

AGNAGN ゼミ

chapter 8. 赤外線と分子 8.1-8.4

菊地 泰輝

7月25日

8.1 導入

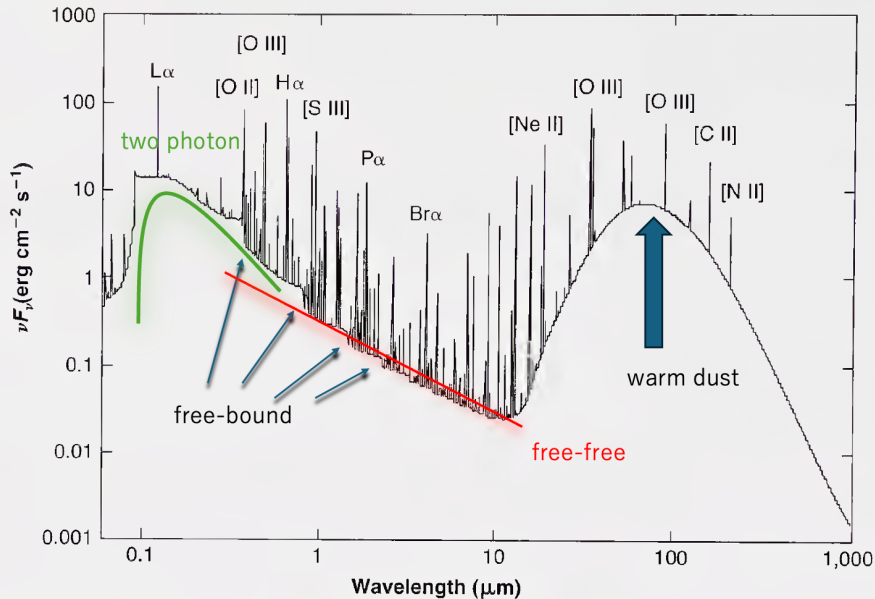
2 種類の前線

- **物質型** : ガスの端に境界が存在.
- **放射型** : 電離前線が境界を定める (これを可視でみることができる).



- **PDR (光解離領域)** : $h\nu_0$ よりもエネルギーの小さい光子によって分子が解離する.
- PDR からは, **遠赤外**の微細構造線 ([OI] $\lambda 63\mu\text{m}$, [CII] $\lambda 158\mu\text{m}$) が放射される.

8.2 全体の放射



8.2 PDR に入射する放射場

PDR にどれほどのエネルギーが注入されるか？

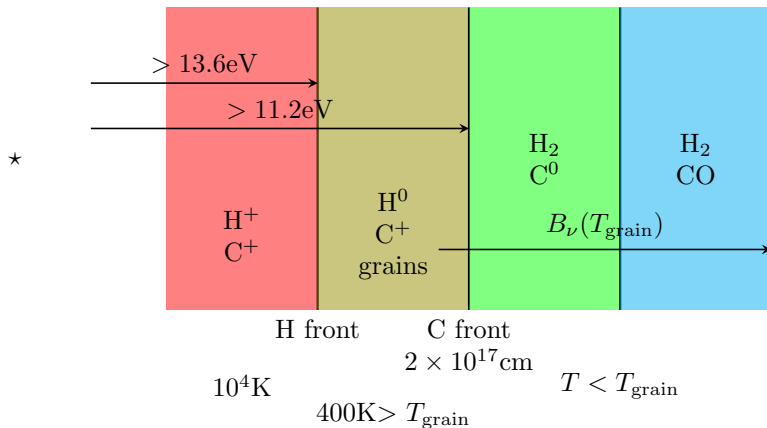
- LyC($\text{C(H}^0)$) は HII 領域の内部でほとんど吸収される.
- Balmer 連続光 ($[6.0, 13.6]\text{eV}$) が重要.
- PDR に入射する割合は

$$G_0 = \int_{6\text{eV}}^{13.6\text{eV}} \frac{4\pi J_\nu d\nu}{1.6 \times 10^{-3} \text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}} \quad (1)$$

