

PPP 2025

2025年9月4日

# レプトジェネシスと ニュートリノレス二重ベータ崩壊

Based on [Eur. Phys. J. C 85, 778 \(2025\) \(arXiv: 2502.10093\)](#) by

Alessandro Granelli (ボローニャ大学), 濱口幸一(東京大学), Maura E. Ramirez-Quezada (マインツ大学),  
嶼田健悟(YITP), 和田淳太郎(東京大学), 横山達哉(東京大学)

発表者: 横山 達哉 (DC1, 東京大学)

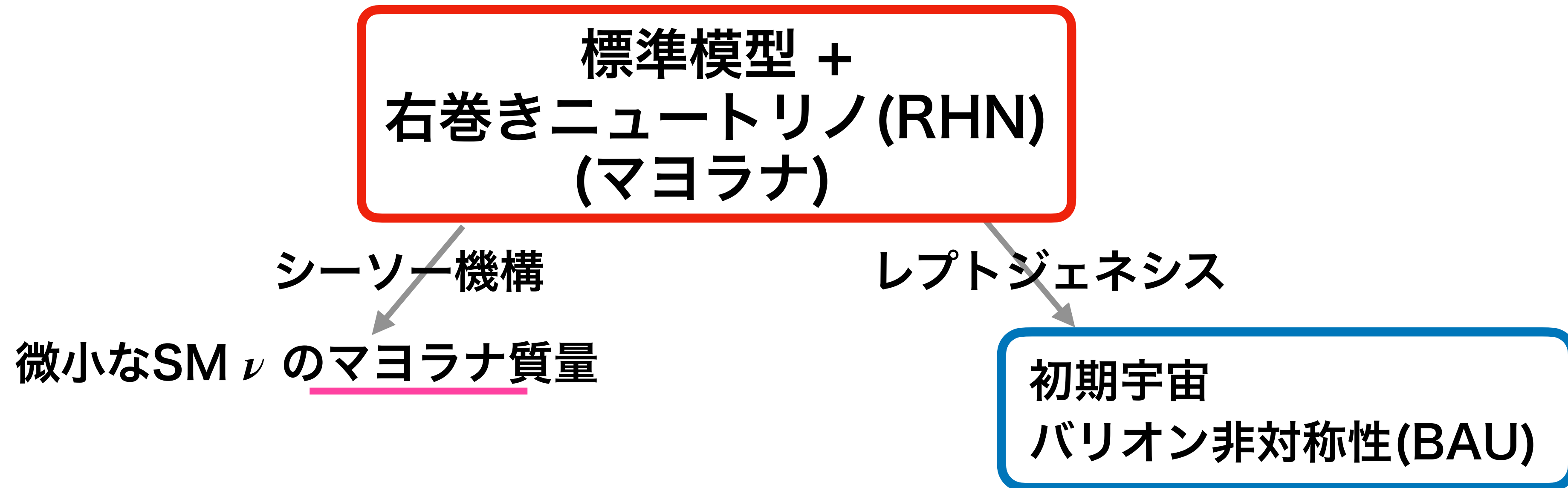
標準模型 +  
右巻きニュートリノ (RHN)  
(マヨラナ)

標準模型 +  
右巻きニュートリノ (RHN)  
(マヨラナ)

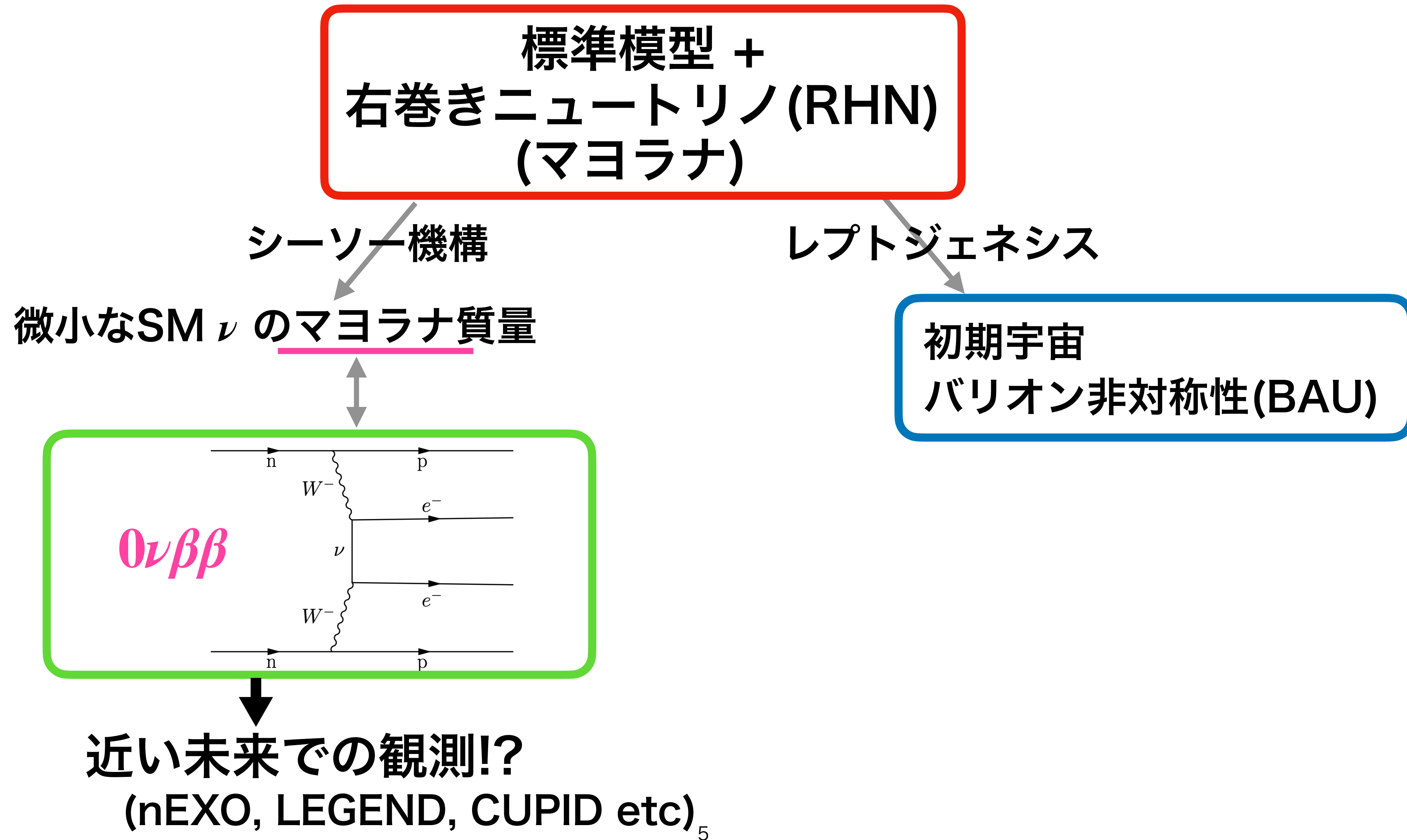
シーソー機構

微小なSM  $\nu$  の マヨラナ質量

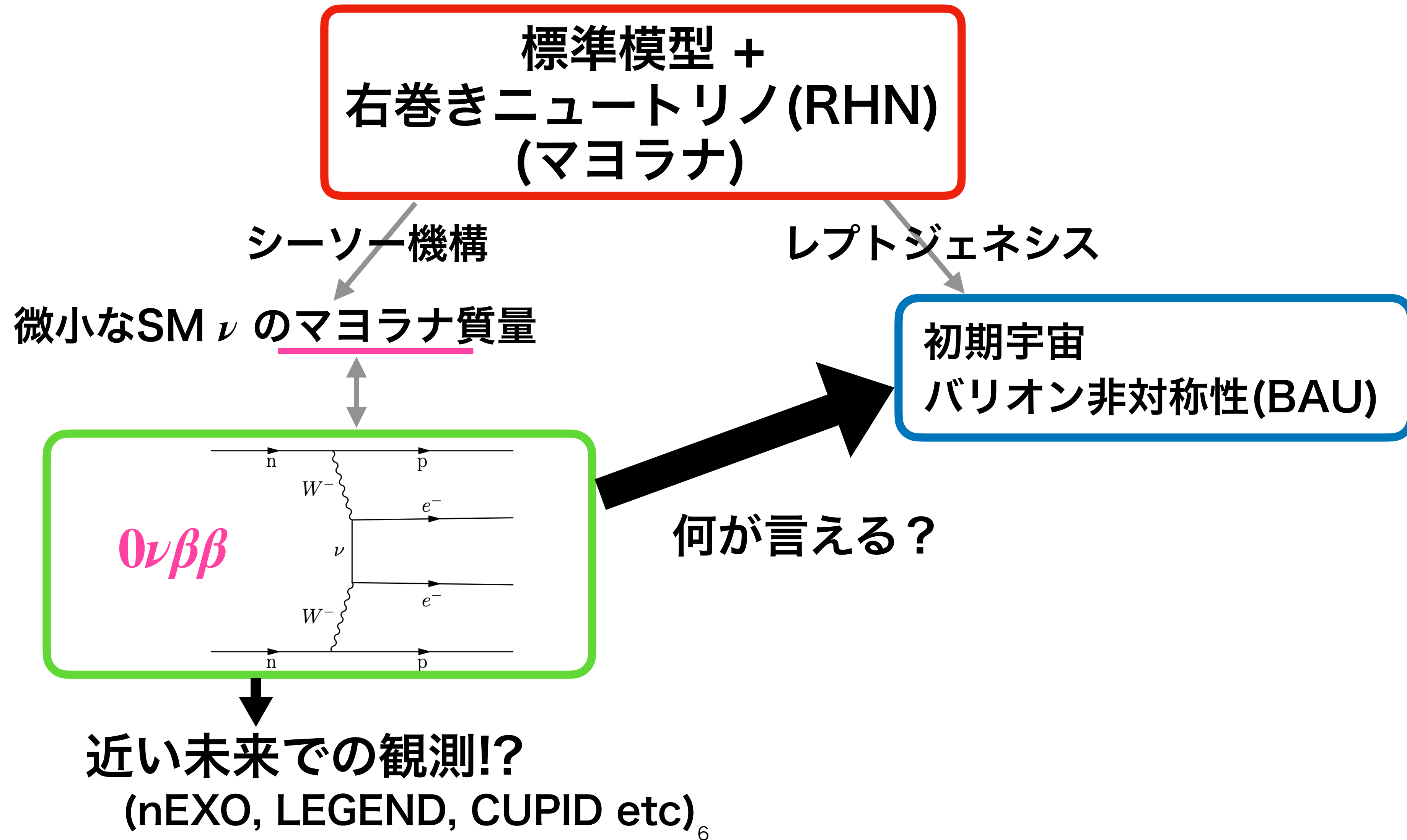
# Abstract



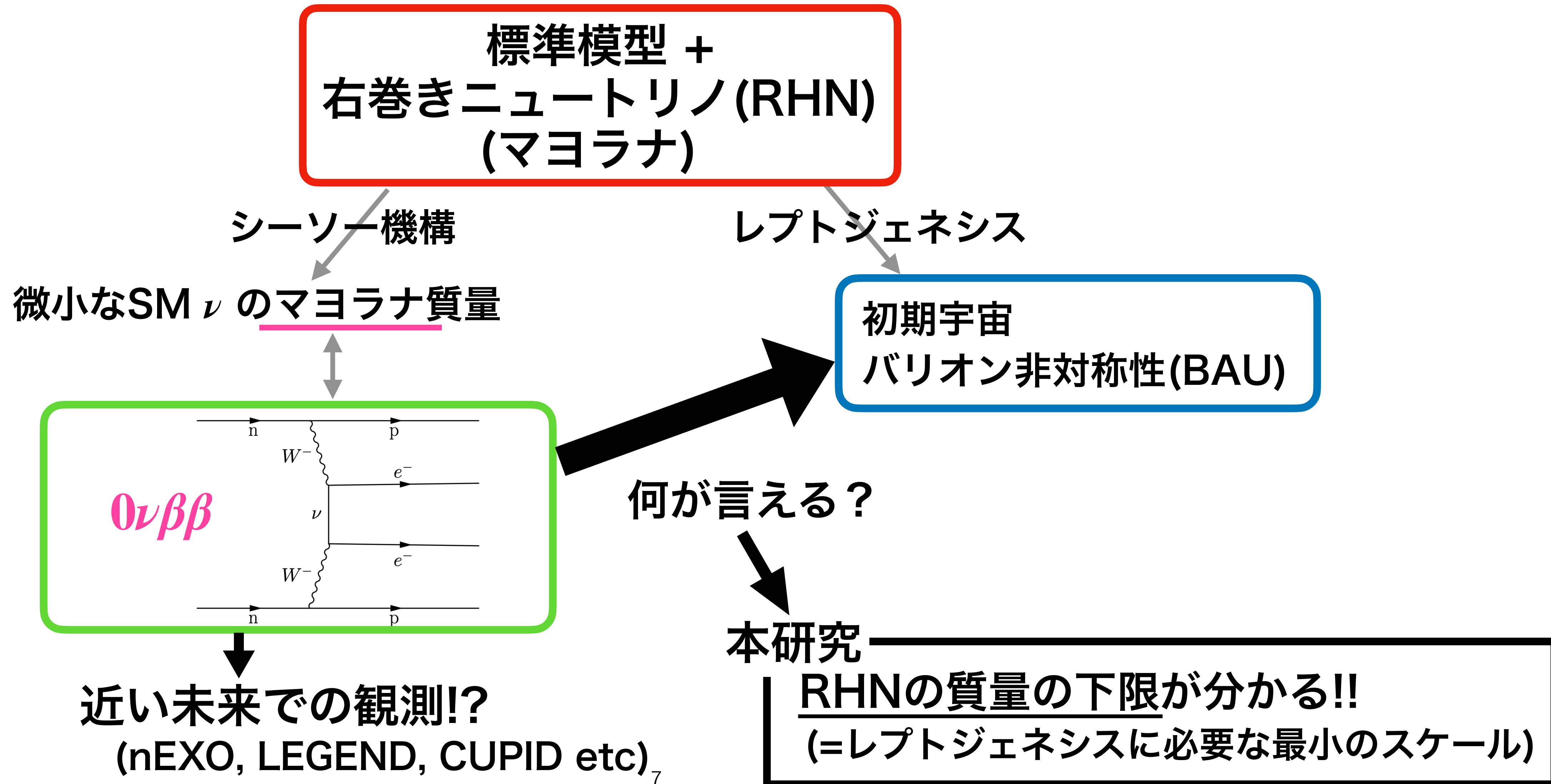
# Abstract



# Abstract



# Abstract



# Introduction

## バリオン非対称性問題

現在の宇宙におけるバリオン非対称性は初期宇宙においてどのように作られたのか。

$$\eta \equiv \left. \frac{n_b - n_{\bar{b}}}{n_\gamma} \right|_0 \simeq 6.1 \times 10^{-10}.$$

(CMBとBBNでconsistent)

[Aghanim et al.(2018), Cooke et al. (2018)]

## サハロフの3条件 [Sakharov (1967)]

バリオン非対称性の形成にはサハロフの3条件が必要

- バリオン数の破れ
- CとCPの破れ
- 熱平衡からの逸脱

標準模型はサハロフの3条件に関して不完全  $\implies$  標準模型を超えた物理が必要

レプトジェネシス

# Introduction

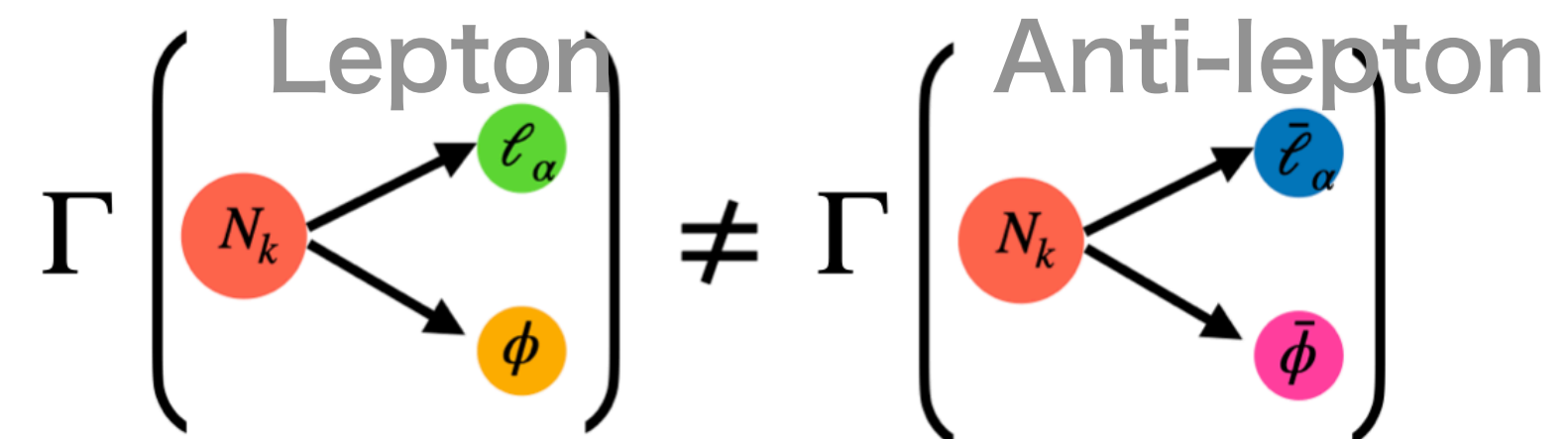
## レプトジェネシス

Fukugida and Yanagida (1986)

