

再加熱過程と 暗黒物質・バリオン非対称性生成

向田 享平

CERN (Fellow) → KEK (助教 4月から)

Special thanks to T. Binder, Y. Ema, V. Domcke, K. Harigaya, B. von Harling, J. Harz, K. Kamada, M. Kawasaki, E. Morgante, K. Nakayama, K. Petraki, R. Sato, K. Schmitz, M. Yamada

0.

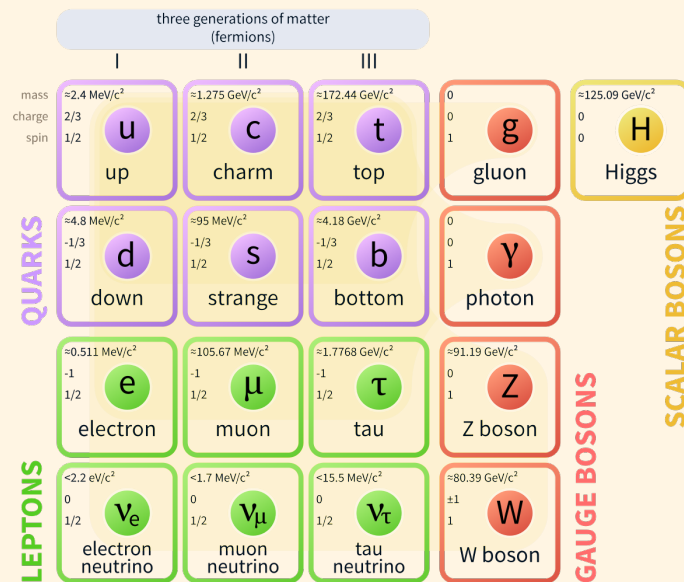
素粒子論的宇宙論 と非平衡多体系の物理

導入

素粒子論・初期宇宙論

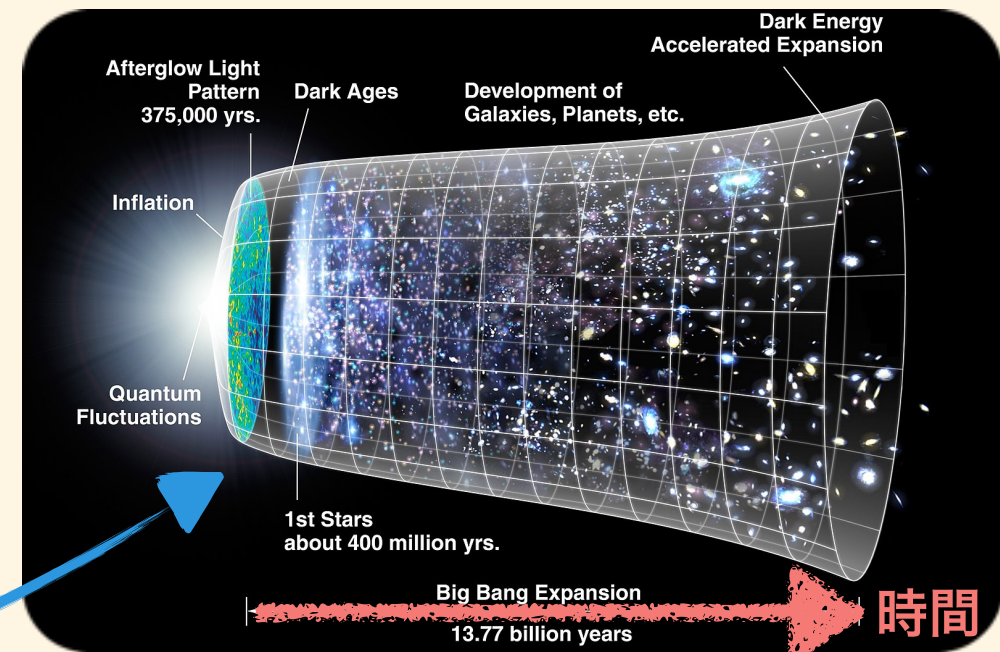
wikipedia

Standard Model of Elementary Particles



カイラル

$$U(1)_Y \times SU(2)_W \times SU(3)_C$$



NASA

導入

素粒子論・初期宇宙論

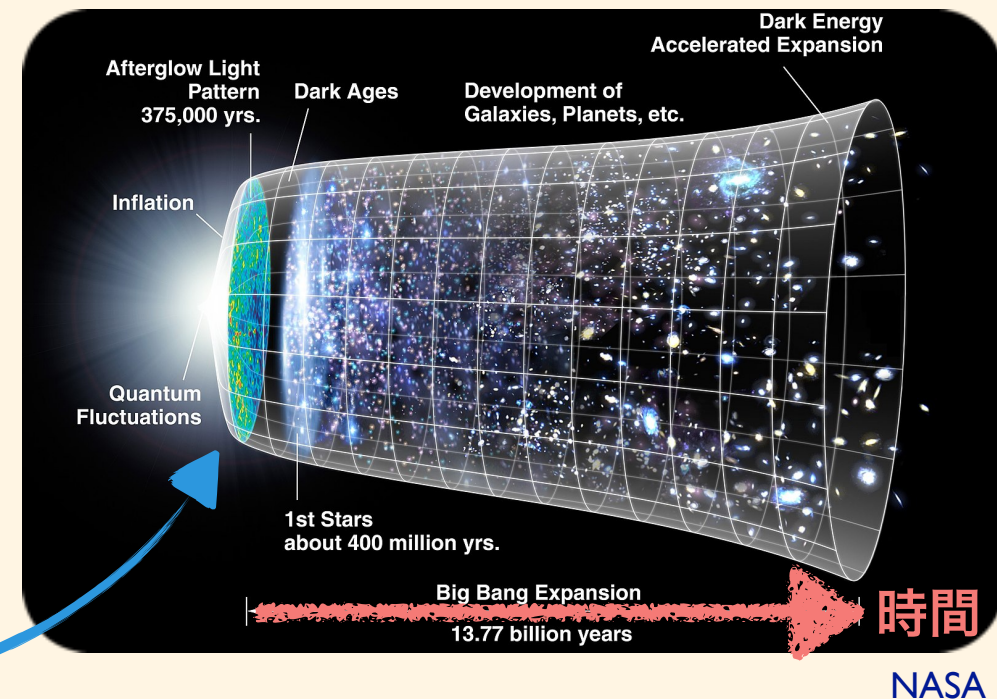
- ▶ **標準宇宙論の構成要素**が素粒子標準模型には無い

素粒子標準模型で説明できないこと

インフレーション
バリオン非対称性
暗黒物質
 ν 質量

強いCP問題
階層性問題
ゲージ群構造
世代構造

→ “Beyond Standard Model”を示唆.



◎ 高エネルギー理論の実験室としての初期宇宙

- 観測された宇宙を説明できるか？ 観測可能な痕跡を残していないか？

非平衡多体系の物理をおさえておきたい.

導入

素粒子論・初期宇宙論と非平衡多体系の物理

▶ 宇宙の熱史と非平衡多体系

- 宇宙の時間発展のスケール

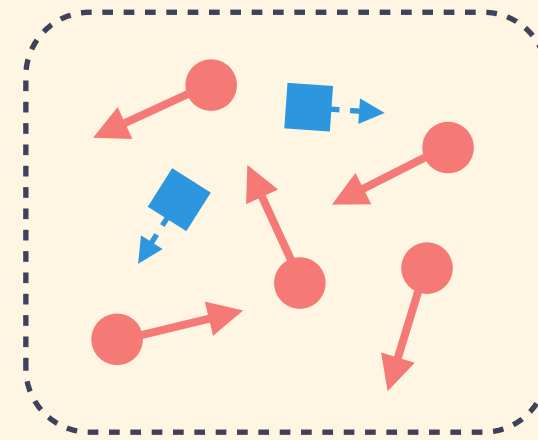
Hubble parameter : $H \equiv \frac{\dot{a}}{a}$

Friedmann方程式 (Einstein方程式)

$$H^2 = \frac{\rho}{3M_{\text{Pl}}^2}$$

← エネルギー密度
relativistic plasma $H \sim T^2/M_{\text{Pl}}$

- 素粒子プラズマ間の相互作用



●の相互作用/時間 $\Gamma_{\bullet}$

■の相互作用/時間 $\Gamma_{\blacksquare}$

$$\Gamma_{\bullet} \gg \Gamma_{\blacksquare}$$

- ガモフの基準：宇宙膨張 (H) v.s. 相互作用 (Γ)

熱平衡状態 (結合)

$$\Gamma > H$$

非熱平衡状態 (脱結合)

$$\Gamma < H$$

relativistic plasma : $\Gamma \sim \alpha^2 T$ v.s. $H \sim T^2/M_{\text{Pl}}$

non-relativistic : $\Gamma \sim (mT)^{3/2} e^{-m/T} \alpha^2/m^2$

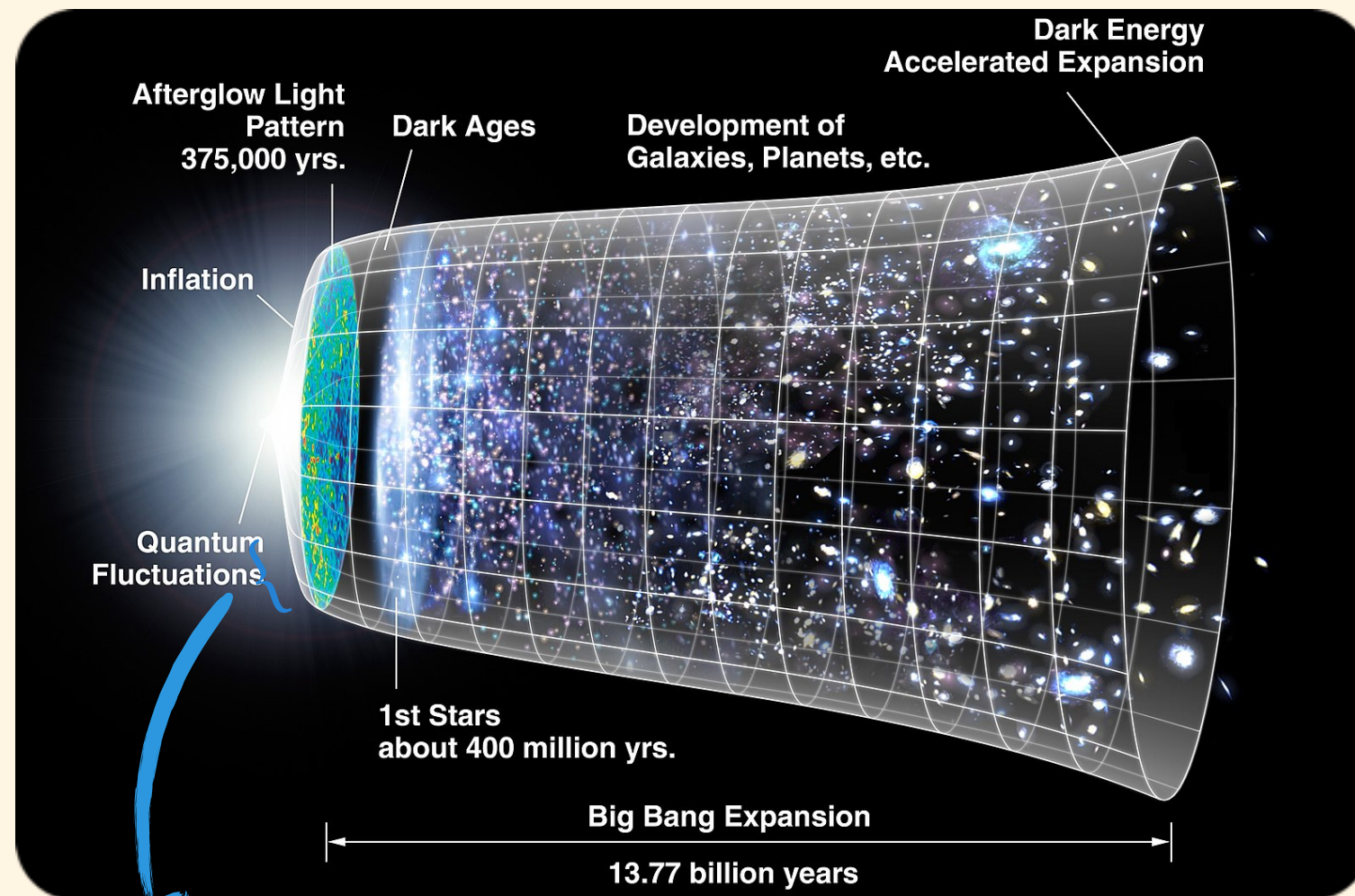
➡ 時間発展に応じて相互作用が結合・脱結合していく.

非平衡過程が宇宙の時間発展を理解する上で重要.

導入

今日話すこと

NASA



インフレーション

ビッグバン軽元素合成 (Is)

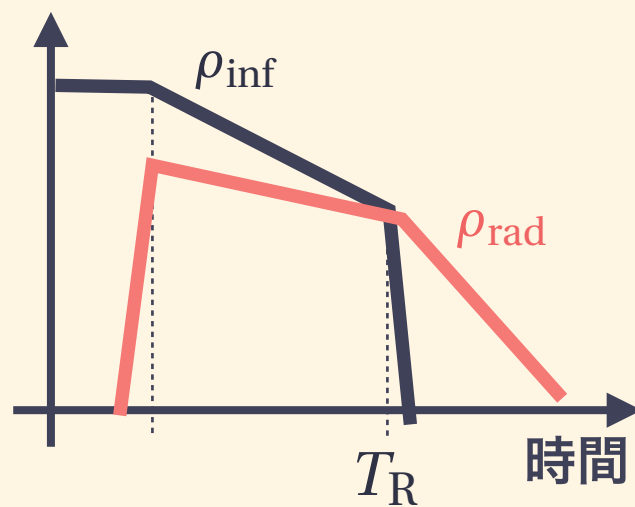
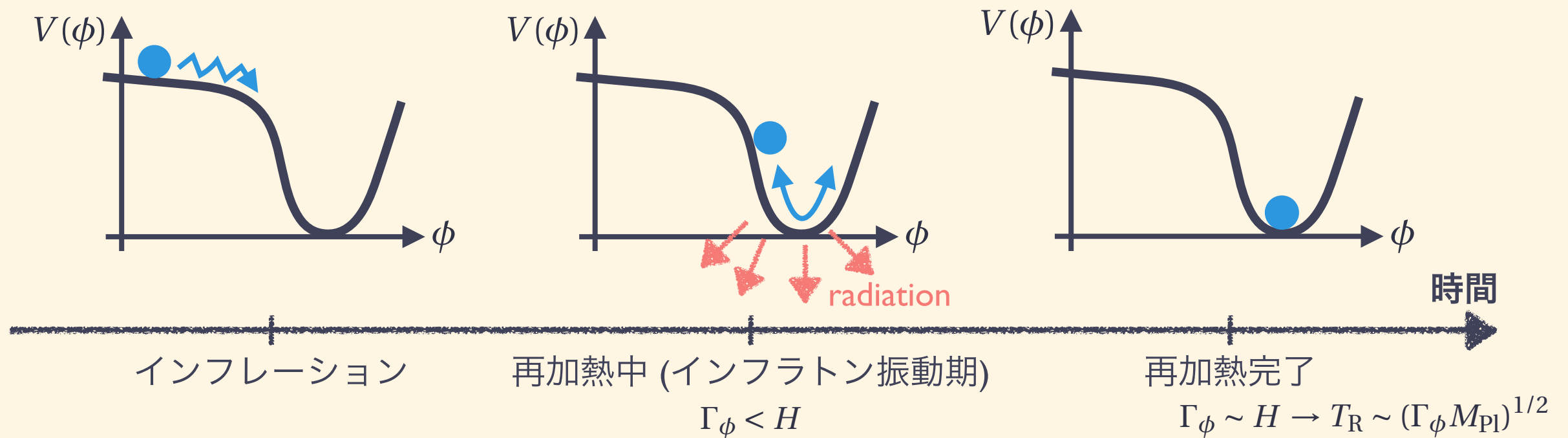
1. 再加熱過程
2. 暗黒物質生成
3. バリオン非対称性生成

1.

再加熱過程

再加熱過程

インフレーション後の熱い宇宙の生成過程



▶ 観測的に分かっていることはほとんどない.

$$10^{16} \text{ GeV} \gtrsim T_R \gg T_{\text{BBN}} \sim 1 \text{ MeV}$$

▶ 再加熱過程の特に何が知りたいか？

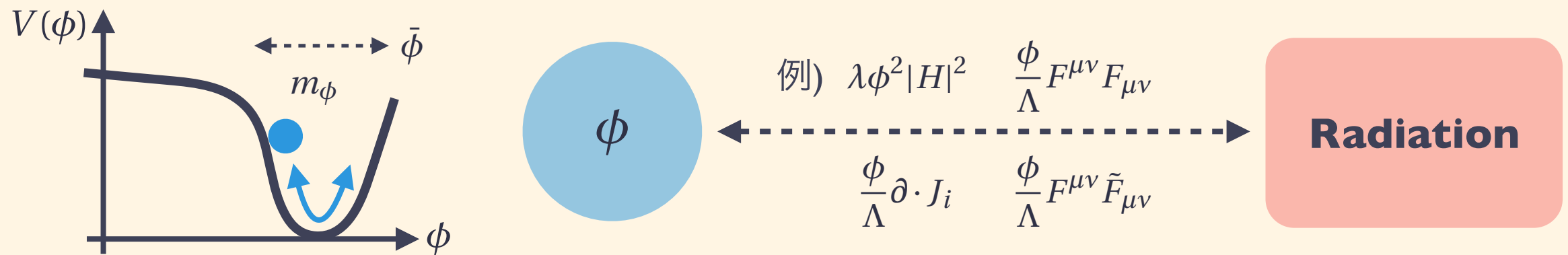
- 粒子生成とその熱化は？ 宇宙の最高温度は？
- 再加熱完了時の宇宙の温度, i.e., **再加熱温度 (T_R)**は？

→ 暗黒物質・バリオン非対称性生成に影響を与える (後述).

再加熱過程

インフラトン振動期と粒子生成

- ▶ インフラトンと”radiation”の間に相互作用が必要.



▶ 非摂動的粒子生成と摂動的粒子生成

- 生成される粒子の分散関係が時間依存 例) $\lambda\phi^2|H|^2 \longrightarrow \omega_k(t) \simeq \sqrt{k^2 + \lambda\bar{\phi}^2 \cos^2(m_\phi t)}$

Adiabaticity

$$\epsilon \equiv \left| \frac{\dot{\omega}_k(t)}{\omega_k^2(t)} \right|$$

$\epsilon \gg 1$: 非摂動的粒子生成 例) $\phi\phi\phi \cdots \rightarrow H^\dagger H + \cdots$

(broad resonance, tachyonic resonance,...)

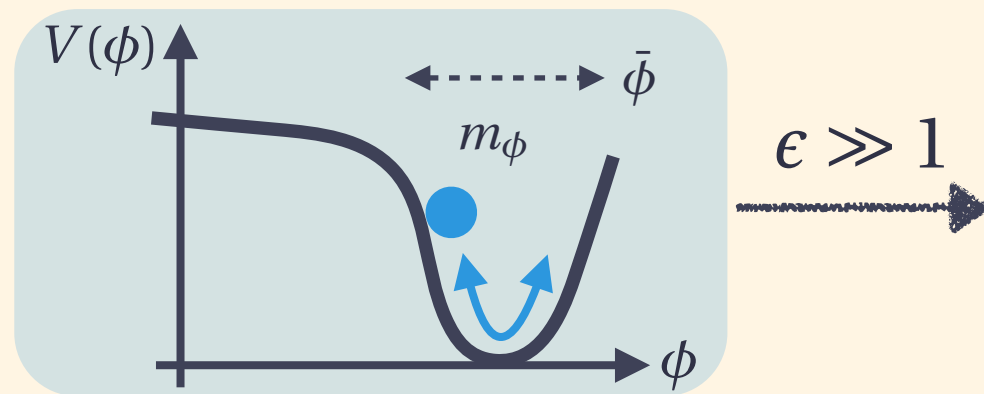
e.g., Kofman, Linde, Starobinsky 9704452

$\epsilon \ll 1$: 摂動的粒子生成 例) $\phi\phi \rightarrow H^\dagger H$

再加熱過程

再加熱完了までの過程

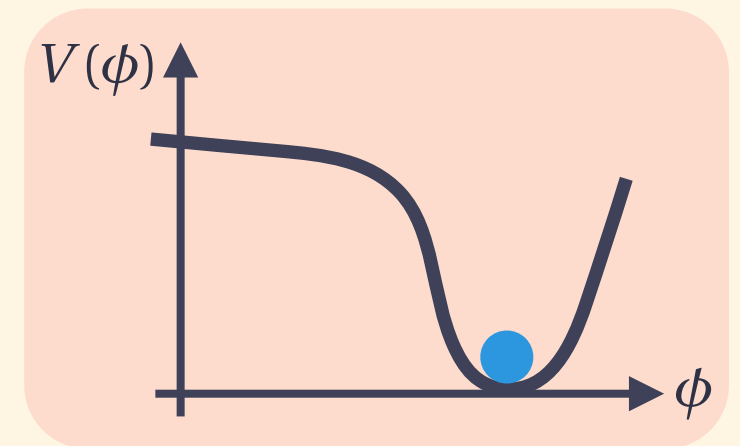
- ▶ 時間発展の典型的な描像 (詳細は強く模型依存)



- 非摂動的粒子生成

$\epsilon \ll 1$ ↓

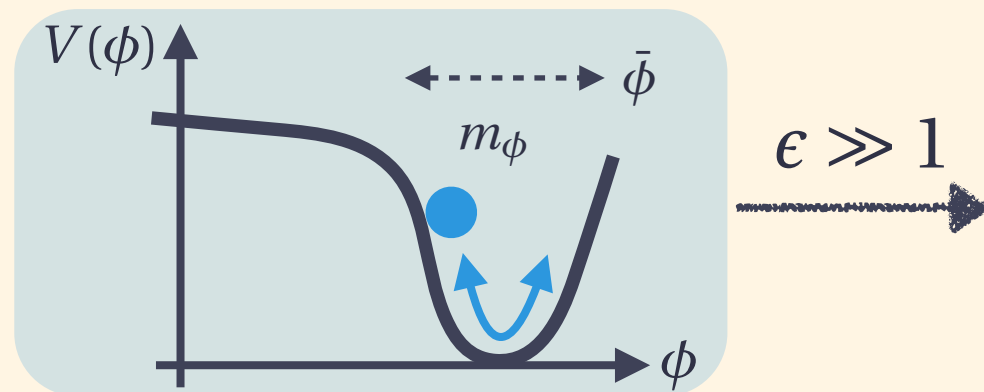
- 摂動的粒子生成



再加熱過程

再加熱完了までの過程

- ▶ 時間発展の典型的な描像 (詳細は強く模型依存)



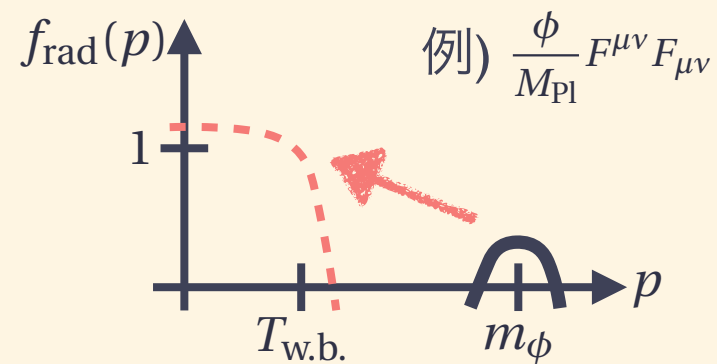
- 非摂動的粒子生成

$\epsilon \ll 1$

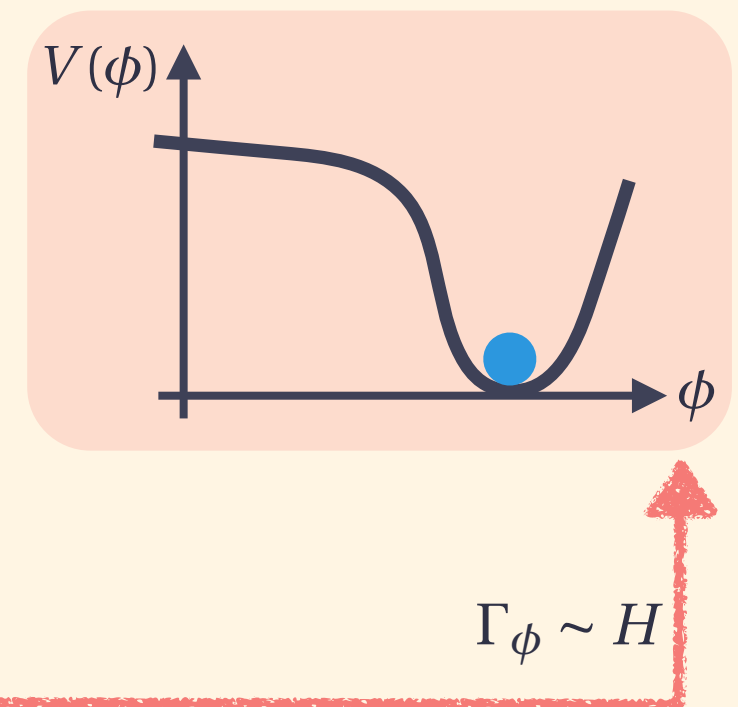
- 摂動的粒子生成 $\xrightarrow{m_\phi \ll T_{\text{w.b.}}}$

$m_\phi \gg T_{\text{w.b.}}$

Planck-suppressed相互作用など



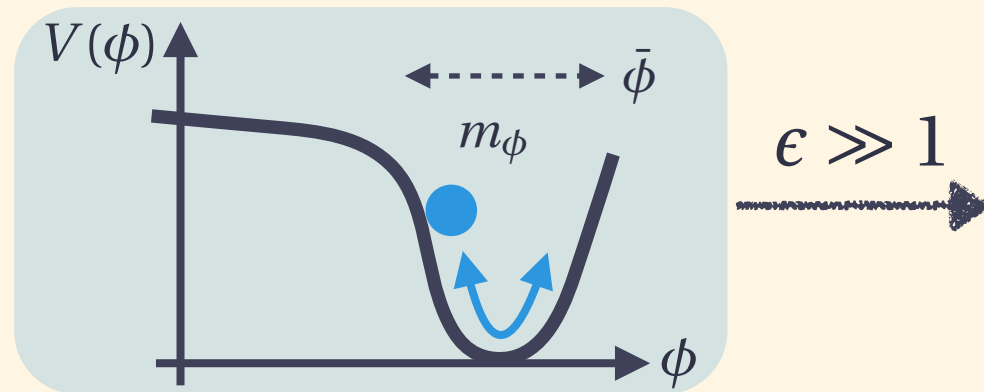
KM+ 1312.3097, 1402.2846



再加熱過程

再加熱完了までの過程

- ▶ 時間発展の典型的な描像 (詳細は強く模型依存)



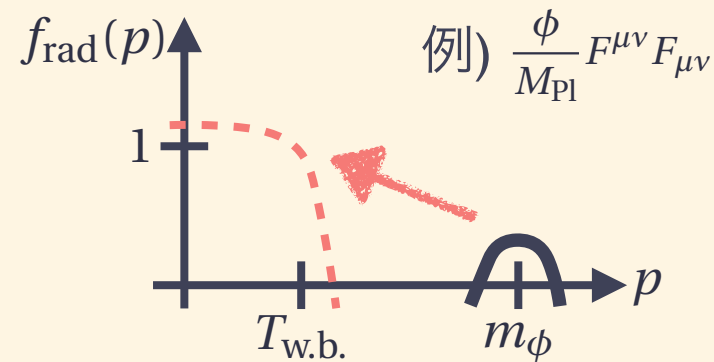
- 非摂動的粒子生成

$\epsilon \ll 1$

- 摂動的粒子生成 $m_\phi \ll T_{w.b.}$

$m_\phi \gg T_{w.b.}$

Planck-suppressed相互作用など

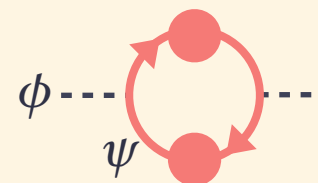


例) $\frac{\phi}{M_{\text{Pl}}} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu}$

KM+ 1312.3097, 1402.2846

インフラトンの崩壊率 (Γ_ϕ)
→ 多体効果が無視できない.

