ダークエネルギーとMass Varying Neutrinos

宇宙初期における時空と物質の進化
平成１９年５月２８～３０日＠東京大学

高橋 亮（新潟大学）

RT, M. Tanimoto, JHEP 0605 (2006) 021;
PRD 74 (2006) 055002;

共同研究者
谷本 盛光（新潟大学）

Contents

1. Mass Varying Neutrinos
2. 超対称性理論におけるMass Varying Neutrinos
3. まとめ

1. Mass Varying Neutrinos (MaVaNs)

♠ ニュートリノとNon-Standardな相互作用をするスカラー場を導入

$\Rightarrow w > -1$ & $m_\nu(\phi_a)$

Variable Neutrino Mass

- ニュートリノダークマター　　Kawasaki, Murayama, Yanagida (1992)
- ニュートリノとダークエネルギーの関係

  Gu, Wang, Zhang (2003)

  Fardon, Nelson, Weiner (2003)

$\Rightarrow$ Mass Varying Neutrinos

Motivation

- 「ダークエネルギースケール」〜「ニュートリノ質量のスケール」

<u>ダークエネルギースケール</u>

$$\Lambda_{\mathrm{DE}} \sim 2 \times 10^{-3}\ \mathrm{eV}$$

<u>ニュートリノ質量のスケール</u>

$$\Delta m^2_{\mathrm{sol}} \simeq m_2^2 - m_1^2 \simeq 8.0 \times 10^{-5}\ \mathrm{eV}^2$$

[KamLAND, SNO]

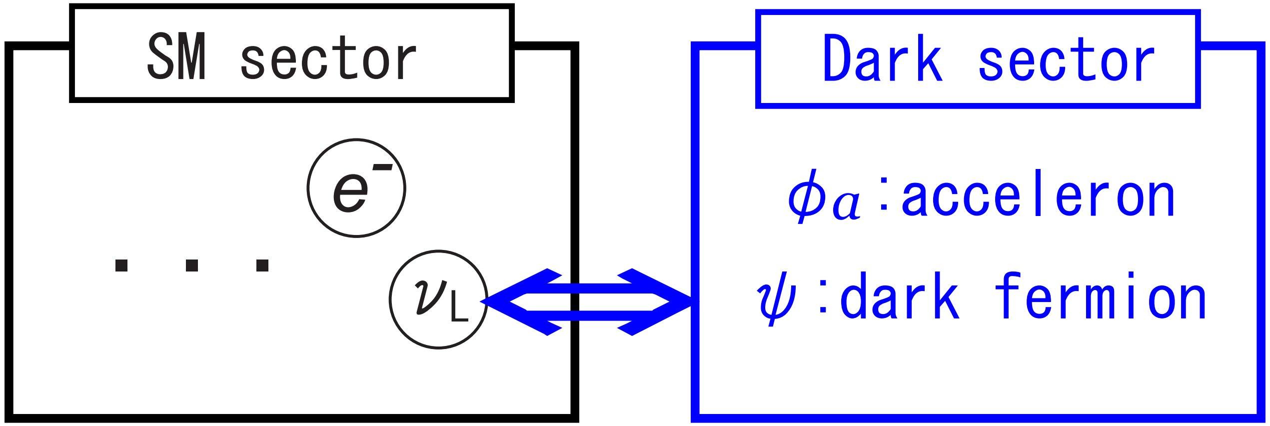
$$\Delta m^2_{\mathrm{atm}} \simeq m_3^2 - m_1^2 \simeq 2.5 \times 10^{-3}\ \mathrm{eV}^2$$

[K2K, SK]

—Mass Varying Neutrinos (MaVaNs)—

仮定

(i)



例)

$$\mathcal{L}_{\rm MaVaNs} = y\tilde{\Phi}l\psi + \lambda\phi_a\psi\psi + h.c. \Rightarrow m_D\nu_L\psi + \lambda\phi_a\psi\psi + h.c.$$

$$\Downarrow$$

$$m_\nu = m_\nu(\phi_a) = \frac{m_D^2}{\lambda\phi_a}$$

(ii)

