

Matter-antimatter production due to oscillating background field

Enomoto, Seishi [榎本 成志]
(Sun Yat-sen University [中山大学])

Based on:

Int. Jour. Mod. Phys. A **33** (2018) 1850146 (arXiv:1707.05310 [hep-ph])

Phys. Rev. D **99** (2019) 036005 (arXiv:1811.06197 [hep-ph])

Eur. Phys. J. C **XX XX**, XXXX [accepted] (arXiv:2005.08037 [hep-ph])

2020/11/26

素粒子現象論研究会 @ 大阪市大, Zoom



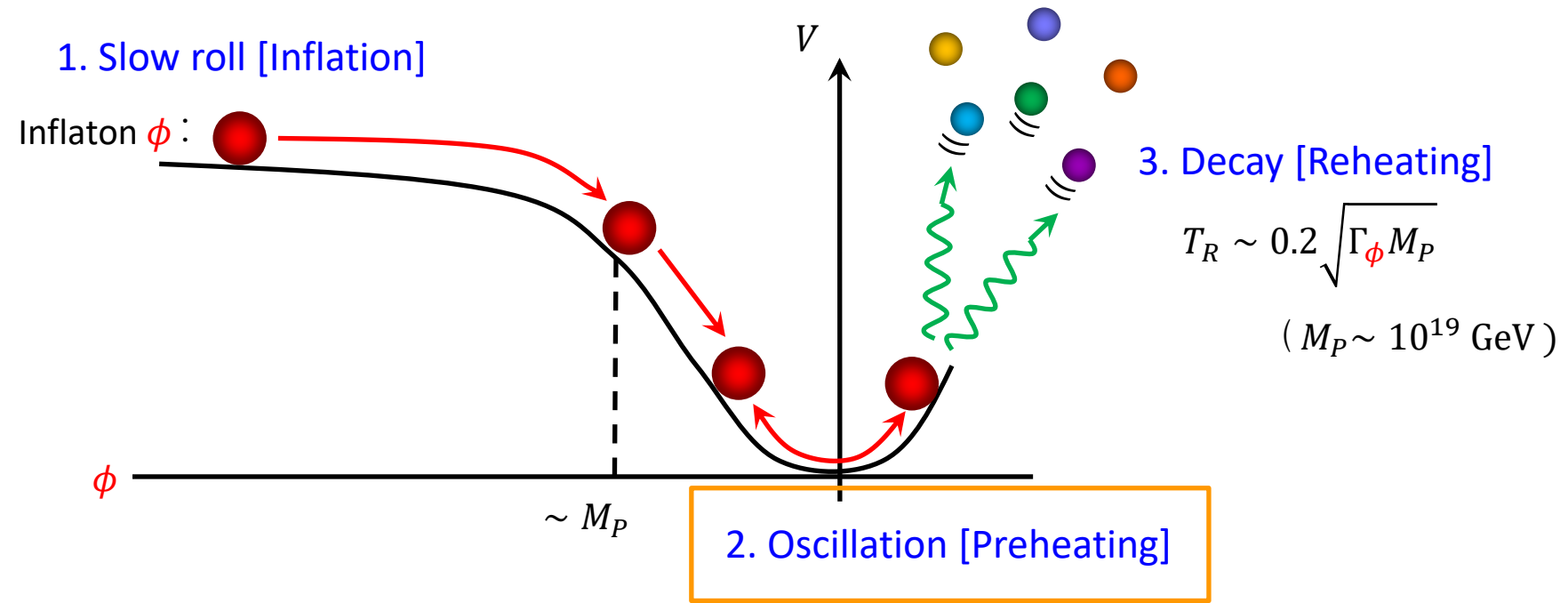
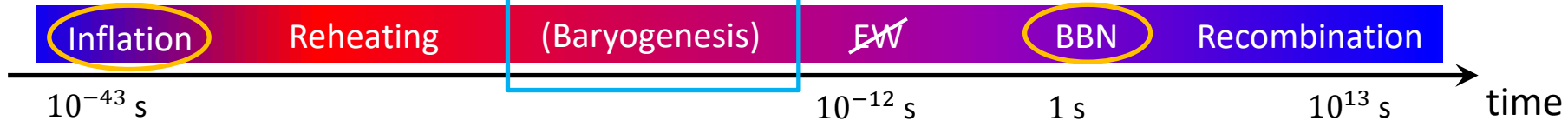
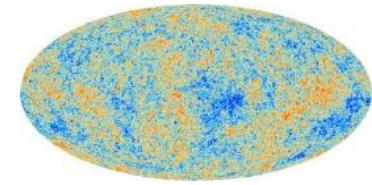
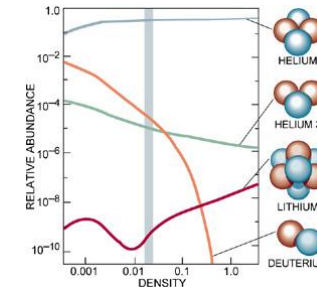
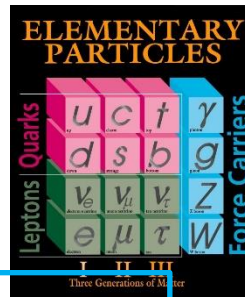
Outlook

1. Introduction
2. Asymmetric particle production
 1. Demonstration in a simple model
 2. Application to Type-I seesaw model
3. Summary

1. Introduction

History of the Universe

- 1. Introduction -



Preheating (= 量子効果 + 統計効果)

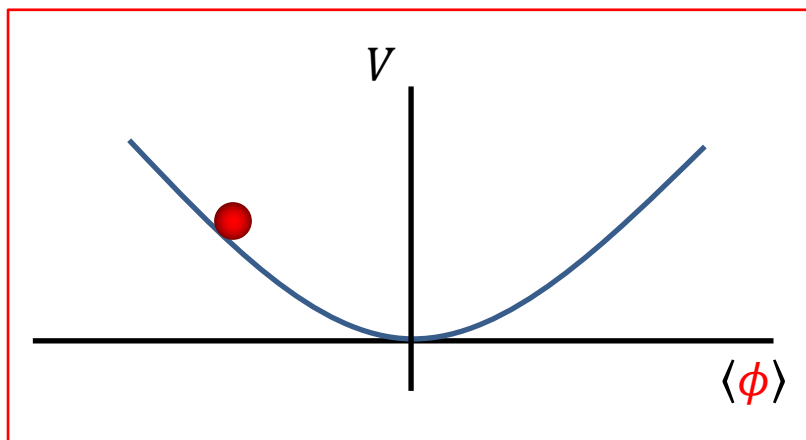
[J. H. Traschen and R. H. Brandenberger (1990), L. Kofman, A. D. Linde, A. A. Starobinsky (1994, 1997)]

Parametric resonance

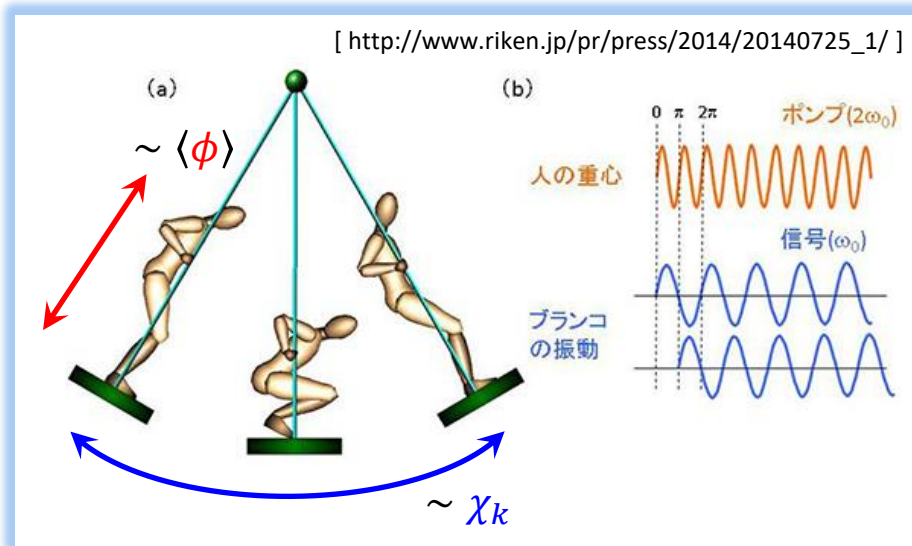
$$V = \frac{1}{2} m_\phi^2 \langle \phi(t) \rangle^2 + \frac{1}{2} g^2 \langle \phi(t) \rangle^2 \chi^2$$

ϕ : background
(classical field)

χ : real scalar
(quantum field)



$$[\langle \phi(t) \rangle \sim \langle \phi_0 \rangle \cos m_\phi t]$$



Equation of motion for χ

$$0 = \partial_t^2 \chi_k + (\mathbf{k}^2 + \langle \phi_0 \rangle^2 \cos^2 m_\phi t) \chi_k \quad \left[\chi(t, \mathbf{x}) = \sum_k [e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x}} \chi_k(t) a_k + (h.c.)] \right]$$

→ “Mathieu equation” ... ブランコ + 漕いでいる人の運動

Preheating (= 量子効果 + 統計効果)

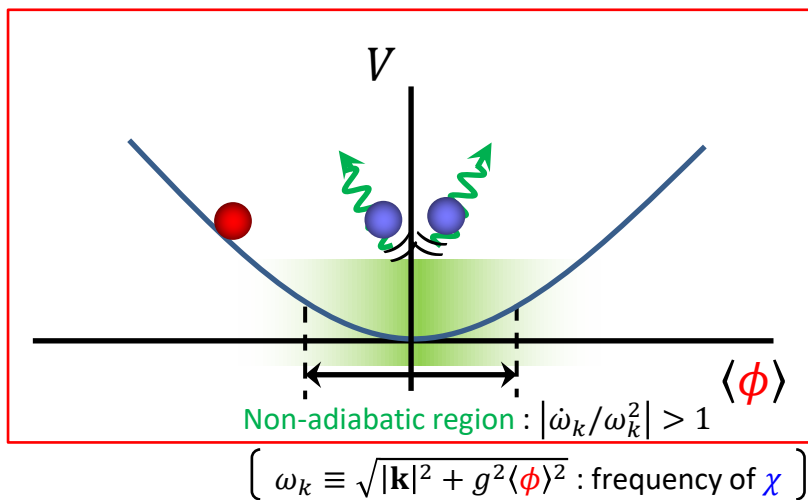
[J. H. Traschen and R. H. Brandenberger (1990), L. Kofman, A. D. Linde, A. A. Starobinsky (1994, 1997)]

Parametric resonance

$$V = \frac{1}{2} m_\phi^2 \langle \phi(t) \rangle^2 + \frac{1}{2} g^2 \langle \phi(t) \rangle^2 \chi^2$$

