

要約

*Friction pressure on relativistic bubble walls
from particle splitting*

結果

Ryusuke Jinno (DESY→IFT)

研究会「素粒子と重力波」

2022/2/22

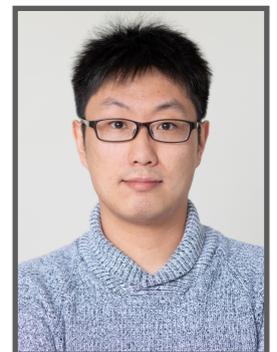
問題意識

導入

Yann Gouttenoire



Filippo Sala



概要

- ▶ 初期宇宙で一次相転移が起きていた場合、その痕跡が背景重力波として残る

→ DECIGO, LISAなど重力波観測衛星の重要なターゲット

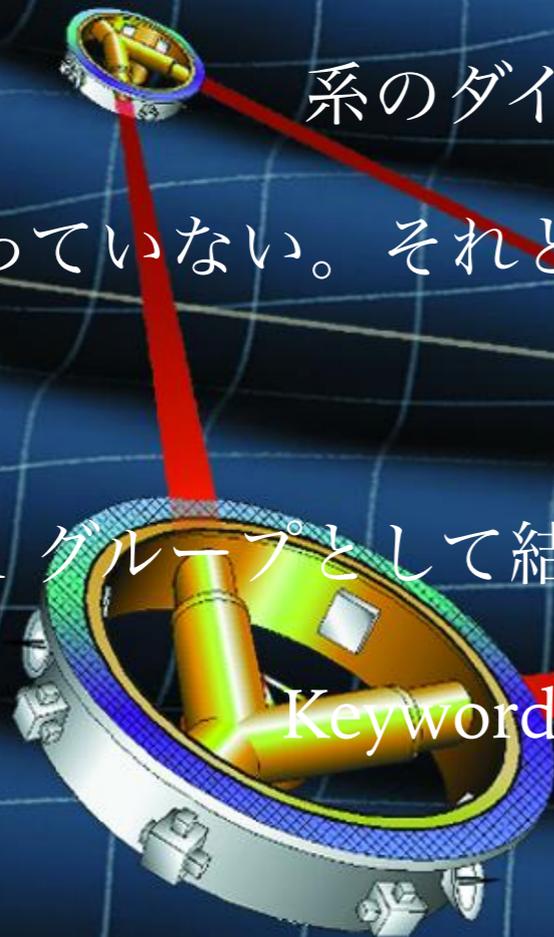
- ▶ しかし、最も強いタイプの一次相転移で

系のダイナミクス ・ 重力波生成量

がわかっていない。それどころか、矛盾した結果が報告され論争が起きている。

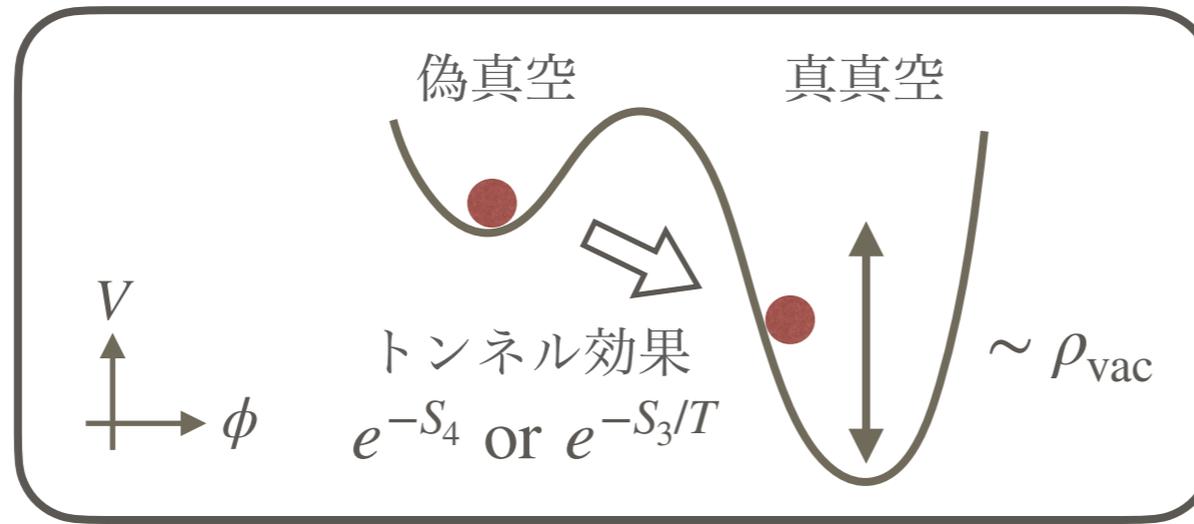
- ▶ 我々は1グループとして結果を与えた

Keyword : transition splittingによる摩擦

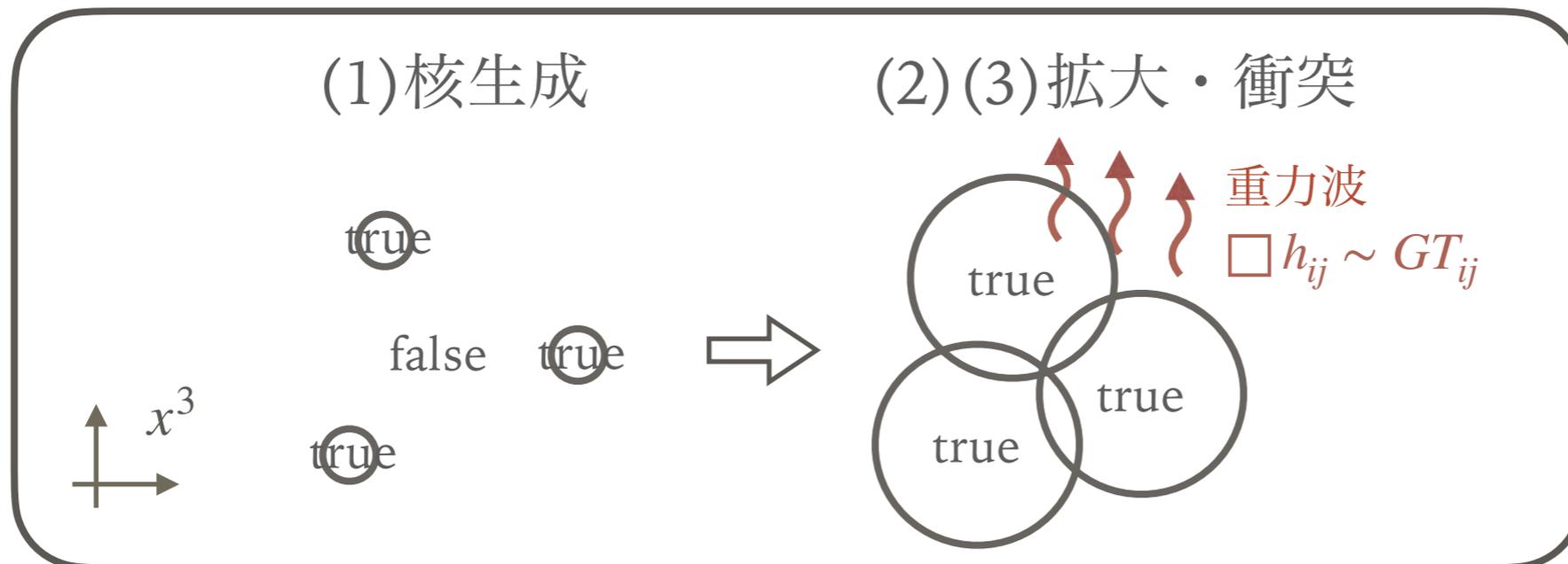


一次相転移と重力波生成

- ▶ 偽真空から真真空への不連続な転移



- ▶ 真真空の泡が (1)核生成 (2)(周囲の流体を伴って)拡大 (3)衝突し、重力波生成を引き起こす



microphysics

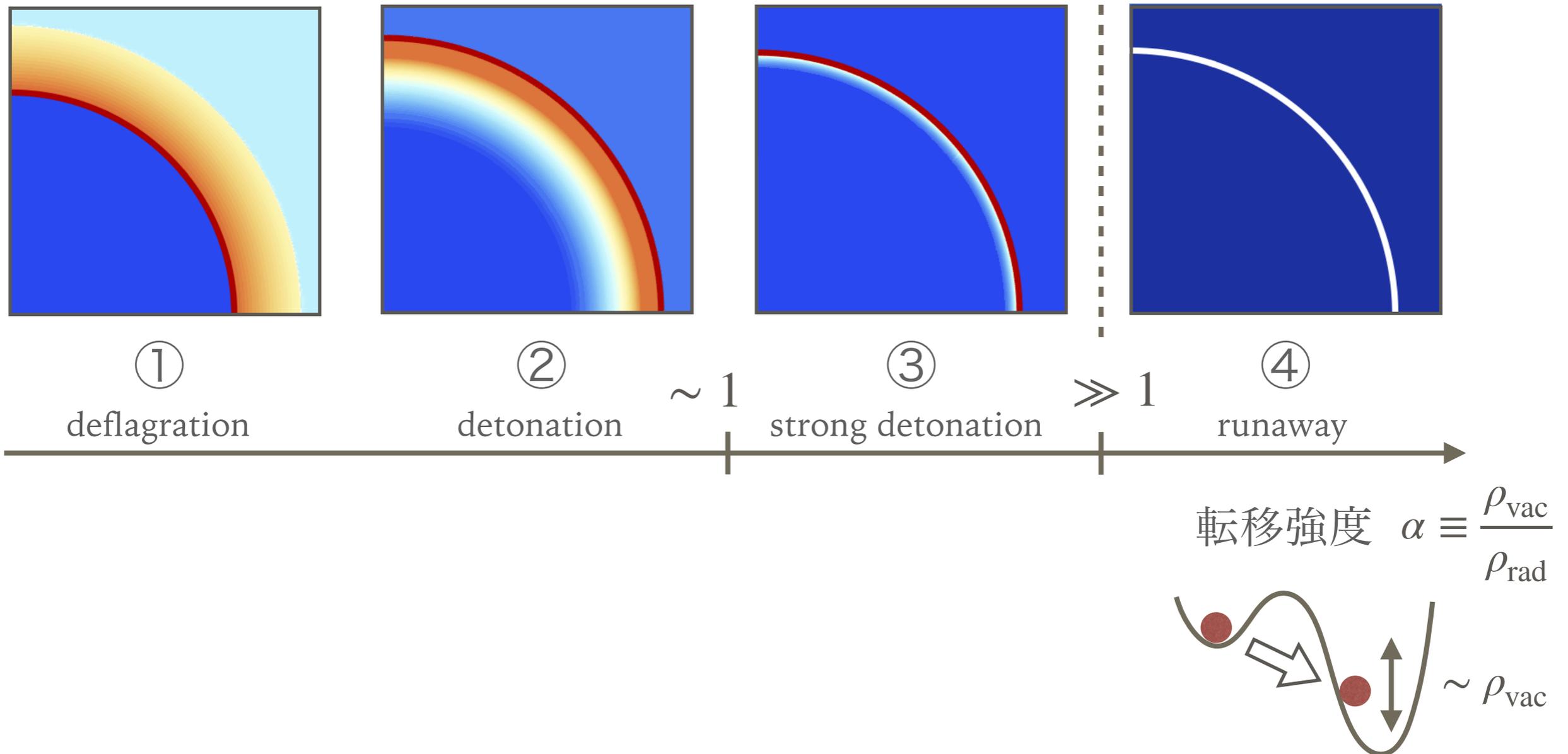
macrophysics

一次相転移と重力波生成

▶ 解放されるエネルギー量が、ダイナミクスを決める

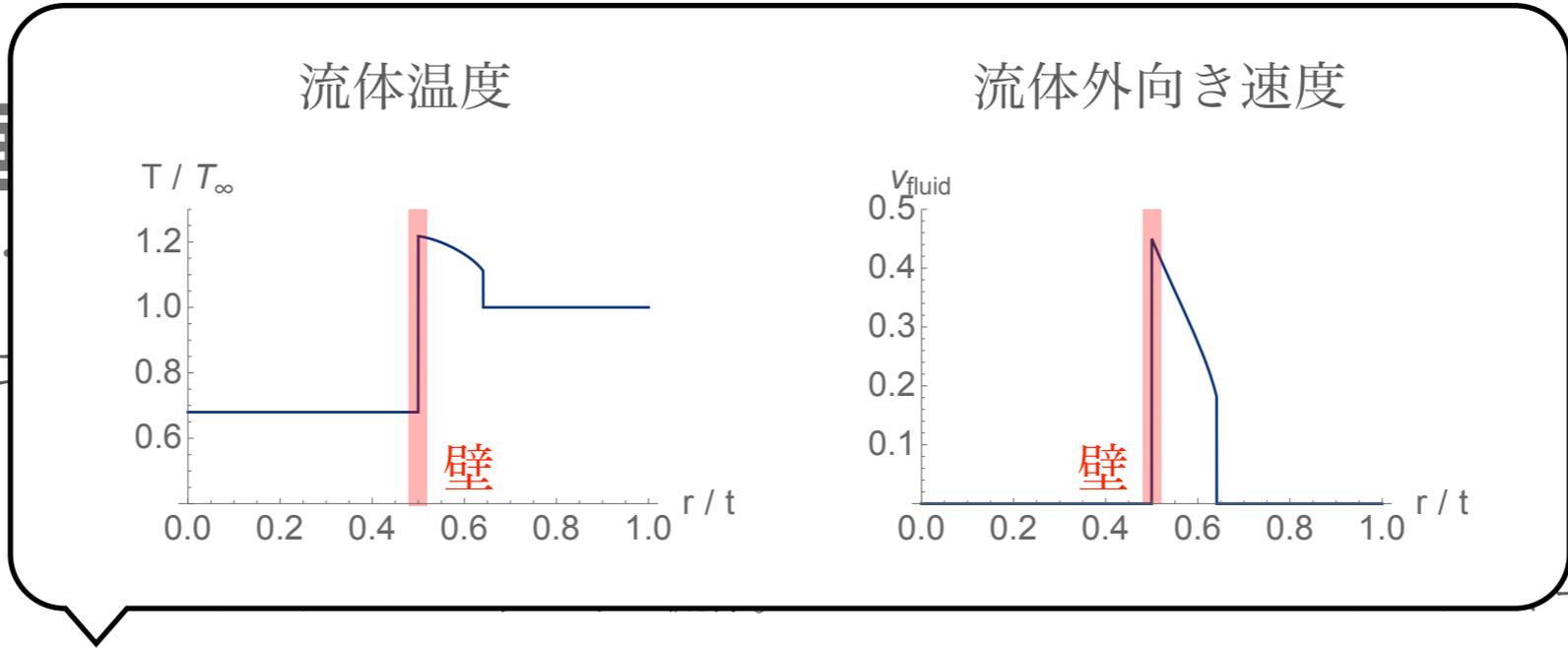
壁は一定速度に落ち着く (**terminal velocity**)。
 主なエネルギーの担い手は流体。