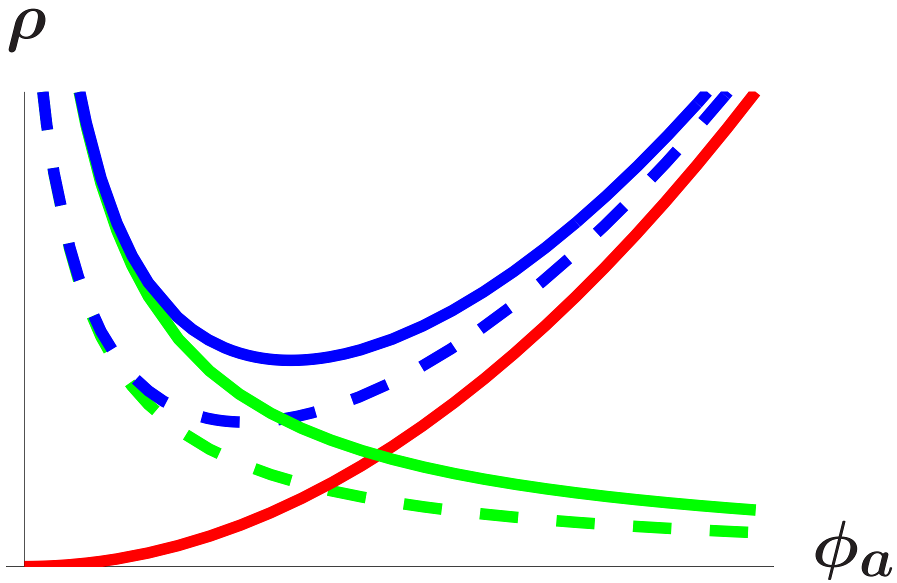
$$\text{ダークエネルギー} = \text{スカラーポテンシャル} + \text{ニュートリノ}$$

$$\rho_{\rm DE} = V(\phi_a) + \rho_\nu(m_\nu(\phi_a))$$

Consequences

♠非相対論的ニュートリノ

$$\rho_{\rm DE} = V(\phi_a) + \rho_\nu(m_\nu(\phi_a)) = V(\phi_a) + m_\nu(\phi_a) n_\nu = V(\phi_a) + \frac{m_D^2}{\lambda\phi_a} n_\nu$$



♠宇宙が膨張すると n_ν は減少する

— $\rho_{\rm DE}$ $\Rightarrow$ - - $\rho'_{\rm DE}$

— ρ_ν - - ρ'_ν

—$V(\phi_a)$

$\Rightarrow$ m_ν と $\rho_{\rm DE}$ は宇宙の発展とともに変化する

停留条件

$$\frac{\partial \rho_{\rm DE}}{\partial \phi_a} = 0 \iff \frac{\partial \rho_{\rm DE}}{\partial m_\nu} = 0 \quad \left(\frac{\partial m_\nu}{\partial \phi_a} \neq 0\right)$$

1世代モデル

R. D. Peccei, PRD71 (2005) 023527

状態方程式

- エネルギー保存則：$\dot{\rho}_{\rm DE} = -3H(\rho_{\rm DE} + p_{\rm DE})$
- 停留条件：$\dfrac{\partial \rho_{\rm DE}}{\partial m_\nu} = \dfrac{\partial \rho_\nu}{\partial m_\nu} + \dfrac{\partial V(\phi_a(m_\nu))}{\partial m_\nu} = 0$

$$w + 1 = \frac{[4 - h(\xi)]\rho_\nu}{3\,[\rho_\nu + V(\phi_a(m_\nu))]}$$

$\Downarrow$ 非相対論的極限$(h \to 1)$

$$w + 1 \simeq \frac{m_\nu n_\nu}{m_\nu n_\nu + V(\phi_a)}$$

$$\begin{cases} \rho_\nu &= T^4 F(\xi) \\ F(\xi) &\equiv \frac{1}{\pi^2}\int_0^\infty \frac{dy y^2\sqrt{y^2+\xi^2}}{e^y+1} \\ \xi &\equiv m_\nu/T \\ h(\xi) &\equiv \xi(\partial F/\partial \xi)/F(\xi) \end{cases}$$

$$\begin{aligned} w + 1 &\simeq \frac{m_\nu^0 n_\nu^0}{\rho_{\rm DE}^0} \simeq \frac{m_\nu^0 n_\nu^0}{0.74\rho_c} \simeq \frac{(0.05{\rm eV})(8.82\times 10^{-13}{\rm eV}^3)}{2.96\times 10^{-11}{\rm eV}^4} \\ &\simeq 0.0015 \\ w &\simeq -0.9985 \end{aligned}$$

停留条件

$$\frac{\partial \rho_{\mathrm{DE}}}{\partial m_\nu} = \frac{\partial \rho_\nu}{\partial m_\nu} + \frac{\partial V(\phi_a(m_\nu))}{\partial m_\nu} = 0$$
$$= T^3 \frac{\partial F}{\partial \xi} + \frac{\partial V(\phi_a(m_\nu))}{\partial m_\nu} = 0$$

$$\Downarrow$$

♠ スカラーポテンシャルが与えられるとm_νとwの温度（時間）依存性が得られる

MaVaNsモデルに対する制限(スカラーポテンシャル)

