第２９回宇宙ニュートリノ研究会「大気ニュートリノ」
２０１６年2月２０日（土）
東京大学宇宙線研究所

Constraints on the NonStandard Interaction in Propagation from Atmospheric Neutrinos

首都大理工　深澤信也

共同研究者：首都大理工　安田修

Based on Advances in High Energy Physics, vol. 2015, Article ID 820941

Outline

1. ニュートリノ振動の現状とこれから
2. Non-Standard Interaction(NSI)の導入
3. SKとHKにおける物質効果的なNSIへの感度
4. 結論

Outline

1. ニュートリノ振動の現状とこれから
2. Non-Standard Interaction(NSI)の導入
3. SKとHKにおける物質効果的なNSIへの感度
4. 結論

3vニュートリノ振動の現状

フレーバー固有状態　　　　　　　　　　質量固有状態

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = U(\theta_{12}, \theta_{13}, \theta_{23}, \delta_{cp}) \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix}$$

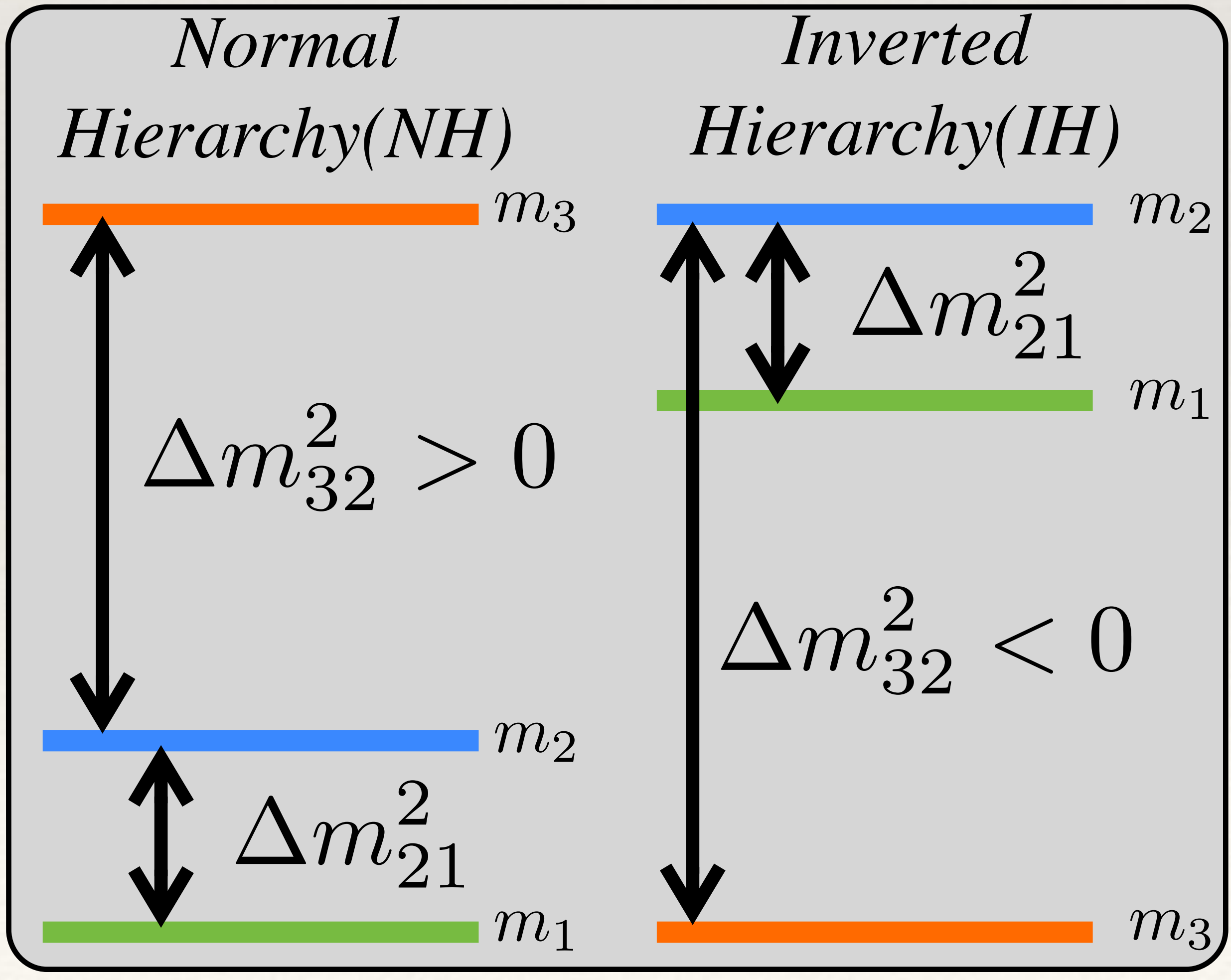
$\theta_{12}, \Delta m^2_{21}$:太陽ニュートリノ

$\theta_{23}, \Delta m^2_{32}$:大気ニュートリノ

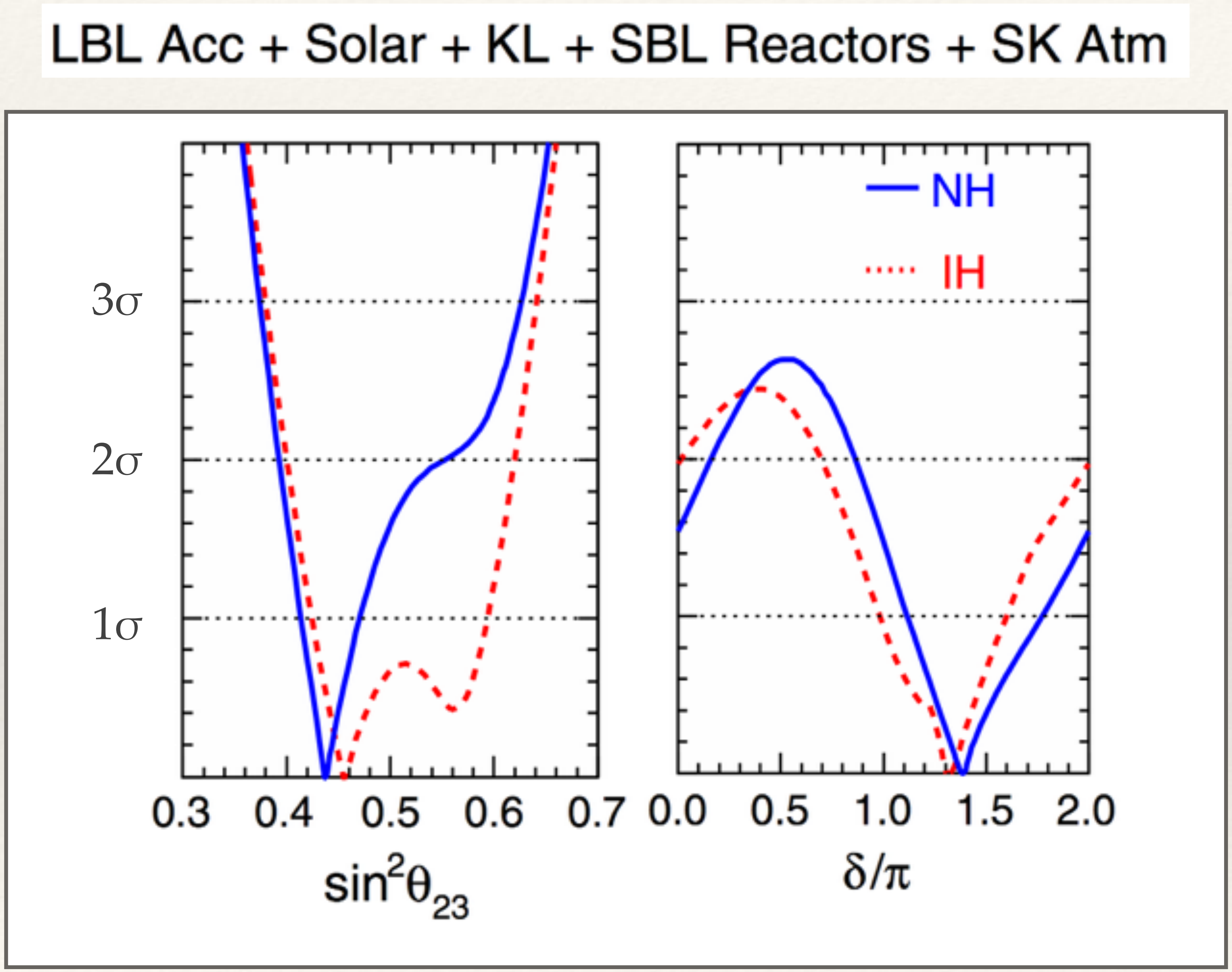
θ_{13} : 原子炉ニュートリノ

δ_{cp}:将来の大強度ビーム実験？

3vの枠組みはかなりの精度で確立されている



3νニュートリノ振動のこれから



F. Capozzi et al., PHYSICAL REVIEW D 89, 093018 (2014)

未決定の値

δ_{cp}

$\pi/4 - \theta_{23}$

$\mathrm{sign}(\Delta m^2_{32})$

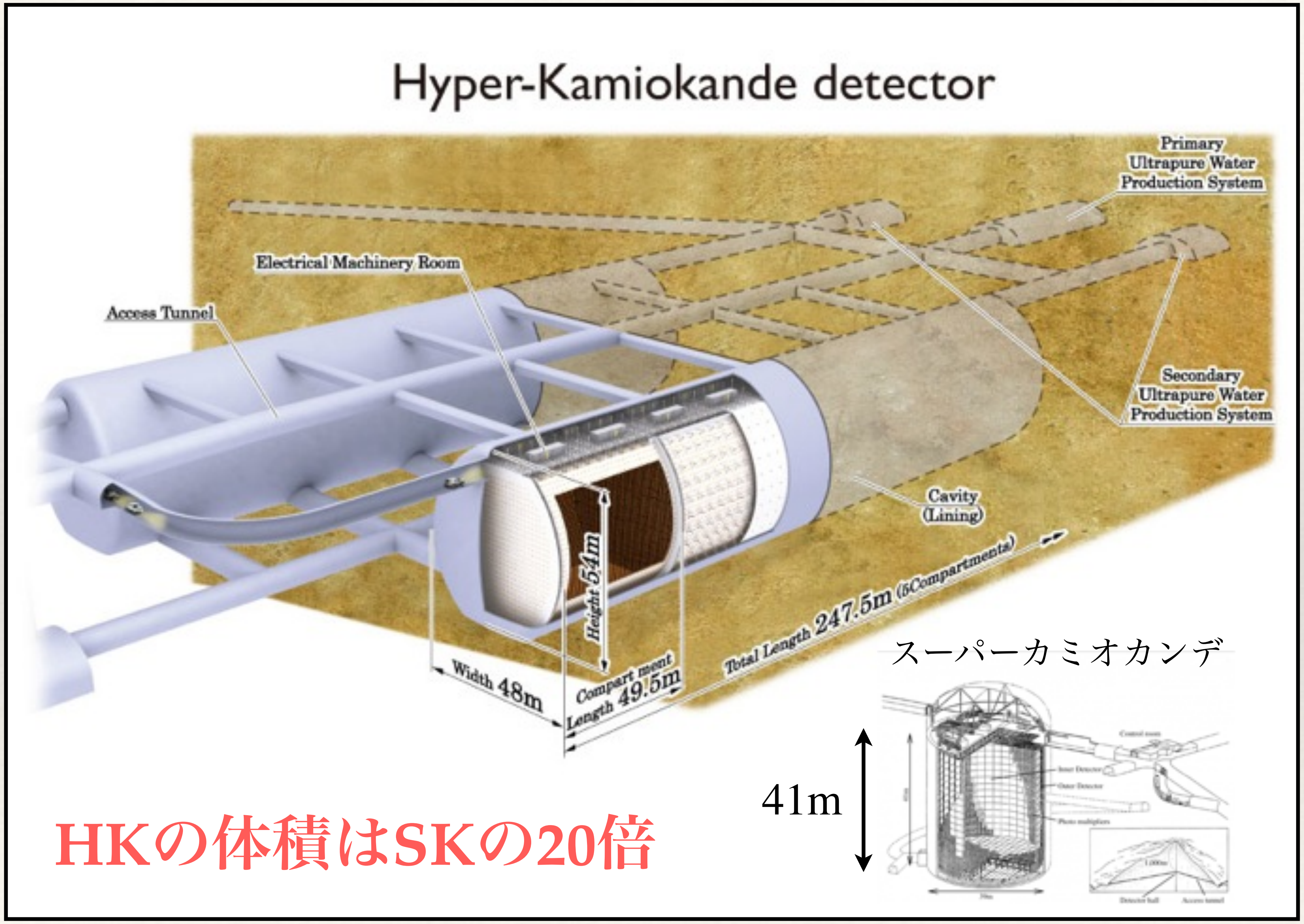
これからは

精密測定の時代

SMからのずれをみて

新物理の探索

本研究の狙い



新物理：NSI

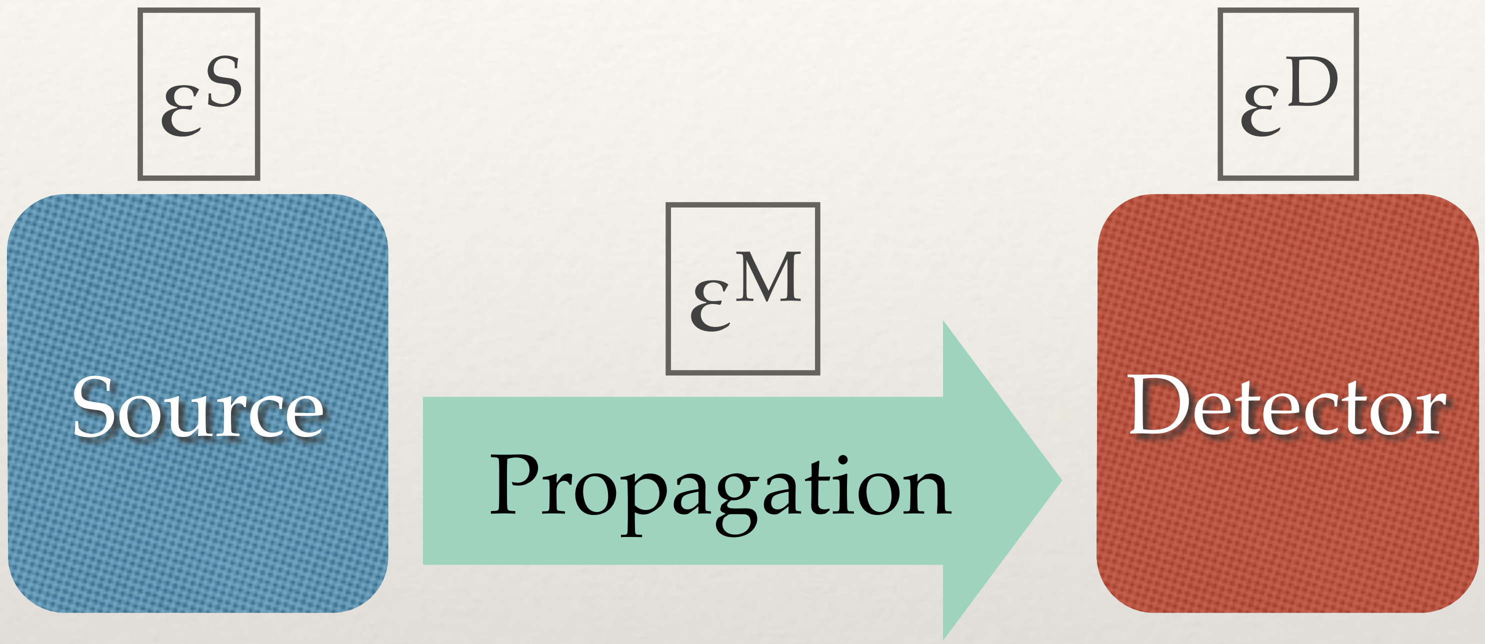
1.NSIに対する実験からの制限が弱い

2.HKにおけるNSIへの感度を調べる

Outline

1. ニュートリノ振動の現状とこれから
2. Non-Standard Interaction(NSI)の導入
3. SKとHKにおける物質効果的なNSIへの感度
4. 結論

Non-Standard Interaction(NSI)



NSI

・CC-like相互作用(ε^S,ε^D)　～1%

→　無視

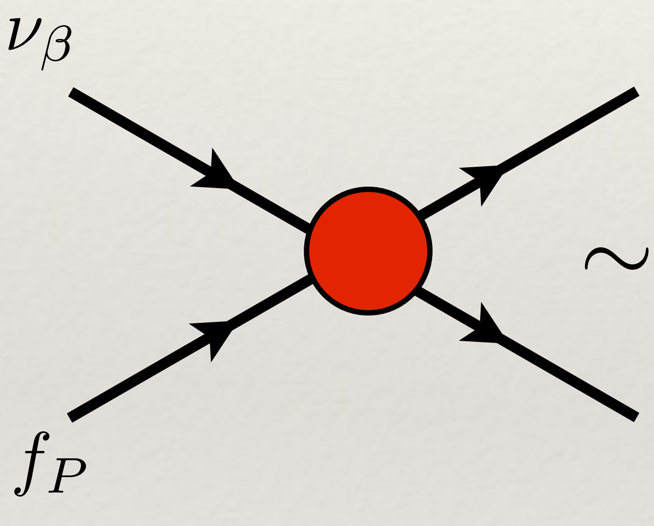
・NC-like相互作用(ε^M)　～100%

SMと比べたNSIの可能な値

NSI Lagrangianと物質効果

現象論的に4フェルミ相互作用のNSIを導入→モデルによらない形

$$\mathcal{L}_{NP} = -2\sqrt{2}G_F[\bar{\nu}_\alpha \gamma^\mu \nu_\beta][\epsilon^{f_L}_{\alpha\beta}\bar{f}_L\gamma_\mu f_L + \epsilon^{f_R}_{\alpha\beta}\bar{f}_R\gamma_\mu f_R].$$



$\sim \epsilon^{f_P}_{\alpha\beta} G_F$

Non-Standard Interactions

G_f ：フェルミ結合定数

$\epsilon^{f_P}_{\alpha\beta}$ ： NSI

$\alpha, \beta = e, \mu, \tau \qquad f = e, d, u$

$$i\frac{d}{dt}\begin{pmatrix}\nu_e\\ \nu_\mu\\ \nu_\tau\end{pmatrix} = [U\mathcal{E}U^{-1} + \mathcal{A} + \mathcal{A}_{\mathcal{NP}}]\begin{pmatrix}\nu_e\\ \nu_\mu\\ \nu_\tau\end{pmatrix}$$

$\mathcal{E} = \mathrm{diag}(E_1, E_2, E_3)$

U:PMNS行列

物質効果が変更を受ける

NSIへの制限

$$\mathcal{L}_{NP} = -2\sqrt{2}G_F[\bar{\nu}_\alpha \gamma^\mu \nu_\beta][\epsilon^{f_L}_{\alpha\beta}\bar{f}_L\gamma_\mu f_L + \epsilon^{f_R}_{\alpha\beta}\bar{f}_R\gamma_\mu f_R]$$

$$\mathcal{A}_{NP} = A_{\mathrm{CC}} \begin{pmatrix} \epsilon_{ee} & \epsilon_{e\mu} & \epsilon_{e\tau} \\ \epsilon^*_{e\mu} & \epsilon_{\mu\mu} & \epsilon_{\mu\tau} \\ \epsilon^*_{e\tau} & \epsilon^*_{\mu\tau} & \epsilon_{\tau\tau} \end{pmatrix} \qquad \epsilon_{\alpha\beta} = \sum_{P=L,R}\sum_{f=e,u,d} \epsilon^{f_P}_{\alpha\beta} n_f / n_e$$

$$A_{\mathrm{CC}} = \sqrt{2}G_F n_e$$

n_f : 数密度

NSIへの制限(大気νの場合)

Friedland-Lunardini
