

# 右巻ニュートリノによる 宇宙物質総生成

横山順一



RESearch Cnter for the Early Universe (RESCEU)  
The University of Tokyo



Department of Physics  
SCHOOL OF SCIENCE  
THE UNIVERSITY OF TOKYO



Trans-scale Quantum  
Science Institute  
The University of Tokyo

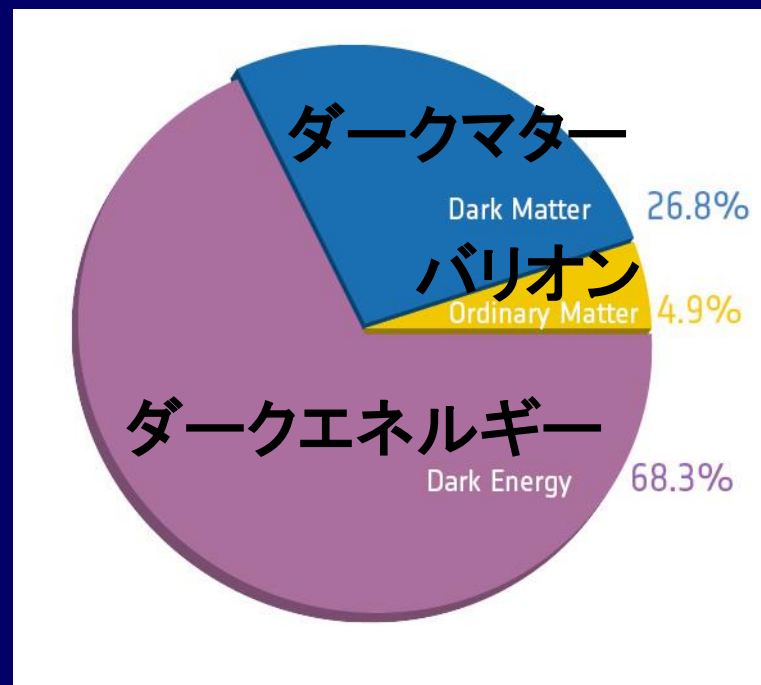
# 宇宙を理解すること

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R = \frac{8\pi G}{c^4} T_{\mu\nu}$$

