What if neutrinoless double beta decay is missed or detected

石田裕之 (KEK)

@研究会『ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊とその周辺』

共同研究者：淺賀岳彦(新潟大)
田中和樹(新潟大)

参考文献：　arXiv:2012.12564, 2012.13186
2101.12498

イントロダクション

ニュートリノの物理；わかってきているがわからないことも多い

ニュートリノ振動実験：　混合角（MNS混合行列）
質量二乗差
(ディラックCP位相)

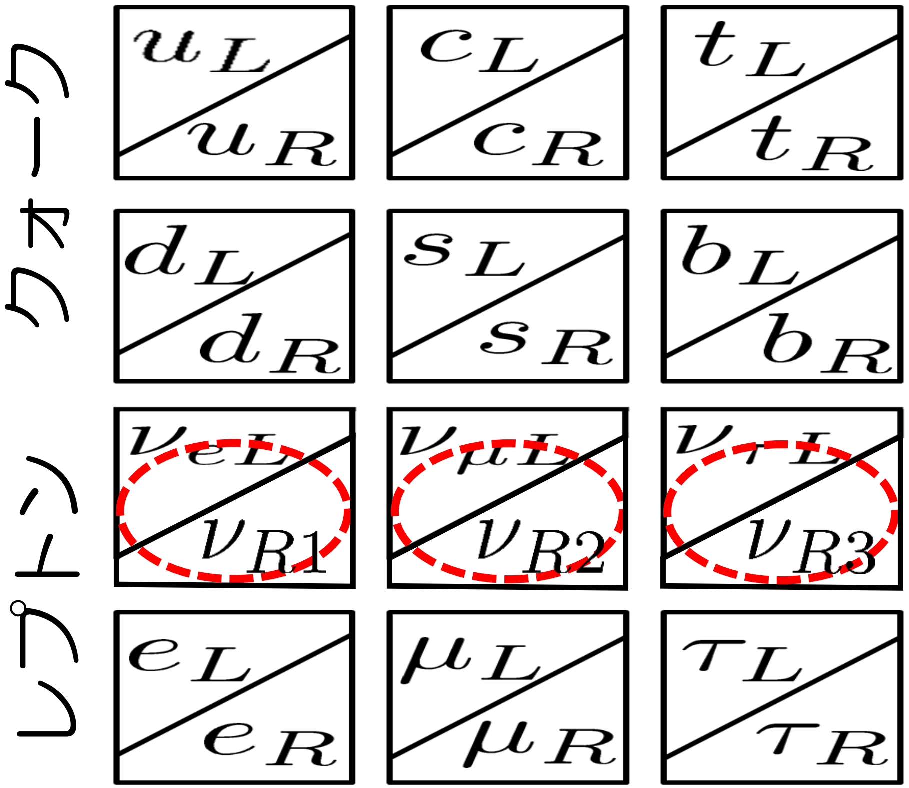
まだわからないこと：　質量絶対値
質量階層性
マヨラナCP位相(ディラックorマヨラナ)

兎に角、ニュートリノの質量は何かしらで説明しないといけない…

右巻きニュートリノの導入

イントロダクション

なぜ右巻きニュートリノなのか?



右巻きニュートリノを加えるのは非常に素朴に思える

イントロダクション

右巻きニュートリノが加わると、

マヨラナ粒子：粒子=反粒子

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\rm SM} + i\,\overline{\nu_{RI}}\gamma^\mu\partial_\mu\nu_{RI} - \left(F_{\alpha I}\,\overline{\ell_\alpha}\,\Phi\,\nu_{RI} + \frac{M_I}{2}\boxed{\overline{\nu_{RI}^c}\,\nu_{RI}} + h.c. \right) \quad (I = 1, 2)$$

※一番軽いニュートリノは質量ゼロ

※2世代は必須ではない

ヒッグスが真空期待値をもつと、

ディラック質量：$M_D \equiv F_{\alpha I}\langle\Phi\rangle$　　マヨラナ質量：M_I

$M_D \ll M_I$ である場合シーソー機構が使える!

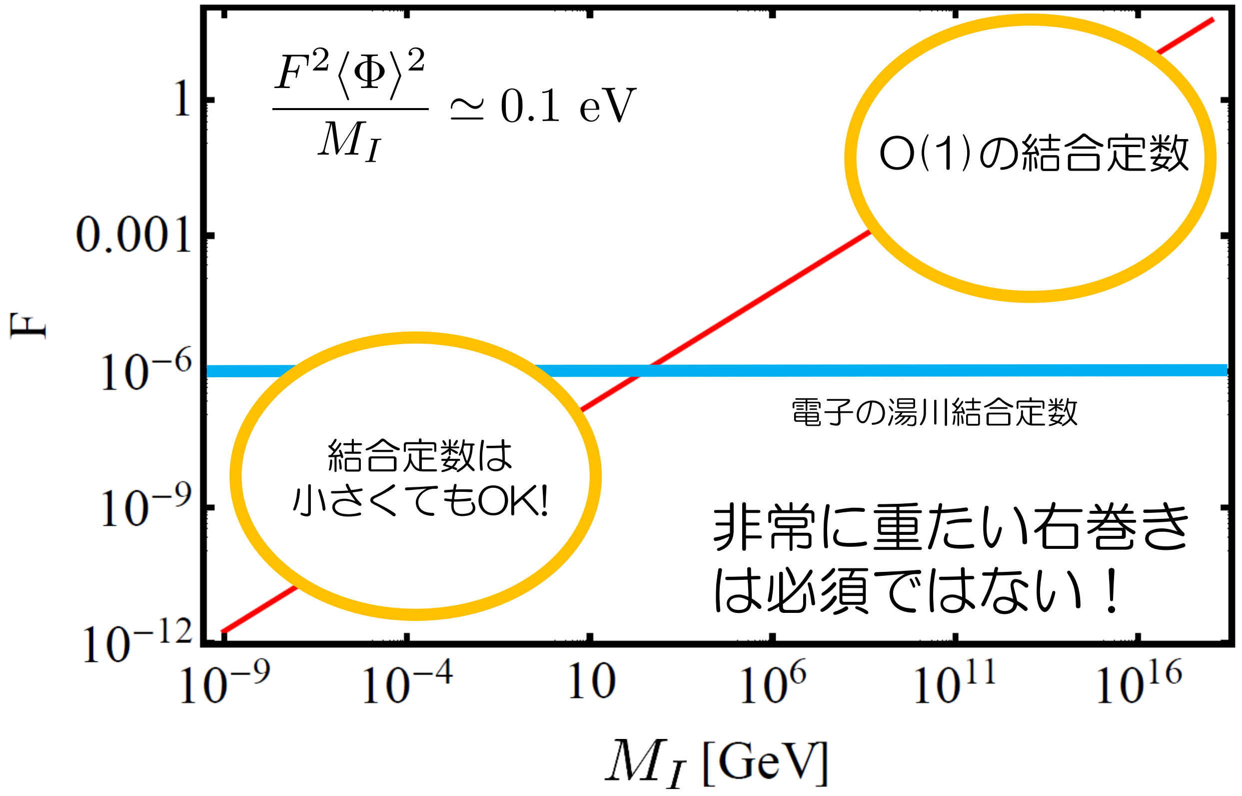
[Minkowski (1977); Yanagida (1979); Gell-Mann,Ramond,Slansky (1979); Glashow (1980); Mohapatra,Senjanovic (1980)]

$$\hat{M} = \begin{pmatrix} 0 & M_D \\ M_D^T & M_I \end{pmatrix} \xrightarrow{\text{diagonalization}} \begin{pmatrix} M_\nu & 0 \\ 0 & M_I \end{pmatrix}$$

$$M_\nu = -M_D M_I^{-1} M_D^T$$

イントロダクション

シーソー機構が使える領域



ここでの仮定：$M_I \lesssim \Lambda_{\rm EW} \sim \mathcal{O}(10^2)$ GeV

現象論的にもとても面白い!

イントロダクション

軽い右巻きニュートリノもバリオン数非対称生成の役割ができる

[Akhemedov, Rubakov, Smirnov (1998)]
[Asaka, Shaposhnikov (2005)]

宇宙のバリオン数非対称性を作るには何が必要か？

サハロフの３条件 [Sakharov,'67]

- バリオン数の破れ

  もしあらゆる素過程でバリオン数が保存してたら $n_B = 0 \longrightarrow n_B > 0$ は無理。

- $\boxed{\text{C, CPの破れ}}$

  もしあらゆる素過程

  レプトンセクターの新しいCP位相

- $\boxed{\text{非平衡}}$

  もし $n_B < 0 \longleftrightarrow$

  平衡点（$n_B = 0$）に

  ニュートリノ湯川結合定数が十分に小さく、
  熱平衡過程とならない

  $n_B = 0 \rightleftarrows n_B > 0$ と非平衡になっていないといけない。

[金曜日の濱口さんのスライドより]

