

射电天文综述及中性氢基础

国家天文台/中国科学院大学 吴京文



2026 SKA 暑期学校--厦门大学 8.20

电磁波段、大气窗口与射电天文学

射电

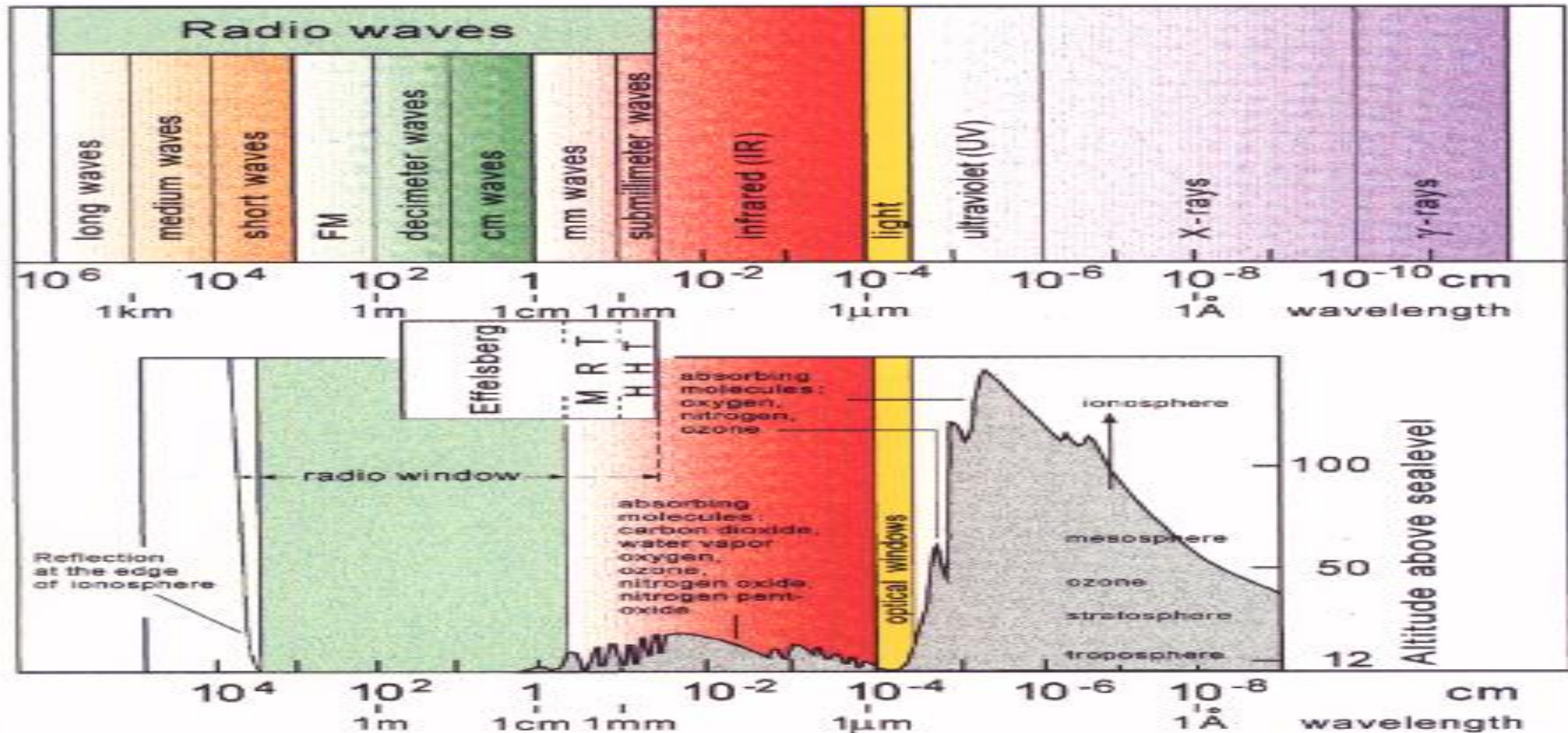
红外

光学

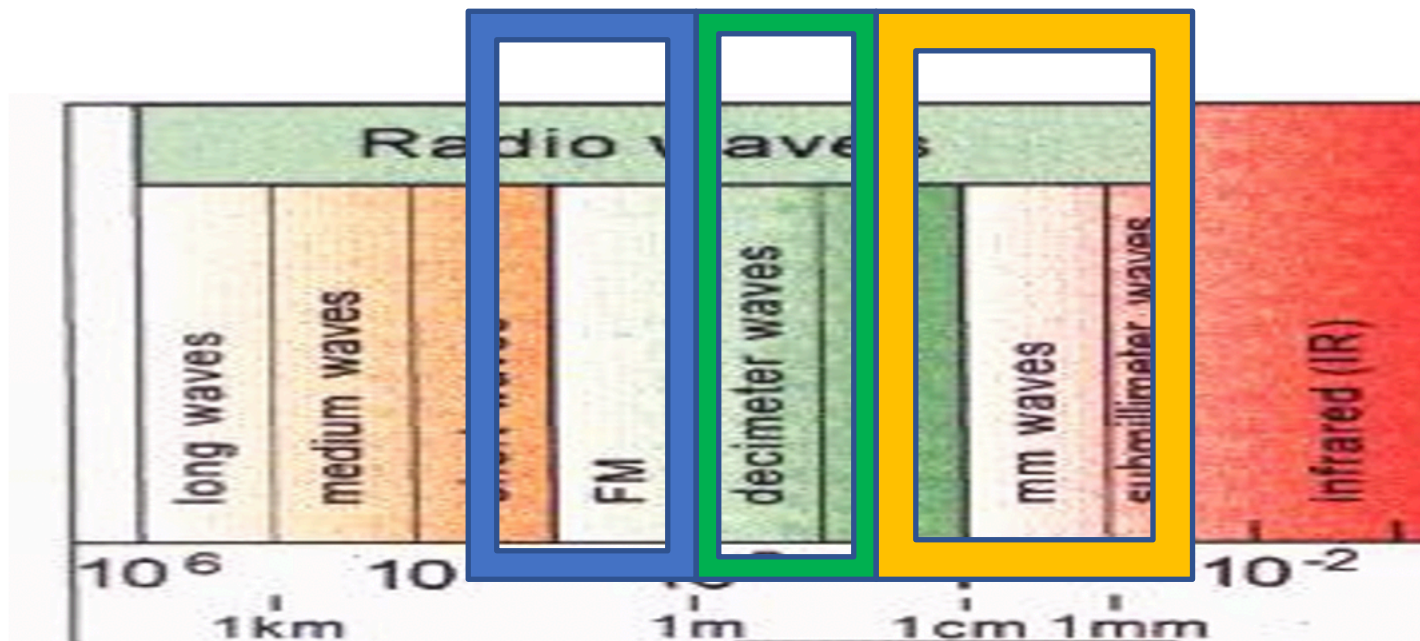
紫外

X-射线

伽马射线



低频射电 中频射电 高频射电



各个射电波段：

看什么：科学问题
用什么：主力装备
最新进展如何

低频射电波段（ $\sim 30 \text{ MHz} - 300 \text{ MHz} / 1 \text{ GHz}$ ，对应米波至十米波）

$0.1 \text{ GHz} - 3 \text{ m}$

中频射电波段（ $\sim 300 \text{ MHz} / 1 \text{ GHz} - 3 / 30 \text{ GHz}$ ，对应分米波至厘米波）

$1.4 \text{ GHz} - 21 \text{ cm}$

高频射电波段（ $\sim 3 / 30 \text{ GHz} - 100 \text{ GHz}$ ，对应厘米波至毫米波）

$100 \text{ GHz} - 3 \text{ mm}$

极高频/亚毫米波波段（ $\sim 100 \text{ GHz} - 1 \text{ THz}$ ，对应亚毫米波至太赫兹）

30 MHz以下：地球电离层屏蔽+人为RFI严重

01

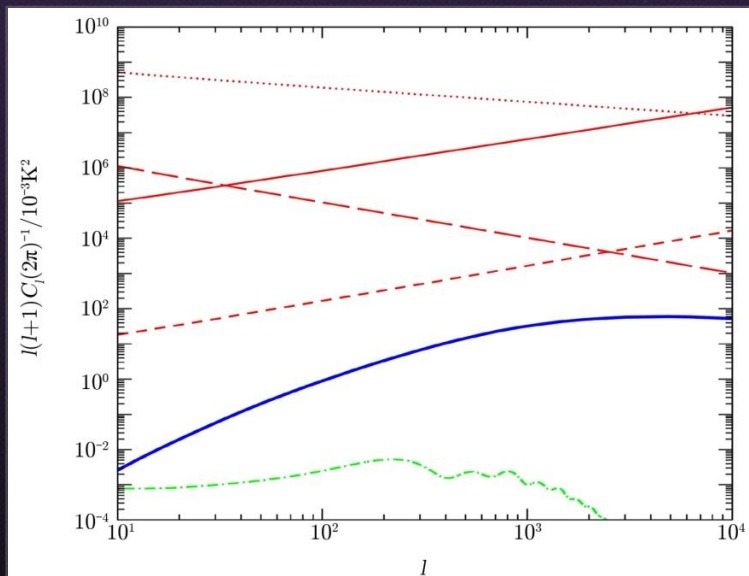
低频射电天文学

(米波/分米波, ~30 MHz - 1 GHz)

探索宇宙黎明的窗口

低频核心科学问题

(~30 MHz - 300 MHz/1 GHz)



图示为宇宙黎明时期21厘米中性氢信号（绿色曲线）与前景噪声的功率谱对比。这一微弱的信号特征是解开宇宙早期结构形成与再电离之谜的关键钥匙。

01 宇宙黎明与再电离时期 (EoR)

第一代恒星和星系何时形成？它们如何将中性氢（H I）电离？观测21厘米谱线的信号是核心。通过探测红移后的21厘米中性氢辐射，揭示第一代恒星与星系的形成机制，并为暗物质、暗能量等基础物理问题提供新的宇宙学约束。

02 低频暂现源

如伽马射线暴（GRB）的余辉、快速射电暴（FRB）的低频特性、脉冲星（尤其是毫秒脉冲星）的巡天。

03 太阳物理与空间天气

研究太阳耀斑、日冕物质抛射等剧烈活动产生的低频射电爆发，解析其物理机制与传播规律，为空间天气预警和航天器安全提供重要的观测依据。

04 行星磁层与射电辐射

捕捉木星、土星等巨行星的非热射电辐射，反演其内部磁场结构与极光动力学过程，探索太阳系行星大气与磁层的耦合机制及能量传输过程。

低频主力科学设备



LOFAR 低频射电阵列

(荷兰/欧洲)：目前低频段最灵敏的阵列，频率10-250 MHz，基线长达2000公里。欧洲多国联合建造的先驱级设备，开启了低频射电观测的新纪元。探测宇宙再电离（EoR）的先锋和标杆。



MWA 默奇森宽场阵列

SKA的先导设备，坐落于澳大利亚无线电静区，拥有极宽的视场和灵活的观测模式。在EoR探测、太阳爆发活动监测及系外行星搜寻等领域表现卓越，是南半球低频观测的核心设施。



CHIME (加拿大氢强度测绘实验)

400-800 MHz，以大规模FRB探测和HI巡天著称。



SKA-Low 平方公里低频阵

(澳大利亚) 人类史上最强大的低频射电望远镜，灵敏度较现有设备提升两个数量级。将以前所未有的精度探索宇宙黑暗时代、引力波以及地外文明，开启射电天文的新纪元。

低频最新进展

当前进展：

- **宇宙再电离**：LOFAR（低频阵列）和MWA（默奇森宽场阵列）已对宇宙暗时代（红移 $z \approx 8-10$ ）的21厘米信号给出了最强的上限约束，但尚未探测到明确的信号。SKA低频阵列（SKA-Low）建成后，有望在5-10年内实现首次探测。
- **FRB低频特性**：CHIME（加拿大氢强度测绘实验）在400-800 MHz发现了大量FRB，揭示了其周期性和重复暴的规律。LOFAR在低频（150 MHz）探测到少数FRB，证实了其低频辐射的存在。
- **脉冲星巡天**：MWA和LOFAR发现了大量新脉冲星，特别是毫秒脉冲星，为引力波探测提供了候选体。

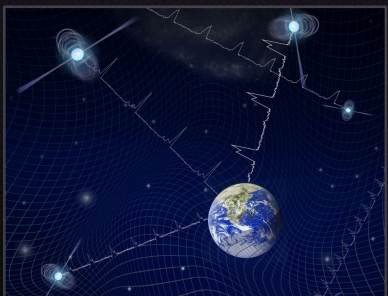
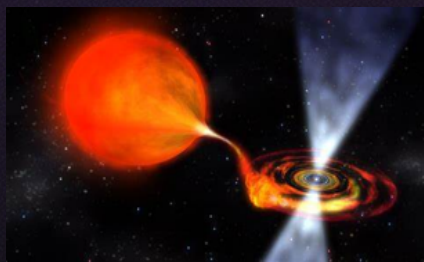
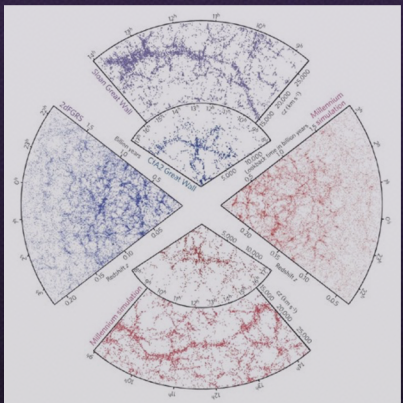
02

中频射电天文学

厘米波, $\sim 1 \text{ GHz} - 30 \text{ GHz}$

描绘宇宙结构与探测引力波，揭示星系演化的核心图景

中频核心科学问题



01 中性氢巡天与大尺度结构

通过中性氢（HI）21厘米谱线开展巡天，构建宇宙三维物质地图，解析星系在宇宙网中的分布与动力学特征，揭示宇宙大尺度结构的形成与演化脉络。研究星系演化及黑洞与星系的共同演化。

02 脉冲星，脉冲星计时与引力波探测

搜寻、研究大样本脉冲星；利用毫秒脉冲星的超稳定周期性，通过脉冲星计时阵列（PTA）探测纳赫兹引力波背景，这是捕捉超大质量双黑洞合并等宇宙事件的关键手段。

03 宇宙瞬变源与极端物理

捕捉快速射电暴（FRB）、超新星爆发等剧烈且短暂的天文现象，探索极端物理条件下的物质状态、磁场行为，揭开宇宙中最神秘的爆发性事件之谜。

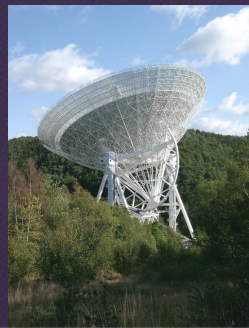
04 宇宙磁场的起源与演化

通过观测法拉第旋转效应，研究星系、星系团和宇宙网中的磁场。

中频主力科学设备



FAST 500米



GBT
100米



Effelsberg 100米



VLA 甚大阵

美国 | 1-50 GHz

世界上灵敏度最高的射电望远镜之一，由27面巨型天线组成，在黑洞成像、星系演化及深空探测中发挥着不可替代的作用。



MeerKAT SKA探路者

南非 | SKA-Mid 核心先导

由64面高精度天线构成，在中性氢巡天、脉冲星搜索及引力波对应体观测方面表现卓越，为SKA建设铺平了道路。



ASKAP 澳大利亚探路者

澳大利亚 | 700-1800 MHz

利用独特的相控阵馈源技术，拥有极广阔的视场，能对宇宙进行快速普查，在绘制宇宙磁场、探测快速射电暴方面成果丰硕。



uGMRT 巨型米波射电望远镜

(印度 150-1450 MHz)