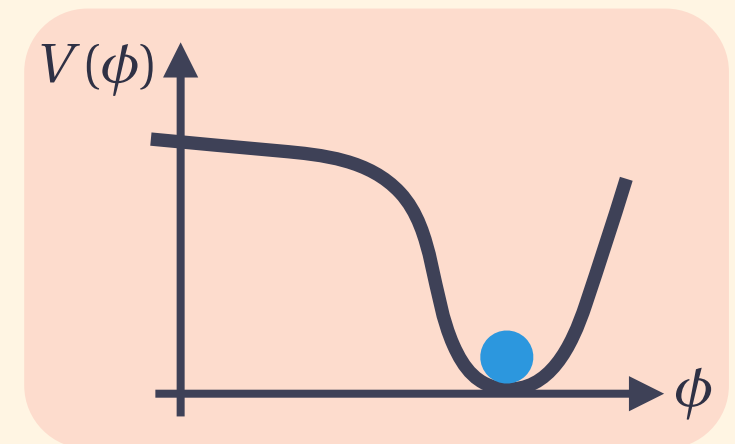
例) $y\phi\bar{\psi}\psi$



$\Gamma_\phi \sim y^2 m_\phi$
真空

$\Gamma_\phi(T) \sim y^2 \alpha T$
有限温度

KM, Nakayama 1208.3399, 1212.4985



$\Gamma_\phi(T) \sim H$

$\Gamma_\phi \sim H$

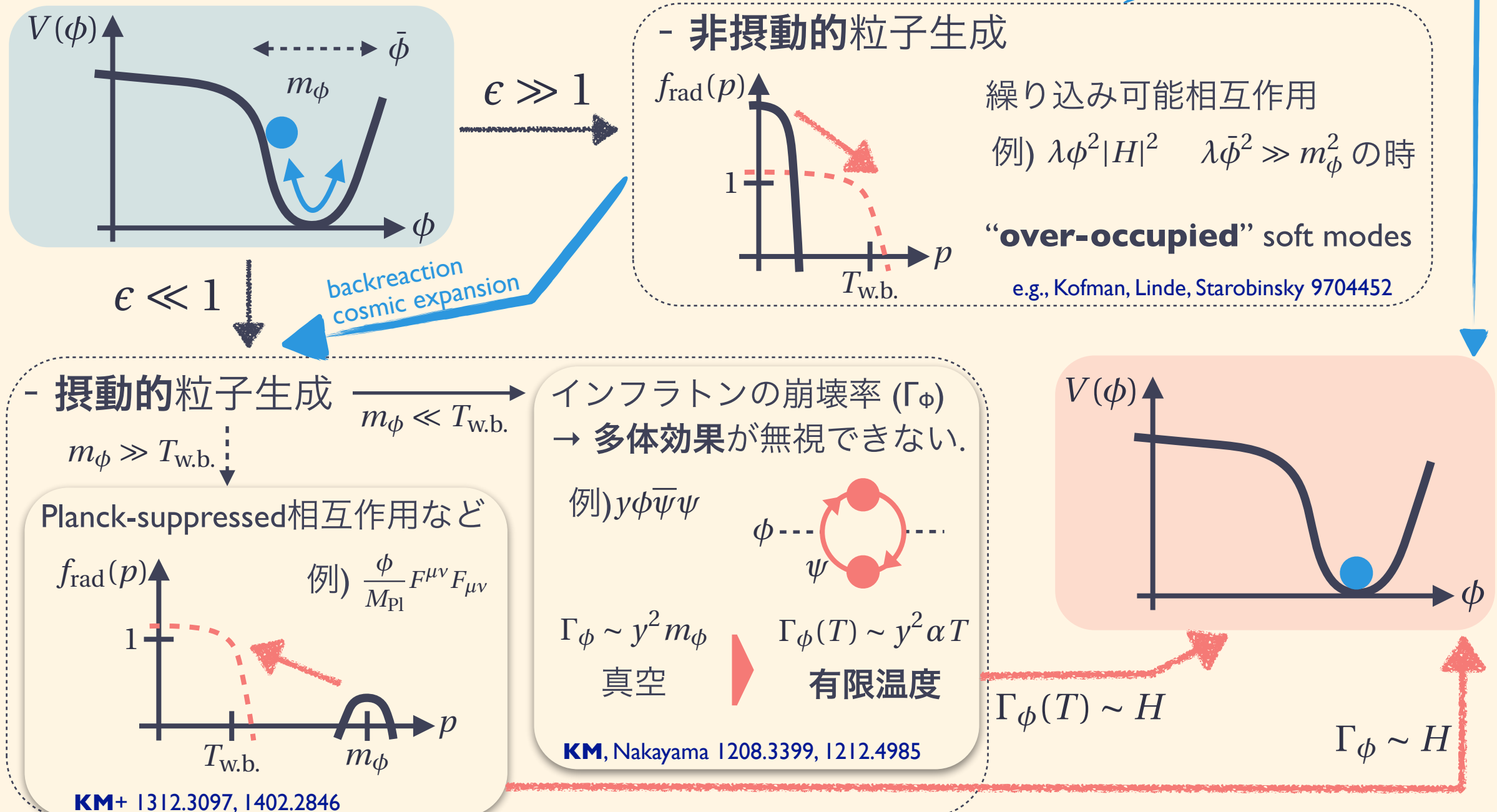
再加熱過程

再加熱完了までの過程

Micha, Tkachev 0403101
Berges, Sexty 1201.0687

- ▶ 時間発展の典型的な描像 (詳細は強く模型依存)

Turbulent thermalization



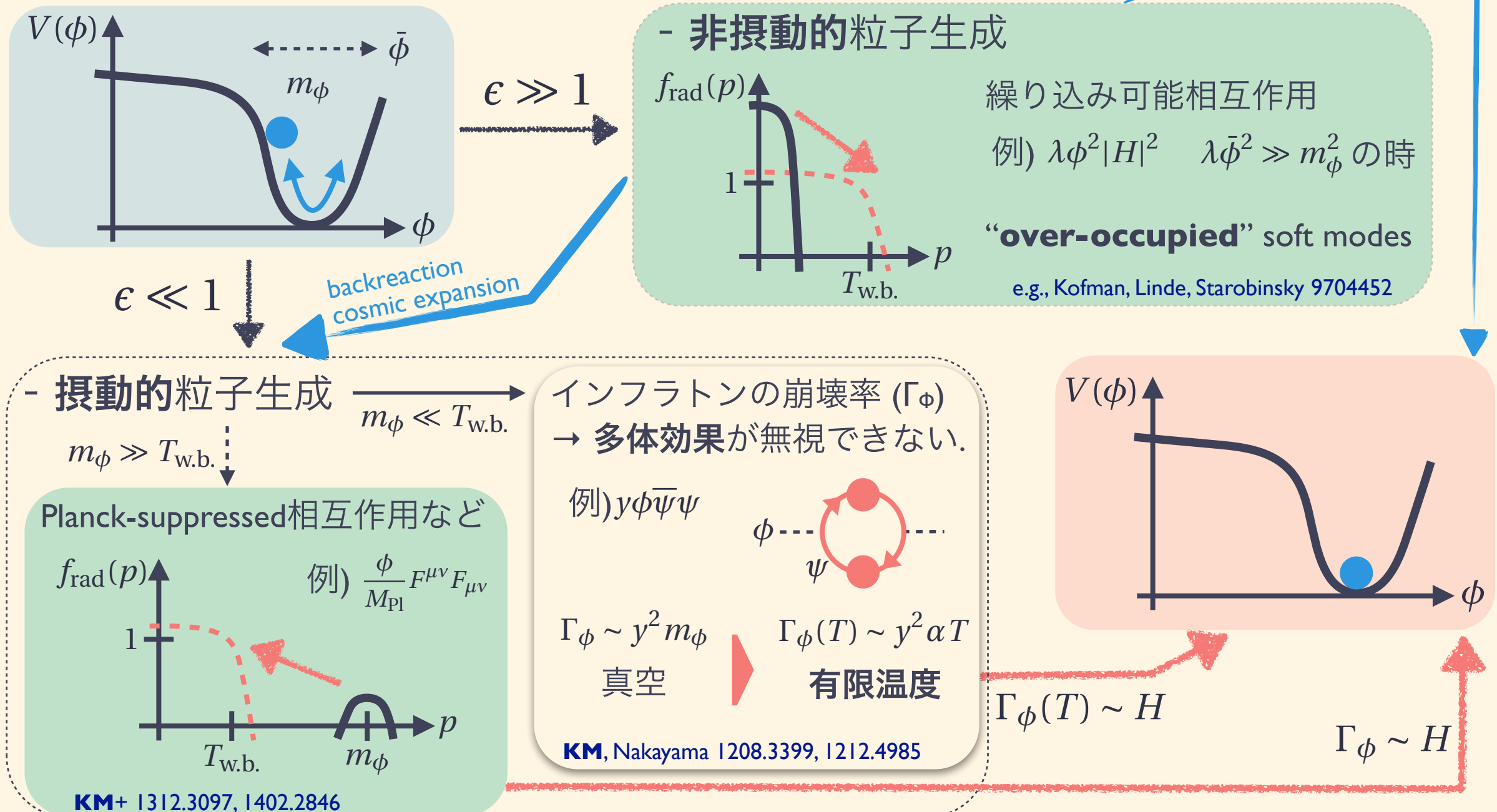
再加熱過程

再加熱完了までの過程

Micha, Tkachev 0403101
Berges, Sexty 1201.0687

- ▶ 時間発展の典型的な描像 (詳細は強く模型依存)

Turbulent thermalization



2.

暗黒物質生成

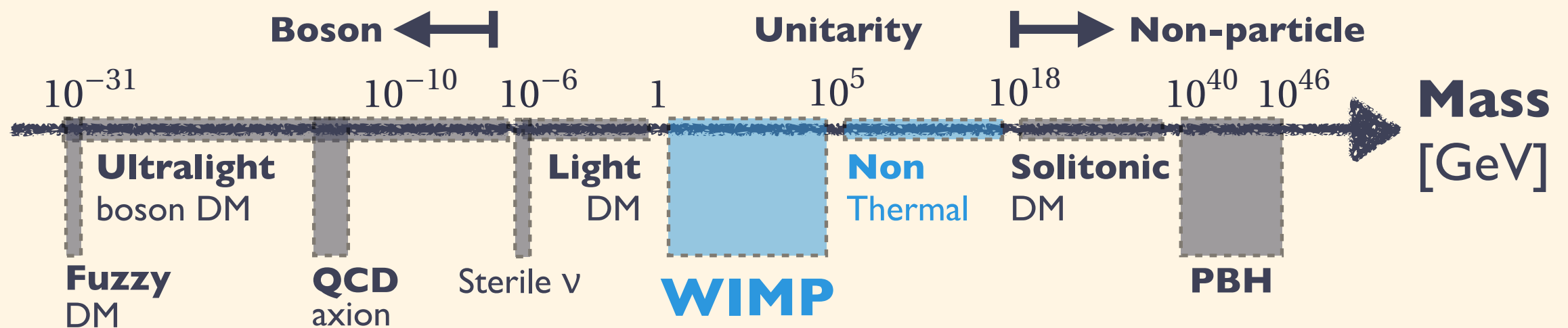
暗黒物質とは？

分かっていること

- ▶ 重力で相互作用する, non-luminous/non-baryonic
- ▶ 安定, もしくは寿命が宇宙年齢より長い
- ▶ 現在の宇宙における残存量 (~1%の精度): $\Omega_{\text{DM}} h^2 = 0.1200(12)$ Planck 2018

しかし多くの性質はまだ分かっていない

- ▶ 観測的に許される質量の範囲

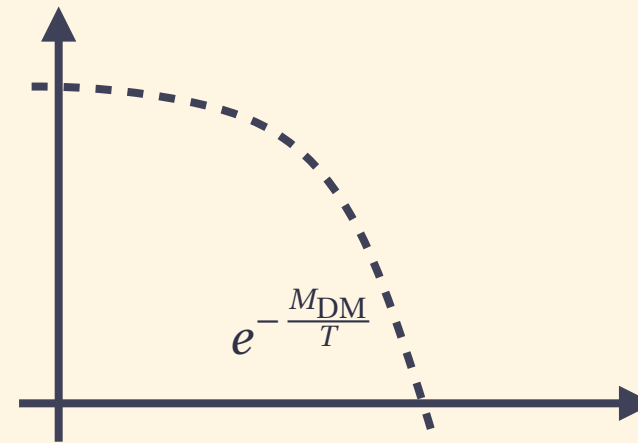
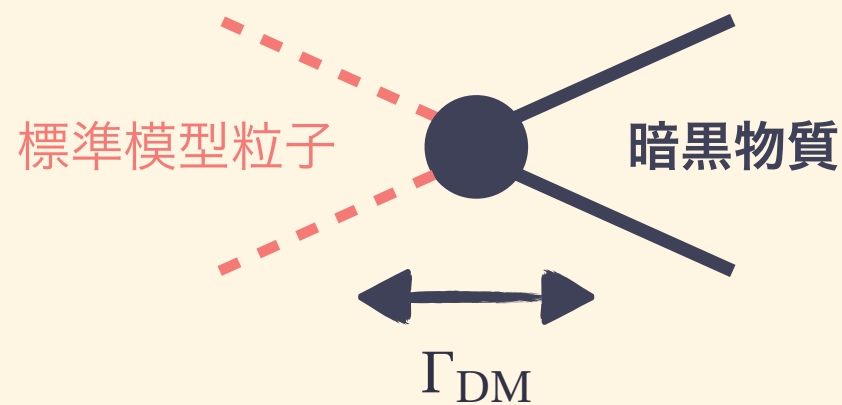


cf) 千草さんのトーク

WIMP仮説

Weakly Interacting Massive Particle (WIMP)

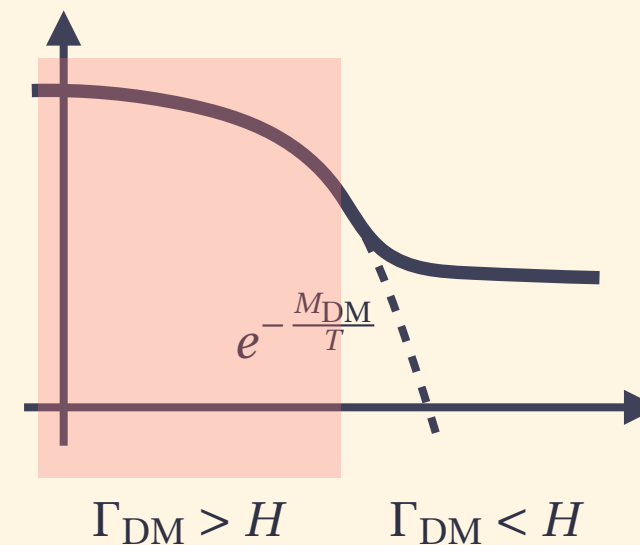
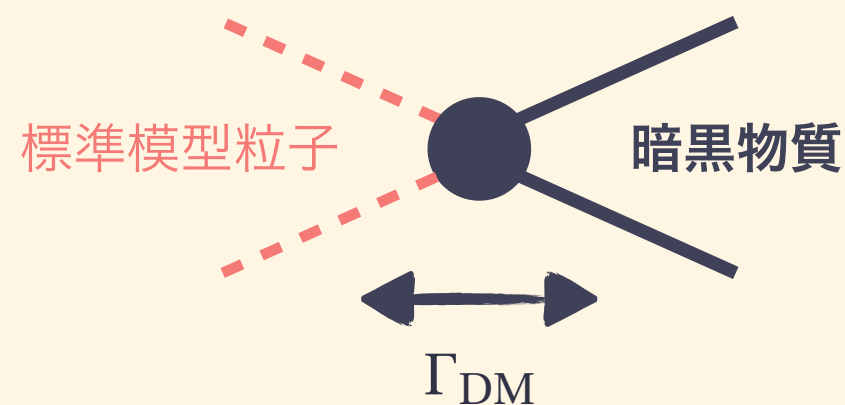
- ▶ “**Thermal freeze-out**” で暗黒物質残存量が決まる.



WIMP仮説

Weakly Interacting Massive Particle (WIMP)

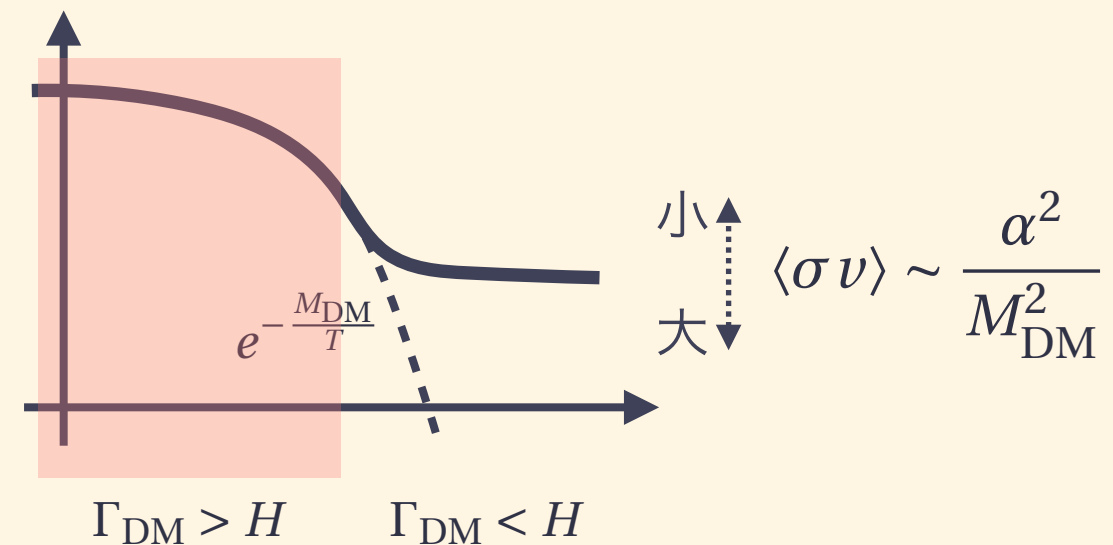
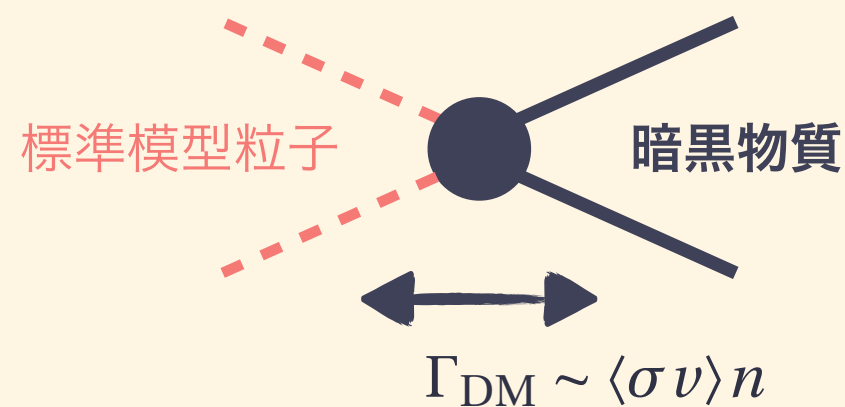
- ▶ “**Thermal freeze-out**” で暗黒物質残存量が決まる.



WIMP仮説

Weakly Interacting Massive Particle (WIMP)

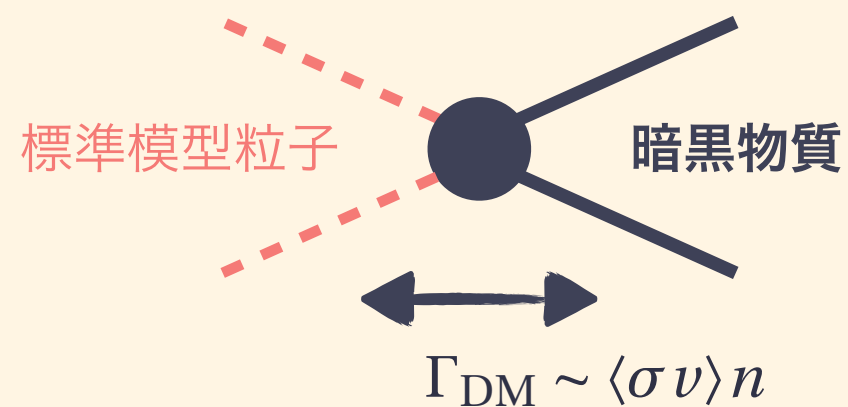
- ▶ “**Thermal freeze-out**” で暗黒物質残存量が決まる.



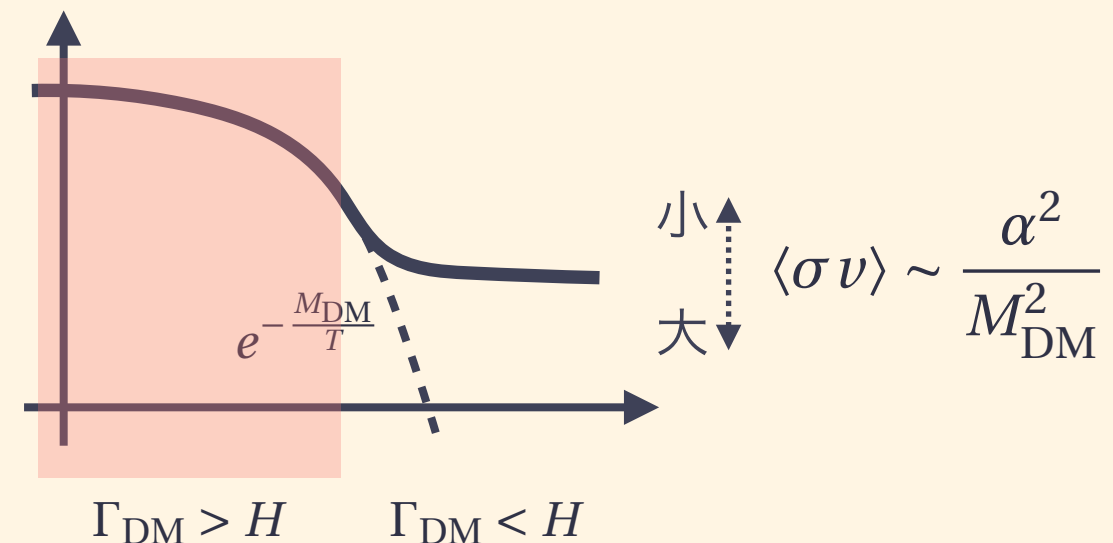
WIMP仮説

Weakly Interacting Massive Particle (WIMP)

- ▶ “**Thermal freeze-out**” で暗黒物質残存量が決まる.