- 観測：$\Omega^0_{\rm DE} = \rho^0_{\rm DE}/\rho_c \simeq 0.74$

$$\Rightarrow V(\phi^0_a(m^0_\nu)) = 0.74\rho_c - \rho^0_\nu \simeq 2.96 \times 10^{-11}\,\mathrm{eV}^4$$

- 停留条件（現在）:

$$\Rightarrow \left.\frac{\partial V(\phi_a(m_\nu))}{\partial m_\nu}\right|_{m_\nu = m^0_\nu} = -T^3 \left.\frac{\partial F}{\partial \xi}\right|_{m_\nu = m^0_\nu,\ T = T_0}$$

$$\simeq -n^0_\nu$$

$$\simeq -8.82 \times 10^{-13}\,\mathrm{eV}^3$$

MaVaNsモデルに対する制限(m_{ϕ_a} & m^0_ν)

- Acceleronの質量：

$$m_{\phi_a} \leq \mathcal{O}(10^{-4})\mathrm{eV} \sim (n^0_\nu)^{1/3}$$

$$\Rightarrow m_{\phi_a} = 10^{-4}\,\mathrm{eV}$$

- 現在のニュートリノの質量：

$$m^0_\nu = f(\phi^0_a) \sim \mathcal{O}(10^{-2})\,\mathrm{eV}$$

MaVaNsモデルに対する制限(音速)

♠ ニュートリノが非相対論的($\rho_\nu = m_\nu n_\nu$)になると$\nu - \phi_a$流体はダークエネルギーとして振舞うことができなくなる

Afshordi, Zaldarriage, Kohri, PRD 72(2005)065024

$$c_a^2 \equiv \frac{\dot{p}_{\rm DE}}{\dot{\rho}_{\rm DE}} = \frac{\dot{w}\rho_{\rm DE} + w\dot{\rho}_{\rm DE}}{\dot{\rho}_{\rm DE}} = \frac{\dot{m}_\nu n_\nu}{m_\nu \dot{n}_\nu} < 0 \quad (\text{非相対論的極限})$$

♠ $m_\nu^0 \sim \mathcal{O}(10^{-2}\text{eV})$, $T_0 \sim 1.69 \times 10^{-4}\text{eV}$の時には音速の２乗は正になる場合がある（モデルに依存）

RT, Tanimoto, JHEP 0605 (2006) 021

$$\rho_\nu = \frac{T^4}{\pi^2}\int_0^\infty \frac{dy y^2\sqrt{y^2+\xi^2}}{e^y+1} \simeq m_\nu n_\nu + a\frac{n_\nu T}{\xi} + \mathcal{O}\left(\frac{1}{\xi^2}\right) + \cdots$$

$$\xi \equiv \frac{m_\nu}{T}, \quad a \equiv \frac{\int_0^\infty \frac{dy y^4}{e^y+1}}{2\int_0^\infty \frac{dy y^2}{e^y+1}} \simeq 6.47$$

$$\Downarrow$$

$$c_a^2 \simeq \frac{\frac{\partial m_\nu}{\partial z} n_\nu}{m_\nu \frac{\partial n_\nu}{\partial z}} + \frac{\frac{5}{3} a n_\nu \left(\frac{5T_0}{\xi} - \frac{1}{\xi^2} \frac{\partial m_\nu}{\partial z} \right)}{m_\nu \frac{\partial n_\nu}{\partial z}}$$

⇑ 負　　　　⇑ 正

$\boxed{\text{音速の２乗が正になる条件}[\mathcal{O}(1/\xi)]}$

$$\underline{\frac{\partial m_\nu}{\partial z} \left(1 - \frac{5aT^2}{3m_\nu^2} \right)} + \underline{\frac{25aT_0^2(z+1)}{3m_\nu}} > 0$$