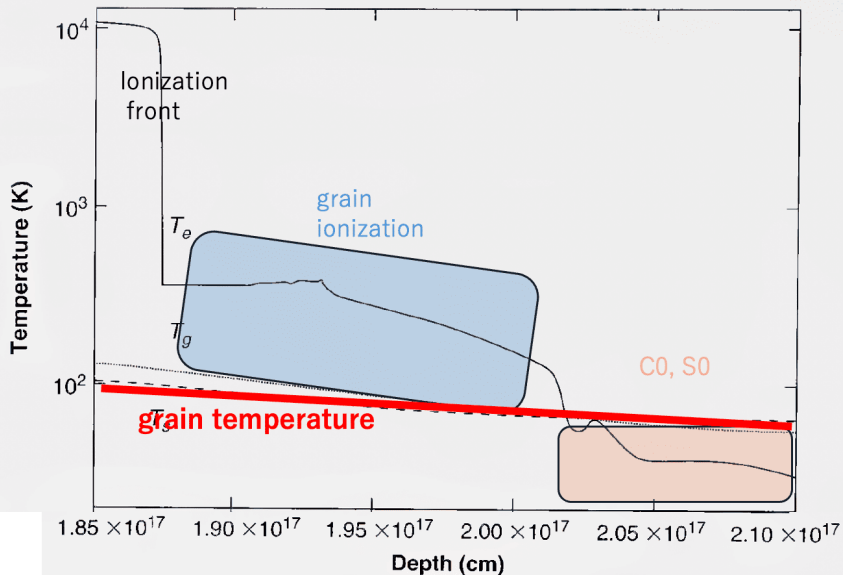
, ここで分母の $1.6 \times 10^{-3} \text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$ は平均放射場である. この物理量 G_0 は無次元であることに留意する.

- オリオン星雲の内部では $G_0 \sim 4 \times 10^5$.

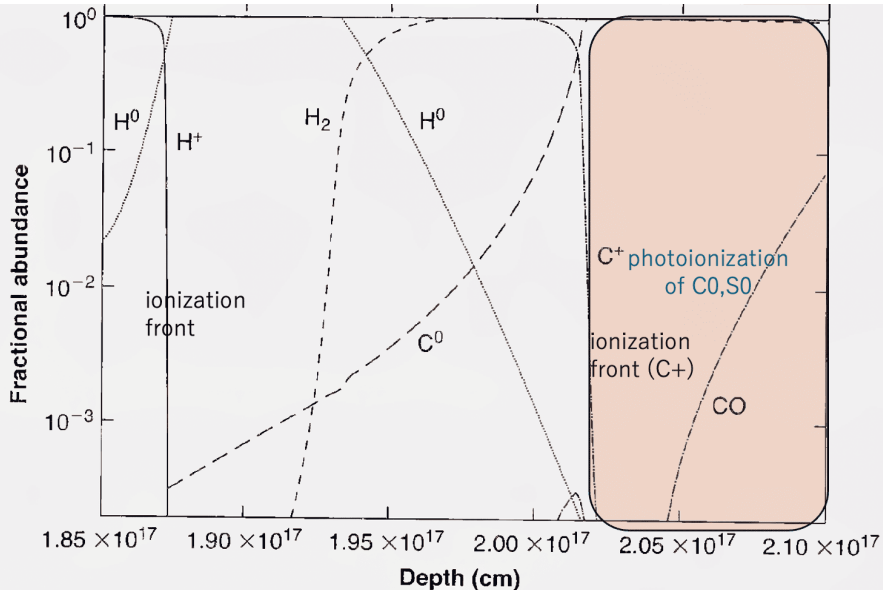
8.2 電離と温度の構造



8.2 電離と温度の構造



8.2 電離と温度の構造



8.3 H₂ 分子の量子力学

H₂ 分子のハミルトニアンは

$$\hat{H} = \hat{H}_{\text{electron}} + \hat{H}_{\text{vib}} + \hat{H}_{\text{rot}} + \hat{H}_{\text{spin}} \quad (2)$$

ここで $\hat{H}_{\text{electron}}$ は電子のハミルトニアン (ボルン-オッペンハイマー近似) で,

$$\hat{H}_{\text{vib}} := \frac{1}{2}\mu\omega^2\hat{q}^2, \quad \hat{H}_{\text{rot}} = \frac{\hat{J}^2}{2\mu r^2}.$$

$\hat{H}_{\text{spin}}$ は (電子ではなく) 陽子のスピンハミルトニアンである.