升级后灵敏度大幅提升，是研究脉冲星、探索宇宙黑暗时代（再电离时期）以及探测星际介质的关键设备。



未来展望：SKA-Mid（平方公里阵列中频望远镜）— 即将在南非建成的下一代超级望远镜，将汇聚全球技术精华，在引力波、暗能量、地外文明搜寻等前沿领域实现革命性突破。还有：ngVLA(美国)，FAST-core Array；单镜 QTT，桦甸，景东

中频新进展举例

01 中性氢巡天新发现

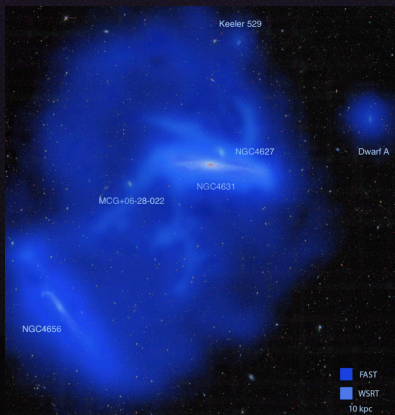
MeerKAT打破观测纪录，在40亿光年外探测到中性氢信号；ASKAP发现罕见的超弥散星系对及连接矮星系的巨大星际气体桥，为星系演化研究提供新线索。FAST扩大HI星系样本，在近邻星系及星系周观测取得系列重要发现。



Xu+ 2022

02 PTA引力波接近突破

2023年，NANOGrav（北美纳赫兹引力波天文台，使用Arecibo、GBT、VLA等）、EPTA（欧洲脉冲星计时阵列，结合LOFAR、Effelsberg等）和PPTA（帕克斯脉冲星计时阵列，澳大利亚）联合宣布探测到了纳赫兹引力波背景的强有力证据，FAST作出重要贡献。



Wang+ 2023

03 VLA 里程碑式巡天

2026年2月VLASS项目圆满收官，覆盖了80%的天空范围，生成约2PB的观测数据，成为迄今为止分辨率最高的射电天空巡天，惠及众多天体物理领域。



南非 MeerKAT 射电望远镜

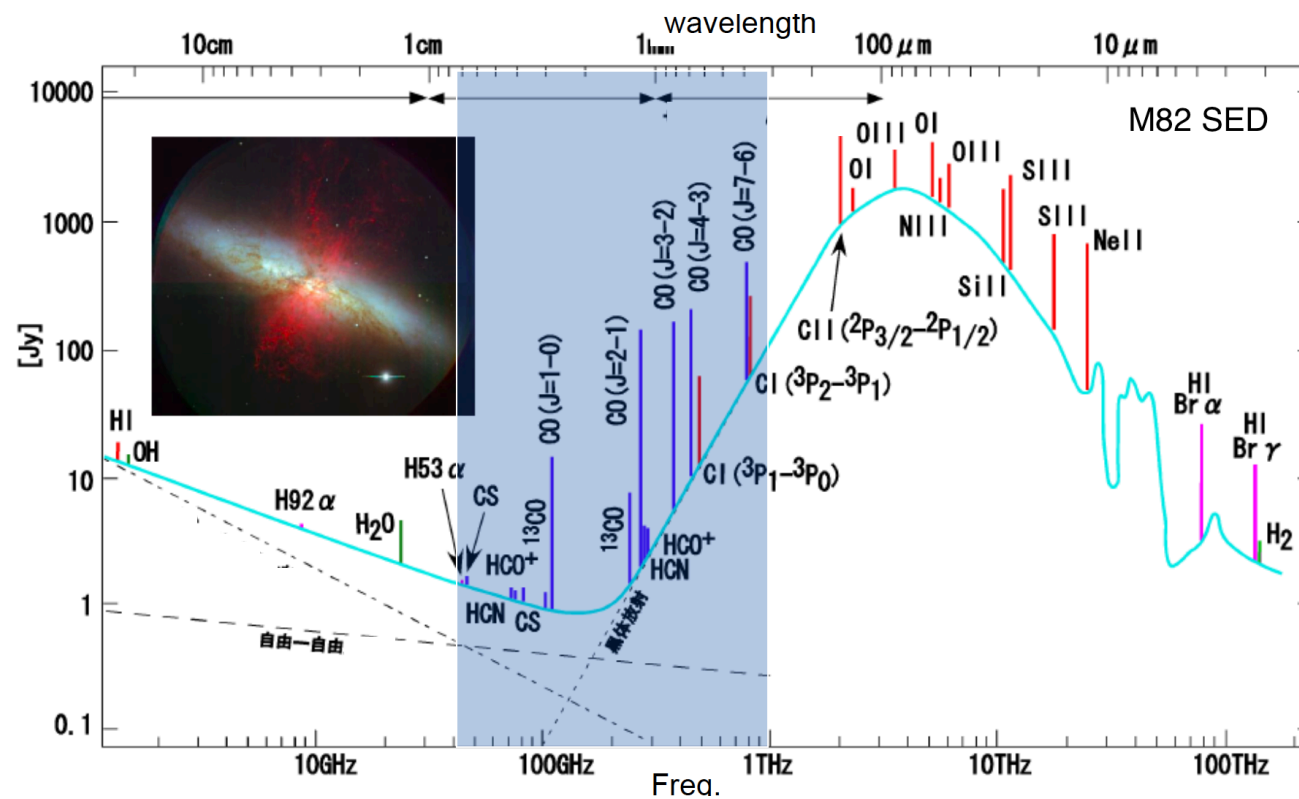
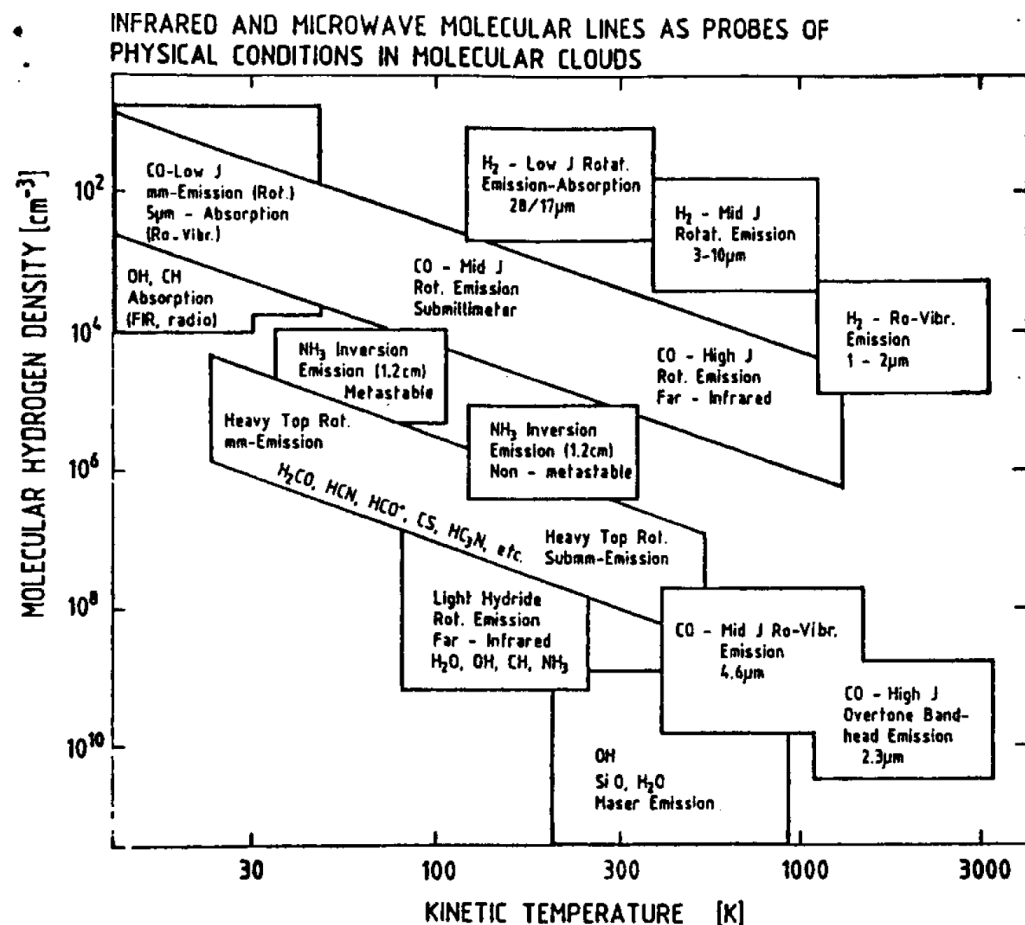
03

高频射电天文学

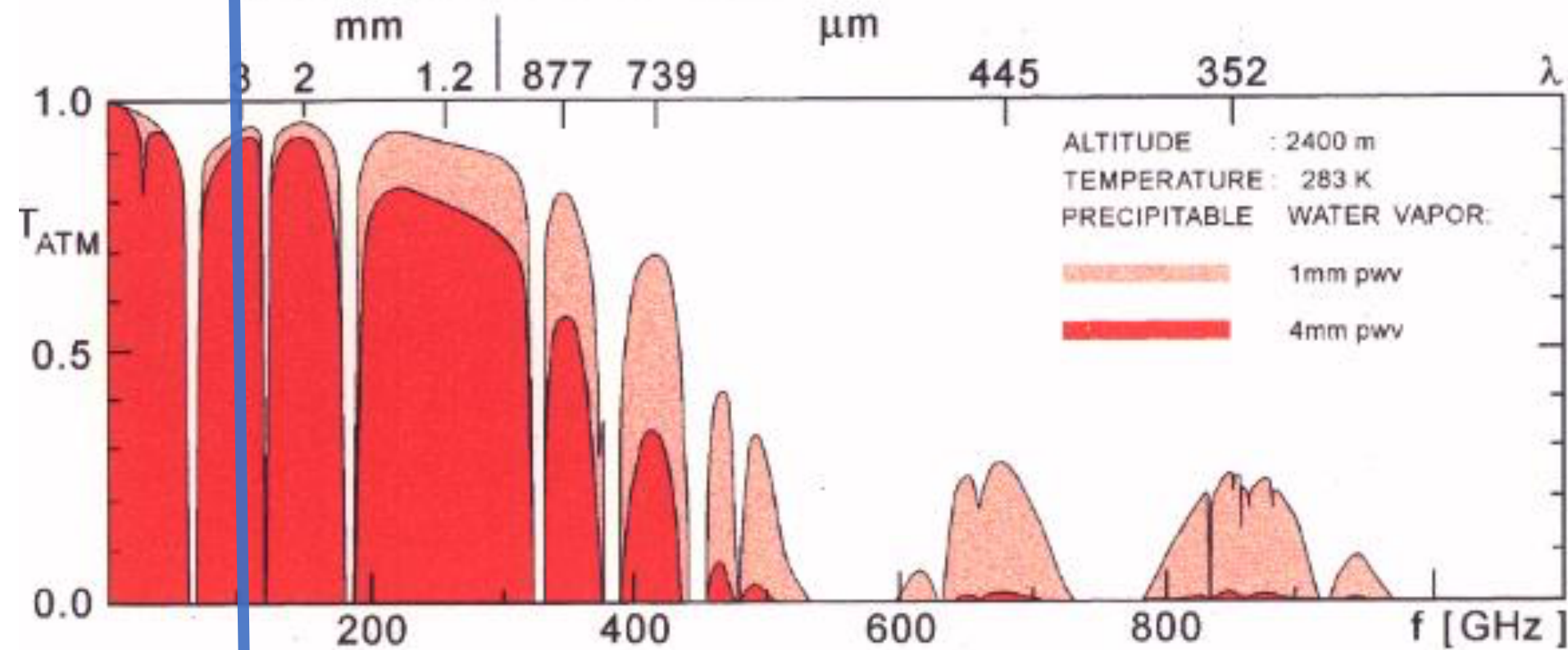
毫米波 / 亚毫米波 (30 GHz — 1 THz)

穿透星际尘埃的迷雾，窥探恒星诞生的摇篮，凝视黑洞视界的神秘边缘

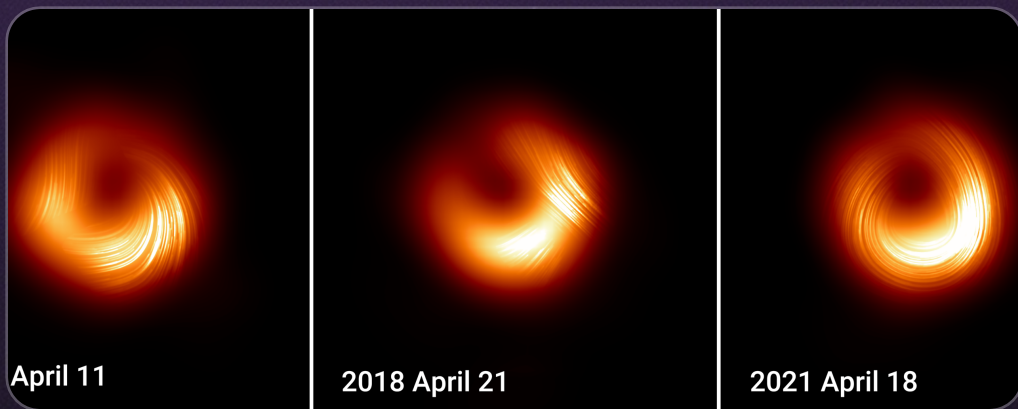
高频射电—毫米/亚毫米天文：主要测量的是气体和尘埃



ZENITH - TRANSMISSION OF THE ATMOSPHERE
IN DEPENDENCE OF THE PRECIPITABLE WATER VAPOR



高频核心科学问题



EHT 捕捉 M87* 黑洞磁场动态翻转

2025年9月，事件视界望远镜对比2017-2021年数据，发现黑洞吸积盘偏振模式发生显著周期性翻转。这一发现证实了黑洞周围的磁场环境并非静态，而是处于高度湍流与动态变化中，挑战了现有理论模型。



