

宇宙の再加熱・熱化

導入

宇宙の膨張と熱史

- ハッブルの法則

$$\text{銀河の後退速度} \quad \overset{\curvearrowright}{v} = \underset{\curvearrowleft}{d_L H_0} + \mathcal{O}(z^2)$$

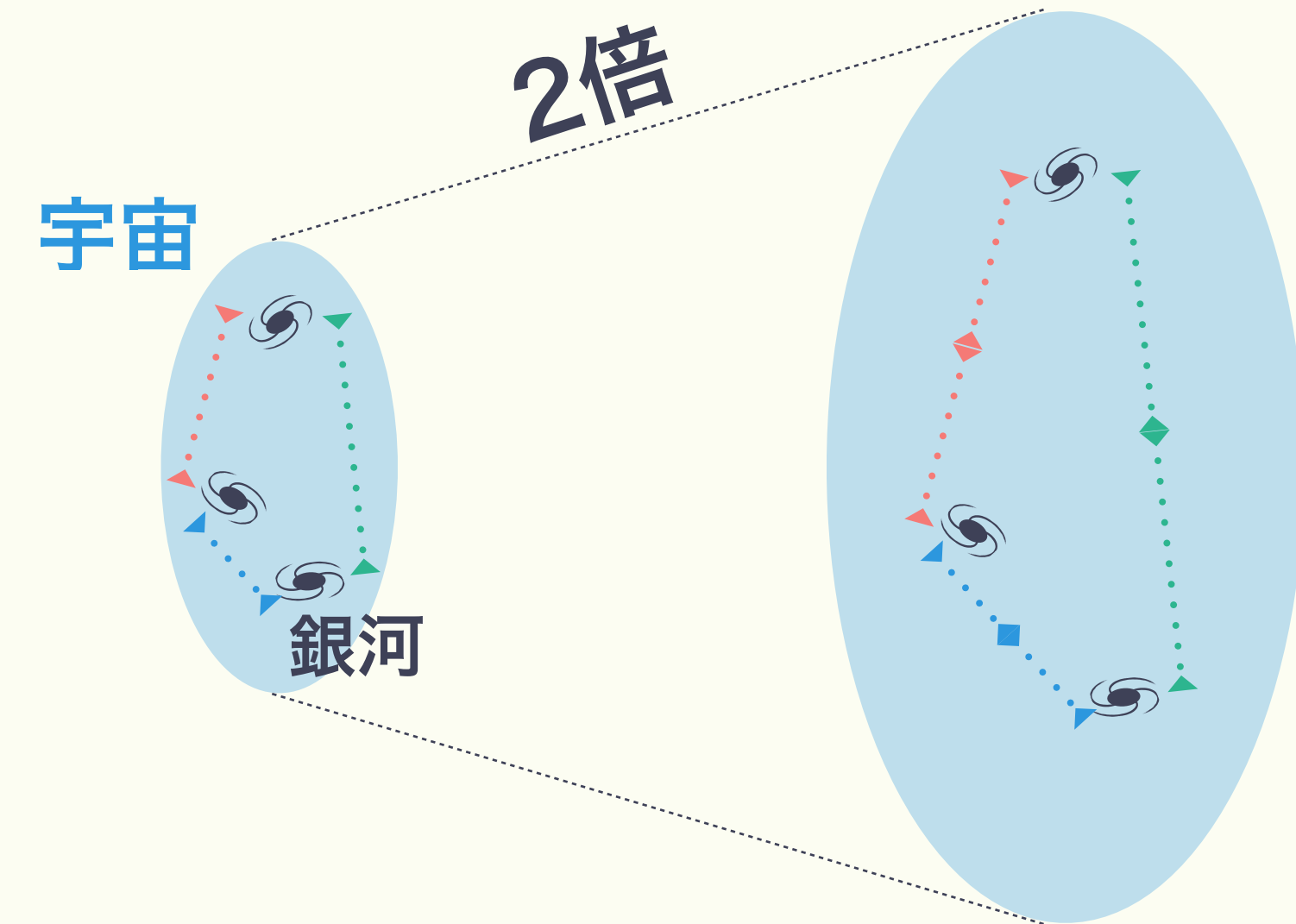
距離

$$\text{ハッブル定数} : H_0 \simeq 67.4(5) \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$$

- アインシュタイン方程式

$$\text{宇宙の膨張率} \quad \overset{\curvearrowright}{H^2} = \frac{\overset{\curvearrowleft}{\rho}}{3M_{\text{Pl}}^2} \quad \text{全エネルギー密度}$$

$$\text{ハッブルパラメタ} : H(t) \equiv \frac{\dot{a}(t)}{a(t)} \quad \swarrow \begin{array}{l} \text{scale factor } a(t) \\ \text{空間の相対的大きさ} \end{array}$$



非相対論的物質 (Matter) : $p/\rho \simeq 0$

$$\rho_{\text{mat}} \propto a^{-3}$$

相対論的物質 (Radiation) : $p/\rho = 1/3$

$$\rho_{\text{rad}} \propto a^{-4}$$

宇宙の膨張と熱史

- 重力は微弱 → “物質”はほぼ熱平衡

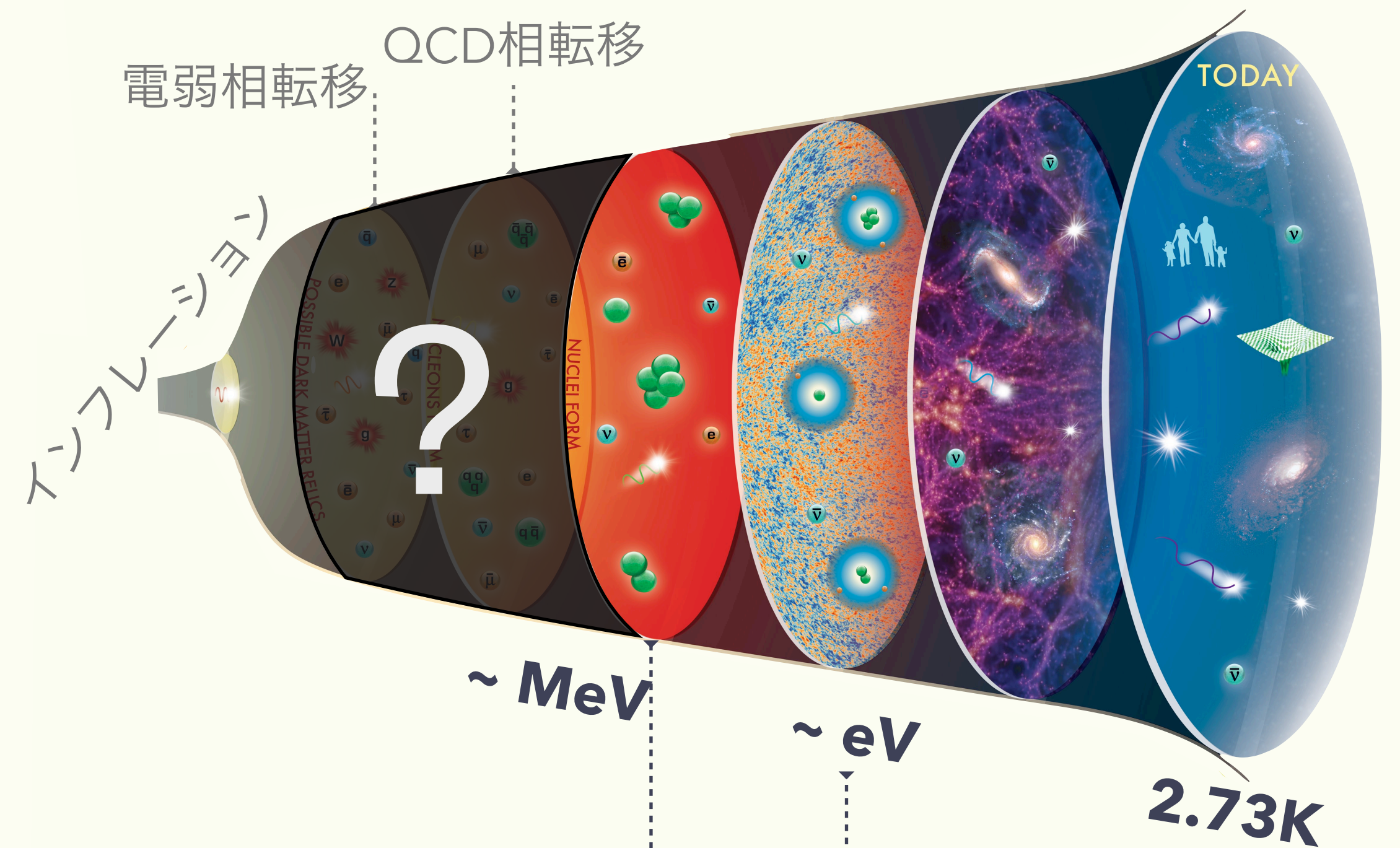
ガモフの基準

宇宙膨張率		相互作用率	
$H \sim \frac{\sqrt{\rho}}{M_{\text{Pl}}} \sim \frac{T^2}{M_{\text{Pl}}}$	$\ll$	$\Gamma \sim \alpha^2 T$	平衡
	$\gg$		非平衡

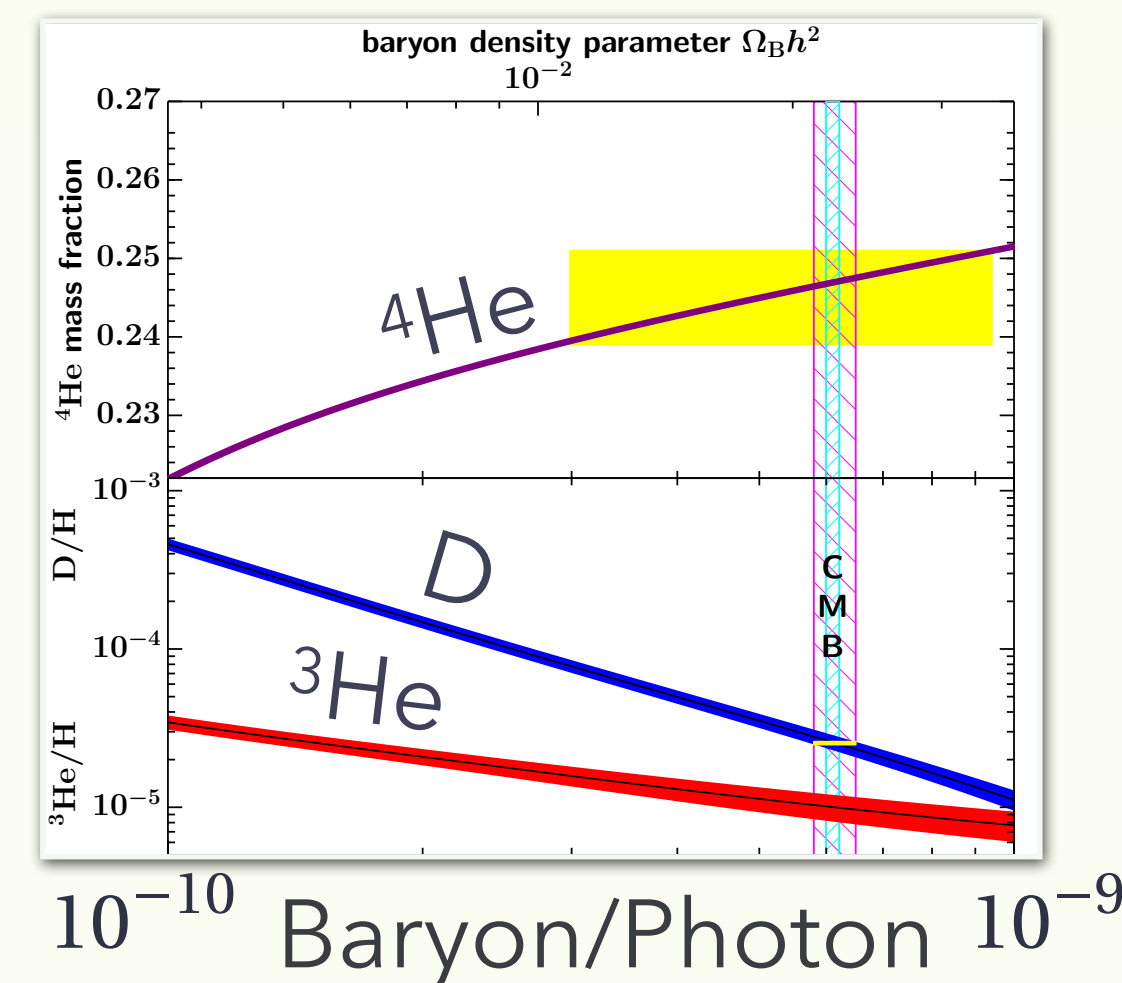
- 平衡からの逸脱が熱史のプローブ

- 宇宙マイクロ波背景放射 (CMB) → 光子
- ビッグバン軽元素合成 (BBN) → 軽元素

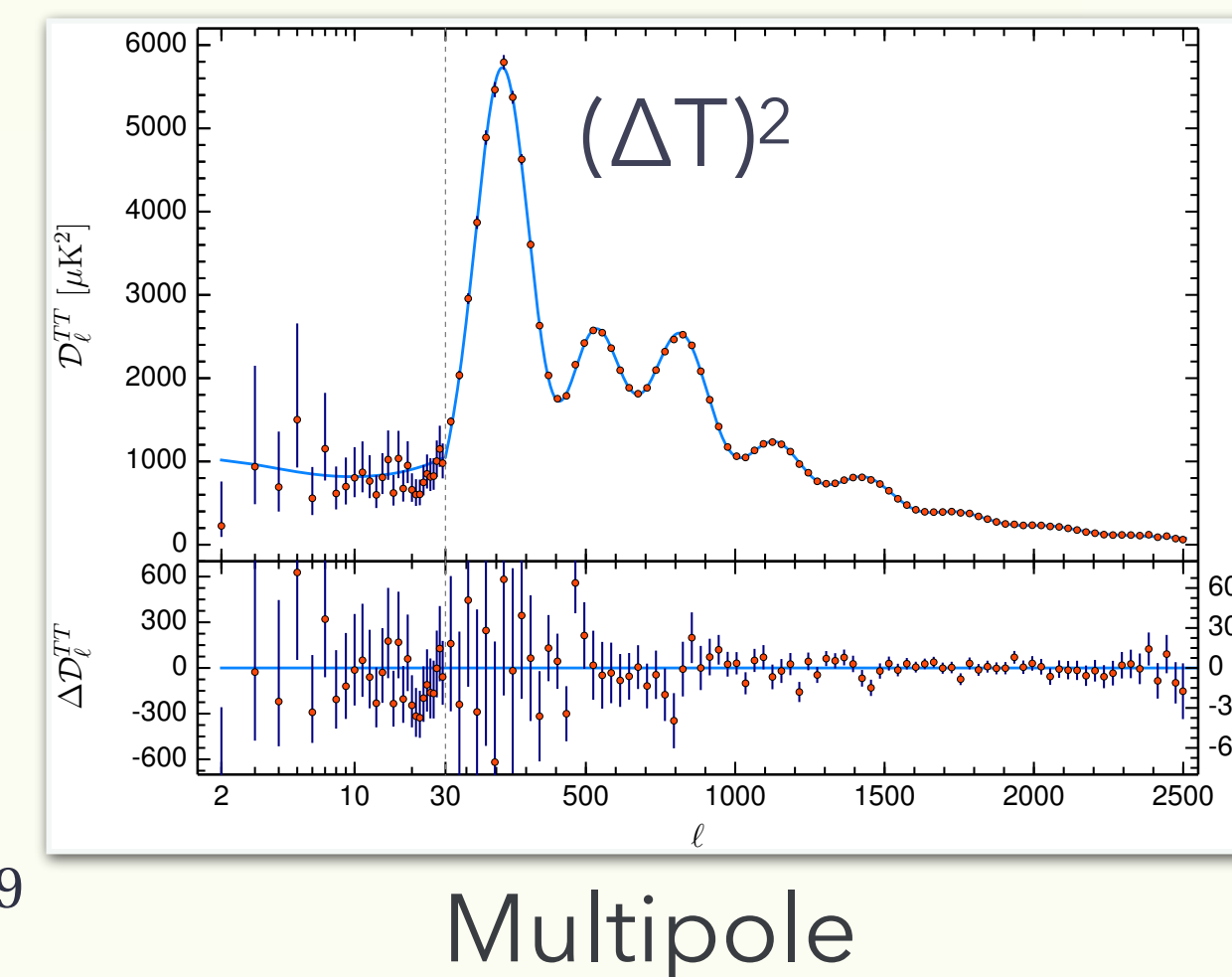
→ 宇宙はほぼ一様等方な熱平衡状態



ビッグバン軽元素合成



宇宙マイクロ波背景放射



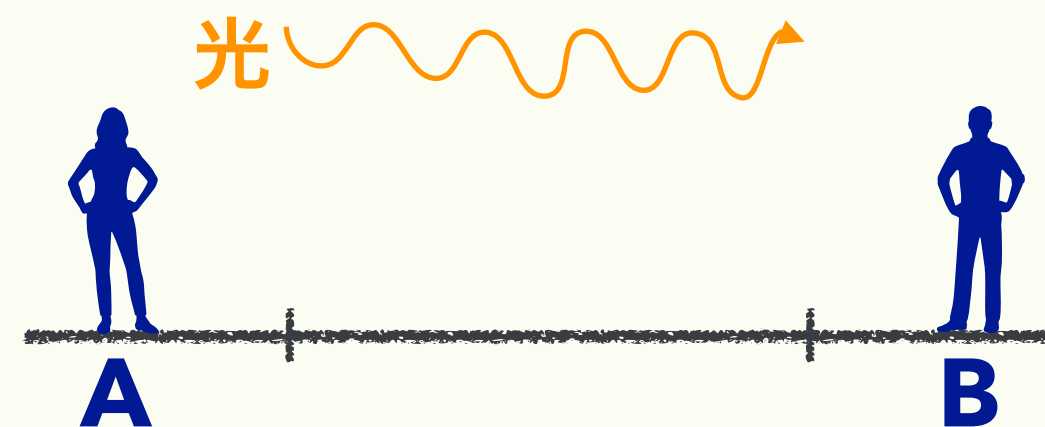
インフレーション

- ビッグバン宇宙論の問題

- 地平線問題

因果を持てる距離 = 光が届く距離

v.s. 物理的距離 = 観測者同士の距離



- 平坦性問題



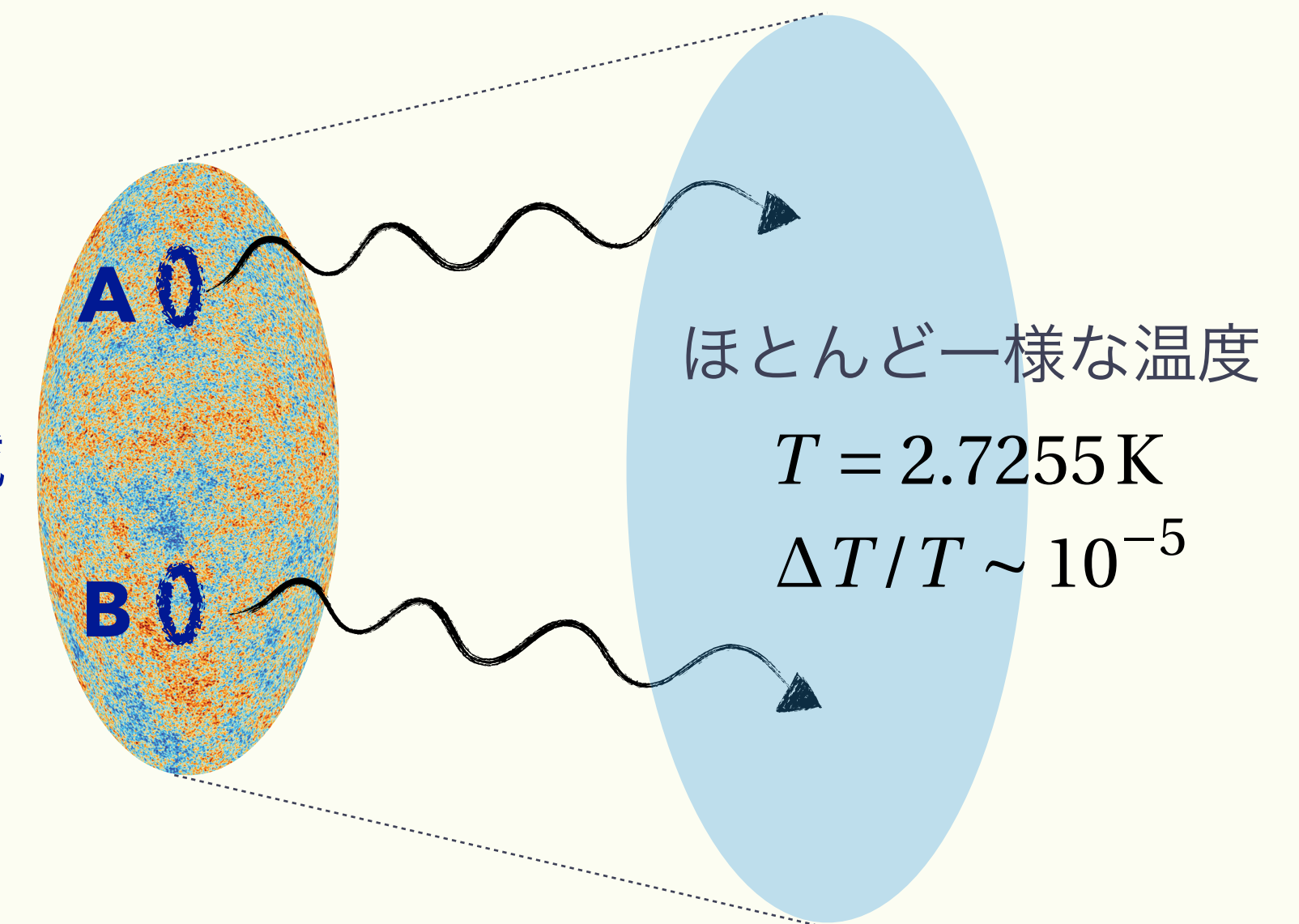
$$\rho_{\text{curv}} \propto a^{-2}$$

v.s.

$$\rho_{\text{rad}} \propto a^{-4}$$

因果をもてる領域

AとBは因果関係がない

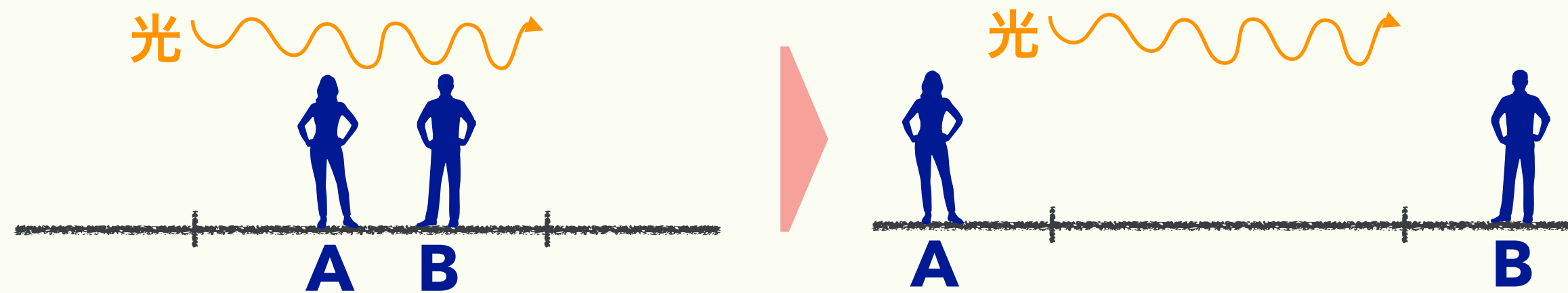


インフレーション

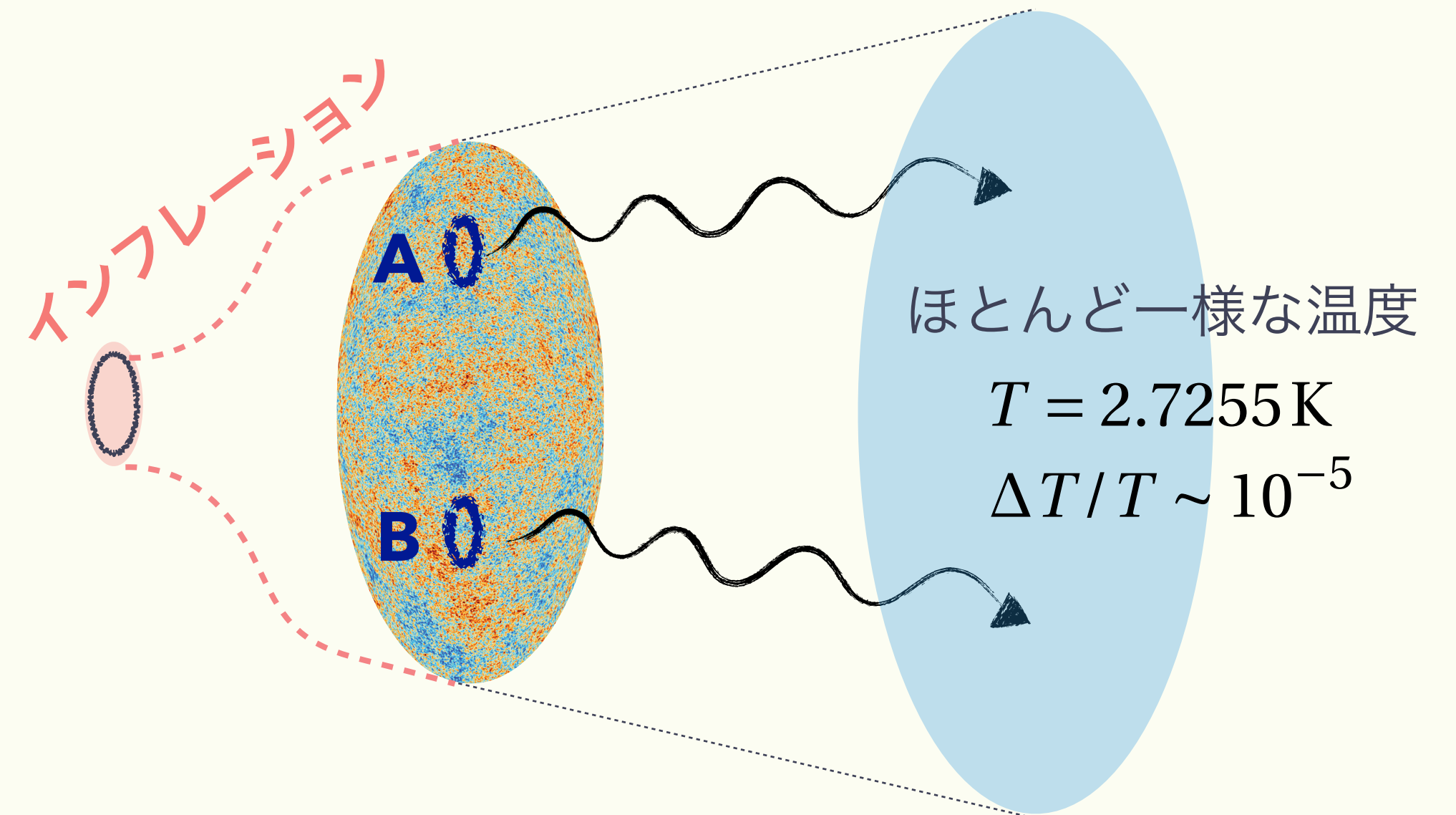
- 加速膨張によるビッグバン宇宙論の問題の解決

- 地平線問題を解決

因果を持てる距離 = 光が届く距離: $H \sim \text{const.}$ v.s. 物理的距離 = 観測者同士の距離: $a(t) \propto e^{Ht}$



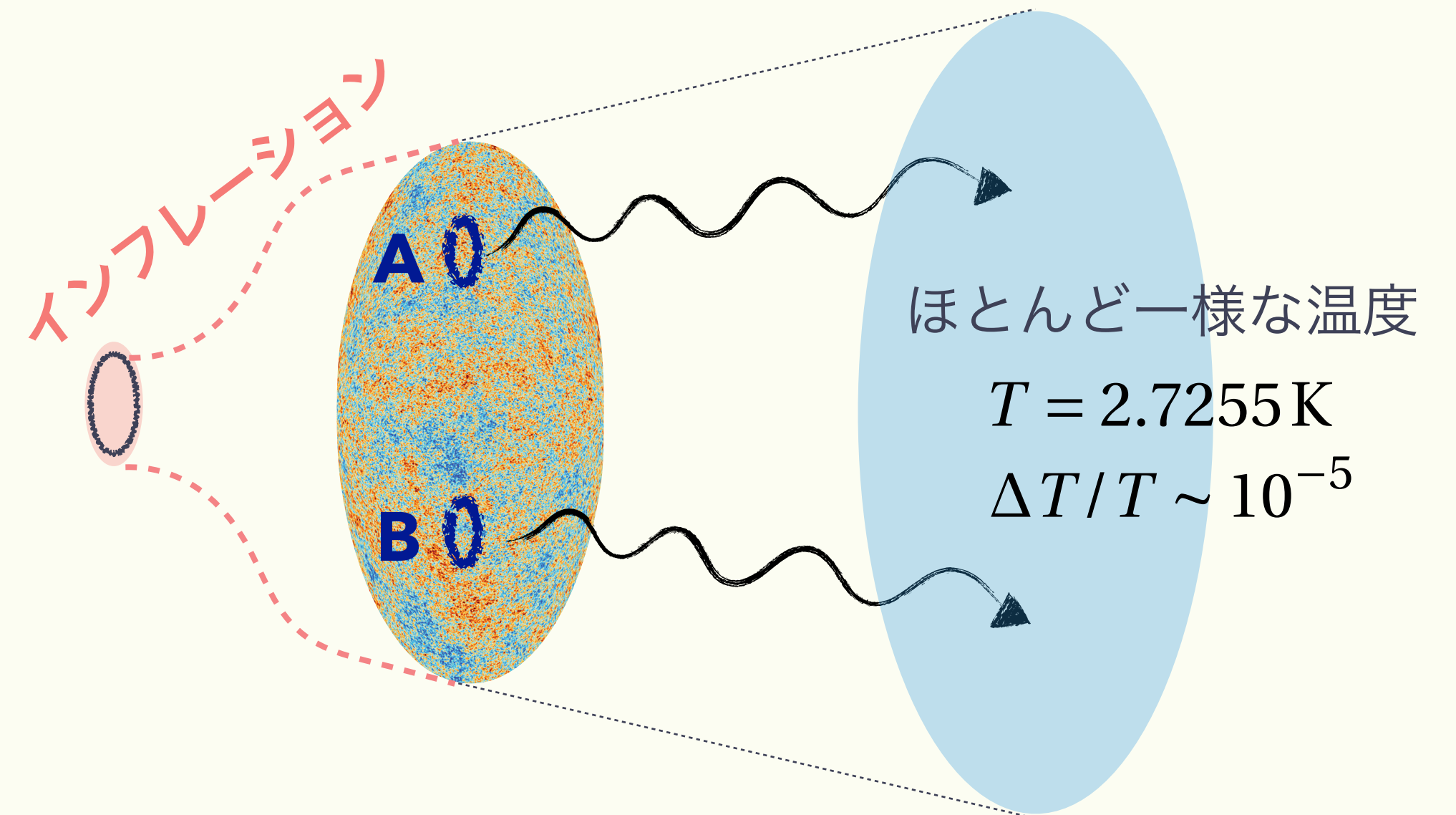
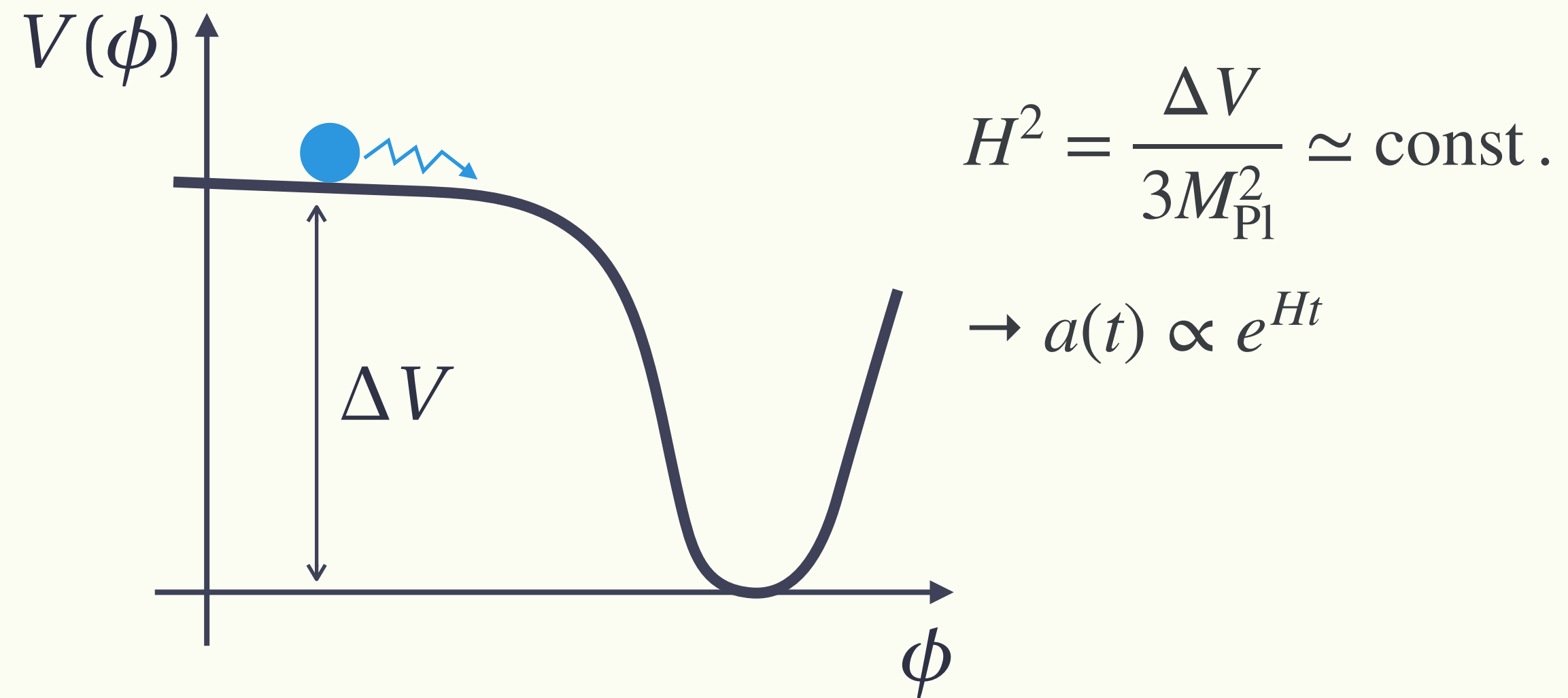
- 平坦性問題を解決



インフレーション

- インフロン場の凝縮による加速膨張

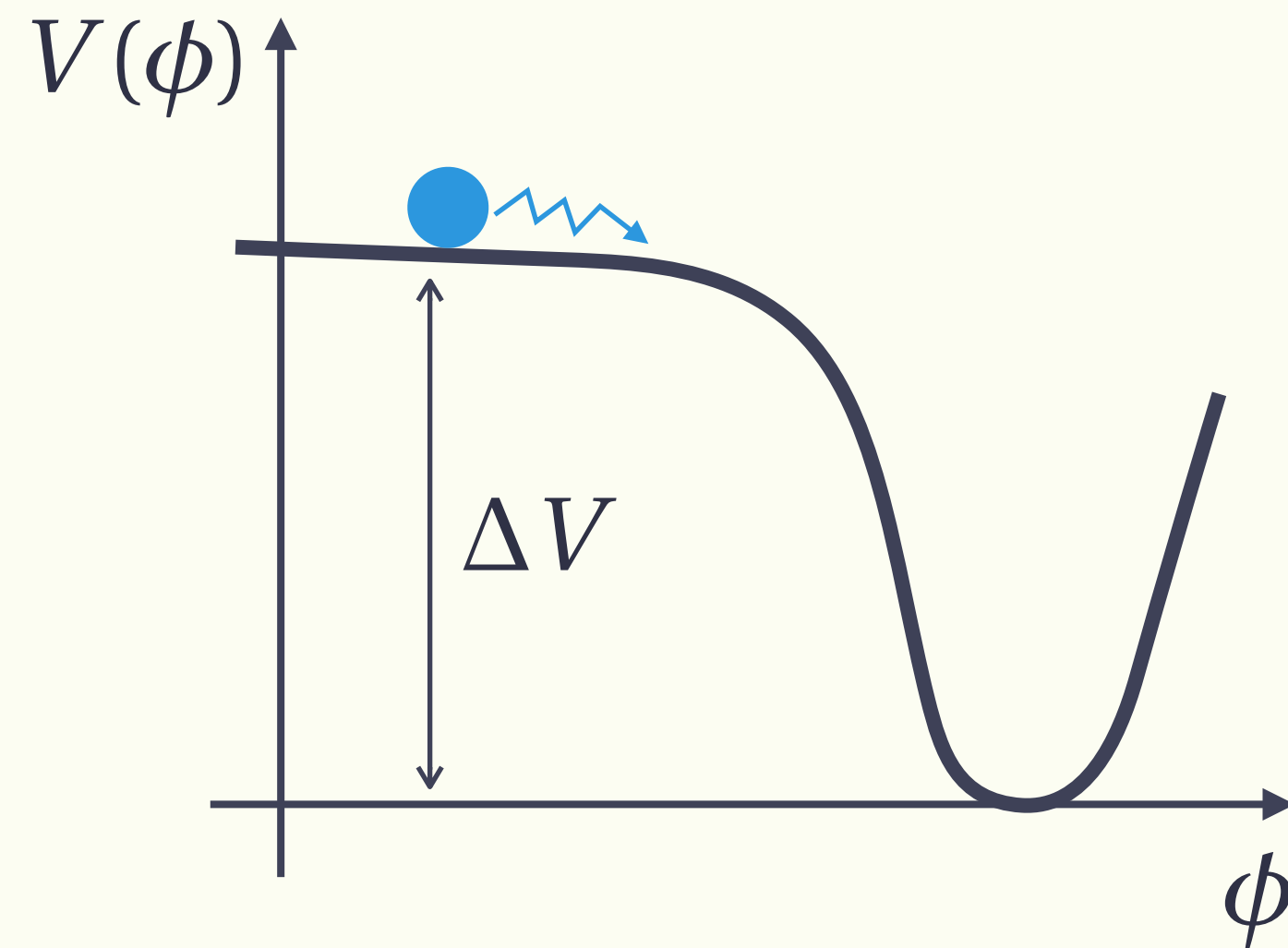
- 地平線・平坦性問題を解決
- インフロン場の量子揺らぎが $\Delta T/T \sim 10^{-5}$ の起源



