

Ly α 輻射による原始ガス雲中 での水素分子形成抑制効果

阿左美 進也 (筑波大学)

[共同研究者]

梅村 雅之 (筑波大学)

安部 牧人 (筑波大学)

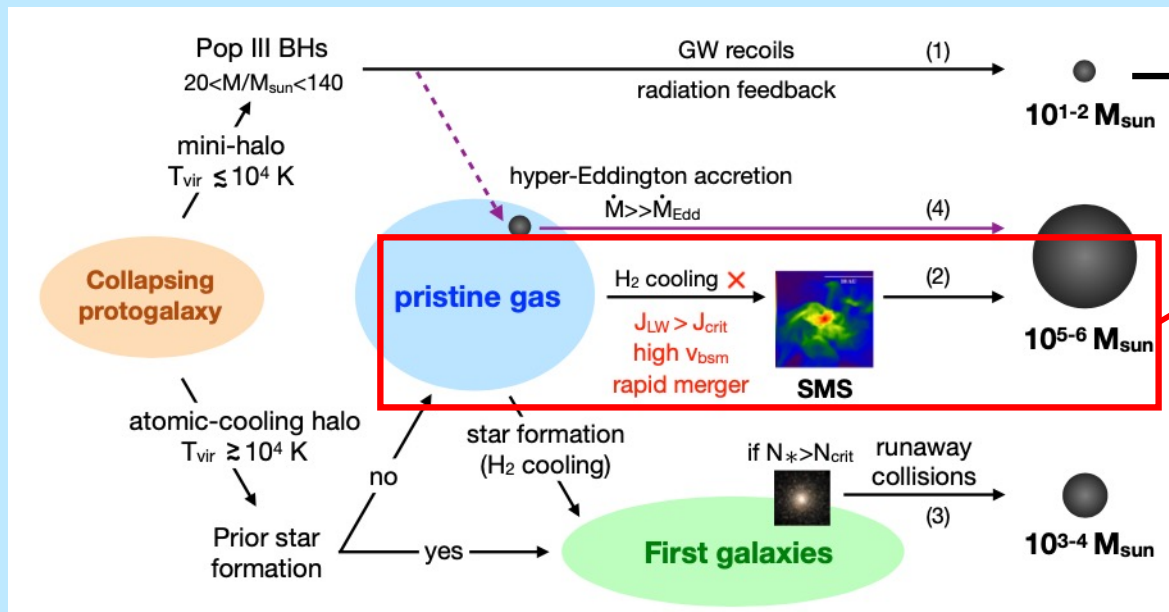
• Introduction

- 現在までの観測により、 $z > 7$ の高赤方偏移の宇宙において質量が $\sim 10^9 M_\odot$ の超大質量ブラックホール(SMBH)が存在していることが示唆されている。
- このような宇宙誕生からわずか10億年程度の短期間に質量を $\sim 10^9 M_\odot$ まで成長させるメカニズムについて、現在も議論が行われている。

$z > 7$ のSMBHの観測例

Redshift	M_\bullet/M_\odot^a	Reference
7.541 [CII]	$7.8^{+3.3}_{-1.9} \times 10^8$	Bañados et al. 2018
7.07 MgII	$3.3^{+2.0}_{-2.0} \times 10^8$	Matsuoka et al. 2019b
7.085 SiIII/CIII]/MgII	$2.0^{+1.5}_{-0.7} \times 10^9$	Mortlock et al. 2011
7.021 MgII/OIII	$1.33^{+0.25}_{-0.25} \times 10^9$	Wang et al. 2018
7.021 Ly α /NV	$\sim 1.6 \times 10^9$	Yang et al. 2019
7.01 Ly α	$\sim 5.5 \times 10^8$	Matsuoka et al. 2019a