壁は加速し続けたまま衝突を迎える (**runaway**)。
 主なエネルギーの担い手はスカラー場。

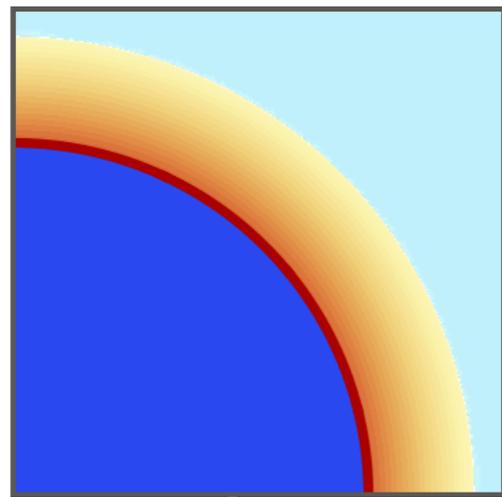


一次相転移

▶ 解放されること



ま衝突を迎える(runaway)。
の担い手はスカラー場。



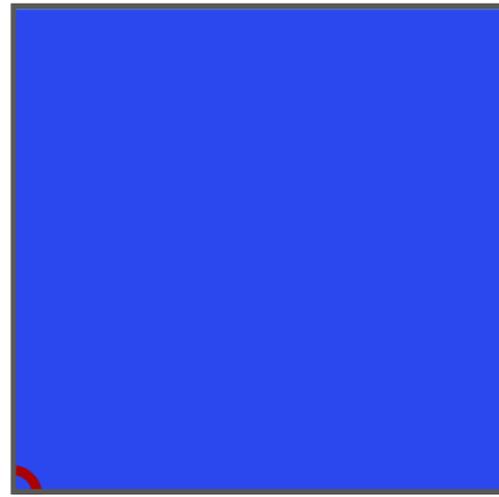
deflagration



②

detonation

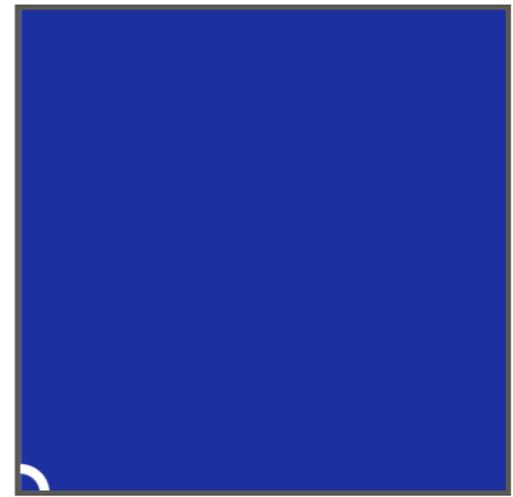
~ 1



③

strong detonation

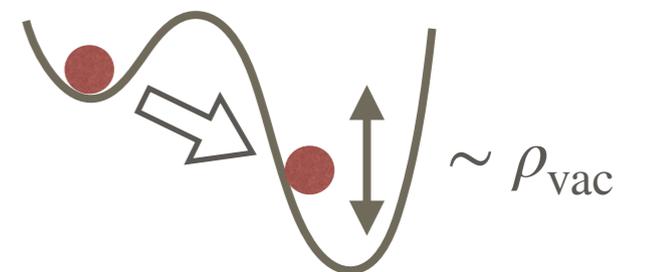
>> 1



④

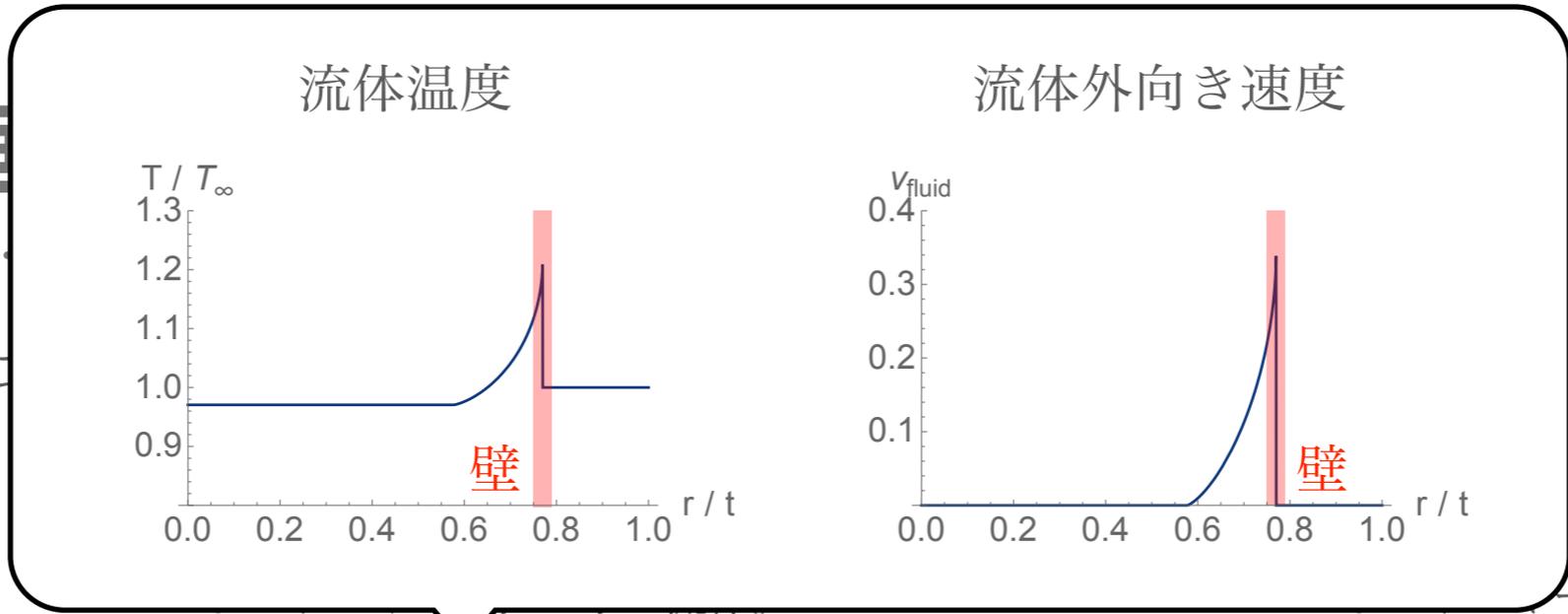
runaway

転移強度 $\alpha \equiv \frac{\rho_{\text{vac}}}{\rho_{\text{rad}}}$

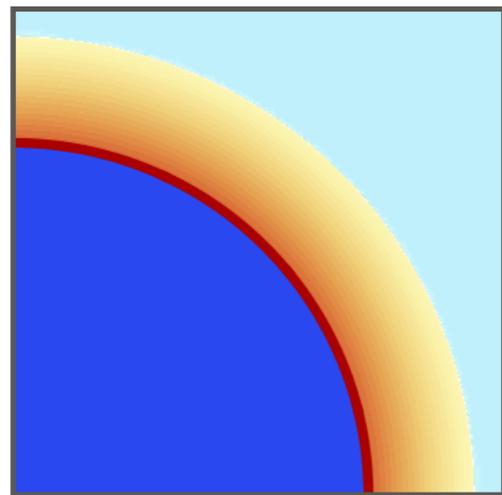


一次相転

▶ 解放されること

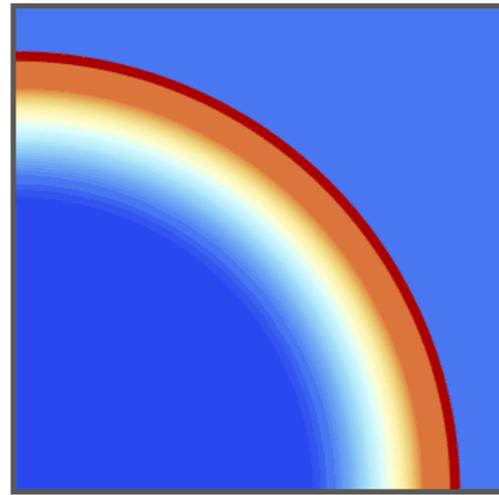


ま衝突を迎える(runaway)。
の担い手はスカラー場。



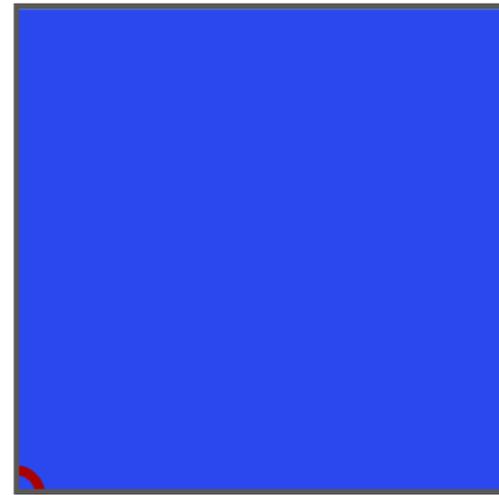
①

deflagration



detonation

~ 1



③

