

# スカラー粒子を伴う3体崩壊と レプトン数生成

伊東利将(京大素粒子論研究室M1)

2021/10/30@関西地域セミナー

arXiv : 2110.11096[hep-ph]

阿部慶彦氏、吉岡興一氏との共同研究に基づく

# バリオン数非対称性

ビッグバン元素合成時に必要なバリオン数非対称性： $n_{\Delta B}/s \sim 10^{-11}$

$$n_{\Delta B} = n_b - n_{\bar{b}} \quad s : \text{エントロピー密度}$$

$n_b$  : バリオン数密度       $n_{\bar{b}}$  : 反バリオン数密度

バリオン数非対称性に必要な条件

Sakharovの3条件

1. バリオン数を破る反応
2. C、CP不変性の破れ
3. 非平衡状態の実現

[Sakharov(1967)]

標準模型では観測に合わない

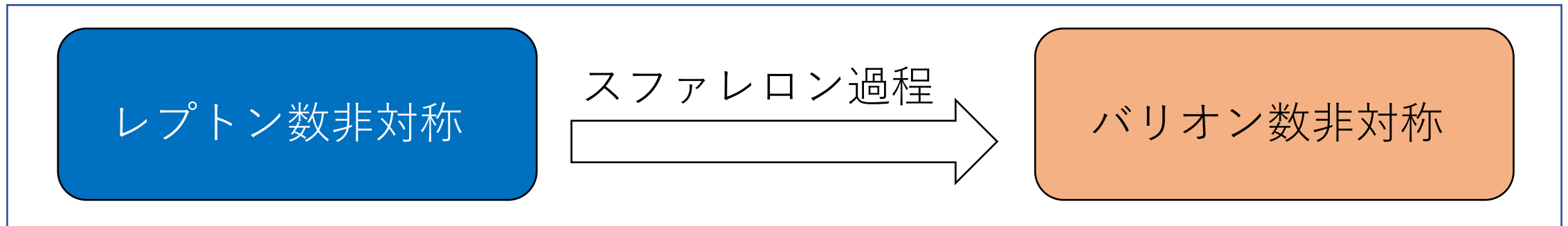
[ P. Huet and E. Sather (1994)]

[ K. Kajane, M. Laine, K. Rummukainen and M.E. Shaposhnikov(1996)]

# バリオン数とレプトン数

バリオン数非対称性を実現する反応は？

バリオン数を破る反応  
レプトン数を破る反応



今回考えるのは「レプトン数を破る反応」

なぜレプトン数に着目するのか ⇨ 右巻きMajoranaニュートリノの性質

# 重い右巻き Majorana ニュートリノ

重い右巻き Majorana ニュートリノは以下の問題を解決

1. 左巻きニュートリノの質量が極端に小さい
2. レプトン数非対称性

1.

$$\cancel{\nu} \times y^\nu v \quad N \quad \times y^{\nu\dagger} v \quad \cancel{\nu}$$

左巻きの Majorana ニュートリノ 質量

$$m_\nu \sim \frac{|y^\nu v|^2}{m_N} \sim \frac{m_D^2}{m_N} \sim \text{eV} \quad (\text{シーソー機構})$$

$v$ : Higgs VEV

$m_D$ : Dirac 質量

2.  $N$  を含む ミニマル な ラグランジアン

$$\mathcal{L}_N = \mathcal{L}_{\text{SM}} + \frac{1}{2} \bar{N}_i (i\not{\partial} - m_{Ni}) N_i - y_{ij}^\nu \bar{N}_i \tilde{H}^\dagger P_L L_j + \text{h.c.}$$

$N$  は実 (位相の自由度なし)  $\iff$  レプトン数生成

# ニュートリノ Yukawa の大きさ

[J.A. Casas, A. Ibarra (2001)]

$$y^\nu = \frac{\sqrt{2}i}{v} \sqrt{M_N} R \sqrt{m_\nu} U_{MNS}^\dagger$$

$$M_N = \text{diag}(m_{N_1}, m_{N_2}, m_{N_3})$$

$$m_\nu = \text{diag}(m_{\nu_1}, m_{\nu_2}, m_{\nu_3})$$

$R$ : 直交行列(シーソー機構のニュートリノ質量に対して任意)

$\omega_{ij}$ :  $R$  の3つの複素回転角(Casas-Ibarra(CI)パラメーター)