この固有状態は

$$|\Psi\rangle = |n, l, m\rangle \otimes |\nu, J\rangle \otimes |T; T_z\rangle \quad (3)$$

ここで T は合成スピン量子数である.

可能なスピン状態 $|T; T_z\rangle$ は

$$3 \text{ 重項 } \begin{cases} |1; 1\rangle = |\uparrow\rangle \otimes |\uparrow\rangle \\ |1; 0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\rangle |\downarrow\rangle + |\downarrow\rangle |\uparrow\rangle) \\ |1; -1\rangle = |\downarrow\rangle \otimes |\downarrow\rangle \end{cases} \quad (4)$$

$$1 \text{ 重項 } \begin{cases} |0; 0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\rangle \otimes |\downarrow\rangle - |\downarrow\rangle \otimes |\uparrow\rangle) \end{cases} \quad (5)$$

8.3 反対称性

2つの陽子はフェルミオンだから、全波動関数は反対称でなくてはならない。

$$3 \text{ 重項: 対称} \rightarrow \text{奇数 } J(\text{オルト; 反対称}) \quad (6)$$

$$1 \text{ 重項: 反対称} \rightarrow \text{偶数 } J(\text{パラ; 対称}) \quad (7)$$

ただし、電子が基底状態 ($X^1\Sigma$) にあるとき.
すると次の選択則が従う.

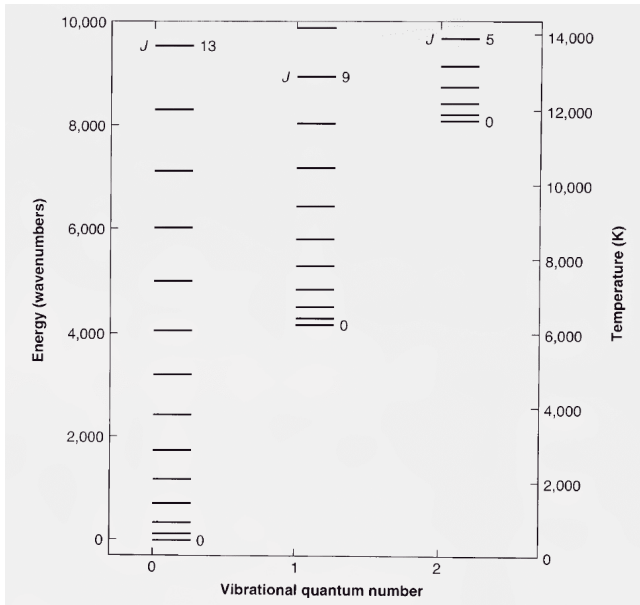
- (H_2 は双極子を持たないので) 4 重極放射による遷移では J は 0 または 2 のみ変わりうる.

温度を固定すると、オルト H_2 の回転準位の統計重みは $3(2J+1)$ であり、パラ H_2 の場合は $2J+1$ である. .

典型的な値.

- 「禁制の」電気 4 重極回転振動遷移の遷移確率は典型的に $A \simeq 10^{-6} \sim 10^{-7} \text{ s}^{-1}$.
- 衝突率係数は $\simeq 10^{-12} \sim 10^{-11} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$.
- したがって臨界密度 $n_{\text{crit}} \simeq 10^3 \sim 10^5 \text{ cm}^{-3}$. この密度より低いと、衝突によって励起した H_2 はほとんど放射を伴って下に落ちる.