strong detonation

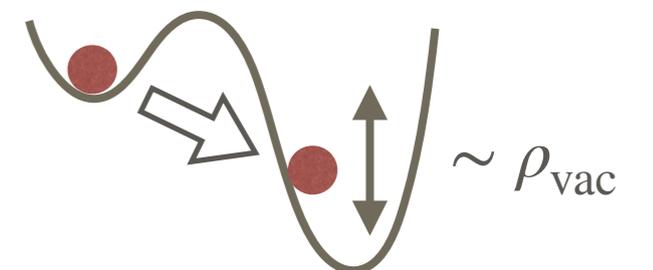
>> 1



④

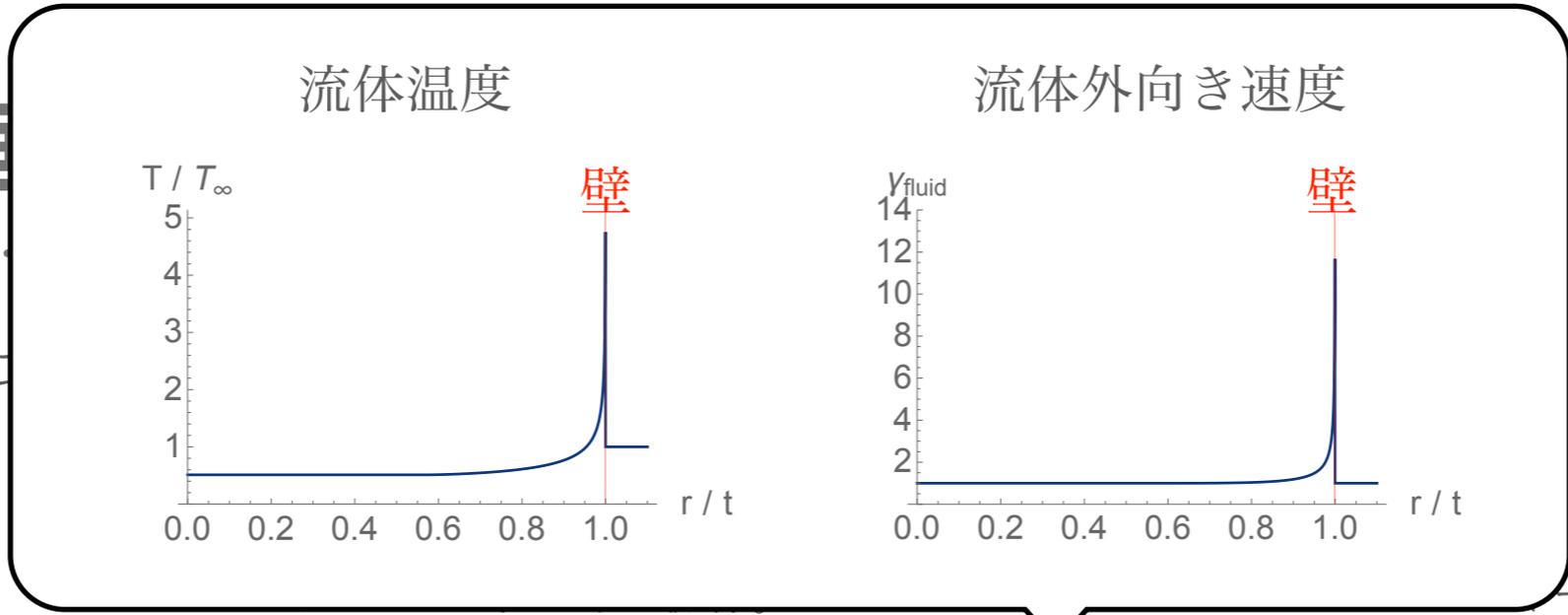
runaway

転移強度 $\alpha \equiv \frac{\rho_{\text{vac}}}{\rho_{\text{rad}}}$

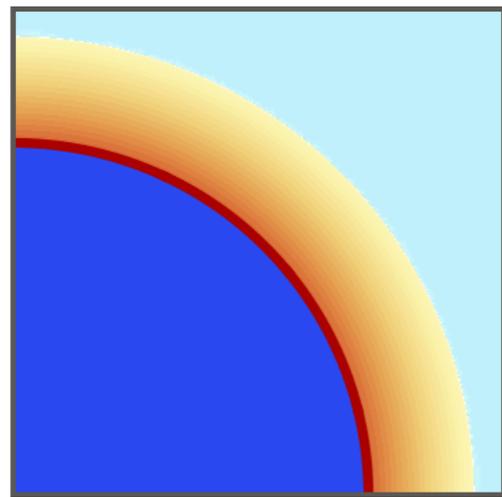


一次相転

▶ 解放されること

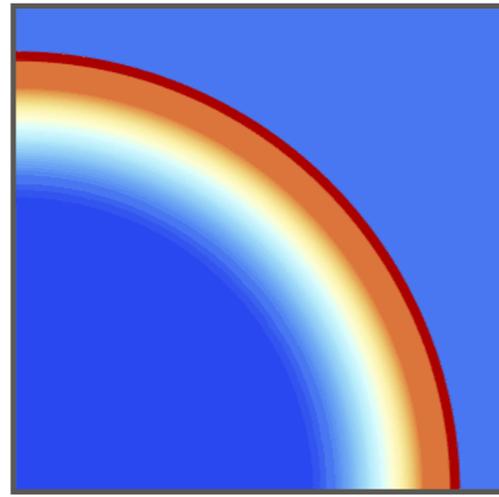


ま衝突を迎える(runaway)。
の担い手はスカラー場。



①

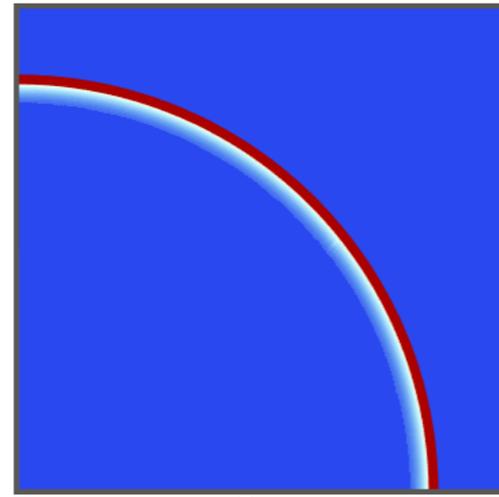
deflagration



②

detonation

~ 1



strong detonation

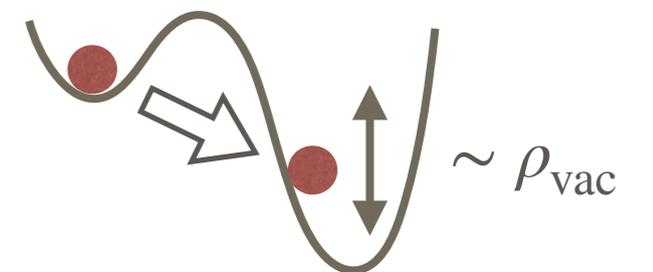
>> 1



④

runaway

転移強度 $\alpha \equiv \frac{\rho_{\text{vac}}}{\rho_{\text{rad}}}$

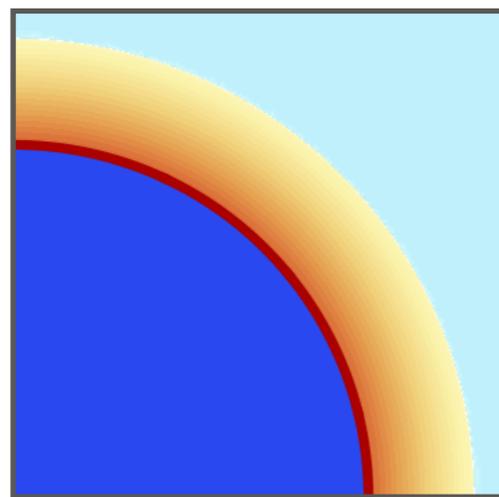


一次相転

▶ 解放されること

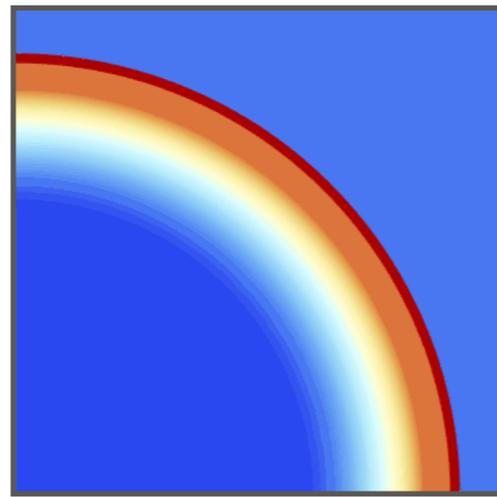
プラズマ粒子が壁の加速を止められない
 → 壁は他のバブルと衝突するまで加速し続ける