Inayoshi et al (2020) SMBH review



super- or hyper-Eddington accretion

Direct Collapse シナリオ

Eddington, sub-Eddington accretion

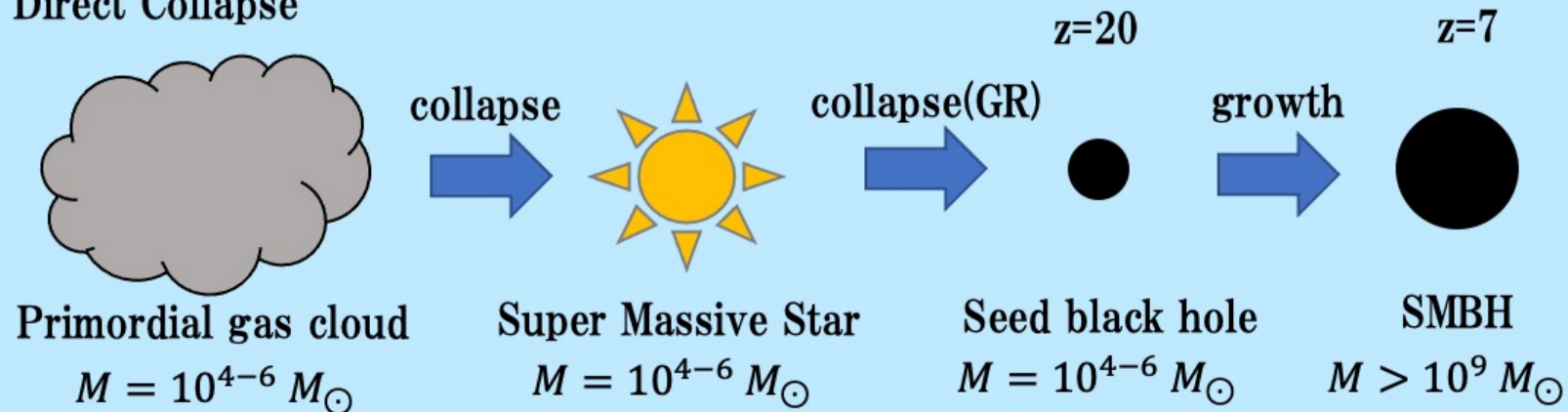
Inayoshi et al (2020) SMBH review

• Introduction

- Direct Collapse (DC) シナリオ

Primordial gas cloudが高温($T_{gas} \geq 8,000$ K)を保ちながら収縮することで
超大質量星(SMS)を形成し、一般相対論的重力不安定によりmassive BHを形成する。