⇑ 負　　　　⇑ 正

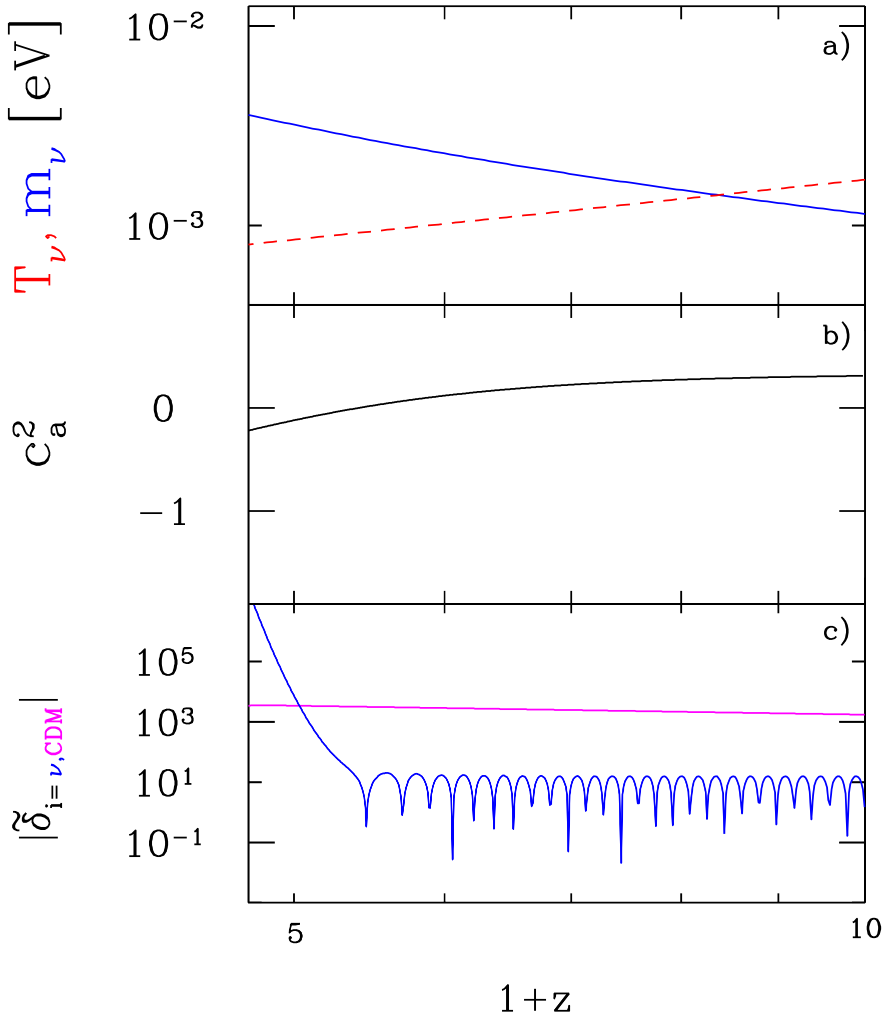
♠$\partial m_\nu / \partial z$が十分に小さければ$c_a^2 > 0$