01 恒星与行星的形成

利用毫米波穿透星际尘埃的特性，解析原恒星盘与原行星盘的内部结构，探索行星系统诞生的化学组成与动力学演化，揭开“行星摇篮”的奥秘。



02 活动星系核与黑洞物理

通过甚长基线干涉测量（VLBI）对黑洞事件视界进行直接成像，研究强引力场下的物质吸积过程，探索黑洞如何提取能量并驱动相对论性喷流。



03 高红移宇宙学与早期星系

捕捉宇宙诞生初期（高红移）的微弱信号，探测遥远星系中的尘埃与分子气体，回溯宇宙从黑暗时代到星系形成与演化的历史进程。

高频主力科学设备



01. ALMA 阿塔卡马大型毫米波阵 (35-950 GHz)

坐落于智利阿塔卡马沙漠，是目前全球最强大的毫米波/亚毫米波射电望远镜阵列，专为捕捉宇宙中最寒冷、最遥远天体的信号而生。



02. EHT 事件视界望远镜

由全球多地望远镜联网构成的“虚拟巨镜”，利用甚长基线干涉技术，首次为人类捕捉到了黑洞的真实影像，开启了黑洞观测新纪元。



03. NOEMA 北方毫米波阵列

(80-350 GHz)。地处法国阿尔卑斯山脉，是北半球灵敏度最高的毫米波干涉仪，也是EHT全球组网的关键节点，助力揭示星系核的神秘结构。



JCMT



CSO/LCT

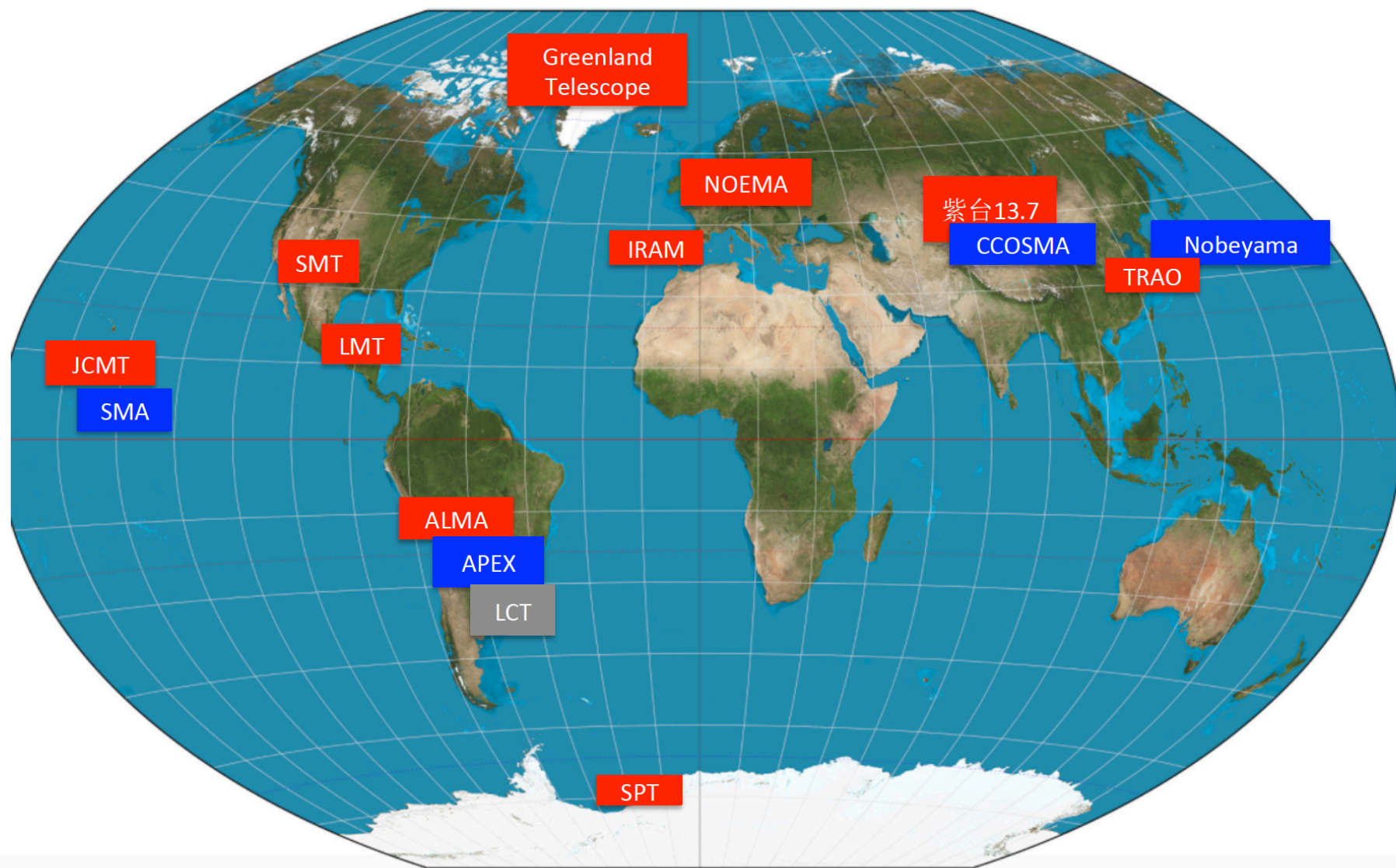


PMO 13.7

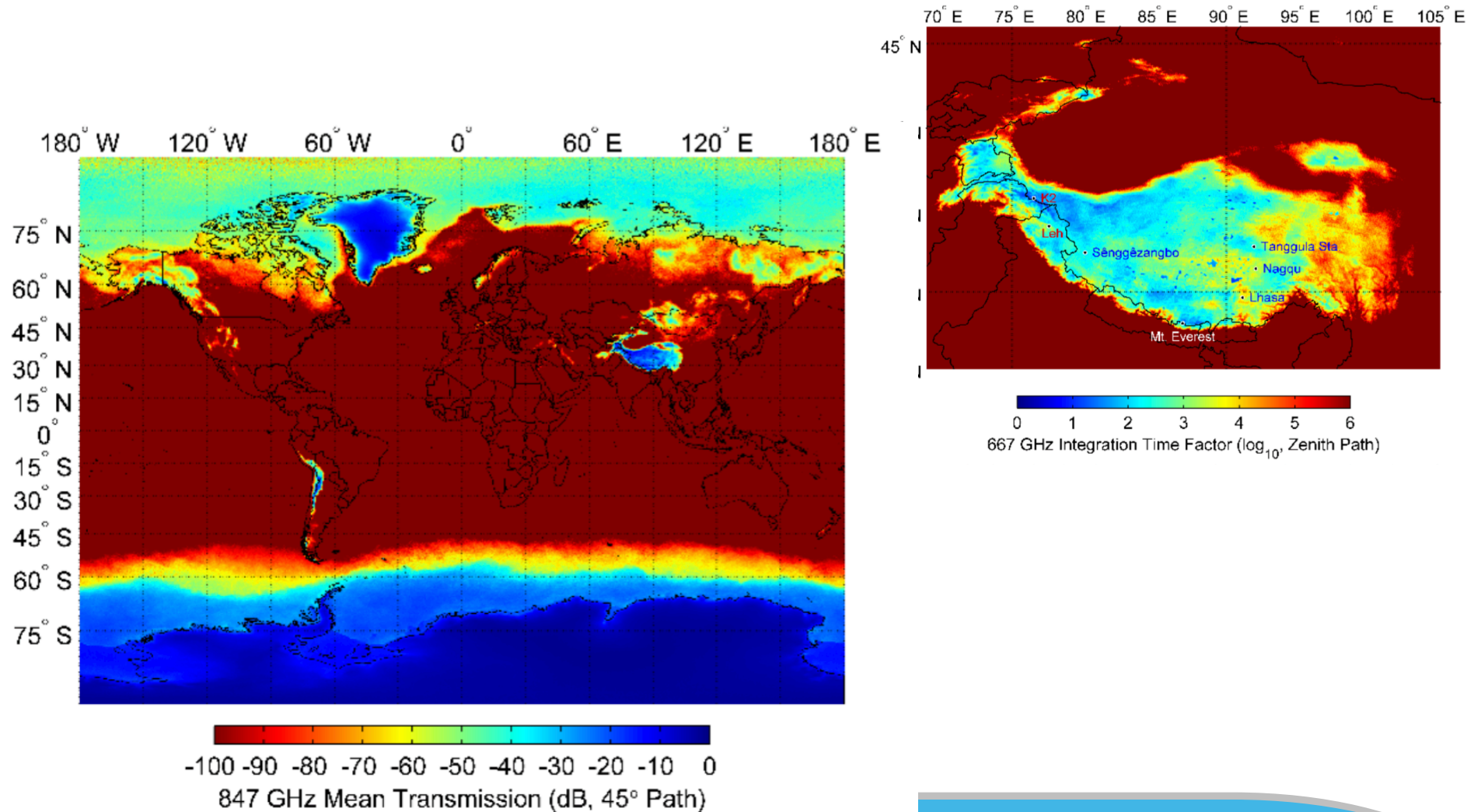


XSMT

世界毫米/亚毫米波望远镜



我国西部存在媲美智利高原的高频射电天文台址



NASA water vapor map Suen, J et al. 2014, ITTST, 4,

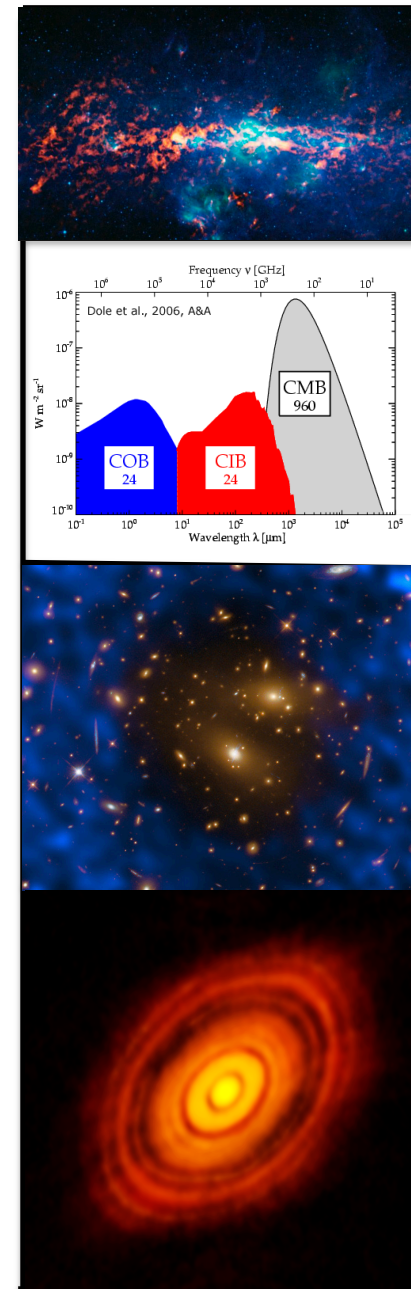
高频射电（毫米/亚毫米）进展

•**恒星形成**：ALMA（阿塔卡马大型毫米波/亚毫米波阵列）彻底改变了这一领域。它能够分辨出原恒星盘中的尘埃环、分子外流、以及行星形成区的气体 and 尘埃分布，发现了大量“原行星盘”的精细结构（如环、间隙、旋臂）。

•**AGN**：利用VLBI（甚长基线干涉测量）技术，结合GMVA（全球毫米波VLBI阵列）和EHT（事件视界望远镜），成功拍摄了M87和银河系中心Sgr A的黑洞阴影照片，证实了广义相对论的预言。

•**分子谱线**：ALMA已发现200多种分子（包括复杂有机分子如甲醇、乙醇、甲酰胺等）在恒星形成区，为生命起源研究提供了线索。

星系/宇宙红外背景：Herschel空间天文台（已退役）在亚毫米波进行深度巡天，发现了大量高红移星系。ALMA配合光学/红外巡天探测到了很多高红移星系。



射电天文重要基础

星际辐射场

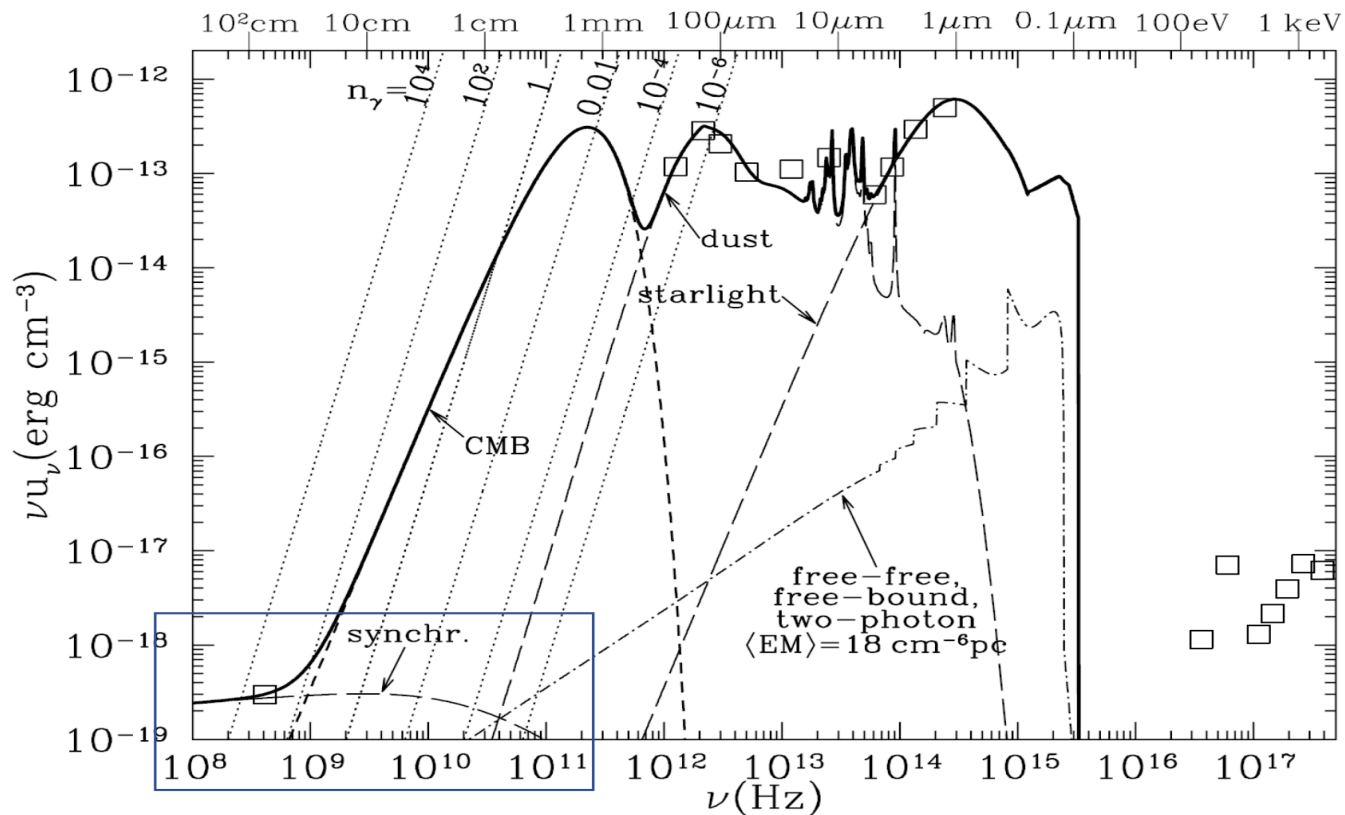


Figure 12.1 Interstellar continuum radiation field in an H I cloud in the solar neighborhood (see text). Spectral lines are not included. Solid line is the sum of all components for $h\nu \leq 13.6$ eV. Squares show the measured sky brightness at 408 MHz (Haslam et al. 1982), the all-sky measurements by COBE-DIRBE in 10 broad bands from $240 \mu\text{m}$ to $1.25 \mu\text{m}$ (Arendt et al. 1998), and all-sky measurements by ROSAT between 150 eV and 2 keV (Snowden 2005, private communication). Dotted lines are contours of constant photon occupation number n_γ .