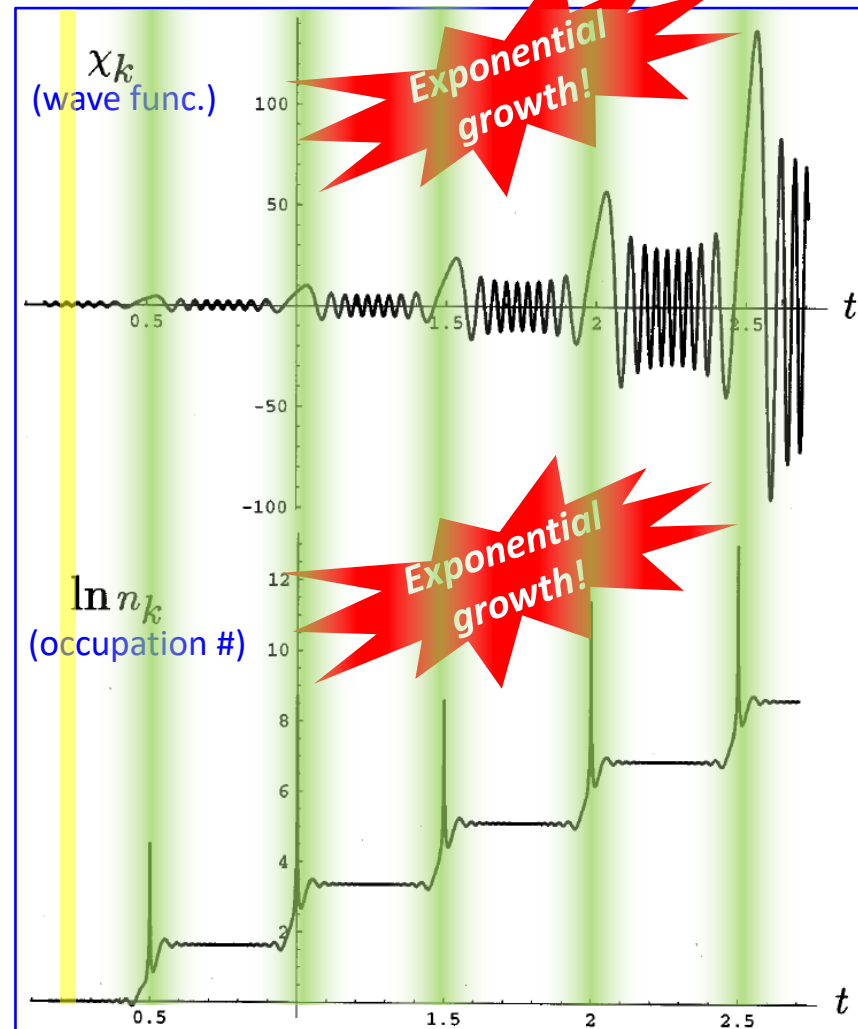
ϕ : background
(classical field)

χ : real scalar
(quantum field)



- 指数関数的に増大
(parametric resonance)
- “non-adiabatic” な領域で生成
(massless point 近辺: $\langle \phi \rangle \sim 0$)

$$0 = \partial_t^2 \chi_k + (\mathbf{k}^2 + \langle \phi_0 \rangle^2 \cos^2 m_\phi t) \chi_k$$

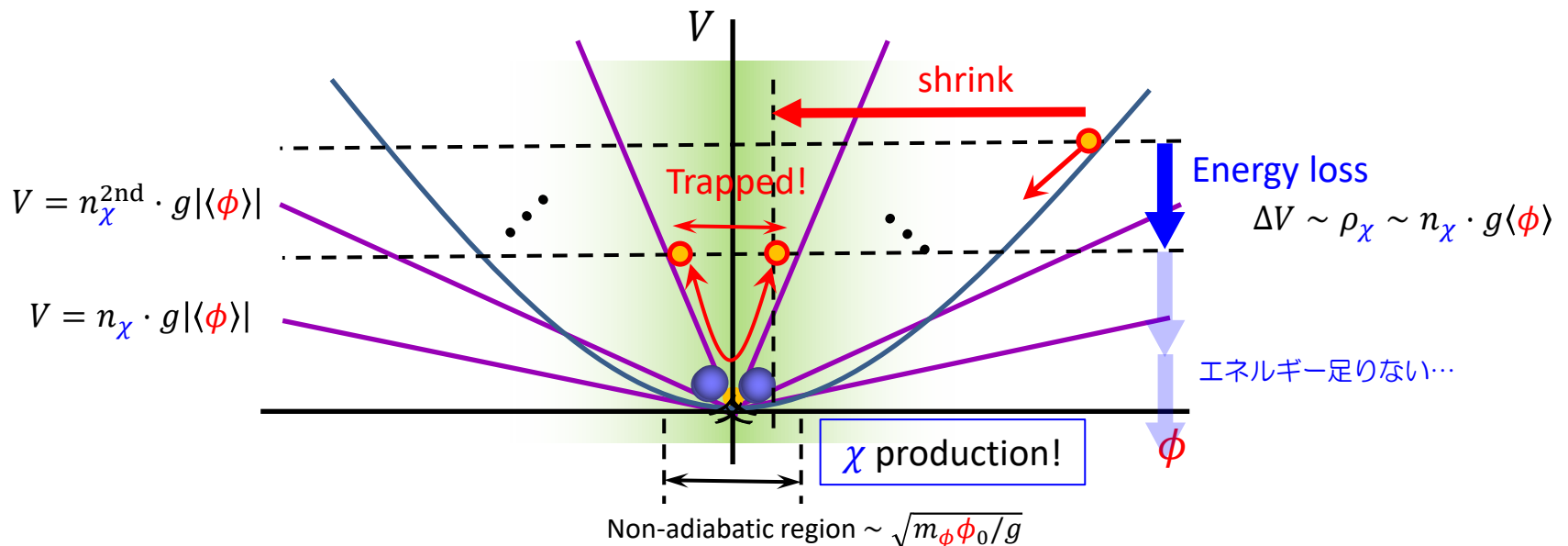


■ Backreaction 効果の直感的な理解

$$\mathcal{H} = \frac{1}{2} \langle \dot{\phi} \rangle^2 + \frac{1}{2} m_\phi^2 \langle \phi \rangle^2 + \frac{1}{2} \dot{\chi}^2 + \frac{1}{2} (\vec{\nabla} \chi)^2 + \frac{1}{2} g^2 \langle \phi \rangle^2 \chi^2$$

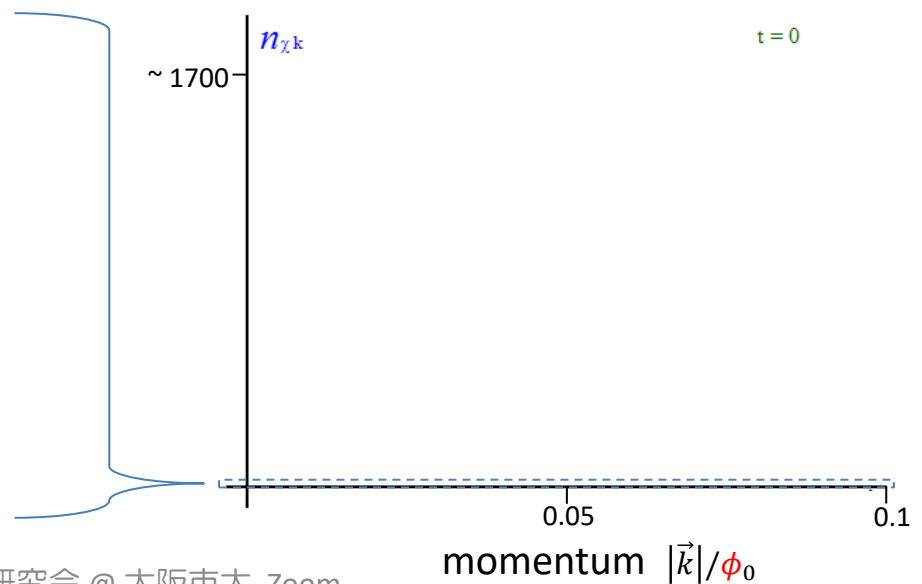
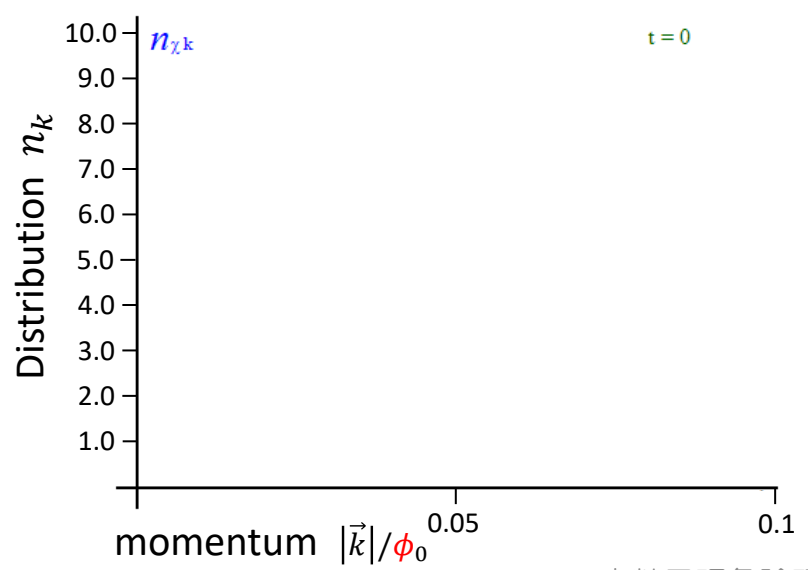
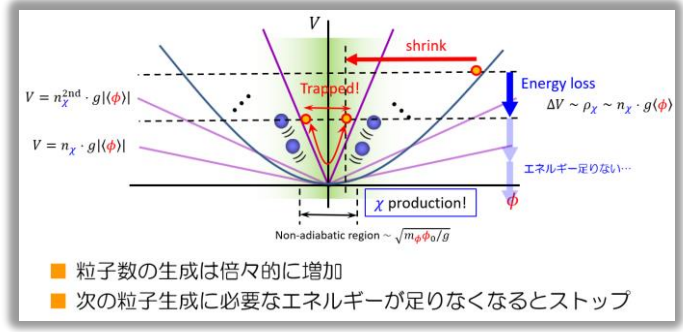
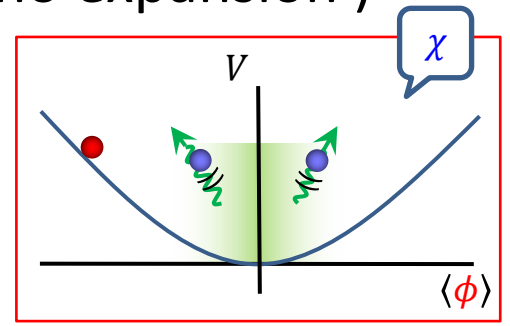
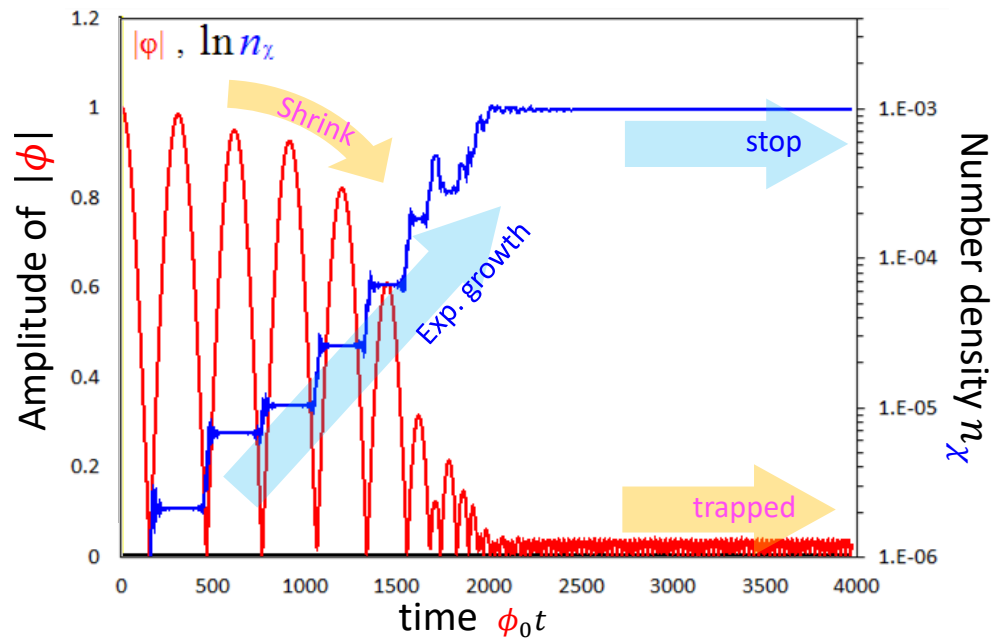
$$= \rho_\chi \sim n_\chi \cdot g |\langle \phi \rangle| = V_{\text{eff}}[\langle \phi \rangle]$$