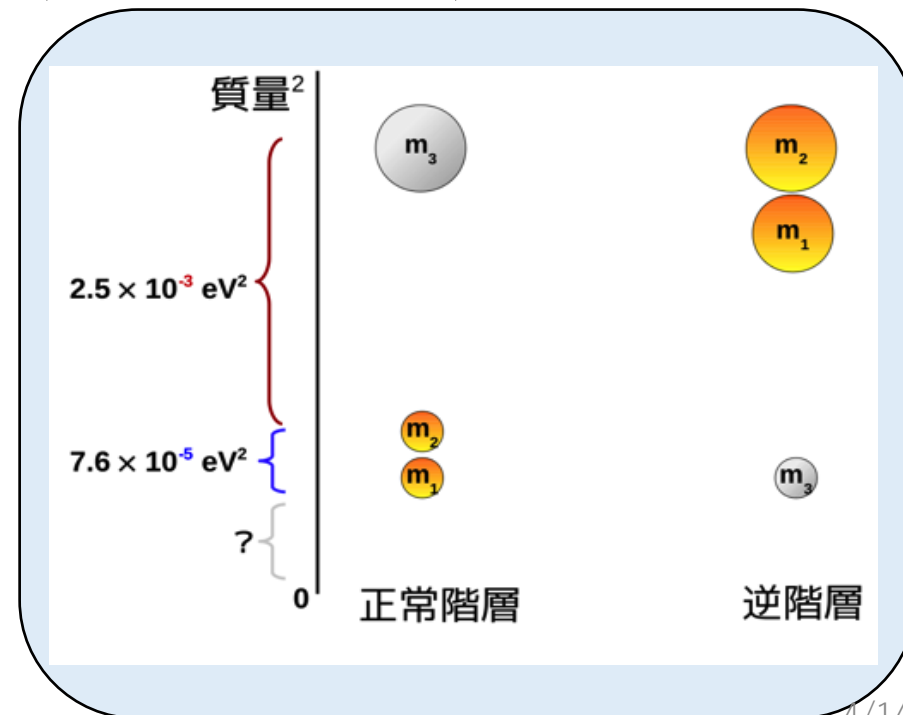
実験で測れる量

$$m_{\nu_2}^2 - m_{\nu_1}^2, \quad |m_{\nu_3}^2 - m_{\nu_2}^2|$$

⇒ 正常階層(NH)と逆階層(IH)

NHでCI実: $y^\nu$ が小さい

IHでCI純虚: $y^\nu$ が大きい (これらに着目)