PDR 光致解离区

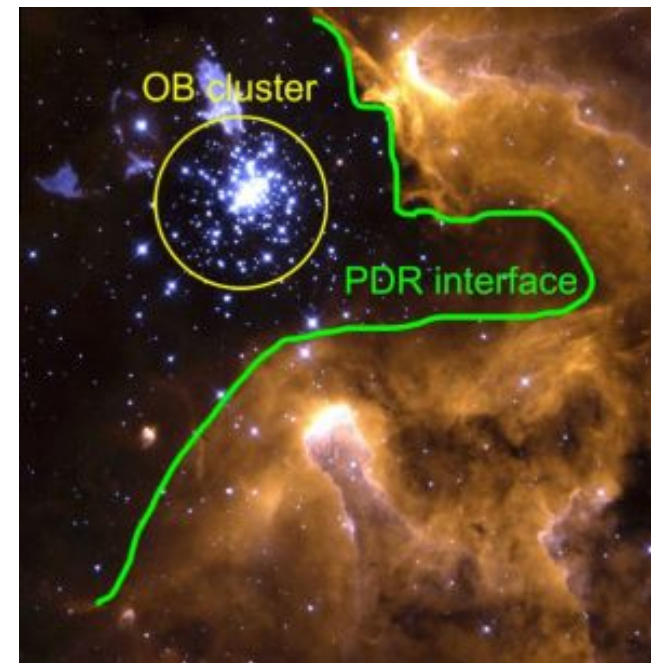
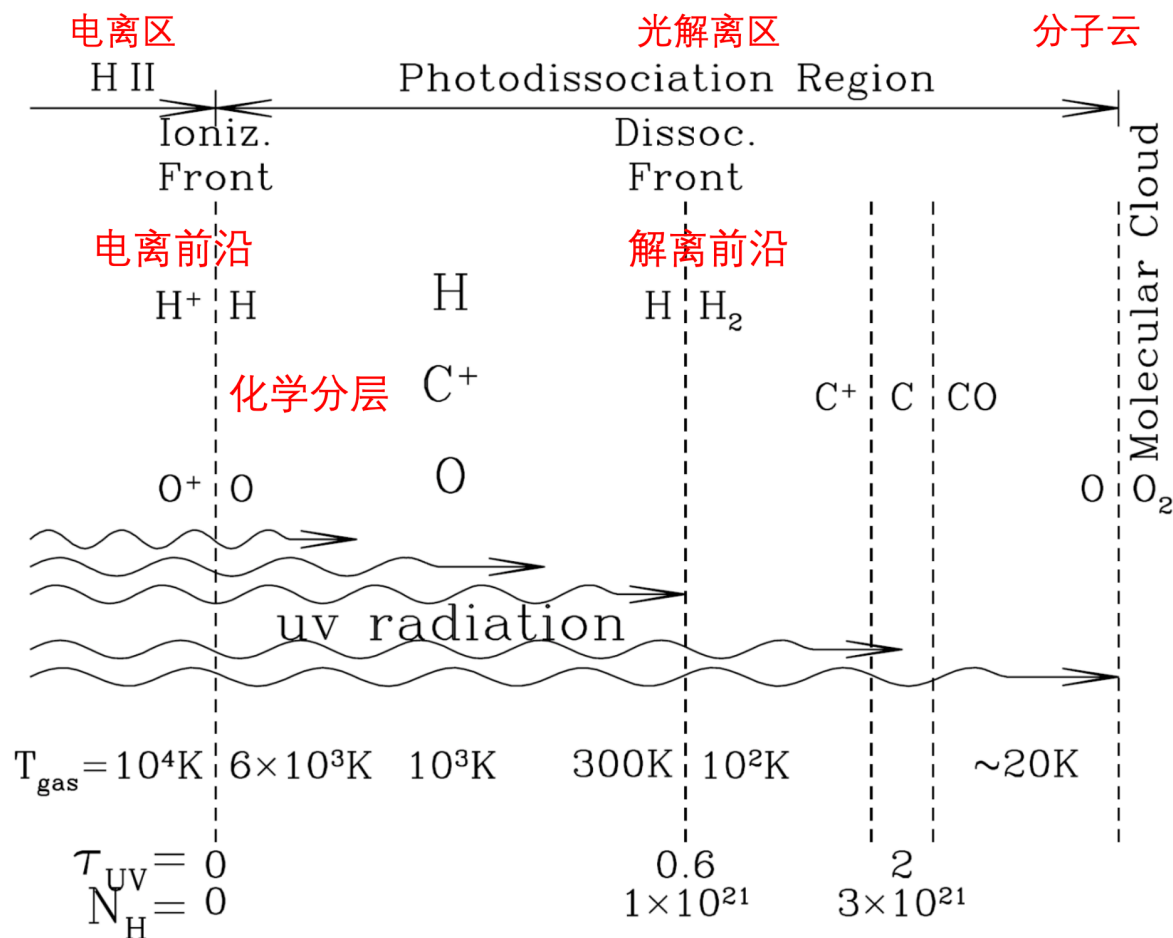
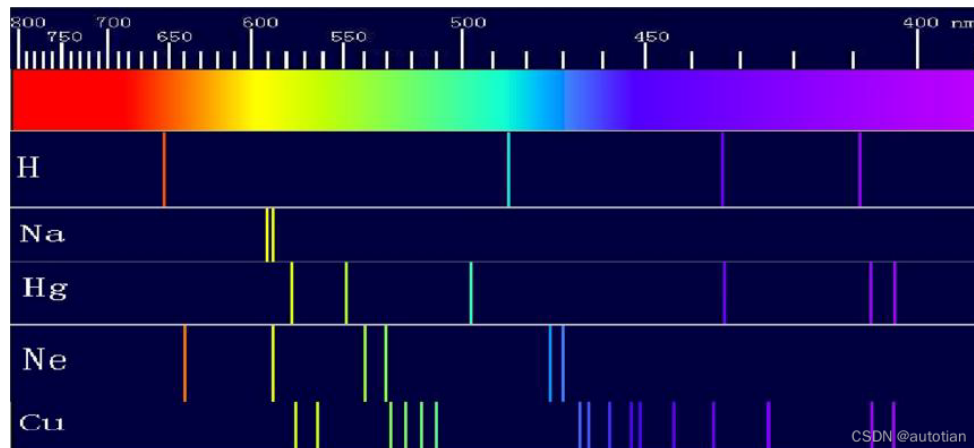


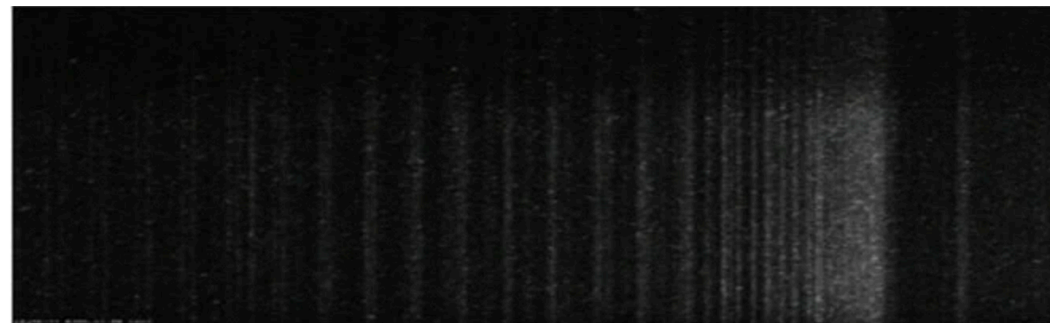
Figure 31.2 Structure of a PDR at the interface between an H II region and a dense molecular cloud.

分子光谱 --- 原子光谱

原子光谱：分立谱



分子光谱：带状光谱

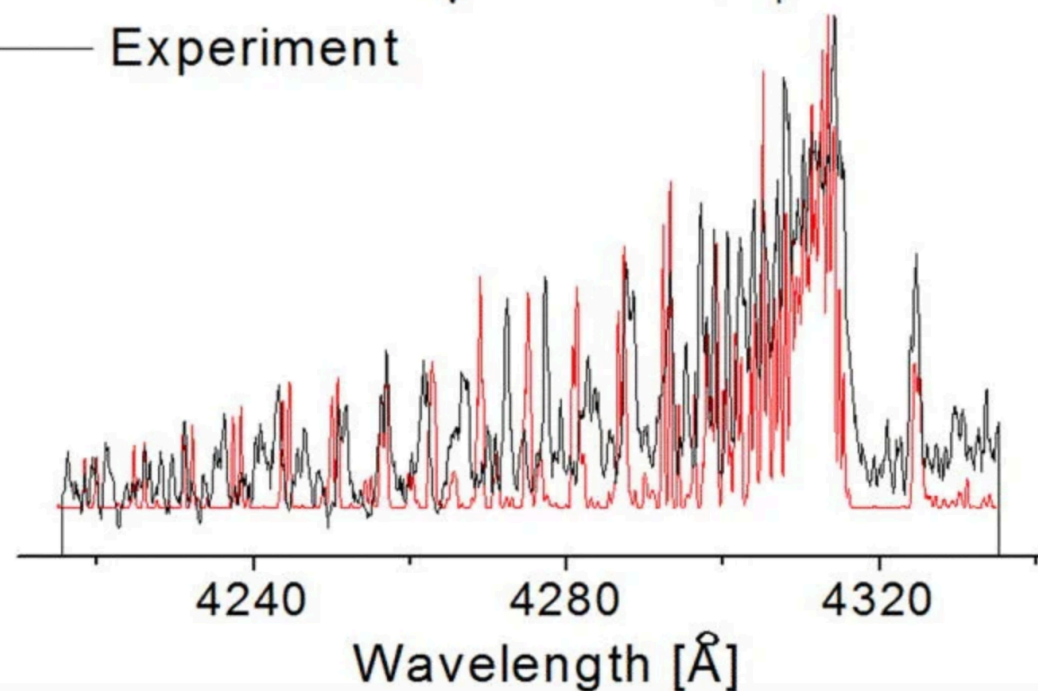


分子相比原子，有更复杂的结构

原子：不同的电子能级之间跃迁

分子：除了电子能级之外，还会叠加震动和转动能级

— Simulation: $T_v = 3000\text{ K}$, $T_r = 2800\text{ K}$
— Experiment



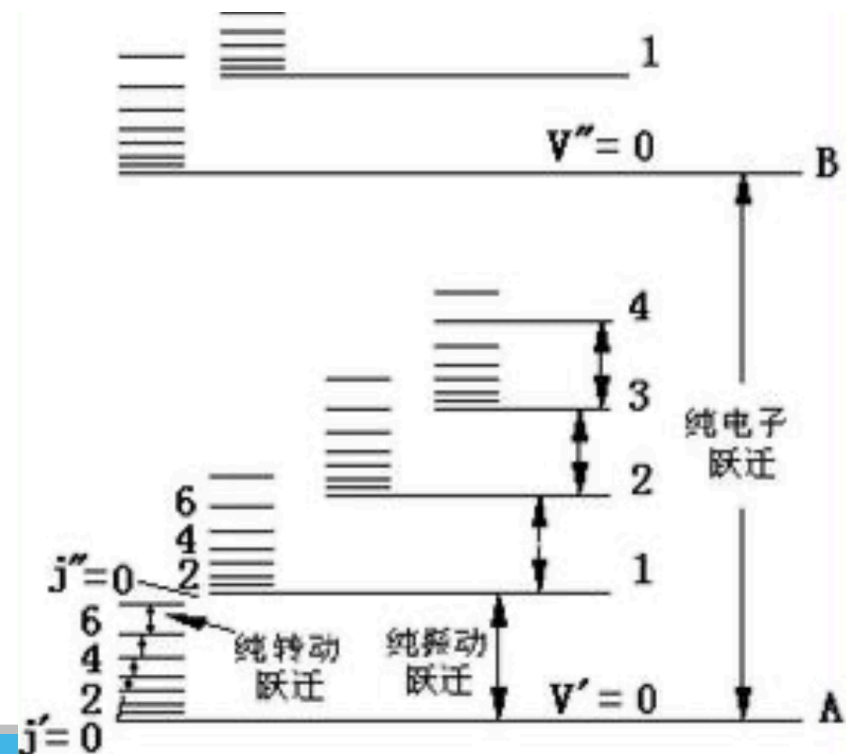
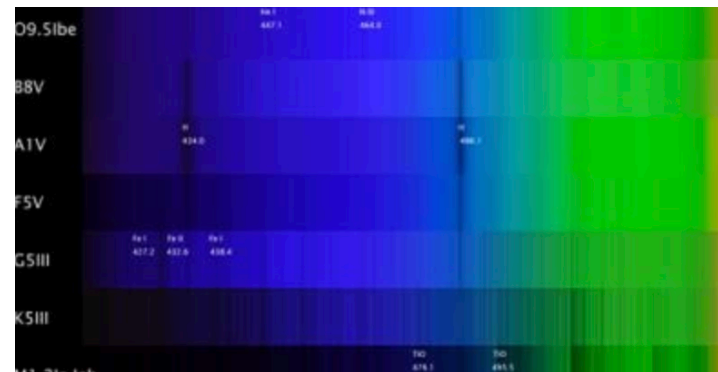
分子能级

分子的光谱

- 分子可以振动、转动，分子外层电子也有能级

$$E_{\text{tot}} = E_{\text{rot}} + E_{\text{vib}} + E_{\text{elect}} .$$

- 分子的电子态能级差与原子能级差相仿，不同电子态跃迁光谱在可见光和紫外（ $10^5 \text{ K} - 10 \text{ eV}$ ）
- 原子之间的振动也是量子化的，能级差在近红外波长 $\sim$ 微米
- 分子的转动能级，波长在毫米/厘米
- 分子光谱呈带状



双原子分子的三种能级跃迁示意图

总能量 $E_{\text{tot}} = E_{\text{rot}} + E_{\text{vib}} + E_{\text{elect}}$.

- 电子态：

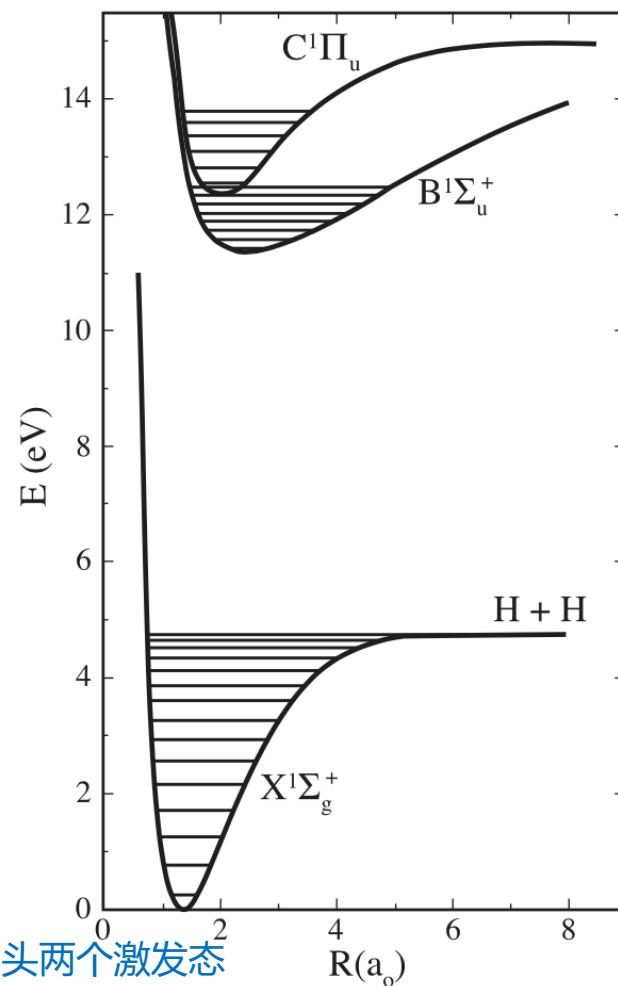
有效核间势能

$$V_q(r_n) \equiv E_q^{(e)}(r_n) + Z_1 Z_2 \frac{e^2}{r_n}$$

核间相对振动：近似简化为核间简谐振动

$$V_q(r) \approx V_q(r_0) + (1/2)k(r-r_0)^2$$

电子态能量差很大， ~ 10 eV 或 10^5 K



H₂ 电子基态和头两个激发态

Figure 5.1 Effective internuclear potential for H₂ for the ground state $X^1\Sigma_g^+$ and the first two electronic excited states, $B^1\Sigma_u^+$ and $C^1\Pi_u$