## 容れ物の問題

- ★ なぜ宇宙はこんなに大きくて一様なのか？
- ★ なぜ空間は平坦なのか？
- ★ 銀河・銀河団などの階層構造のタネになった密度ゆらぎの起源は何か？

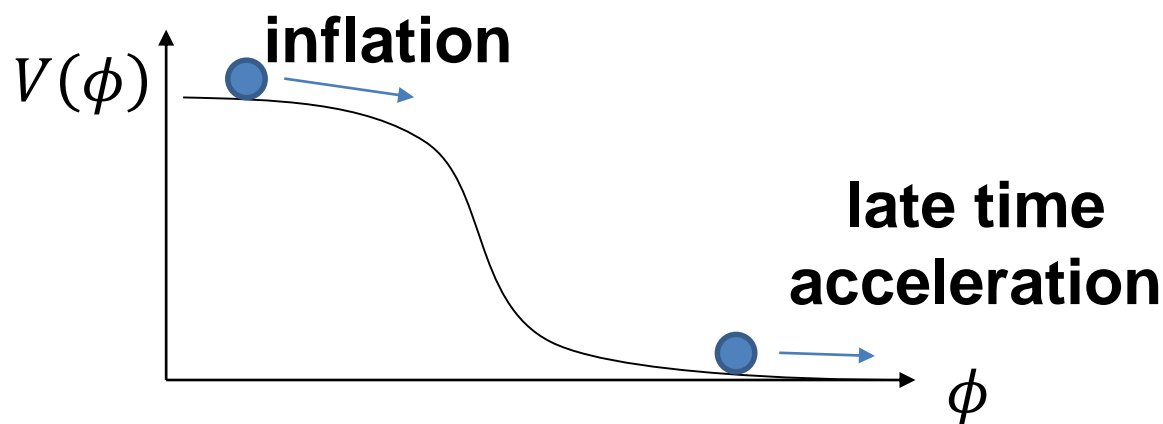
## 中身の問題



## インフレーション宇宙論

観測と統合的にインフレーションを起こす素粒子論的メカニズムの研究

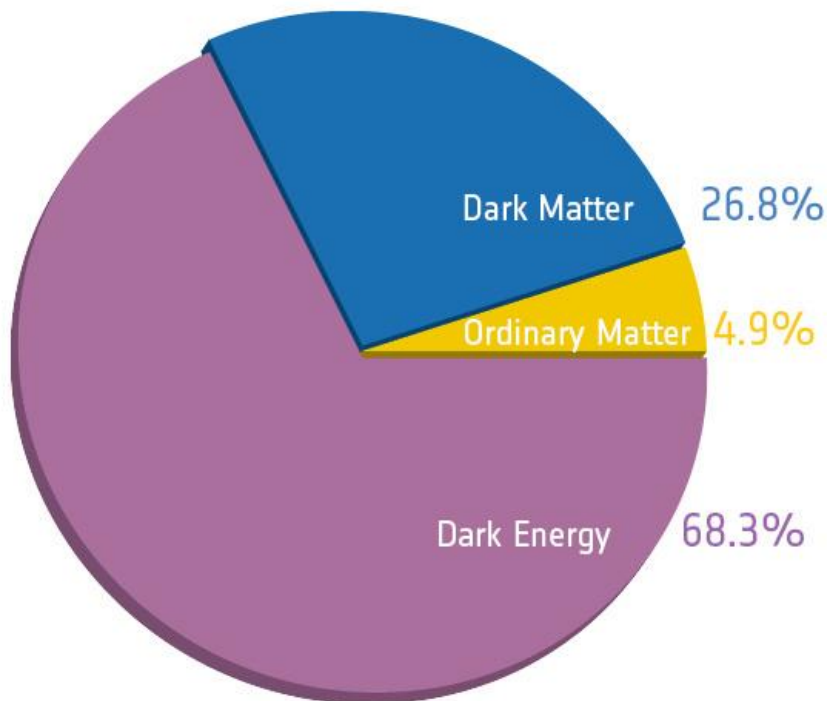
# インフレーションとダークエネルギーの起源は共通だと考えてみる



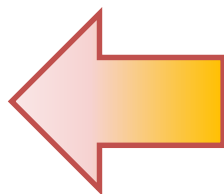
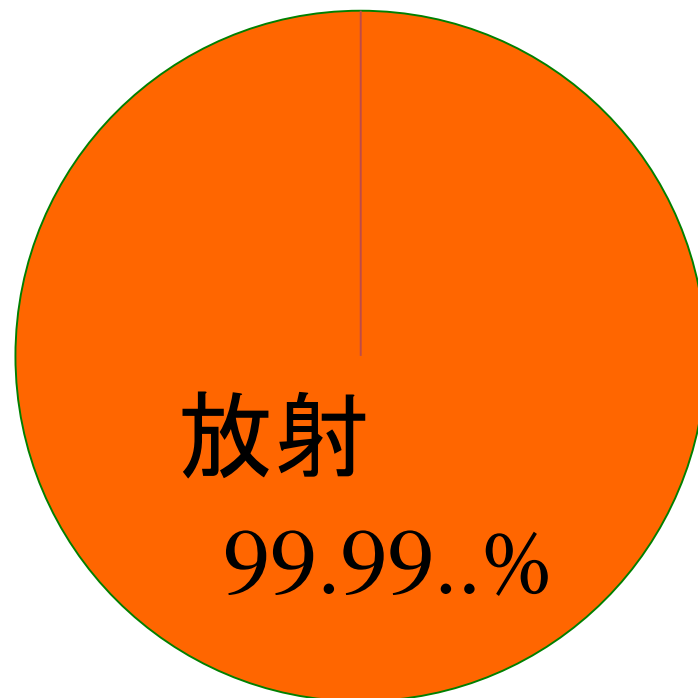
例 (Peebles & Vilenkin 99) の Quintessential Inflation

中身の問題を考える時、もう一つ忘れてはならないこと

$t_0 = 138$ 億年

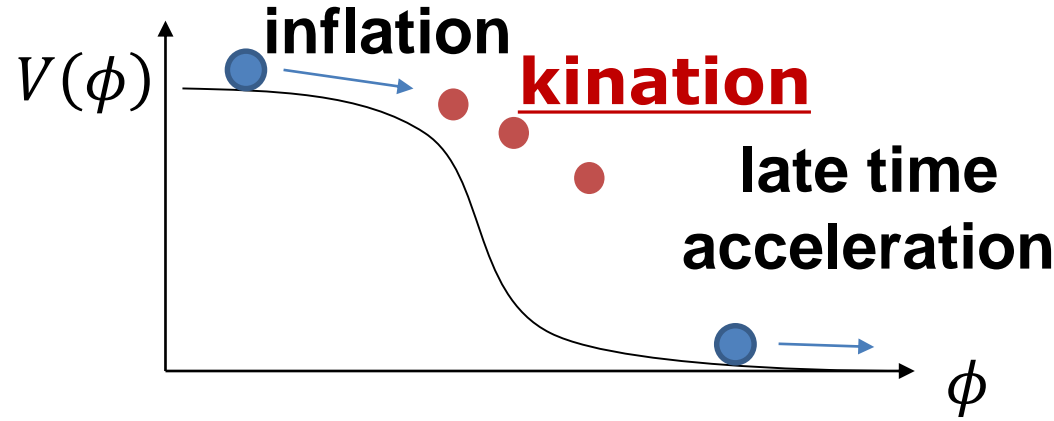
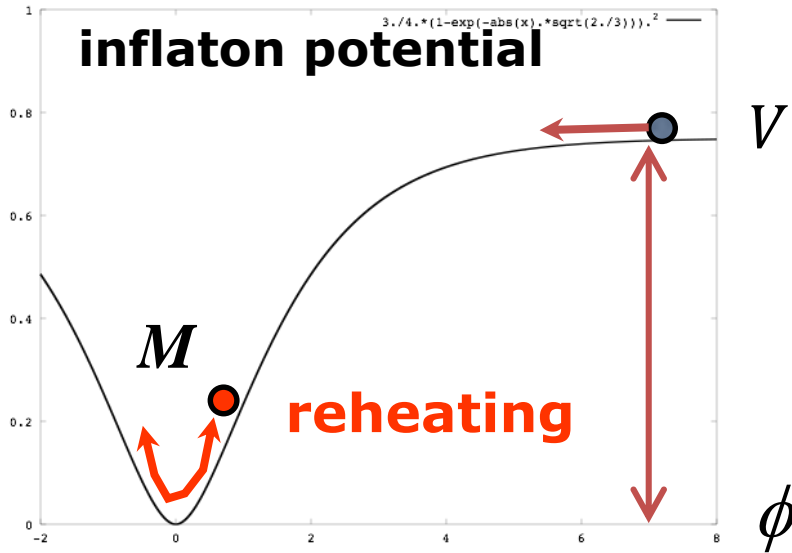