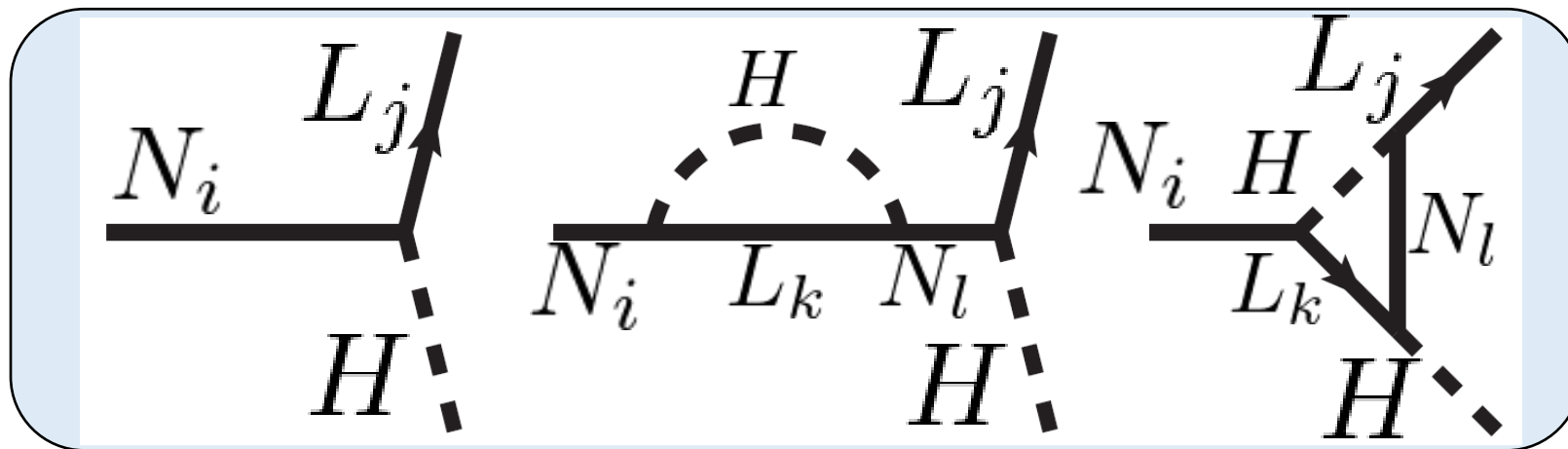


# 2体崩壊によるレプトン数生成

$\varepsilon$  パラメーター: 粒子反粒子の非対称性を示す量

$$\varepsilon = \frac{\Gamma_{A \rightarrow B+C+\dots} - \Gamma_{A \rightarrow B^C+C^C+\dots}}{\Gamma_{A \rightarrow B+C+\dots} + \Gamma_{A \rightarrow B^C+C^C+\dots}}$$

通常のレプトン数生成のシナリオ:  $N \rightarrow LH$ の干渉項による



$$\tilde{\varepsilon}_i^{\text{LH}} \propto \sum_j \text{Im}((y^\nu y^{\nu\dagger})_{ji}^2)$$

[L. Covi, E. Roulet, and F. Vissani. (1996)]

CPパラメーターが実か純虚  $\Rightarrow \tilde{\varepsilon}_i^{\text{LH}} = 0$

# 右巻きニュートリノとスカラーの相互作用

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_N - \frac{1}{2} \chi \bar{N}_i (\xi_{ij} P_R + \xi_{ij}^* P_L) N_j$$

スカラー  $\chi$  を考える動機

右巻きニュートリノに関わる対称性の破れに伴う Nambu-Goldstone ボゾン

研究の目的

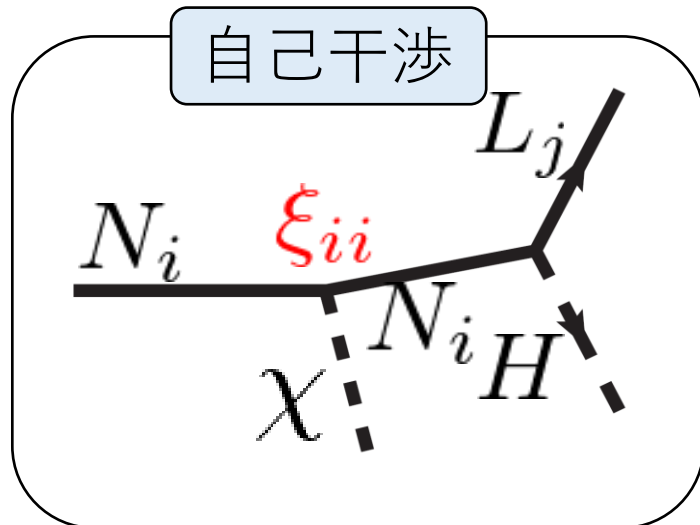
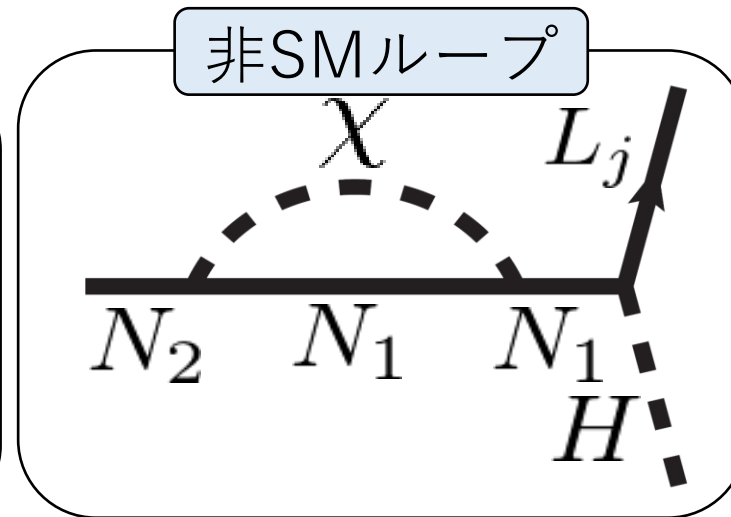
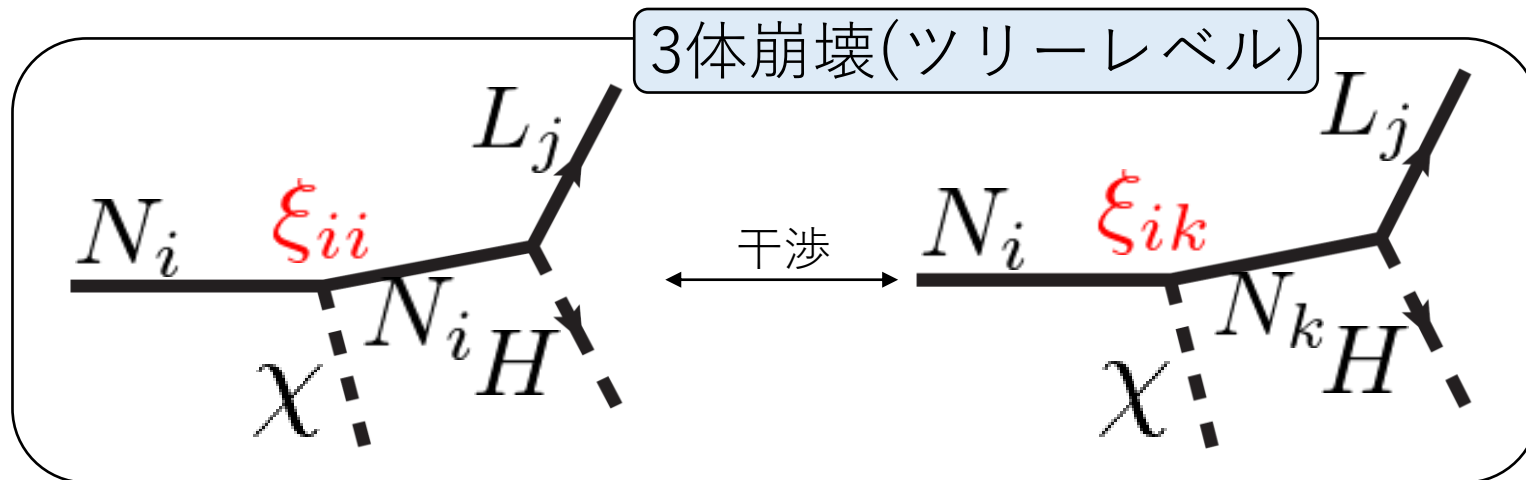
$\chi$  と右巻きニュートリノとの一般的なカップリングを考え、レプトン数生成にどう影響するかを考察