Direct Collapse



高温のガス雲を形成するメカニズムの一つとしてとして、
外部からの紫外線輻射によりガス雲中の H_2 を光乖離するプロセスに着目する。

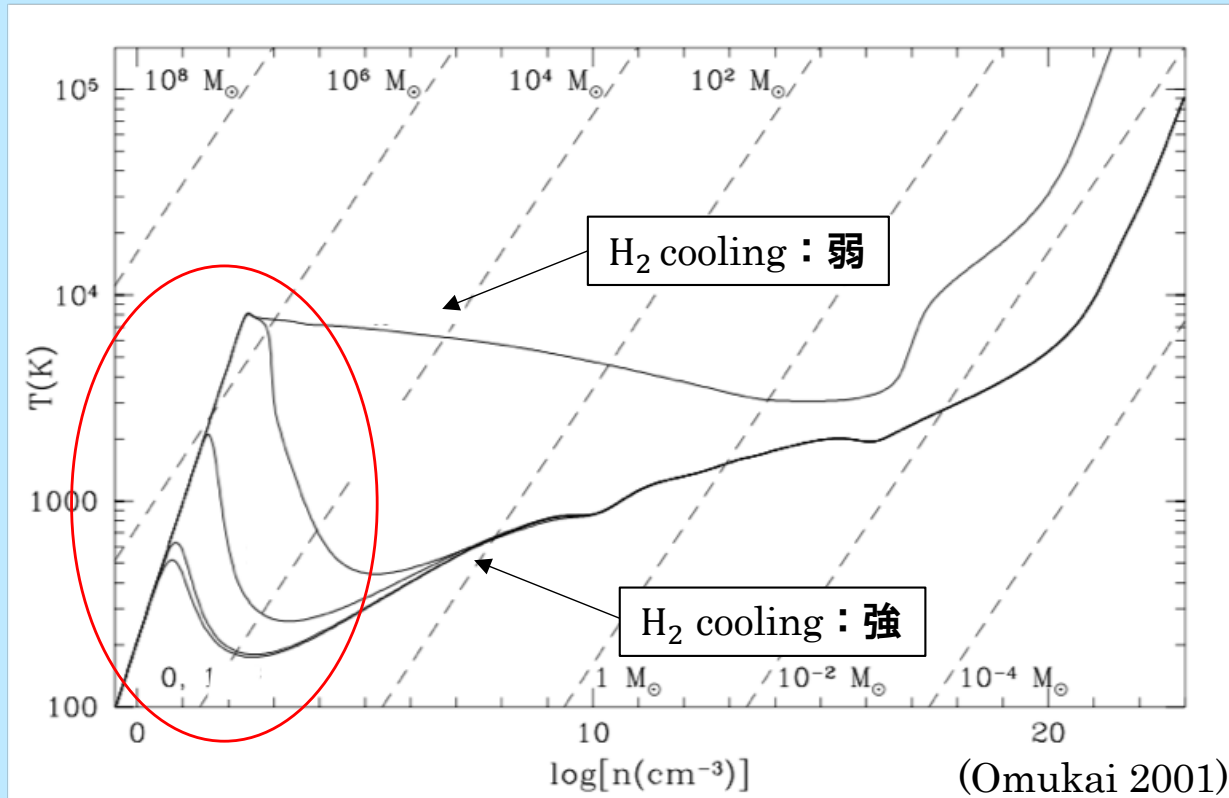
• Introduction

• Primordial gas cloud の収縮

重元素を持たないため、近傍銀河の星形成のようなmetal coolingが使えない

➡ 天体形成に必要な冷却は、水素原子と水素分子(収縮の際に形成)が担う

- 水素原子の冷却では $\sim 8,000$ K程度まで。→ 超大質量星形成
- 水素分子の冷却では ~ 200 K程度まで下がる。→ PopIII星形成



• Introduction

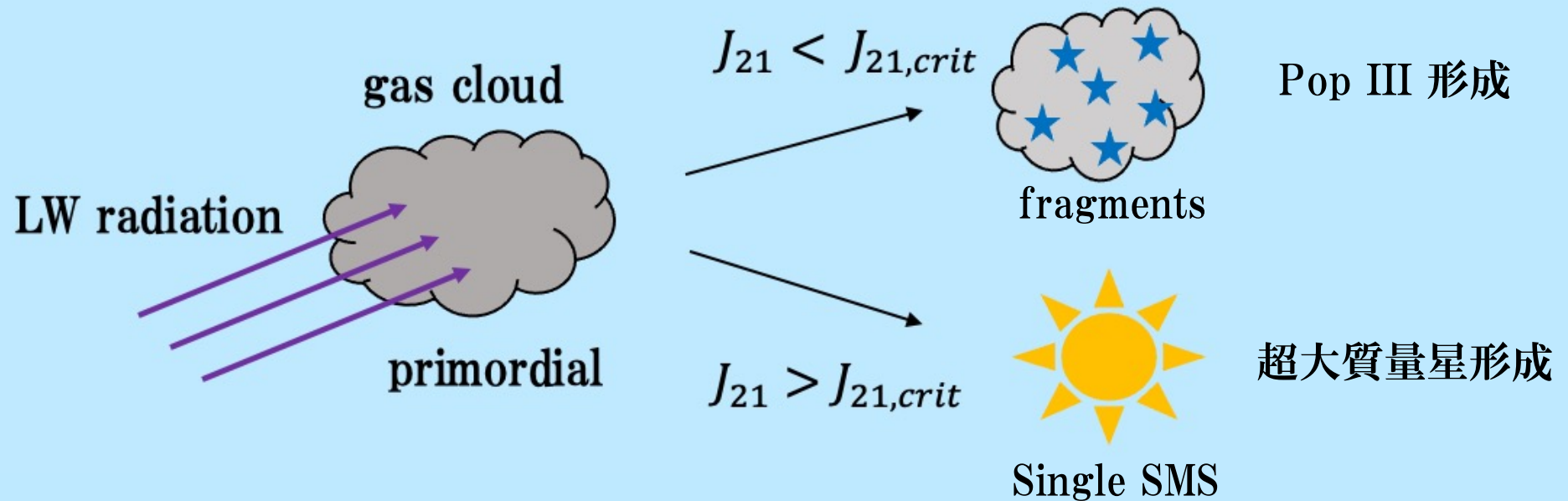
- ガス雲中での H_2 形成抑制効果

近傍銀河からの紫外線輻射により H_2 が光乖離される。

→ Lyman-Werner(LW) radiation : 11.2 – 13.6 eV

ガス雲中の H_2 形成を抑制するために必要な外部紫外線輻射強度： $J_{21,crit}$

(J_{21} : $10^{-21} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ で規格化された平均輻射強度)

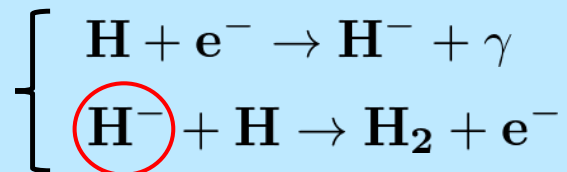


• Introduction

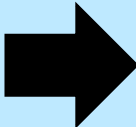
- ガス雲中での H_2 形成抑制の新たな効果 (Johnson and Dijkstra 2017)
水素原子による冷却過程において、Lyman α ($\text{Ly } \alpha$) 光子が放出される。

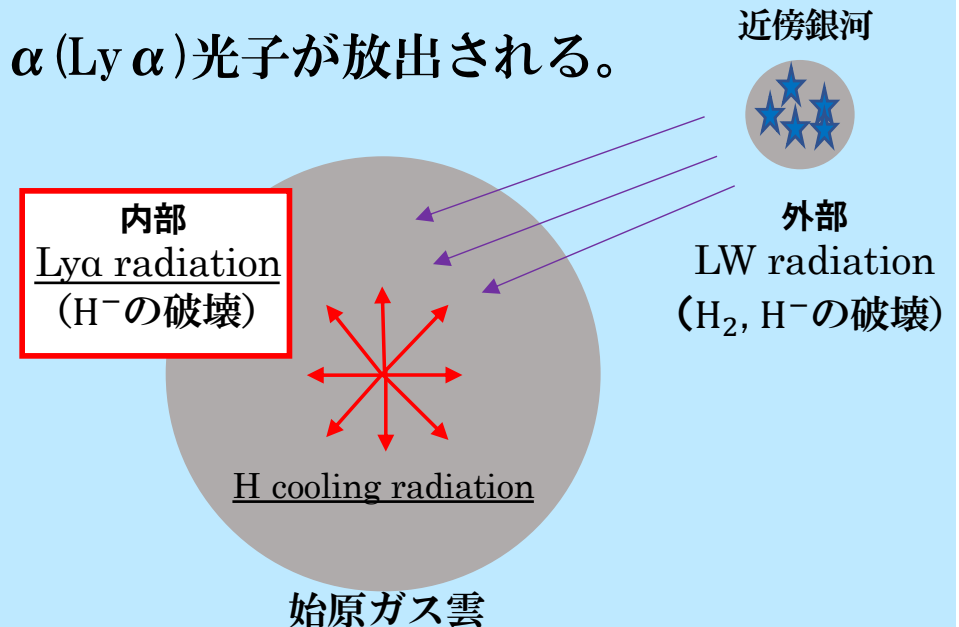
$$h\nu_{\text{Ly}\alpha} = 10.2 \text{ eV}$$

Primordial gas cloud中での H_2 形成反応



 H^- photo-detachmentに必要なenergy : 0.76 eV

 H cooling の際に放出される $\text{Ly } \alpha$ 光子により
 H_2 形成に必要な H^- を破壊することで H_2 形成を抑制できる可能性。