- 振动跃迁

$$E_{\text{vib}} = \hbar \omega_0 (v + 1/2)$$

$$\omega_0 \equiv 2\pi\nu_0,$$

谐振子近似,
 $v = 0, 1, 2, \dots$

$$V_q(r) \approx V_q(r_0) + (1/2)k(r-r_0)^2$$

$$\omega_0 = (k/m_r)^{1/2}$$

$$m_r = m_1 m_2 / (m_1 + m_2) \sim 1/2 (m_H)$$

H_2 拥有最小的 m_r , E_{vib} 很大
 振动能级间隔较大, 不易激发

通常观测的 1-0 S (1) 线:
 $V = 1-0, J = 3-1$
 波长 2.12 μm

最小转动-振动: 2.12 μm
 最小转动跃迁: 28.2 μm

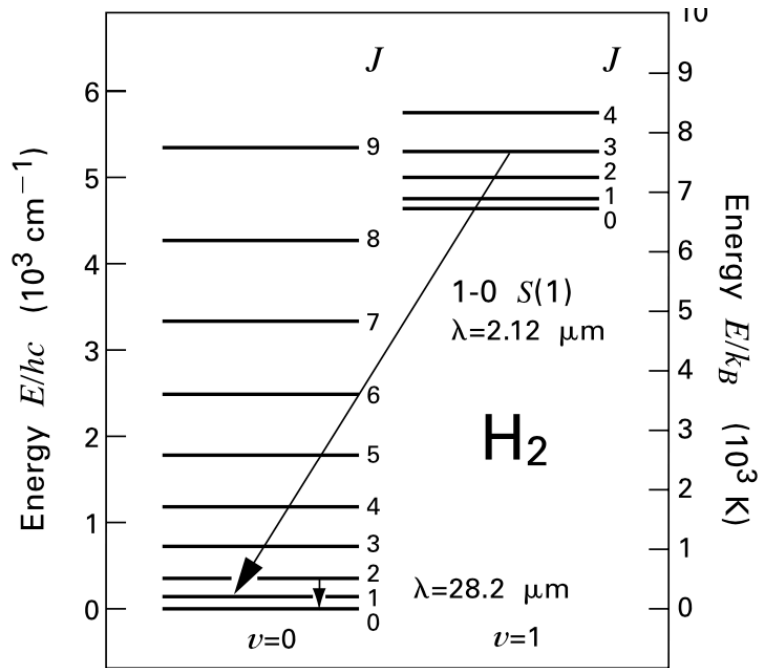


Figure 5.4 Rotational levels of H_2 for the first two vibrational states. Within the $v = 0$ state, the $J = 2 \rightarrow 0$ transition at 28.2 μm is displayed. Also shown is the transition giving the 1-0 S(1)

• 转动跃迁

- 氢分子没有固有偶极矩，没有偶极跃迁
- 转动通过相对缓慢的电四级跃迁 ($\Delta J=2$) 进行
- 最低的跃迁是 $v=0, J=2-0$
- 对应能量变化 510 K，波长 28.2 μm
- 冷的环境中没有氢分子可以激发的跃迁
- 可以在恒星周围被照亮的云或激波加热环境探测到

$$E_{\text{rot}} = \frac{J^2}{2I},$$

$$I = m_r r_0^2.$$

$$m_r = m_1 m_2 / (m_1 + m_2)$$

$$E_{\text{rot}} = J(J+1)\hbar^2/2m_r r_0^2,$$

$$\equiv B h J(J+1), \quad B_v = \frac{\hbar^2}{2m_r r_0^2}$$

H_2 有双原子分子中最小的转动惯量 I ， B_v 很大

$J \rightarrow J-1$ have energy $h\nu = 2B_v J$

最小转动跃迁：28.2 μm , 510 K

H₂ 振动-转动能级

$$E_q(v, J) = V_q(r_0) + h\nu_0 \left(v + \frac{1}{2} \right) + B_v J(J + 1) \quad ,$$

$$\nu_0 \equiv \frac{\omega_0}{2\pi} \quad B_v = \frac{\hbar^2}{2m_r r_0^2} \quad .$$

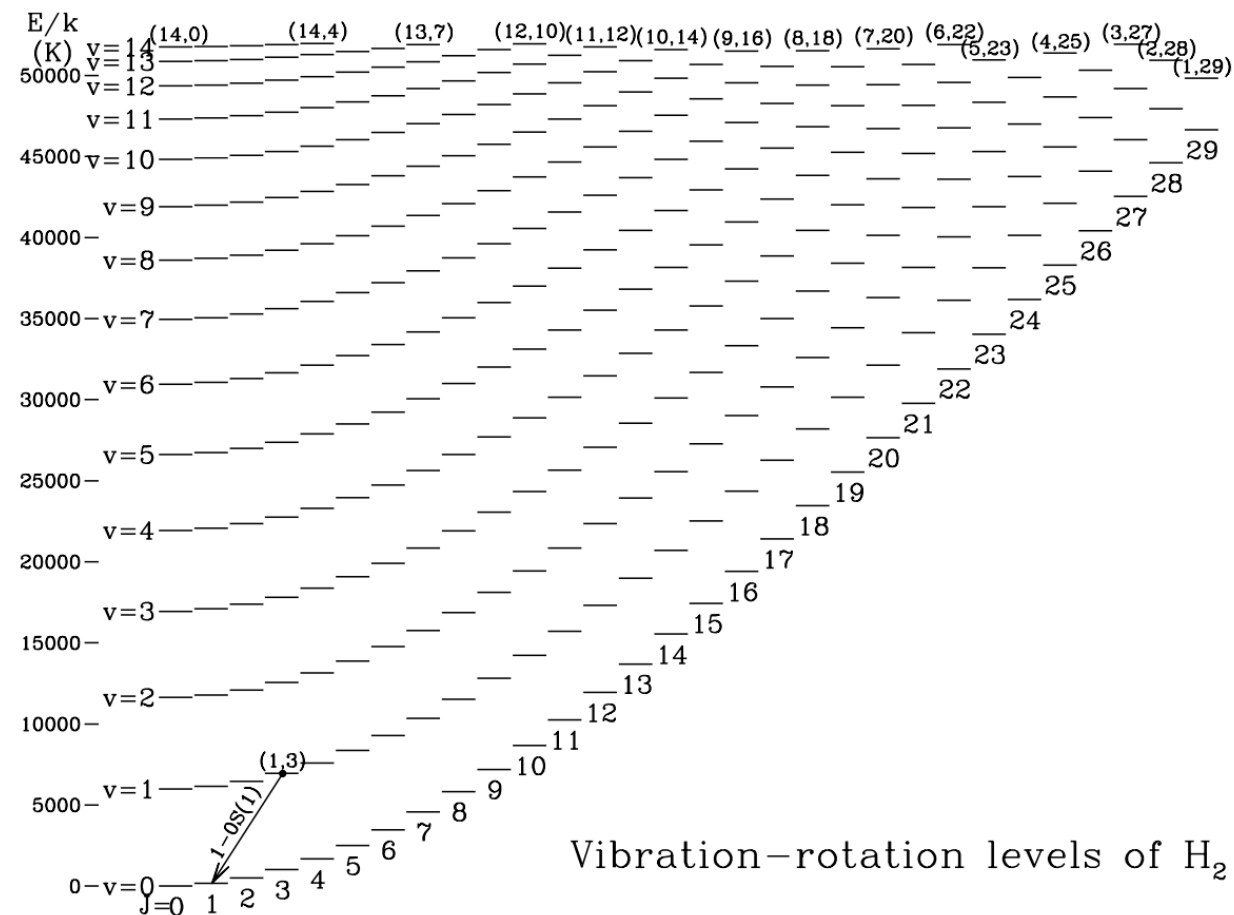


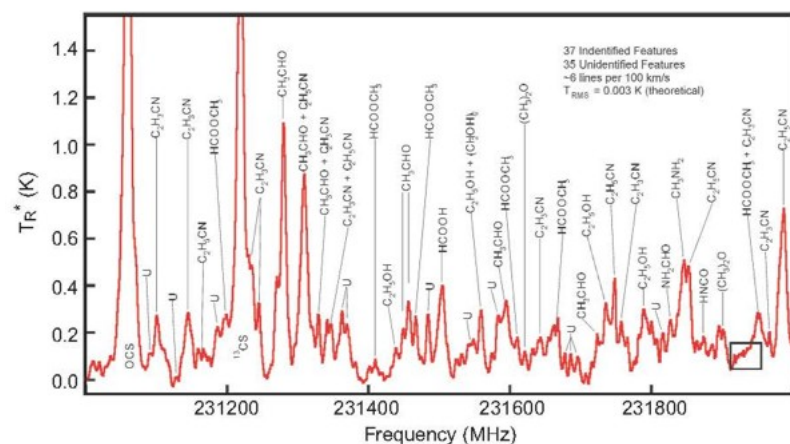
Figure 5.2 Vibration-rotation energy levels of the ground electronic state of H₂ with $J \leq 29$. The $(v, J) = (1, 3)$ level and 1-0S(1) $\lambda = 2.1218 \mu\text{m}$ transition are indicated.

分子振动-转动光谱---射电波段主要谱线

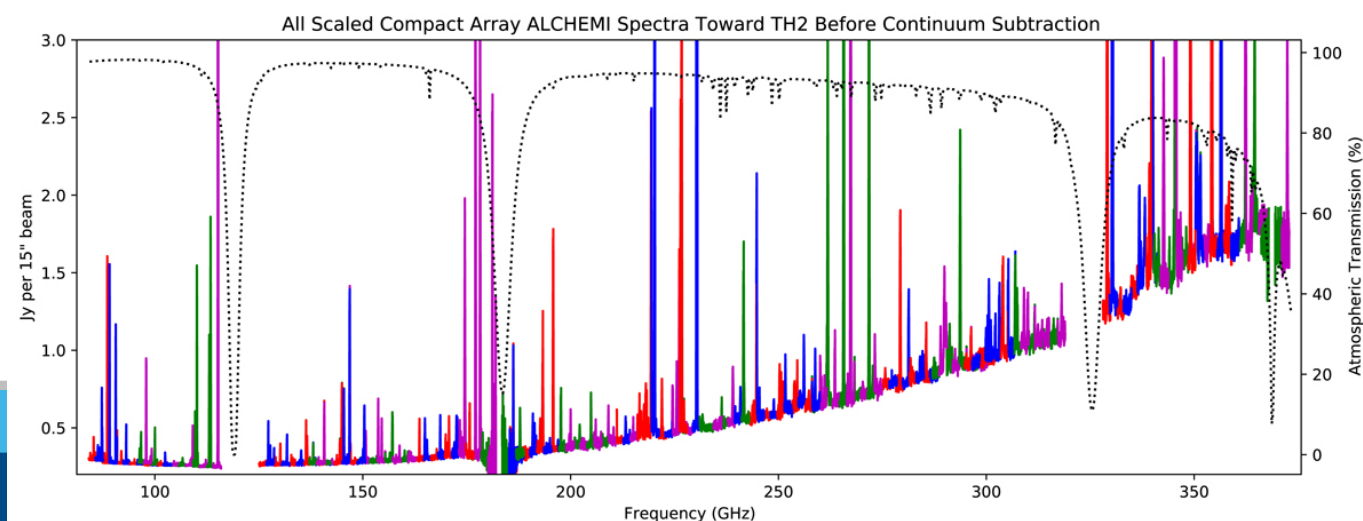
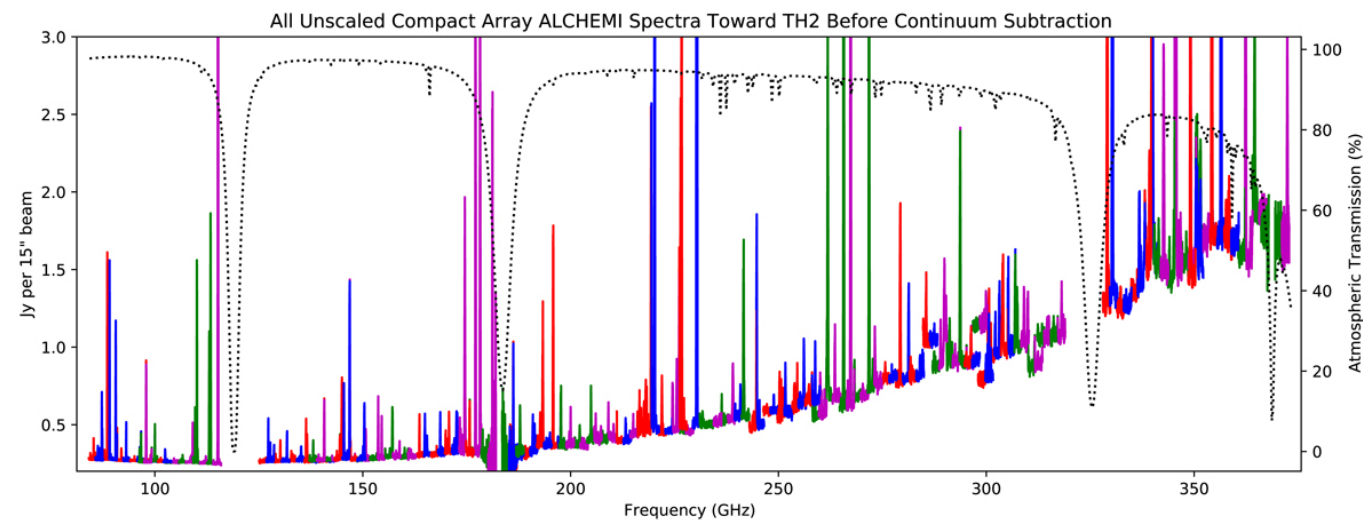
ALMA 河外分子光谱巡天

aanda.org

目前已在星际空间发现超过330种
星际分子



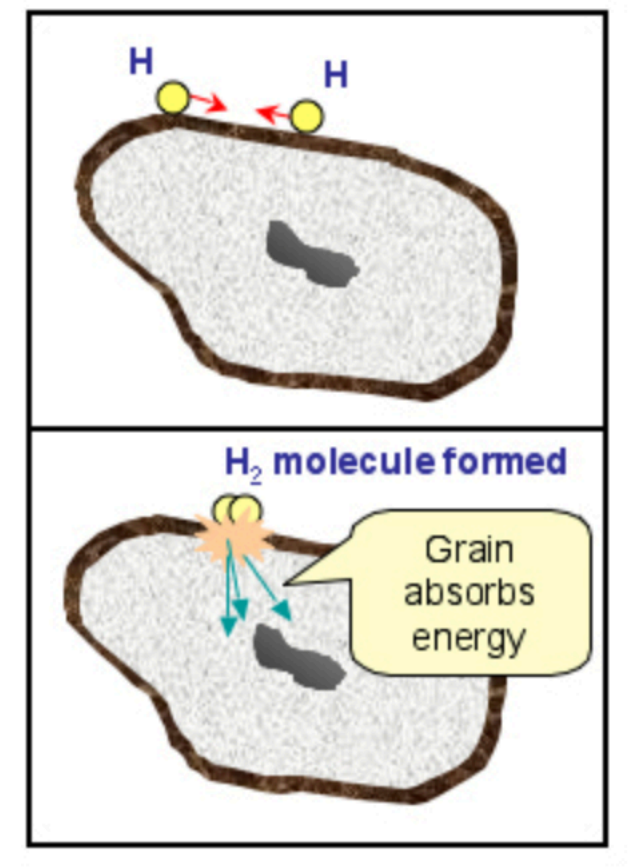
NRAO



HI 形成 H_2

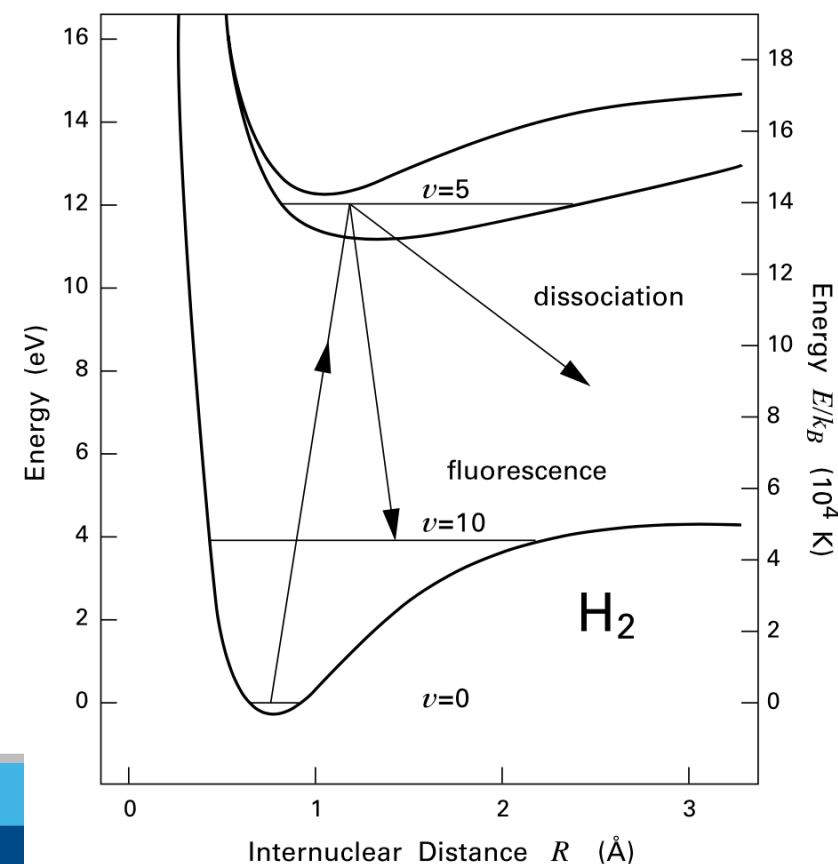
尘埃表面催化形成

- 尘埃表面催化是 H_2 形成的主要形式
- H吸附在尘埃表面—束缚能不大，可游走（Random walk）
- 在束缚能较强的地方停留（trapped）， $T_{\text{gr}} \sim 20\text{K}$ 不足以摆脱
- 遇到另一个游离H
- 形成 H_2 ，**释放能量** $\Delta E = 4.5 \text{ eV}$.
- 摆脱束缚能，变为气相 H_2