$t = 1$ 秒



放射の起源：宇宙再加熱

通常のインフレーションモデルではインフレーション後スカラー場の振動エネルギーが宇宙を支配し、その崩壊によって放射生成・再加熱が実現する。



Quintessential Inflationでは場の振動は起こらず、インフレーション後スカラー場の運動エネルギーが優勢となる。

Inflation

Kination

$$\rho_{total} = \rho_{\phi} \cong V[\phi] \cong \text{const.} \Rightarrow \Rightarrow \rho_{\phi} \cong \frac{\dot{\phi}^2}{2} \propto a^{-6}(t)$$

Inflation

$$\rho_{total} = \rho_\phi \cong V[\phi] \cong \text{const.} \Rightarrow$$

Kination

$$\rho_\phi \cong \frac{\dot{\phi}^2}{2} \propto a^{-6}(t)$$

$$a(t) \propto e^{H_{\text{inf}} t} \Rightarrow a(t) \propto t^{\frac{1}{3}}$$

この宇宙膨張則の変化によって重力的粒子生成が起こる

(例) スカラー場  $\chi$  のモード関数は  $\frac{d^2 \chi_k}{d\eta^2} + [k^2 - V(\eta)] \chi_k = 0$   $\eta = \int \frac{dt}{a(t)}$

$V(\eta) = -a^2(\eta) \left[ m_\chi^2 + \left( \xi - \frac{1}{6} \right) R(\eta) \right]$  という時間依存した「質量項」を持つ

$R$  は時空のスカラー曲率

$$\chi_k(\eta) = \chi_k^{(in)}(\eta) + \frac{1}{\omega} \int_{-\infty}^{\eta} V(\eta') \sin \omega(\eta - \eta') \chi_k(\eta') d\eta'$$

$$\chi_k^{(in)}(\eta) = \frac{e^{-i\omega\eta}}{\sqrt{2\omega}} \quad (\eta \rightarrow -\infty) \quad \chi_k(\eta) = \frac{1}{\sqrt{2\omega}} \left( \alpha_k e^{-i\omega\eta} + \beta_k e^{i\omega\eta} \right) \quad (\eta \rightarrow \infty)$$

この分真空がズれる

生成する放射のエネルギー密度は

Bogoliubov係数  $\beta_\omega = \frac{i}{2\omega} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-2i\omega\eta} V(\eta) d\eta$  によって

$$\rho_r = \frac{1}{2\pi^2 a^4} \int_0^\infty |\beta_\omega|^2 \omega^3 d\omega. \quad \text{と表される}$$