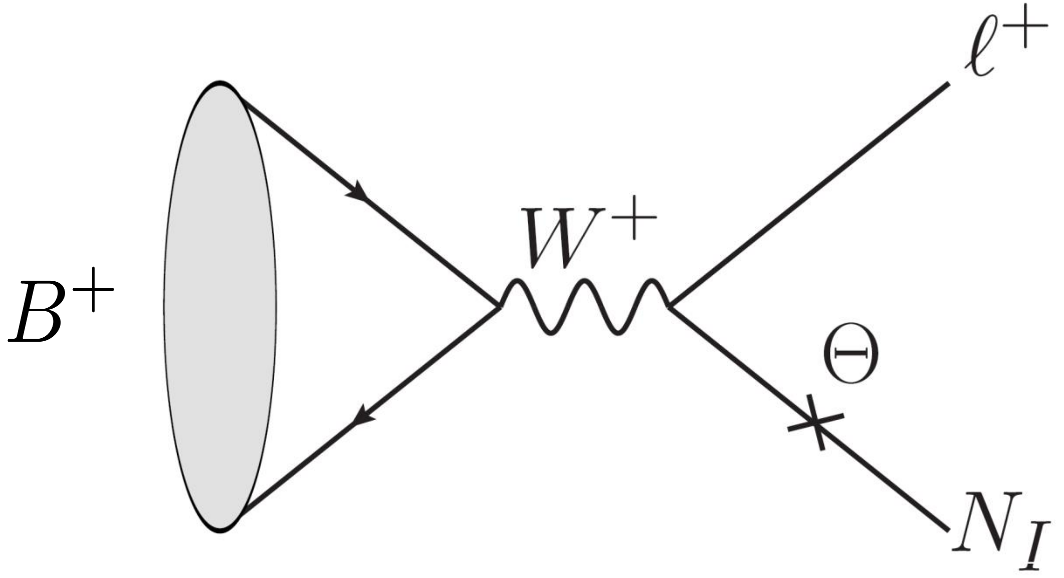
イントロダクション

ニュートリノの質量固有状態

*アクティブニュートリノ： $\nu_i = U^\dagger_{\rm MNS}\nu_{L\alpha} - U^\dagger_{\rm MNS}\Theta\nu^C_{RI}$ $\quad(\Theta_{\alpha I} \equiv M_D/M_I)$

*重たいニュートリノ(右巻きニュートリノ)： $N^C_I = \nu^C_{RI} + \Theta^\dagger\nu_{L\alpha}$

もし、$M_I < M_{\rm B}$



$(\nu_{L\alpha} = U_{\alpha i}\,\nu_i + \Theta_{\alpha I} N^c_I)$

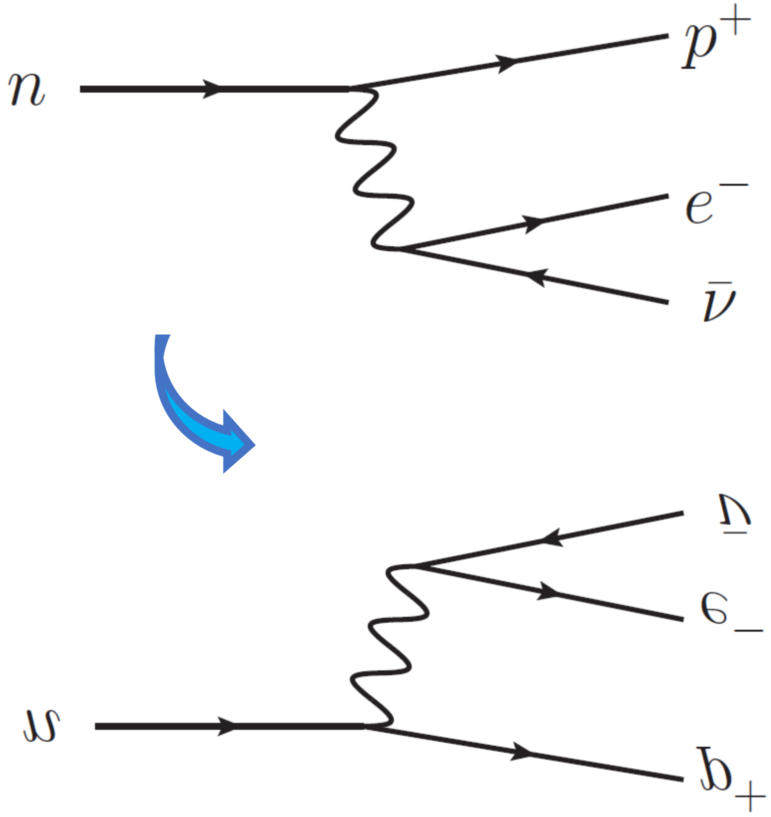
イントロダクション

標準模型にある偶然の対称性：レプトン数・バリオン数

例：ベータ崩壊

始状態：バリオン1
　　　　レプトン0

始状態：バリオン2
　　　　レプトン0



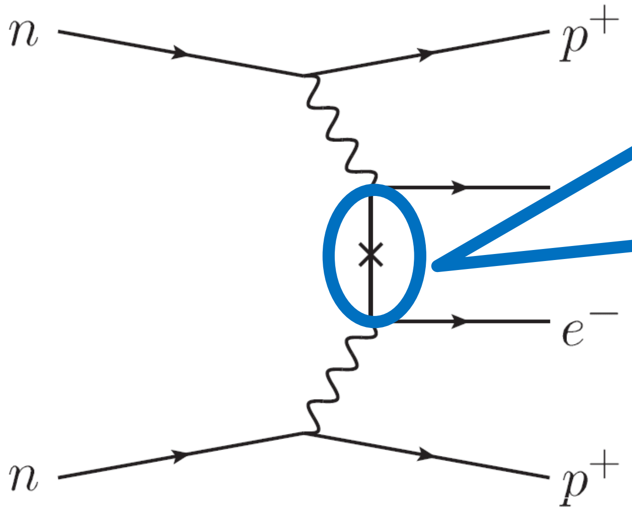
終状態：バリオン1
　　　　レプトン1-1=0

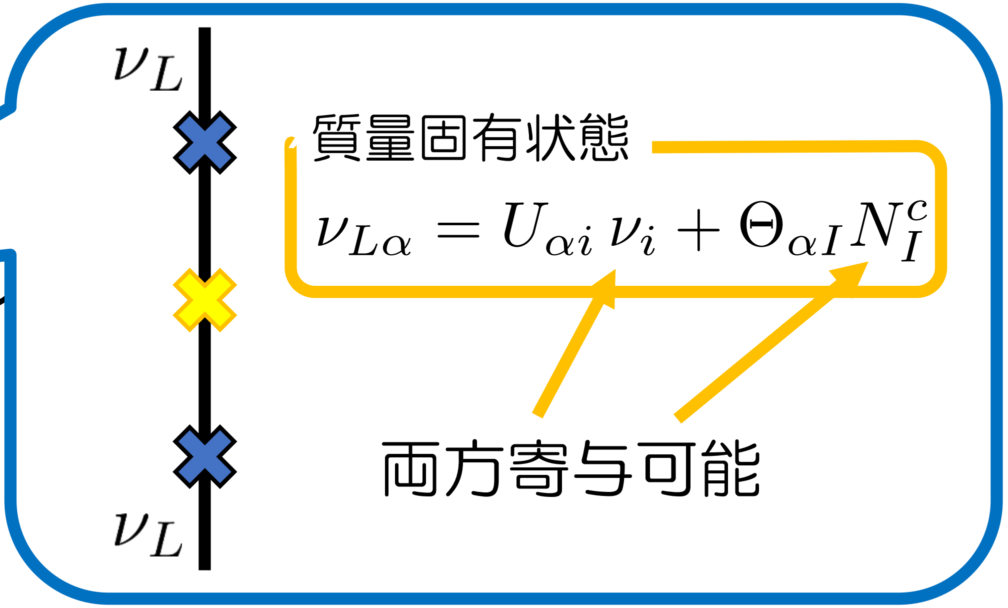
終状態：バリオン2
　　　　レプトン2-2=0

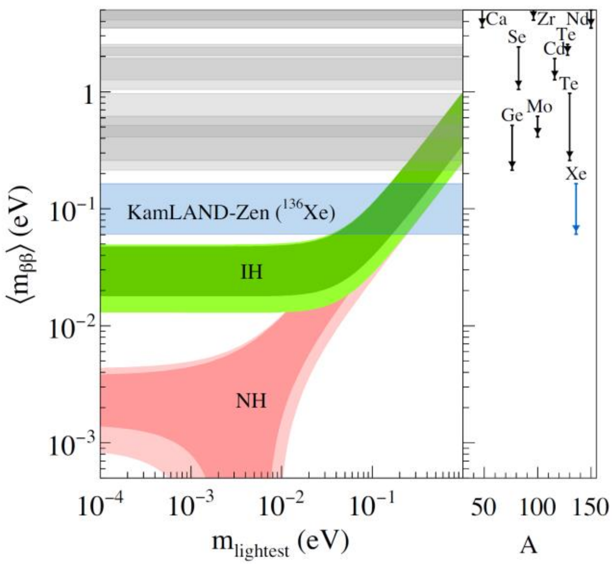
通常の二重ベータ崩壊

イントロダクション

特徴的なシグナル：ニュートリノの放出を伴わない二重ベータ崩壊







[KamLAND-Zen PRL 117 (2016)]