インフレーション

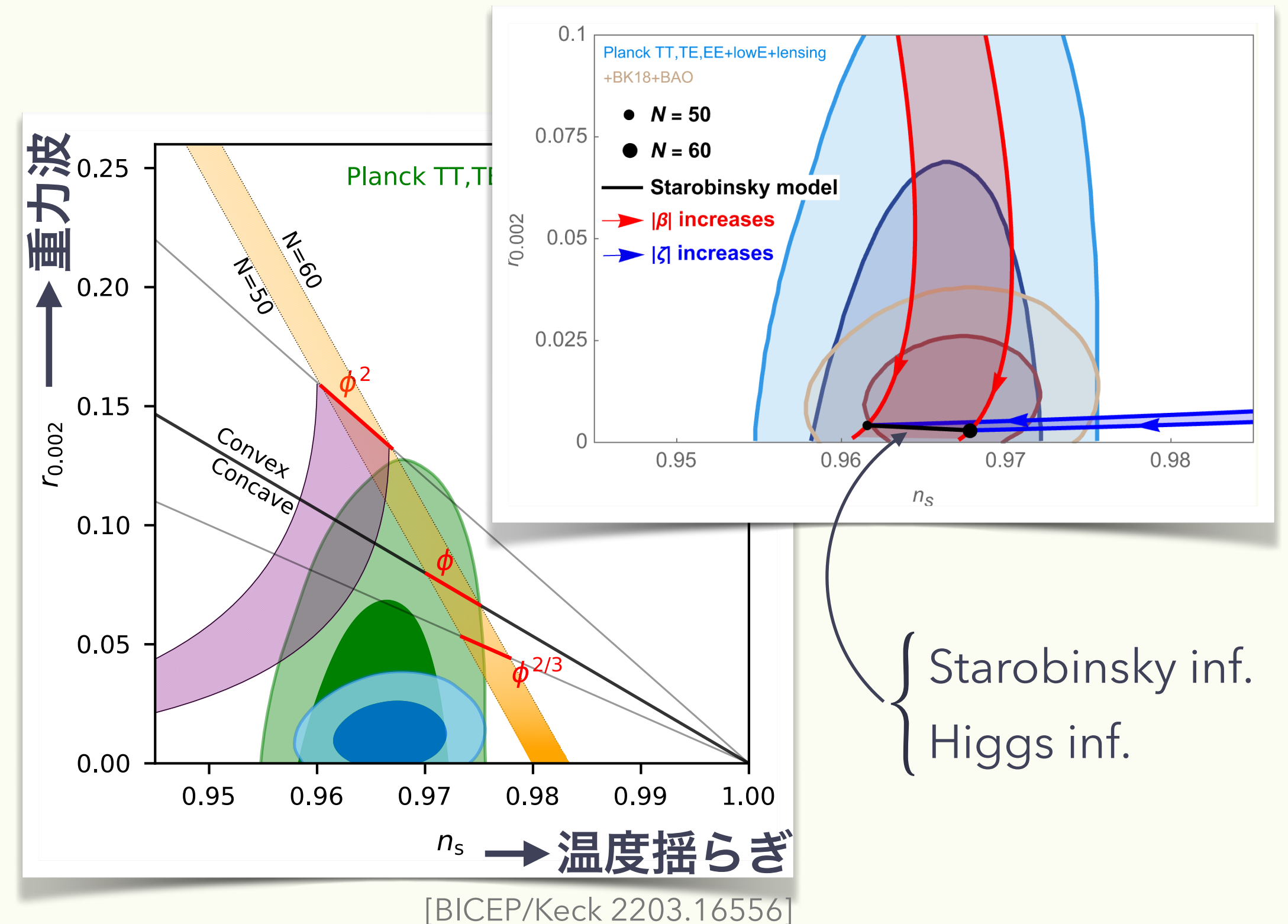
- インフロン場の凝縮による加速膨張

- 地平線・平坦性問題を解決
- インフロン場の量子揺らぎが $\Delta T/T \sim 10^{-5}$ の起源



$$H^2 = \frac{\Delta V}{3M_{\text{Pl}}^2} \simeq \text{const.}$$

$$\rightarrow a(t) \propto e^{Ht}$$



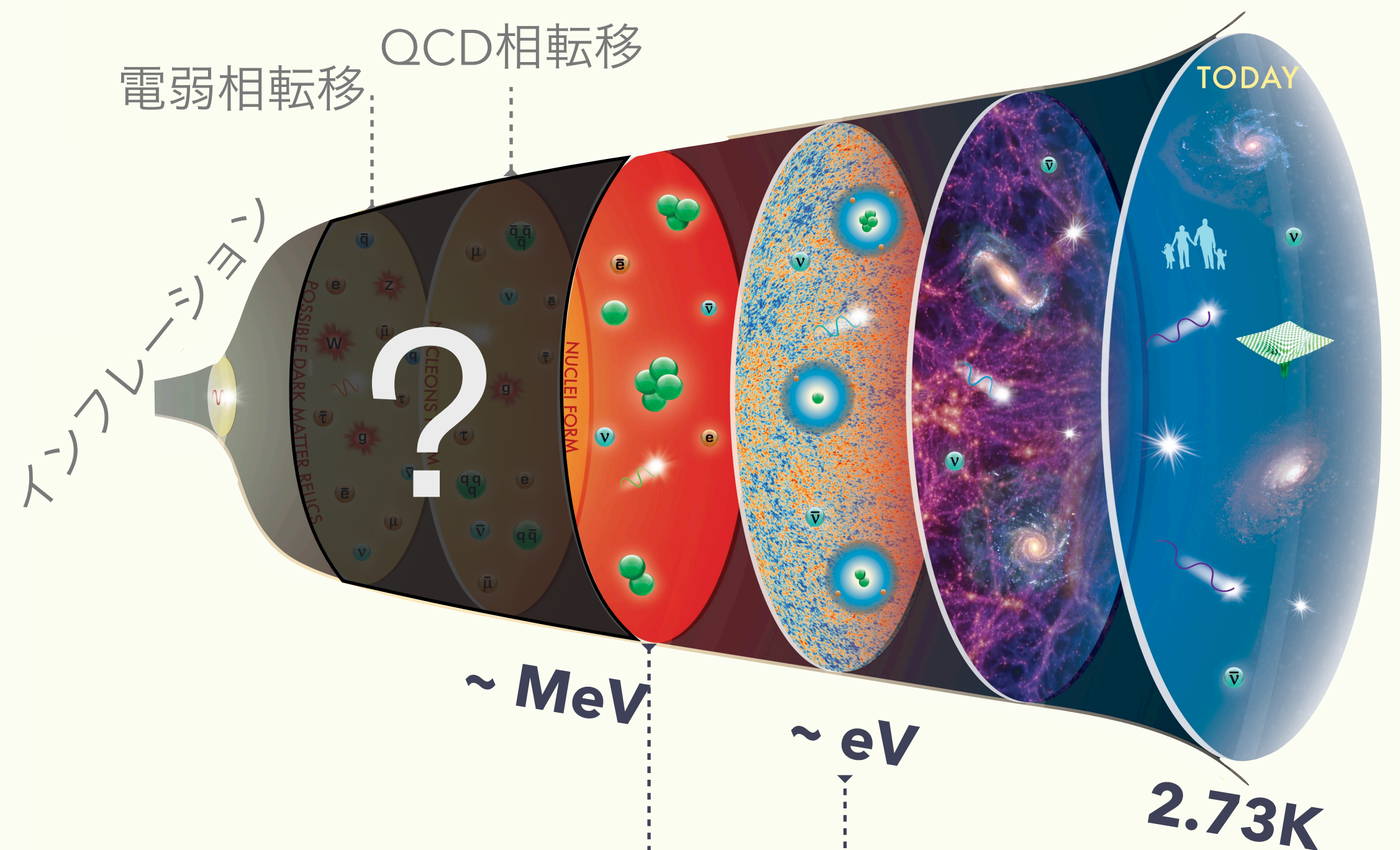
インフレーション宇宙論

インフラトン凝縮

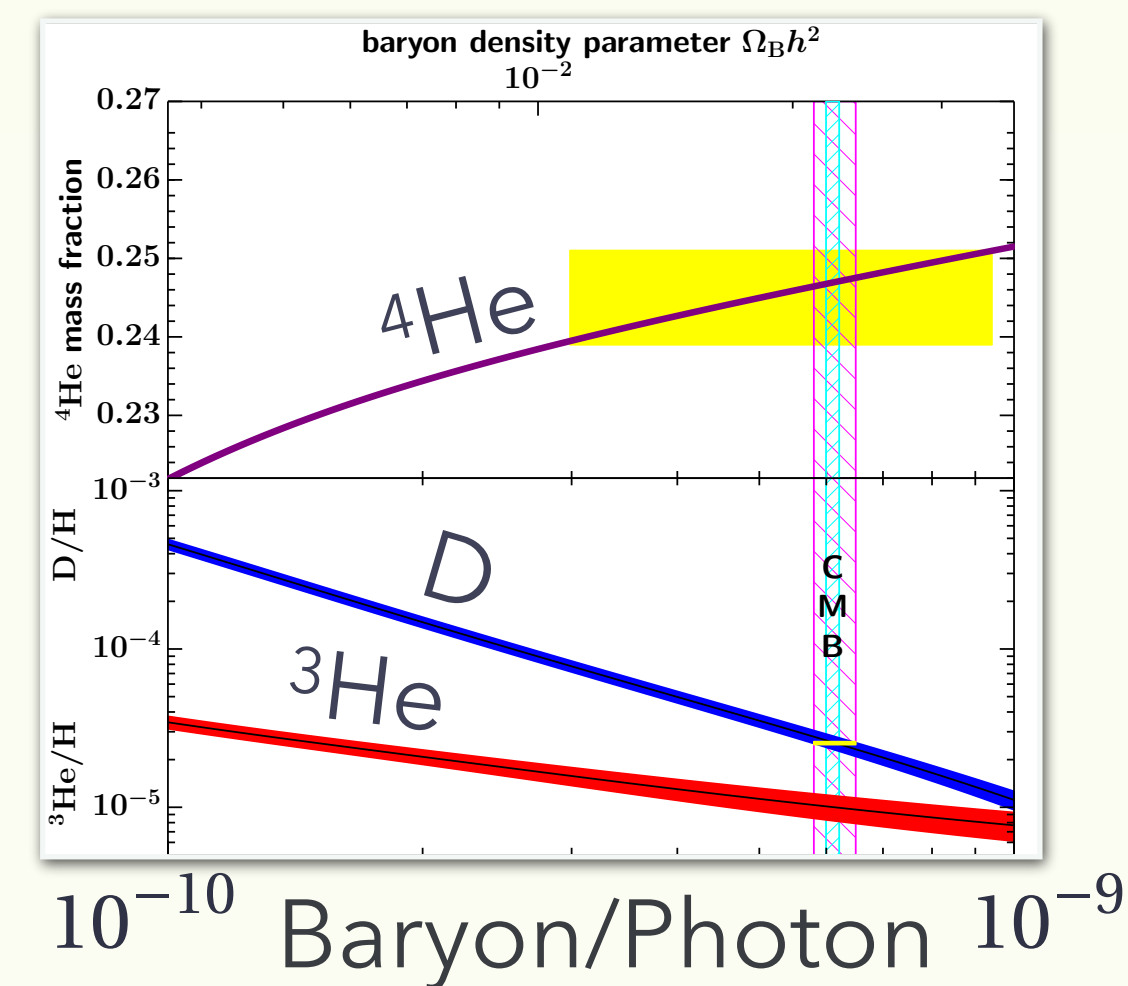
- インフレーション
 - 地平線・平坦性問題を解く
 - 温度揺らぎを与える
 - やや赤傾したスペクトルを预言する

熱平衡プラズマ

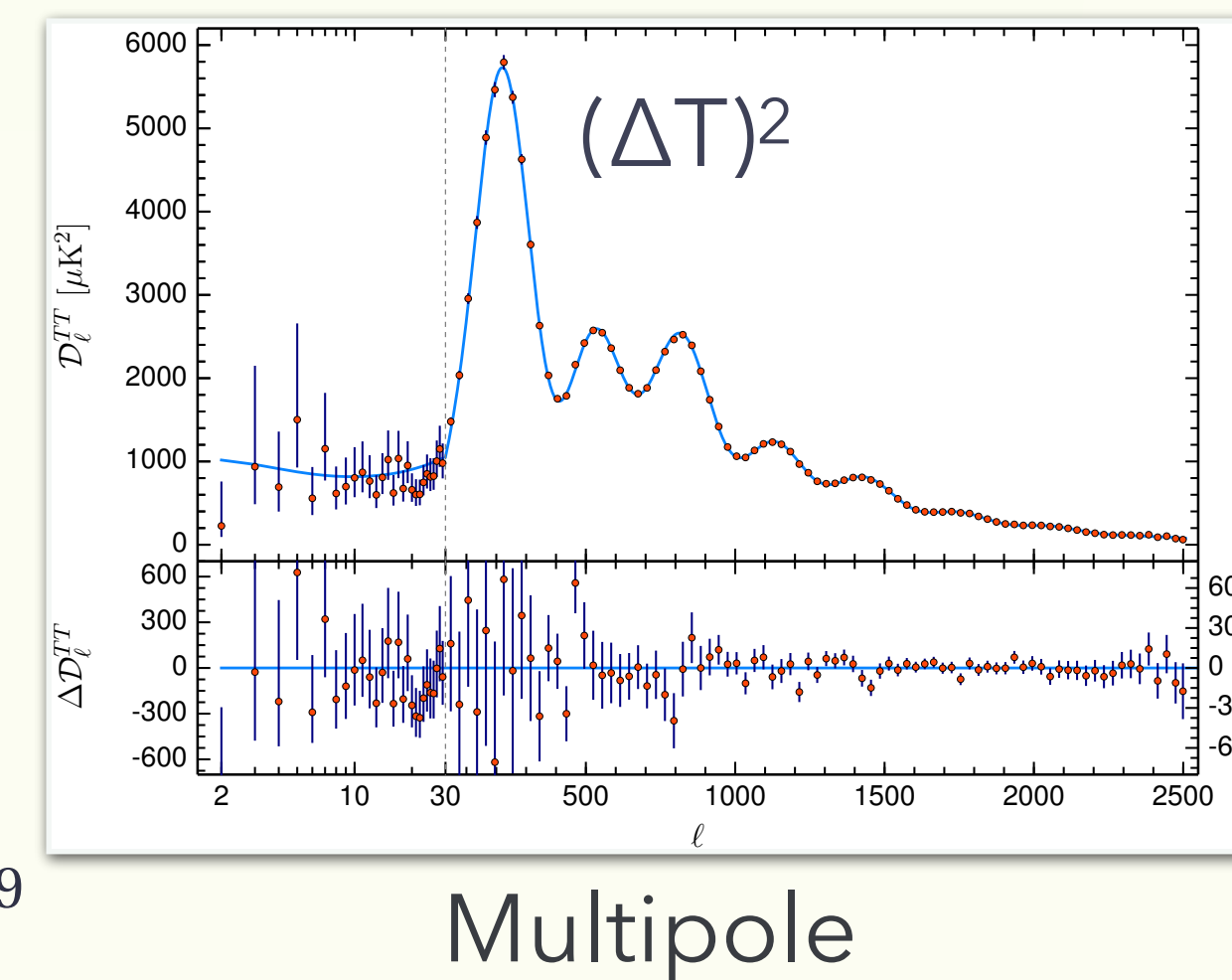
- ビッグバン軽元素合成 (BBN)
- 宇宙マイクロ波背景放射 (CMB)



ビッグバン軽元素合成



宇宙マイクロ波背景放射



インフレーション宇宙論

インフラトン凝縮

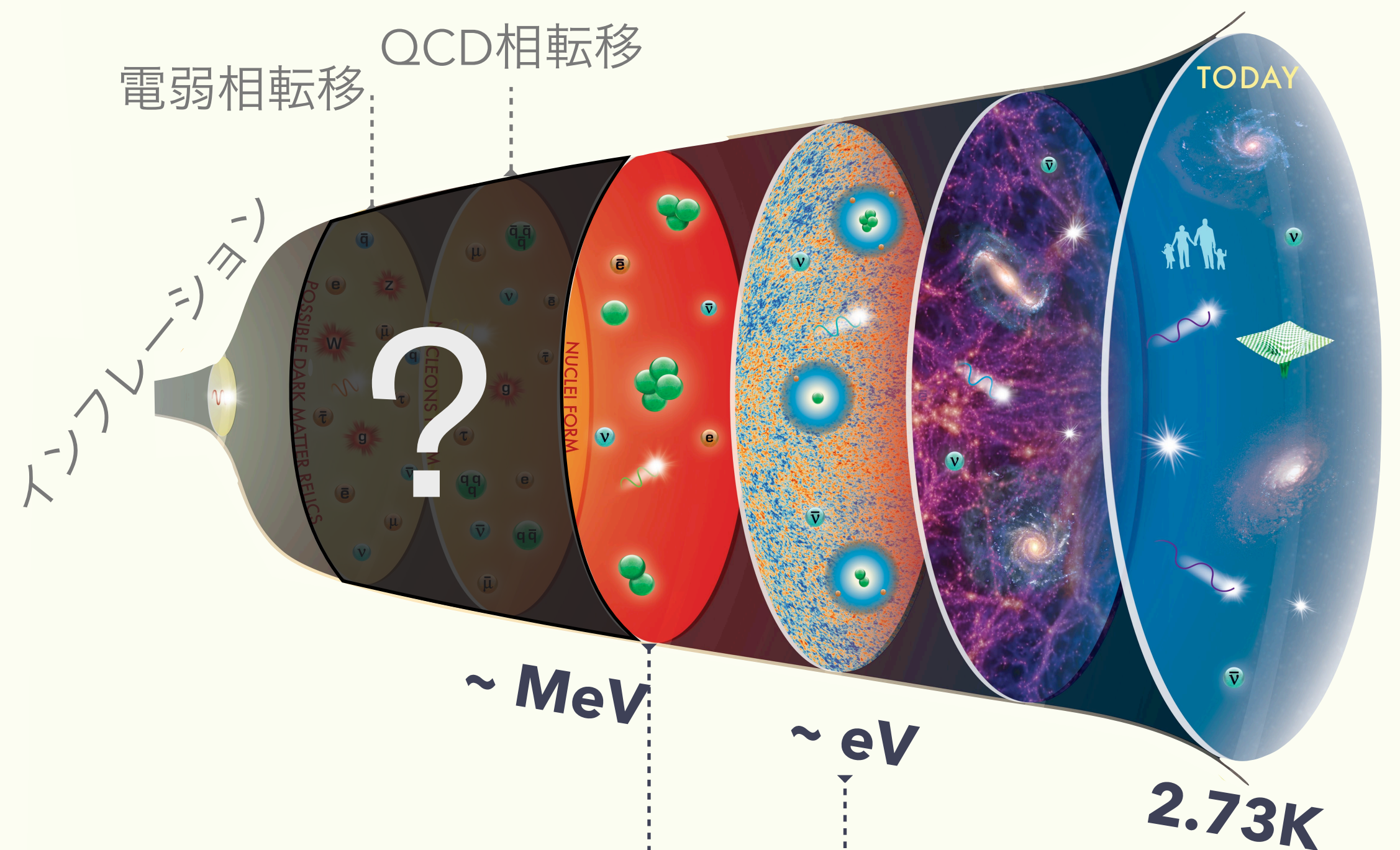
- インフレーション
 - 地平線・平坦性問題を解く
 - 温度揺らぎを与える
 - やや赤傾したスペクトルを预言する

?

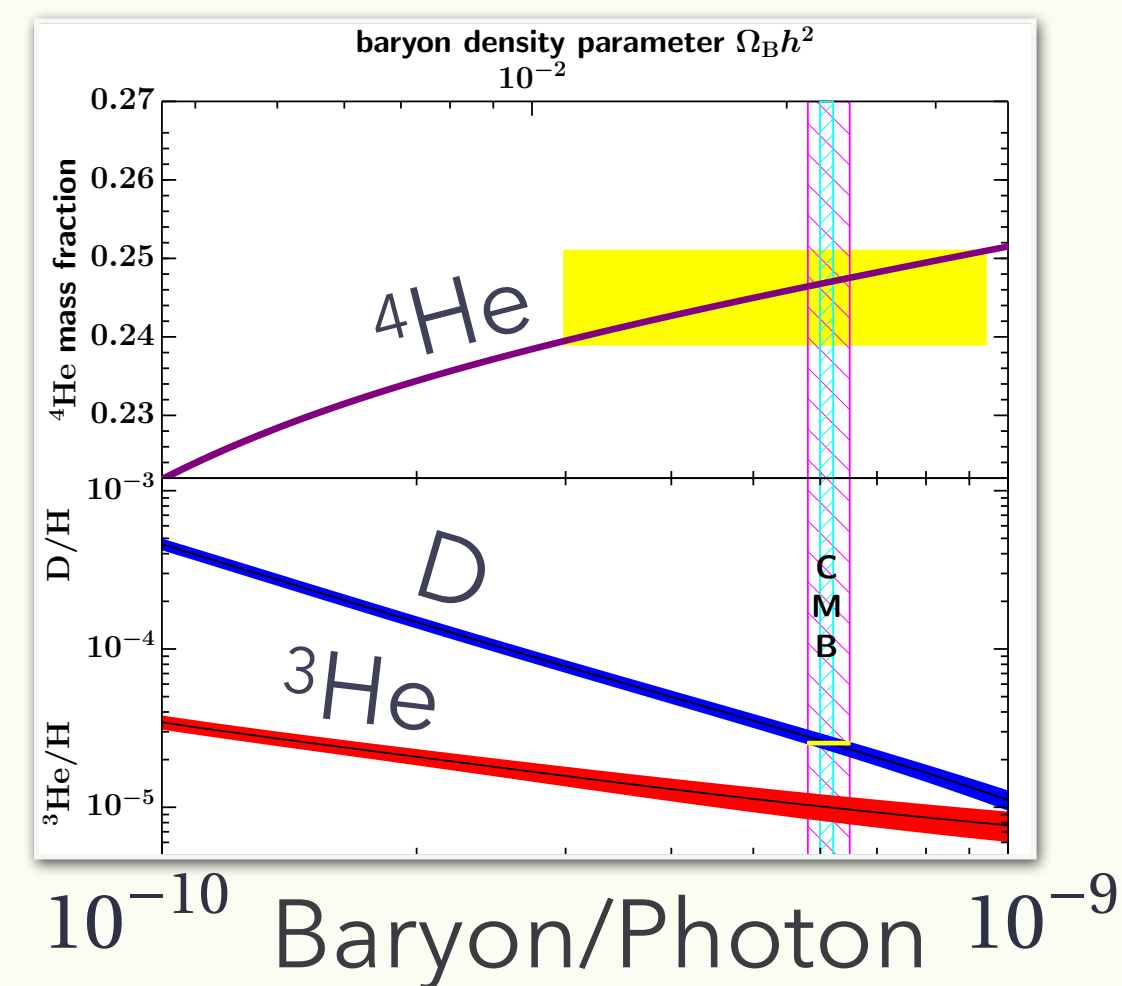
再加熱・熱化

熱平衡プラズマ

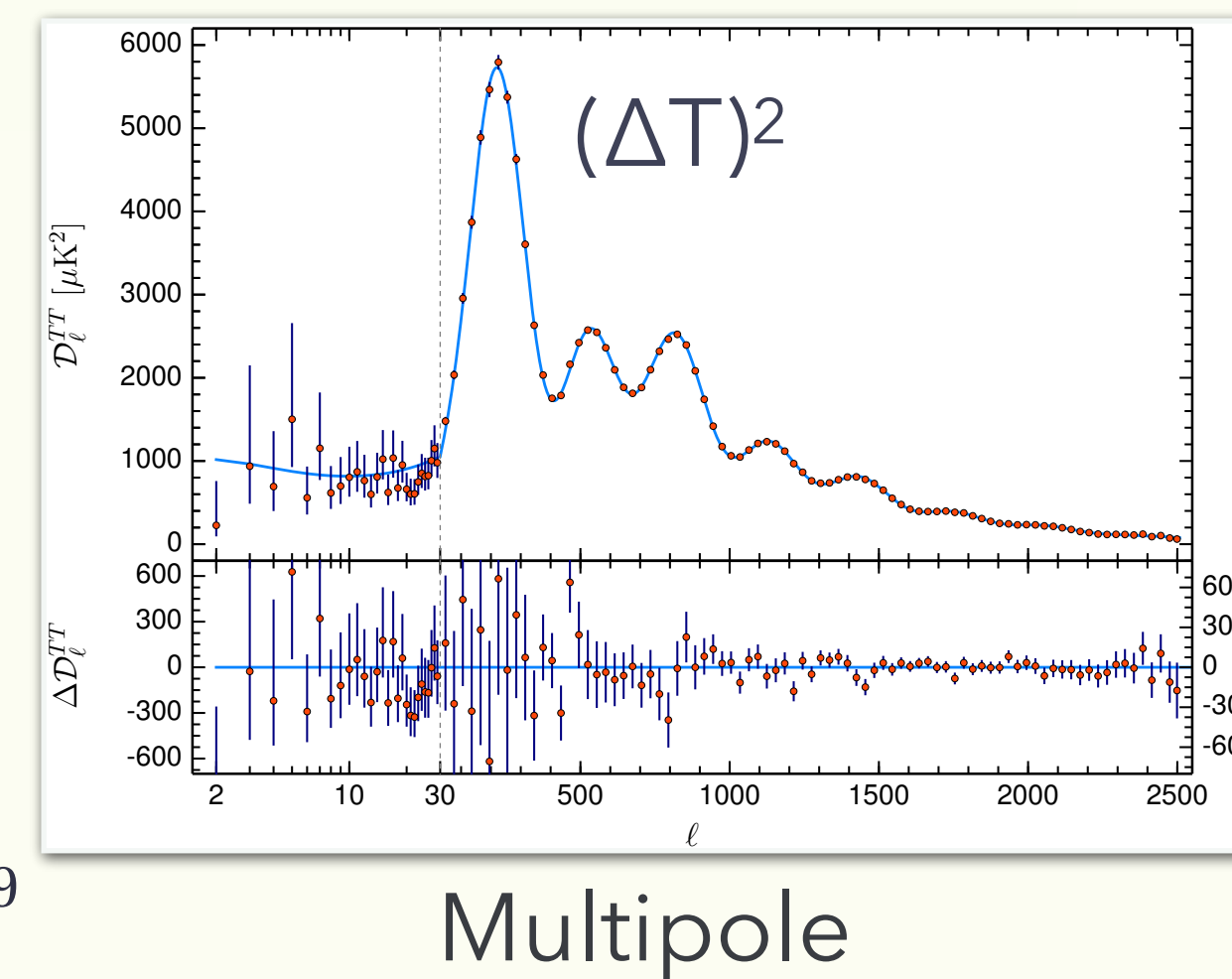
- ビッグバン軽元素合成 (BBN)
- 宇宙マイクロ波背景放射 (CMB)



ビッグバン軽元素合成



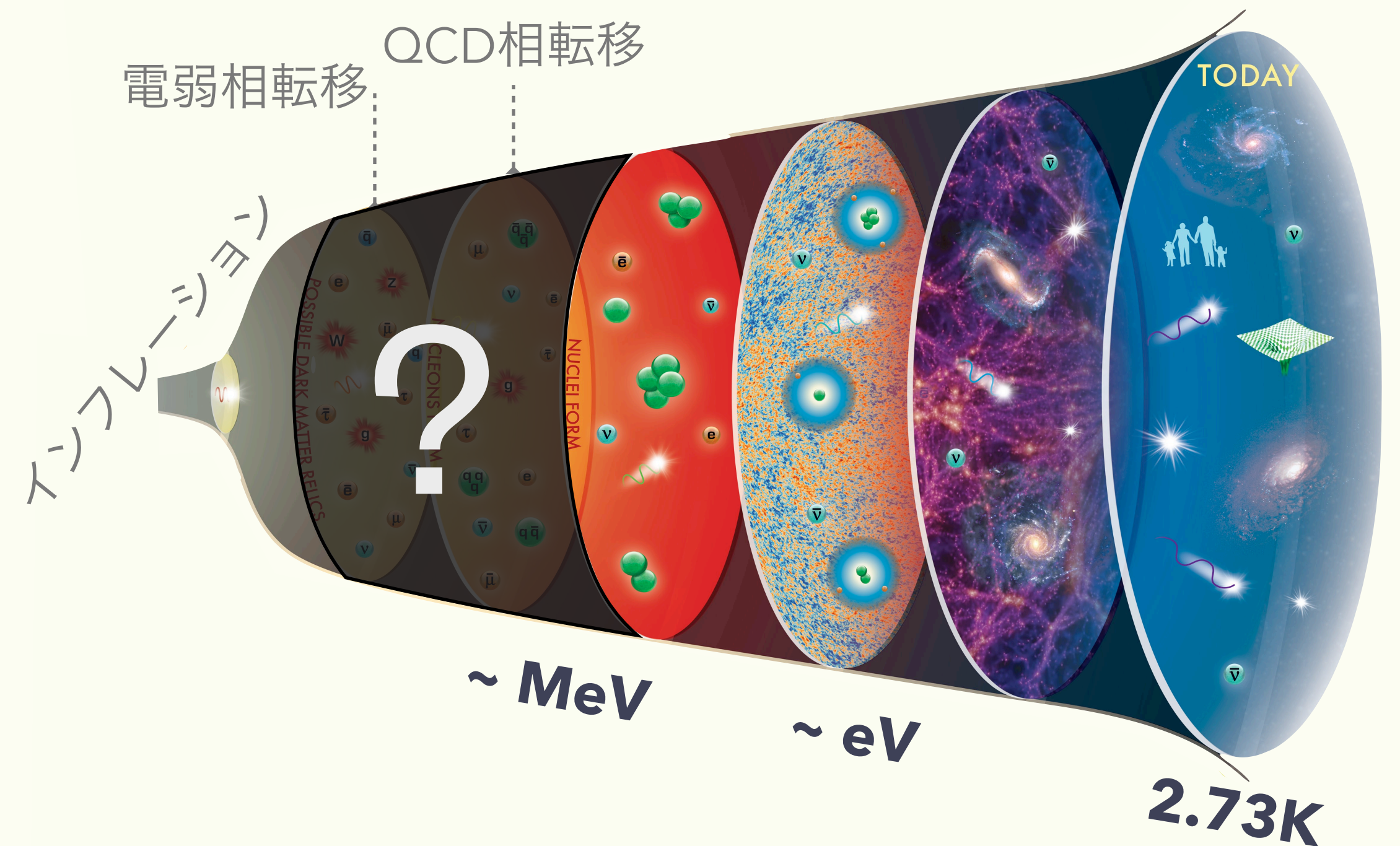
宇宙マイクロ波背景放射



インフレーション宇宙論

インフラトン凝縮

- インフレーション
 - 地平線・平坦性問題を解く
 - 温度揺らぎを与える
 - やや赤傾したスペクトルを预言する

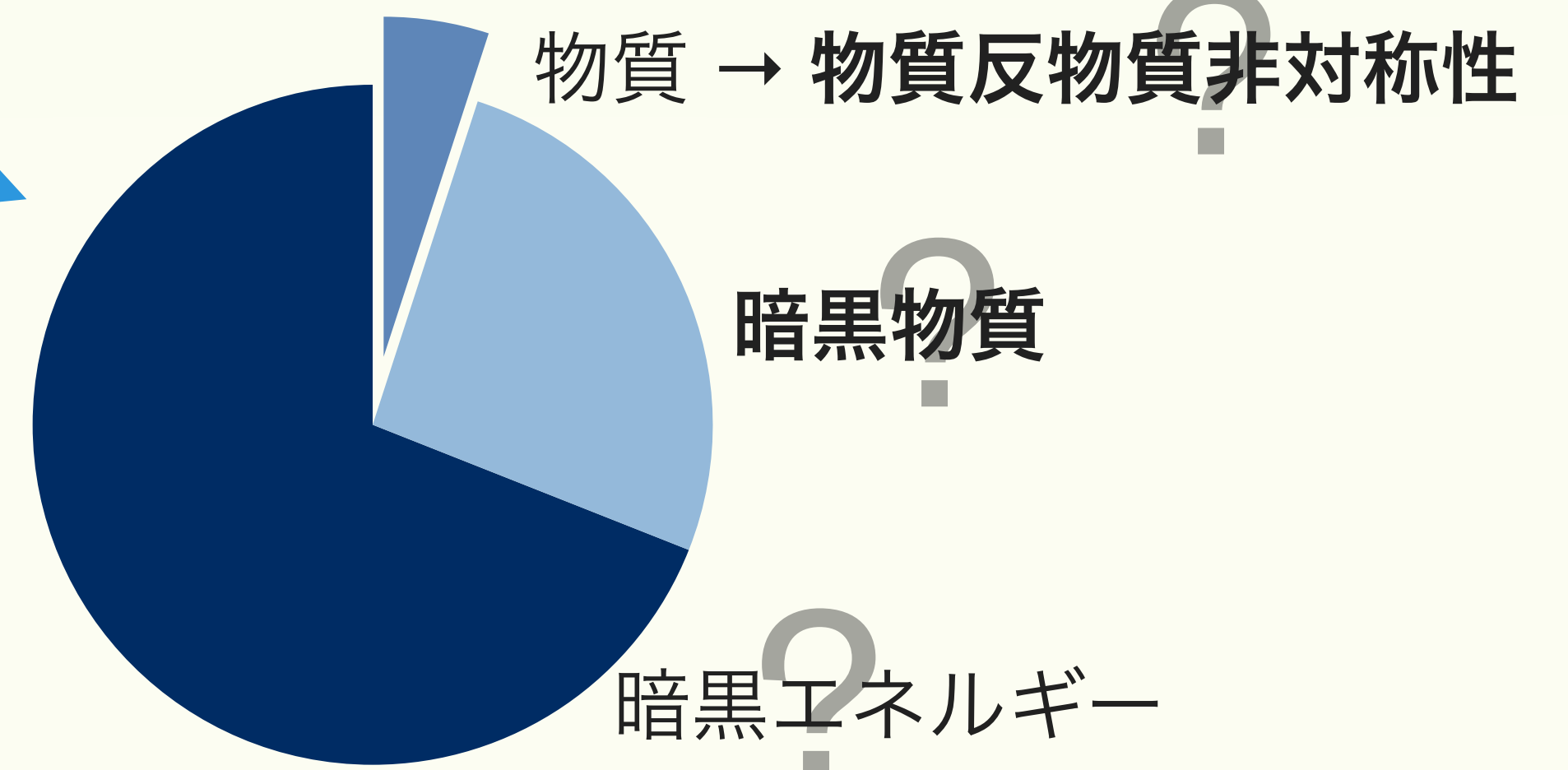


?

再加熱・熱化

熱平衡プラズマ

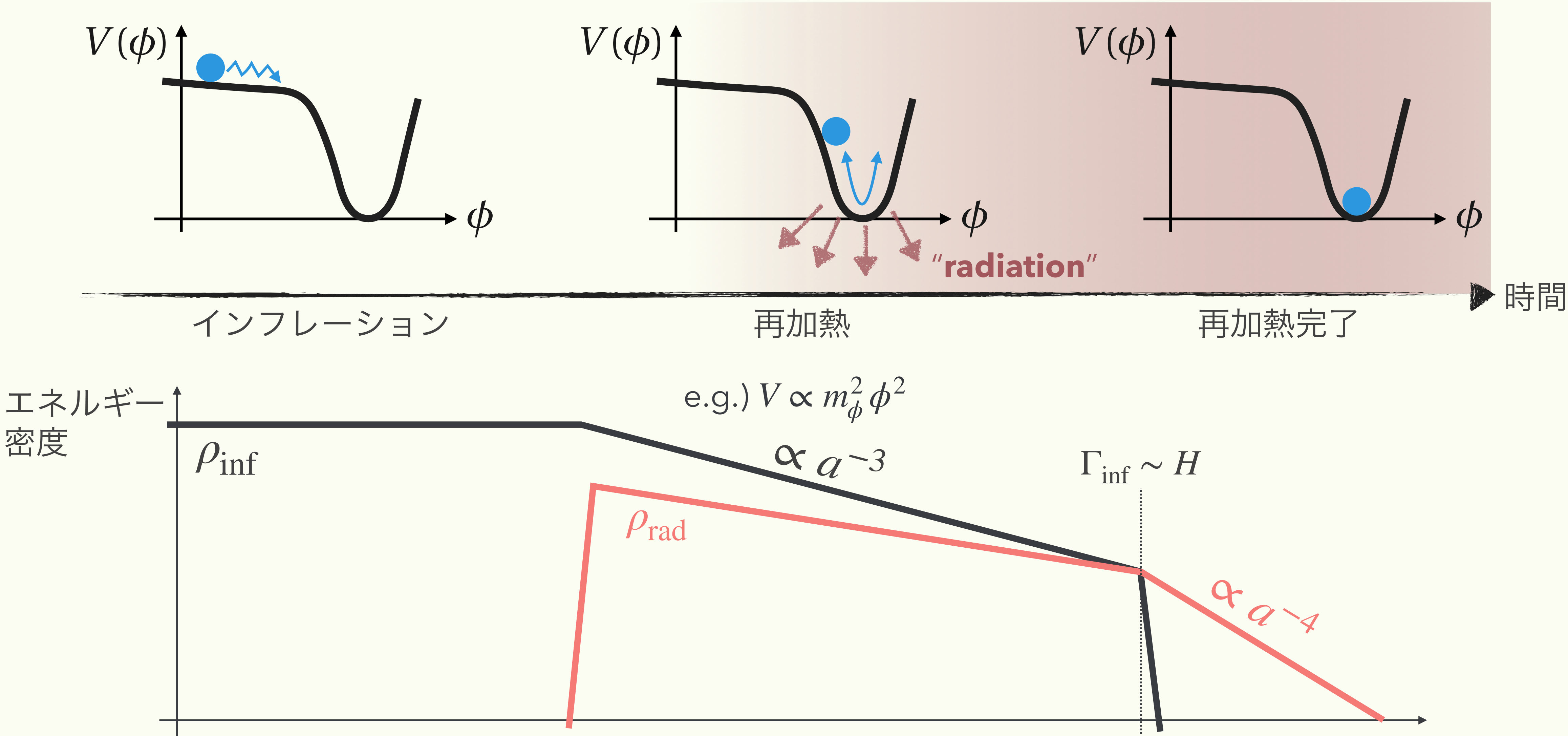
- ビッグバン軽元素合成 (BBN)
- 宇宙マイクロ波背景放射 (CMB)



トークの概要

- 導入
- 再加熱・熱化概略
- 非摂動的過程と乱流熱化
- 摂動的過程とカスケード
- まとめ

再加熱・熱化概略



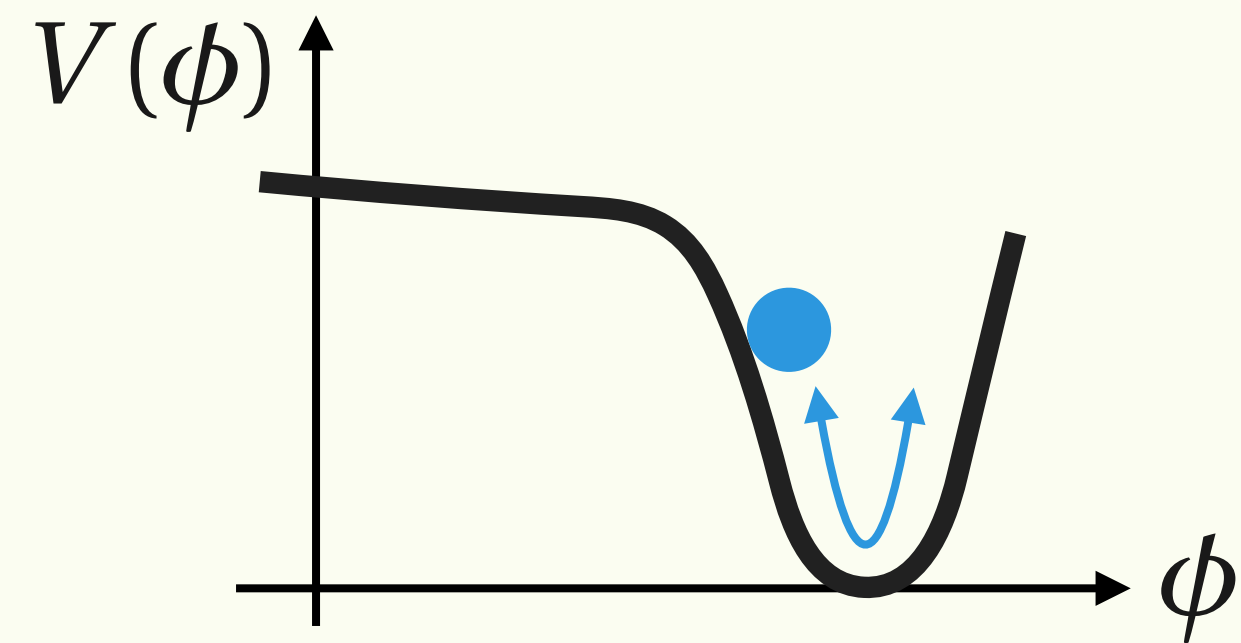
再加熱・熱化概略

- 観測的にわかっていることは現状ほとんどない.