質量ゼロで曲率と結合していないスカラー場一自由度につき

$$r_r \sim \frac{9H_{\text{inf}}^4}{64\rho^2 a^4} \text{ だけ生成する。}$$

ド・ジッター時空のホーキング温度  $\frac{H_{\text{inf}}}{2\pi}$  くらい

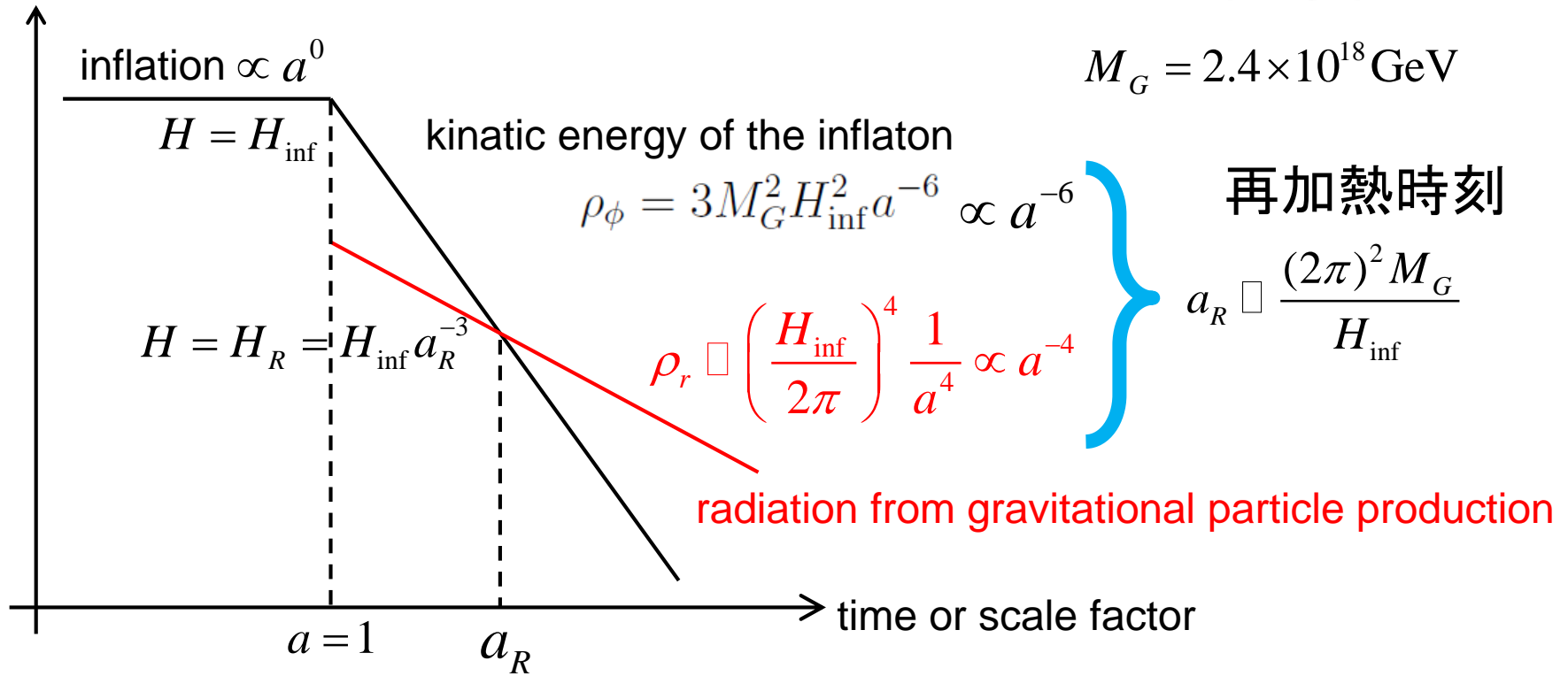
グラビトンも同じように生成し、偏光2自由度分でこの2倍生成



これを十分薄めないでCMBや元素合成に矛盾してしまう

# このシナリオでのエネルギー密度の進化

energy density



再加熱温度  $T_R \approx 0.01 \frac{H_{\text{inf}}^2}{M_G} \approx 10^4 \text{ GeV} \left(\frac{H_{\text{inf}}}{10^{12} \text{ GeV}}\right)^2$

