星間物質・分子雲

松本倫明（法政大学人間環境学部）

観測

星間雲の観測方法

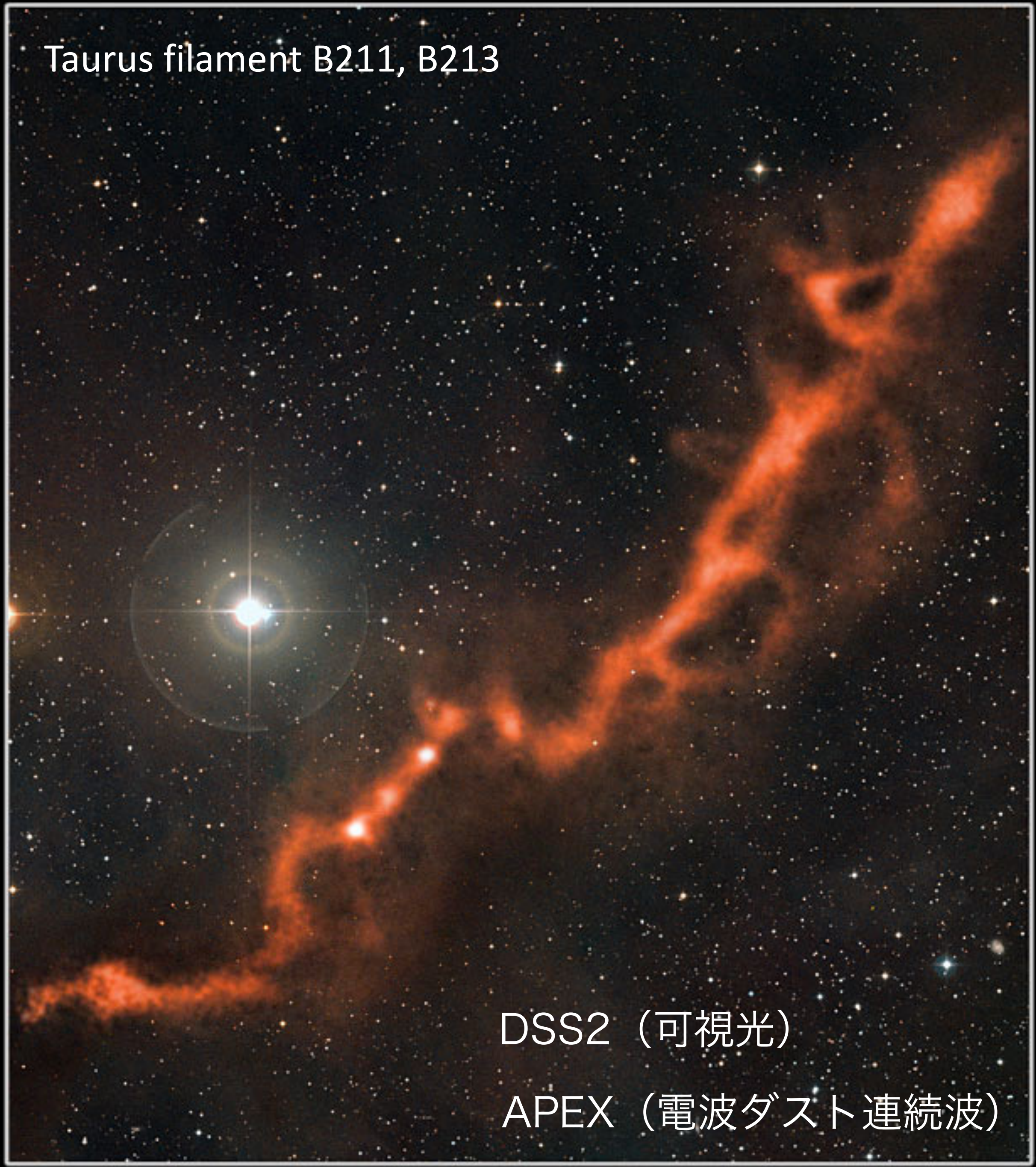
- 可視光
  - 暗黒星雲（ダストのシルエット）

- 電波、遠赤外線の連続波
  - ダストからの熱輻射
  - ダストの柱密度と温度を反映

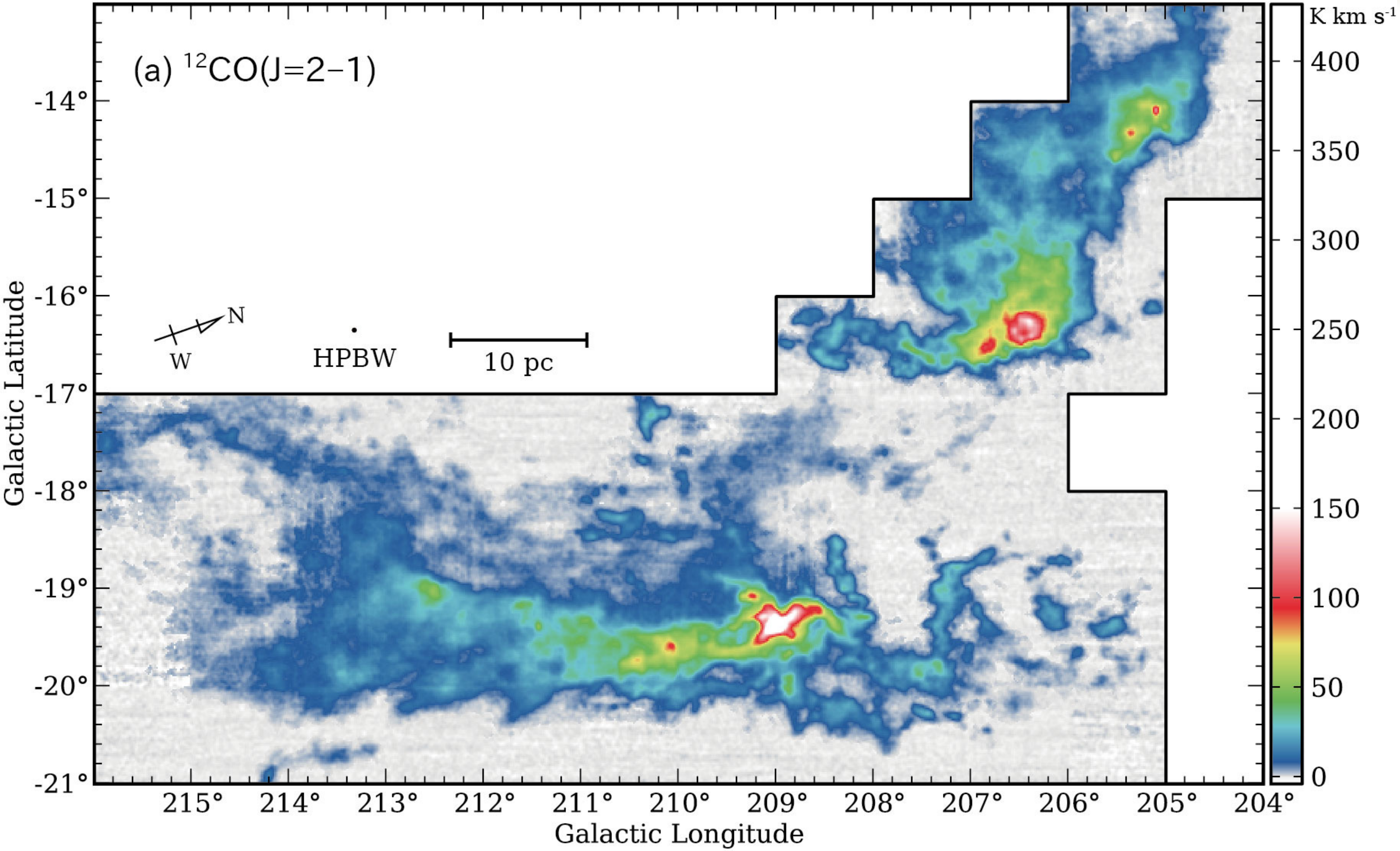
- 電波の分子輝線（例：CO, NH_3, …)
  - ガスの柱密度・密度・温度を反映
  - 化学的な状態を反映

- ダスト
  - 個体微粒子、星間ガスではサイズ 0.1μm以下
  - ガスの1/100（質量比）

- 分子の存在比（水素分子の存在比 =1）
  - ^{12}CO: 10^{-4}, ^{13}CO: 10^{-6}, $C^{18}O$: 2×10^{-7}, $H^{13}CO^{+}$: 10^{-10}, NH_3: 2×10^{-8}

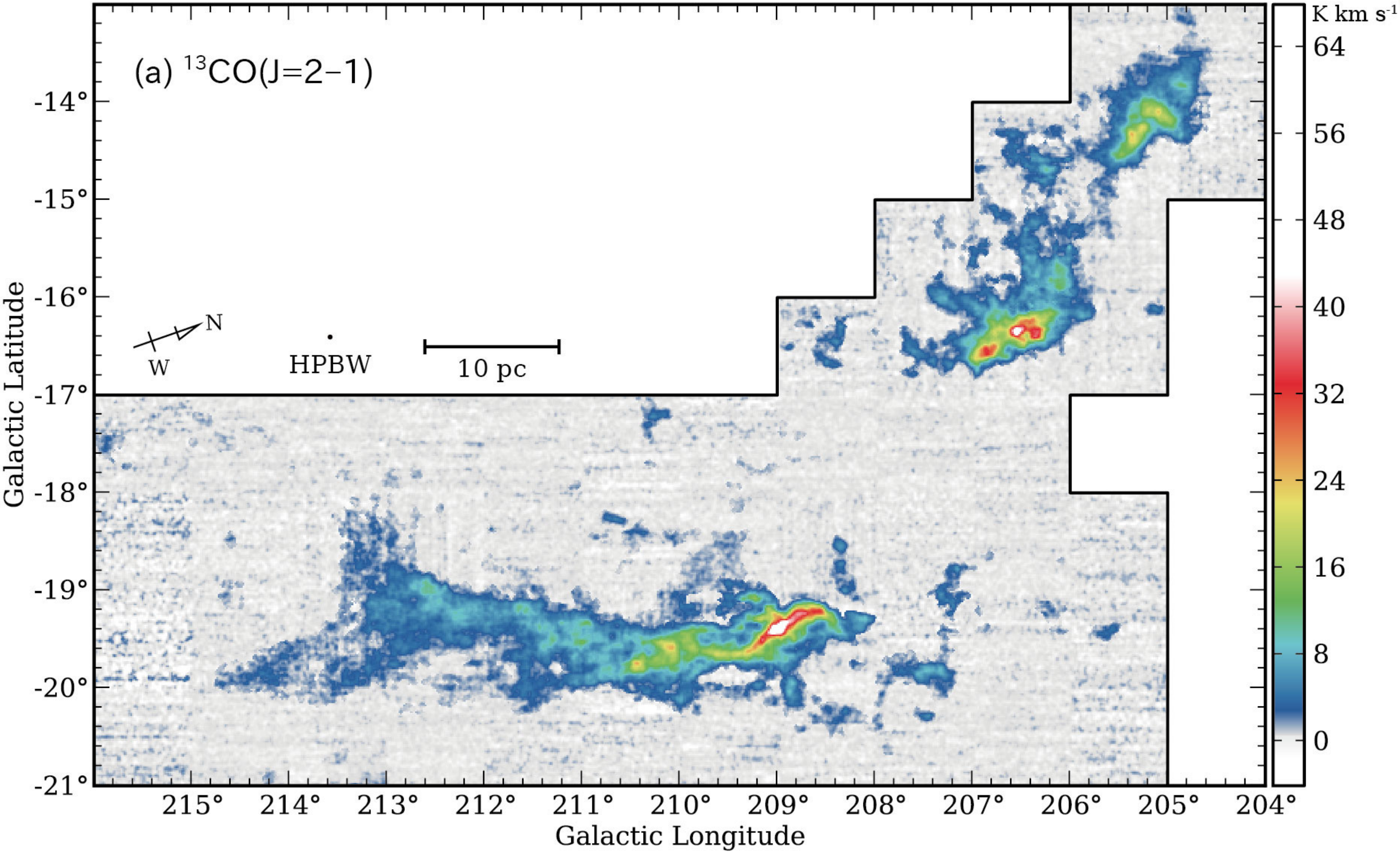

Taurus filament B211, B213
DSS2（可視光）
APEX（電波ダスト連続波）

1.85m Telescope CO(2-1) Orion Survey



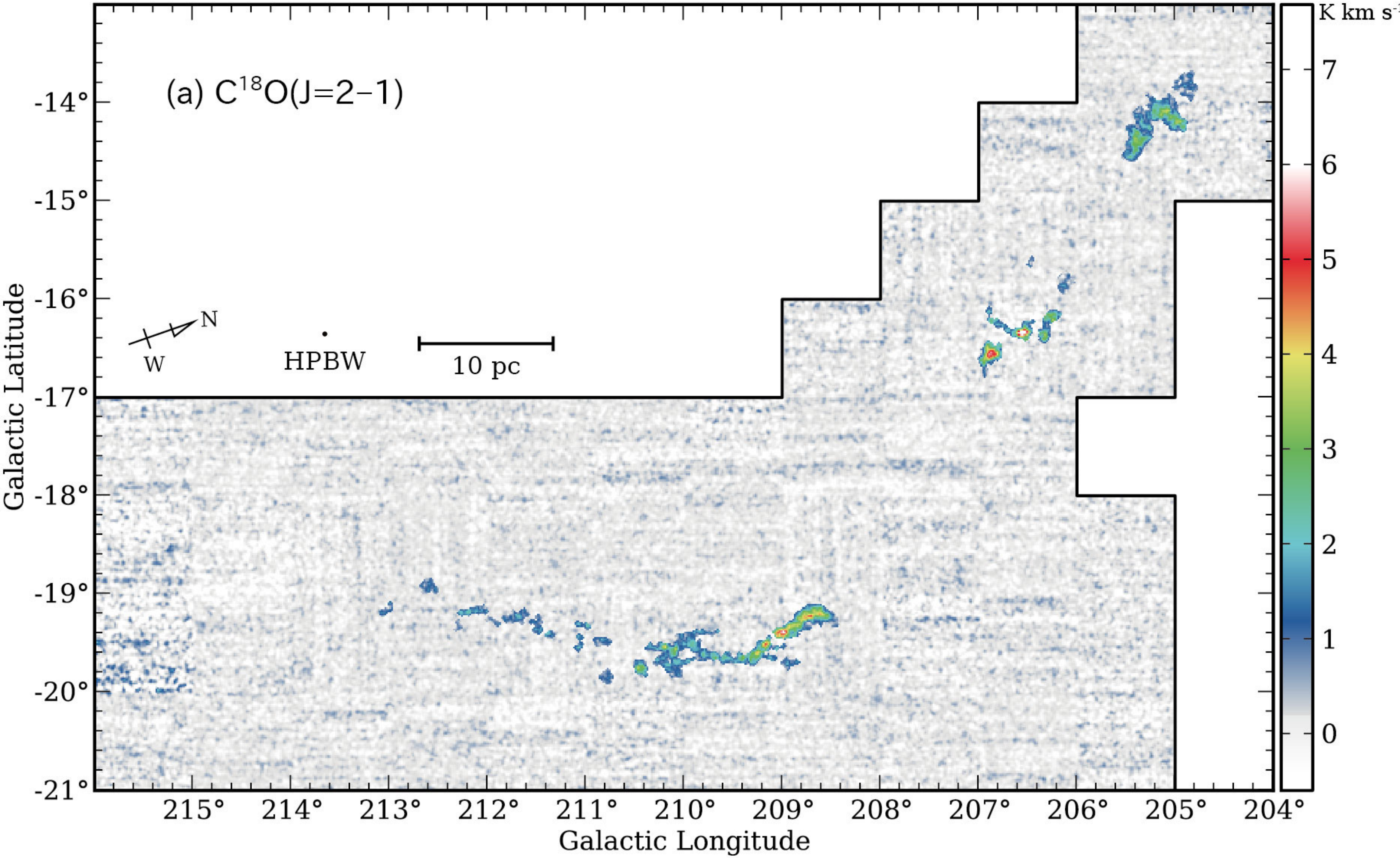
Nishimura A., et al. (2015), ApJS, 216, 18

1.85m Telescope CO(2-1) Orion Survey



Nishimura A., et al. (2015), ApJS, 216, 18

1.85m Telescope CO(2-1) Orion Survey



Nishimura A., et al. (2015), ApJS, 216, 18

光学的厚みによる違い

輻射輸送方程式の形式解

$$I(\tau) = I(0)e^{-\tau} + \int_0^\tau e^{-(\tau - t)} S(t) dt$$

I 輻射強度
S ソース関数
τ 光学的厚み

$$\tau = \int \kappa \rho ds$$

S が一定の場合

$$\begin{aligned} I(\tau) &= I(0)e^{-\tau} + (1 - e^{-\tau})S \\ &= S + e^{-\tau}(I(0) - S) \end{aligned}$$

背景の放射がない場合 $I(0) = 0$

光学的に厚い $\tau \gg 1$ $I = S$ 温度の関数

光学的に薄い $\tau \ll 1$ $I = \int \kappa \rho ds S \sim \kappa N S$ 温度と柱密度 N の関数

光学的に薄い輝線や連続波を用いると柱密度がわかる！

表1 ： 分子雲の組成

おうし座分子雲における主な気相分子 [12]

分子種	水素分子に対する相対存在度 $n(i)/n(H_2)$	分子種	水素分子に対する相対存在度 $n(i)/n(H_2)$
CO	8(-5)	OH	3(-7)
C_2	5(-8)	C_2H	5(-8)
C_3H_2	3(-8)	CN	3(-8)
NO	3(-8)	HCN	2(-8)
HNC	2(-8)	H_2CO	2(-8)
NH_3	2(-8)	C_4H	2(-8)
CH	2(-8)	CS	1(-8)
C_2S	8(-9)	HCO^+	8(-9)

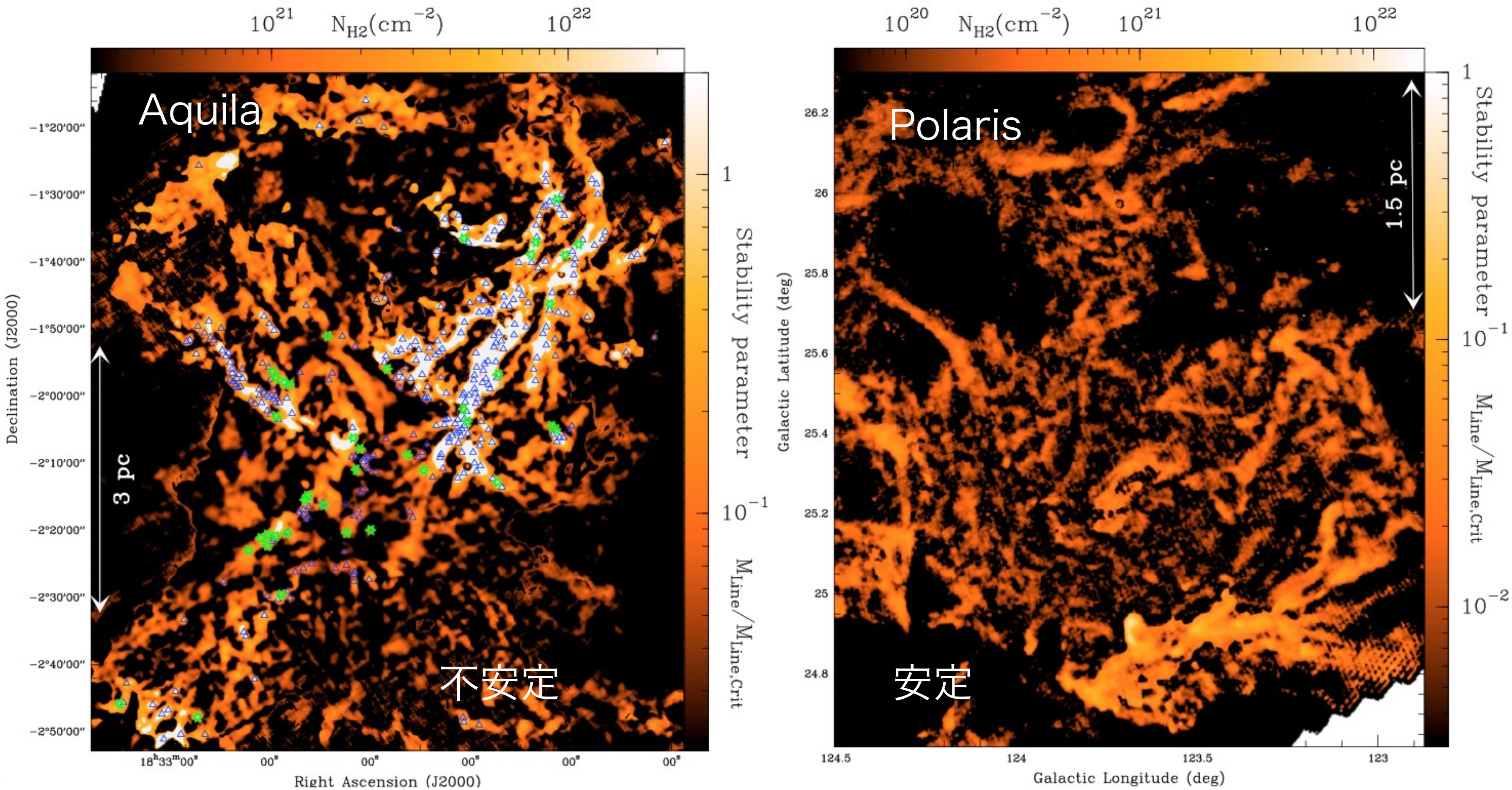
NGC7538: IRS9 における氷の組成 [13]

分子種	H_2O を 100 とした相対存在度	分子種	H_2O を 100 とした相対存在度
H_2O	100	CO	16
CO_2	20	CH_4	2
CH_3OH	5	H_2CO	2
NH_3	13	HCOOH	3

（脚注：a(-b) は a × 10^{-b} を意味する.）

出典：相川祐理　日本惑星科学会誌 Vol. 14., No. 4, 2005

分子雲の基本形態はフィラメント



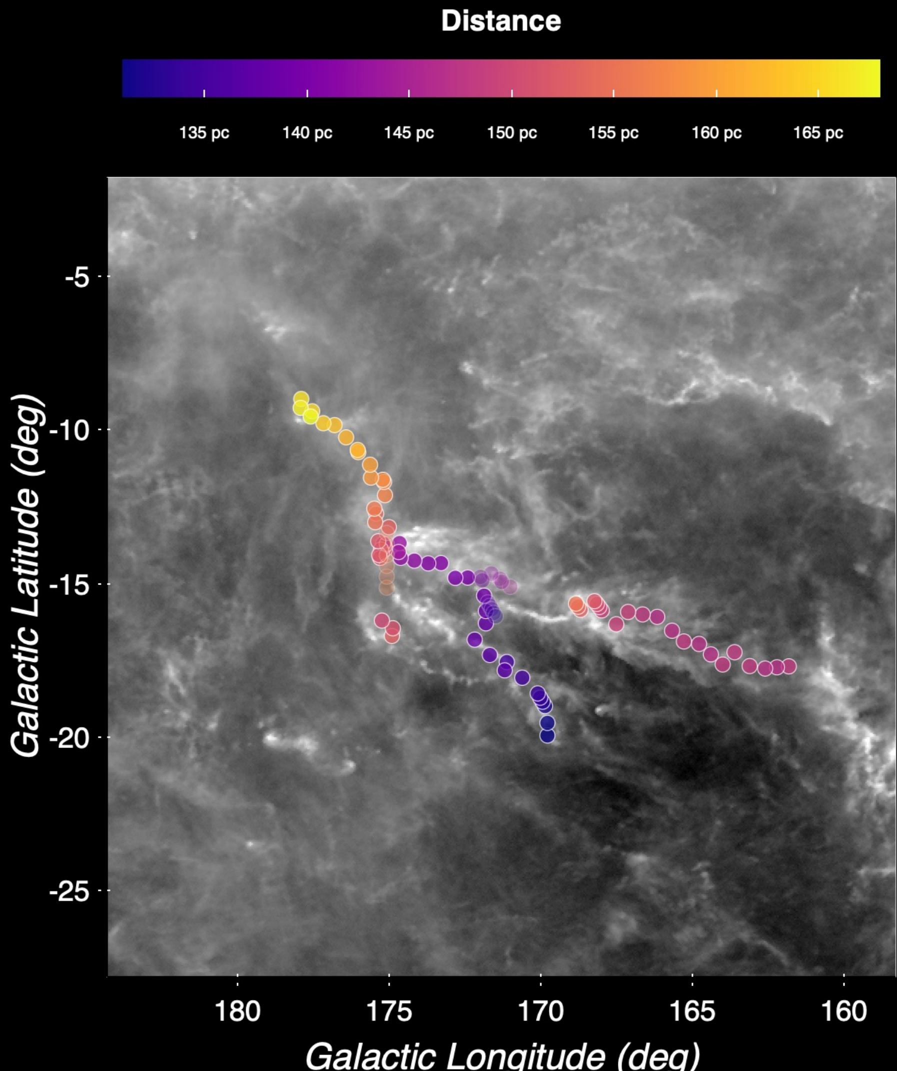
△☆ Class 0 原始星

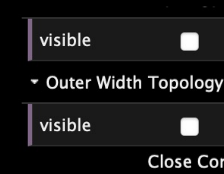
Herschel Gould Belt Survey
Andre+ 2010
DOI: 10.1051/0004-6361/201014666

分子雲の３次元構造

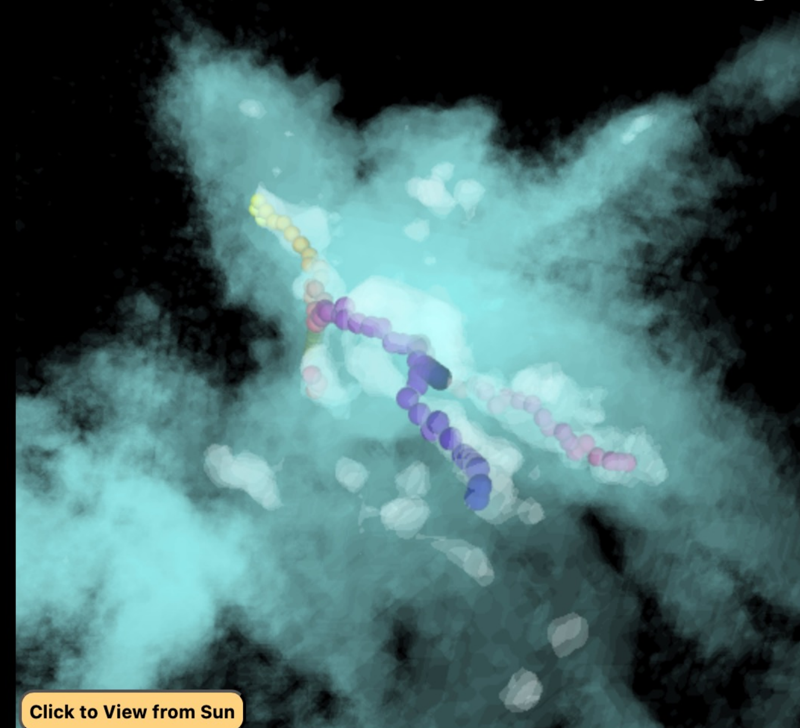
Gaiaを利用して奥行き＋赤化

マウスでインタラクティブな可視化 [Website]





