定气体不处于稳定状态,它的不同部分以不同的

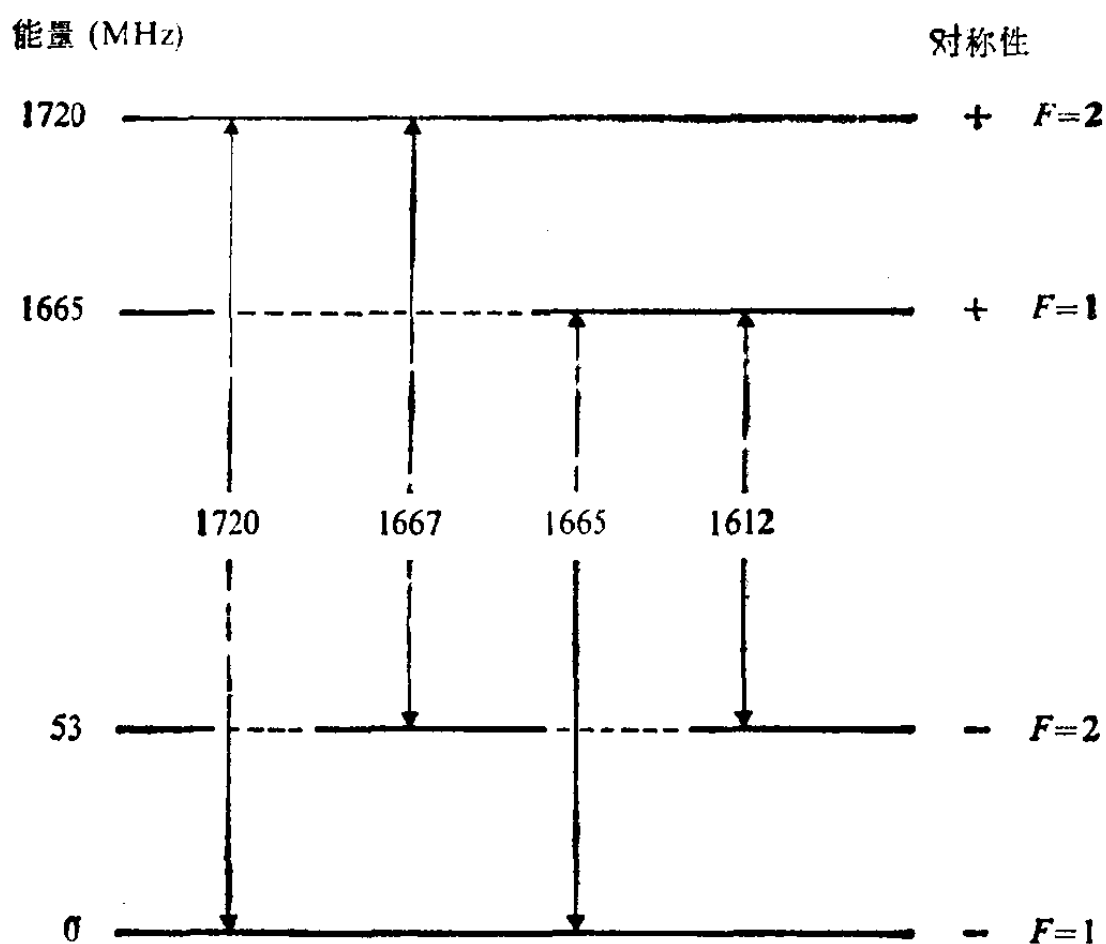


图 1.1 羟基转动基态 A 双线组能级；能量以等效频率 (MHz) 表示。

速度运动着，则吸收或发射就不再出现在单一频率上，而是在一个与静止状态气体的频率差为  $\nu v/c$  的频率范围上，其中  $v$  是某部分气体的速度。考虑一个光学薄的气体云，则在某一特定频率上的发射或吸收强度，就仅仅正比于该频率上的光学厚度，也就是正比于沿视线方向有相应速度的气体质量。因此，由光学薄的气层引起的吸收谱或发射谱，对于所有四种跃迁来说应是相似的，如图 1.2 所示，它们完全由气团的整体运动速度所确定。每一分量的宽度，因其位置而不同，由其温度所确定。然而，那种振幅比为 1:9:5:1 而形状相似的频谱，无论是在吸收还是在发射中几乎从来没有被观测到。吸收谱的主要特征是跃迁强度几乎完全相等，这表明引起吸收谱的气体不是光学薄的。由吸收线轮廓导出的气团整体运动速