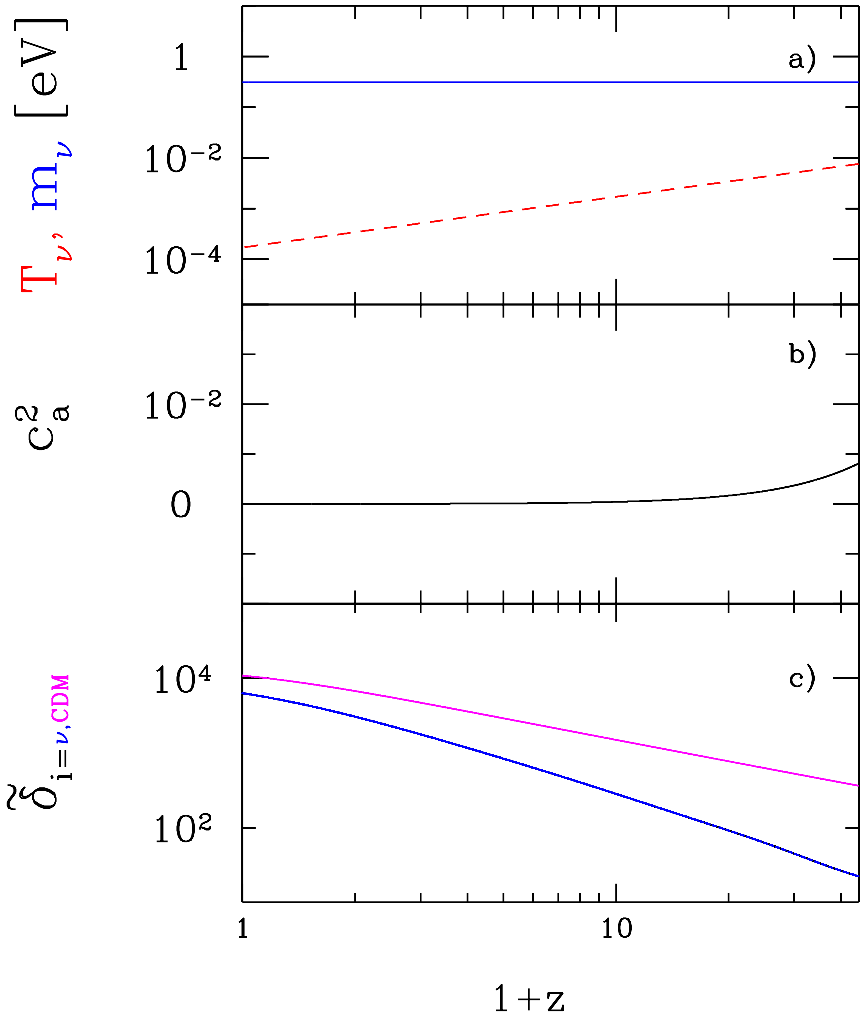
ニュートリノ質量の発展と音速

O. E. Bjælde *et al.*, arXiv:0705.2018 [astro-ph]

$$V(\phi_a) = V_0 \log(1 + k\phi)$$
$$m_\nu(\phi_a) = \frac{m_0}{\phi_a}$$

$$V(\phi_a) = M^4 \exp(M^n/\phi_a^n) \sim M^4(1 + M^n/\phi_a^n)$$
$$m_\nu(\phi_a) = m_0 e^{\beta\phi_a}$$





$\boxed{\text{MaVaNsモデル}}$

- $V(\phi_a^0) \sim \mathcal{O}(10^{-11})\ \mathrm{eV}^4$
- $\partial V/\partial m_\nu|_{m_\nu = m_\nu^0} \sim -\mathcal{O}(10^{-13})\ \mathrm{eV}^3$
- Acceleronの質量： $m_{\phi_a} \leq 10^{-4}\ \mathrm{eV}$
- 現在のニュートリノの質量： $m_\nu^0 \sim \mathcal{O}(10^{-2})\ \mathrm{eV}$
- $\nu - \phi_a$流体の安定性：$c_a^2 \geq 0$

$$\Downarrow$$

$\boxed{\text{超対称性理論におけるMaVaNsモデルの構築}}$

2. 超対称性理論におけるMass Varying Neutrinos

♠カイラル超場をダークセクターに仮定する

RT, M. Tanimoto, PRD 74 (2006) 055002

超ポテンシャル

$$W = \frac{\lambda}{6}A^3 + m_D LA + M_D LR + \frac{M_A}{2}AA + \frac{M_R}{2}RR$$

A; カイラル超場

スカラー成分： ϕ_a ("Acceleron")

スピナー成分： ψ_a (ステライルニュートリノ)

L; Left-handed Lepton Doublet

R; Right-handed Neutrino Superfield

ラグランジアン密度

$$\mathcal{L} = \lambda\phi_a\psi_a\psi_a + m_D\nu_L\psi_a + M_D\nu_L\nu_R + M_A\psi_a\psi_a$$
$$+M_R\nu_R\nu_R + h.c.$$

ニュートリノ質量行列

$$\mathcal{M}_\nu \simeq \begin{pmatrix} c & m_D \\ m_D & \lambda\phi_a + M_A \end{pmatrix} \begin{matrix} \nu_L \\ \psi_a \end{matrix}, \quad c \equiv -\frac{M_D^2}{M_R}, \quad M_D \ll M_R$$