➡ ϕ に対して線形ポテンシャルが立ち上がる

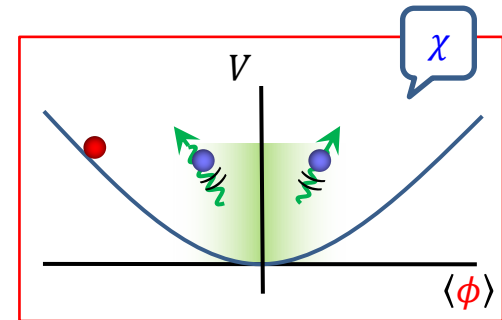
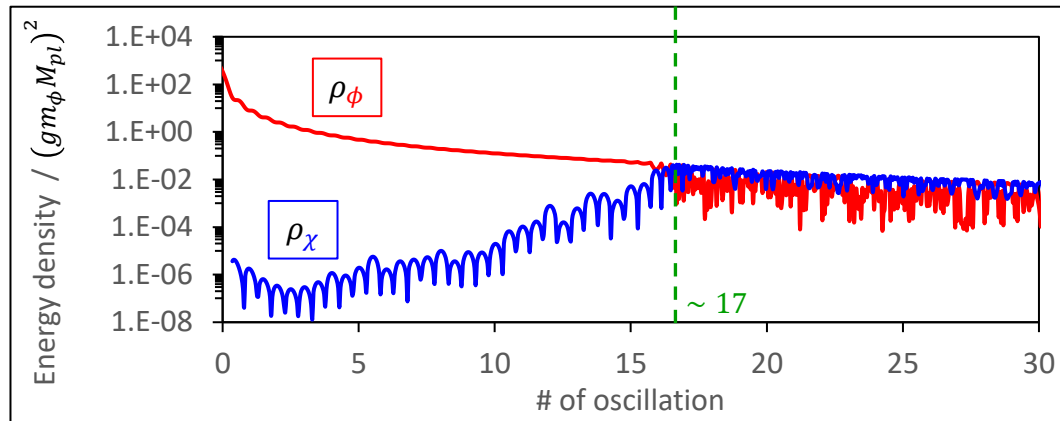
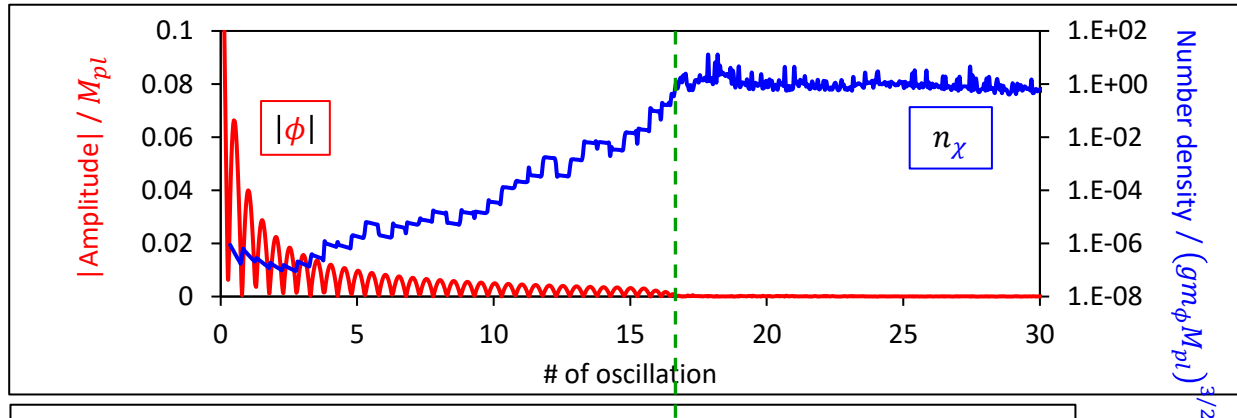


- 粒子数の生成は倍々的に増加
- 次の粒子生成に必要なエネルギーが足りなくなるとストップ

Numerical results ($\phi_0 = 1, \dot{\phi}_0 = 0, g = 1, m_\phi/\phi_0 = 0.01, \text{no expansion}$)



宇宙膨張の効果 ($g = 10^{-2}$, $m_\phi = 10^{13}$ GeV, $m_\chi = 10^9$ GeV)



Inflaton の崩壊率

$$\phi - \langle \phi \rangle \sim -ig^2 \langle \phi \rangle \chi^2$$

$$\Gamma_\phi \sim \frac{g^4 \langle \phi \rangle^2}{16\pi m_\phi} \theta \left(m_\phi - 2\sqrt{m_\chi^2 + g^2 \langle \phi \rangle^2} \right) \approx \frac{g^2 m_\phi}{64\pi}$$

“Reheating” の場合よりインフラトンがめちゃくちゃ早く“崩壊”しうる

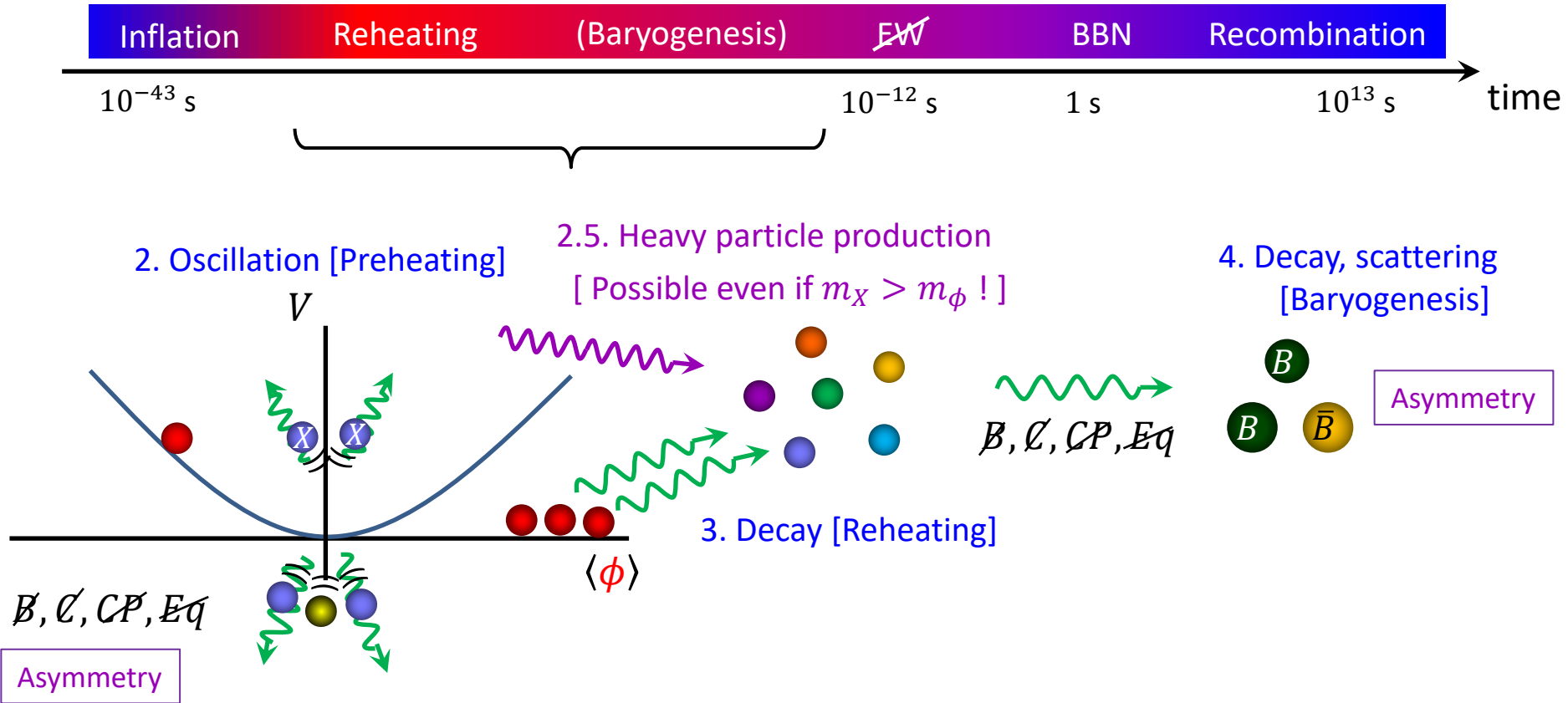
$$\begin{aligned} \therefore \# \text{ of osc.} &= \frac{m_\phi t_{\text{reh}}}{2\pi} \sim \frac{m_\phi}{2\pi\Gamma_\phi} \\ &\gtrsim \frac{32}{g^2} = 3.2 \times 10^5 \gg 17 \end{aligned}$$

2. Asymmetric particle production

2-1. Demonstration in a simple model

2-2. Application to Type-I seesaw model

Baryogenesis through preheating



3. Asymmetry generation in preheating

- 粒子生成を粒子・反粒子で非対称性に起こせるか？

[K. Funakubo, A. Kkuto, S. Otsuki, F. Toyoda ('00)]

[R. Rangarajan, D. V. Nanopoulos ('01)] etc.

Minimal な CPV model: [SE, T. Matsuda (2017)]

Contents : 1 complex scalar + 1 real scalar (+ oscillating mass)

$$\mathcal{L} = |\partial\chi|^2 - m_\chi^2(t)|\chi|^2 - \frac{1}{2}(\epsilon\chi^2 + (h.c.)) + \frac{1}{2}(\partial\xi)^2 - \frac{1}{2}m_\xi^2(t)\xi^2 - (g\chi\xi + (h.c.))$$

結合定数 ϵ, g のうち, 実にとれるのは1つだけ (CP 位相が存在)

EOMs:

$$\chi(x) = \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}} \chi_{\mathbf{k}}(t), \quad \xi(x) = \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}} \xi_{\mathbf{k}}(t)$$

$$0 = \partial_t^2 \begin{pmatrix} \chi_{\mathbf{k}} \\ \chi_{-\mathbf{k}}^\dagger \\ \xi_{\mathbf{k}} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \omega_{\chi,k}^2 & \epsilon^* & g^* \\ \epsilon & \omega_{\chi,k}^2 & g \\ g & g^* & \omega_{\xi,k}^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \chi_{\mathbf{k}} \\ \chi_{-\mathbf{k}}^\dagger \\ \xi_{\mathbf{k}} \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \omega_{\chi,k} \equiv \sqrt{|\mathbf{k}|^2 + m_\chi^2} \\ \omega_{\xi,k} \equiv \sqrt{|\mathbf{k}|^2 + m_\xi^2} \end{pmatrix}$$

χ に関する粒子数の時間発展を追ってみる :

Total number density of χ :
$$n_{\text{tot}} = \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \left(\frac{1}{\text{Vol.}} \cdot \frac{\langle \dot{\chi}_{\mathbf{k}}^\dagger \dot{\chi}_{\mathbf{k}} \rangle + \omega_{\chi,k}^2 \langle \chi_{\mathbf{k}}^\dagger \chi_{\mathbf{k}} \rangle}{\omega_{\chi,k}} - 1 \right)$$

[(kinetic energy - 0-point energy) / (1 particle energy)]

Net number density of χ :
$$n_{\text{net}} = \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \left(1 - \frac{1}{\text{Vol.}} \cdot 2\text{Im} \langle \chi_{\mathbf{k}}^\dagger \cdot \partial_t \chi_{\mathbf{k}} \rangle \right)$$