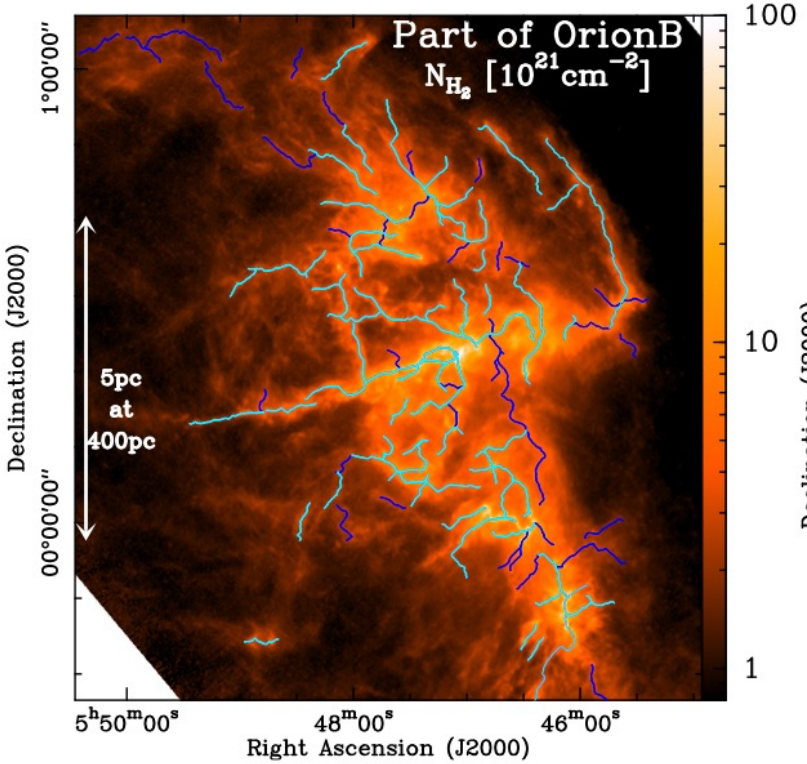
Atomic, diffuse molecular gas

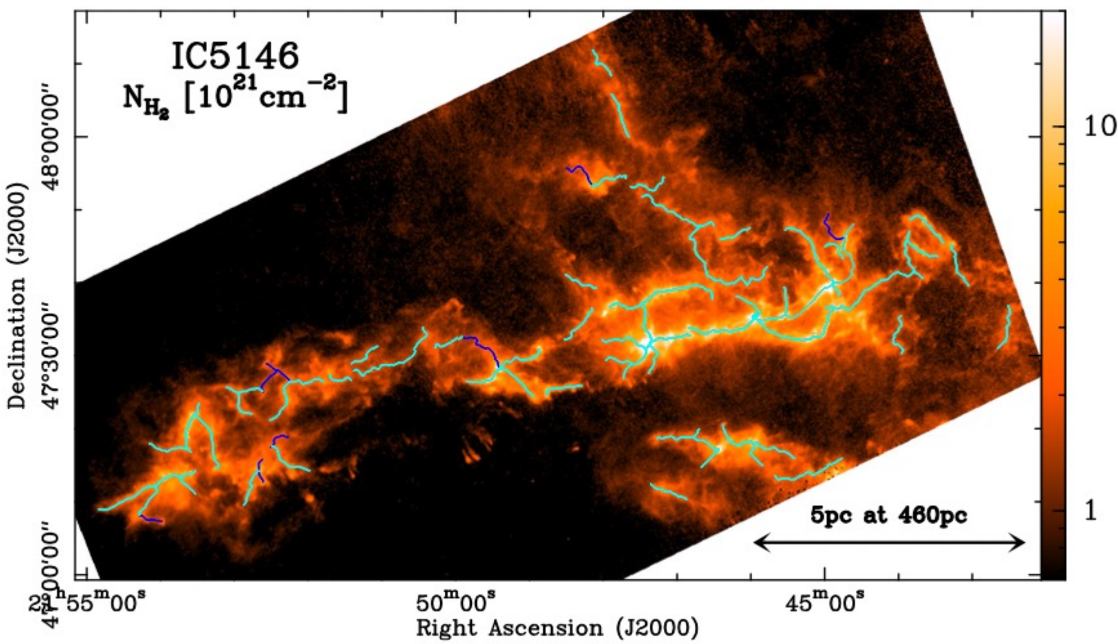


Zucker+ 2021

https://doi.org/10.3847/1538-4357/ac1f96

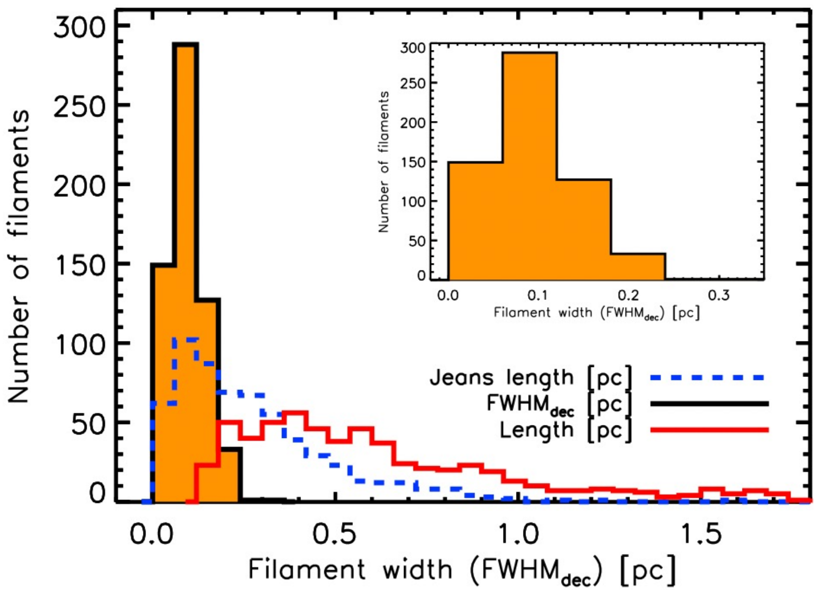
フィラメントの半値幅は 0.1 pc

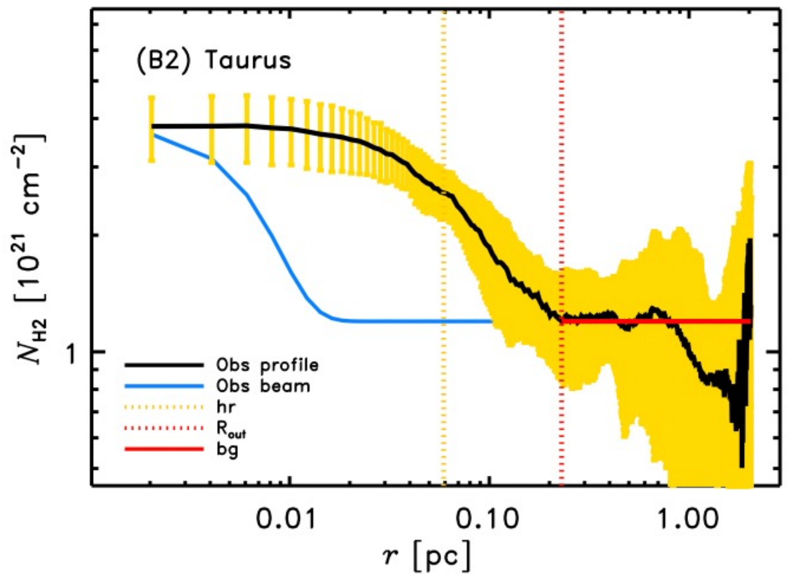




Arzoumanian+ 2019
https://doi.org/10.1051/0004-6361/201832725

フィラメントの半値幅は 0.1 pc

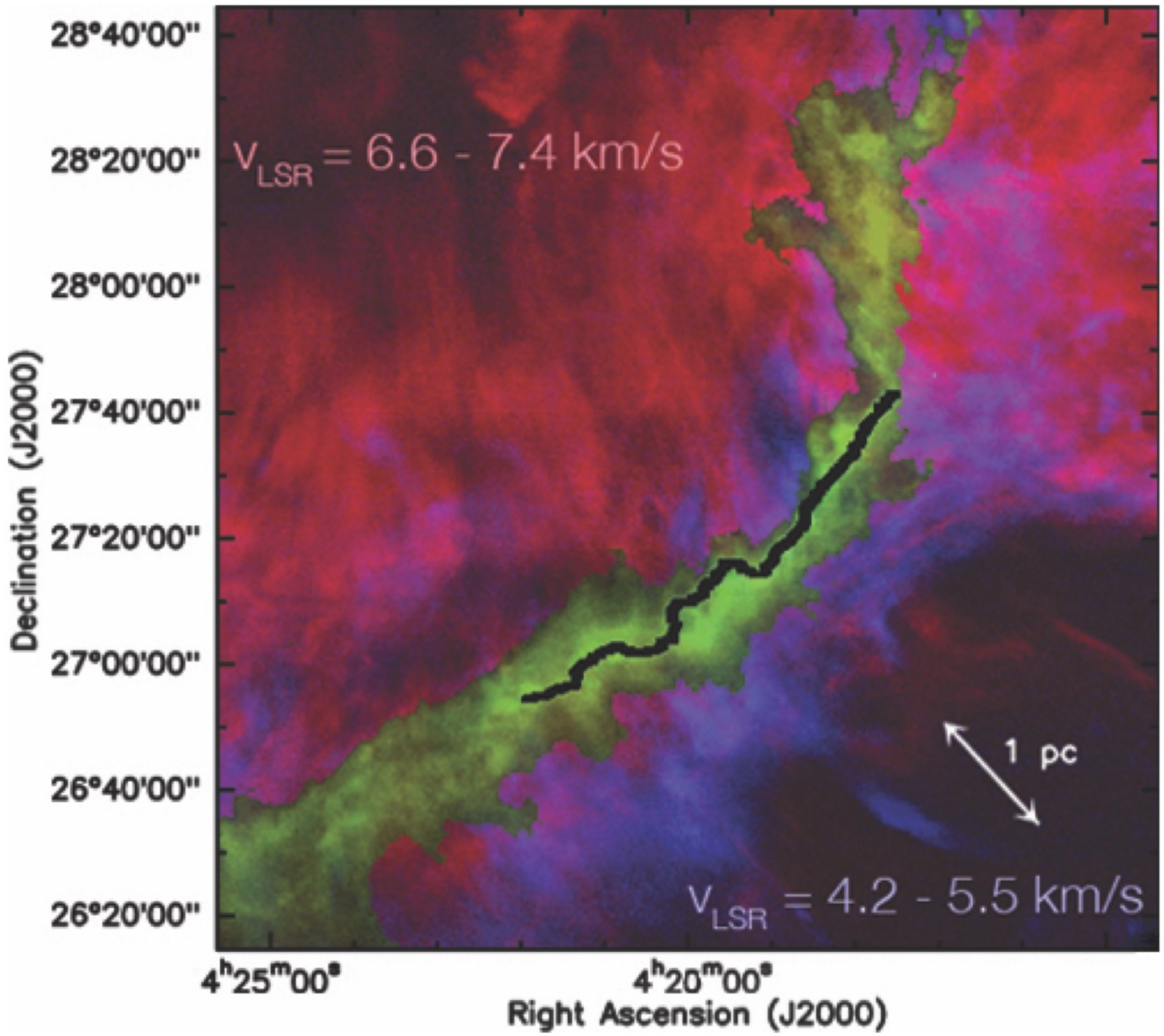




Arzoumanian+ 2019

https://doi.org/10.1051/0004-6361/201832725

フィラメントへのガス降着

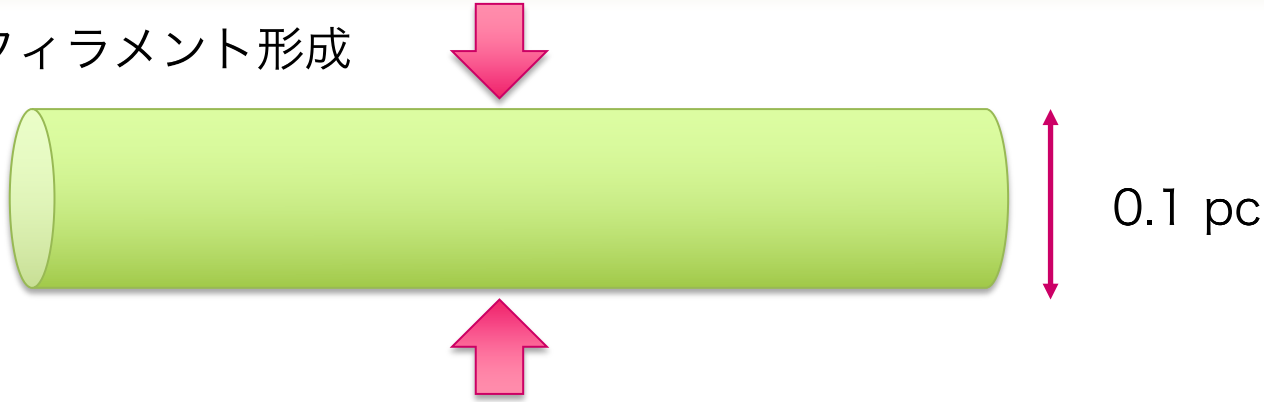


12CO(1-0)

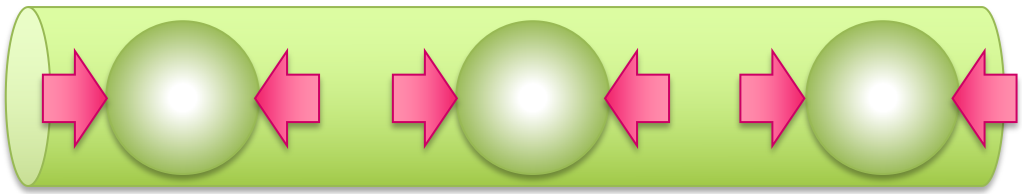
Palmeirim et al. 2013

フィラメント状分子雲における星形成

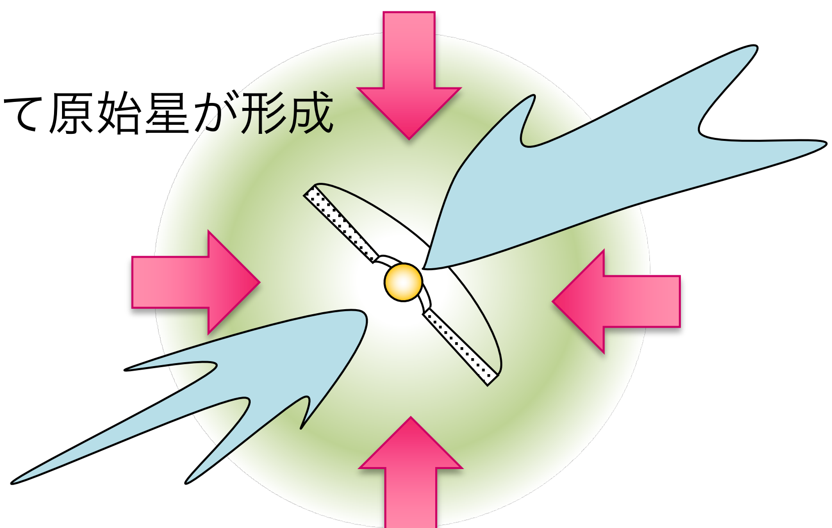
自己重力でフィラメント形成



フィラメントが分裂して分子雲コアが形成

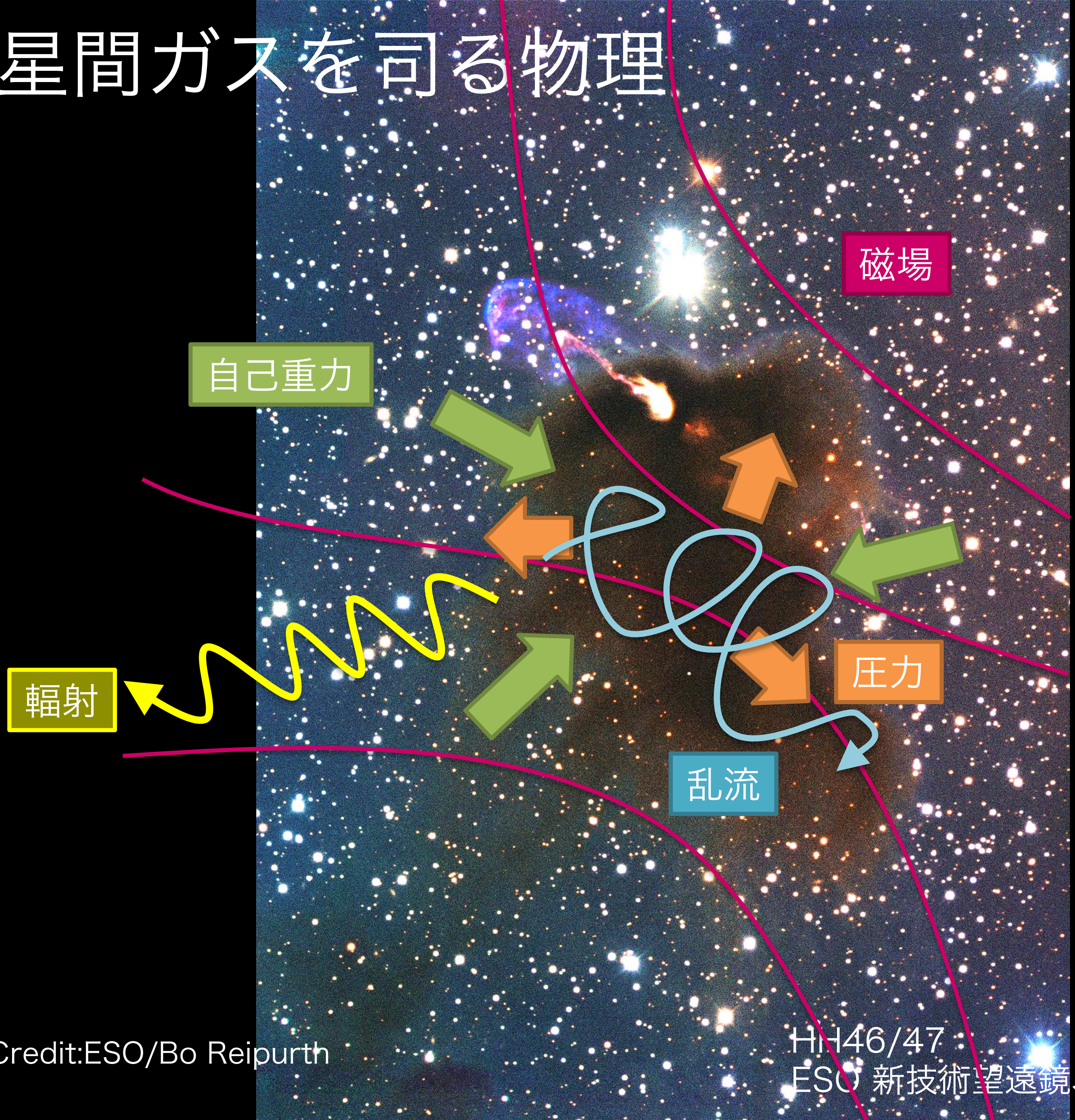


分子雲コアが重力収縮して原始星が形成



物理

星間ガスを司る物理



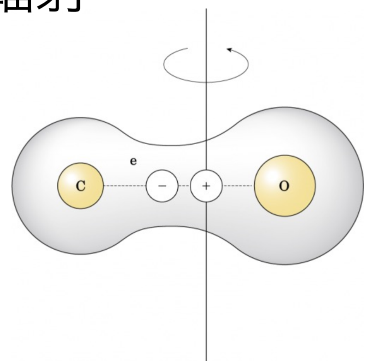
Credit:ESO/Bo Reipurth

- 輻射
- 自己重力
- 圧力
- 磁場
- 乱流

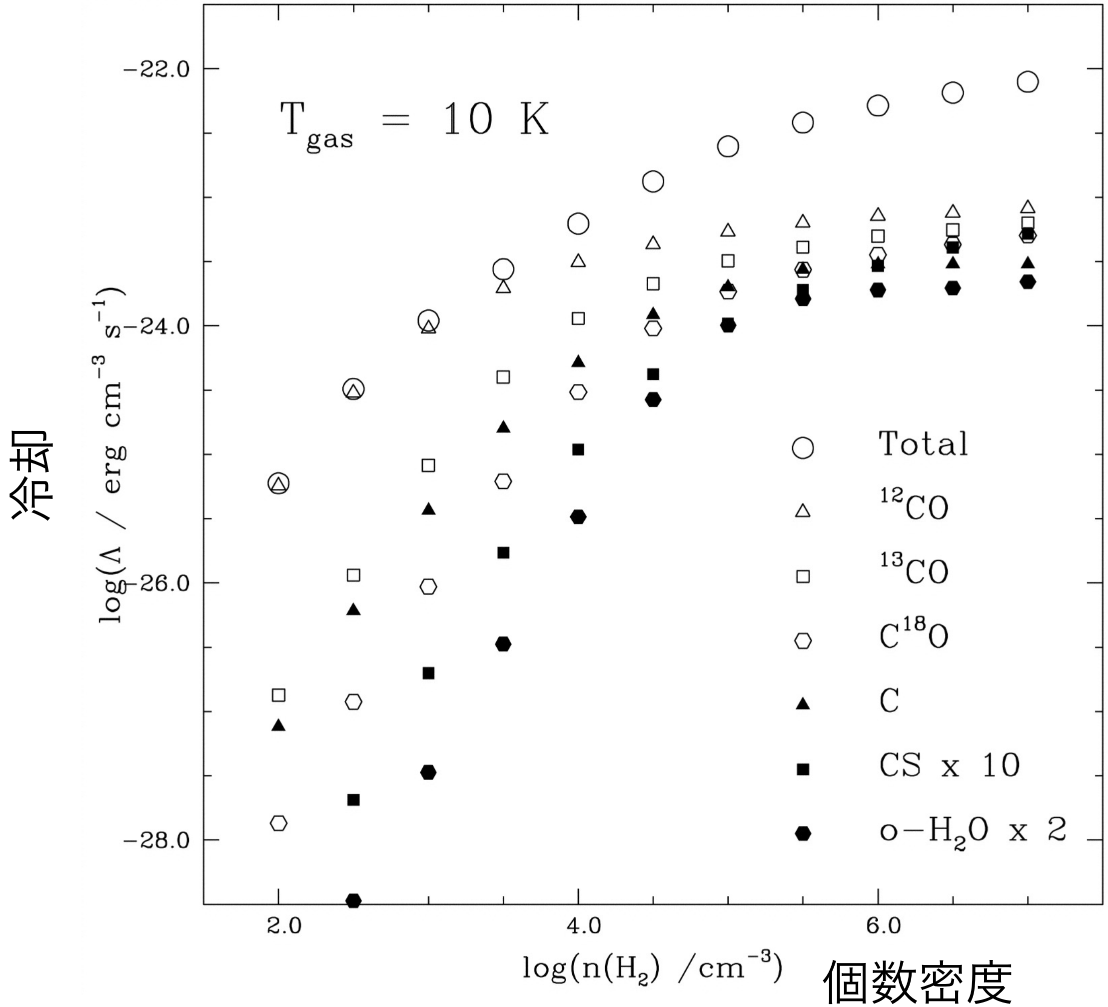
輻射

輻射

- 分子雲の温度 10K
- 加熱と冷却がバランスしている
- 加熱
  - 圧縮熱（重力エネルギー）、宇宙線、星からの輻射
- 冷却
  - 分子輝線、
    - CO (J=1-0) H2と衝突して回転遷移
      $E(J{=}1\text{–}0) = k_B\ 5.5\ \mathrm{K}$ ➡ 10K で励起できる
    - H2 は電気双極子を持たない。
      四重極でエネルギー差は $k_B\ 540\ \mathrm{K}$ ➡ 10K では励起できない
  - ダスト熱輻射
    - 気体分子とダストが衝突（高密度で有効）
    - ダストが輻射



輻射：ライン冷却の効きかた



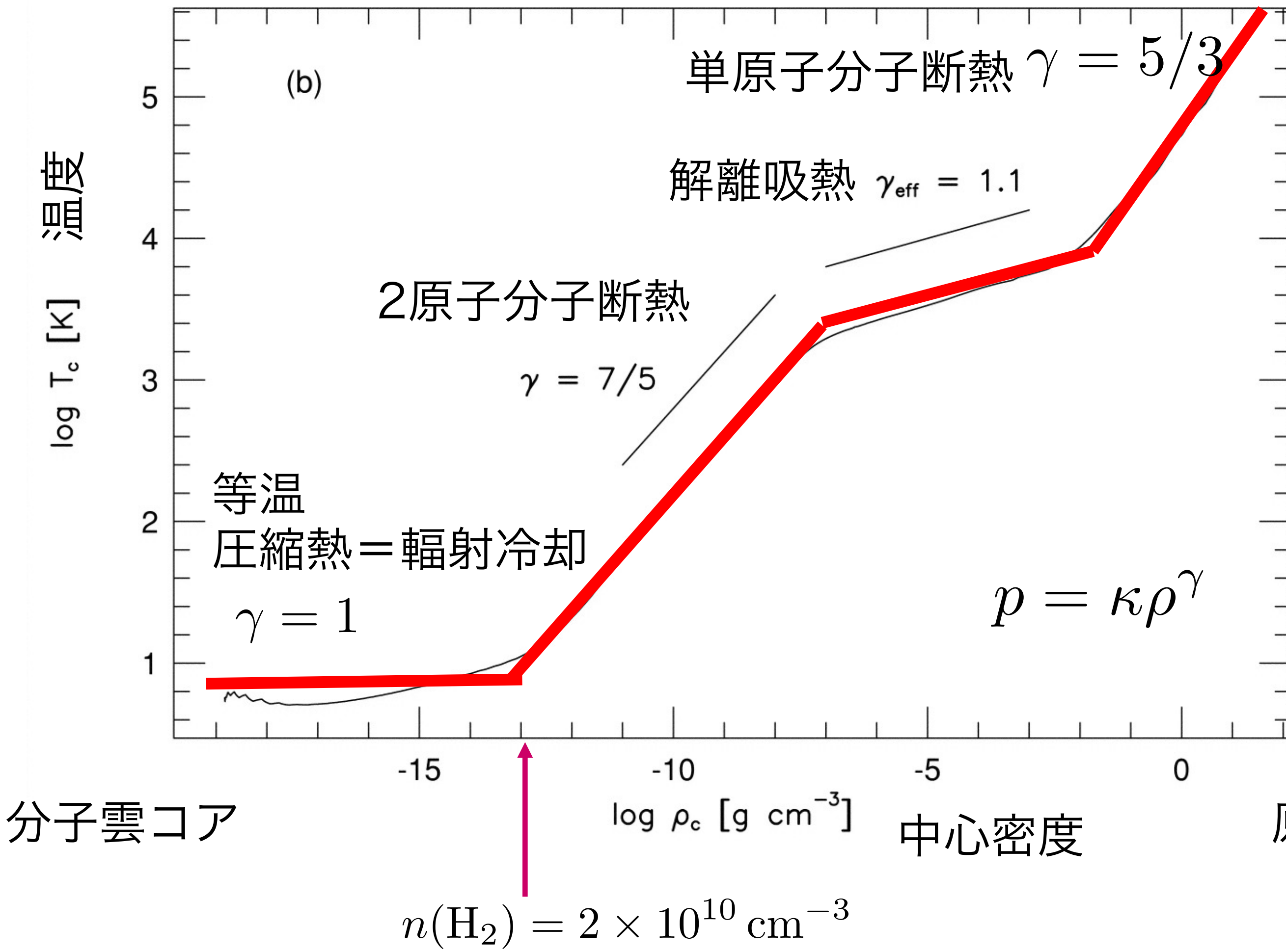
COライン放射：
低密度 ($n < 10^5\ \mathrm{cm}^{-3}$)

ダストの熱輻射：
高密度 ($n > 10^4\ \mathrm{cm}^{-3}$)

Contributions to the total gas cooling rate from various species as a function of H_2 density. The kinetic temperature is 10 K, the velocity gradient is 1 km s^{-1} pc^{-1}, and the fractional abundances are the undepleted standard values given in Table 1.