方針

$\chi$  を含む3体崩壊の効果をカップリング  $\xi$  に着目して解析

# $\chi$ を含む過程によるレプトン数生成

$\xi$  が非対角成分を持つ  $\iff$  以下から非対称性が出る



CPパラメーターが実や純虚でもOK



# レプトン数 $Y_{\Delta L}$ の Boltzmann 方程式

$$\frac{dY_{\Delta L}}{dx} \simeq \sum_i \frac{1}{Hx} \frac{K_1 \left( \frac{m_{N_i} x}{m_{N_1}} \right)}{K_2 \left( \frac{m_{N_i} x}{m_{N_1}} \right)} \left\{ \Gamma_i \varepsilon_i \left( Y_{N_i} - \frac{Y_{N_i}^{\text{eq}} Y_\chi}{Y_\chi^{\text{eq}}} \right) - \frac{1}{2} \left( \tilde{\Gamma}_i + \Gamma_i \frac{Y_\chi}{Y_\chi^{\text{eq}}} \right) \frac{Y_{N_i}^{\text{eq}}}{Y_L^{\text{eq}}} Y_{\Delta L} \right\}$$

レプトン数生成を表す  
 $\Rightarrow \varepsilon$  パラメーターに比例

指数関数的減少  
 $\Rightarrow$  washout : 逆崩壊による  
 レプトン数の減少

$y^\nu$  と washout の関係  
 $y^\nu$  が小さい : washout が効きにくい  
 $y^\nu$  が大きい : washout が効きやすい