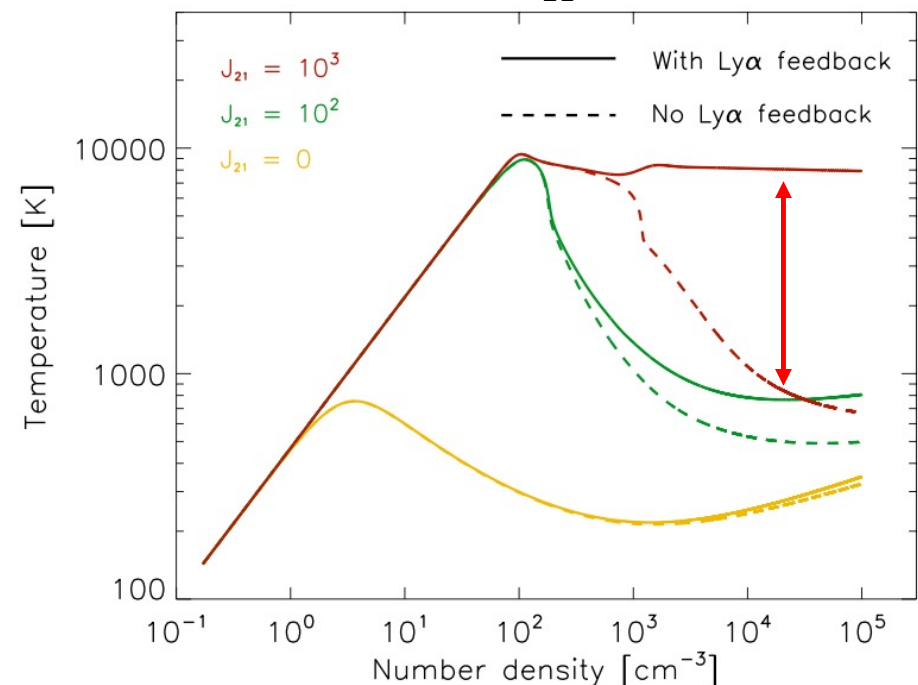
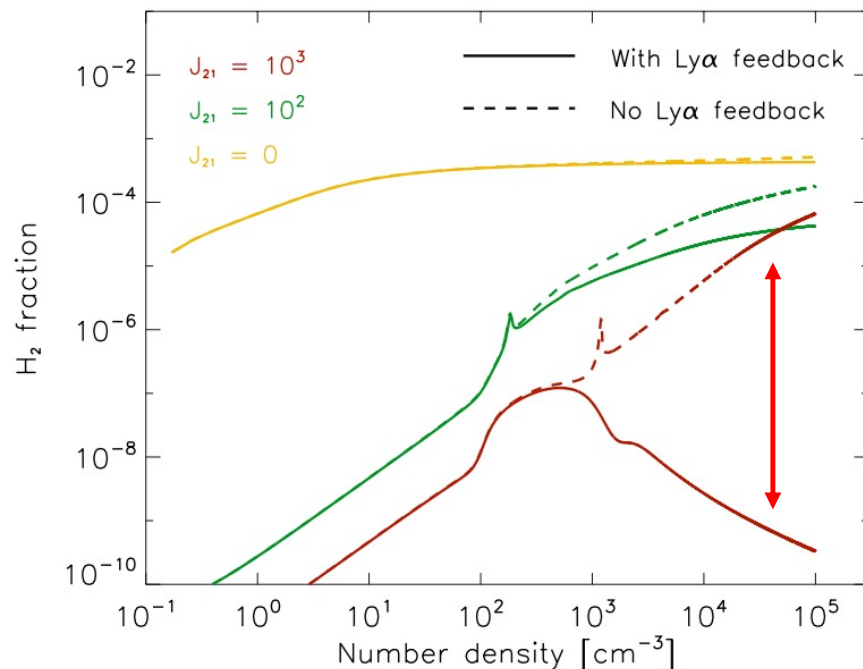
• Introduction

- Johnson and Dijkstra (2017) のモデルと結果
 - One-zoneモデル, Ly α 光子の扱い方：簡単なモデルを使用(次のスライドで説明)

Ly α 光子の有無による $J_{21,crit}$ の変化

T_{rad} [K]	Ly α feedback ($\mathcal{B} = 1$)	Ly α feedback ($\mathcal{B} = 10$)	No Ly α feedback
10^4	24	22	26
10^5	900	200	1100

(色の違いは外部紫外線輻射強度 J_{21} の違い：0, 10^2 , 10^3)



• Introduction

- Johnson and Dijkstra (2017) でのLy α 光子の扱い方

- Luminosity

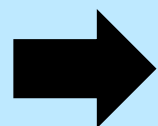
$$L_{\text{Ly}\alpha} = \frac{GM_{\text{cloud}}^2}{r_{\text{cloud}}} \frac{1}{t_{\text{ff}}} \quad t_{\text{ff}} : \text{自由落下時間}$$

$M_{\text{cloud}} = 10^6 M_{\odot}$ (constant)

- Energy density

$$u_{\alpha} = \frac{L_{\text{Ly}\alpha} \cdot \frac{r_{\text{cloud}}}{c} M_F}{V_{\text{cloud}}} \quad \begin{array}{l} M_F : \text{多重散乱による系外に抜けるまでの移動距離の増加} \\ V_{\text{cloud}} : \text{ガス雲の体積} \end{array}$$