Photodissociation of H₂ (光致离解)

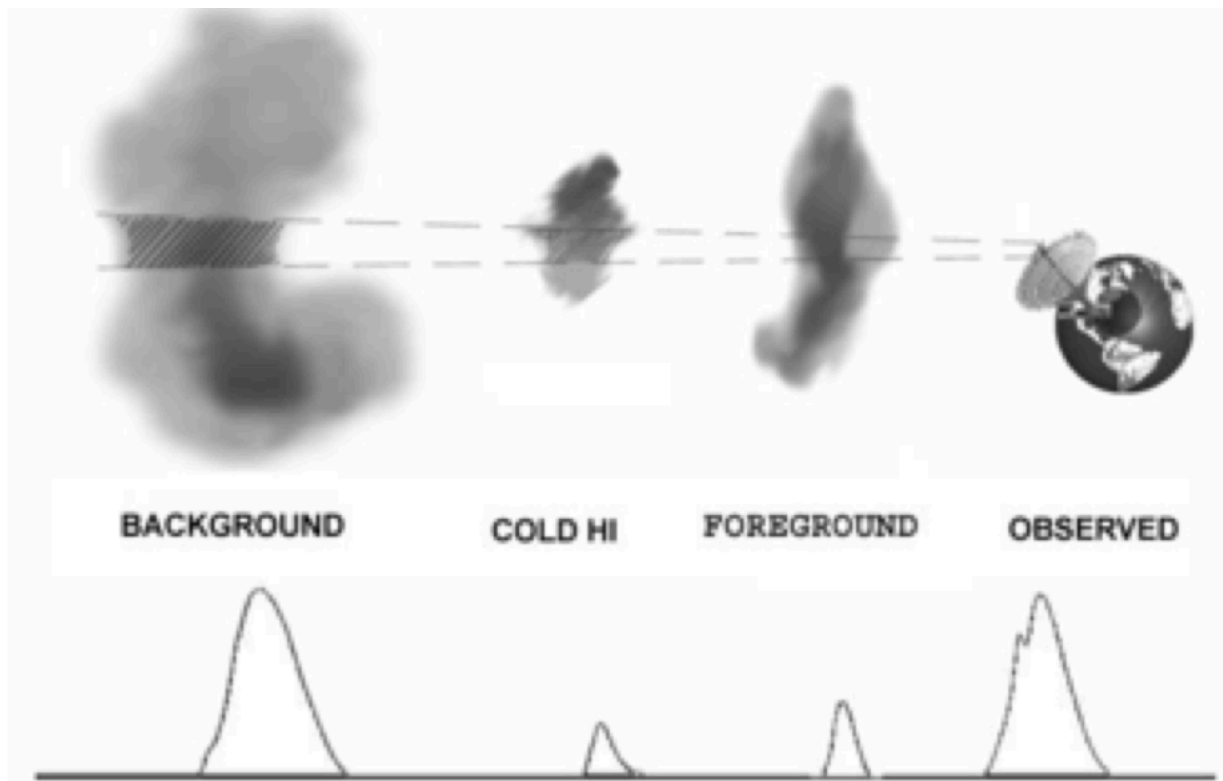
- 光致离解是星际介质中H₂的主要破坏机制
$$\text{H}_2 + h\nu \rightarrow \text{H} + \text{H} + \text{KE}$$
- 基态氢分子吸收光子，跃迁到第二、三电子态，回落时85%概率进入振动激发态 (fluorescence)
- 有些离解为2个H原子 (dissociation)
- 每个激发电子态都有一定几率自发落到vibrational continuum



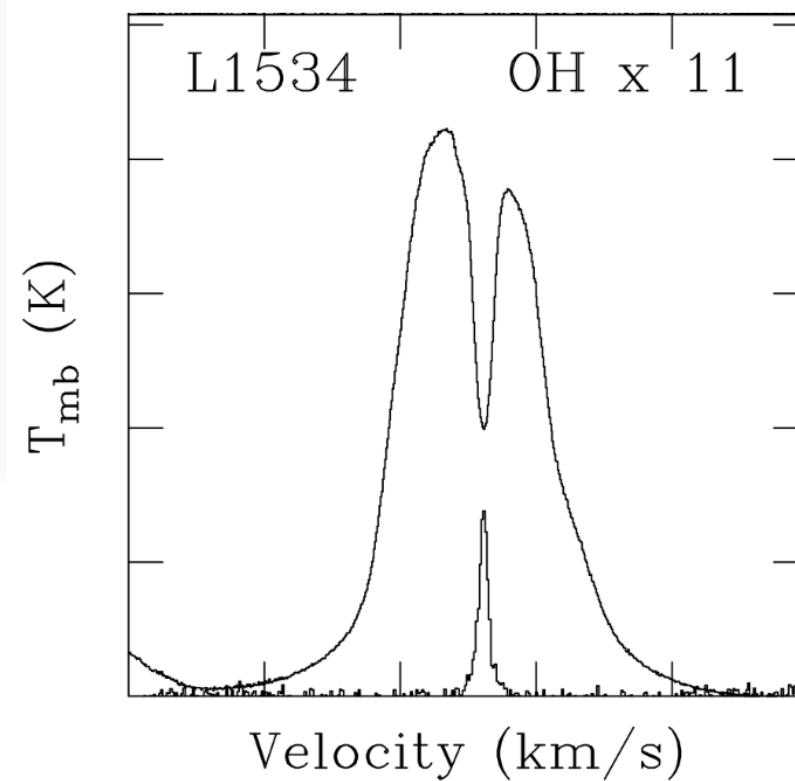
荧光线 fluorescence，吸收光子后受激跃迁，马上退激发跃迁，发出能量更低的光子

HI Narrow line Self-Absorption (HINSA)

HI Cloud

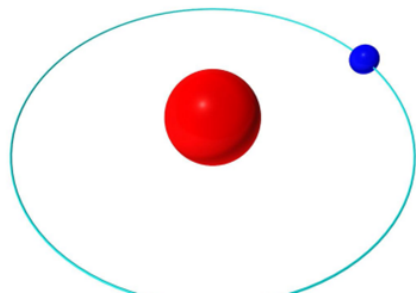


中性氢窄线自吸收技术，结合HI+CO研究分子云中的冷中性气体



Li & Goldsmith (2003)

回到原子氢气 HI基础



电子在原子核的库仑场中运动

$$V(r) = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r}$$

定态薛定谔方程（球坐标下）为：

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m_e} \nabla^2 - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \right] \psi(r, \theta, \phi) = E\psi(r, \theta, \phi)$$

势能只与r有关，可用分离变量法求解方程

$$\Psi_{nlm}(r, \theta, \phi) = R_{nl}(r)Y_{lm}(\theta, \phi)$$

$$n=1, 2, 3, \dots \text{ (主量子数)}$$

$$l=0, 1, 2, \dots, n-1$$

$$m=0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l$$

径向部分 $R_{nl}(r)$

径向函数的形式为：

$$R_{nl}(r) = \sqrt{\left(\frac{2}{na_0}\right)^3 \frac{(n-l-1)!}{2n[(n+l)!]^3}} \cdot e^{-\rho/2} \cdot \rho^l \cdot L_{n-l-1}^{2l+1}(\rho)$$

$$a_0 = \frac{4\pi\epsilon_0 \hbar^2}{m_e e^2} \approx 0.529 \text{ \AA} \text{ 是玻尔半径}$$

角向部分 $Y_{lm}(\theta, \phi)$

球谐函数：

$$Y_{lm}(\theta, \phi) = \sqrt{\frac{(2l+1)(l-m)!}{4\pi(l+m)!}} \cdot P_l^m(\cos \theta) \cdot e^{im\phi}$$

氢原子量子数及含义

主量子数 n ：决定主要能量大小，轨道大小

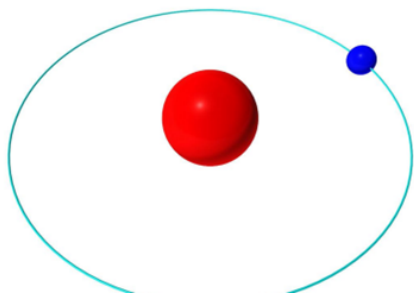
轨道（角）量子数 l ：轨道角动量大小，轨道形状（S, P, D, F）；有细微能量差

磁量子数（轨道空间取向） m ：轨道角动量在外磁场方向投影。无磁场则能量简并

自旋量子数 S ：电子内禀属性，磁矩取向

能量本征值

$$E_n = -\frac{m_e e^4}{2(4\pi\epsilon_0)^2 \hbar^2} \cdot \frac{1}{n^2} = -\frac{13.6 \text{ eV}}{n^2} \quad (\text{波尔公式})$$

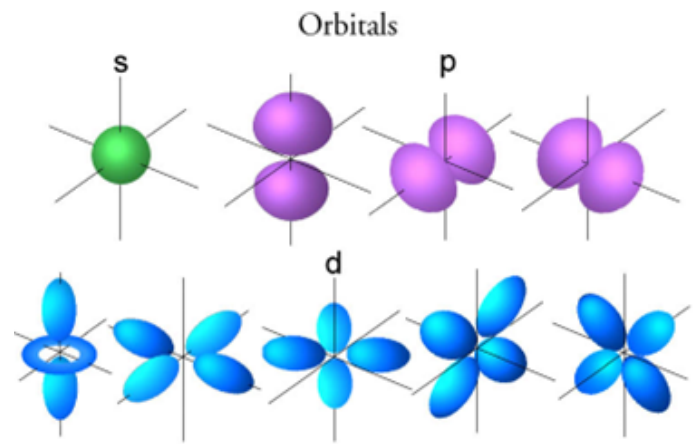


氢原子量子数及含义

主量子数 n ：决定主要能量大小，轨道大小
轨道（角）量子数 l ：轨道角动量大小，轨道形状（S，P，D，F）；有细微能量差
磁量子数（轨道空间取向） m ：轨道角动量在外磁场方向投影。无磁场则能量简并
自旋量子数 S ：电子内禀属性，磁矩取向

(1) 基态 ($n = 1, \ell = 0, m = 0$) — 1s 轨道

$$\psi_{100}(r, \theta, \phi) = \frac{1}{\sqrt{\pi a_0^3}} e^{-r/a_0}$$



(2) $n = 2$ 的态

- 2s 轨道 ($n = 2, \ell = 0, m = 0$): $\psi_{200}(r, \theta, \phi) = \frac{1}{\sqrt{32\pi a_0^3}} \left(2 - \frac{r}{a_0}\right) e^{-r/(2a_0)}$
- 2p 轨道 ($n = 2, \ell = 1$):
 - $2p_z (m = 0)$: $\psi_{210}(r, \theta, \phi) = \frac{1}{\sqrt{32\pi a_0^3}} \cdot \frac{r}{a_0} e^{-r/(2a_0)} \cos \theta$

主量子数n	角量子数l	轨道名称	轨道数	每层总轨道数	总电子数
1	0	1s	1	1	2
2	1	2s	1	4	8
	2	2p	3		
3	0	3s	1	9	18
	1	3p	3		
	2	3d	5		

波尔能级模型（1913）----半经典半量子理论

- 定态假设：电子在分立轨道运动，不辐射能量
- 量子化条件：电子轨道角动量是普朗克常数 整数倍
- 跃迁假设：光子能量等于能级差

$\hbar$

$$E = -\frac{\mu_{ep} e^4}{2 \hbar^2 n^2} = 13.6 \text{ eV } n^{-2},$$

电离电子：13.6 eV

LyA ~ 1216 A, 10.2 eV

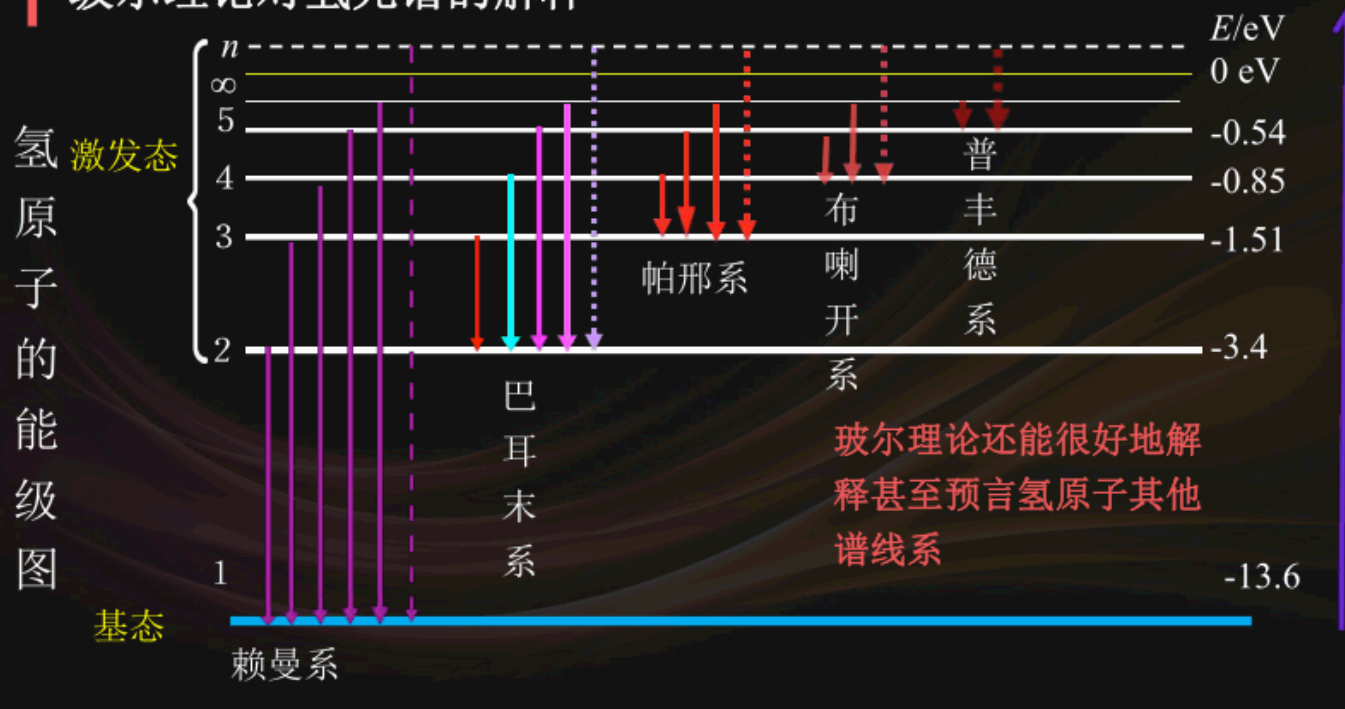
Ha ~ 6563 A, 1.9 eV

温度 能量 波长

11600 K ~ 1 eV ~ 12400 A

13.6 eV ~ 912 A

波尔理论对氢光谱的解释



$n=1,2,3$ (Lyman, Balmer,...)