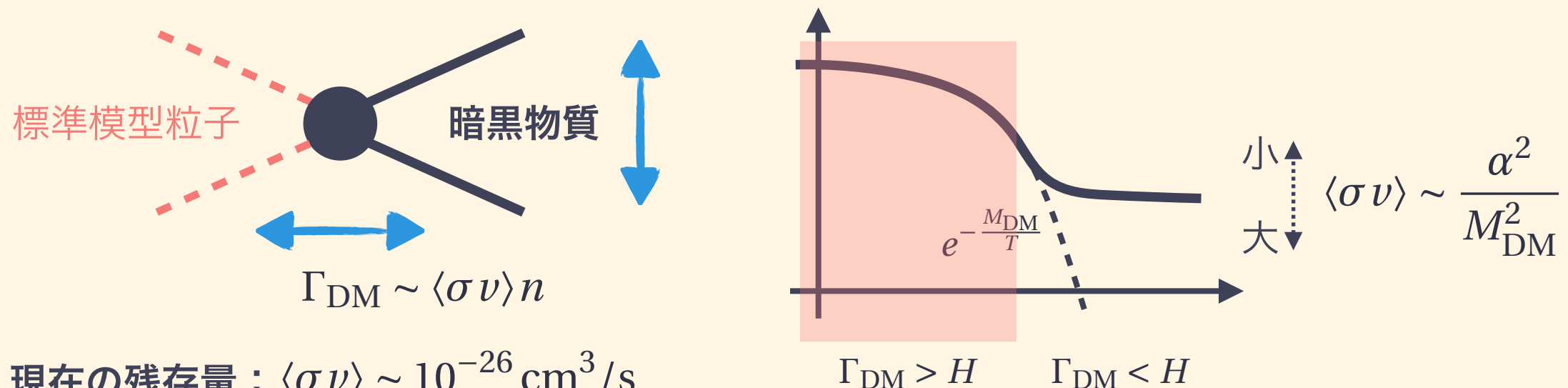
現在の残存量： $\langle \sigma v \rangle \sim 10^{-26} \text{ cm}^3/\text{s}$



WIMP仮説

Weakly Interacting Massive Particle (WIMP)

▶ “**Thermal freeze-out**” で暗黒物質残存量が決まる.



- O(1) GeV — O(100) TeV 程度の暗黒物質質量が示唆される.
- 同じ相互作用を直接・間接検出実験や加速器実験でプローブできる.

➡ 残存量を観測値と同じ精度(~1%)で理論計算したい.

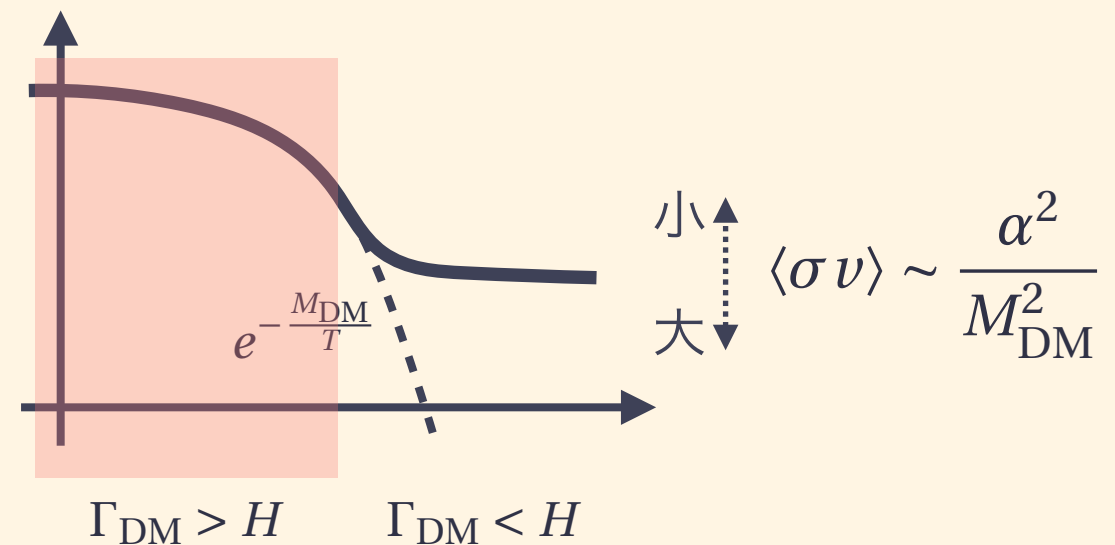
- 標準模型プラズマからの多体補正も考慮に入れる必要がある.

WIMP仮説

WIMP残存量に対する多体補正

- ▶ “**Thermal freeze-out**” で暗黒物質残存量が決まる.

Γ_{DM} v.s. H

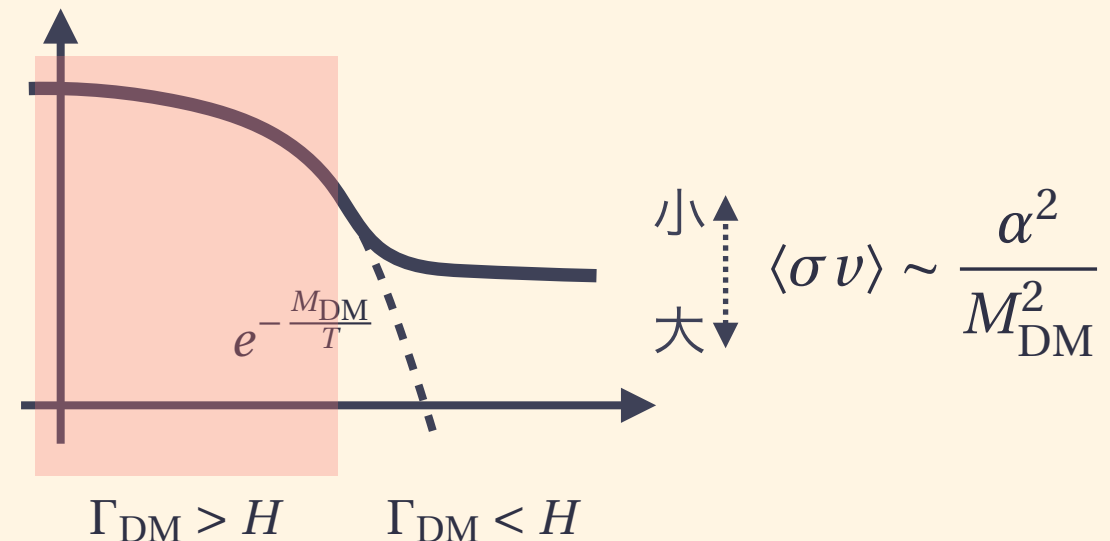


WIMP仮説

WIMP残存量に対する多体補正

▶ “**Thermal freeze-out**” で暗黒物質残存量が決まる.

Γ_{DM} v.s. H



Hubble parameter (H) に対する補正

Hindmarsh, Philipsen 0501232, Saikawa, Shirai 2005.03544

Friedmann方程式 $H^2 = \frac{1}{3M_{\text{Pl}}^2} \rho(T)$

w/ $\rho(T) = g_\rho(T) \times \frac{\pi^2}{30} T^4$

暗黒物質対生成・消滅率 (Γ_{DM}) に対する補正

例) Sommerfeld効果と束縛状態 $\rightleftharpoons$ QGP中のQuarkoniumの生成・解離 cf) 赤松さんのトーク

Biondine, Laine 1706.01894, 1801.05821; **KM**+ 1808.06472, 1910.11288, 2002.07145

WIMP仮説

WIMP残存量と標準模型の熱力学的関数

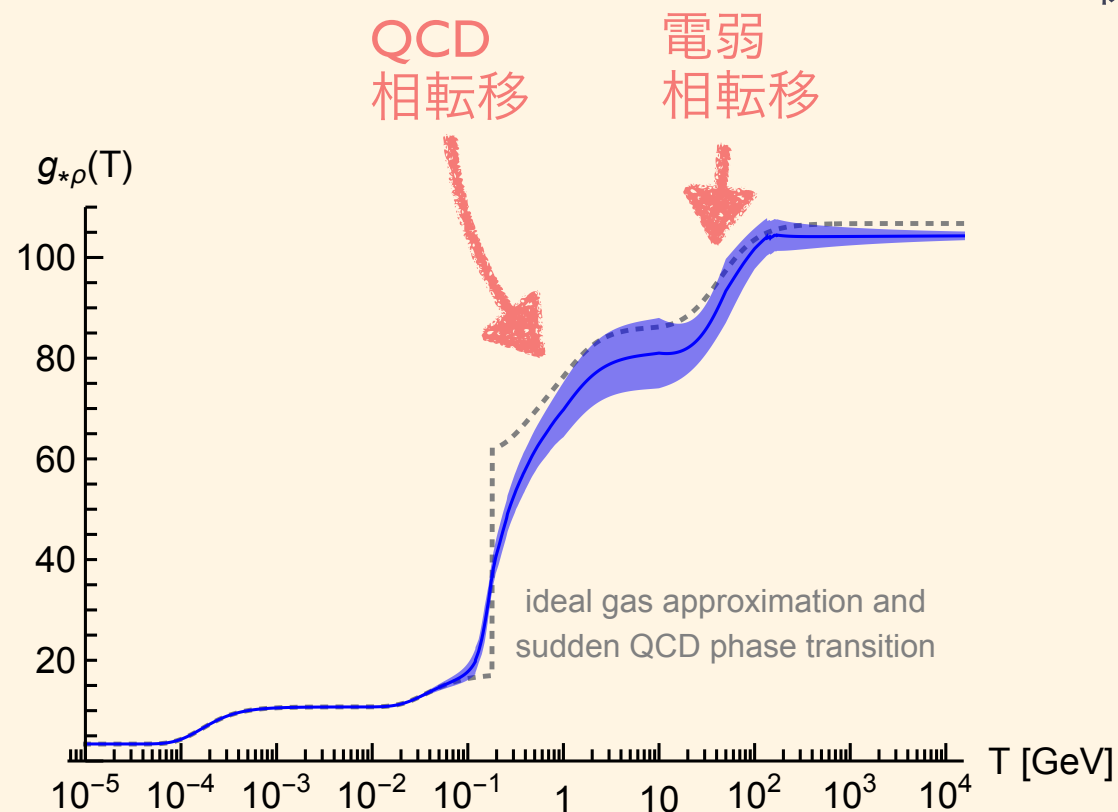
▶ エネルギー密度の有効自由度

Hindmarsh, Philipsen 0501232, Saikawa, Shirai 2005.03544

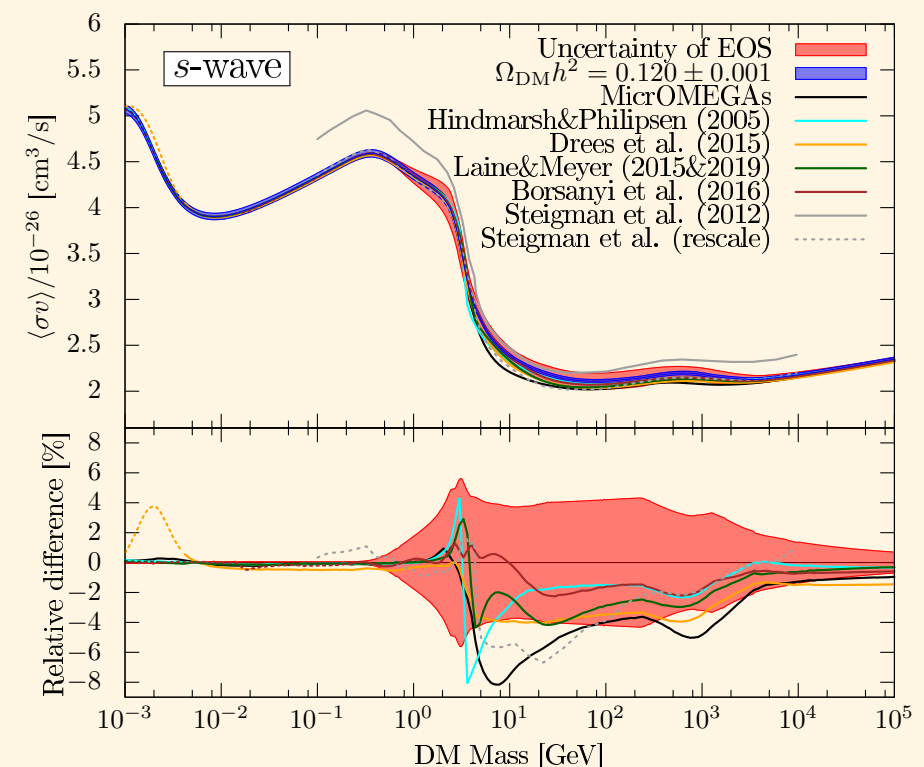
$$\rho(T) = g_\rho(T) \times \frac{\pi^2}{30} T^4 \quad \text{w/} \quad g_\rho(T) = \text{(relativistic d.o.f. at T)} + \delta g_\rho(T)$$

理想ガス近似での
標準模型自由度

相互作用からくる補正



Saikawa, Shirai 1803.01038



$$\frac{M_{\text{DM}}}{T_{\text{FO}}} \sim \log \left(0.2 M_{\text{Pl}} g_{\text{DM}} g_\rho^{-1/2} m_{\text{DM}} \langle \sigma v \rangle \right) \sim 10 - 30$$

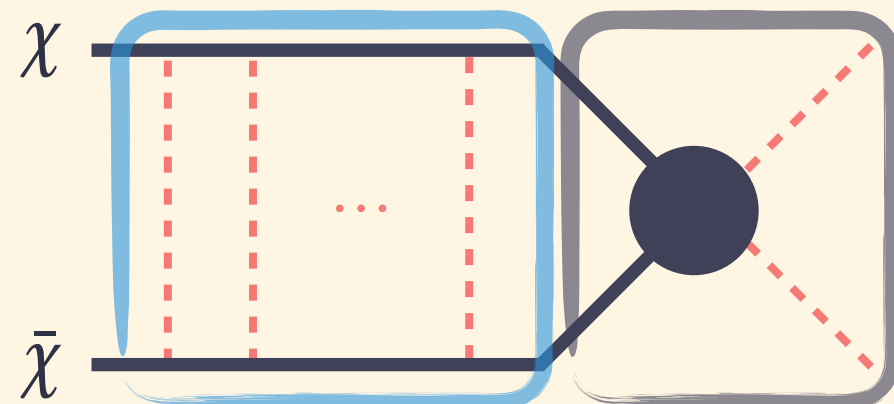
$$\Omega_{\text{DM}} h^2 \sim \frac{s_0 h^2}{\rho_c} \left(\frac{45}{8\pi^2 g_\rho(T_{\text{FO}})} \right)^{1/2} \frac{M_{\text{DM}}}{T_{\text{FO}} M_{\text{Pl}} \langle \sigma v \rangle}$$

WIMP仮説

Sommerfeld効果・束縛状態生成と残存量

▶ 1. Sommerfeld効果と2. 束縛状態生成 ($\alpha M_\chi > m_{\text{mediator}}$)

1. “長距離”引力による対消滅率増加



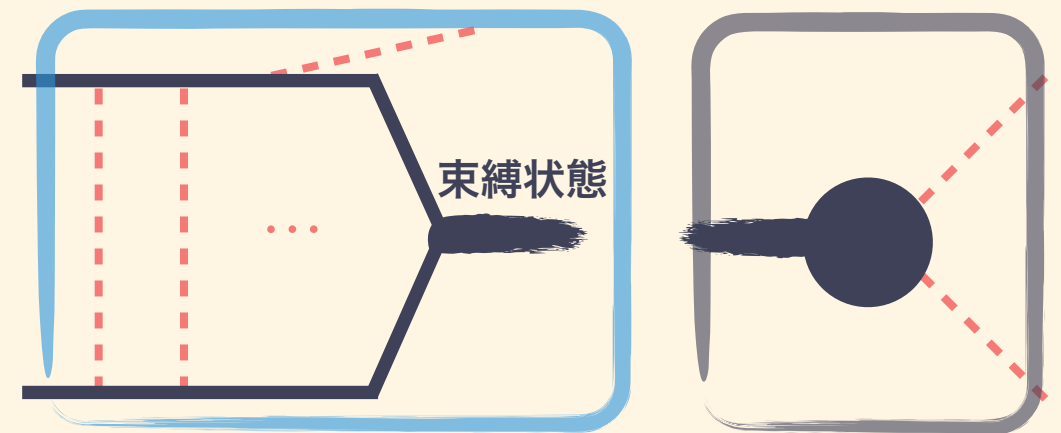
引力による増加率
長距離 $\sim 1/(\alpha M)$

対消滅率
短距離 $\sim 1/M$

$$S(\nu) \times \pi \alpha^2 / M^2$$

Hisano+ 0307216, 0610249

2. 束縛状態生成と崩壊



束縛状態生成率

束縛状態崩壊率

$$S_{\text{BSF}}(\nu) \times \pi \alpha^2 / M^2$$

$$\Gamma_{B_0} = \alpha^5 M / 2$$

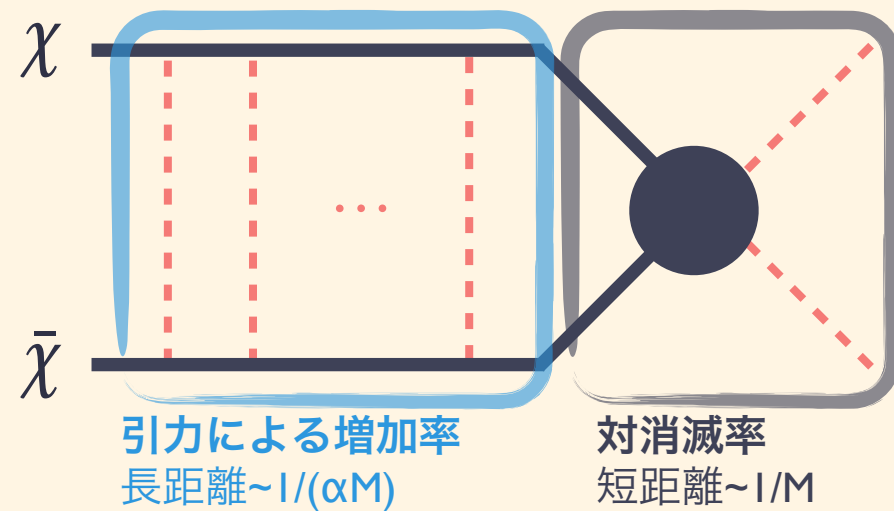
e.g., Posperov, Ritz 0810.1502; Russell, West 0812.0559

WIMP仮説

Sommerfeld効果・束縛状態生成と残存量

▶ 1. Sommerfeld効果と2. 束縛状態生成 ($\alpha M_\chi > m_{\text{mediator}}$)

1. “長距離”引力による対消滅率増加



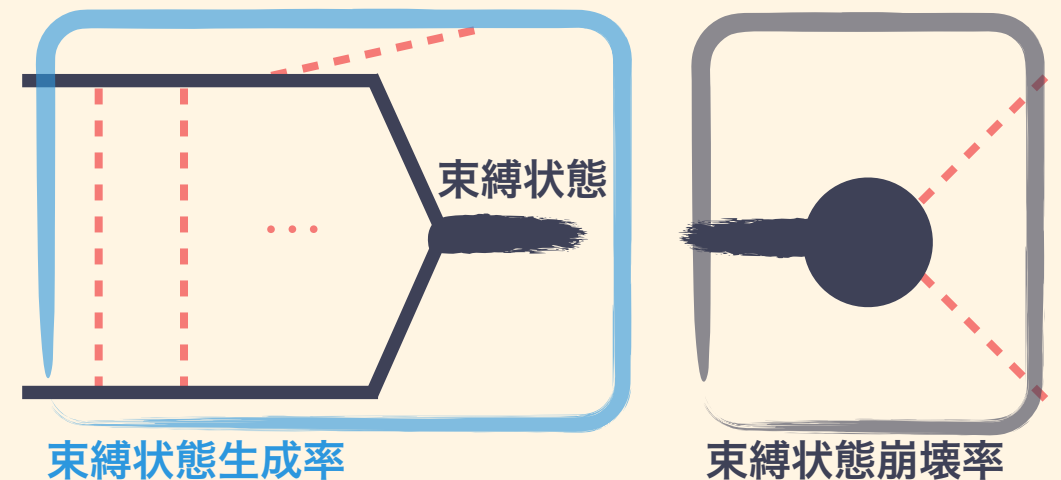
引力による増加率
長距離 $\sim 1/(\alpha M)$

対消滅率
短距離 $\sim 1/M$

$$\sim 2\pi\alpha/v \times \pi\alpha^2/M^2$$

Hisano+ 0307216, 0610249

2. 束縛状態生成と崩壊



束縛状態生成率

束縛状態崩壊率

$$\sim 6\pi\alpha/v \times \pi\alpha^2/M^2$$

$$\Gamma_{B_0} = \alpha^5 M/2$$

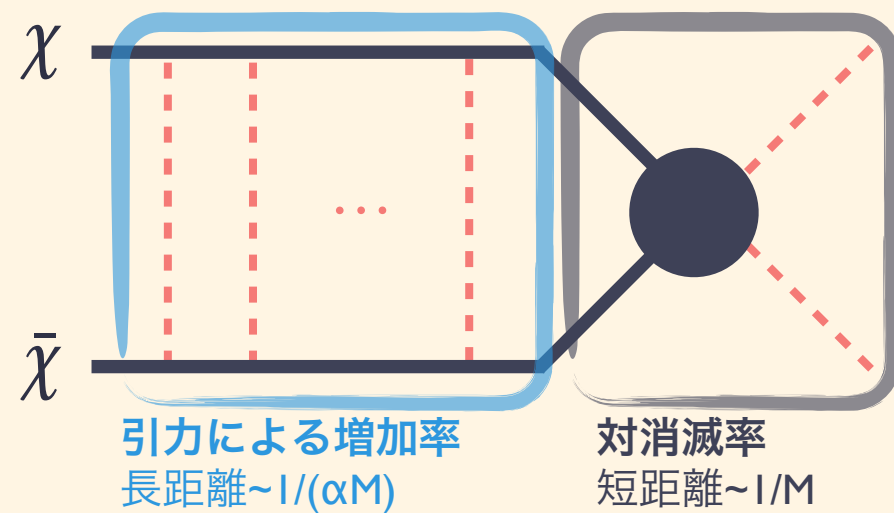
e.g., Posperov, Ritz 0810.1502; Russell, West 0812.0559

WIMP仮説

Sommerfeld効果・束縛状態生成と残存量

▶ 1. Sommerfeld効果と2. 束縛状態生成 ($\alpha M_\chi > m_{\text{mediator}}$)