有効質量：崩壊を特徴づける

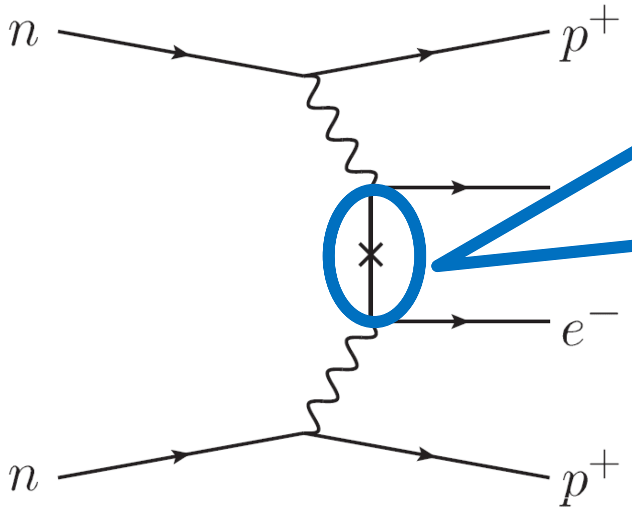
$$m_{\text{eff}} = \sum_i m_i U_{ei}^2 + \sum_I f_\beta(M_I) M_I \Theta_{eI}^2$$ ここで $$f_\beta(M_I) = \frac{\Lambda_\beta^2}{\Lambda_\beta^2 + M_I^2} \quad (\Lambda_\beta = 200\ \text{MeV})$$

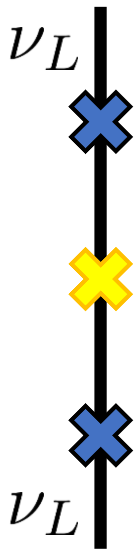
※しばらくの間

もし$M_I \ll \Lambda_\beta$であれば　$m_{\text{eff}} = 0$　$\begin{pmatrix} 0 & M_D \\ M_D^T & M_I \end{pmatrix}$

イントロダクション

特徴的なシグナル：ニュートリノの放出を伴わない二重ベータ崩壊

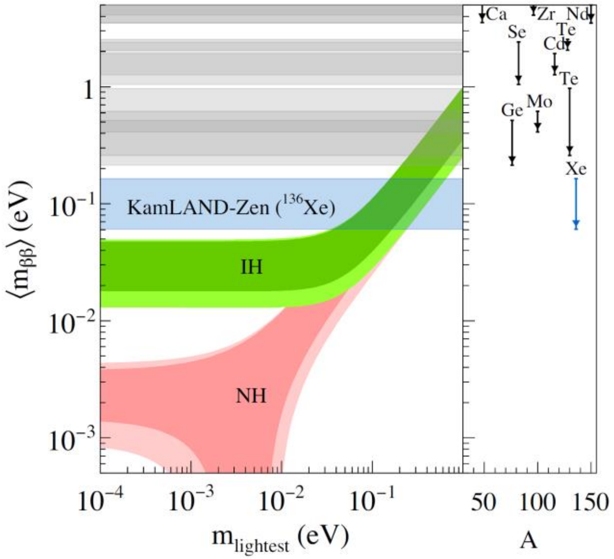




質量固有状態

$$\nu_{L\alpha} = U_{\alpha i}\,\nu_i + \Theta_{\alpha I} N_I^c$$

両方寄与可能



[KamLAND-Zen PRL 117 (2016)]

有効質量：崩壊を特徴づける

$$m_{\text{eff}} = \sum_i m_i U_{ei}^2 + \sum_I f_\beta(M_I) M_I \Theta_{eI}^2$$

アクティブニュートリノからの寄与の予言値：$|m_{\text{eff}}^\nu| = \begin{cases} 1.45\text{–}3.68\ \text{meV} & \text{(NH)} \\ 18.6\text{–}48.4\ \text{meV} & \text{(IH)} \end{cases}$

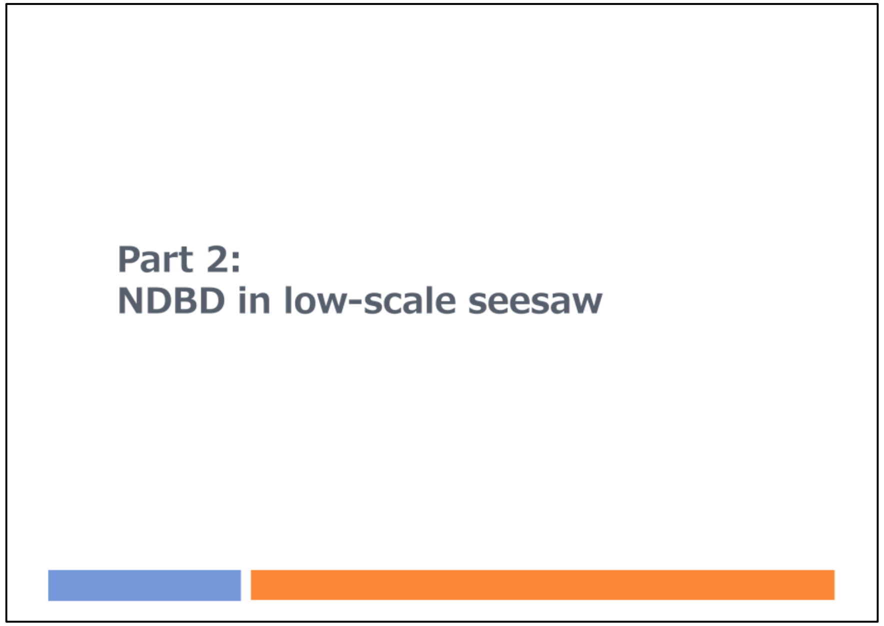
コンテンツ

1. イントロダクション

2. 悲観的シナリオ
    2.1. 解析手法
    2.2. 解析結果

3. 楽観的シナリオ
    3.1. 解析結果

4. まとめ



[1つ前の淺賀さんのスライドより]

2. 悲観的シナリオ

[Asaka, H.I., Tanaka (2020,2020)]

どんなシナリオ？

ある原子核の実験では0νββ崩壊が見えない

何故か？

$$m_{\text{eff}} = \sum_i m_i U_{ei}^2 + \sum_I f_\beta(M_I) M_I \Theta_{eI}^2$$

シーソー機構が働く

$$0 = \sum_i m_i U_{ei}^2 + \sum_I M_I \Theta_{eI}^2$$

$$m_{\text{eff}} = (1 - f_\beta(M_2))\, m_{\text{eff}}^\nu + (f_\beta(M_1) - f_\beta(M_2))\, M_1 \Theta_{e1}^2$$

簡単のためにN_2が十分重たい

$$m_{\text{eff}} = m_{\text{eff}}^\nu + f_\beta(M_1) M_1 \Theta_{e1}^2$$

消してしまう

どんなシナリオ？

N_1質量の可能性

Case A.： $M_1 < \sqrt{\langle p^2 \rangle} \ll M_2$

Case B.： $\sqrt{\langle p^2 \rangle} \lesssim M_1 \ll M_2$

つまり、

軽い方の右巻きニュートリノN_1が0νββ崩壊に十分に寄与をする

2.1. 解析手法

解析手法

シーソー機構を用いてニュートリノ質量を説明するとき [Casas, Ibarra (2001)]

$$D_\nu = U^\dagger M_\nu U^* = -U^\dagger M_D M_I^{-1} M_D^T U^* = -\langle\Phi\rangle^2 U^\dagger F_{\alpha I} M_I^{-1} F_{\beta I}^T U^*$$

$$F_{\alpha I} = \frac{i}{\langle H\rangle} U D_\nu^{\frac{1}{2}} \Omega D_N^{\frac{1}{2}}$$

$$D_\nu^{\frac{1}{2}} = \mathrm{diag}\left(\sqrt{m_1}, \sqrt{m_2}, \sqrt{m_3}\right) \quad D_N^{\frac{1}{2}} = \mathrm{diag}\left(\sqrt{M_1}, \sqrt{M_2}\right)$$

$$U = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -c_{23}s_{12} - s_{23}c_{12}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{12} - s_{23}s_{12}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{23}s_{12} - c_{23}c_{12}s_{13}e^{i\delta} & -s_{23}c_{12} - c_{23}s_{12}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & & \\ & e^{i\eta} & \\ & & 1 \end{pmatrix}$$

$$\Omega\Big|_{\mathrm{NH}} = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ \cos\omega & -\sin\omega \\ \xi\sin\omega & \xi\cos\omega \end{pmatrix} \quad \Omega\Big|_{\mathrm{IH}} = \begin{pmatrix} \cos\omega & -\sin\omega \\ \xi\sin\omega & \xi\cos\omega \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (\omega = \omega_r + i\omega_i, \xi = \pm 1)$$

解析手法

シーソー機構を用いてニュートリノ質量を説明するとき [Casas, Ibarra(2001)]

$$\Omega = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ \cos\omega & -\sin\omega \\ \xi\sin\omega & \xi\cos\omega \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos\omega_r & -\sin\omega_r \\ 0 & \sin\omega_r & \cos\omega_r \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ \cosh\omega_i & -i\sinh\omega_i \\ i\sinh\omega_i & \cosh\omega_i \end{pmatrix}$$

$$\omega = \omega_r + i\omega_i$$

$$\sinh\omega_i = \frac{1}{2}\left(\exp\left[\omega_i\right] - \exp\left[-\omega_i\right]\right) \equiv \frac{1}{2}\left(X_\omega - X_\omega^{-1}\right)$$

$$\cosh \mathrm{Im}\omega = \frac{1}{2}\left(\exp\left[\omega_i\right] + \exp\left[-\omega_i\right]\right) \equiv \frac{1}{2}\left(X_\omega + X_\omega^{-1}\right)$$