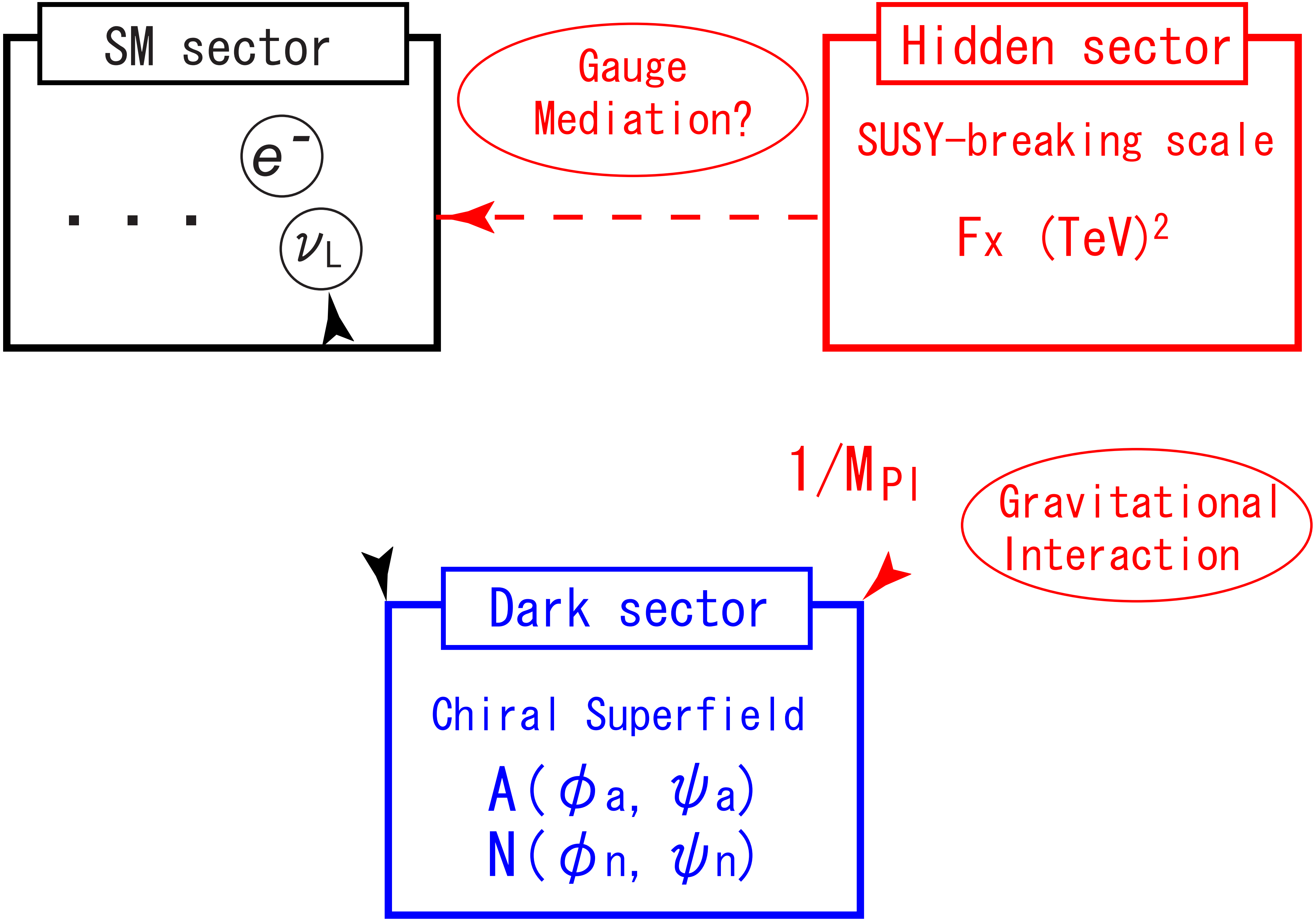
$\boxed{\nu_L \text{ と } \psi_a \text{ の間の混合がない場合} \ (m_D = 0)}$

$$\begin{cases} m_{\nu_L} = c & : \text{Constant} \\ m_{\psi_a} = M_A + \lambda\phi_a & : \text{Variable} \end{cases}$$

$\boxed{\nu_L \text{ と } \psi_a \text{ の間の混合がある場合} \ (m_D \neq 0)}$

$$\begin{cases} m_{\nu_L} = \frac{c+M_A}{2} + \frac{\lambda\phi_a}{2} + f(\phi_a, m_D) & : \text{Variable} \\ m_{\psi_a} = \frac{c+M_A}{2} + \frac{\lambda\phi_a}{2} - f(\phi_a, m_D) & : \text{Variable} \end{cases}$$

超対称性の破れの影響


SM sector
e^-
. . .
ν_L
Gauge
Mediation?
Hidden sector
SUSY-breaking scale
Fx (TeV)^2
$1/M_{Pl}$
Gravitational
Interaction
Dark sector
Chiral Superfield
$A(\phi_a, \psi_a)$
$N(\phi_n, \psi_n)$

演算子

$$\int d^4\theta \frac{X^\dagger X}{M_{\rm Pl}^2} A^\dagger A, \quad \int d^4\theta \frac{X^\dagger + X}{M_{\rm Pl}} A^\dagger A$$

ソフト項のスケール

$$\frac{F_X}{M_{\rm Pl}} \sim \frac{(\mathrm{TeV})^2}{10^{18}\mathrm{GeV}} \sim \mathcal{O}(10^{-2}\text{-}10^{-3})\mathrm{eV}$$

(Chacko, Hall, Nomura, JCAP 0410, 011 (2004))