$N_k$  : 右巻きニュートリノ

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{SM} + i\bar{N}_k \gamma^\mu \partial_\mu N_k - \lambda_{\alpha k} \bar{\ell}_\alpha^i \phi_i^c N_k - \frac{1}{2} M_k \bar{N}_k^c N_k + (\text{h. c.}) \quad (k = 1 \sim 3)$$

- 右巻きニュートリノが初期宇宙で崩壊  $\implies$  熱平衡からの逸脱
- 新しい湯川行列  $\lambda_{\alpha k}$  は一般に複素  $\implies$  CPの破れ
- レプトン数はexplicitに破れている  $\implies$  レプトン非対称性の形成



EW Sphaleron processがレプトン非対称性をバリオン非対称性へと変換

# Introduction

## レプトジェネシス

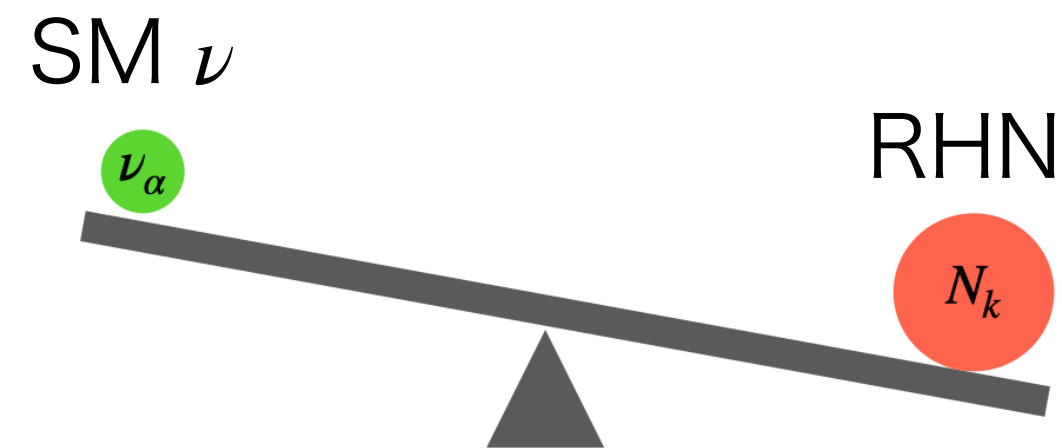
Fukugida and Yanagida (1986)

$N_k$  : 右巻きニュートリノ

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{SM} + i\bar{N}_k \gamma^\mu \partial_\mu N_k - \lambda_{\alpha k} \bar{\ell}_\alpha^i \phi_i^c N_k - \frac{1}{2} M_k \bar{N}_k^c N_k + (\text{h. c.}) \quad (k = 1 \sim 3)$$

- レプトジェネシスはSeesaw lagrangianで現れる  
⇒ 右巻きニュートリノはSM  $\nu$  の微小な質量も同時に説明できる

$$m_\nu^{\alpha\beta} = v^2 \lambda M^{-1} \lambda^T$$



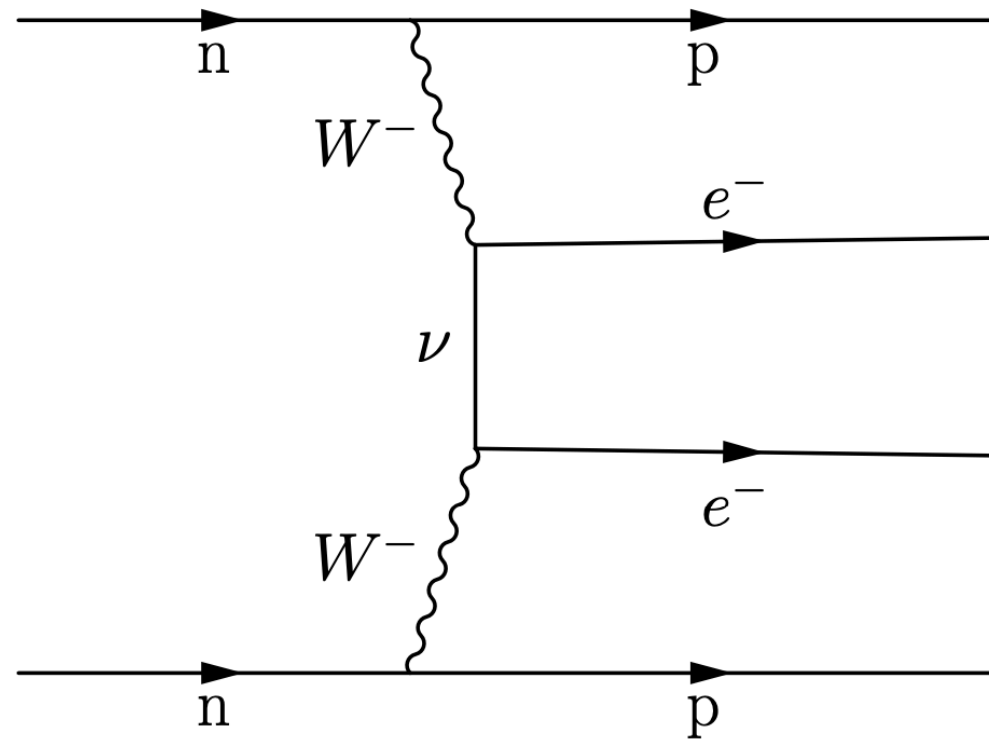
Seesaw mechanism

SM  $\nu$  はマヨラナ粒子になる。

→  $0\nu\beta\beta$  !?

# Introduction

$0\nu\beta\beta$



Effective Majorana mass

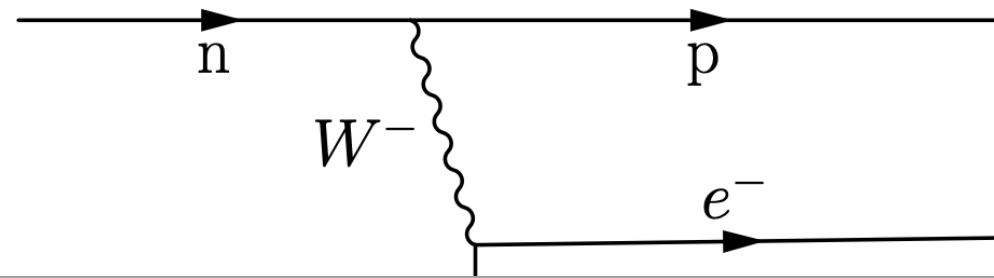
$$\Gamma_{0\nu\beta\beta} \propto (\underline{m_{\beta\beta}^{eff}})^2$$

$$\underline{m_{\beta\beta}^{eff}} \equiv \left| \sum_i \hat{m}_\nu^i U_{ei}^2 \right|$$

$$= \left| \hat{m}_1^\nu \cos^2 \theta_{12} \cos^2 \theta_{13} + \hat{m}_2^\nu \sin^2 \theta_{12} \cos^2 \theta_{13} e^{i\alpha_{21}} + \hat{m}_3^\nu \sin^2 \theta_{13} e^{i(\alpha_{31}-2\delta)} \right|$$

# Introduction

$0\nu\beta\beta$



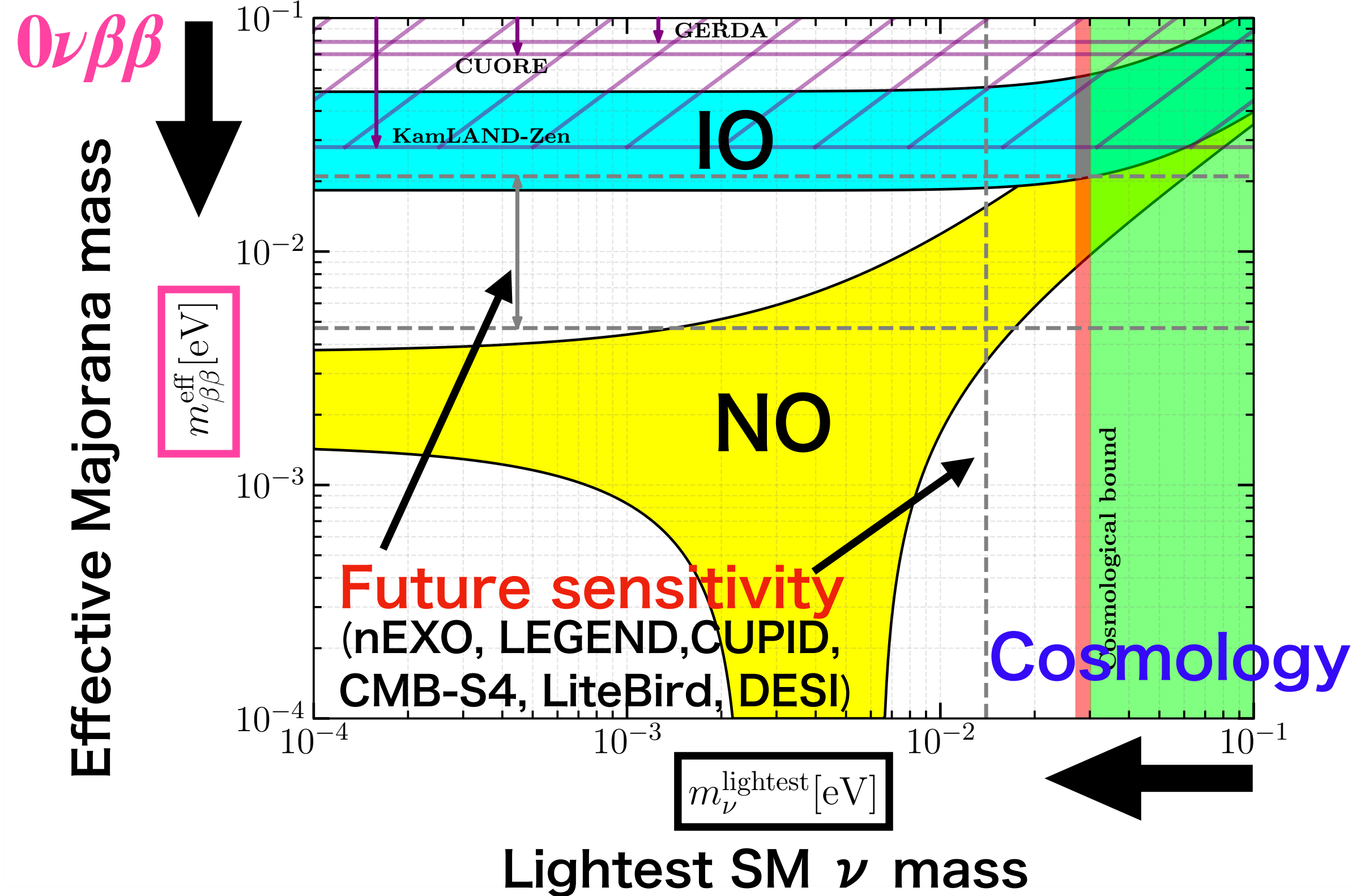
Effective Majorana mass

$$\Gamma_{0\nu\beta\beta} \propto (m_{\beta\beta}^{eff})^2$$

$$m_{\beta\beta}^{eff} \equiv \left| \sum_i \hat{m}_\nu^i U_{ei}^2 \right|$$

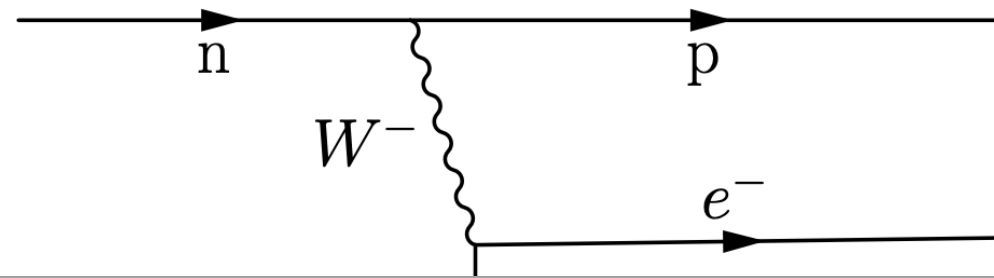
$$= \left| \hat{m}_1^\nu \cos^2 \theta_{12} \cos^2 \theta_{13} + \hat{m}_2^\nu \sin^2 \theta_{12} \cos^2 \theta_{13} e^{i\alpha_{21}} + \hat{m}_3^\nu \sin^2 \theta_{13} e^{i(\alpha_{31}-2\delta)} \right|$$

Current and future sensitivity



# Introduction

$0\nu\beta\beta$



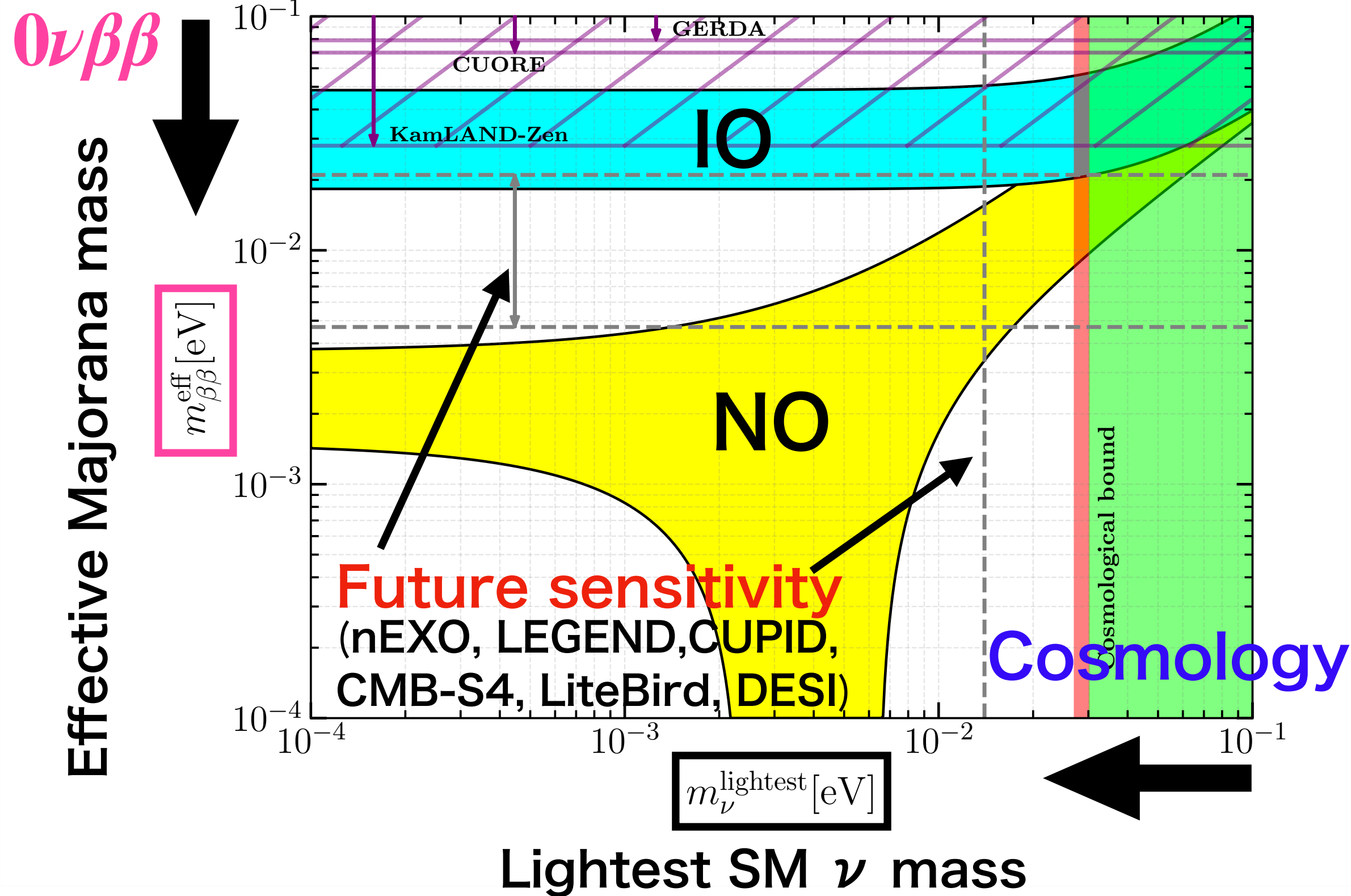
Effective Majorana mass

$$\Gamma_{0\nu\beta\beta} \propto (m_{\beta\beta}^{eff})^2$$

$$m_{\beta\beta}^{eff} \equiv \left| \sum_i \hat{m}_\nu^i U_{ei}^2 \right|$$

$$= \left| \hat{m}_1^\nu \cos^2 \theta_{12} \cos^2 \theta_{13} + \hat{m}_2^\nu \sin^2 \theta_{12} \cos^2 \theta_{13} e^{i\alpha_{21}} + \hat{m}_3^\nu \sin^2 \theta_{13} e^{i(\alpha_{31}-2\delta)} \right|$$