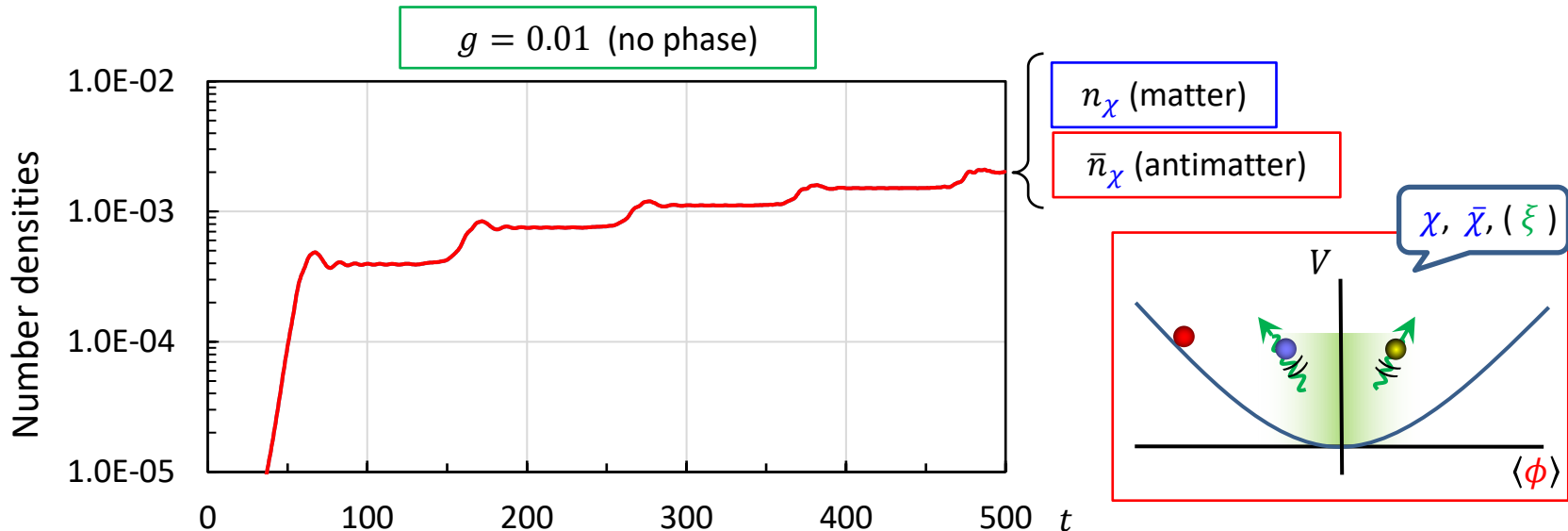
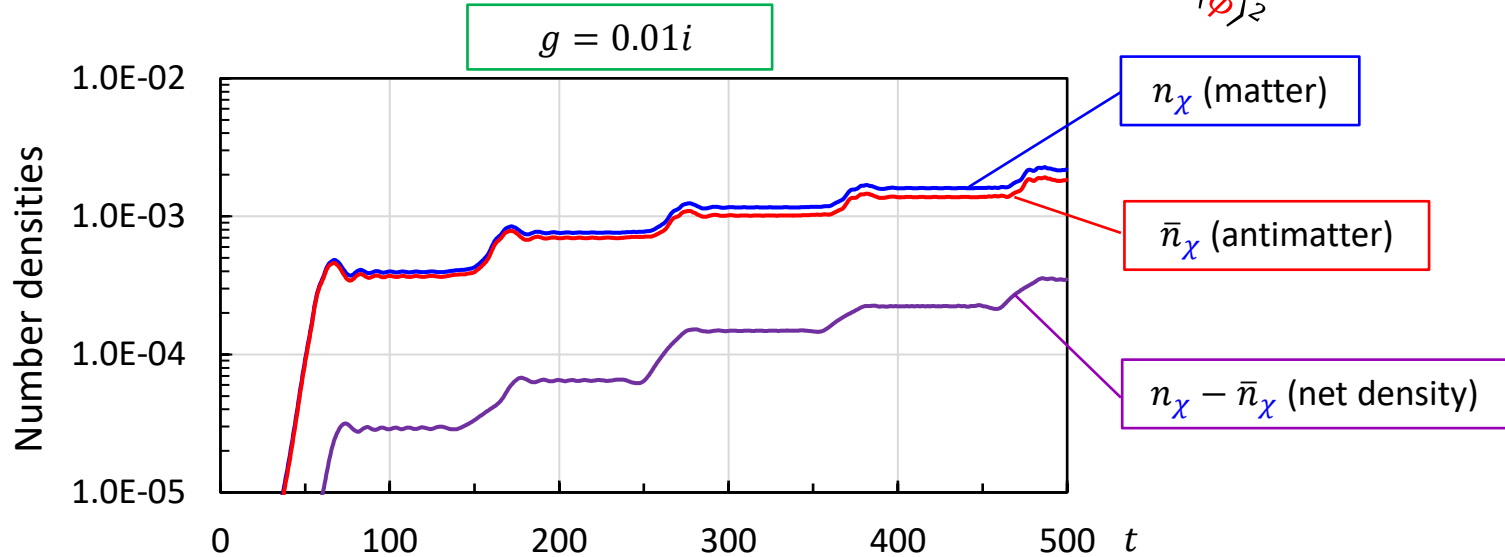
[U(1) Noether charge]

■ Numerical results 1

■ ゼロ粒子状態からスタート

$$m_\chi^2 = 0.15^2 + 4\cos^2 0.03t, \quad m_\xi^2 = 0.1^2, \quad \epsilon = 10^{-4}$$

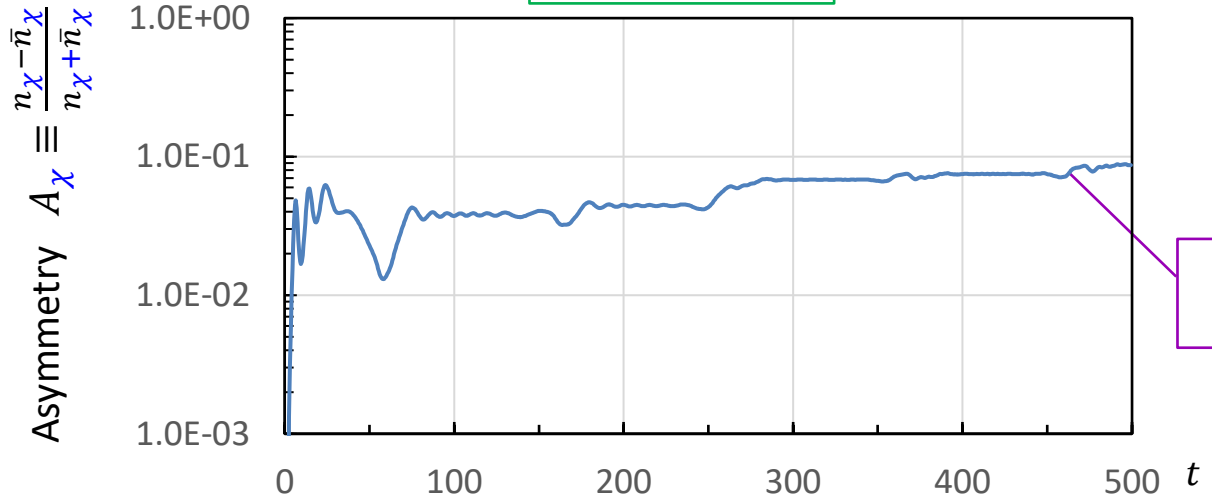
$\langle \phi \rangle_t$



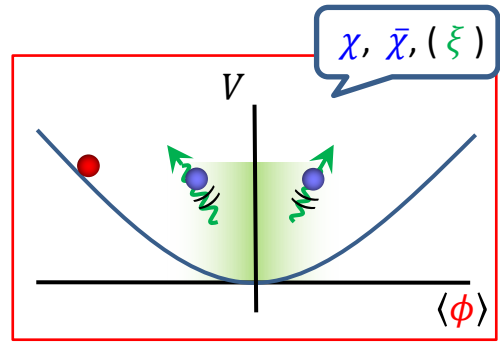
Numerical results 2

$$m_\chi^2 = 0.15^2 + 4 \underbrace{\cos^2 0.03t}_{\langle \phi \rangle^2}, \quad m_\xi^2 = 0.1^2, \quad \epsilon = 10^{-4}$$

$$g = 0.01i$$



- 粒子数は指数関数的に増大しているのに対し, asymmetry $A_\chi \equiv \frac{n_\chi - \bar{n}_\chi}{n_\chi + \bar{n}_\chi}$ はあまり成長しない
 - First production でほぼ決まる



■ 何が本質だったのか？

→ CP phase & “chemical potential”

(この講演で一番重要なポイント)

■ EOM (again)

$$0 = \partial_t^2 \Psi_{\mathbf{k}} + (\mathbf{k}^2 + M^2(t)) \Psi_{\mathbf{k}}$$

$$\Psi_{\mathbf{k}} = \begin{pmatrix} \chi_{\mathbf{k}} \\ \chi_{-\mathbf{k}}^\dagger \\ \xi_{\mathbf{k}} \end{pmatrix}, \quad M^2(t) = \begin{pmatrix} m_\chi^2(t) & \epsilon^* & g^* \\ \epsilon & m_\chi^2(t) & g \\ g & g^* & m_\xi^2(t) \end{pmatrix}$$

■ “対角化”: $M_{\text{diag}}^2 \equiv U^\dagger M^2 U$, $U = U(t)$: 対角化行列 (ユニタリー)

$$0 = \partial_t^2 \tilde{\Psi}_{\mathbf{k}} - \underline{2i\mu \partial_t \tilde{\Psi}_{\mathbf{k}} + (\mathbf{k}^2 + M_{\text{diag}}^2 - i\partial_t \mu - \mu^2) \tilde{\Psi}_{\mathbf{k}}}$$

$$\left[\tilde{\Psi}_{\mathbf{k}} \equiv U^\dagger \Psi_{\mathbf{k}}, \quad \mu \equiv iU^\dagger \partial_t U : \text{エルミート, 非対角} \right]$$

→ $\partial_t U \neq 0$ である限り EOM は対角化 できない

■ μ は “ゲージ場” っぽく振る舞う (Berry connection と等価?)

c.f. 荷電場の EOM: $0 = (D^\mu D_\mu - m^2)\phi = \partial^2 \phi - \underline{2igA \cdot \partial \phi} + \underline{(m^2 - ig\partial \cdot A - g^2 A^2)\phi}$

c.f. Berry connection: $\mathcal{A}_{\mathbf{R}} = i\langle n(\mathbf{R}) | \nabla_{\mathbf{R}} | n(\mathbf{R}) \rangle$

■ μ は粒子数カレントと結合する → “Chemical potential”

$$\mathcal{L} \supset |\partial_t \Psi_{\mathbf{k}}|^2 \supset i(\tilde{\Psi}_{\mathbf{k}}^\dagger \mu \cdot \partial_t \tilde{\Psi}_{\mathbf{k}} - \partial_t \tilde{\Psi}_{\mathbf{k}}^\dagger \cdot \mu \tilde{\Psi}_{\mathbf{k}}) \quad : \text{(net number)} \times \mu$$

2. Asymmetric particle production

2-1. Demonstration in a simple model

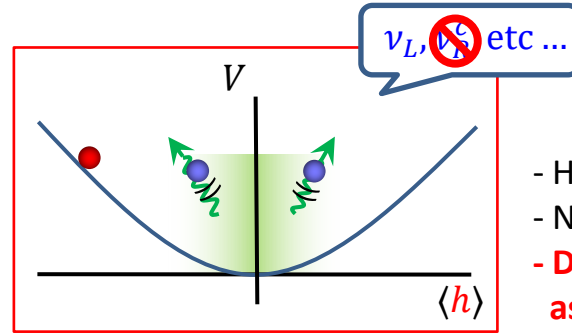
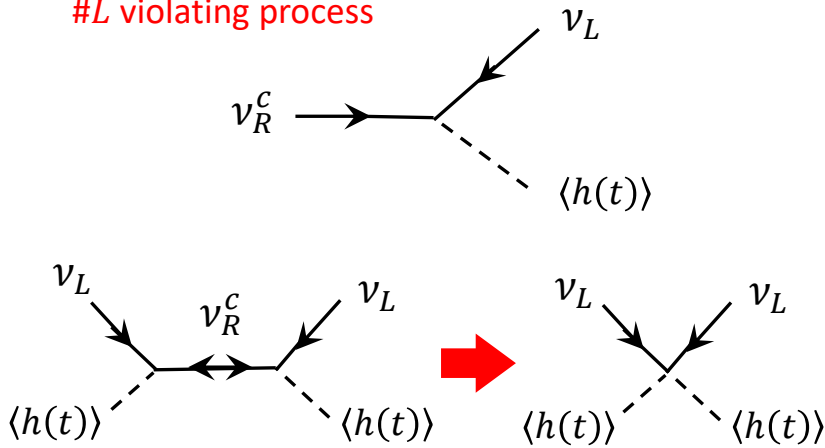
2-2. Application to Type-I seesaw model