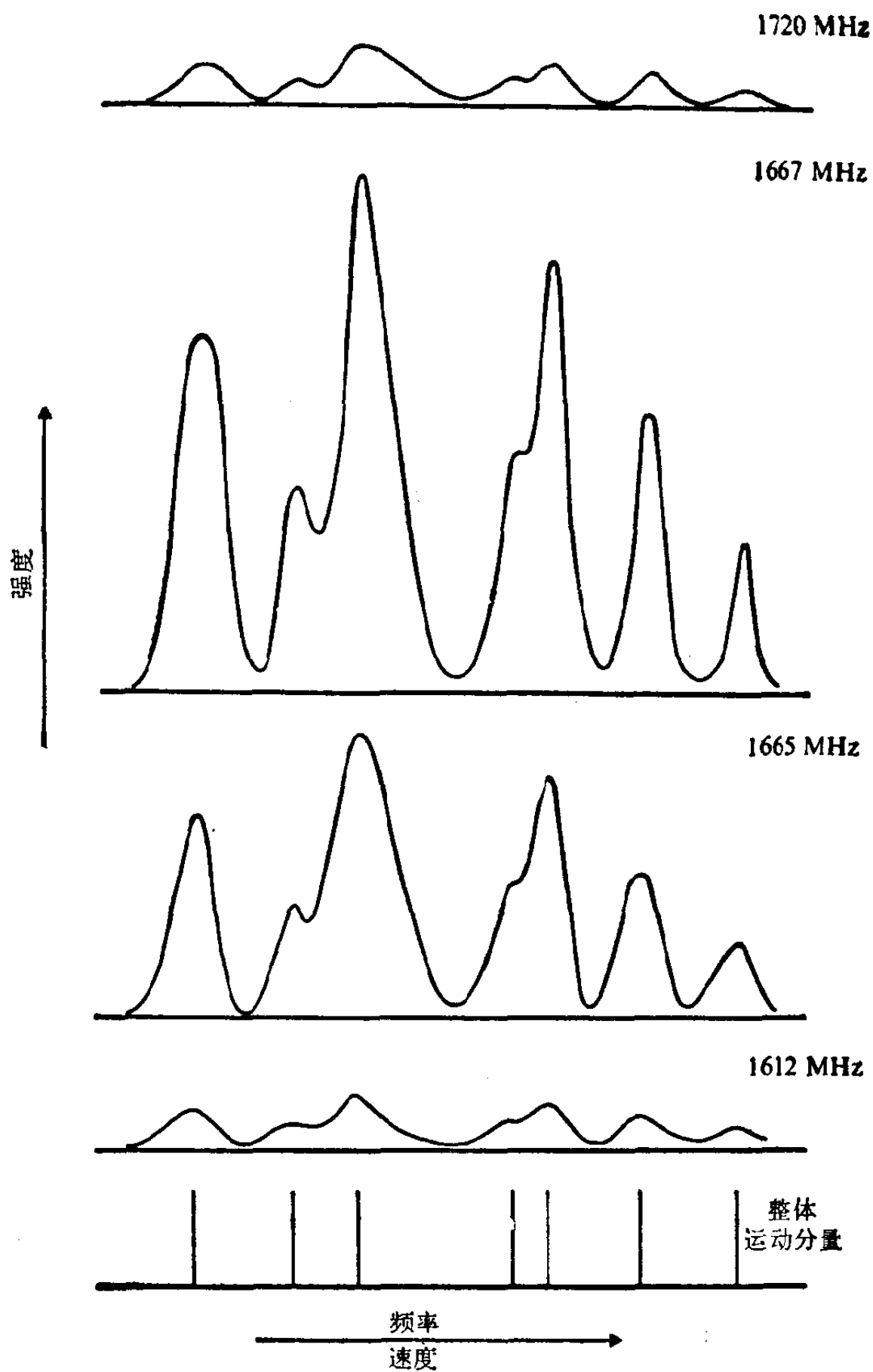


图 1.2 具有整体运动的、光学薄的羟基气团自发发射的理想化的频谱。  
横坐标：与多普勒频移等效的速度 ( $\text{km s}^{-1}$ )。纵坐标：强度(任意单位)。