Phys. Rev. D 70, 111301(R) (2004)

Carla Biggio et al. JHEP08(2009)090

○部分は改善の余地あり

$$\begin{pmatrix} |\epsilon_{ee}| < 4 \times 10^0 & |\epsilon_{e\mu}| < 3 \times 10^{-1} & |\epsilon_{e\tau}| < 3 \times 10^0 \\ & |\epsilon_{\mu\mu}| < 7 \times 10^{-2} & |\epsilon_{\mu\tau}| < 3 \times 10^{-1} \\ & & |\epsilon_{\tau\tau}| < 2 \times 10^1 \end{pmatrix}$$

$$|\epsilon_{e\mu}| \ll 1, \ |\epsilon_{\mu\mu}| \ll 1, \ |\epsilon_{\tau\mu}| \ll 1$$

高エネルギー
大気νより

$$\epsilon_{\tau\tau} \simeq \frac{|\epsilon_{e\tau}|^2}{1 + \epsilon_{ee}}$$

高エネルギー大気νからNSIについて言えること

標準2世代の場合

$$1 - P(\nu_\mu \longrightarrow \nu_\mu) \sim \sin^2 2\theta_{\mathrm{atm}} \sin^2\left(\frac{\Delta m^2_{\mathrm{atm}} L}{4E}\right) \propto \frac{1}{E^2}$$

標準3世代の場合も$1/E^2$に比例

3世代 with NSIの場合

$$1 - P(\nu_\mu \longrightarrow \nu_\mu) \simeq c_0 + \frac{c_1}{E} + \mathcal{O}\left(\frac{1}{E^2}\right)$$

Oki-Yasuda PRD82 ('10) 073009

$c_0 << 1$ $\rightarrow |\epsilon_{e\mu}| \ll 1,\ |\epsilon_{\mu\mu}| \ll 1,\ |\epsilon_{\tau\mu}| \ll 1$

$c_1 << 1$ $\rightarrow \quad \epsilon_{\tau\tau} \simeq \dfrac{|\epsilon_{e\tau}|^2}{1+\epsilon_{ee}}$

$c_0 << 1$, $c_1 << 1$ならば、NSIが存在しても実験結果と矛盾しない

$\epsilon_{\tau\tau} \simeq \frac{|\epsilon_{e\tau}|^2}{1+\epsilon_{ee}}$の意味についてもう少し

物質効果が"標準的"にみえるようなフレイバー基底を取り直す

$$\mathcal{A}+\mathcal{A}_{\mathrm{NP}} = A_{CC}\begin{pmatrix} 1+\epsilon_{ee} & 0 & \epsilon_{e\tau} \\ 0 & 0 & 0 \\ \epsilon_{e\tau}^* & 0 & \epsilon_{\tau\tau} \end{pmatrix} = \mathcal{O}\begin{pmatrix} \lambda'_e & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \lambda'_\tau \end{pmatrix}\mathcal{O}^\dagger$$

$$\mathcal{O} = \begin{pmatrix} \cos\beta & 0 & -e^{i\phi}\sin\beta \\ 0 & 1 & 0 \\ e^{-i\phi}\sin\beta & 0 & \cos\beta \end{pmatrix}$$

$$\lambda'_e = A_{cc}(1+\epsilon_{ee}+\epsilon_{\tau\tau}+\sqrt{(1+\epsilon_{ee}-\epsilon_{\tau\tau})^2+4|\epsilon_{e\tau}|^2})$$

$$\lambda'_\tau = A_{cc}(1+\epsilon_{ee}+\epsilon_{\tau\tau}-\sqrt{(1+\epsilon_{ee}-\epsilon_{\tau\tau})^2+4|\epsilon_{e\tau}|^2})$$

$$\tan 2\beta = \frac{2|\epsilon_{e\tau}|}{(1+\epsilon_{ee}-\epsilon_{\tau\tau})}$$

$$\phi = arg(\epsilon_{e\tau})$$

新しい基底でのDirac方程式は

$$i\frac{d}{dt}\begin{pmatrix} \nu'_e \\ \nu_\mu \\ \nu'_\tau \end{pmatrix} = \left[U'\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{\Delta m^2_{21}}{2E} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{\Delta m^2_{31}}{2E} \end{pmatrix}U'^\dagger + \begin{pmatrix} \lambda'_e & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \lambda'_\tau \end{pmatrix}\right]\begin{pmatrix} \nu'_e \\ \nu_\mu \\ \nu'_\tau \end{pmatrix}$$

$$U' = \mathcal{O}^\dagger U$$

$$\begin{pmatrix} \nu'_e \\ \nu_\mu \\ \nu'_\tau \end{pmatrix} = \mathcal{O}^\dagger\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix}$$