湯川結合定数はX_ωで増大することができる

解析手法

シーソー機構を用いてニュートリノ質量を説明するとき [Casas, Ibarra(2001)]

$$F_{\alpha I} = \frac{i}{\langle H \rangle} U D_\nu^{\frac{1}{2}} \Omega D_N^{\frac{1}{2}}$$

有効質量を思い出して、

$$m_{\text{eff}} = \sum_i m_i U_{ei}^2 + \sum_I f_\beta(M_I) M_I \Theta_{eI}^2 = \sum_i m_i U_{ei}^2 + \sum_I m_{\text{eff}}^{N_I}$$

N_I の寄与は

$$m_{\text{eff}}^{N_1} = \Theta_{e1}^2\, M_1\, f_\beta(M_1) = \begin{cases} -\left(U_{e2} m_2^{1/2} \cos\omega + U_{e3} m_3^{1/2} \sin\omega\right)^2 f_\beta(M_1) & \text{for the NH case} \\ -\left(U_{e1} m_1^{1/2} \cos\omega + U_{e2} m_2^{1/2} \sin\omega\right)^2 f_\beta(M_1) & \text{for the IH case} \end{cases},$$

$$m_{\text{eff}}^{N_2} = \Theta_{e2}^2\, M_2\, f_\beta(M_2) = \begin{cases} -\left(U_{e2} m_2^{1/2} \sin\omega - U_{e3} m_3^{1/2} \cos\omega\right)^2 f_\beta(M_2) & \text{for the NH case} \\ -\left(U_{e1} m_1^{1/2} \sin\omega - U_{e2} m_2^{1/2} \cos\omega\right)^2 f_\beta(M_2) & \text{for the IH case} \end{cases},$$

$$(\Theta_{e1} = M_D/M_I = F_{\alpha I}\langle \Phi \rangle / M_I)$$

解析手法(ここの解析解はNHの時のみ)

有効質量の書き換え $(f_\beta(M_1) = 1 - \delta_f^2)$

$$m_{\rm eff} = \left(U_{e2}m_2^{1/2}\sin\omega - U_{e3}m_3^{1/2}\cos\omega\right)^2 + \left(U_{e2}m_2^{1/2}\cos\omega + U_{e3}m_3^{1/2}\sin\omega\right)^2 \times \delta_f^2$$

$\delta_f = 0$

case A

$$m_{\rm eff} = \left(U_{e2}m_2^{1/2}\sin\omega - U_{e3}m_3^{1/2}\cos\omega\right)^2$$

$$\tan\omega = \frac{U_{e3}m_3^{1/2}}{U_{e2}m_2^{1/2}}$$

case B

$\delta_f = 0$ とした場合に等しい

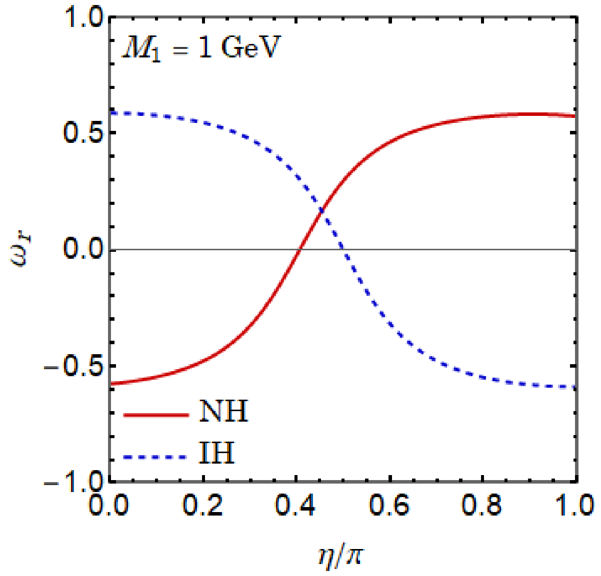
$$\tan\omega = \frac{A \pm i\delta_f}{1 \mp i\delta_f A} \equiv \tan\omega_\pm$$

ここで $A \equiv \dfrac{U_{e3}m_3^{1/2}}{U_{e2}m_2^{1/2}}$

特に、

$$\tan 2\omega_r = \frac{2{\rm Re}A}{1-|A|^2}$$

(マヨラナ質量に依らない！)

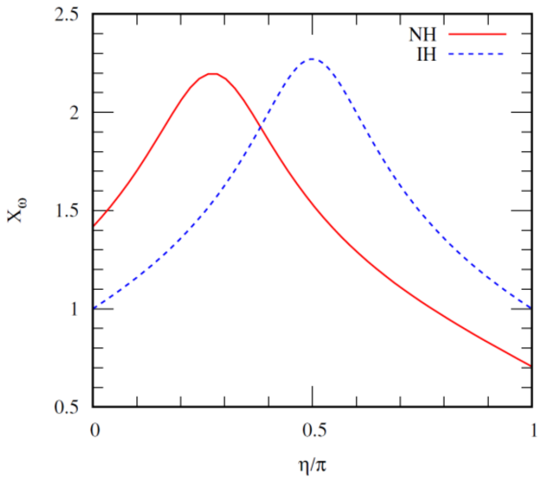


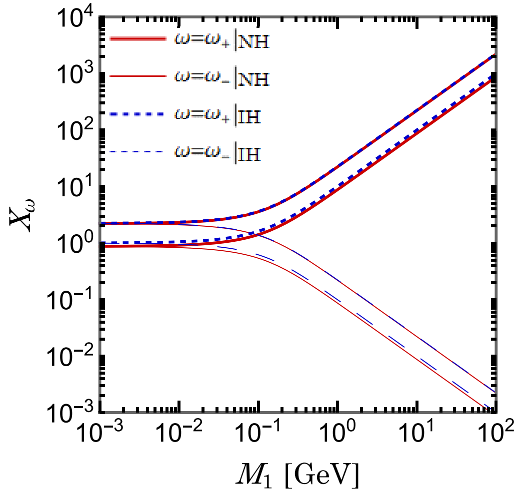
解析手法

虚部に対する制限

$$(\exp[\omega_i])^2 = X_\omega^2 = \frac{1 \pm \delta_f}{1 \mp \delta_f}\sqrt{\frac{1+|A|^2+2\mathrm{Im}A}{1+|A|^2-2\mathrm{Im}A}}$$

$\delta_f = 0$ $\delta_f \neq 0$





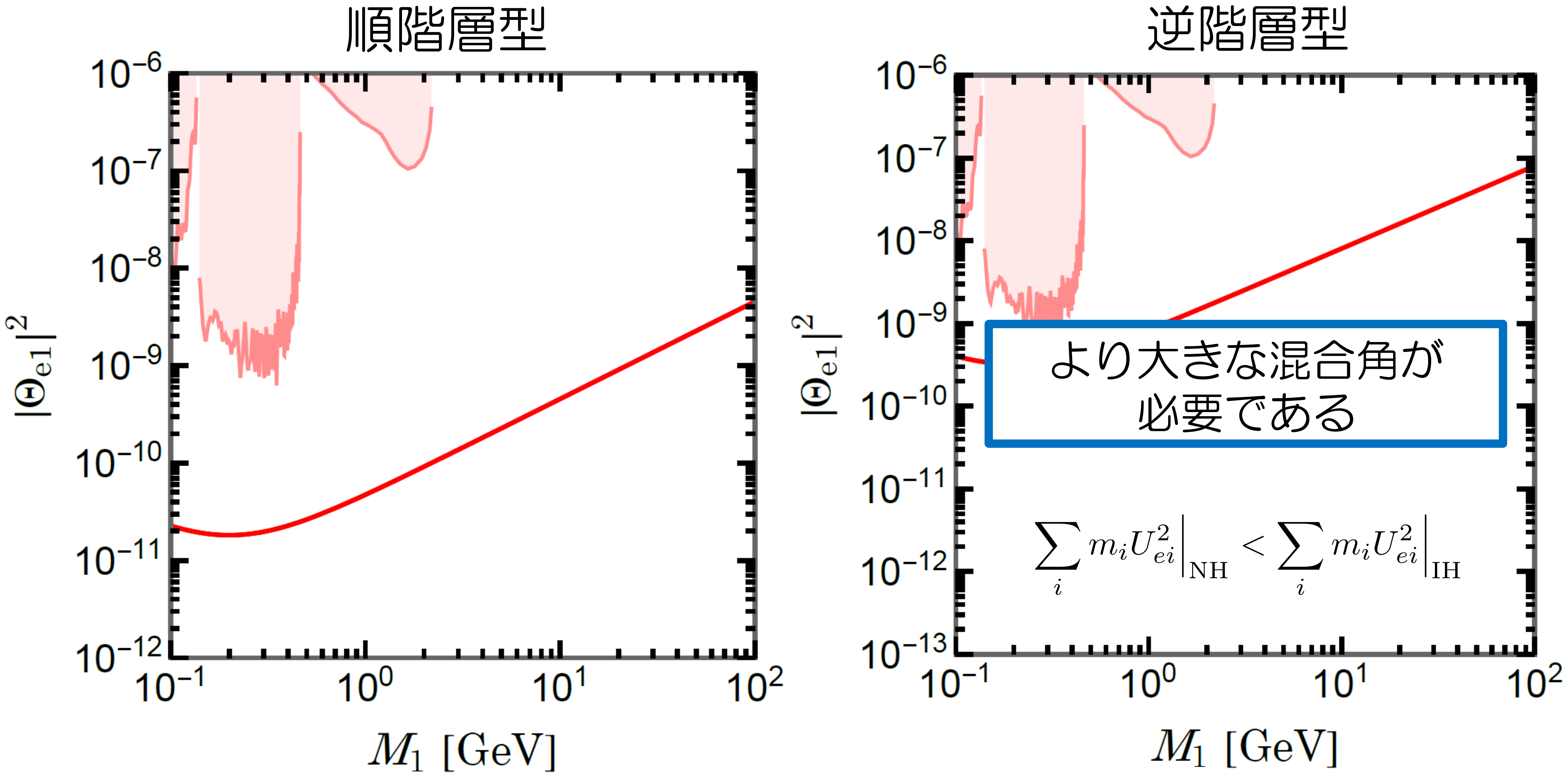
$F_{\alpha 1} \propto X_\omega^{(-1)}$なので、重たくなれば $F_{\alpha 1}$が大きくなり、$\Theta_{\alpha 1}$が大きくなる