衝突を迎える(runaway)。
 の担い手はスカラー場。



①

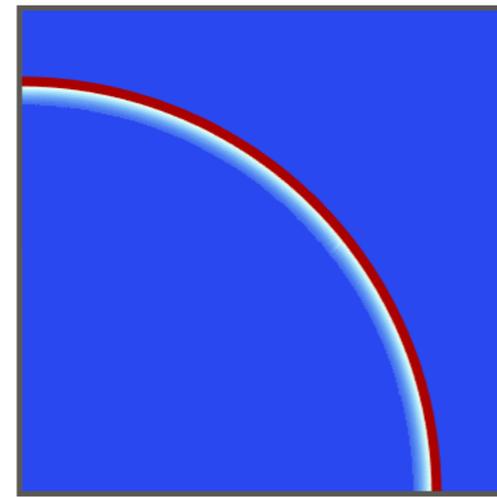
deflagration



②

detonation

~ 1



③

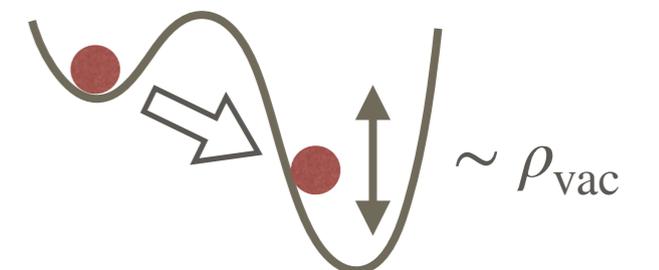
strong detonation

>> 1



runaway

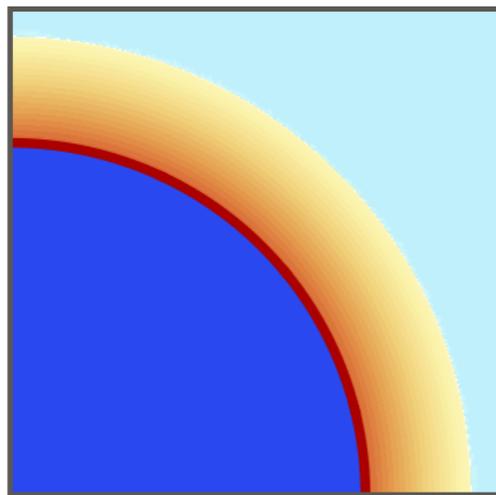
転移強度 $\alpha \equiv \frac{\rho_{\text{vac}}}{\rho_{\text{rad}}}$



一次相転移と重力波生成

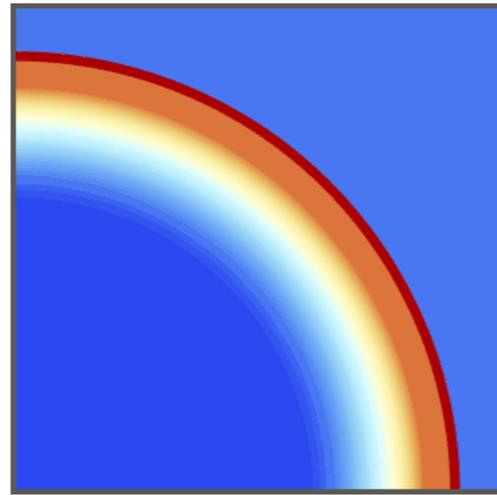
- ▶ 解放されるエネルギー量が、ダイナミクスを決める

壁は一定速度に落ち着く (**terminal velocity**)。
主なエネルギーの担い手は流体。



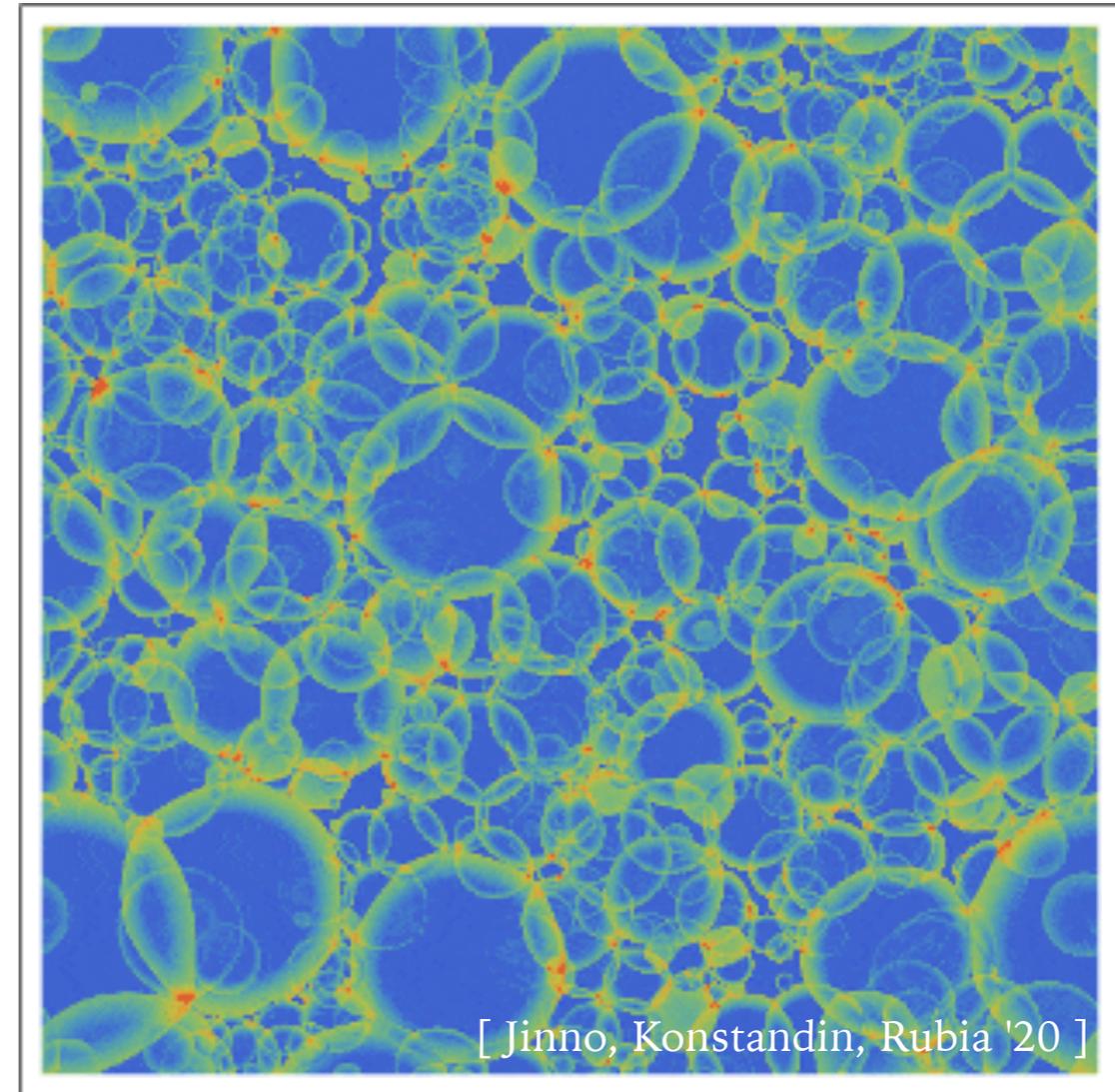
①

deflagration



②

detonation



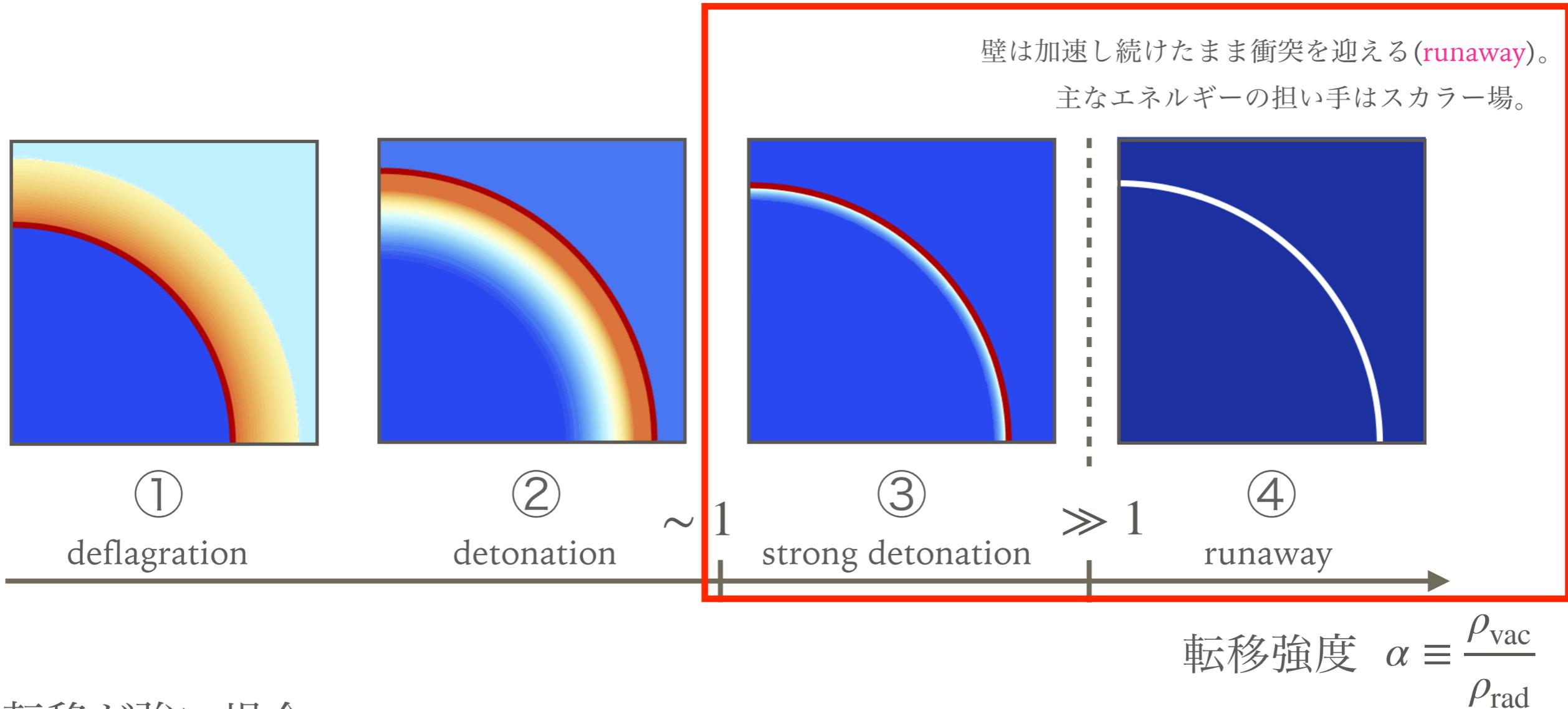
[Jinno, Konstandin, Rubia '20]