原始重力波が観測されてない $10^{16} \text{ GeV} \gtrsim T_R \gtrsim 1 \text{ MeV}$ ビッグバン軽元素合成

- (観測的にチャレンジングだが) 高周波重力波 ($\sim \text{GHz}$) が直接のプローブ
- 後の宇宙の熱史に大きな影響
 - バリオン非対称性生成 $\rightarrow$ e.g., 熱的レプトン生成: $T_R > \text{右巻きニュートリノ質量}$
 - 暗黒物質生成 $\rightarrow$ e.g., 熱的freeze-outによる暗黒物質生成: $T_R > \text{暗黒物質質量}$
 - 宇宙の相転移 $\rightarrow$ 宇宙の最高温度 $>$ 転移温度

再加熱・熱化概略



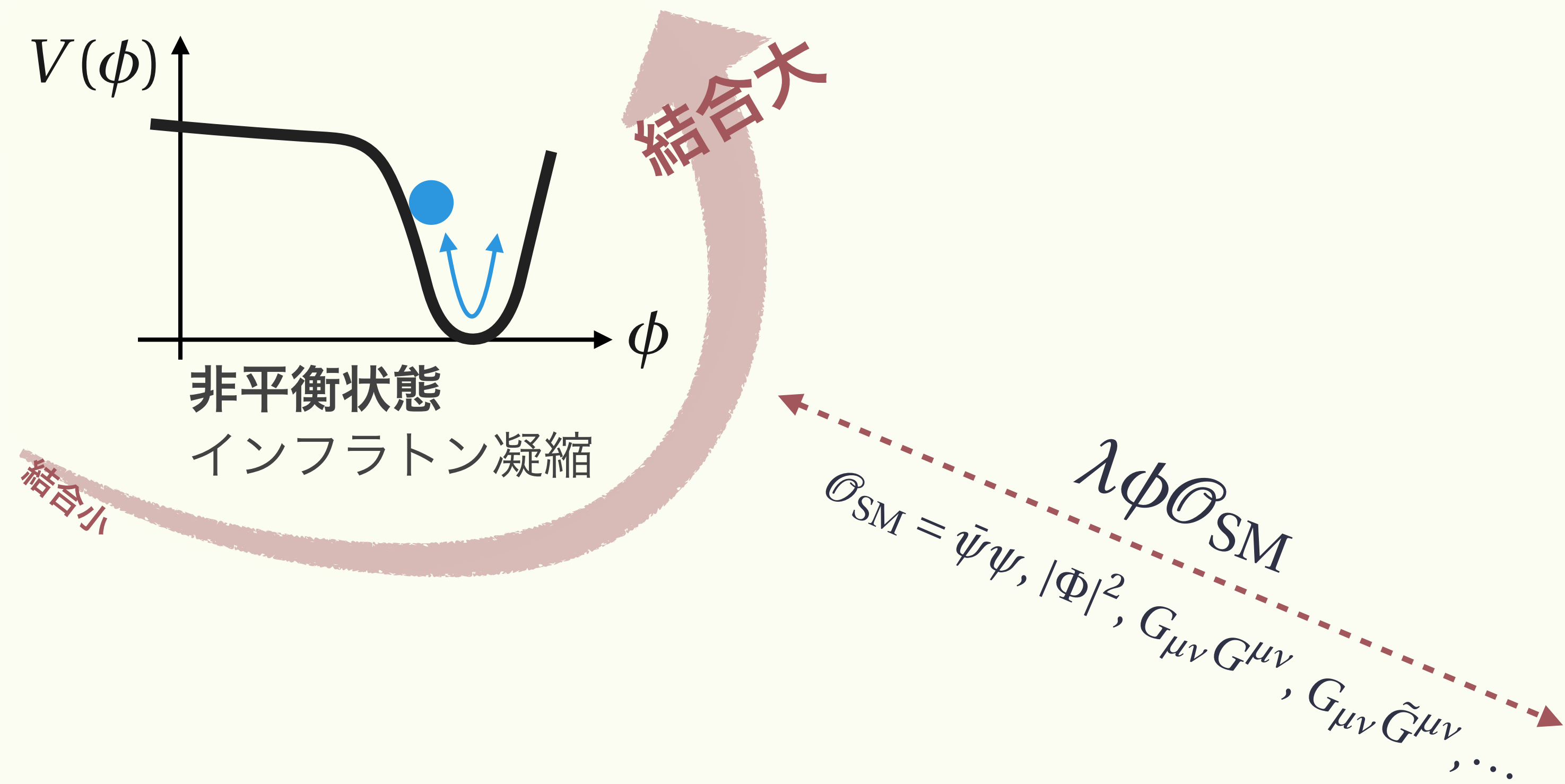
$$\lambda \phi \mathcal{O}_{SM}$$

$\mathcal{O}_{SM} = \bar{\psi}\psi, |\Phi|^2, G_{\mu\nu}G^{\mu\nu}, G_{\mu\nu}\tilde{G}^{\mu\nu}, \dots$

素粒子標準模型

+ ...

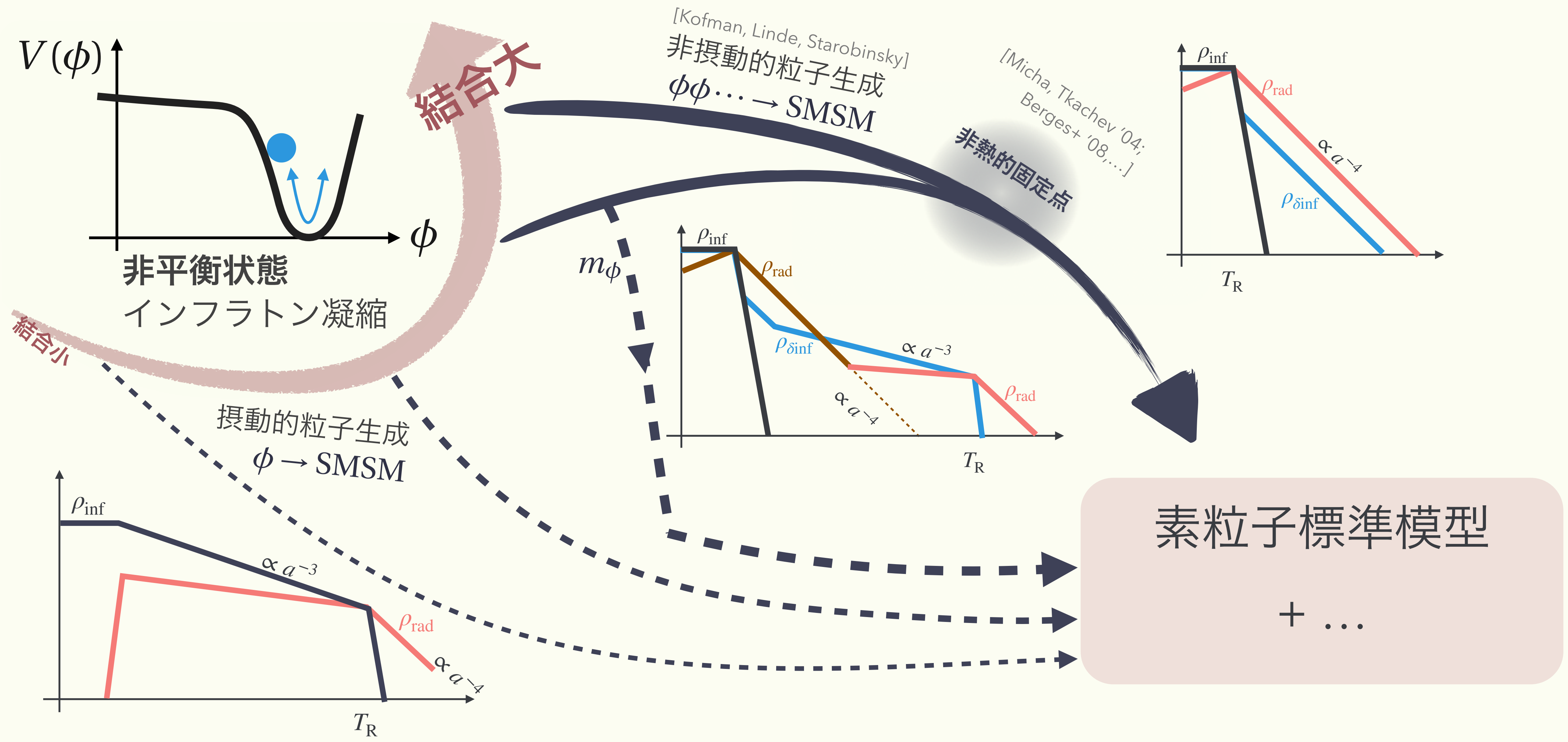
再加熱・熱化概略



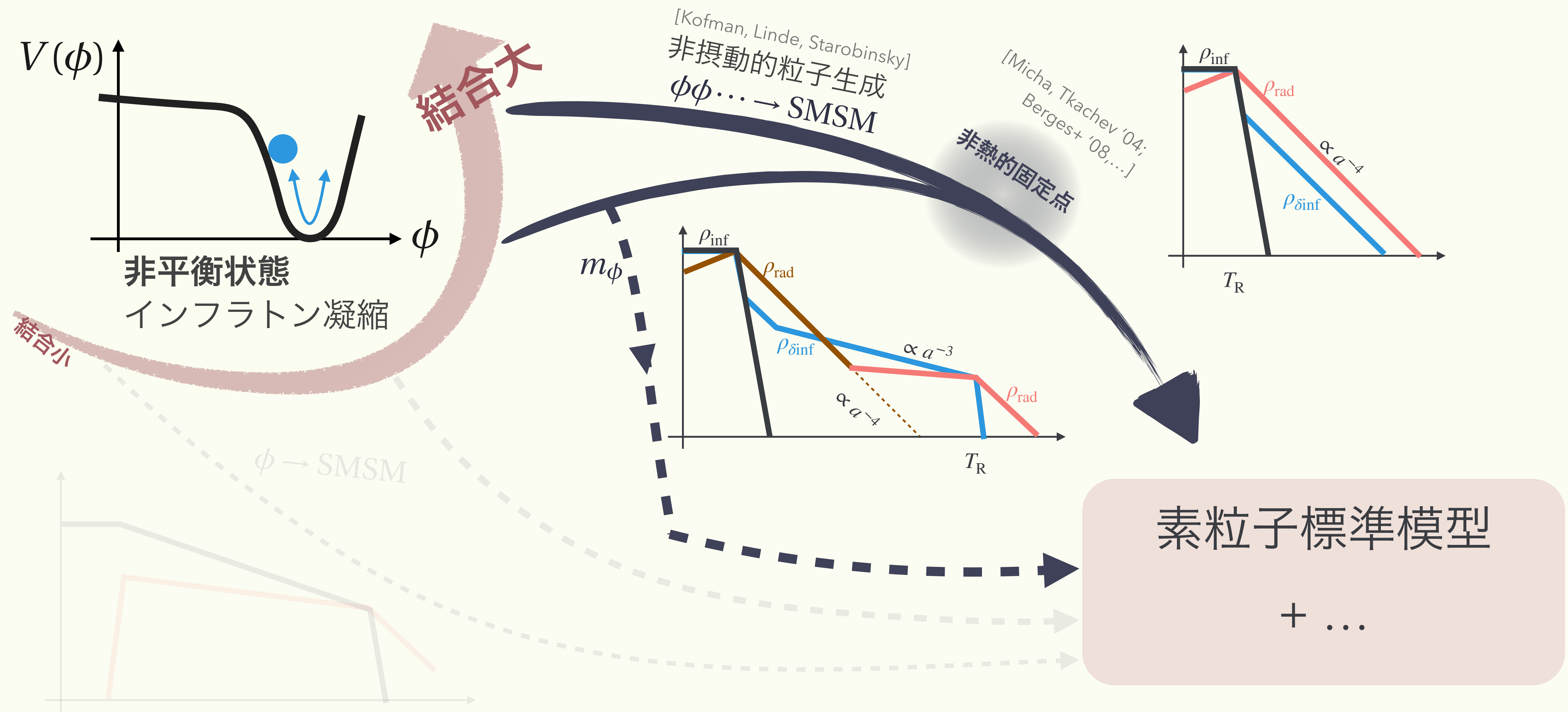
素粒子標準模型

+ ...

再加熱・熱化概略



再加熱・熱化概略



非擾動的粒子生成と乱流熱化

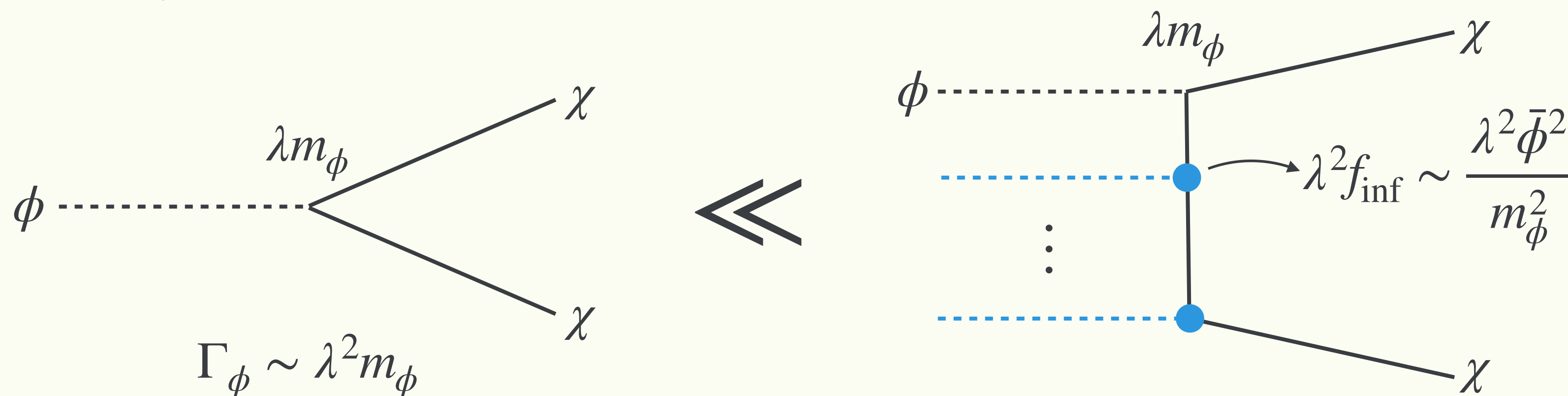
非摂動的粒子生成

- 莫大なインフラトン粒子数による非摂動性

- 多くの模型でインフレーション終了時の粒子数は莫大

$$f_{\text{inf}} \sim \frac{\rho_{\text{inf}}/m_\phi}{m_\phi^3} \sim \frac{\bar{\phi}^2}{m_\phi^2} \gg 1 \quad \text{e.g.) Starobinsky inflation: } m_\phi \sim 10^{13} \text{ GeV}, \quad \bar{\phi} \sim 10^{18} \text{ GeV}$$

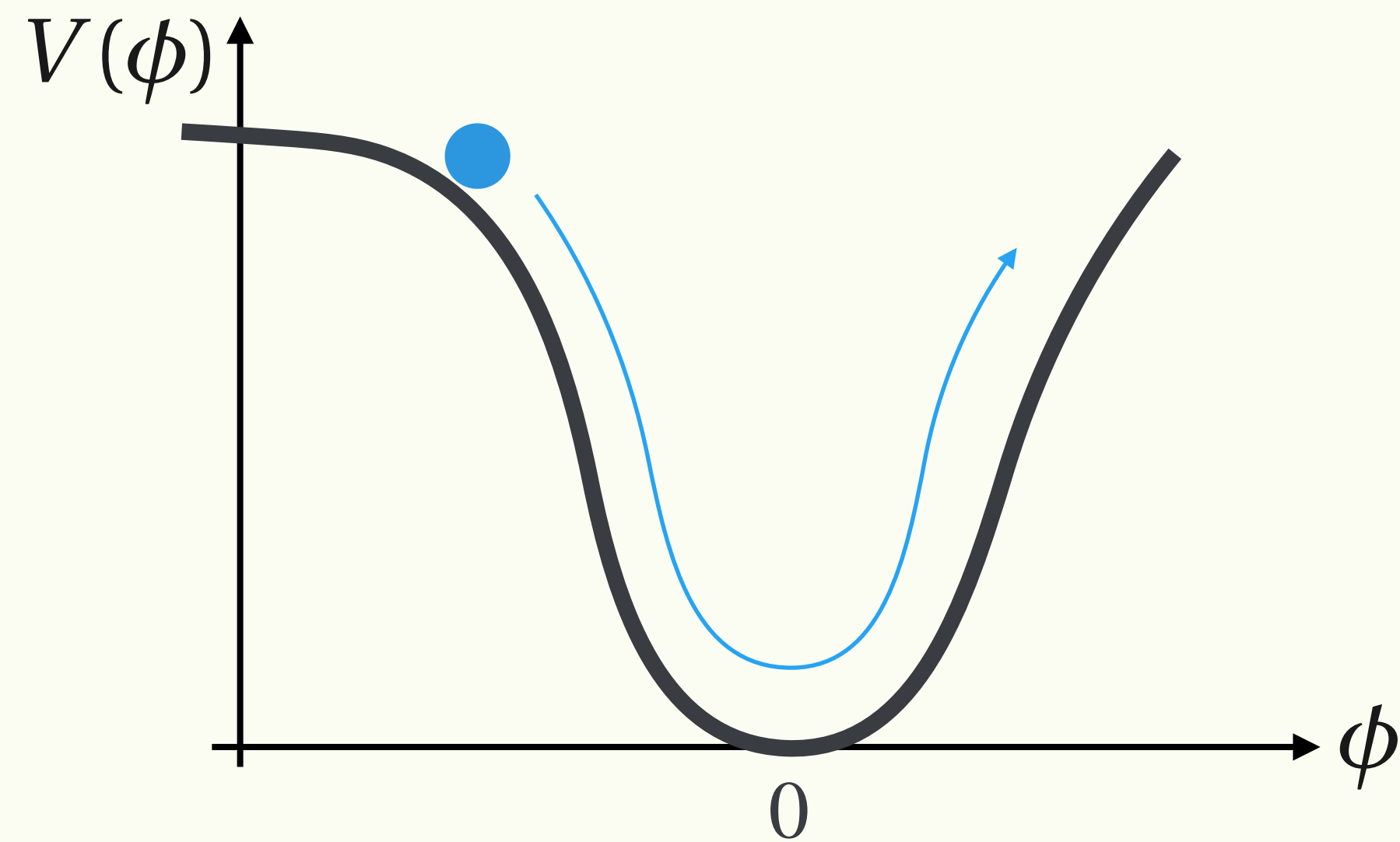
e.g.) $\lambda m_\phi \phi \chi \chi$



for $\lambda \gg \frac{m_\phi^2}{\bar{\phi}^2}$

非摂動的粒子生成

- 断熱性の破れと非摂動的粒子生成 [Kofman, Linde, Starobinsky]



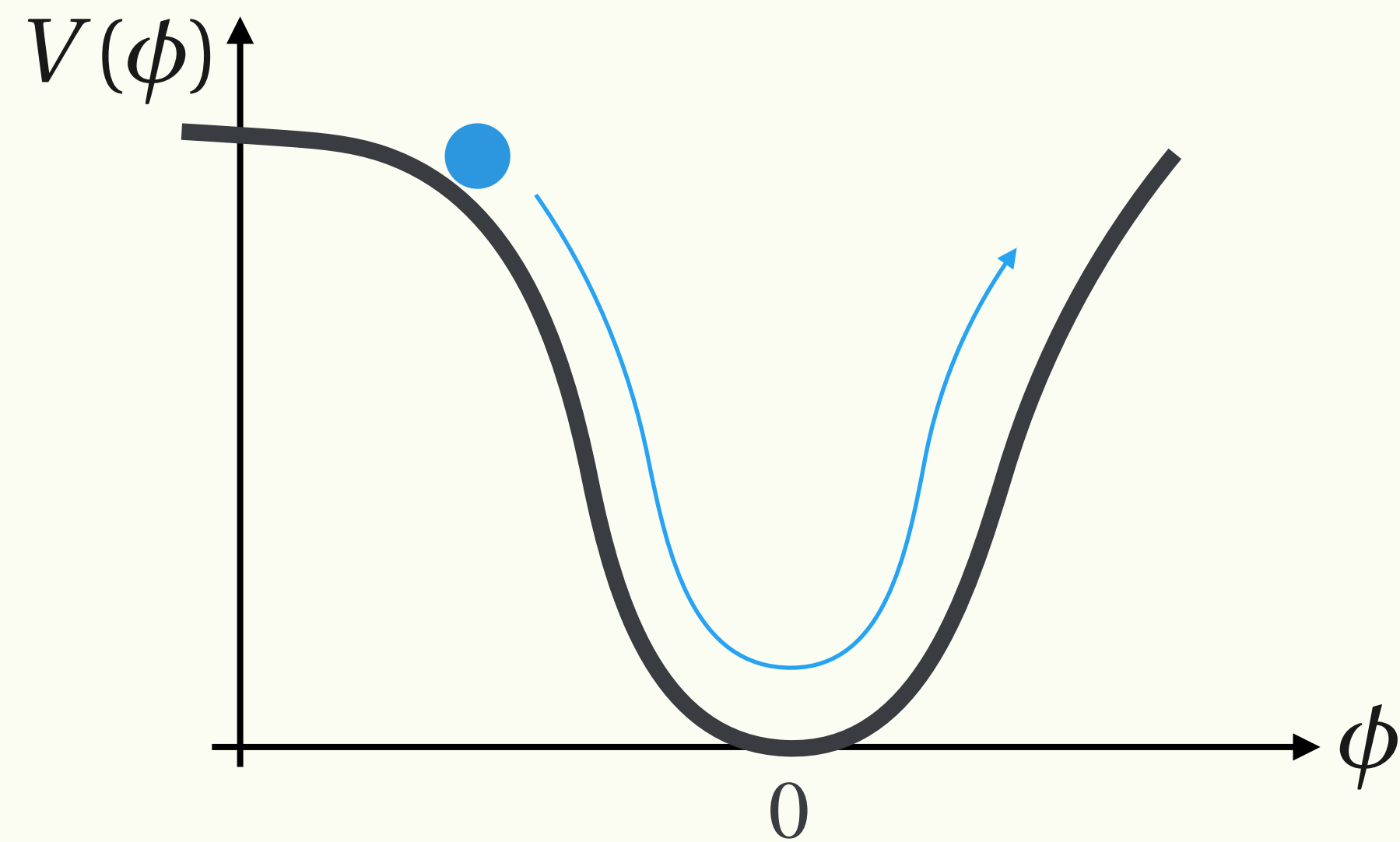
インフラトンの運動が χ にとって非断熱的： $\epsilon \equiv \left| \frac{\dot{\omega}_\chi}{\omega_\chi^2} \right| > 1$

e.g.) $\lambda^2 \phi^2 \chi^2 \longrightarrow \omega_\chi^2(t) = k^2/a^2(t) + \lambda^2 \phi^2(t)$

インフラトンは減衰しながら振動： $\phi(t) = -\bar{\phi}(t) \cos m_\phi t$

非摂動的粒子生成

- 断熱性の破れと非摂動的粒子生成 [Kofman, Linde, Starobinsky]

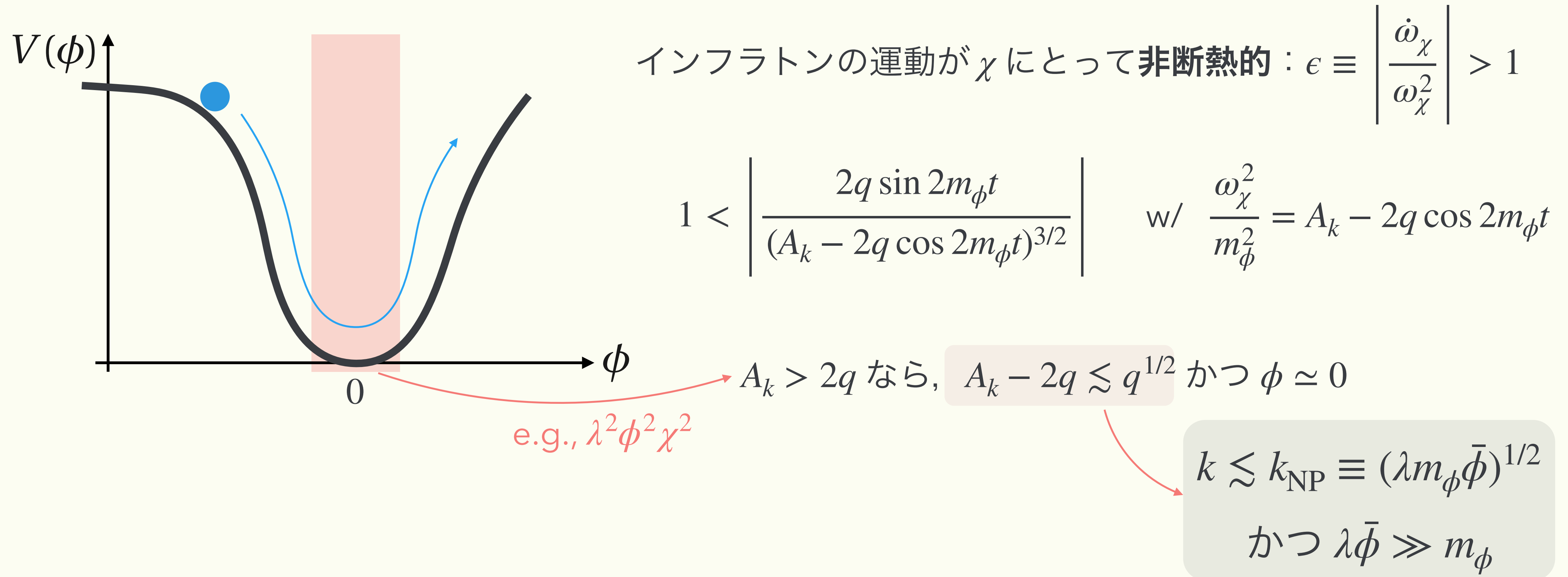


インフラトンの運動が χ にとって非断熱的： $\epsilon \equiv \left| \frac{\dot{\omega}_\chi}{\omega_\chi^2} \right| > 1$

$$1 < \left| \frac{2q \sin 2m_\phi t}{(A_k - 2q \cos 2m_\phi t)^{3/2}} \right| \quad \text{w/} \quad \frac{\omega_\chi^2}{m_\phi^2} = A_k - 2q \cos 2m_\phi t$$

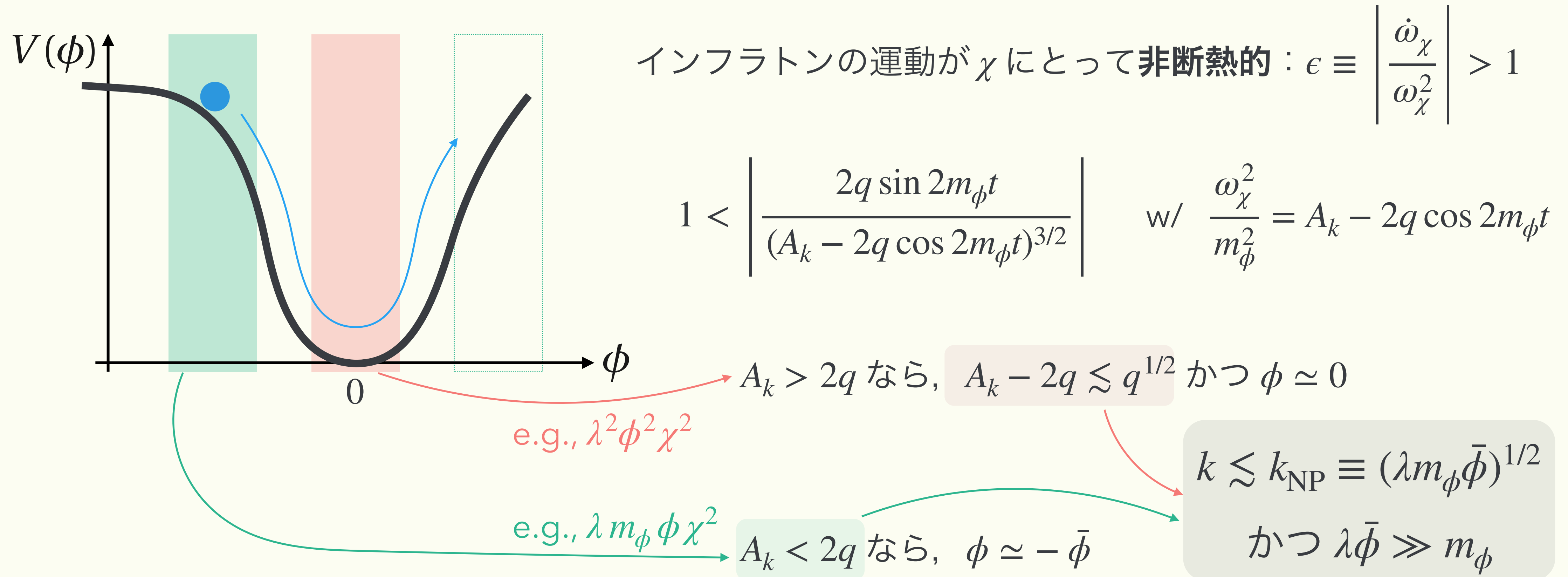
非摂動的粒子生成

- 断熱性の破れと非摂動的粒子生成 [Kofman, Linde, Starobinsky]



非摂動的粒子生成

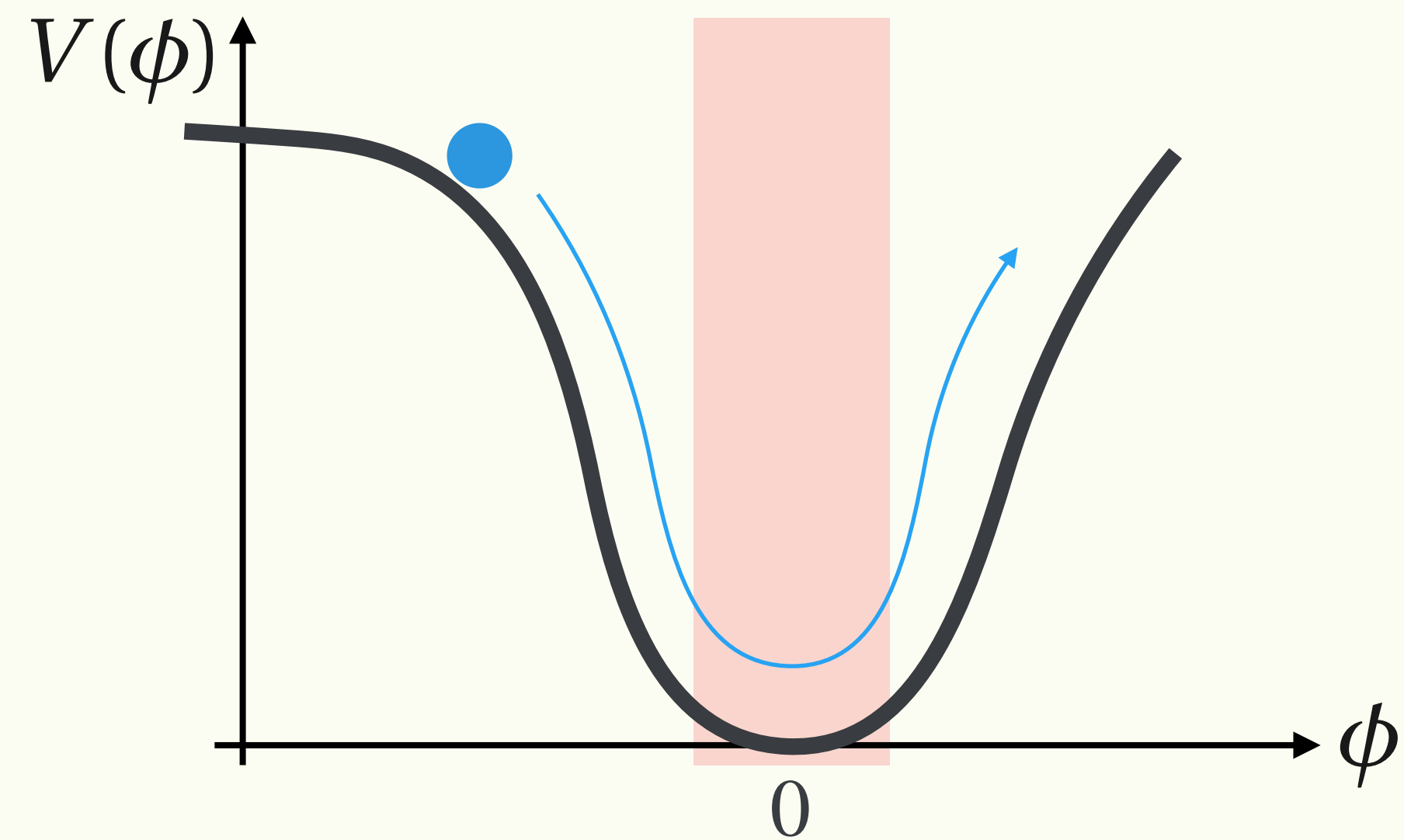
- 断熱性の破れと非摂動的粒子生成 [Kofman, Linde, Starobinsky]



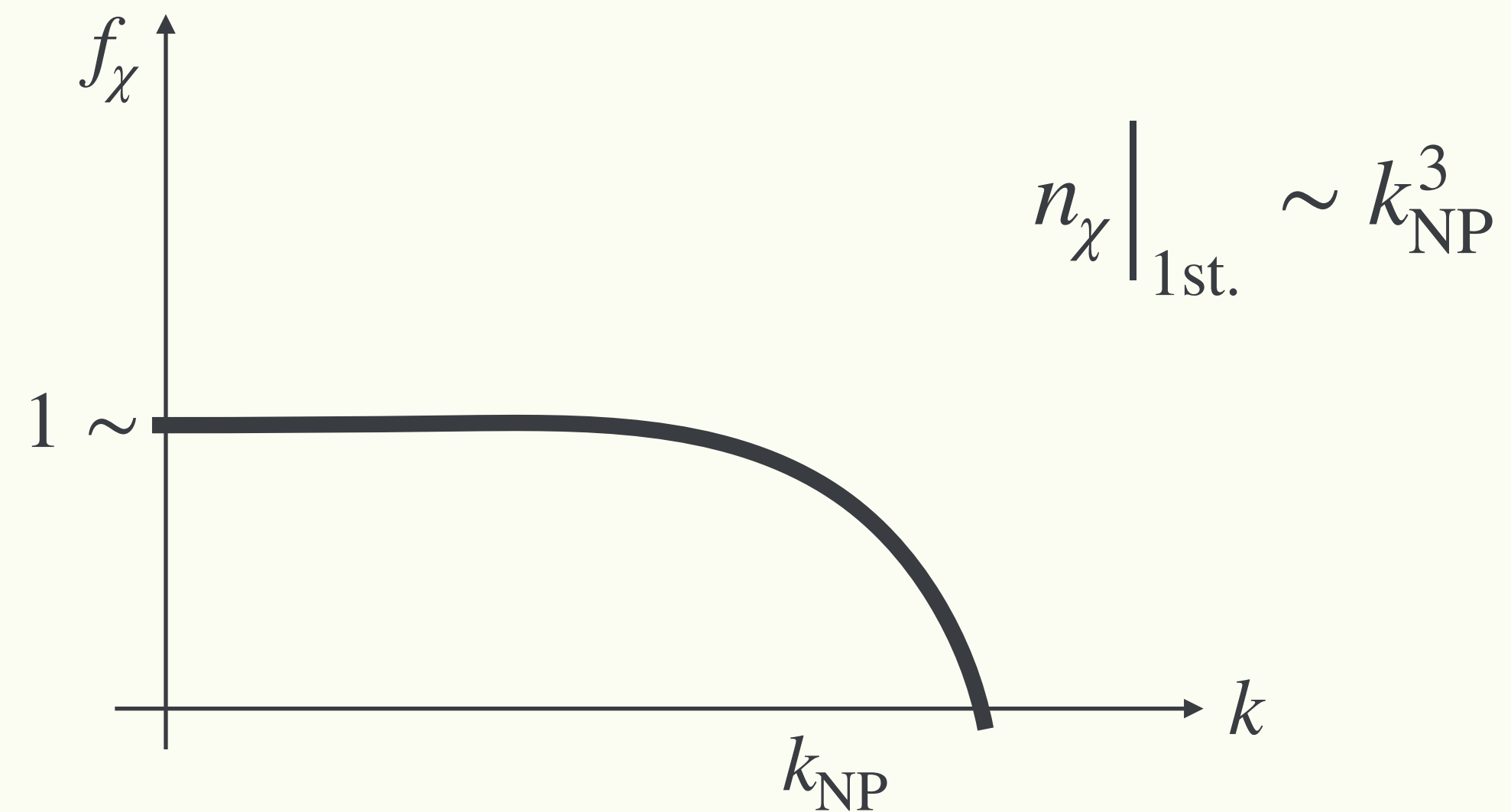
非摂動的粒子生成

- ボソンの“誘導放射”と指数的大増大

[Kofman, Linde, Starobinsky]



インフラトンの運動が χ にとって非断熱的： $\epsilon \equiv \left| \frac{\dot{\omega}_\chi}{\omega_\chi^2} \right| > 1$

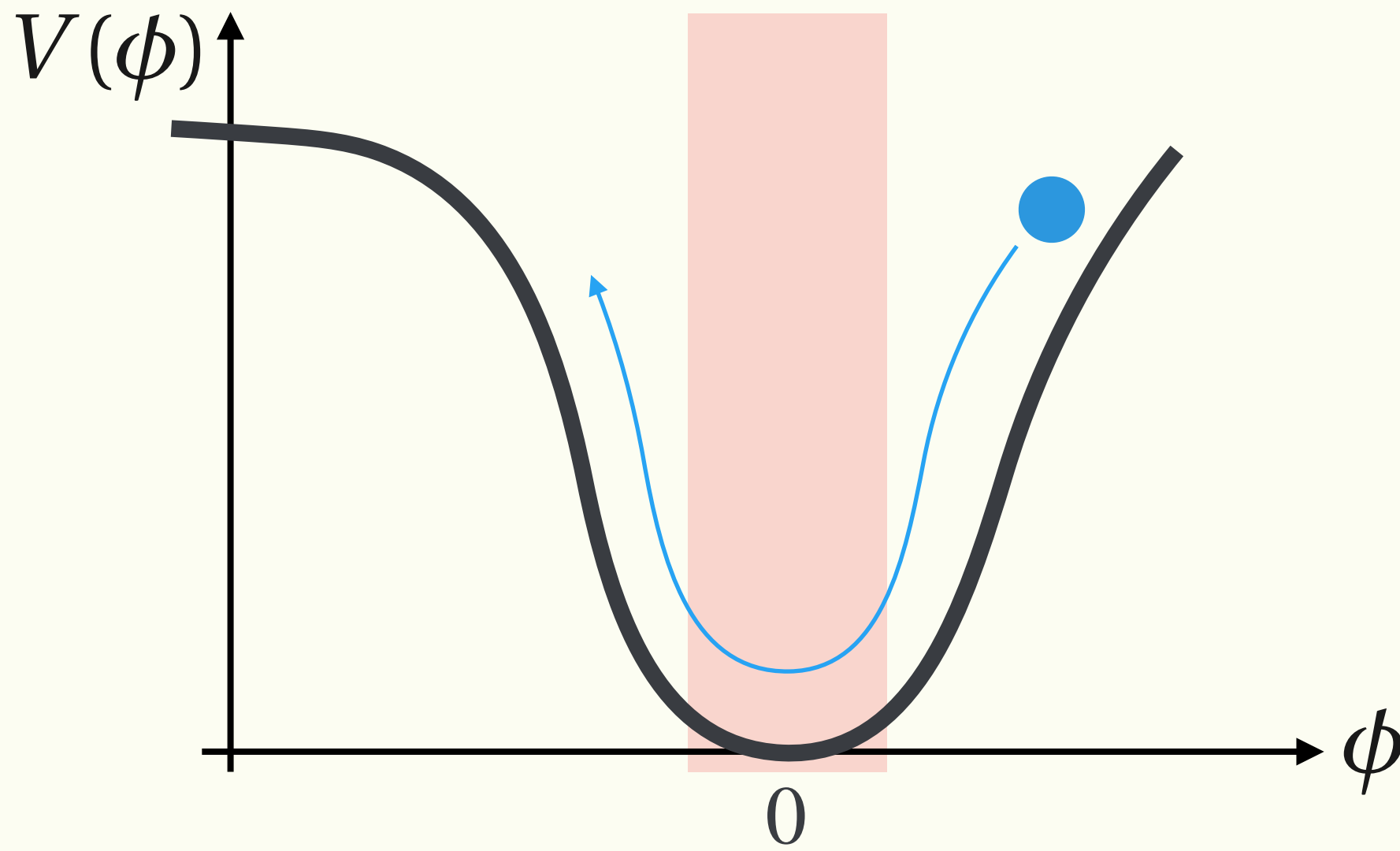


$$n_\chi|_{1\text{st.}} \sim k_{\text{NP}}^3$$

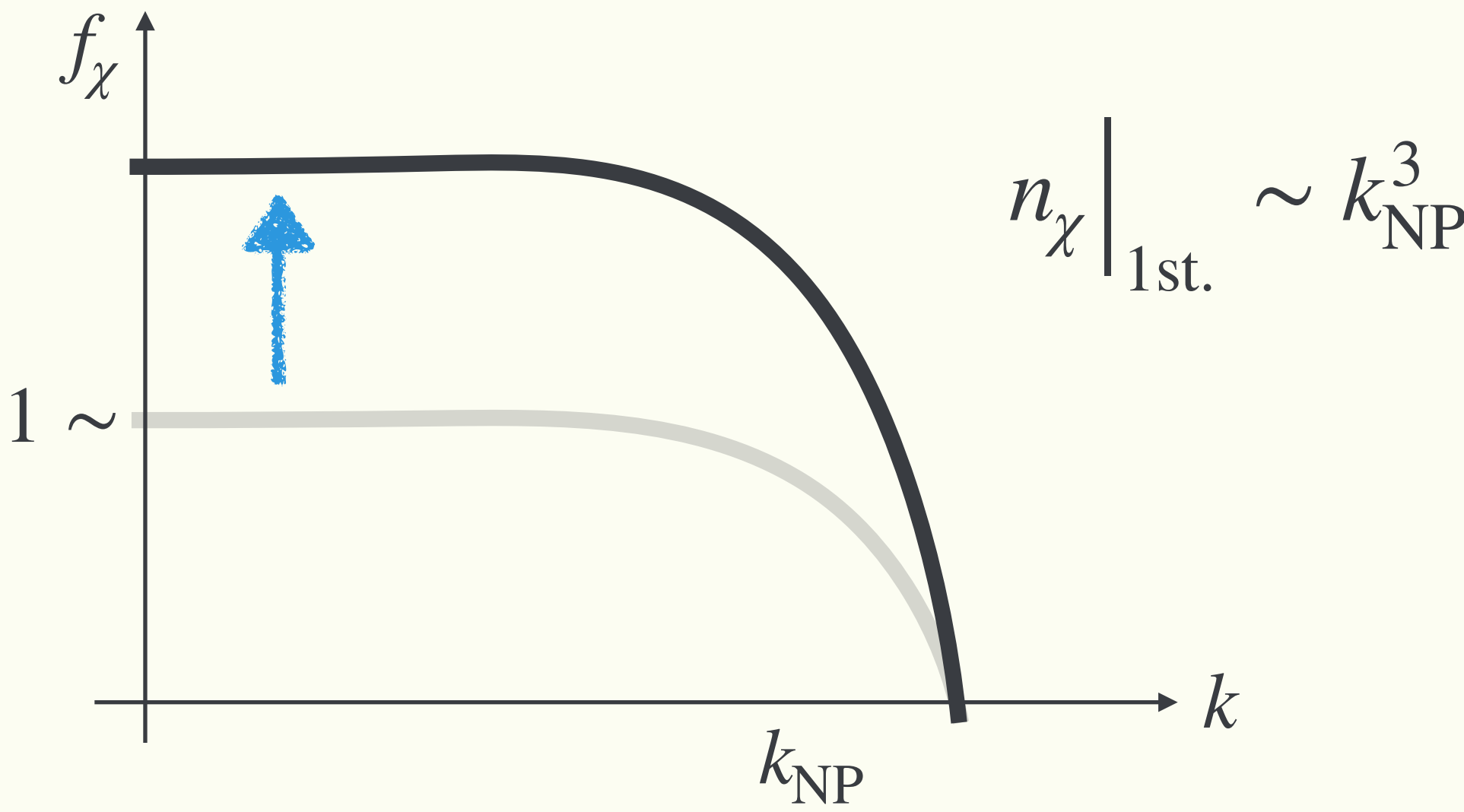
非摂動的粒子生成

- ボソンの“誘導放射”と指数的大増大

[Kofman, Linde, Starobinsky]