$$m_{\mathrm{eff}} = \sum_i m_i U_{ei}^2 + f_\beta(M_1) M_1 \Theta_{e1}^2 = 0$$

2.2. 解析結果

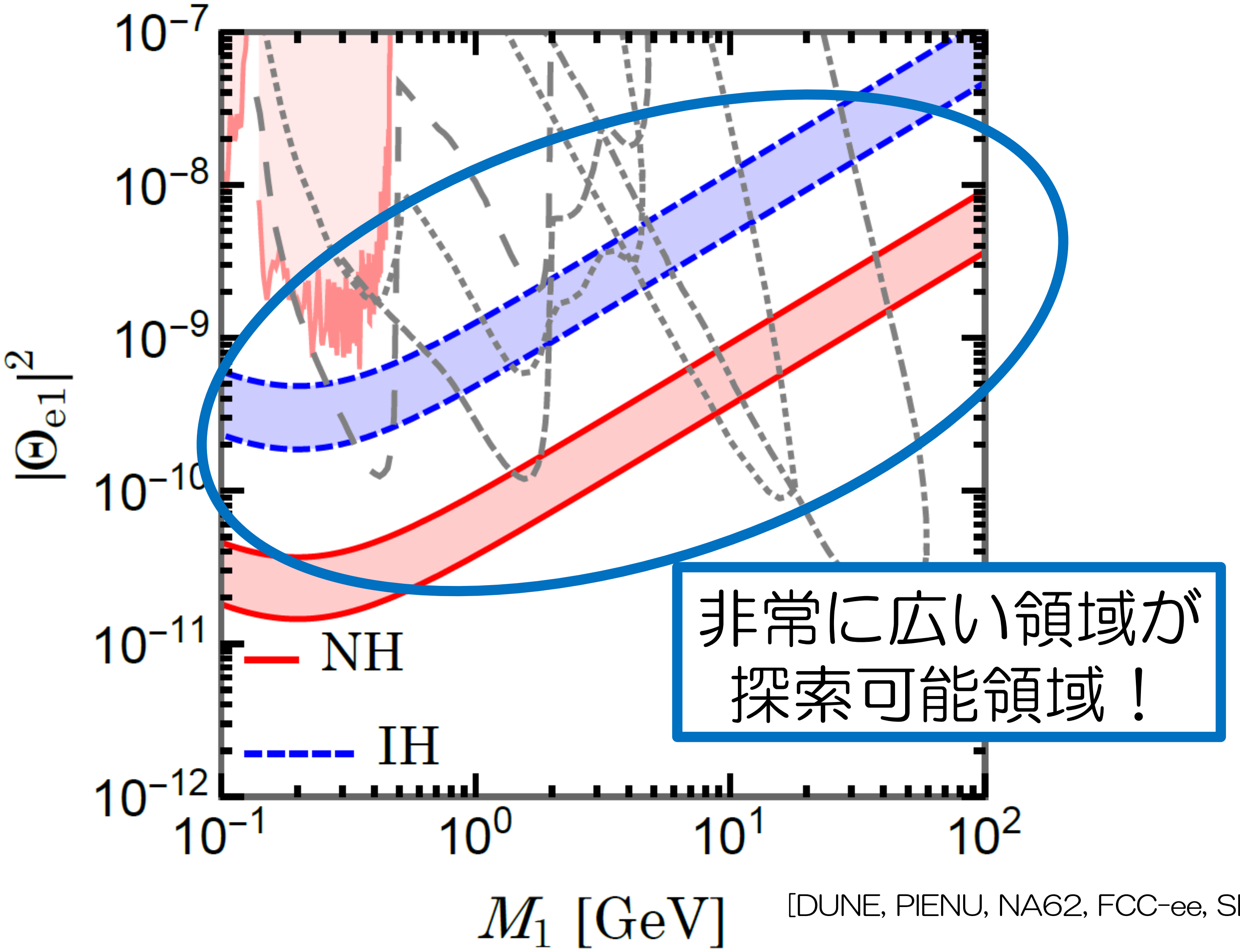
予言

ω は非常に制限されている $(\eta = 0.3\pi)$



予言

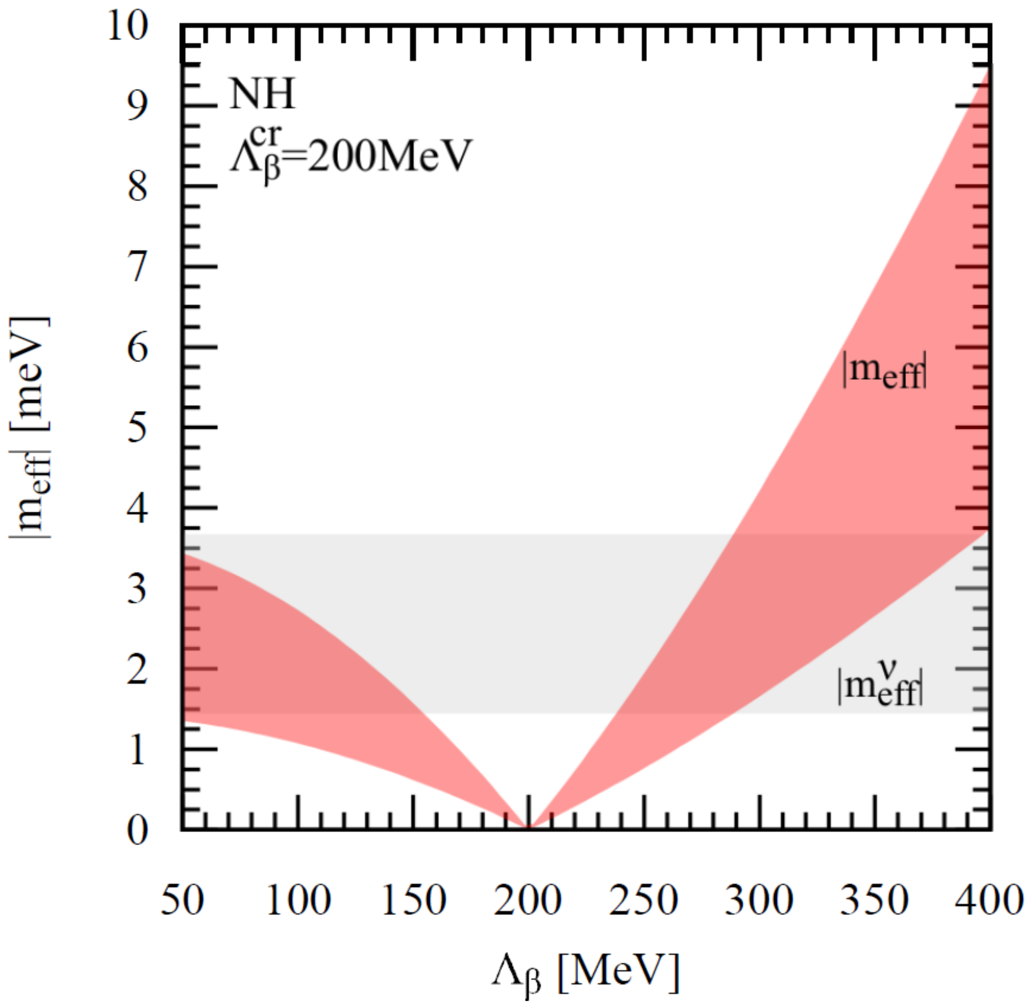
将来実験での探索可能領域

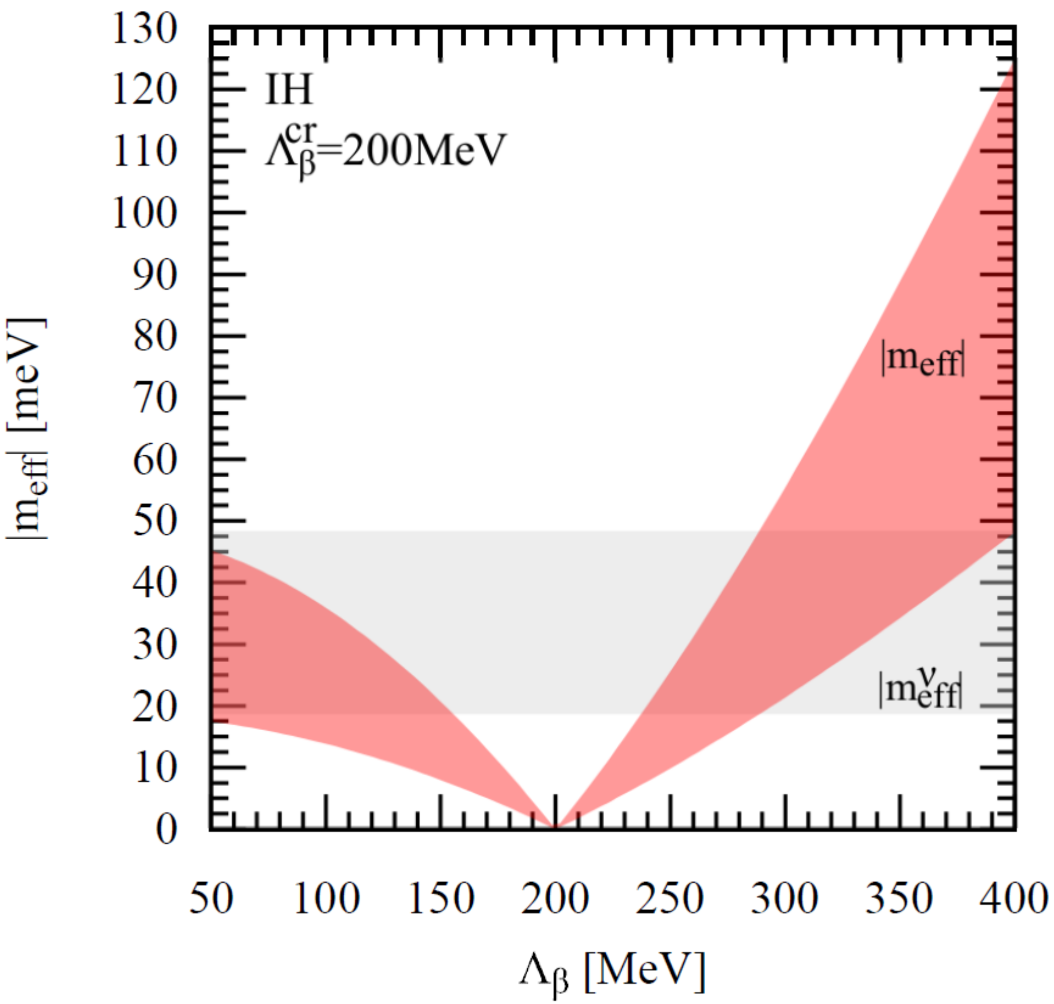


[DUNE, PIENU, NA62, FCC-ee, SHiP, MATHUSLAを参照]

但し書き

ここまでの解析は Λ_β を固定していた





場合に依っては見えやすくなる場合も！？

3. 楽観的シナリオ

[Asaka, H.I., Tanaka (2021)]

どんなシナリオ？

ある原子核の実験では0νββ崩壊が見えたとする

つまり、

$$m_{\rm eff} = \sum_i m_i U_{ei}^2 + \sum_I f_\beta(M_I) M_I \Theta_{eI}^2 \neq 0$$

シーソー機構が働く

$$0 = \sum_i m_i U_{ei}^2 + \sum_I M_I \Theta_{eI}^2$$

$$\Theta_{e1}^2 = \frac{m_{\rm eff} - m_{\rm eff}^\nu \left[1 - f_\beta(M_2)\right]}{M_1 \left[f_\beta(M_1) - f_\beta(M_2)\right]}$$

解析手法

スタート地点