Current and future sensitivity

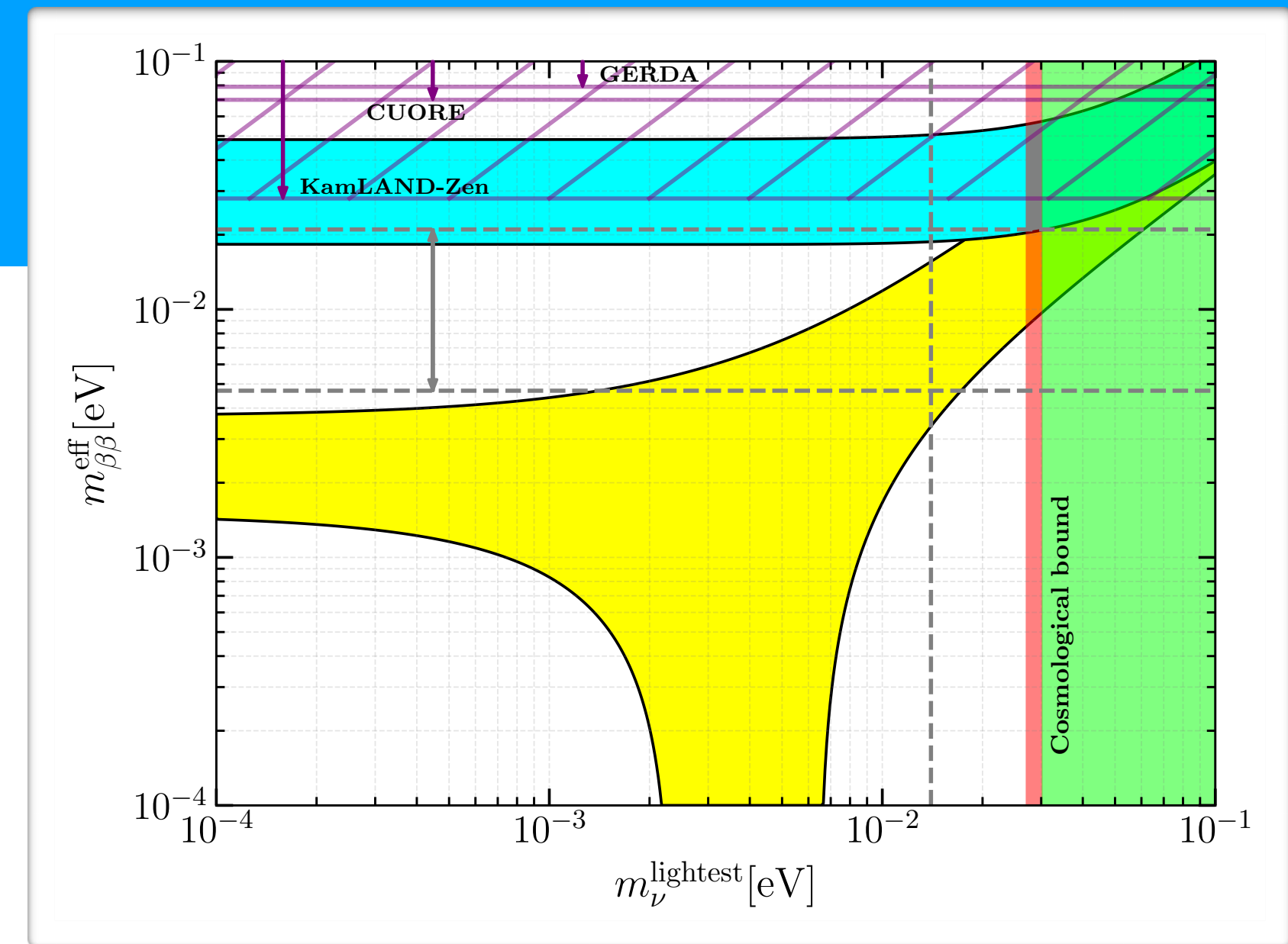


次世代の実験で、  
(nEXO, LEGEND, CUPID, etc)  
 $0\nu\beta\beta$  が見つかるかもしれない!!

# Analysis

# Analysis

$(m_\nu^{\text{lightest}}, m_{\beta\beta}^{\text{eff}})$  平面上でRHN mass  $M_1$ を最小化する  
ただし、レプトジェネシスが成立することを課す



# Analysis

$(m_\nu^{\text{lightest}}, m_{\beta\beta}^{\text{eff}})$  平面上でRHN mass  $M_1$ を最小化する

ただし、レプトジェネシスが成立することを課す

密度行列方程式

$\Rightarrow$  フレーバー効果

[Barbieri et al. (2000),  
Abada et al. (2006),  
Nardi et al. (2006)]

$$\frac{dN_{B-L}^{\alpha\beta}}{dz} = -\epsilon^{\alpha\beta} D_1 (N_1 - N_1^{eq}) - \frac{1}{2} W_1 \{P, N_{B-L}\}^{\alpha\beta}$$

$$-\frac{1}{2} \frac{\Gamma_\tau}{Hz} \begin{pmatrix} 0 & N_{B-L}^{\tau\mu} & N_{B-L}^{\tau e} \\ N_{B-L}^{\mu\tau} & 0 & 0 \\ N_{B-L}^{e\tau} & 0 & 0 \end{pmatrix} - \frac{1}{2} \frac{\Gamma_\mu}{Hz} \begin{pmatrix} 0 & N_{B-L}^{\tau\mu} & 0 \\ N_{B-L}^{\mu\tau} & 0 & N_{B-L}^{\mu e} \\ 0 & N_{B-L}^{e\mu} & 0 \end{pmatrix}.$$

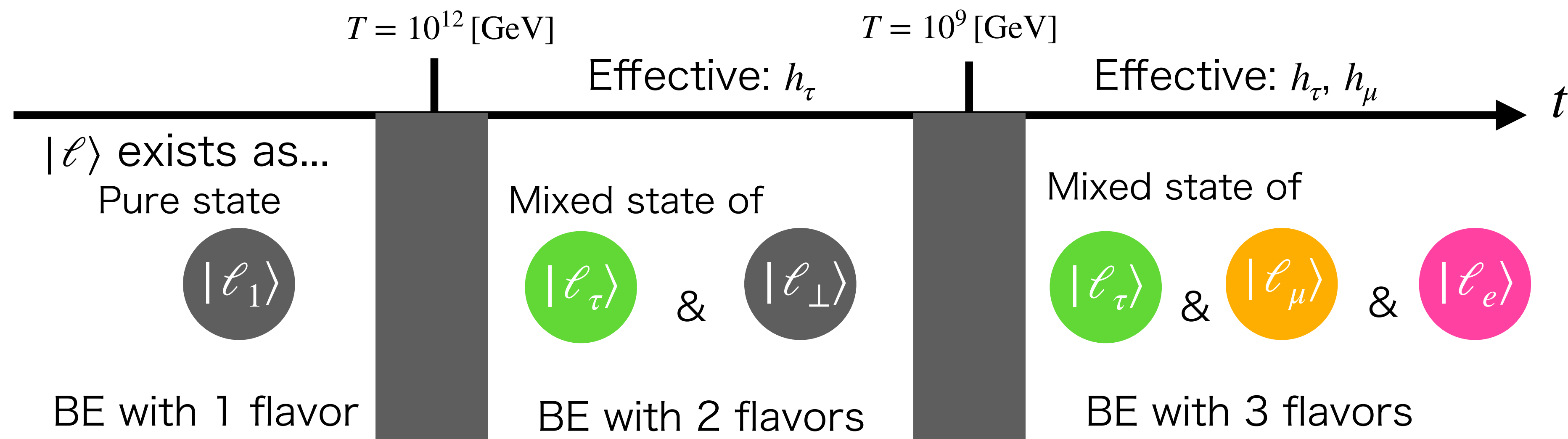
[Sigl & Raffelt (2002), Abada et al. (2006), Blanchet et al. (2013)]

## フレーバー効果

[Barbieri et al. (2000), Abada et al. (2006), Nardi et al.(2006)]

- $\ell_\alpha$ のフレーバー自由度を考慮に入れた際に生じる重要な補正効果
- 主に、SMのレプトン湯川相互作用に由来する $|\ell\rangle$ のデコヒーレンス効果

$$\mathcal{L} \supset h_\alpha \bar{\ell}_\alpha \phi e_\alpha, (\alpha = \tau, \mu, e).$$



Transition regimes: Boltzmann eq. (BE) cannot work.

## 密度行列方程式

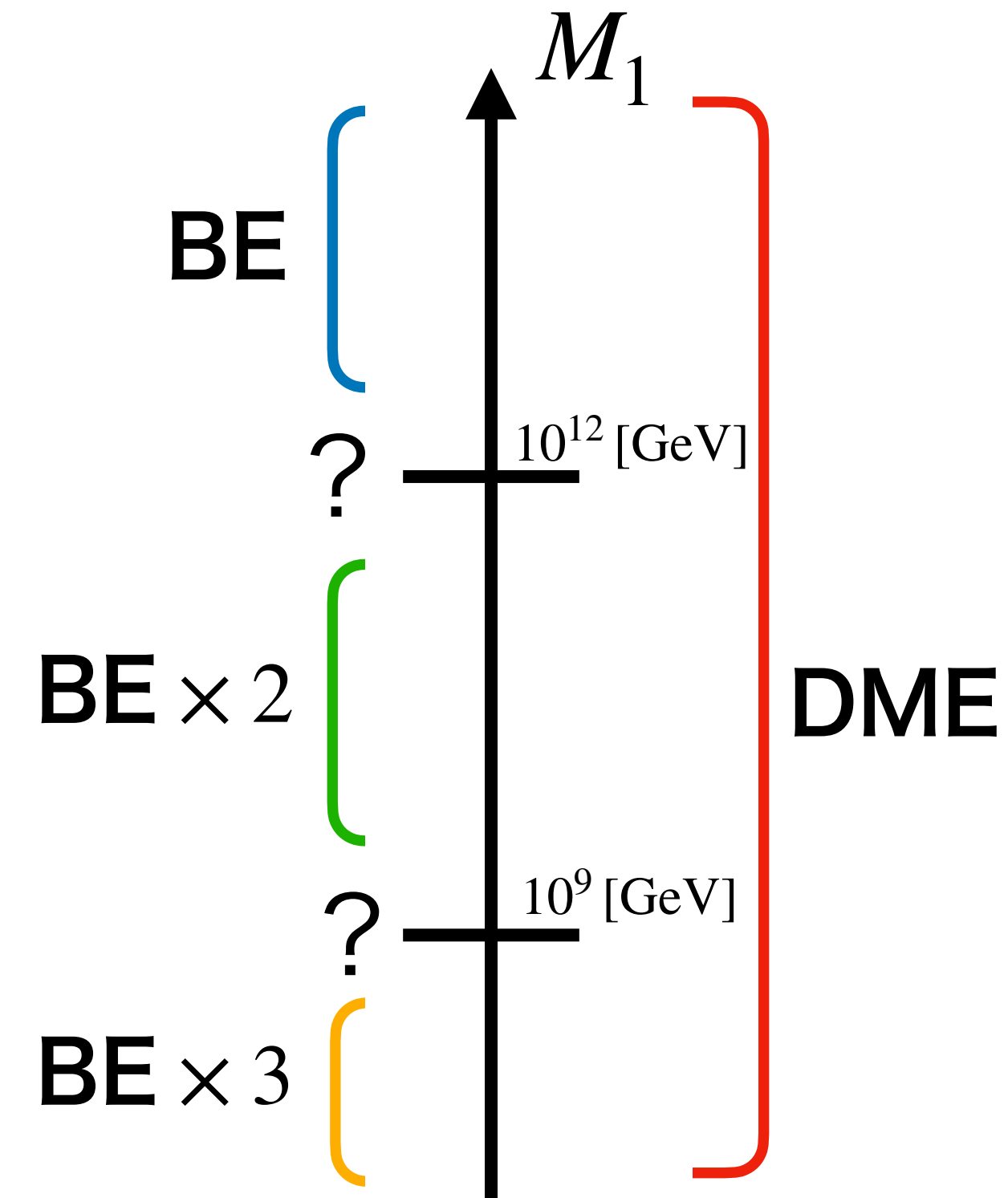
[Sigl & Raffelt (2002), Abada et al. (2006), Blanchet et al. (2013)]

- ・ フレーバー効果を記述することができる解析手法

$$\frac{dN_{B-L}^{\alpha\beta}}{dz} = -\epsilon^{\alpha\beta} D_1 (N_1 - N_1^{eq}) - \frac{1}{2} W_1 \{P, N_{B-L}\}^{\alpha\beta}$$

$$-\frac{1}{2} \frac{\Gamma_\tau}{Hz} \begin{pmatrix} 0 & N_{B-L}^{\tau\mu} & N_{B-L}^{\tau e} \\ N_{B-L}^{\mu\tau} & 0 & 0 \\ N_{B-L}^{e\tau} & 0 & 0 \end{pmatrix} - \frac{1}{2} \frac{\Gamma_\mu}{Hz} \begin{pmatrix} 0 & N_{B-L}^{\tau\mu} & 0 \\ N_{B-L}^{\mu\tau} & 0 & N_{B-L}^{\mu e} \\ 0 & N_{B-L}^{e\mu} & 0 \end{pmatrix}.$$

decoherence  
(密度行列の非対角項の減衰)



- ・ 密度行列方程式は  $M_1 \sim 10^{12}, 10^9$  [GeV] の過渡期を含んだ全領域を記述することができる。

# Analysis

$(m_\nu^{\text{lightest}}, m_{\beta\beta}^{\text{eff}})$  平面上でRHN mass  $M_1$ を最小化する

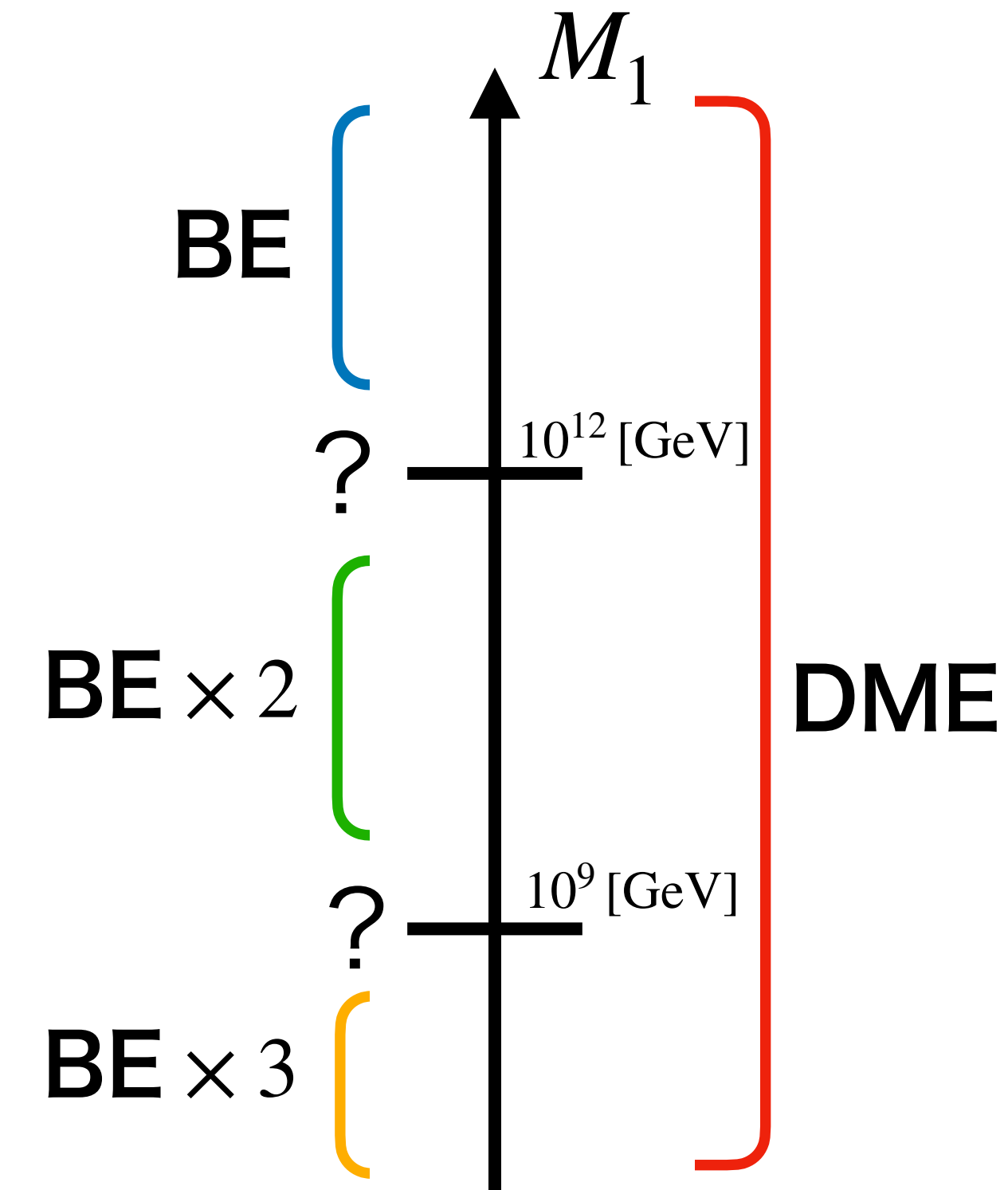
ただし、レプトジェネシスが成立することを課す

密度行列方程式

$\Rightarrow$  フレーバー効果

[Barbieri et al. (2000),  
Abada et al. (2006),  
Nardi et al. (2006)]

	ボルツマン方程式(BE) (標準的な解析方法)	<u>密度行列方程式(DME)</u>
<u>フレーバー効果</u>	▲	✓



# Analysis

$(m_\nu^{\text{lightest}}, m_{\beta\beta}^{\text{eff}})$  平面上でRHN mass  $M_1$ を最小化する