- Reaction rate


$$R_{\text{detach}} = \sigma_{\text{H}} \frac{u_{\alpha}}{E_{\text{Ly}\alpha}} c \cdot B \quad \begin{array}{l} E_{\text{Ly}\alpha} : \text{Ly}\alpha \text{ 光子のenergy} \\ B : \text{空間非一様性のパラメータ } 1 \sim 10 \end{array}$$

Ly α 輻射輸送を解くことでパラメータを含まずに評価する

Ly α 光子の輻射強度の空間分布は放射源や全体の光学的厚みに依存する
→ 流体計算との結合計算が必要

• Method

- 1次元球対称 流体 • Ly α 輻射輸送 • 化学進化計算

➤ 流体計算

基礎方程式

$$\frac{\partial Q(t, r)}{\partial t} + \frac{\partial E(t, r)}{\partial r} = S$$
$$Q = \begin{bmatrix} r^2 \rho \\ r^2 \rho v \\ r^2 e \end{bmatrix}, E = \begin{bmatrix} r^2 \rho v \\ r^2 (\rho v^2 + p) \\ r^2 (e + p)v \end{bmatrix}, S = \begin{bmatrix} 0 \\ 2rp + r^2 \rho \frac{GM_r}{r^2} \\ r^2 \rho v \frac{GM_r}{r^2} + r^2 (\Gamma - \Lambda) \end{bmatrix}$$

- ✓ HLLC 近似リーマン解法
- ✓ 3次Runge-Kutta + MP法(5次)
- ✓ Positivity-limiter

ρ : 質量密度
 v : 速度
 e : 内部エネルギー
 p : 圧力
 G : 重力定数
 M_r : 半径 r 内の質量
 Γ : 加熱率
 Λ : 冷却率

• Method

➤ Ly α 輻射輸送計算

- 0次, 1次モーメント式 + Eddington近似 → 輻射拡散方程式
- 振動数空間にも拡散(Rybicki & dell' Antonio 1994) (今回のような非常に光学的に厚い場合に有効)

$$S(x) = \frac{1}{\phi(x)} \int R(x; x') J_{x'} dx' \approx J(x) + \frac{1}{2\phi(x)} \frac{\partial}{\partial x} \left(\phi(x) \frac{\partial J(x)}{\partial x} \right)$$

Ly α 輻射拡散方程式

$$\frac{1}{c\alpha_L} \frac{\partial J(x, \tau)}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \tau} \left\{ \frac{r^2}{3\phi(x)} \frac{\partial J(x, \tau)}{\partial \tau} \right\} + \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \frac{\phi(x)}{2} \frac{\partial J(x, \tau)}{\partial x} \right\} + \frac{1}{\alpha_L} G(x, \tau).$$

c : 光速
 τ : 光学的厚み
 J : 平均輻射強度
 x : 規格化された振動数
 ϕ : profile 関数
 G : 放射源からの放射

- ✓ profile関数 $\phi(x)$: Voigt profile (Smith et al 2015の近似関数を使用)
- ✓ ガス雲中でのLy α 放射(collisional de-excitation, recombination)

$$\epsilon_{\text{Ly}\alpha}^{\text{rec}} = f_{\alpha} \alpha_B h \nu_{\text{Ly}\alpha} n_e n_{H\text{II}},$$

$$\epsilon_{\text{Ly}\alpha}^{\text{coll}} = C_{\text{Ly}\alpha} n_e n_{H\text{I}}.$$

$f_{\alpha} = 0.68$
 h : Planck定数
 $\nu_{\text{Ly}\alpha}$: Ly α 振動数
 n_i : 粒子種*i*の数密度

$$\alpha_B = 2.753 \times 10^{-14} \frac{\lambda_H^{1.5}}{\left\{ 1 + \left(\frac{\lambda_H}{2.740} \right)^{0.407} \right\}^{2.242}}$$

$$C_{\text{Ly}\alpha} = 3.7 \times 10^{-17} \exp \left\{ -\frac{h \nu_{\text{Ly}\alpha}}{k_B T} \right\} T^{-0.5}$$

k_B : Boltzmann定数
 T : ガス温度

- ✓ 時間発展: ADI法

• Method

➤ 化学進化計算

Time step : backward difference formula

$$f_i^{t+\Delta t} = \frac{C_i \Delta t + f_i^t}{1 + D_i \Delta t}$$

f_i : 粒子種*i*のfraction
 C_i : 粒子種*i*の形成率
 D_i : 粒子種*i*の破壊率

- ✓ $e^-, H^+, H, H^-, H_2, H_2^+$ に対する24本の化学反応式を扱う。
- ✓ 化学反応率は主にShang et al (2010)を採用

以上の3つの方程式を用いて1次元流体・Ly α 輻射輸送・化学進化計算を実行し primordial gas cloudの収縮と H_2 形成へのLy α の影響を調べる。

• Method

• 計算条件

• 初期条件

一様球のprimordial gas cloud

- 温度 $T_{gas} = 100 \text{ K}$
- 数密度 $n = 0.1 \text{ cm}^{-3}$
- ガスの全質量 $M_{gas} = 2 \times 10^7 \sim 1 \times 10^8 M_{\odot}$
- 化学組成: $f_e = 10^{-4}$, $f_{H_2} = 10^{-6}$, $f_{H^-} = 10^{-12}$