- ▶ 転移が弱い場合は比較的わかっている：

スカラー場により駆動される音波 (+その後の乱流) が大きな重力波源となる

一次相転移と重力波生成

- ▶ 解放されるエネルギー量が、ダイナミクスを決める



- ▶ 転移が強い場合

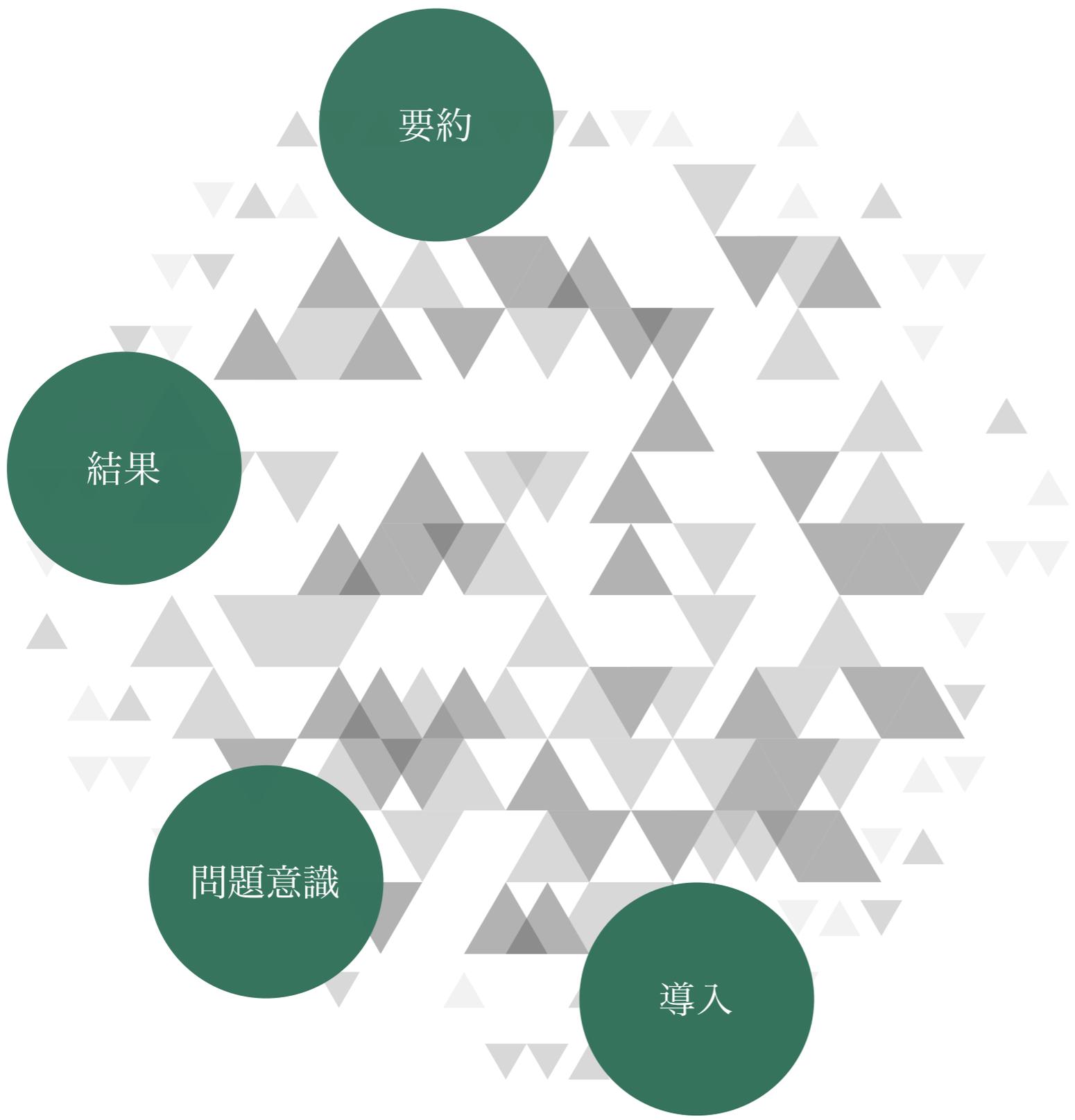
ダイナミクス・重力波生成ともによくわかっていない → 本トークのテーマ

要約

結果

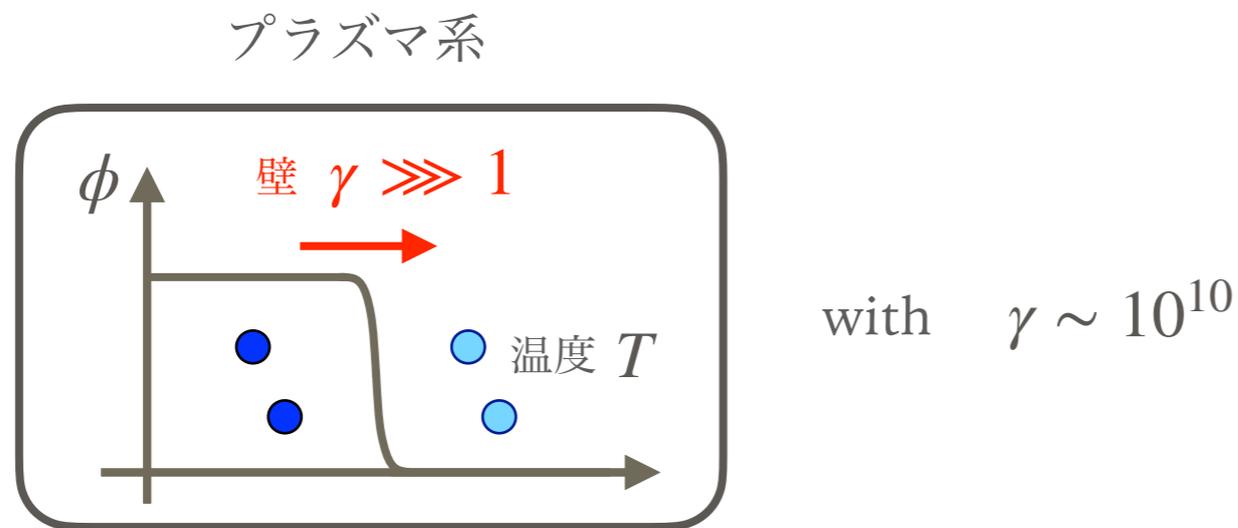
問題意識

導入



問題意識

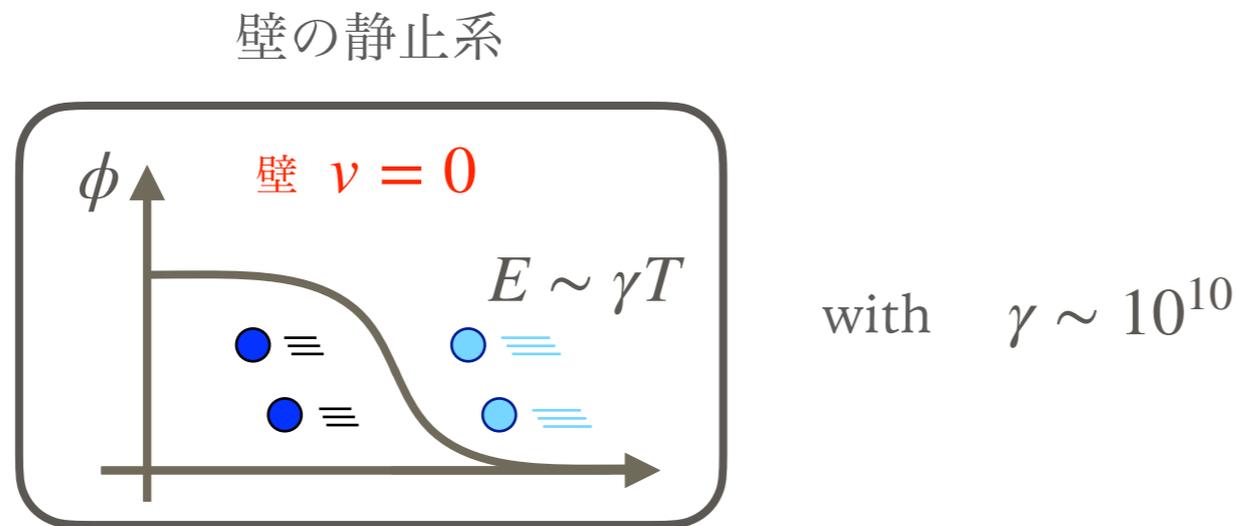
- ▶ ほぼ光速で動くソリトン(壁)に突入する粒子が与える摩擦はどのくらいか？



- ▶ この問いが、高強度一次相転移における時間発展・観測量（重力波）を決める

問題意識

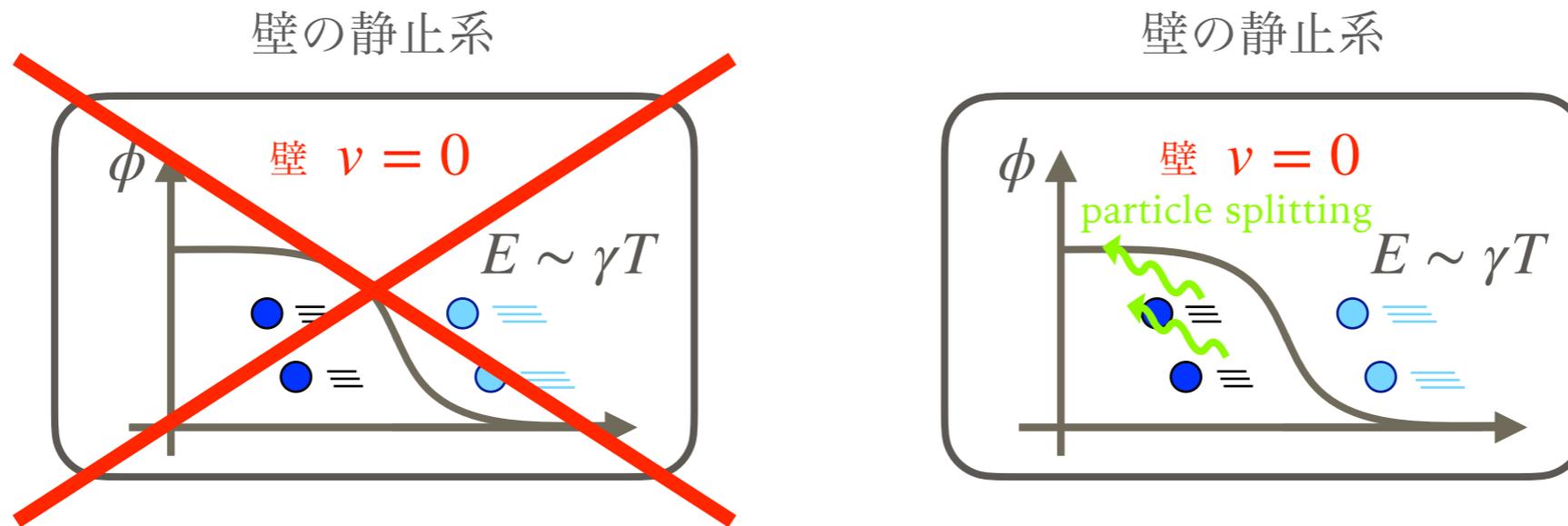
- ▶ ほぼ光速で動くソリトン(壁)に突入する粒子が与える摩擦はどのくらいか？



- ▶ この問いが、高強度一次相転移における時間発展・観測量（重力波）を決める

問題意識

- ▶ ほぼ光速で動くソリトン(壁)に突入する粒子が与える摩擦はどのくらいか？



- ▶ この問いが、高強度一次相転移における時間発展・観測量（重力波）を決める
- ▶ 近年、突入粒子がゲージを持つ場合の理解に大きな変更が起きた [Bodeker&Moore '17]

~2017年：主な摩擦は突入粒子が質量を得る効果による $m > 0$ $m = 0$



2017年~：壁が高速な場合、transition splittingが主要項となる

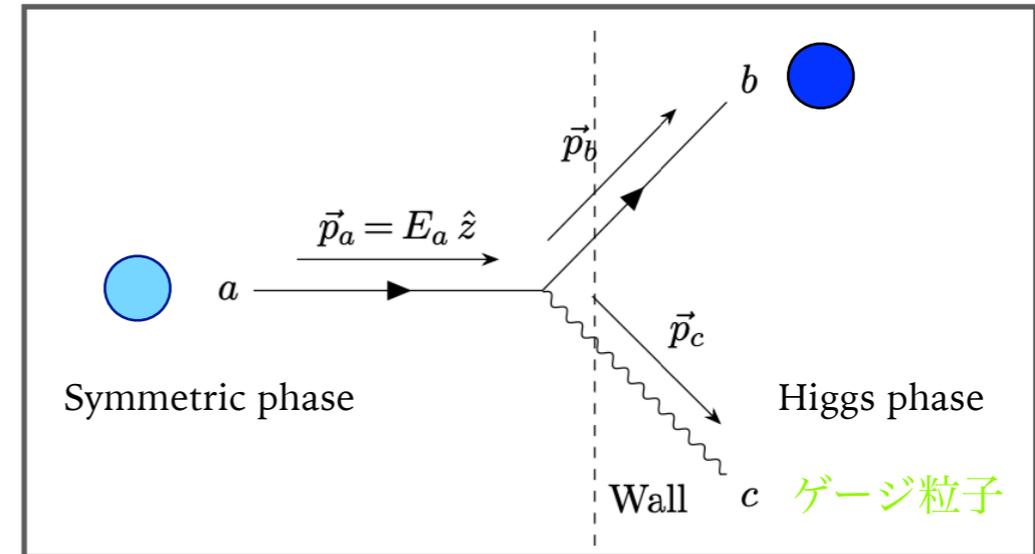
particle splitting



(ゲージ粒子)

