

数理科学の研究フロンティア：宇宙，物質，生命，情報

惑星形成の物理 2

辰馬 未沙子 (たつうま みさこ)

<https://mtatsuuma.github.io/> misako.tatsuuma@riken.jp

理化学研究所 数理創造研究センター(iTHEMS) 数理基礎部門 研究員

質問抜粋

- どれだけ岩石などが集まつたとしても惑星が恒星よりも重くなることはないのか?
→ なりません。13木星質量を超えると超高温・超高压状態になり核融合反応が起き、惑星ではなくなります。
- 太陽系の惑星の定義として軌道上に似た天体がないということが再定義された際にその定義が新たに含まれた理由は?冥王星はなぜ惑星でなくなったのか?
→ 惑星だと思われていた冥王星が思っていたよりもずっと小さいことがわかったのと、冥王星と同じような場所に同じくらいの大きさの天体(エリスなど)が見つかったからです。
- ダストと他の物質の違いは?
→ わかりにくくて申し訳ないのですが、天文学者は宇宙にある固体の小さいものは全てダストと呼んでいます。それはさらに2つ、岩石のような難揮発性のものと、氷(水に限らない)のような揮発性のものに分けられます。

質問抜粋

- 岩石惑星、ガス惑星、氷惑星がなぜ分かれたのか？



岩石惑星

(主に岩石、金属)

ダストが少なく
質量が小さい
大気もほぼない

スノーライン

ガス惑星

(主に水素とヘリウムのガス)

ダストが多く、質量が大きい
コア形成が十分早く
大気も多く獲得できた

氷惑星

(主に水氷)

コア形成が遅く
大気を獲得する頃には
ガス円盤がなくなつた

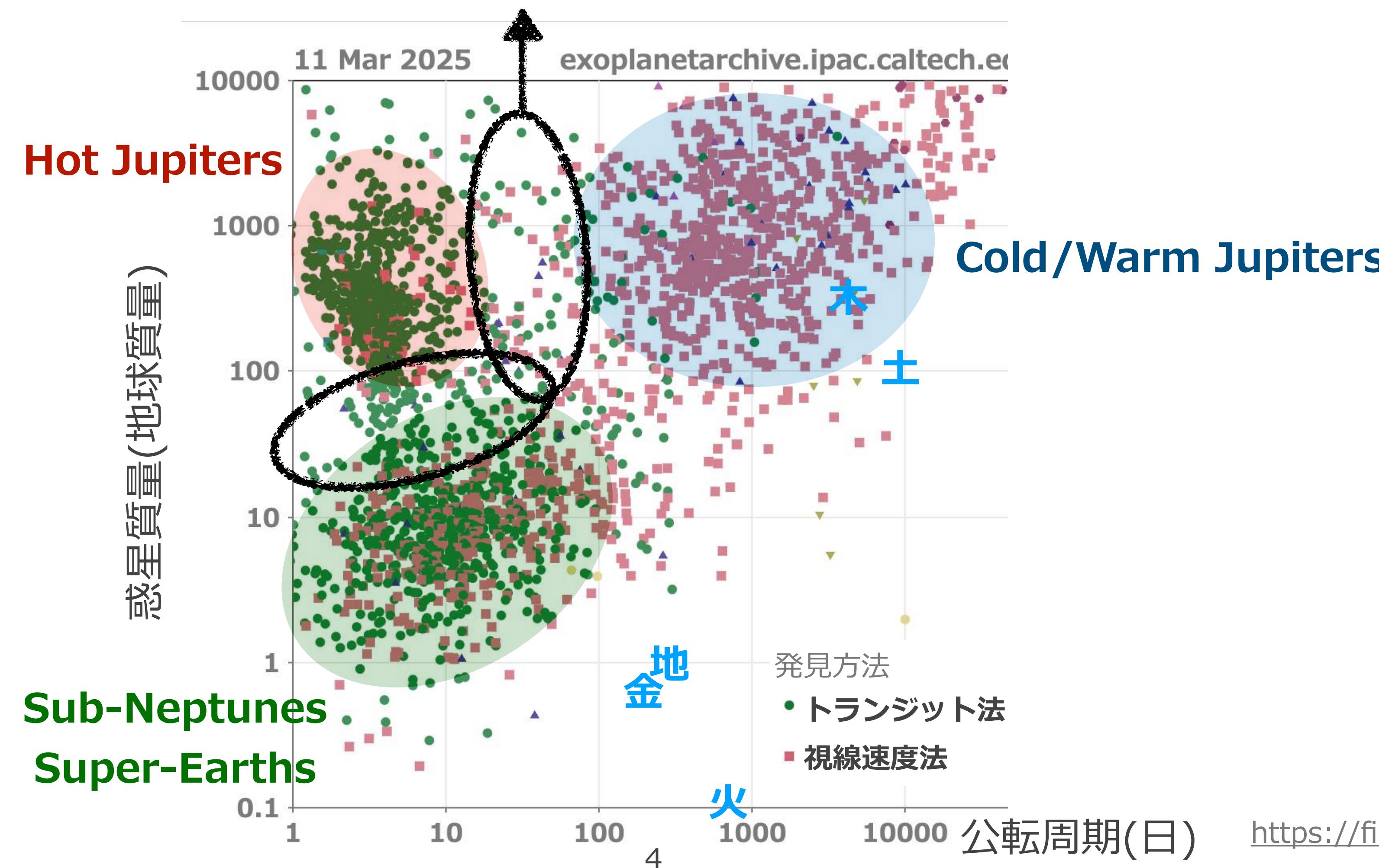
質問抜粋

- 系外惑星の分布に大きな偏りがあったが、これはどのように説明できるのか？

(超内側)惑星移動？ ここでは移動が止まらない？ (外側)その場形成

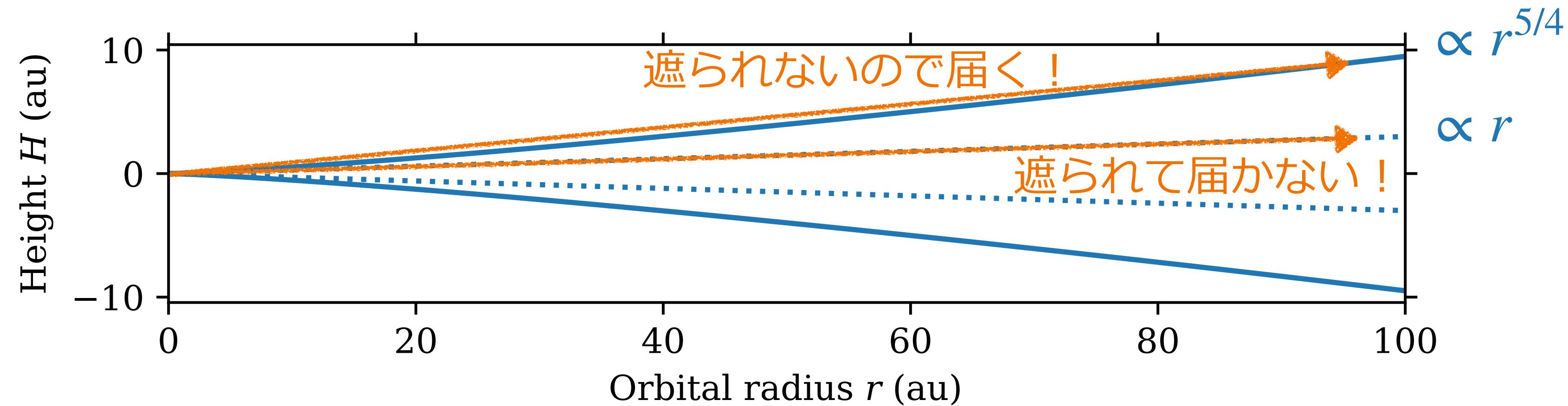
(質量大)
大気を暴走的に
獲得できるコア質量

(質量小)
大気をあまり
獲得できないコア質量



質問抜粋

- ダストが分子間力で集まることができる原因是重力の影響が少ない宇宙空間だからなのか?
→ その通りです。
- $T \propto r^{-1/2}$ 、 $c_s \propto r^{-1/4}$ 、 $v_K \propto r^{-1/2}$ なので、アスペクト比 $\propto r^{1/4}$ 、 $H \propto r^{5/4}$?
→ その通りです。前回は飛ばしましたが、実際の円盤は”フレア”しています。



- ダスト中心星落下問題は実際に確認されているのか?
→ シミュレーションでは確認されています。観測は難しく、あくまで間接的な可能性しか得ることができません。

前回の内容

1. 序論

惑星は、ミクロンサイズの宇宙の塵(ダスト)から作られる。

2. 原始惑星系円盤

ガス円盤の鉛直構造よりスケールハイトという物理量が導かれる。

ガス円盤の公転速度は圧力勾配力により、ケプラー速度よりもわずかに遅くなる。

温度構造により、スノーラインという位置がある。

3. 原始惑星系円盤中のダストの運動

ガス円盤中でダストは中心星へ落下する。また、赤道面に沈殿する。

円盤には乱流があり、それによる速度でのダスト衝突によりダストは壊れてしまう。

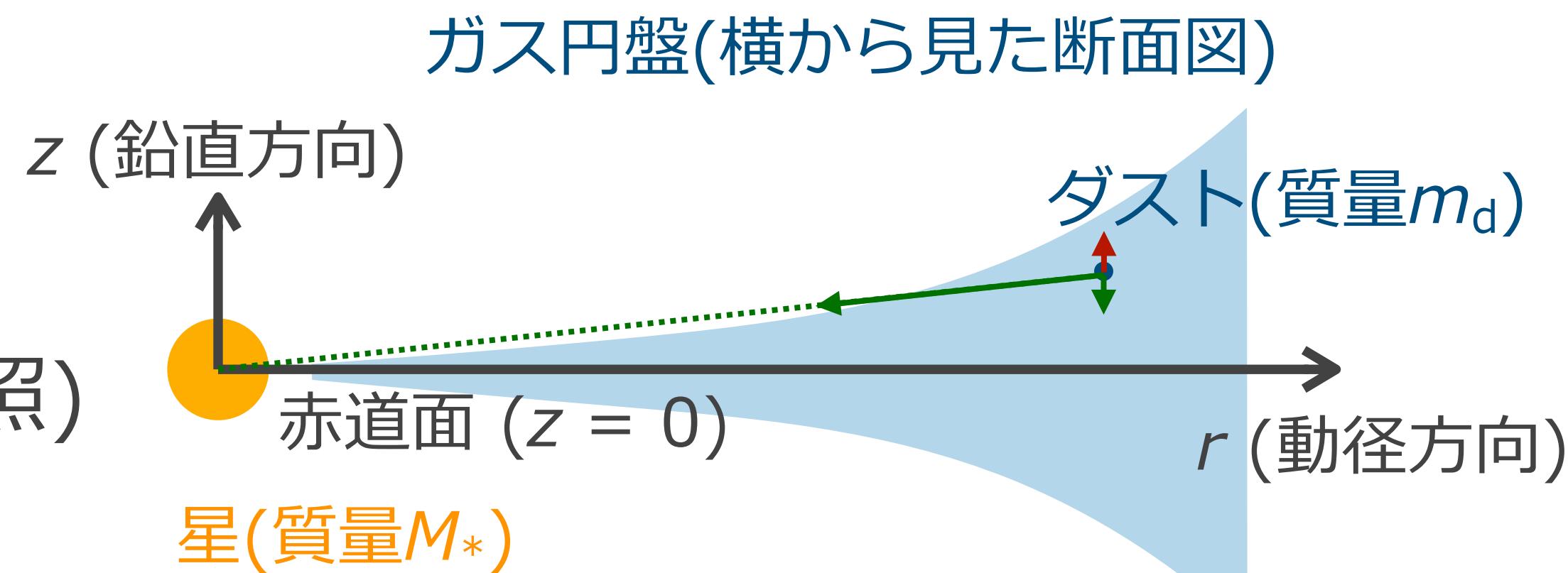
ダスト中心星落下問題の解決方法として、低密度ダスト集合体が考えられている。

円盤中のダストの「沈殿」

ダストにはたらく z 方向の中心星重力と
ガス抵抗力のつりあいから、終端速度 v_z を求める

$$-\frac{GM_*m_d}{r^3}z = -\Omega_K^2 m_d z = m_d \frac{v_z}{t_{\text{stop}}} \quad (\text{前回19ページ参照})$$

$$v_z = -t_{\text{stop}}\Omega_K^2 z = -\text{St}\Omega_K z$$



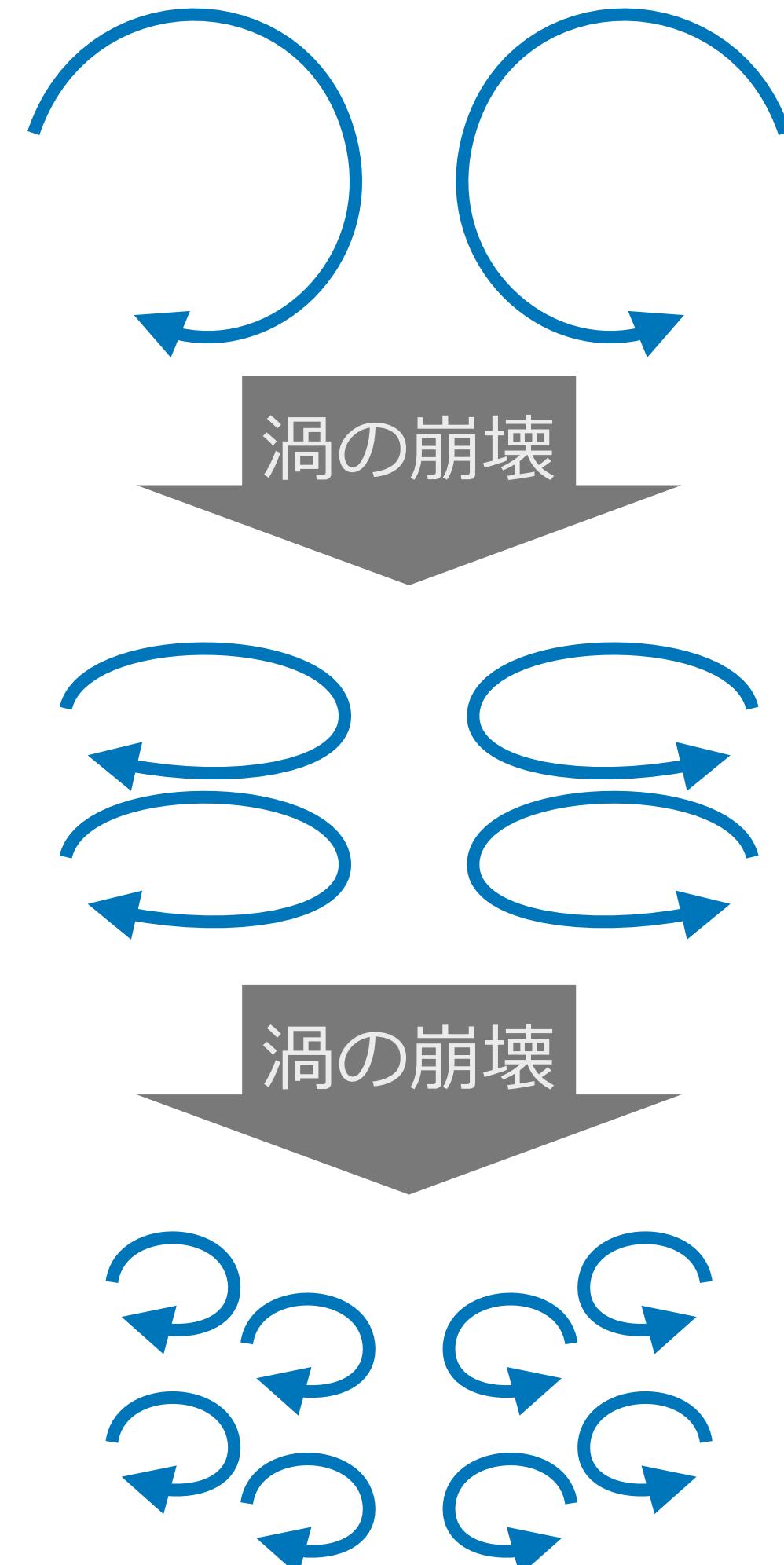
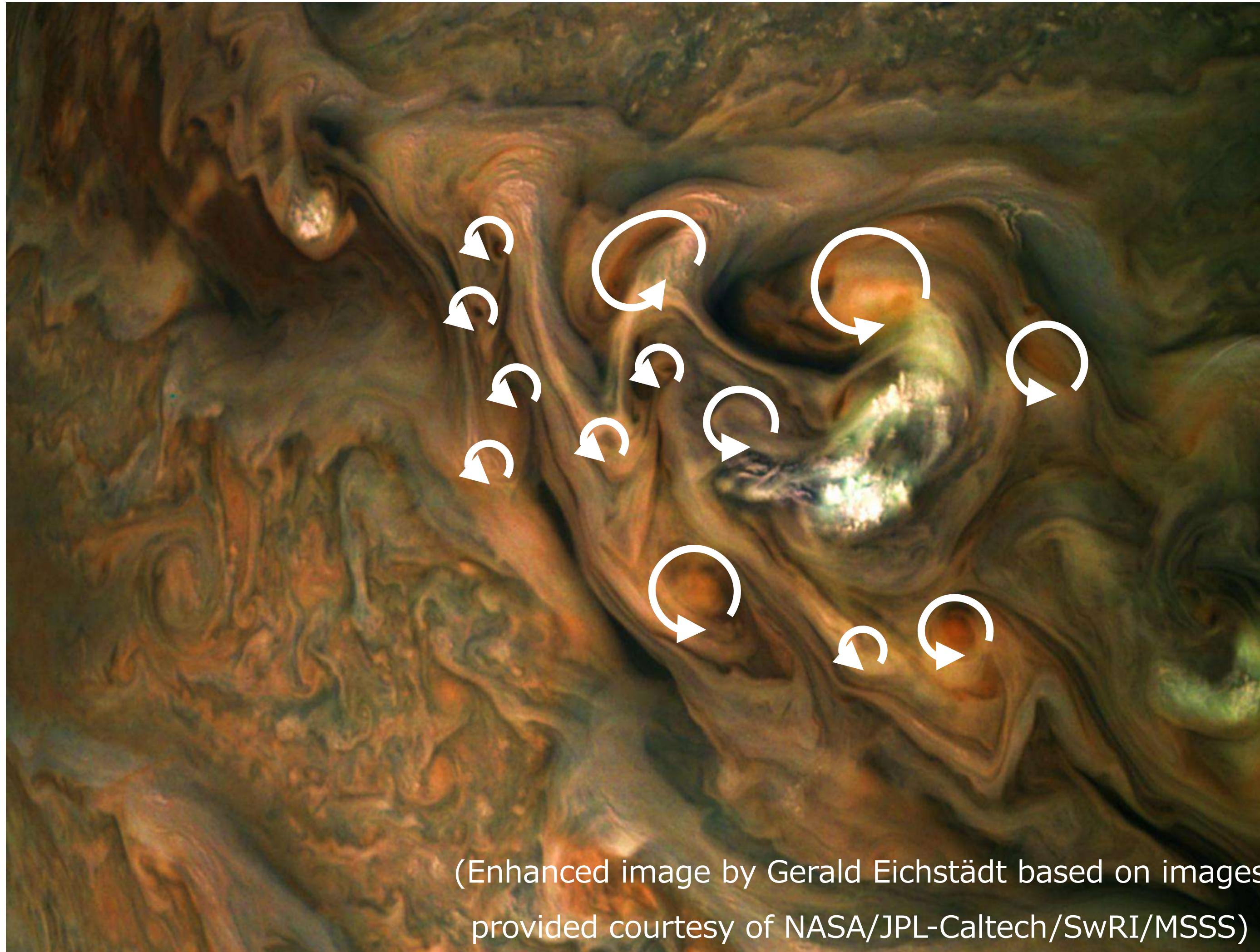
円盤赤道面まで沈殿するために必要な時間: $\left| \frac{z}{v_z} \right| = \frac{1}{\text{St}\Omega_K}$