$$Y_a = n_a / s \text{ (eq付きは熱平衡での値)}$$

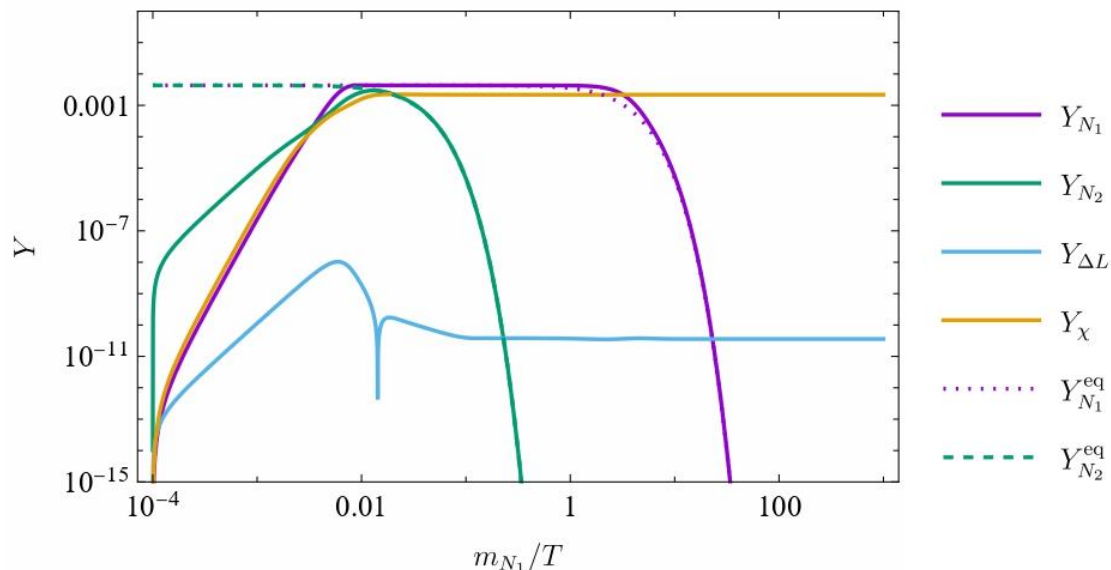
$$\varepsilon_i = (\Gamma_{N_i \rightarrow LH\chi} - \Gamma_{N_i \rightarrow L^c H^+ \chi}) / \Gamma_i$$

$$\Gamma_i = \Gamma_{N_i \rightarrow LH\chi} + \Gamma_{N_i \rightarrow L^c H^+ \chi}$$

$$\tilde{\Gamma}_i = \Gamma_{N_i \rightarrow LH} + \Gamma_{N_i \rightarrow L^c H^+}$$

# Boltzmann方程式の解析：yの寄与

NH,CI実( $y^\nu$ 小)

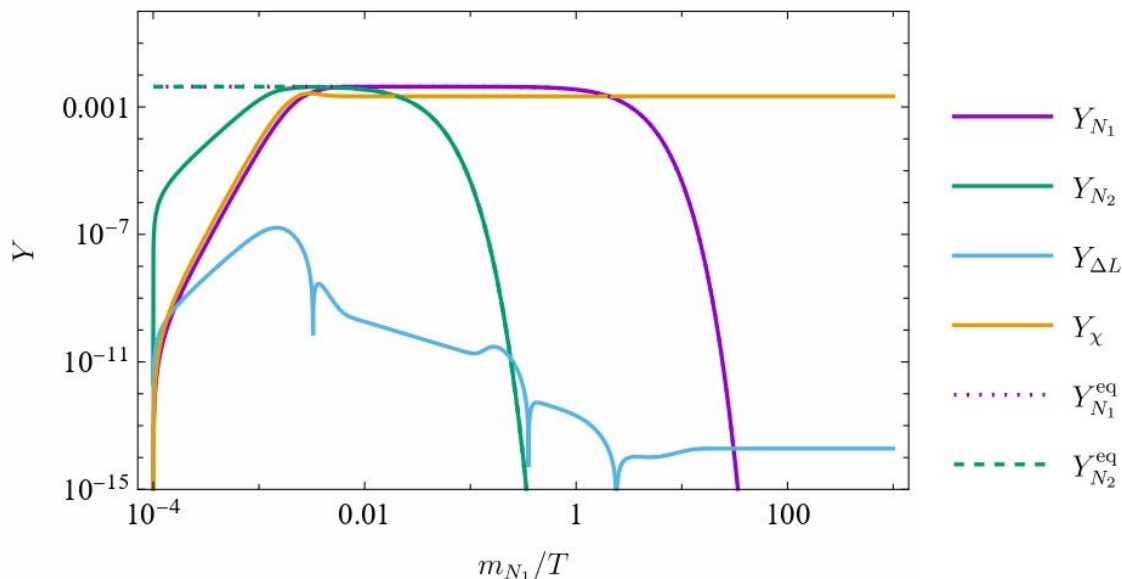


washoutが効かない  
 $\Rightarrow Y_{\Delta L}$ が最後に減らない

$$(\omega_{12}, \omega_{13}, \omega_{23}) = \left( \frac{1}{4}, 0, \frac{3}{7} \right)$$

どちらも  $\chi$  が多く作られる (後で考察)

IH,CI純虚( $y^\nu$ 大)