Goldsmith (2001)
LVG model
doi:10.1086/322255

1次元球対称の輻射流体



Masunaga & Inutsuka (2000)
輻射流体1次元球対称計算

自己重力

基本的なスケール　自己重力

時間スケール　自由落下時間

Freefall time

$$t_{\rm ff} = \left(\frac{3\pi}{32G\rho}\right)^{1/2} = \left(\frac{3}{8}\pi^2\right)^{1/2}(4\pi G\rho)^{-1/2} = 1.92(4\pi G\rho)^{-1/2} \quad (1)$$

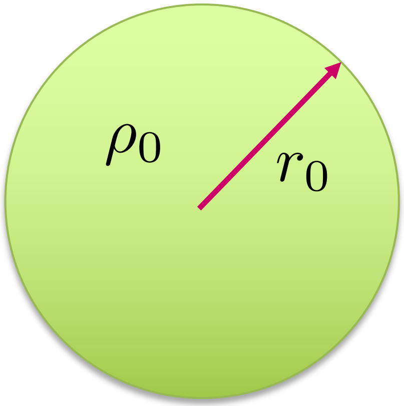
密度が与えられると、時間のスケールが決まる。

ゆっくり収縮
寿命が長い

速く収縮
寿命が短い

球対称ダストの自由落下

$$M = \frac{4}{3}\pi r_0^3 \rho_0$$



運動方程式 $$\frac{d^2 r}{dt^2} = g$$

重力 $$g = -\frac{GM}{r^2} = -\frac{4}{3}\pi G \rho_0 r_0^3 r^{-2}$$

$$\frac{d^2 r}{dt^2} = -\frac{4}{3}\pi G \rho_0 r_0^3 r^{-2}$$

これを解く

球対称ダストの自由落下

運動方程式

$$\frac{d^2r}{dt^2} = -\frac{4}{3}\pi G\rho_0 r_0^3 r^{-2}$$

初期条件

$$t = 0$$

$$r = r_0$$

解

$$\zeta + \frac{1}{2}\sin 2\zeta = \left(\frac{8}{3}\pi G\rho_0\right)^{1/2} t$$

$$\frac{r}{r_0} = \cos^2\zeta$$

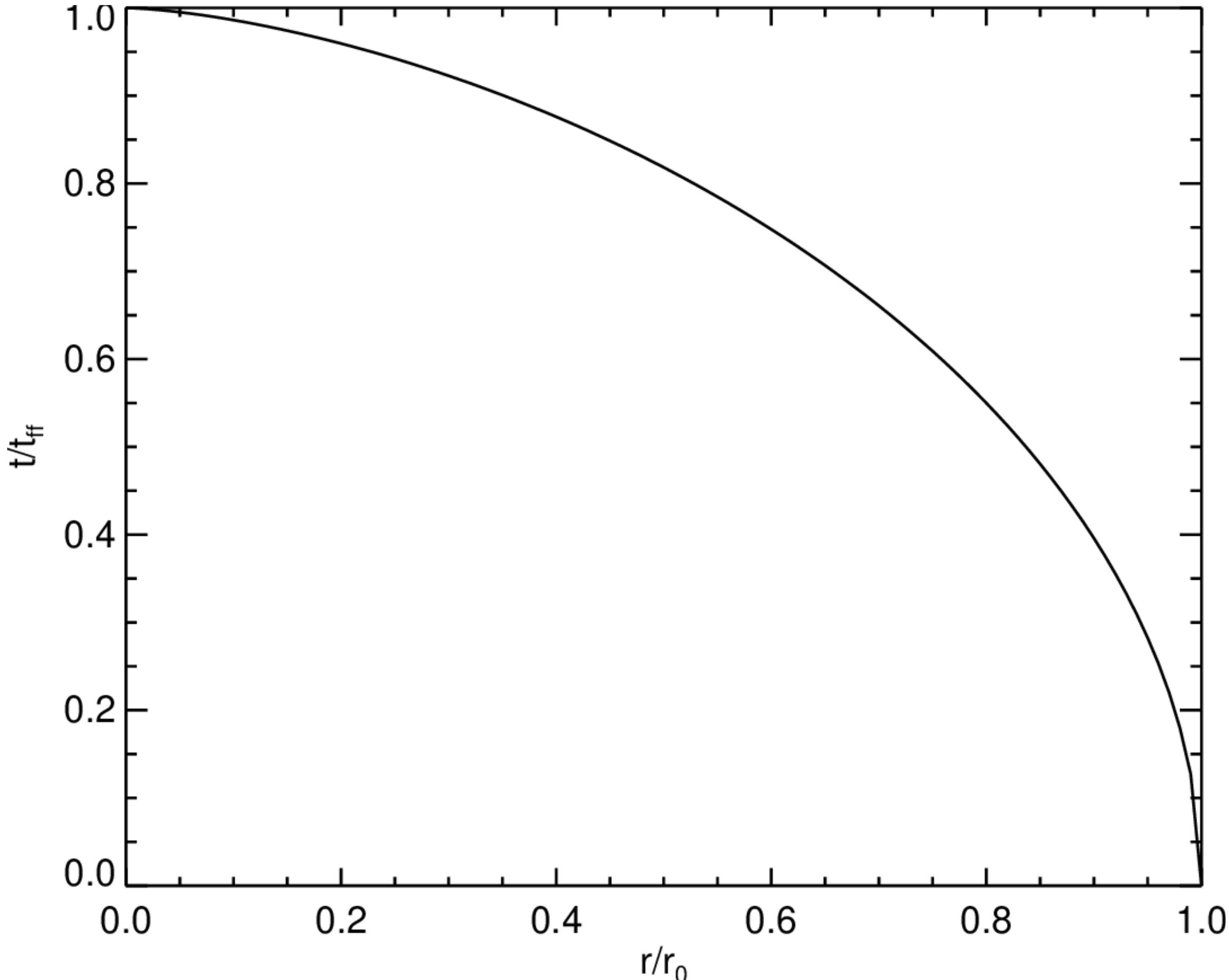
板書をします

$r = 0$ の時間は？

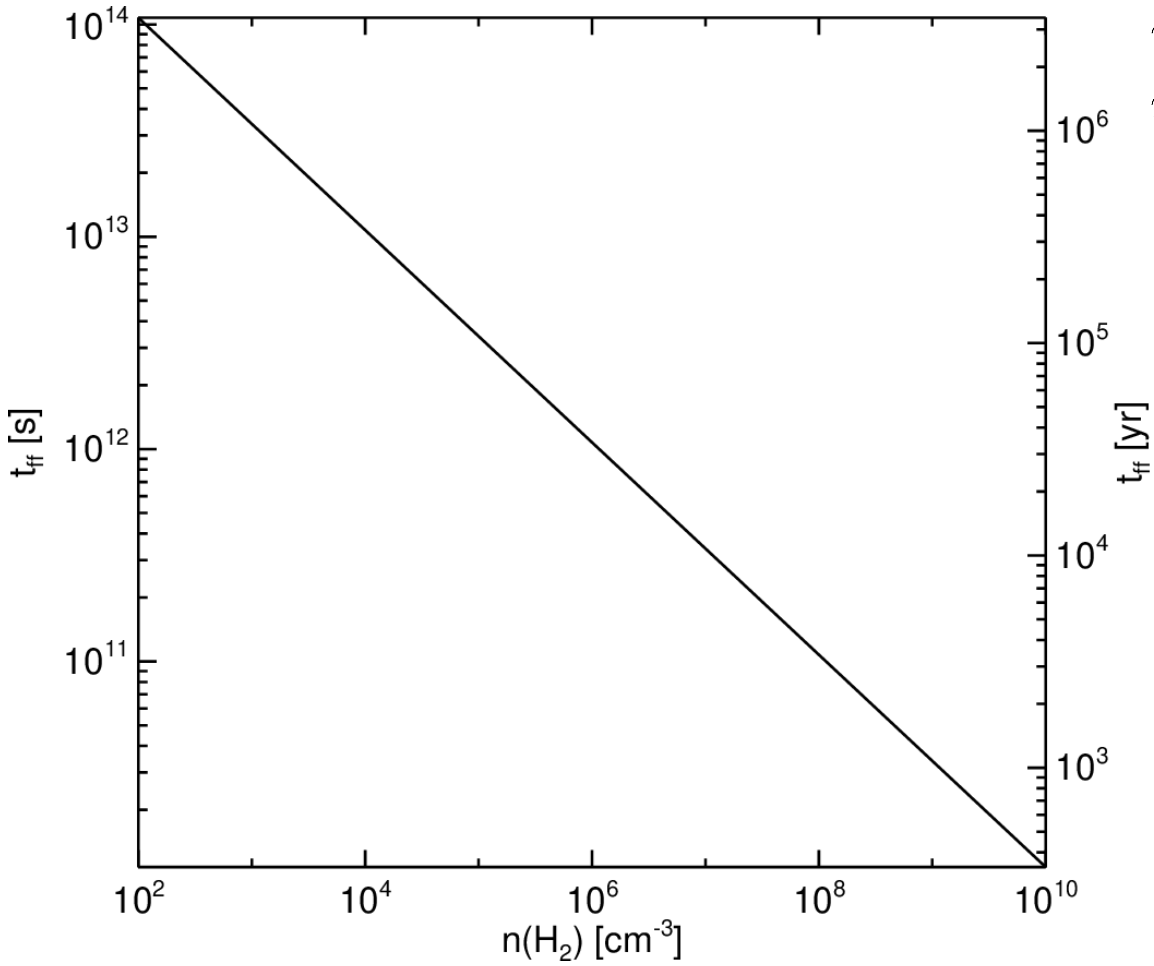
$$t_{\rm ff} = \left(\frac{3\pi}{32G\rho_0}\right)^{1/2}$$

自由落下時間

球対称ダストの自由落下の軌跡



自由落下時間



$$n(\mathrm{H_2}) = 10^3\,\mathrm{cm^{-3}} \quad \cdots \quad t_{\mathrm{ff}} = 10^6\,\mathrm{yr}$$

$$n(\mathrm{H_2}) = 10^5\,\mathrm{cm^{-3}} \quad \cdots \quad t_{\mathrm{ff}} = 10^5\,\mathrm{yr}$$

自己重力
と圧力

基本的なスケール　自己重力と圧力

長さスケール

Jeans length
$$\lambda_J = \left(\frac{\pi c_s^2}{G\rho}\right)^{1/2} = 2\pi c_s(4\pi G\rho)^{-1/2} = 6.28 c_s(4\pi G\rho)^{-1/2}$$

質量スケール

Jeans mass
$$M_J = \frac{4}{3}\pi\rho\left(\frac{\lambda_J}{2}\right)^3 = \frac{\pi^{5/2}c_s^3}{6G^{3/2}\rho^{1/2}}$$

密度と温度（音速）が与えられると、長さと質量のスケールが決まる。

Jeans 安定性から求められる

ゆっくり収縮
寿命が長い
大きい
重い

速く収縮
寿命が短い
小さい
軽い

Jeans 安定性

基本方程式

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \boldsymbol{v}) = 0$$

$$\frac{\partial \boldsymbol{v}}{\partial t} + (\boldsymbol{v} \cdot \nabla)\boldsymbol{v} = -\frac{1}{\rho}\nabla p - \nabla \Phi$$

$$\nabla^2 \Phi = 4\pi G \rho$$

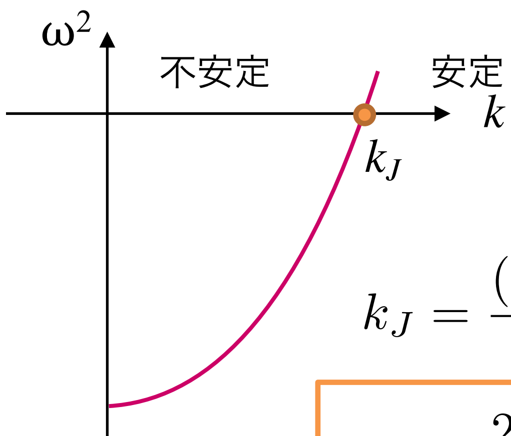
線形解析

$$\rho = \rho_0 + \rho_1$$

$$\rho_1 = \delta\rho \, e^{i\omega t - ikx}$$

分散関係

$$\omega^2 = c_s^2 k^2 - 4\pi G \rho_0$$



$$k_J = \frac{(4\pi G \rho_0)^{1/2}}{c_s}$$

$$\boxed{\lambda_J = \frac{2\pi}{k_J} = \left(\frac{\pi c_s^2}{G \rho_0}\right)^{1/2}}$$

Jeans Length（ジーンズ長）

$\omega^2 > 0$（ωが実数）のとき

ゆらぎは安定

$\omega^2 < 0$（ωが虚数）のとき

ゆらぎは成長

$$\rho_1 = \delta\rho \, e^{i\omega t - ikx}$$
$$= \delta\rho \, e^{\sigma t} e^{-ikx}$$

Jeans 安定性

Jeans length

$$\lambda_J = \left(\frac{\pi c_s^2}{G\rho_0}\right)^{1/2}$$

ガス雲は Jeans length 以上のガス雲に分裂

ガス雲の最小単位

自己重力ガス雲の典型的大きさ

高密度ほどガス雲は小さい

星は分子雲
より小さい

Jeans mass

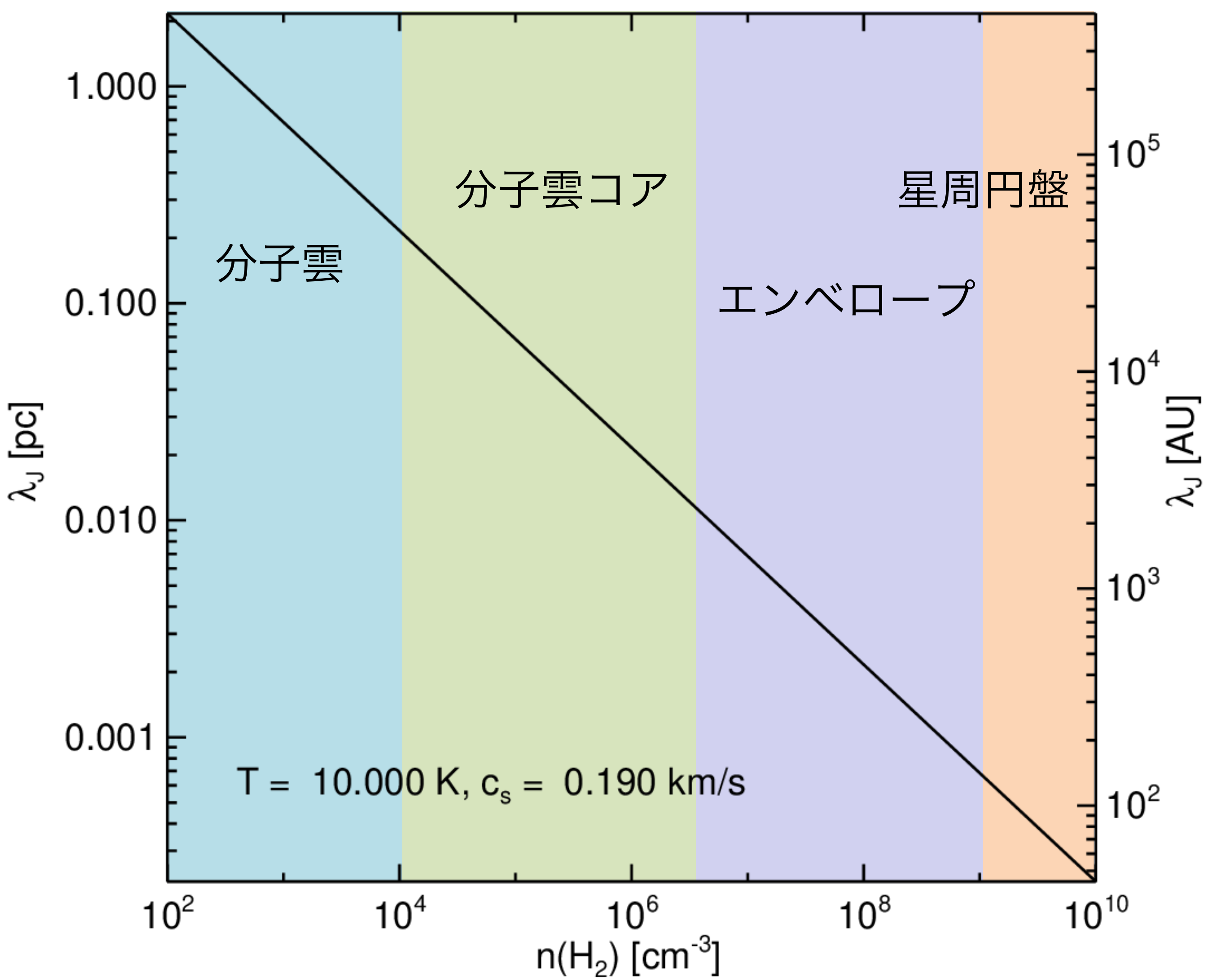
$$M_J = \frac{4}{3}\pi\rho_0\left(\frac{\lambda_J}{2}\right)^3$$
$$= \frac{\pi^{5/2}c_s^3}{6G^{3/2}\rho_0^{1/2}}$$

Jeans length に含まれるガスの質量

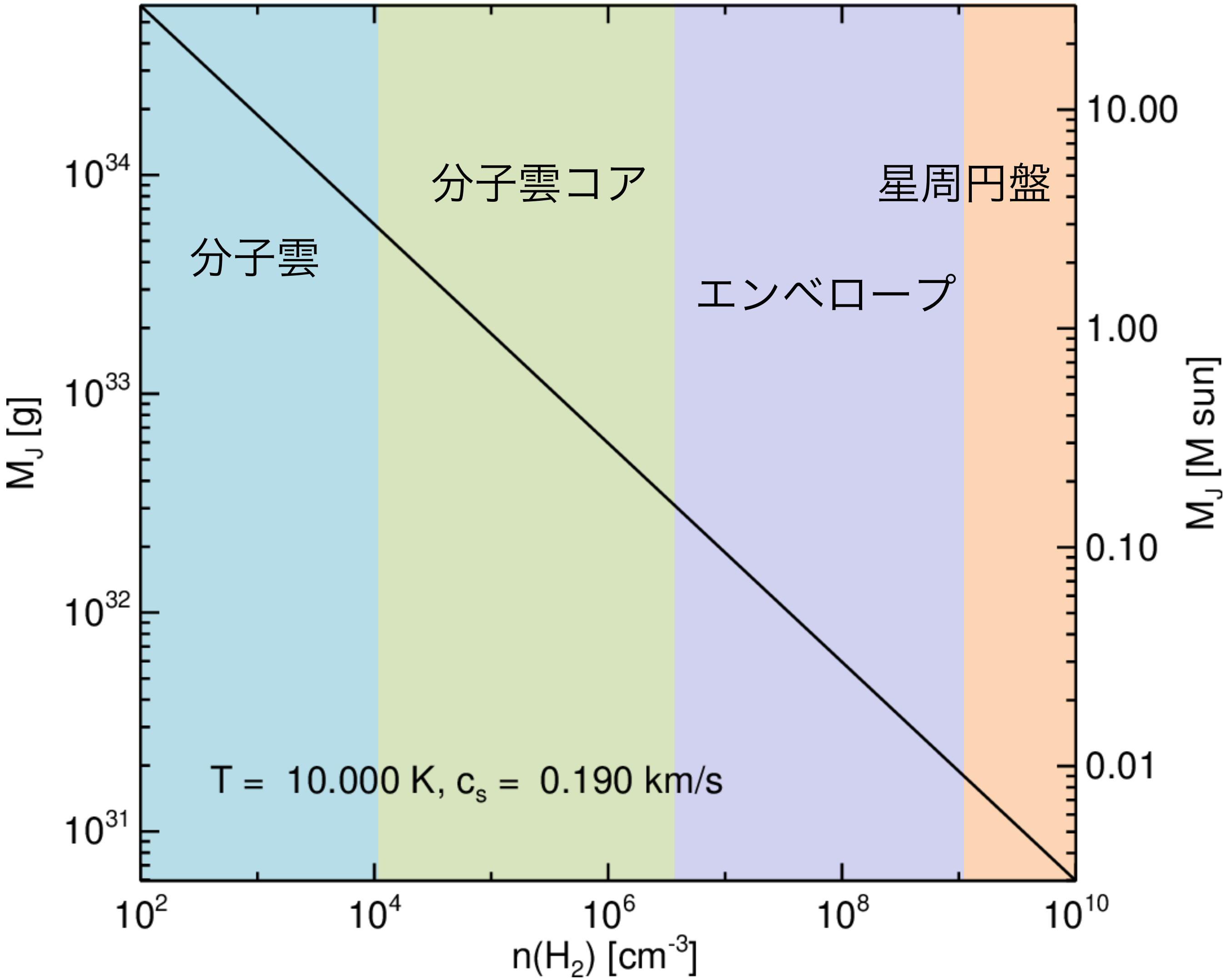
ガス雲の典型的質量

高密度ほどガス雲は軽い

Jeans length



Jeans mass



分子雲
分子雲コア
エンベロープ
星周円盤
T = 10.000 K, c$_s$ = 0.190 km/s
M_J [g]
M_J [M sun]
n(H$_2$) [cm^{-3}]
10^{34}
10^{33}
10^{32}
10^{31}
10.00
1.00
0.10
0.01
10^2
10^4
10^6
10^8
10^{10}

Jeans length, Jeans mass

	$n(\mathrm{H_2}) = 10^3\,\mathrm{cm^{-3}}$	$\lambda_J = 0.68\,\mathrm{pc}$	$M_J = 9.46\,M_\odot$
	$n(\mathrm{H_2}) = 10^4\,\mathrm{cm^{-3}}$	$\lambda_J = 0.22\,\mathrm{pc}$	$M_J = 2.99\,M_\odot$
高密度 分子雲コア	$\boxed{n(\mathrm{H_2}) = 10^5\,\mathrm{cm^{-3}}}$	$\boxed{\lambda_J = 0.068\,\mathrm{pc}}$	$\boxed{M_J = 0.946\,M_\odot}$
	$n(\mathrm{H_2}) = 10^6\,\mathrm{cm^{-3}}$	$\lambda_J = 0.022\,\mathrm{pc}$	$M_J = 0.299\,M_\odot$
	$n(\mathrm{H_2}) = 10^7\,\mathrm{cm^{-3}}$	$\lambda_J = 1411\,\mathrm{au}$	$M_J = 0.0946\,M_\odot$
	$n(\mathrm{H_2}) = 10^8\,\mathrm{cm^{-3}}$	$\lambda_J = 446\,\mathrm{au}$	$M_J = 0.0299\,M_\odot$
	$n(\mathrm{H_2}) = 10^9\,\mathrm{cm^{-3}}$	$\lambda_J = 141\,\mathrm{au}$	$M_J = 0.00946\,M_\odot$
	$n(\mathrm{H_2}) = 10^{10}\,\mathrm{cm^{-3}}$	$\lambda_J = 44.6\,\mathrm{au}$	$M_J = 0.00299\,M_\odot$
ファースト コア	$\boxed{n(\mathrm{H_2}) = 10^{11}\,\mathrm{cm^{-3}}}$	$\boxed{\lambda_J = 14.1\,\mathrm{au}}$	$\boxed{M_J = 0.000946\,M_\odot}$

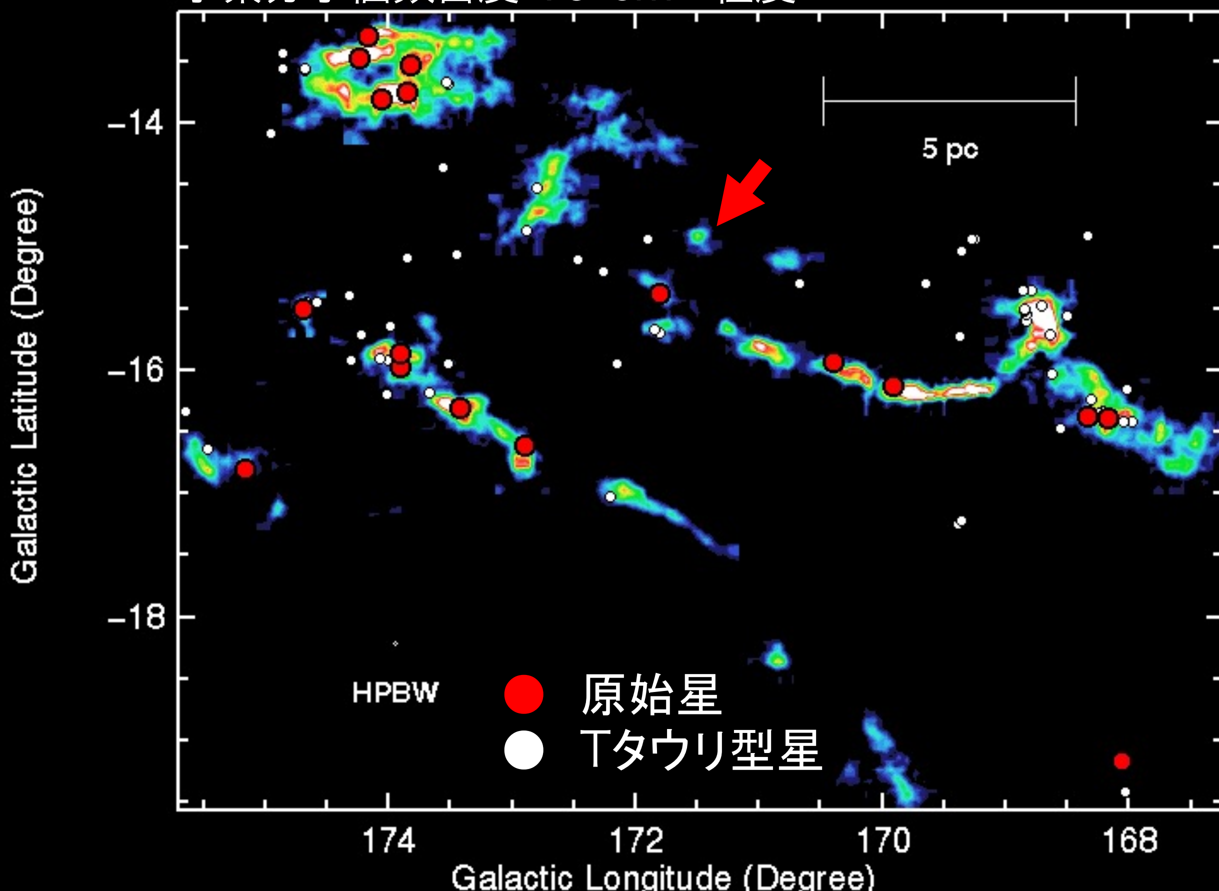
おうし座分子雲と分子雲コア

再掲

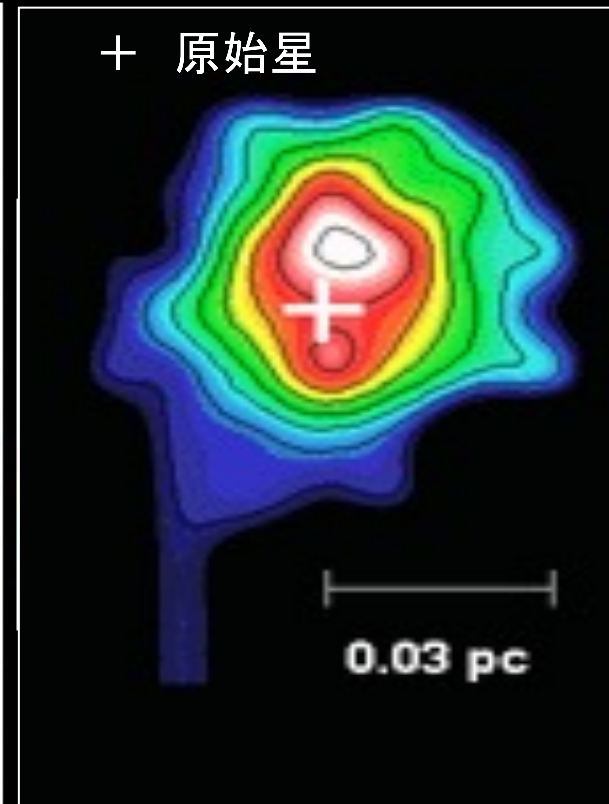
名古屋大学 NANTEN

分子輝線 $C^{18}O$
水素分子個数密度 $10^4 cm^{-3}$ 程度

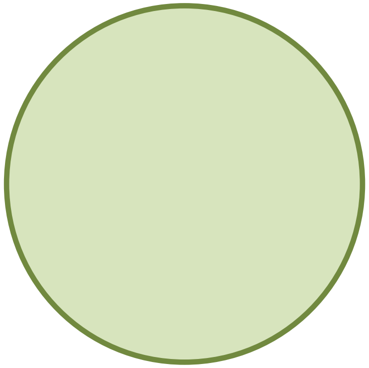
Integrated Intensity(K km/s)
Taurus C18O