Application to Type-I seesaw model

[SE, C. Cai, Z. H. Yu, H. H. Zhang (2020)]

$B, (L,) \mathcal{CP}$ + oscillating background \rightarrow Type-I seesaw

#L violating process



- Heavy particle production
- Non-thermal leptogenesis
- **Direct production of asymmetric LHv**

Situation

- ヒッグス背景場 $\langle h \rangle$ がコヒーレントに振動
- (RHv mass scale) \gg (Higgs oscillation energy)

右巻きニュートリノが“積分”された有効理論を用いる

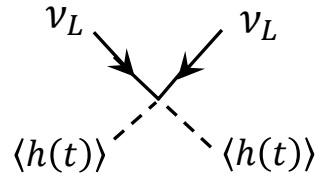
- そうでなければ RHv が生成 \rightarrow “Non-thermal leptogenesis” scenario
- **我々のシナリオ**: RHv の生成は起こらず LHv が **asymmetric** に直接生成

Sakharov の3条件はほぼ自動的にクリア

- Asymmetric production は非平衡状態で起き、かつ完了する

■ #LV and CPV process

■ Weinberg operator だけ考えれば十分? → No CPV

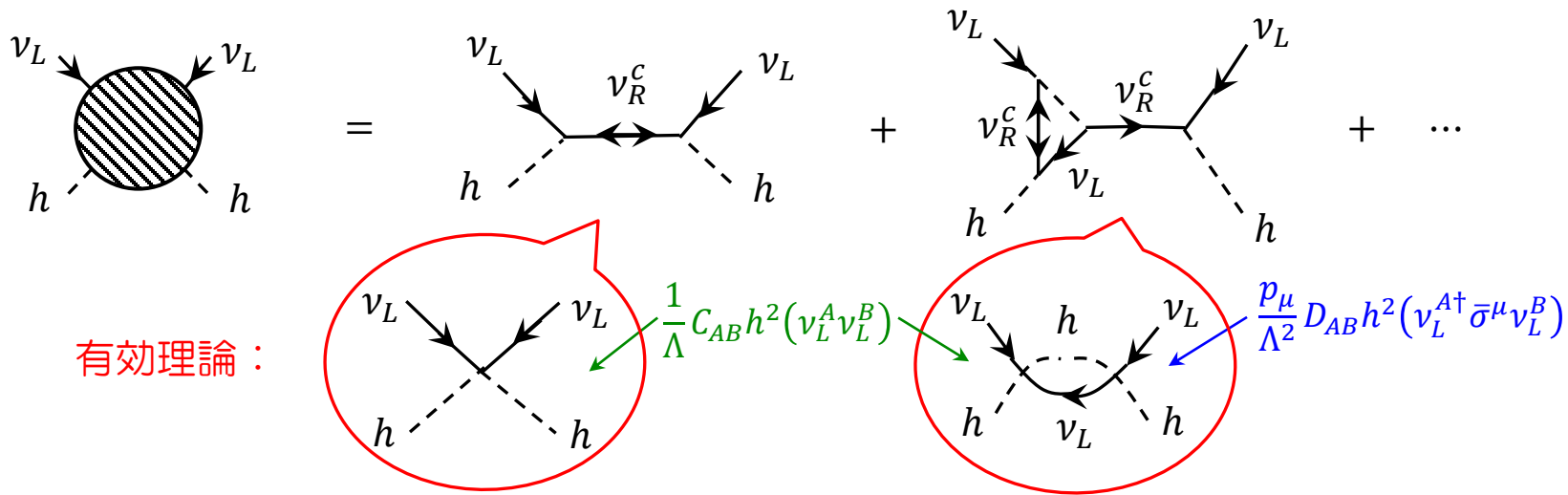


$$\frac{1}{\Lambda} C_{AB} h^2 (v_L^A v_L^B)$$

- LHν 質量項
- 実対角化可能

- ν_L のユニタリー変換で実対角化可能 → CP 位相を消せる
- CP 位相を残すにはさらに他の相互作用が必要

■ c.f. レプトジェネシスでの \mathcal{L} 散乱過程



■ 相互作用としてCP位相を伴った \mathcal{L} と (chemical potential) × (#L current)

■ レプトン数の時間発展の評価法 (Operator formalism)

1. Lagrangian: SM + **singlet RH ν** (3 generation)

$$\mathcal{L}_{\text{lepton}} = \sum_A \left(\ell^{aA\dagger} \bar{\sigma}^\mu i D_\mu \ell^{aA} + e_R^{cA\dagger} \bar{\sigma}^\mu i D_\mu e_R^{cA} + \underline{\nu_R^{cA\dagger} \bar{\sigma}^\mu i \partial_\mu \nu_R^{cA}} \right) \\ - \sum_{A,B} \left(\frac{1}{2} \underline{M_R^{AB}} \nu_R^{cA} \nu_R^{cB} + \sqrt{2} y_e^{AB} H^{a\dagger} \ell^{aA} e_R^{cB} - \sqrt{2} y_\nu^{AB} \epsilon^{ab} H^a \ell^{bA} \nu_R^{cB} + (\text{h.c.}) \right)$$

Mass of RH ν : taken to be real
[$\ell = (\nu_L, e_L), H = (0, h/\sqrt{2})$]

2. Operator EOMs を導出 (RH ν は逐次近似解によって“integrate out”)

■ $\partial_t \nu_L^A = \dots$

3. Operator EOMs を使ってや Higgs 背景場やレプトン数に関わるすべての2点相関関数の運動方程式を構成する

■ $\partial_t \langle \nu_L^{A\dagger} \bar{\sigma}^0 \nu_L^A \rangle = \dots$

4. 数値計算 (ただし宇宙膨張効果は簡単のため無視)

$$n_L = \frac{1}{\text{Vol.}} \int d^3x \sum_A \left[\frac{1}{2} (\langle \nu_L^{A\dagger} \bar{\sigma}^0 \nu_L^A \rangle - \langle \nu_L^A \sigma^0 \nu_L^{A\dagger} \rangle) + \cancel{\langle e_L^{A\dagger} \bar{\sigma}^0 e_L^A \rangle} - \cancel{\langle e_R^{cA\dagger} \bar{\sigma}^0 e_R^{cA} \rangle} \right]$$

ニュートリノによる寄与
電子による寄与

■ 他のフェルミオン

■ レプトン生成には negligible と思われるので無視

■ ヒッグス, ゲージボソン

■ 後述 (backreaction に重要)

■ Equations for two-point functions

$$\partial_t \langle \nu_L^{A\dagger} \nu_L^B \rangle = \langle \partial_t \nu_L^{A\dagger} \cdot \nu_L^B \rangle + \langle \nu_L^{A\dagger} \cdot \partial_t \nu_L^B \rangle = \dots$$

Operator EOMs

$$\left(\begin{array}{l} m_\nu(t) = y_\nu^* M_R^{-1} y_\nu^\dagger \cdot h(t)^2 \\ \mu(t) = y_\nu^* M_R^{-2} y_\nu^T \cdot h(t) \cdot \partial_t h(t) \end{array} \right)$$

● $\partial_t \langle \nu_{\mathbf{k}}^{sI\dagger} \nu_{\mathbf{k}}^{sJ} \rangle = - \sum_K \left(\langle \nu_{\mathbf{k}}^{sI\dagger} \nu_{\mathbf{k}}^{sK} \rangle (\mu^*)^{KJ} + (\mu^*)^{IK} \langle \nu_{\mathbf{k}}^{sK\dagger} \nu_{\mathbf{k}}^{sJ} \rangle \right) + im_\nu^{II} [se^{i\theta_{\mathbf{k}}} \langle \nu_{-\mathbf{k}}^{sI} \nu_{\mathbf{k}}^{sJ} \rangle] - im_\nu^{JJ} [se^{i\theta_{\mathbf{k}}} \langle \nu_{-\mathbf{k}}^{sJ} \nu_{\mathbf{k}}^{sI} \rangle]^*$

CPV processes #LV processes

● $\partial_t \langle \nu_{-\mathbf{k}}^{sI} \nu_{-\mathbf{k}}^{sJ\dagger} \rangle = - \sum_K \left(\langle \nu_{-\mathbf{k}}^{sI} \nu_{-\mathbf{k}}^{sK\dagger} \rangle \mu^{KJ} + \mu^{IK} \langle \nu_{-\mathbf{k}}^{sK} \nu_{-\mathbf{k}}^{sJ\dagger} \rangle \right) + im_\nu^{II} [se^{i\theta_{\mathbf{k}}} \langle \nu_{-\mathbf{k}}^{sJ} \nu_{\mathbf{k}}^{sI} \rangle]^* - im_\nu^{JJ} [se^{i\theta_{\mathbf{k}}} \langle \nu_{-\mathbf{k}}^{sI} \nu_{\mathbf{k}}^{sJ} \rangle]$

● $\partial_t [se^{i\theta_{\mathbf{k}}} \langle \nu_{-\mathbf{k}}^{sI} \nu_{\mathbf{k}}^{sJ} \rangle] = 2is|\mathbf{k}| [se^{i\theta_{\mathbf{k}}} \langle \nu_{-\mathbf{k}}^{sI} \nu_{\mathbf{k}}^{sJ} \rangle] - \sum_K \left([se^{i\theta_{\mathbf{k}}} \langle \nu_{-\mathbf{k}}^{sI} \nu_{\mathbf{k}}^{sK} \rangle] (\mu^*)^{KJ} + (\mu^*)^{IK} [se^{i\theta_{\mathbf{k}}} \langle \nu_{-\mathbf{k}}^{sK} \nu_{\mathbf{k}}^{sJ} \rangle] \right) + im_\nu^{II} \langle \nu_{\mathbf{k}}^{sI\dagger} \nu_{\mathbf{k}}^{sJ} \rangle - im_\nu^{JJ} \langle \nu_{-\mathbf{k}}^{sI} \nu_{-\mathbf{k}}^{sJ\dagger} \rangle.$

$$\left([U_{\text{PMNS}}^\dagger]^{IA} (\nu_L^A)_\alpha = \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}} \sum_{s=\pm} (e_{\mathbf{k}}^s)_\alpha \nu_{\mathbf{k}}^{sI}, (e_{\mathbf{k}}^s)_\alpha: \text{eigen spinor for the helicity op.} \right.$$

$$\left. -k^i (\bar{\sigma}^i e_{\mathbf{k}}^s)_\alpha = sk(\bar{\sigma}^0 e_{\mathbf{k}}^s)_\alpha \right)$$

■ Higgs background

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \partial_\mu h \partial^\mu h - \frac{1}{4} \lambda_H h^4 + \frac{1}{8} (g_Y^2 + g_W^2) Z_\mu Z^\mu h^2 + \frac{1}{4} g_W^2 W_\mu^+ W^{-\mu} h^2 + \dots$$

(EW scale \ll leptogenesis scale のため質量項は無視)

■ ヒッグス背景場の EOM

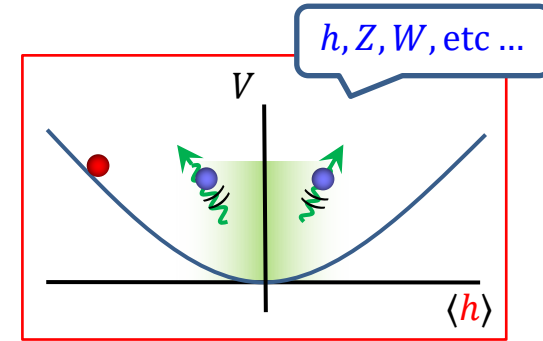
$$0 = \partial_t^2 \langle h \rangle + (\lambda_H \langle h \rangle^2 + M_{\text{BR}}^2) \langle h \rangle$$