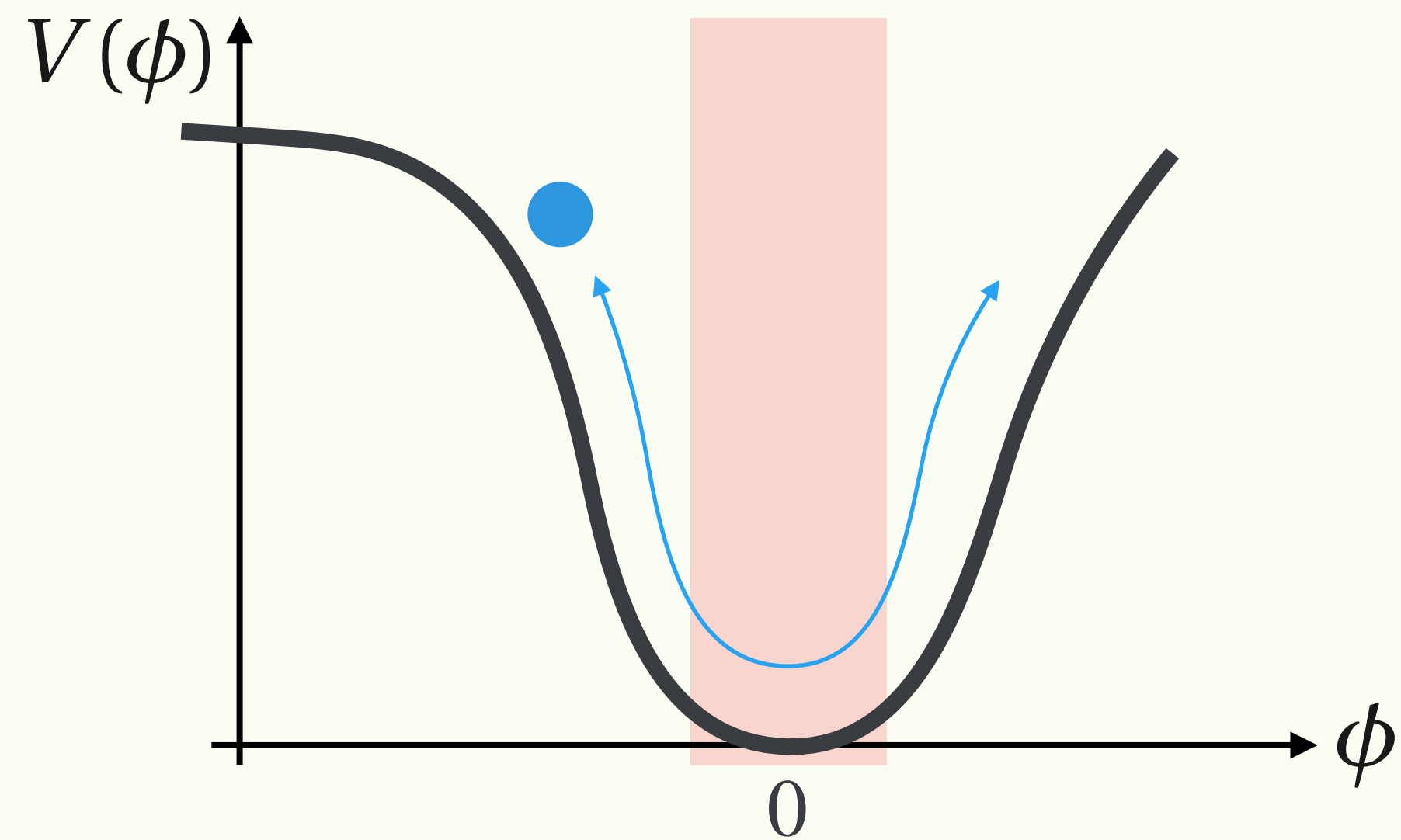
インフラトンの運動が χ にとって非断熱的： $\epsilon \equiv \left| \frac{\dot{\omega}_\chi}{\omega_\chi^2} \right| > 1$



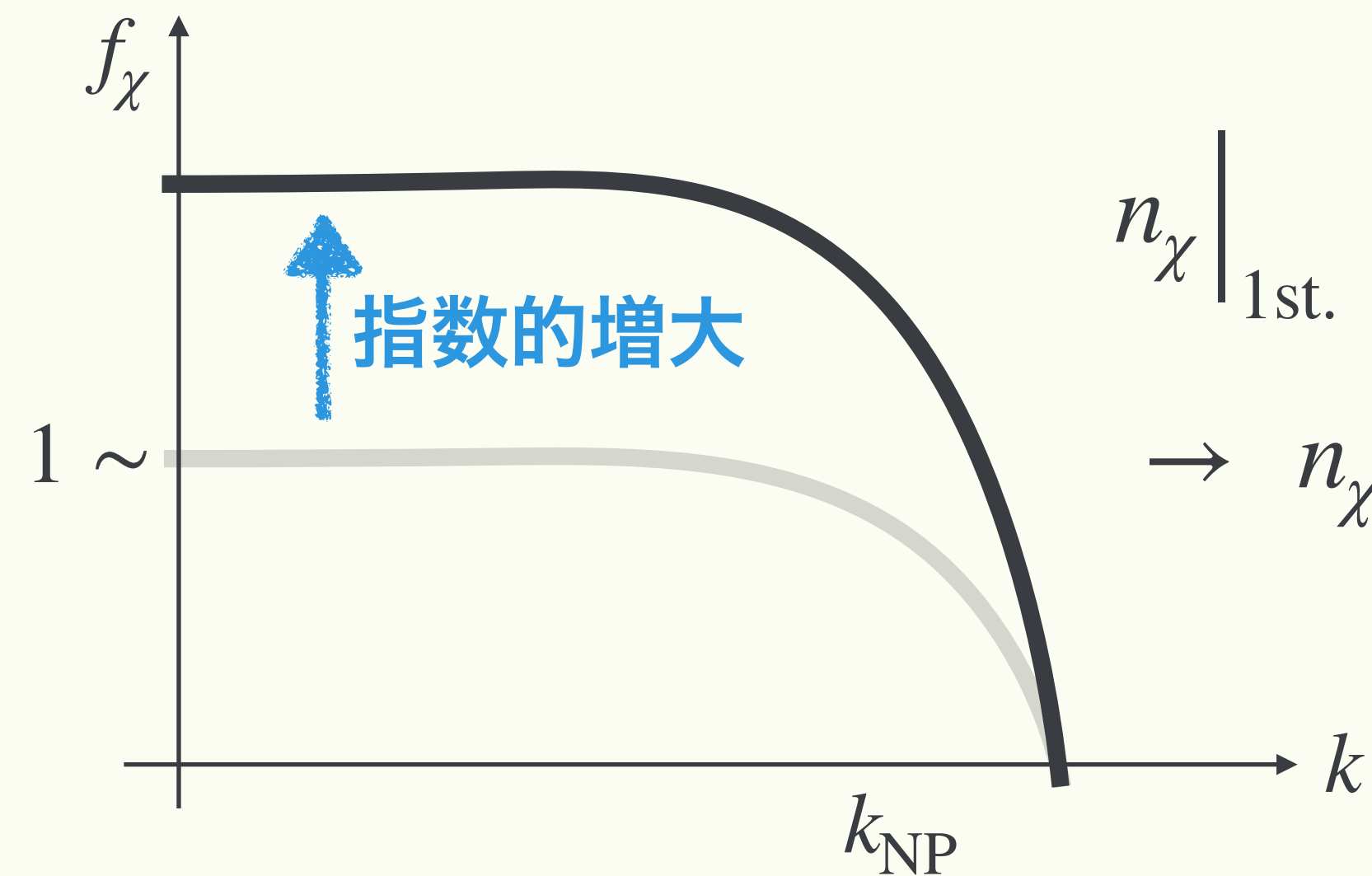
非摂動的粒子生成

- ボソンの“誘導放射”と指数的大増大

[Kofman, Linde, Starobinsky]



インフラトンの運動が χ にとって非断熱的： $\epsilon \equiv \left| \frac{\dot{\omega}_\chi}{\omega_\chi^2} \right| > 1$



$$n_\chi|_{1\text{st.}} \sim k_{\text{NP}}^3$$

$$\rightarrow n_\chi(t) \sim k_{\text{NP}}^3 \times e^{2\mu m_\phi t}$$

非摂動的粒子生成と非線形性

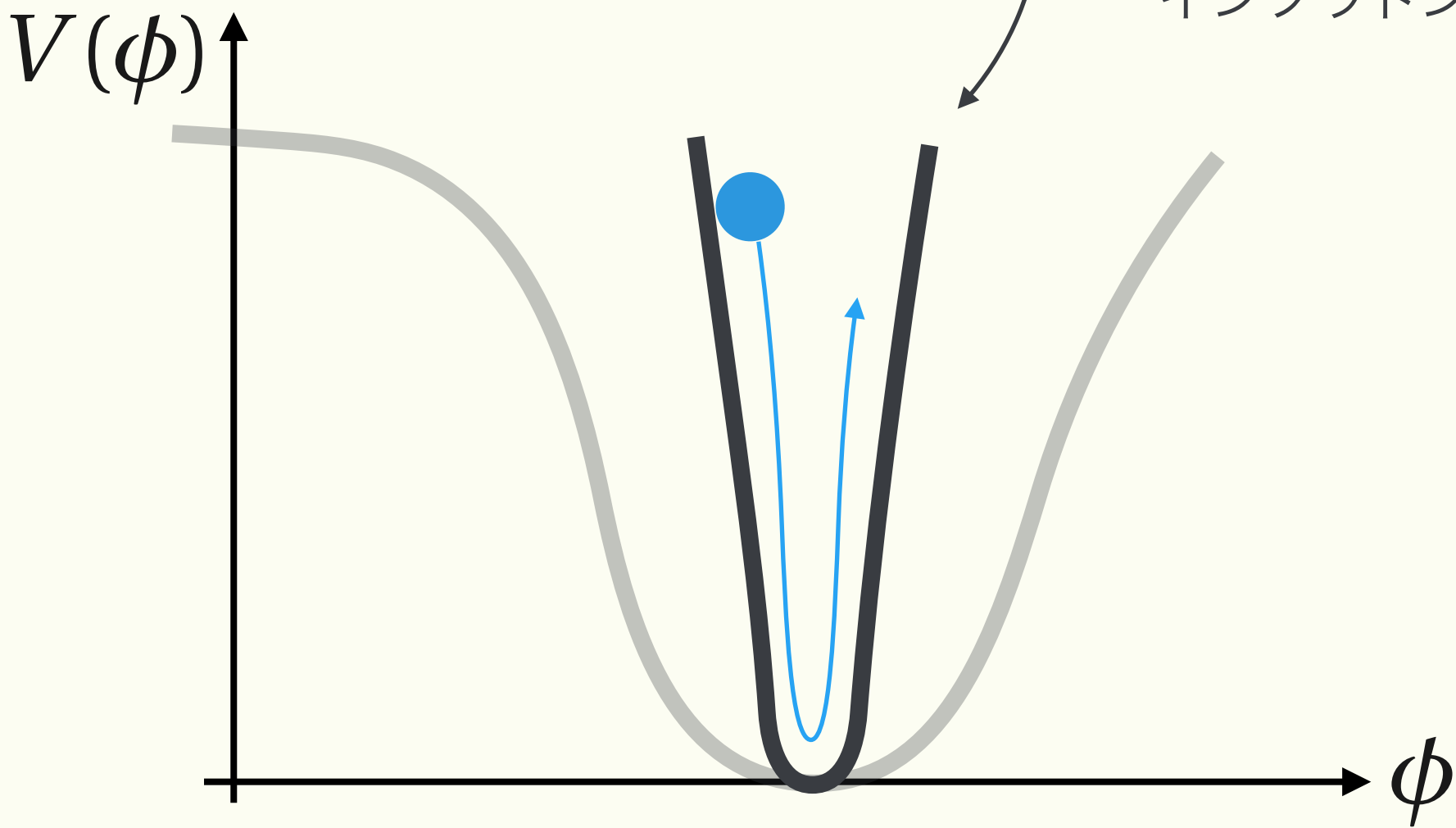
- 非線形性による反作用 (backreaction) ・ 散乱 ("rescattering") [Kofman, Linde, Starobinsky]

インフラトンへの反作用・散乱

生成された χ 粒子の相互作用

e.g., $\lambda^2 \phi^2 \chi^2 \longrightarrow \lambda^2 \langle \chi^2 \rangle \phi^2 \sim \frac{\lambda^2 n_\chi}{k_{\text{NP}}} \phi^2$, $\Gamma_{\phi\chi \rightarrow \delta\phi\chi} \sim \frac{\lambda^4 n_\chi}{m_\phi k_{\text{NP}}}$

インフラトン粒子生成



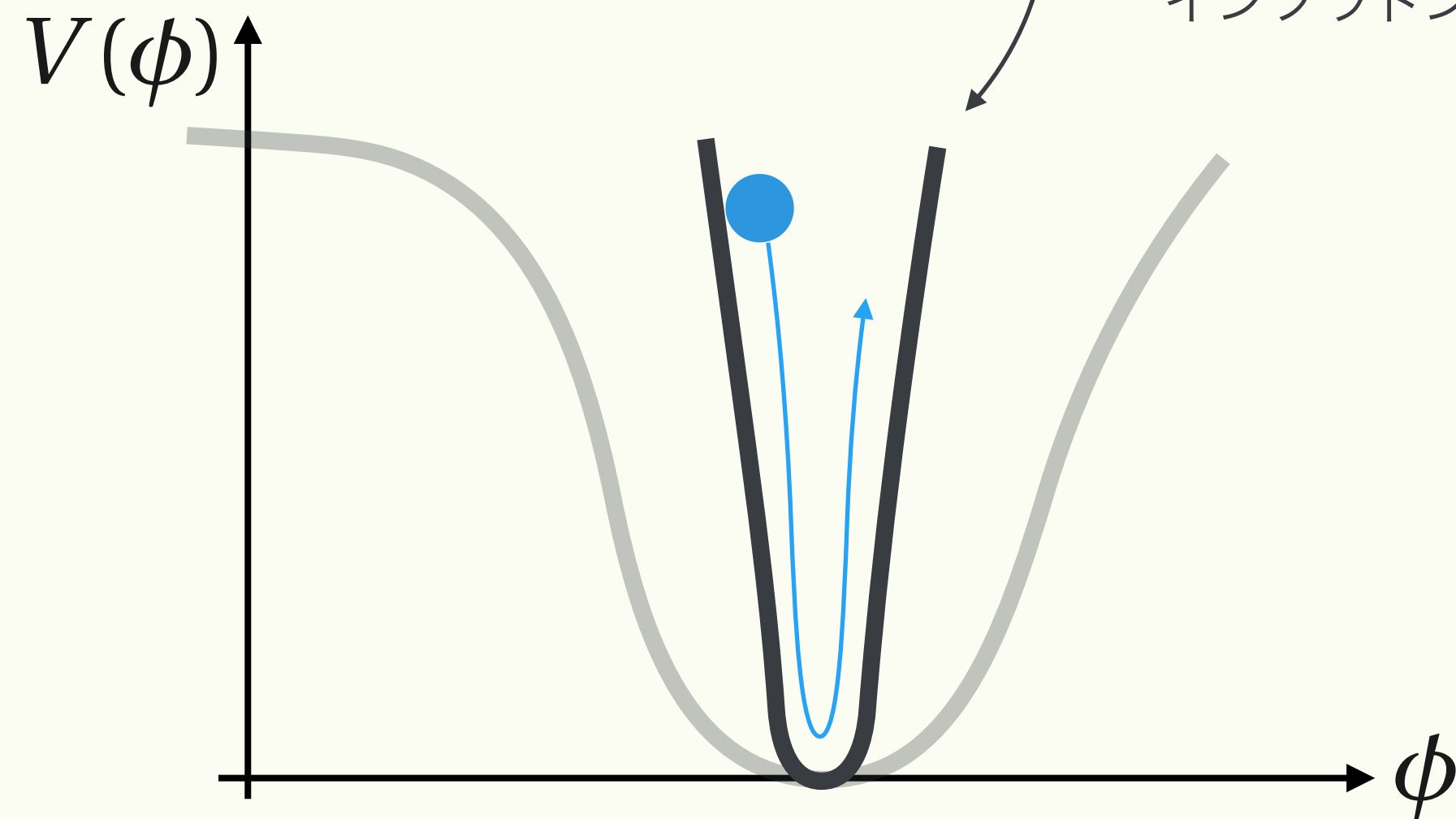
非摂動的粒子生成と非線形性

- 非線形性による反作用 (backreaction) ・ 散乱 ("rescattering") [Kofman, Linde, Starobinsky]

インフラトンへの反作用・散乱

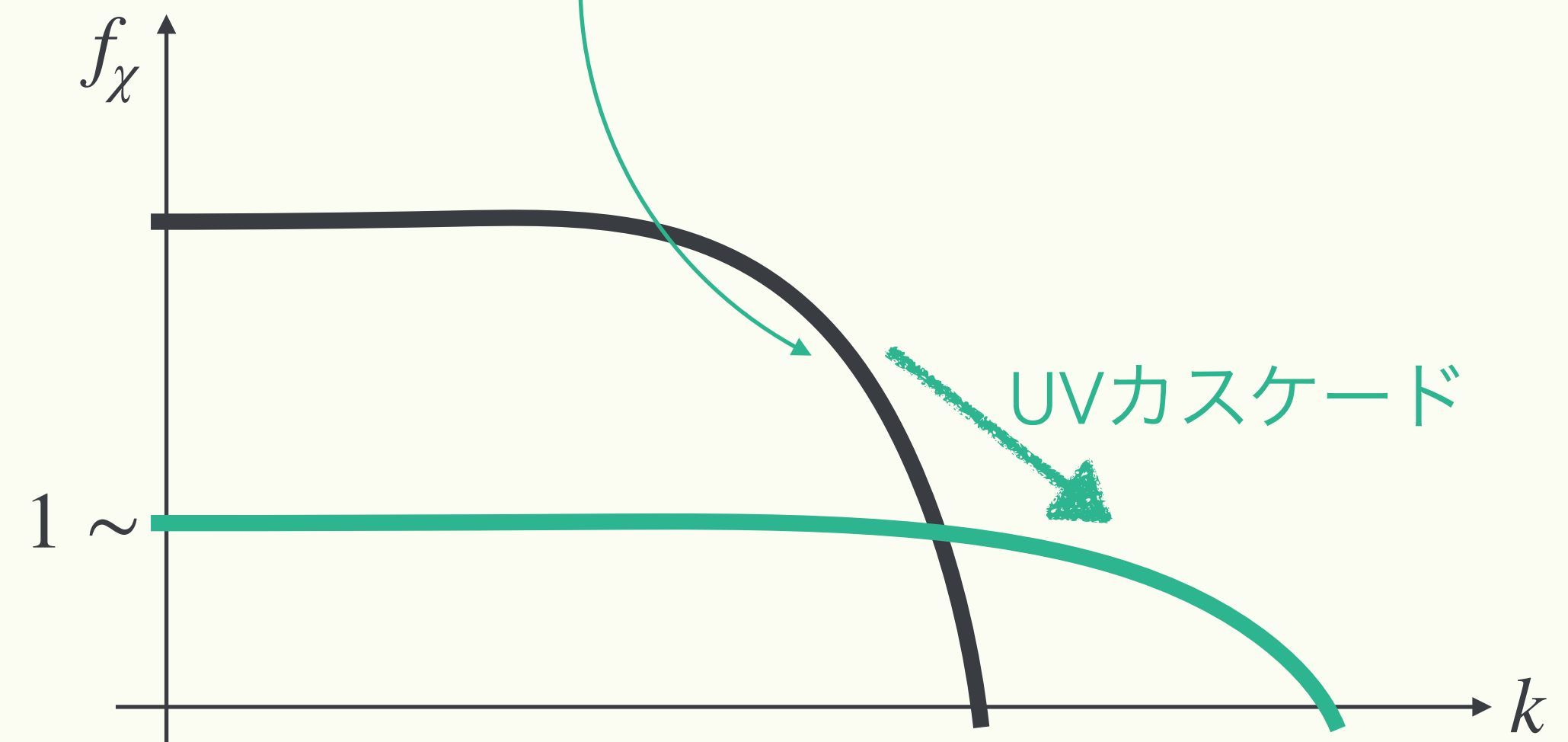
$$\text{e.g., } \lambda^2 \phi^2 \chi^2 \longrightarrow \lambda^2 \langle \chi^2 \rangle \phi^2 \sim \frac{\lambda^2 n_\chi}{k_{\text{NP}}} \phi^2, \quad \Gamma_{\phi\chi \rightarrow \delta\phi\chi} \sim \frac{\lambda^4 n_\chi}{m_\phi k_{\text{NP}}}$$

インフラトン粒子生成



生成された χ 粒子の相互作用

$$\text{e.g., } \lambda_\chi \chi^4 \longrightarrow \Gamma_{\chi\chi \rightarrow \chi\chi} \sim \frac{\lambda_\chi^2 n_\chi}{k_{\text{NP}}^2}, \quad \lambda_\chi \langle \chi^2 \rangle \chi^2 \sim \frac{\lambda_\chi n_\chi}{k_{\text{NP}}} \chi^2$$



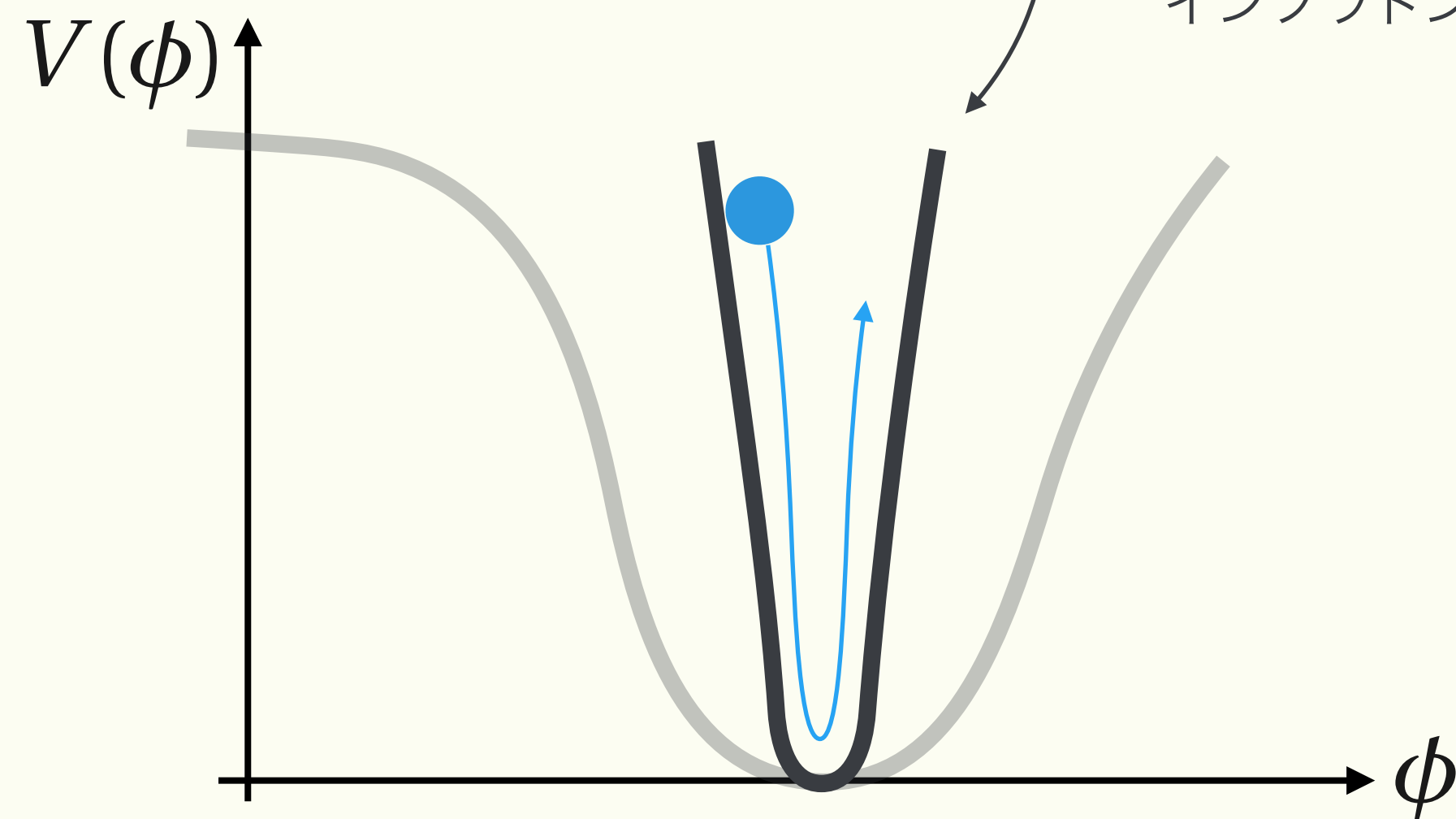
非摂動的粒子生成と非線形性

- 非線形性による反作用 (backreaction) ・ 散乱 ("rescattering") [Kofman, Linde, Starobinsky]

インフラトンへの反作用・散乱

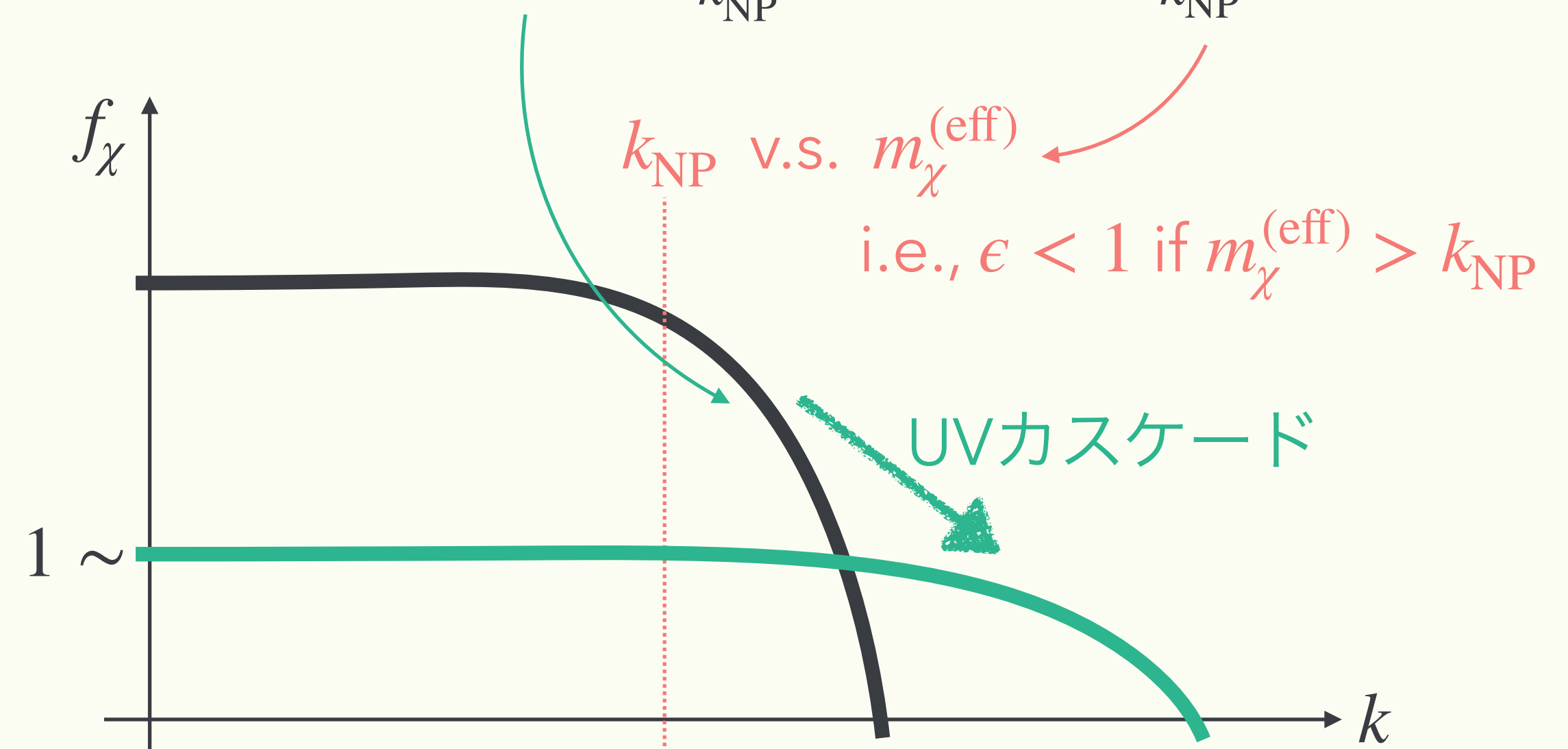
$$\text{e.g., } \lambda^2 \phi^2 \chi^2 \longrightarrow \lambda^2 \langle \chi^2 \rangle \phi^2 \sim \frac{\lambda^2 n_\chi}{k_{\text{NP}}} \phi^2, \quad \Gamma_{\phi\chi \rightarrow \delta\phi\chi} \sim \frac{\lambda^4 n_\chi}{m_\phi k_{\text{NP}}}$$

インフラトン粒子生成



生成された χ 粒子の相互作用

$$\text{e.g., } \lambda_\chi \chi^4 \longrightarrow \Gamma_{\chi\chi \rightarrow \chi\chi} \sim \frac{\lambda_\chi^2 n_\chi}{k_{\text{NP}}^2}, \quad \lambda_\chi \langle \chi^2 \rangle \chi^2 \sim \frac{\lambda_\chi n_\chi}{k_{\text{NP}}} \chi^2$$

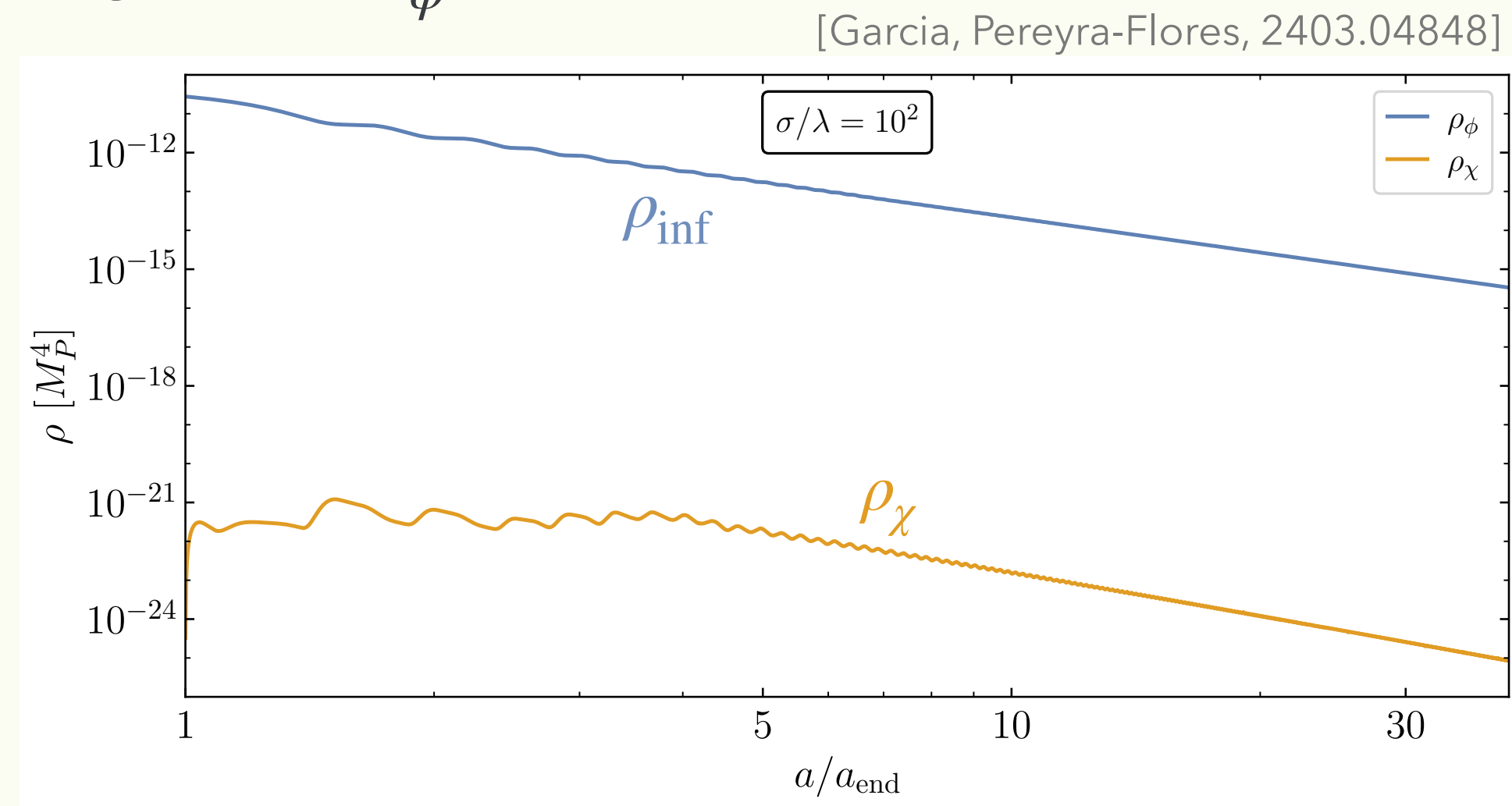


- いずれも指数的増大を抑制する方向. これらの非線形性を取り入れるために数値計算が必要!