$\lambda'\tau \sim 0$ ⇔ $\epsilon_{\tau\tau} \simeq \frac{|\epsilon_{e\tau}|^2}{1+\epsilon_{ee}}$

$\nu_\mu \Leftrightarrow \nu'_\tau$間の振動になり、標準的な2世代振動のような振る舞いを示す

新しい基底を取ったことによる真空振動パラメーターへの影響

$\theta_{13}, \Delta m^2_{21} \to 0$のとき

$$P(\nu_\mu \to \nu_\tau{}') = \sin^2 2\theta_m \sin^2(\Delta_m L)$$

$$\tan 2\theta_m = \frac{2 s_{2\theta} c_\beta}{c_{2\theta}(1+c_\beta^2) - s_\beta^2 + \lambda_{\tau'}/\Delta}$$

$$\Delta_m = \frac{\Delta}{2}\left[\left(c_{2\theta}(1+c_\beta^2) - s_\beta^2 + \frac{\lambda_{\tau'}}{\Delta}\right)^2 + 4 s_{2\theta}^2 c_\beta^2\right]^{\frac{1}{2}}$$

小さな混合角
大きな質量二乗差

低エネルギーでは物質効果(or NSI)が効かず、”真空振動パラメーター”が測られているので
θmとΔmはそれらの値と矛盾しないようなものでないといけない。

$$\theta_m \simeq \pi/4$$
$$\lambda_{\tau'} \simeq 0$$

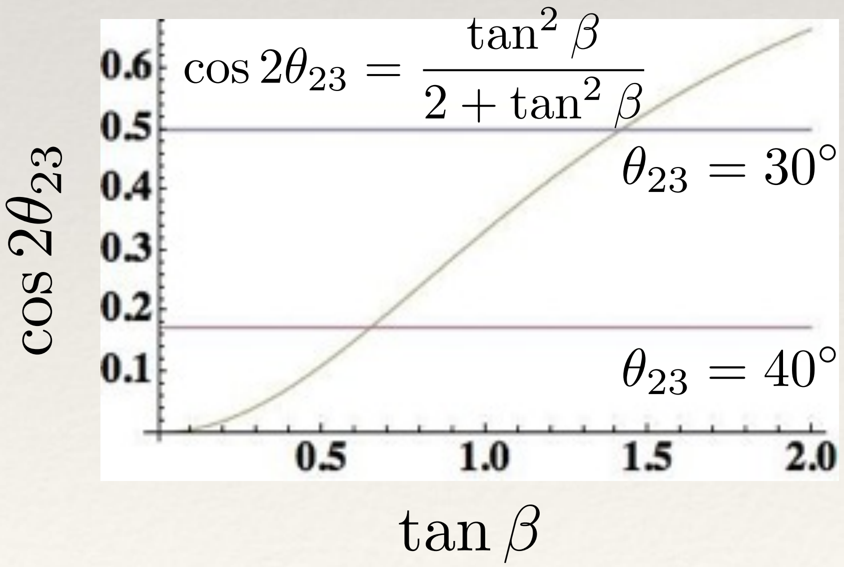
のとき、真空振動パラメーターはβを用いて

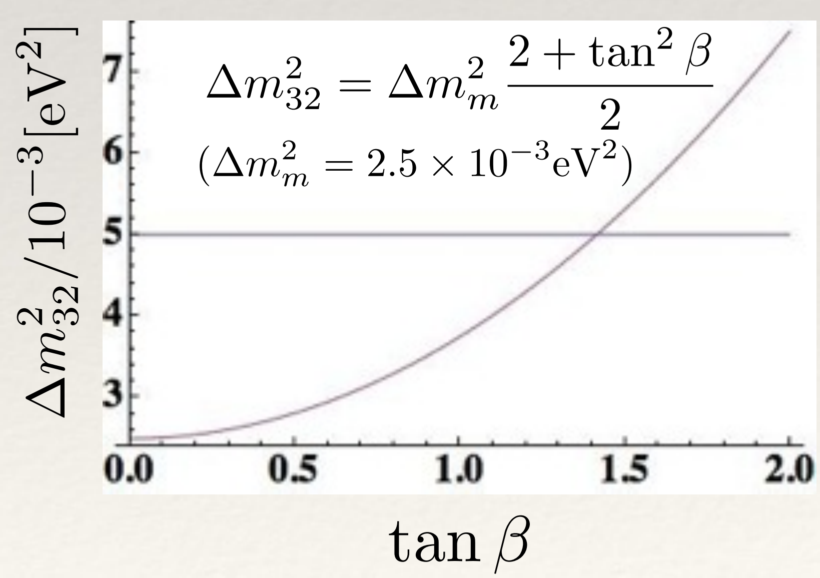
$$\cos 2\theta_{23} \simeq s_\beta^2/(1+c_\beta^2)$$
$$\Delta m_{32}^2 \simeq \Delta m_m^2 (1+\cos^{-2}\beta)/2$$

$$|\tan\beta| \equiv \frac{|\epsilon_{e\tau}|}{|1+\epsilon_{ee}|} < 1.5 (@2.5\sigma)$$
$$\Delta m^2_{max} = 5.0 \times 10^{-3}\,\mathrm{eV}^2$$
$$\theta_{min} = 0.52$$
Friedland-Lunardini Phys. Rev. D 72, 053009 (2005)

$$\epsilon_{\tau\tau} \simeq \frac{|\epsilon_{e\tau}|^2}{1+\epsilon_{ee}}$$

ならば全部OKというわけでもない





NSIへの制限のまとめ

NSIの仮定:

$$\begin{pmatrix} \epsilon_{ee} & \epsilon_{e\mu} & \epsilon_{e\tau} \\ \epsilon_{e\mu}^* & \epsilon_{\mu\mu} & \epsilon_{\mu\tau} \\ \epsilon_{e\tau}^* & \epsilon_{\mu\tau}^* & \epsilon_{\tau\tau} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \epsilon_{ee} & 0 & |\epsilon_{e\tau}|e^{i\phi} \\ 0 & 0 & 0 \\ |\epsilon_{e\tau}|e^{-i\phi} & 0 & \frac{|\epsilon_{e\tau}|^2}{1+\epsilon_{ee}} \end{pmatrix}$$

terrestrial experiments

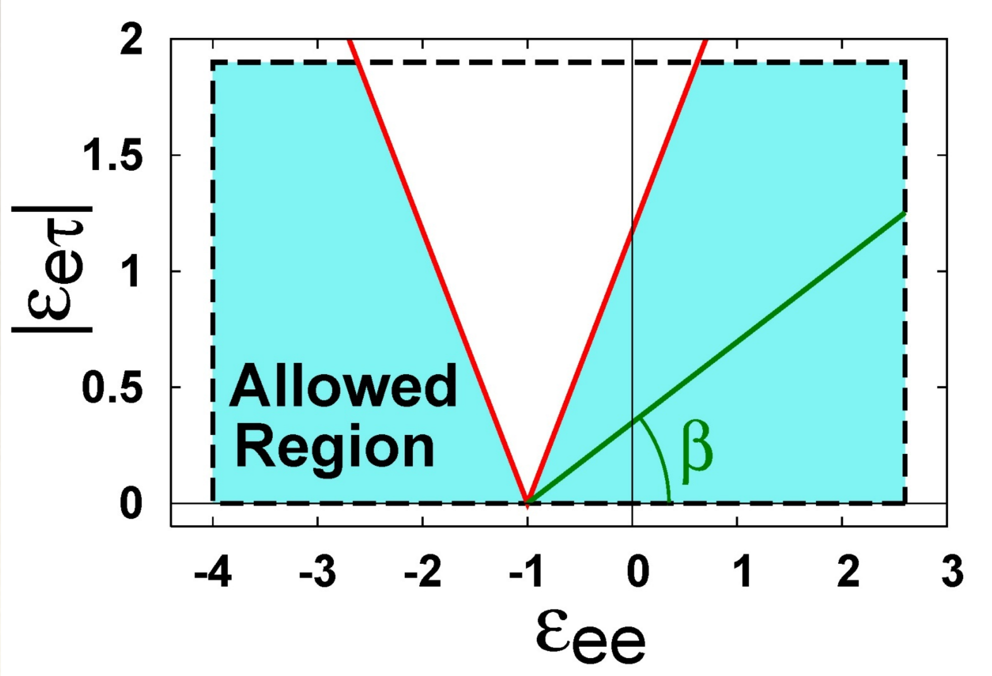
high energy atmospheric neutrino

$|\varepsilon_{ee}| \leqq 4$, $|\varepsilon_{e\tau}| \leqq 2$, $0 \leqq \phi < 2\pi$

$$|\tan\beta| \equiv \frac{|\epsilon_{e\tau}|}{|1+\epsilon_{ee}|}$$

に対する制限

(ε_{ee}, $|\varepsilon_{e\tau}|$)平面での許容領域



Outline

1. ニュートリノ振動の現状とこれから
2. Non-Standard Interaction(NSI)の導入
3. SKとHKにおける物質効果的なNSIへの感度
4. 結論

解析方法@SK

$$\chi^2 = \min_{\theta_{23},|\Delta m^2_{32}|,\delta,\arg(\epsilon_{e\tau})} \left(\chi^2_{\mathrm{sub-GeV}} + \chi^2_{\mathrm{multi-GeV}} + \chi^2_{\mathrm{upward}}\right)$$

$$\chi^2(\epsilon_{ee}, |\epsilon_{e\tau}|) = \min[\sum_j \frac{\{N_j^0(\epsilon_{ee}, \epsilon_{e\tau}) - N_j(data)\}^2}{\sigma_j^2}]$$

data:SK 4438 days

パラメーター

固定：$\theta_{12},\theta_{13},\Delta m^2_{21}$ $(\sin^2 2\theta_{12}=0.86, \sin^2 2\theta_{13}=0.1, \Delta m^2_{21}=7.6\times10^{-5}\mathrm{eV}^2)$

最適化: $\theta_{23}, \Delta m^2_{31}, \delta, \arg(\varepsilon_{e\tau})$

Based on O. Yasuda, Phys. Rev. D 58, 091301(R) (1998)