■ M_{BR}^2 : W と Z から来る backreaction
(プラズマ効果, “thermal mass”)

$$M_{\text{BR}}^2 = 3\lambda_H \langle (h - \langle h \rangle)^2 \rangle - \frac{1}{2} g_W^2 \langle W_\mu^+ W^{-\mu} \rangle - \frac{1}{4} (g_Y^2 + g_W^2) \langle Z_\mu Z^\mu \rangle - (\text{counter terms})$$

■ $\langle W_\mu W^\mu \rangle$ や $\langle Z_\mu Z^\mu \rangle$ は実スカラーの場合の2点関数 (e.g. $\langle \chi^2 \rangle$) を求め、これに自由度を掛けることで近似

■ Asymmetry 生成の完了には backreaction が重要な役割を果たす (後述)



■ 理論のパラメータ

■ 結合定数: $\frac{g_Y^2}{4\pi} = \frac{g_W^2}{4\pi} = \frac{1}{40}$, $\lambda_H = 0.001$ @ Leptogenesis scale $\sim 10^{15}$ GeV

■ (現在の) LH ν 質量: $m_{\nu, \text{now}} = \begin{pmatrix} m_1 & & \\ & m_2 & \\ & & m_3 \end{pmatrix}$ $m_1 = 0$
 $m_2 = \sqrt{\Delta m_{21}^2} = \sqrt{7.5 \times 10^{-5}} \text{ eV}$
 $m_3 = \sqrt{\Delta m_{32}^2} = \sqrt{2.5 \times 10^{-3}} \text{ eV}$

■ RH ν 質量: $M_R = M_1 \begin{pmatrix} 1 & & \\ & 10 & \\ & & 100 \end{pmatrix} \gg$ ヒッグスのエネルギースケール

■ 複素直交行列 O (Casas-Ibarra parametrization): $y_\nu = -\frac{i}{246 \text{ GeV}} U_{\text{PMNS}}^* m_{\nu, \text{now}}^{1/2} O M_R^{1/2}$

$$\blacksquare O = \begin{pmatrix} 1 & & \\ & c_{23} & s_{23} \\ & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & & -s_{13} \\ & 1 & \\ s_{13} & & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & \\ -s_{12} & c_{12} & \\ & & 1 \end{pmatrix}$$

$$c_{ij} = \cos \theta_{ij} = \cosh(\text{Im } \theta_{ij}) \cdot \cos(\text{Re } \theta_{ij}) - i \sinh(\text{Im } \theta_{ij}) \cdot \sin(\text{Re } \theta_{ij})$$

$$s_{ij} = \sin \theta_{ij} = \cosh(\text{Im } \theta_{ij}) \cdot \sin(\text{Re } \theta_{ij}) - i \sinh(\text{Im } \theta_{ij}) \cdot \cos(\text{Re } \theta_{ij})$$

$$\blacksquare \theta_{12} = \frac{\pi}{6} + 0.1i, \quad \theta_{23} = \frac{\pi}{12} + 0.2i, \quad \theta_{13} = \frac{\pi}{4} + 0.3i$$

■ 簡単化のため $\langle \partial_t h_0 \rangle = 0$

■ $\langle h_0 \rangle = \langle h_{\text{max}} \rangle$ と M_1 を各々の数値計算で変える

■ レプトン数の時間発展の評価法 (Operator formalism)

✓ 1. Lagrangian: SM + **singlet RHν** (3 generation)

$$\mathcal{L}_{\text{lepton}} = \sum_A \left(\ell^{aA\dagger} \bar{\sigma}^\mu i D_\mu \ell^{aA} + e_R^{cA\dagger} \bar{\sigma}^\mu i D_\mu e_R^{cA} + \underline{\nu_R^{cA\dagger} \bar{\sigma}^\mu i \partial_\mu \nu_R^{cA}} \right) - \sum_{A,B} \left(\frac{1}{2} \underline{M_R^{AB}} \nu_R^{cA} \nu_R^{cB} + \sqrt{2} y_e^{AB} H^{a\dagger} \ell^{aA} e_R^{cB} - \sqrt{2} y_\nu^{AB} \epsilon^{ab} H^a \ell^{bA} \nu_R^{cB} + (\text{h.c.}) \right)$$

Mass of RHν: taken to be real
[$\ell = (\nu_L, e_L), H = (0, h/\sqrt{2})$]

✓ 2. Operator EOMs を導出 (RHνは逐次近似解によって“integrate out”)

■ $\partial_t \nu_L^A = \dots$

✓ 3. Operator EOMs を使ってや Higgs 背景場やレプトン数に関わるすべての2点相関関数の運動方程式を構成する

■ $\partial_t \langle \nu_L^{A\dagger} \bar{\sigma}^0 \nu_L^A \rangle = \dots$

4. 数値計算 (ただし宇宙膨張効果は簡単のため無視)

$$\frac{n_L}{S} = \frac{1}{\text{Vol.}} \int d^3x \sum_A \left[\frac{1}{2} (\langle \nu_L^{A\dagger} \bar{\sigma}^0 \nu_L^A \rangle - \langle \nu_L^A \sigma^0 \nu_L^{A\dagger} \rangle) + \cancel{\langle e_L^{A\dagger} \bar{\sigma}^0 e_L^A \rangle} + \cancel{\langle e_R^{cA\dagger} \bar{\sigma}^0 e_R^{cA} \rangle} \right]$$

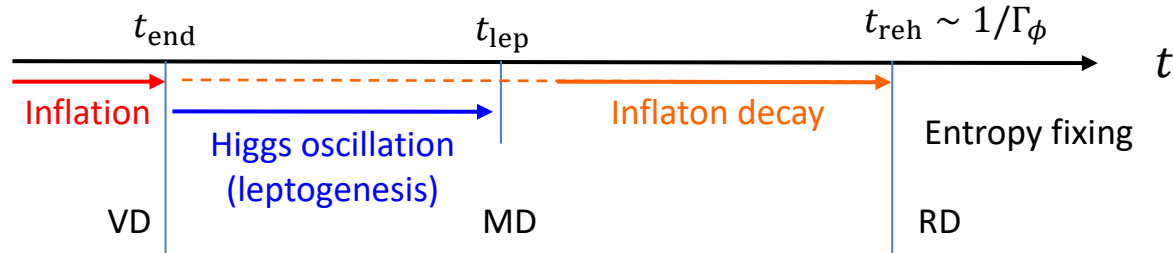
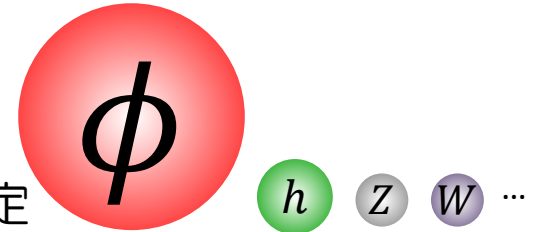
S
ニュートリノによる寄与
電子による寄与

■ エントロピー生成

誰がエネルギー的に優勢かでストーリーが異なる

1. Case A: インフラトン優勢

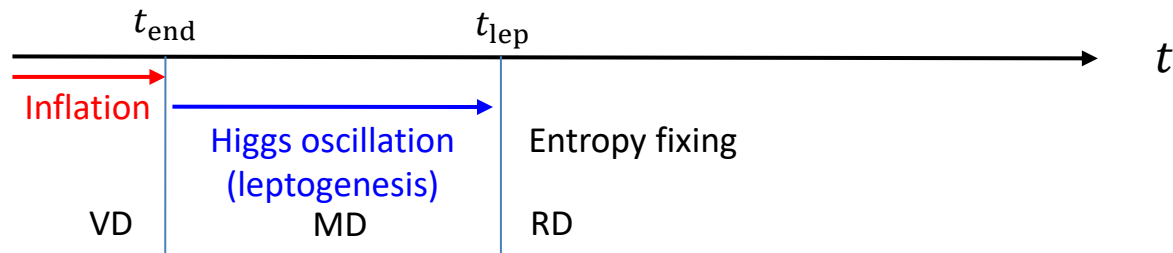
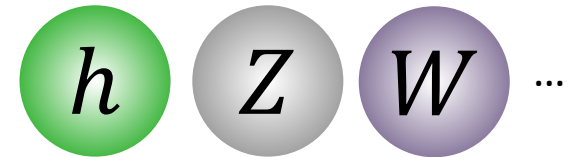
■ インフラトン崩壊後にエントロピーほぼ固定



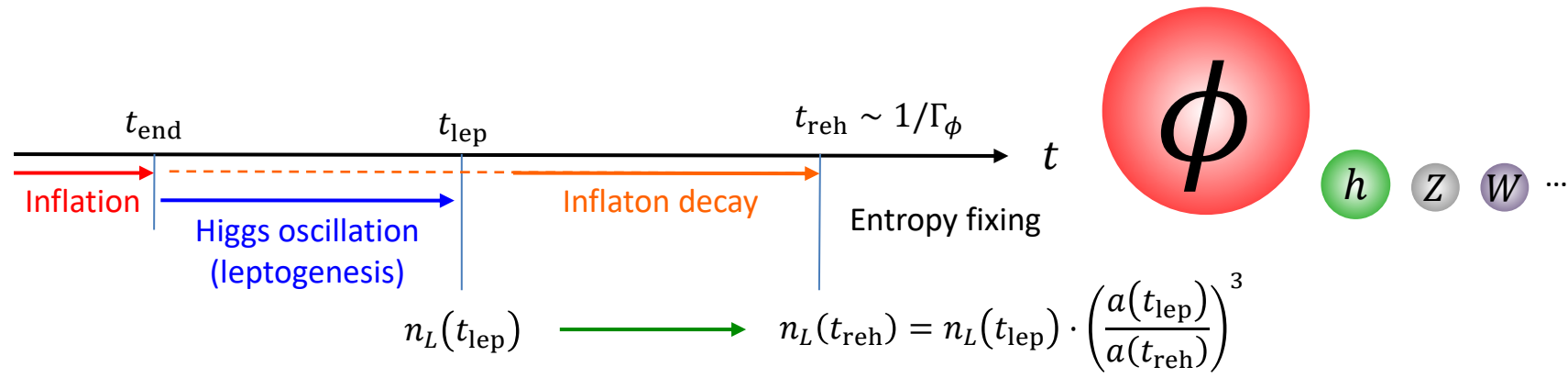
2. Case B: ヒッグス優勢 (ex. Higgs inflation)

■ ヒッグス振動により w, z が爆発的に生成

■ Preheating 完了時 (= leptogenesis 完了時) にエントロピーほぼ固定



Case A: インフラトンの(摂動的)崩壊によるエントロピー生成



インフラトンが崩壊するまでにレプトン数が空間的に薄まる

レプトン数の評価

$$\frac{n_L}{s} \Big|_{\text{now}} = \frac{n_L(t_{\text{reh}})}{s(t_{\text{reh}})} = \frac{n_L(t_{\text{lep}})}{s(t_{\text{reh}})} \cdot \left(\frac{a(t_{\text{lep}})}{a(t_{\text{reh}})}\right)^3$$