$H^{13}CO^+$ core
水素分子個数密度 $10^5 cm^{-3}$ 程度



基本的なスケール　自己重力と圧力



一様球
半径 R
質量 M
音速 c_s

全エネルギー

$$E_{\rm tot} = E_{\rm th} + E_{\rm grav}$$
$$= \frac{3c_s^2 M}{2} - \frac{3GM^2}{5R}$$

一旦勝つとは？
次頁以降で

一旦、重力が勝つと勝ち続ける→ 重力崩壊

※ここから Jeans length と Jeans massを求めることもできる。

※本来はビリアル定理から出発する。外圧の効果も入る。

熱エネルギー　$$E_{\rm th} = \frac{1}{\gamma - 1}\int_V P dV = \frac{1}{5/3-1}\frac{4\pi R^3 \rho c_s^2}{3} = 2\pi\rho c_s^2 R^3 = \frac{3c_s^2 M}{2}$$

重力エネルギー　$$E_{\rm grav} = -\frac{1}{2}\int_V \rho\Phi dV = -\frac{16}{15}\pi^2 G\rho^2 R^5 = -\frac{3GM^2}{5R}$$

$$\Phi = \frac{2}{3}\pi G\rho\left(r^2 - 3R^2\right)$$
重力ポテンシャル

Bonner-Ebert sphere

自己重力を持った等温ガス雲の球対称な平衡解

基礎方程式

$$\frac{1}{\rho}\frac{dp}{dr} + \frac{d\Phi}{dr} = 0$$

$$p = c_s^2 \rho$$

$$\frac{1}{r^2}\frac{d}{dr}\left(r^2 \frac{d}{dr}\Phi\right) = 4\pi G\rho$$

Lame-Emden 方程式

$$\frac{d^2 w}{dz^2} + \frac{2}{z}\frac{dw}{dz} = e^{-w}$$

$$z = \frac{c_s}{\sqrt{4\pi G\rho_c}} r, \quad w = -\ln\frac{\rho}{\rho_c}$$

ρ_c は中心密度

境界条件

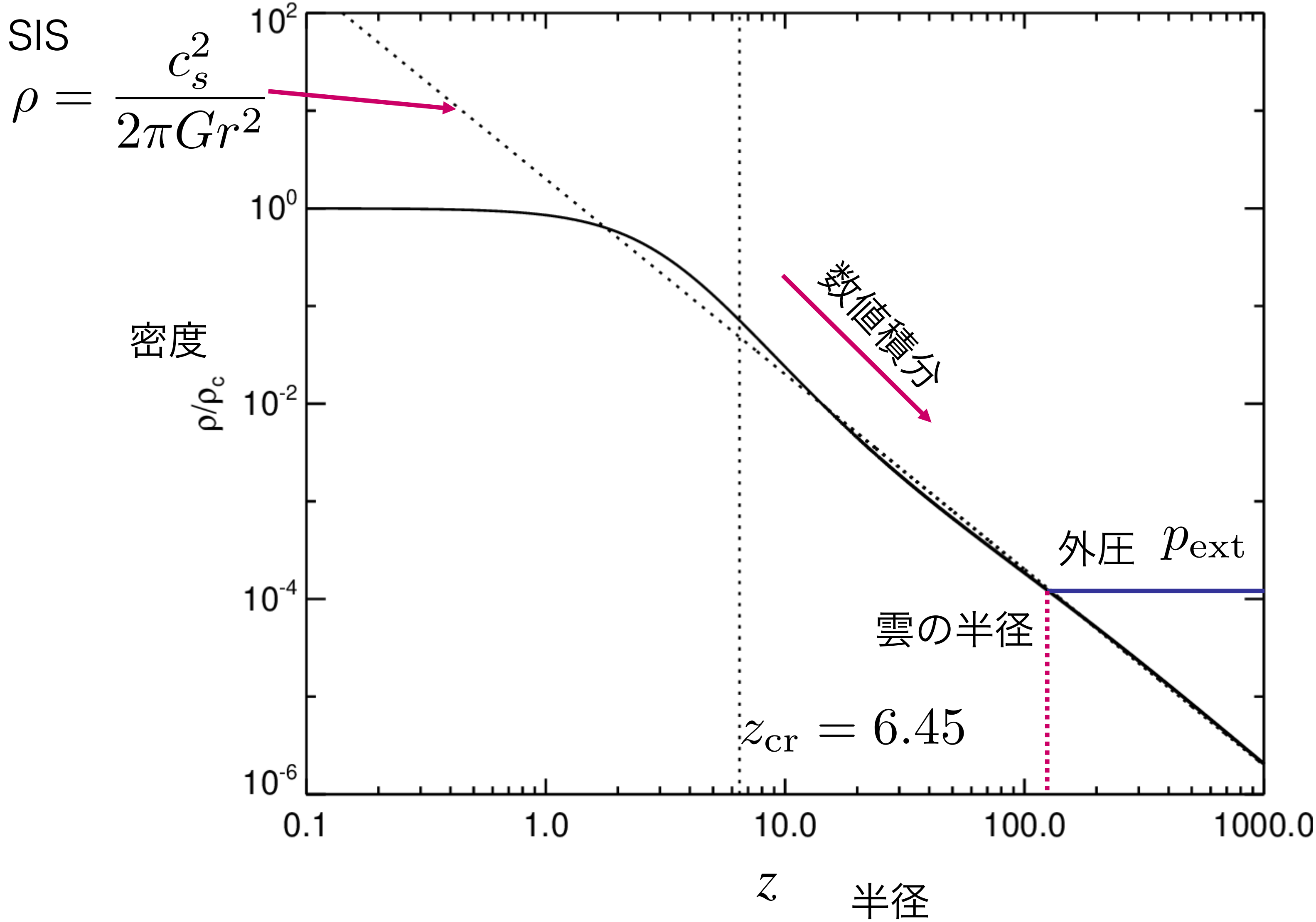
$z = 0$ （原点）で

$$w = 0 \ (\rho = \rho_c), \quad \frac{dw}{dz} = 0 \left(\frac{d\rho}{dr} = 0\right)$$

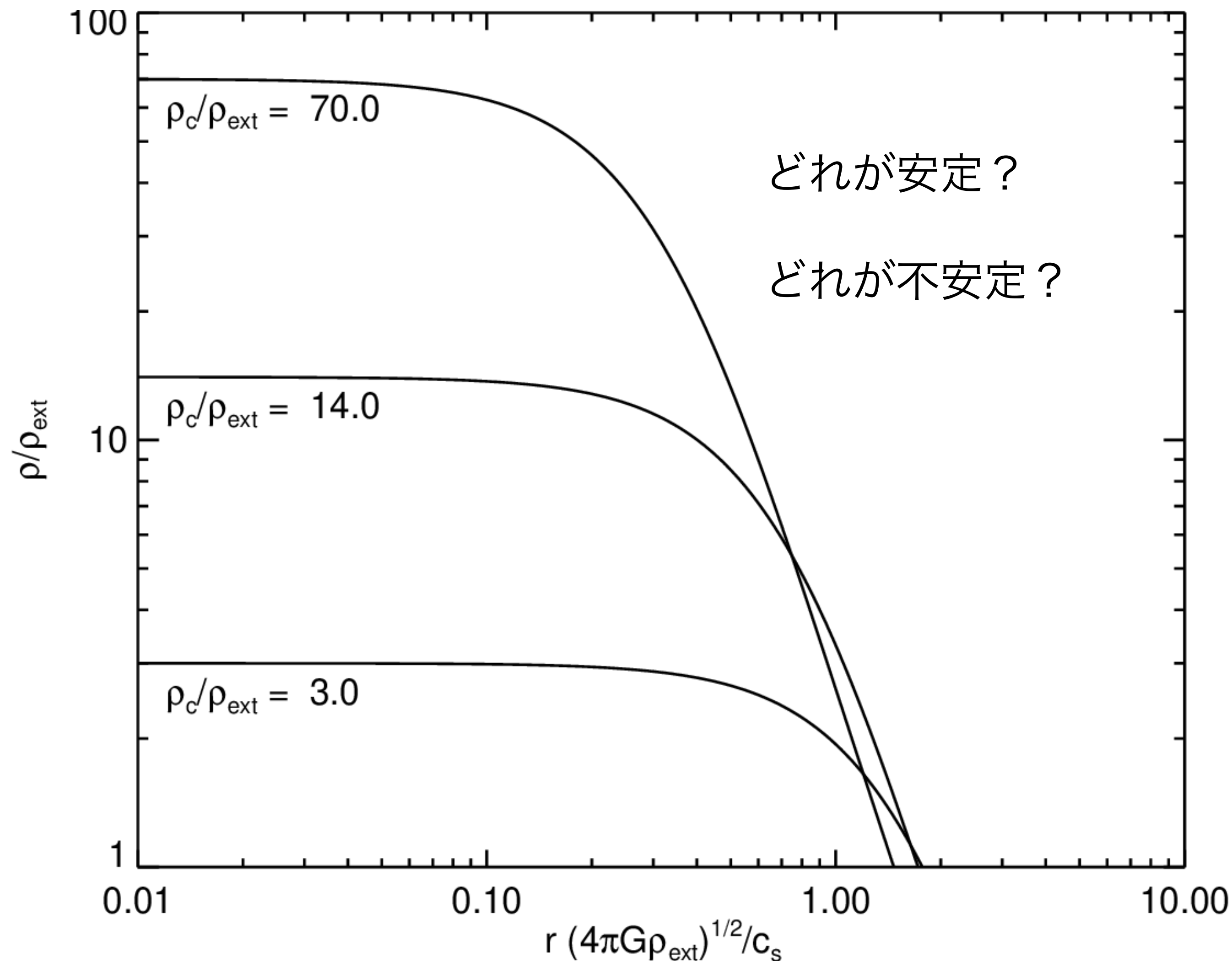
中心から外に向かって数値積分

$$\begin{cases} \dfrac{dy}{dz} + \dfrac{2y}{z} = e^{-w} \\ \dfrac{dw}{dz} = y \end{cases}$$

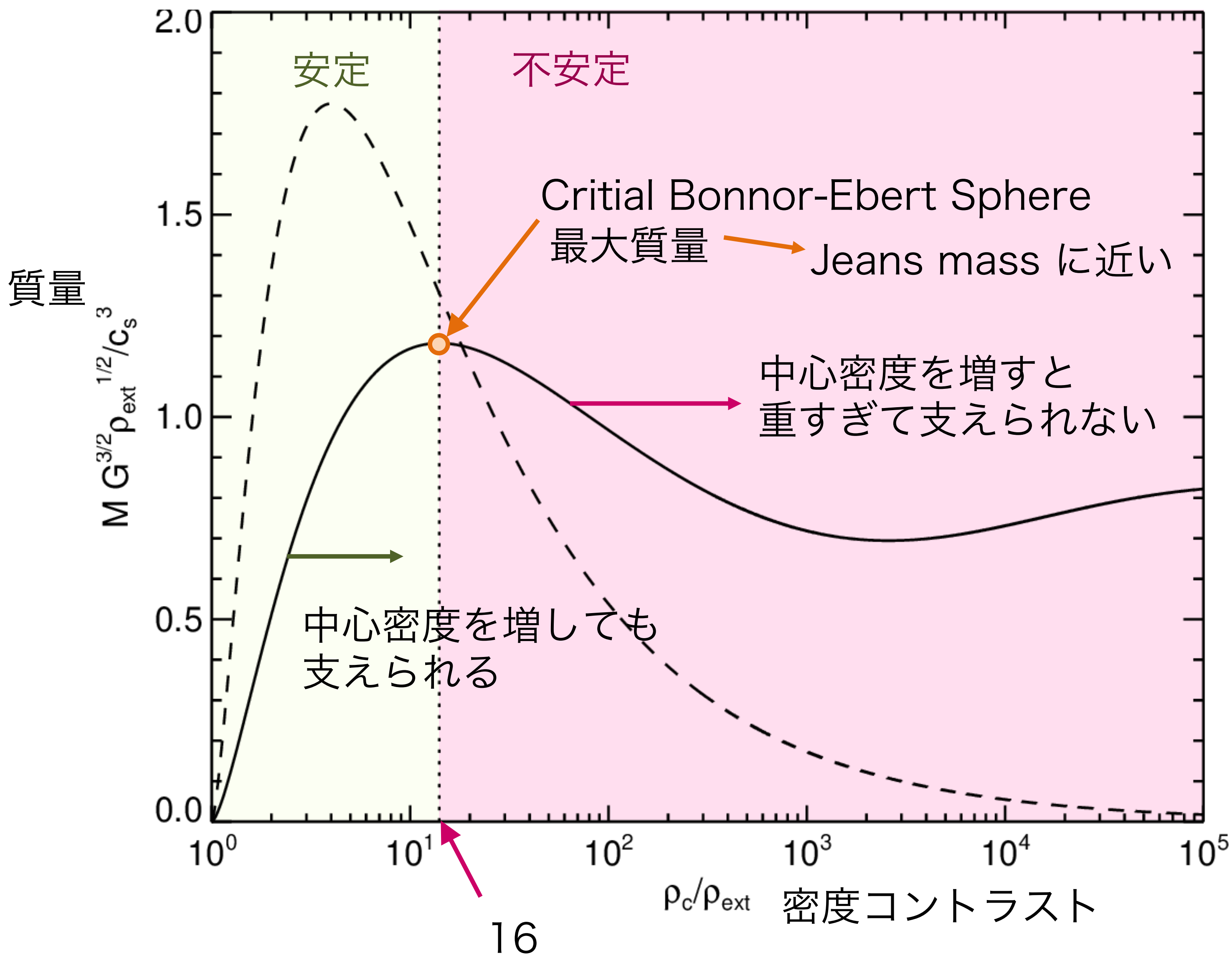
Bonner-Ebert sphere　解のかたち



BE球　ガス雲の外圧を考える

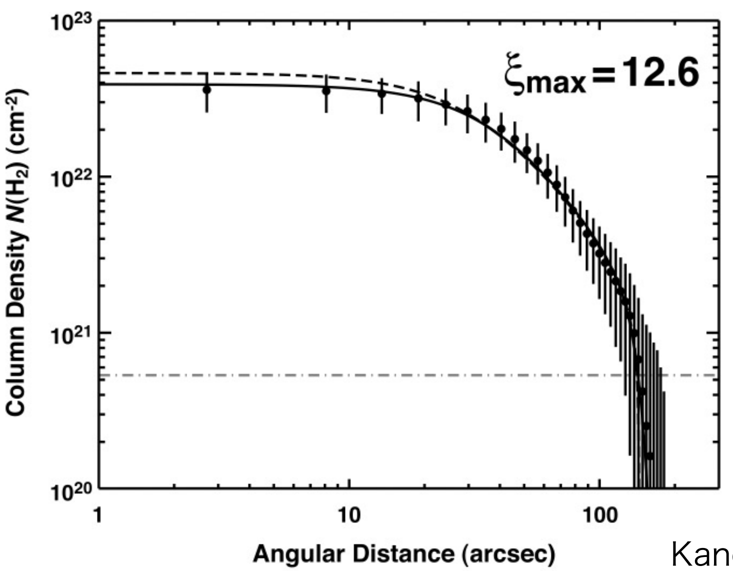


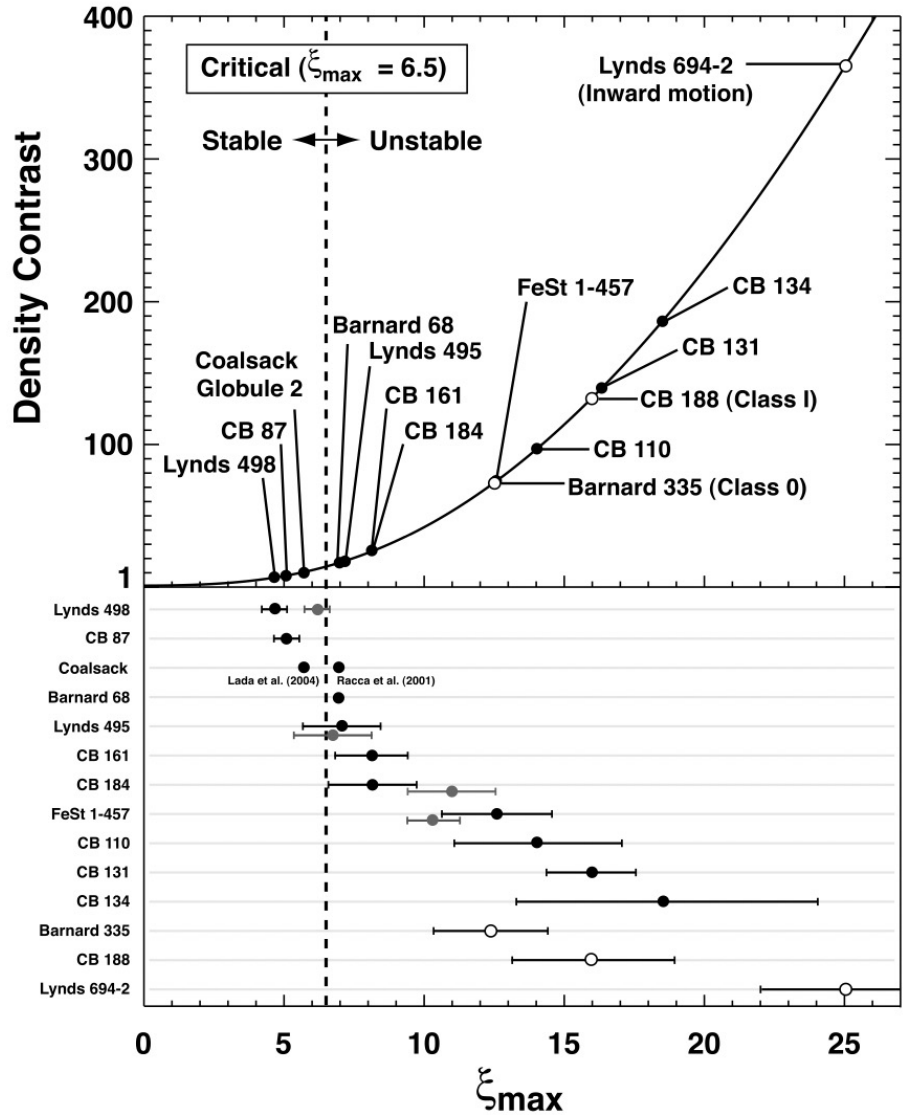
BE球　質量と中心密度の関係



Bok globule は BE 球でフィット可能

FeSt 1-457

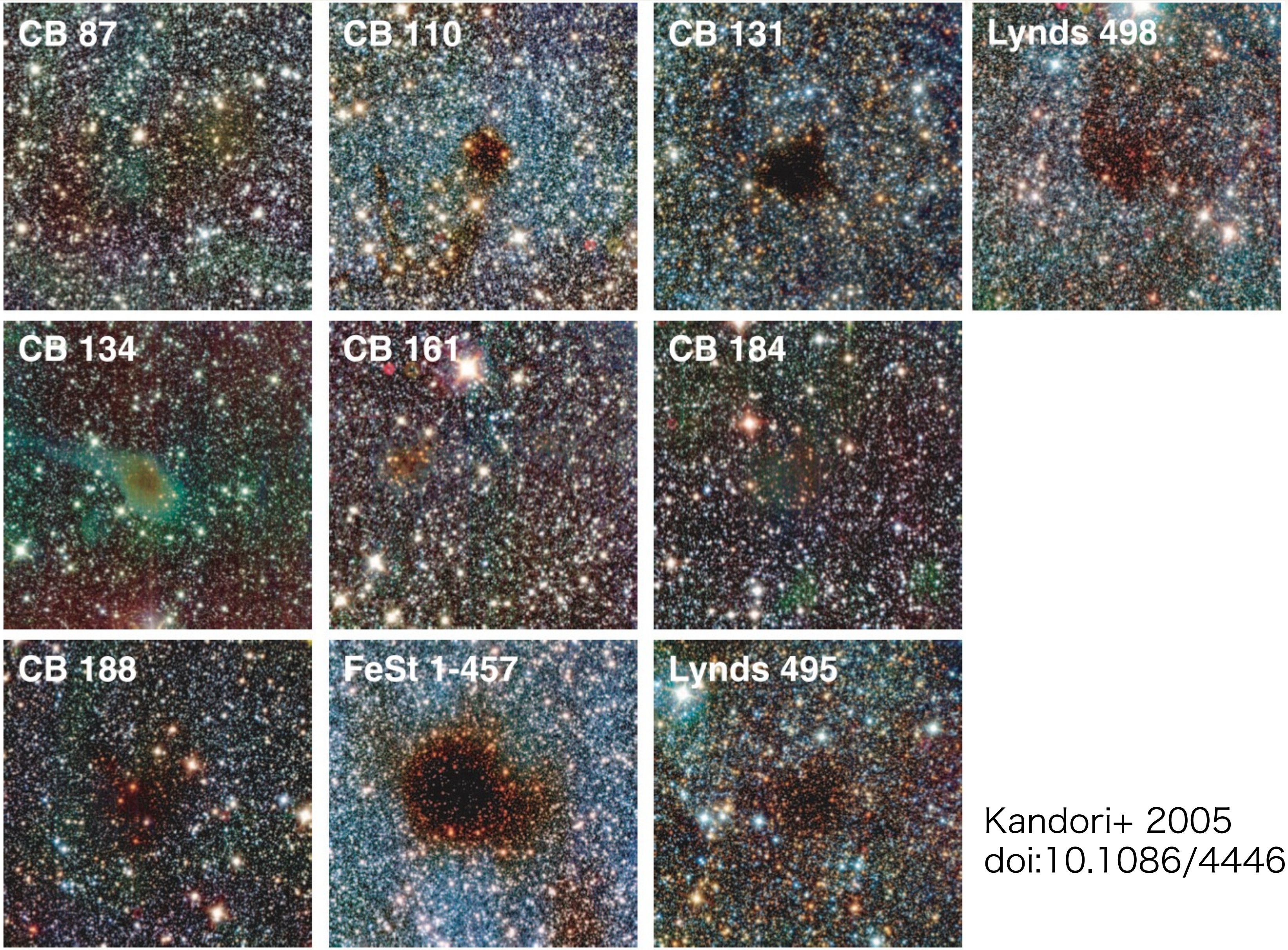




z ガス雲の半径（無次元化）

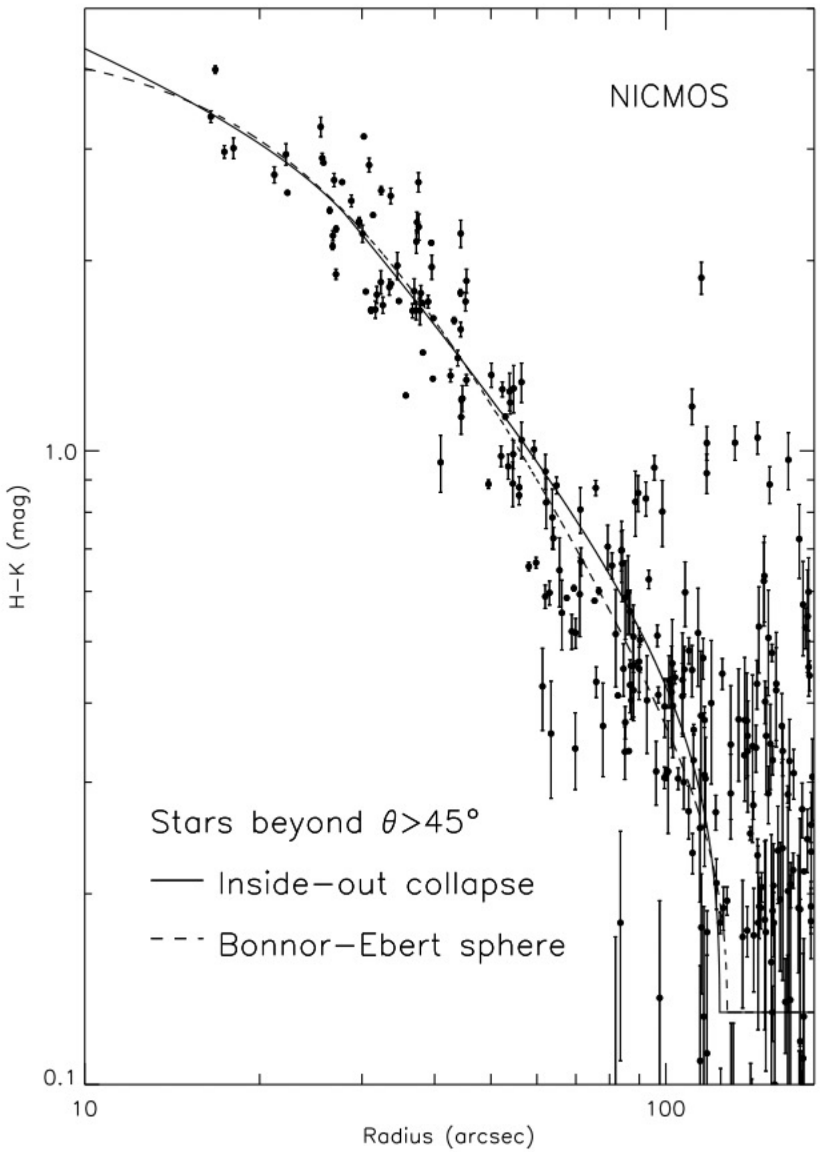
Kandori+ 2005 doi:10.1086/444619

Bok globule　球対称の近似は妥当か？



Kandori+ 2005
doi:10.1086/444619

星ありコア B335



Inside-out collapse
Bonnor-Ebert sphere
どちらでもフィットできる

Harvey et al. (2001)
doi:10.1086/324076

自己重力
と圧力
（フィラメント版）

フィラメントの物理

重力と圧力を比べる（半径方向）

重力加速度
$$g_r = -\frac{d\Phi}{dr} = -\frac{4\pi G}{r}\int_0^r r\rho dr = -\frac{2GM_{\rm line}}{r}$$

ポアソン方程式
$$\frac{1}{r}\frac{d}{dr}\left(r\frac{d\Phi}{dr}\right) = 4\pi G\rho$$

$$M_{\rm line} = \int_0^r 2\pi r\rho dr$$

線密度（単位長さあたりの質量）

圧力勾配
$$-\frac{1}{\rho}\frac{dp}{dr} = -\frac{c_s^2}{\rho}\frac{d\rho}{dr} \sim \frac{c_s^2}{r}$$

初期に圧力で支えられないガス雲は
収縮しても圧力で支えられない

磁場では支えれるかな？
→演習問題

フィラメントの物理（臨界線密度）

もっと定量的に

等温で無限に長いフィラメントの平衡解 (Stod´olkiewicz 1963;Ostriker 1964)

$$\rho(r) = \rho_c \left[1 + \left(\frac{r}{H}\right)^2\right]^{-2}, \quad H = \left(\frac{2c_s^2}{\pi G \rho_c}\right)^{1/2}$$

重力加速度

$$\begin{aligned} g_r &= -\frac{4\pi G}{r}\int_0^r r\rho dr \\ &= -\frac{4\pi G H \rho_c}{x}\int_0^x x(1+x^2)^{-2}dx \\ &= -2\pi G H \rho_c \frac{x}{1+x^2} \end{aligned}$$