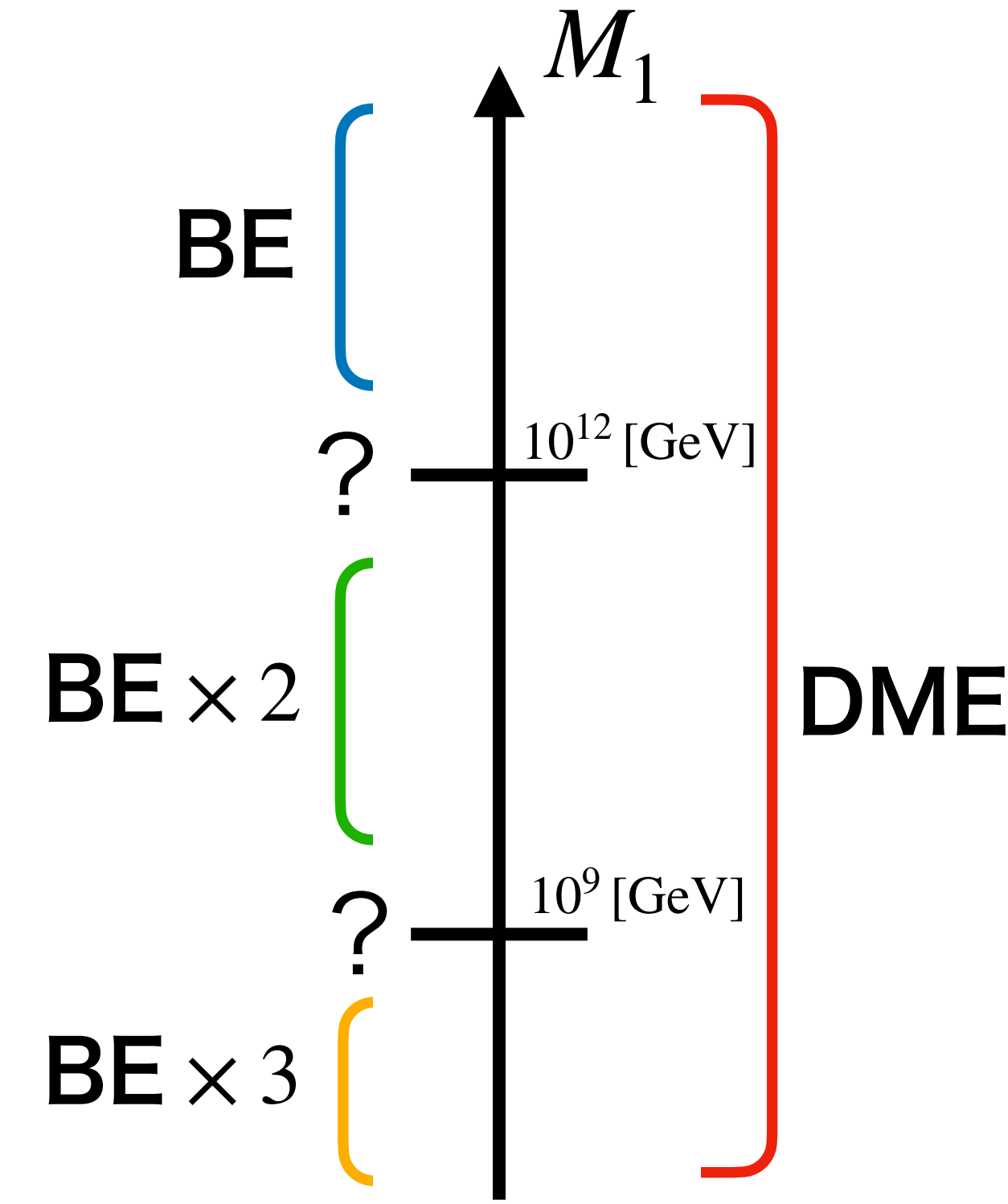
ただし、レプトジェネシスが成立することを課す

密度行列方程式

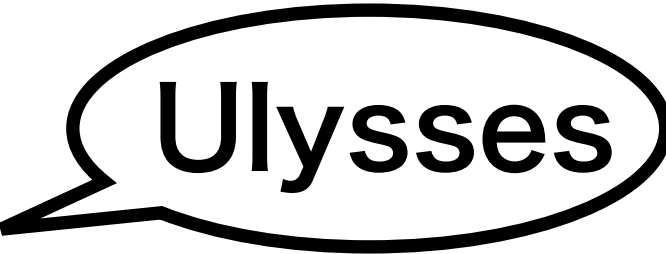
$\Rightarrow$  フレーバー効果

[Barbieri et al. (2000),  
Abada et al. (2006),  
Nardi et al. (2006)]

	ボルツマン方程式(BE) (標準的な解析方法)	<u>密度行列方程式(DME)</u>
<u>フレーバー効果</u>	▲	✓
(Semi-) Analytical solution	known Cf. Davidson-Ibarra bound [Davidson & Ibarra (2002), Buchmuller et al. (2004)]	not known



密度行列方程式を数值的に解く！



arXiv > hep-ph > arXiv:2007.09150

High Energy Physics - Phenomenology

[Submitted on 17 Jul 2020]

**ULYSSES: Universal LeptogeneSiS Equation Solver**

Alessandro Granelli, Kristian Moffat, Yuber Perez-Gonzalez, Holger Schulz, Jessica Turner

ULYSSES is a python package that calculates the baryon asymmetry produced from leptogenesis in the context of a type-I seesaw mechanism. The code solves the semi-classical Boltzmann equations for points in the model parameter space as specified by the user. We provide a selection

Access Paper:  
 • View PDF  
 • TeX Source  
 • Other Formats  
 view license

Current browse context:  
 hep-ph  
 < prev | next >  
 new | recent | 2020-07

# Analysis

$(m_\nu^{\text{lightest}}, m_{\beta\beta}^{\text{eff}})$  平面上でRHN mass  $M_1$ を最小化する

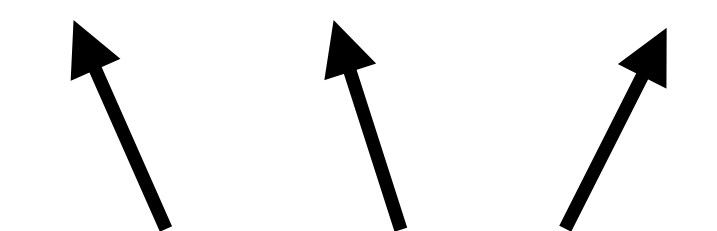
その他の条件：

[1] 摂動論:  $|\lambda| < \sqrt{4\pi}$ .

[2] RHN massの階層性:  $M_1 \ll M_2 < M_3$ ,  $T_i = 10M_1$  ( $\implies N_1$  レプトジェネシス).

[3] 初期条件:  $N_1(T = T_i) = 0$ ,  $N_{B-L}(T = T_i) = 0$ .

[4] シーソー関係式におけるfine-tuningを避ける.

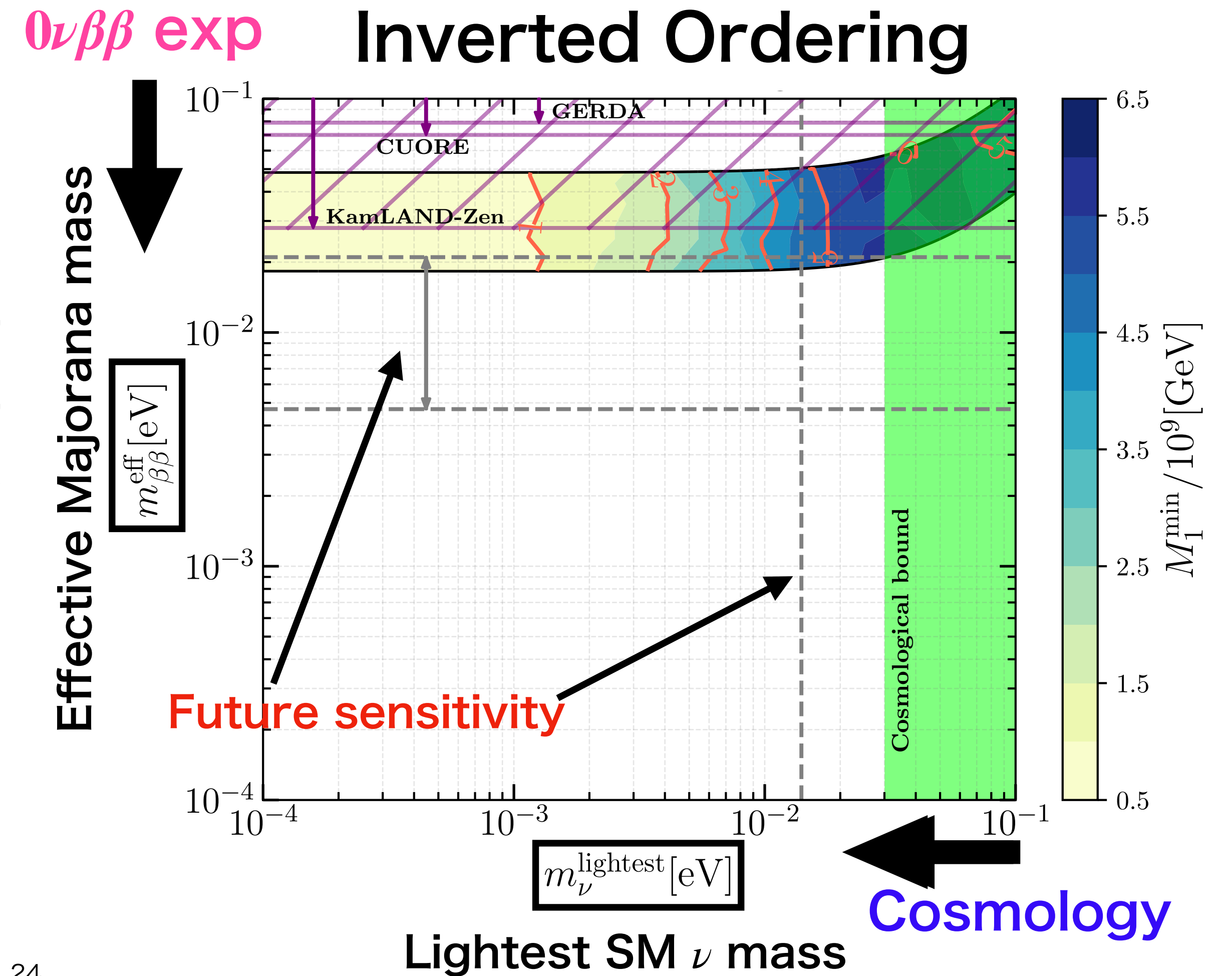
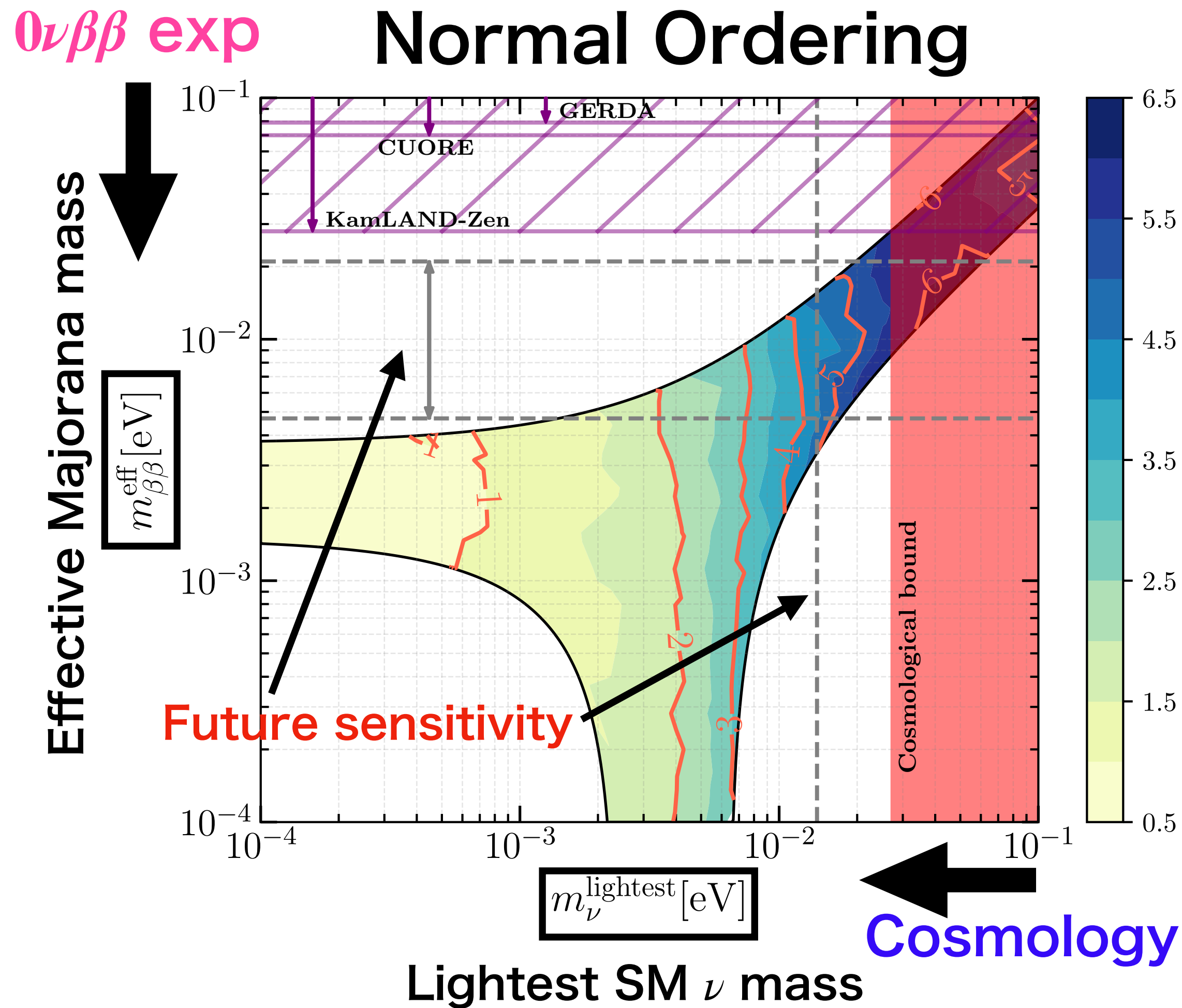
$$\hat{m}_i = \frac{\hat{m}_i^{(1)}}{\quad} + \frac{\hat{m}_i^{(2)}}{\quad} + \frac{\hat{m}_i^{(3)}}{\quad}, \quad \hat{m}_i^{(k)}: \hat{m}_i \text{への} N_k \text{の寄与}$$


A severe cancellation among them makes  $M_1^{\text{min}}$  smaller and smaller. [Blanchet & Bari (2009), Moffat, et al. (2018)]

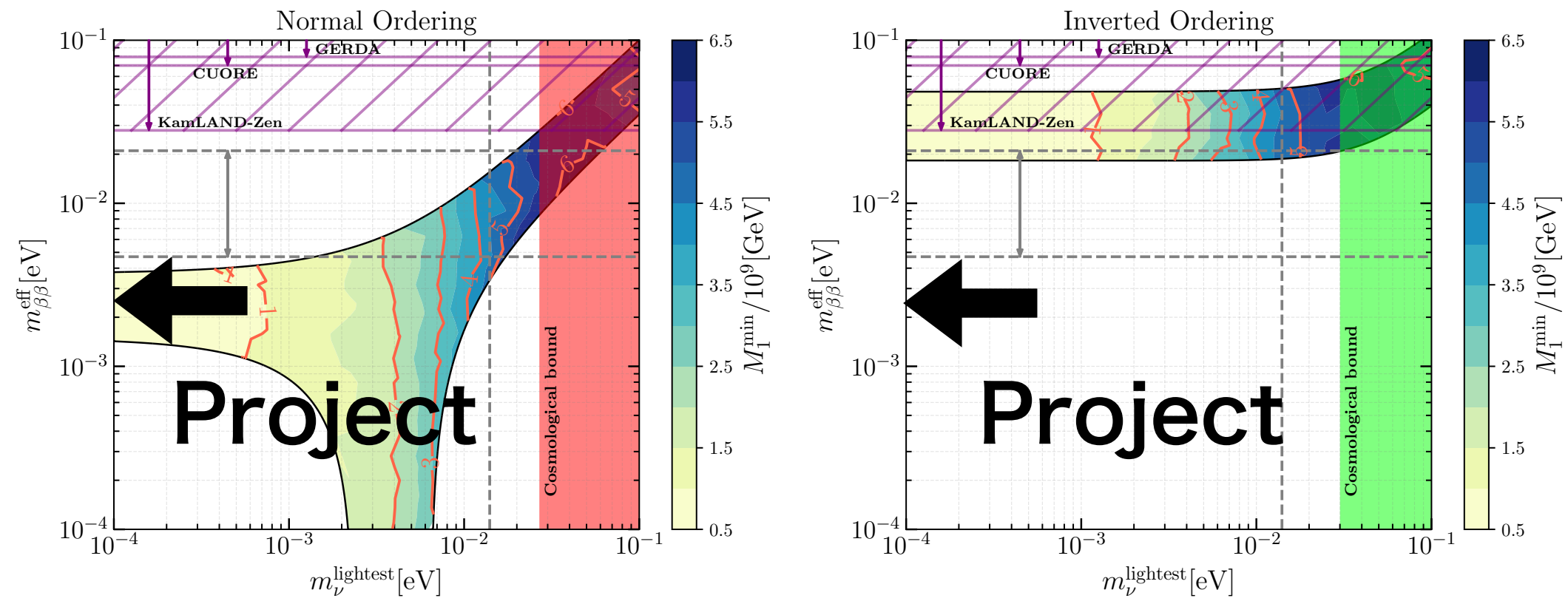
本発表では、 $\mathcal{O}(10\%)$ のマイルドなcancellationに注目する。