例: 5 au (木星の公転周期: $T \sim 12$ yr, 角速度 = $2\pi/T$)では

- 0.1 μm粒子 ($\text{St} \sim 10^{-7}$): 沈殿に要する時間 ~ 20 Myr
- > 1 μm粒子なら、円盤寿命(\sim Myr)のうちに沈殿できる

原始惑星系円盤に乱流はあるの？

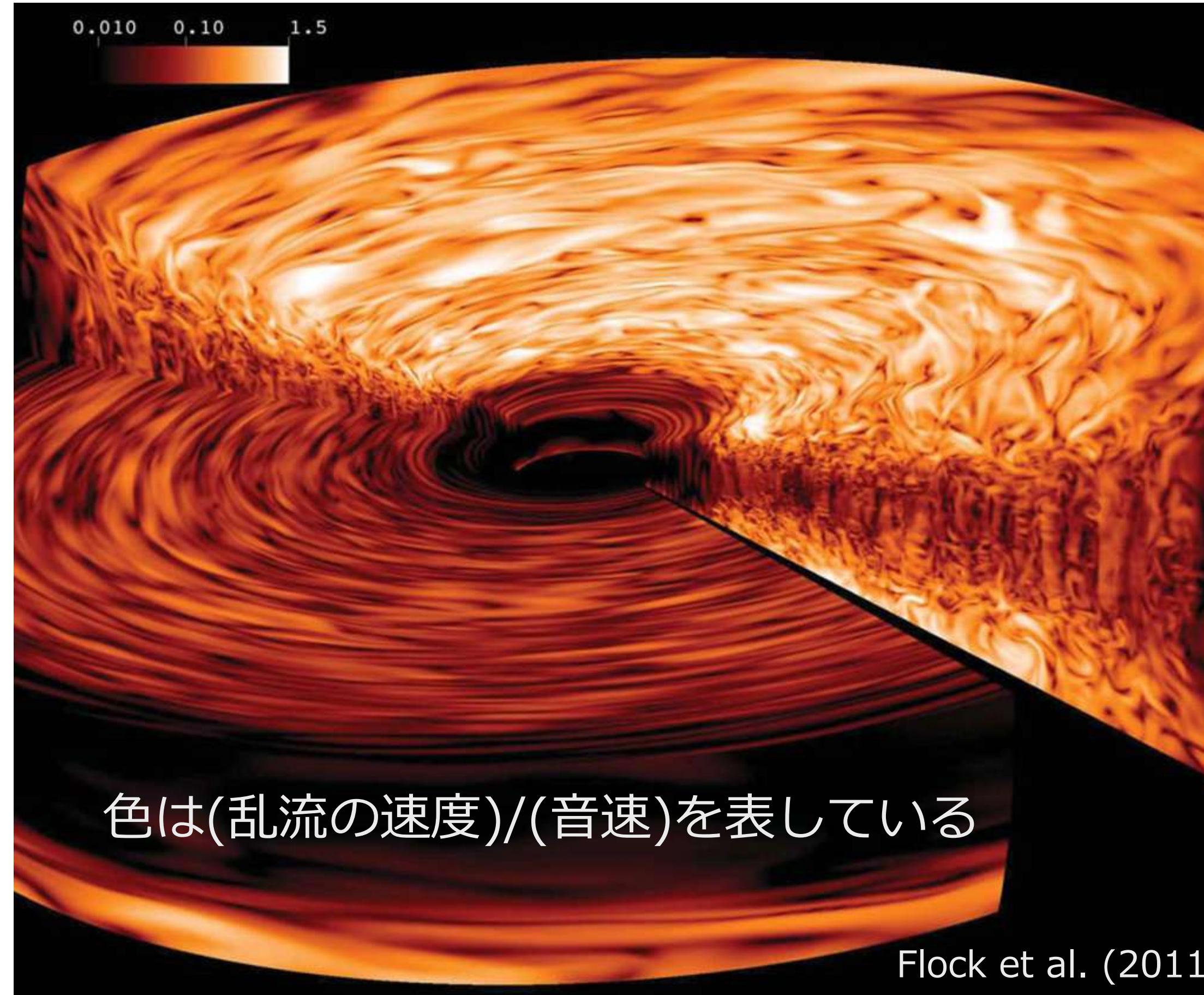
- 亂流とは？ → 亂れた渦の集まり（例：煙や木星大気など）



理論的に予想される原始惑星系円盤の乱流の例

- 乱流を作りうる円盤の不安定性はいくつか提案されている

例えば円盤にわずかに存在する磁場が原因となり、磁気流体力学的不安定性を起こす



- 「乱流」は惑星形成における研究テーマの一つになるくらい、奥深い現象
(なのでこれ以上はここでは扱えません)
- 便宜的に、乱流粘性 ν_t (ブイではなくニュー)
を α を用いて
$$\nu_t \sim \alpha c_s H$$
と表す (Shakura & Sunyaev 1973)
(速度は音速以下、サイズは円盤厚み以下と予想される)

乱流中のダスト衝突速度

- 円盤乱流に起因する等サイズのダスト衝突速度 (Ormel & Cuzzi 2007)

$$St < 1 \text{ のとき: } v_{\text{coll}} \sim \sqrt{\alpha St} c_s$$

$$St > 1 \text{ のとき: } v_{\text{coll}} \sim \sqrt{\frac{2\alpha}{1 + St}} c_s$$

- 乱流中のダスト衝突速度が最大のとき($St \sim 1$)、どれくらいの速さ？

1 auでの音速 $c_s \sim 1 \text{ km/s}$ (前回21ページ参照)

強い乱流のとき ($\alpha \sim 10^{-2}$): $v_{\text{coll}} \sim \sqrt{10^{-2}} \times 1 \text{ km/s} = 100 \text{ m/s} = 360 \text{ km/h}$

ほどほどの乱流のとき ($\alpha \sim 10^{-3}$): $v_{\text{coll}} \sim \sqrt{10^{-3}} \times 1 \text{ km/s} \approx 30 \text{ m/s} = 108 \text{ km/h}$

乱流の強さによっては、野球選手の最速投球の速さくらいにもなる！

→ ダストは壊れてしまう 「衝突破壊問題」

乱流円盤中のダスト層の厚み

ざっくりと見積もるには、ダストの沈殿速度 v_z (7ページ参照)と、

乱流による速度 v_t ($= v_{\text{coll}}$, 10ページ参照)がつりあうときの高さを求めればよい

$$|v_z| = \text{St}\Omega_K z$$

$$|v_t| = \sqrt{\alpha \text{St}} c_s$$

$$|v_z| = |v_t| \rightarrow \text{St}\Omega_K z = \sqrt{\alpha \text{St}} c_s$$

$$z = H_d = \frac{\sqrt{\alpha \text{St}} c_s}{\text{St}\Omega_K} = \sqrt{\frac{\alpha}{\text{St}}} H_g$$

ガス円盤(横から見た断面図)



H_g : ガスのスケールハイト(前回19ページ参照)

ダスト成長のタイムスケール

Okuzumi et al. (2012)

- ダストが衝突により破壊されないと仮定して、ダスト成長のタイムスケールを見積もる

$$t_{\text{grow}} \sim \frac{m_d}{dm/dt}$$

$$\frac{dm}{dt} \sim \rho_d v_{\text{coll}} \pi a^2 = \frac{\Sigma_d}{\sqrt{2\pi} H_d} v_{\text{coll}} \pi a^2$$



※ダストは中心星の重力により、赤道面に沈殿する

- 最も成長の早い(衝突速度が大きい) $St = 1$ の場合を考える

$$v_{\text{coll}} \sim \sqrt{\alpha} c_s, \quad H_d \sim \sqrt{\alpha} H_g, \quad H_g = c_s / \Omega_K$$

$$t_{\text{grow}} \sim \frac{m_d}{dm/dt} \sim \frac{(4/3)\pi a^3 \rho_{\text{int}}}{\frac{\Sigma_d}{\sqrt{2\pi} c_s / \Omega_K} \sqrt{\alpha} c_s \pi a^2} = \frac{4\sqrt{2\pi} a \rho_{\text{int}}}{3 \Sigma_d \Omega_K} = \frac{4\sqrt{2\pi}}{3} \frac{\Sigma_g}{\Sigma_d} \frac{a \rho_{\text{int}}}{\underline{\Sigma_g}} \frac{t_K}{2\pi} \sim (\text{数十}) \left(\frac{\Sigma_d / \Sigma_g}{0.01} \right)^{-1} t_K$$

$\sim St = 1$

t_K : ケプラー周期

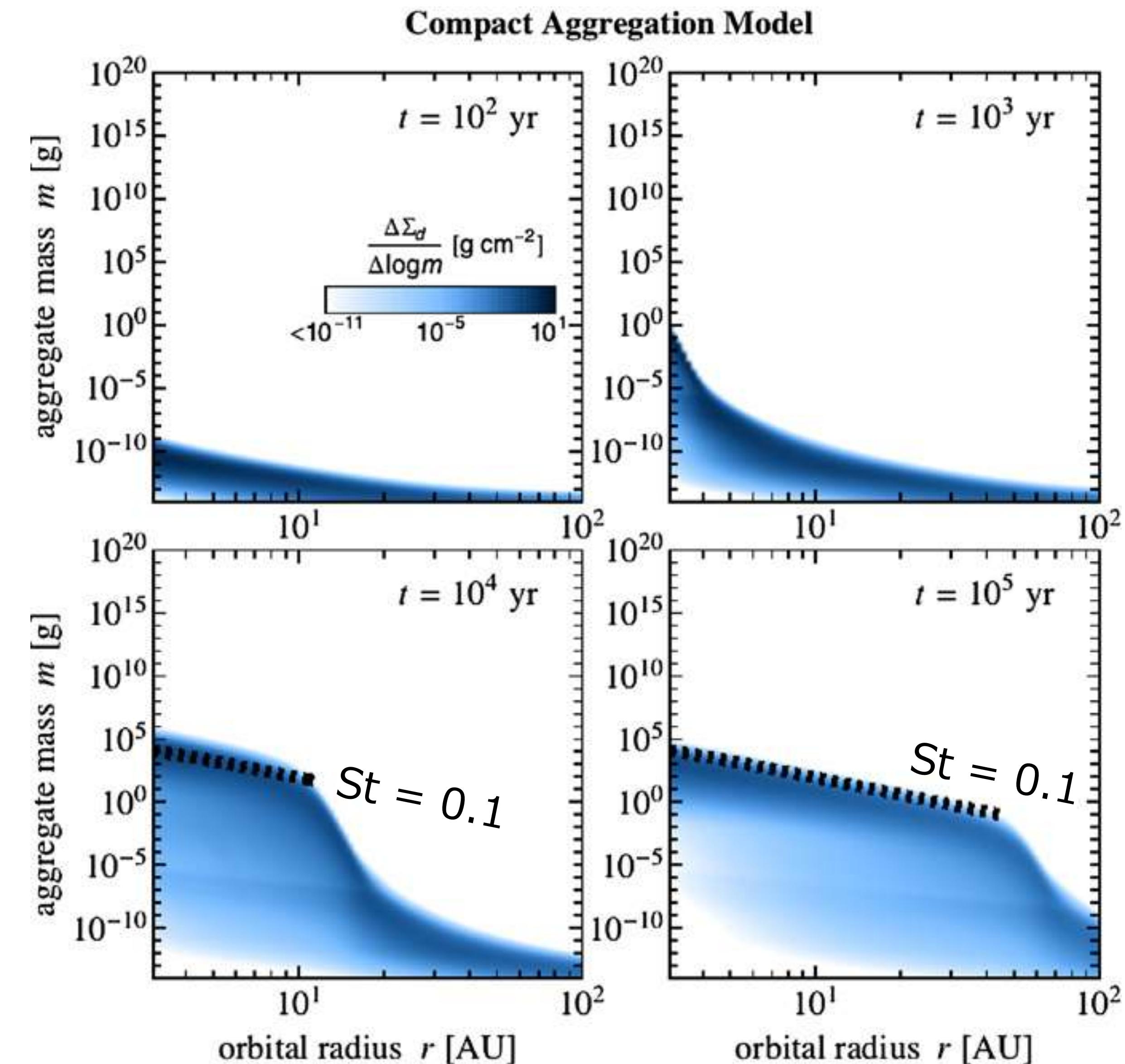
成長のタイムスケールはガス・ダスト比だけで決まる！

ダスト成長 vs 中心星落下 の例

Okuzumi et al. (2012)

ダストの運動を全て考慮し、
完全合体(衝突破壊なし)を仮定したうえで、
各軌道長半径での
ダストサイズ分布の進化を計算

内部密度一定の場合には、
 $St \sim 0.1$ で中心星へ落下してしまう！



ダスト成長 vs 中心星落下：解決方法

Suyama et al. (2008)

0.1 μm サイズのダスト粒子は
分子間力(ファンデルワールス力や
水素結合)で付着する
→ 衝突付着により、
ダスト集合体を形成する

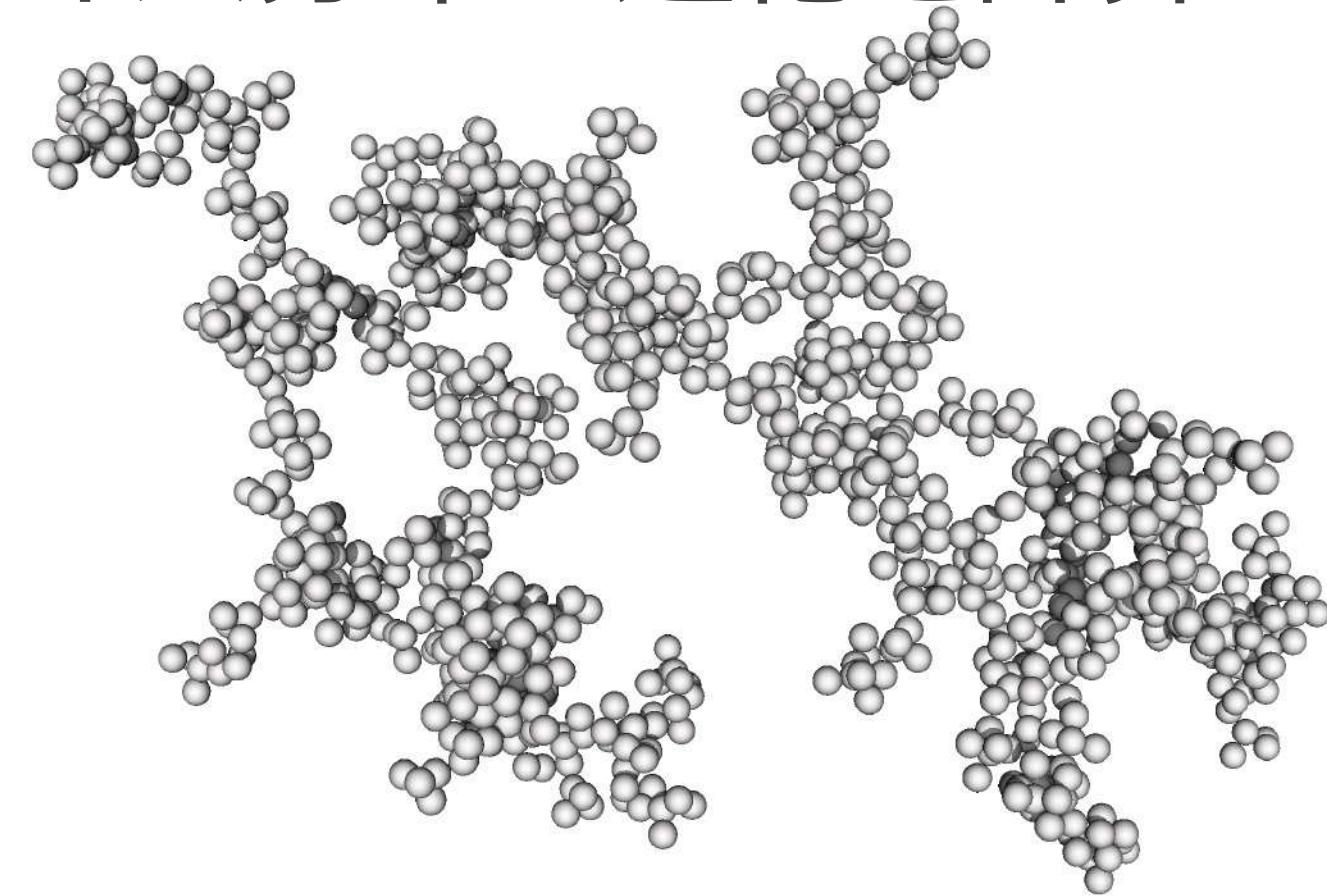
低速度・等質量衝突(Ballistic
Cluster-Cluster Aggregation: BCCA)
では**低密度ダスト集合体**が形成される