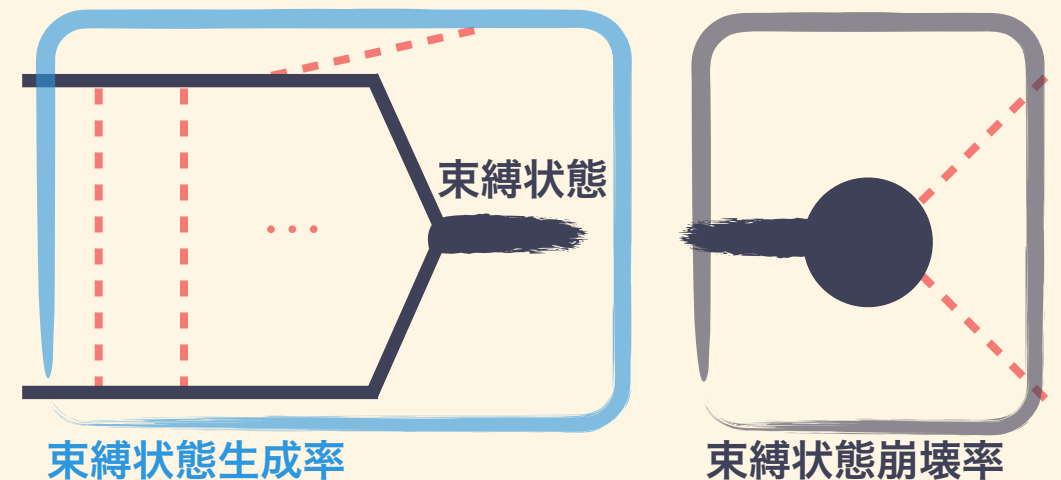
1. “長距離”引力による対消滅率増加



$$\sim 2\pi\alpha/v \times \pi\alpha^2/M^2$$

Hisano+ 0307216, 0610249

2. 束縛状態生成と崩壊



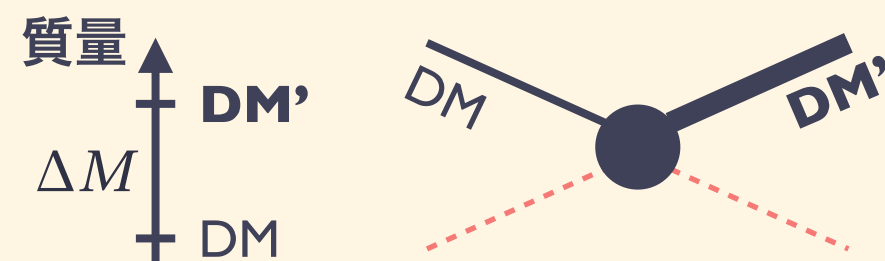
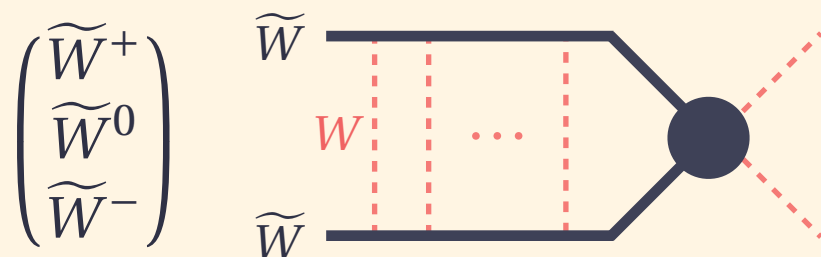
$$\sim 6\pi\alpha/v \times \pi\alpha^2/M^2$$

$$\Gamma_{B_0} = \alpha^5 M/2$$

e.g., Posperov, Ritz 0810.1502; Russell, West 0812.0559

▶ 暗黒物質残存量に与える影響

- 例) 電弱多重項の中性部分が暗黒物質, 色荷粒子(DM')とのcoannihilation

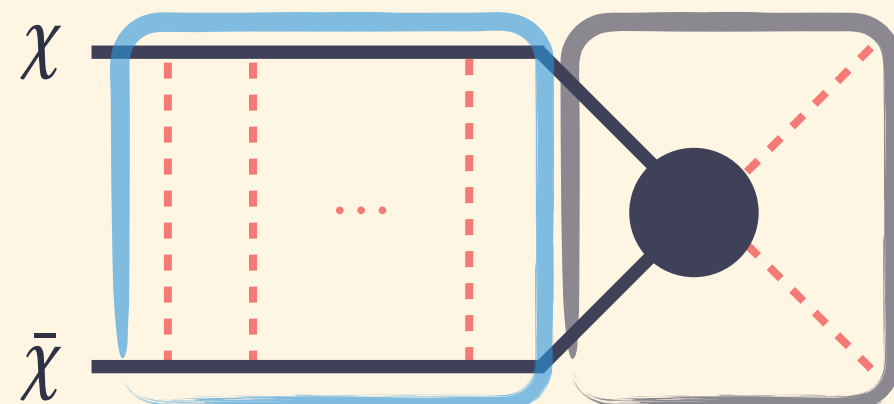


WIMP仮説

Sommerfeld効果・束縛状態生成と残存量

- ▶ 1. Sommerfeld効果と2. 束縛状態生成 ($\alpha M_\chi > m_{\text{mediator}}$)

1. “長距離”引力による対消滅率増加

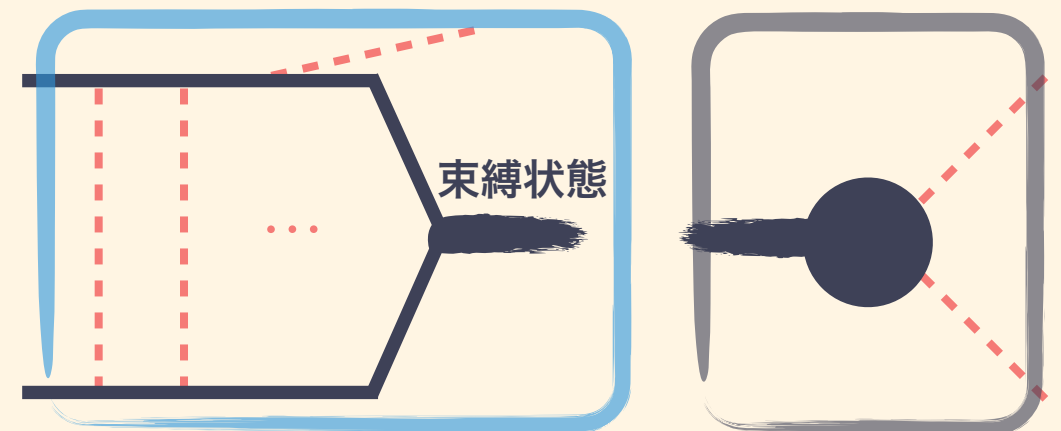


引力による増加率
長距離 $\sim 1/(\alpha M)$

対消滅率
短距離 $\sim 1/M$

$$\sim 2\pi\alpha/\nu \times \pi\alpha^2/M^2$$

2. 束縛状態生成と崩壊



束縛状態生成率

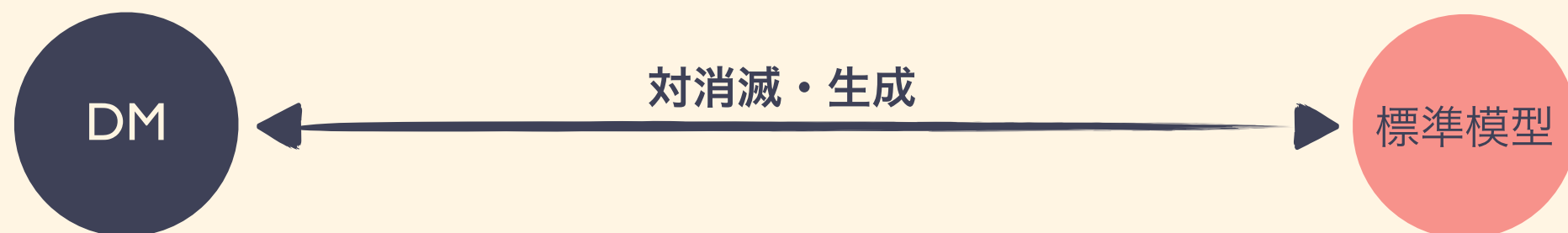
束縛状態崩壊率

$$\sim 6\pi\alpha/\nu \times \pi\alpha^2/M^2$$

$$\Gamma_{B_0} = \alpha^5 M/2$$

e.g., Posperov, Ritz 0810.1502; Russell, West 0812.0559

- ▶ 暗黒物質残存量に与える影響

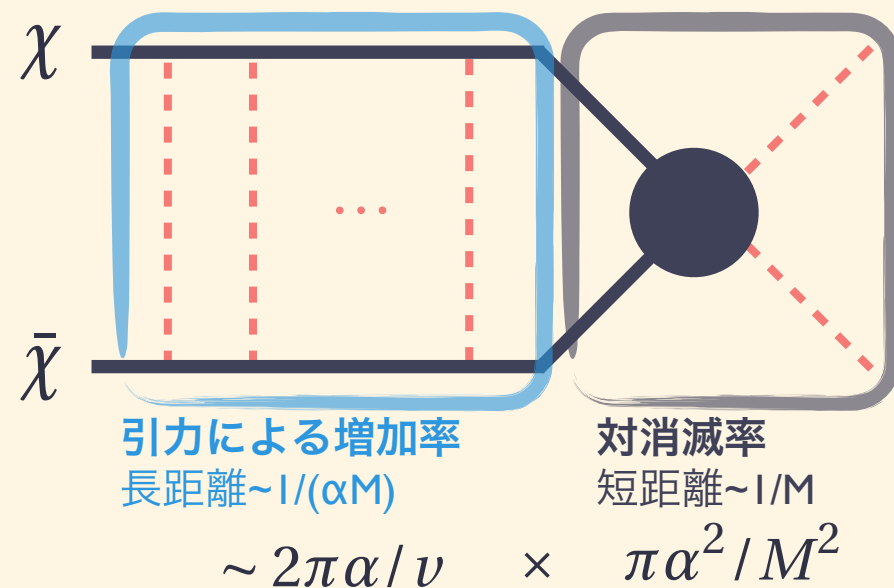


WIMP仮説

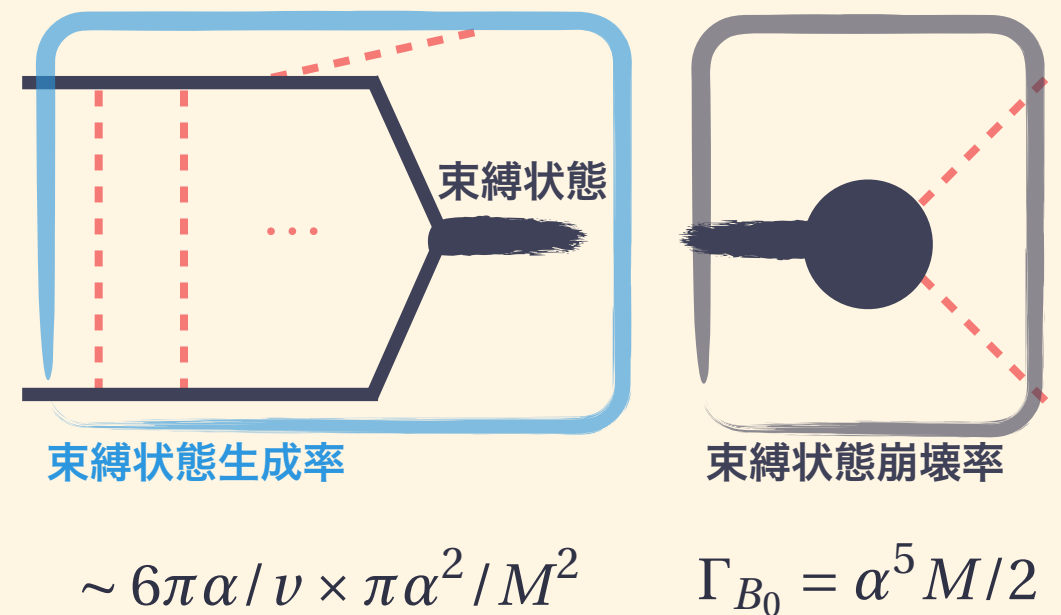
Sommerfeld効果・束縛状態生成と残存量

▶ 1. Sommerfeld効果と2. 束縛状態生成 ($\alpha M_\chi > m_{\text{mediator}}$)

1. “長距離”引力による対消滅率増加



2. 束縛状態生成と崩壊



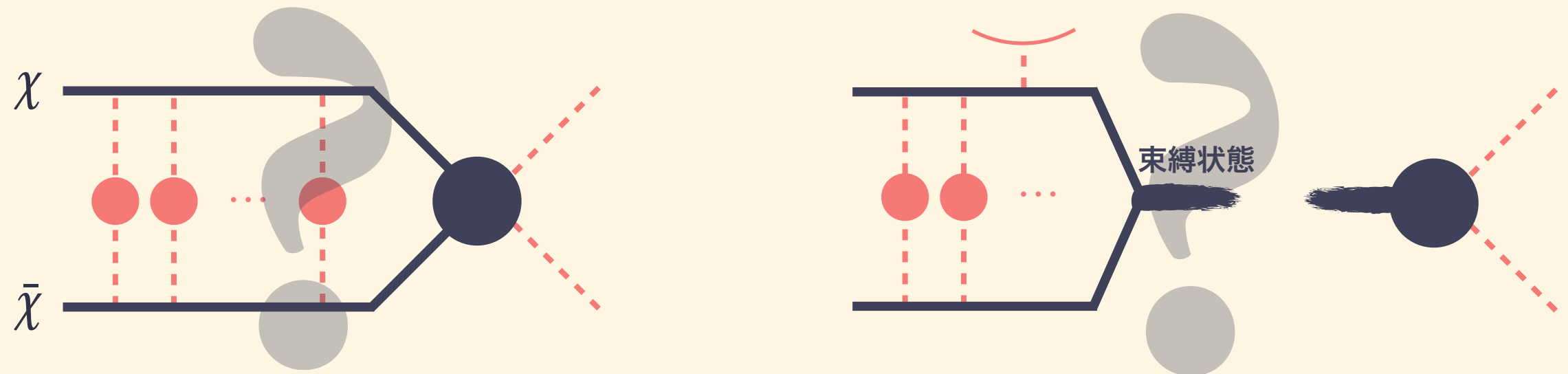
▶ 暗黒物質残存量に与える影響 $\rightarrow \Gamma_{\text{DM}}$ 増加



WIMP仮説

Sommerfeld効果・束縛状態生成への多体補正

▶ 媒介粒子が標準模型粒子の時



- 媒介粒子に対する**Debye遮蔽**
- 暗黒物質 (coannihilating粒子) と標準模型粒子の**頻繁な散乱**
- 散乱状態と束縛状態の区別が曖昧になる (i.e., **bound state melting**)

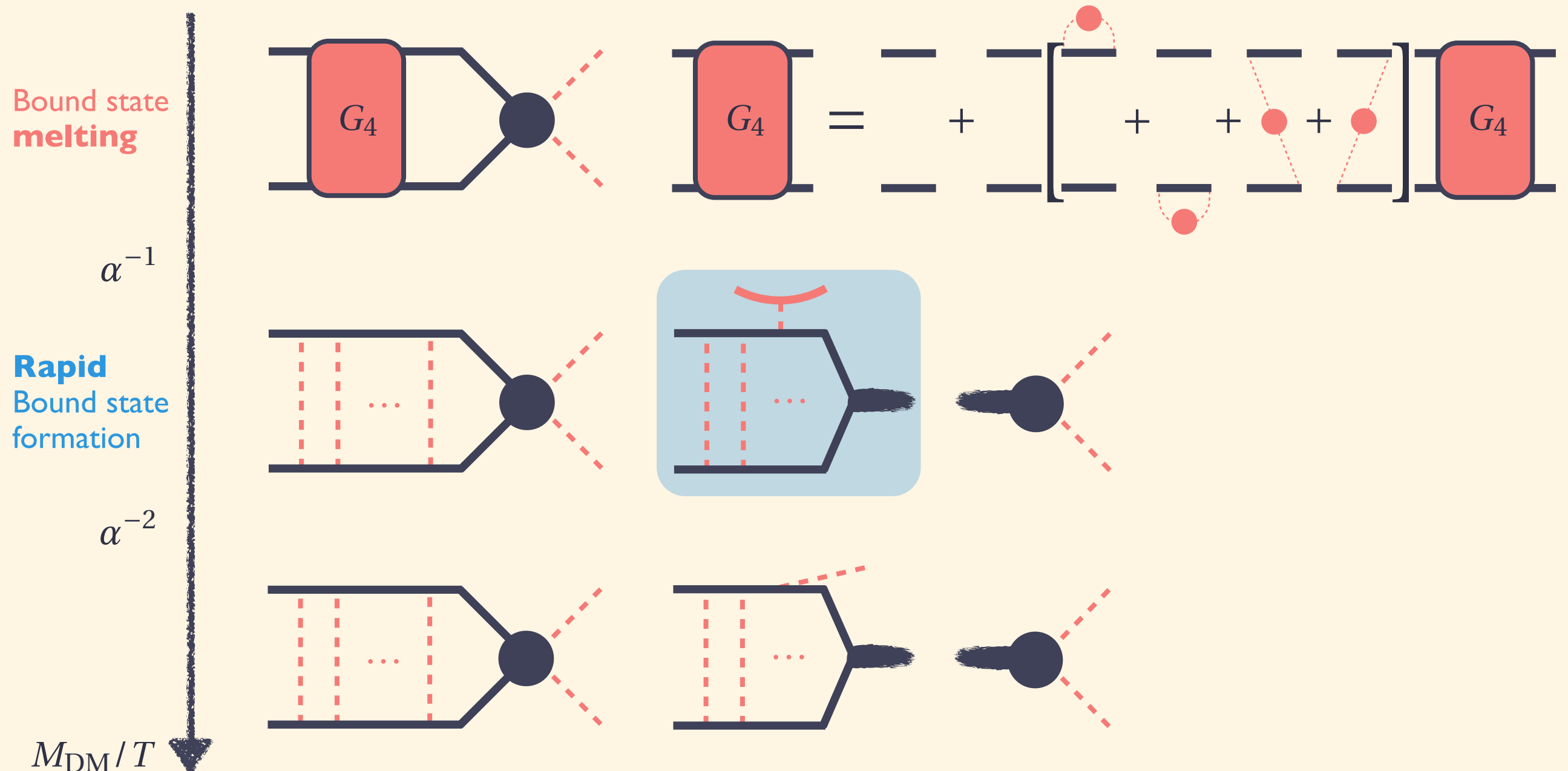
➡ これらの効果を取り入れる必要がある.

WIMP仮説

Sommerfeld効果・束縛状態生成への多体補正

▶ 時間発展の概略と有効理論

KM+ 1808.06472, 1910.11288, 2002.07145



WIMP仮説

Sommerfeld効果・束縛状態生成への多体補正

▶ 時間発展の概略と有効理論

KM+ 1808.06472, 1910.11288, 2002.07145

Bound state
melting

ionization equilibrium

α^{-1}

$$\dot{n} + 3Hn = -4(\sigma v)_0 G_4^{++--}(x, x, x, x)|_{\text{eq}} \left[e^{\beta 2\mu} - 1 \right]$$

$$\text{w/ } G_4^{++--}|_{\text{eq}} = e^{-2\beta M} \int \frac{d^3\mathbf{P}}{(2\pi)^3} e^{-\beta \mathbf{P}^2/(4M)} \int \frac{dE}{(2\pi)} e^{-\beta E} G_4^\rho(\mathbf{0}, \mathbf{0}; E)$$

$$\left[\frac{\nabla_{\mathbf{r}}^2}{M} + E + i\epsilon - V_{\text{eff}}(\mathbf{r}, T) \right] G_4^R(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; E) = 2i\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$$

same as e.g., Laine+ 0611300

Rapid
Bound state
formation

α^{-2}

$$\dot{n}_s + 3Hn_s = -\langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle \left[n_s^2 - (n_s^{\text{eq}})^2 \right] - \langle \sigma_{\text{BSF}} v \rangle \left[n_s^2 - \frac{n_B}{n_B^{\text{eq}}} (n_s^{\text{eq}})^2 \right]$$

$$\dot{n}_B + 3Hn_B = -\Gamma_B [n_B - n_B^{\text{eq}}] + \langle \sigma_{\text{BSF}} v \rangle \left[n_s^2 - \frac{n_B}{n_B^{\text{eq}}} (n_s^{\text{eq}})^2 \right]$$

ionization eq. では,
サハの電離公式が成立

$$\frac{n_B}{n_s^2} = \frac{n_B^{\text{eq}}}{(n_s^{\text{eq}})^2} \propto e^{\frac{|E_B|}{T}}$$

$$\text{w/ } (\sigma_{\text{BSF}} v) \equiv \text{Tr}_{\text{spin}} [\mathbb{1}] \int_p [1 + f_\gamma^{\text{eq}}(\Delta E)] \left| \int_r \psi_B^*(r) g r \psi_k^s(r) \right|^2 \frac{1}{3} \sum_i G_{E,ii}^\rho(\Delta E, p)$$

$$G_{Eij}^\rho(x-y) \equiv \langle [E_i(x), E_j(y)] \rangle_T$$

M_{DM}/T

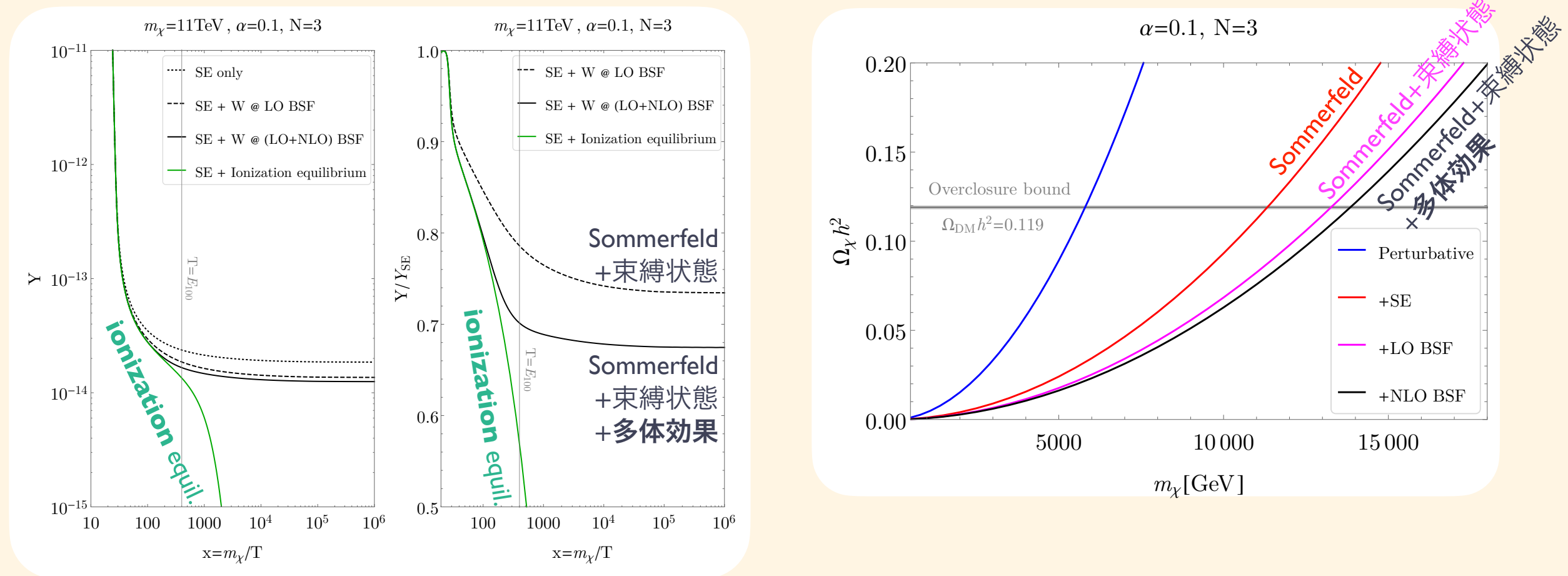
WIMP仮説

Sommerfeld効果・束縛状態生成への多体補正

▶ WIMP残存量に対する影響

KM+ 1808.06472, 1910.11288, 2002.07145

- Toy model: massless U(1) mediatorが熱浴中の3つのfermionに結合

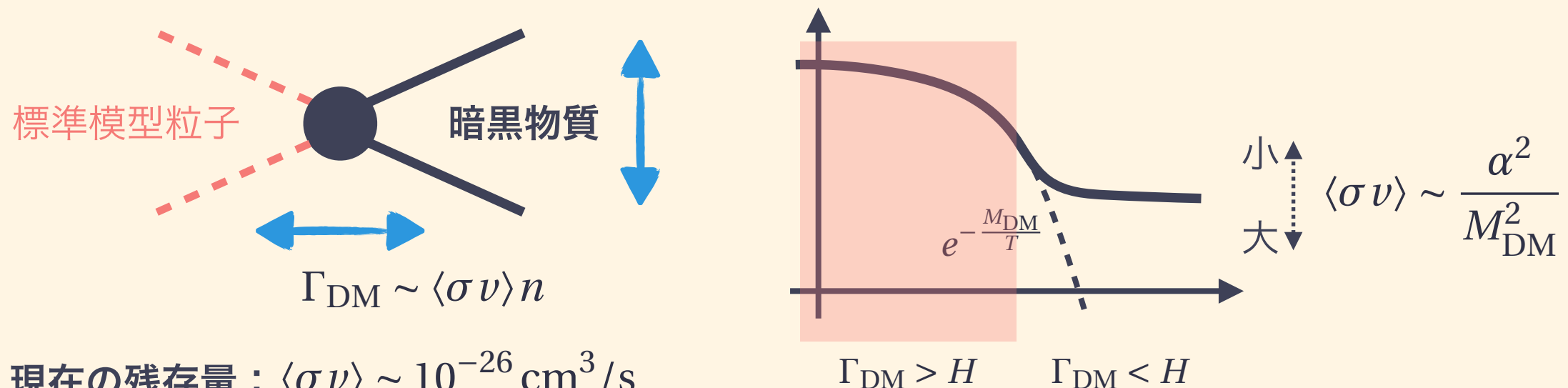


➡ non-Abelianゲージ理論への拡張：on-going

再加熱過程と暗黒物質生成

Weakly Interacting Massive Particle (WIMP)

▶ “**Thermal freeze-out**” で暗黒物質残存量が決まる.