8.3 H₂ の回転振動準位



8.3 H₂ の回転振動準位

H₂ は豊富に存在するにもかかわらず、その輝線は弱く検出が難しい。
なぜならば

- 回転ハミルトニアン固有値は $E_J = \frac{\hbar^2 J(J+1)}{2\mu}$.
- μ がとても小さいので、励起するには大きすぎる ΔE_J となってしまう.
- 最も低い 4 重極遷移 ($\nu = 0 \rightarrow 0, J = 2 \rightarrow 0$) は $\lambda 28.2\mu\text{m}$, 500K が必要だが、これは地上からの観測が難しくなる.
- 観測可能な波長域は $\nu = 2 \rightarrow 0, J \geq 10$ からの遷移によって生まれるが、これはより高い励起温度を必要とする.
- PDR の典型的な温度は 500K より低い.

その結果、PDR では衝突励起による H₂ 輝線はほとんど存在しない.

8.3 H₂ の生成

H₂ は自然に生成されにくい. なぜならば

- 2つの H 原子が衝突する場合, エネルギーと角運動量は保存されなくてはならず, 2つの H 原子が束縛状態にとどまることができない.
- 密度の高い環境では, 3 体問題の過程において H₂ が生成される (第 3 の粒子が触媒として働く).
- 多くの星間環境では, 密度が低くこの過程の生成率は無視できる.

しかし, 星間にダストが含まれているならば

- H₂ はダスト表面を触媒として主に生成する.
- 生成のエネルギーがダストに吸収される.
- 生成率は

$$R = 0.5n(\text{H}^0)n_d\pi a^2\bar{u}S(T)\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1} \quad (8)$$

ここで n_d : ダスト密度, πa^2 : 断面積, $S(T)$: 原子が吸着する確率, $\bar{u}$: 平均速度

8.3 H₂ の生成

実際には, いくつか仮定されている.

- ダストとガスの比は一定だと仮定する.

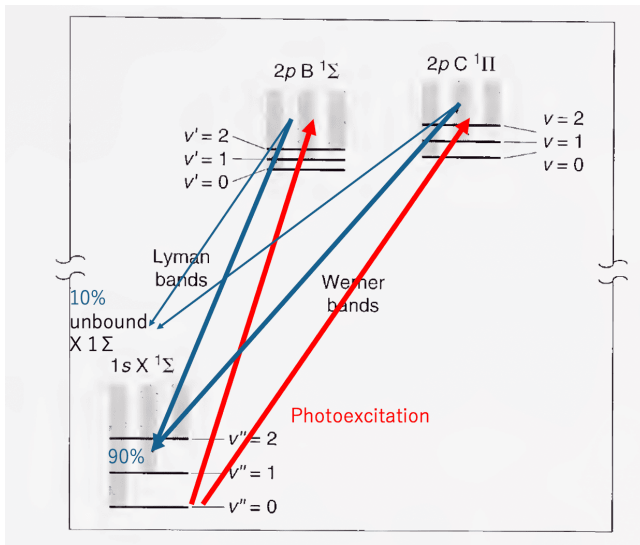
$$n_d \pi a^2 = k n_H, \quad k = \text{const.} \quad (9)$$

ここで $n_H \simeq n(\text{H}^0) + n(\text{H}^+) + 2n(\text{H}_2)$.

また,

- H₂ を生成するためのエネルギーは 4.5eV であり, これは衝突によって解離しないほど大きい.
- 直接の光電離 $\text{H}_2 + h\nu \rightarrow \text{H}_2^+$ は非効率 ($\because$ なぜならほとんどの電離光子が PDR まで透過しないから).
- H₂ がダスト表面にさまざまなエネルギー状態を残すので, オルト-パラの変換が起きる.