$$\Theta_{e1}^2 = \frac{m_{\rm eff} - m_{\rm eff}^{\nu}\left[1 - f_\beta(M_2)\right]}{M_1\left[f_\beta(M_1) - f_\beta(M_2)\right]}$$

まずすぐにわかること：$m_{\rm eff} = m_{\rm eff}^{\nu}\left[1 - f_\beta(M_2)\right]$ なら混合要素ゼロ

混合要素は、$m_{\rm eff}$、M_1が与えられると、アクティブニュートリノの予言の範囲内で決定できる。

3.1. 解析結果

解析結果

縮退した右巻きニュートリノのシナリオ $(M_1 = M_2 = M_N)$

$$m_{\text{eff}} = \sum_i m_i U_{ei}^2 + \sum_I f_\beta(M_I) M_I \Theta_{eI}^2$$

$$\to m_{\text{eff}}^{\nu} + 2 f_\beta(M_I) M_N \left(\Theta_{e1}^2 + \Theta_{e2}^2\right)$$

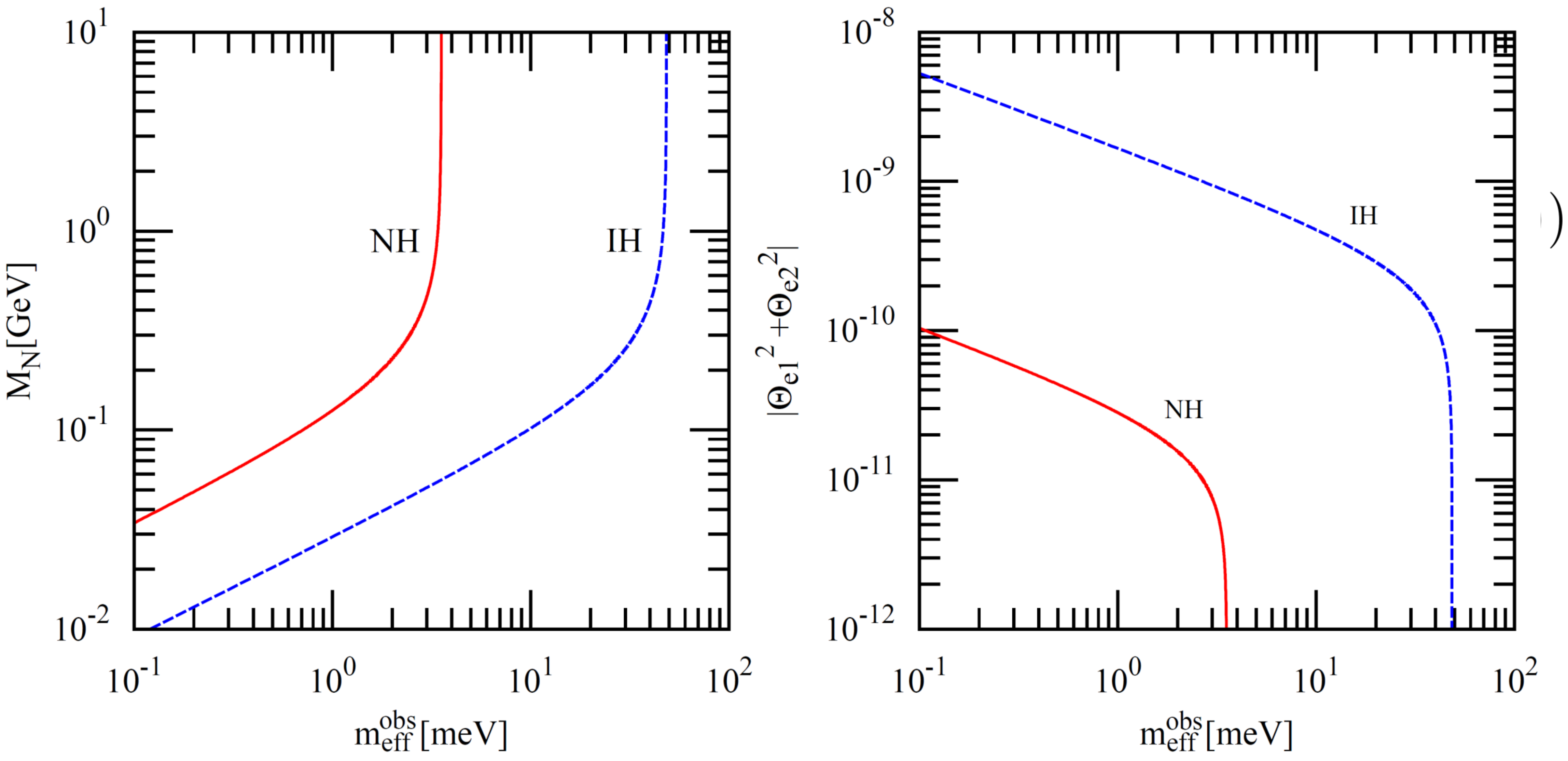
$$= (1 - f_\beta)\, m_{\text{eff}}^{\nu}$$

$$0 = m_{\text{eff}}^{\nu} + 2 M_N \left(\Theta_{e1}^2 + \Theta_{e2}^2\right)$$

完全に縮退していると必ず $\left|m_{eff}^{\text{obs}}\right| < \left|m_{eff}^{\nu}\right|$ (c.f. Asaka, Eijima, H.I. (2016), Drewes, Eijima (2016))