# Result

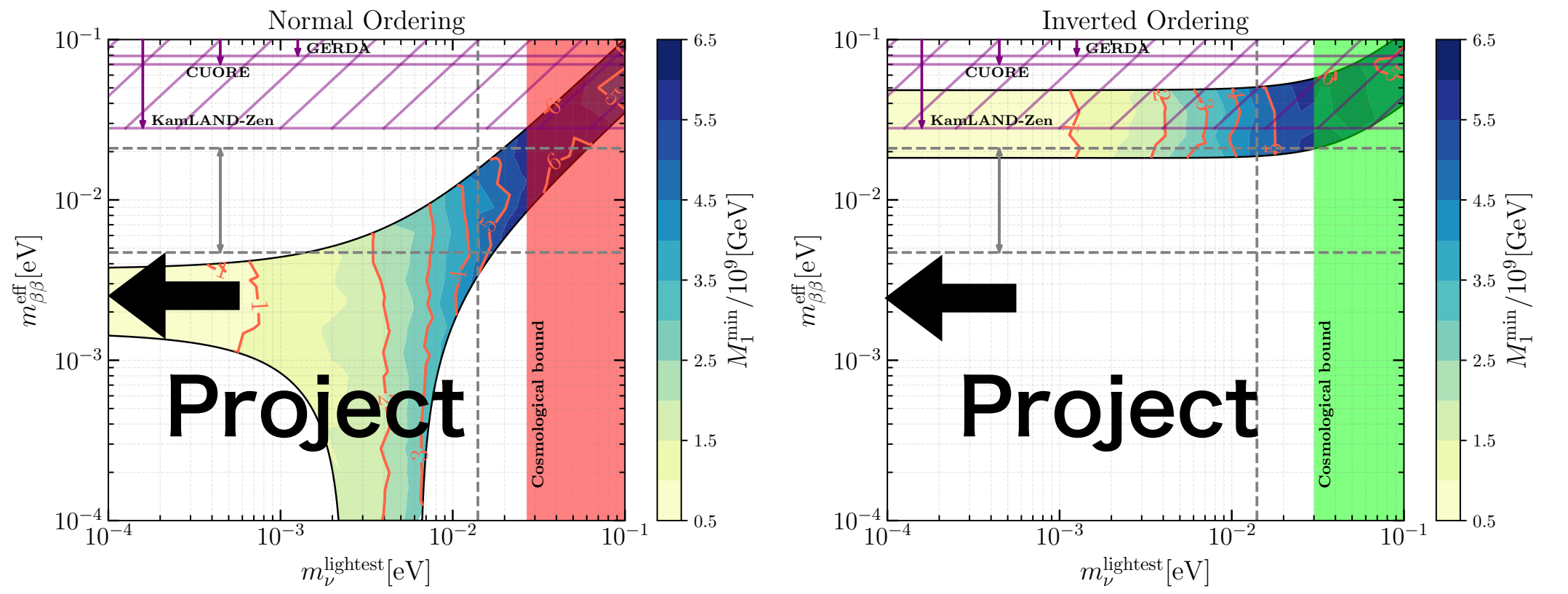
## RHN mass $M_1$ の下限の $(m_\nu^{\text{lightest}}, m_{\beta\beta}^{\text{eff}})$ 平面上での等高線



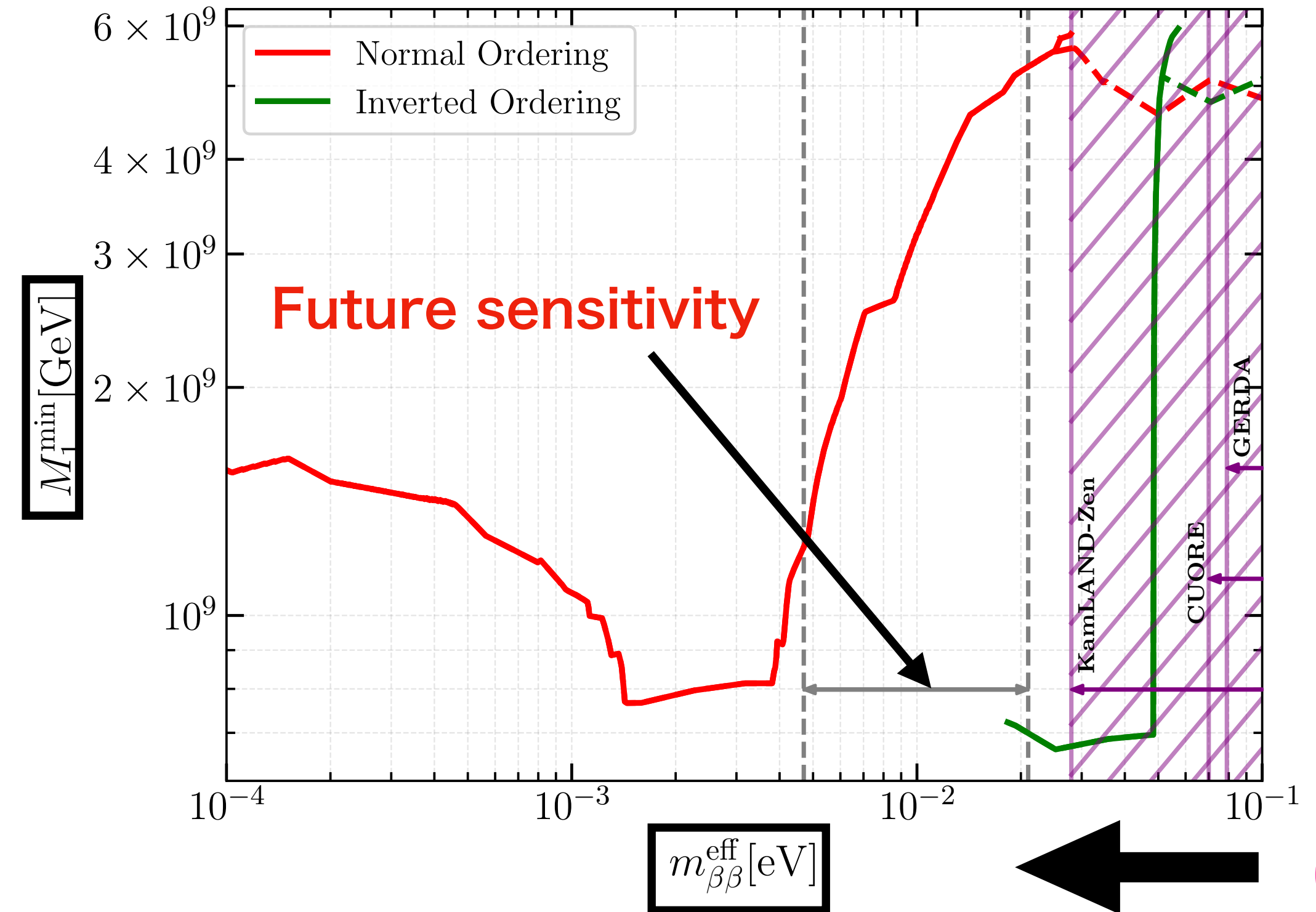
## 等高線の縦軸( $m_{\beta\beta}^{\text{eff}}$ )方向への射影



## 等高線の縦軸 ( $m_{\beta\beta}^{\text{eff}}$ ) 方向への射影



Lower bound of RHN's mass

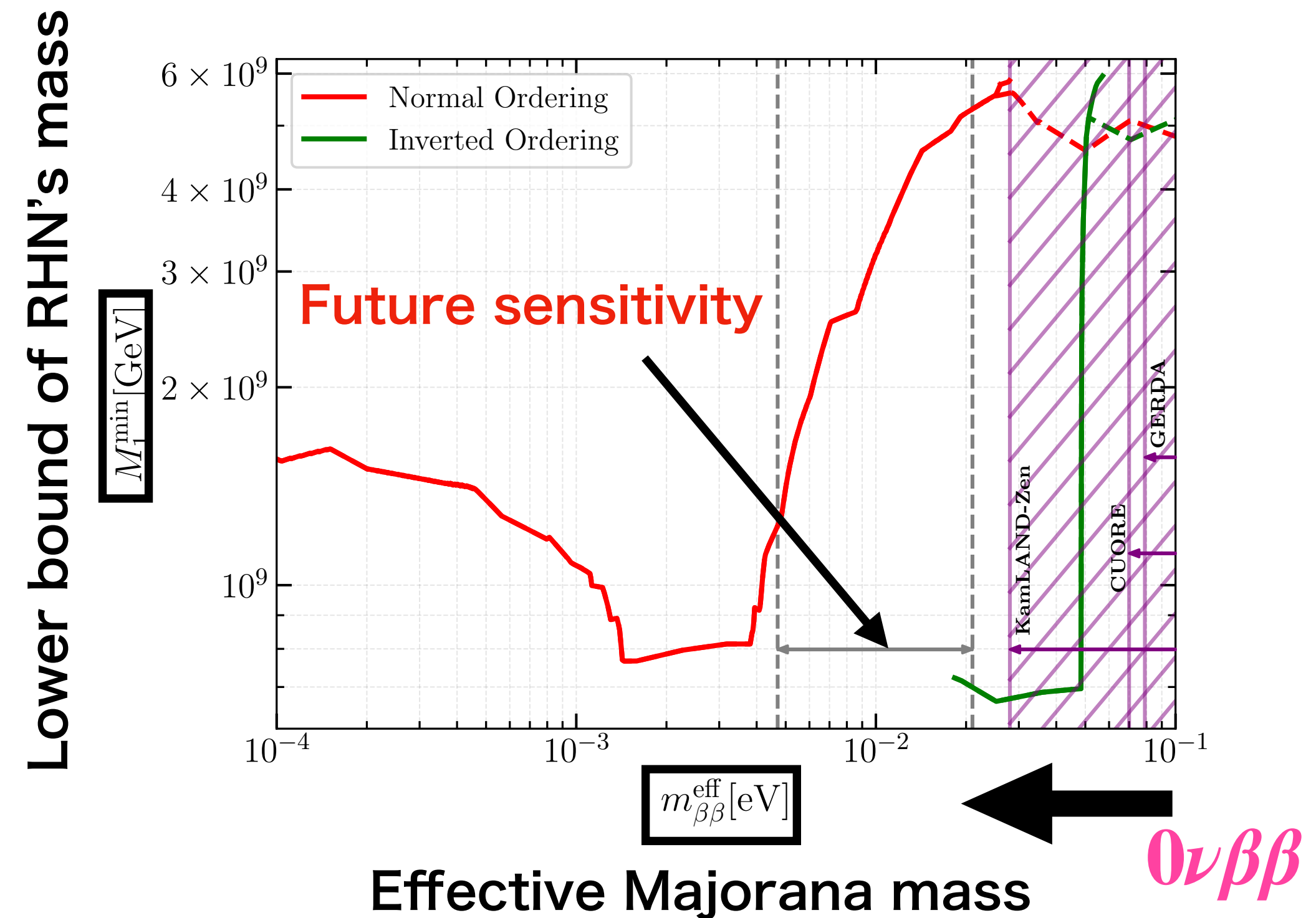


Effective Majorana mass

# Summary

- レプトジェネシスが成立するのに必要な右巻きニュートリノの質量の下限をフレーバー効果も考慮に入れて数値的に求め、その結果を  $m_\nu^{\text{lightest}}$ ,  $m_{\beta\beta}^{\text{eff}}$  からなる平面上で示した。
- 将来の  $0\nu\beta\beta$  実験の感度の範囲内で右巻きニュートリノの質量の下限はおおよそ1桁変化することを示し、 $0\nu\beta\beta$  実験がレプトジェネシスに必要な最小のエネルギースケールを決定する上で重要な影響を持つことが分かった。

Thank you for listening!



**Back up**

# 将来のニュートリノ実験のまとめ

## • $0\nu\beta\beta$

nEXO:  $m_{\beta\beta}^{eff} = 4.7 - 20.3$  [meV]  
Adhikari et al. (2021): 2106.16243v2

LEGEND:  $m_{\beta\beta}^{eff} = 9 - 21$  [meV]  
Abgrall et al. (2021): 2107.11462v2

CUPID:  $m_{\beta\beta}^{eff} = 12 - 20$  [meV]  
Alfonso et al. (2023)

## • Cosmology

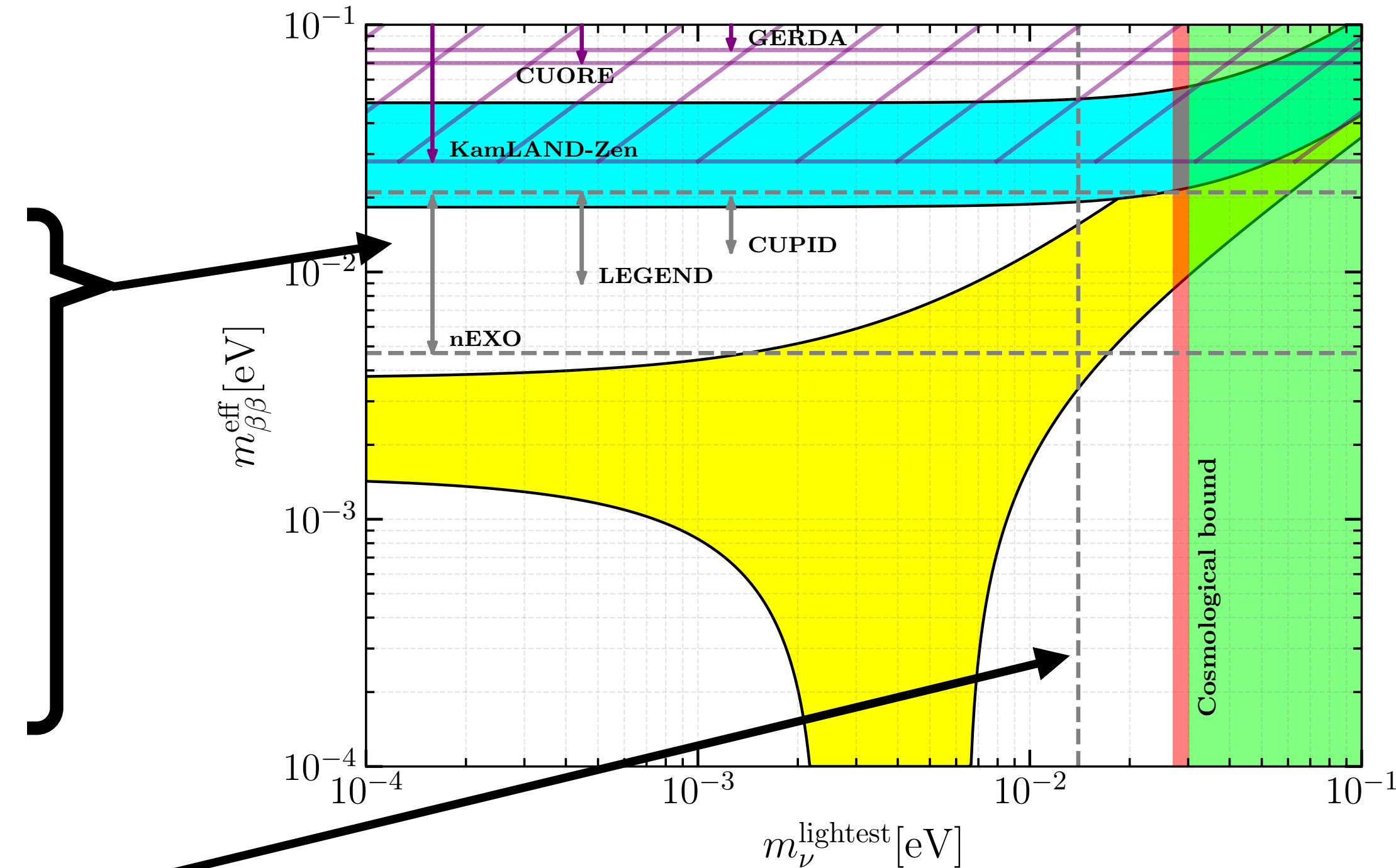
CMB-S4 + LiteBird + DESI:  $\sigma(\Sigma m) = 0.014$  [eV]  
Racco et al. (2024): 2412.04959