問題意識

▶ 複数のグループからの結果



(1) [Bodeker & Moore '17]

$a \rightarrow bc$ プロセスにより摩擦は壁の相対論的 γ ファクターに比例: $\mathcal{F} \sim \gamma m_c T^3$

(2) [Hoeche, Kozaczuk, Long, Turner, Wang '20]

multiple splitting $a \rightarrow bccc\dots$ を足し上げると $\mathcal{F} \sim \gamma^2 T^4$ になると主張

(3) [Azatov & Vanvlasselaer '20]

(2)の結果が、相転移のない極限 $m_b, m_c (\propto \phi) \rightarrow 0$ で消えないことを指摘

(4) [Gouttenoire, Jinno, Sala '21]

multiple splitting $a \rightarrow bccc\dots$ を足し上げても $\mathcal{F} \sim \gamma m_c T^3$ であると主張

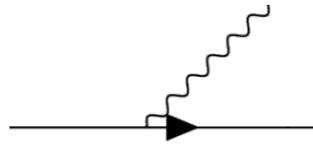
要約

結果

問題意識

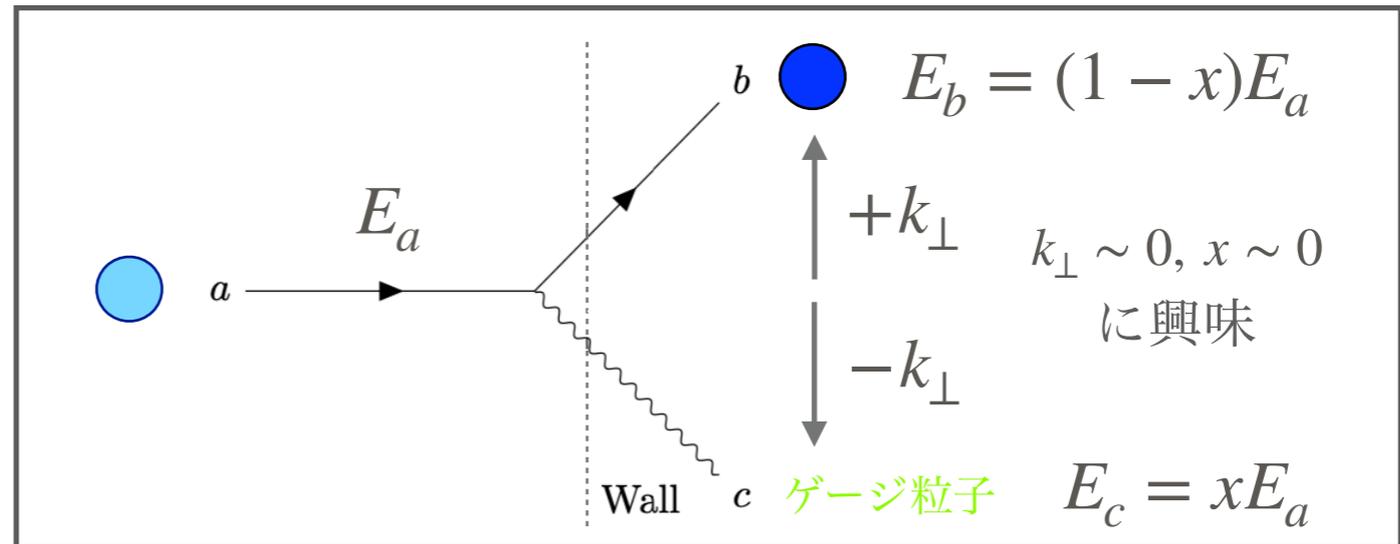
導入

SINGLE SPLITTING



▶ パラメトリゼーション

▶ 微小splitting確率



$$dP_{a \rightarrow bc} = \frac{d^3 p_b}{(2\pi)^3 2E_b} \frac{d^3 p_c}{(2\pi)^3 2E_c} \langle p_a | T | p_b, p_c \rangle \langle p_b, p_c | T | p_a \rangle = \dots = \frac{d^2 k_{\perp}}{(2\pi)^2} \frac{dE_c}{2\pi} \frac{1}{2p_{a,z}} \frac{1}{2p_{b,z}} \frac{1}{2p_{c,z}} |\mathcal{M}|^2$$

▶ 壁が z 並進を陽に破っているので、非自明なmatrix elementが出る

e.g. スカラー-QED $\mathcal{L} \supset |D_{\mu}\phi|^2 \supset \underbrace{ig(p_{a\mu}(z) + p_{b\mu}(z))\epsilon^{\mu}(z)}$

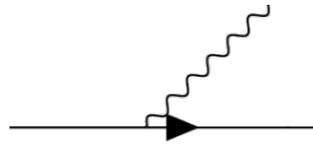
$$\mathcal{M} = \int dz \text{vertex}(z) \times \chi_a(z) \chi_b^*(z) \chi_c^*(z)$$

a,b,c粒子のモード関数

普段: $e^{ip_{az}z} e^{-ip_{bz}z} e^{-ip_{cz}z} \rightarrow \delta(\Sigma p_z)$ (z 方向の運動量保存)

今の場合: 非自明な依存性が出る

SINGLE SPLITTING



- ▶ 結果、 $m_c \rightarrow 0$ で 0 となる微小splitting確率を得る

$$dP_{a \rightarrow bc} \simeq \frac{g^2}{4\pi^2} \frac{dk_{\perp}^2}{k_{\perp}^2} \frac{dx}{x} \left(\frac{k_{\perp}^2}{k_{\perp}^2 + m_{c,s}^2} \right)^2 \left(\frac{m_{c,h}^2}{k_{\perp}^2 + m_{c,h}^2} \right)^2$$

積分範囲 $x > k_{\perp}$

仮想的にsymmetric phaseでmass $m_{c,s}$, higgs phaseでmass $m_{c,h}$ を持つとした

- ▶ Soft-collinear発散 ● が少し問題になる

$\mu \equiv \max[m_{c,s}, k_{\perp} \text{の積分下限}]$ が >0 でないと確率がdouble log発散する。

発散を抑えてくれる候補

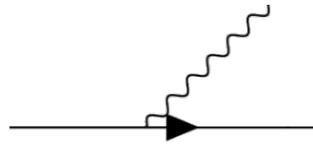
(1) thermal mass : 粒子たちはsymmetric phaseで熱浴中にいるので $m_{c,s} \sim gT$

(2) backreaction : 放出された個々のc粒子は最低でもエネルギー $m_{c,h}$ を持つので、無限に放出できるわけではない

(3) non-perturbativity : あまりに小さい x や k_{\perp} では、個々の粒子が

放出されるpictureが破綻する $\mathcal{L} \supset \partial A \partial A + g A A \partial A + g^2 A A A A$

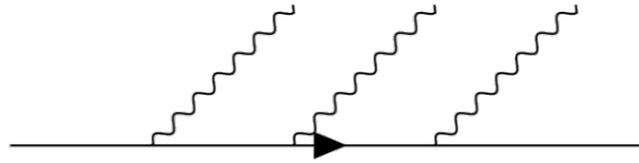
SINGLE SPLITTING



- ▶ (ナイーブなsingle splittingで計算した)放出確率が1を超える場合がある
→ resummationの必要性

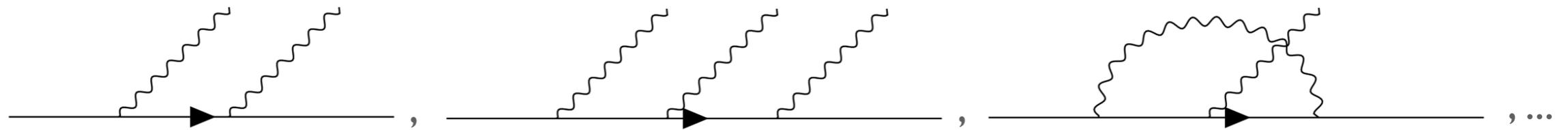
Emission probability P_E at LO in α		$\frac{T_{\text{nuc}}}{T_{\text{start}}} = 0.1$	$\frac{T_{\text{nuc}}}{T_{\text{start}}} = 10^{-3}$	$\frac{T_{\text{nuc}}}{T_{\text{start}}} = 10^{-6}$
$\mu \simeq \alpha^{1/2} T_{\text{nuc}}$ (1) thermal mass	$\alpha = 0.03$	0.6	$2.8 \gtrsim 1$	$4.1 \gg 1$
	$\alpha = 0.3$	$3.2 \gtrsim 1$	$24.5 \gg 1$	$38.3 \gg 1$
$\mu = m_{\text{sat}}$ (3) non-pert.	$\alpha = 0.03$	0.2	0.5	$2.0 \gtrsim 1$
	$\alpha = 0.3$	1.7	$5.5 \gg 1$	$17.3 \gg 1$

MULTIPLE SPLITTING



► Sudakov resummation:

real emission と virtual correction の leading log の寄与を全オーダーで取り入れる



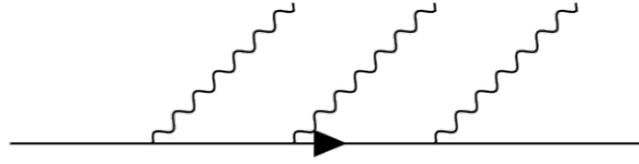
$$\rightarrow \left\{ \begin{array}{l} \text{real emission} \\ \text{virtual correction} \end{array} \right\} \text{が} \left\{ \begin{array}{l} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{n!} \left[\prod_{i=1}^n \int dP_{a_i \rightarrow b_i c_i} \right] \\ \exp \left[- \int dP_{a \rightarrow bc} \right] \end{array} \right\} \text{を与え、結果}$$

$$\text{観測量 } \mathcal{O} \text{ の期待値が } \langle \mathcal{O} \rangle = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{n!} \left[\prod_{i=1}^n \int dP_{a_i \rightarrow b_i c_i} \right] \mathcal{O} \exp \left[- \int dP_{a \rightarrow bc} \right] \text{ で与えられる}$$

$$\text{解釈: ポアソン分布 } P(n) = \frac{1}{n!} \lambda^n e^{-\lambda}$$

$$\text{Unitarity: } \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{n!} \left[\prod_{i=1}^n \int dP_{a_i \rightarrow b_i c_i} \right] \exp \left[- \int dP_{a \rightarrow bc} \right] = 1$$