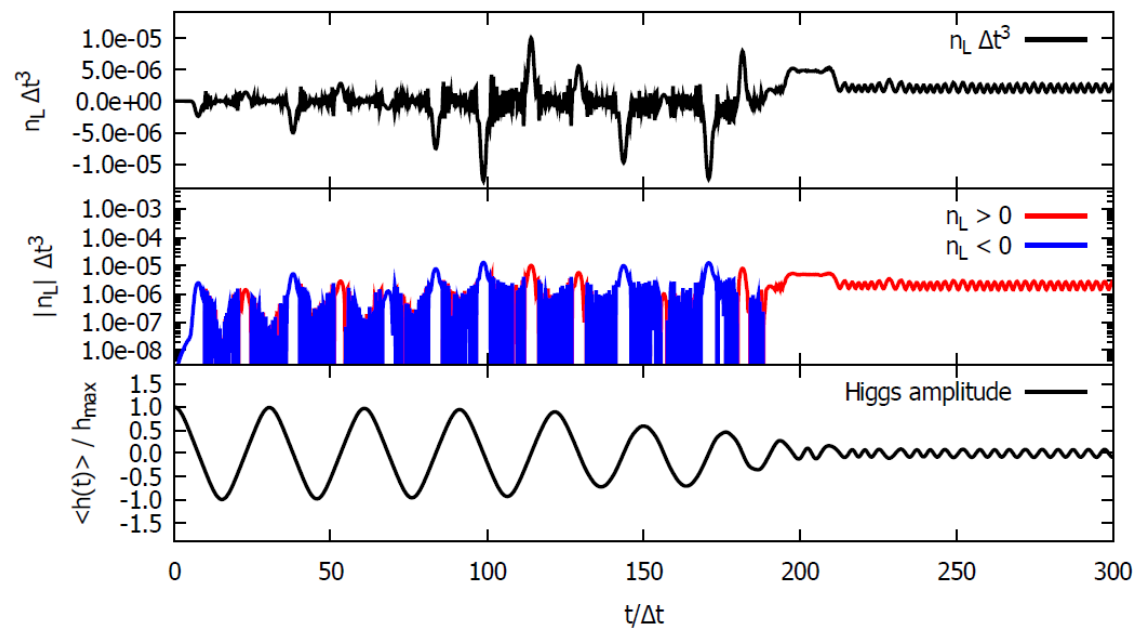
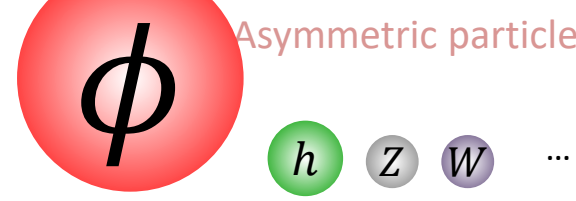
$$\sim 3 \times 10^{-10} \times \frac{n_L(t_{\text{lep}})/\Delta k^3}{10^{-8}} \cdot \left(\frac{\text{\# of osc. of } h}{5}\right)^2 \cdot \left(\frac{\langle h_{\text{max}} \rangle}{10^{16} \text{ GeV}}\right)^2 \cdot \left(\frac{\Gamma_\phi}{10^{12} \text{ GeV}}\right)^{1/2}$$

数値計算にて要チェック

$$\left[\Delta k \sim \left(\frac{m_3 \cdot (\partial_t h_*)^2}{(246 \text{ GeV})^2}\right)^{\frac{1}{3}} \sim \left(\frac{\langle h_{\text{max}} \rangle}{7 \times 10^{15} \text{ GeV}}\right)^{\frac{4}{3}} \times 10^{15} \text{ GeV} \right] \text{ [生成粒子の運動量スケール]}$$

Case A での数値結果

$\langle h_0 \rangle = 10^{16}$ GeV, $M_1 = 10^{17}$ GeV



$n_L / \Delta k^3 \sim 2 \times 10^{-6}$

of osc. of $h \sim 7$

振動の端近辺で #L の符号が反転

ヒッグスの振動が dump すると #L 生成も止まる

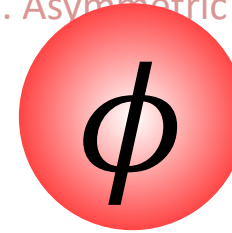
$$\begin{aligned}
 \frac{n_L}{s} &\sim 3 \times 10^{-10} \times \frac{\overset{\sim 2 \times 10^{-6}}{n_L(t_{lep}) / \Delta k^3}}{10^{-8}} \cdot \left(\frac{\overset{\sim 7}{\text{\# of osc. of } h}}{5} \right)^2 \cdot \left(\frac{\langle h_{max} \rangle}{10^{16} \text{ GeV}} \right)^2 \cdot \left(\frac{\Gamma_\phi}{10^{12} \text{ GeV}} \right)^{1/2} \\
 &= 2.4 \times 10^{-10} \cdot \left(\frac{\Gamma_\phi}{4.2 \times 10^6 \text{ GeV}} \right)^{1/2}
 \end{aligned}$$

■ $\langle h_0 \rangle = 1.5 \times 10^{14} \text{ GeV}, \quad M_1 = 10^{15} \text{ GeV}$

→ $n_L / \Delta k^3 \sim 4 \times 10^{-9}, \quad \# \text{ of osc. of } h \sim 5$

→ $\frac{n_L}{s} \sim 2.4 \times 10^{-10} \cdot \left(\frac{\Gamma_\phi}{1.4 \times 10^{15} \text{ GeV}} \right)^{1/2}$

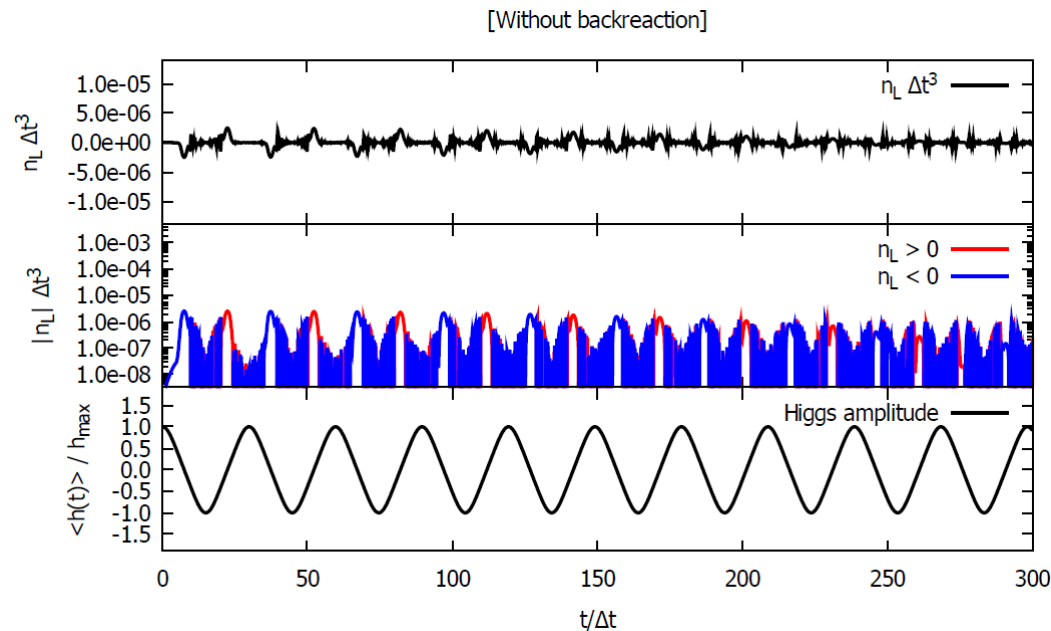
■ $\Gamma_\phi \gg m_\phi \sim 10^{13} \text{ GeV}$ となってしまうため不可



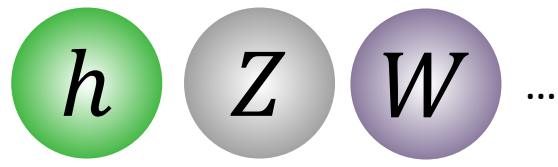
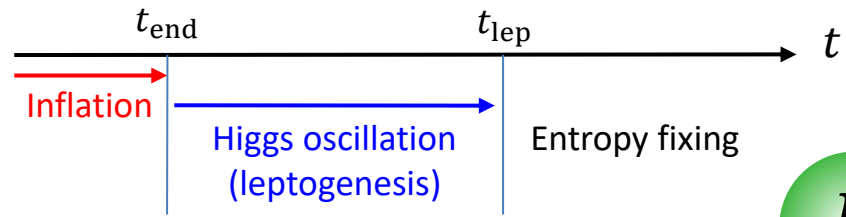
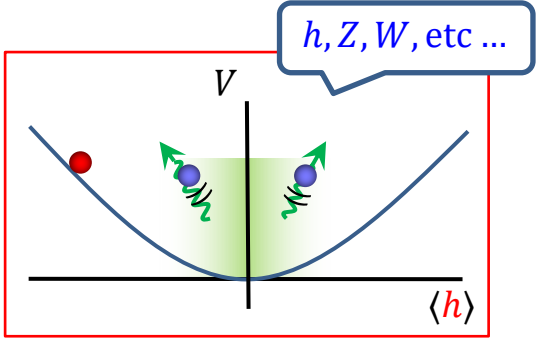
...

■ Backreaction の役割 → #L fixing

■ Backreaction がない(W, Z の生成が起こらない)とヒッグス振動が dump せず, #L は振動し続け, いつまでも fix しない



Case B: ヒッグス振動からの W, Z 生成によるエントロピー生成



■ Parametric resonance により W と Z がヒッグスのエネルギーを吸収して指数関数的に増大: エントロピーの主成分

■ 平衡状態からは大きく外れているので ~~$s = \frac{2\pi^2}{45} g_{*s} T^3$~~

■ 分布関数はだいたいわかっている

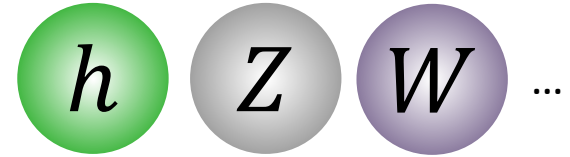
$$\rightarrow s = \sum_{i=\text{bosons}} g_i \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} [(1 + n_k^i) \ln(1 + n_k^i) - n_k^i \ln n_k^i]$$

■ 解析計算は絶望的... 数値計算に頼るしかない

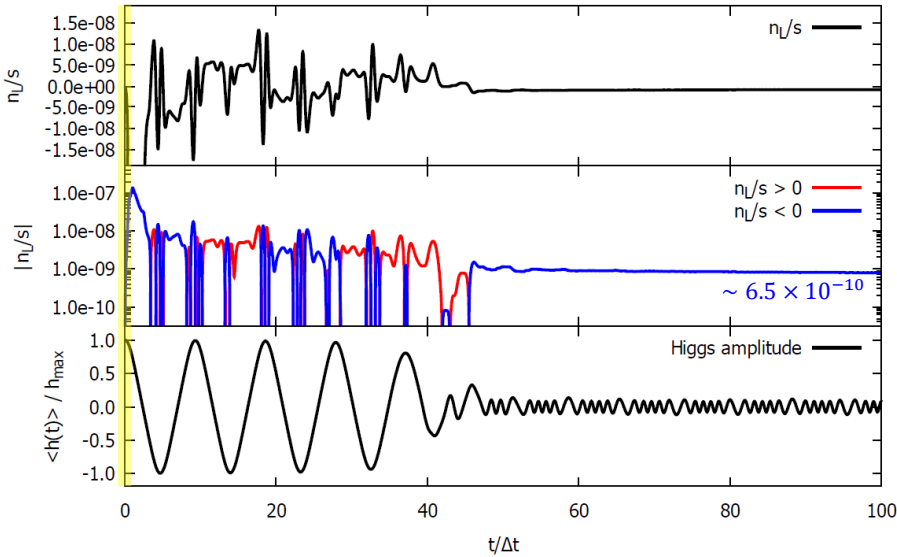


Case B での数値結果

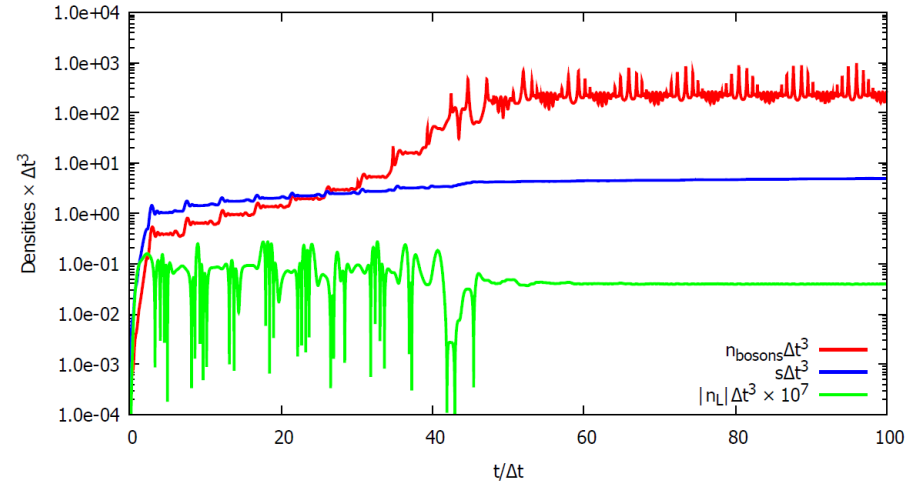
$\langle h(0) \rangle = 1.5 \times 10^{14} \text{ GeV}, M_1 = 10^{15} \text{ GeV}$