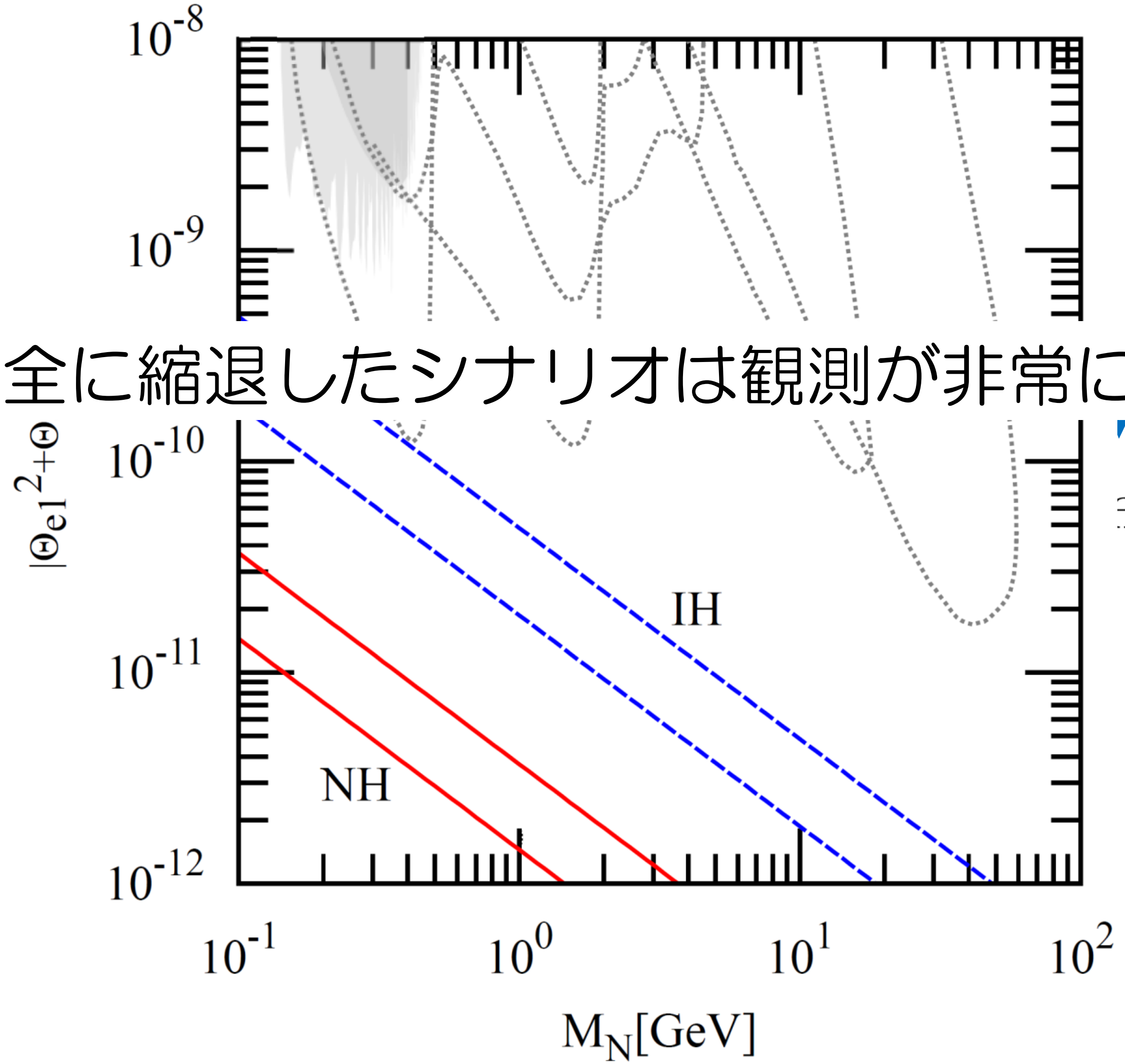
解析結果

縮退した右巻きニュートリノのシナリオ $(M_1 = M_2 = M_N)$



解析結果

縮退した右巻きニュートリノのシナリオ $(M_1 = M_2 = M_N)$

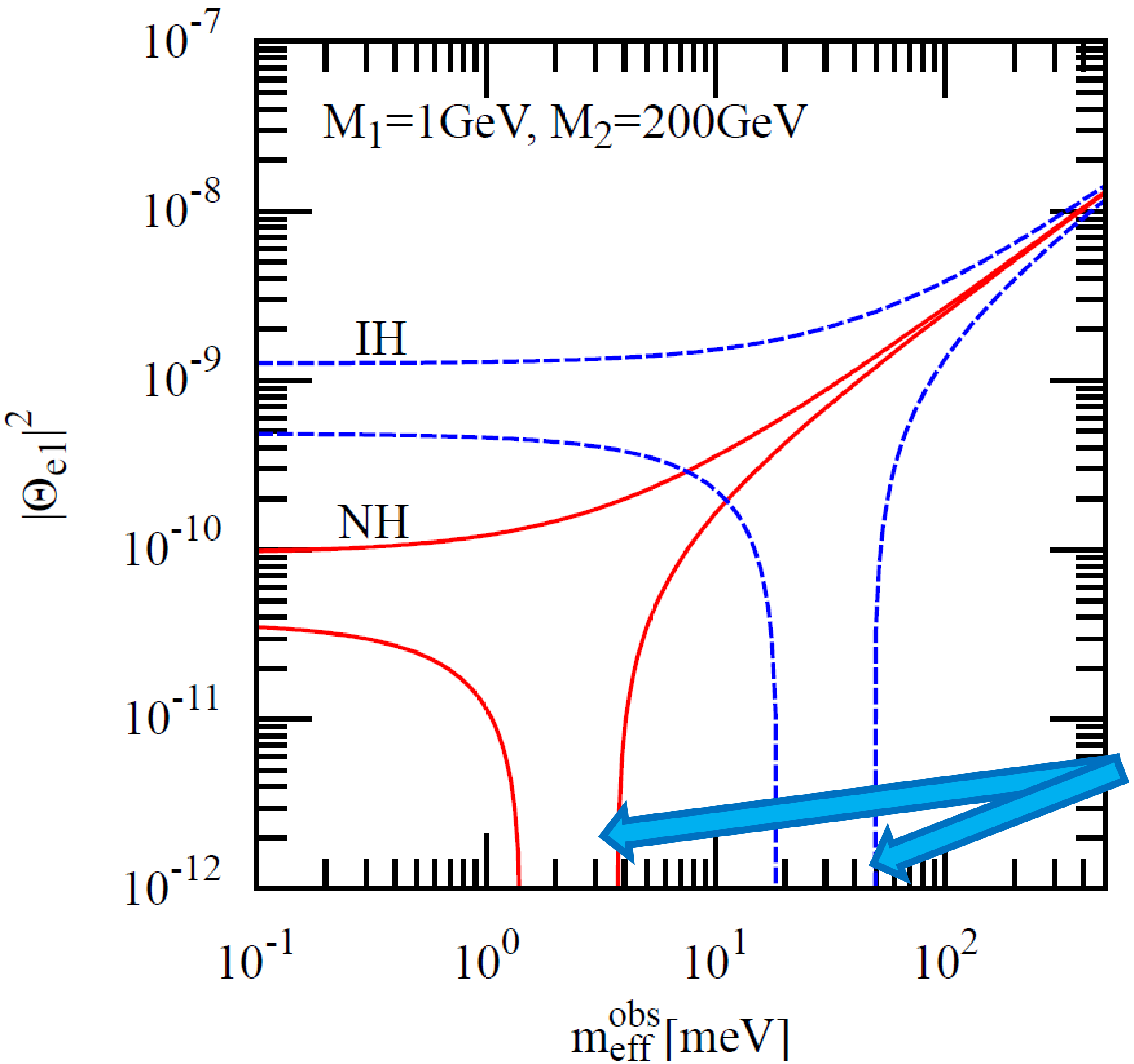


完全に縮退したシナリオは観測が非常に難しい

$+ 2M_N \left(\Theta_{e1}^2 + \Theta_{e2}^2\right)$

解析結果

M$_1$=1 GeVと固定したとき

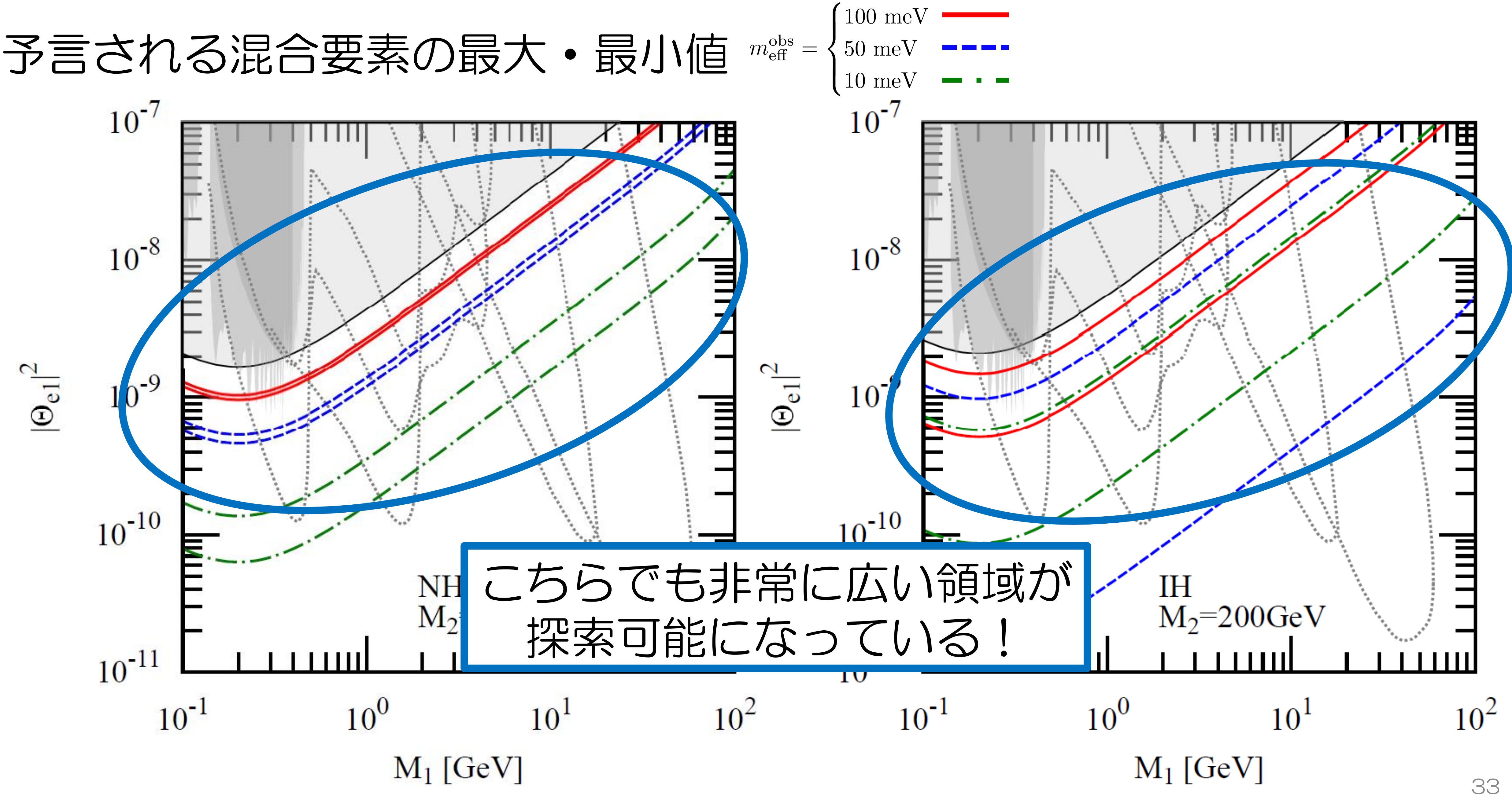


$$m_{\rm eff} = m_{\rm eff}^{\nu}\left[1 - f_\beta(M_2)\right]$$

$$|m_{\rm eff}^{\nu}| = \begin{cases} 1.45\text{–}3.68 \text{ meV} \\ 18.6\text{–}48.4 \text{ meV} \end{cases}$$

解析結果

予言される混合要素の最大・最小値

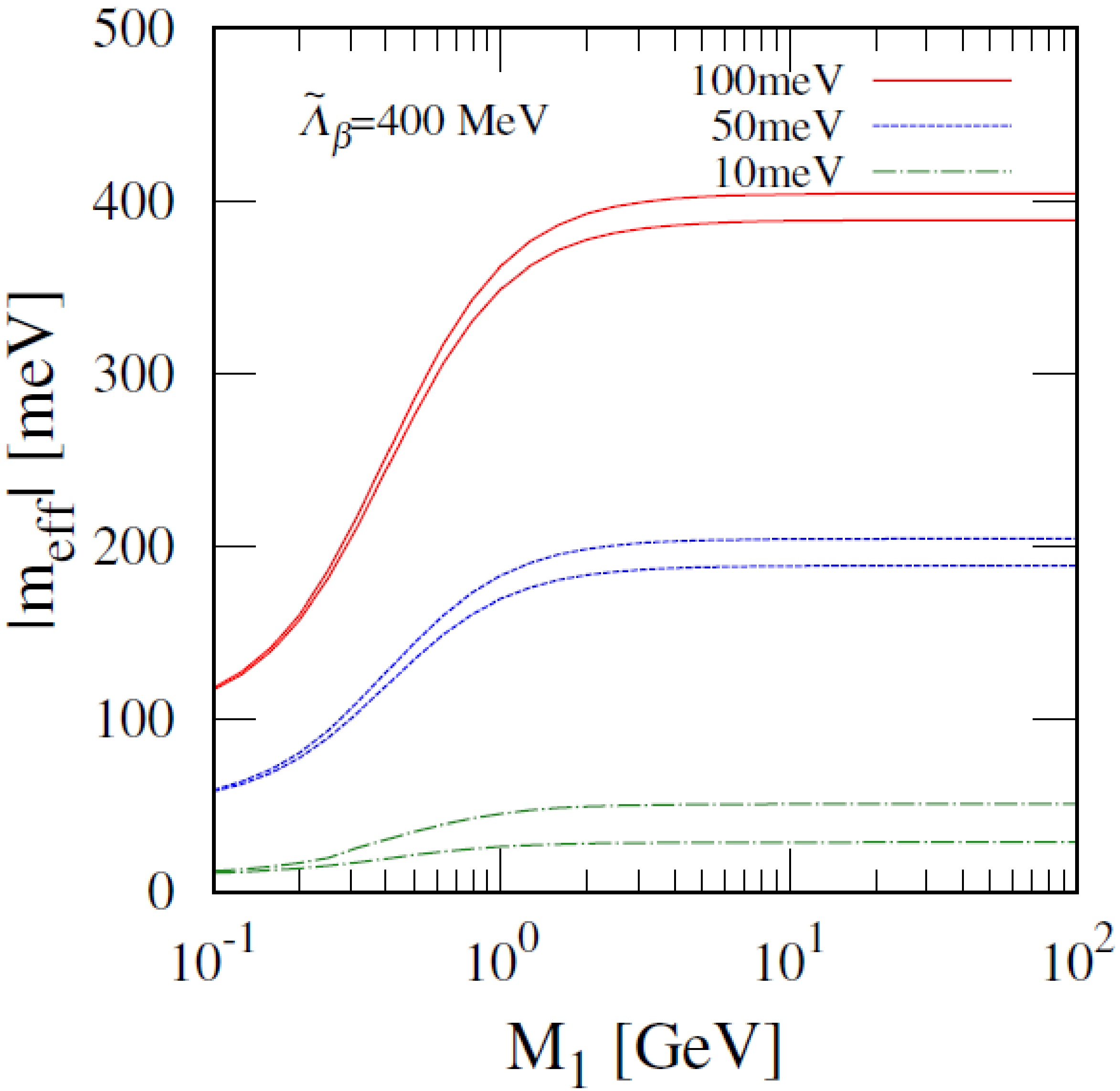


解析結果

Λ_βの違いによる有効質量の違い

別の原子核での

$$\tilde{m}_{\rm eff} = \Big[1 - \tilde{f}$$



$$\frac{M_1) - \tilde{f}_\beta(M_2)}{M_1) - f_\beta(M_2)}$$

$$= \frac{\tilde{\Lambda}_\beta^2}{\Lambda_\beta^2} \frac{\left(\Lambda_\beta^2 + M_1^2\right)\left(\Lambda_\beta^2 + M_2^2\right)}{\left(\tilde{\Lambda}_\beta^2 + M_1^2\right)\left(\tilde{\Lambda}_\beta^2 + M_2^2\right)}$$

4. まとめ

まとめ

(軽い)右巻きニュートリノによる標準模型の拡張は魅力的！