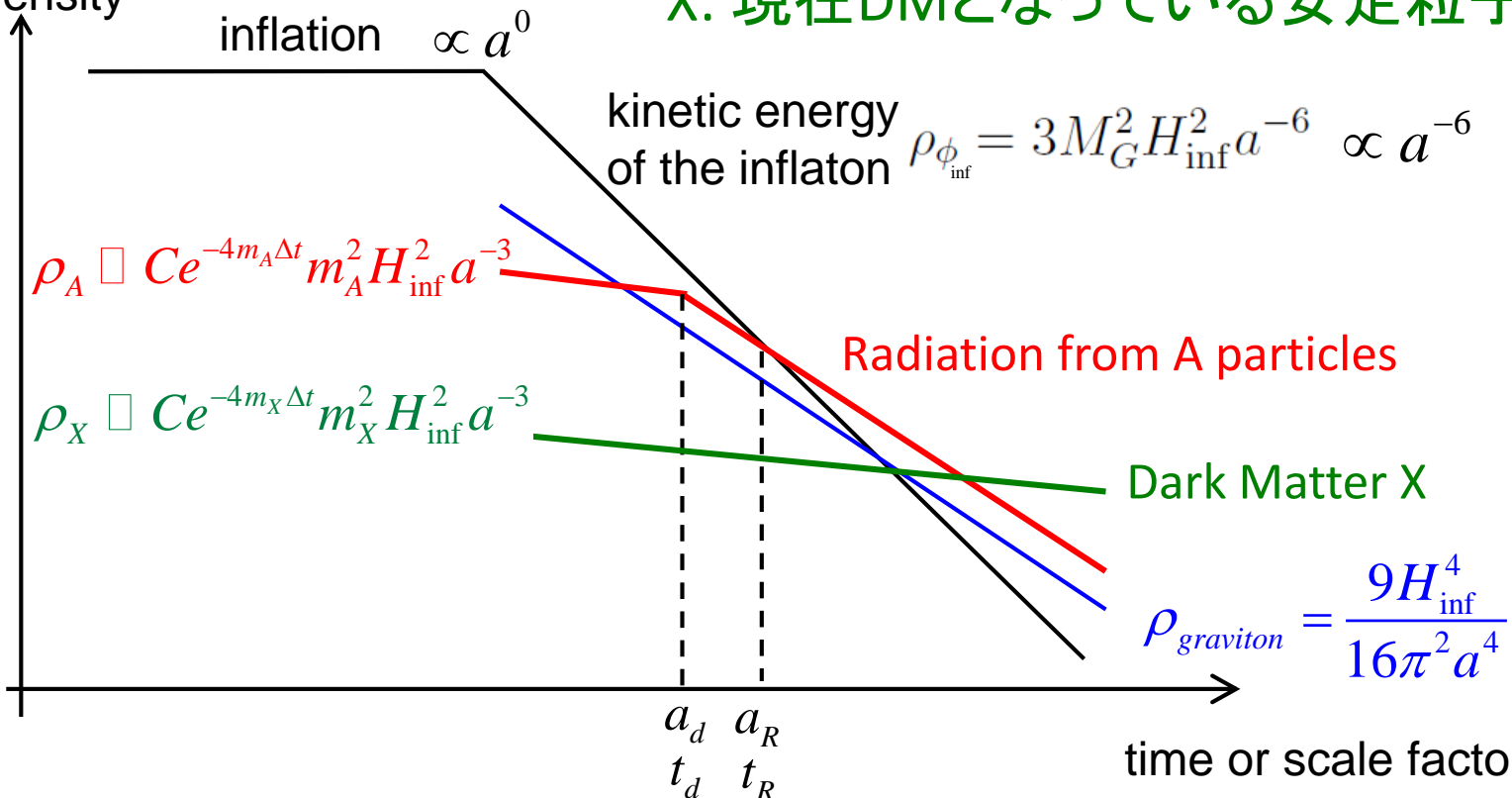
低い。寒い



★ グラビトンを薄めるため、重粒子も生成し、それがあとで崩壊することによって宇宙が再加熱すると考える。ついでにダークマターも重力粒子生成で作ろう。

A: あとで宇宙を崩壊して再加熱する重粒子  
 X: 現在DMとなっている安定粒子

energy density



A particles decay at  $a = a_d$  to radiation with the decay rate  $\Gamma_A \equiv \alpha m_A$ .

The Universe became radiation dominant at  $a = a_R$ : reheating time.

# 以上すべてを右巻ニュートリノによって説明したい

Hashiba & JY 1905.12423

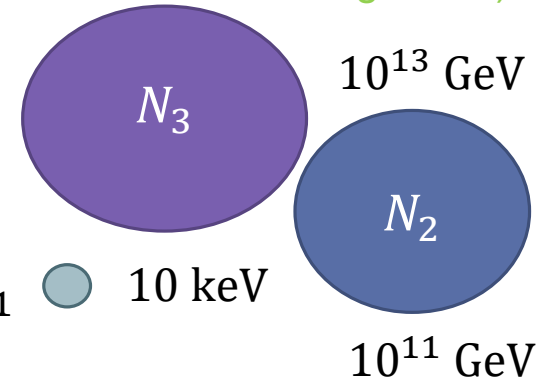
- We consider 3 hierarchical right-handed neutrinos

(Kusenko, Takahashi & Yanagida 10)

$N_3 : M_3 \sim 10^{13} \text{ GeV}$  —————> Reheating

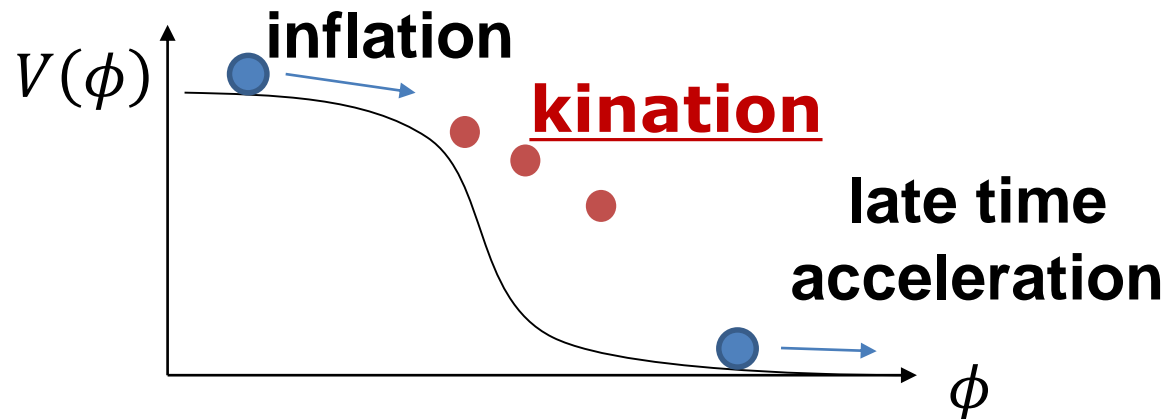
$N_2 : M_2 \sim 10^{11} \text{ GeV}$  —————> Baryogenesis

$N_1 : M_1 \sim 10 \text{ keV}$  —————> Dark matter  $N_1$



- $$\mathcal{L}_N = M_i \bar{N}_i^c N_i + h_{i\alpha} N_i L_\alpha H^\dagger$$

- Quintessential inflation which is followed by kination



(Peebles & Vilenkin 99)