MULTIPLE SPLITTING



- Semi-analytic(種々の近似あり) 及び Numerical(Monte-Carlo) で評価

a粒子1個あたりが
壁にもたらず運動量

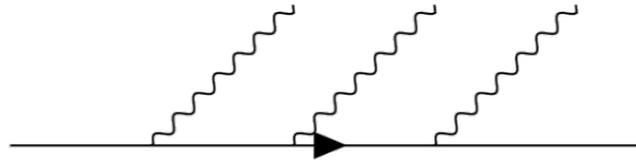
$$\langle \Delta p \rangle = \langle \Delta p_R \rangle + \langle \Delta p_T \rangle$$

c粒子が
反射される (reflected) 場合
+
透過する (transmitted) 場合

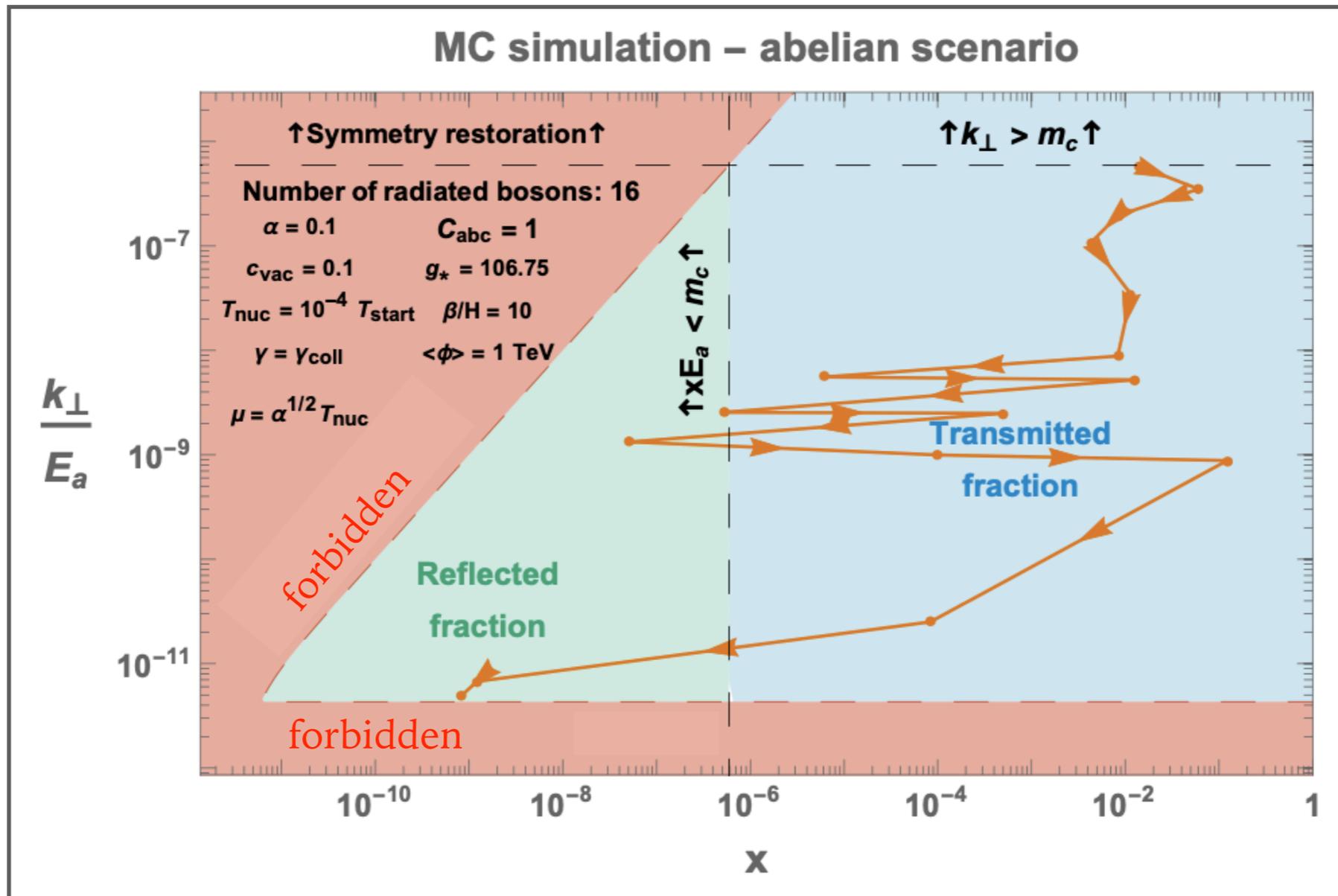
$$\begin{aligned} \langle \Delta p_R \rangle &\simeq \zeta_a \int_0^{E_a} \frac{dk_{\perp}^2}{k_{\perp}^2} \int_{\frac{\sqrt{k_{\perp}^2 + \mu^2}}{E_a}}^{\frac{\sqrt{k_{\perp}^2 + m_{c,h}^2}}{E_a}} \frac{dx}{x} \frac{k_{\perp}^4}{(k_{\perp}^2 + \mu^2)^2} \left(\frac{m_{c,h}^2 - m_{c,s}^2}{k_{\perp}^2 + m_{c,h}^2} \right)^2 \times 2x E_a \\ &\simeq 4 \zeta_a m_{c,h} \ln \frac{m_{c,h}}{\mu}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \langle \Delta p_T \rangle &\simeq \zeta_a \int_0^{E_a^2} \frac{dk_{\perp}^2}{k_{\perp}^2} \int_{\frac{\sqrt{k_{\perp}^2 + m_{c,h}^2}}{E_a}}^1 \frac{dx}{x} \frac{k_{\perp}^4}{(k_{\perp}^2 + \mu^2)^2} \left(\frac{m_{c,h}^2 - m_{c,s}^2}{k_{\perp}^2 + m_{c,h}^2} \right)^2 \times \frac{k_{\perp}^2 + m_{c,h}^2}{2x E_a} \\ &\simeq \zeta_a m_{c,h} \ln \frac{m_{c,h}}{\mu}, \end{aligned}$$