非摂動的粒子生成と非線形性

- 非線形性によるダイナミクスの鈍化
 - 鈍化後は χ との相互作用とインフラトンポテンシャルに強く依存.

e.g.) $V \propto m_\phi^2 \phi^2$



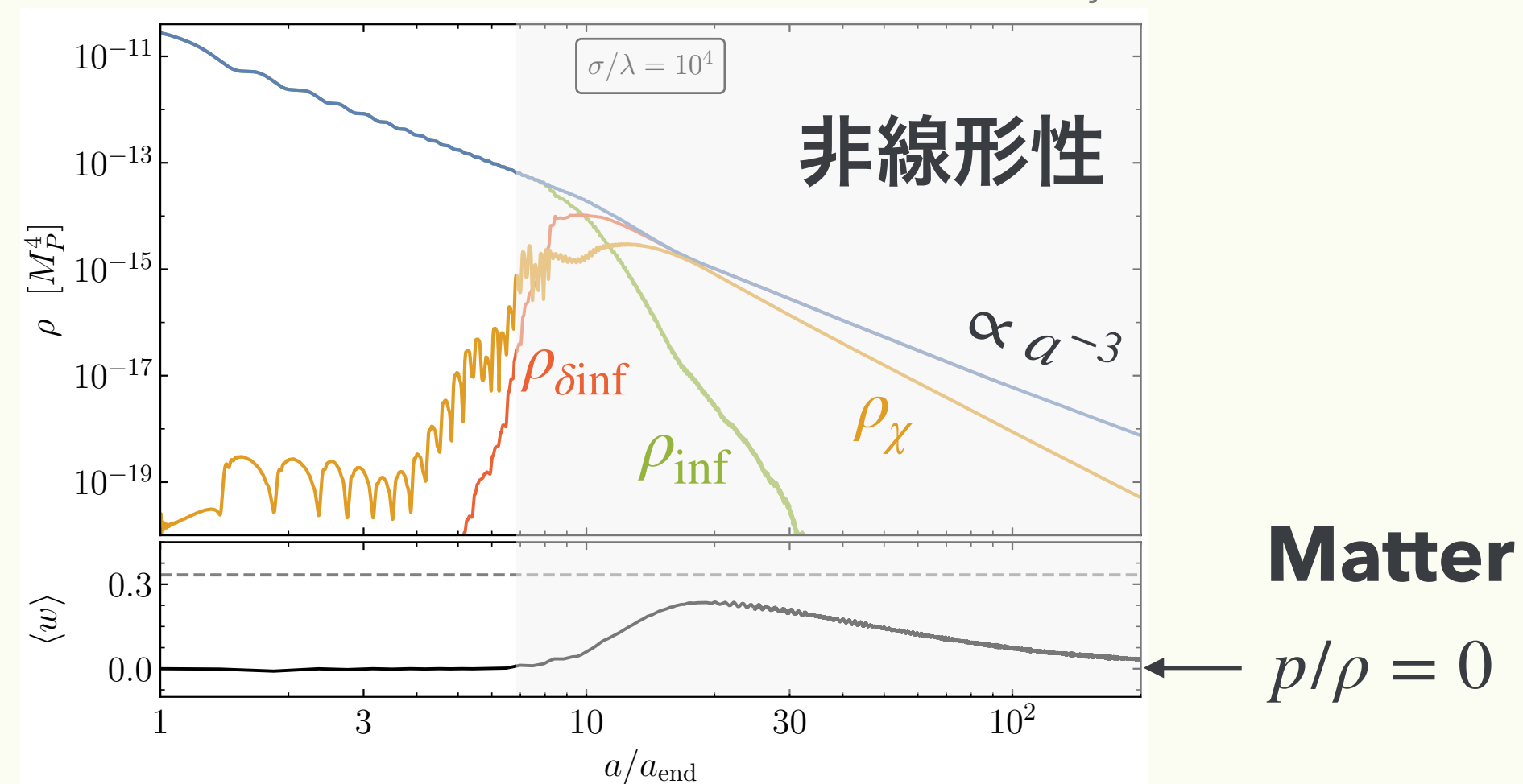
$\phi\chi$ 結合が小さいと非摂動的粒子生成は
ほぼ起きない

非摂動的粒子生成と非線形性

- 非線形性によるダイナミクスの鈍化
 - 鈍化後は χ との相互作用とインフラトンポテンシャルに強く依存.

e.g.) $V \propto m_\phi^2 \phi^2$

[Garcia, Pereyra-Flores, 2403.04848]



非相対論的インフラトン粒子が宇宙を支配

$$\because \rho_{\delta\text{inf}} \propto a^{-3} \text{ v.s. } \rho_\chi \propto a^{-4}$$

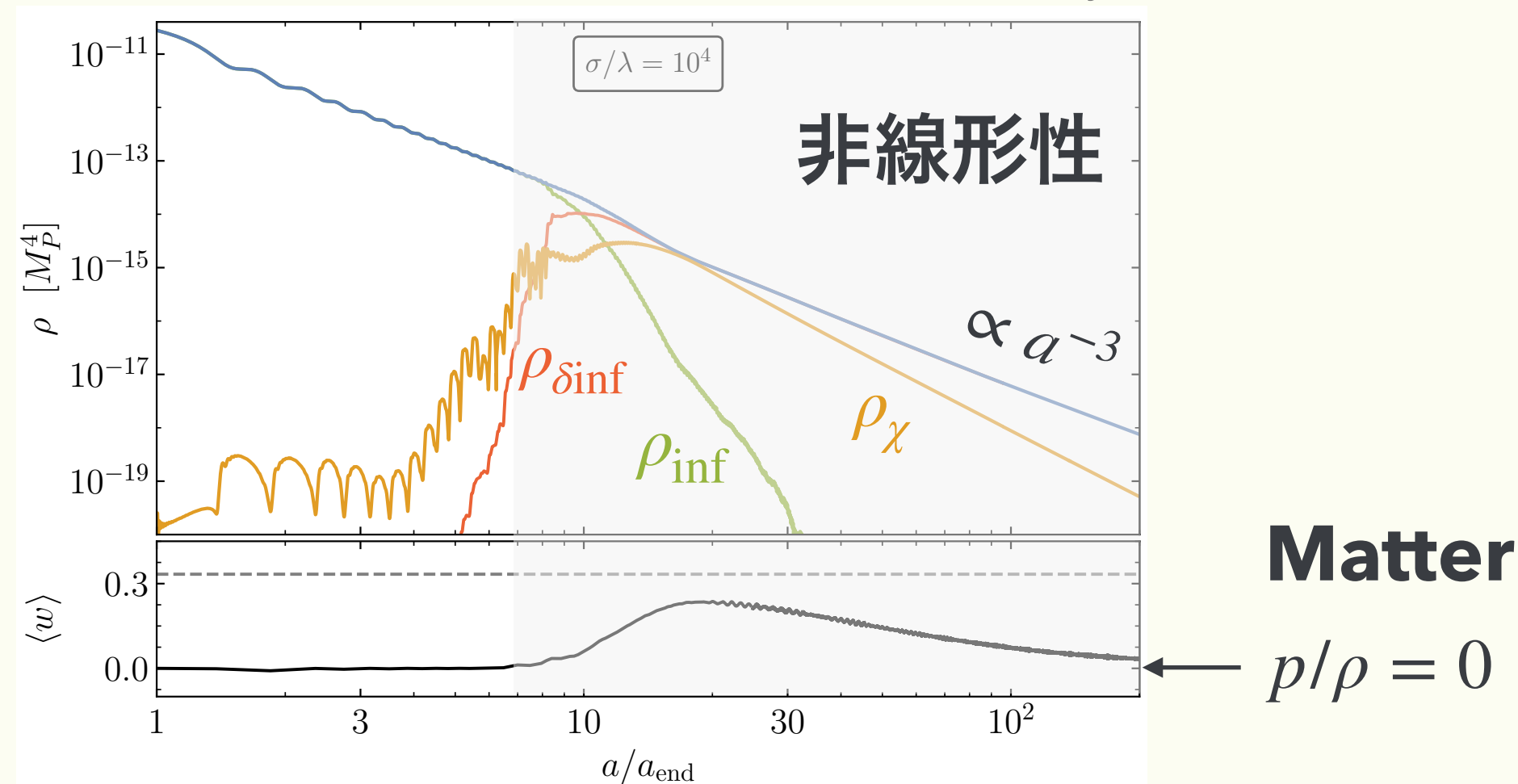
非摂動的粒子生成と非線形性

- 非線形性によるダイナミクスの鈍化

- 鈍化後は χ との相互作用とインフラトンポテンシャルに強く依存.

e.g.) $V \propto m_\phi^2 \phi^2$

[Garcia, Pereyra-Flores, 2403.04848]

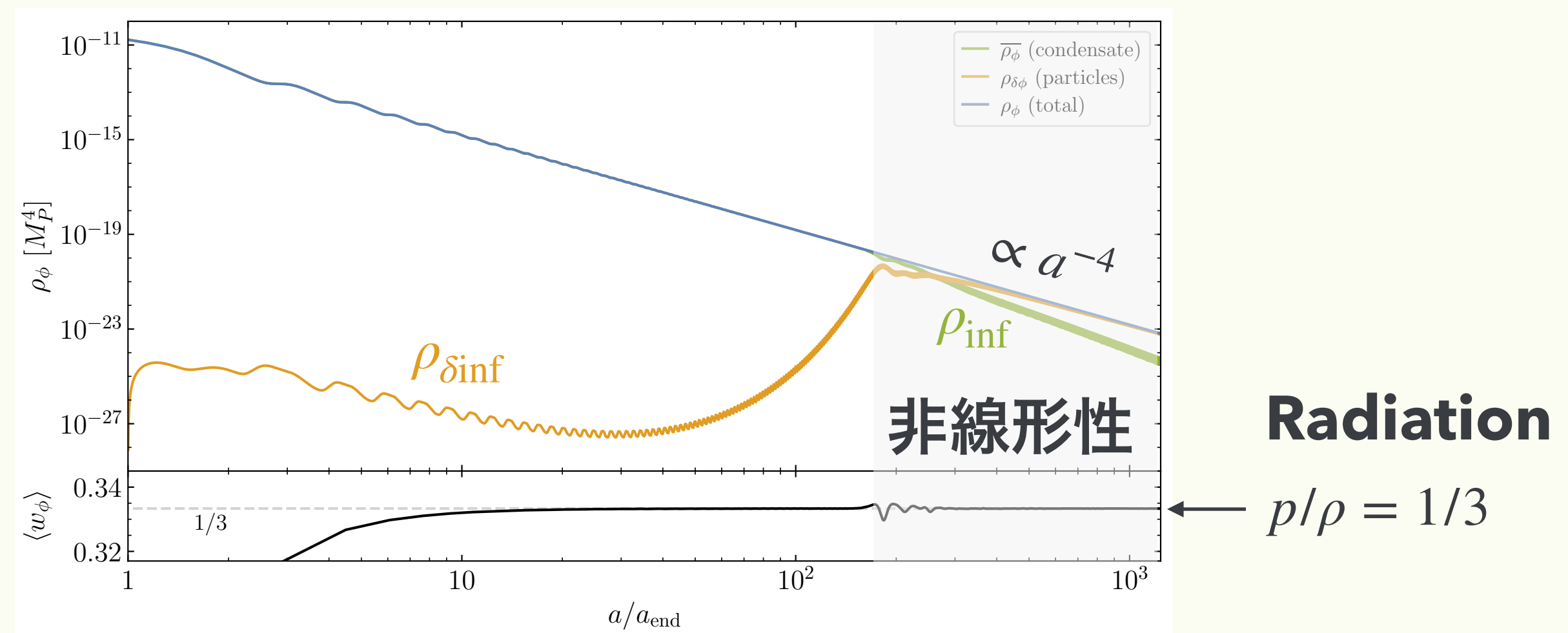


非相対論的インフラトン粒子が宇宙を支配

$\therefore \rho_{\delta\text{inf}} \propto a^{-3} \text{ v.s. } \rho_\chi \propto a^{-4}$

e.g.) $V \propto \phi^4$

[Garcia, Pierre, 2306.08038]



自己相互作用で相対論的インフラトン粒子生成

$\therefore m_\phi = 0 \rightarrow \rho_{\delta\text{inf}} \propto a^{-4}$

再加熱・熱化はどのように完了するか？

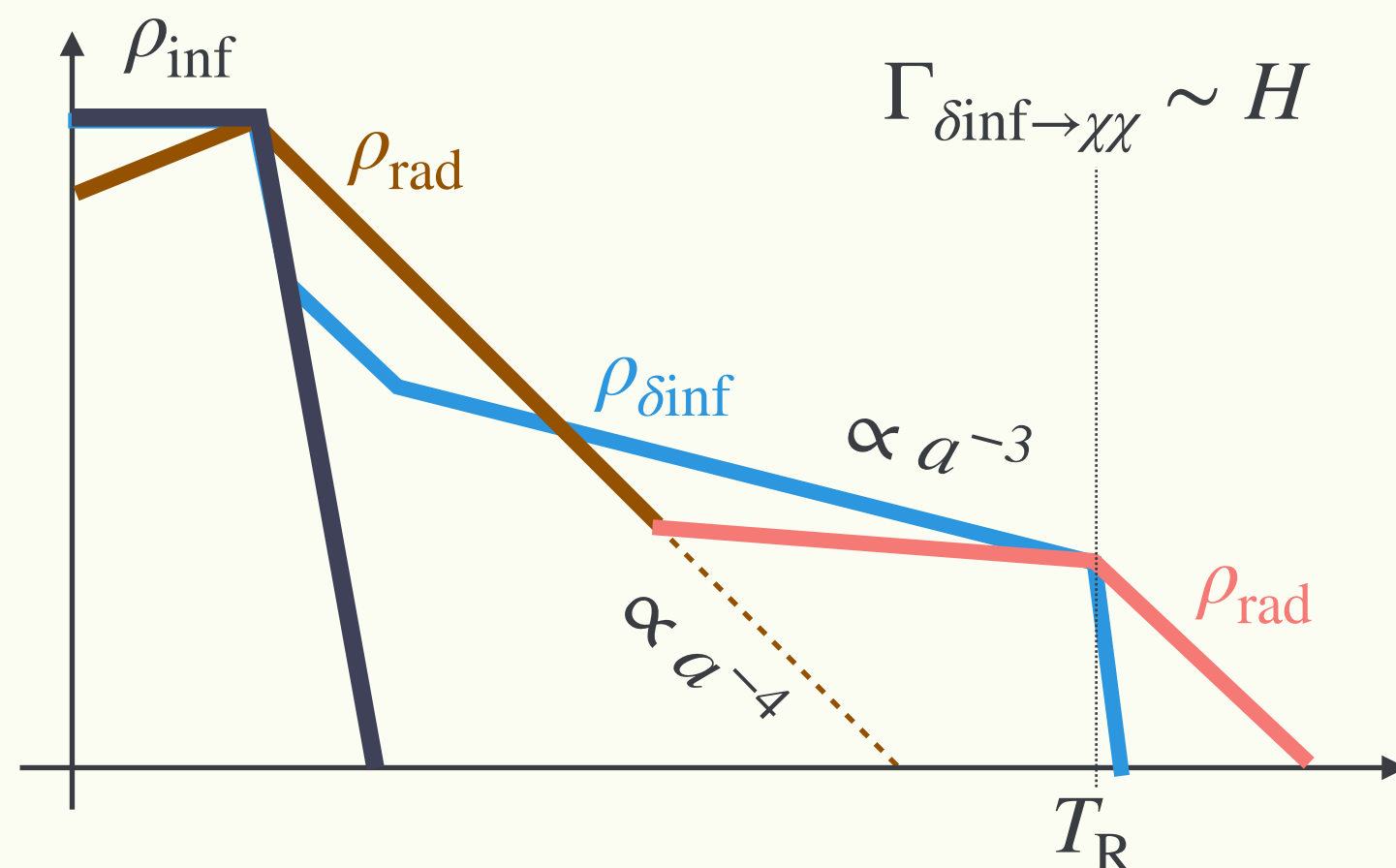
- 非線形性によるダイナミクス鈍化後の再加熱完了

- 鈍化後は χ との相互作用とインフラトンポテンシャルに強く依存.

e.g.) $V \propto m_\phi^2 \phi^2$

宇宙膨張で薄められ ($\rho_{\delta\text{inf}} \propto a^{-3}$), $f_{\delta\text{inf}} \ll 1$

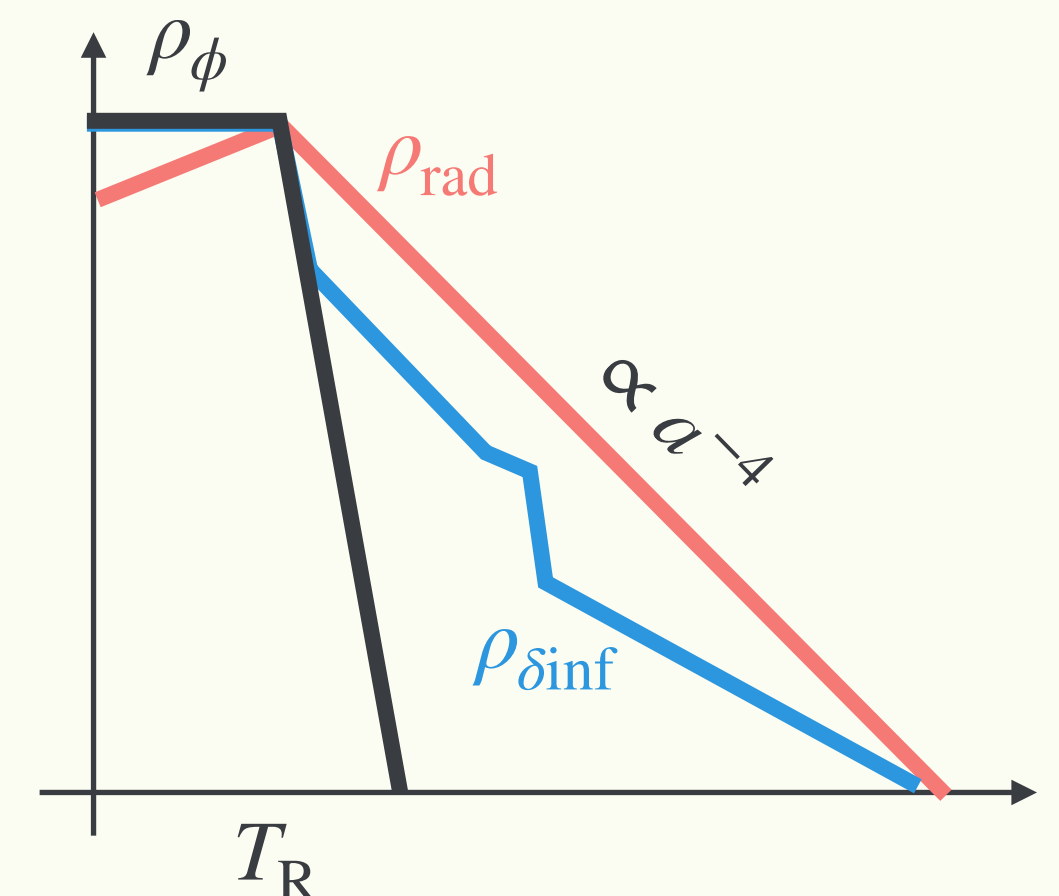
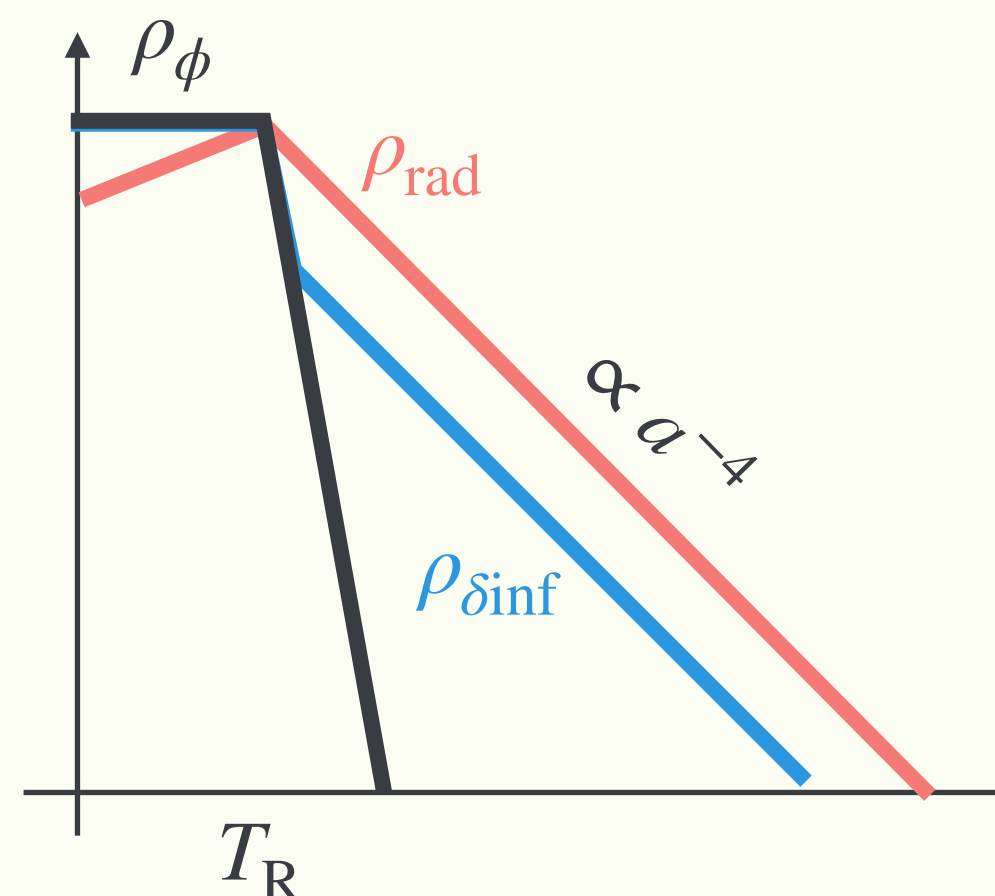
→ 摂動的なインフラトン粒子崩壊で再加熱完了



e.g.) $V \propto \phi^4$

インフラトンがmasslessなら**暗黒輻射**.

インフラトンがmassiveなら崩壊 or **暗黒物質**.



再加熱・熱化はどのように完了するか？

- 非線形性によるダイナミクス鈍化後の再加熱完了

- 鈍化後は χ との相互作用とインフラトンポテンシャルに強く依存.

e.g.) $V \propto m_\phi^2 \phi^2$

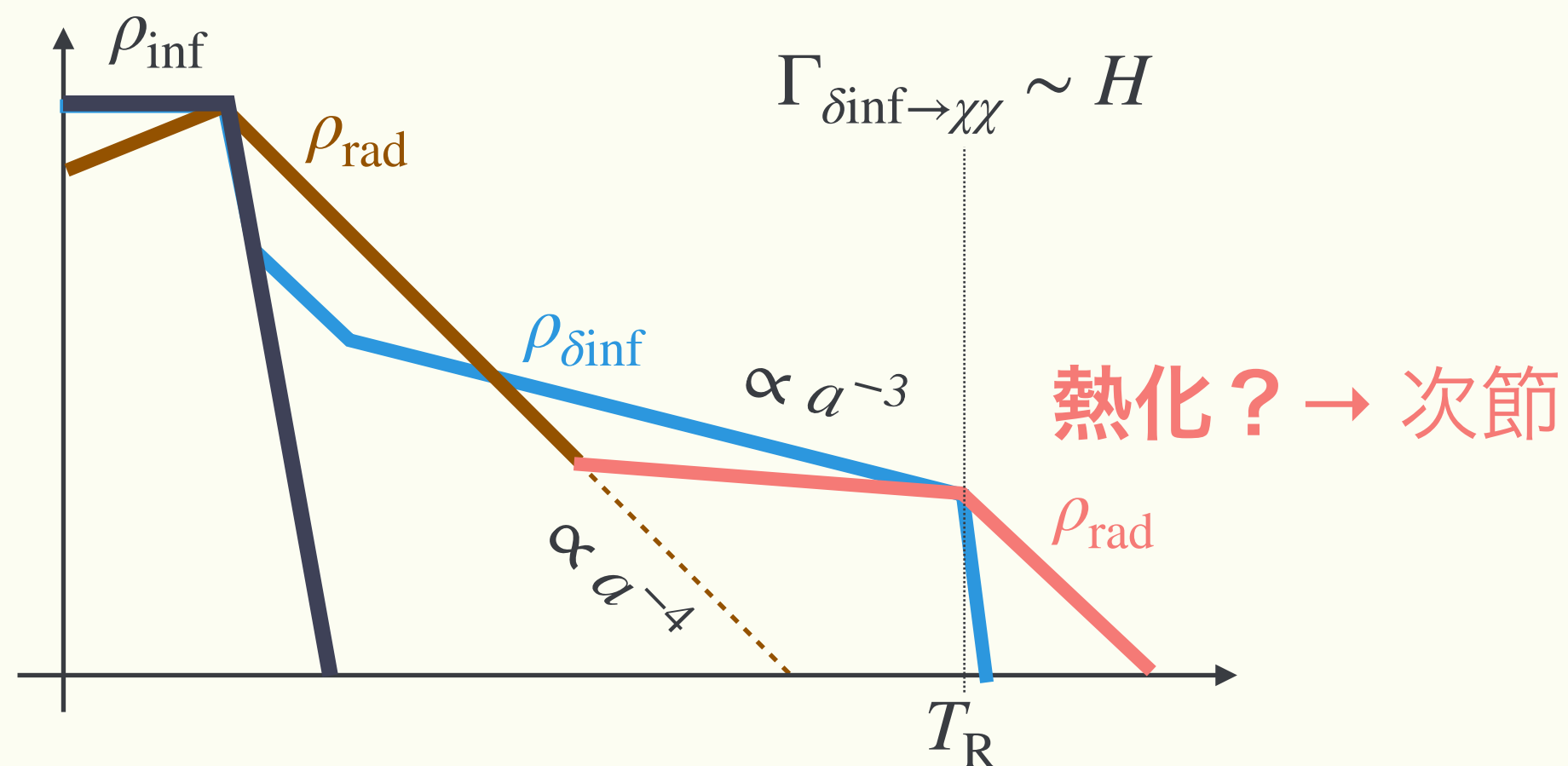
宇宙膨張で薄められ ($\rho_{\delta\text{inf}} \propto a^{-3}$), $f_{\delta\text{inf}} \ll 1$

→ 摂動的なインフラトン粒子崩壊で再加熱完了

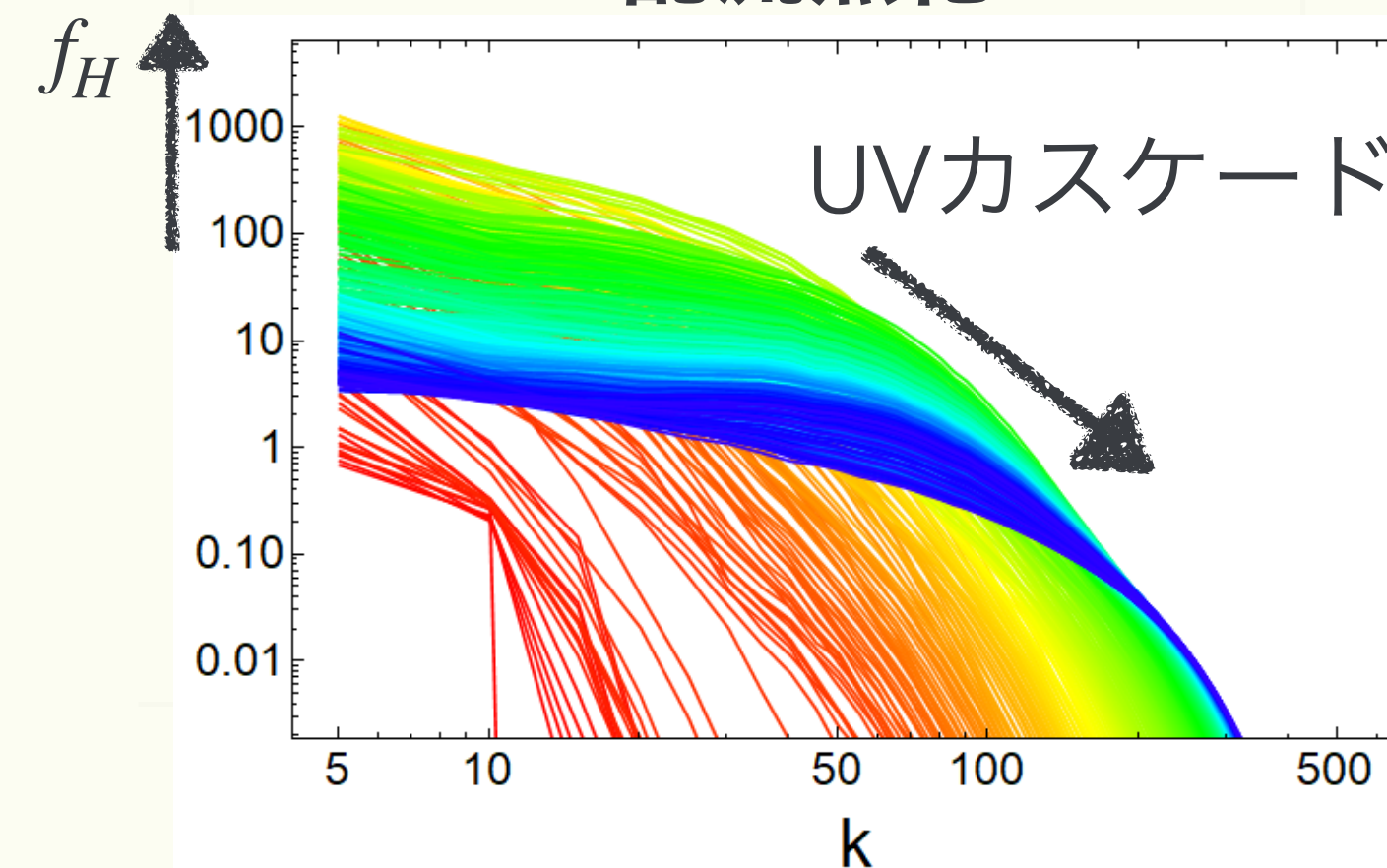
e.g.) $V \propto \phi^4, \lambda \phi^2 H^\dagger H$

インフラトンがmasslessなら**暗黒輻射**.

インフラトンがmassiveなら崩壊 or **暗黒物質**.



乱流熱化 [Micha, Tkachev '04; Berges+ '08; Mambri+ '24]

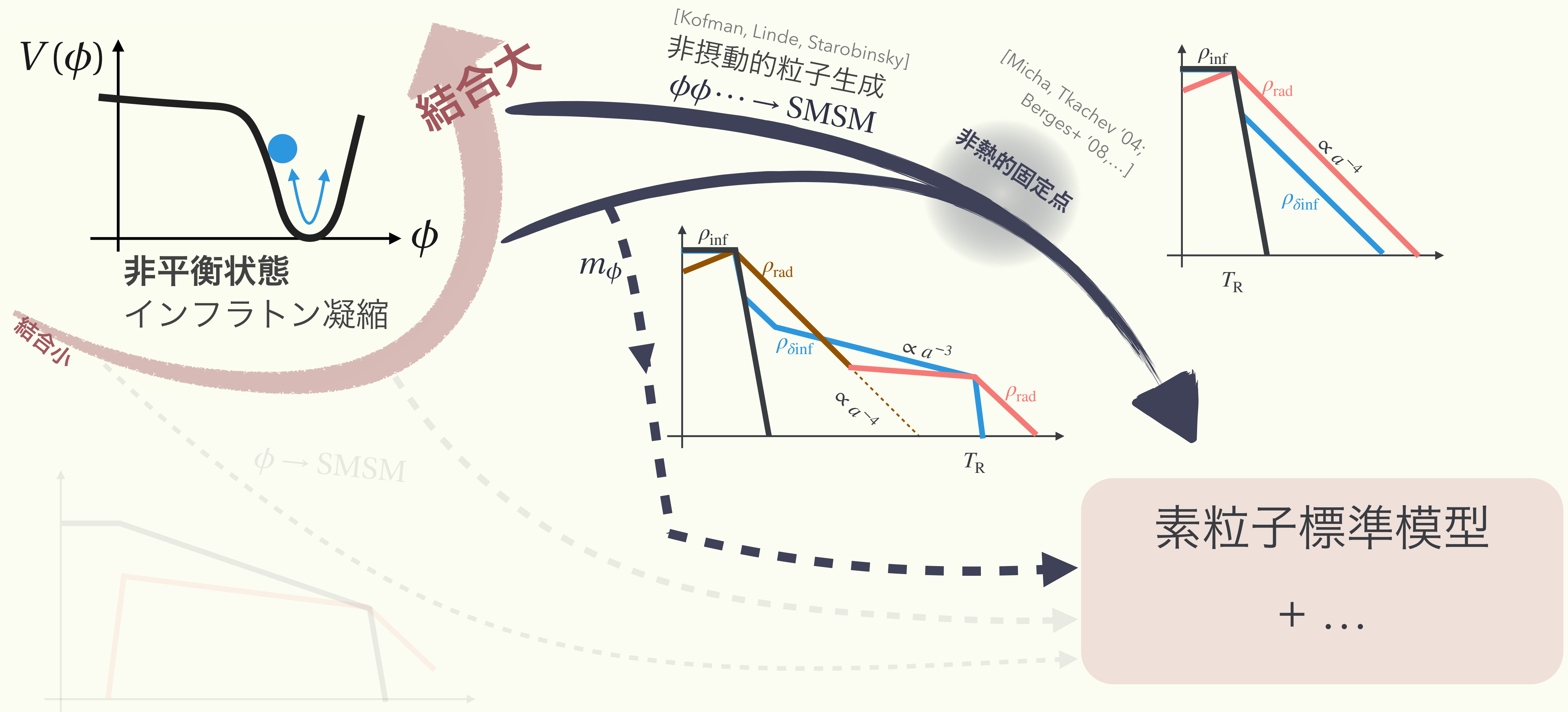


分布関数のスケーリング則
 $f(\tilde{k}\tau^p, \tau t_0)\tau^q = f(\tilde{k}, t_0)$

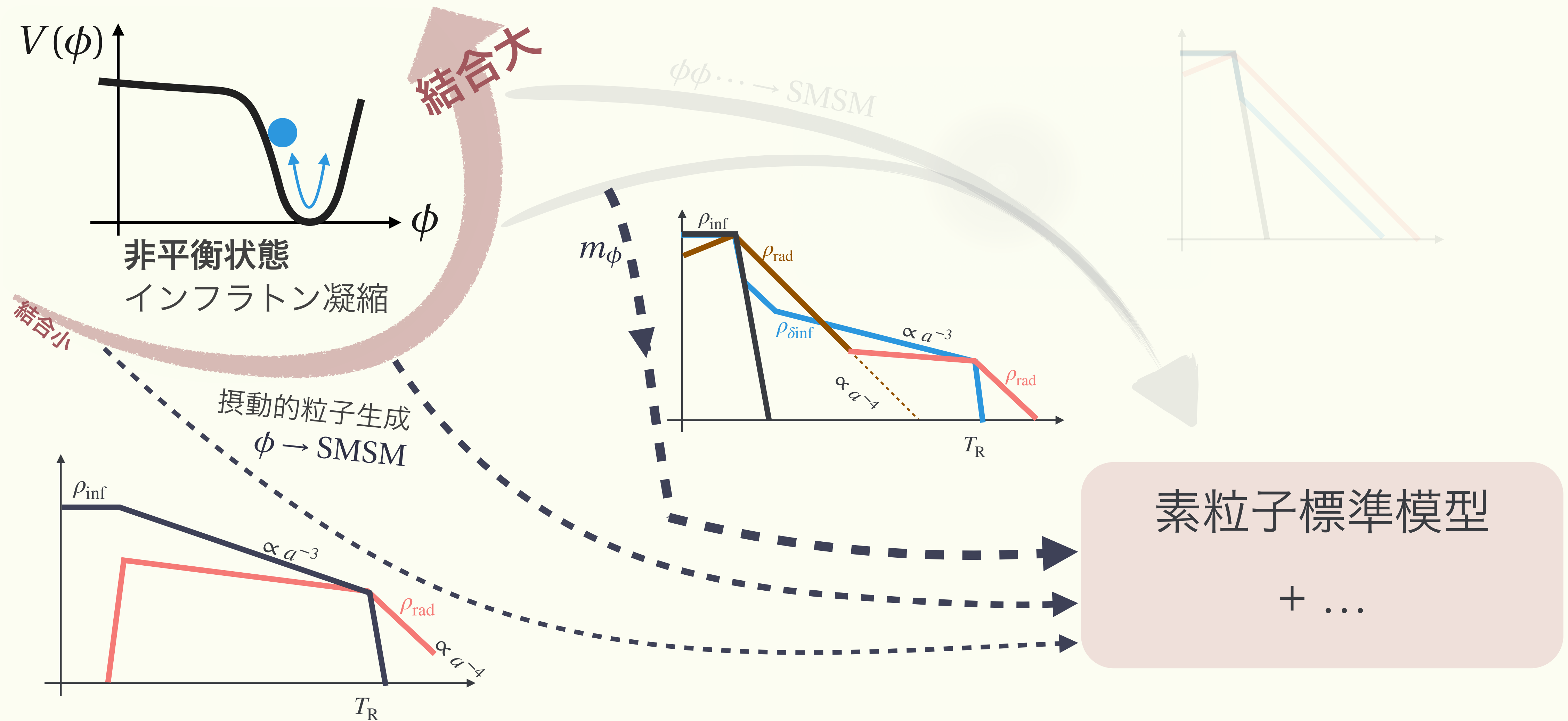
インフラトンからの生成過程
によらない分布関数

振動的過程とカスケード

再加熱・熱化概略

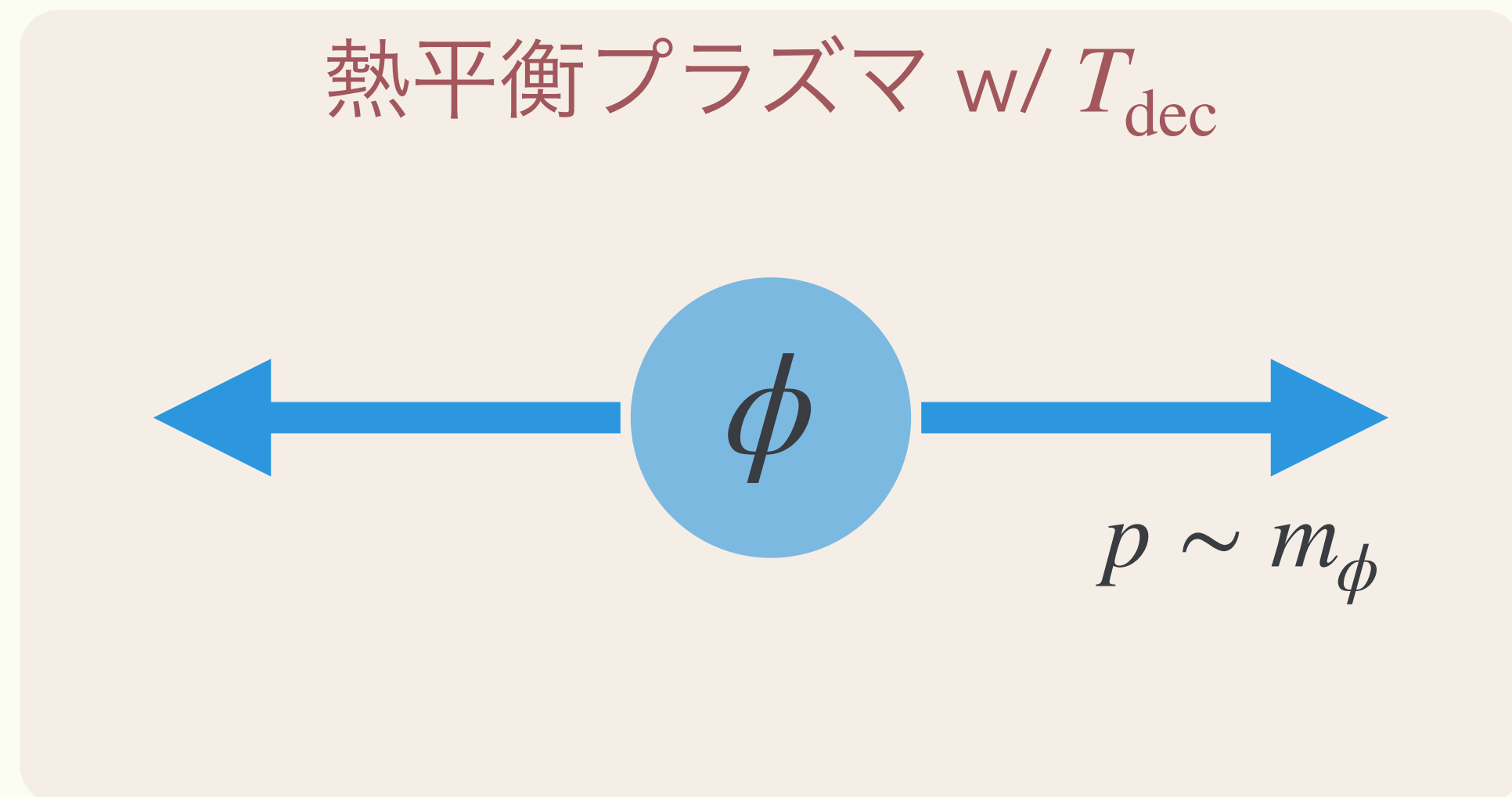


再加熱・熱化概略



長寿命インフラトン

- 高エネルギー粒子の生成
 - M_{Pl} で抑制された相互作用での崩壊



インフラトン粒子崩壊 @ $\Gamma_\phi \sim H \sim T^2/M_{\text{Pl}}$

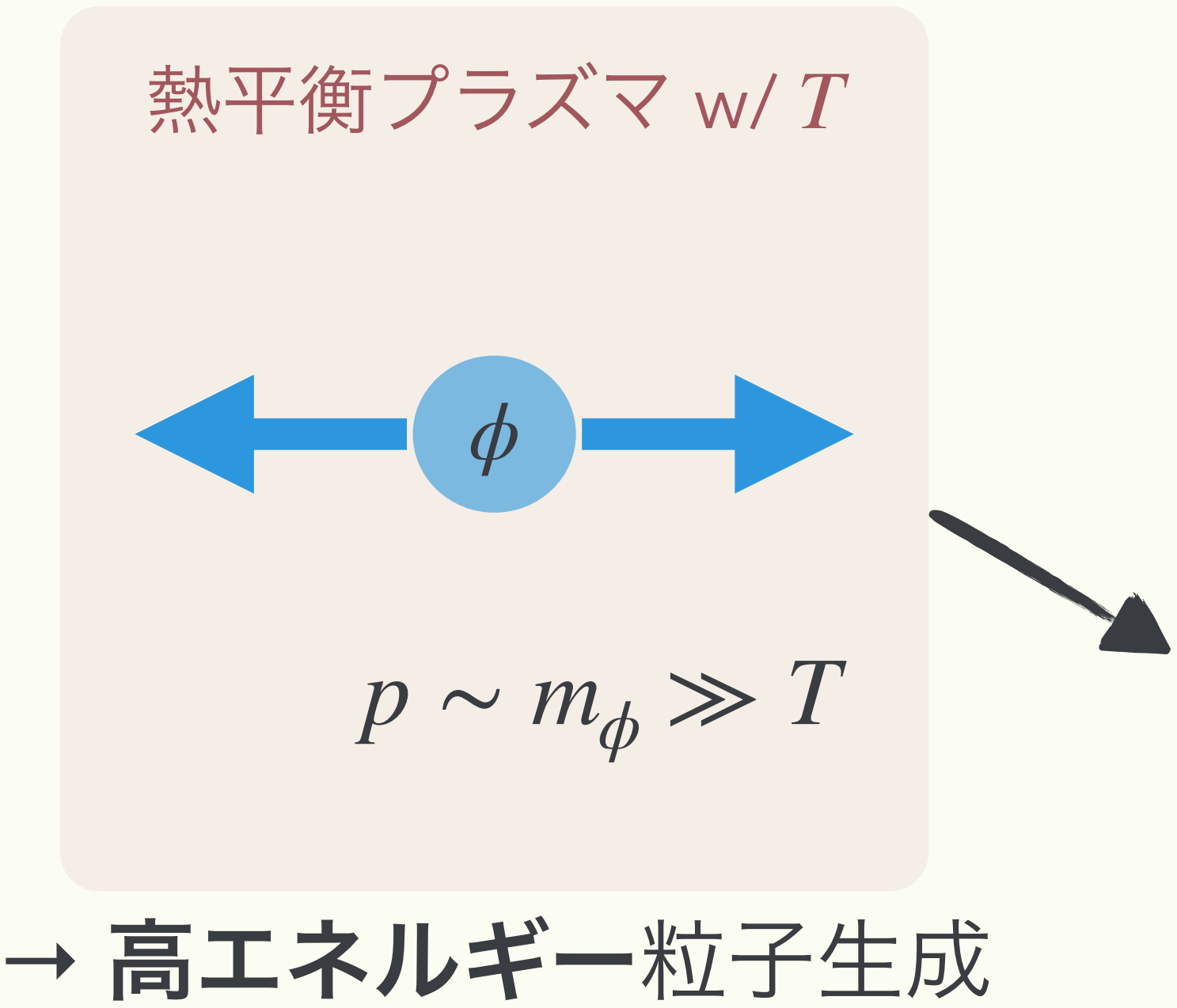
$$\text{e.g., } \frac{\phi}{M_{\text{Pl}}} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \longrightarrow \Gamma_\phi \sim \frac{m_\phi^3}{M_{\text{Pl}}^2}$$

$$T_{\text{dec}} \sim \sqrt{\Gamma_\phi M_{\text{Pl}}} \sim \sqrt{\frac{m_\phi^3}{M_{\text{Pl}}^3}} m_\phi \ll m_\phi$$