## • $\nu$ oscillation experiments

HK:  $\delta_{CP}, \theta_{23}$

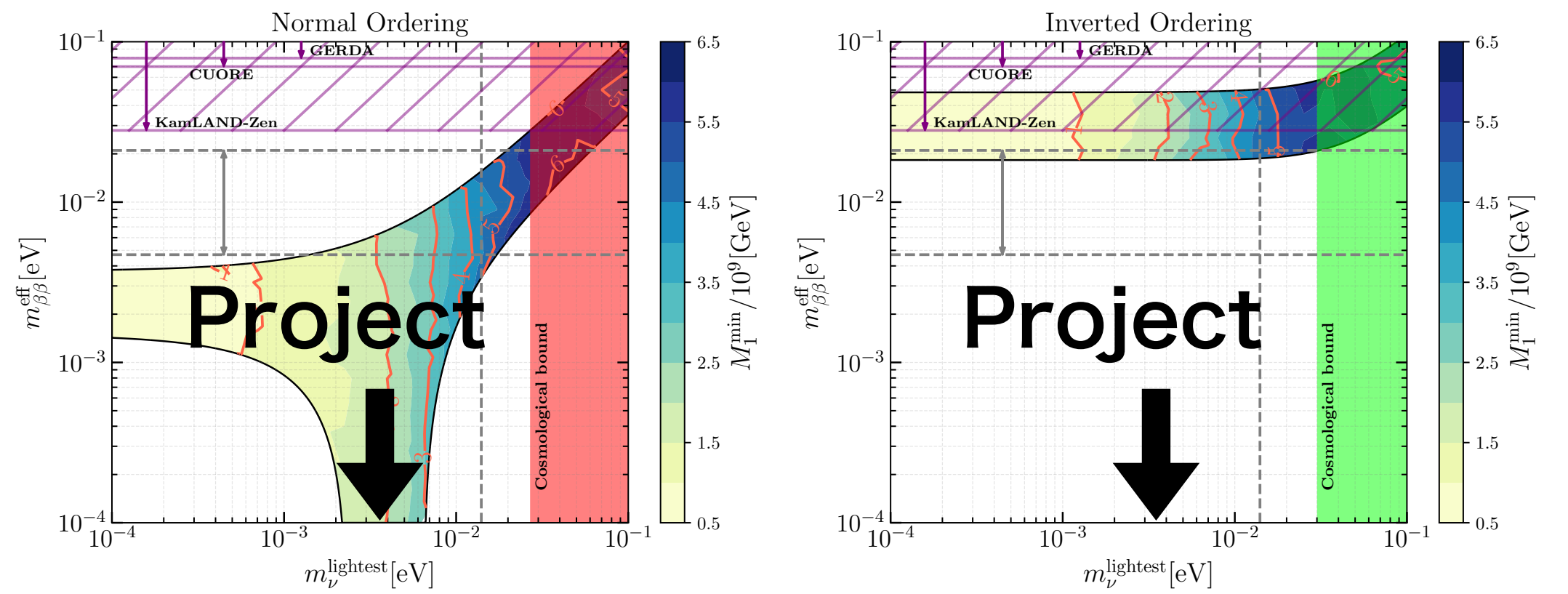
DUNE:  $\delta_{CP}, \nu$  ordering

JUNO:  $\theta_{12}, \nu$  ordering

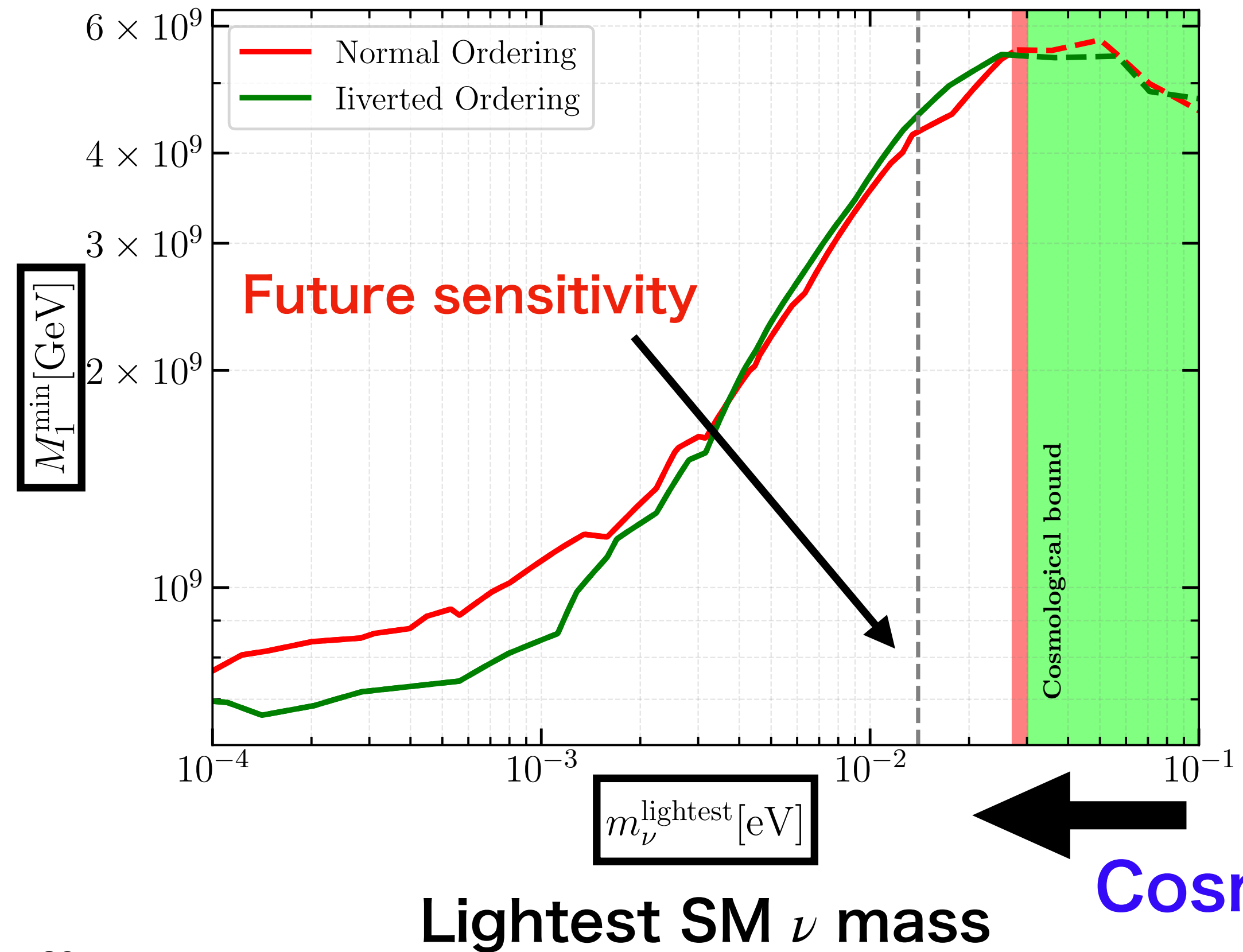


# $M_1$ の下限の $m_\nu^{\text{lightest}}$ 依存性

## 等高線の横軸 ( $m_\nu^{\text{lightest}}$ ) 方向への射影



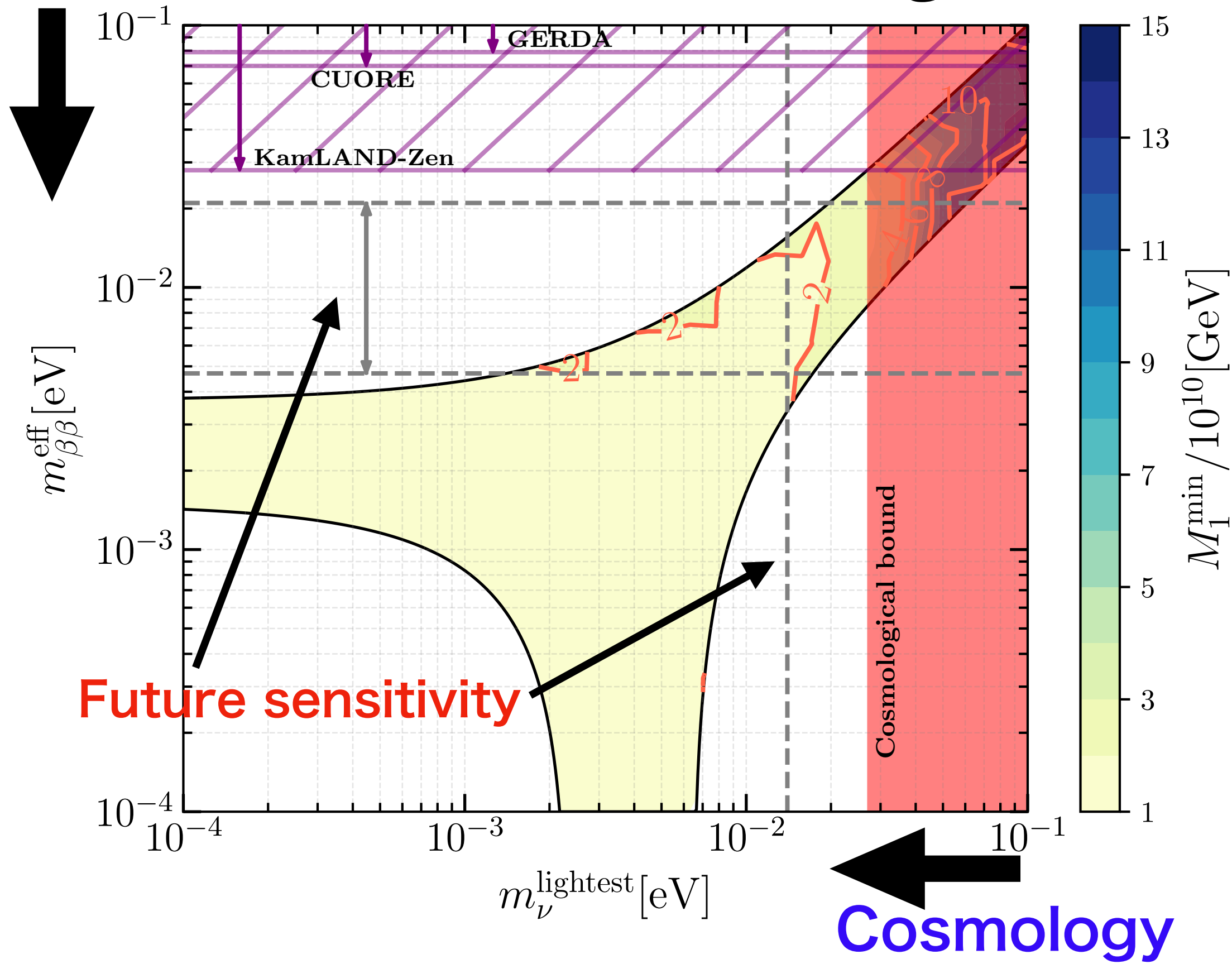
Lower bound of RHN's mass



# Special Case: Zero CP violation in High Energy Phases

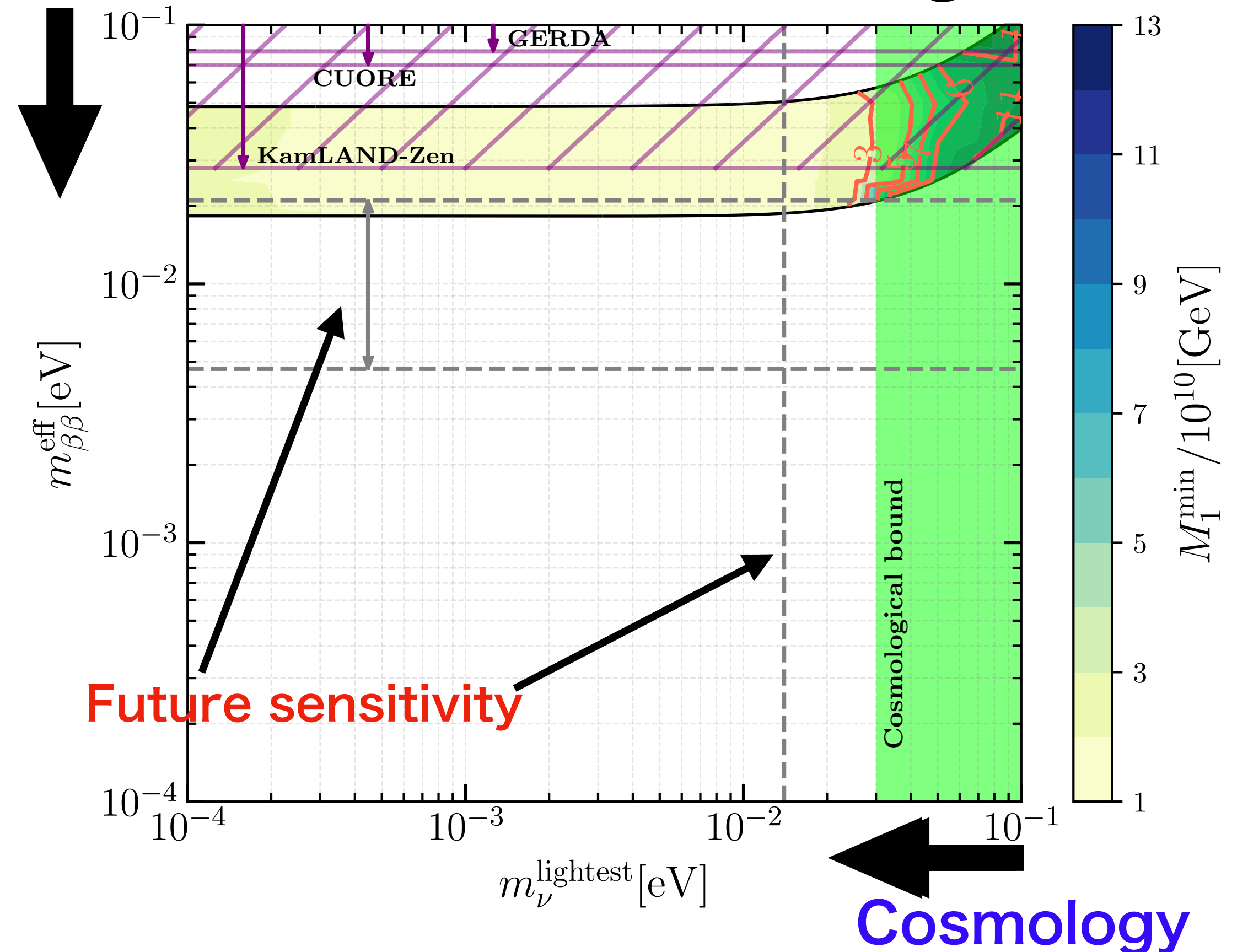
$0\nu\beta\beta$  exp

## Normal Ordering



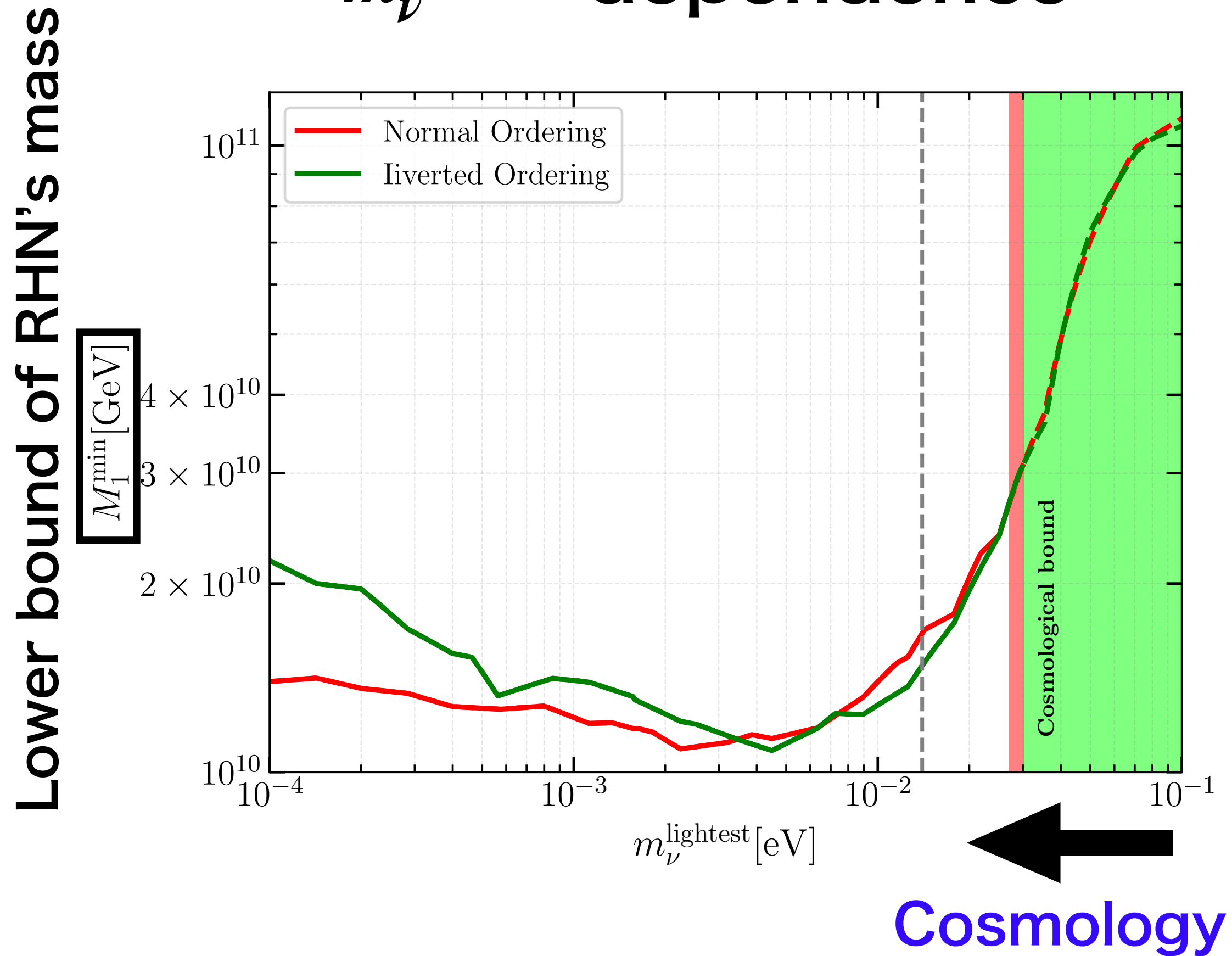
$0\nu\beta\beta$  exp

## Inverted Ordering

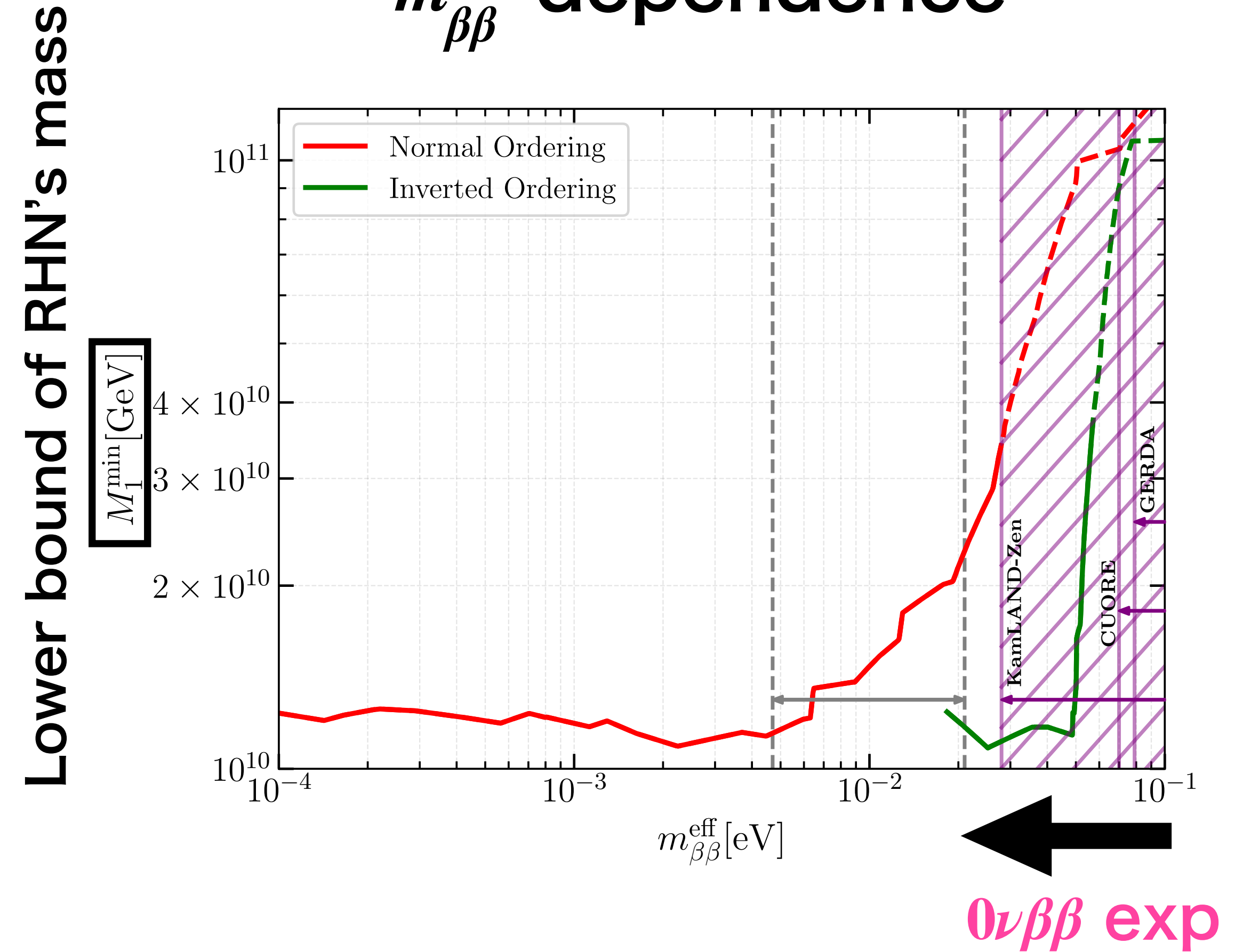


# Special Case: Zero CP violation in High Energy Phases

$m_\nu^{\text{lightest}}$  dependence



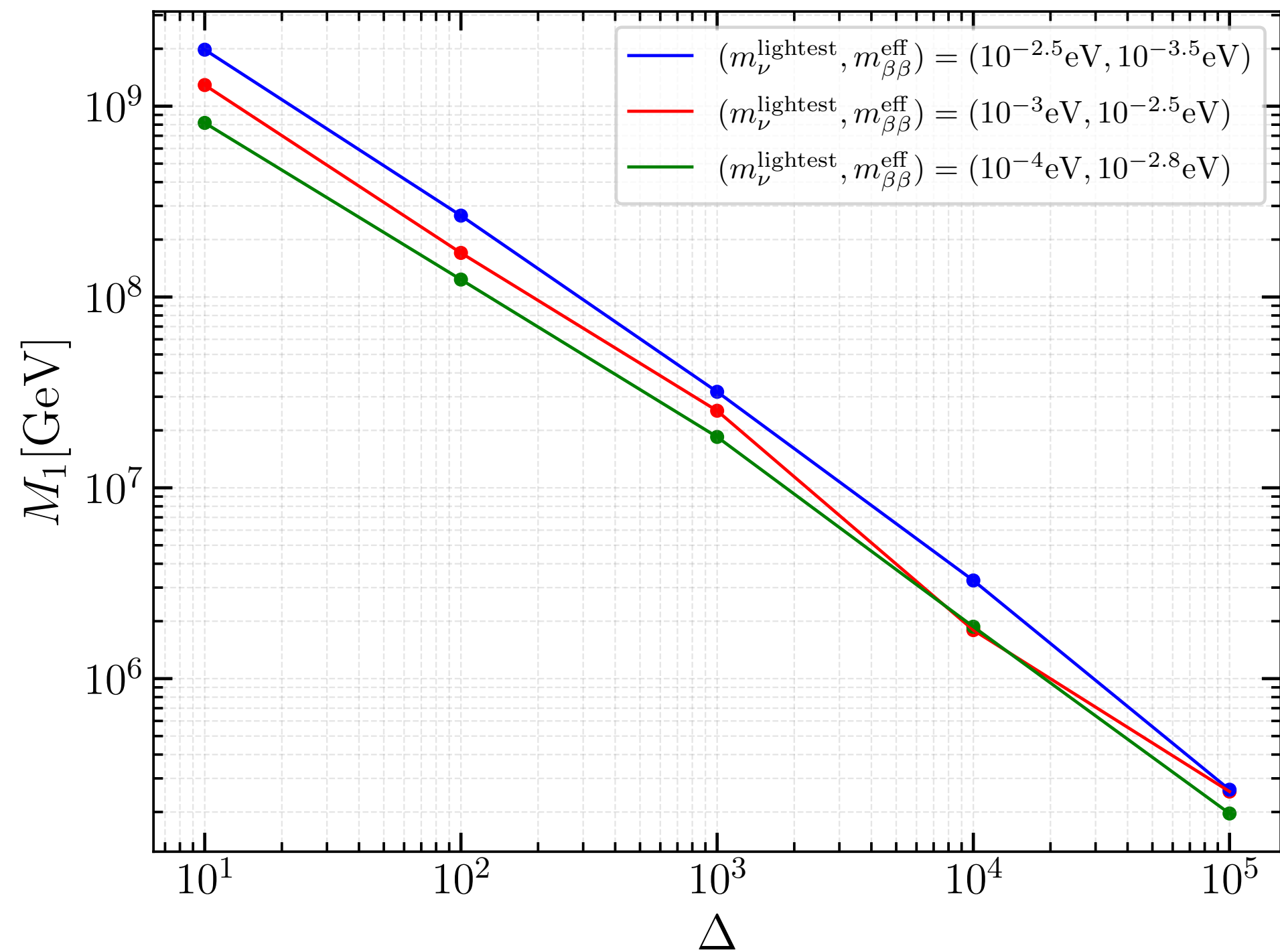
$m_{\beta\beta}^{\text{eff}}$  dependence



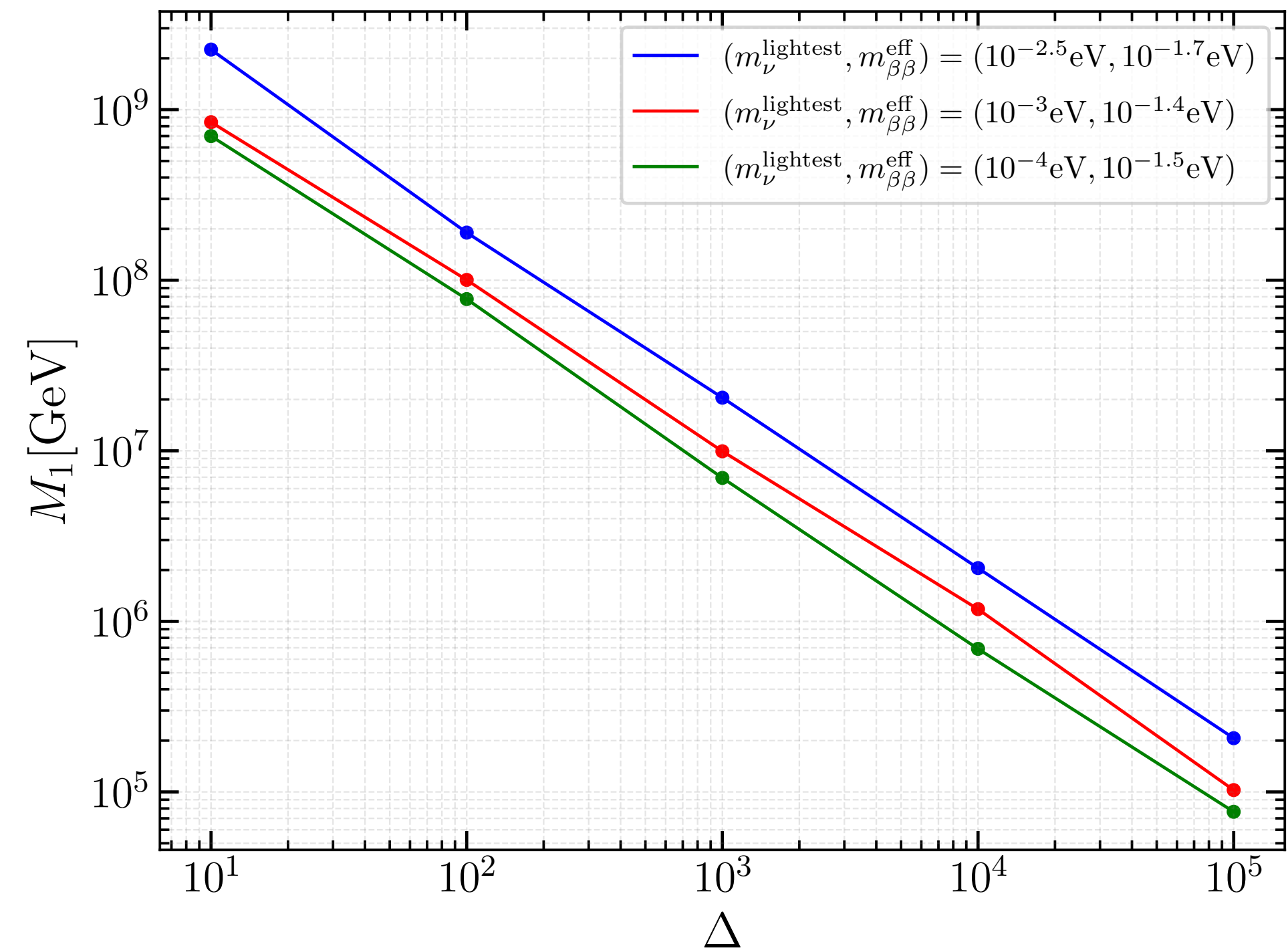
# Fine-Tuningの影響

$$\Delta \equiv \sum_{i,k} \frac{\hat{m}_i^{(k)}}{\hat{m}_i} \quad \hat{m}_i = \hat{m}_i^{(1)} + \hat{m}_i^{(2)} + \hat{m}_i^{(3)}, \quad \hat{m}_i^{(k)}: N_k \text{'s contribution to } \hat{m}_i$$