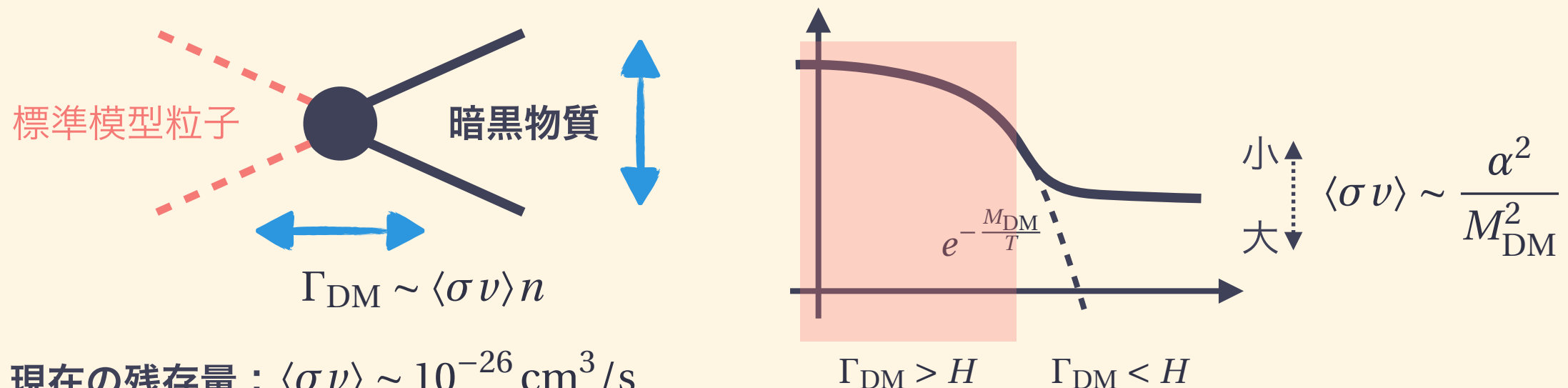
現在の残存量: $\langle \sigma v \rangle \sim 10^{-26} \text{ cm}^3/\text{s}$

- O(1) GeV — O(100) TeV 程度の暗黒物質質量が示唆される.
- 同じ相互作用を直接・間接検出実験や加速器実験でプローブできる.

再加熱過程と暗黒物質生成

Weakly Interacting Massive Particle (WIMP)

▶ “**Thermal freeze-out**” で暗黒物質残存量が決まる.



- O(1) GeV — O(100) TeV 程度の暗黒物質質量が示唆される.
- 同じ相互作用を直接・間接検出実験や加速器実験でプローブできる.

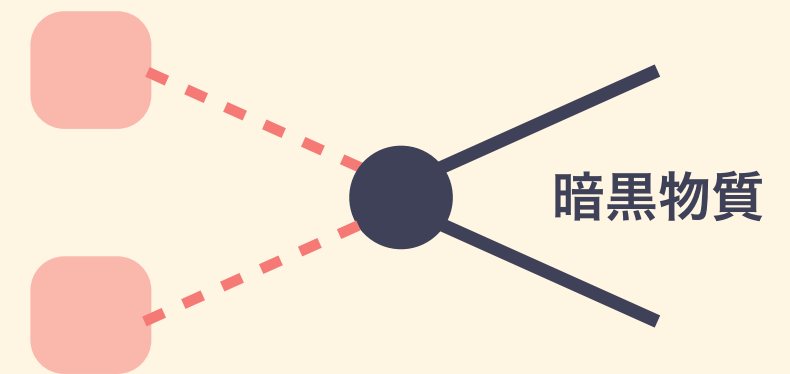
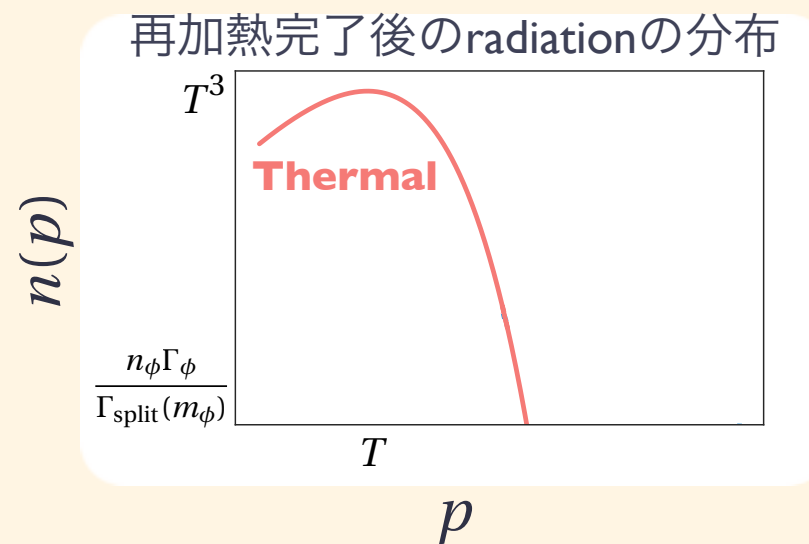
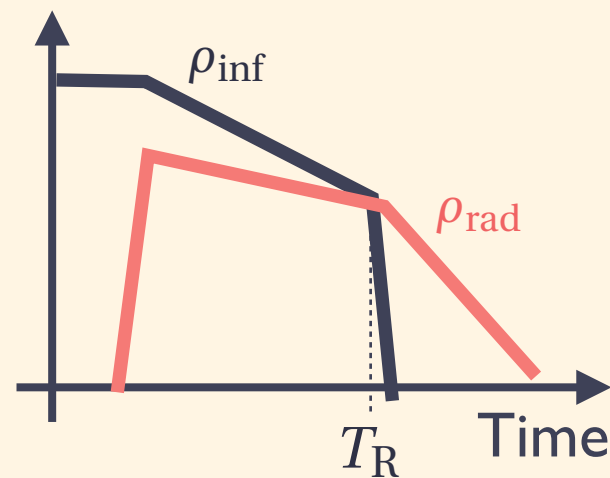
❖ 重要な仮定: 暗黒物質質量 (M_{DM}) < 再加熱温度 (T_{R})

- WIMPのセットアップでこの仮定をはずすとどうなるか?

再加熱過程と暗黒物質生成

”Heavy” WIMP with $M_{\text{DM}} > T_R$

▶ これまで議論してきた状況

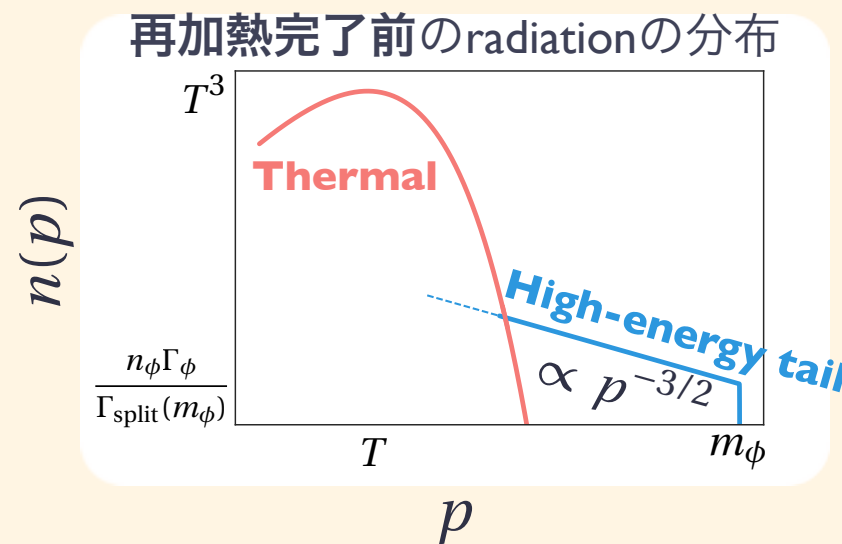
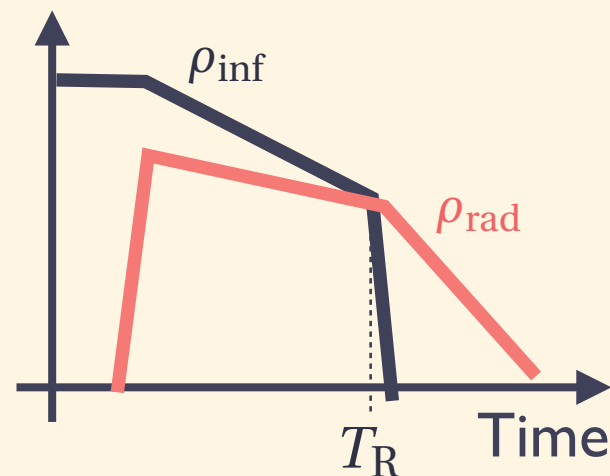


再加熱過程と暗黒物質生成

”Heavy” WIMP with $M_{\text{DM}} > T_R$

KM+ 1312.3097, 1402.2846, 1901.11027

▶ 再加熱完了前にもradiationは生成されている.



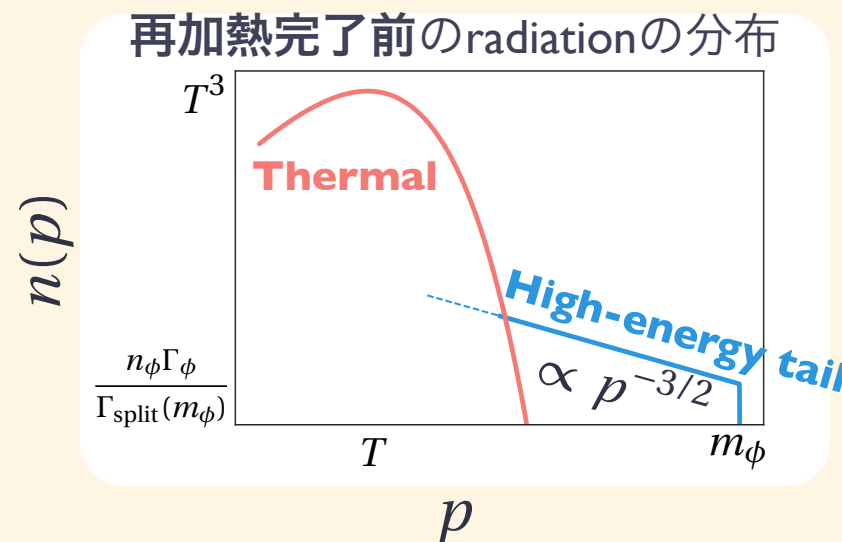
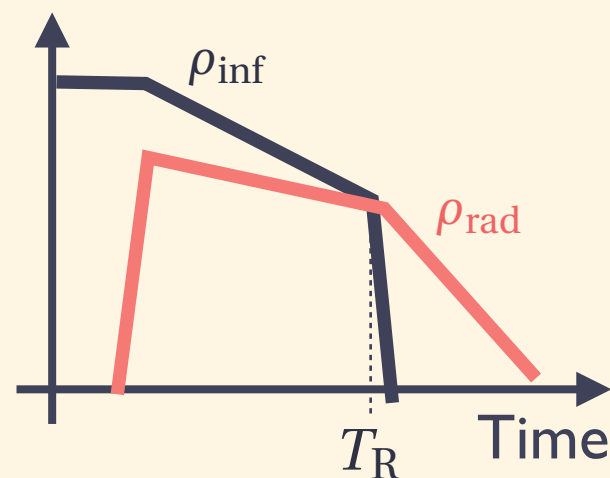
- インフラトンは $p \sim m_\phi$ の粒子を再加熱完了まで作り続ける.
 - それらは熱プラズマと散乱してcascadeし、エネルギーを失う.
- ➡ High-energy tailが形成される.

再加熱過程と暗黒物質生成

”Heavy” WIMP with $M_{\text{DM}} > T_R$

KM+ 1312.3097, 1402.2846, 1901.11027

- ▶ 再加熱完了前にもradiationは生成されている.



- インフラトンは $p \sim m_\phi$ の粒子を再加熱完了まで作り続ける.
 - それらは熱プラズマと散乱してcascadeし、エネルギーを失う.
- High-energy tailが形成される.

- ▶ **Landau-Pomeranchuk-Migdal**効果がtailのベキを決める.

- 高エネルギー ($p \gg T$) 粒子が熱プラズマ中でエネルギーを失うrate.

LPM suppressed rate: $\Gamma_{\text{LPM}}(p) \sim \alpha^2 T \sqrt{T/p}$ (cf., Bethe-Heitler: $\Gamma_{\text{BH}}(p) \sim \alpha^2 T \ln p$)

$$\text{Re} \left(\left(\text{diagram with } x_i, k \right) \left(\text{diagram with } x_e, k \right)^* \right)$$

$k \cdot (x_e - x_i) \ll 1 \Rightarrow$ destructive interference

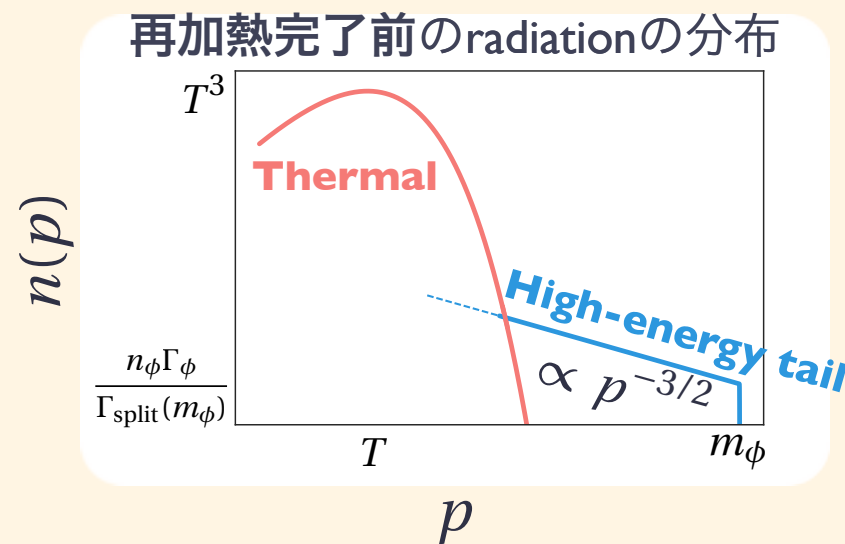
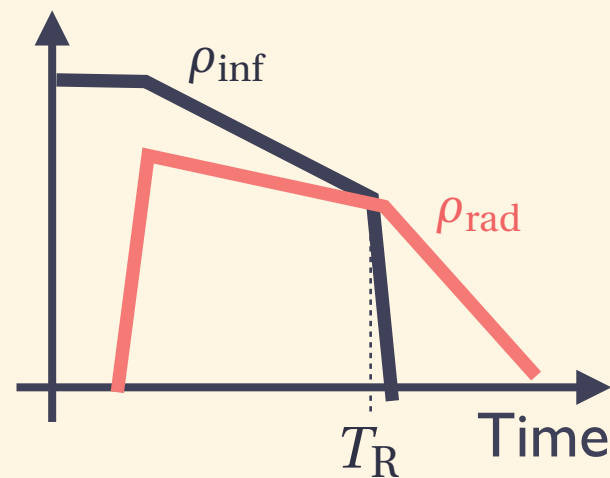
$k \cdot (x_e - x_i) \gg 1 \Rightarrow$ coherence lost

再加熱過程と暗黒物質生成

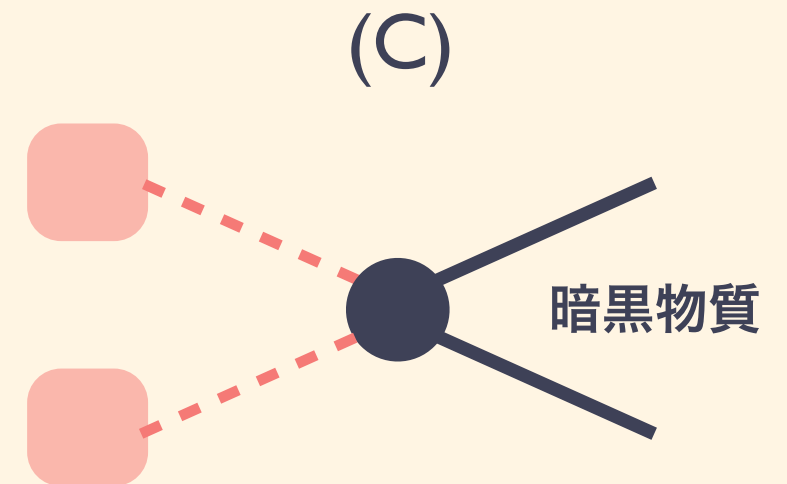
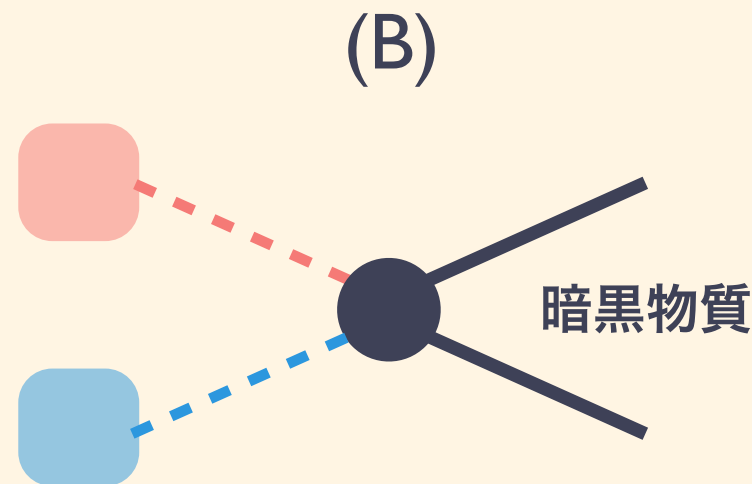
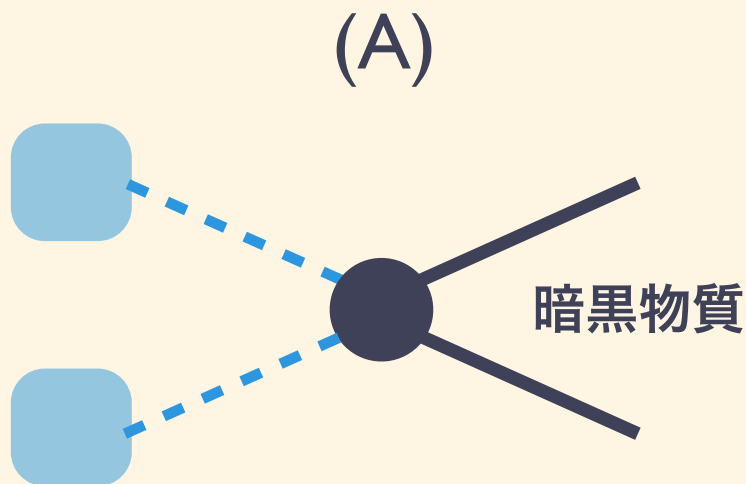
”Heavy” WIMP with $M_{\text{DM}} > T_R$

KM+ 1312.3097, 1402.2846, 1901.11027

- ▶ 再加熱完了前にもradiationは生成されている.



- インフラトンは $p \sim m_\phi$ の粒子を再加熱完了まで作り続ける.
 - それらは熱プラズマと散乱してcascadeし、エネルギーを失う.
- High-energy tailが形成される.

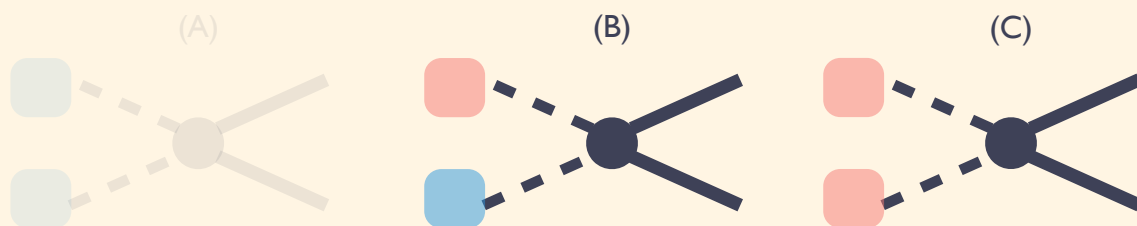
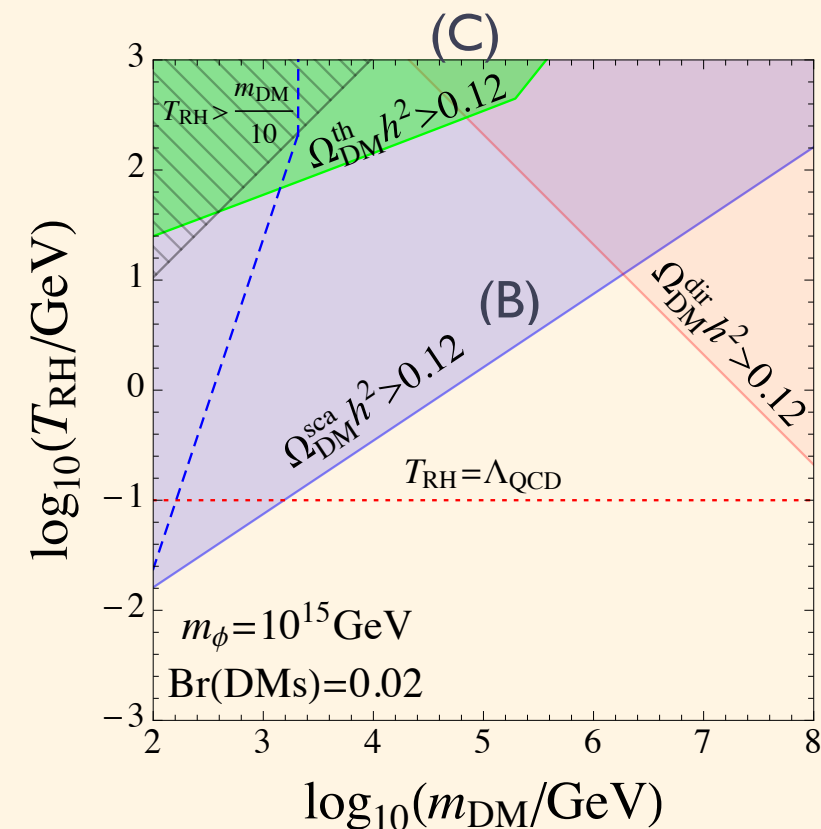
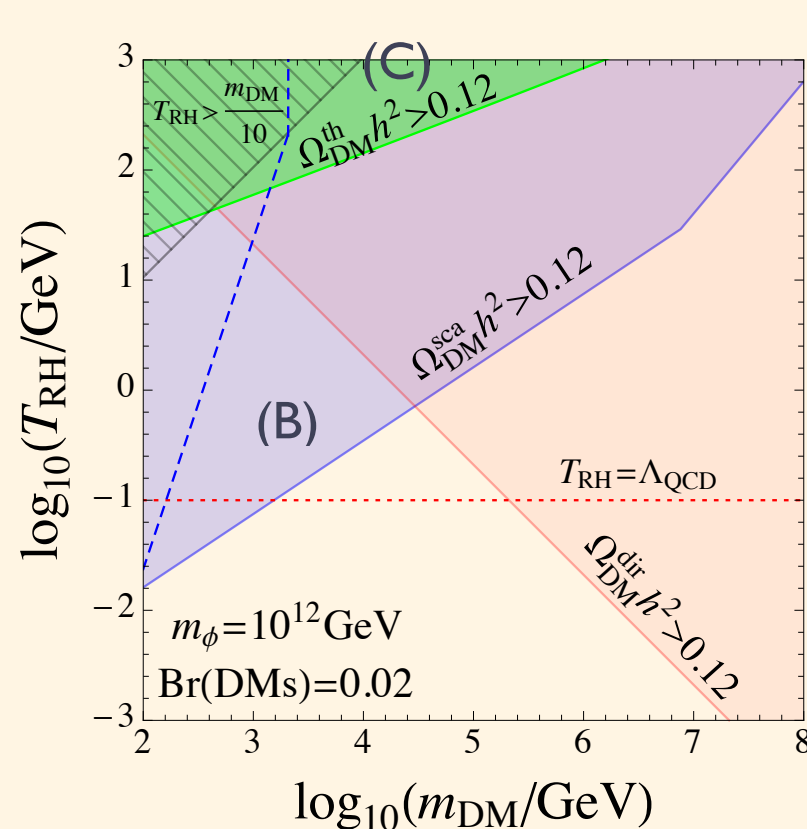


再加熱過程と暗黒物質生成

”Heavy” WIMP with $M_{\text{DM}} > T_{\text{R}}$

▶ 暗黒物質残存量に対するHigh-energy tailの寄与

- eg. 暗黒物質の生成散乱断面積： $\langle \sigma_{\text{DM}}(E_{\text{CM}}) v \rangle \sim \frac{\alpha_{\text{DM}}^2}{E_{\text{CM}}^2}$ for $m_{\text{DM}} \lesssim E_{\text{CM}}$