# フェルミオンの重力粒子生成

- 運動項は共形不変なので質量に依存する。

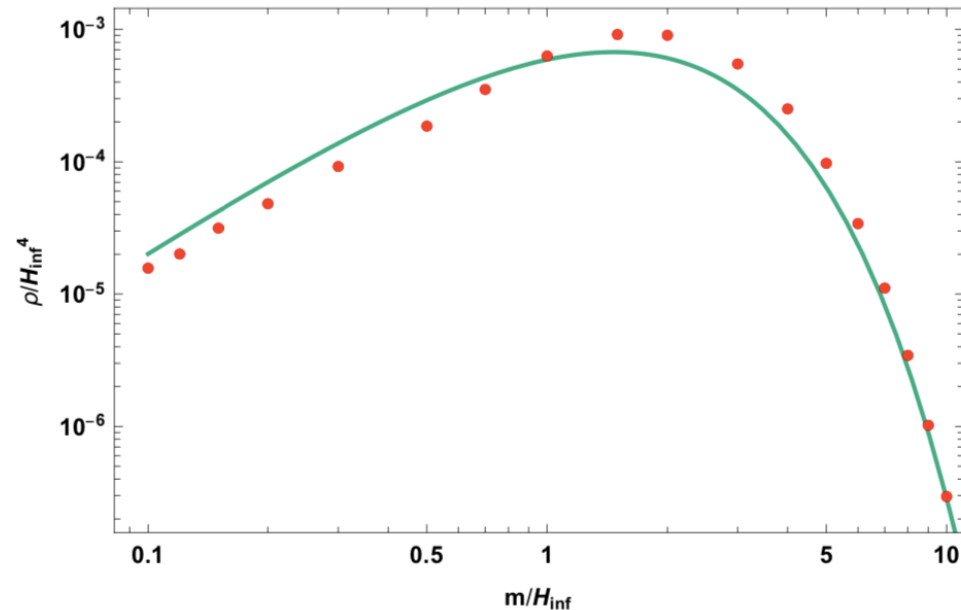
$$\rho \cong C' e^{-4m\Delta t} m^2 H_{\text{inf}}^2 a^{-3}$$

$m$  : 質量

$$C' \cong 2 \times 10^{-3} \approx 10 C_{\text{scalar}}$$

$\Delta t$  : 宇宙膨張則の変化の所要時間( $H_{\text{inf}}^{-1}$ 程度)

$H_{\text{inf}}$  : inflation中のハッブルパラメタ



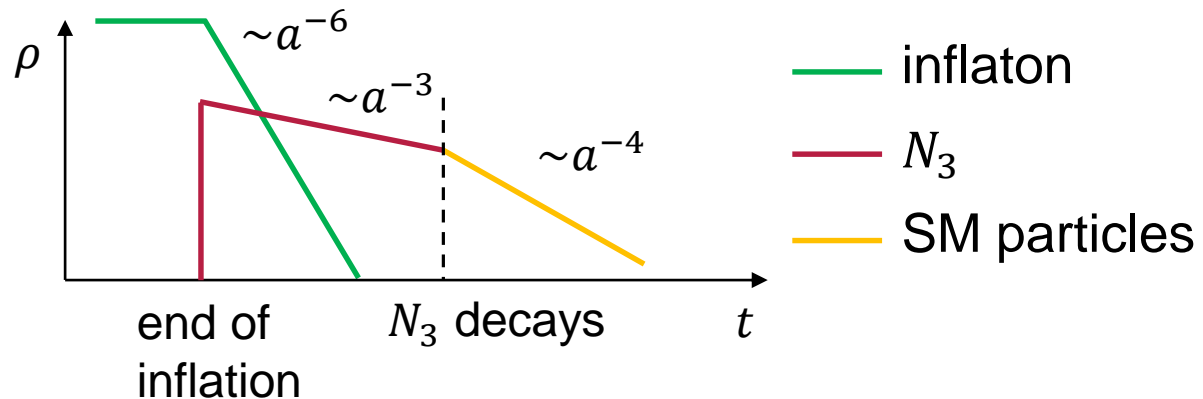
# $N_3$ によって放射の起源を説明する

- Decay of  $N_3$

$N_3$  decays into SM particles with decay rate  $\Gamma_3$

$$\Gamma_3 = \frac{1}{4\pi} \sum_{\alpha} |\tilde{h}_{i\alpha}|^2 M_3 \quad i=3$$

Since  $N_3$  is much heavier than any SM particles, resultant SM particles are relativistic



- 再加熱温度

$$T_{RH} \cong 6 \times 10^7 \left( \frac{\sum_{\alpha} |\tilde{h}_{3\alpha}|^2}{10^{-12}} \right)^{-\frac{1}{4}} e^{-3M_3 \Delta t} \left( \frac{M_3}{10^{13} \text{GeV}} \right)^{\frac{5}{4}} \left( \frac{H_{\text{inf}}}{10^{13} \text{GeV}} \right)^{\frac{3}{4}} \text{GeV}$$

- グラビトンを十分薄めるための条件

$$N_{\text{eff,GW}} = 2.36 \frac{r_{GW}}{r_{\text{rad}}} = 2.36 \frac{r_{GW}}{r_{N_3}} \Big|_{\text{decay}} < 0.72$$