圧力勾配

$$\begin{aligned} -\frac{c_s^2}{\rho}\frac{d\rho}{dr} &= -\frac{c_s^2}{H}\left(1+x^2\right)^2 \frac{d}{dx}\left(1+x^2\right)^{-2} \\ &= \frac{4c_s^2}{H}\frac{x}{1+x^2} \end{aligned}$$

重力＞圧力

$$\pi H^2 \rho_c > \frac{2c_s^2}{G}$$

$$\boxed{M_{\rm line} > \frac{2c_s^2}{G} \quad (= M_{\rm line,cr})}$$

線密度が臨界線密度を超えると重力収縮する

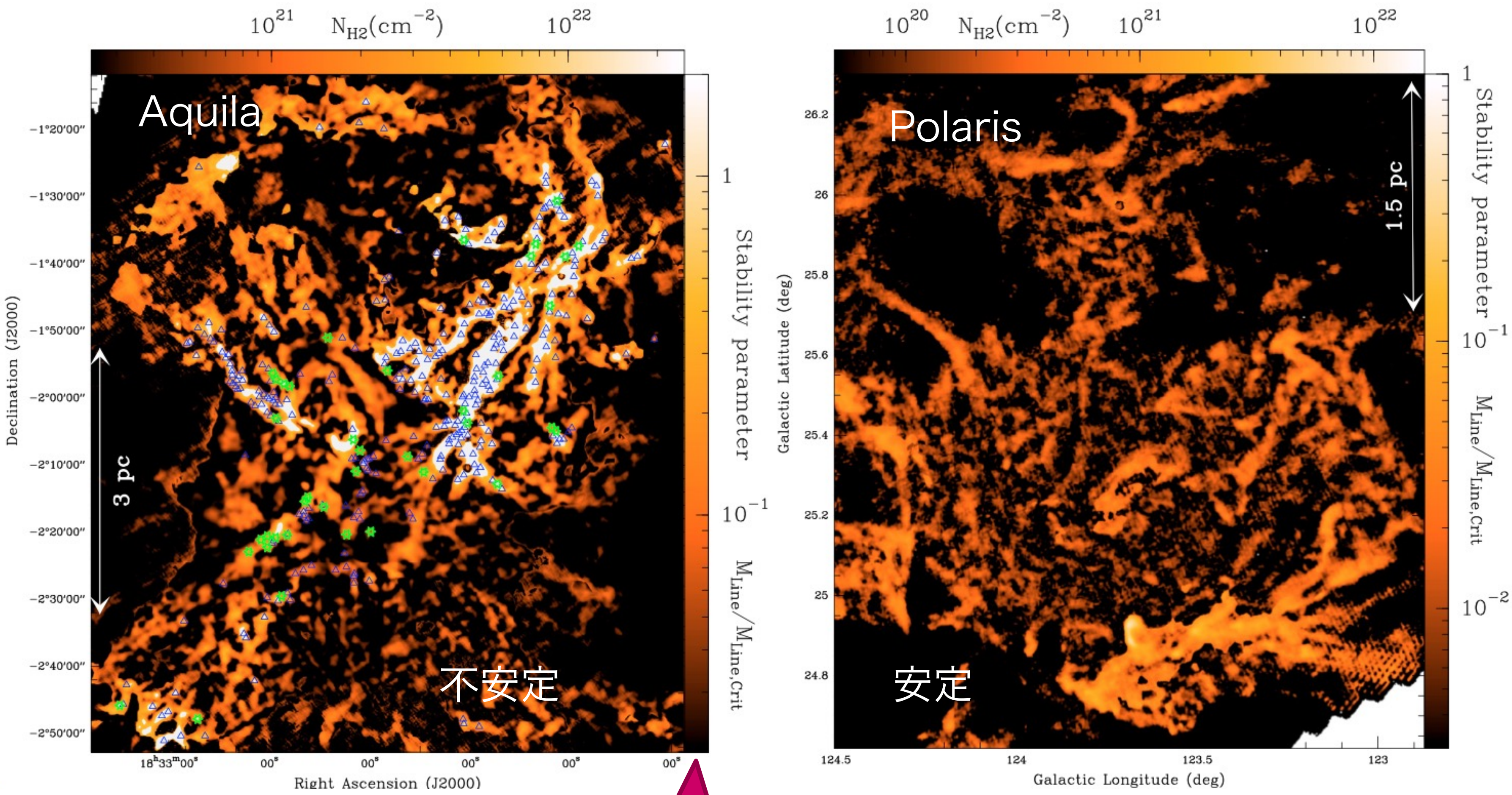
Inutsuka & Miyama (1997)

線密度の計算

$$\begin{aligned} M_{\rm line} &= \int_0^r 2\pi r \rho dr \\ &= 2\pi H^2 \rho_c \int_0^x x(1+x^2)^{-2}dx \\ &= \pi H^2 \rho_c \frac{x^2}{1+x^2} \\ &\to \pi H^2 \rho_c \quad (x \to \infty) \end{aligned}$$

分子雲の基本形態はフィラメント

再掲



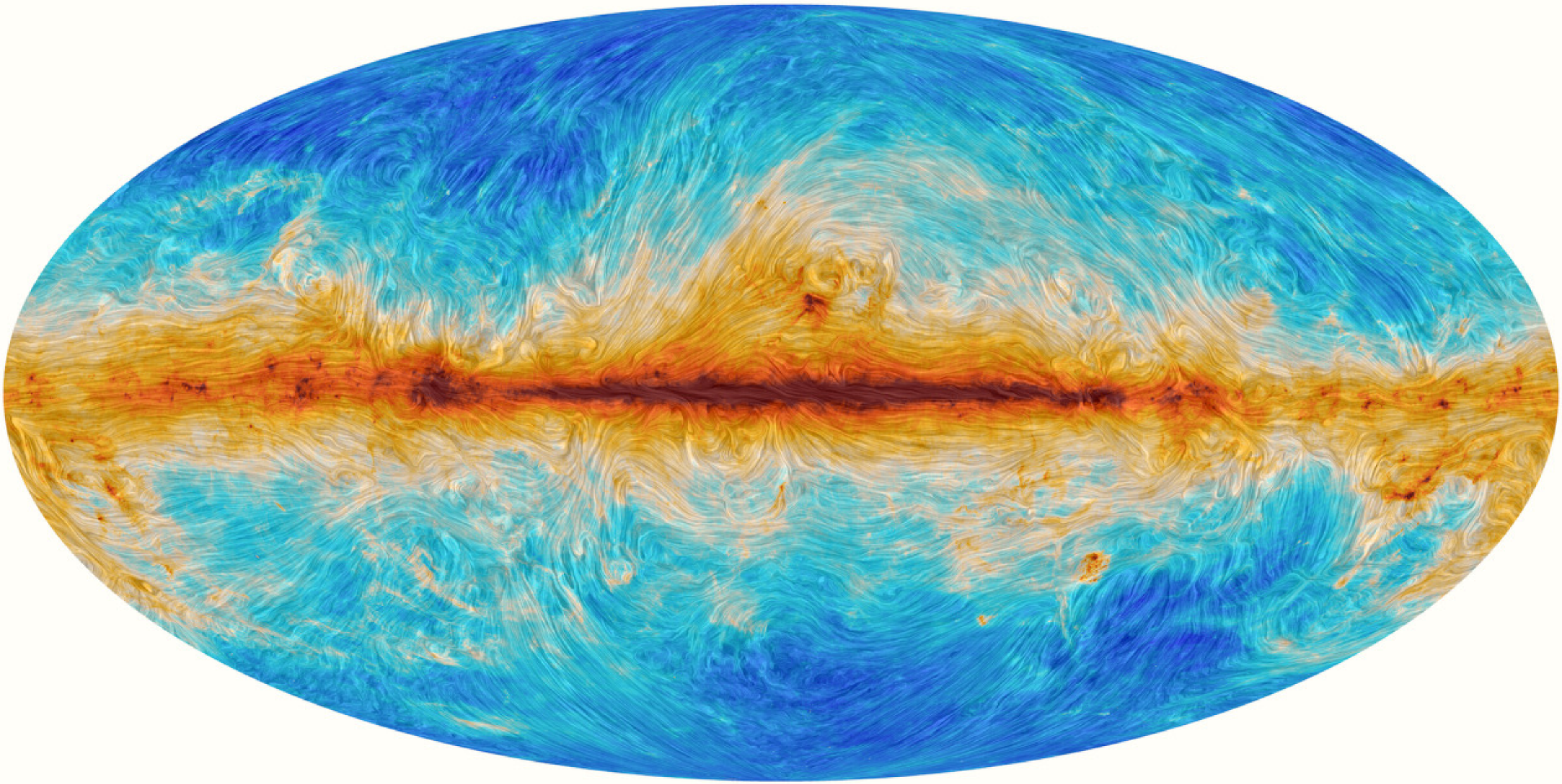
△☆Class 0 原始星

臨界線密度で
規格化した線密度

Herschel Gould Belt Survey
Andre+ 2010
DOI: 10.1051/0004-6361/201014666

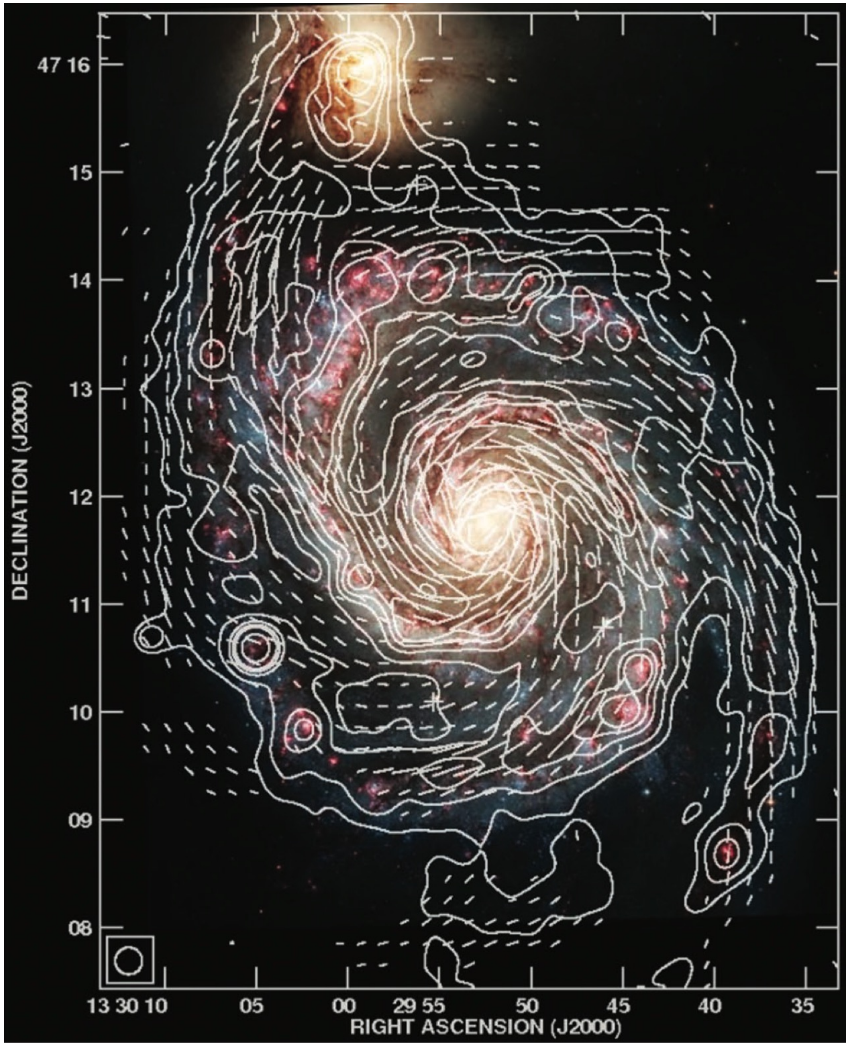
磁場

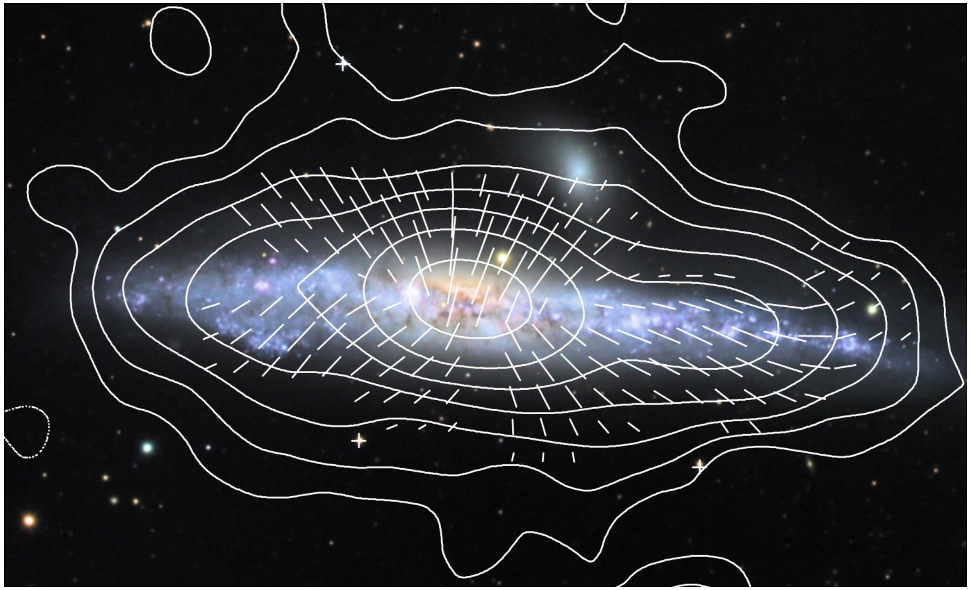
星間磁場　銀河スケール



Plank 衛星による全天偏光観測 353 GHz (Adam et al. 2016)
色：ダスト分布
流線：磁場

銀河磁場　系外銀河





Edge-on irregular galaxy NGC 4631 (total and polarized intensity), observed with the Effelsberg telescope at 8 GHz (3.6 cm wavelength).
Optical background image: Misti Mountain Observatory
© M. Krause (MPIfR Bonn)

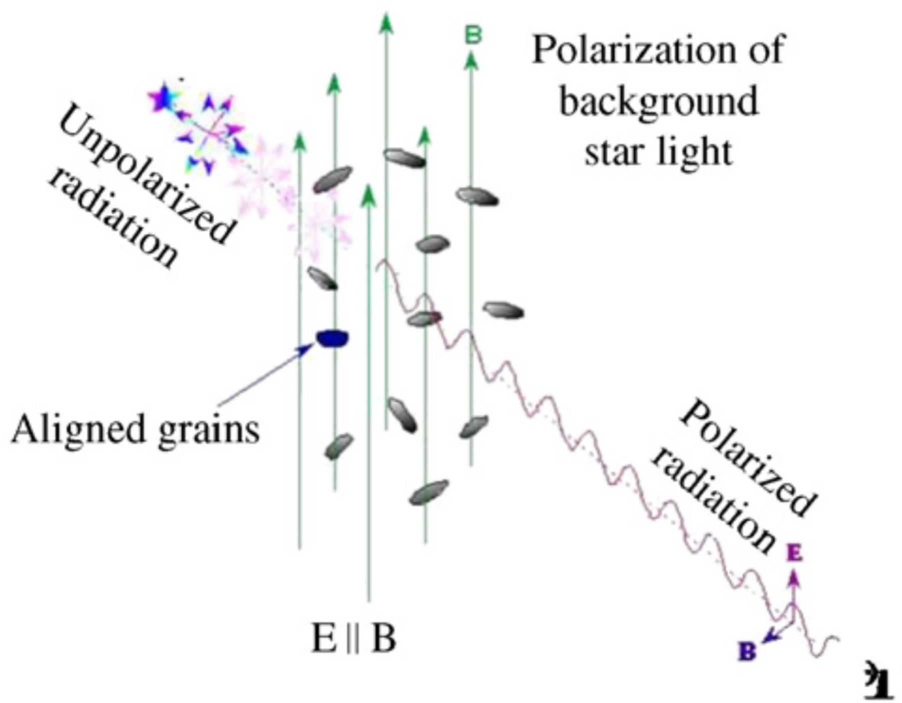
M51 6cm 偏光＋HST (Fletcher et al. 2011)

ダストによる偏光

偏光観測から磁場の方向を見積もる（視線に垂直成分）

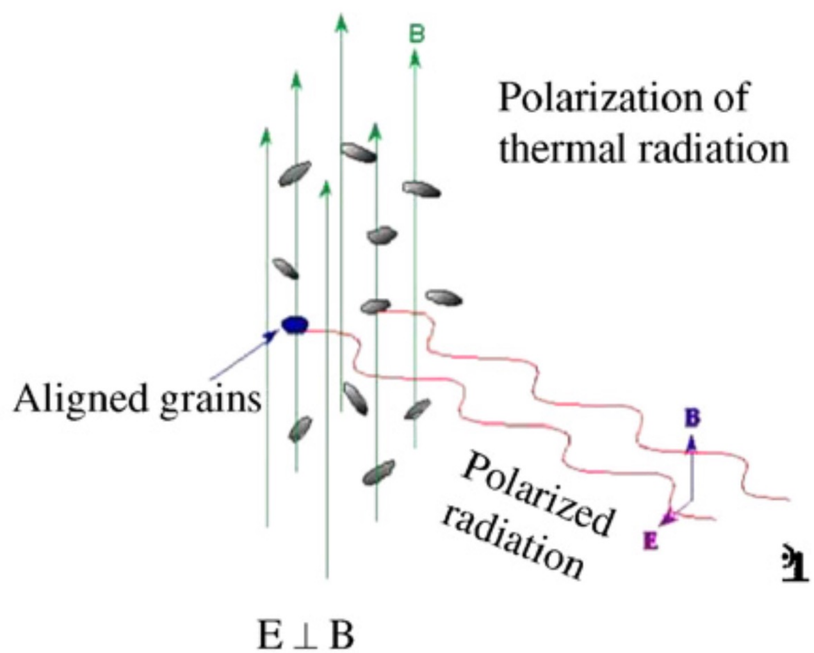
背景星の偏光
可視・近赤外

a



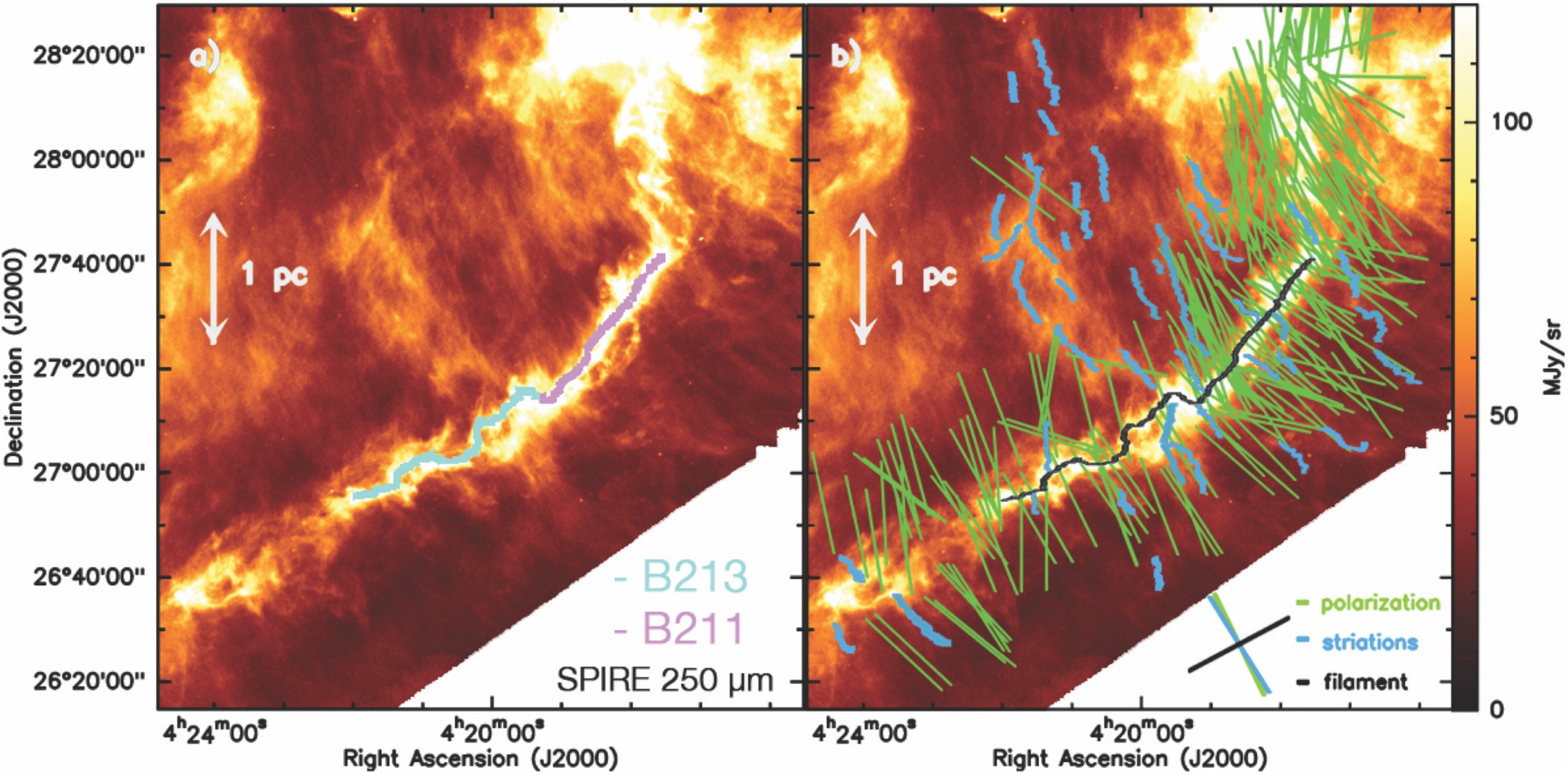
ダスト熱輻射の変更
サブミリ波

b



出典： Lazarian 2007

星間磁場　分子雲スケール



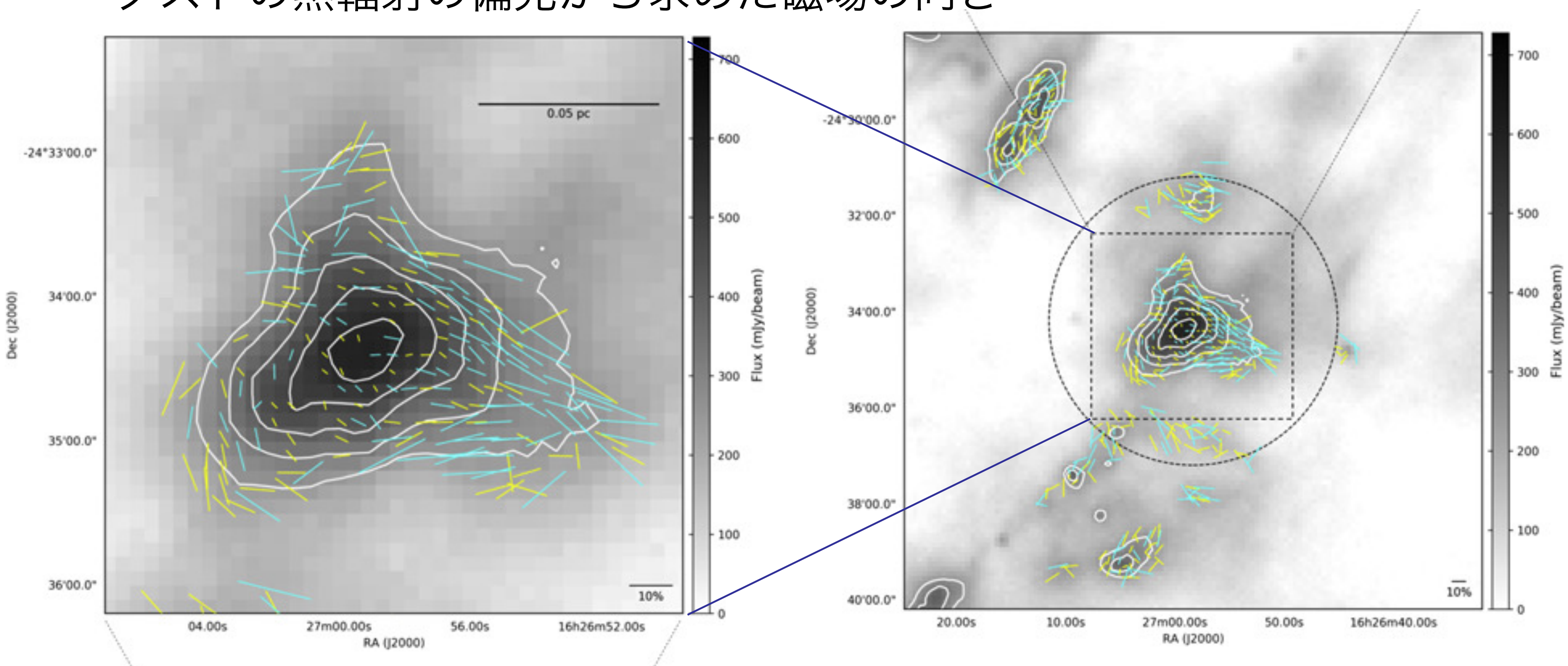
Palmeirim et al. 2013

可視・赤外の偏光
フィラメントに垂直な磁場

分子雲コアの磁場

The Starless Core ρ Ophiuchus C

ダストの熱輻射の偏光から求めた磁場の向き



グレー：850μm continuum
黄色： P/δP > 2, シアン: P/δP > 3
δP：偏光の不定性

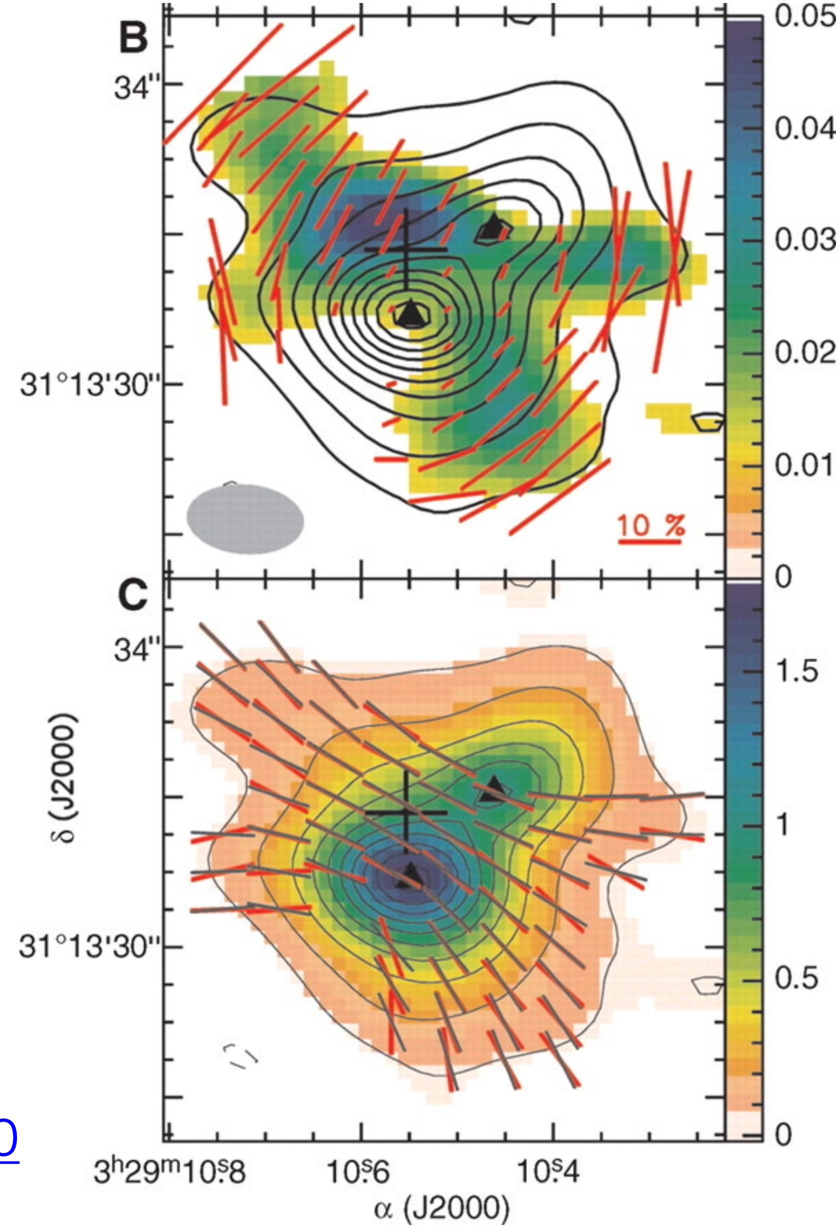
JCMT BISTRO Survey
Liu et al. 2019
https://doi.org/10.3389/fspas.2019.00066