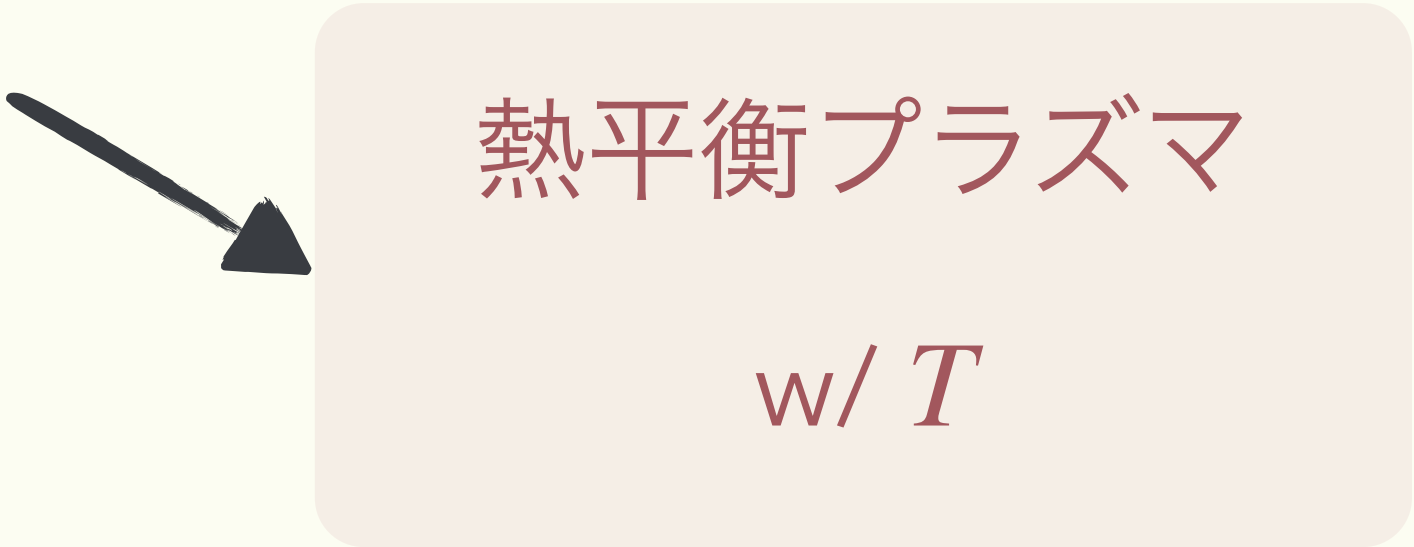
インフラトン粒子崩壊で生成された粒子のエネルギーは熱プラズマの温度より遥かに大きい！

長寿命インフラトン

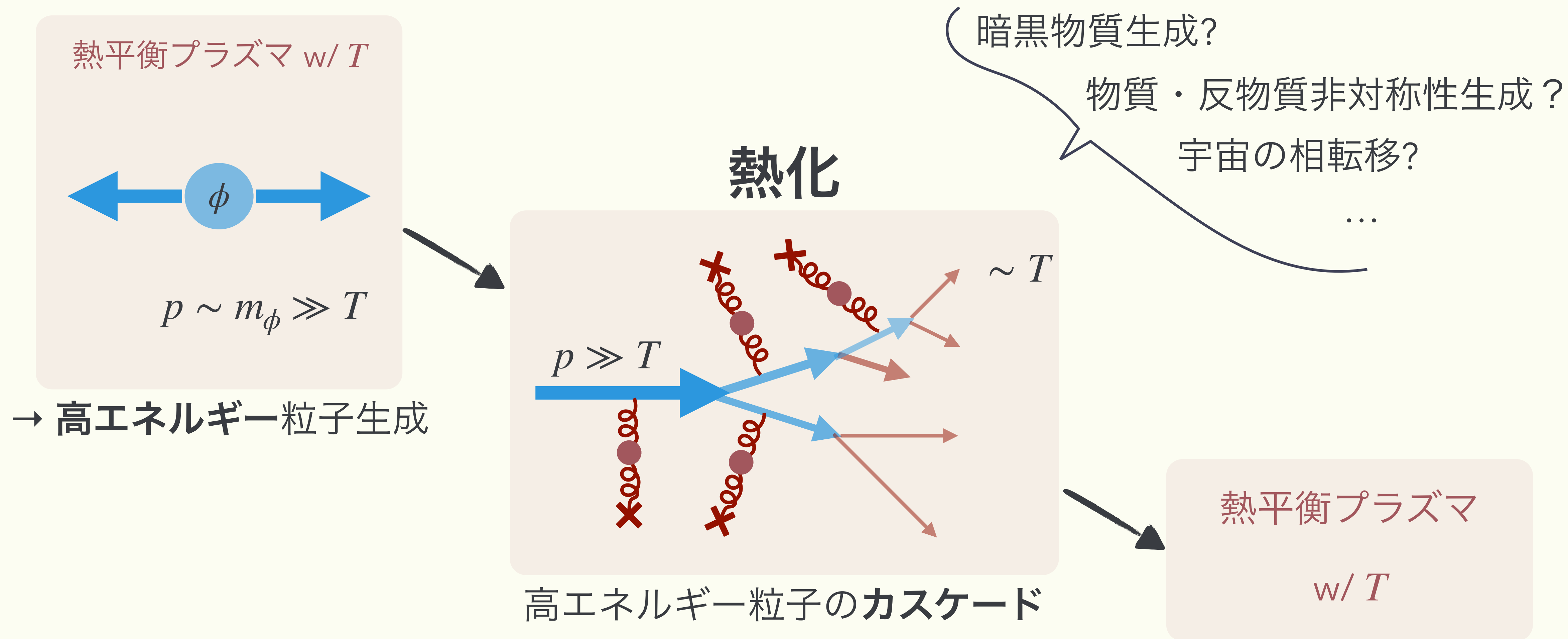
熱化



暗黒物質生成?
物質・反物質非対称性生成?
宇宙の相転移?
...



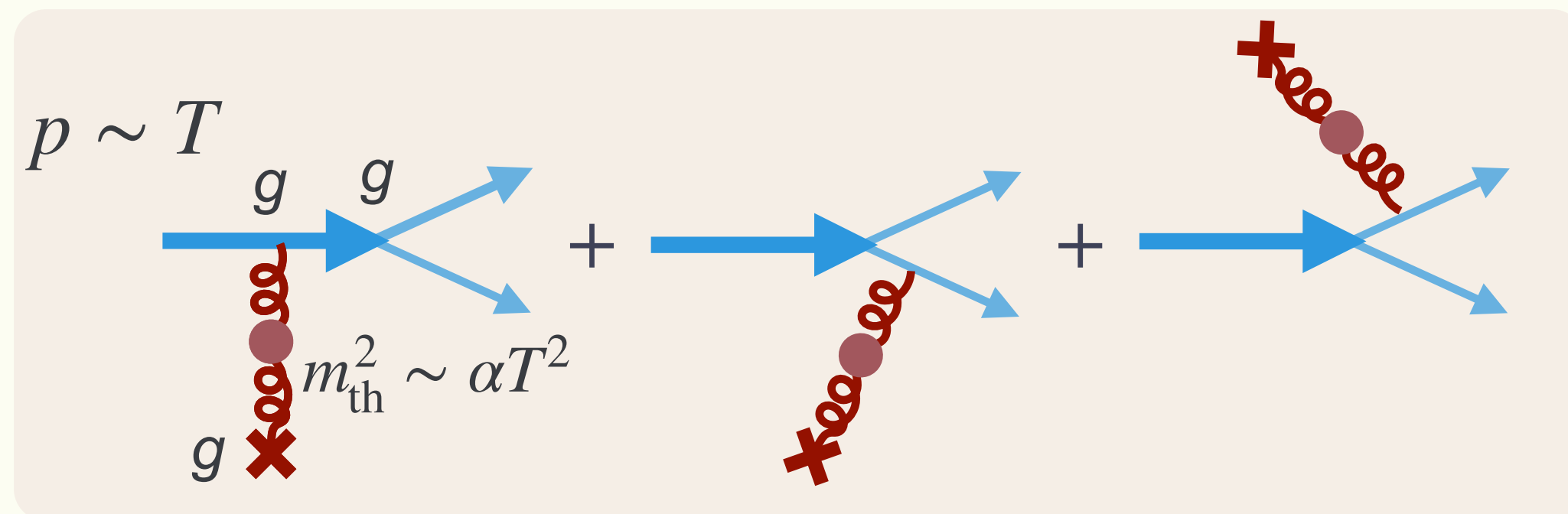
長寿命インフラトン



高エネルギー粒子の媒質中でのカスケード

- Bethe–Heitler v.s. Landau–Pomeranchuk–Migdal (LPM)

- Bethe–Heitler formula

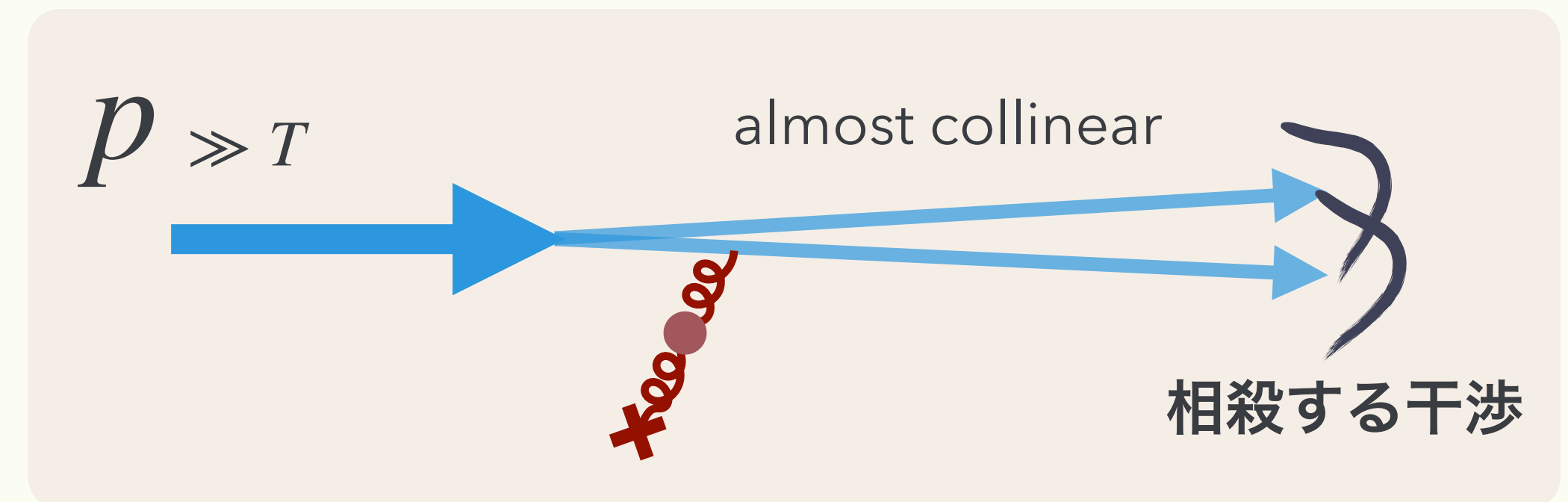


運動量によらない分裂率

$$\Gamma_{\text{BH}} \sim \alpha^3 \frac{T^3}{m_{\text{th}}^2} \sim \alpha^2 T$$

- **LPM** 抑制

[Landau, Pomeranchuk; Migdal]

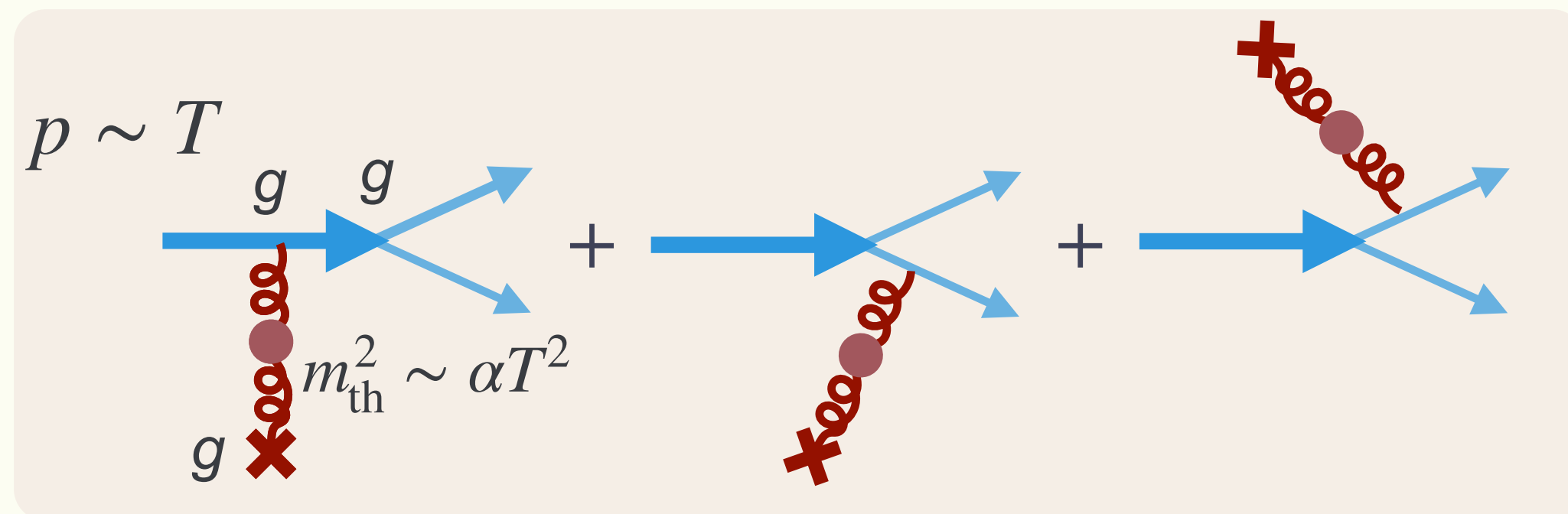


coherent な多重散乱が必要

高エネルギー粒子の媒質中でのカスケード

- Bethe–Heitler v.s. Landau–Pomeranchuk–Migdal (LPM)

- Bethe–Heitler formula

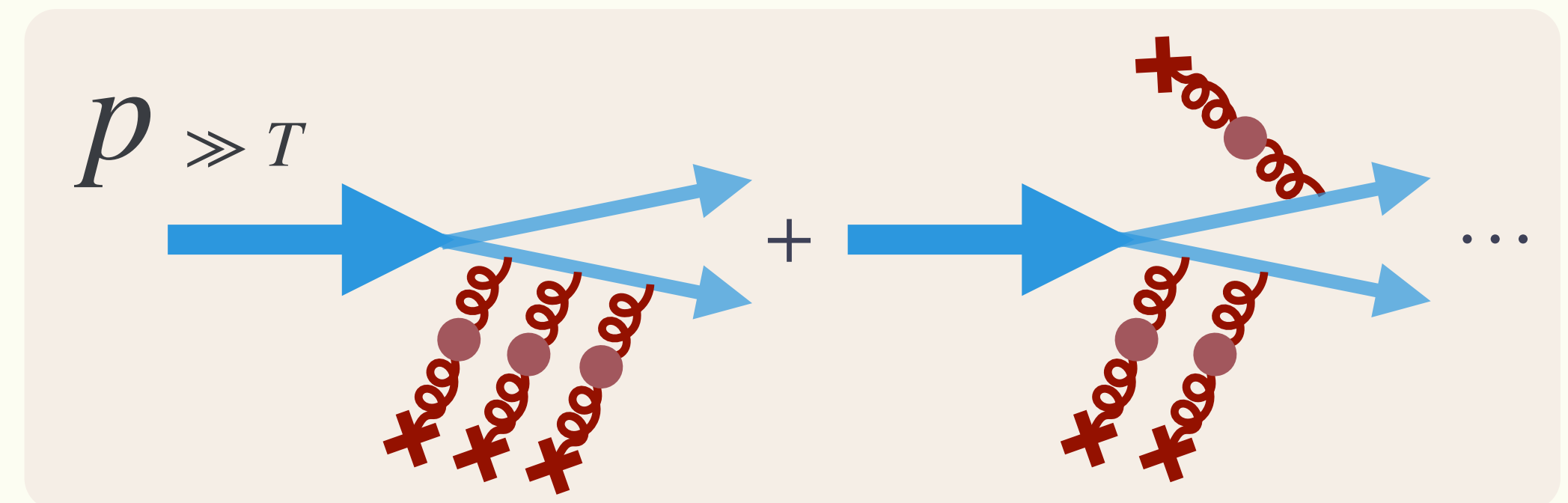


運動量によらない分裂率

$$\Gamma_{\text{BH}} \sim \alpha^3 \frac{T^3}{m_{\text{th}}^2} \sim \alpha^2 T$$

- **LPM** 抑制

[Landau, Pomeranchuk; Migdal]



coherent な多重散乱が必要

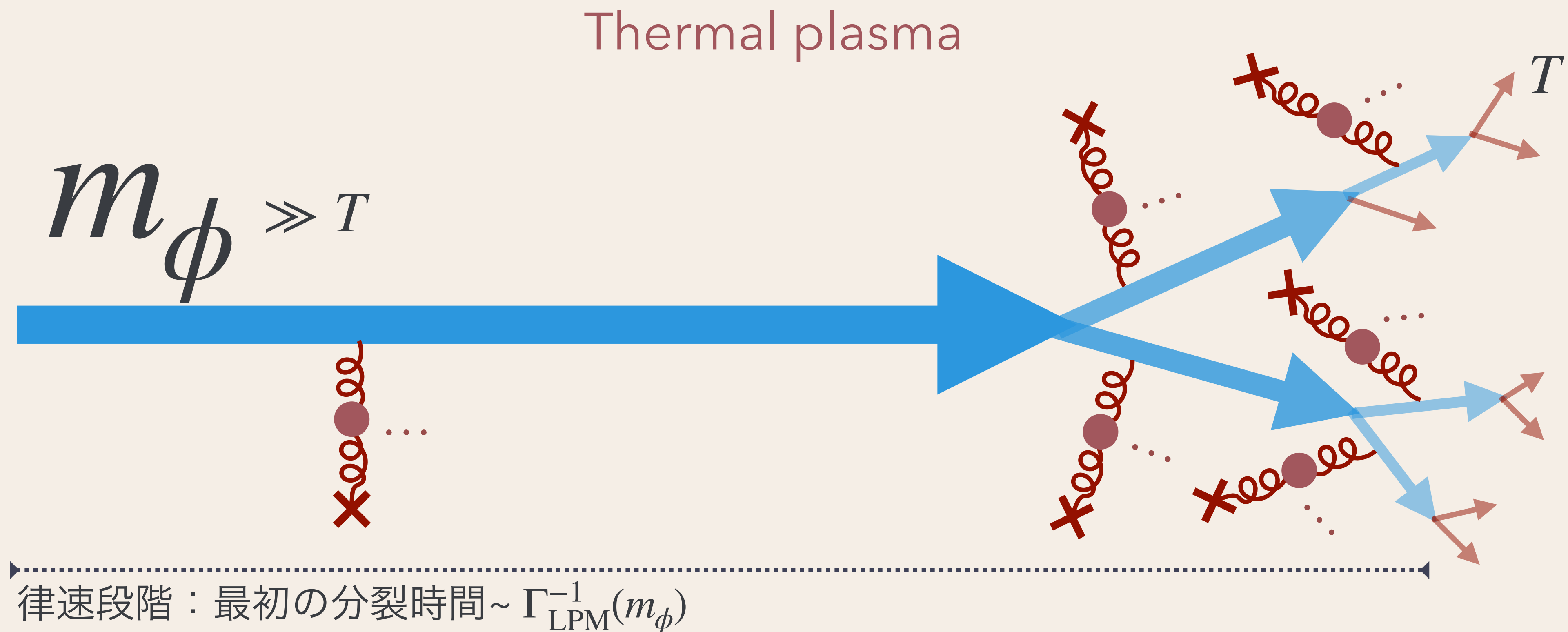
運動量依存した分裂率, i.e., **LPM** 抑制

$$\Gamma_{\text{LPM}} \sim \alpha t_{\text{form}}^{-1}(p) \sim \alpha^2 T \times \sqrt{\frac{T}{p}}$$

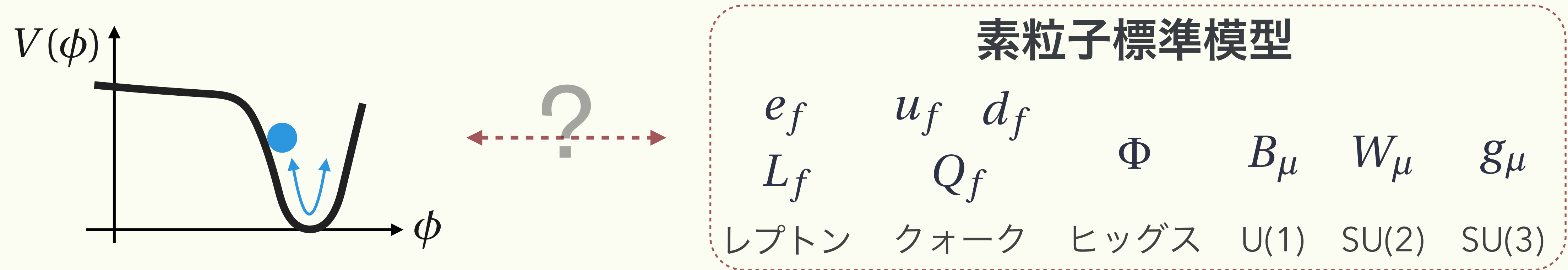
[Arnold, Moore, Yaffe '01,'02,'03; Arnold, Dogan '08]

高エネルギー粒子の媒質中でのカスケード

- LPM抑制された分裂による高エネルギー粒子のカスケード



高エネルギー標準模型粒子のカスケード



- **LPM** 抑制された標準模型粒子の分裂率

- ボルツマン方程式

$$\mathcal{L} f_s(\mathbf{x}, \mathbf{p}, t) = \mathcal{S} + \mathcal{C}_{2 \leftrightarrow 2}[f_s] + \mathcal{C}_{''1 \leftrightarrow 2''}[f_s] \quad \text{w/ } s = e_f, L_f, u_f, d_f, Q_f, \phi, B, W, g$$

Source 弾性散乱 **LPM抑制された分裂**

e.g., inflaton, PBHs, ...

$$\mathcal{C}_{''1 \leftrightarrow 2''}[f_s] \supset -\frac{(2\pi)^3}{p^2 v_s} \sum_{s', s''} \int_0^p dk \gamma_{s \leftrightarrow s' s''}(p; k, p-k) f_s(p) + (\text{inverse})$$

Splitting function

The diagram shows a blue circle representing a vertex. A solid line enters from the left, labeled s, p . Two dashed lines exit to the right, labeled s', k and $s'', p-k$.

高エネルギー標準模型粒子のカスケード

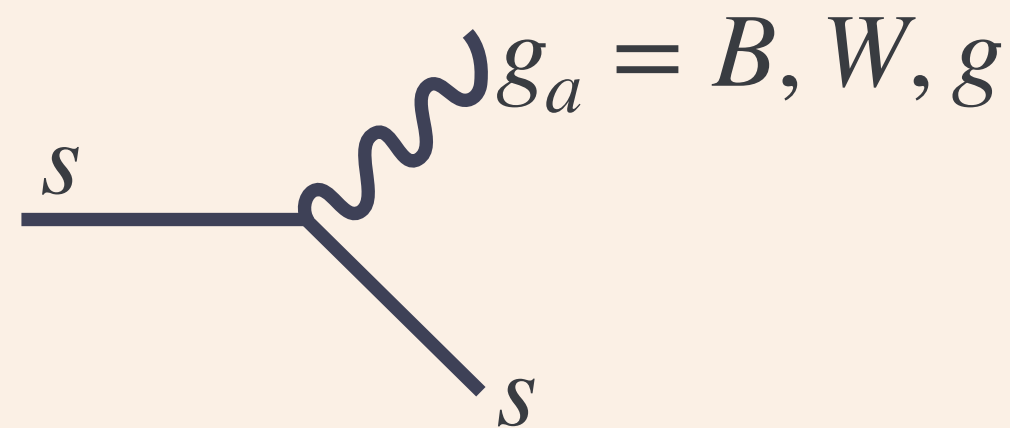
• LPM 抑制された標準模型粒子の分裂率

- 標準模型 splitting function

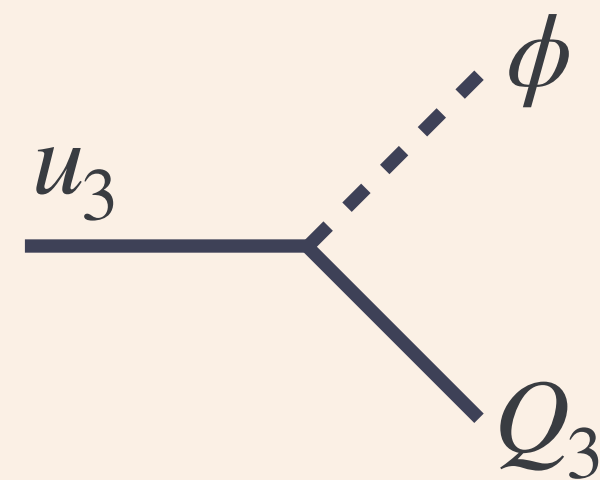
$$\gamma_{s \rightarrow s' s''}(p; xp, (1-x)p) = \frac{1}{2} \frac{\alpha_{ss's''}}{(2\pi)^4 \sqrt{2}} \times \frac{P_{s \rightarrow s' s''}^{(\text{vac})}(x)}{x(1-x)} \times \mu_{\perp}^2(1, x, 1-x; s, s', s'')$$

vacuum DGLAP splitting function

標準模型ゲージ + トップ湯川相互作用

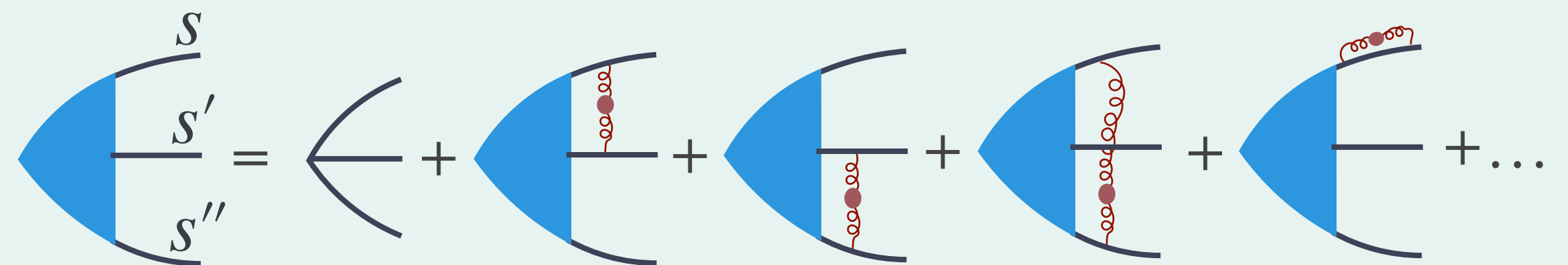


$$\alpha_{sg_a s} = d_{\mathbf{R}_s}^{(a)} C_{\mathbf{R}_s}^{(a)} \alpha_a$$



$$\alpha_{u_3 \phi Q_3} = y_t^2 / (4\pi)$$

LPM 抑制の効果



i.e., 頂点関数の自己無撞着方程式 → 多重散乱補正

高エネルギー標準模型粒子のカスケード

• LPM 抑制された標準模型粒子の分裂率

- 標準模型 splitting function

$$\gamma_{s \rightarrow s' s''}(p; xp, (1-x)p) = \frac{1}{2} \frac{\alpha_{ss' s''}}{(2\pi)^4 \sqrt{2}} \times \frac{P_{s \rightarrow s' s''}^{(\text{vac})}(x)}{x(1-x)} \times \mu_{\perp}^2(1, x, 1-x; s, s', s'')$$

vacuum DGLAP splitting function

標準模型ゲージ + トップ湯川相互作用

$$\alpha_{sg_a s} = d_{R_s}^{(a)} C_{R_s}^{(a)} \alpha_a \quad \alpha_{u_3 \phi Q_3} = \alpha_t$$

	C_F	C_A	d_F	d_A	t_F	t_A
SU(3)	4/3	3	3	8	1/2	3
SU(2)	3/4	2	2	3	1/2	2
U(1)	q_Y^2	0	1	1	q_Y^2	0

LPM 抑制の効果 @LLog

$$\mu_{\perp}^4(x_1, x_2, x_3; s_1, s_2, s_3) = \frac{2}{\pi} x_1 x_2 x_3 p \sum_a \frac{\alpha_a(m_{D,a}) - \alpha_a(Q_{\perp,a})}{-b_a / (64\pi^3)} \mathcal{N}_a$$

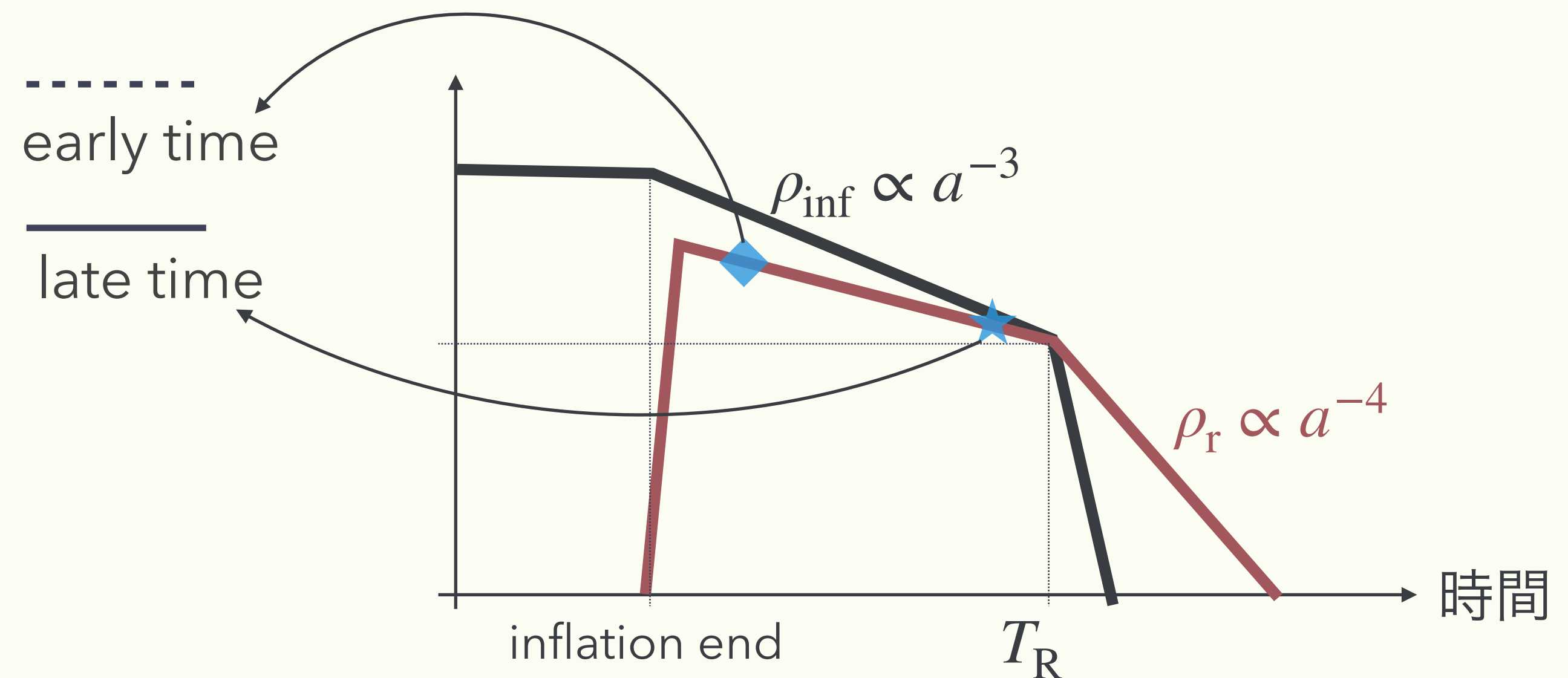
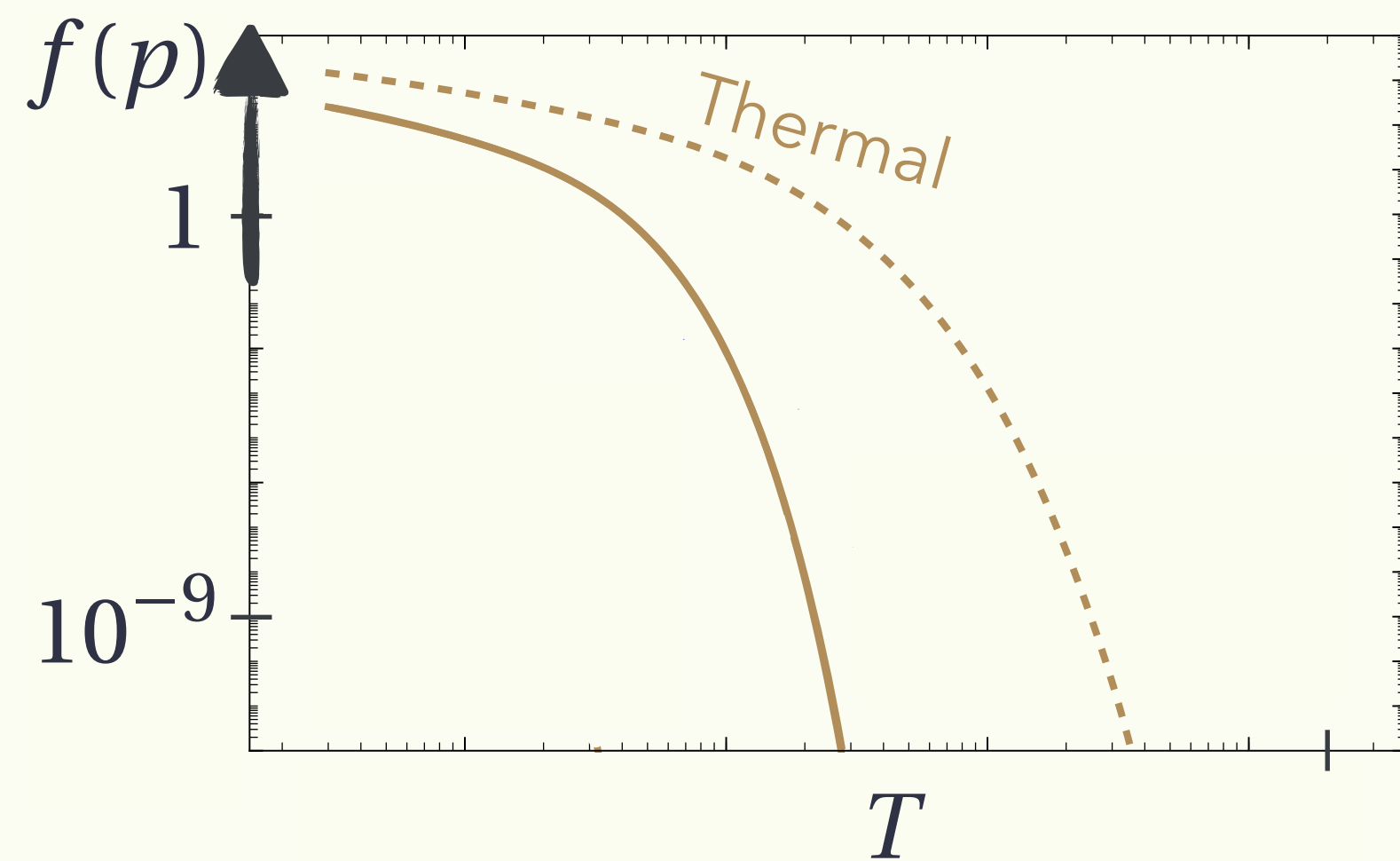
$$\times \sum_{\sigma \in A_3} \frac{1}{2} \left[C_{R_{s_{\sigma(2)}}}^{(a)} + C_{R_{s_{\sigma(3)}}}^{(a)} - C_{R_{s_{\sigma(1)}}}^{(a)} \right] x_{\sigma(1)}^2$$

$$b_a = \begin{cases} -7 \\ -\frac{19}{6} \\ \frac{41}{6} \end{cases} \quad \mathcal{N}_a = \begin{cases} 15 \frac{\zeta(3)}{\pi^2} T^3 \\ 14 \frac{\zeta(3)}{\pi^2} T^3 \\ 6 \frac{\zeta(3)}{\pi^2} T^3 \end{cases} \quad m_{D,a}^2 = \begin{cases} 8\pi\alpha_3 T^2 & \text{for SU(3)} \\ \frac{22\pi}{3} \alpha_2 T^2 & \text{for SU(2)} \\ \frac{22\pi}{3} \alpha_1 T^2 & \text{for U(1)} \end{cases}$$

宇宙の最高温度の抑制

- 瞬間的熱化 v.s. 有限時間熱化 (for **inflaton** → **gluon** + **gluon**)

- 瞬間的熱化

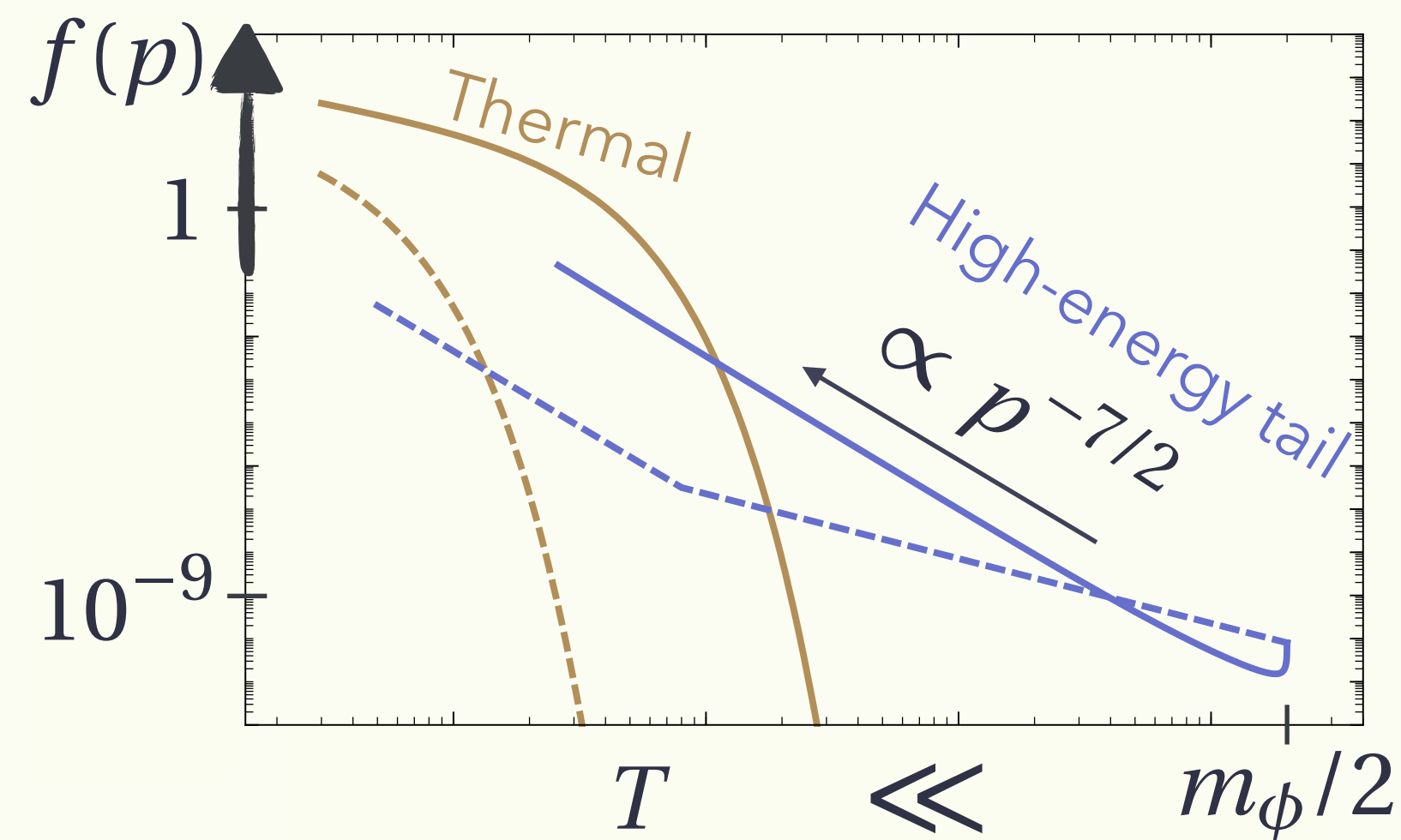


$$T_{\text{max}}^{(\text{inst})} \sim \left(m_{\phi} T_R^2 M_{\text{Pl}} \right)^{1/4} \gg T_R$$