χ^2 - energy rate解析

$$\chi^2_{\text{sub-GeV}} = \min_{\alpha_s,\beta' s}\left[\frac{\beta_{s1}^2}{\sigma_{\beta s1}^2}+\frac{\beta_{s2}^2}{\sigma_{\beta s2}^2}\right.$$

$$+\sum_{j=1}^{10}\left\{\frac{1}{n_j^s(e)}\left[\alpha_s\left(1-\frac{\beta_{s1}}{2}+\frac{\beta_{s2}}{2}\right)N_j^s(\nu_e\longrightarrow\nu_e)+\alpha_s\left(1+\frac{\beta_{s1}}{2}+\frac{\beta_{s2}}{2}\right)N_j^s(\nu_\mu\longrightarrow\nu_e)+\alpha_s\left(1-\frac{\beta_{s1}}{2}-\frac{\beta_{s2}}{2}\right)N_j^s(\bar\nu_e\longrightarrow\bar\nu_e)+\alpha_s\left(1+\frac{\beta_{s1}}{2}-\frac{\beta_{s2}}{2}\right)N_j^s(\bar\nu_\mu\longrightarrow\bar\nu_e)-n_j^s(e)\right]^2\right.$$

$$\left.\left.+\frac{1}{n_j^s(\mu)}\left[\alpha_s\left(1-\frac{\beta_{s1}}{2}+\frac{\beta_{s2}}{2}\right)N_j^s(\nu_e\longrightarrow\nu_\mu)+\alpha_s\left(1+\frac{\beta_{s1}}{2}+\frac{\beta_{s2}}{2}\right)N_j^s(\nu_\mu\longrightarrow\nu_\mu)+\alpha_s\left(1-\frac{\beta_{s1}}{2}-\frac{\beta_{s2}}{2}\right)N_j^s(\bar\nu_e\longrightarrow\bar\nu_\mu)+\alpha_s\left(1+\frac{\beta_{s1}}{2}-\frac{\beta_{s2}}{2}\right)N_j^s(\bar\nu_\mu\longrightarrow\bar\nu_\mu)-n_j^s(\mu)\right]^2\right\}\right],$$

$$\chi^2_{\text{multi-GeV}} = \min_{\alpha_m,\beta' s}\left[\frac{\beta_{m1}^2}{\sigma_{\beta m1}^2}+\frac{\beta_{m2}^2}{\sigma_{\beta m2}^2}\right.$$

$$+\sum_{j=1}^{10}\left\{\frac{1}{n_j^m(e)}\left[\alpha_s\left(1-\frac{\beta_{m1}}{2}+\frac{\beta_{m2}}{2}\right)N_j^m(\nu_e\longrightarrow\nu_e)+\alpha_s\left(1+\frac{\beta_{m1}}{2}+\frac{\beta_{m2}}{2}\right)N_j^m(\nu_\mu\longrightarrow\nu_e)+\alpha_s\left(1-\frac{\beta_{m1}}{2}-\frac{\beta_{m2}}{2}\right)N_j^m(\bar\nu_e\longrightarrow\bar\nu_e)+\alpha_s\left(1+\frac{\beta_{m1}}{2}-\frac{\beta_{m2}}{2}\right)N_j^m(\bar\nu_\mu\longrightarrow\bar\nu_e)-n_j^m(e)\right]^2\right.$$

$$\left.\left.+\frac{1}{n_j^m(\mu)}\left[\alpha_s\left(1-\frac{\beta_{m1}}{2}+\frac{\beta_{m2}}{2}\right)N_j^m(\nu_e\longrightarrow\nu_\mu)+\alpha_s\left(1+\frac{\beta_{m1}}{2}+\frac{\beta_{m2}}{2}\right)N_j^m(\nu_\mu\longrightarrow\nu_\mu)+\alpha_s\left(1-\frac{\beta_{m1}}{2}-\frac{\beta_{m2}}{2}\right)N_j^m(\bar\nu_e\longrightarrow\bar\nu_\mu)+\alpha_s\left(1+\frac{\beta_{m1}}{2}-\frac{\beta_{m2}}{2}\right)N_j^m(\bar\nu_\mu\longrightarrow\bar\nu_\mu)-n_j^m(\mu)\right]^2\right\}\right],$$

$$\chi^2_{\text{upward}} = \min_{\alpha_u}\left\{\frac{\alpha_u^2}{\sigma_\alpha^2}+\sum_{j=1}^{10}\frac{1}{n_j^u(\mu)}\left[\alpha_u N_j^u(\nu_e\longrightarrow\nu_\mu)+\alpha_u N_j^u(\nu_\mu\longrightarrow\nu_\mu)+\alpha_u N_j^u(\bar\nu_e\longrightarrow\bar\nu_\mu)+\alpha_u N_j^u(\bar\nu_\mu\longrightarrow\bar\nu_\mu)-n_j^u(\mu)\right]^2\right\}.$$

$\sigma_{\beta s1(2)}$:sub-GeVにおけるν_e-ν_μ(ν-反ν)

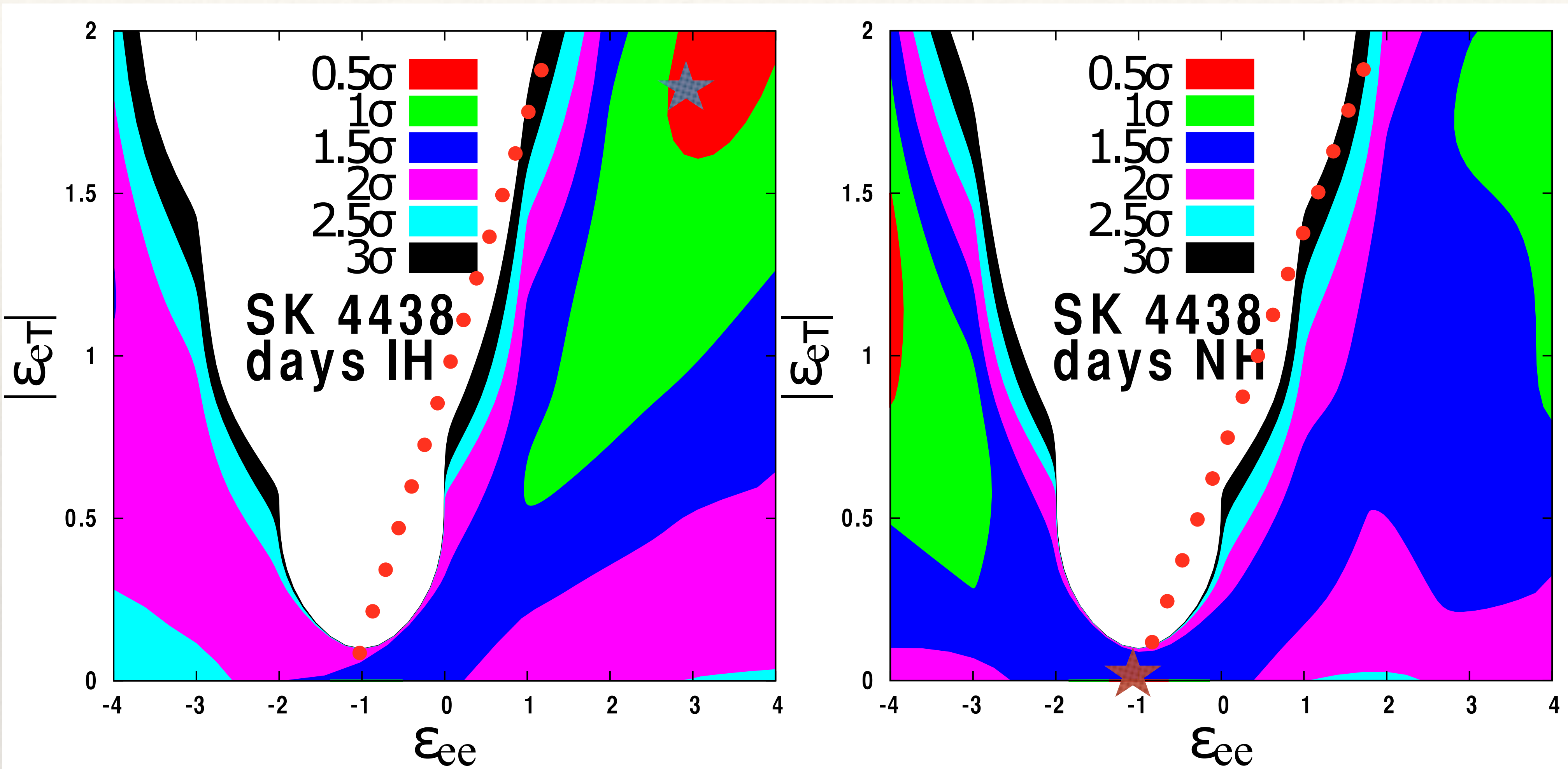
$\sigma_{\beta m1(2)}$:multi-GeVにおけるν_e-ν_μ(ν-反ν)

$\sigma_{\alpha s}$:sub-GeVのflux

$\sigma_{\alpha m}$:multi-GeVのflux

$\sigma_{\alpha u}$:upward-going μのflux

NSIへの感度(SK)



χ^2_{std}-χ^2_{best}=2.7(3.4)
→1.1σ(1.3σ)
for NH(IH)

$$|\tan\beta| \equiv \frac{|\epsilon_{e\tau}|}{|1+\epsilon_{ee}|}$$

<0.8(@2.5σ)

best-fit

★ (ε_{ee},|$\varepsilon_{e\tau}$|)=(3.0,1.7)
★ (ε_{ee},|$\varepsilon_{e\tau}$|)=(-1.0,0.0)

・best-fitが標準的な場合でない主な原因は
rate解析による、低エネルギーと高エネルギーの情報の相殺が考えられる
・|tanβ|の制限は改善

解析方法@HK

$$\chi^2 = \min_{\theta_{23},|\Delta m^2_{32}|,\delta,\arg(\epsilon_{e\tau})} \left(\chi^2_{\text{sub-GeV}} + \chi^2_{\text{multi-GeV}} + \chi^2_{\text{upward}}\right)$$

$$\chi^2(\epsilon_{ee},|\epsilon_{e\tau}|) = \min[\sum_j \frac{\{N_j^0(\epsilon_{ee},\epsilon_{e\tau}) - N_j(standard)\}^2}{\sigma_j^2}]$$

HK 4438 days

#events@HK = 20 × #events@SK (std. case is assumed)

パラメーター

固定：$\theta_{12},\theta_{13},\Delta m^2_{21}$ ($\sin^2 2\theta_{12}=0.86$, $\sin^2 2\theta_{13}=0.1$, $\Delta m^2_{21}=7.6\times10^{-5}\mathrm{eV}^2$)

最適化: θ_{23}, Δm^2_{31} , δ, $\arg(\varepsilon_{e\tau})$

Based on O. Yasuda, Phys. Rev. D 58, 091301(R) (1998)