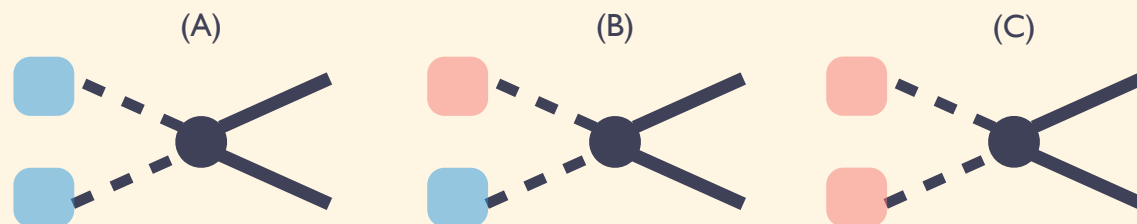
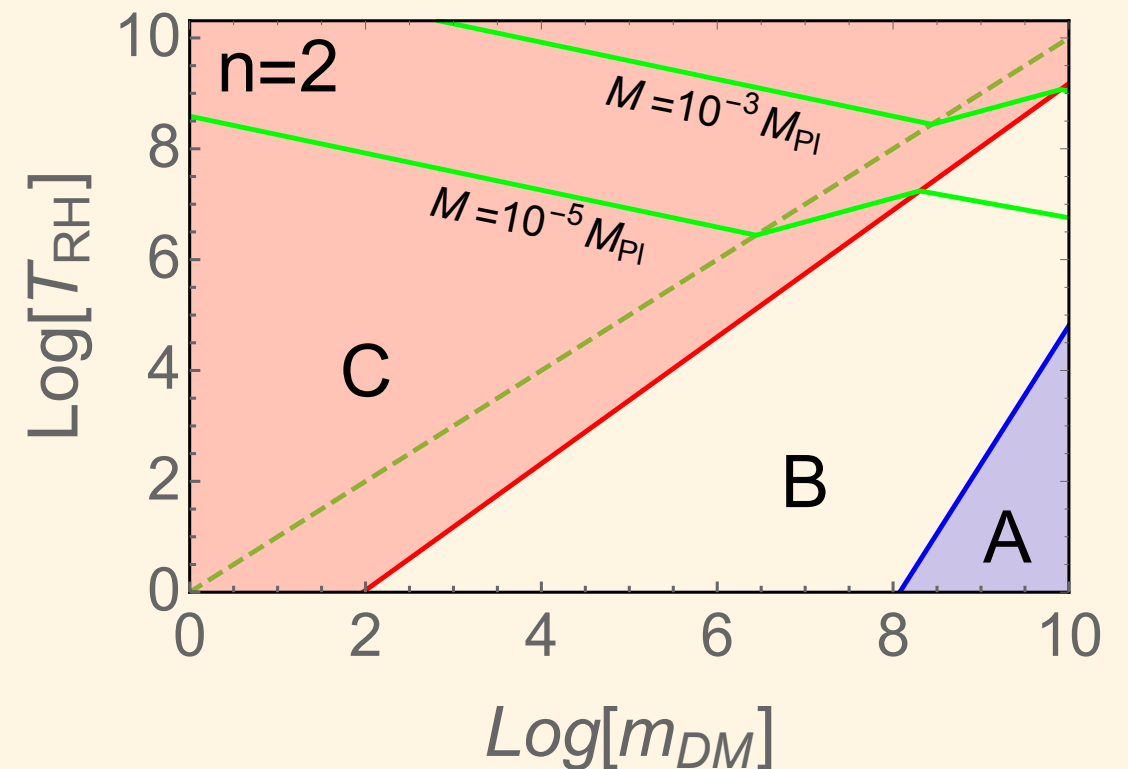
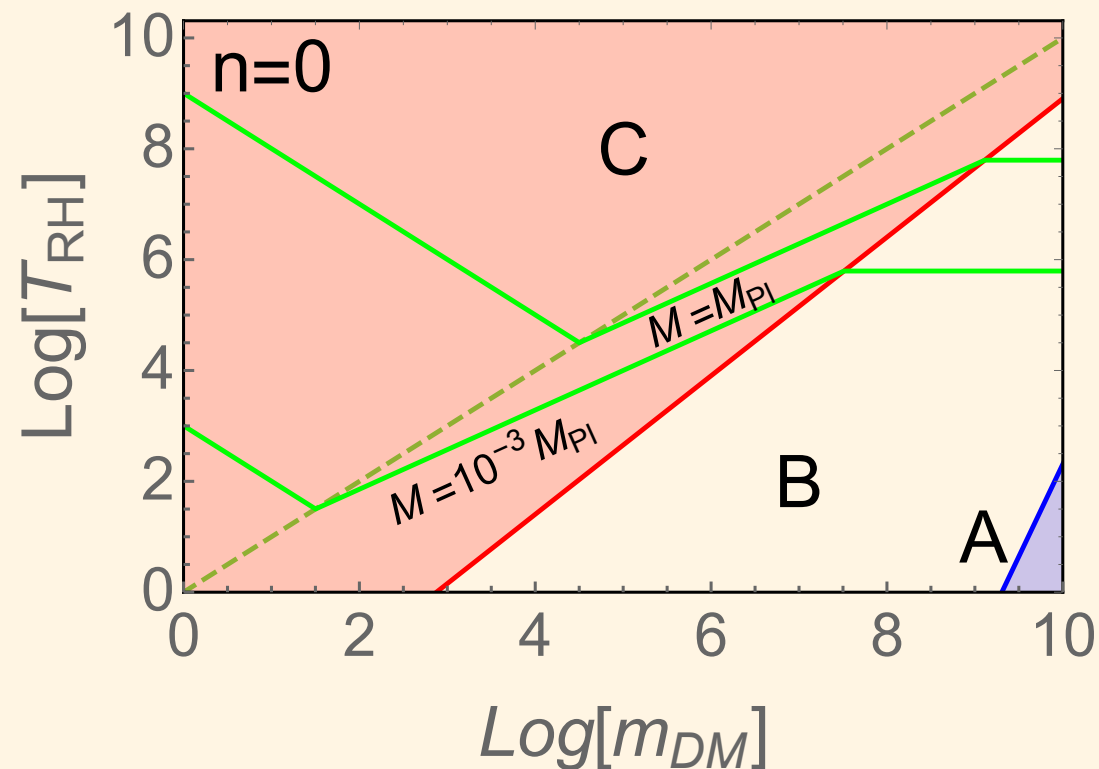
K. Harigaya, **KM**, M. Yamada | 402.2846, 1901.11027

再加熱過程と暗黒物質生成

”Heavy” WIMP with $M_{DM} > T_R$

▶ 暗黒物質残存量に対するHigh-energy tailの寄与

- eg. 暗黒物質の生成散乱断面積： $\langle \sigma_{DM}(E_{CM}) v \rangle \sim \frac{E_{CM}^n}{M^{n+2}}$ for $E_{CM} \lesssim M$



K. Harigaya, **KM**, M. Yamada | 402.2846, 1901.11027

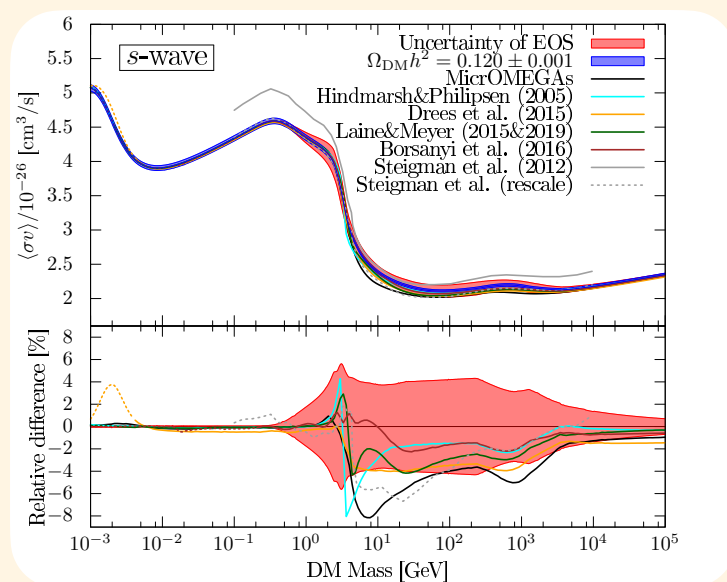
暗黒物質と多体効果まとめ

暗黒物質残存量は**○(1%)**で正確に分かっている.

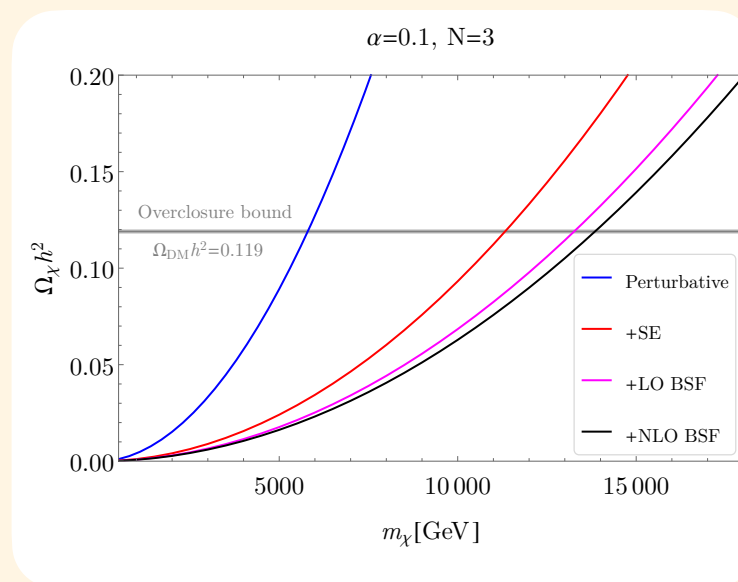
同じ精度の理論計算のために多体効果を押さえない.

宇宙膨張 (H) ・ 暗黒物質生成率 (Γ_{DM}) ・ 再加熱過程は,
残存量を決定するにあたって重要.

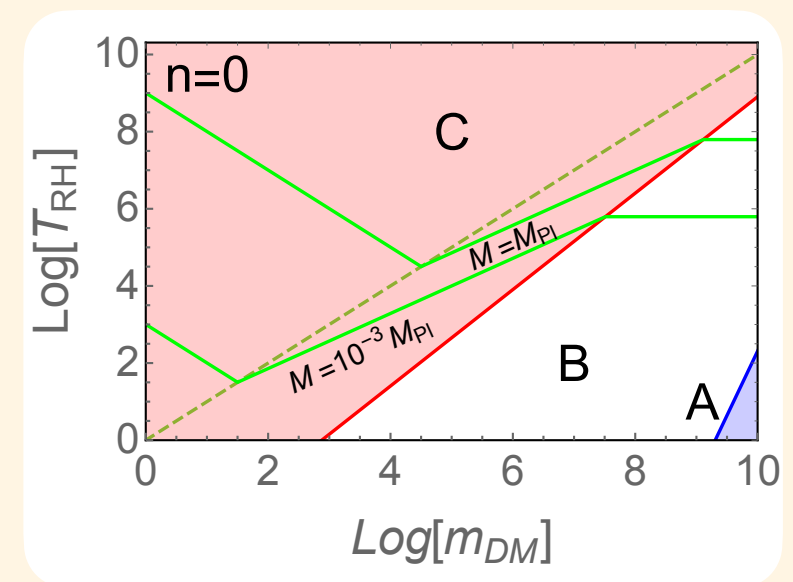
▶ WIMPを例にとりこれらに対する多体効果を議論した.



Saikawa, Shirai 2005.03544



KM+ 1808.06472, 1910.11288, 2002.07145



KM+ 1312.3097, 1402.2846, 1901.11027

3.

バリオン非対称性生成

バリオン非対称性

インフレーション宇宙論とバリオン非対称性

▶ 宇宙のバリオン非対称性

- Baryon to photon ratio: $\eta \equiv \frac{n_B - n_{\bar{B}}}{n_\gamma}$ w/ $n_\gamma = 2 \frac{\zeta(3)}{\pi^2} T^3$

$$\eta_{\text{CMB}} = 6.105(55) \times 10^{-10} \quad \& \quad \eta_{\text{BBN}} = (5.8 - 6.5) \times 10^{-10}$$

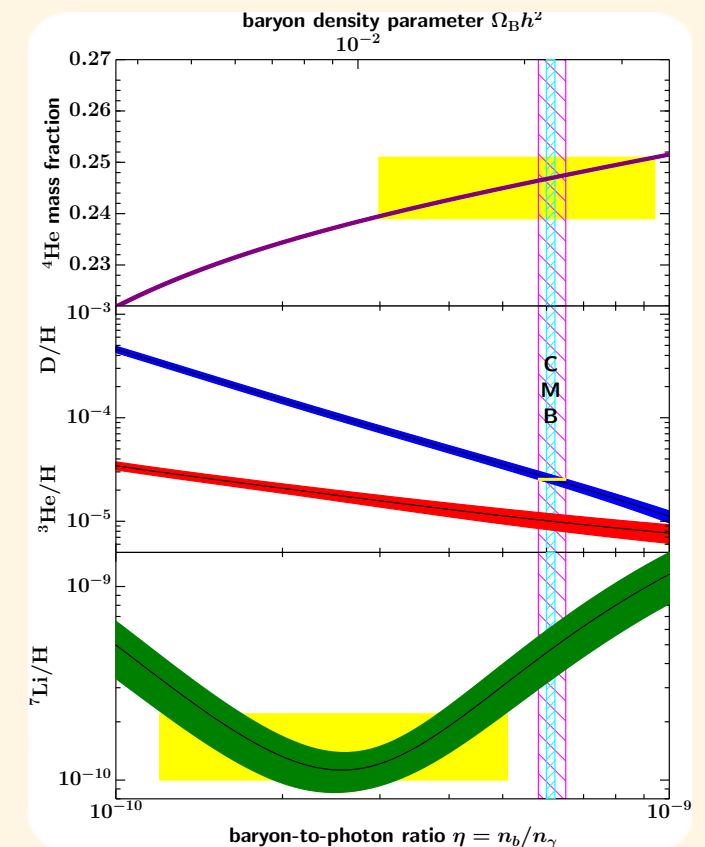
- QCD相転移以前のQGP (quark gluon plasma) 時には、クォーク・反クォーク共に熱分布していた。

$$\frac{n_B}{n_\gamma} \sim \frac{n_{\bar{B}}}{n_\gamma} \sim \mathcal{O}(1)$$



バリオン
 $10^{10} + 1$

反バリオン
 10^{10}



PDG 2019

▶ “バリオン非対称性問題”

- インフレーション以前の非対称性はに薄められる。

➡ インフレーション後・ビッグバン軽元素合成以前に、この**小さな非対称性**を作る機構は何だろうか？

バリオン非対称性

Sakharov's three conditions

✓ バリオン数を破る相互作用 $\because \dot{Q}_B = i[H, Q_B] = 0$

- 標準模型のchiral anomalyによって破れている.

$$\partial_\mu J_B^\mu = \frac{3}{32\pi^2} \left(g_2^2 W_{\mu\nu}^a \tilde{W}^{a\mu\nu} - g_Y^2 Y_{\mu\nu} \tilde{Y}^{\mu\nu} \right)$$

• **C・CPの破れ**

◎ 熱平衡状態からの逸脱

バリオン非対称性

Sakharov's three conditions

✓ バリオン数を破る相互作用 $\because \dot{Q}_B = i[H, Q_B] = 0$

- 標準模型のchiral anomalyによって破れている (B+Lの破れ).

$$\partial_\mu J_B^\mu = \partial_\mu J_L^\mu = \frac{3}{32\pi^2} \left(g_2^2 W_{\mu\nu}^a \tilde{W}^{a\mu\nu} - g_Y^2 Y_{\mu\nu} \tilde{Y}^{\mu\nu} \right)$$

weak Sphaleron

$10^2 \text{ GeV} \lesssim T \lesssim 10^{12} \text{ GeV}$

Chiral Plasma instability

Depends on a size of asyms.

• **C・CPの破れ**

◎ 熱平衡状態からの逸脱

バリオン非対称性

Sakharov's three conditions

✓ バリオン数を破る相互作用

$$\because \dot{Q}_B = i[H, Q_B] = 0$$

- 標準模型のchiral anomalyによって破れている (B+Lの破れ).

$$\partial_\mu J_B^\mu = \partial_\mu J_L^\mu = \frac{3}{32\pi^2} \left(g_2^2 W_{\mu\nu}^a \tilde{W}^{a\mu\nu} - g_Y^2 Y_{\mu\nu} \tilde{Y}^{\mu\nu} \right)$$

weak Sphaleron

$$10^2 \text{ GeV} \lesssim T \lesssim 10^{12} \text{ GeV}$$

Chiral Plasma instability

Depends on a size of asyms.

● **C • CPの破れ**

$$\because \langle \dot{Q}_B \rangle = i \langle [H, Q_B] \rangle = \text{Tr} \{ \mathcal{C} \rho \mathcal{C}^{-1} \mathcal{C} [H, Q_B] \mathcal{C}^{-1} \} = i \langle [H, -Q_B] \rangle = -\langle \dot{Q}_B \rangle$$

- 標準模型で双方破れているが、CPの破れ(CKM phase)が小さすぎる.

◎ 熱平衡状態からの逸脱

バリオン非対称性

Sakharov's three conditions

✓ バリオン数を破る相互作用

$$\because \dot{Q}_B = i[H, Q_B] = 0$$

- 標準模型のchiral anomalyによって破れている (B+Lの破れ).

$$\partial_\mu J_B^\mu = \partial_\mu J_L^\mu = \frac{3}{32\pi^2} \left(g_2^2 W_{\mu\nu}^a \tilde{W}^{a\mu\nu} - g_Y^2 Y_{\mu\nu} \tilde{Y}^{\mu\nu} \right)$$

weak Sphaleron

$$10^2 \text{ GeV} \lesssim T \lesssim 10^{12} \text{ GeV}$$

Chiral Plasma instability

Depends on a size of asyms.

● C・CPの破れ

$$\because \langle \dot{Q}_B \rangle = i \langle [H, Q_B] \rangle = \text{Tr}\{\mathcal{C} \rho \mathcal{C}^{-1} \mathcal{C} [H, Q_B] \mathcal{C}^{-1}\} = i \langle [H, -Q_B] \rangle = -\langle \dot{Q}_B \rangle$$

- 標準模型で双方破れているが, CPの破れ(CKM phase)が小さすぎる.

◎ 熱平衡状態からの逸脱

$$\because \langle \dot{Q}_B \rangle = i \langle [H, Q_B] \rangle = \text{Tr}\{\rho [H, Q_B]\} = \text{Tr}\{[\rho, H] Q_B\} = 0$$

- 電弱相転移(やQCD相転移)はcrossoverのため, 逸脱が小さすぎる.

➡ 本質的に非熱平衡が重要 + 小さな非対称性生成

- subtleな効果も重要な役割を果たす場合がある.

バリオン非対称性

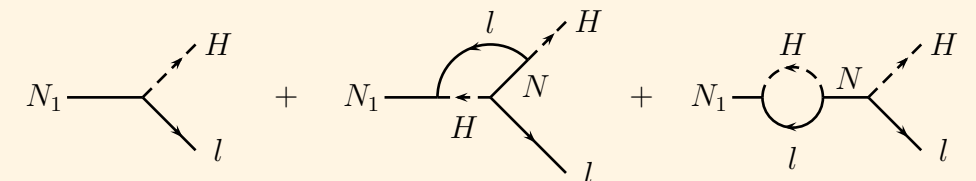
例 I. Leptogenesis

Fukugida, Yanagida Phys.Lett.B 174(1986)

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{SM}} + \overline{N_{R\alpha}} i \not{\partial} N_{R\alpha} - \left(h_{\alpha f} \overline{N_{R\alpha}} L_{Lf} \Phi + \frac{M_\alpha}{2} N_{R\alpha} N_{R\alpha} + \text{H.c.} \right) \rightarrow \frac{(hL\Phi)^2}{M} \rightarrow m_\nu \sim \frac{h^2 v_{\text{EW}}^2}{M}$$

- **CPの破れ** → neutrino Yukawa (h) の phase

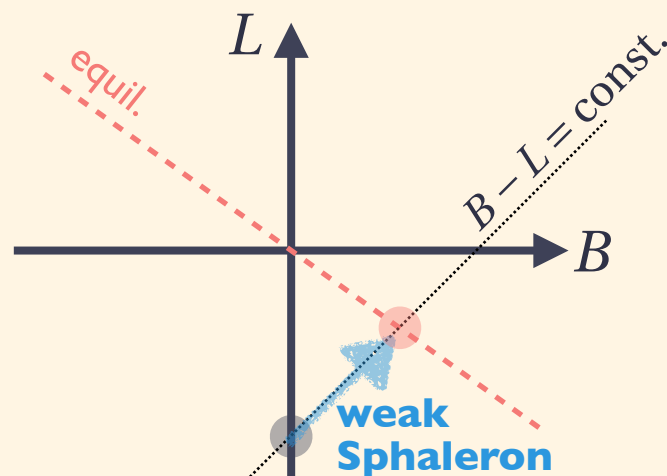
$$\epsilon_1 = \frac{\Gamma(N_1 \rightarrow \Phi + L_L) - \Gamma(N_1 \rightarrow \Phi^\dagger + L_L^\dagger)}{\Gamma(N_1 \rightarrow \Phi + L_L) + \Gamma(N_1 \rightarrow \Phi^\dagger + L_L^\dagger)} \simeq \frac{3}{16\pi} \frac{1}{(hh^\dagger)_{11}} \sum_{\alpha=2,3} \Im\{(hh^\dagger)_{\alpha 1}^2\} \frac{M_1}{M_\alpha}$$



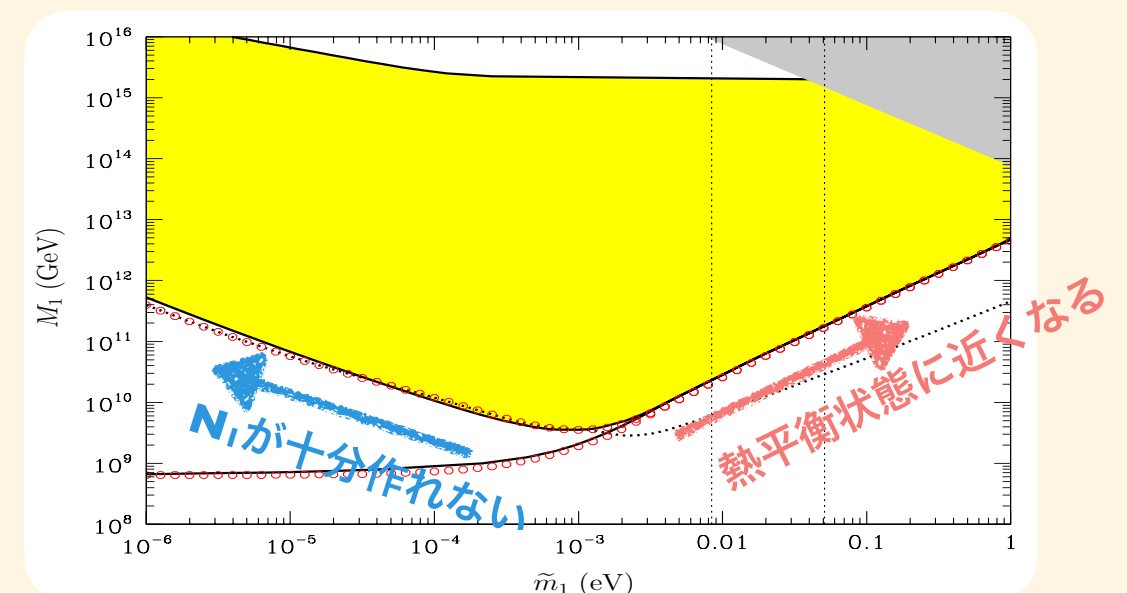
- **熱平衡状態からの逸脱** → N_1 の崩壊率 $< H$ at $T \sim M_1$ $n_{N_1} \neq n_{N_1}^{\text{eq}} \propto e^{-M_{N_1}/T}$

- L非対称性 → B非対称性

- N_1 の質量 $> 2 \times 10^9 \text{ GeV}$



→ 平衡状態に至るのにBの破れが効く



バリオン非対称性

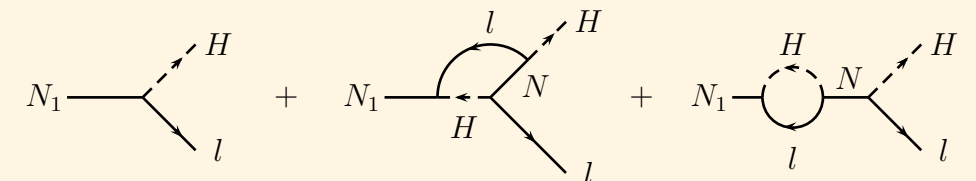
例 I. Leptogenesis

Fukugida, Yanagida Phys.Lett.B 174(1986)

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{SM}} + \overline{N_{R\alpha}} i \not{\partial} N_{R\alpha} - \left(h_{\alpha f} \overline{N_{R\alpha}} L_{Lf} \Phi + \frac{M_\alpha}{2} N_{R\alpha} N_{R\alpha} + \text{H.c.} \right) \rightarrow \frac{(hL\Phi)^2}{M} \rightarrow m_\nu \sim \frac{h^2 v_{\text{EW}}^2}{M}$$