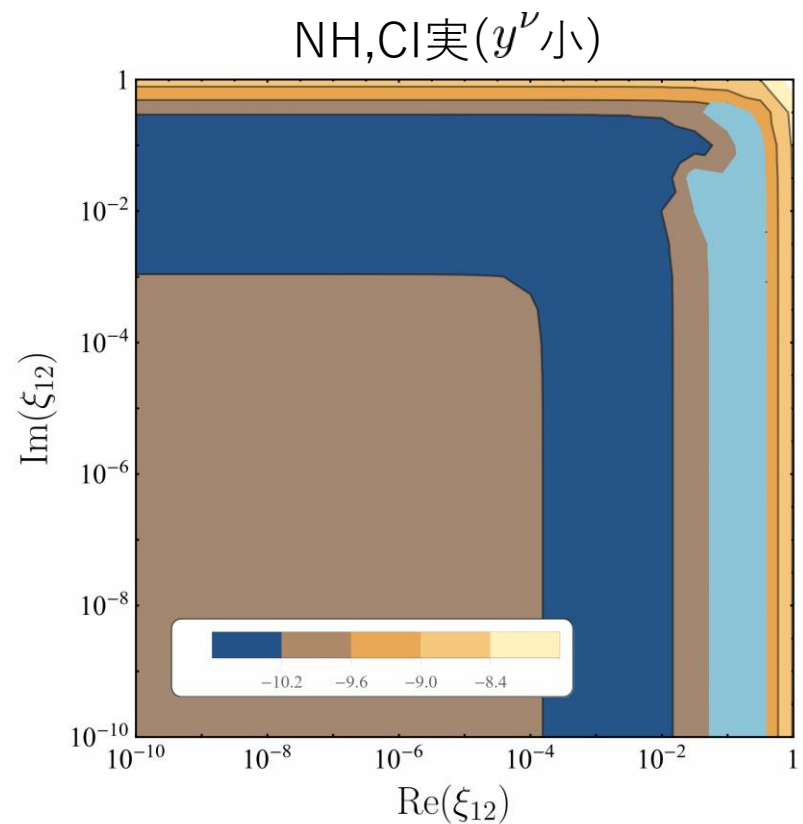


washoutで  $Y_{\Delta L}$  が小さくなる

$$(\omega_{12}, \omega_{13}, \omega_{23}) = (2i, 0, i)$$

$$\xi = \begin{pmatrix} \frac{1}{20} + \frac{i}{2} & \frac{1}{10} + \frac{i}{10} \\ \frac{1}{10} + \frac{i}{10} & \frac{1}{10} + i \end{pmatrix}$$

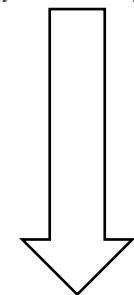
# Boltzmann方程式の解析： $\xi$ の寄与



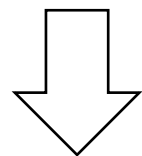
水色:  $|Y_{\Delta L}| \sim 10^{-10}$

$$\xi = \begin{pmatrix} \frac{1}{20} + \frac{i}{2} & \xi_{12} \\ \xi_{12} & \frac{1}{10} + i \end{pmatrix}$$