度，常与由氢 21 cm 发射线导得的运动速度是一致的。

发射谱远为复杂，并且用光学厚的气体的自发发射不能解释。首先，辐射非常强，当一个典型的源用单天线观测时，

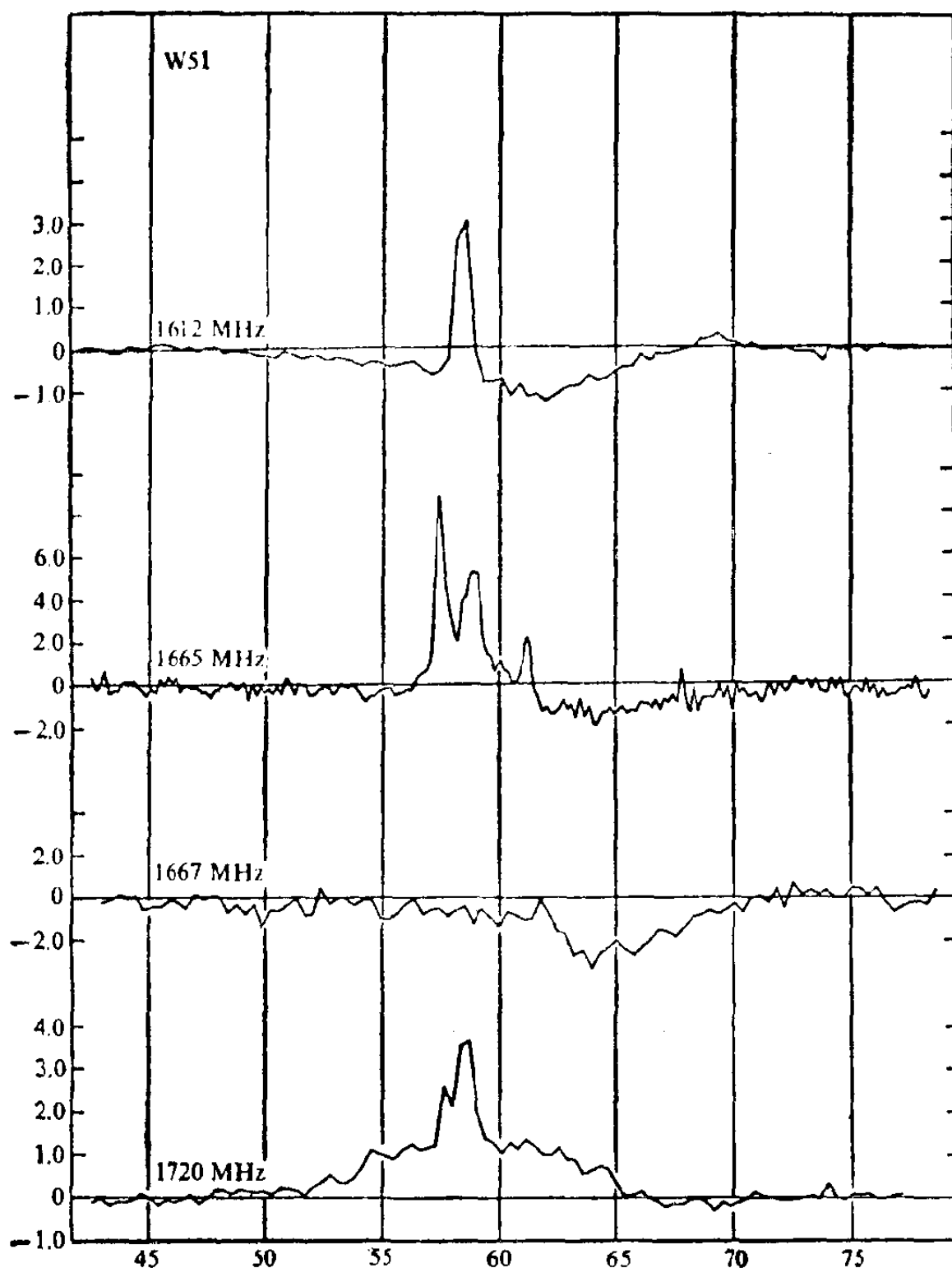


图 1.3 羟基强辐射的典型发射谱。(Weaver, Dieter 和 Williams.

© 1968. 芝加哥大学)。横坐标：与多普勒频移等效的速度 ( $\text{km s}^{-1}$ )。

纵坐标：正比于强度的天线温度 (K)。

就得到一组如图 1.3 所表示的频谱。图的纵坐标是用天线温度表示的接收到的功率(见 p. 38),横坐标是用引起多普勒频移的速度表示的频率。而这种多普勒频移,等于实际观测到的频率与源相对于地球静止时所观测到的频率之间的位移。由于源作为一个整体相对于地球运动,所以平均等效速度不为零;另一方面,频率的范围对应于源里气体速度的范围。如果地球上看到的源的角径大于天线的主束角宽,那末源的辐射温度将等于天线温度。该辐射温度是在辐射波长上具有与源同样强度的黑体辐射的温度。然而,源的角径甚至比最大口径的单个天线的主束角宽还要小得多,事实上,用洲际基线干涉仪测量到的源的角直径确实很小,只有  $10^{-2}$  弧秒甚至比这还要小。因此,源的辐射强度远大于由天线温度所表征的强度,大约相当于  $10^{12}$ — $10^{13}$  K 的辐射温度。