## Normal Ordering



## Inverted Ordering



# Davidson-Ibarra boundに関する補足

## Davidson-Ibarra bound [Davidson & Ibarra (2002)]

BAU under the single-flavor approximation,  
(= without the flavor effects)

$$N_B = a_{\text{aph}} \cdot \epsilon_1 \cdot \kappa_f(\tilde{m}). \quad \left( \epsilon_1 = \frac{\bar{\Gamma} - \Gamma}{\Gamma + \bar{\Gamma}} \right)$$

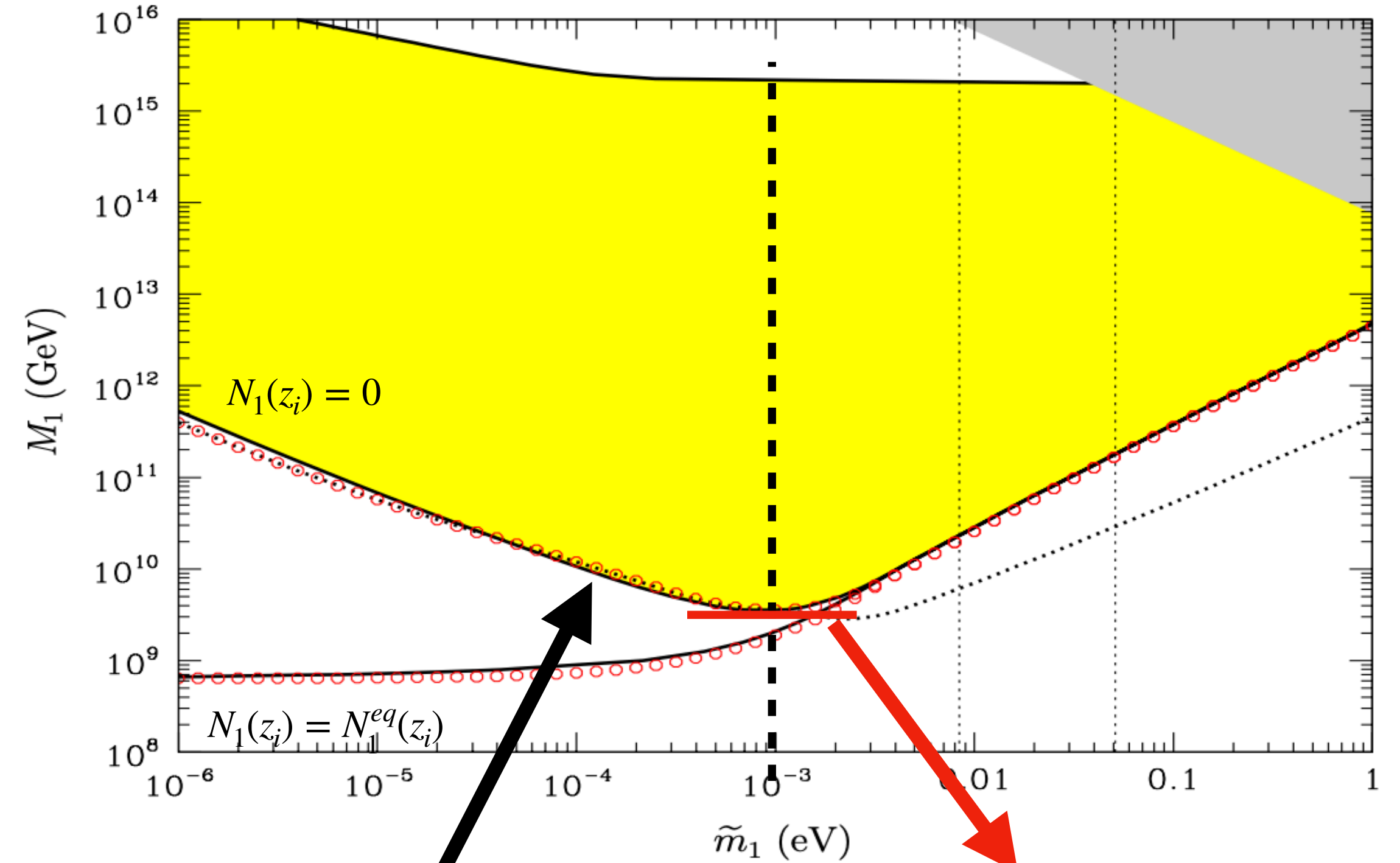
When  $M_2, M_3 \gg M_1$ ,

$$|\epsilon_1| \leq \frac{3}{16\pi} \frac{M_1}{v^2} m_{\text{atm}}.$$

$$(m_{\text{atm}} = \sqrt{m_3^2 - m_1^2} \simeq 5 \times 10^{-2} \text{eV})$$

$$\therefore (N_B)_{\text{max}} = a_{\text{sph}} \times \frac{3}{16\pi} \frac{M_1}{v^2} m_{\text{atm}} \times \frac{3}{4} \kappa_f(\tilde{m}) > (N_B)_{\text{obs}} \implies M_1 > \frac{64\pi}{9} \frac{1}{a_{\text{sph}}} \frac{v^2}{m_{\text{atm}}} \frac{(N_B)_{\text{obs}}}{\kappa_f(\tilde{m})}.$$

Figure from Buchmuller et al. (2004)