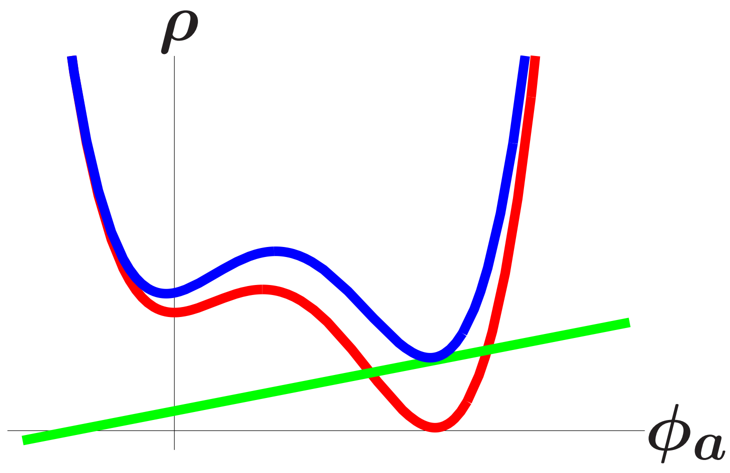
スカラーポテンシャル

$$V(\phi_a) = \frac{\lambda^2}{4}|\phi_a|^4 - \frac{\kappa}{3}(\phi_a^3 + h.c.) + (m_D^2 + M_A^2 - m^2)|\phi_a|^2 + V_0$$

κ , $m \sim \mathcal{O}(10^{-2}\text{-}10^{-3})\mathrm{eV}$

$V_0 : V(\phi_a) = 0$ @本当の真空

$\rho_{\rm DE} = V(\phi_a) + \rho_\nu \quad \Longrightarrow$



ν_Lとψ_aの混合がある場合$(m_D = 10^{-3})$

$$\mathcal{M}_\nu \simeq \begin{pmatrix} c & m_D \\ m_D & \lambda\phi_a + M_A \end{pmatrix}$$

$$\begin{cases} m_{\nu_L} = \frac{c+M_A}{2} + \frac{\lambda\phi_a}{2} + f(\phi_a, m_D) & : \text{Variable} \\ m_{\psi_a} = \frac{c+M_A}{2} + \frac{\lambda\phi_a}{2} - f(\phi_a, m_D) & : \text{Variable} \end{cases}$$

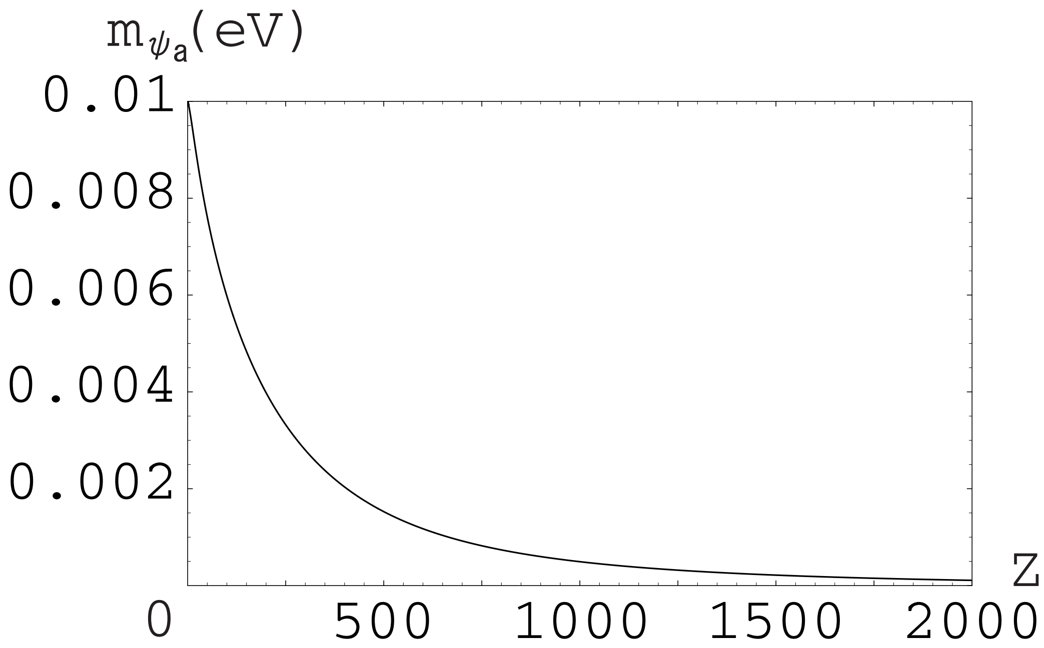
パラメータ

$$\begin{cases} \lambda = 1 \\ m^0_{\nu_L} = 2 \times 10^{-2}\,\text{eV} \\ m^0_{\psi_a} = 10^{-2}\,\text{eV} \\ m_D = 10^{-3}\,\text{eV} \end{cases}$$