仅这个事实就足以表明,发射不可能来自较高能级到较低能级的自发跃迁,因为如果是那样的话,气体就必须处于辐射温度的热平衡态,于是分子的无规运动速度就对应于约为  $10^{12}$  K 的温度,发射线的宽度将会是非常宽的,而不是象实际上那样约相应于 50—100 K 温度的宽度。

更为详细的考察,支持了上述结论,即观测到的发射不可能来自自发跃迁。频谱显然没有相似的形状,所以频谱形状不可能简单地归因于发射气体整体运动所引起的多普勒频移。确实,如果考虑在特定多普勒频移上的强度,则将会看到在某些频移上主线比辅线强,而在另一些频移上辅线更强,主线没有发射甚至呈现为吸收,这又与自发发射相矛盾。

再者,绝大部分源的辐射显示强的偏振,在许多情况下,来自同一源但在不同频率上的辐射,几乎呈现为 100% 的右旋及左旋圆偏振。这和自发发射并不完全矛盾,但它确实不会是自发发射。如果辐射是磁场中的辐射,则自发辐射当然

是偏振的，但是它的频谱与观测谱很不相同。同一源区域的自发发射会显示出左右圆偏振或线偏振分量的对称塞曼分裂；而羟基源的特征是：当用干涉仪观测的时候，任一特定方向上只有一个分量，而那个分量不是呈左旋圆偏振就是呈右旋圆偏振。

羟基源辐射的第四个特征是强度随时间的快速变化，对羟基源而言其特征时间约为几个月的量级，这肯定远小于其高能态的自发辐射的寿命 ( $10^{12}\text{s}$ )。这再次意味着自发发射虽然不是不可能，但多半是靠不住的。

所有上述特征，在大多数羟基辐射的早期观测资料中都可以见到。后来，在 1.35 cm 波段上发现了水的强辐射 (Cheung 等人, 1969)。其个别源甚至比羟基源更小而其强度却更强，有的甚至对应于高达  $10^{15}\text{ K}$  的温度。来自二个转动态之间跃迁的辐射，具有非常靠近的超精细分量，实际上如单跃迁一样，所以不存在不同跃迁频谱相矛盾的问题，而这却是羟基辐射非常显著的特征。另一个区别在于水的辐射不是强偏振的，而当它有偏振时，其偏振是线偏振而不是圆偏振。最后，水辐射的强度变化远快于羟基辐射的强度变化，有时在几天之内就明显地发生变化。

羟基和水辐射的不同特征与自发发射是不相容的。如果辐射起源于自发发射，则强度、频率和偏振，就仅由具有一定物质运动速度的分子数及源的磁场所确定。而由上所知，仅仅那些参量还不足以说明观测资料。因此，辐射可能来自于受激发射。任一小体元气体的净受激发射量，正比于落在它上面的辐射强度与高低能态之间原子数差的积。当气体不同体元的发射通过流经的辐射场而被耦合在一起时，就可达到比自发发射高得多的强度，且不受热力学平衡的限制。由此而产生的相干性引入另外一些变量，也许可以被用于说明

源的观测特性。虽然自发发射的可能性为一些观测结果所排除，受激发射应当是造成上述辐射的原因，但甚至在原则上都未能证明(更谈不上细节了)只要用受激发射就可以解释所有的特征。

羟基分子的转动基态并非受激发射的唯一来源。微波激射辐射也可从具有较高转动能的羟基观测到，但对基态会起作用的抽运过程，就不一定会对一个较高的能态起作用。

首次发现的羟基源与 H II 区成协，H II 区是围绕着热星并发出强烈紫外辐射的大量完全电离的原子氢。后来发现的绝大部分源也与 H II 区成协，但也有一些源与红外星或超新星残迹或行星状星云成协。水的辐射可在羟基辐射区找到。

本书的目的是描述羟基源和水源的主要观测结果、讨论用受激发射放大理论，就目前的进展而言，可以把它们说明到何等程度，并对已提出的抽运过程给出评论性的提要。作者试图提醒人们对亟待解决的、由观测所引起的天体物理学和分子物理学问题的注意。天体物理学家希望观测资料的分析将提供关于源的条件信息，这是因为它们常常与恒星形成区域成协，显然在天体物理学方面这有着巨大的潜在意义。遗憾的是到目前为止，还没有给出很明确的结果，与此同时，羟基同水分子物理的问题引起了人们的注意。