宇宙の最高温度の抑制

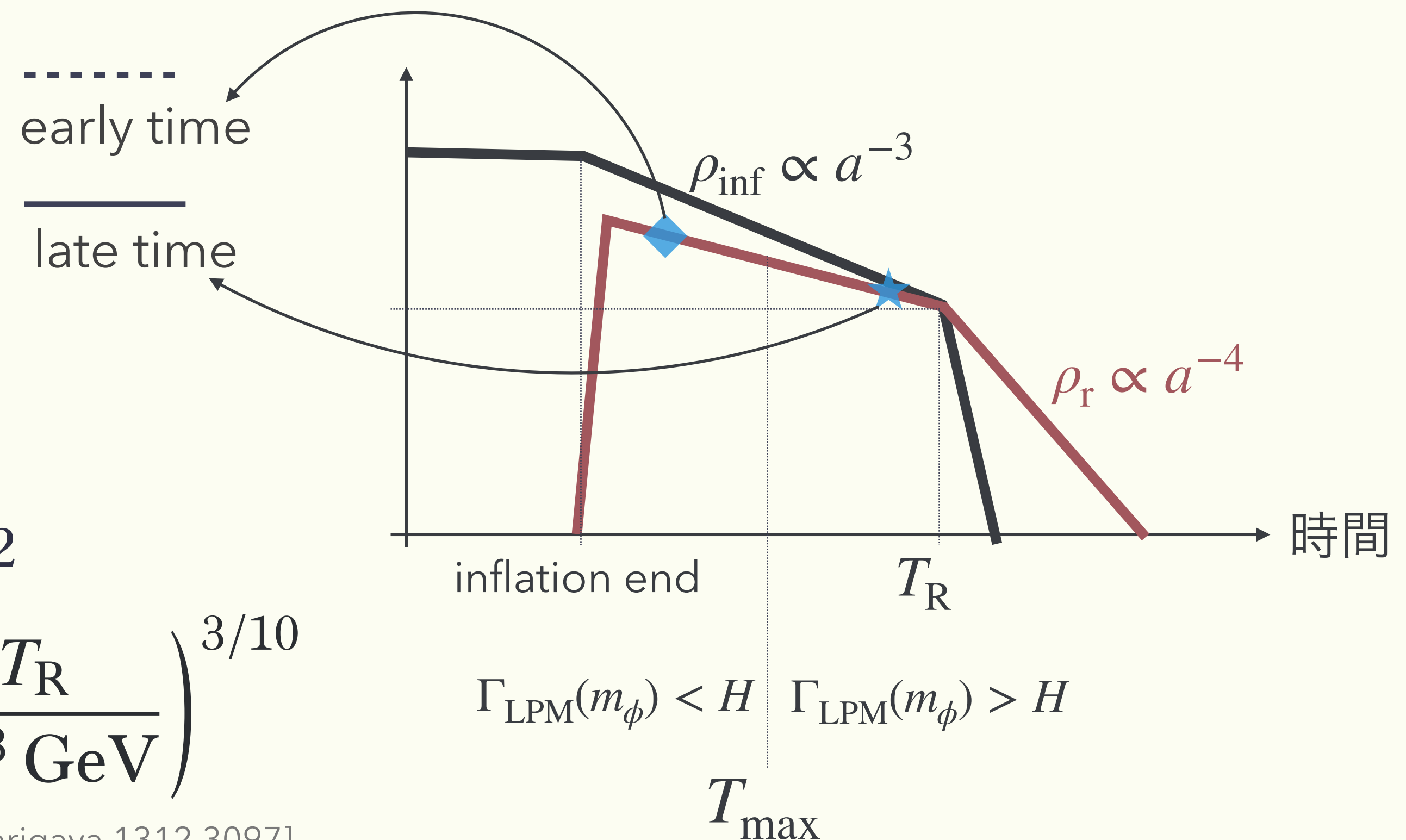
- 瞬間的熱化 v.s. 有限時間熱化 (for **inflaton** → **gluon** + **gluon**)

- 有限時間熱化



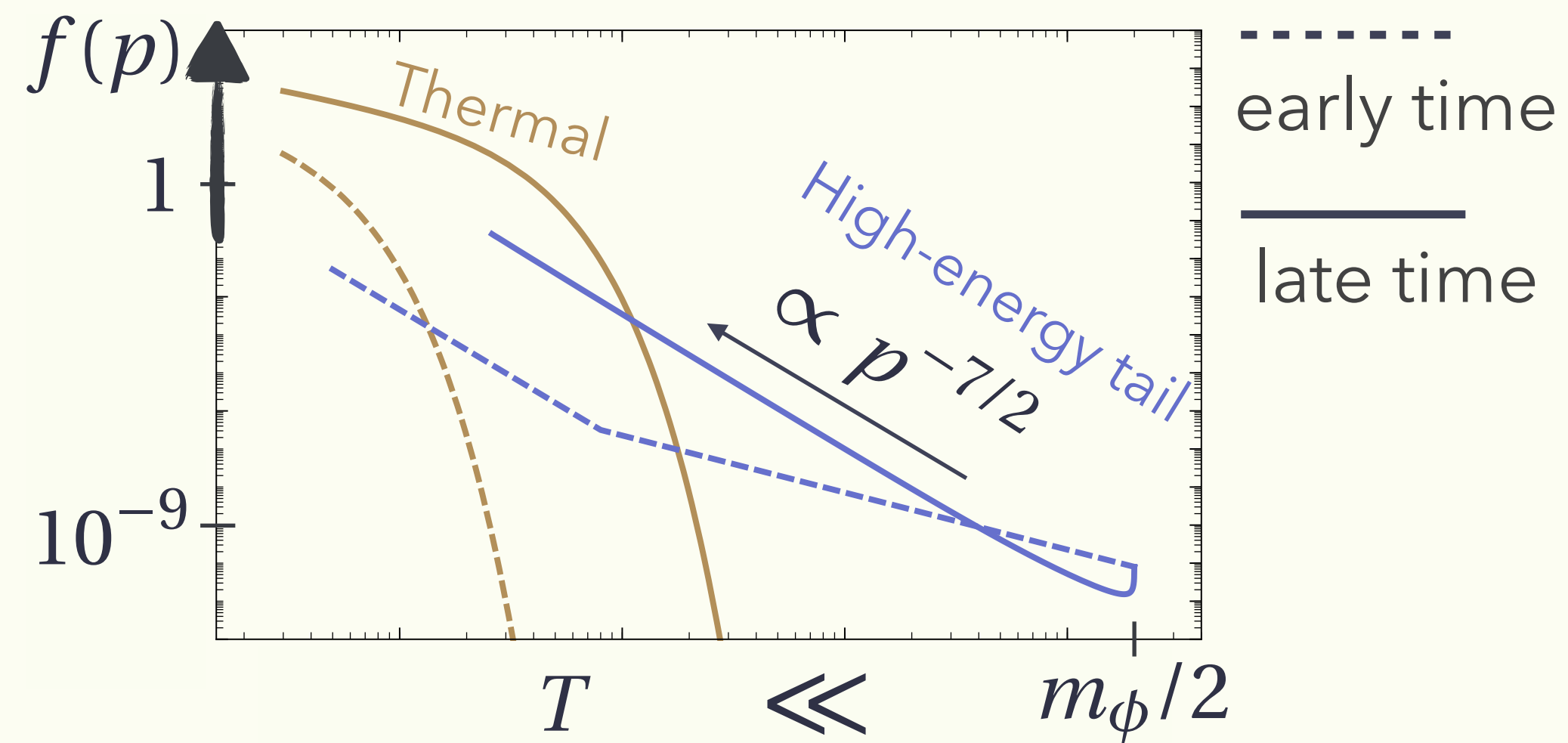
$$\frac{T_{\max}}{T_{\max}^{(\text{inst})}} \sim 10^{-3} \left(\frac{\alpha}{0.1} \right)^{4/5} \left(\frac{T_R}{10^3 \text{ GeV}} \right)^{3/10}$$

[KM, Harigaya 1312.3097]



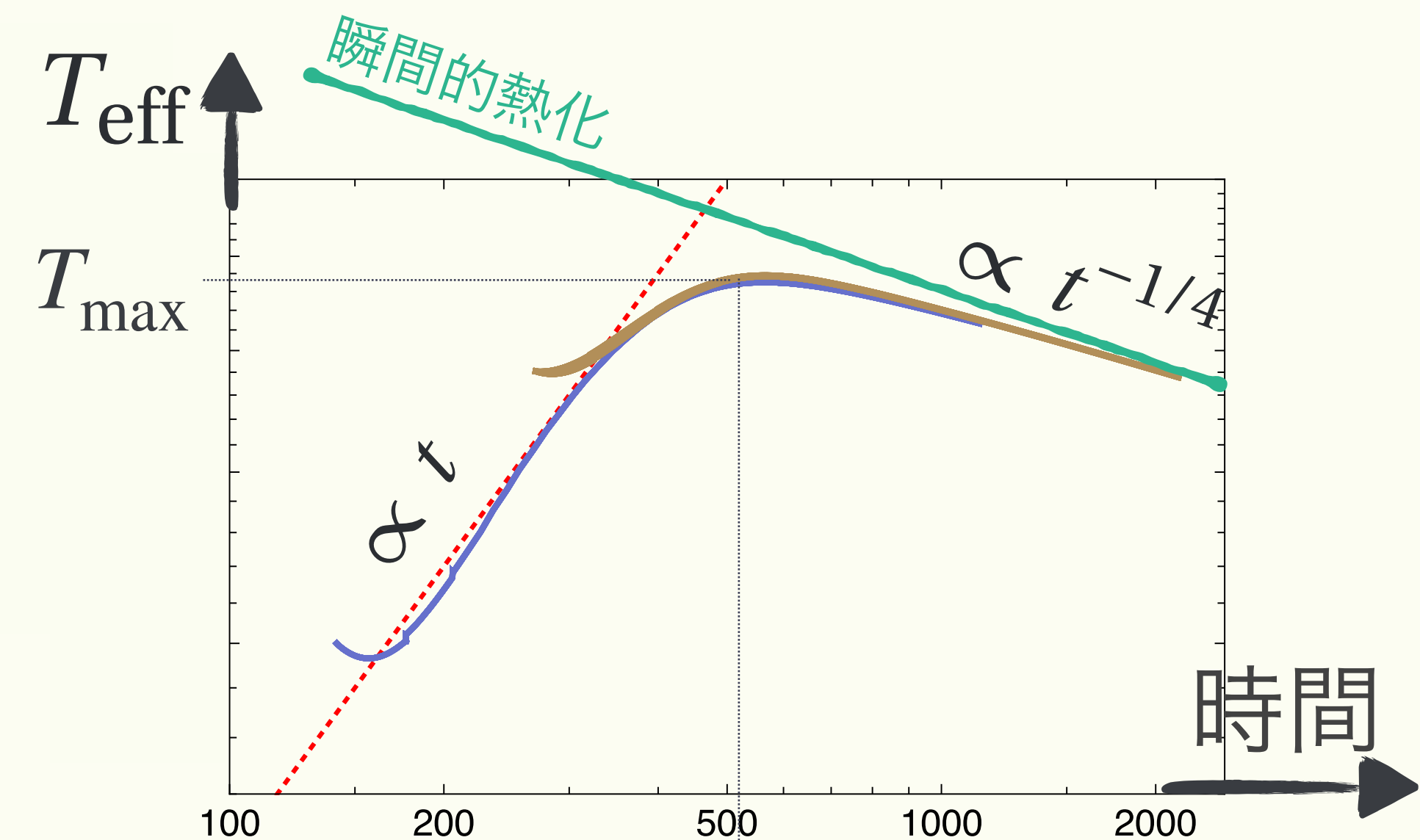
宇宙の最高温度の抑制

- 宇宙の最高温度 @ $\Gamma_{\text{LPM}}(m_\phi) \sim H$



$$\frac{T_{\text{max}}}{T_{\text{max}}^{(\text{inst})}} \sim 10^{-3} \left(\frac{\alpha}{0.1} \right)^{4/5} \left(\frac{T_{\text{R}}}{10^3 \text{ GeV}} \right)^{3/10}$$

[KM, Harigaya 1312.3097]

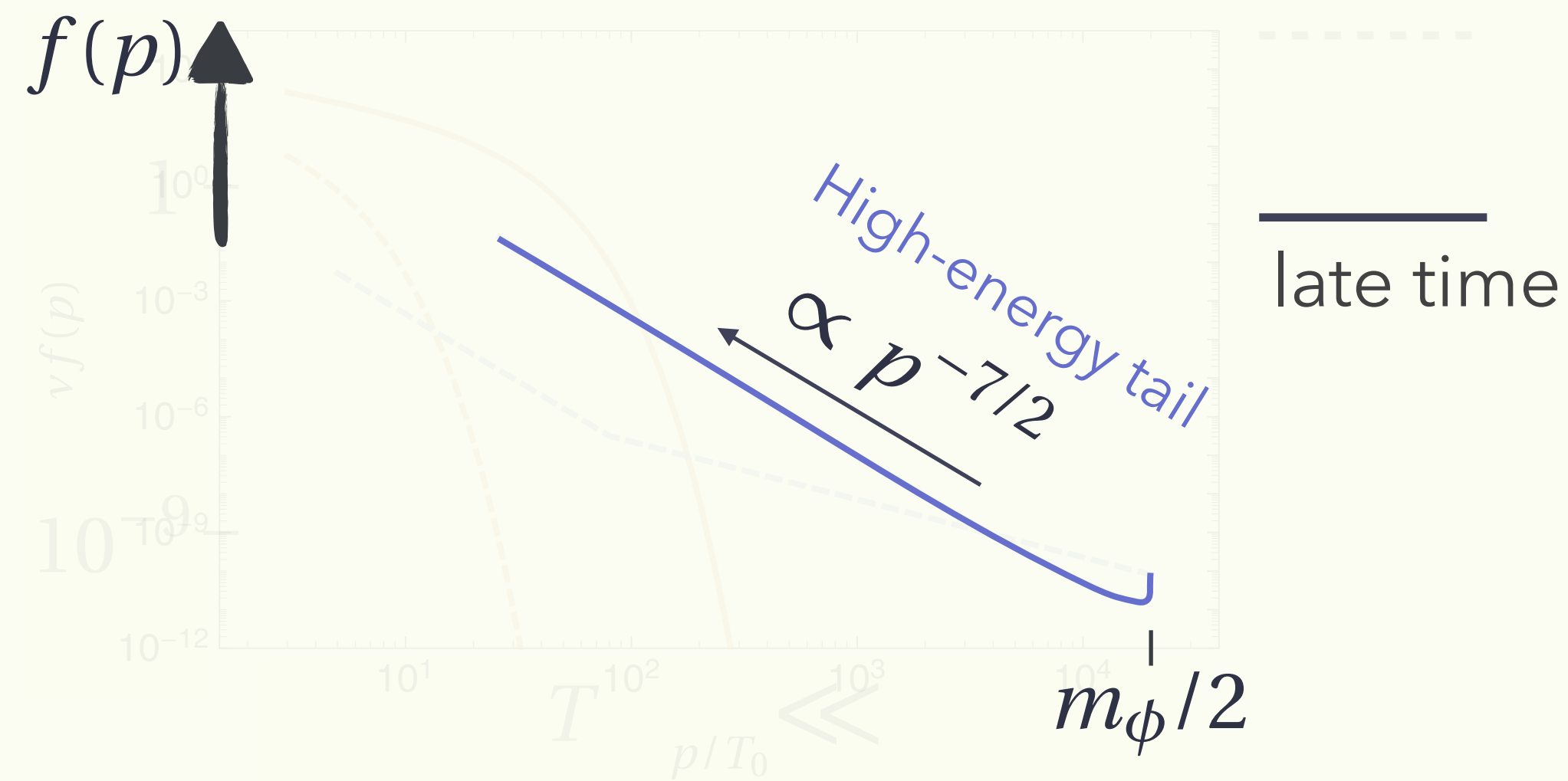
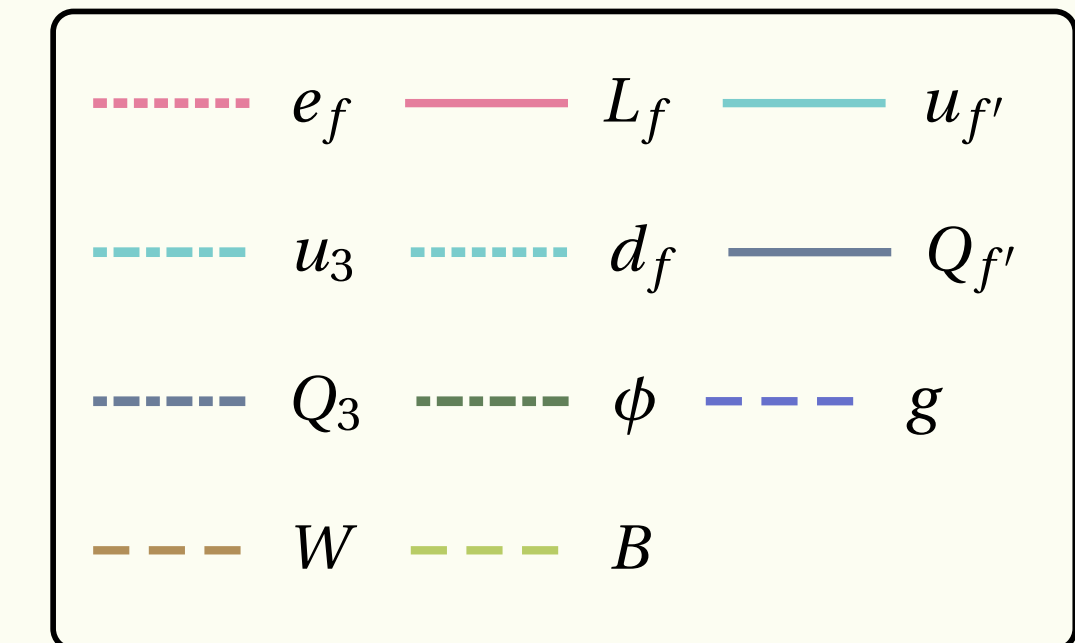


$$\Gamma_{\text{LPM}}(m_\phi) < H \quad \Gamma_{\text{LPM}}(m_\phi) > H$$

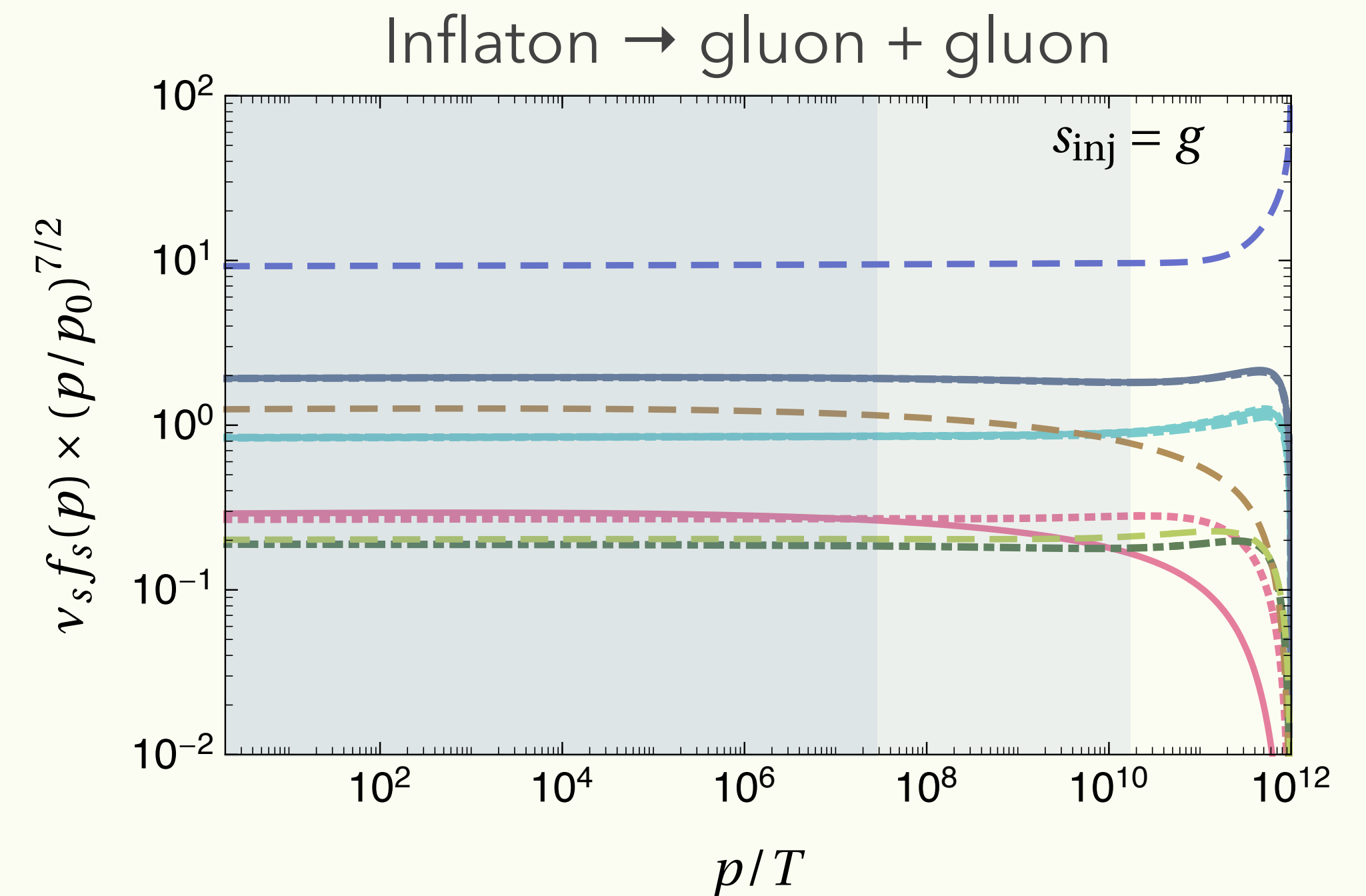
[KM, Yamada, 2402.14054]

Hard-tailの普遍性

- Hard-tail of $p^{-7/2}$ @ $\Gamma_{\text{LPM}}(m_\phi) \gtrsim H$



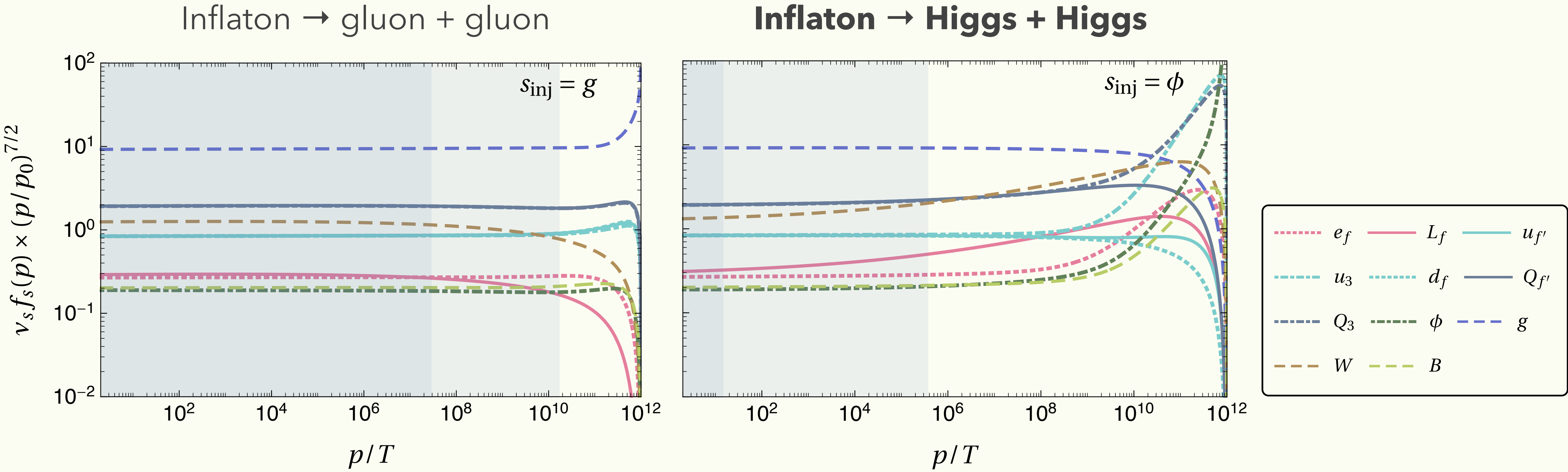
$$\frac{T_{\text{max}}}{T_{\text{max}}^{(\text{inst})}} \sim 10^{-3} \left(\frac{\alpha}{0.1} \right)^{4/5} \left(\frac{T_R}{10^3 \text{ GeV}} \right)^{3/10}$$