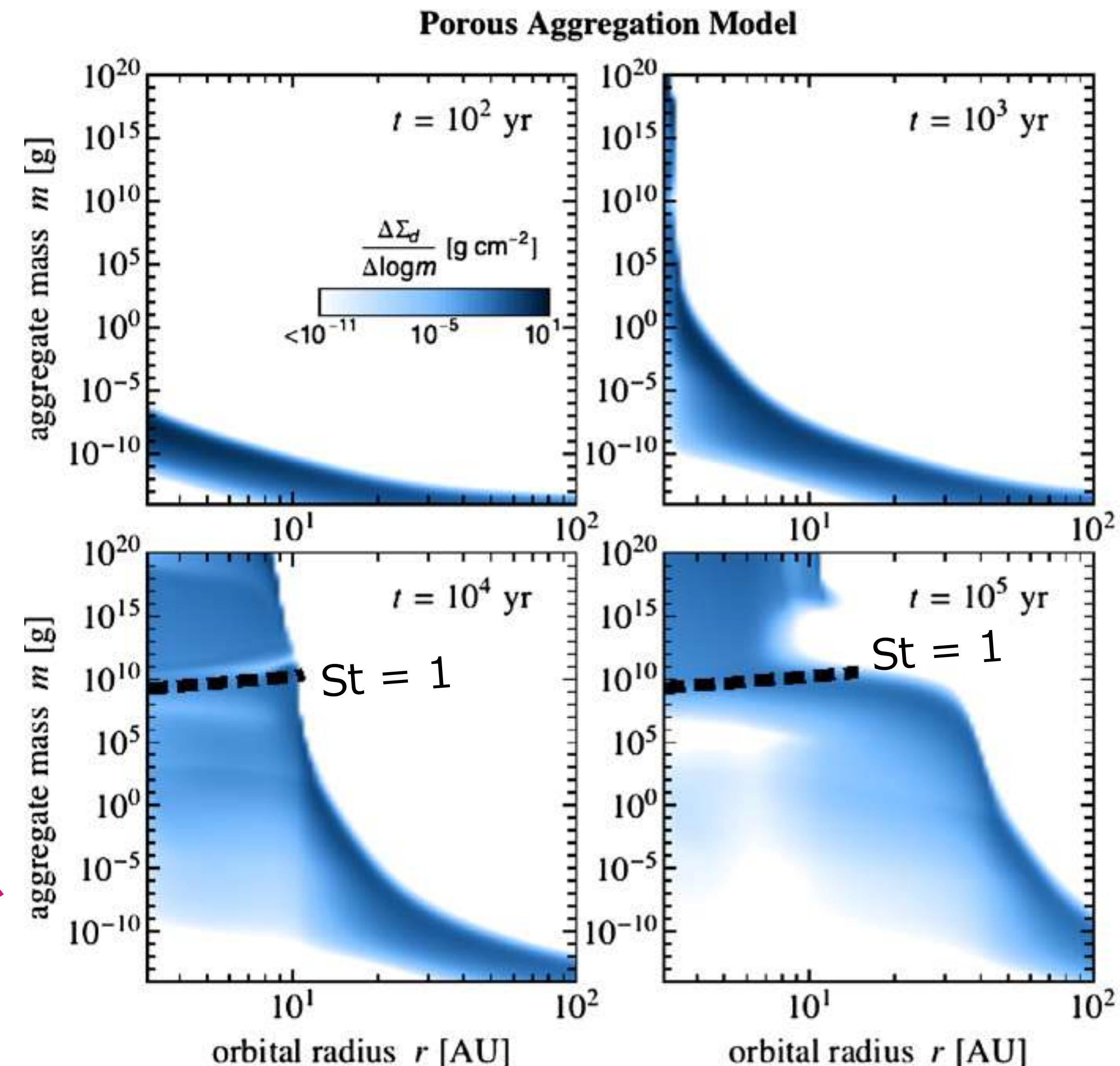
低密度ダスト集合体の成長 vs 中心星落下

Okuzumi et al. (2012)

ダストの運動を全て考慮し、
完全合体(衝突破壊なし)を仮定したうえで、
各軌道長半径での
ダストサイズ分布の進化を計算



ダスト集合体の密度進化も考慮した場合には、
 $St \sim 1$ を超えて成長できる！

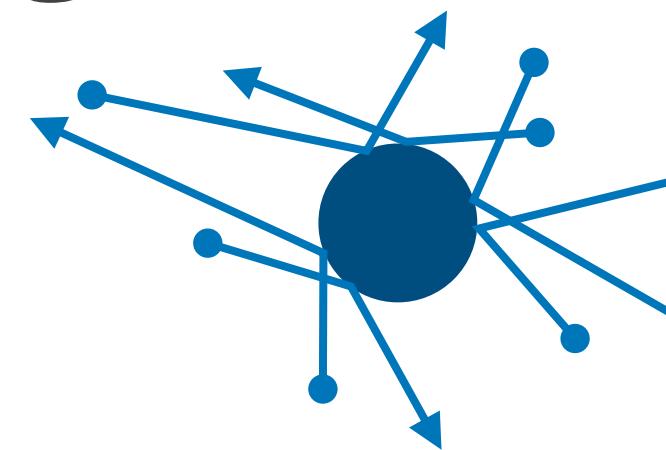


なぜ低密度ダスト集合体は $St = 1$ を超えられる？

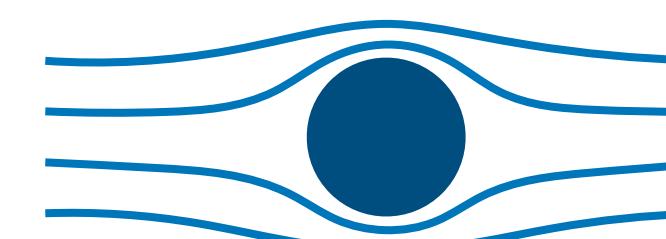
Okuzumi et al. (2012)

ガスの抵抗則に戻って考えてみる

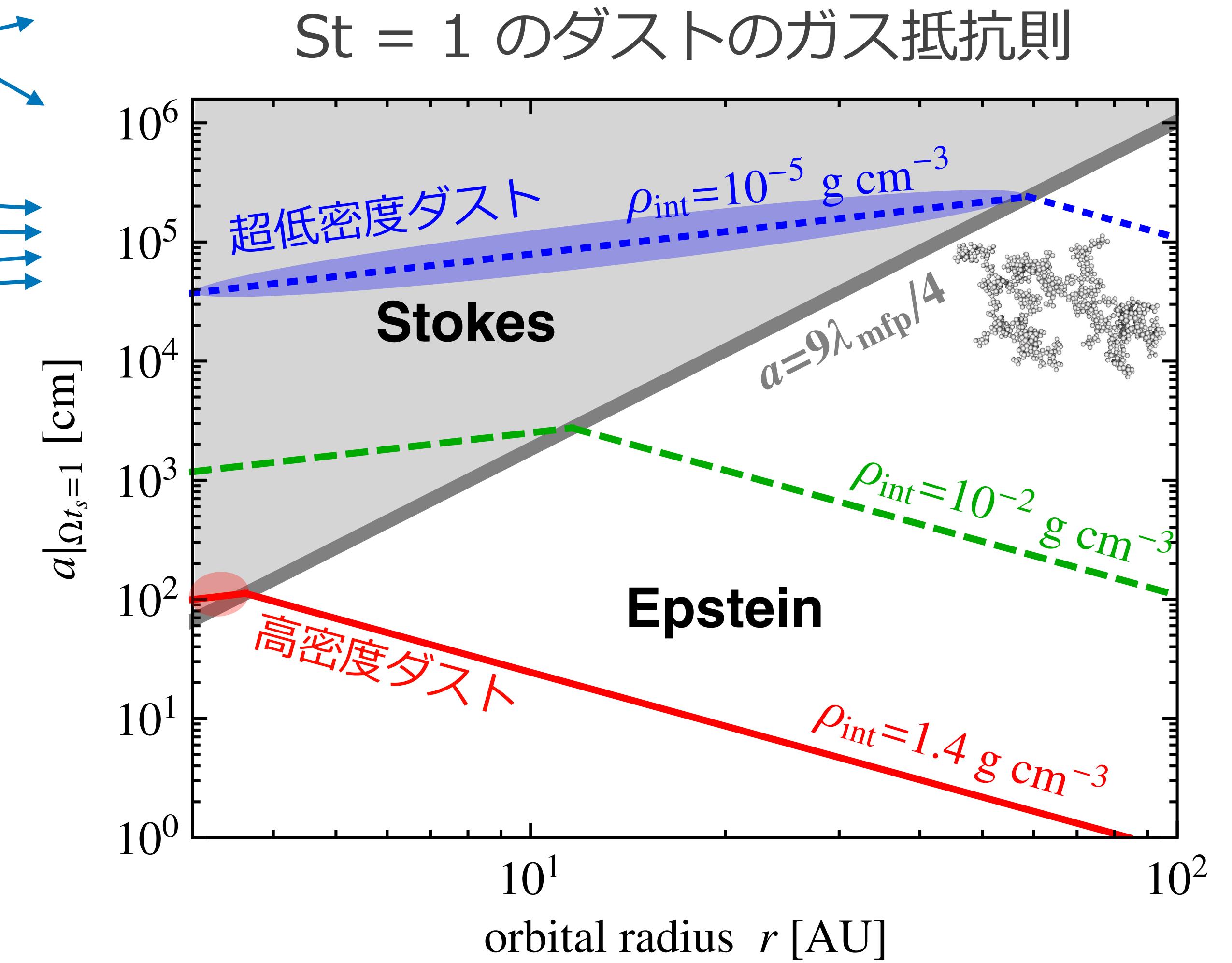
- エプスタイン則: $t_{\text{stop}} \approx \frac{\rho_{\text{int}} a}{\rho_g v_{\text{th}}}$



- ストークス則: $t_{\text{stop}} \approx \frac{\rho_{\text{int}} a}{\rho_g v_{\text{th}}} \frac{4a}{9\lambda}$



→ ストークス則に入ってしまえば、
 t_{stop} が急激に増えるようになる



第4章 ダストのミクロ物理

ダスト実験：微粒子は付着する！

Gundlach et al. (2011)

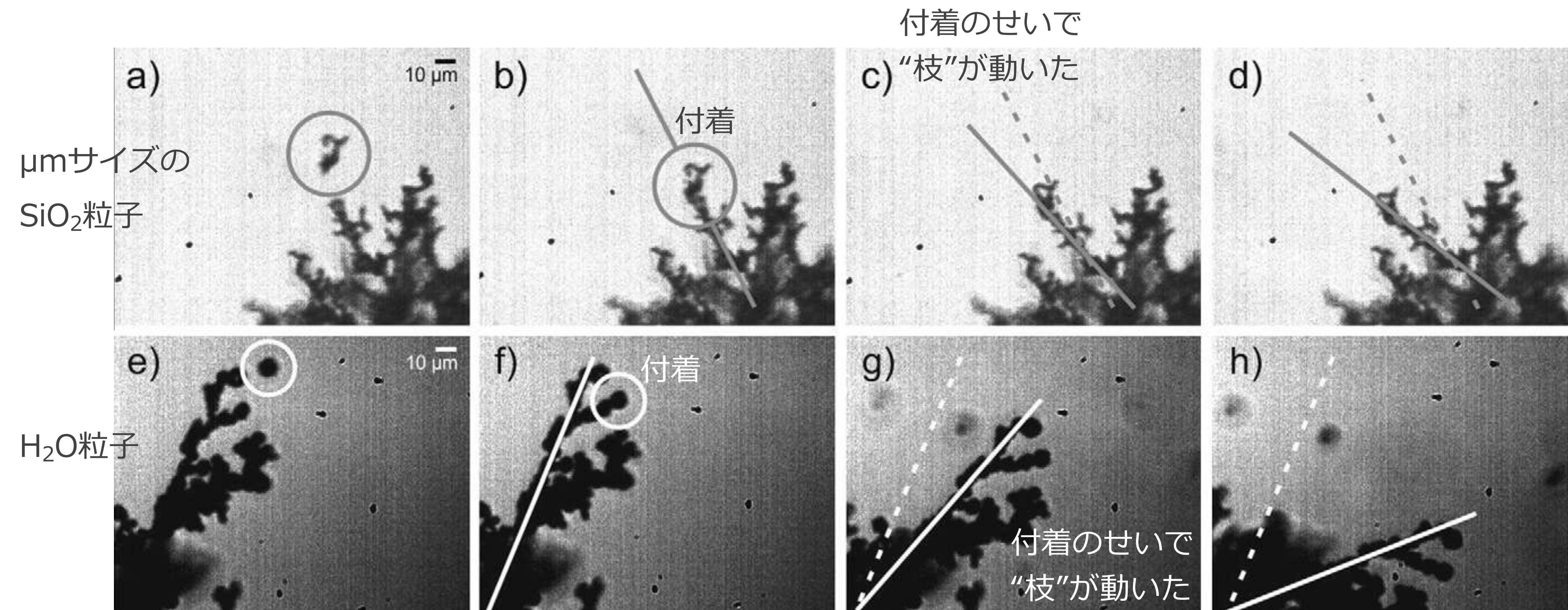
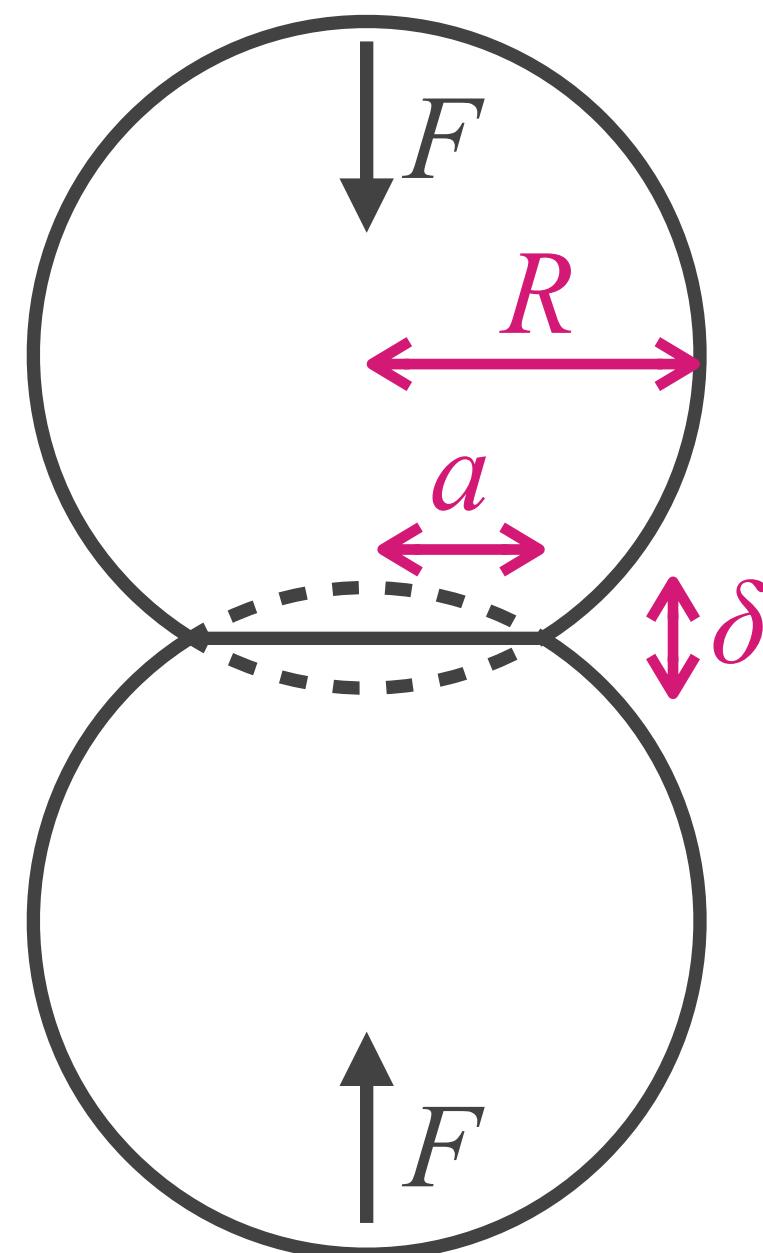


Fig. 7. Examples of time resolved restructuring events of aggregates composed of micrometer-sized SiO_2 particles (a-d) or H_2O ice particles (e-h). The restructuring events were initiated by the addition of an impacting particle or cluster. The images were taken every 0.03 s (a-d) and every 0.02 s (e-h).

ダストの接触相互作用モデル: 付着力のない弾性球

付着力のない2つの弾性球を押し込む → 接触面を形成し、反発力がはたらく



ばねのフックの法則: $F = kx$ (k : 比例定数)

弾性体(ヤング率 Y 、断面積 S 、長さ L)のフックの法則: $\frac{\Delta L}{L} = \frac{F}{YS}$

接触面付近の体積領域($\sim a^3$)にフックの法則を適用:

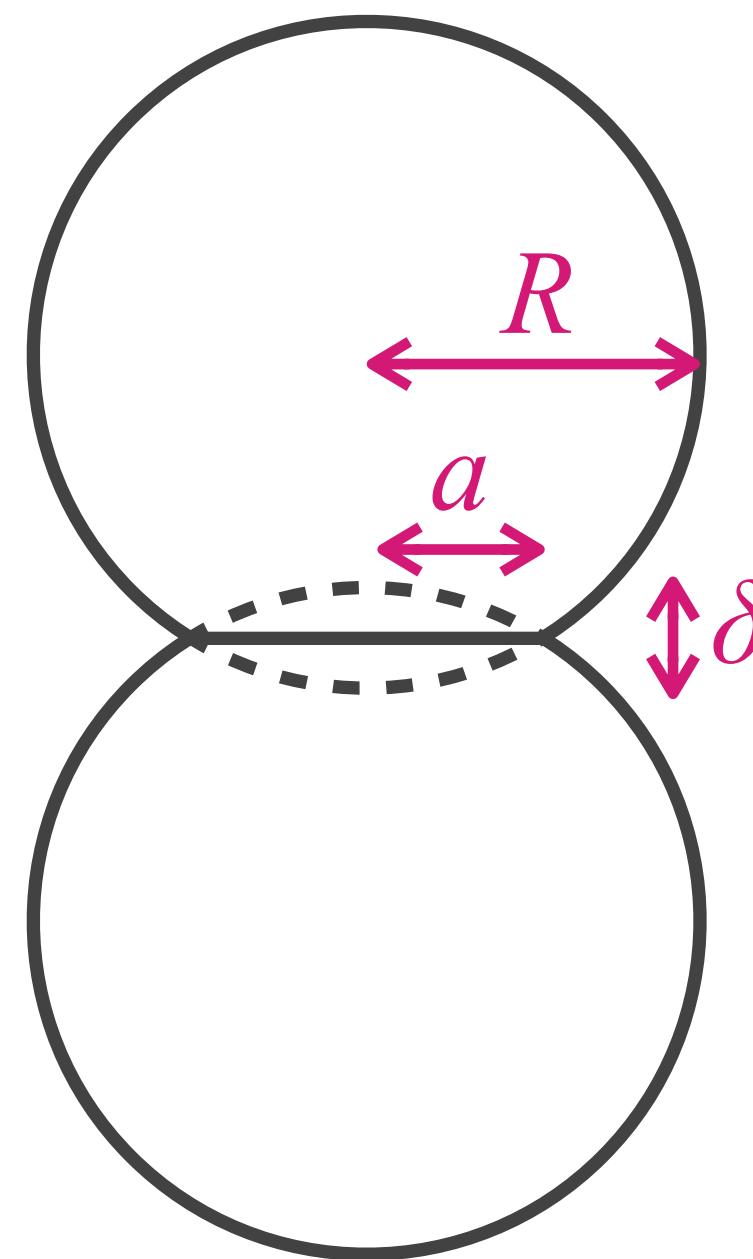
$$a^2 + (R - \delta/2)^2 = R^2, \quad \delta \ll R \text{ より, } \frac{a}{R} \approx \frac{\delta}{a}$$

$$\rightarrow F \sim \frac{Ya^3}{R} \sim YR^{1/2}\delta^{3/2}$$

$$\frac{\delta}{a} \sim \frac{F}{Ya^2}$$

ダストの接触相互作用モデル: 付着力のある弾性球

付着力のある2つの弾性球が接触しているときを考える



この弾性球は単位面積当たりにエネルギー γ (J/m^2) を持っているとする
接触により失われている表面積は $2\pi a^2$ なので、
接触面の束縛エネルギーは $U_s = -2\pi a^2 \gamma$

$$\text{表面吸着力は } F_s \equiv \frac{dU_s}{d\delta} = \frac{d}{d\delta}(-2\pi a^2 \gamma) \sim \frac{d}{d\delta}(-2\pi \gamma R \delta) = -2\pi \gamma R$$