4.4 Fine Structure: Spin-Orbit Interaction 精细结构：轨道-自旋耦合

As mentioned earlier, when a configuration has $L > 0$ and $S > 0$, there are different ways the orbital and spin angular momenta can add to give total angular momentum J . Each will have different value of $\mathbf{L} \cdot \mathbf{S}$, and will differ in energy due to **spin-orbit coupling**. The fractional energy shifts are of order $\sim 10^{-2}$ eV. This splitting of energy levels is referred to as **fine structure**.

考虑电子本身自旋后，自旋-轨道耦合造成同一个n能级的简并分裂，可以产生精细结构谱线

波尔模型无法解释

精细结构： 10^{-2} eV 量级

4.6 Hyperfine Structure: Interaction with Nuclear Spin

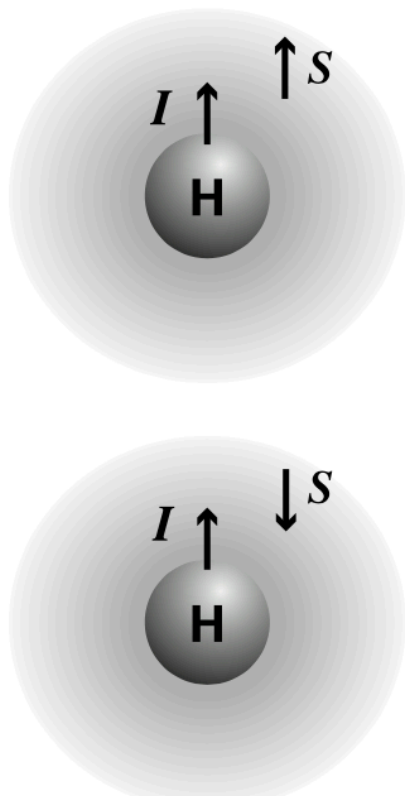
超精细结构：核自旋-电子角动量耦合

If the nucleus has nonzero spin, it will have a nonzero magnetic moment. If the nucleus has a magnetic moment, then fine-structure levels with nonzero electronic angular momentum can themselves be split due to interaction of the electrons with the magnetic field produced by the nucleus. This “hyperfine” splitting is typically of order 10^{-6} eV. Hyperfine splitting is usually difficult to observe in optical spectra due to Doppler broadening, but it needs to be taken into account if precise modeling of line profiles is required.

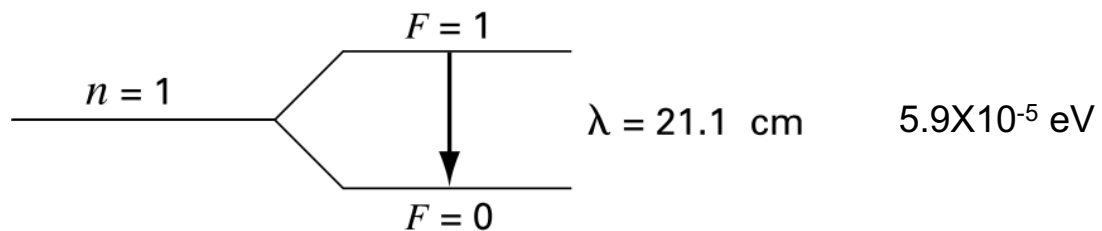
进一步考虑原子核的自旋，其磁矩与电子总角动量相互作用，造成能级分裂
其间的跃迁造成超精细结构谱线

超精细结构： 10^{-6} eV 量级

中性氢21厘米发射线起源



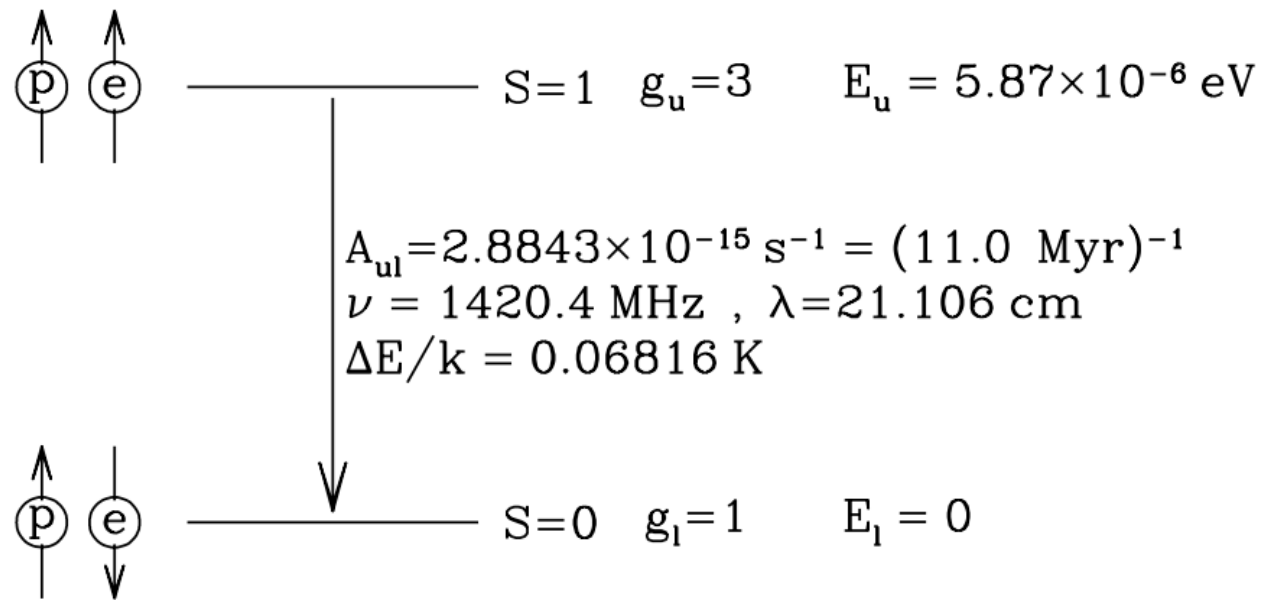
星际介质中H原子一般处于 $l=0, m=0$ 基态
我们如何观测氢原子？
---- HI 21厘米超精细结构谱线 （自旋量子数）



能量间隔很小，CMB可以激发，随后碰撞退激发

有极小概率向下跃迁发出21cm光子，事件间隔 1×10^7 yr
但大量HI原子可产生可观测信号

（我们观测到的柱密度一般每平方厘米 10^{20} ，FAST到 10^{17-18} ）



1240 nm $\sim$ 1 eV $\sim$ 10^4 K

射电天文中的几个温度概念

亮温度：

- 同频率下具有相同强度的黑体温度
- LTE下，等于热力学温度T
- 脉泽等非热辐射，可具有异常高的亮温度

- **Brightness temperature $T_B(\nu)$:** The brightness temperature $T_B(\nu)$ is defined to be the temperature such that a blackbody at that temperature would have specific intensity $B_\nu(T_B) = I_\nu$:

$$T_B(\nu) \equiv \frac{h\nu/k}{\ln[1 + 2h\nu^3/c^2 I_\nu]} \quad . \quad (7.5)$$

In LTE, the brightness temperature T_B is equal to the actual thermodynamic temperature of the emitting and absorbing material.

$$B(\nu, T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}$$

天线温度：

- 亮温度与强度非线性
- 在长波近似下，定义天线温度 T_A ，可正比于 I_ν

- **Antenna temperature $T_A(\nu)$:** Brightness temperature has a simple thermodynamic interpretation, but has the disadvantage of being a nonlinear function of intensity I_ν . Radio astronomers have found it convenient to measure intensities in terms of the “antenna temperature:”

$$T_A(\nu) \equiv \frac{c^2}{2k\nu^2} I_\nu \quad . \quad (7.6)$$

The advantage of antenna temperature (as opposed to T_B) is that it is linear in the intensity. In the limit $kT_A \gg h\nu$ (or, equivalently, $n_\gamma \gg 1$), one sees that $T_A \approx T_B$. This is commonly the case at radio frequencies.

$$B(\nu, T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}$$

Rayleigh-Jeans limit:

$$h\nu \ll kT,$$

$$B(\nu, T) \sim 2h\nu^3/c^2 \times (h\nu/kT) = 2\nu^2 kT / c^2 \\ = 2kT / \lambda^2$$

激发温度 T_{ex} ：
由能级布居数定义的温度

- **Excitation temperature T_{exc} :** The excitation temperature of level u relative to level ℓ is defined by

$$\frac{n_u}{n_\ell} \equiv \frac{g_u}{g_\ell} e^{-E_{u\ell}/kT_{\text{exc},u\ell}} \quad \text{or} \quad T_{\text{exc},u\ell} \equiv \frac{E_{u\ell}/k}{\ln \left(\frac{n_\ell/g_\ell}{n_u/g_u} \right)}, \quad (7.8)$$

where n_u , n_ℓ are the populations of the upper and lower levels; g_u , g_ℓ are the degeneracies of the upper and lower levels; and $E_{u\ell} \equiv E_u - E_\ell$ is the difference in energy between the upper and lower levels.

如何求HI云的质量

If the gas is optically thin [$\tau(v) \lesssim 0.1$], the HI column density per unit velocity can be directly obtained from the observed intensity:

光薄情形，可直接求柱密度

$$\begin{aligned}\frac{dN(\text{HI})}{dv} &\approx \frac{32\pi}{3\lambda^2} \frac{k}{hcA_{u\ell}} [T_A^{\text{on}}(v) - T_{\text{sky}}(v)] \\ &= 1.813 \frac{T_A^{\text{on}}(v) - T_{\text{sky}}(v)}{\text{K}} \times \frac{10^{18} \text{ cm}^{-2}}{\text{km s}^{-1}},\end{aligned}\quad (8.26)$$

whereas if $\tau(v) \gtrsim 0.1$ and we have measured $\tau(v)$ and $T_{\text{spin}}(v)$ using Eqs. (8.24 and 8.25), we can correct for self-absorption:

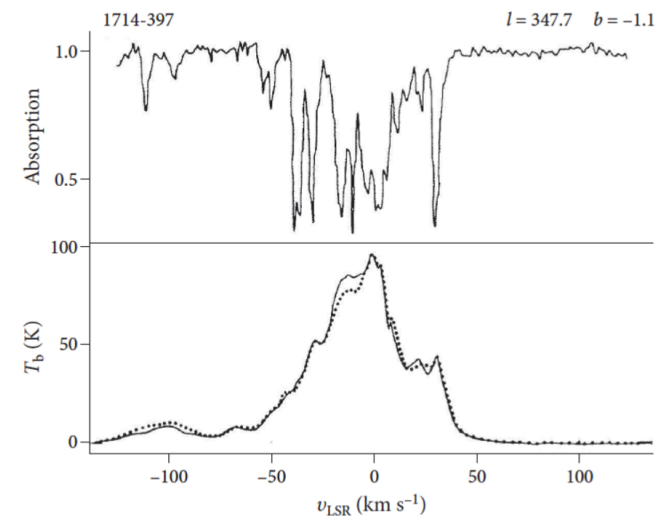
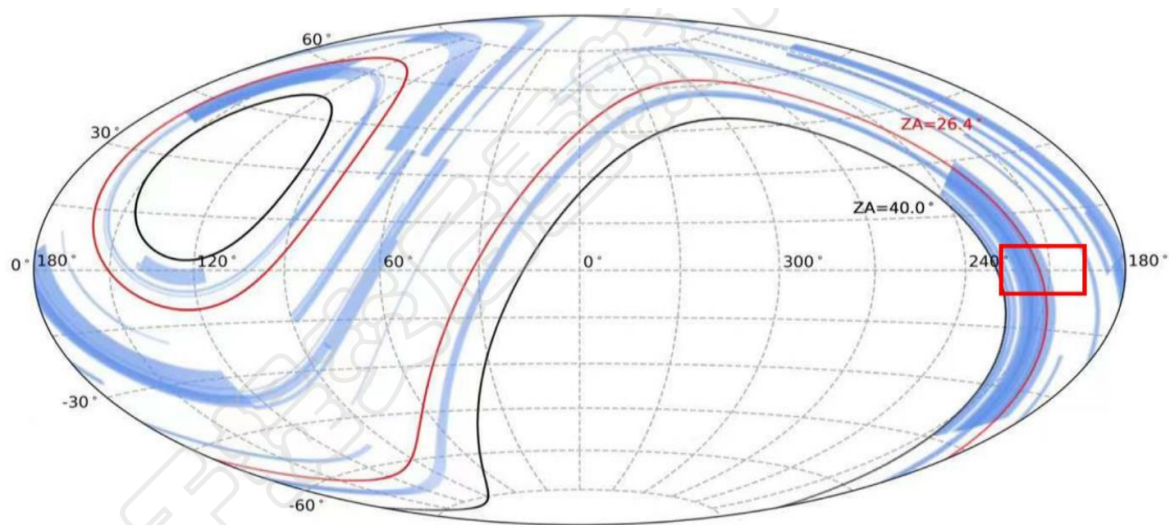
$$\frac{dN(\text{HI})}{dv} = \frac{32\pi}{3\lambda^2} \frac{k}{hcA_{u\ell}} T_{\text{spin}}(v) \tau(v) \quad (8.27)$$

$$= 1.813 \frac{T_{\text{spin}}(v) \tau(v)}{\text{K}} \times \frac{10^{18} \text{ cm}^{-2}}{\text{km s}^{-1}}. \quad (8.28)$$

光厚情形，可通过解出的光深及Tspin，算柱密度

一些应用场景

FAST-HI巡天同时观测类星体吸收线及附近发射线，
得到冷中性气体信息，有效分离CNM/WNM



HI 气体的相

热的原子气体 (WNM)

- $T_K \sim 5000 \text{ K}$, $n \sim 0.6 \text{ cm}^{-3}$
- 填充因子很大 $f_V \approx 0.4$
- 加热由尘埃吸收星光/宇宙线, 尘埃表面发射电子加热
- 冷却可通过光学莱曼alpha, [OI]6300A

$$nT_k \sim 3000 \text{ cm}^{-3} \text{ K}$$

两者可能处于压力平衡

冷的原子气体 (CNM)

$$T_K \sim 100 \text{ K}, n \sim 30 \text{ cm}^{-3}$$

$$\text{填充因子 } f_V \approx 0.01$$

加热由尘埃吸收星光/宇宙线, 尘埃表面发射电子加热

冷却可通过[CII], [OI]

$$nT_k \sim 3000 \text{ cm}^{-3} \text{ K}$$

观测----HI 21cm, 光学及紫外吸收线

CNM

(1) 热平衡机制

- **冷却主导：**
 - **金属线高效冷却：**高密度 ($\sim 10-100 \text{ cm}^{-3}$) 下，C II、O I等金属离子的碰撞激发辐射显著增强，快速带走热量。
 - **分子形成前兆：**在接近分子云的区域，氢原子开始结合为 H_2 ，释放结合能并促进冷却。
- **加热受限：**
 - **屏蔽效应：**尘埃和气体遮蔽部分紫外辐射，削弱光致电离加热。
 - **宇宙射线穿透受限：**高密度气体阻挡宇宙射线，减少加热效率。
- **平衡结果：**冷却速率远超加热，温度降至50–100 K，形成致密的CNM。
- **热不稳定性：**当气体压力满足一定条件（如满足Field判据），WNM会通过热不稳定性分裂为冷、热两相。
- **引力坍缩：**分子云外围气体在引力作用下压缩，密度升高触发冷却相变。