分子雲コアの磁場　砂時計型

背景： 877 μm ダスト連続波

偏光ベクトル

磁場ベクトル
赤：観測
灰：放物線フィット



Girart et al. 2006
DOI: 10.1126/science.11290

分子雲コアの磁場

The Starless Core ρ Ophiuchus C　877 μm ダスト連続波

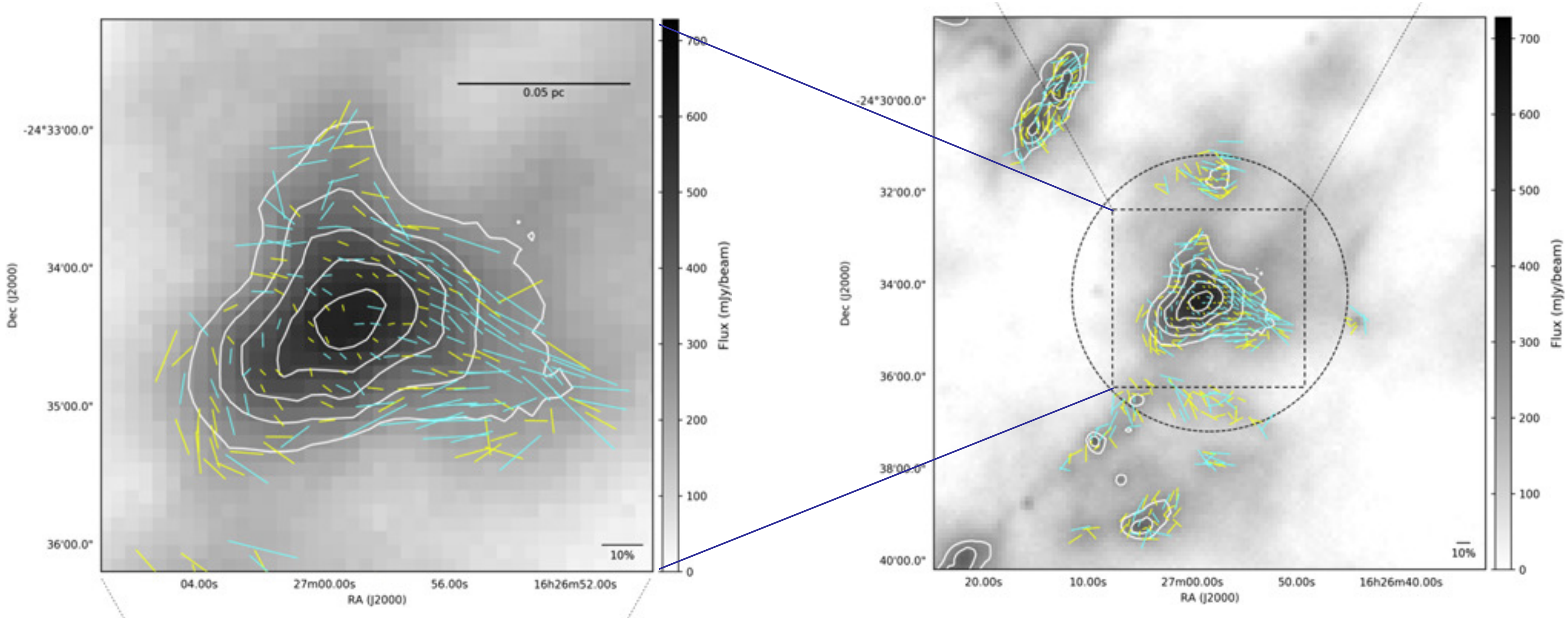
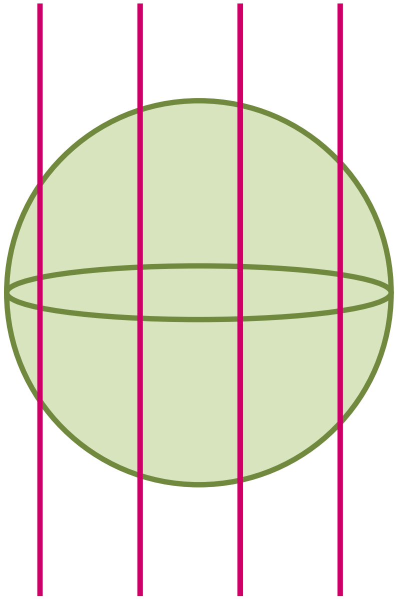


Figure 3. Magnetic field orientation maps. The total intensity of the 850 μm continuum from the GBS project is shown in gray scale. The total intensity is also shown in contour levels, starting from 250 mJy beam^{-1} and continuing at steps of 80 mJy beam^{-1}. Vectors are from the POL-2 data with $\delta P < 5\%$. The yellow and cyan vectors correspond to data with $P/\delta P > 2$ and $P/\delta P > 3$, respectively. A reference 10% vector is shown in the lower right corner. A black dashed circle shows the central region of 3' radius.

JCMT BISTRO Survey
Liu et al. 2019
http://dx.doi.org/10.3847/1538-4357/ab0958

基本的なスケール　自己重力と磁場



一様球
半径 R
質量 M
磁場 B

全エネルギー

$$E_{\mathrm{tot}} = E_{\mathrm{mag}} + E_{\mathrm{grav}}$$
$$= \frac{\Phi_B^2}{3\pi^2 R} - \frac{3GM^2}{5R}$$

※ビリアル定理を使うとこの係数は3になる。
　表面の効果があるため。

磁気エネルギー

$$E_{\mathrm{mag}} = \int_V \frac{B^2}{8\pi} dV = \frac{B^2}{8\pi}\frac{4}{3}\pi R^3 = \frac{\Phi_B^2}{6\pi^2 R}$$

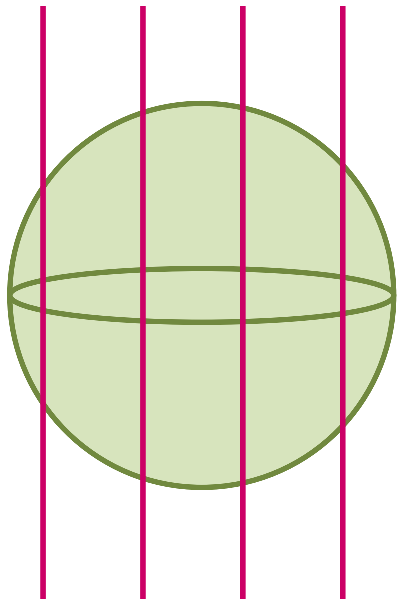
$$\Phi_B = \pi R^2 B$$　磁束

重力エネルギー

$$E_{\mathrm{grav}} = -\frac{1}{2}\int_V \rho\Phi dV = -\frac{16}{15}\pi^2 G\rho^2 R^5 = -\frac{3GM^2}{5R}$$

$$\Phi = \frac{2}{3}\pi G\rho\left(r^2 - 3R^2\right)$$　重力ポテンシャル

基本的なスケール　自己重力と磁場



全エネルギー

一様球
半径 R
質量 M
磁場 B

$$E_{\mathrm{tot}} = E_{\mathrm{mag}} + E_{\mathrm{grav}}$$

$$= \frac{\Phi_B^2}{3\pi^2 R} - \frac{3GM^2}{5R}$$

初期に磁場で支えられないガス雲は
収縮しても磁場で支えられない

臨界質量は

$$M_{\mathrm{cr}} = \frac{\sqrt{5}}{3\pi} G^{-1/2} \Phi_B = 0.237\, G^{-1/2} \Phi_B$$

数値計算による安定性解析（Tomisaka 1988)

$$M_{\mathrm{cr}} = \frac{1}{2\pi} G^{-1/2} \Phi_B = 0.159\, G^{-1/2} \Phi_B$$

$M > M_{\mathrm{cr}}$　Magnetically super-critical

$M < M_{\mathrm{cr}}$　Magnetically sub-critical

平衡解にもとづく解析

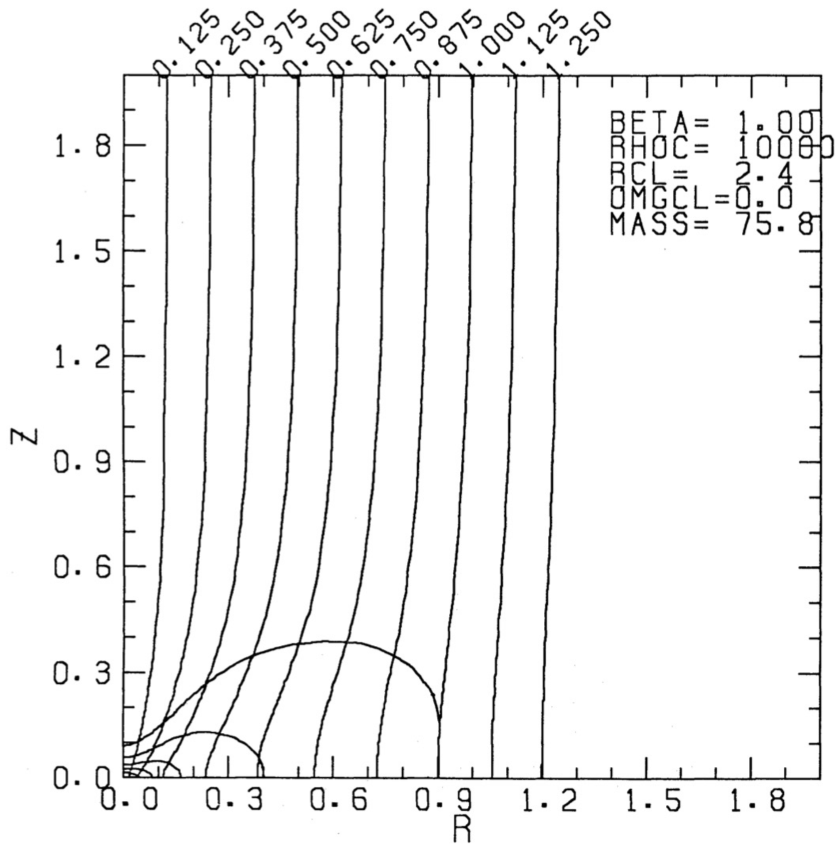
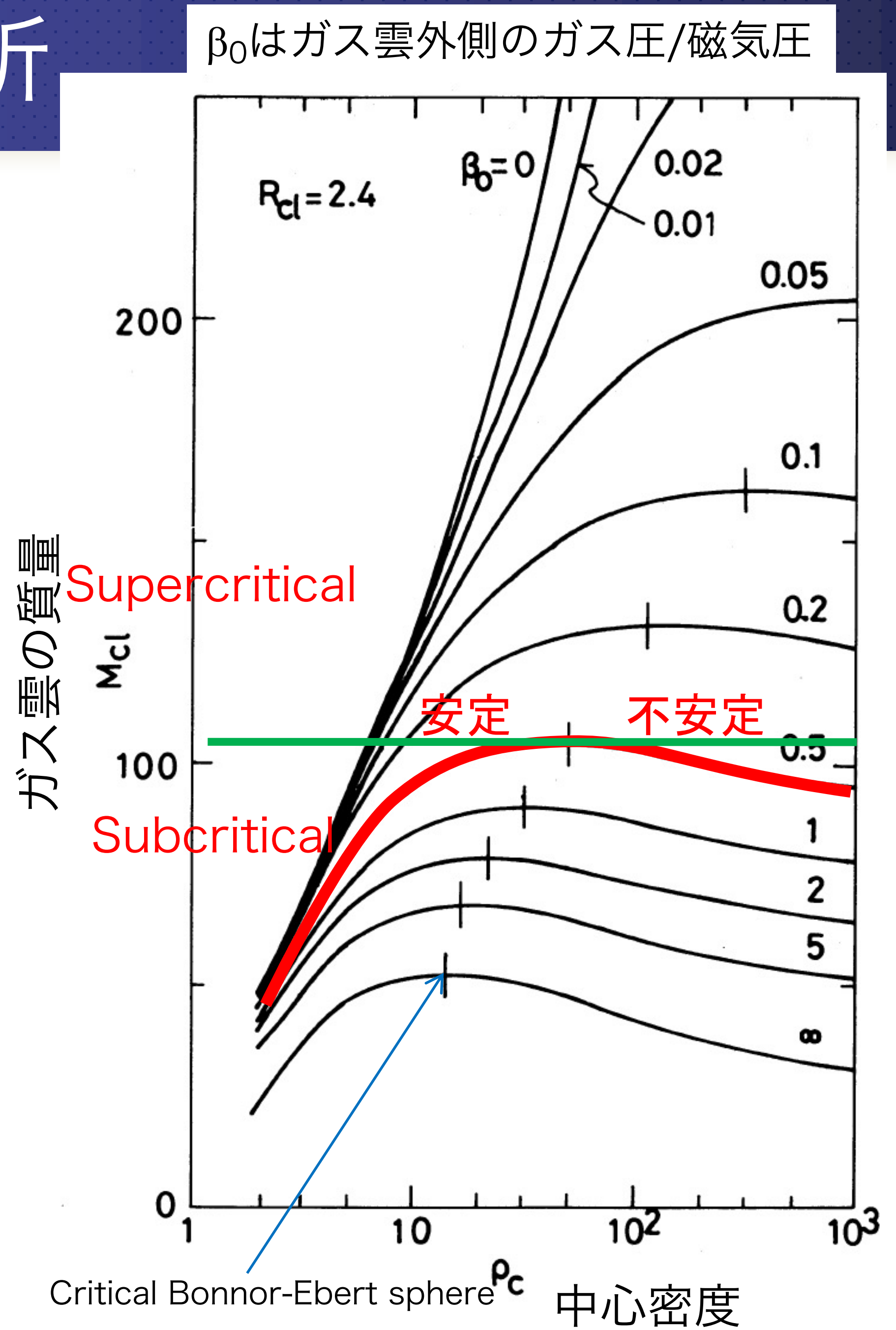


FIG. 1h

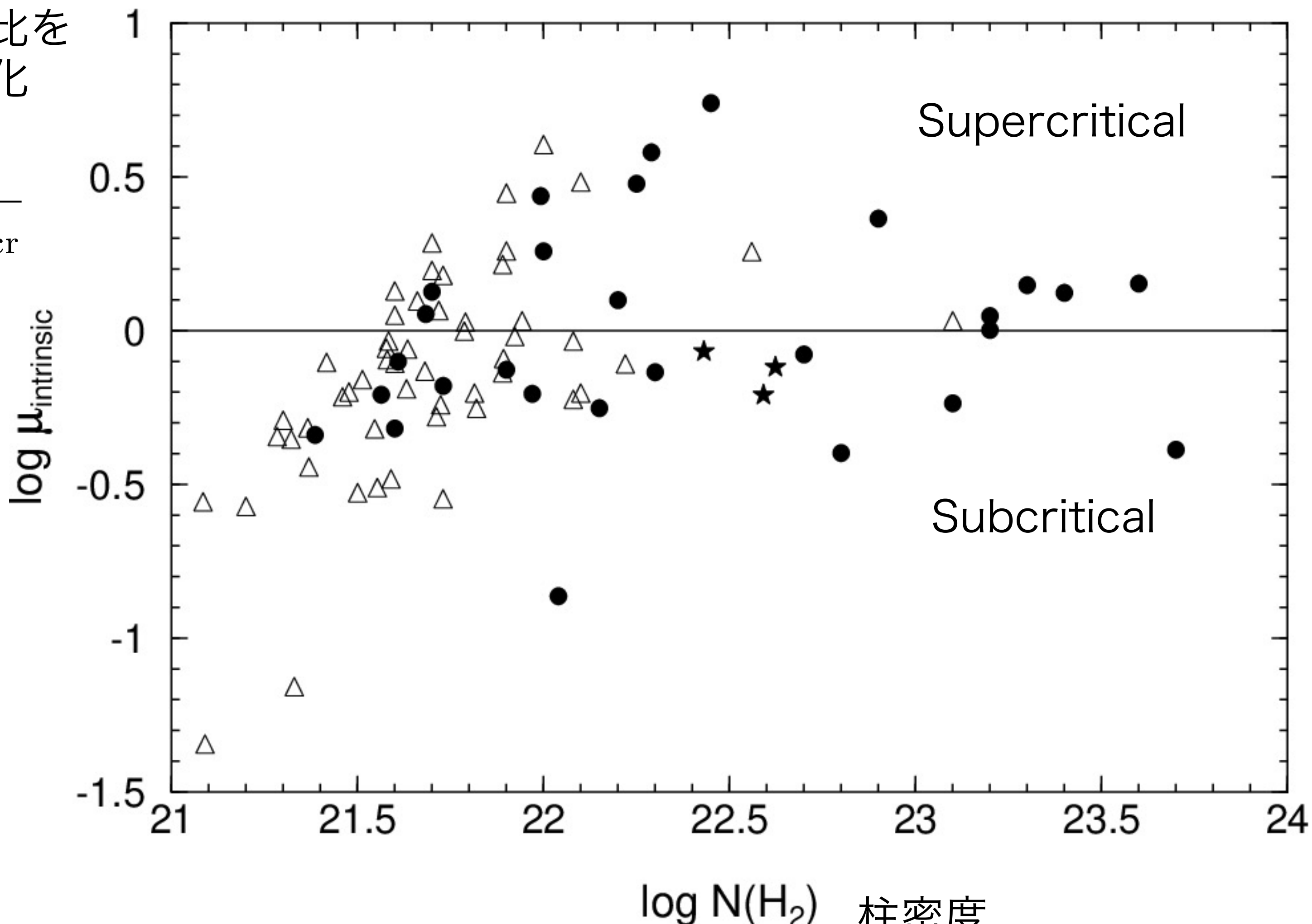
Tomisaka et al. 1988 doi:10.1086/166923



現実の分子雲は臨界値付近

質量と磁束の比を
臨界値で規格化

$$\mu = \frac{(M/\Phi_B)}{(M/\Phi_B)_{\rm cr}}$$



柱密度

●はZeeman効果、★はChandrasekhar-Fermi法、△は下限値を表す。

星間雲の磁場強度　ゼーマン効果

ゼーマン効果は磁場の視線成分 B_{los} を測定する

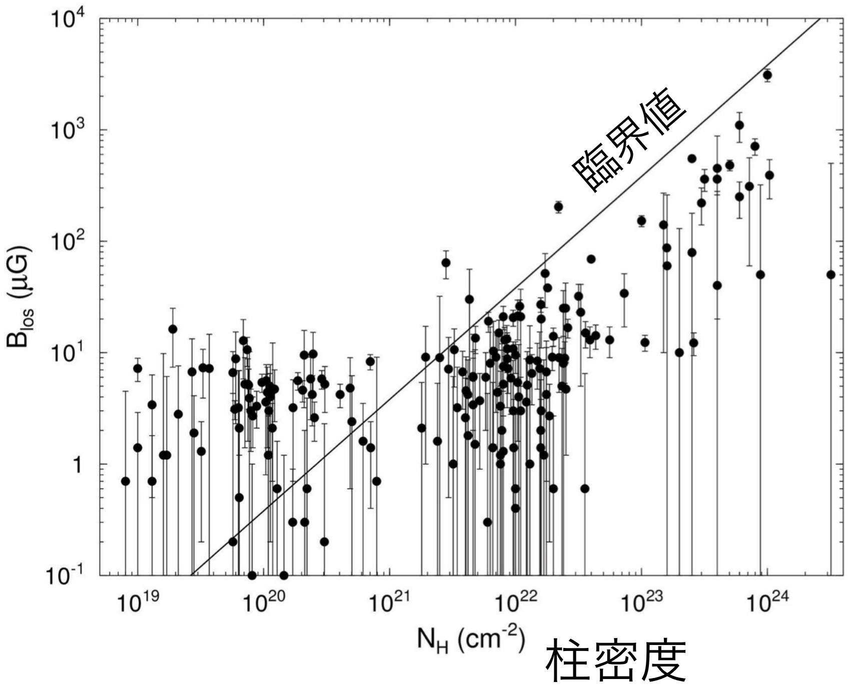


FIGURE 4 | H I, OH, and CN Zeeman measurements of B_{LOS} vs. $N_H = N_{H\,I} + 2N_{H_2}$. The straight line is for a critical $M/\Phi = 3.8 \times 10^{-21} N_H/B$. Measurements above this line are subcritical, those below are supercritical.

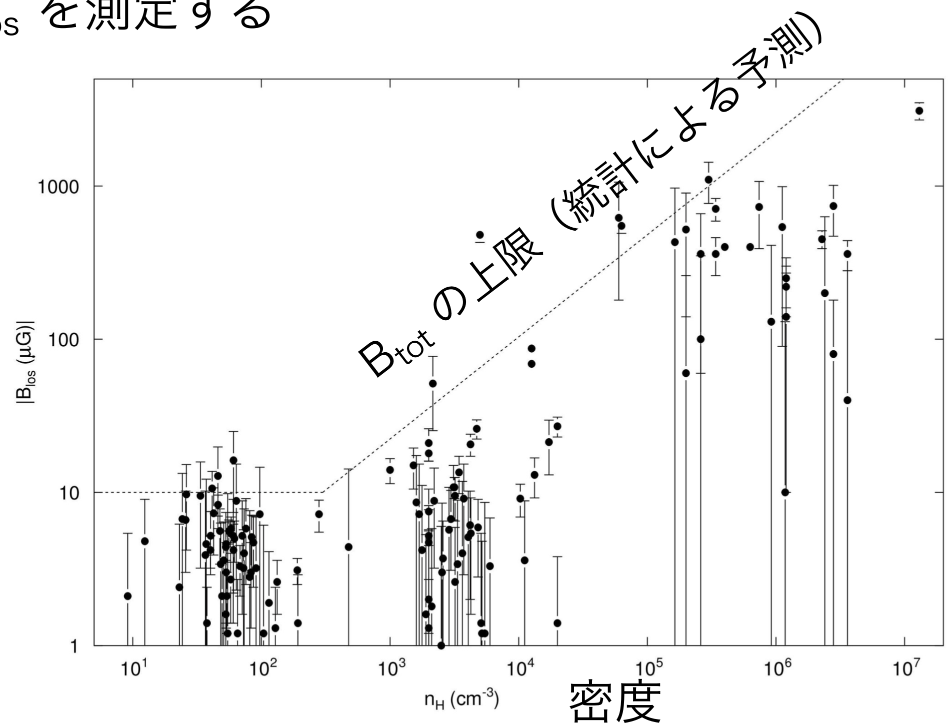
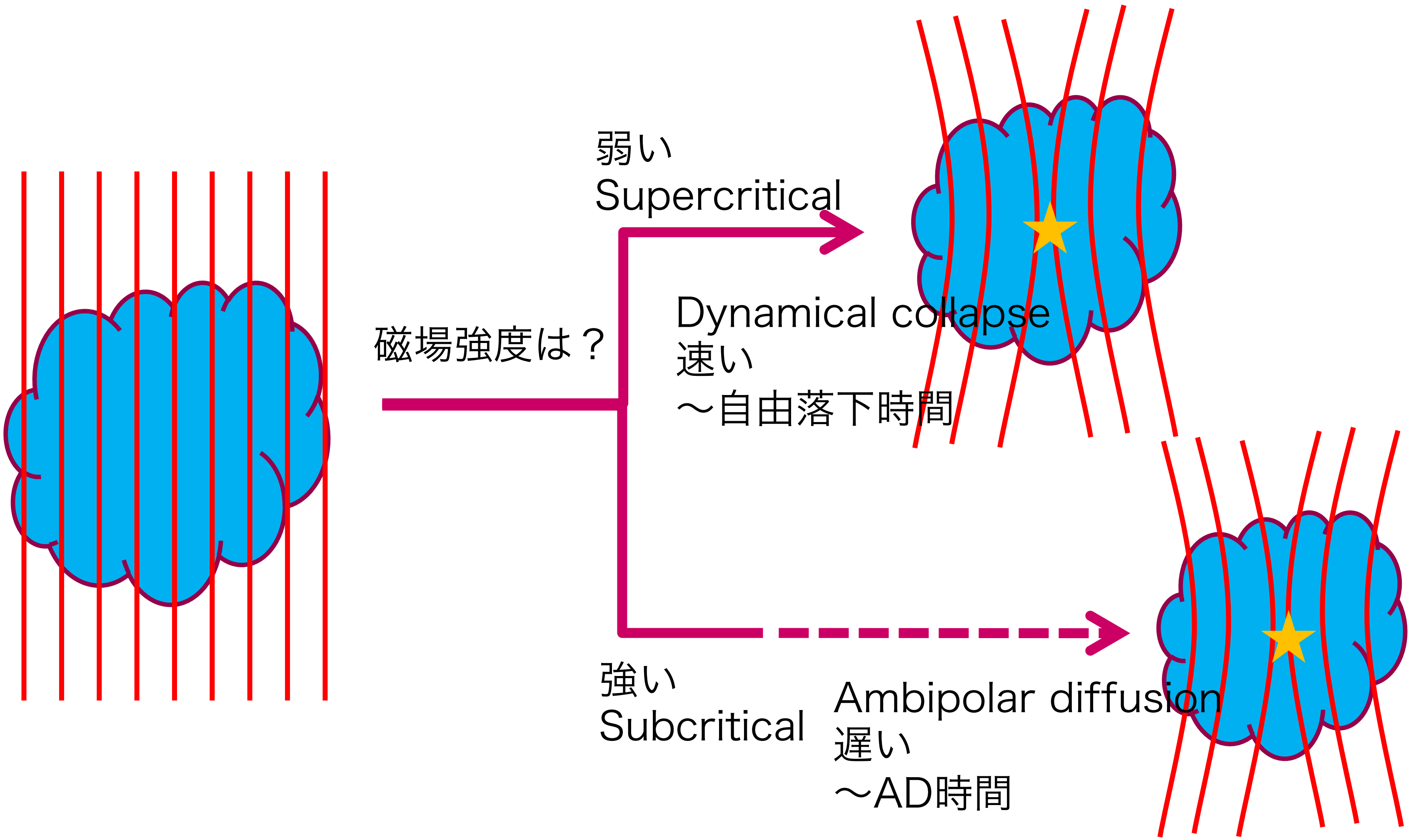


FIGURE 5 | The set of diffuse cloud and molecular cloud Zeeman measurements of the magnitude of the line-of-sight component B_{LOS} of the magnetic vector **B** and their 1σ uncertainties, plotted against $n_H = n(H\,I)$ or $2n(H_2)$ for H I and molecular clouds, respectively. Different symbols denote the nature of the cloud and source of the measurement: H I diffuse clouds, filled circles (Heiles and Troland, 2004); dark clouds, open circles (Troland and Crutcher, 2008); dark clouds, open squares (Crutcher, 1999), molecular clouds, filled squares (Crutcher, 1999); and molecular clouds, stars (Falgarone et al., 2008). Although Zeeman measurements give the direction of the line-of-sight component as well as the magnitude, only the magnitudes are plotted. The dotted line shows the most probable maximum values for $B_{TOT}(n_H)$ determined from the plotted values of B_{LOS} by the Bayesian analysis of Crutcher et al. (2010b).