表面吸着力と反発力がつりあうとき、2つの弾性球は接触平衡状態になる

$$2\pi \gamma R \sim \frac{Y a^3}{R} \quad \rightarrow \quad a_0 \sim \left(\frac{2\pi \gamma R^2}{Y} \right)^{1/3}$$

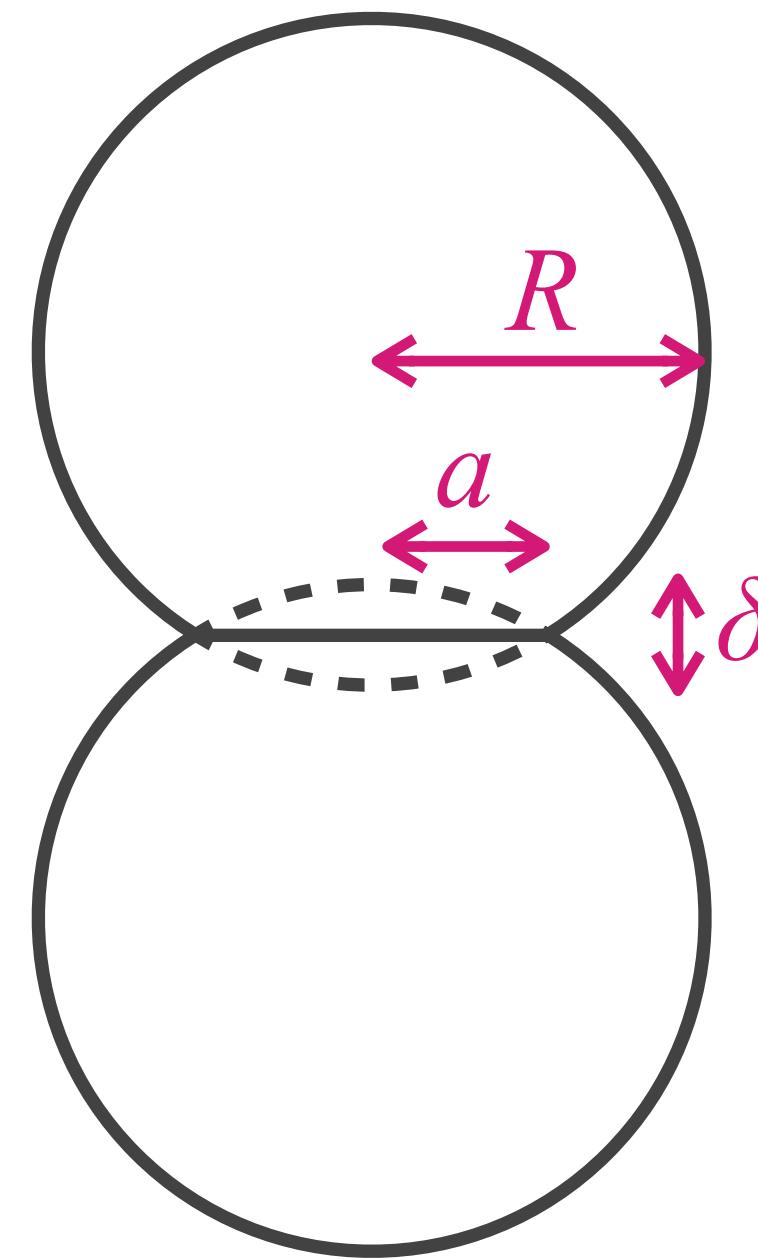
半径100 nmのH₂O冰球で $a_0 \approx 12 \text{ nm} = 120 \text{ \AA}$

このとき、2つの球を引き剥がすのに必要なエネルギーは

$$E_{\text{break}} \sim 2\pi \gamma a_0^2 \sim \frac{(2\pi \gamma)^{5/3} R^{4/3}}{Y^{2/3}}$$

ダストの接触相互作用モデル: 付着力のある弾性球

2つの球を引き剥がすのに必要なエネルギー: $E_{\text{break}} \sim 2\pi\gamma a_0^2 \sim \frac{(2\pi\gamma)^{5/3} R^{4/3}}{Y^{2/3}}$

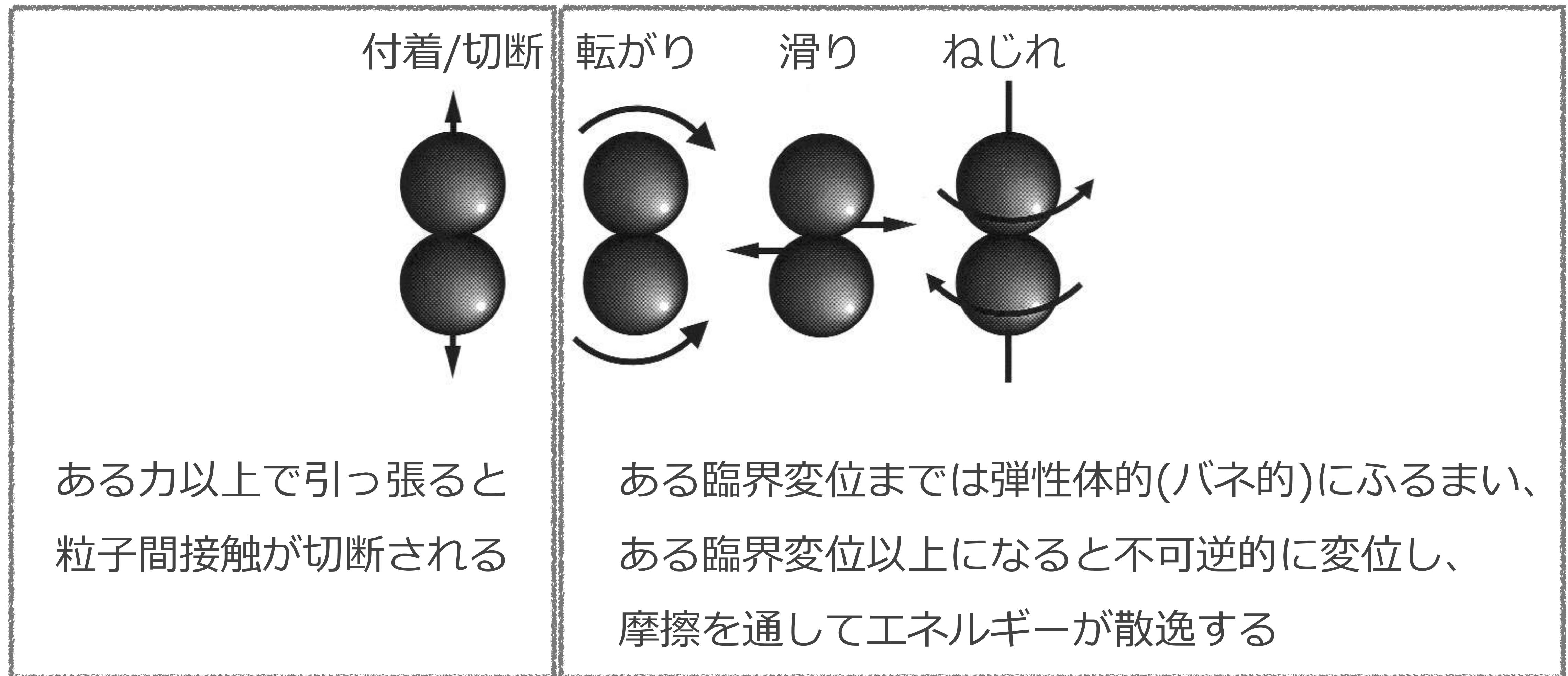


E_{break} が大きい \rightarrow 引き剥がすのにたくさんのエネルギーが必要
どんな物質?

- 表面エネルギー γ が大きい、すなわち付着しやすい物質
- ヤング率(かたさ)が小さい、すなわち柔らかい物質
- 半径の大きな粒子

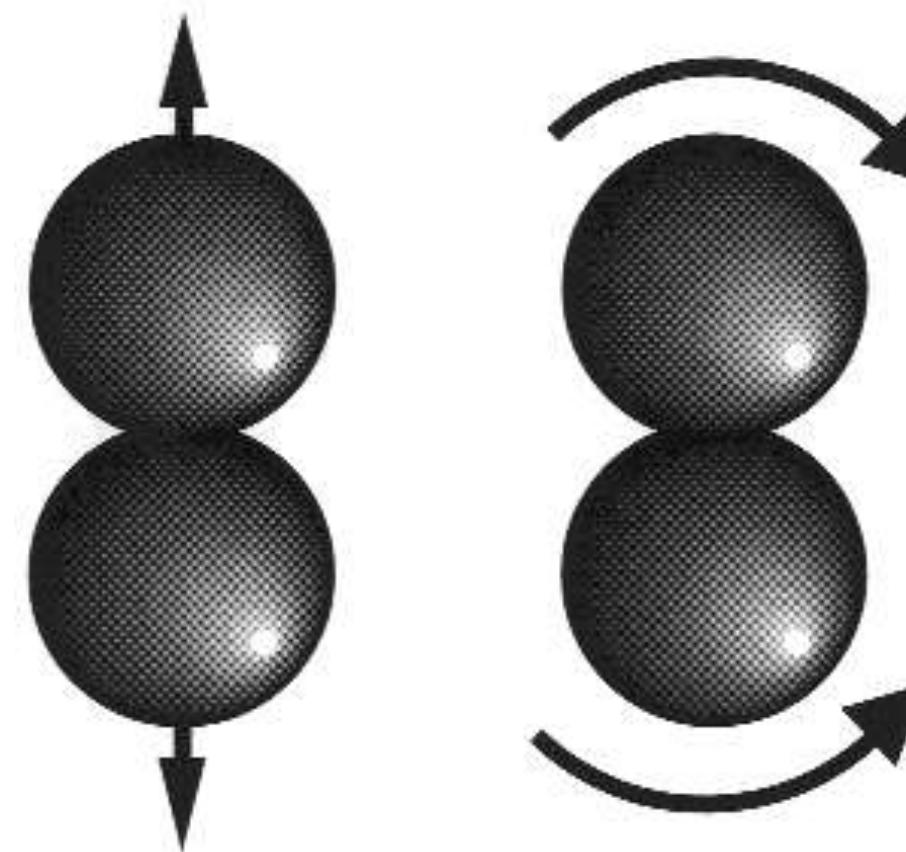
ダストの接触相互作用モデル

Dominik & Tielens (1997)
Wada et al. (2007)



ダストの接触相互作用モデル: 切断と転がり

Dominik & Tielens (1997)
Wada et al. (2007)



粒子間接触を切断するのに必要な力: $F_c = 3\pi\gamma R$

$$\text{換算半径: } \frac{1}{R} = \frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2}$$

弾性的(バネ的)ふるまい → 不可逆的ふるまい(エネルギー散逸)

$$\underbrace{U}_{\begin{array}{l} \text{ポテンシャル} \\ \text{エネルギー} \end{array}} = \frac{1}{2} \underbrace{k}_{\text{バネ定数}} |\vec{\zeta}|^2$$

$$\underbrace{\Delta E_{\text{dis}}}_{\begin{array}{l} \text{散逸エネルギー} \\ = \text{力} \times \text{変位} \end{array}} = k \zeta_{\text{crit}} (|\vec{\zeta}| - \zeta_{\text{crit}})$$

モノマーを πR だけ転がすのに必要なエネルギー:

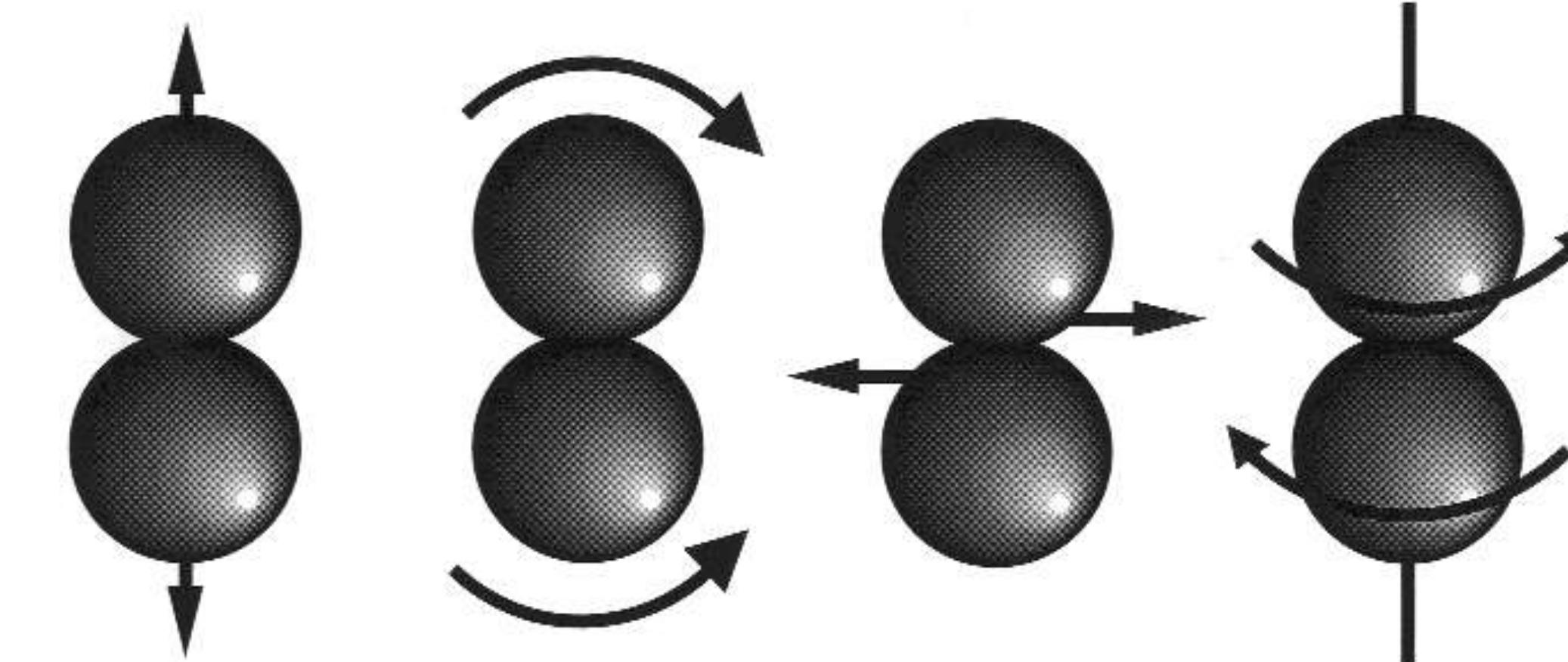
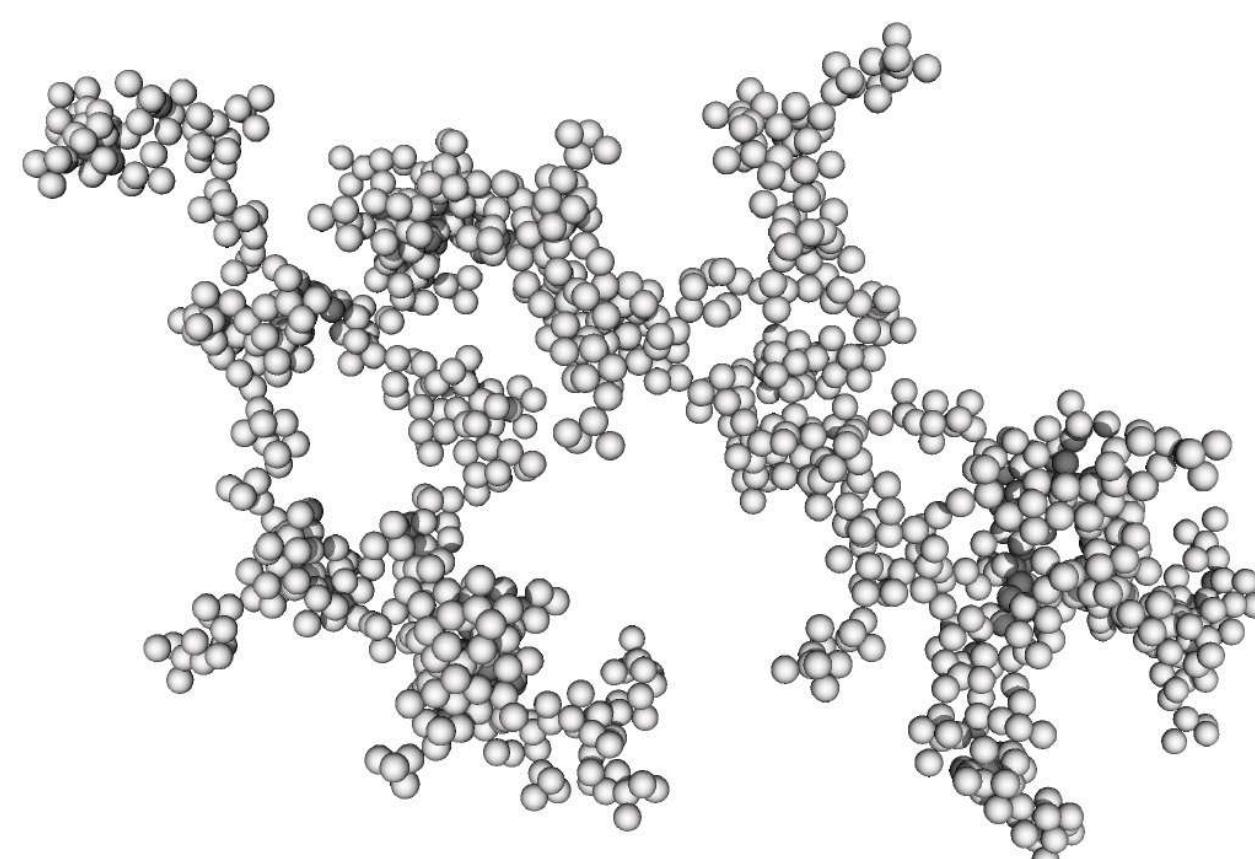
$$\underbrace{E_{\text{roll}}}_{\begin{array}{l} \text{転がりの} \\ \text{バネ定数} \end{array}} = \underbrace{k_{\text{roll}} \xi_{\text{crit}} \pi R}_{\begin{array}{l} \text{臨界} \\ \text{転がり変位} \end{array}} = 4\pi F_c \xi_{\text{crit}} = 6\pi^2 \gamma r_0 \xi_{\text{crit}}$$