WNM

(1) 热平衡机制

- **加热过程：**
 - **光致电离加热：**远紫外 (FUV) 光子 (能量 $< 13.6 \text{ eV}$) 电离尘埃或金属离子，释放电子与中性氢碰撞传递能量。
 - **宇宙射线加热：**宇宙射线粒子碰撞氢原子，产生次级电子加热气体。
- **冷却过程：**
 - **金属线辐射：**低密度下，碳 (C II)、氧 (O I) 等元素的电子跃迁辐射带走能量。
 - **氢原子碰撞激发：**高温下氢原子的碰撞激发辐射效率较低。
- **平衡结果：**在低密度 ($\sim 0.1 \text{ cm}^{-3}$) 和弱辐射场下，加热与冷却达到平衡，温度维持在5000–10000 K。
- **超新星反馈：**超新星爆发产生的激波加热周围气体，形成高温、低密度的WNM。
- **湍流支撑：**星际湍流阻止气体快速冷却坍缩，维持WNM的弥散状态。

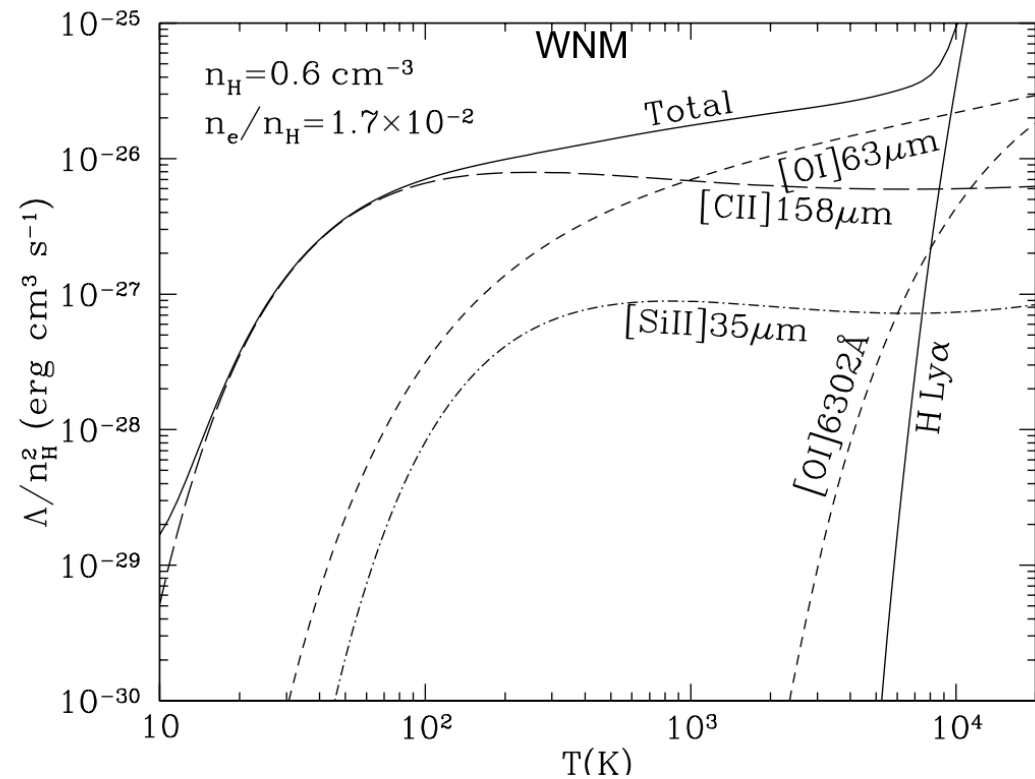
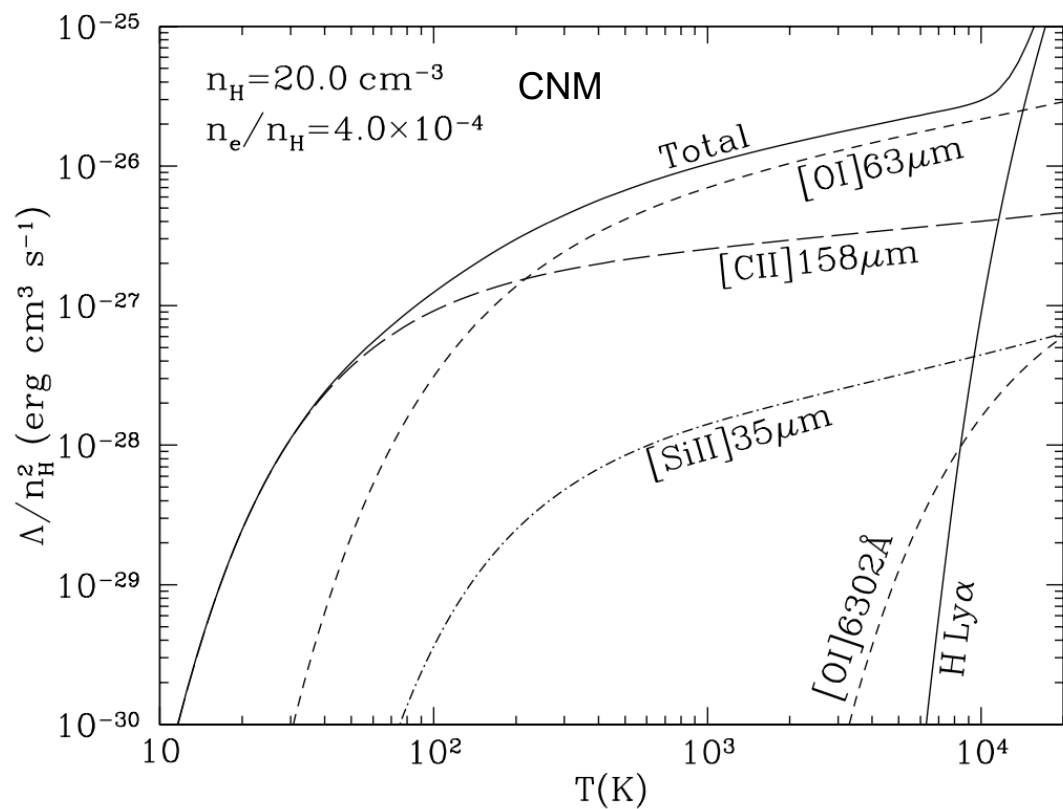
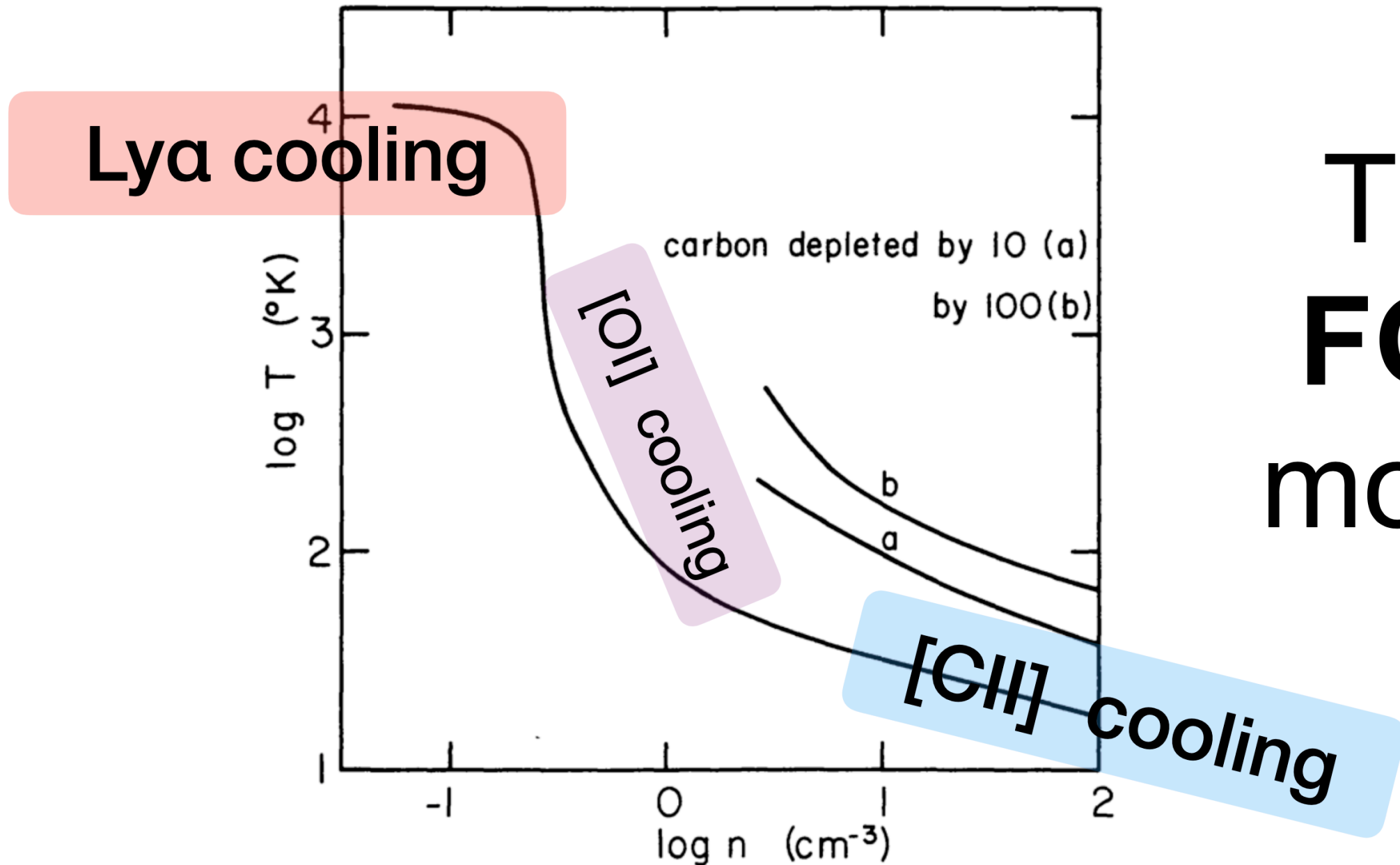


Figure 30.1 Cooling rate for neutral H I gas at temperatures $10 \lesssim T \lesssim 2 \times 10^4 \text{ K}$ for two fractional ionizations. For $T < 10^4 \text{ K}$, the cooling is dominated by two fine structure lines: [C II] 158 μm and [O I] 63 μm .

Thermal Balance: $\Gamma = \Lambda$

Field, G. B. ; Goldsmith, D. W. ; Habing, H. J. 1969, APJ



The
FGH
model

Thermal Balance: $\Gamma = \Lambda$

Field, G. B. ; Goldsmith, D. W. ; Habing, H. J. 1969, APJ

The FGH model

$$P = nKT$$

Pressure balance

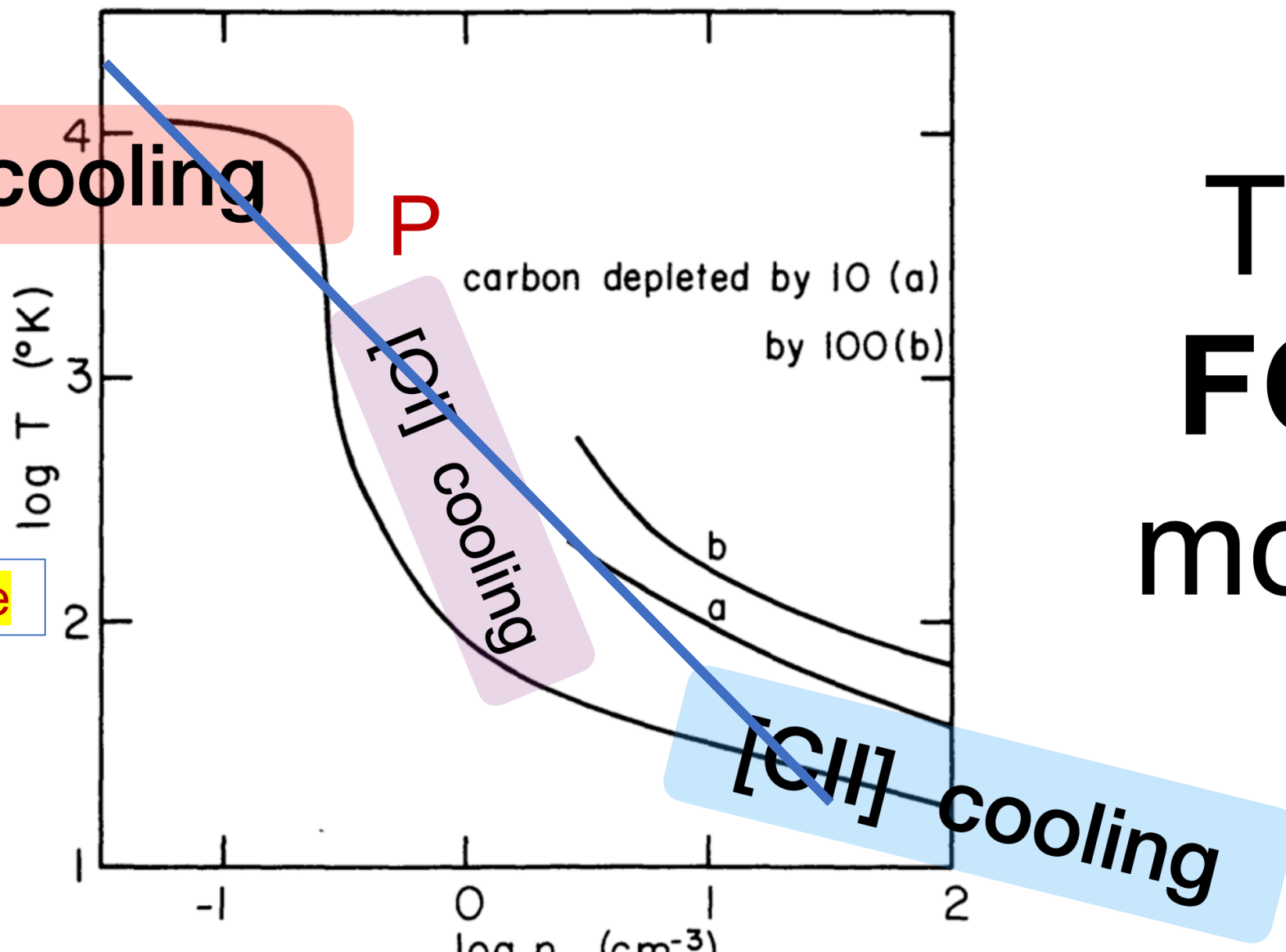


Table 1.2 Mass of H II, H I, and H₂ in the Milky Way ($R < 20$ kpc)

Phase	$M(10^9 M_{\odot})$	fraction	Note
Total H II (not including He)	1.12	23%	see Chapter 11
Total H I (not including He)	2.9	60%	see Chapter 29
Total H ₂ (not including He)	0.84	17%	see Chapter 32
Total H II, H I and H₂ (not including He)	4.9		
Total gas (including He)	6.7		

重子物质H中中性原子HI ~ 60% , 离子HII ~ 23% , 分子H₂ ~ 17%