➡ 
$$\left( \sum_{\alpha} |\tilde{h}_{3\alpha}|^2 \right)^{-\frac{1}{3}} e^{-4M_3 \Delta t} \left( \frac{M_3}{H_{\text{inf}}} \right)^{\frac{5}{3}} > 1.0 \times 10^2$$

➡ 
$$\sum_{\alpha} |\tilde{h}_{3\alpha}|^2 < 8.5 \times 10^{-11}$$
  
 ~ Yukawa coupling of electron

# レプトジェネシスによってバリオン非対称を生成

(Fukugita & Yanagida 86)

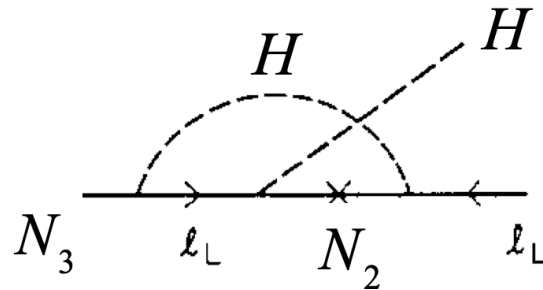
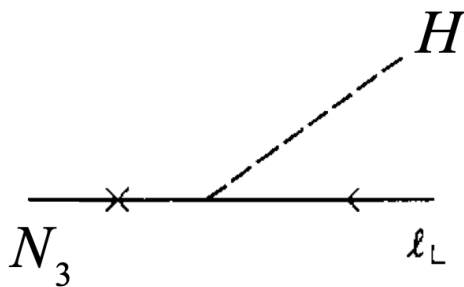
$$\frac{n_B}{s} = \frac{28 n_L}{79 s}$$

$$\approx 1 \times 10^{-3} \frac{\text{Im} \left[ \left\{ (\tilde{h}\tilde{h}^\dagger)_{32} \right\}^2 \right]}{(\tilde{h}\tilde{h}^\dagger)_{33}} \left( e^{-M_3 \Delta t} \ln \frac{M_3}{M_2} \right) \left( \sum_{\alpha} |\tilde{h}_{3\alpha}|^2 \right)^{\frac{1}{4}} \frac{M_2}{M_3} \left( \frac{M_3}{H_{\text{inf}}} \right)^{-\frac{1}{4}}$$

$$= 9 \cdot 10^{-11}$$

CP violation

Interference  
between  $N_3$  &  $N_2$



$$M_2 \gtrsim 10^{11} \text{ GeV} \quad \text{and} \quad \tilde{h}_{22} \text{ or } \tilde{h}_{23} \gtrsim 10^{-3} \sqrt{M_3/M_2}$$

# $N_1$ をダークマターに。(split seesaw scenario)

(Kusenko, Takahashi & Yanagida 10)

~10keV のステライルニュートリノ  
はダークマターになり得る

$$\theta^2 = \sum_{\alpha} |\tilde{h}_{1\alpha}|^2 \frac{v^2}{2M_1^2} \sim 10^{-11} \quad v = 246\text{GeV}$$