Hard-tailの普遍性

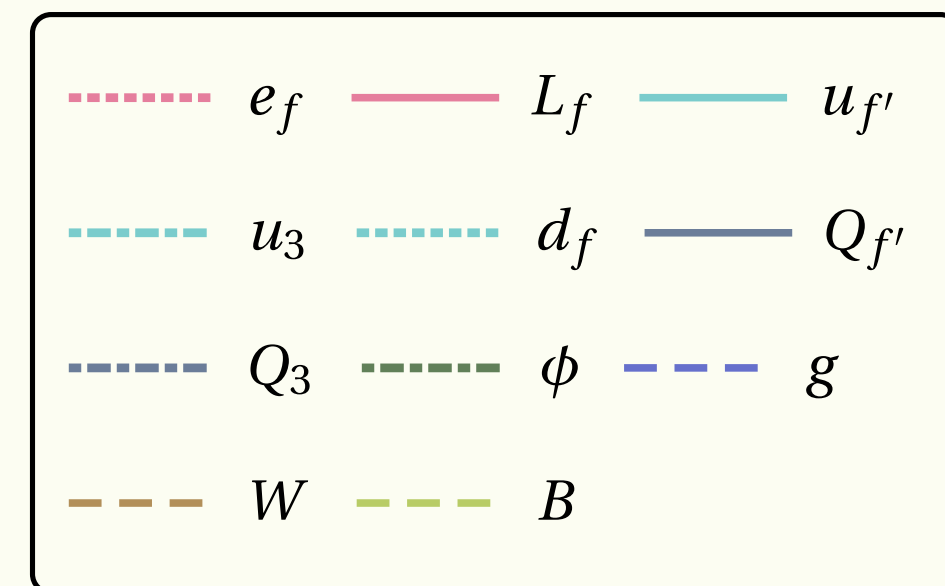
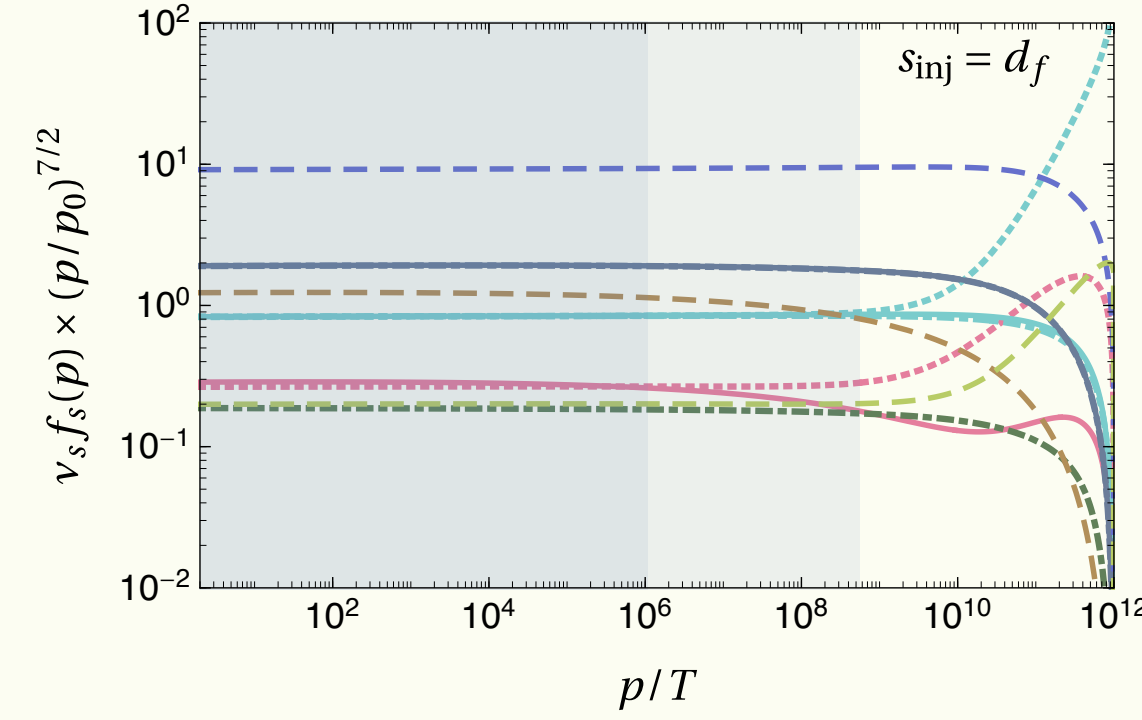
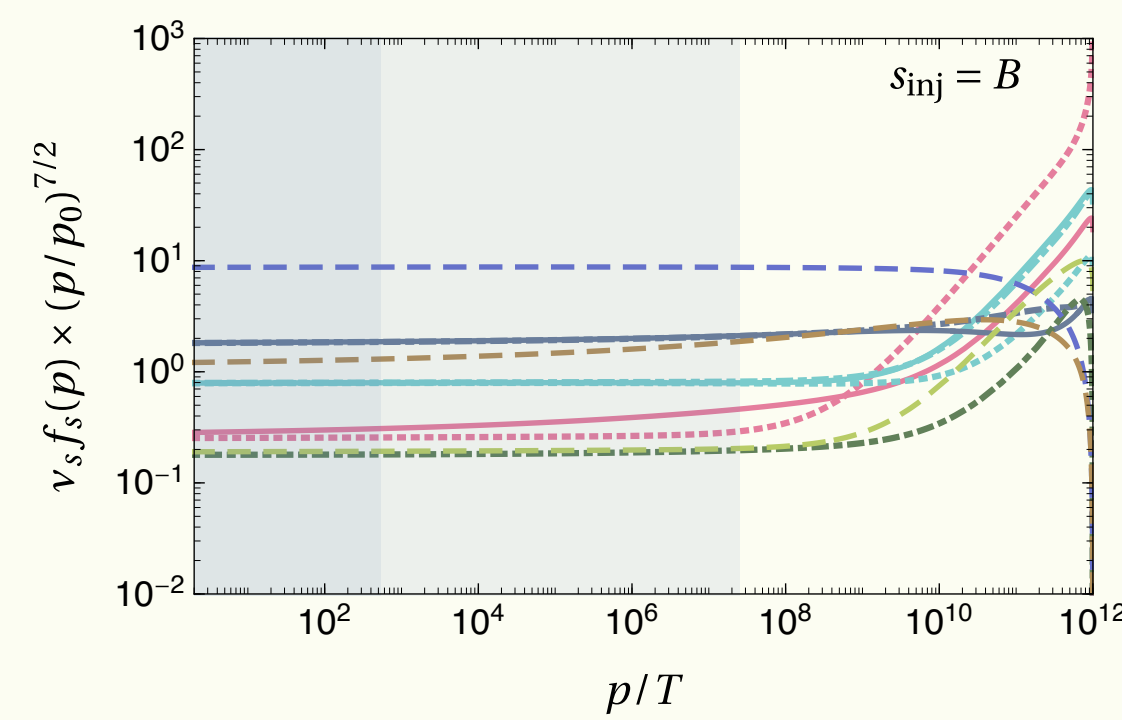
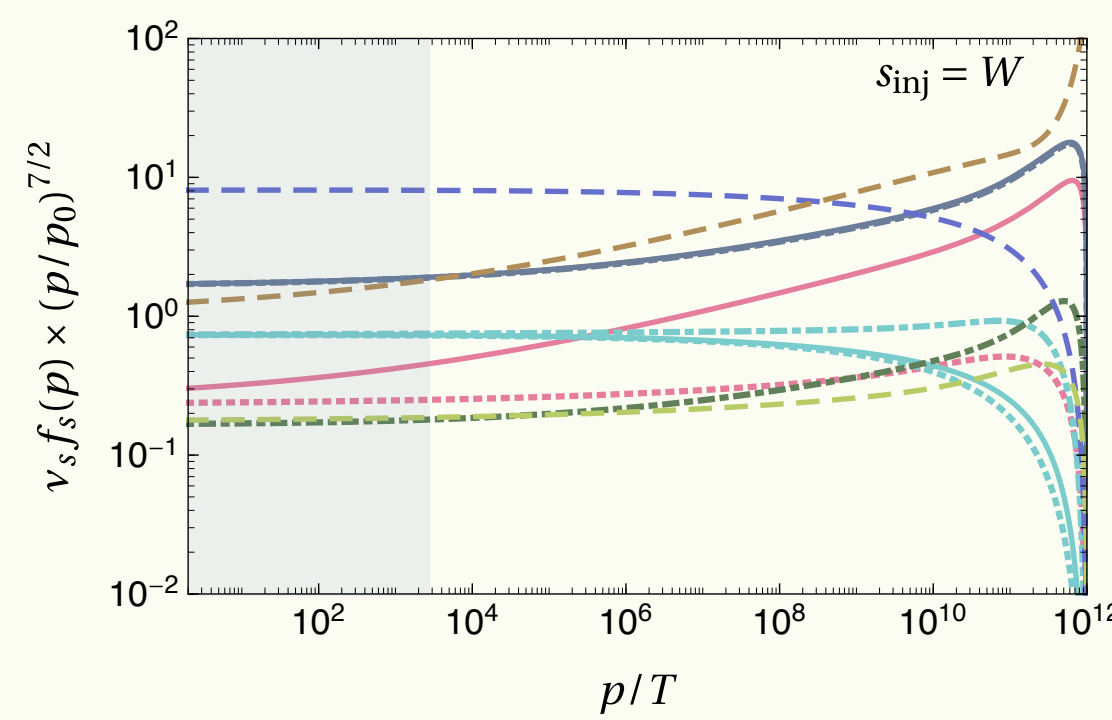
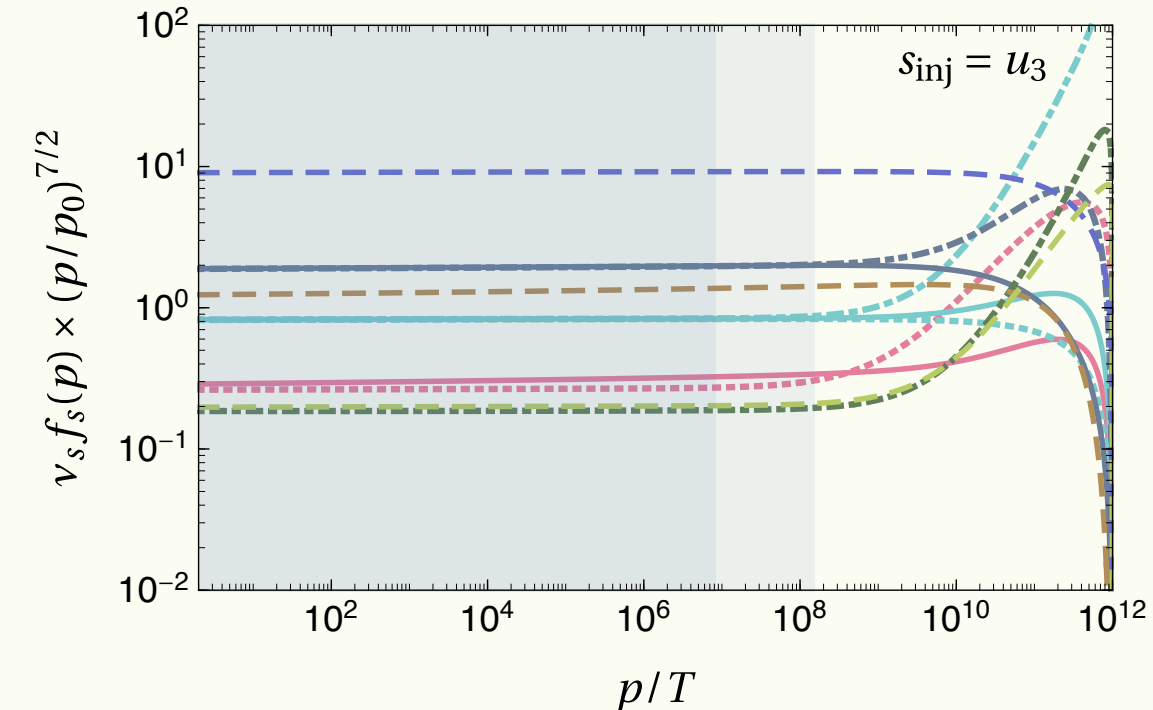
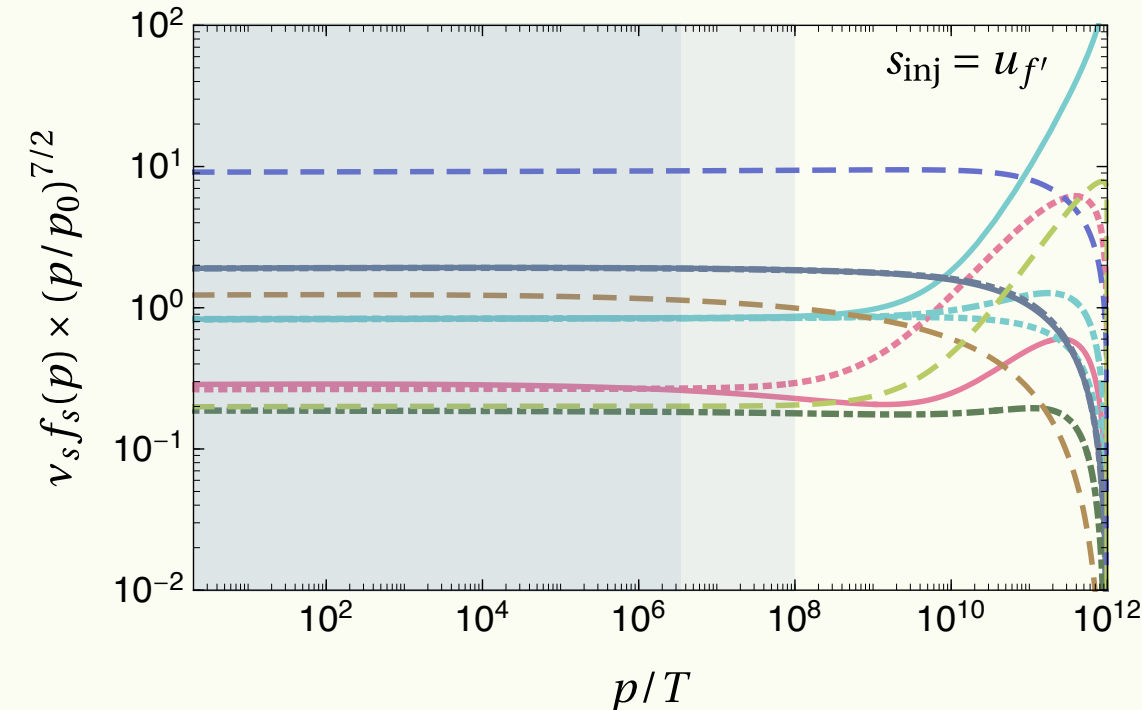
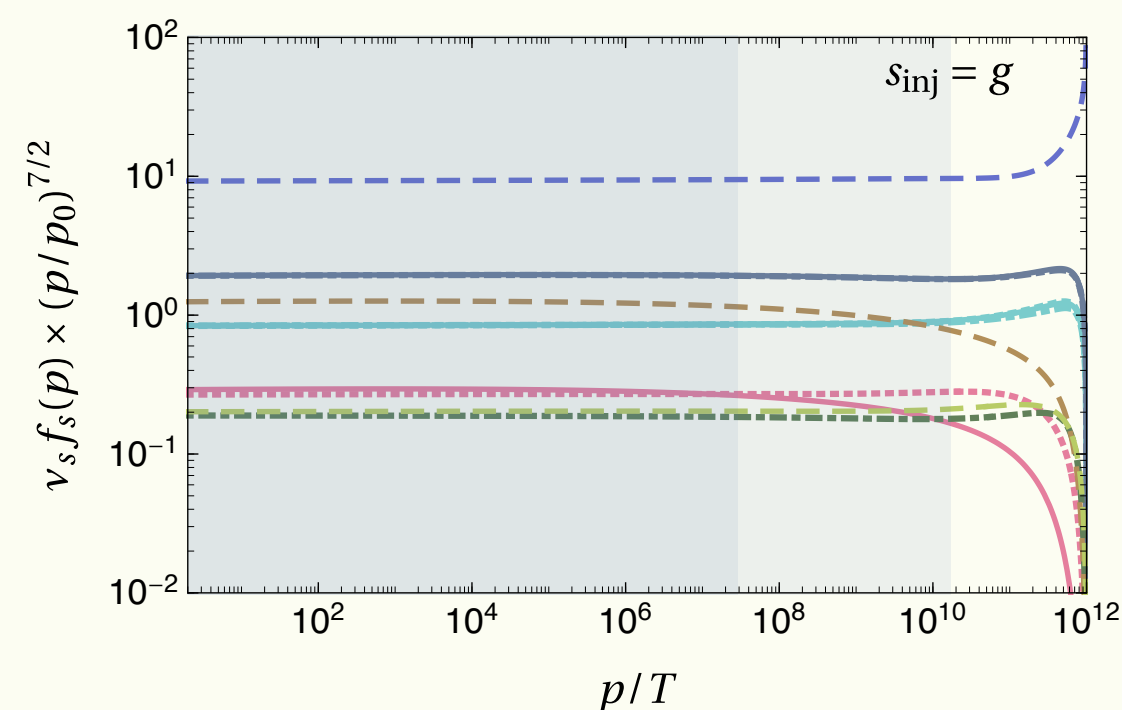
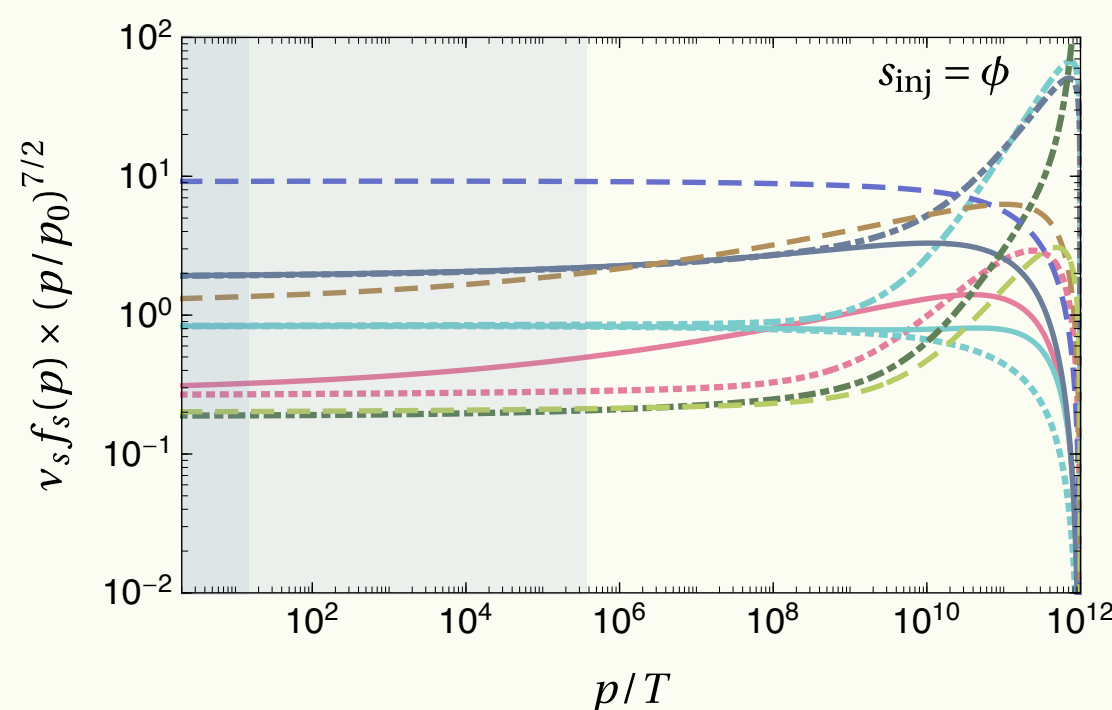
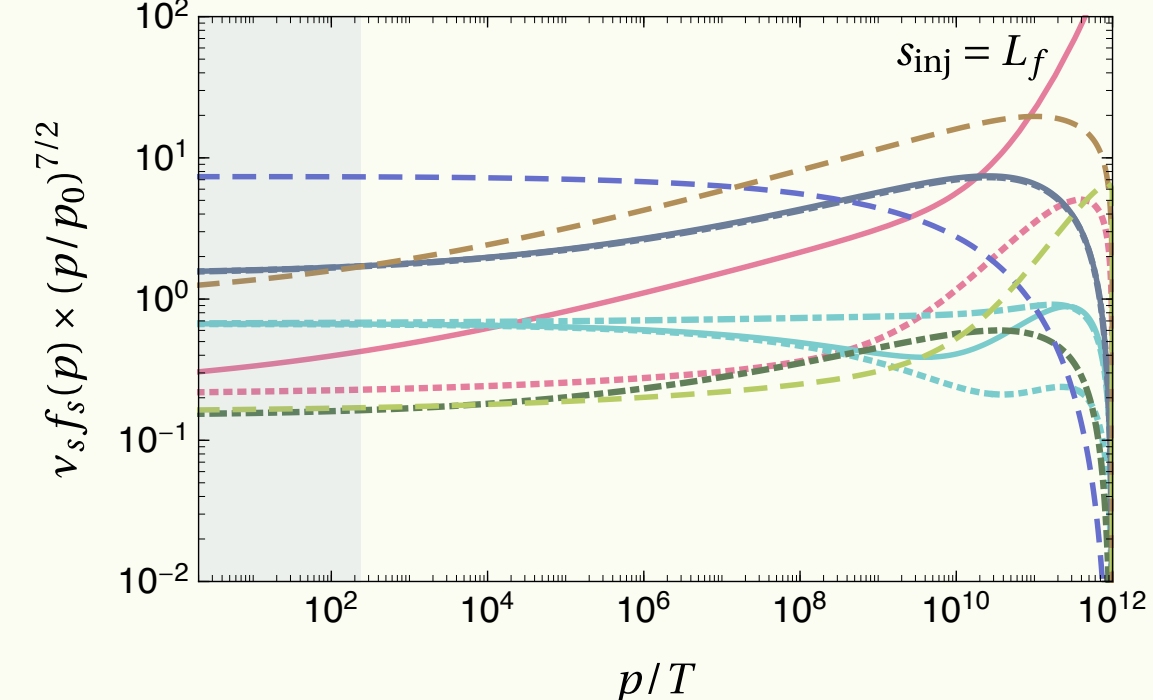
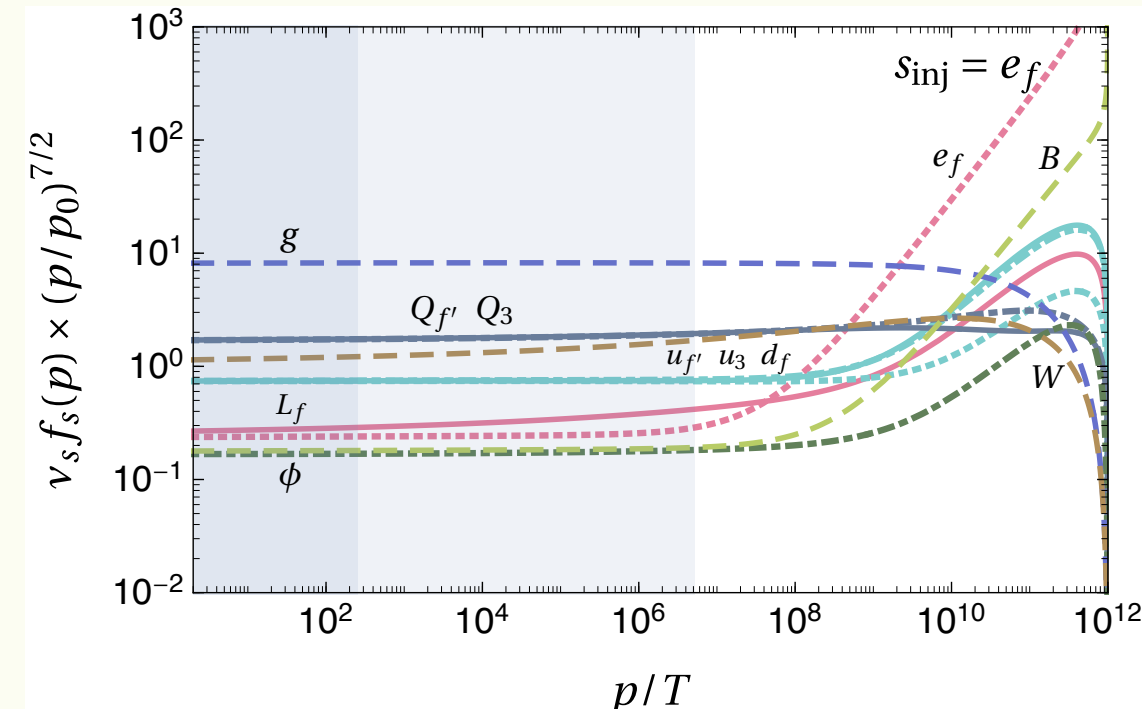
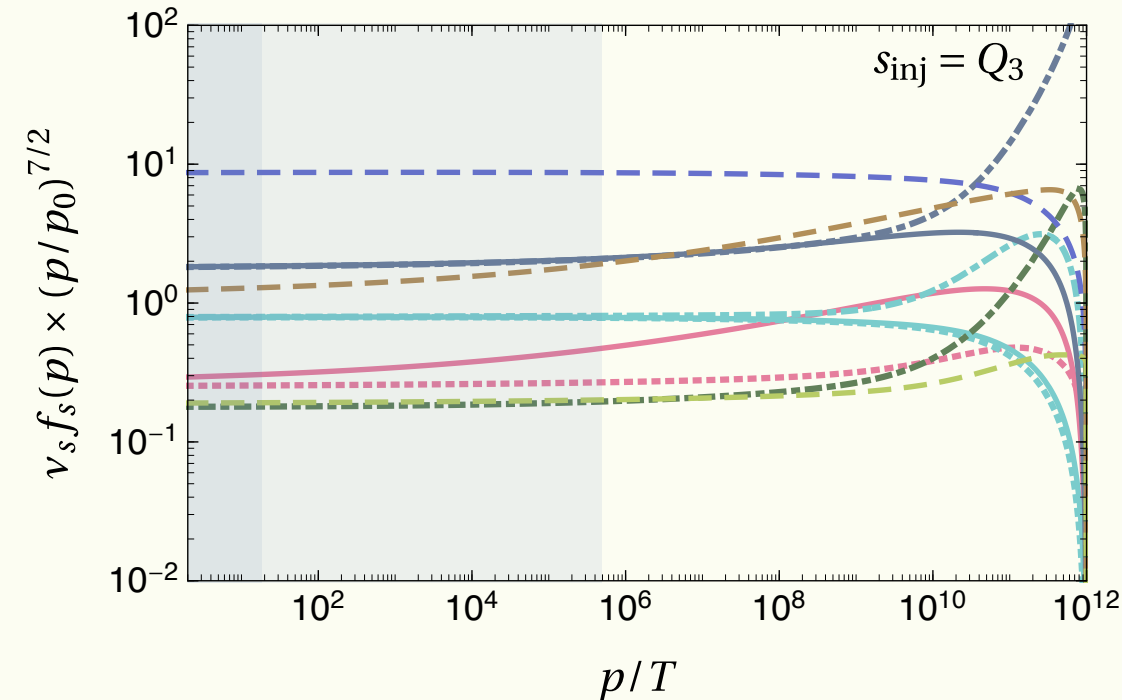
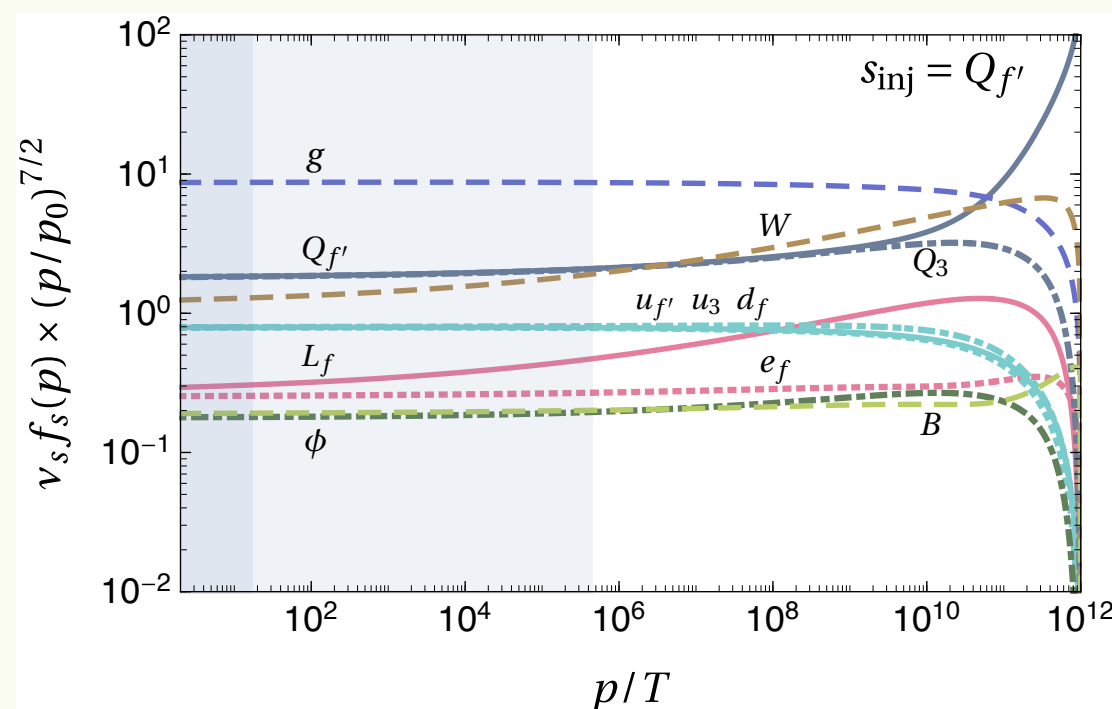
[KM, Yamada 2208.11708]

- Hard-tailの粒子種の割合はインフラトンの崩壊過程によらない

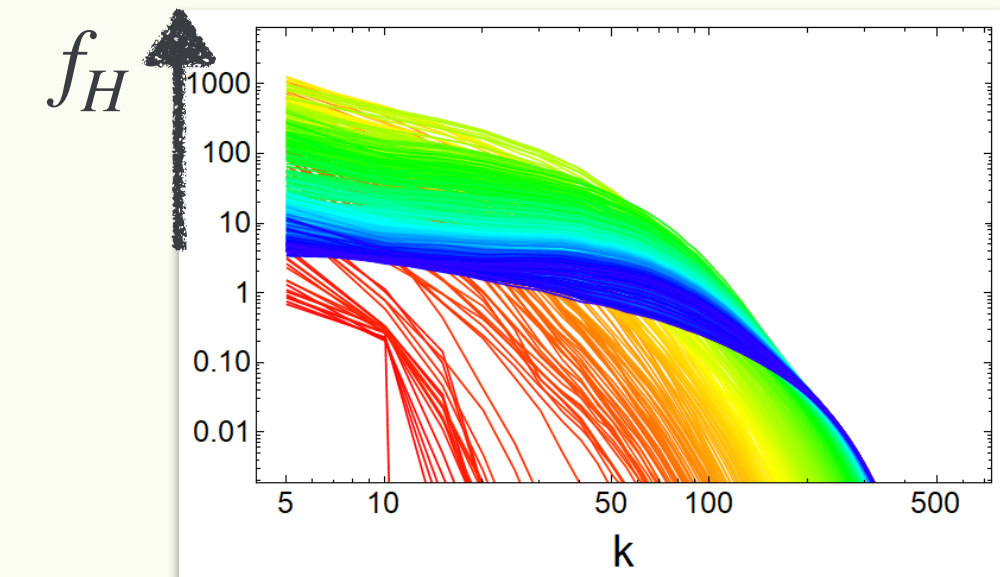


Hard-tailの普遍性

[**KM**, Yamada 2208.11708]

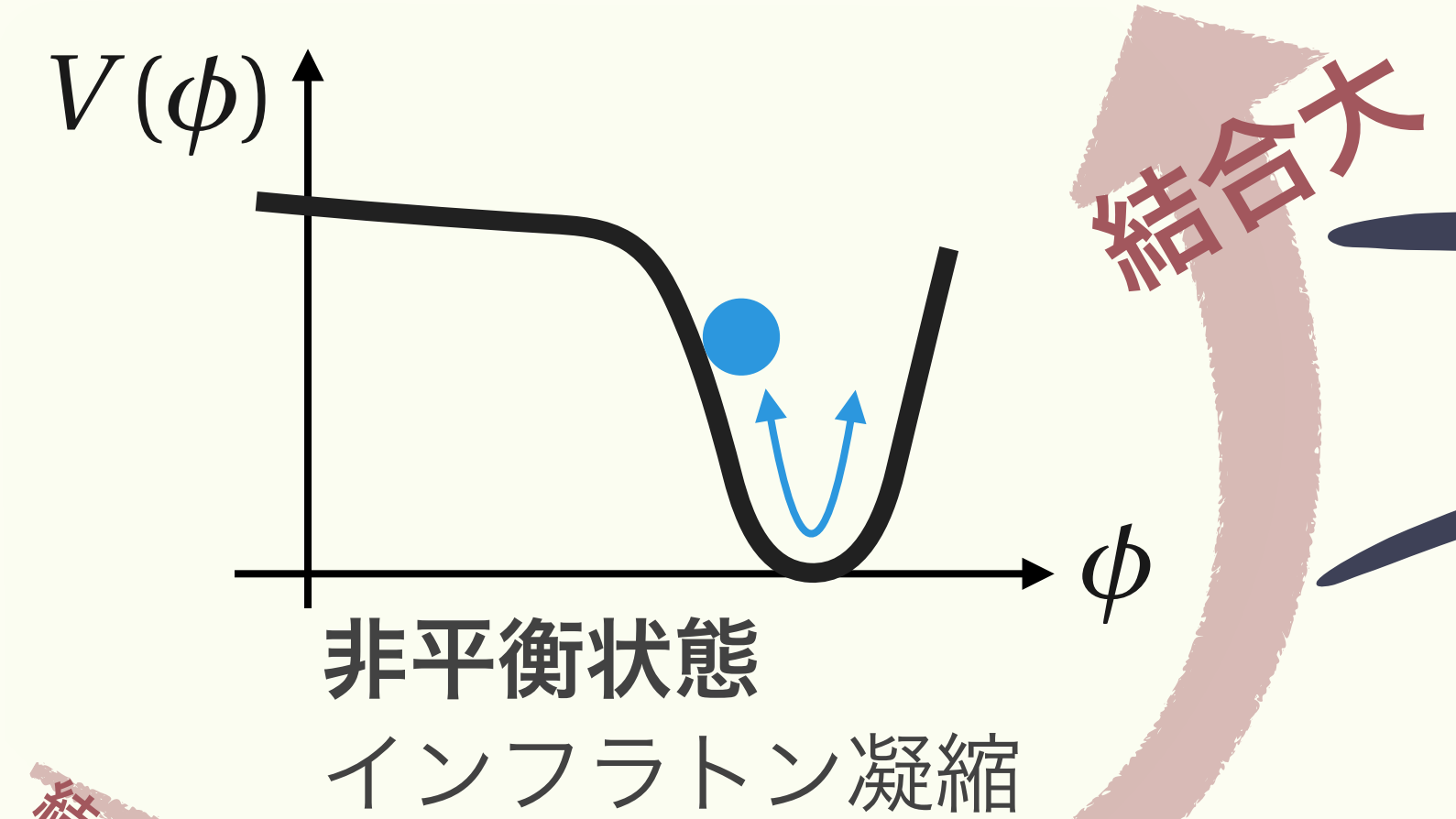


再加熱・熱化まとめ



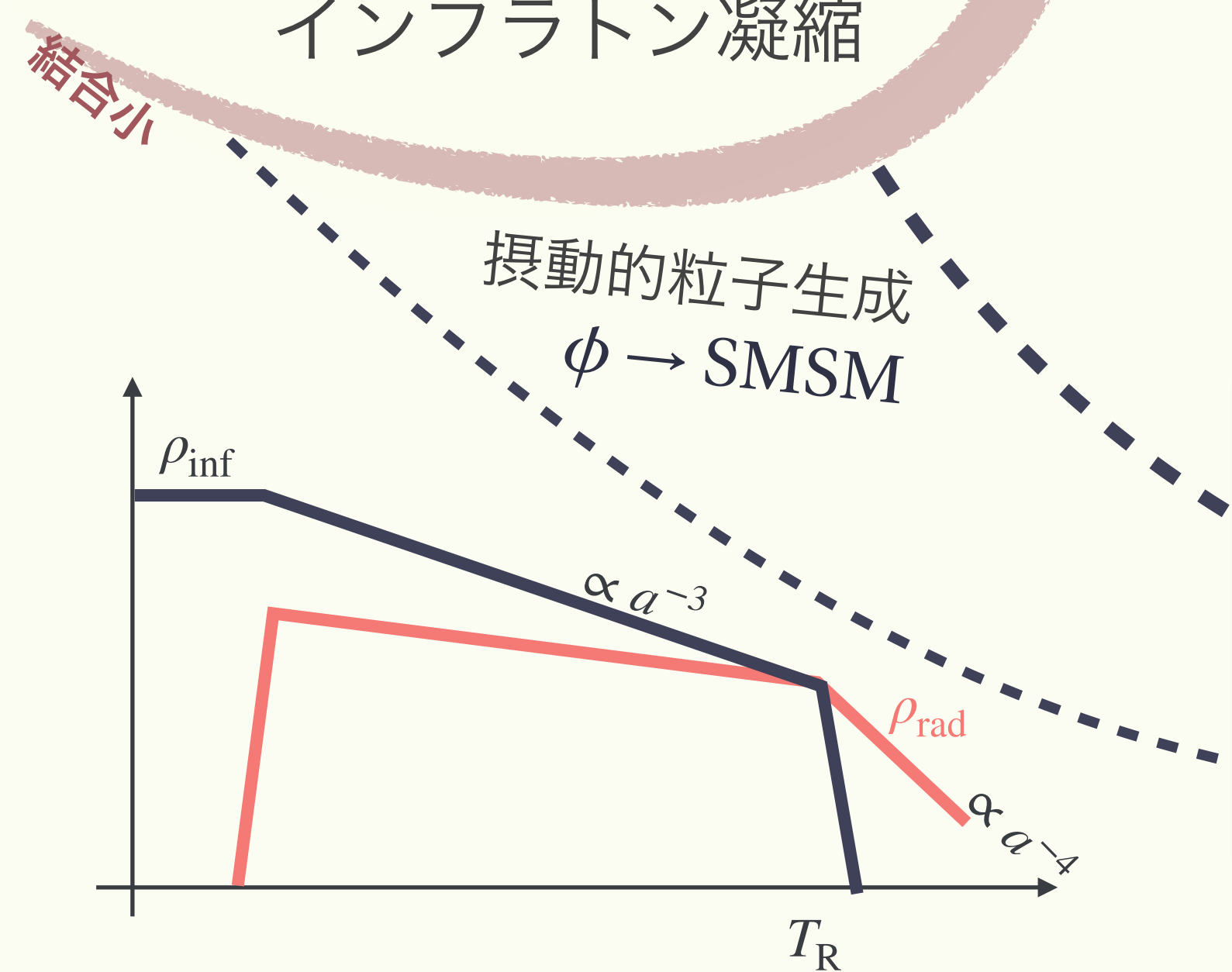
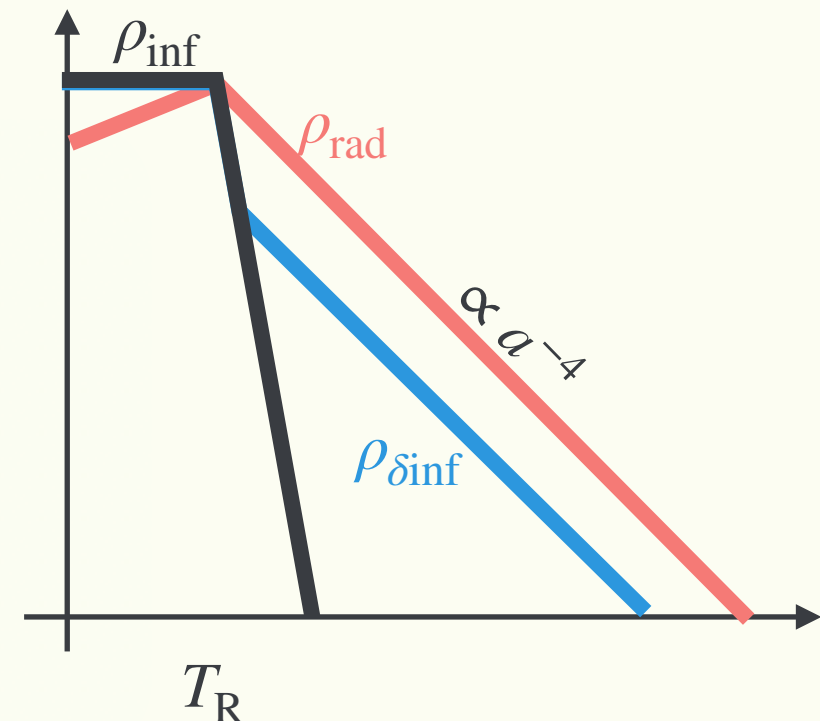
乱流熱化

分布関数のスケーリング則
インフラトンからの生成過程によらない分布関数
標準模型プラズマの指数は？

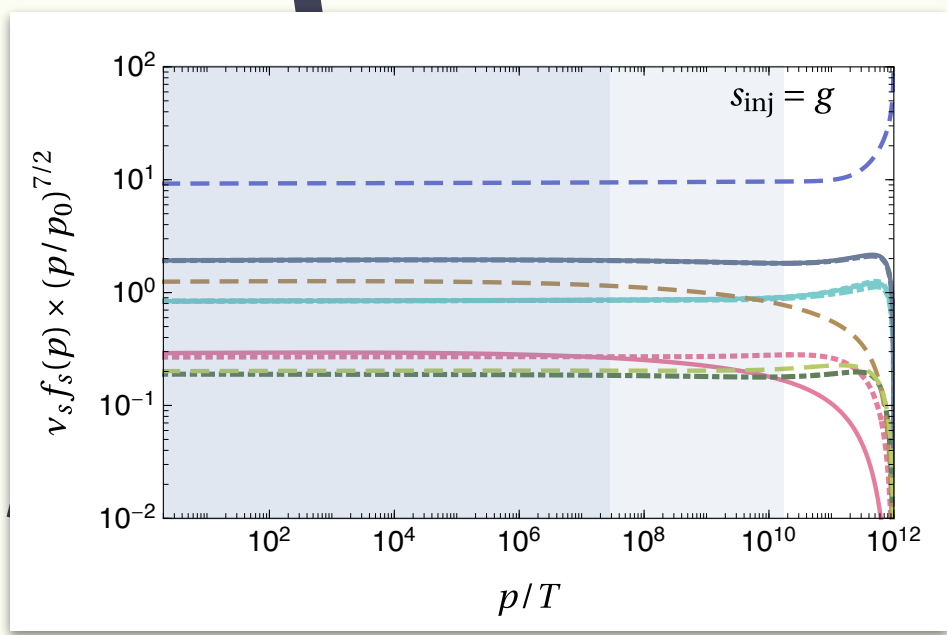
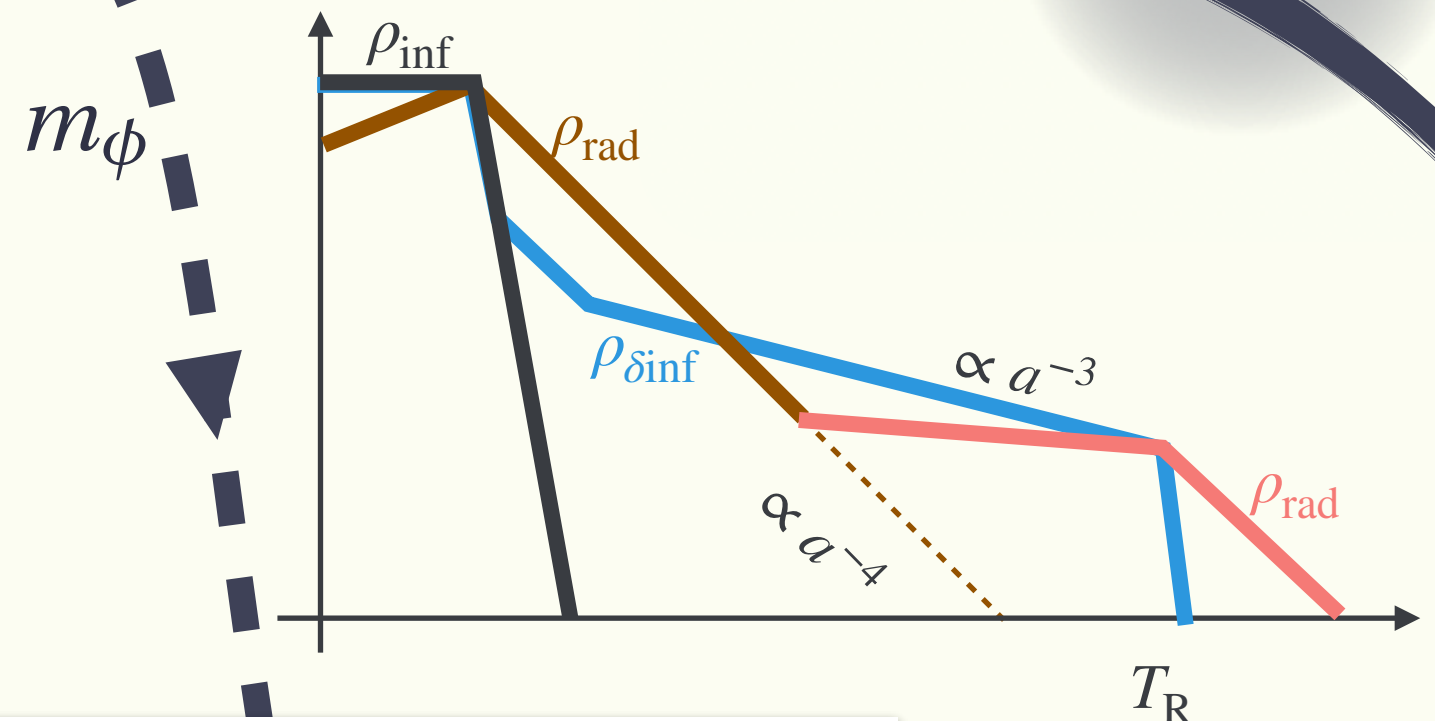


[Kofman, Linde, Starobinsky]
非摂動的粒子生成
 $\phi\phi \dots \rightarrow \text{SMSM}$

[Micha, Tkachev '04; Berges+ '08,...]
非熱的固定点



摂動的粒子生成
 $\phi \rightarrow \text{SMSM}$



高エネルギー粒子のカスケード

インフラトンからの生成過程によらない分布関数

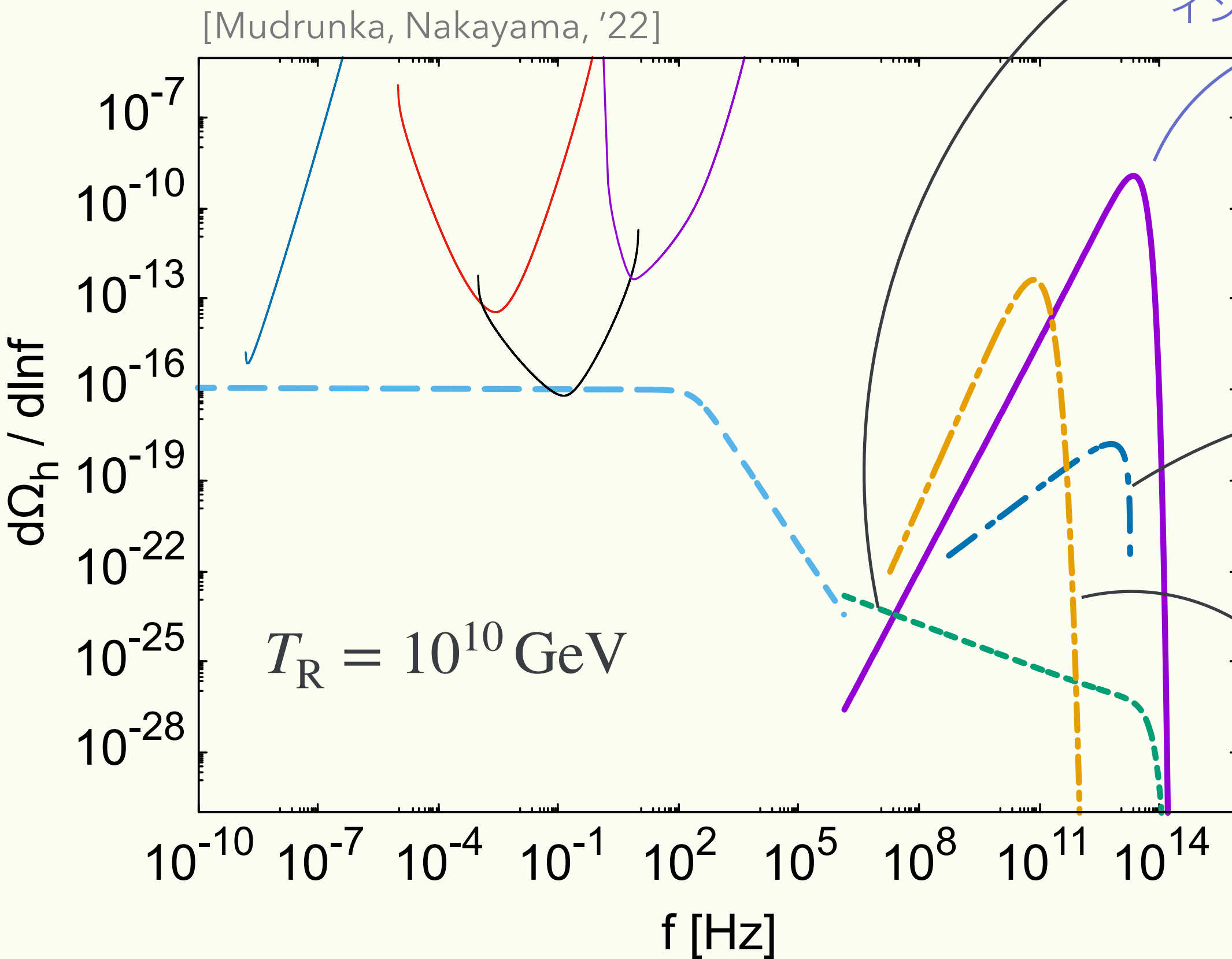
素粒子標準模型
+ ...

[KM, Harigaya 1312.3097; KM, Yamada, 2208.11708, 2402.14054]

Backup

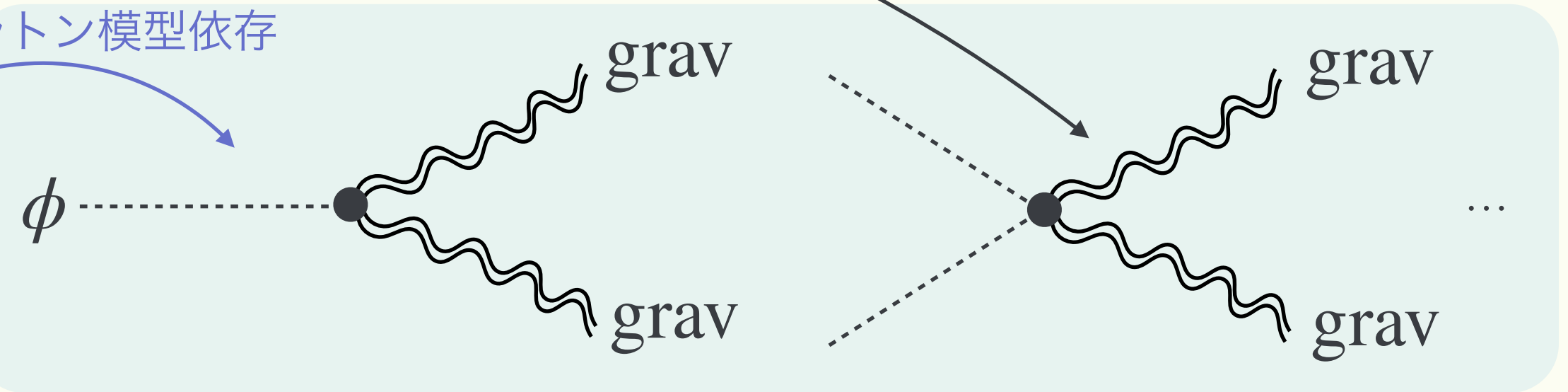
摂動的再加熱と高周波重力波

- 高周波重力波生成チャネル

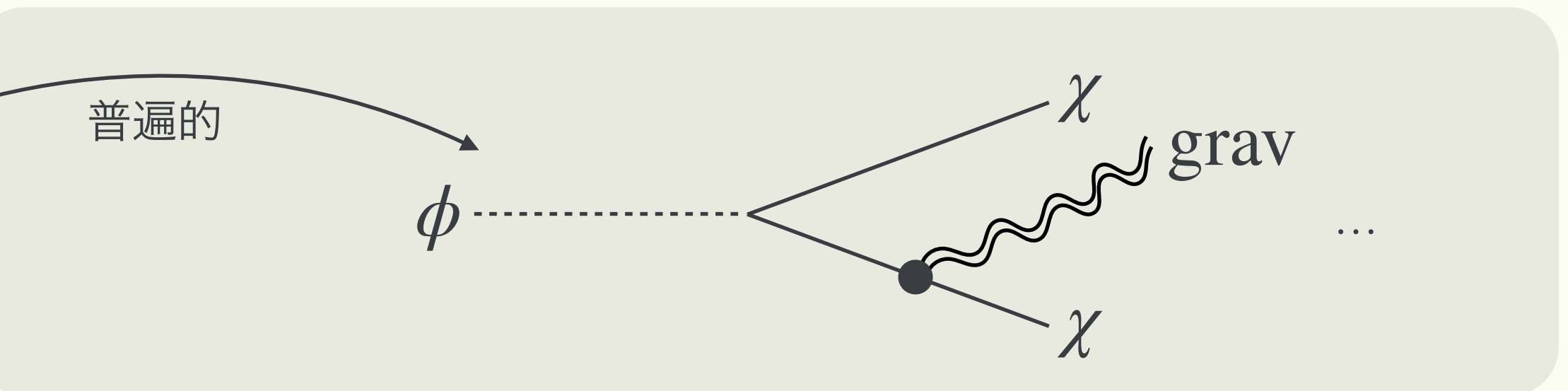


インフロン模型依存

普遍的



普遍的



熱プラズマからの生成
普遍的