MULTIPLE SPLITTING



- Semi-analytic(種々の近似あり) 及び Numerical(Monte-Carlo) で評価



結果

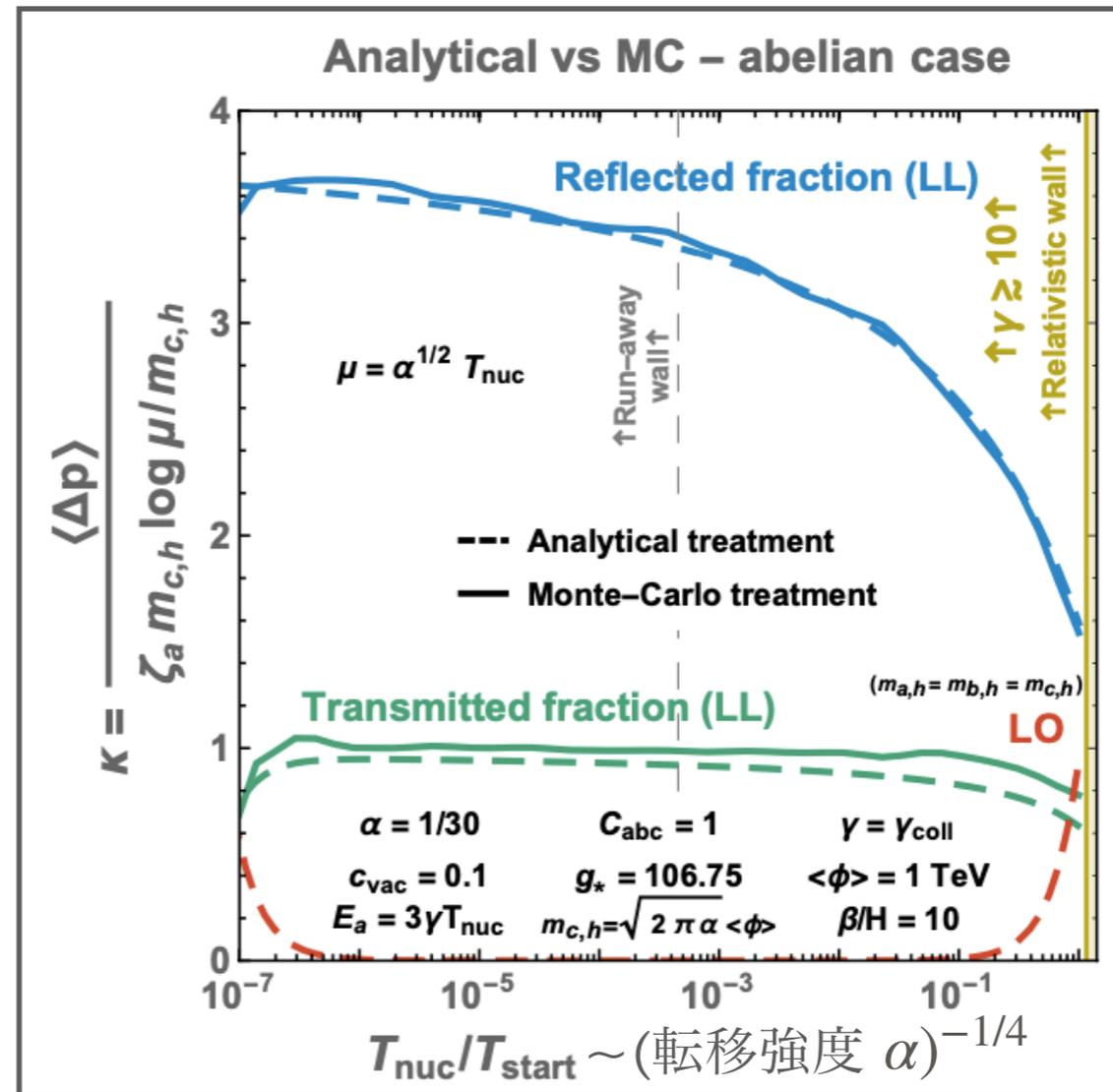
▶ 壁に働く摩擦 \mathcal{F}

これがconst.だと

$$\mathcal{F} \propto \gamma$$

これがpower lawで変化すると

$$\mathcal{F} \propto \gamma^2$$

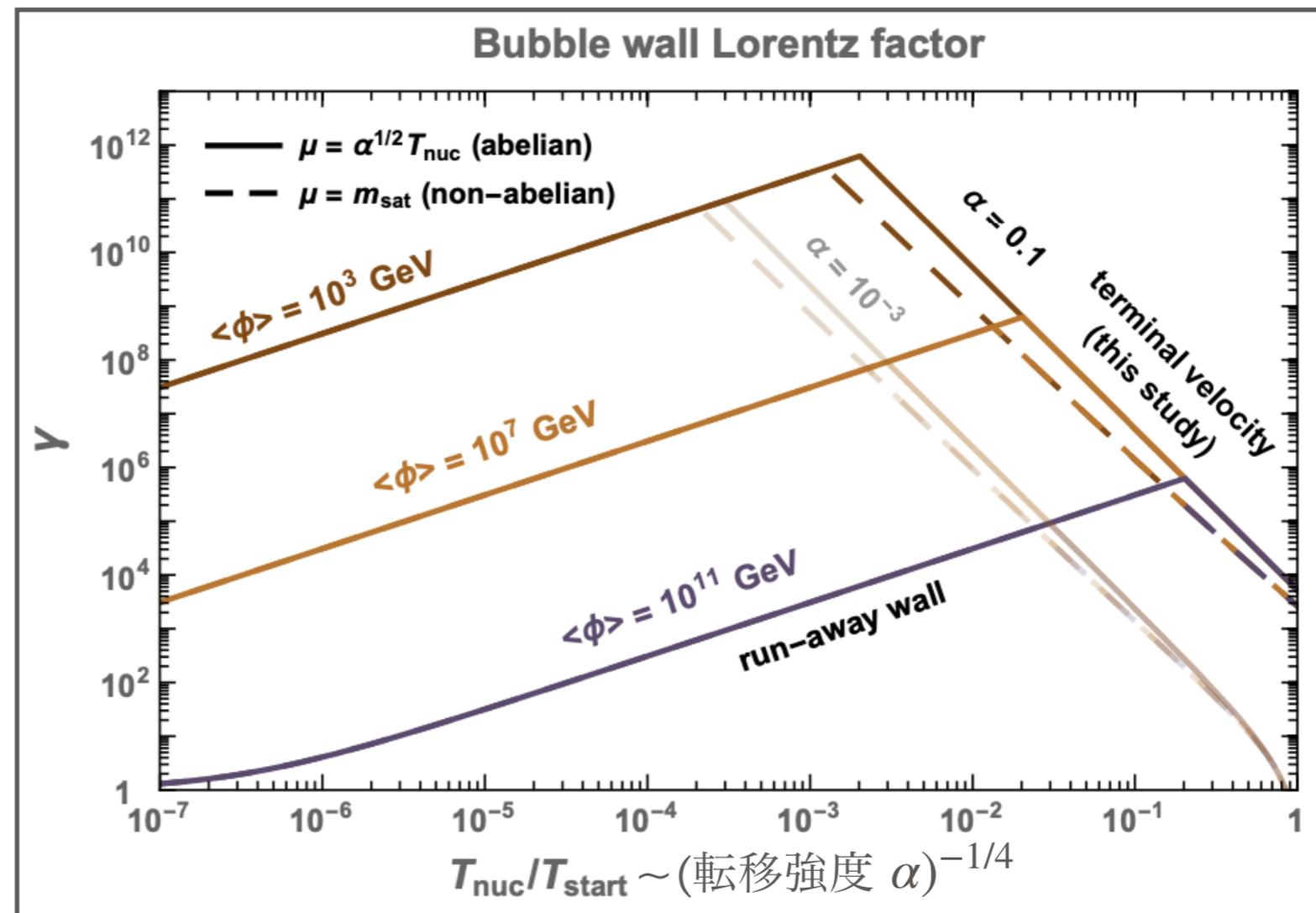


壁の相対論的 $\gamma \gg 1 \longleftrightarrow \gamma \sim \mathcal{O}(1)$

結果

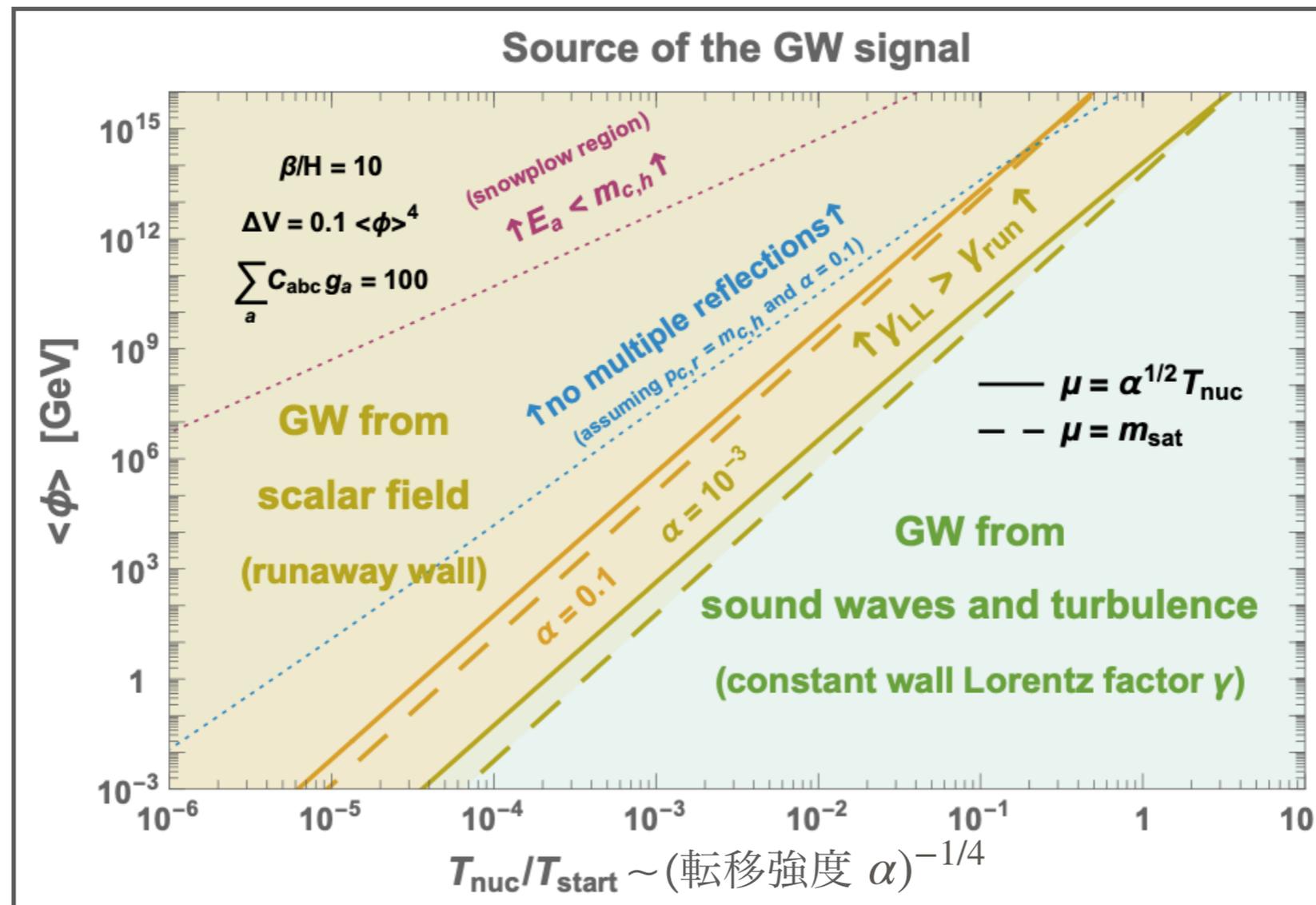
- ▶ 壁は **terminal velocity** に達するか、 **runaway** するか

バブル同士が宇宙空間で
衝突するときの γ



結果

- ▶ 重力波源は流体由来(**terminal velocity**)か、スカラー場由来(**runaway**)か



要約

結果

問題意識

導入

要約

- ▶ 初期宇宙の一次相転移は興味深い重力波源であり、DECIGO・LISA等の重要なターゲットである。
- ▶ しかし、最も強いタイプの相転移についてダイナミクス・重力波生成ともに不明点が多い。
- ▶ Transition splittingがバブルのダイナミクスに重要であることが近年指摘され、この効果を正しく見積もることが急務である。

Backup

[HOECHE, KOZACZUK, LONG, TURNER, WANG '20] との違いに関するコメント

-
- ▶ 彼らの最終結果 $\mathcal{F} \sim \gamma^2 T^4$ 以前に、matrix elementが相転移のない極限 $m_b, m_c (\propto \phi) \rightarrow 0$ で消えない

$$|\mathcal{M}|^2 = 16E_a^2 g^2 \frac{x^2}{k_\perp^2} \left(\frac{k_\perp^2 + x m_b^2}{k_\perp^2 + x^2 m_b^2} \right)^2 \quad (29)$$

彼らはcはmasslessのまま、a→bが質量を得るプロセスを考えている

- ▶ 我々の解釈は、彼らは厳密にはmatrix elementを導出せず「推測」しており、その過程で何かしらの手違いがある。具体的には：

a,b,cのモード関数

① phase factor Aを定義 $\chi_a(z)\chi_b^*(z)\chi_c^*(z) = e^{\frac{i}{2E_a} \int_0^z dz' A(z')}$

- ② symmetric/broken phaseで2値化。Aの値の「齟齬」でsplittingが起きる。

$$\mathcal{M} = V_s \int_{-\infty}^0 dz e^{\frac{i}{2E_a} A_s z + 0z} + V_h \int_0^{\infty} dz e^{\frac{i}{2E_a} A_h z - 0z} = 2iE_a \left(\frac{V_h}{A_h} - \frac{V_s}{A_s} \right)$$

[HOECHE, KOZACZUK, LONG, TURNER, WANG '20] との違いに関するコメント

③ スカラーQEDを例にとると、

$$V_h = ig(p_{a,h} + p_{b,h})_\mu \epsilon^\mu \quad V_s = ig(p_{a,s} + p_{b,s})_\mu \epsilon^\mu$$

モード関数自体はどの粒子についても全空間で定義されていることに注意。

従って、higgs phaseでのa運動量 $p_{a,h}$ や、symmetric phaseでのb運動量 $p_{b,s}$ がある。

④ ここで、classical current analysis (制動放射を導出するときによく使うアレ) との類似性に着目。

k : ゲージ場cの波数

$$j^\mu(k) = g \int_{-\infty}^0 dz \frac{p_a^\mu}{p_a^0} e^{i\left(\frac{p_a k}{p_a^0} - i0\right)z} + g \int_0^{\infty} dz \frac{p_b^\mu}{p_b^0} e^{i\left(\frac{p_a k}{p_a^0} + i0\right)z} = ig \left(\frac{p_b^\mu}{p_b k + i0} - \frac{p_a^\mu}{p_a k - i0} \right)$$

これが先の A_h, A_s 部分に違いはない

→ $A_h = -2E_a p_{b,h} p_c$, $A_s = -2E_a p_{a,s} p_c$ と「取る」。

cはmasslessのままなので $p_{c,s} = p_{c,h} = p_c$ とした。

[HOECHE, KOZACZUK, LONG, TURNER, WANG '20] との違いに関するコメント

- ▶ しかし、こうすると少しおかしいことになる。彼らの用いている

$$p_{a,s} = p_{b,s} + p_c \quad p_{a,h} = p_{b,h} + p_c \quad \text{symmetric, higgs phaseでの運動量保存}$$
$$p_c^2 = 0 \quad \text{cがmasslessであるという条件}$$

を用いると、matrix elementにWard identityが成り立って「しまう」。

$$\begin{aligned} \mathcal{M} |_{\epsilon^\mu \rightarrow p_c^\mu} &\propto \left(\frac{(p_{a,h} + p_{b,h})p_c}{p_{b,h}p_c} - \frac{(p_{a,s} + p_{b,s})p_c}{p_{a,s}p_c} \right) \\ &= \left(\frac{p_{a,h}p_c}{p_{b,h}p_c} - \frac{p_{b,s}p_c}{p_{a,s}p_c} \right) = \left(\frac{(p_{b,h} + p_c)p_c}{p_{b,h}p_c} - \frac{(p_{a,s} - p_c)p_c}{p_{a,s}p_c} \right) = 0 \end{aligned}$$

- ▶ 何がいけないのか？上記の $p_{a,s} = p_{b,s} + p_c$, $p_{a,h} = p_{b,h} + p_c$ を考慮すると、symmetric phase運動量及びhiggs phase運動量のうち1つずつはoff-shellである。off-shell粒子にWard identityは一般には成り立たないはず。