χ^2 - energy spectrum解析

$$
\begin{aligned}
&\chi^2_{\text{sub-GeV}}\\
&= \min_{\alpha_s,\beta's,\gamma's}\Bigg[\frac{\beta_{s1}^2}{\sigma_{\beta s1}^2}+\frac{\beta_{s2}^2}{\sigma_{\beta s2}^2}+\frac{\gamma_{L1}^2}{\sigma_{\gamma L1}^2}+\frac{\gamma_{L2}^2}{\sigma_{\gamma L2}^2}+\frac{\gamma_{H1}^2}{\sigma_{\gamma H1}^2}+\frac{\gamma_{H2}^2}{\sigma_{\gamma H2}^2}\\
&\quad+\sum_{A=L,H}\sum_{j=1}^{10}\Bigg\{\frac{1}{n^s_{Aj}(e)}\Bigg[\alpha_s\left(1-\frac{\beta_{s1}}{2}+\frac{\beta_{s2}}{2}+\frac{\gamma^j_{A1}}{2}\right)N^s_{Aj}(\nu_e\to\nu_e)\\
&\quad+\alpha_s\left(1+\frac{\beta_{s1}}{2}+\frac{\beta_{s2}}{2}+\frac{\gamma^j_{A1}}{2}\right)N^s_{Aj}(\nu_\mu\to\nu_e)\\
&\quad+\alpha_s\left(1-\frac{\beta_{s1}}{2}-\frac{\beta_{s2}}{2}+\frac{\gamma^j_{A1}}{2}\right)N^s_{Aj}(\bar\nu_e\to\bar\nu_e)\\
&\quad+\alpha_s\left(1+\frac{\beta_{s1}}{2}-\frac{\beta_{s2}}{2}+\frac{\gamma^j_{A1}}{2}\right)N^s_{Aj}(\bar\nu_\mu\to\bar\nu_e)-n^s_{Aj}(e)\Bigg]^2\\
&\quad+\frac{1}{n^s_{Aj}(\mu)}\Bigg[\alpha_s\left(1-\frac{\beta_{s1}}{2}+\frac{\beta_{s2}}{2}+\frac{\gamma^j_{A2}}{2}\right)N^s_{Aj}(\nu_e\to\nu_\mu)\\
&\quad+\alpha_s\left(1+\frac{\beta_{s1}}{2}+\frac{\beta_{s2}}{2}+\frac{\gamma^j_{A2}}{2}\right)N^s_{Aj}(\nu_\mu\to\nu_\mu)\\
&\quad+\alpha_s\left(1-\frac{\beta_{s1}}{2}-\frac{\beta_{s2}}{2}+\frac{\gamma^j_{A2}}{2}\right)N^s_{Aj}(\bar\nu_e\to\bar\nu_\mu)\\
&\quad+\alpha_s\left(1+\frac{\beta_{s1}}{2}-\frac{\beta_{s2}}{2}+\frac{\gamma^j_{A2}}{2}\right)N^s_{Aj}(\bar\nu_\mu\to\bar\nu_\mu)-n^s_{Aj}(\mu)\Bigg]^2\Bigg\}
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
&\chi^2_{\text{multi-GeV}}\\
&= \min_{\alpha_m,\beta's,\gamma's}\Bigg[\frac{\beta_{m1}^2}{\sigma_{\beta m1}^2}+\frac{\beta_{m2}^2}{\sigma_{\beta m2}^2}+\frac{\gamma_1^2}{\sigma_{\gamma 1}^2}+\frac{\gamma_2^2}{\sigma_{\gamma 2}^2}\\
&\quad+\sum_{A=L,H}\sum_{j=1}^{10}\Bigg\{\frac{1}{n^m_{Aj}(e)}\Bigg[\alpha_s\left(1-\frac{\beta_{m1}}{2}+\frac{\beta_{m2}}{2}+\frac{\gamma^j_1}{2}\right)N^m_{Aj}(\nu_e\to\nu_e)\\
&\quad+\alpha_s\left(1+\frac{\beta_{m1}}{2}+\frac{\beta_{m2}}{2}+\frac{\gamma^j_1}{2}\right)N^m_{Aj}(\nu_\mu\to\nu_e)\\
&\quad+\alpha_s\left(1-\frac{\beta_{m1}}{2}-\frac{\beta_{m2}}{2}+\frac{\gamma^j_1}{2}\right)N^m_{Aj}(\bar\nu_e\to\bar\nu_e)\\
&\quad+\alpha_s\left(1+\frac{\beta_{m1}}{2}-\frac{\beta_{m2}}{2}+\frac{\gamma^j_1}{2}\right)N^m_{Aj}(\bar\nu_\mu\to\bar\nu_e)-n^m_{Aj}(e)\Bigg]^2\\
&\quad+\frac{1}{n^m_{Aj}(\mu)}\Bigg[\alpha_s\left(1-\frac{\beta_{m1}}{2}+\frac{\beta_{m2}}{2}+\frac{\gamma^j_2}{2}\right)N^m_{Aj}(\nu_e\to\nu_\mu)\\
&\quad+\alpha_s\left(1+\frac{\beta_{m1}}{2}+\frac{\beta_{m2}}{2}+\frac{\gamma^j_2}{2}\right)N^m_{Aj}(\nu_\mu\to\nu_\mu)\\
&\quad+\alpha_s\left(1-\frac{\beta_{m1}}{2}-\frac{\beta_{m2}}{2}+\frac{\gamma^j_2}{2}\right)N^m_{Aj}(\bar\nu_e\to\bar\nu_\mu)\\
&\quad+\alpha_s\left(1+\frac{\beta_{m1}}{2}-\frac{\beta_{m2}}{2}+\frac{\gamma^j_2}{2}\right)N^m_{Aj}(\bar\nu_\mu\to\bar\nu_\mu)-n^m_{Aj}(\mu)\Bigg]^2\Bigg\}\Bigg].
\end{aligned}
$$

$$
\gamma^j_{A1,2} = \begin{cases}\gamma_{A1,2} & (j\le j_{\text{th}};\ A=L,H)\\ -\gamma_{A1,2} & (j> j_{\text{th}};\ A=L,H)\end{cases}
\qquad
\gamma^j_{1,2} = \begin{cases}\gamma_{1,2} & (j\le j_{\text{th}})\\ -\gamma_{1,2} & (j> j_{\text{th}}),\end{cases}
$$

j_{th}(=3):上向き/下向き

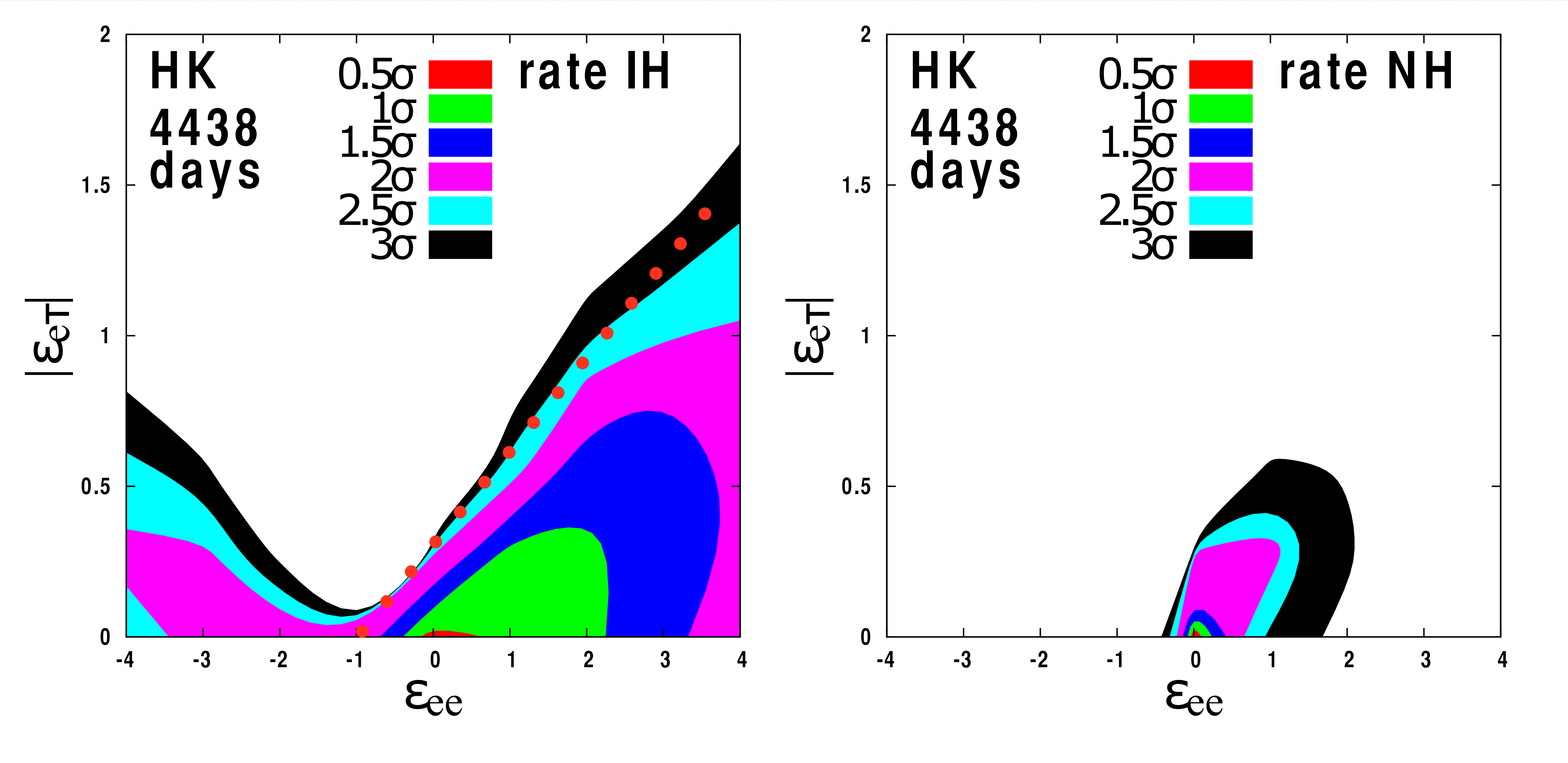
L:E<E_{th} E_{th}=0.5GeV(sub-GeV)

H:E>E_{th} E_{th}=3.2GeV(multi-GeV)

$\sigma_{\gamma A1(2)}$:sub-GeVにおける e(μ)-likeのup/down (A=L,H)