外部紫外線輻射

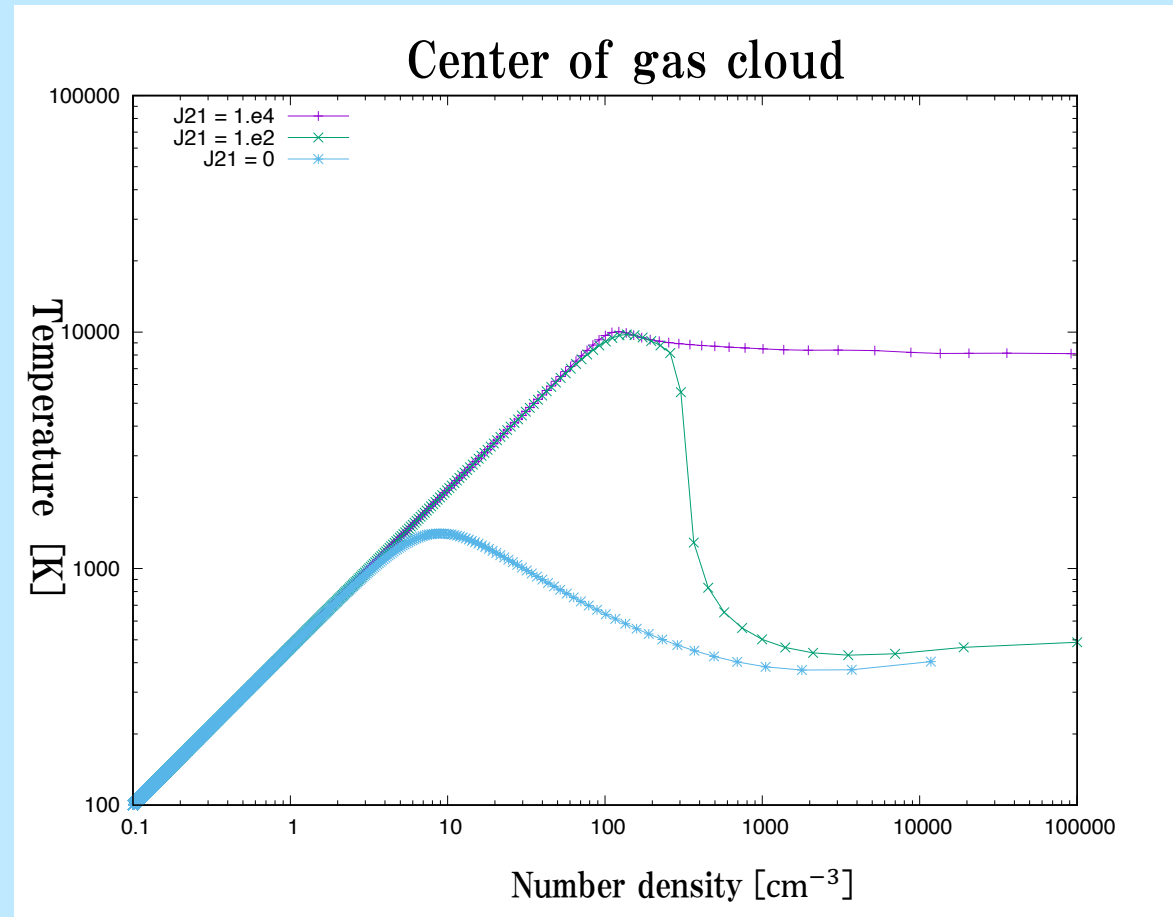
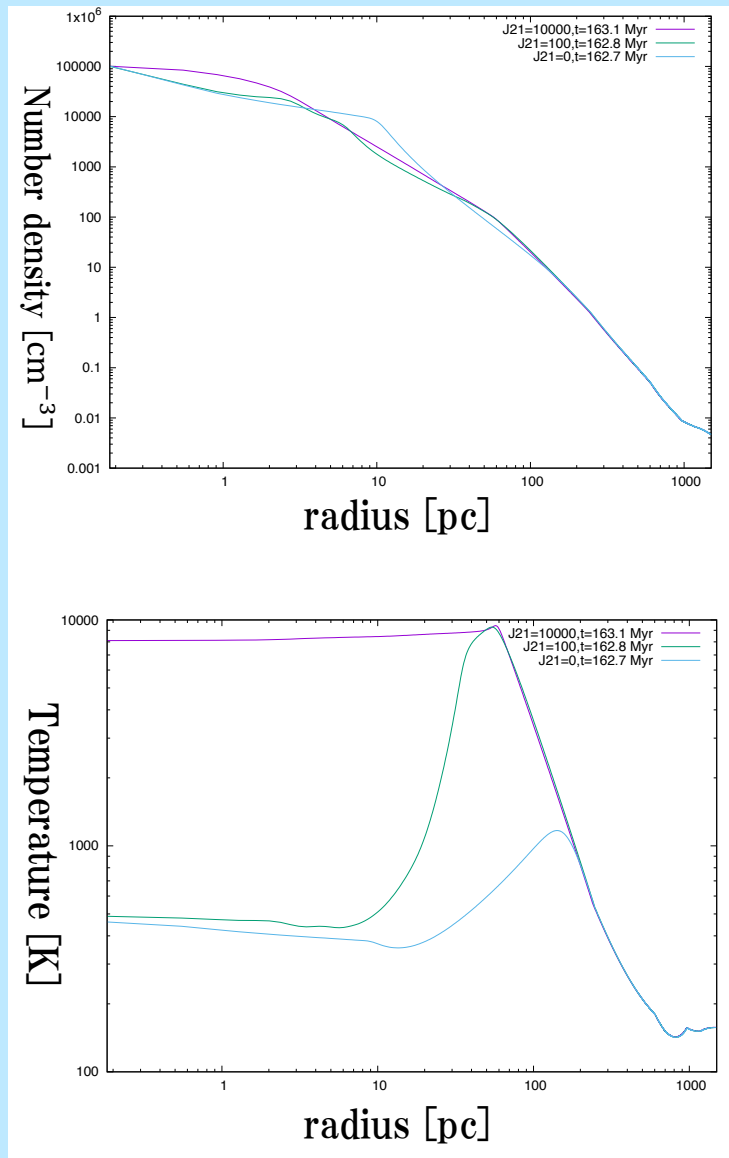
- 外部の放射光源が $T = 10^5 \text{ K}$ の黒体輻射でのスペクトルを持ち、始原ガス雲の表面で平均輻射強度 J_{21} を設定する。