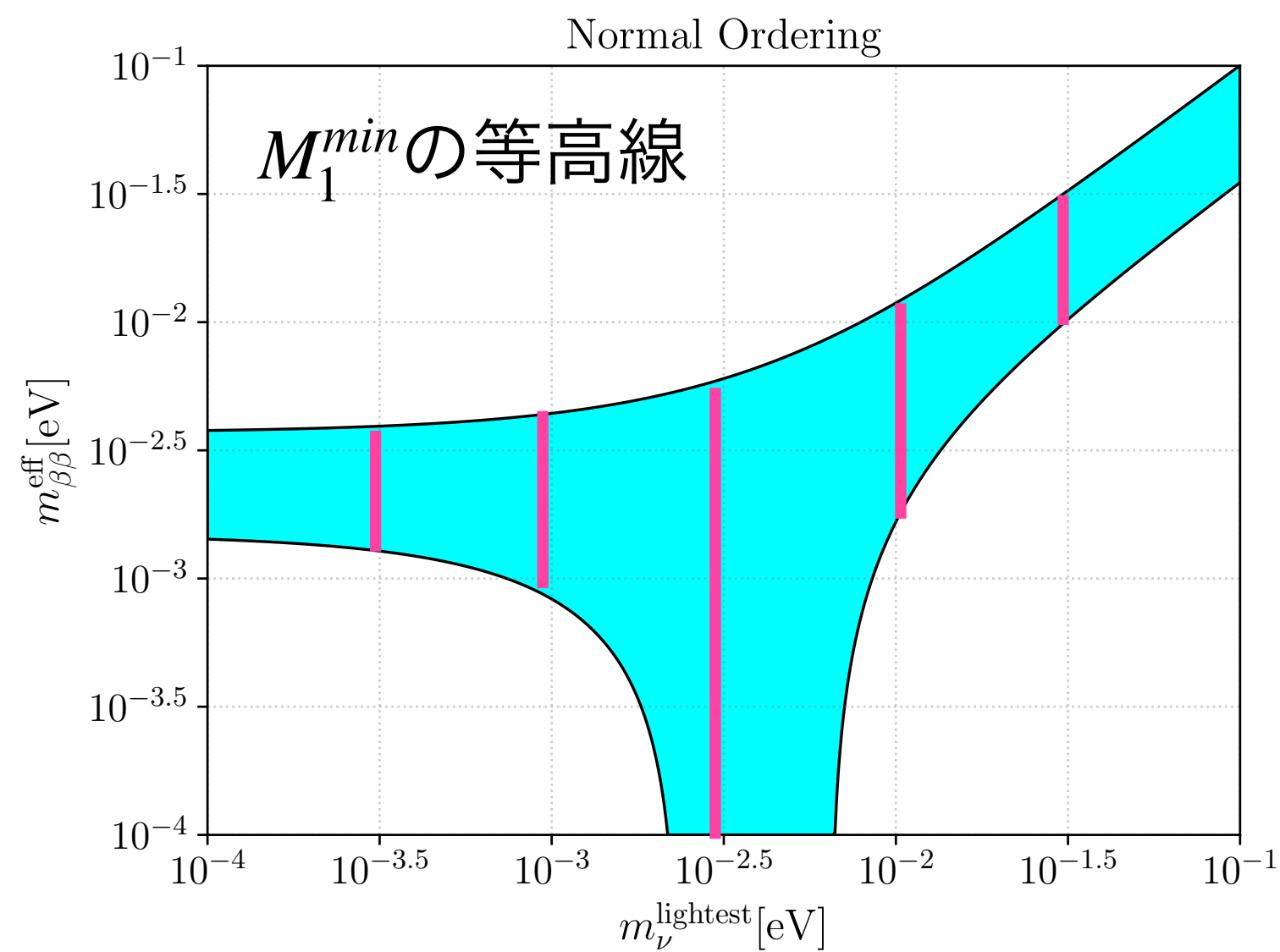
$$M_1 \gtrsim 2 \times 10^9 \text{GeV}$$

# なぜ等高線は縦軸に平行になったのか

結論：フレーバー効果の影響を踏まえても平行になったのは非自明

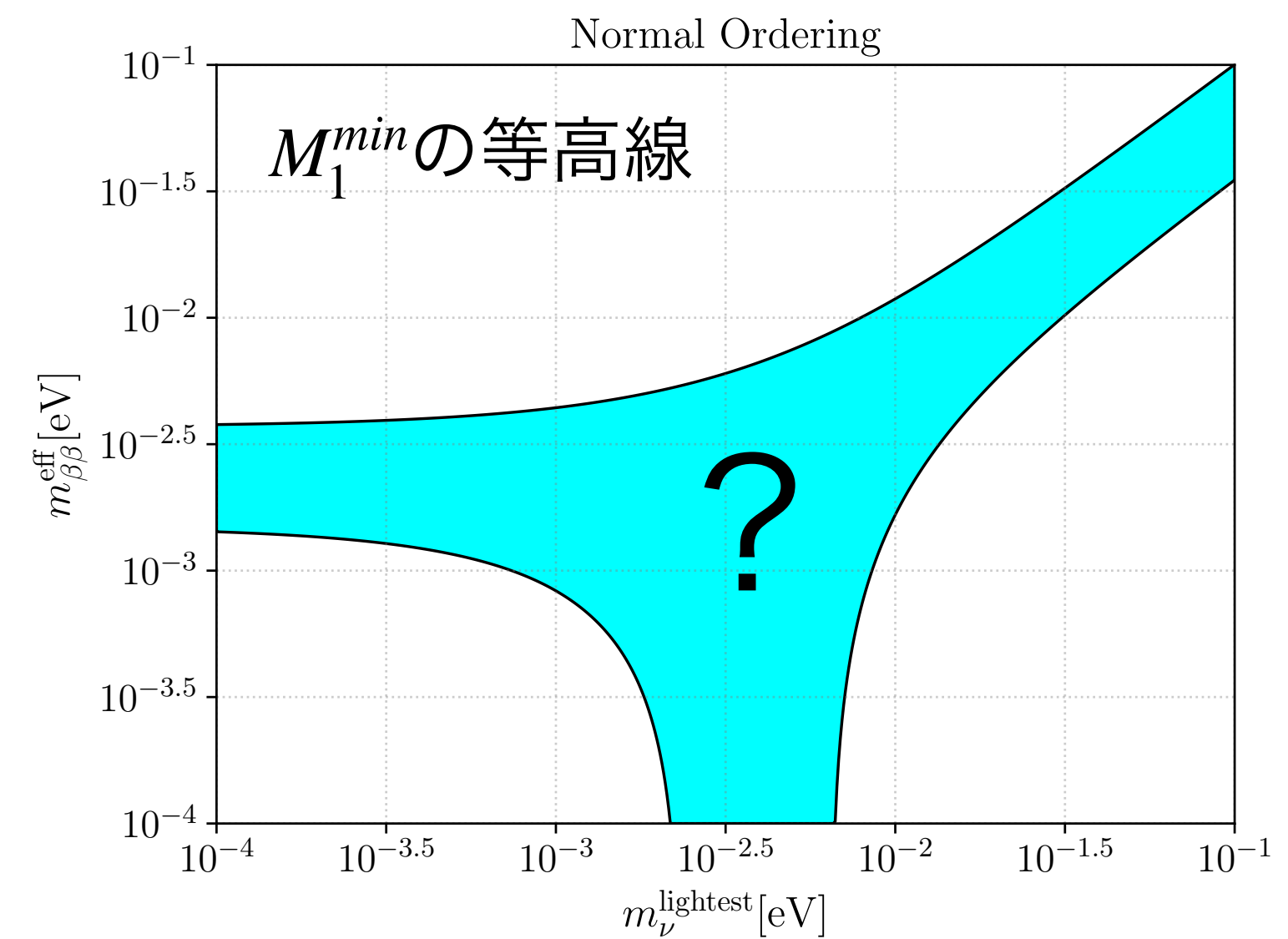
・フレーバー効果なし

⇒ レプトジェネシスはマヨラナ位相に**依らない\***



・フレーバー効果あり

⇒ レプトジェネシスはマヨラナ位相に**依る**



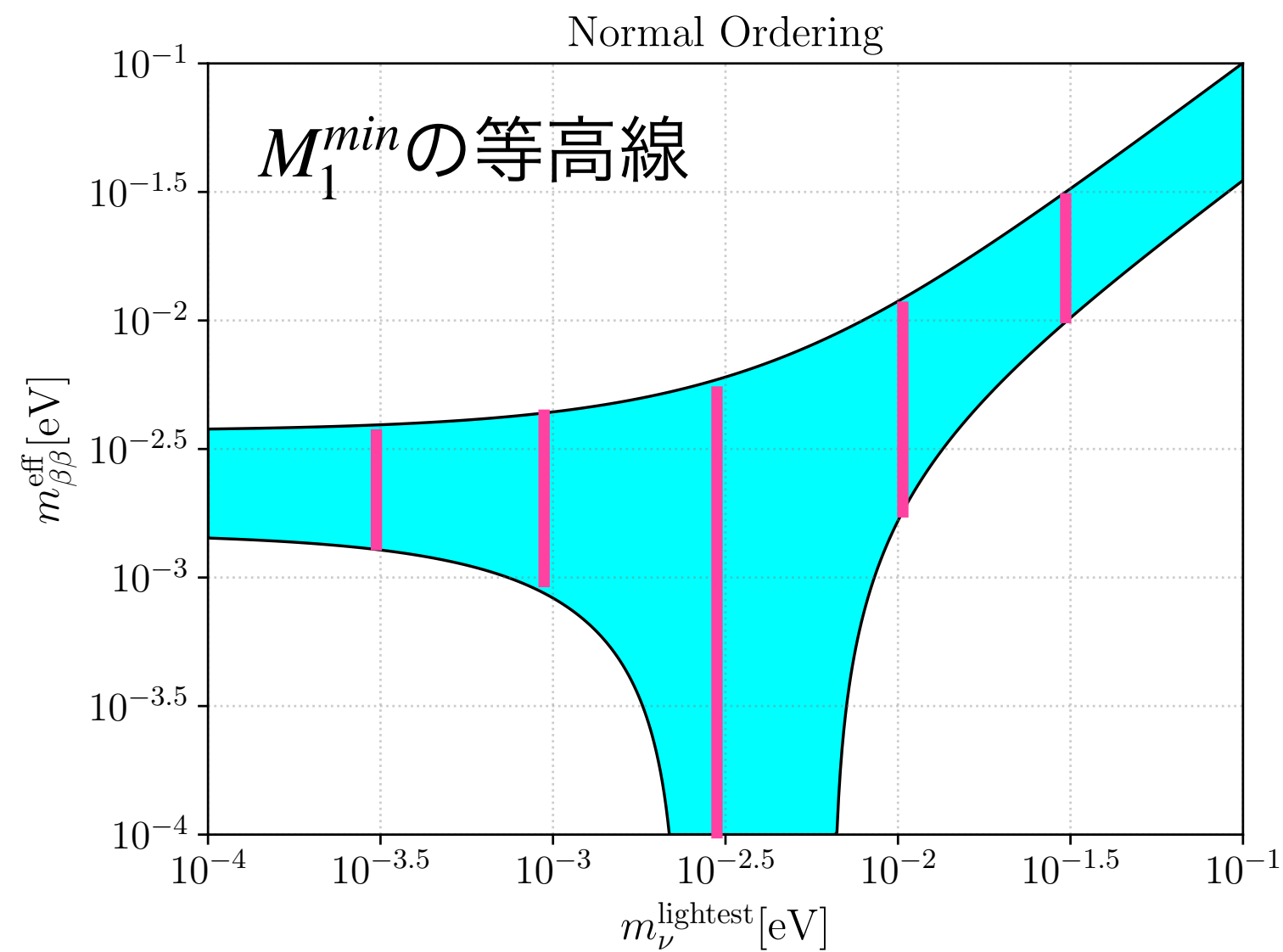
\*RHNの崩壊・逆崩壊のみを考慮に入れた解析の場合

# なぜ等高線は縦軸に平行になったのか

結論：フレーバー効果の影響を踏まえても平行になったのは非自明

・フレーバー効果なし

⇒ レプトジェネシスはマヨラナ位相に**依らない\***



\*RHNの崩壊・逆崩壊のみを考慮に入れた解析の場合

・RHNの崩壊におけるCPの破れ

$$\epsilon_1 \simeq \frac{3}{16\pi} \frac{M_1}{v^2} \frac{\sum_i \hat{m}_i^{\nu 2} \text{Im} [R_{1i}^2]}{\sum_k \hat{m}_k^\nu |R_{1k}|^2}$$

・非対称性生成の効率を決めるmass parameter

$$\tilde{m} \equiv \frac{8\pi v^2}{M_1^2} \tilde{\Gamma}_D = \sum_i \hat{m}_i^\nu |R_{1i}|^2$$

$\epsilon_1, \tilde{m}$  共にPMNS行列には依存していない

⇒ レプトジェネシスで作られるBAUは  
PMNS行列には依存しない

(R: Casas-Ibarra parameter)

# $m_{\beta\beta}^{\text{eff}}$ の定義式をマヨラナ位相について解く

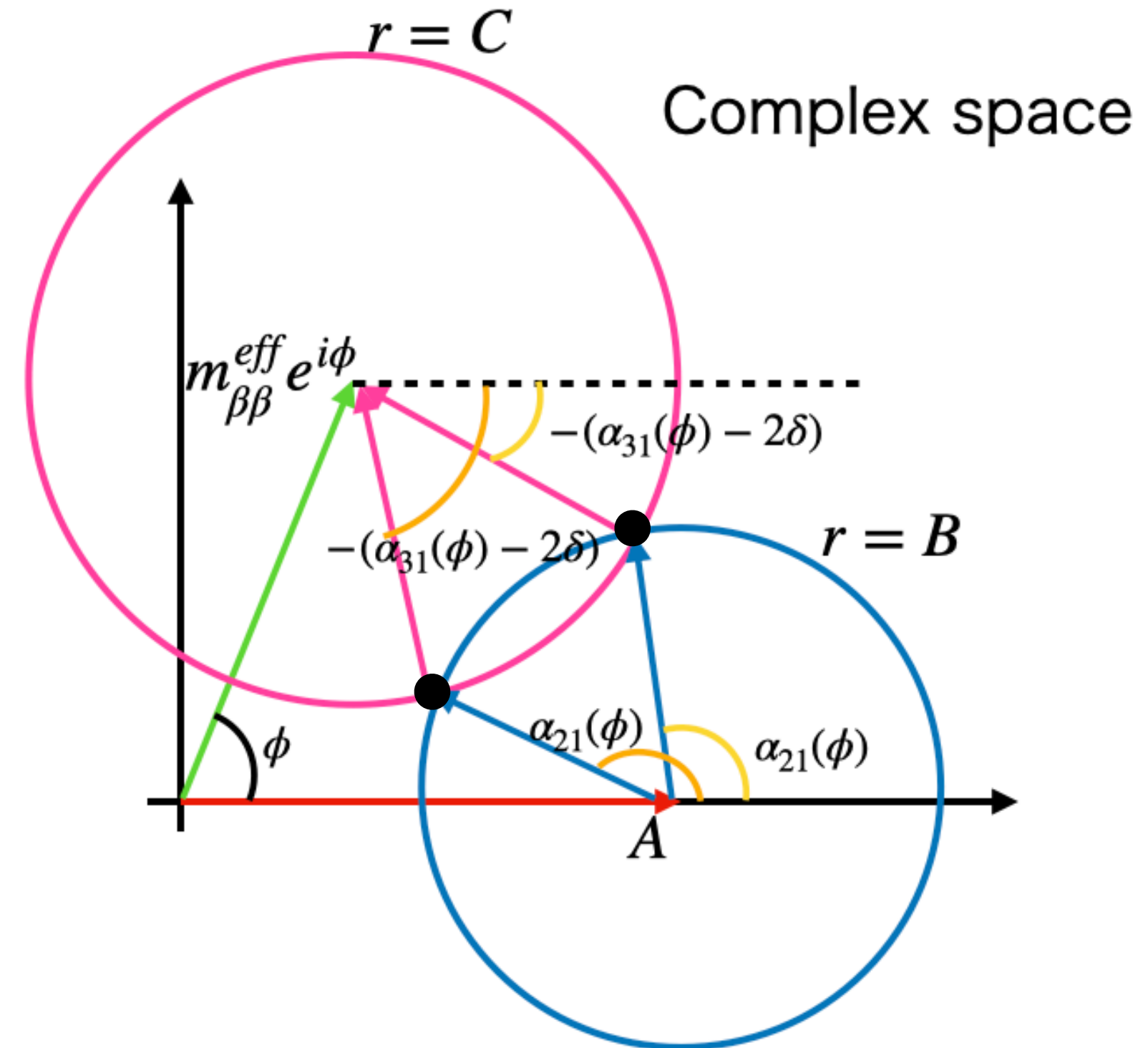
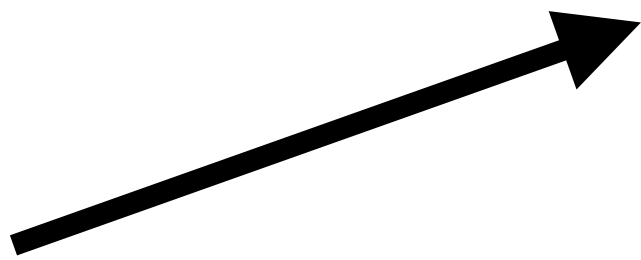
有効マヨラナ質量の定義

$$m_{\beta\beta}^{\text{eff}} = \left| \sum_i U_{ei}^2 \hat{m}_i^\nu \right|$$

$$= \left| A + B e^{i\alpha_{21}} + C e^{i(\alpha_{31}-2\delta)} \right|,$$

$$\therefore m_{\beta\beta}^{\text{eff}} e^{i\phi} = A + B e^{i\alpha_{21}} + C e^{i(\alpha_{31}-2\delta)}.$$

$$\begin{cases} A = c_{12}^2 c_{13}^2 \hat{m}_1^\nu, \\ B = c_{13}^2 s_{12}^2 \hat{m}_2^\nu, \\ C = s_{13}^2 \hat{m}_3^\nu. \end{cases}$$



各  $(A, B, C, m_{\beta\beta}^{\text{eff}}, \phi)$  に対して上図の交点(最大2つ)を計算する.  
(それぞれの交点が  $(\alpha_{21}, \alpha_{31})$  に対応する)

$\Rightarrow (m_\nu^{\text{lightest}}, m_{\beta\beta}^{\text{eff}})$  を固定した際のマヨラナ位相

$(\alpha_{21}, \alpha_{31}) = (\alpha_{21}(\phi), \alpha_{31}(\phi))$  が得られる.