- **CPの破れ** → neutrino Yukawa (h) の phase

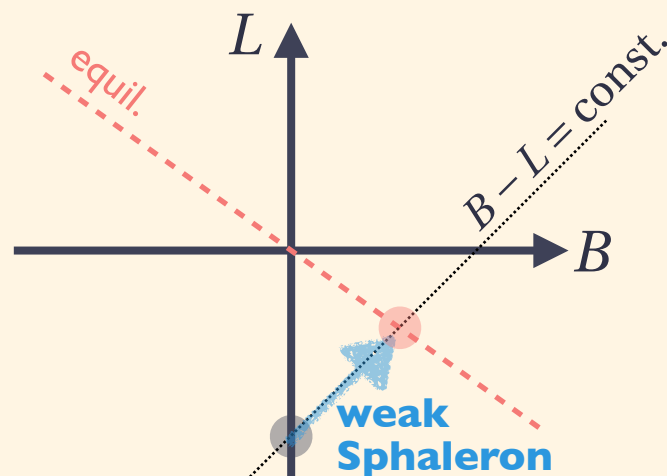
$$\epsilon_1 = \frac{\Gamma(N_1 \rightarrow \Phi + L_L) - \Gamma(N_1 \rightarrow \Phi^\dagger + L_L^\dagger)}{\Gamma(N_1 \rightarrow \Phi + L_L) + \Gamma(N_1 \rightarrow \Phi^\dagger + L_L^\dagger)} \simeq \frac{3}{16\pi} \frac{1}{(hh^\dagger)_{11}} \sum_{\alpha=2,3} \Im\{(hh^\dagger)_{\alpha 1}^2\} \frac{M_1}{M_\alpha}$$



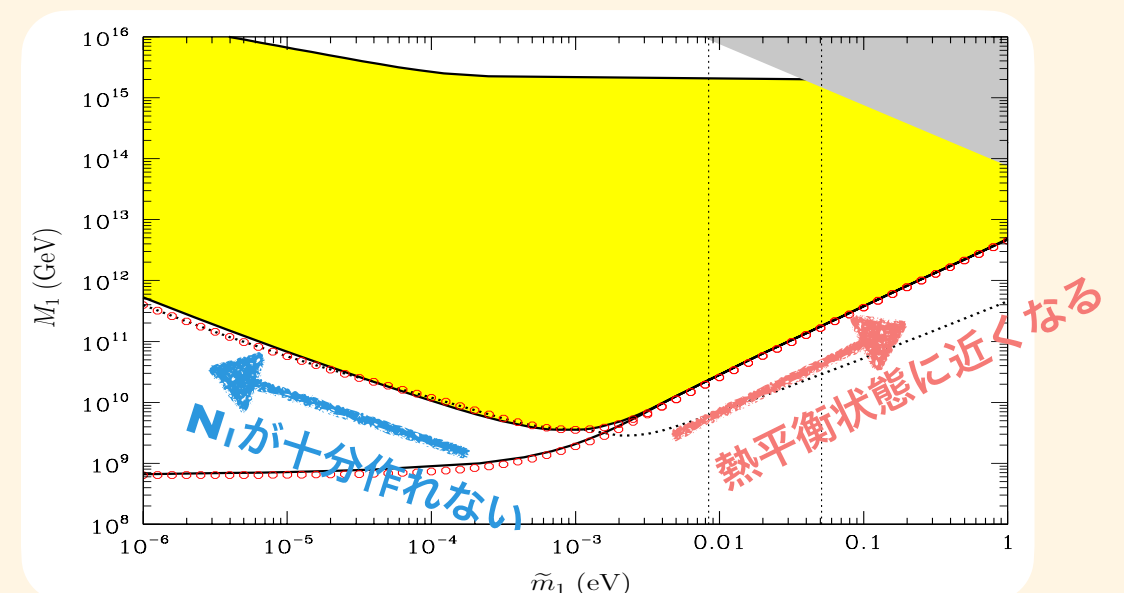
- **熱平衡状態からの逸脱** → N_1 の崩壊率 $< H$ at $T \sim M_1$ $n_{N_1} \neq n_{N_1}^{\text{eq}} \propto e^{-M_{N_1}/T}$

- L非対称性 → B非対称性

- $T_R > N_1$ の質量 $> 2 \times 10^9 \text{ GeV}$



→ 平衡状態に至るのにBの破れが効く



バリオン非対称性

例Ⅰ'. Leptogenesis

Fukugida, Yanagida Phys.Lett.B 174(1986)

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{SM}} + \overline{N_{R\alpha}} i \not{\partial} N_{R\alpha} - \left(h_{\alpha f} \overline{N_{R\alpha}} L_{Lf} \Phi + \frac{M_\alpha}{2} N_{R\alpha} N_{R\alpha} + \text{H.c.} \right) \rightarrow \frac{(hL\Phi)^2}{M} \rightarrow m_\nu \sim \frac{h^2 v_{\text{EW}}^2}{M}$$

▶ “Vanilla” Leptogenesis

$$\epsilon_1 = \frac{\Gamma(N_1 \rightarrow \Phi + L_L) - \Gamma(N_1 \rightarrow \Phi^\dagger + L_L^\dagger)}{\Gamma(N_1 \rightarrow \Phi + L_L) + \Gamma(N_1 \rightarrow \Phi^\dagger + L_L^\dagger)} \simeq \frac{3}{16\pi} \frac{1}{(hh^\dagger)_{11}} \sum_{\alpha=2,3} \Im\{(hh^\dagger)_{\alpha 1}^2\} \frac{M_1}{M_\alpha}$$

- 仮定：重ね合わせ状態 $(h_{1\alpha} L_\alpha)$ のcoherenceが保たれる。

▶ “Flavored” Leptogenesis

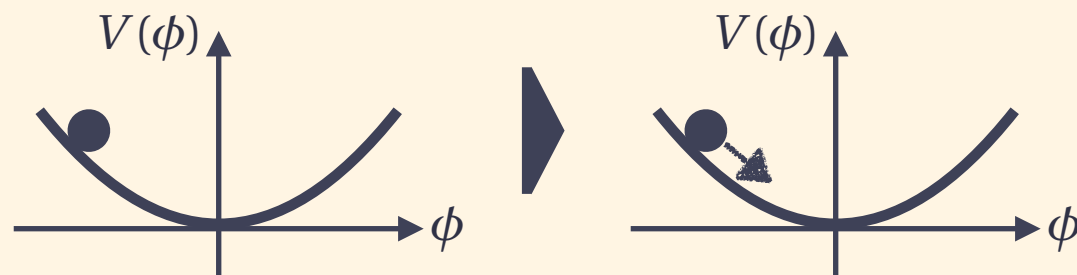
- e.g., τ -Yukawa相互作用は, $T < 10^{12}\text{GeV}$ で宇宙膨張よりefficient.
→ τ -Yukawaを通じた熱プラズマとの相互作用で L_τ 方向はdecohere.
- 温度が下がると μ -Yukawaも効いてきてさらにdecohere.
- decoherenceの過程を記述するにはBoltzmann方程式の拡張が必要.

e.g., Dev+ 1711.02861

バリオン非対称性

例2. Spontaneous Baryo/Leptogenesis

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{SM}} + \frac{1}{2} (\partial\phi)^2 - V(\phi) - \frac{\phi}{\Lambda} \partial \cdot J_B \quad \text{or} \quad \mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{SM}} - \left[\frac{m_\nu}{2v_{\text{EW}}^2} (L_L \Phi)^2 + \text{H.c.} \right] + \frac{1}{2} (\partial\phi)^2 - V(\phi) - \frac{\phi}{\Lambda} \partial \cdot J_{B-L}$$



- $m_\phi \sim H$ で ϕ が一様に動き出す.

- 有効化学ポテンシャル: $\frac{\dot{\phi}}{\Lambda} Q_B$ or $\frac{\dot{\phi}}{\Lambda} Q_{B-L}$

- **CPの破れ** → 初期条件 (もしくはその初期条件に至る過程)

$$\because \langle \dot{Q}_B \rangle = i \langle [H, Q_B] \rangle = \text{Tr} \{ CP \rho (CP)^{-1} CP [H, Q_B] (CP)^{-1} \} = i \langle [H, -Q_B] \rangle = -\langle \dot{Q}_B \rangle$$

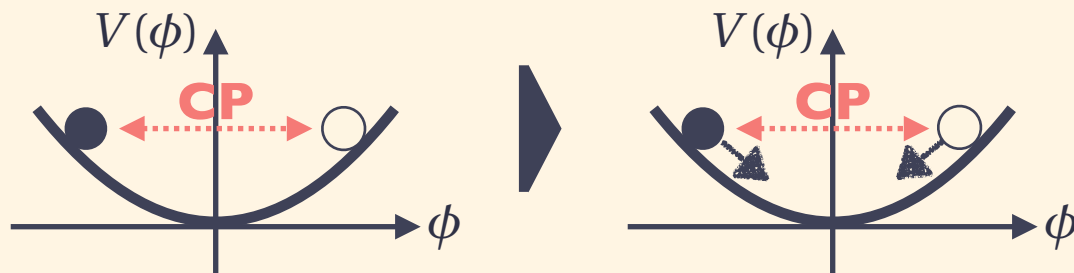
- ◉ **熱平衡状態からの逸脱** → ϕ が一様に動き出す

Cohen, Kaplan Phys.Lett.B199 (1987)
Nucl.Phys.B308 (1988)

バリオン非対称性

例2. Spontaneous Baryo/Leptogenesis

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{SM}} + \frac{1}{2} (\partial\phi)^2 - V(\phi) - \frac{\phi}{\Lambda} \partial \cdot J_B \quad \text{or} \quad \mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{SM}} - \left[\frac{m_\nu}{2v_{\text{EW}}^2} (L_L \Phi)^2 + \text{H.c.} \right] + \frac{1}{2} (\partial\phi)^2 - V(\phi) - \frac{\phi}{\Lambda} \partial \cdot J_{B-L}$$



- $m_\phi \sim H$ で ϕ が一様に動き出す.

- 有効化学ポテンシャル: $\frac{\dot{\phi}}{\Lambda} Q_B$ or $\frac{\dot{\phi}}{\Lambda} Q_{B-L}$

- **CPの破れ** → 初期条件 (もしくはその初期条件に至る過程)

$$\because \langle \dot{Q}_B \rangle = i \langle [H, Q_B] \rangle = \text{Tr} \{ CP \rho (CP)^{-1} CP [H, Q_B] (CP)^{-1} \} = i \langle [H, -Q_B] \rangle = -\langle \dot{Q}_B \rangle$$

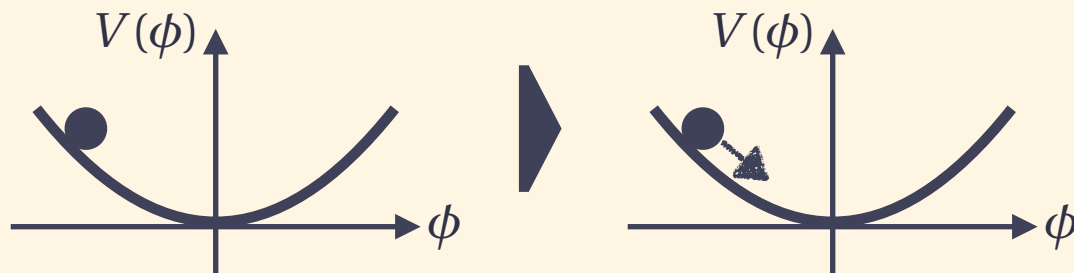
- ◎ **熱平衡状態からの逸脱** → ϕ が一様に動き出す

Cohen, Kaplan Phys.Lett.B199 (1987)
Nucl.Phys.B308 (1988)

バリオン非対称性

例2. Spontaneous Baryo/Leptogenesis

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{SM}} + \frac{1}{2} (\partial\phi)^2 - V(\phi) - \frac{\phi}{\Lambda} \partial \cdot J_B \quad \text{or} \quad \mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{SM}} - \left[\frac{m_\nu}{2v_{\text{EW}}^2} (L_L \Phi)^2 + \text{H.c.} \right] + \frac{1}{2} (\partial\phi)^2 - V(\phi) - \frac{\phi}{\Lambda} \partial \cdot J_{B-L}$$



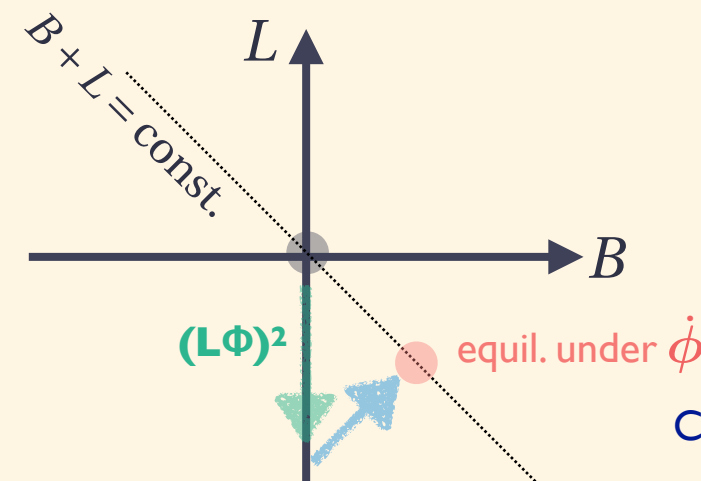
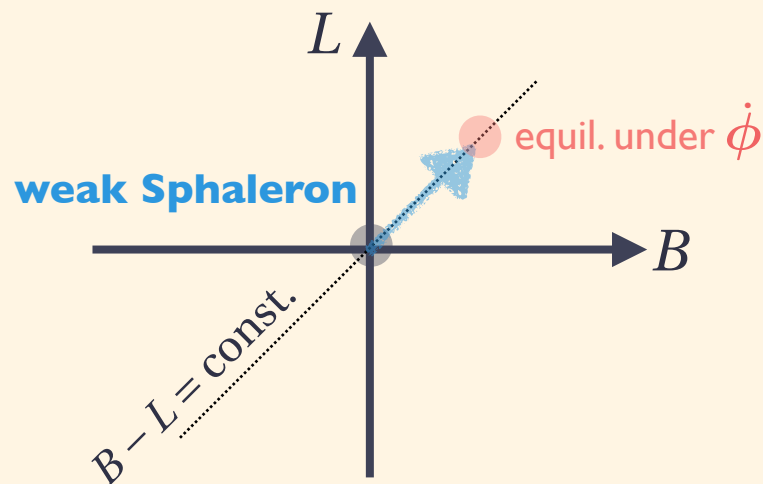
- $m_\phi \sim H$ で ϕ が一様に動き出す.

- 有効化学ポテンシャル: $\frac{\dot{\phi}}{\Lambda} Q_B$ or $\frac{\dot{\phi}}{\Lambda} Q_{B-L}$

- **CPの破れ** → 初期条件 (もしくはその初期条件に至る過程)

$$\because \langle \dot{Q}_B \rangle = i \langle [H, Q_B] \rangle = \text{Tr} \{ CP \rho (CP)^{-1} CP [H, Q_B] (CP)^{-1} \} = i \langle [H, -Q_B] \rangle = -\langle \dot{Q}_B \rangle$$

- ◎ **熱平衡状態からの逸脱** → ϕ が一様に動き出す



Cohen, Kaplan Phys.Lett.B199 (1987)
Nucl.Phys.B308 (1988)

バリオン非対称性

例2'. Spontaneous Baryo/Leptogenesis

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{SM}} + \frac{1}{2} (\partial\phi)^2 - V(\phi) - \frac{\phi}{\Lambda} \partial \cdot J_B \quad \text{or} \quad \mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{SM}} - \left[\frac{m_\nu}{2v_{\text{EW}}^2} (L_L \Phi)^2 + \text{H.c.} \right] + \frac{1}{2} (\partial\phi)^2 - V(\phi) - \frac{\phi}{\Lambda} \partial \cdot J_{B-L}$$

▶ General couplings KM+ 2006.03148, Harigaya+ 2006.04809

$$c_i \frac{\phi}{\Lambda} \partial \cdot J_i \quad (i = e_f, L_f, \dots) \xrightarrow{\text{Chiral rotation}} n_S^{\text{WS}} \frac{\phi}{\Lambda} \frac{g_2^2}{32\pi^2} W_{\mu\nu}^a \tilde{W}^{a\mu\nu} \quad n_S^{\text{SS}} \frac{\phi}{\Lambda} \frac{g_2^2}{32\pi^2} G_{\mu\nu}^a \tilde{G}^{a\mu\nu} \quad e^{in_S^{Y_u} \phi / \Lambda} Y_u \Phi^\dagger \overline{Q}_L u_R \dots$$

- B生成の条件： $\dot{\phi}$ の下での平衡状態に至るのにBの破れが効く。 (cf. Leptogenesis)

$$\mu_B = \frac{3}{79} \left(24n_S^{\text{WS}} - 22n_S^{Y_e} - 21n_S^{\text{SS}} + 18n_S^{Y_d} - 18 \frac{\Gamma_{Y_{u1}}}{\Gamma_{Y_{d1}}} n_S^{Y_u} \right) \frac{\dot{\phi}}{\Lambda} \quad \text{or} \quad \mu_{B-L} = \left(\frac{46}{87} n_S^{\text{WS}} - \frac{19}{29} n_S^{\text{SS}} + \frac{45}{29} n_S^{Y_t} - \frac{115}{58} n_S^W \right) \frac{\dot{\phi}}{\Lambda}$$

→ “ほとんど全ての結合”でバリオン非対称性ができる。

e.g., $\frac{\phi}{\Lambda} \frac{g_2^2}{32\pi^2} G_{\mu\nu}^a \tilde{G}^{a\mu\nu}$ BやLの破れと関係ないがBやB-L非対称性が生成される例。

擬スカラー(Φ)がBやB-Lと直接結合している必要はない。

バリオン非対称性

Baryo/Leptogenesis from Axion Inflation

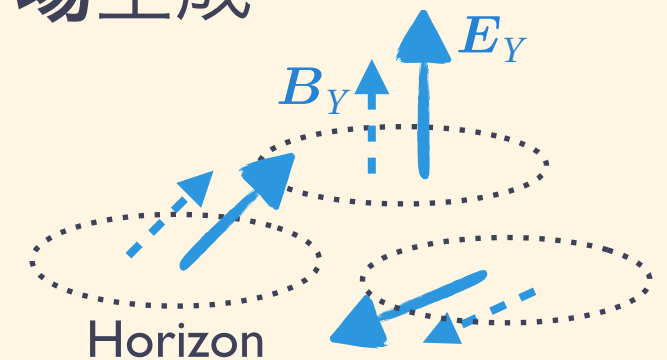
$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{SM}} + \frac{1}{2} (\partial\phi)^2 - V(\phi) + \frac{\phi}{4\Lambda} Y_{\mu\nu} \tilde{Y}^{\mu\nu} \quad \text{or} \quad \mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{SM+RH}\nu} + \frac{1}{2} (\partial\phi)^2 - V(\phi) + \frac{\phi}{4\Lambda} Y_{\mu\nu} \tilde{Y}^{\mu\nu} \propto \phi \partial \cdot h$$

- ▶ インフレーション中にヘリカルなU(1)_Yゲージ場生成

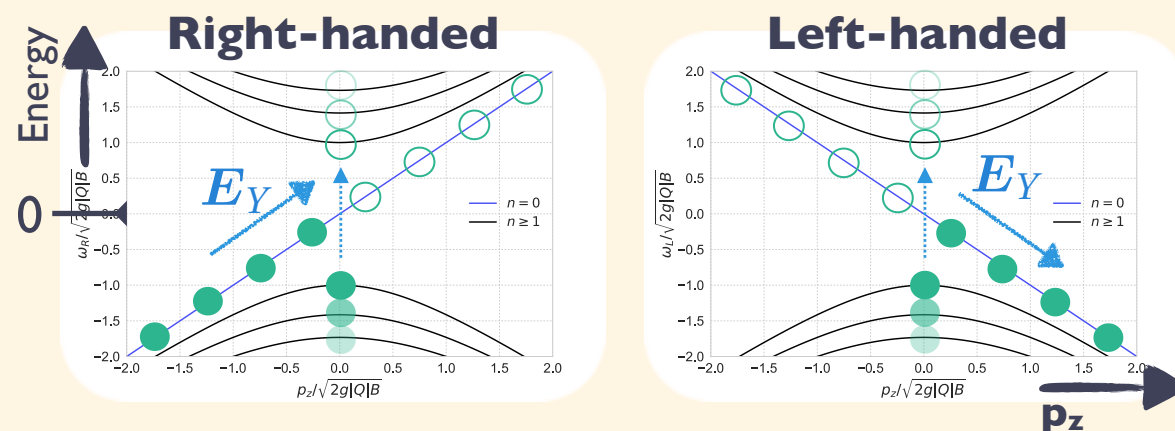
$$0 = \left[\partial_\eta^2 + k(k \pm 2\xi aH) \right] A_{Y,\pm}(\eta, k)$$

where $\xi \equiv \frac{\dot{\phi}}{2\Lambda H}$

$$\Rightarrow 0 \neq \langle Y_{\mu\nu} \tilde{Y}^{\mu\nu} \rangle = -4 \langle \mathbf{E}_Y \cdot \mathbf{B}_Y \rangle$$



- ▶ インフレーション中に**B+L**非対称性生成 Domcke, **KM** 1806.08769



バリオン非対称性

Baryo/Leptogenesis from Axion Inflation

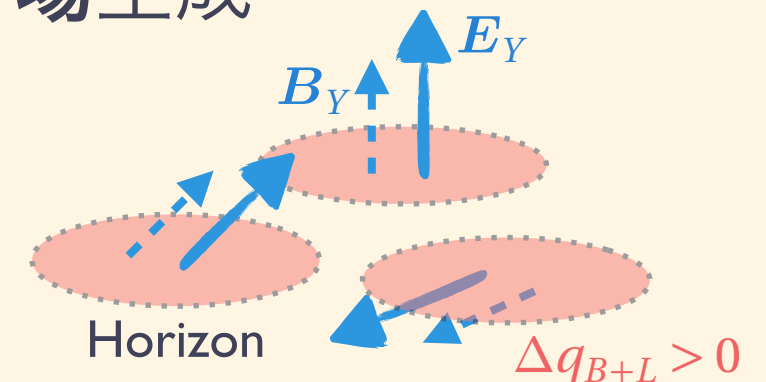
$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{SM}} + \frac{1}{2}(\partial\phi)^2 - V(\phi) + \frac{\phi}{4\Lambda} Y_{\mu\nu} \tilde{Y}^{\mu\nu} \quad \text{or} \quad \mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{SM+RH}\nu} + \frac{1}{2}(\partial\phi)^2 - V(\phi) + \frac{\phi}{4\Lambda} Y_{\mu\nu} \tilde{Y}^{\mu\nu} \propto \phi \partial \cdot h$$

- インフレーション中にヘリカルなU(1)_Yゲージ場生成

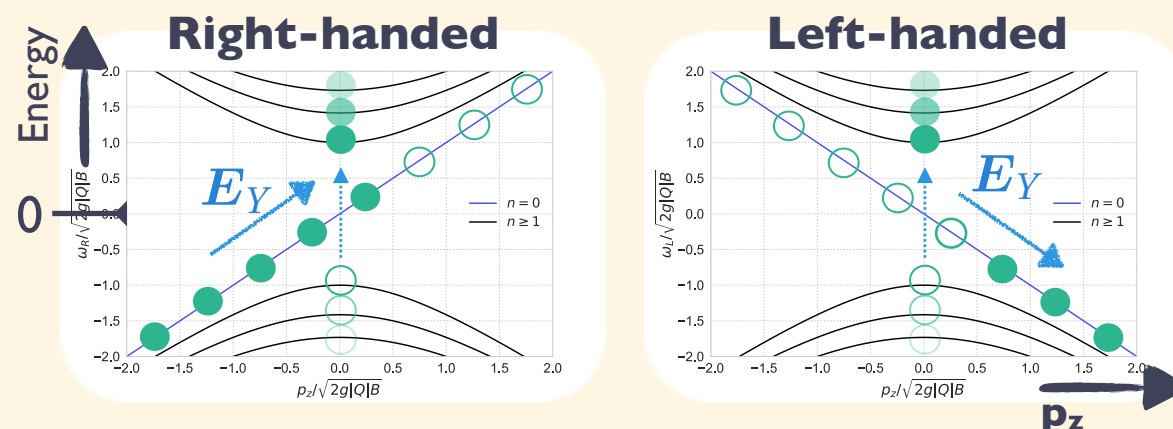
$$0 = \left[\partial_\eta^2 + k(k \pm 2\xi aH) \right] A_{Y,\pm}(\eta, k)$$

where $\xi \equiv \frac{\dot{\phi}}{2\Lambda H}$

$$0 \neq \langle Y_{\mu\nu} \tilde{Y}^{\mu\nu} \rangle = -4 \langle \mathbf{E}_Y \cdot \mathbf{B}_Y \rangle$$



- インフレーション中にB+L非対称性生成 Domcke, **KM** 1806.08769



- Lowest Landau Level → B+L非対称性

$$\partial_\mu J_{B+L}^\mu = \frac{3}{16\pi^2} \left(g_2^2 W_{\mu\nu}^a \tilde{W}^{a\mu\nu} - g_Y^2 Y_{\mu\nu} \tilde{Y}^{\mu\nu} \right) \neq 0$$