• その他条件

- 計算領域 3000, 4500pc
- 格子数 8192
- 中心数密度が 10^5 cm^{-3} に達した時に計算終了

• Results

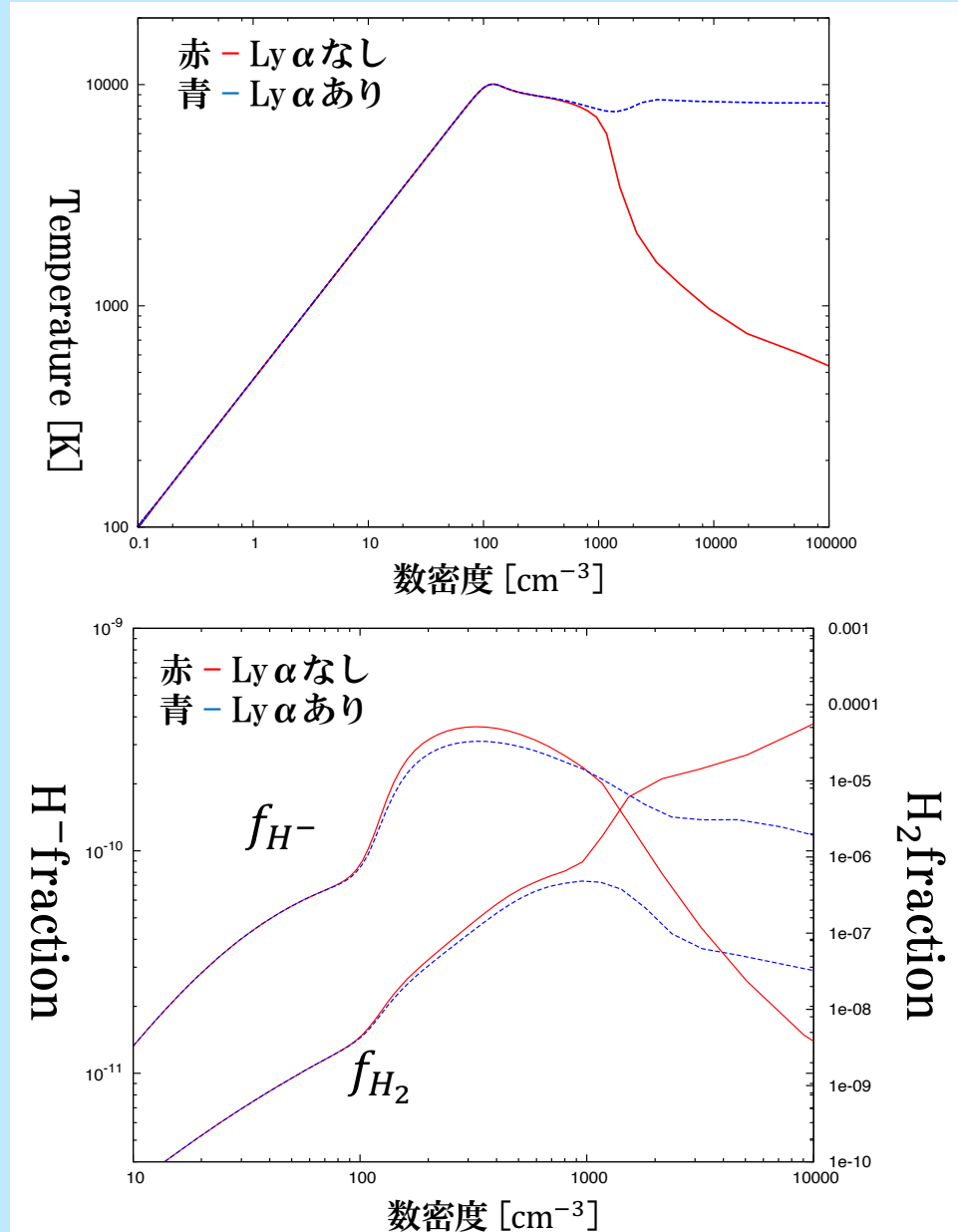
- LW radiationによる H_2 形成抑制効果の確認($\text{Ly } \alpha$ なし)