モノマー半径 ($r_0 = r_1 = r_2$)

ダスト集合体のシミュレーション

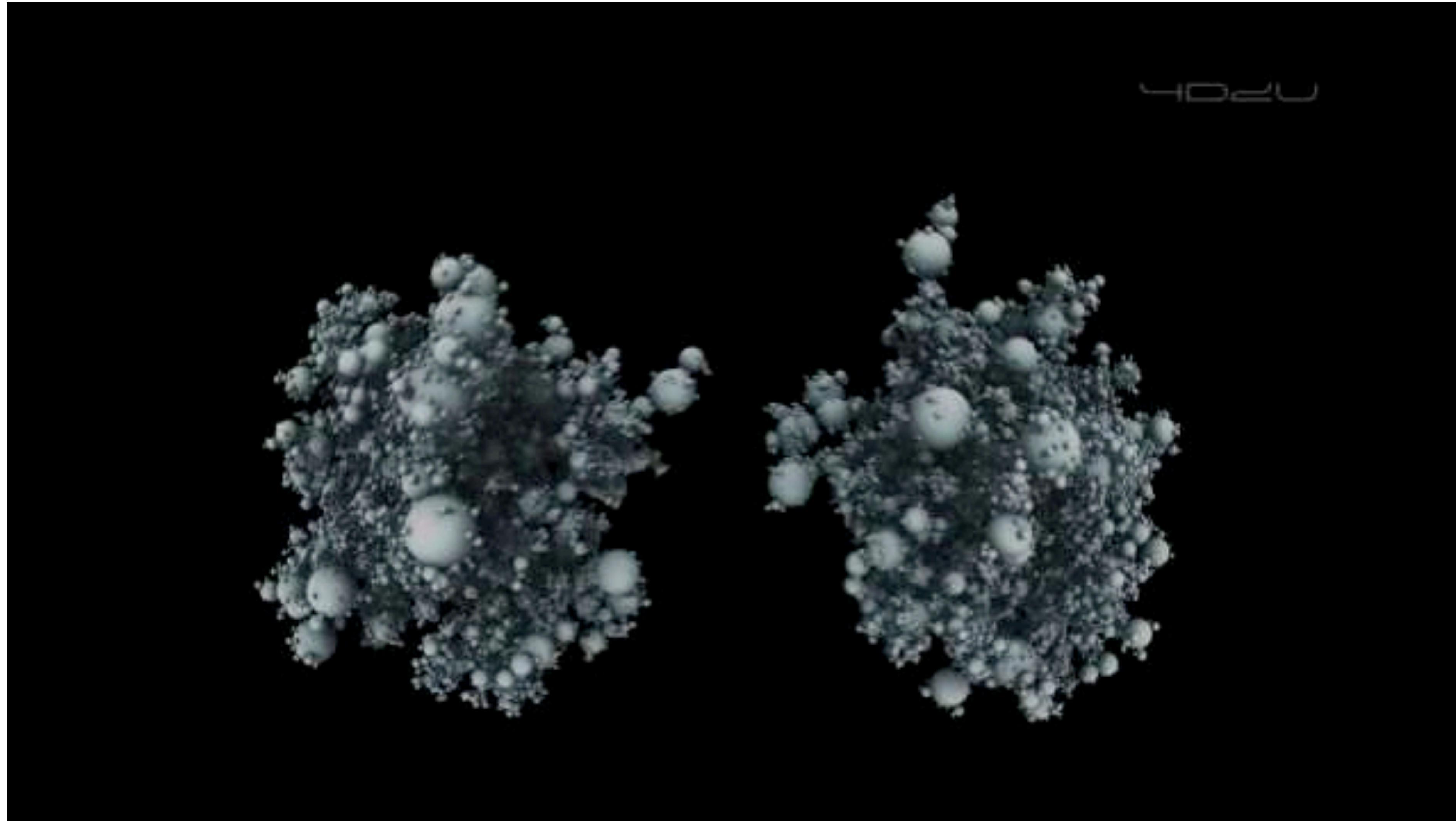
ダスト集合体の構成粒子(モノマー)間の接触相互作用モデルを元に、

付着/切斷 転がり 滑り ねじれ



接触するモノマーにかかる力を全て考慮して運動方程式を解く

ダスト集合体の衝突破壊

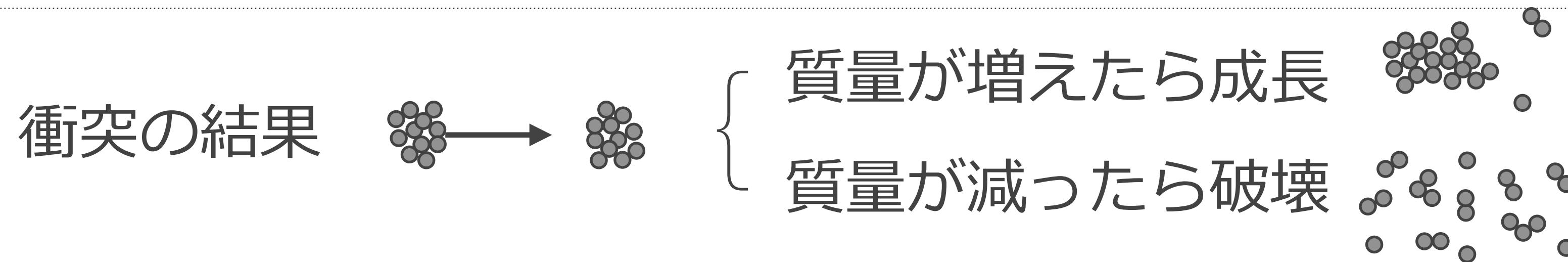


©NAOJ 4D2U Wada et al. (2018)

<https://4d2u.nao.ac.jp/movies/20181201-planet/>

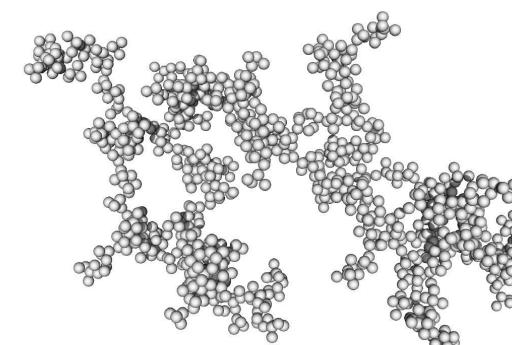
ダスト集合体の衝突破壊速度の見積もり

Wada et al. (2009, 2013)



ざっくりと、(衝突のエネルギー) \sim (全ての結合を切るためのエネルギー)
 \sim (結合の数) \times (一つの結合を切るためのエネルギー)

1粒子あたりの接触点数は、低速付着成長を仮定すると2程度



$$\sim (2\text{程度}) \times (\text{粒子数} N) \times E_{\text{break}}$$

衝突のエネルギー: $E_{\text{impact}} \sim (1/2)(\text{ダスト集合体の質量})v^2 \sim (1/2)Nm_0v^2$

m_0 : モノマー質量

$$\rightarrow (1/2)Nm_0v^2 \sim (2\text{程度})NE_{\text{break}} \rightarrow v \sim (\text{定数}) \times \sqrt{\frac{E_{\text{break}}}{m_0}}$$

粒子数 N (=ダスト集合体質量)
にはよらない！

ダスト集合体の衝突破壊のシミュレーション

Wada et al. (2009, 2013)

$$v_{\text{frag}} \approx 20 \sqrt{\frac{E_{\text{break}}}{m_0}} \propto \left(\frac{\gamma^{5/3} r_0^{4/3} Y^{-2/3}}{r_0^3 \rho_0} \right)^{1/2} = \gamma^{5/6} r_0^{-5/6} Y^{-1/3} \rho_0^{-1/2}$$

$$\approx 80 \text{ m s}^{-1} \left(\frac{\gamma}{100 \text{ mJ m}^{-2}} \right)^{5/6} \left(\frac{r_0}{0.1 \mu\text{m}} \right)^{-5/6} \\ \times \left(\frac{Y_*}{3.7 \text{ GPa}} \right)^{-1/3} \left(\frac{\rho_0}{1 \text{ g cm}^{-3}} \right)^{-1/2}$$

表面エネルギー
換算ヤング率

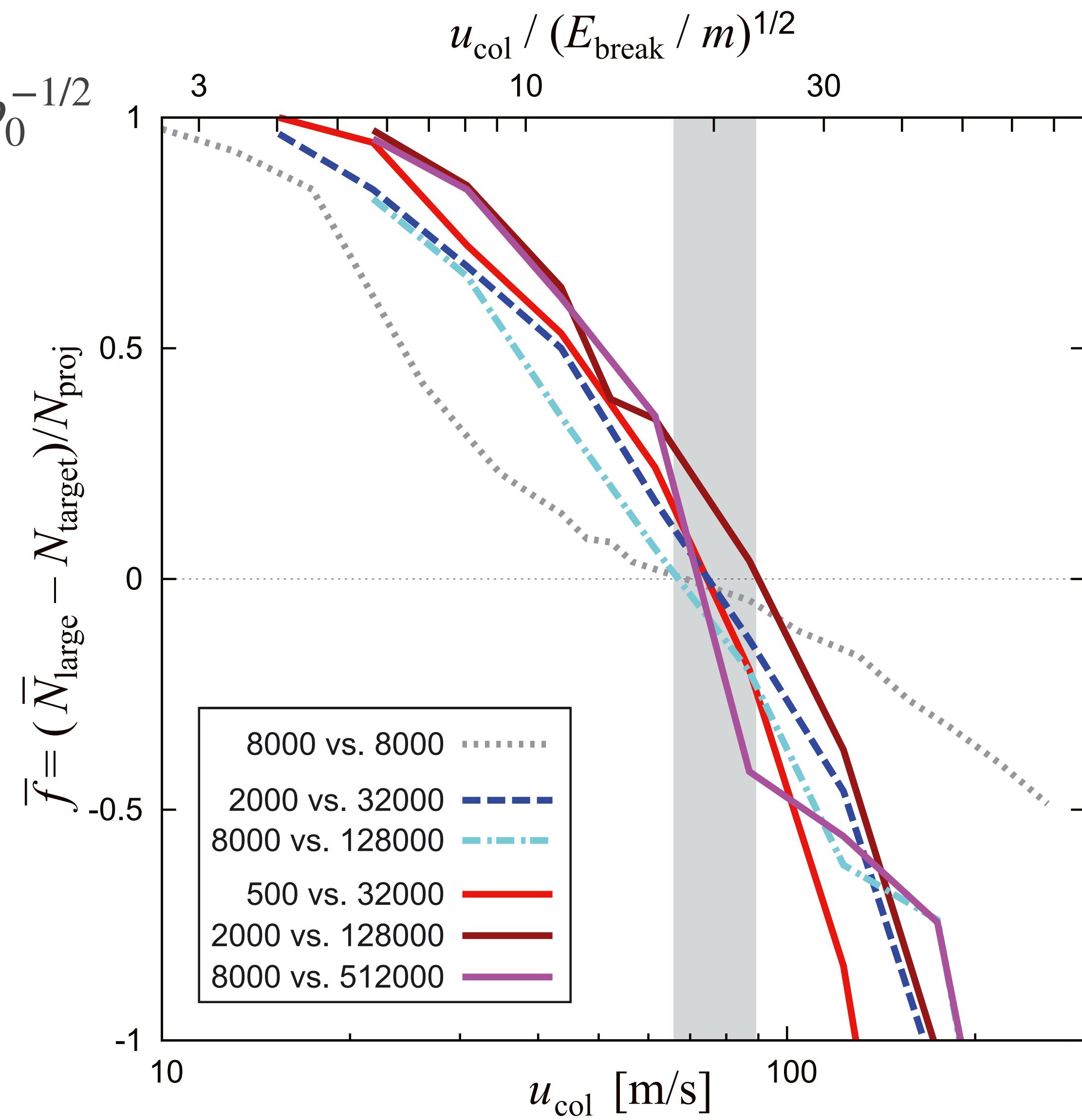
構成粒子半径
物質密度

$$Y_* = \frac{Y}{2(1 - \nu^2)} \text{ ヤング率}$$

ヤング率
ポアソン比

※H₂O氷の値
(e.g., Israelachvili 1992)

衝突破壊速度: { H₂O氷の場合、80 m/s
シリケイト(岩石)の場合、8 m/s



ダスト集合体は円盤中で衝突により破壊されない？

衝突破壊速度: $\begin{cases} \text{H}_2\text{O氷の場合、 } 80 \text{ m/s} \\ \text{シリケイト(岩石)の場合、 } 8 \text{ m/s} \end{cases}$

乱流中のダスト衝突最大速度

- 強い乱流のとき ($\alpha \sim 10^{-2}$): $\sim 100 \text{ m/s}$
- ほどほどいの乱流のとき ($\alpha \sim 10^{-3}$): $\sim 30 \text{ m/s}$

→ 氷ダスト集合体なら、衝突破壊問題を克服できるかも！

※ 表面エネルギーなどの物性値による

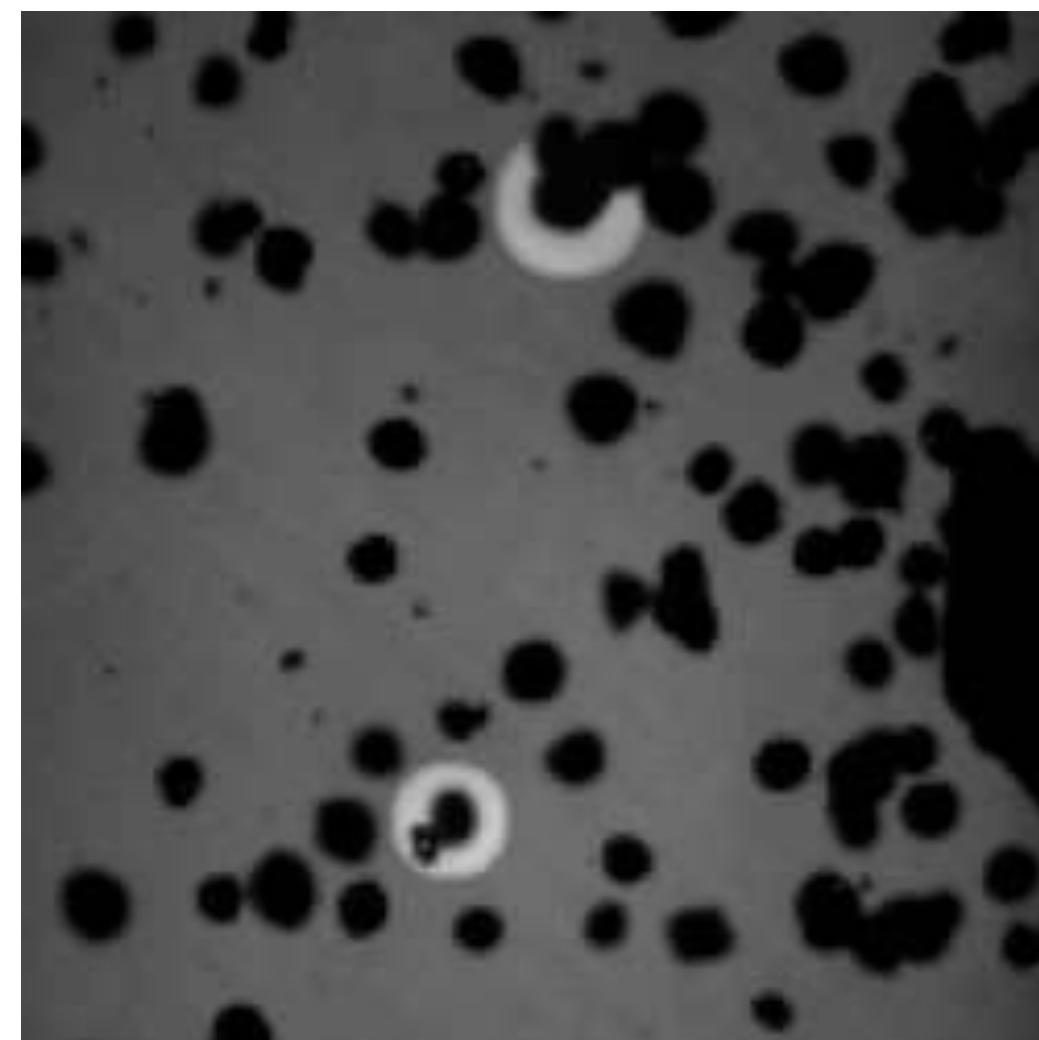
実は“実際の”表面エネルギーはよくわかっていない

跳ね返り問題について

高速度衝突ではダスト集合体は破壊してしまう → 低速度なら必ず付着する？

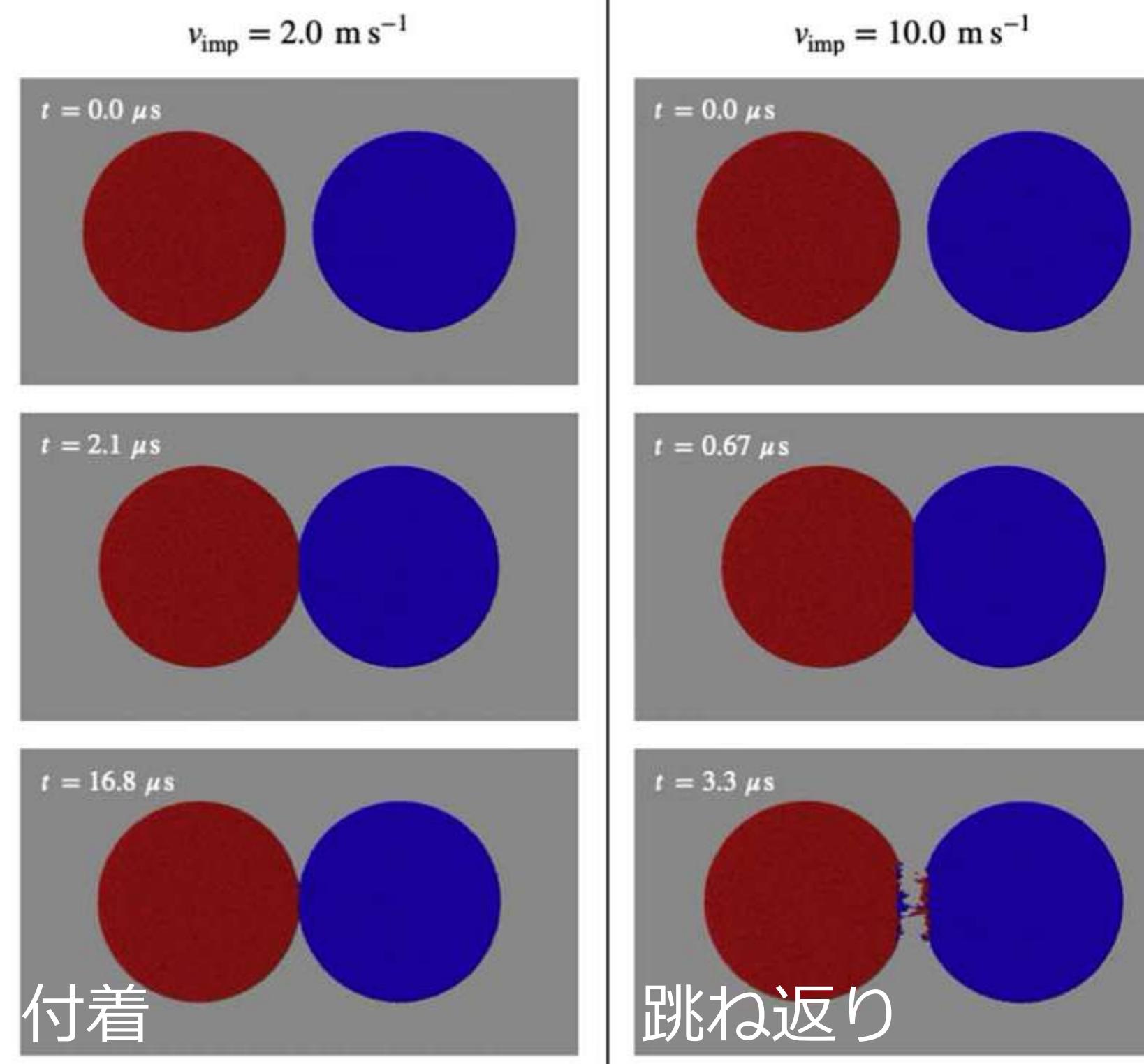
跳ね返ってしまうこともある！

実験



Weidling et al. (2012)