Crutcher & Kemball 2019
https://doi.org/10.3389/fspas.2019.00066

星形成のモードと磁場


磁場強度は？
弱い
Supercritical
Dynamical collapse
速い
〜自由落下時間
強い
Subcritical
Ambipolar diffusion
遅い
〜AD時間

磁場の散逸機構

Induction equation

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times \left(\mathbf{v} \times \mathbf{B}\right)$$ advection

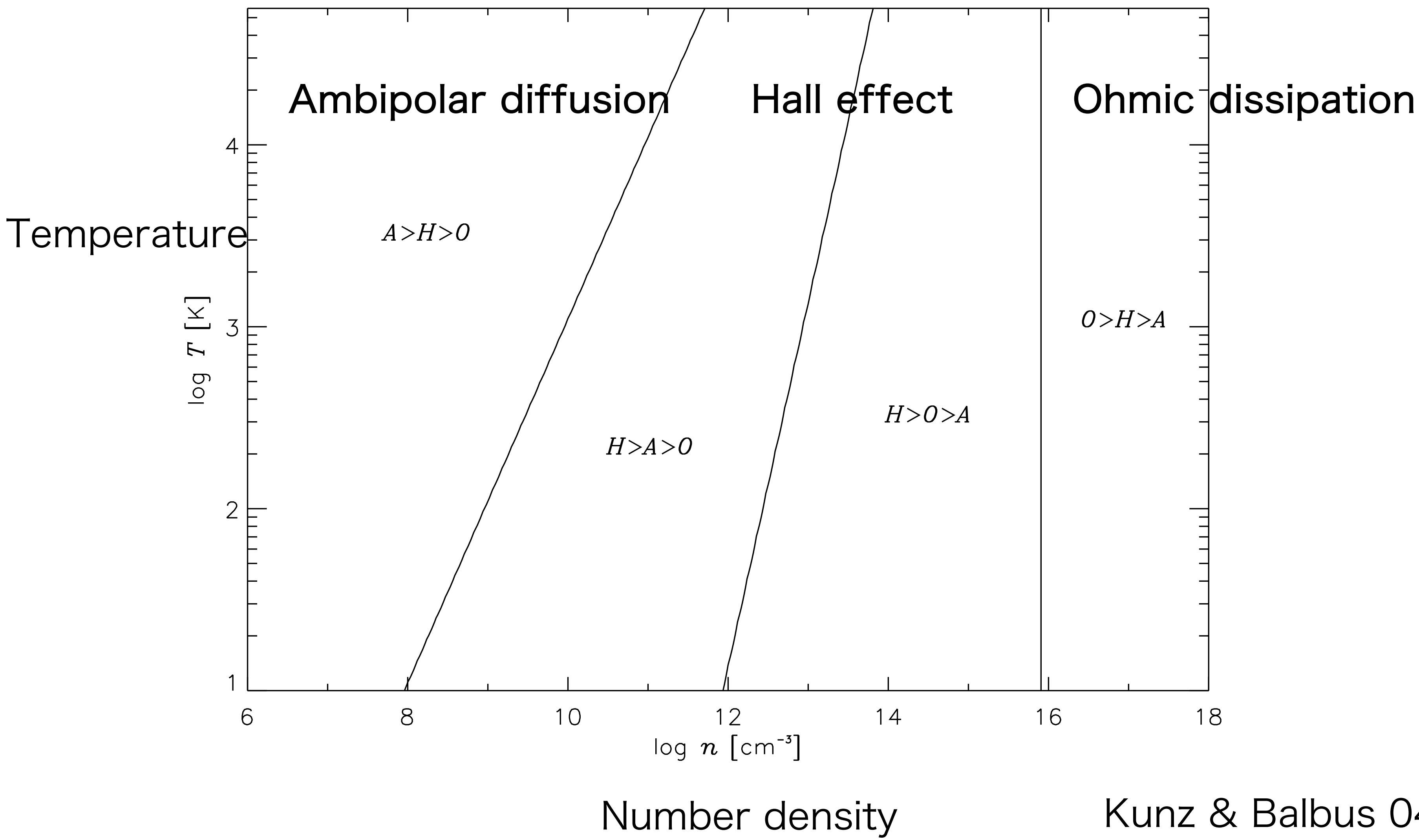
$$-\nabla \times \left(\eta \nabla \times \mathbf{B}\right)$$ Ohmic dissp.

$$+\nabla \times \left[\frac{c}{4\pi e n_e} \mathbf{B} \times \left(\nabla \times \mathbf{B}\right)\right]$$ Hall effect

$$+\nabla \times \left\{\frac{1}{4\pi \gamma \rho_n \rho_i} \mathbf{B} \times \left[\mathbf{B} \times \left(\nabla \times \mathbf{B}\right)\right]\right\}$$ ambipolar diff.

Ambipolar diffusion, Hall effect, Ohmic dissipation

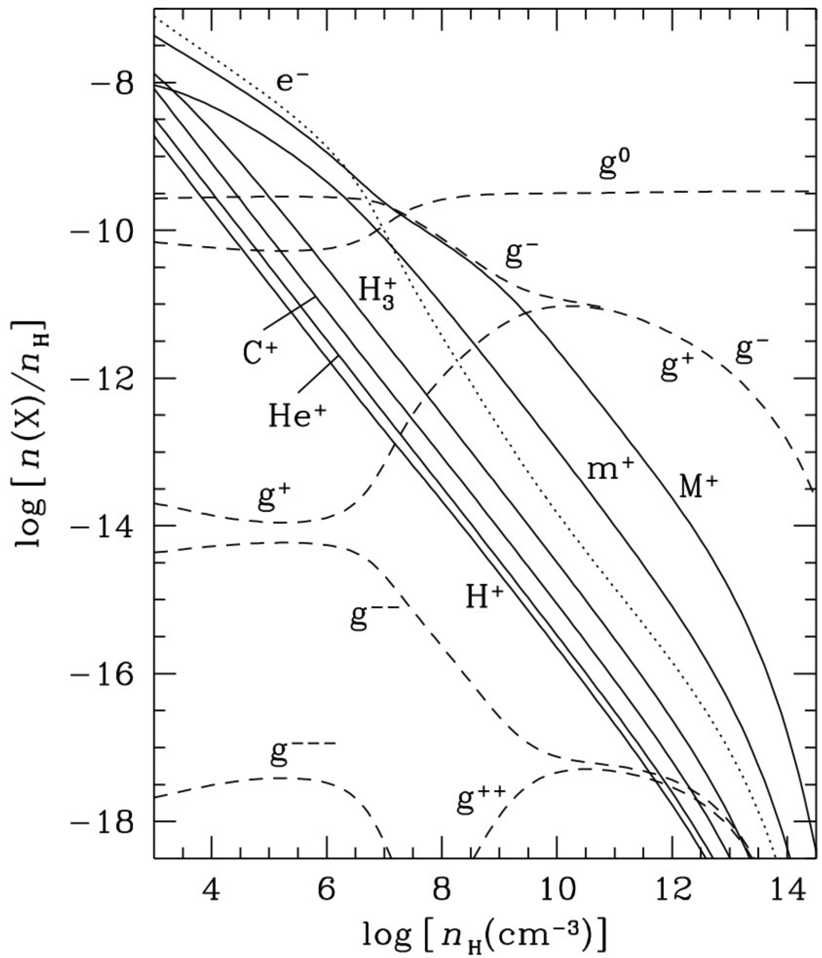
ガス雲のスケールでは AD が効く

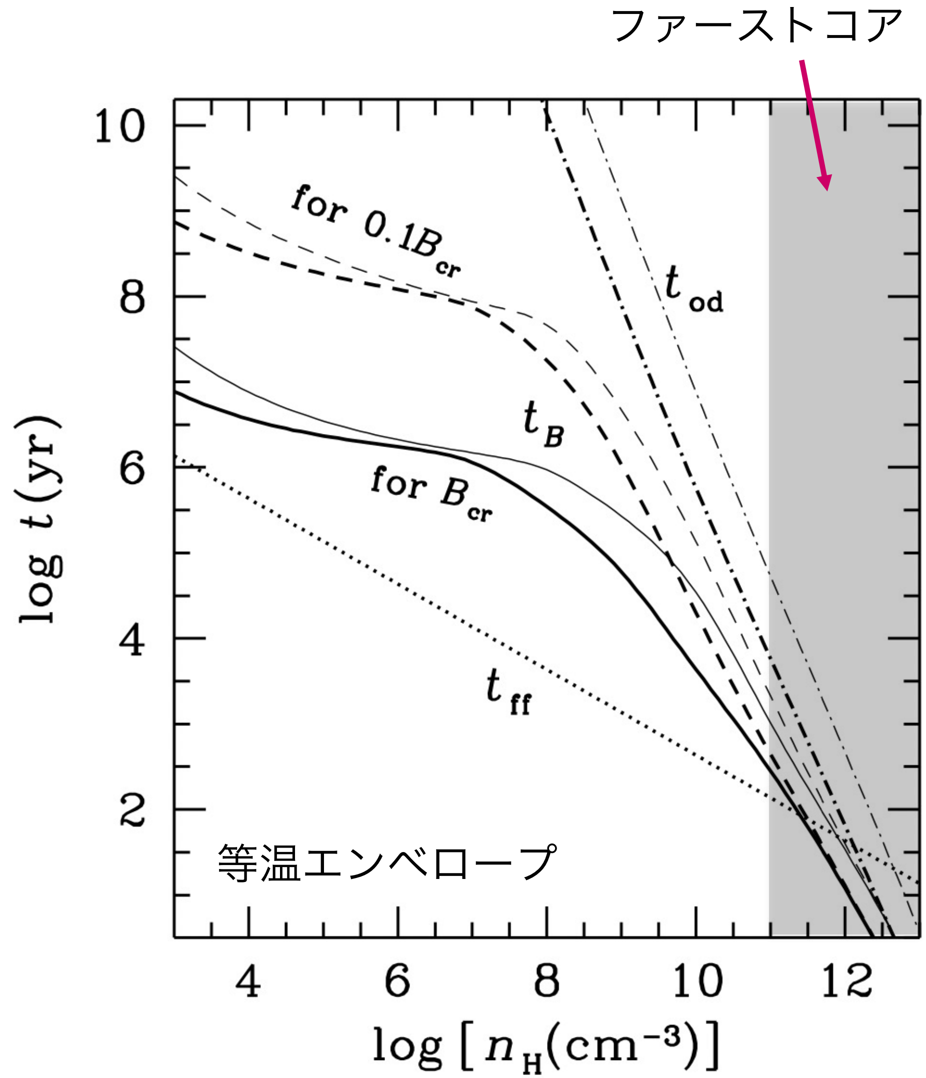


Kunz & Balbus 04

Ambipolar diffusion 両極性拡散

磁場の散逸よりも自由落下のほうが早い



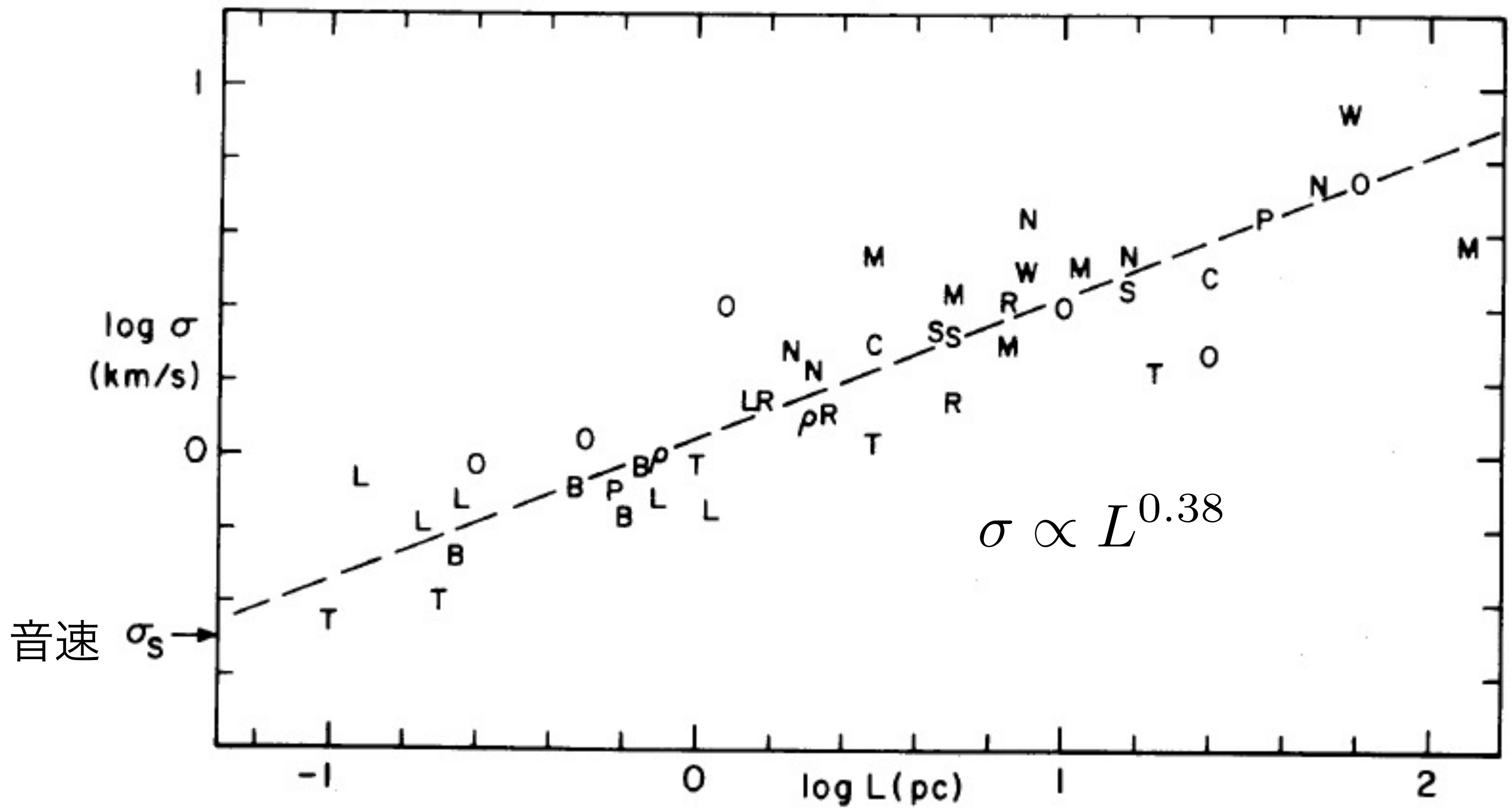


Nakano+ 2002 doi:10.1086/340587

乱流

乱流　サイズ-線幅関係

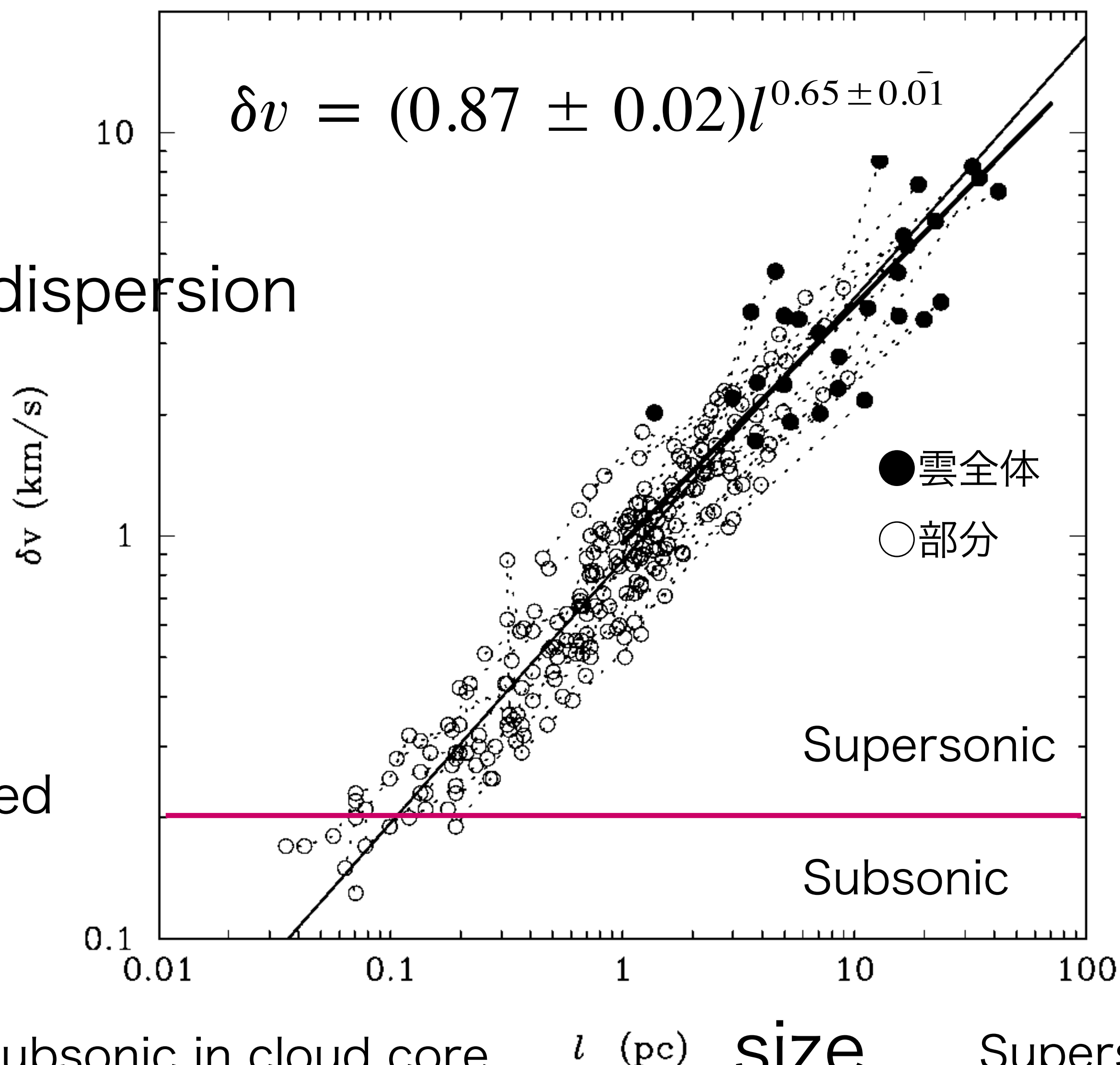
超音速乱流の存在を示唆



いくつか存在する Larson's Law のひとつ

Larson (1981)

Size-linewidth relation



Heyer+04

doi:10.1086/425978

c.f., Larson 81

velocity dispersion

Sound speed (10 K)

Subsonic in cloud core

size

Supersonic in cloud

乱流による速度勾配は観測される回転と整合的

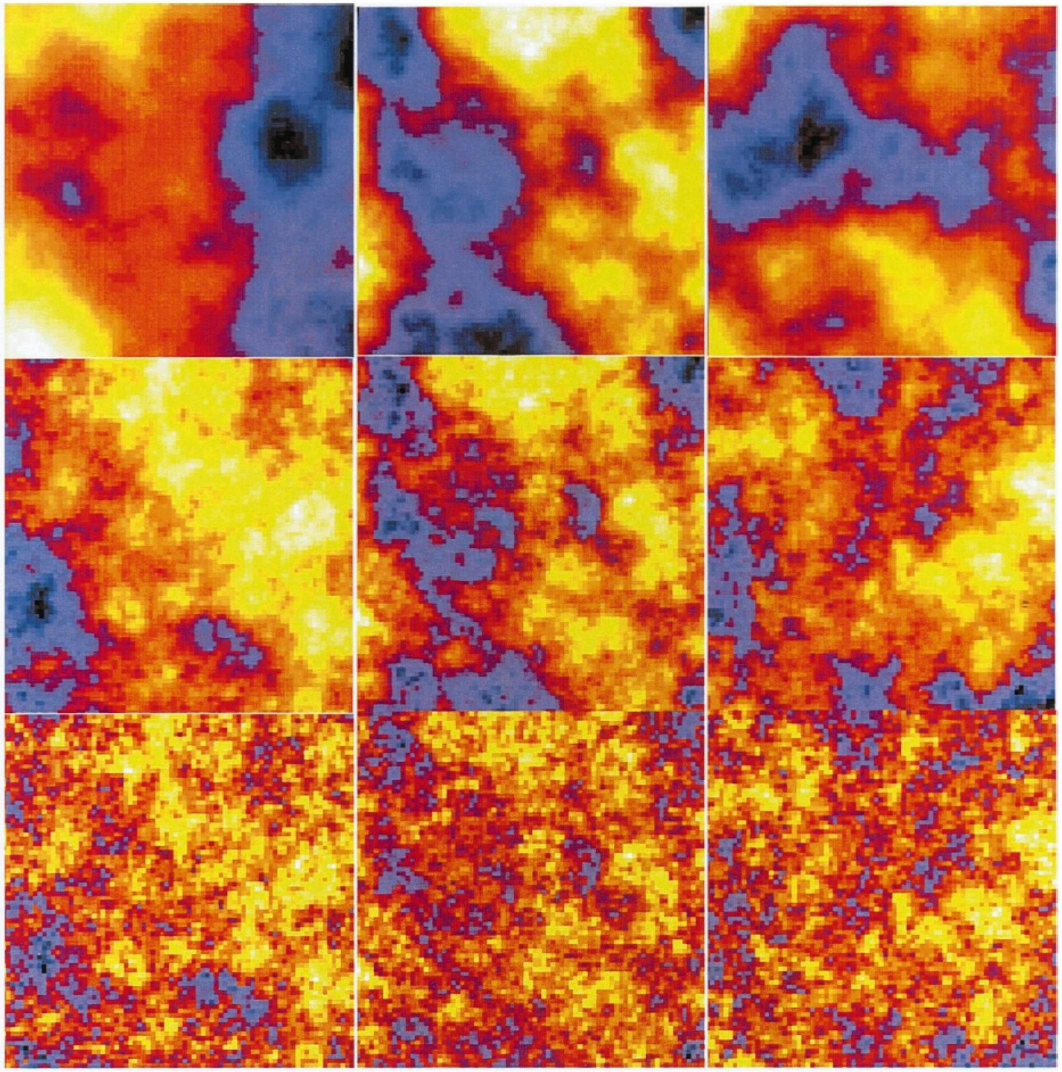


Fig. 1.—Maps of the normalized line-of-sight velocity for $n = -4$ (*top row*), $n = -3$ (*center row*), and $n = -2$ (*bottom row*) as determined from eq. (6). In the top row, from left to right, the values of Ω in units of km s^{-1} pc^{-1} and the intrinsic specific angular momentum j in units of 10^{21} cm^2 s^{-1} for cores with radii of 0.1 pc are, respectively, (1.9, 0.9), (0.2, 1.0), and (0.4, 0.6). In the center row, these quantities are (0.7, 0.4), (0.06, 0.5), and (0.26, 0.2). In the bottom row, these quantities are (0.16, 0.1), (0.004, 0.1), and (0.06, 0.06). Blue areas correspond to positive velocities (toward the observer), red corresponds to zero velocity, and yellow corresponds to negative velocity. Each frame shows the inner "observed" region with dimensions one-half those of the full N^3 computational grid.