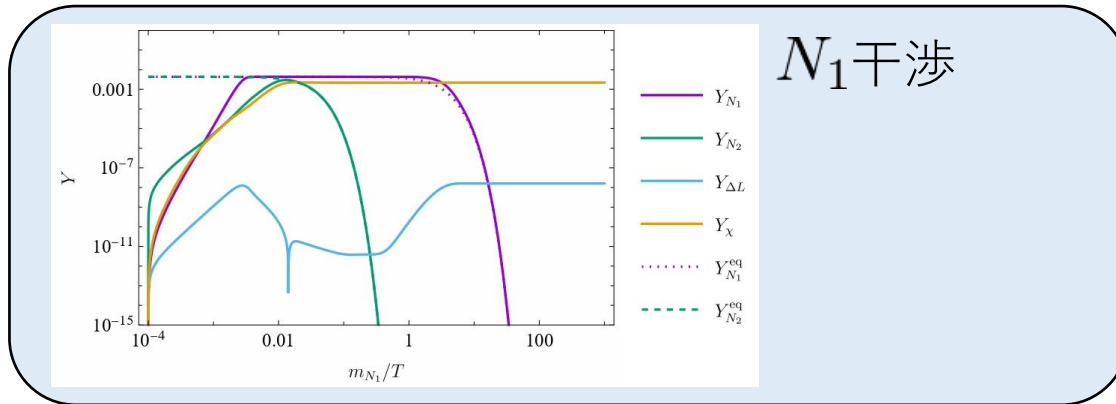
$$|\xi_{12}| \sim 1$$



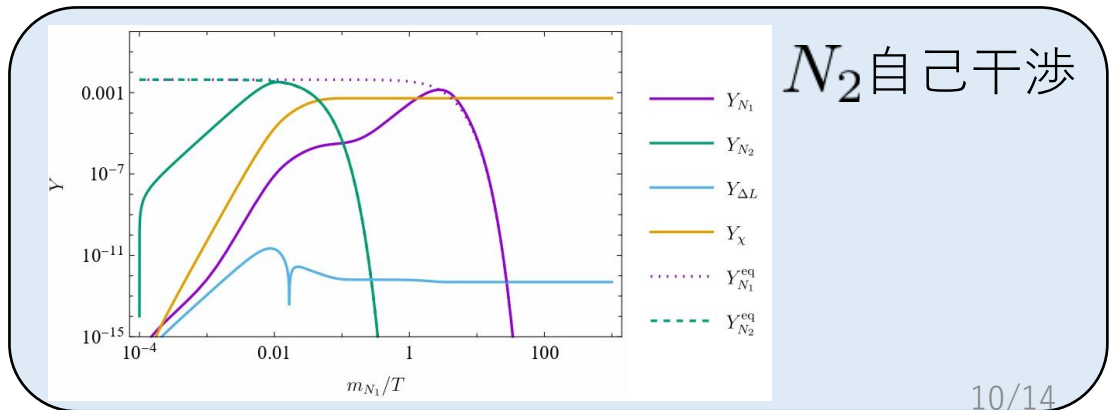
$$10^{-4} \lesssim |\xi_{12}| \lesssim 10^{-1}$$



$$|\xi_{12}| \lesssim 10^{-4}$$

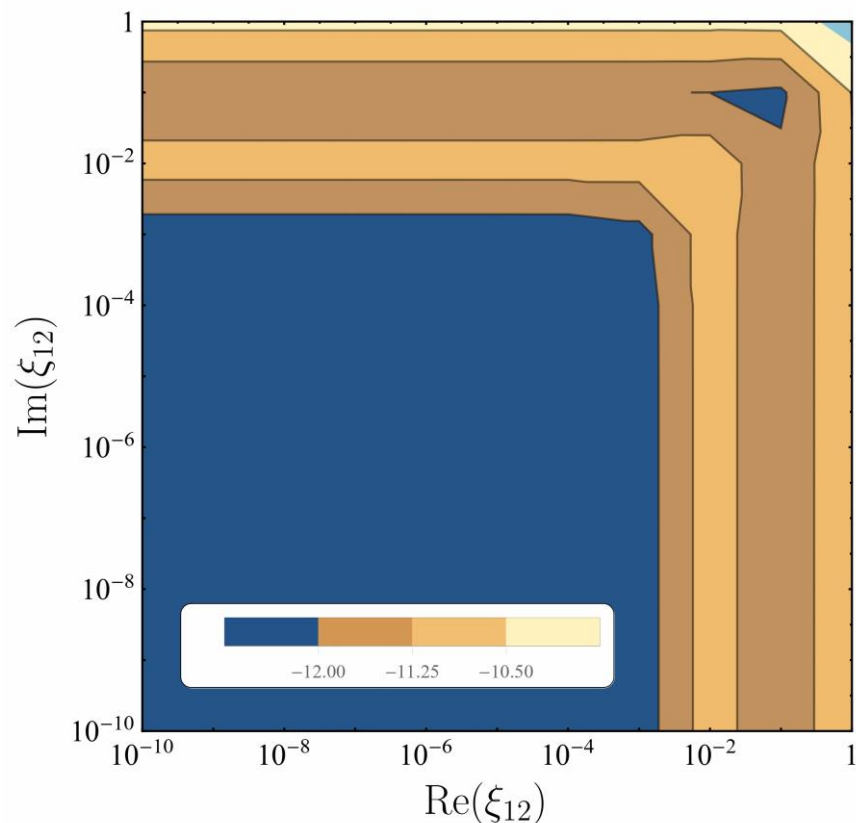


干渉項が抑制される  $\Leftrightarrow |Y_{\Delta L}|$  が小さくなる



# Boltzmann方程式の解析： $\xi$ の寄与

IH,CI純虚( $y'$ 大)