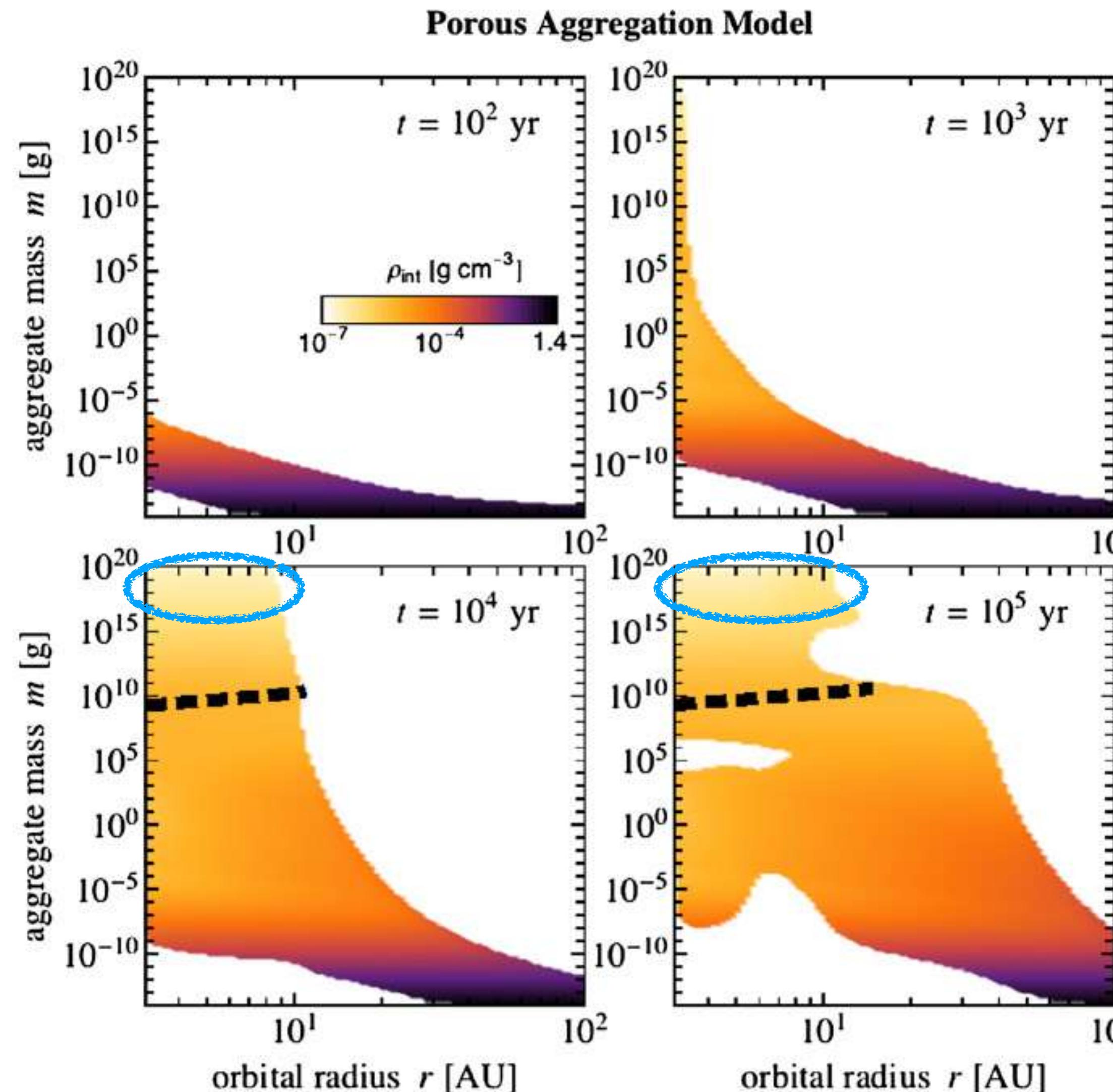
シミュレーション



Oshiro, Tatsuuma et al. (2025)

高密度、大質量なダスト集合体ほど
跳ね返りやすい
ということはわかっているものの…
跳ね返りメカニズムは
まだよくわかっていない

低密度ダスト集合体はちゃんと微惑星になる？



Okuzumi et al. (2012)

質量としては微惑星相当になるものの…

内部密度は $10^{-4} \text{ g cm}^{-3}$ 以下になってしまう

→ 圧縮過程を考慮しないといけない

考えられる圧縮過程

- 衝突圧縮

(実は、衝突合体で作られる大きなすき間を埋めるために
衝突エネルギーが全て消費されてしまう)

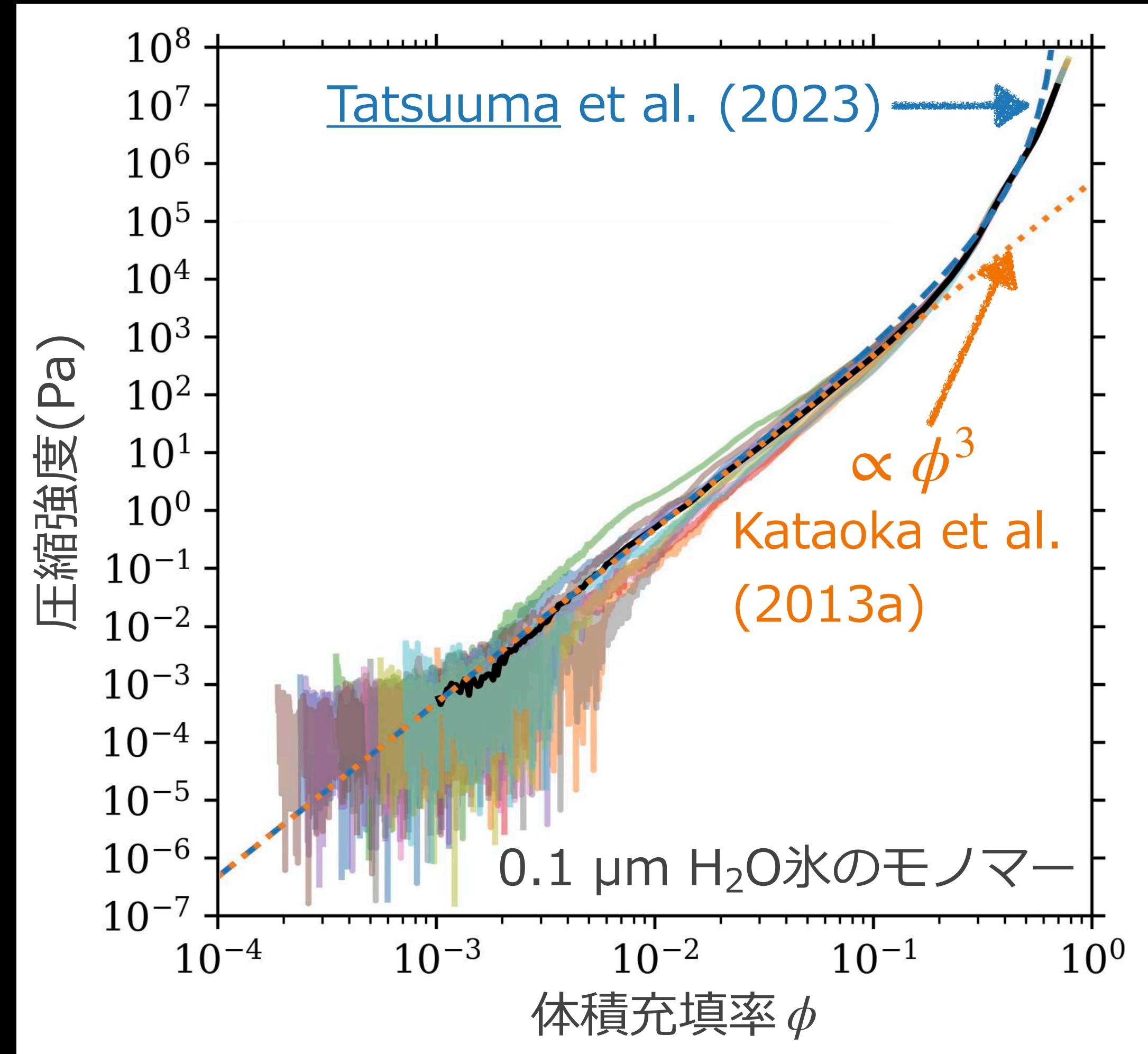
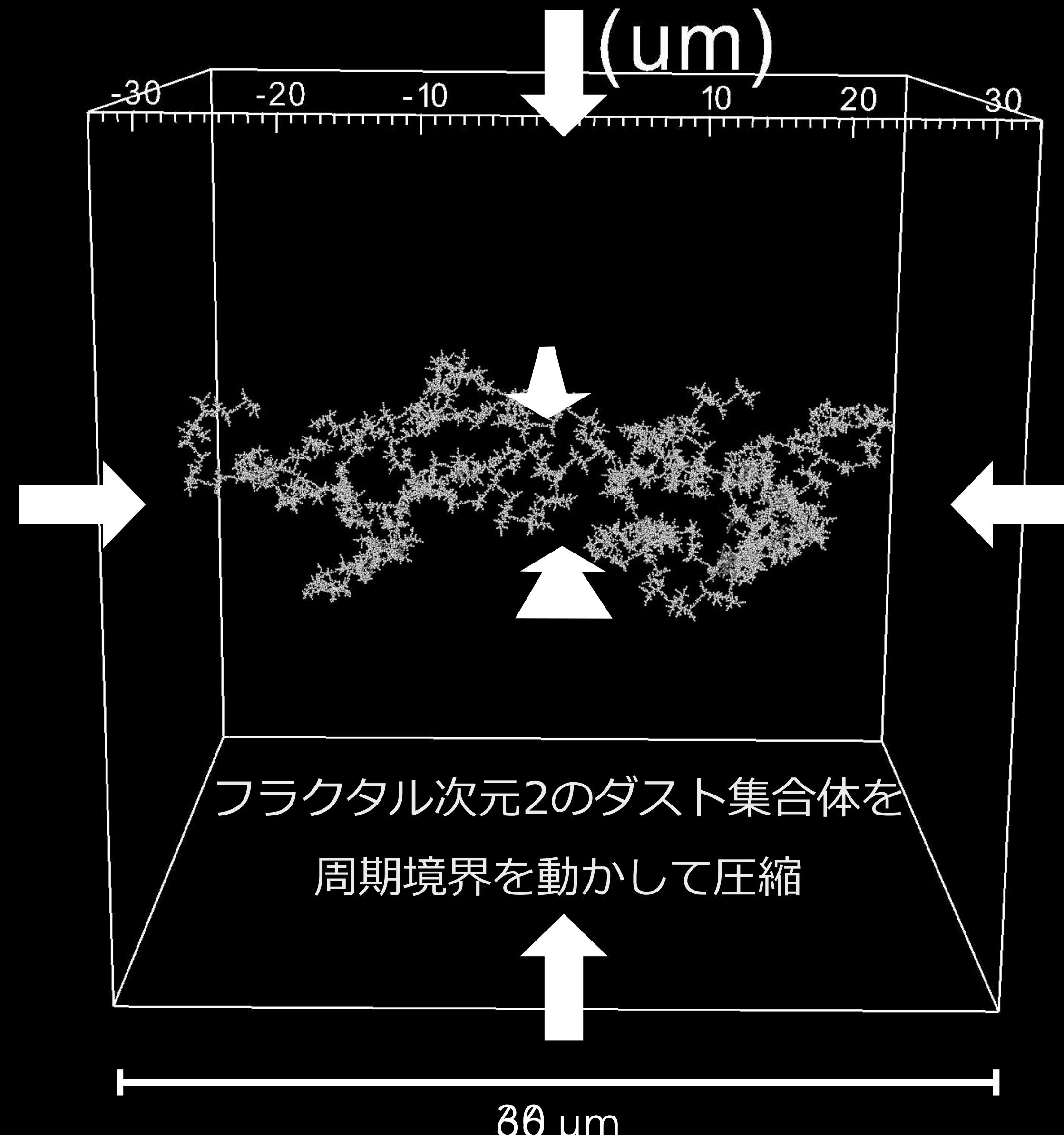
- 円盤ガスによる圧縮

- 自己重力圧縮

必要なもの: ダスト集合体の圧縮強度

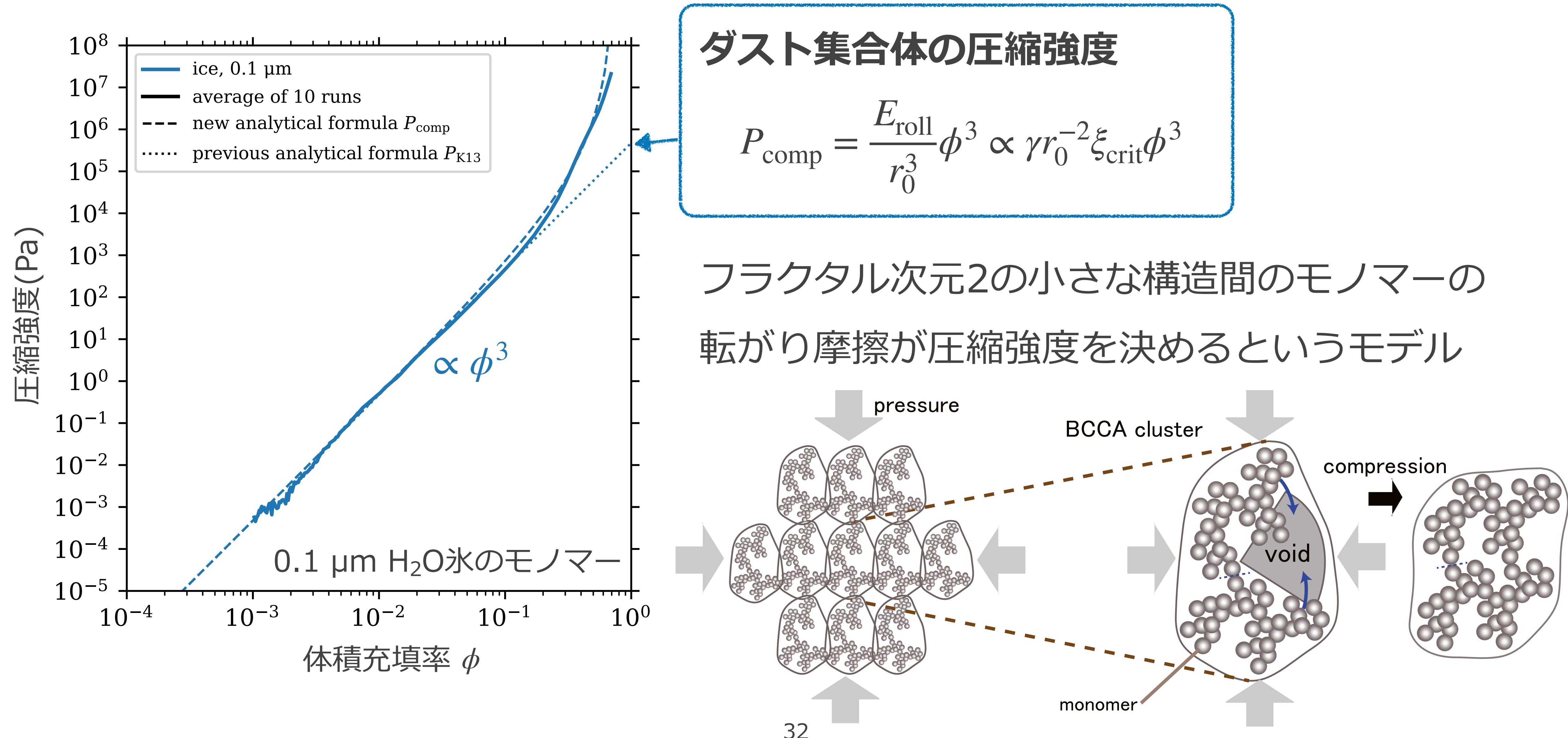
ダスト集合体の圧縮強度

Kataoka et al. (2013a)
Tatsuuma et al. (2023)



ダスト集合体の圧縮強度

Kataoka et al. (2013a)
Tatsuuma et al. (2023)