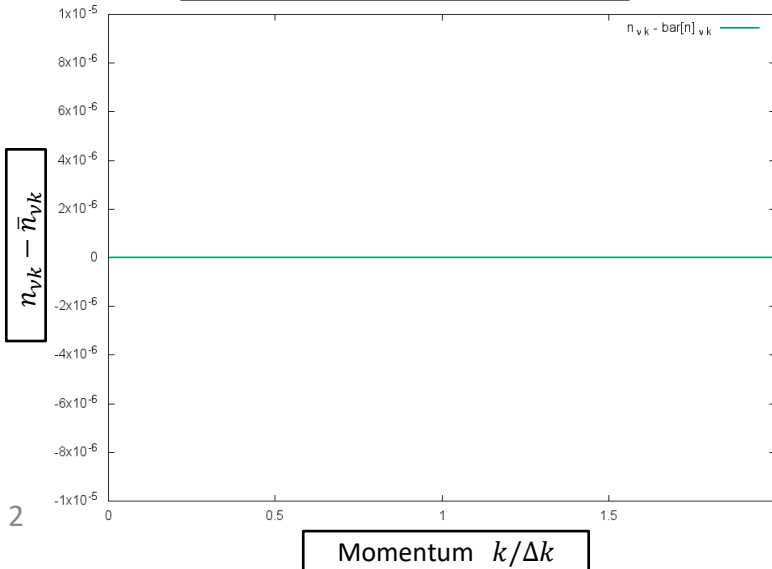
Time evolution of lepton-to-entropy ratio and Higgs amplitude



Time evolution of densities

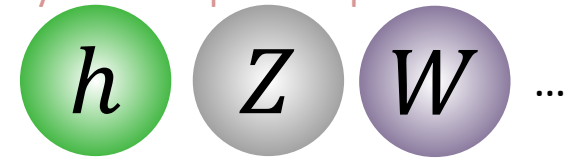


The time evolution net distribution

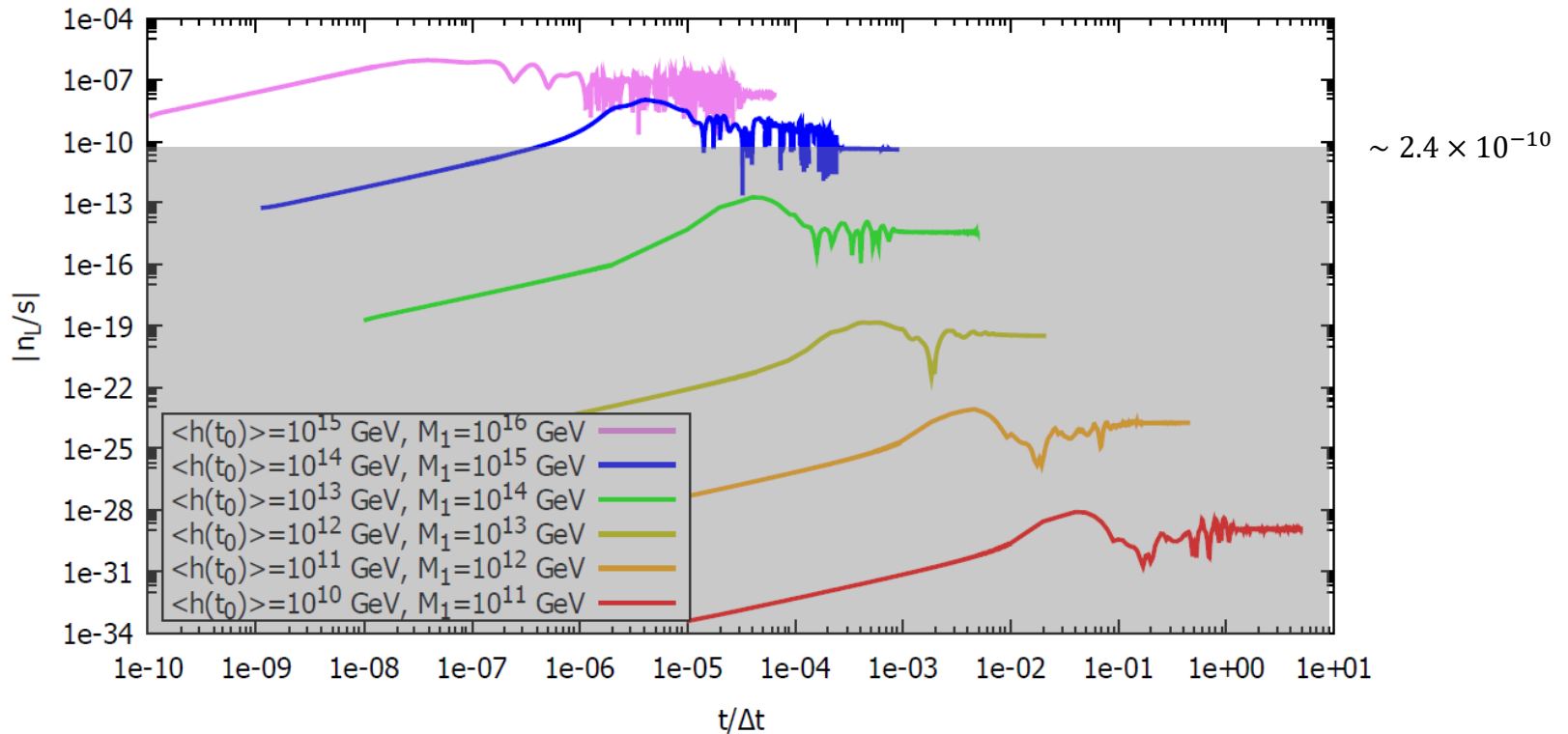


- Case A の場合に比べ、低いスケールでも十分な #L 生成が可能
- Higgs inflation のシナリオでもうまくいくか? → Future work

■ パラメータ依存性



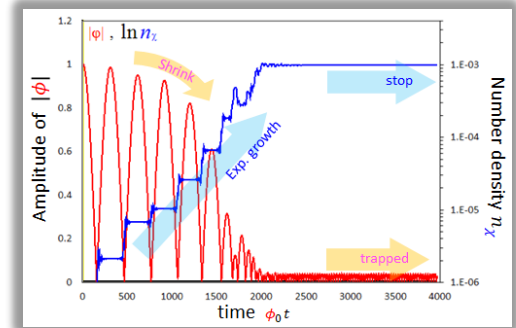
Time evolution of $|n_i/s|$ for each initial condition



- 現在のバリオン数を説明するには $\langle h_0 \rangle \gtrsim 10^{14}$ GeV のスケールが必要
- 複素直交行列 0 の選び方にも依存するため、多少はスケールが前後する可能性あり

3. Summary

- Preheating 期における parametric resonance のダイナミクスを簡単に紹介した



- 簡単な CPV モデルを用いて parametric resonance が粒子・反粒子の非対称的な生成を起こしうるかを議論した

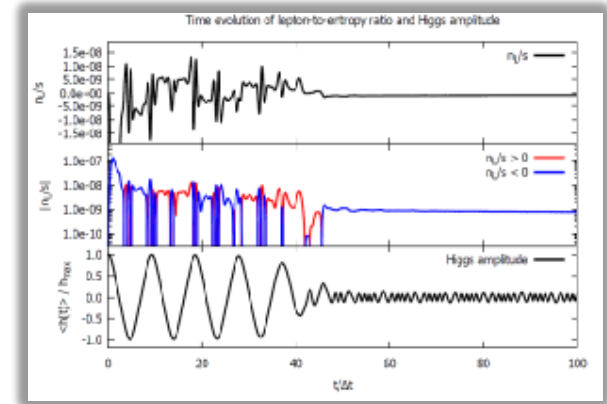
- CP 位相 & “chemical potential” の存在が重要

- 応用例として Type-I シーソーモデルによる可能性を考察した

- インフラトン優勢のシナリオなら $\langle h_0 \rangle \gtrsim 10^{15-16}$ GeV ほどで可能

- ヒッグス優勢のシナリオなら $\langle h_0 \rangle \gtrsim 10^{14}$ GeV ほどで可能

- 膨張効果は取り入れられていないので Higgs inflation に応用するにはより詳細な解析が必要



back up

■ Q. 非平衡状態でのエントロピー？

■ A. グランドカノニカル分布からの類推です

■ 分配関数：
$$\Xi \equiv \sum_{\text{all}} e^{-(E-\mu N)\beta} = \prod_{\ell} \frac{1}{1 - e^{-(\epsilon_{\ell}-\mu)\beta}} \quad \text{for bosons}$$

■ 確率密度：
$$P \equiv \frac{1}{\Xi} e^{-(E-\mu N)\beta}$$

■ 粒子数：
$$\langle N \rangle \equiv \sum_{\text{all}} PN = \sum_{\ell} \frac{1}{e^{(\epsilon_{\ell}-\mu)\beta} - 1} \equiv \sum_{\ell} n_{\ell}$$

■ エントロピー：
$$S \equiv - \sum_{\text{all}} P \ln P = \sum_{\ell} [(1 + n_{\ell}) \ln(1 + n_{\ell}) - n_{\ell} \ln n_{\ell}]$$

■ $n_{\ell} \ll 1$ の極限で $S \sim - \sum_{\ell} (n_{\ell} \ln n_{\ell} - n_{\ell}) \rightarrow$ Boltzmann の H 関数

■ Q. ヒッグスからできた W, Z はすぐに崩壊するんじゃない？
(parametric resonance 起こらないんじゃない？)

■ A. ちょっと崩壊する (parametric resonance への影響は小)

■ W の崩壊幅

■ $\Gamma_W \sim C \times g_W^2 m_W \sim 2 \text{ GeV} \quad @ \text{ EW scale}$

$\therefore C \sim 0.0578$

■ $\Gamma_W \sim C \times g_W^2 m_W = C \times \frac{1}{2} g_W^3 h = 0.00509h \quad @ \text{ Leptogenesis scale}$

■ Boltzmann eq を解いて parametric resonance の時間間隔に崩壊でどれくらい減るかを計算

$$0 = \partial_t n_W + \Gamma_W n_W$$

$$\therefore \frac{n_W(t + t_{\text{osc}}/2)}{n_W(t)} = \exp \left[- \int_0^{t_{\text{osc}}/2} dt' \Gamma_W(t + t') \right] \sim 0.7$$

■ 3割崩壊, 7割残るので次の粒子生成までにそれなりに残る

■ Q. Leptogenesis 完了後, #LV な散乱をするか?

■ A. 多分起こらない

■ 熱平衡時に #LV 散乱がよく起こるなら

$$\frac{n_{\nu,h}\sigma v}{H} \sim \frac{T^3 \cdot \frac{y_\nu^4}{M_R^4} T^2 \cdot 1}{\frac{T^2}{M_p}} \sim T^3 \frac{M_p}{M_R^4} \left(\frac{M_R}{10^{15} \text{ GeV}} \right)^2 \gtrsim 1$$

$$\therefore T \gtrsim 2 \times 10^{14} \text{ GeV} \cdot \left(\frac{M_R}{10^{16} \text{ GeV}} \right)^{2/3}$$

Reheating 完了後にこの温度以下であればよい

■ ヒッグス振動によって生成されるヒッグス粒子の運動量スケール

$$\Delta k \sim \sqrt{\lambda} h_{\max} \gtrsim 3 \times 10^{13} \text{ GeV} \cdot \frac{h_{\max}}{10^{15} \text{ GeV}}$$

■ Reheating 後はこれよりも下がる

■ このスケールを温度とみなすことができるなら, 散乱はあまり起こらなそう