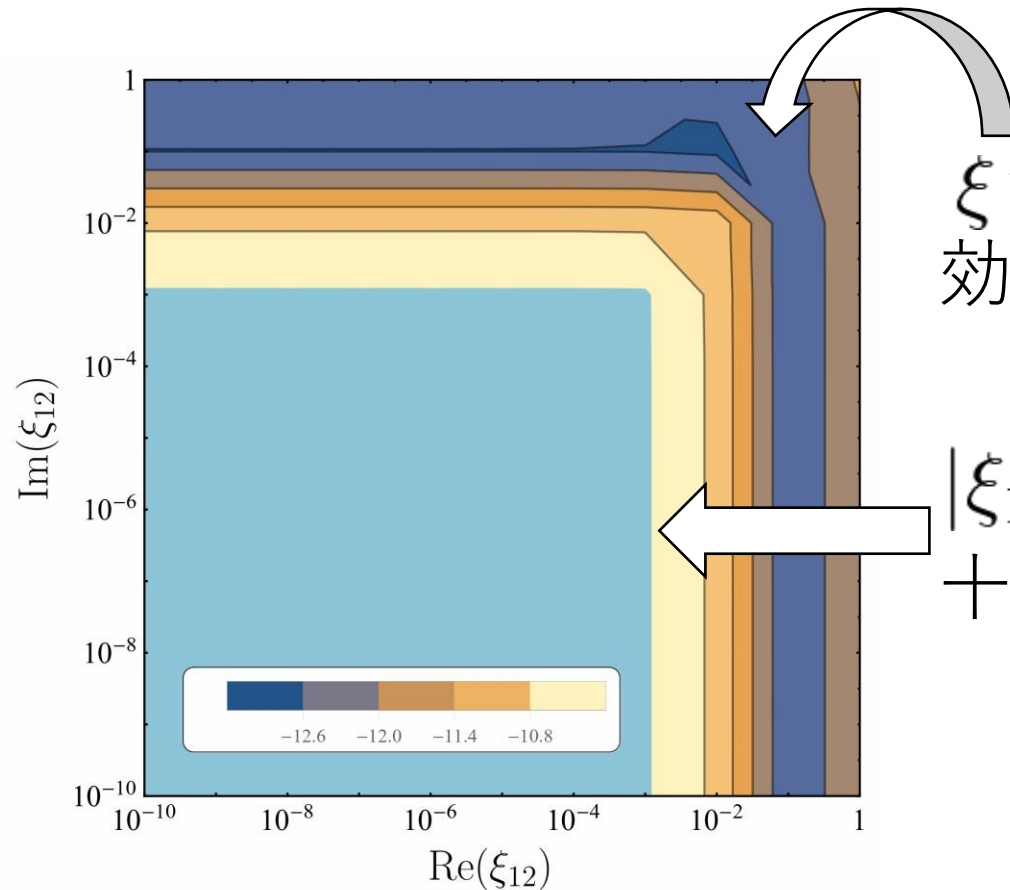
カップリングが小さいとレプトン数が出来ない  
作ったレプトン数が少なくてwashoutに負ける

カップリングが大きいとレプトン数は出来る  
washoutを振り切る程度に大きくないといけない

全体的にレプトン数が出来にくい  
washoutの効果

# Boltzmann方程式の解析：IHの場合

CIパラメーターが実でIHでも観測に合うレプトン数生成は可能



$\xi$ が大きいと干渉項のwashoutが効いてしまう

$|\xi_{12}|$ が小さい領域でレプトン数が十分生成される

# スカラー $\chi$ の性質

- レプトン数生成に必要なカップリング  
 $\xi$  が非対角成分を持つか複素であれば良い  
単純なレプトン数等では不可能

$$f_{ij}(v + \phi + i\chi)\overline{N}_i N_j$$

世代依存対称性では可能

$$f_{ij}(v + \phi + ic_{ij}\chi)\overline{N}_i N_j$$

- $\chi$  が出来すぎる
  1.  $\chi$  の質量が非常に小さいとする ( $m_\chi < \mathcal{O}(10^{-7})$  [GeV])
  2. 暗黒物質になれるようなパラメーターを選ぶ
  3.  $\chi$  を減らすような追加の軽い粒子を入れる

# まとめ

- スカラーを含む3体崩壊によるレプトン数生成の可能性を考察した
- ニュートリノ Yukawa が小さい領域ではレプトン数が生成されやすい
- レプトン数生成と共にスカラー粒子が多く生成される