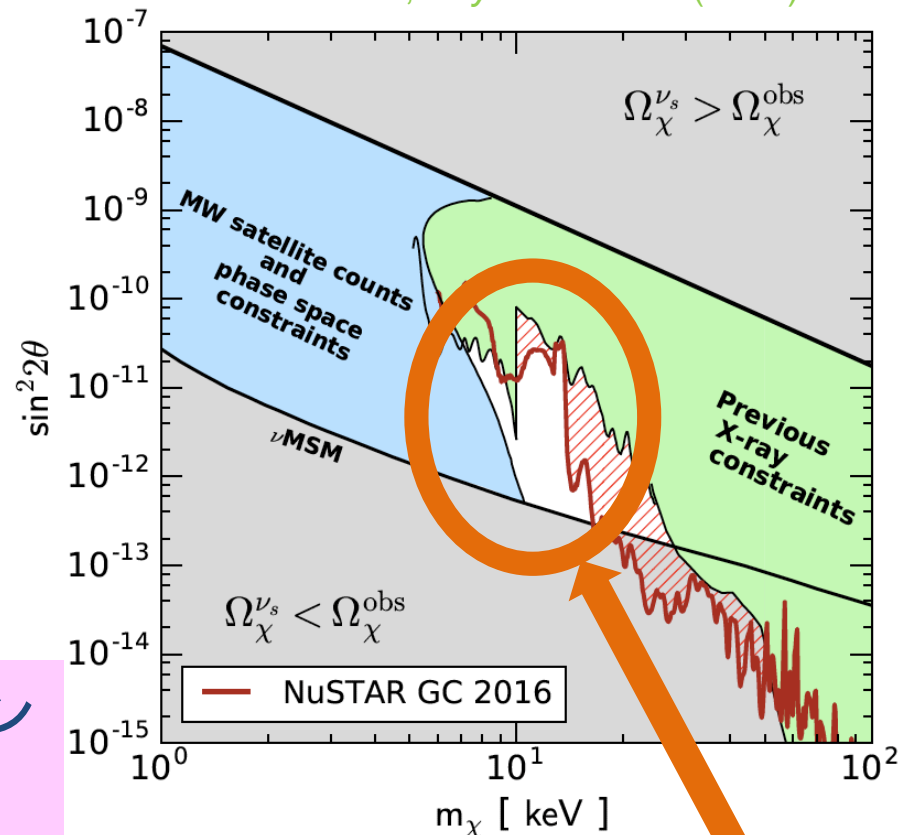
For  $M_1 \sim 10$  keV,

$$\sum_{\alpha} |\tilde{h}_{1\alpha}|^2 < 10^{-26}$$

Randall-Sundrum 型のブレーン  
ワールドシナリオを考えればこの  
極小湯川結合定数も大きな微調整  
なく説明可能ではある

## 許容域

K. Perez et al., *Phys. Rev. D*95 (2017) 123002.



$$M_{N_1} \gg 10\text{keV}$$

最大の問題は、想定される  $N_1$  の質量  $10\text{keV}$  では、重力粒子生成で十分な量の  $N_1$  を作るできないこと。

もし  $N_1$  が時空のスカラー曲率と以下のような結合を持っていたら、インフレーション終了時に  $R$  は大きく変化するのでそれによって実効質量が変化し、粒子生成を十分起こせる。

$$\frac{R}{\mu} \bar{\psi}\psi \quad \mu : \text{質量次元を持った定数}$$

インフレーション終了時の数密度は  $n \cong 1.1 \times 10^{-1} H_{\text{inf}}^5 / \mu^2$  程度になる。

$m \gg 10^{15}\text{GeV}$  ととればダークマターの適切な存在量が説明できる



# Conclusion

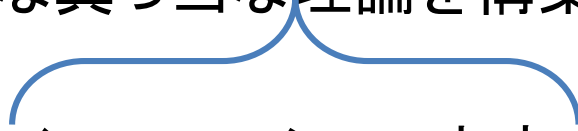
3世代の右巻ニュートリノで

放射

バリオン非対称

ダークマター

のすべてを説明できるような真っ当な理論を構築したい



インフレーション宇宙

上州無名亦無夫  
剛毅未誠易被欺  
唯以三直接萬人  
至誠依神期勝利

金三

# • RS brane-world scenario

We identify the zero mode of a 5D bulk field  $\bar{\Psi}_i$  with the 4D right-handed neutrino  $N_i$

$$S = \int d^4x dy \left\{ M (i \bar{\Psi}_i \gamma^A \partial_A \Psi_i + m_i \bar{\Psi}_i \Psi_i) + \delta(y) \left( \frac{\kappa_i}{2} v_{B-L} \bar{\Psi}_i^c \Psi_i + \lambda_{i\alpha} \bar{\Psi}_i L_\alpha H^\dagger + \text{h. c.} \right) \right\}$$

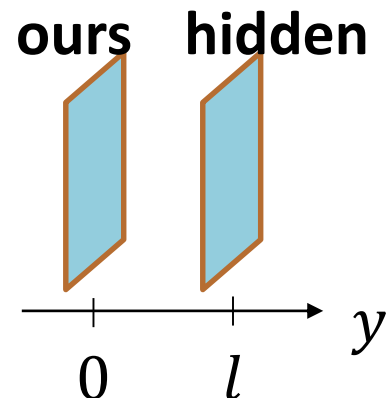
$M$  : 5D fundamental scale  $\sim 5 \times 10^{17}$  GeV

$m_i$  : bulk mass

$l$  : size of extra dimension  $\sim (10^{16} \text{ GeV})^{-1}$

$\kappa_i$  : numerical constant of order unity

$v_{B-L}$  : VEV of B – L gauge boson  $\sim 10^{16}$  GeV



- RS brane-world scenario

RS brane-world scenario can explain

$\left\{ \begin{array}{l} \text{Large mass hierarchy} \\ \text{Extremely small coupling} \end{array} \right.$	4D	=	5D
		$M_i$	$=$
			$\tilde{h}_{i\alpha} = \frac{\lambda_{i\alpha}}{\sqrt{M}} \sqrt{\frac{2m_i}{e^{2m_i l} - 1}}$

4D parameters

$$\begin{aligned}
 M_3 &\sim 10^{13} \text{ GeV} & \tilde{h}_{3\alpha} &< 3 \times 10^{-6} \\
 M_2 &\sim 10^{11} \text{ GeV} & \tilde{h}_{22,23} &\sim 10^{-2} \\
 M_1 &\sim 10 \text{ keV} & \tilde{h}_{1\alpha} &< 10^{-13}
 \end{aligned}$$



5D parameters

$$\begin{aligned}
 m_3 &\sim 2.3l^{-1} & \lambda_{3\alpha} &< 3 \times 10^{-4} \\
 m_2 &\sim 3.6l^{-1} & \lambda_{22,23} &\sim 1 \\
 m_1 &\sim 24l^{-1} & \lambda_{1\alpha} &< 10^{-2}
 \end{aligned}$$

上州無名亦無夫  
剛毅未誠易被欺  
唯以三直接萬人  
至誠依神期勝利

金三