One-zoneモデルと同様の振る舞いを確認できた

• Results

- $\text{Ly } \alpha$ 輻射を含めた効果 (中心) $M = 6 \times 10^7 M_{\odot}, J_{21} = 4500$



Ly α なし : $J_{21, \text{crit}} = 5300$



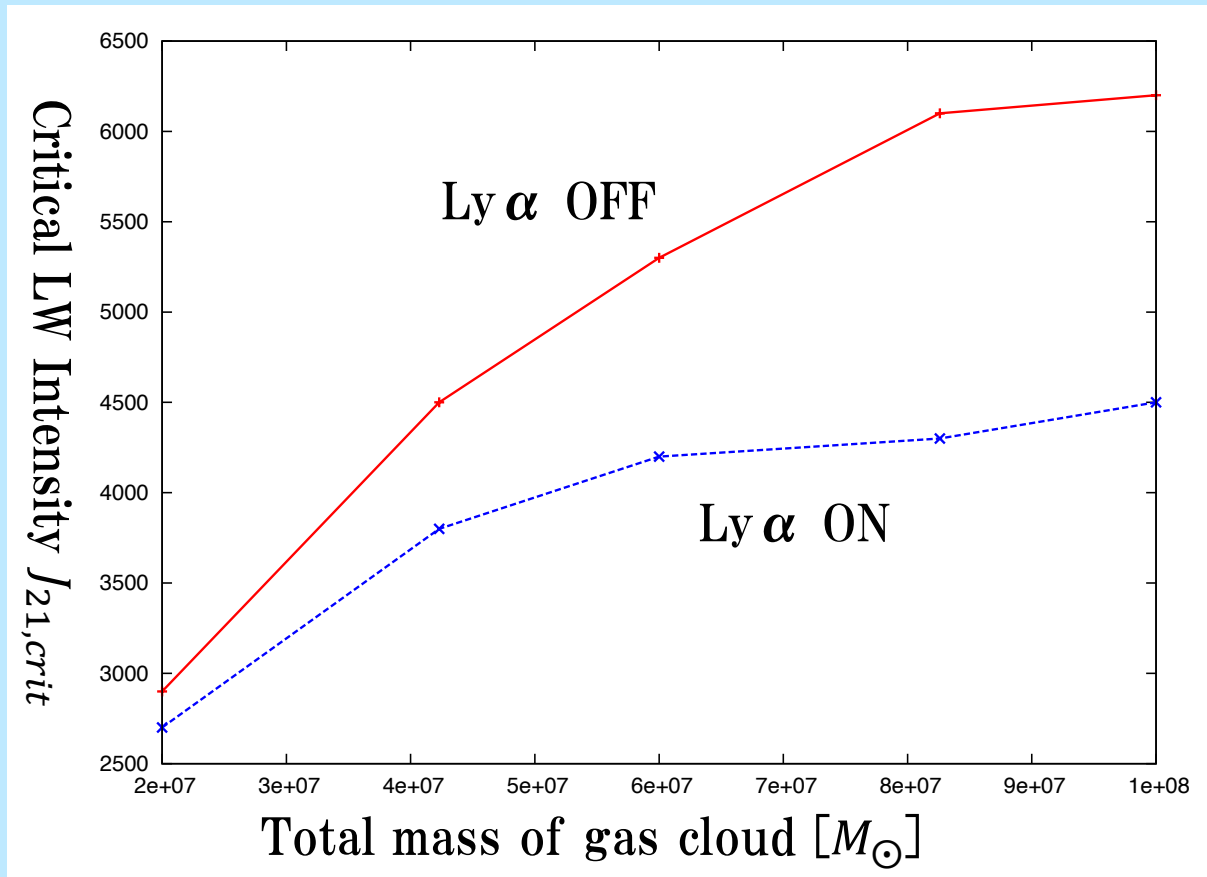
Ly α あり : $J_{21, \text{crit}} = 4200$

外部紫外線輻射強度を
0.79倍小さくできる

$n = 100 \text{ cm}^{-3}$ 程度 ($T=8000 \text{ K}$) から Ly α が放出され始め、 H^- を破壊し H_2 形成を抑制する。

• Results

- $J_{21,crit}$ とガス雲の初期質量依存性



	$2 \times 10^7 M_{\odot}$	$4 \times 10^7 M_{\odot}$	$6 \times 10^7 M_{\odot}$	$8 \times 10^7 M_{\odot}$	$1 \times 10^8 M_{\odot}$
Ly α なし : $J_{21,crit}$	2900	4500	5300	6100	6200
Ly α あり : $J_{21,crit}$	2700	3800	4200	4300	4500
比率	0.93	0.84	0.79	0.70	0.72

• Summary

- 1D球対称の流体・Ly α 輻射・化学進化計算を行い、primordial gas cloudの収縮に対するLy α 輻射の効果を調べた。
- Johnson & Dijkstra (2017)で指摘されたように、Ly α 輻射を含めることにより、primordial gas cloud中でのH₂形成を抑制できることが確認できた。
- Ly α 輻射を拡散方程式の形で数値的に解いた場合の、外部紫外線輻射強度の臨界値($J_{21,crit}$)を求めることができた。

	$2 \times 10^7 M_{\odot}$	$4 \times 10^7 M_{\odot}$	$6 \times 10^7 M_{\odot}$	$8 \times 10^7 M_{\odot}$	$1 \times 10^8 M_{\odot}$
Ly α なし : $J_{21,crit}$	2900	4500	5300	6100	6200
Ly α あり : $J_{21,crit}$	2700	3800	4200	4300	4500
比率	0.93	0.84	0.79	0.70	0.72

(Johnson & Dijkstra (2017)との詳細の比較とDM込みの計算は現在実行中)