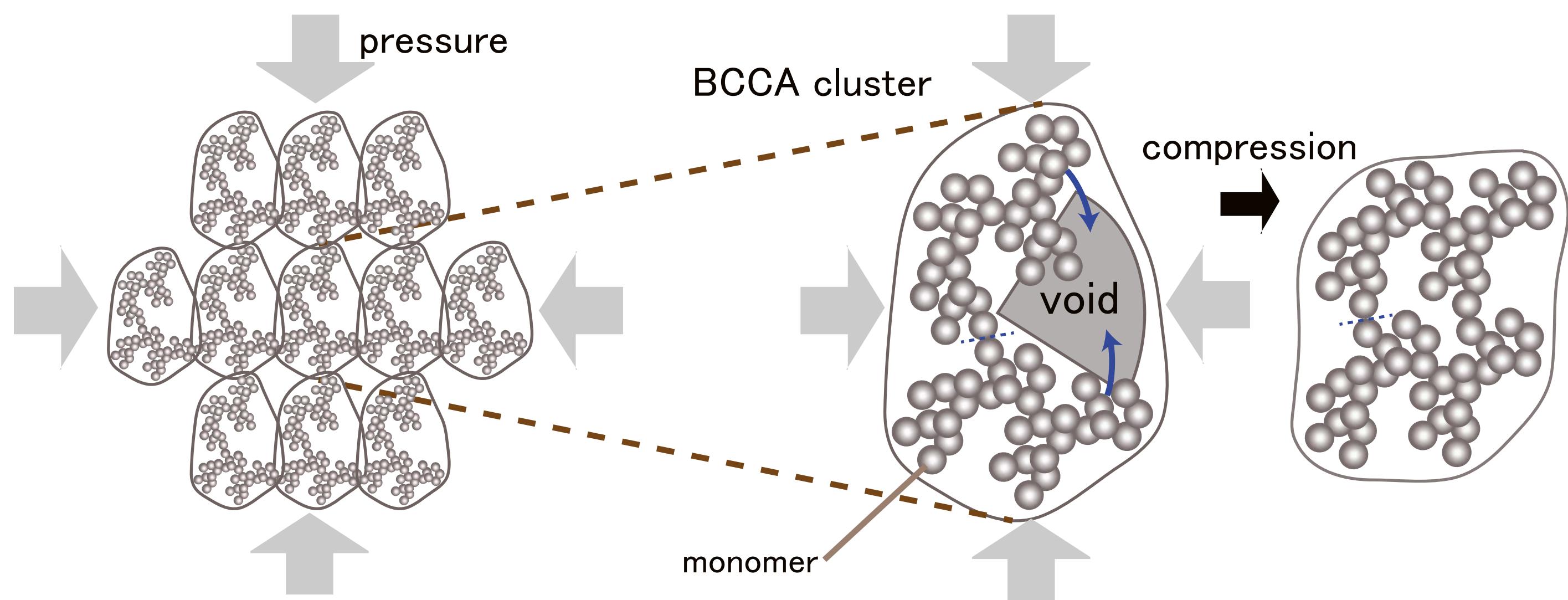
ダスト集合体の圧縮強度

Kataoka et al. (2013a)

ダスト集合体の圧縮強度

$$P_{\text{comp}} = \frac{E_{\text{roll}}}{r_0^3} \phi^3 \propto \gamma r_0^{-2} \xi_{\text{crit}} \phi^3$$

フラクタル次元2の小さな構造間のモノマーの
転がり摩擦が圧縮強度を決めるというモデル



$$F \sim P \cdot r_{\text{BCCA}}^2$$

力と圧力

$$F \cdot r_{\text{BCCA}} \sim E_{\text{roll}}$$

仕事とエネルギー

$$\rightarrow P \sim \frac{E_{\text{roll}}}{r_{\text{BCCA}}^3}$$

$$r_{\text{BCCA}} \sim N^{1/2} r_0$$

フラクタル次元2

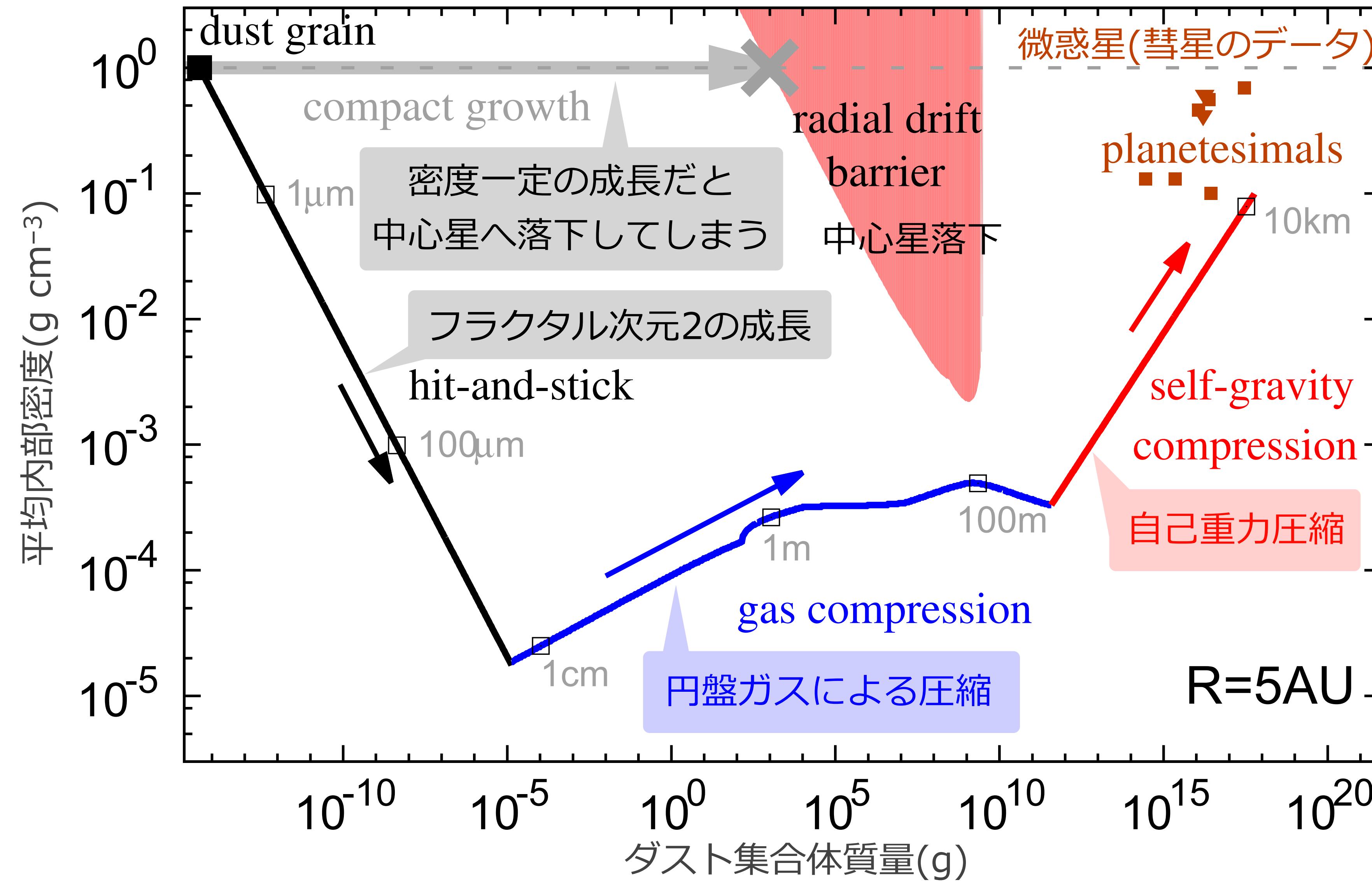
$$\rho \sim \frac{Nm_0}{r_{\text{BCCA}}^3} \sim \left(\frac{r_{\text{BCCA}}}{r_0} \right)^{-1} \rho_0$$

密度

$$\rightarrow P \sim \frac{E_{\text{roll}}}{r_0^3} \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^3$$

ダスト集合体の内部密度進化

Kataoka et al. (2013b)



Northern
Hemisphere

太陽系小天体からもっと情報を引き出したい！



67P/チュリュモフ・ゲラシメンコ彗星

©ESA/Rosetta/MPS for OSIRIS Team

MPS/UPD/LAM/IAA/SSO/INTA/UPM/DASP/IDA

Carsten Güttsler博士から個人的にもらった動画

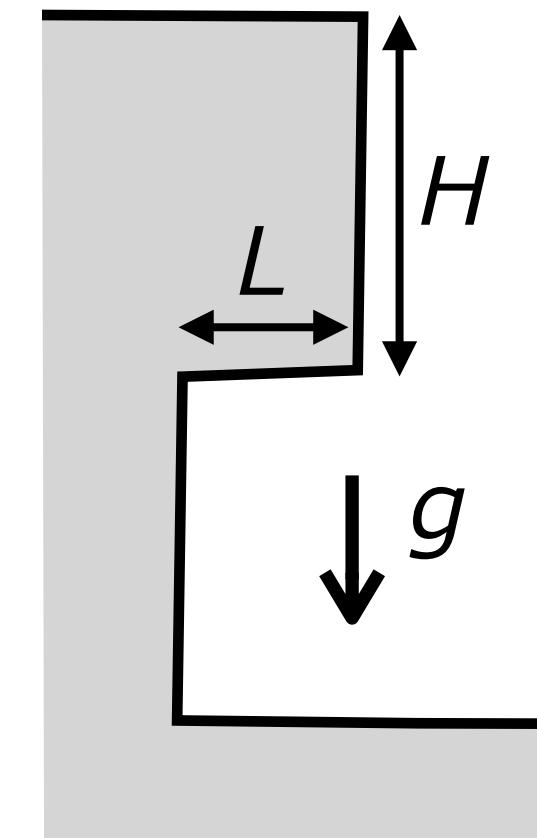
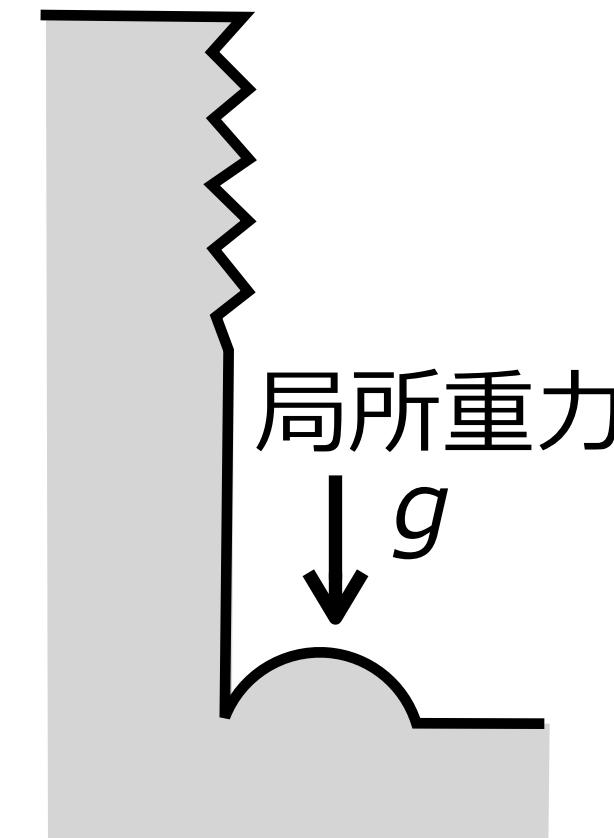
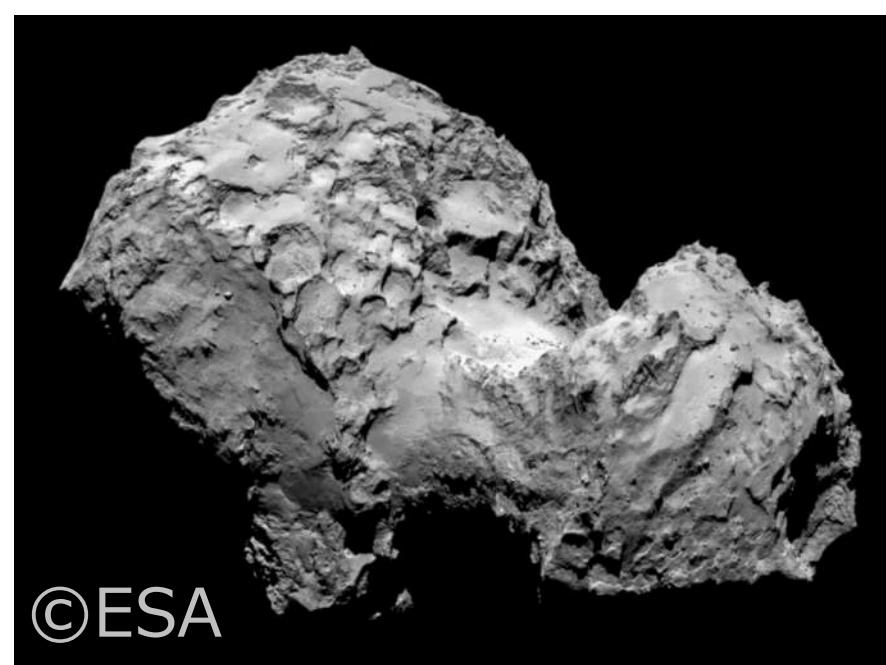
1000 m

67P/チュリュモフ・ゲラシメンコ彗星

探査からわかること

- 体積、質量 → 平均密度: $532 \pm 7 \text{ kg m}^{-3}$ (Jorda et al. 2016) 密度は水氷の半分 (岩よりも軽い)
- 表層の形状 → 引張強度: 1.5–100 Pa (Basilevsky et al. 2016) 非常に脆い (タバコの灰くらい)

引張強度の見積もり方: 彗星表層のoverhangs(出っ張り)と局所重力を用いる



(Groussin et al. 2015; Basilevsky et al. 2016)

出っ張りが安定であるとき: $\sigma_T > \frac{3\rho g L^2}{H}$

(e.g., Tokashiki & Aydan 2010)

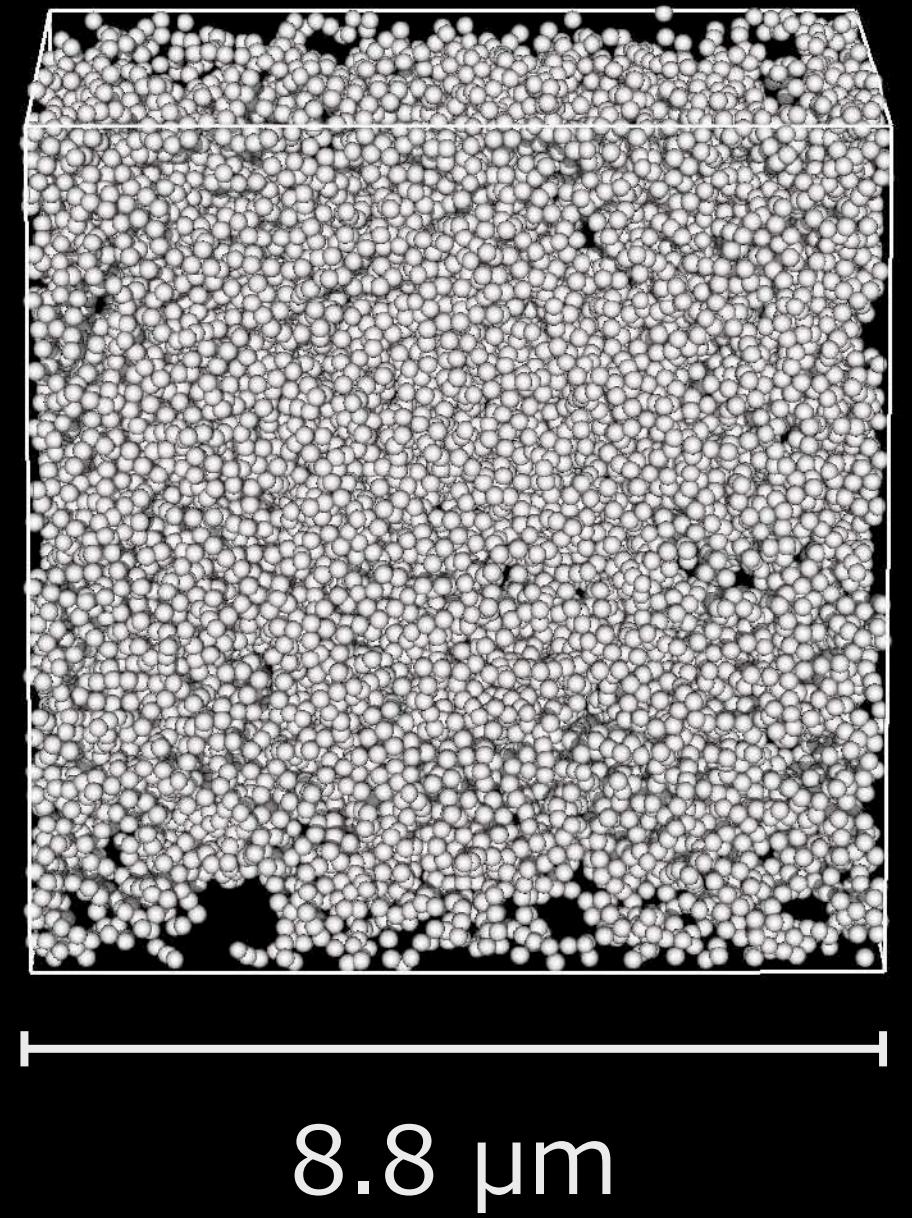
$$g = 2 \times 10^{-4} \text{ m s}^{-2} \text{ (地球: } 9.8 \text{ m s}^{-2})$$

67Pの引張強度: 1.5–100 Pa ($L = 10\text{--}100\text{m}$, $H = 5\text{--}200\text{ m}$)