- Higher Landau Levels → pair production

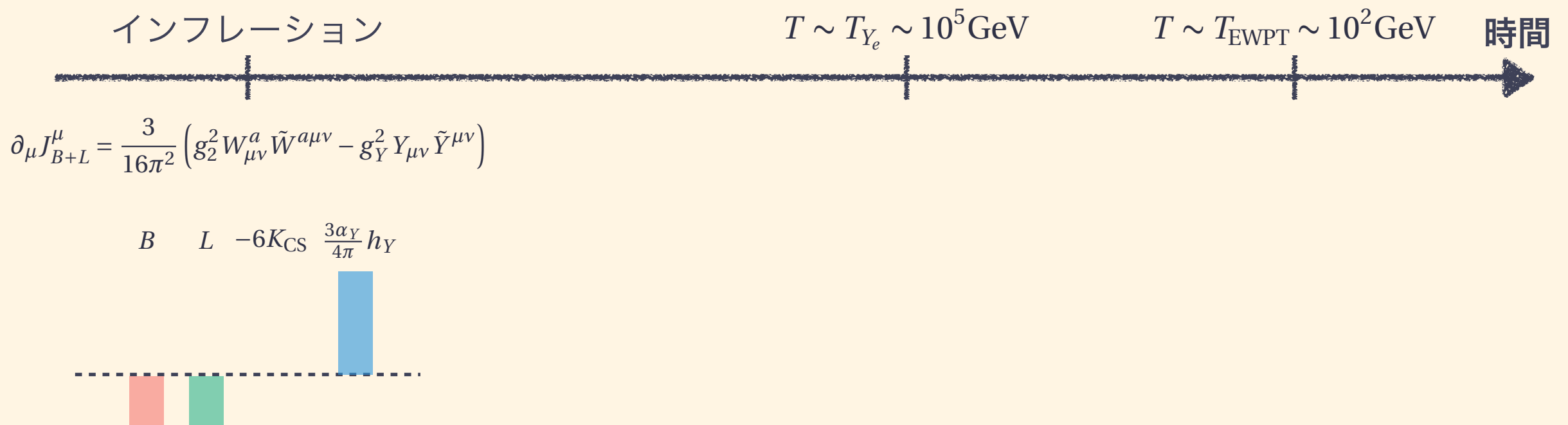
➡ washoutから生き残ってバリオン非対称性を説明できるか？

バリオン非対称性

Baryo/Leptogenesis from Axion Inflation

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{SM}} + \frac{1}{2}(\partial\phi)^2 - V(\phi) + \frac{\phi}{4\Lambda} Y_{\mu\nu} \tilde{Y}^{\mu\nu} \quad \text{or} \quad \mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{SM+RH}\nu} + \frac{1}{2}(\partial\phi)^2 - V(\phi) + \frac{\phi}{4\Lambda} Y_{\mu\nu} \tilde{Y}^{\mu\nu} \propto \phi \partial \cdot h$$

► Schematicな各chargeの時間発展

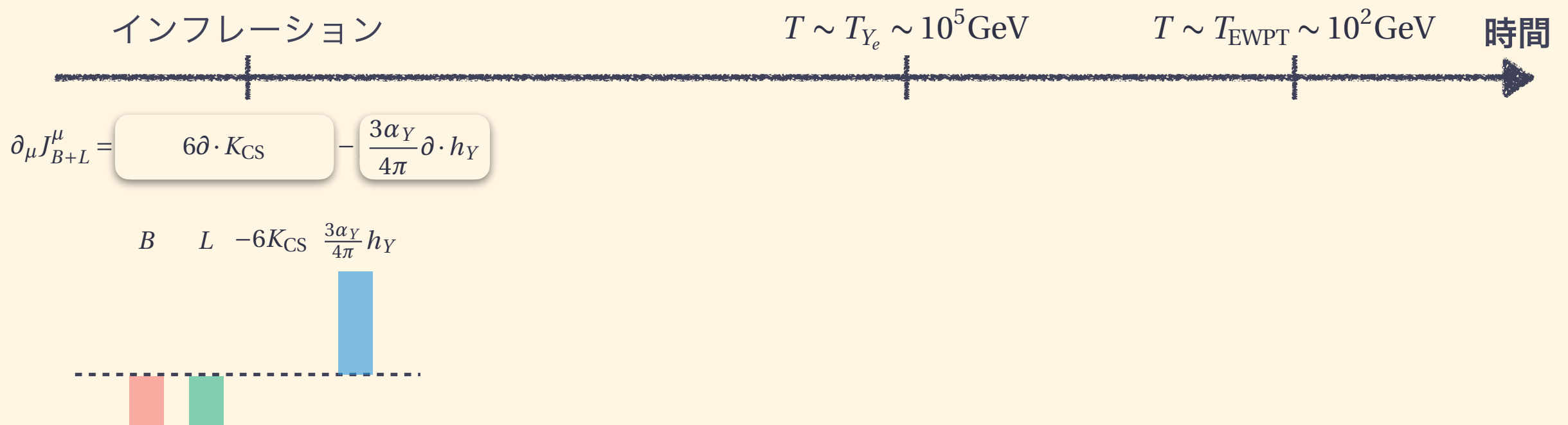


バリオン非対称性

Baryo/Leptogenesis from Axion Inflation

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{SM}} + \frac{1}{2}(\partial\phi)^2 - V(\phi) + \frac{\phi}{4\Lambda} Y_{\mu\nu} \tilde{Y}^{\mu\nu} \quad \text{or} \quad \mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{SM+RH}\nu} + \frac{1}{2}(\partial\phi)^2 - V(\phi) + \frac{\phi}{4\Lambda} Y_{\mu\nu} \tilde{Y}^{\mu\nu} \propto \phi \partial \cdot h$$

► Schematicな各chargeの時間発展

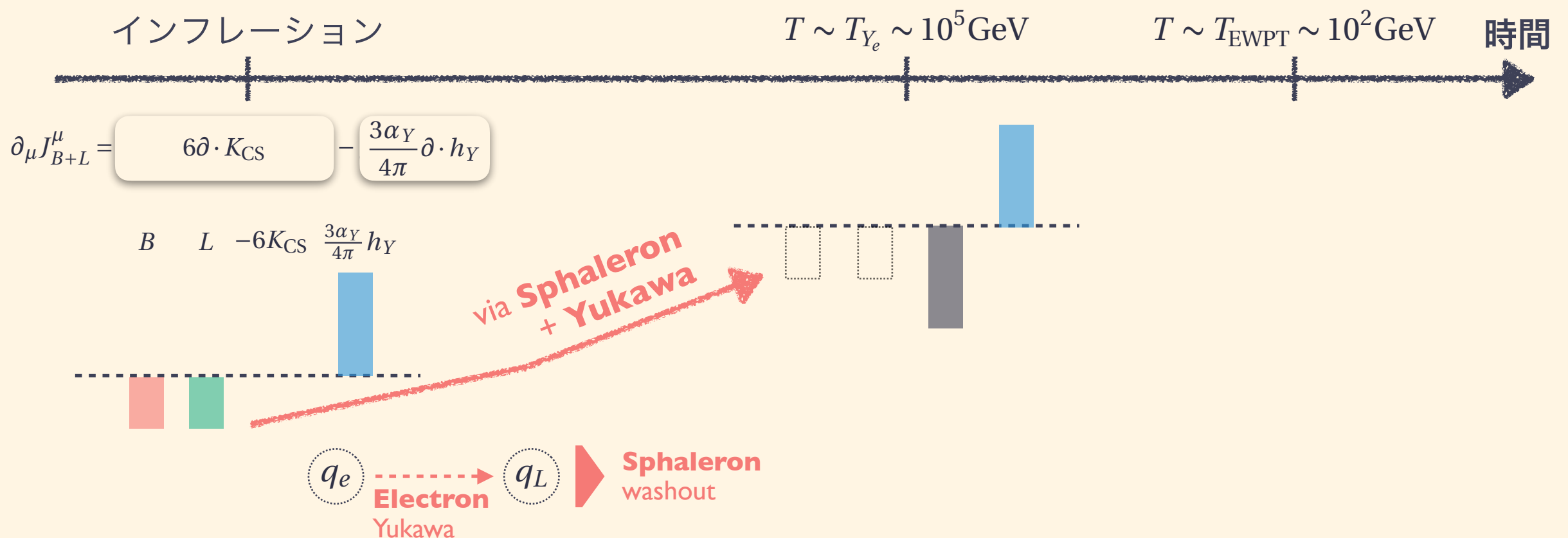


バリオン非対称性

Baryo/Leptogenesis from Axion Inflation

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{SM}} + \frac{1}{2}(\partial\phi)^2 - V(\phi) + \frac{\phi}{4\Lambda} Y_{\mu\nu} \tilde{Y}^{\mu\nu} \quad \text{or} \quad \mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{SM+RH}\nu} + \frac{1}{2}(\partial\phi)^2 - V(\phi) + \frac{\phi}{4\Lambda} Y_{\mu\nu} \tilde{Y}^{\mu\nu} \propto \phi \partial \cdot h$$

▶ Schematicな各chargeの時間発展

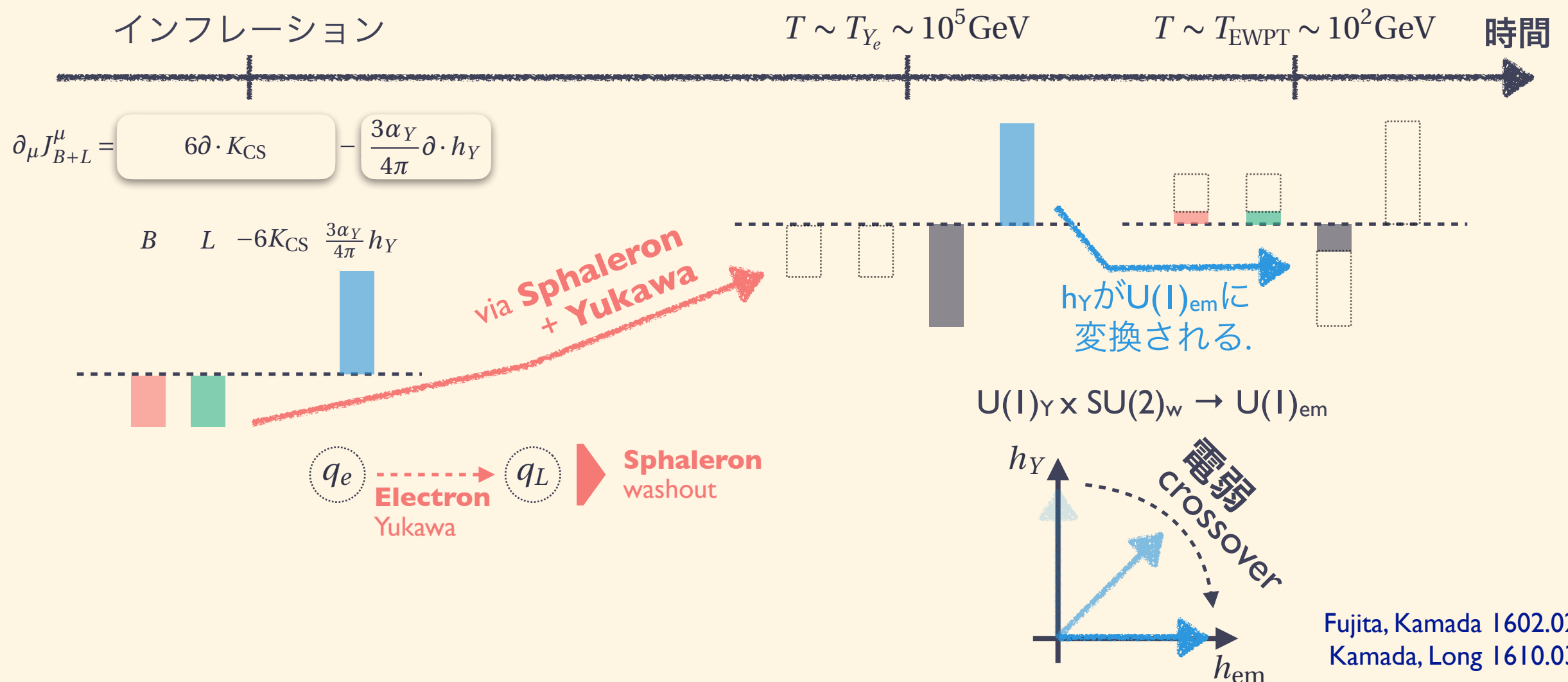


バリオン非対称性

Baryo/Leptogenesis from Axion Inflation

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{SM}} + \frac{1}{2}(\partial\phi)^2 - V(\phi) + \frac{\phi}{4\Lambda} Y_{\mu\nu} \tilde{Y}^{\mu\nu} \quad \text{or} \quad \mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{SM+RH}\nu} + \frac{1}{2}(\partial\phi)^2 - V(\phi) + \frac{\phi}{4\Lambda} Y_{\mu\nu} \tilde{Y}^{\mu\nu} \propto \phi \partial \cdot h$$

▶ Schematicな各chargeの時間発展



バリオン非対称性

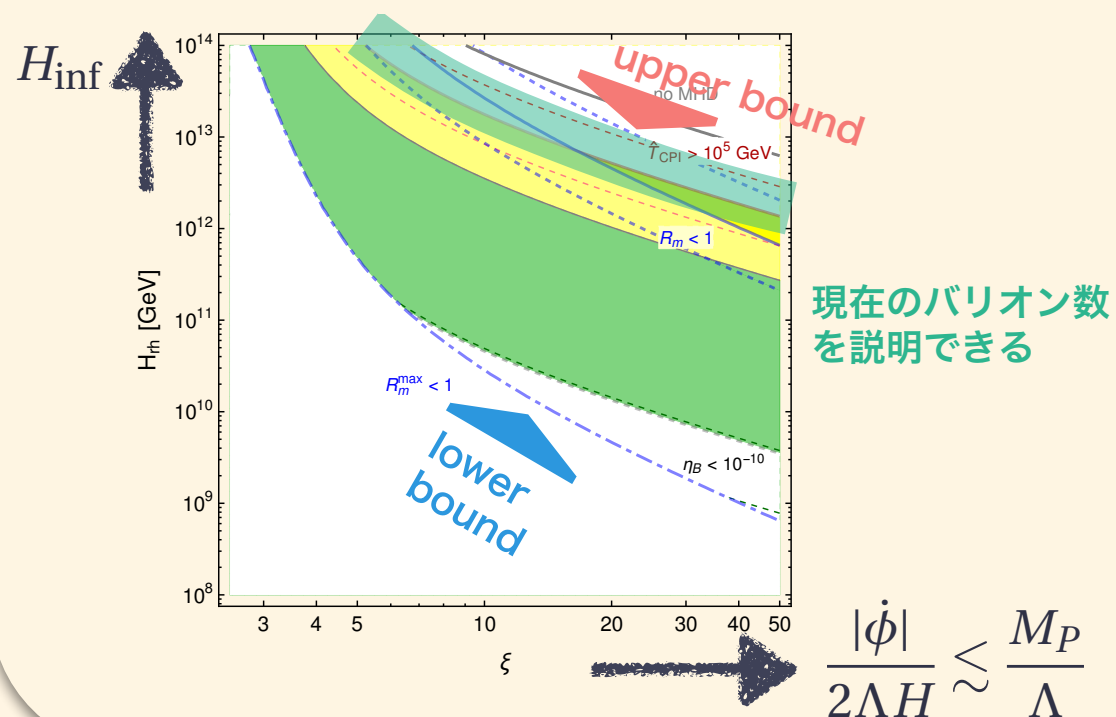
Baryo/Leptogenesis from Axion Inflation

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{SM}} + \frac{1}{2}(\partial\phi)^2 - V(\phi) + \frac{\phi}{4\Lambda} Y_{\mu\nu} \tilde{Y}^{\mu\nu} \quad \text{or} \quad \mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{SM+RH}\nu} + \frac{1}{2}(\partial\phi)^2 - V(\phi) + \frac{\phi}{4\Lambda} Y_{\mu\nu} \tilde{Y}^{\mu\nu} \propto \phi \partial \cdot h$$

▶ Schematicな各chargeの時間発展

- Viableなパラメタはあるか？

Domcke, Harling, Morgante, **KM**
1905.13318



✓ 標準模型 + インフロンだけでbaryogenesis

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{SM}} + \mathcal{L}_{\text{inf}}(\phi) + \frac{\phi}{4\Lambda} Y_{\mu\nu} \tilde{Y}^{\mu\nu}$$

✓ カイラル磁気流体力学から、バリオン数に上限と下限がつく。

$$10^{-13} \lesssim \frac{n_B}{n_\gamma} \lesssim 10^{-7}$$

➔ 現在の値が許される

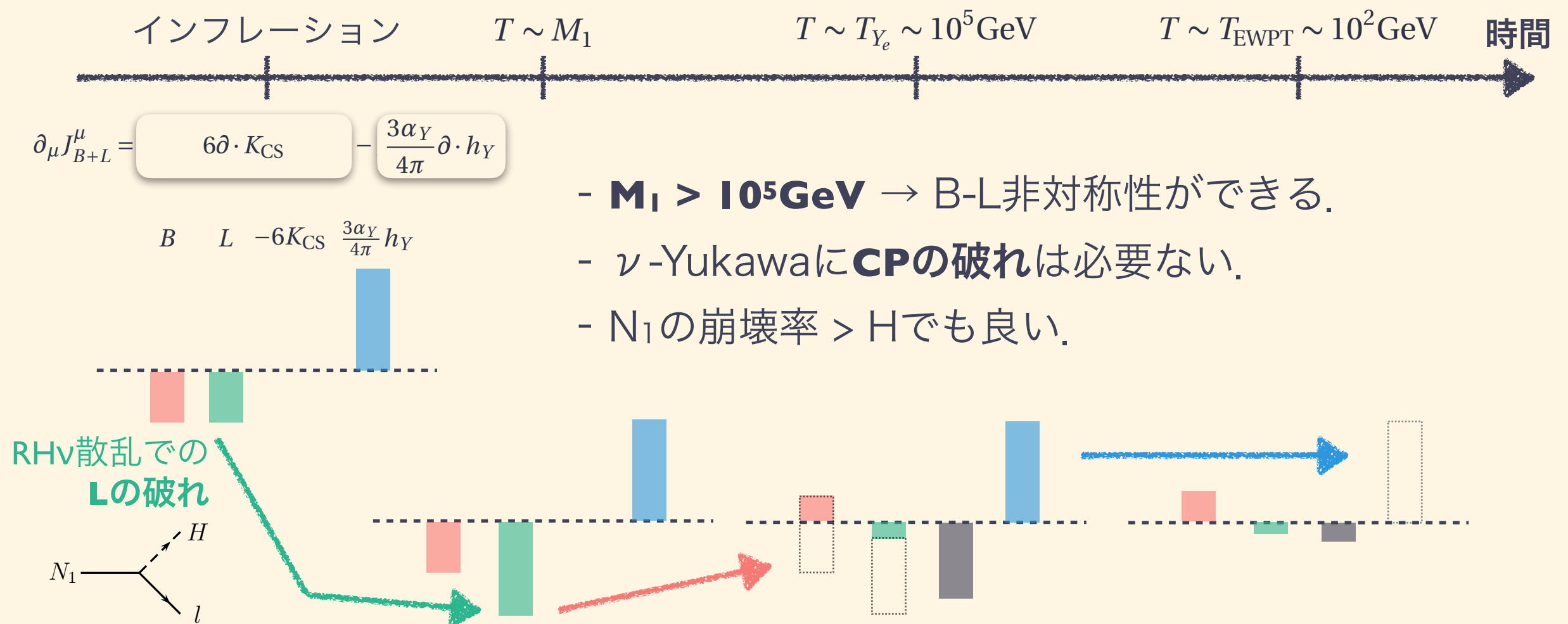
$$\frac{n_B}{n_\gamma} \simeq 6 \times 10^{-10}$$

バリオン非対称性

Baryo/Leptogenesis from Axion Inflation

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{SM}} + \frac{1}{2}(\partial\phi)^2 - V(\phi) + \frac{\phi}{4\Lambda} Y_{\mu\nu} \tilde{Y}^{\mu\nu} \quad \text{or} \quad \mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{SM+RH}\nu} + \frac{1}{2}(\partial\phi)^2 - V(\phi) + \frac{\phi}{4\Lambda} Y_{\mu\nu} \tilde{Y}^{\mu\nu} \propto \phi \partial \cdot h$$

▶ Schematicな各chargeの時間発展



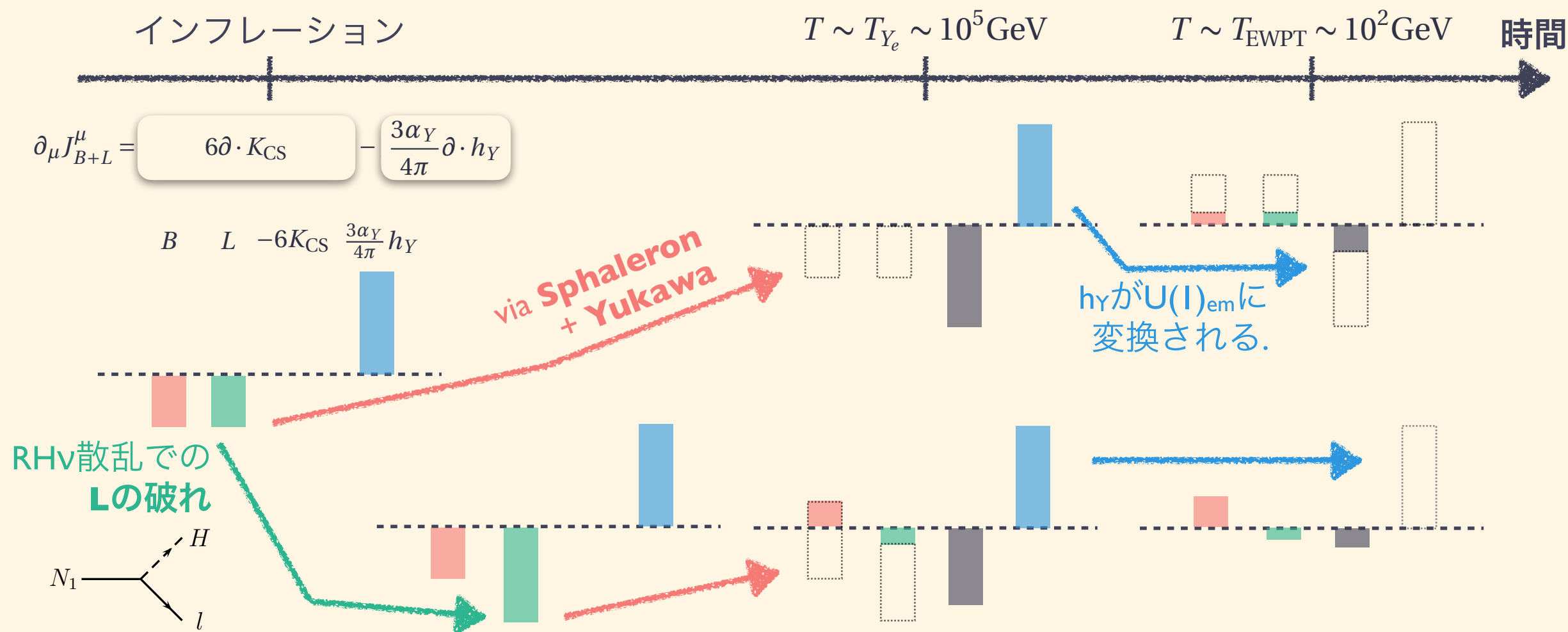
Domcke, Kamada, **KM**, Schmiz, Yamada 2011.09347; 21xx.xxxxx

バリオン非対称性

Baryo/Leptogenesis from Axion Inflation

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{SM}} + \frac{1}{2}(\partial\phi)^2 - V(\phi) + \frac{\phi}{4\Lambda} Y_{\mu\nu} \tilde{Y}^{\mu\nu} \quad \text{or} \quad \mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{SM}+\text{RH}\nu} + \frac{1}{2}(\partial\phi)^2 - V(\phi) + \frac{\phi}{4\Lambda} Y_{\mu\nu} \tilde{Y}^{\mu\nu} \propto \phi \partial \cdot h$$

▶ Schematicな各chargeの時間発展



まとめ

素粒子論的宇宙論と非平衡多体系の物理

▶ 再加熱過程

- 暗黒物質・バリオン非対称性生成を理解する上でおさえておきたい.
- 典型的には摂動的な粒子生成が最終的な再加熱完了時を決める.
- **High-energy tail**が出る場合, **インフロン崩壊率に多体効果が効く場合**

▶ 暗黒物質生成

- 観測と同じ精度($\sim 1\%$)の理論計算にあたって多体効果は重要.
- H に対する補正, Γ (**Sommerfeld+束縛状態**)に対する補正
- 再加熱過程のHigh-energy tailが新たな暗黒物質生成過程となる.

▶ バリオン非対称性生成

- そもそも非平衡であることが必須.
- 直接バリオン非対称性を作る必要はない. (leptogenesis, SBG)
- **インフロンの動きというCP破れ**からもバリオン非対称性が作れる.