$\sigma_{\gamma 1(2)}$:multi-GeVにおける e(μ)-likeのup/down

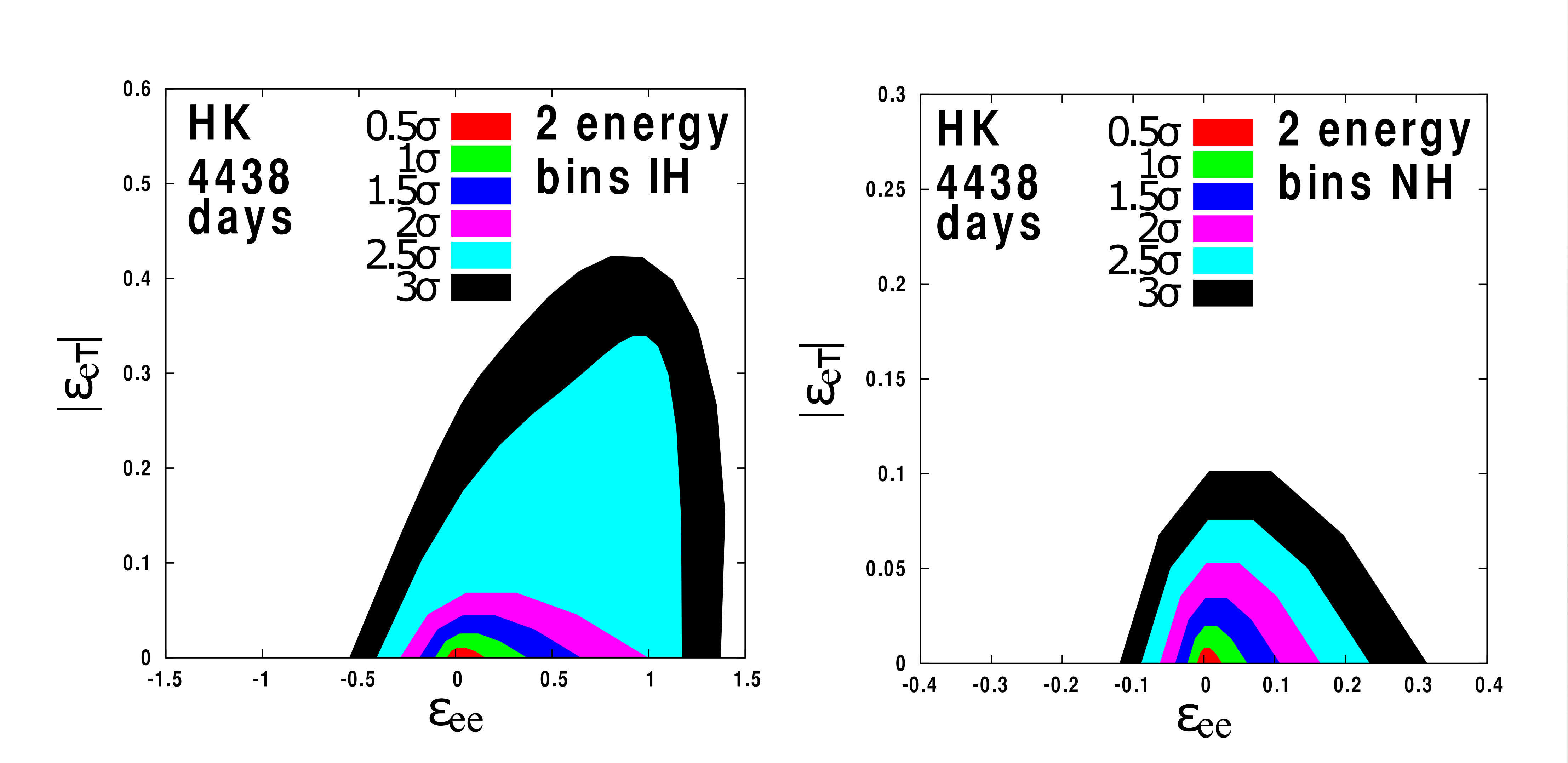
NSIへの感度(HK) - energy rate解析



- SKに比べてHKでは | tanβ | への制限が改善
- NHよりIHの方が許容領域が広い

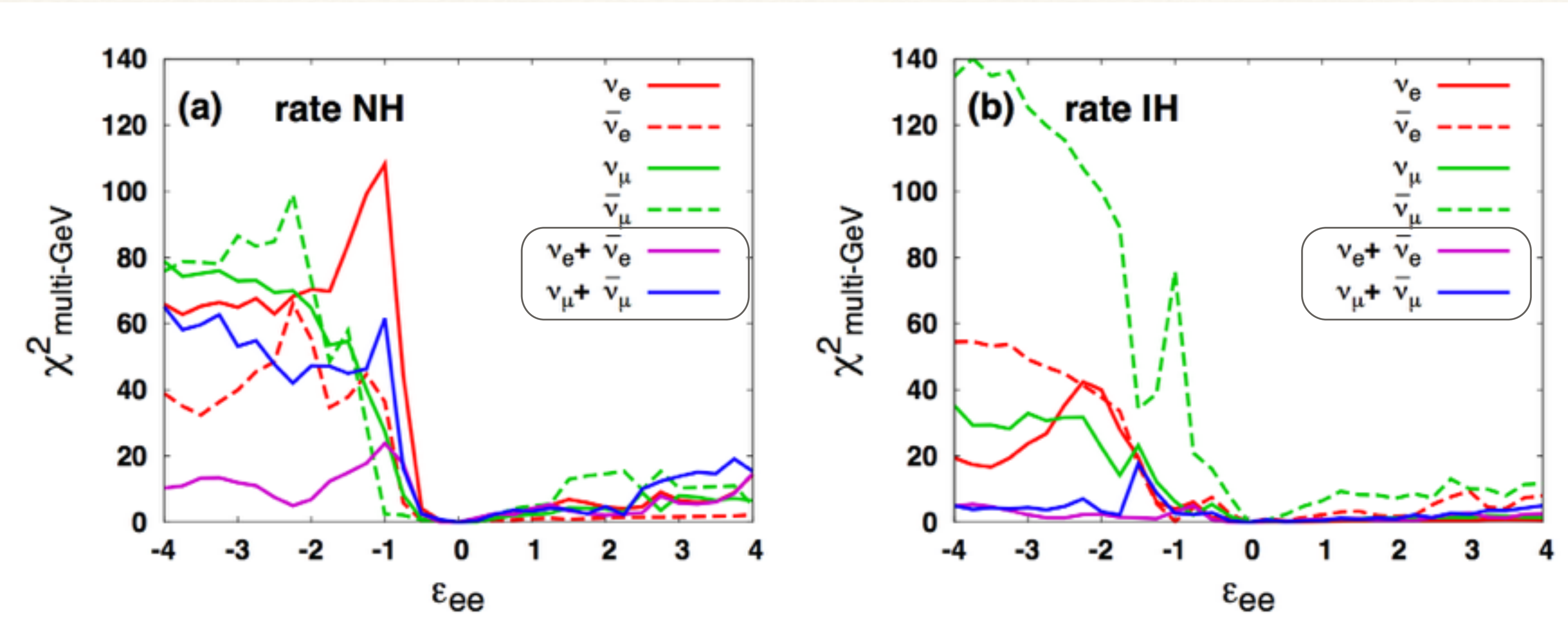
$$|\tan\beta| \equiv \frac{|\epsilon_{e\tau}|}{|1+\epsilon_{ee}|} < 0.3(@2.5\sigma)$$