視線速度分布

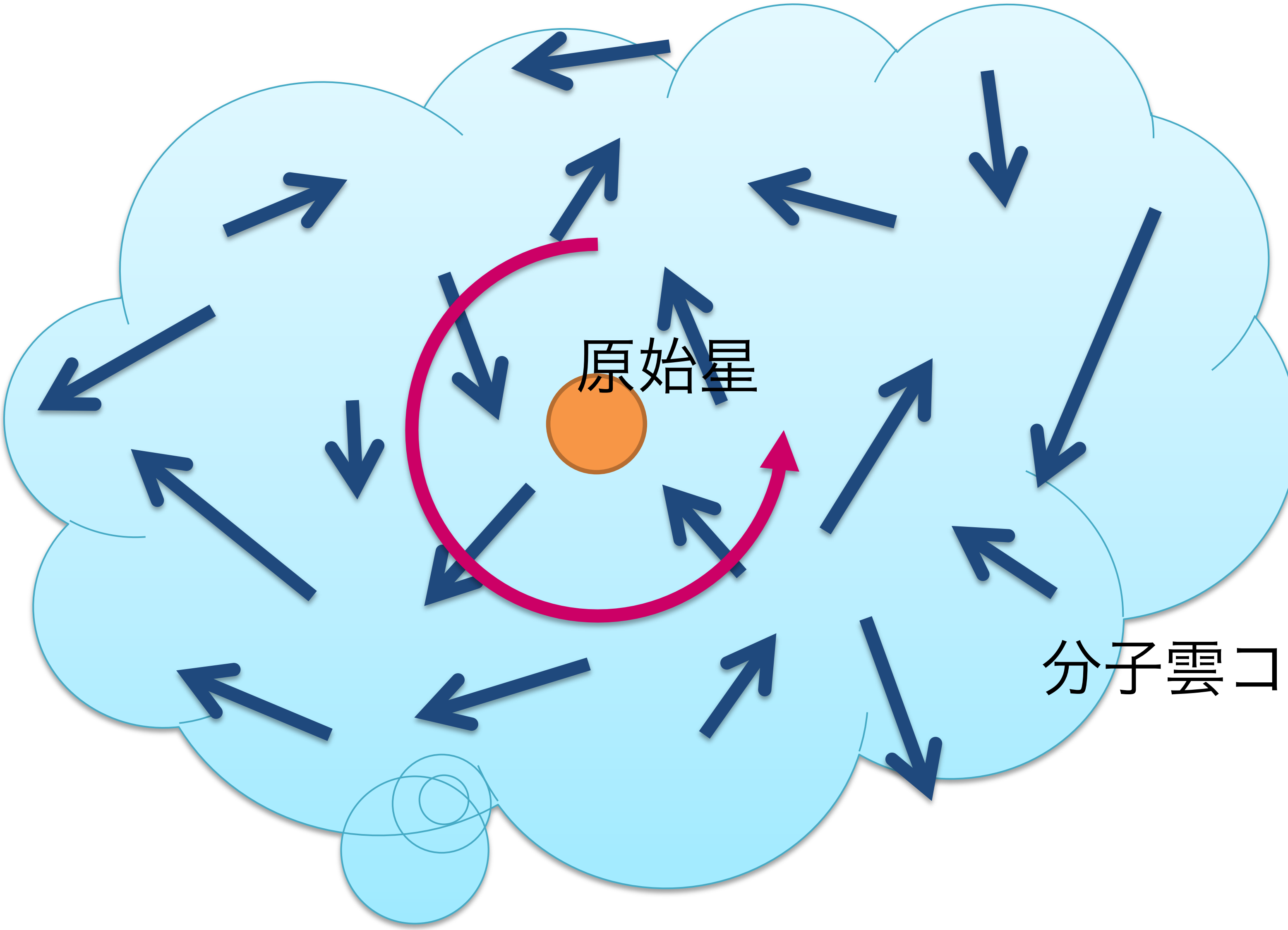
Burkert & Bodenheimer 00

$$P(k) \propto k^{-4}$$

$$P(k) \propto k^{-3}$$

$$P(k) \propto k^{-2}$$

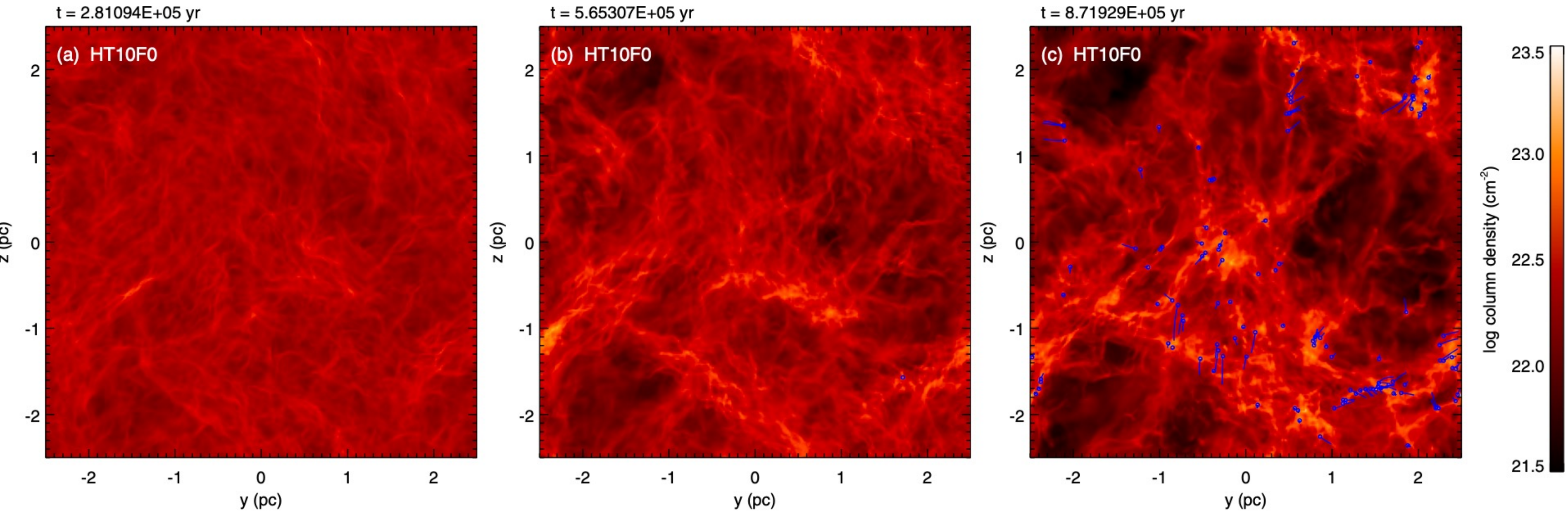
乱流は回転の起源　ー概念図ー



超音速乱流

乱流 + 自己重力 + 等温ガス

Matsumoto+ 2015
doi:10.1088/0004-637X/801/2/77

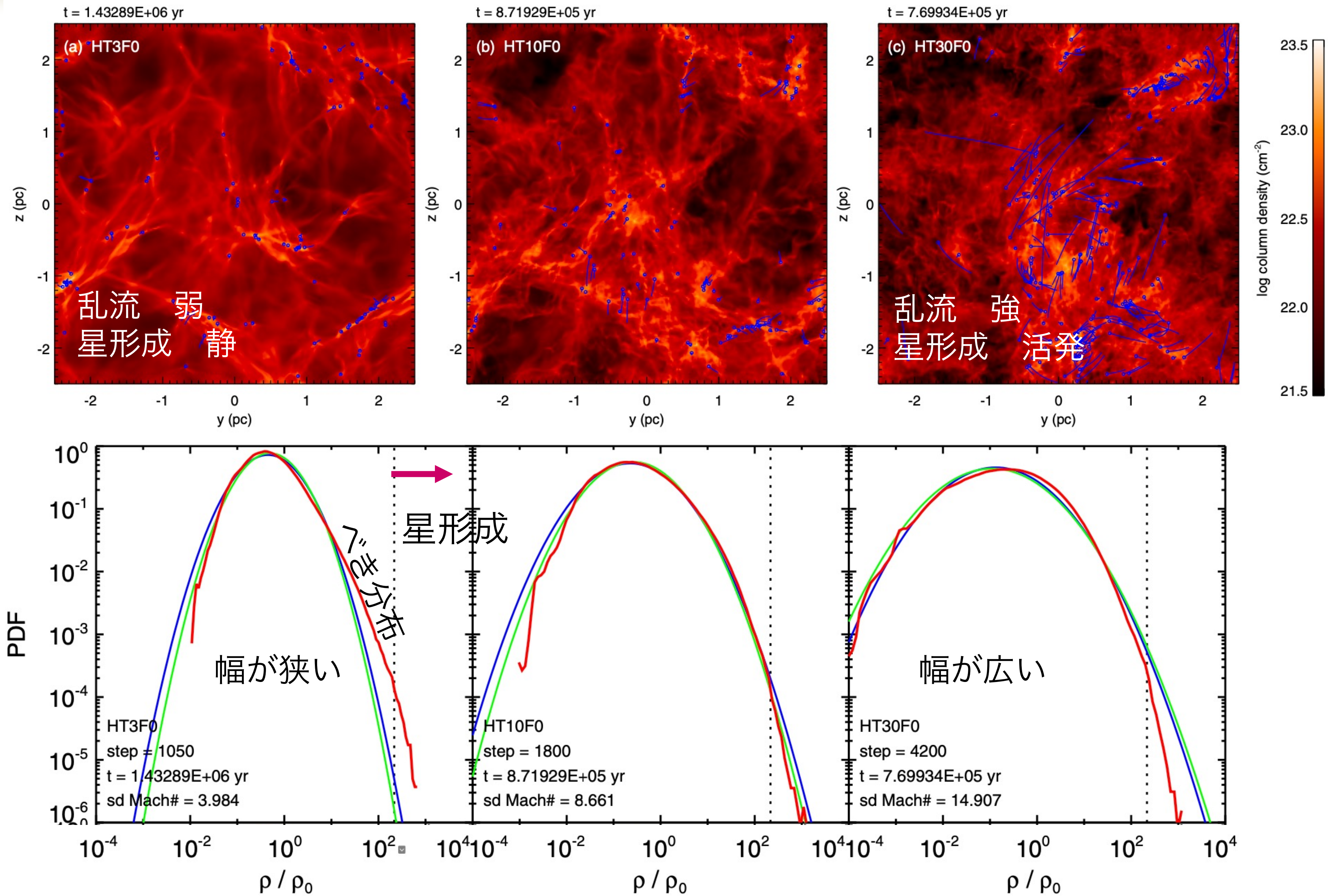


乱流＞圧力

乱流による構造形成（フィラメント）→ 自己重力で束縛 → 分子雲コア → 星形成

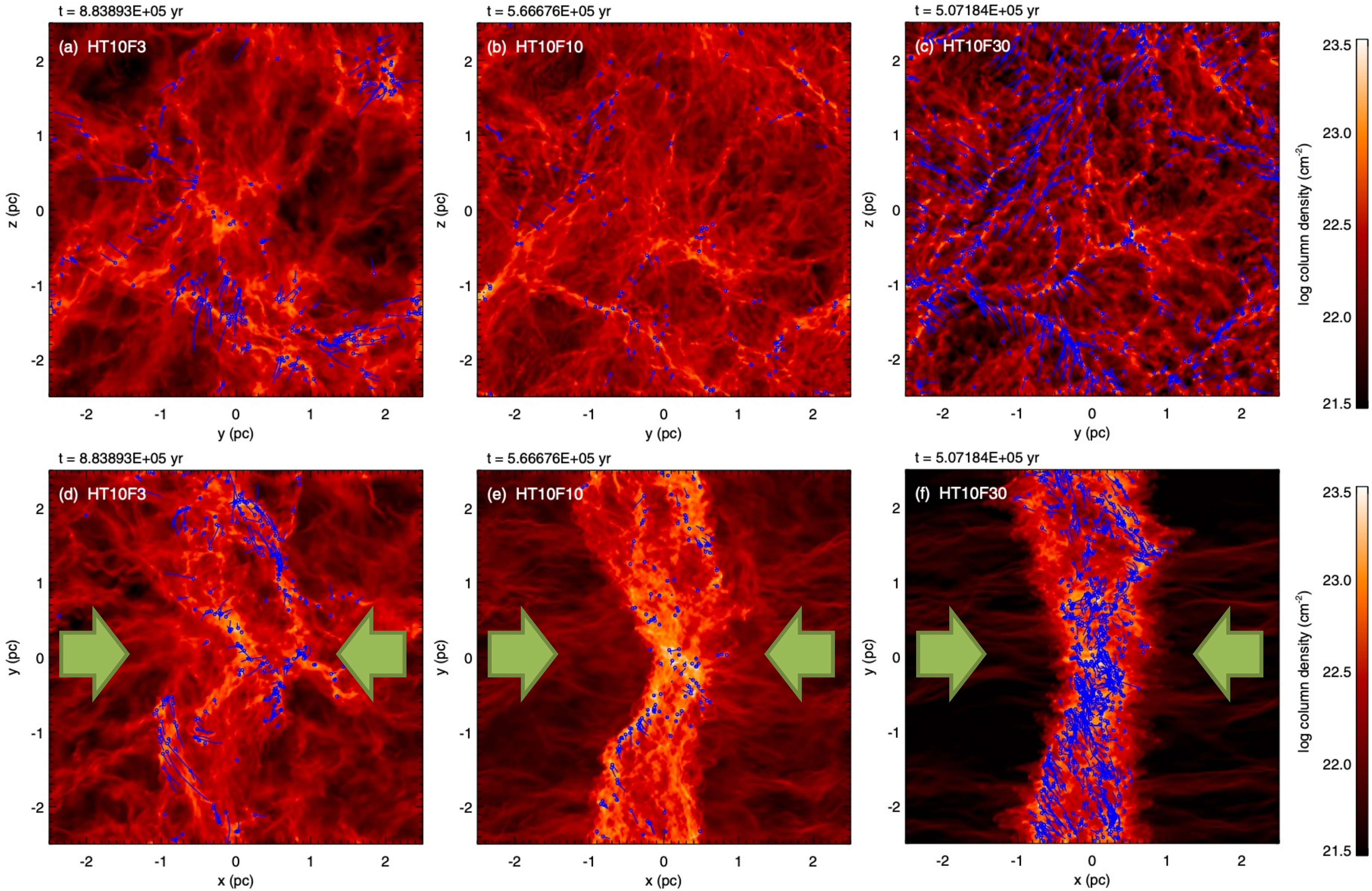
青い点：星と軌跡

確率密度関数(PDF)は対数正規分布



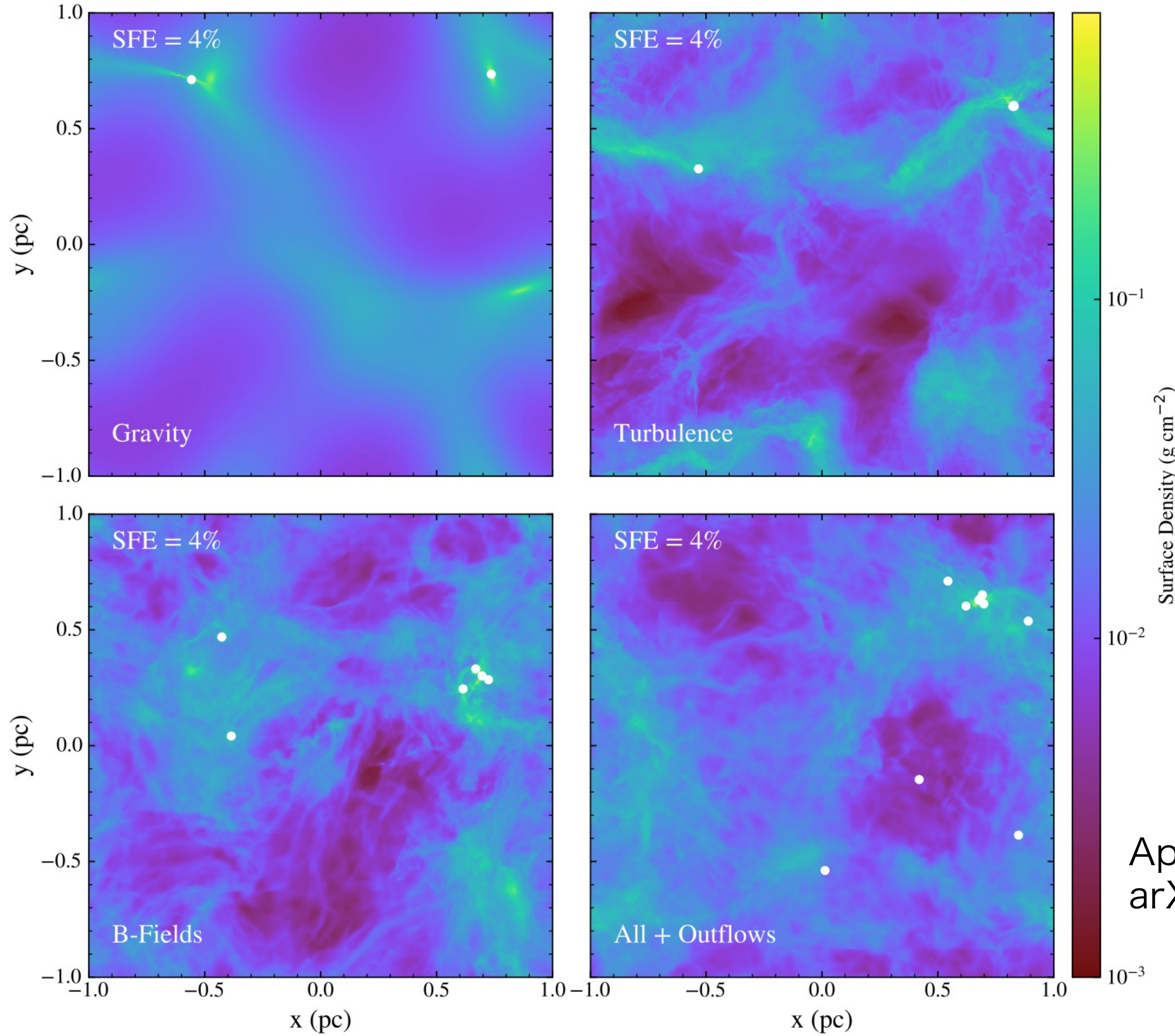
Matsumoto+ 2015 doi:10.1088/0004-637X/801/2/77

衝突流によってさらに星形成が活発に



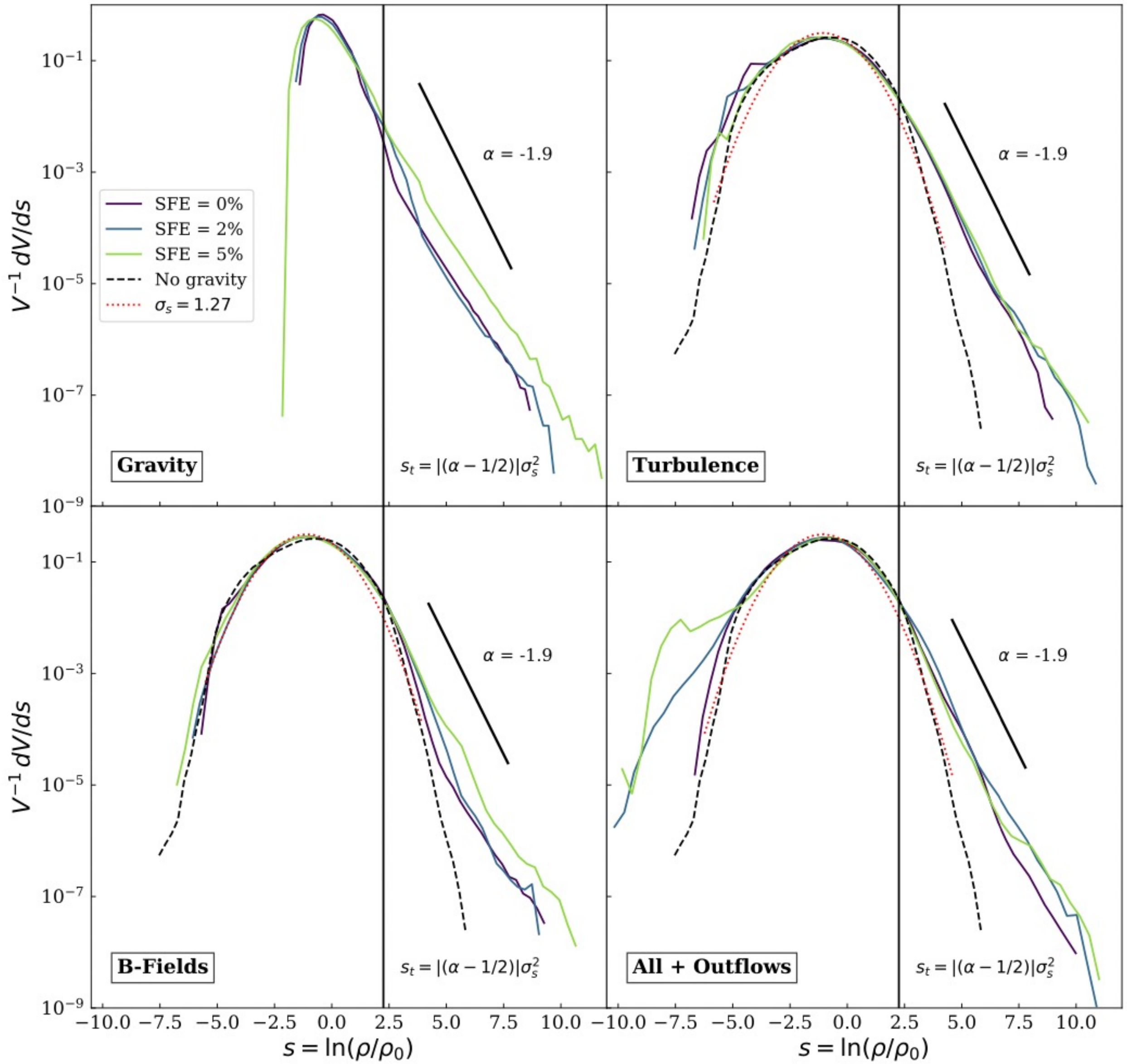
Matsumoto+ 2015 doi:10.1088/0004-637X/801/2/77

自己重力+乱流+磁場+アウトフロー



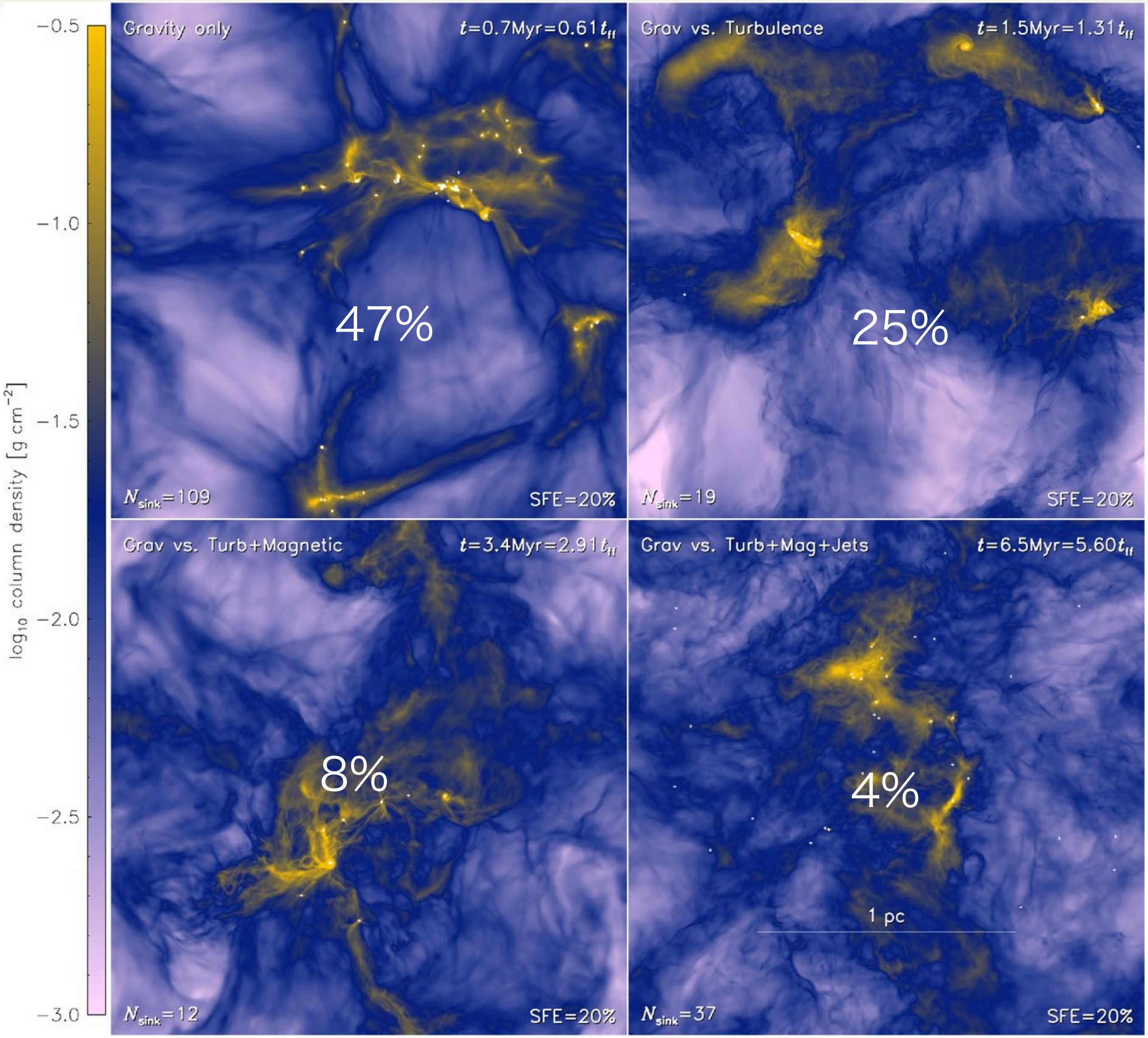
Appel et al. 2021
arXiv:2109.13271

PDFは対数正規分布＋べき分布



Appel et al. 2021
arXiv:2109.13271

自由落下時間あたりの星形成率の比較



Federrath 2015
doi:10.1093/mnras/stv941

銀河系の星形成率は
数 M☉/yr

（10-100倍おそい！）

この分野で残された話題

- 乱流の起源
  - 大質量星からのフィードバックや超新星爆発
  - 熱的不安定性
  - 銀河回転との関連は手付かず
- 磁場は重要なのか
  - 磁場強度の観測（現在は強い磁場しか測れない）
- 大質量星形成（あとの時間に言及予定）
- 銀河系スケールの星形成への接続
  - 棒状バルジと星形成
  - HI雲（原子雲）とH_2雲（分子雲）の接続
- ダスト
  - 分子雲ごとにダスト（ガス・ダスト比、ダストサイズ）に違いはあるか？　成長の環境依存性

おまけ

Virial定理

MHDの運動方程式

$$\rho \frac{\partial \boldsymbol{v}}{\partial t} + \rho \left(\boldsymbol{v} \cdot \nabla \right) \boldsymbol{v} = -\nabla p + \frac{1}{4\pi} \left(\nabla \times \boldsymbol{B} \right) \times \boldsymbol{B} + \rho \boldsymbol{g}$$

に $\displaystyle\int_V \boldsymbol{r} \cdot (\cdot) dV$ を適用する

$$\frac{1}{2}\frac{d^2 I}{dt^2} = 2T + 3\Pi + \mathcal{M} + W + \frac{1}{4\pi}\int_S (\boldsymbol{r}\cdot\boldsymbol{B})\boldsymbol{B}\cdot d\boldsymbol{S} - \int_S \left(p + \frac{B^2}{8\pi} \right) \boldsymbol{r} \cdot d\boldsymbol{S}$$

$$I = \int_V \rho r^2 dV$$

$$T = \frac{1}{2}\int_V \rho v^2 dV = E_{\mathrm{kin}}$$

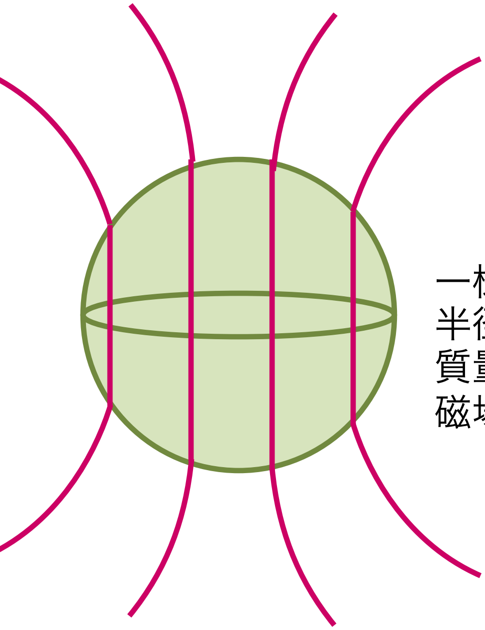
$$\Pi = \int_V p dV = (\gamma - 1) E_{\mathrm{thermal}}$$

$$\mathcal{M} = \int_V \frac{B^2}{8\pi} dV = E_{\mathrm{magnetic}}$$

$$W = -\int_V \rho \boldsymbol{r} \cdot \nabla \Phi dV \simeq -\frac{1}{2}\int \rho \Phi dV = E_{\mathrm{gravity}}$$

Virial定理（一様等温球の場合）

$$2T + 3\Pi + \mathcal{M} + W + \frac{1}{4\pi}\int_S (\boldsymbol{r}\cdot\boldsymbol{B})\boldsymbol{B}\cdot d\boldsymbol{S} - \int_S \left(p + \frac{B^2}{8\pi}\right)\boldsymbol{r}\cdot d\boldsymbol{S} = 0$$



一様球
半径 R
質量 M
磁場 B

$$\begin{cases} B & \text{for } r < R \\ B(r/R)^3 & \text{for } r > R \end{cases}$$

$$T = \frac{1}{2}\int_V \rho v^2 dV = \frac{5J^2}{4MR^2} \quad \text{(rotation)}$$ J = 角運動量

$$\Pi = \int_V P dV = c_s^2 M$$

$$\mathcal{M} = \int_V \frac{B^2}{8\pi} dV = \frac{B^2}{8\pi}\left[\frac{4\pi}{3}R^3 + \int_R^\infty 4\pi r^2 B^2 \left(\frac{R}{r}\right)^6 dr\right] = \frac{R^3 B^2}{3}$$

$$W = -\frac{1}{2}\int \rho\Phi dV = -\frac{3GM^2}{5R}$$

$$\int_S p\,\boldsymbol{r}\cdot d\boldsymbol{S} = 4\pi R^3 p_{\rm ext}$$ 圧力の表面積分

$$\frac{1}{4\pi}\int_S (\boldsymbol{r}\cdot\boldsymbol{B})\boldsymbol{B}\cdot d\boldsymbol{S} - \int_S \frac{B^2}{8\pi}\boldsymbol{r}\cdot d\boldsymbol{S} = 0$$ 磁場の表面積分は無限遠で0

$$\frac{5J^2}{2MR^2} + 3c_s^2 M + \frac{R^3 B^2}{3} - \frac{3GM^2}{5R} = 4\pi R^3 p_{\rm ext}$$

$$\frac{5J^2}{2MR^2} + 3c_s^2 M + \frac{\Phi_B}{3\pi^2 R} - \frac{3GM^2}{5R} = 4\pi R^3 p_{\rm ext}$$

一様等温球の場合の各種エネルギー

$$E_{\mathrm{thermal}} = \frac{1}{\gamma - 1}\int_V p dV = \frac{1}{5/3 - 1}\frac{4\pi R^3 \rho c_s^2}{3} = 2\pi\rho c_s^2 R^3 = \frac{3c_s^2 M}{2}$$

$$E_{\mathrm{rotation}} = \frac{1}{2}\int_V \rho v^2 dV = \frac{1}{2}I\Omega^2 = \frac{J^2}{2I} = \frac{4}{15}\rho\pi R^5\Omega^2 = \frac{5J^2}{4MR^2}$$

$$E_{\mathrm{magnetic}} = \int_V \frac{B^2}{8\pi}dV = \frac{R^3 B^2}{6}$$

$$E_{\mathrm{gravity}} = -\frac{1}{2}\int_V \rho\Phi dV = -\frac{16}{15}\pi^2 G\rho^2 R^5 = -\frac{3GM^2}{5R}$$

$$\Phi = \frac{2}{3}\pi G\rho\left(r^2 - 3R^2\right)$$