8.3 H₂ の光解離 (Solomon 過程)



8.3 H₂ の光解離

この Solomon 過程の効率次で与えられる.

$$R_{\text{pump}} = 3.4 \times 10^{-10} \beta(\tau) G_0 \exp(-\tau_{\text{LW}}) [\text{s}^{-1}] \quad (10)$$

ここで G_0 : 星の連続光によるエネルギー注入, τ_{LW} : Lyman-Werner バンドの光学的深さ ($\sim 2.5 A_V$), $\beta(\tau)$: 自己遮蔽効果

$$\tau \simeq 1.2 \times 10^{-14} \frac{N(\text{H}_2)}{u(\text{H}_2)}, \quad N: \text{柱密度}, \quad u: \text{線幅} \quad (11)$$

Therefore,

- $N(\text{H}_2) < 10^{14} \text{cm}^{-2} \rightarrow$ 自己遮蔽は効率的でないので, 原子の H の割合が高い.
- $N(\text{H}_2) > 10^{14} \text{cm}^{-2} \rightarrow$ 自己遮蔽は効率的で, ガスはほとんど分子である.

8.3 H₂ による加熱

- 光励起した H₂ のうち 90%は電子状態 $X^1\Sigma$ である励起状態のどれかに落ちる.
- そのため, 励起状態の割合が高くなり過密となる

$$n_{\text{exc}} > n_{\text{gr}} \exp(-\Delta E/k_{\text{B}}T) \quad (12)$$

- したがって, 放射による冷却よりも衝突脱励起によるガスの加熱の方が強くなる.
- この過程によって, PDR の H₂ 放射のスペクトルは非熱的である.

8.4 CO の生成

直接の反応 $C + O \rightarrow CO$ は可能だが**起きづらい** (断面積が小さいため).
→ イオン-分子反応 (電気双極子による誘発)

- 最も重要な第一段階は放射結合反応



- 次に, 核の交換反応も重要である



これが, CO が H_2 よりも深い PDR で生成する理由の一つである (最初の反応に H_2 が必要).

8.4 CO エネルギー準位

H₂ との最大の違いは

- エネルギー固有値 $E_J = \frac{\hbar^2 J(J+1)}{2\mu}$.
- CO については, 換算質量 μ が大きい $\rightarrow$ エネルギー差は小さい.
- その結果, PDR において CO は H₂ よりも高い回転準位に衝突によって励起することができる.
- 遷移確率 $A_{ul} \sim 10^{-7} \sim -5 \text{ s}^{-1}$ for $J \leq 5$.
- 対応する臨界密度 $10^4 \sim 6 \text{ cm}^{-3}$.
- 多くの場合, CO は豊富であるから低い J の輝線は光学的に厚い.

8.4 実際

電波の装置の感度が高いために, CO 輝線はより検出しやすく測定しやすい.
よって CO 輝線と H_2 の特徴を結ぶ関係が現実的には重要である.
経験則

$$N(\text{H}_2) = 3 \times 10^{20} \int T_{b,\nu}(\text{CO}) du [\text{cm}^{-2}] \quad (16)$$

ここで $T_{b,\nu}$: 輝度温度 $I_\nu =: \frac{2\pi T_{b,\nu}}{\lambda^2}$ (Rayleigh-Jeans 極限).

この経験則は C/H 比や温度, 質量, サイズなどに依っておおきな分散を持つことがあるので注意.

8.4 同位体

2 原子分子の回転スペクトルから同位体の存在比を決定することができる.

$^{12}\text{C} \rightarrow ^{13}\text{C}$ を考える.

- 原子の場合: $m_e \ll m_{\text{nucleus}}$ であり, エネルギー準位はわずかにしか変化しない ($E_n = -R/n^2, R \propto \mu \sim m_e$).
- 分子の場合: μ がかなり変化し, 分子輝線の波長はかなり異なる.
- e.g. 最も低い回転遷移— $^{12}\text{C}^{16}\text{O} : \lambda 2.60\text{mm}, ^{13}\text{C}^{16}\text{O} : \lambda 2.48\text{mm}$.

問題点

- 光学的深さ: 低い J の輝線は光学的に厚く熱的になるので, CO の量と関係しなくなる. すると, $^{12}\text{C}/^{13}\text{C} \neq I(^{12}\text{C})/I(^{13}\text{C})$.
- 化学的分別: 化学反応速度係数が原子核質量によって変わる.