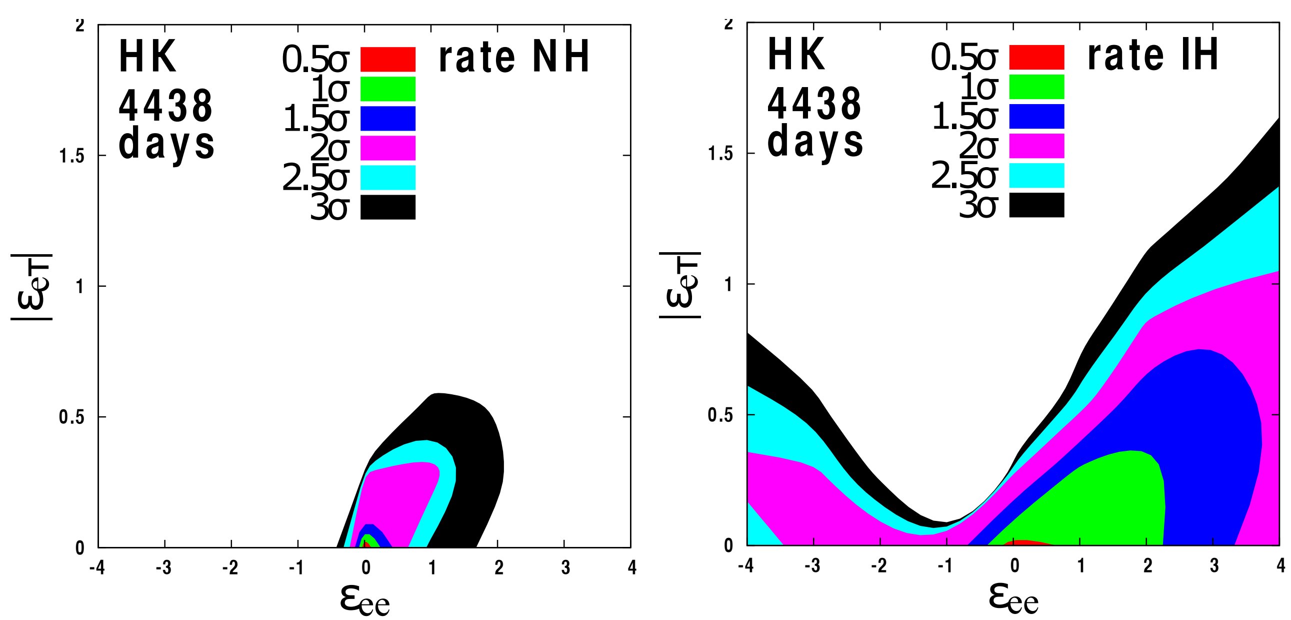
NSIへの感度(HK) - energy spectrum解析



- rate解析よりも強い制限
- NHよりIHの方が許容領域が広い

$\chi^2(\varepsilon_{ee}, |\varepsilon_{e\tau}|=0)$の振る舞い - energy rate解析

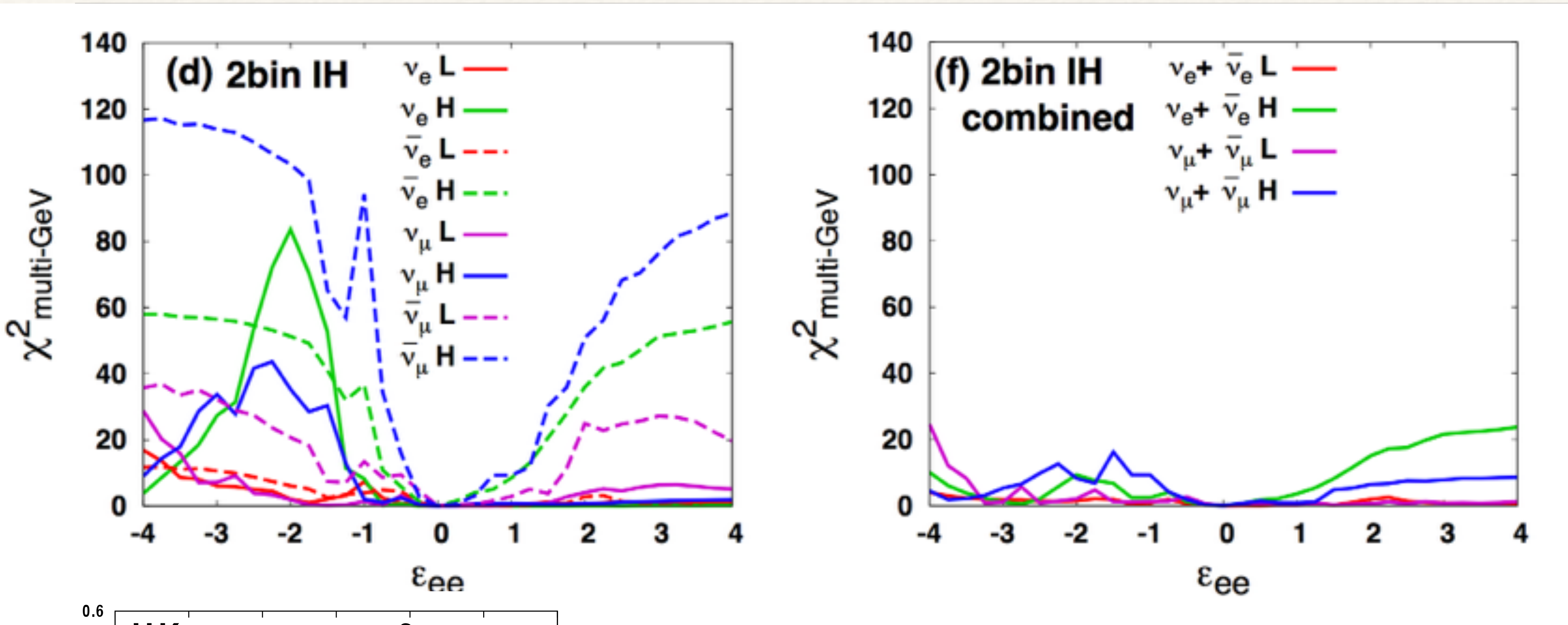


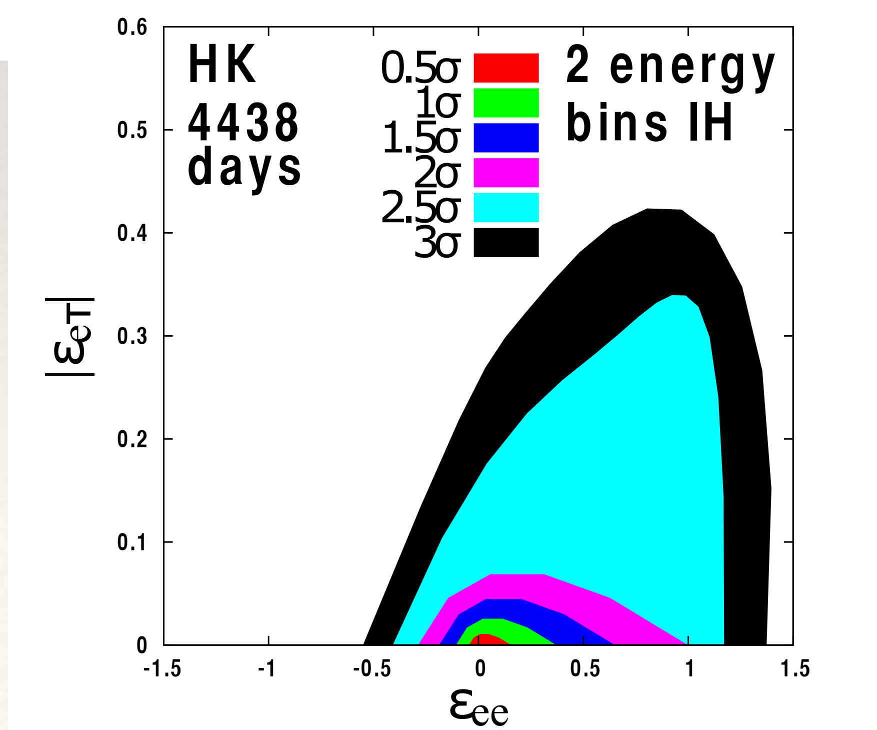


SK(multi-GeV)においてνeと反νeは区別できているがνμと反νμの区別はあくまで理論的な話

- もし質量階層を間違えてfitするとε_{ee}<0に感度あり
  - NHではνと反ν(特にμ)の相殺が起きていないためIHよりも許容領域が狭い

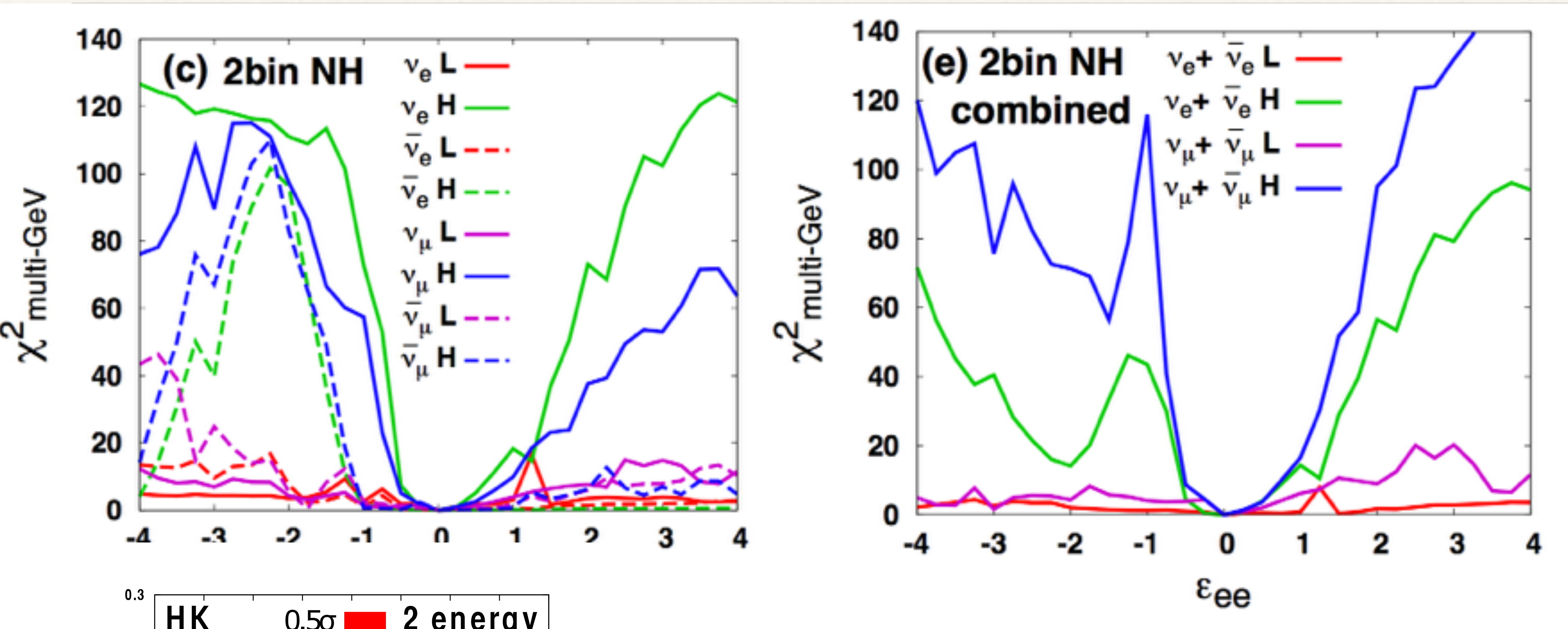
$\chi^2(\varepsilon_{ee}, |\varepsilon_{e\tau}|=0)$の振る舞い - energy spectrum解析(IH)

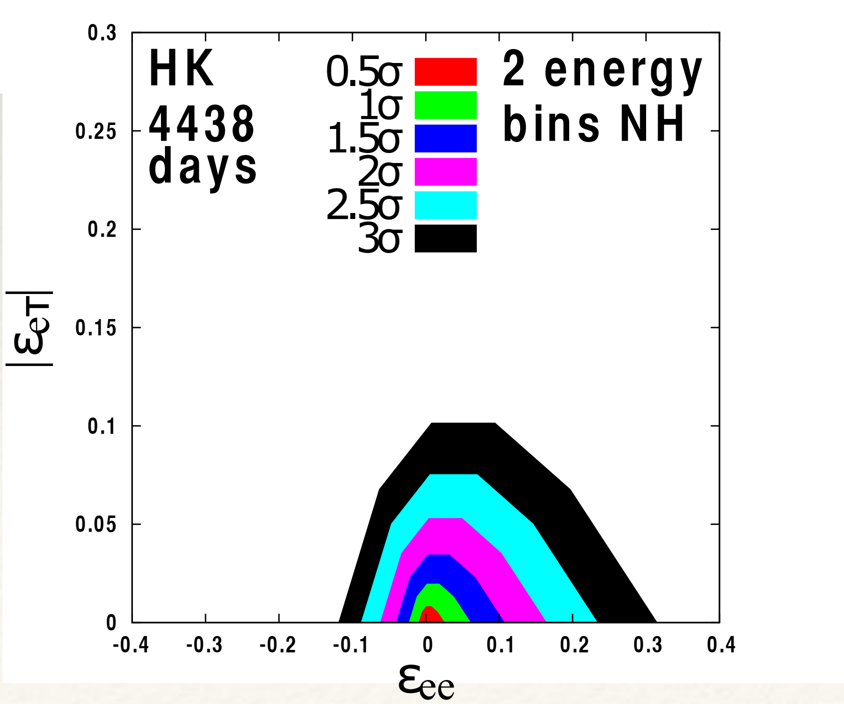




- νと反νで相殺が起きている
- ε_{ee}に感度あり
- rate解析のときに起きていた高/低エネルギー間での相殺の影響がなくなり、より強い制限

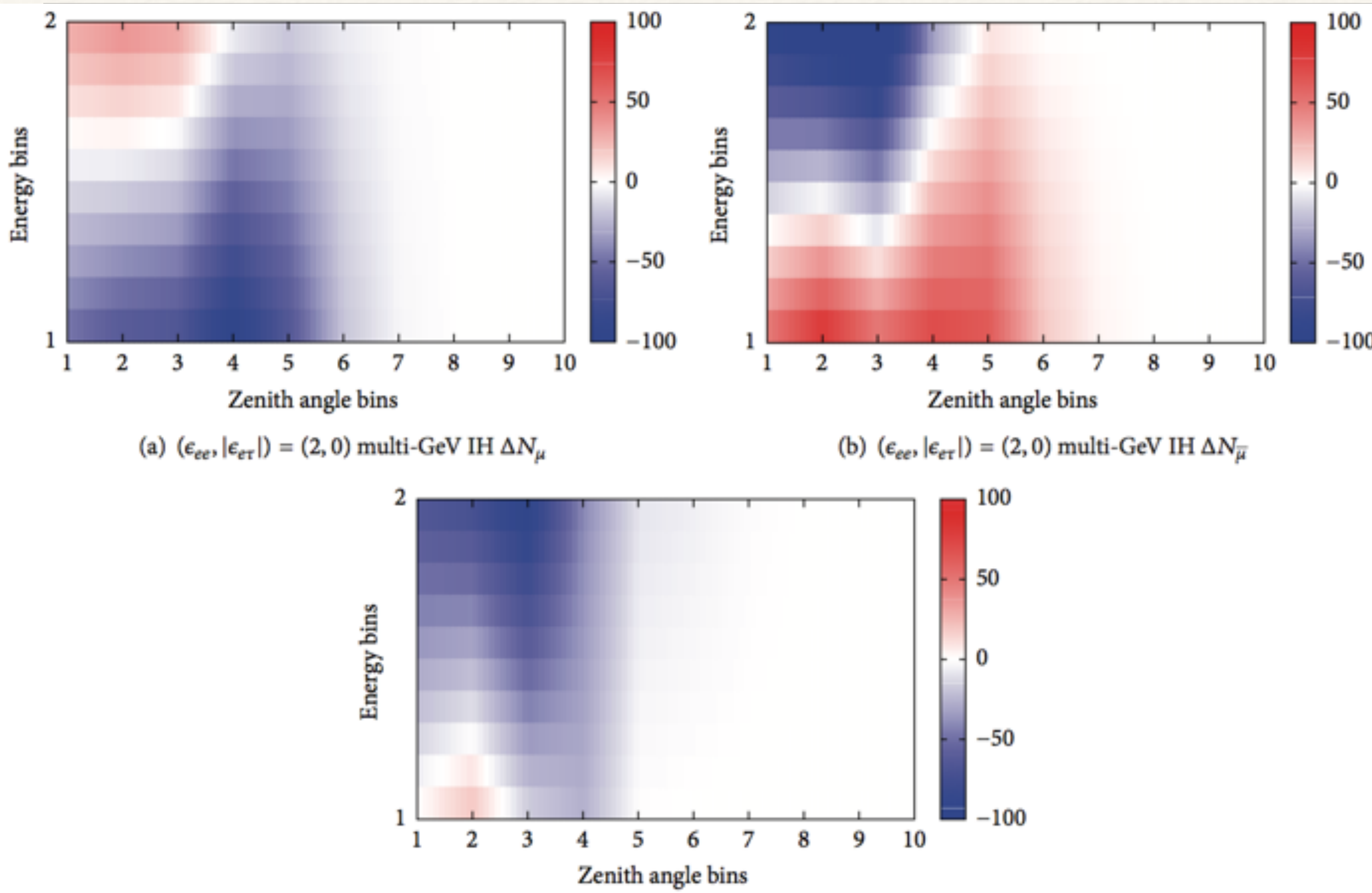
$\chi^2(\varepsilon_{ee,}|\varepsilon_{e\tau}|=0)$の振る舞い - energy spectrum解析(NH)