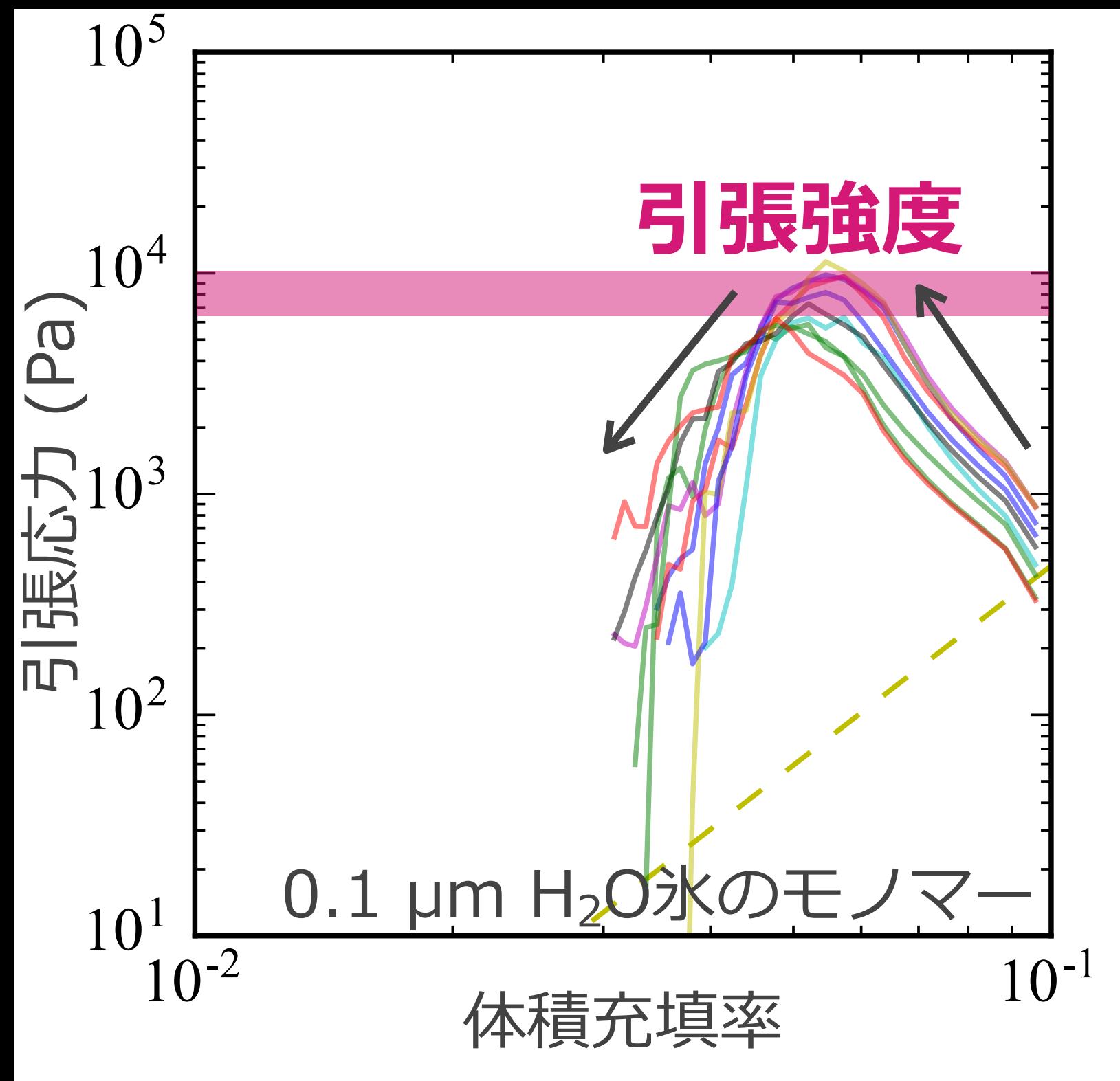
ダスト集合体の引張強度

Tatsuuma et al. (2019)

- 初期体積充填率 = 10%
- 周期境界

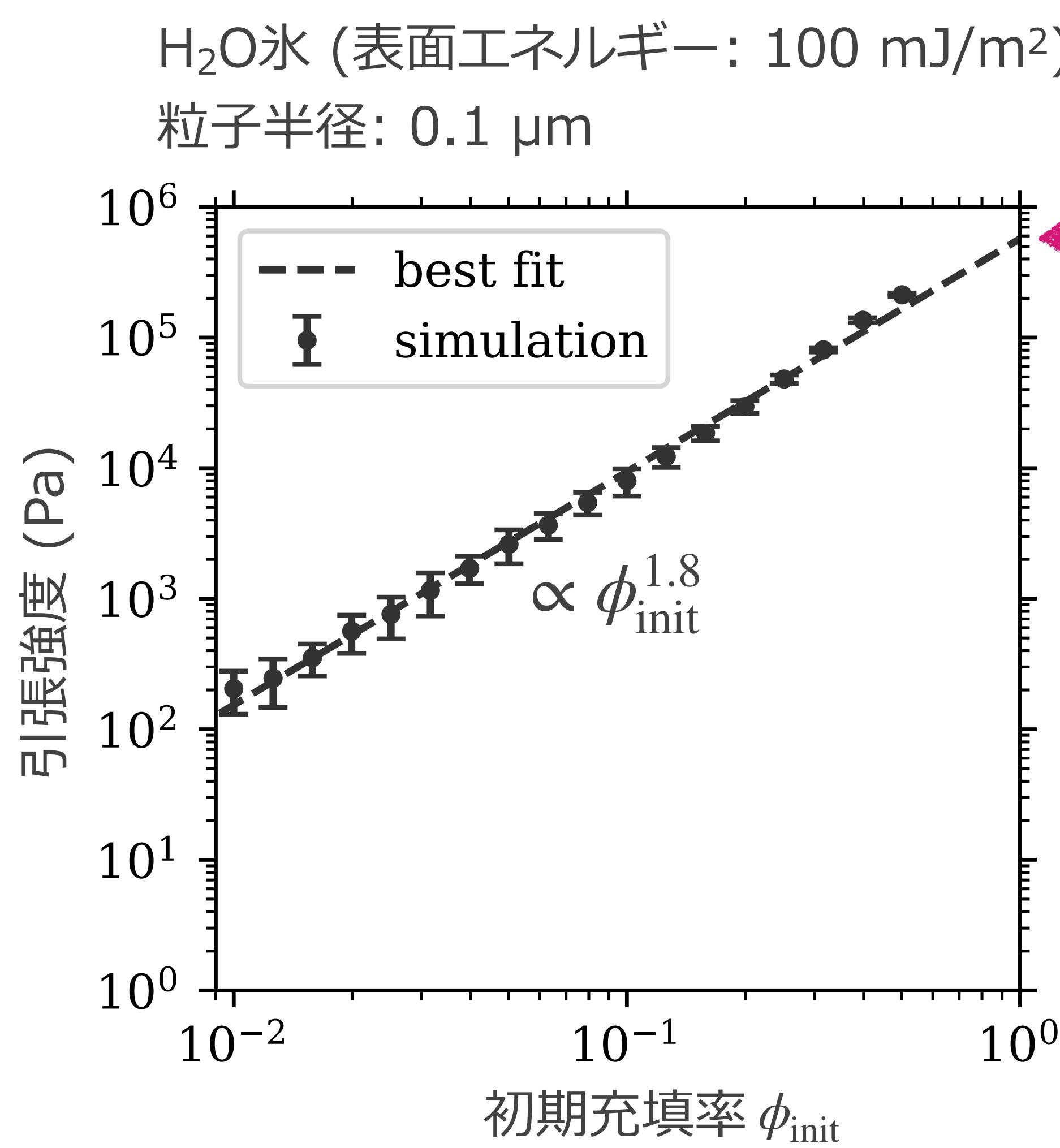


赤: 接触しているモノマーの切斷



ダスト集合体の引張強度

Tatsuuma et al. (2019)



ダスト集合体の引張強度モデル

$$\simeq 6 \times 10^5 \text{ Pa} \left(\frac{\gamma}{100 \text{ mJ m}^{-2}} \right) \left(\frac{r_0}{0.1 \mu\text{m}} \right)^{-1} \phi_{init}^{1.8}$$

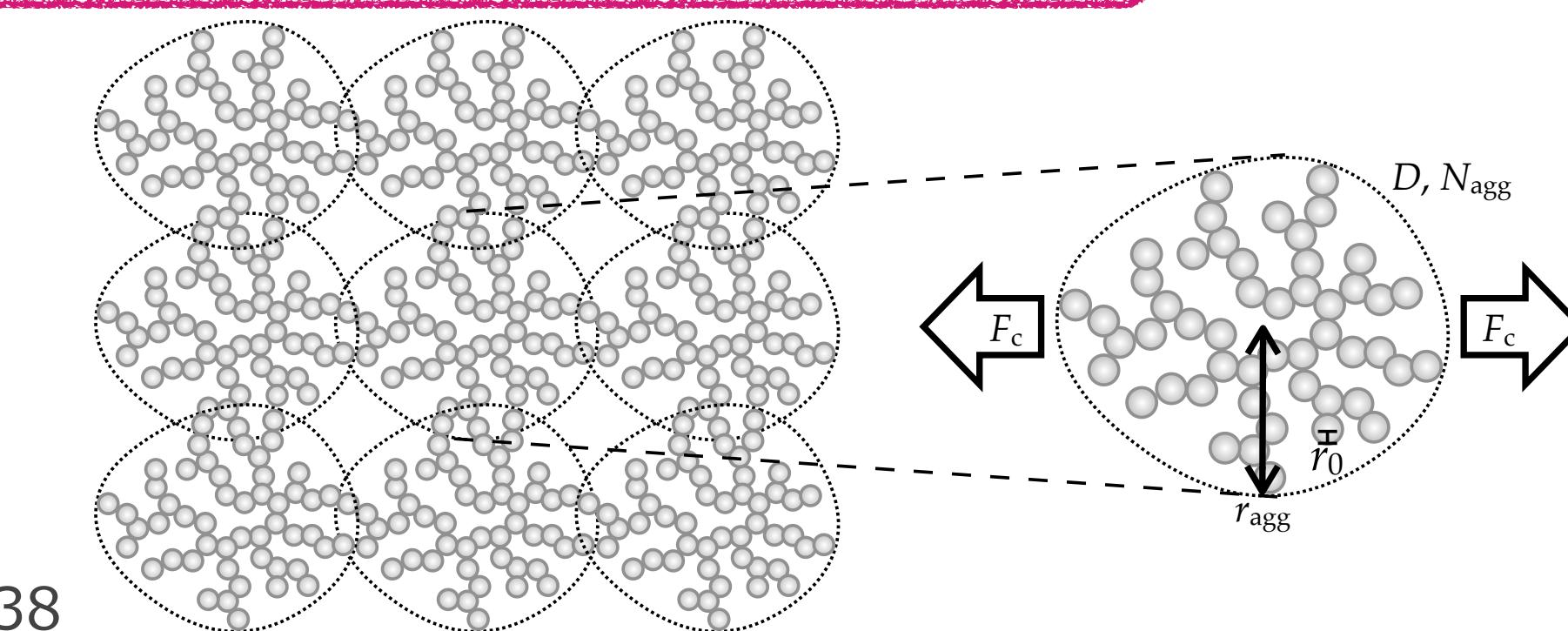
表面エネルギー 粒子半径 初期充填率

ダスト集合体の中の小さな構造同士 (フラクタル次元1.9) がちぎれるときの応力で引張強度モデルを作成

$$\frac{F_c}{r_{agg}^2} \propto \frac{1.5\pi\gamma r_0}{[r_0\phi_{init}^{-1/(3-D)}]^2} \propto \gamma r_0^{-1} \phi_{init}^{2/(3-D)}$$

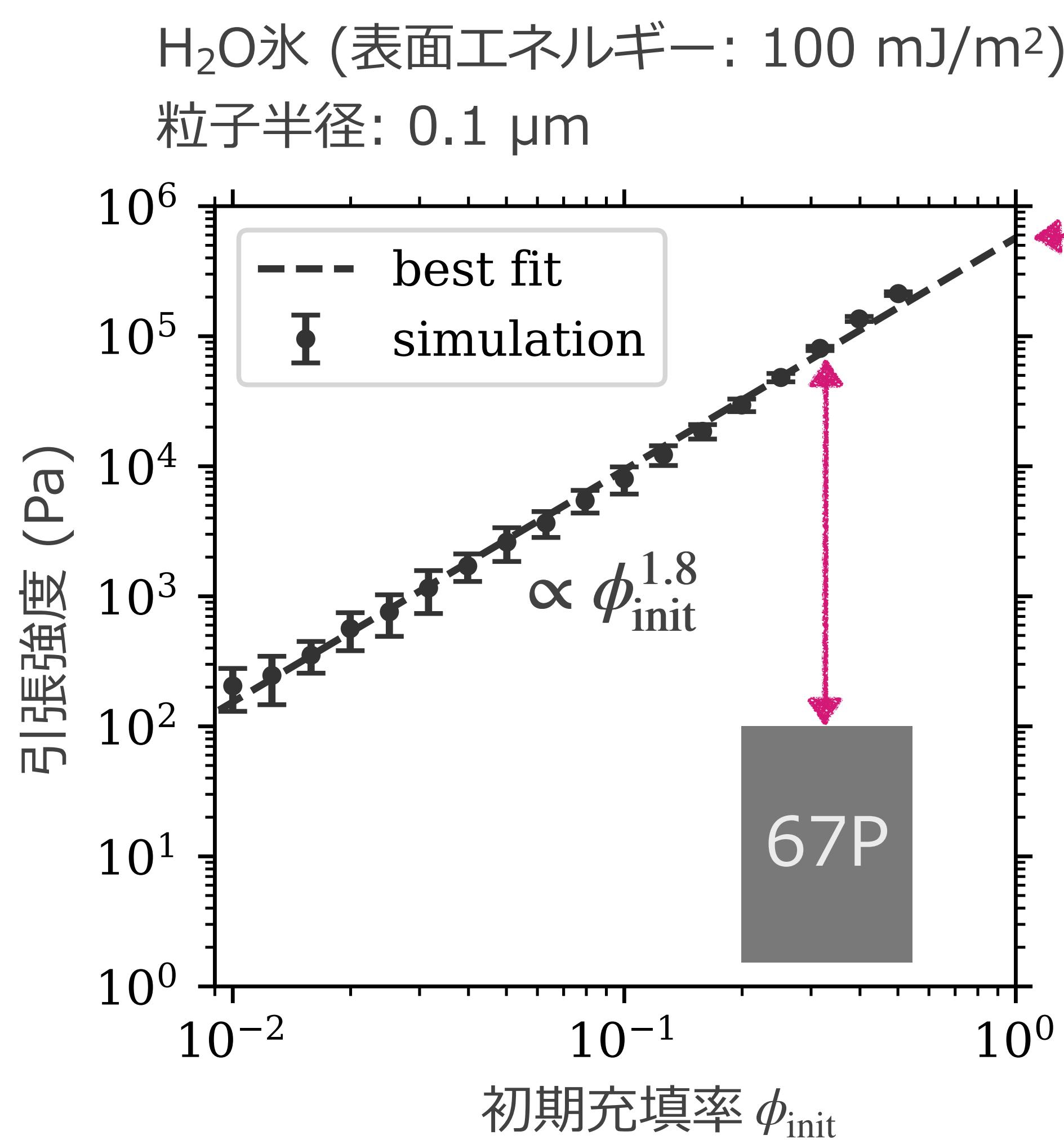
$$r_{agg} \propto N_{agg}^{1/D} r_0$$

$$\phi_{init} = N_{agg} (r_0/r_{agg})^3$$



ダスト集合体と彗星の引張強度の比較

Tatsuuma et al. (2019)

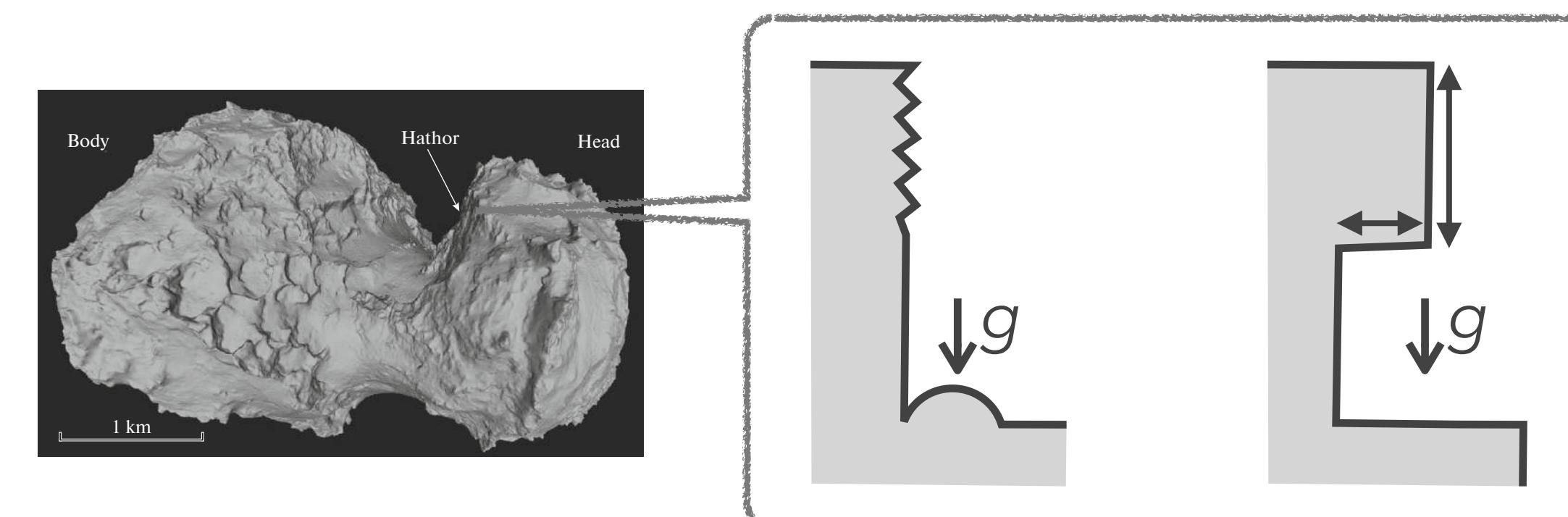


ダスト集合体の引張強度モデル

$$\simeq 6 \times 10^5 \text{ Pa} \left(\frac{\gamma}{100 \text{ mJ m}^{-2}} \right) \left(\frac{r_0}{0.1 \mu\text{m}} \right)^{-1} \phi_{\text{init}}^{1.8}$$

表面エネルギー 粒子半径 初期充填率

彗星67Pの引張強度 ~ 1.5–100 Pa (Basilevsky et al. 2016)



→ ダスト集合体をもろくするメカニズムが必要

→ 構成粒子半径は0.1 μmよりも大きい?

今回の内容「ダストのミクロ物理」まとめ

- ダストの接触相互作用を付着力のある弾性球としてモデル化する。
臨界変位以上の不可逆的なふるまいにより、摩擦を通してエネルギーが散逸する。
このモデルを用いてダスト集合体の衝突破壊速度を見積もることができる。
氷ダスト集合体なら、円盤内の衝突破壊問題を克服できる可能性がある。
- 低密度ダスト集合体による微惑星形成に関しては、圧縮過程も考慮する必要がある。
ダスト集合体の圧縮強度も、接触相互作用モデルから見積もることができる。
ダスト集合体がある程度大きくなると、円盤ガスや自己重力により圧縮される。
微惑星形成問題は克服されたかのように思われていた。
- 太陽系の彗星は非常にもろく、ダスト集合体では説明できないことがわかった。
理論と観測の不一致をどう克服するか、研究は続く……