- アクティブニュートリノの質量
- 宇宙バリオン数非対称の起源

2つの右巻きでOK

- (暗黒物質候補)

素朴に右巻きニュートリノを導入すると$0\nu\beta\beta$崩壊が期待される

- 悲観的シナリオ
- 楽観的シナリオ

2つの右巻きのうち1つが十分に寄与

いずれの場合も予言される混合要素は広く将来実験で観測され得る大きさになっている

右巻きニュートリノの観測から逆にマヨラナ位相の情報が抜き出せる？

ご清聴ありがとうございます

混合角の和の解析解(m_{eff}=0の時)

$$
|\Theta_1|^2 = \begin{cases} \dfrac{1}{M_1}\left[\dfrac{m_3+m_2}{2}\left(\zeta^2+1\right)^{1/2} \pm \dfrac{m_3-m_2}{2}\dfrac{1-|A|^2}{\sqrt{(1-|A|^2)^2+4\mathrm{Re}A^2}}\right] & \text{for the NH case} \\ \dfrac{1}{M_1}\left[\dfrac{m_2+m_1}{2}\left(\zeta^2+1\right)^{1/2} \pm \dfrac{m_2-m_1}{2}\dfrac{1-|A|^2}{\sqrt{(1-|A|^2)^2+4\mathrm{Re}A^2}}\right] & \text{for the IH case} \end{cases},
$$

ここで、

$$
\zeta = 2\frac{(1+\delta_f^2)\mathrm{Im}A \pm \delta_f(1+|A|^2)}{(1-\delta_f^2)\sqrt{(1-|A|^2)^2+4\mathrm{Re}A^2}}\,, \qquad \left(A = \begin{cases} \dfrac{U_{e3}m_3^{1/2}}{U_{e2}m_2^{1/2}} & \text{for the NH case} \\ \dfrac{U_{e2}m_2^{1/2}}{U_{e1}m_1^{1/2}} & \text{for the IH case} \end{cases} \right)
$$