- H:高エネルギー(E>3.2GeV)の寄与が主
- NHではνと反νの相殺が起きていない

標準的な場合とNSIが存在する場合の multi-GeV μ-likeイベント数の差



(a) $(\epsilon_{ee}, |\epsilon_{e\tau}|) = (2, 0)$ multi-GeV IH ΔN_{μ}

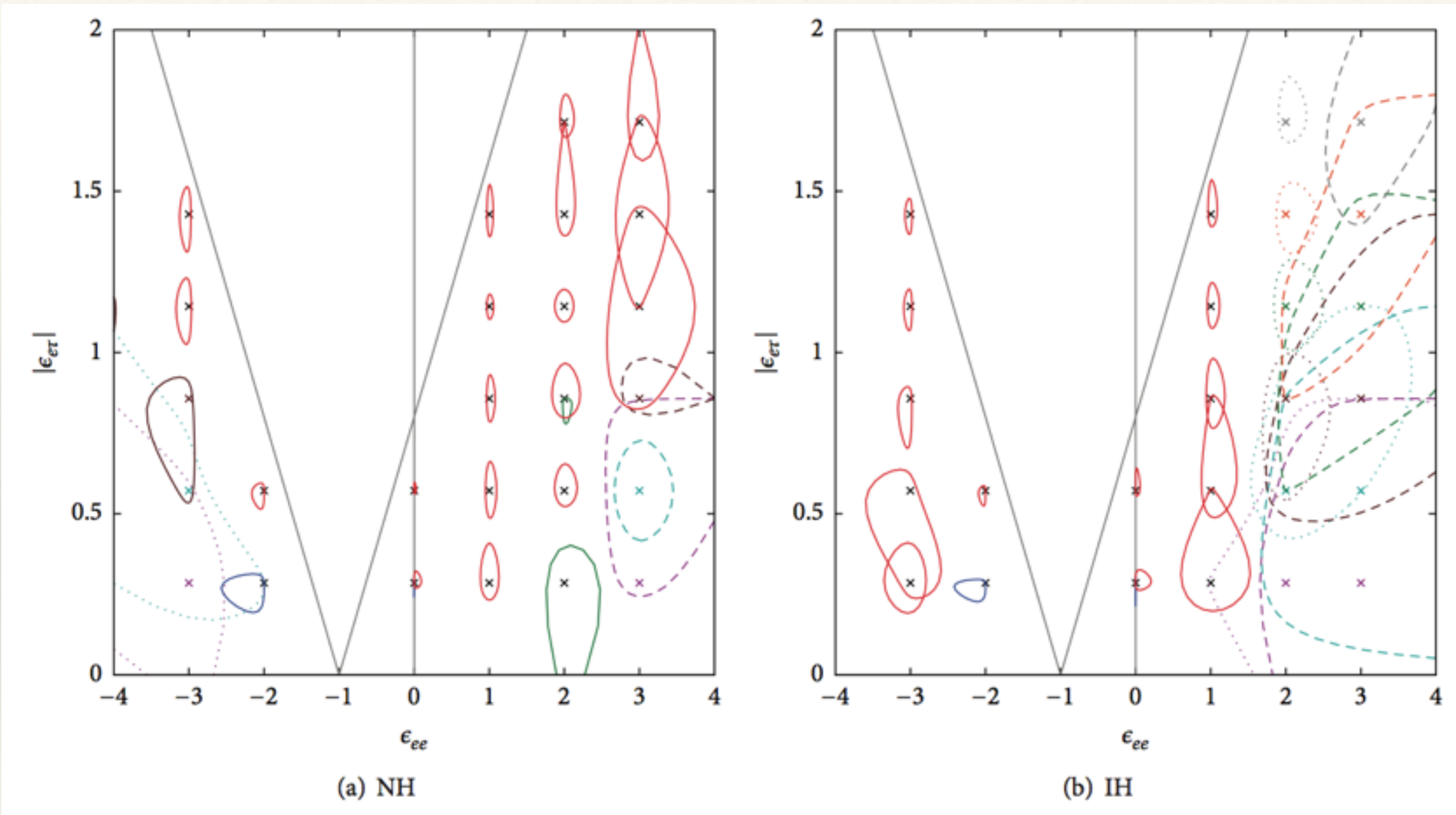
(b) $(\epsilon_{ee}, |\epsilon_{e\tau}|) = (2, 0)$ multi-GeV IH $\Delta N_{\bar{\mu}}$

(c) $(\epsilon_{ee}, |\epsilon_{e\tau}|) = (2, 0)$ multi-GeV IH $\Delta(N_{\mu} + N_{\bar{\mu}})$

イベント数の段階で
νμと反νμの相殺が
起きていることが分かる

Zenith angle bins
1 : -1.0<cosθ<-0.8
・・・
10 : 0.8<cosθ<1.0

HKのNSIに対する感度(2.5σ)



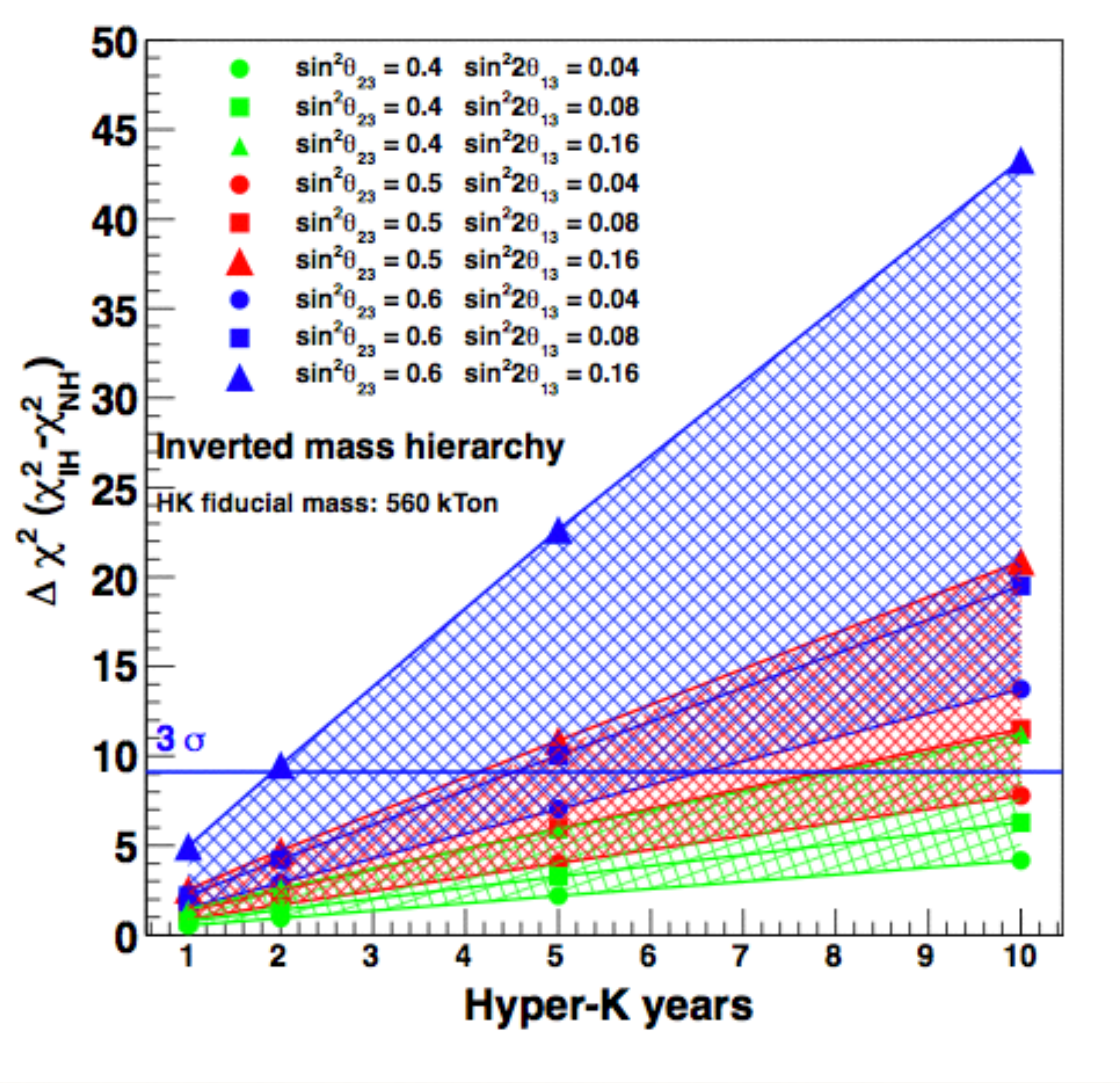
|ε ee|＜2(NH)、-3＜ε ee＜1(IH)の範囲で比較的よい感度があり

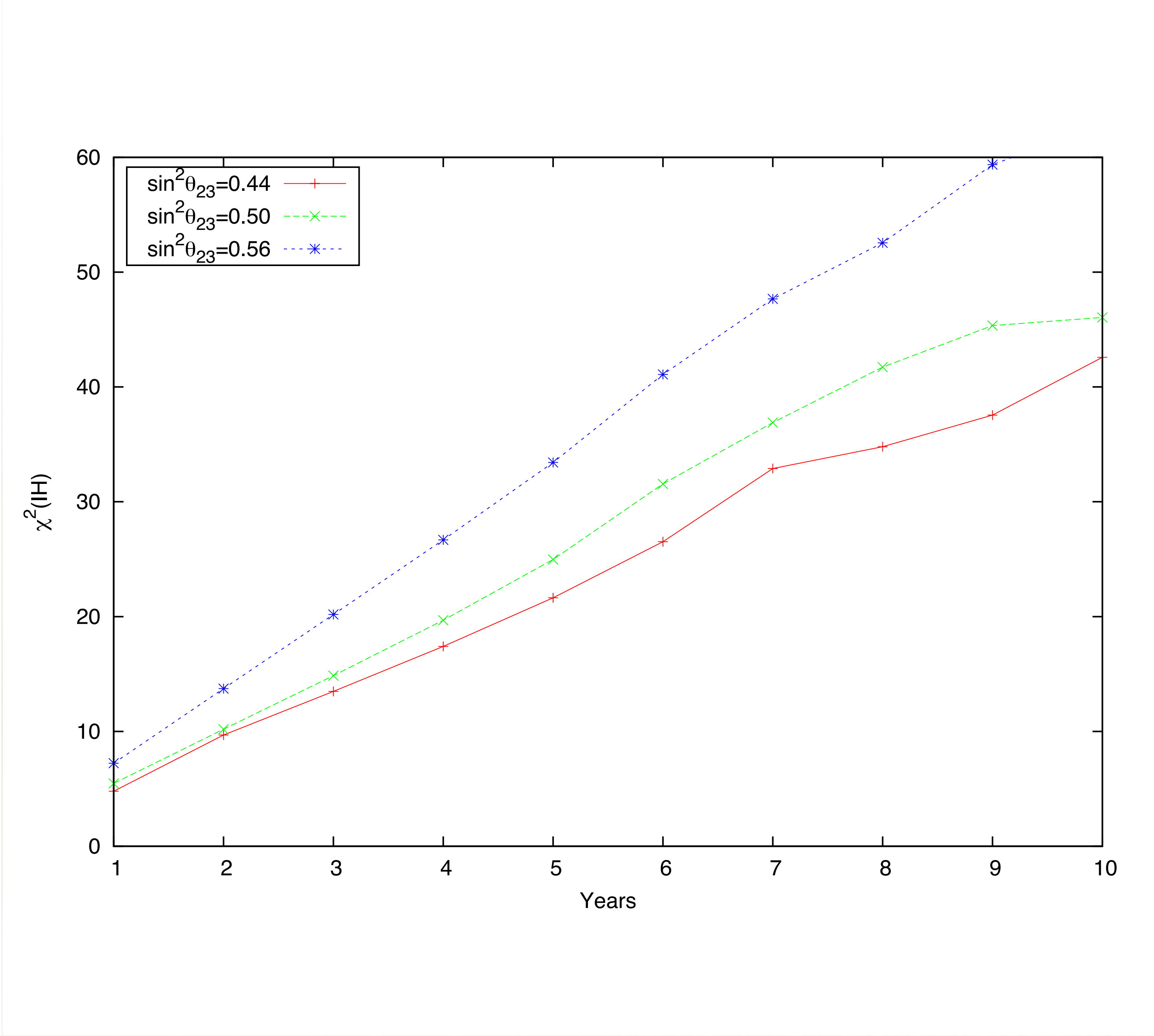
結論

- $\varepsilon_{e\mu} = \varepsilon_{\mu\mu} = \varepsilon_{\mu\tau} = 0$ & $\varepsilon_{\tau\tau} = |\varepsilon_{e\tau}|^2/(1+\varepsilon_{ee})$,の仮定のもとで空間を伝搬する際に働くNSIへの制限をつけた。(@ SK & HK)
- energy rate解析を用いて、SK 4438 daysに対して$|\tan\beta| = |\varepsilon_{e\tau}|/|1+\varepsilon_{ee}| < 0.8(2.5\sigma)$, HKに対して$|\tan\beta| < 0.3(2.5\sigma)$の制限をつけた。 ($|\tan\beta| < 1.5$, Friedland-Lunardini 2005)
- energy spectrum解析を用いて、NHに対して$|\varepsilon_{e\tau}| < 0.08$, $-0.1 < \varepsilon_{ee} < 0.2(2.5\sigma)$、IHに対して$|\varepsilon_{e\tau}| < 0.34$, $-0.4 < \varepsilon_{ee} < 1.2(2.5\sigma)$の制限をつけた。
- NSIが存在する場合、HKはNHに対して$|\varepsilon_{ee}| < 2$、IHに対して$-3 < \varepsilon_{ee} < 1$の範囲で比較的よい感度があることを示した。

backup

sensitivity to mass hierarchy





sensitivity to mass hierarchy