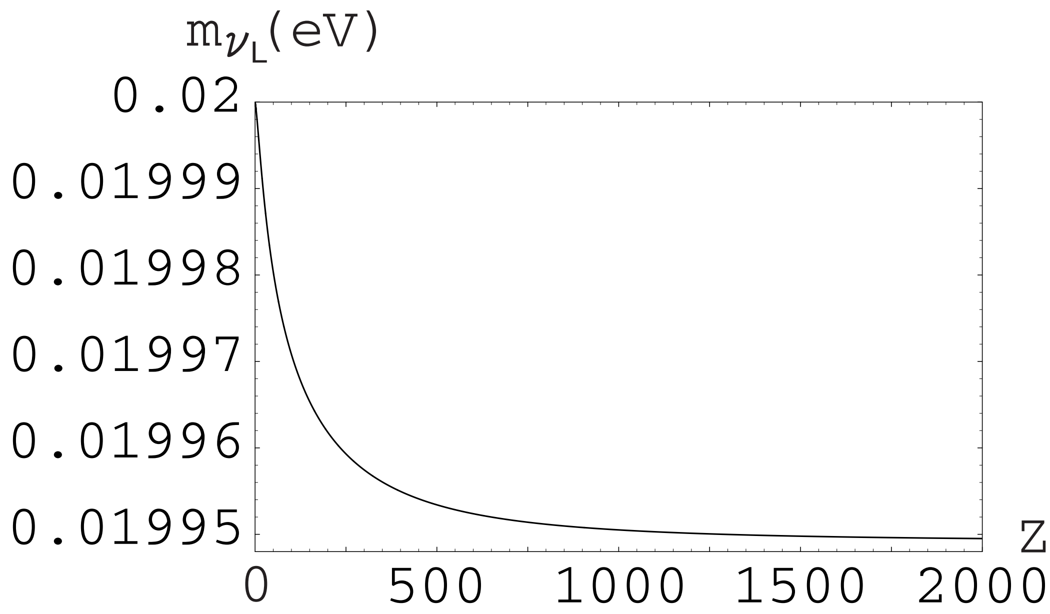
$c \simeq 1.99 \times 10^{-2}\,\text{eV}$
$\phi^0_a \simeq -1.31 \times 10^{-5}\,\text{eV}$
$M_A \simeq 1.01 \times 10^{-2}\,\text{eV}$
$m \simeq 1.02 \times 10^{-2}\,\text{eV}$
$\kappa \simeq 4.34 \times 10^{-3}\,\text{eV}$

♠$m_{\phi_a} \leq 10^{-4}\text{eV}$を実現するためにfine-tuningが必要

m_{ψ_a}の時間発展

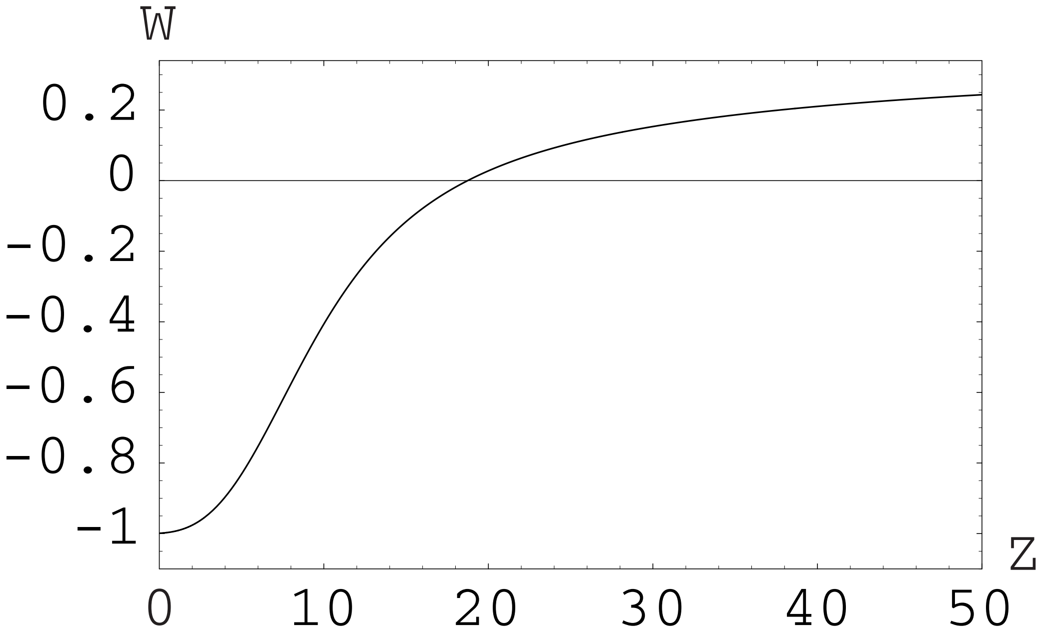


m_{ν_L}の時間発展

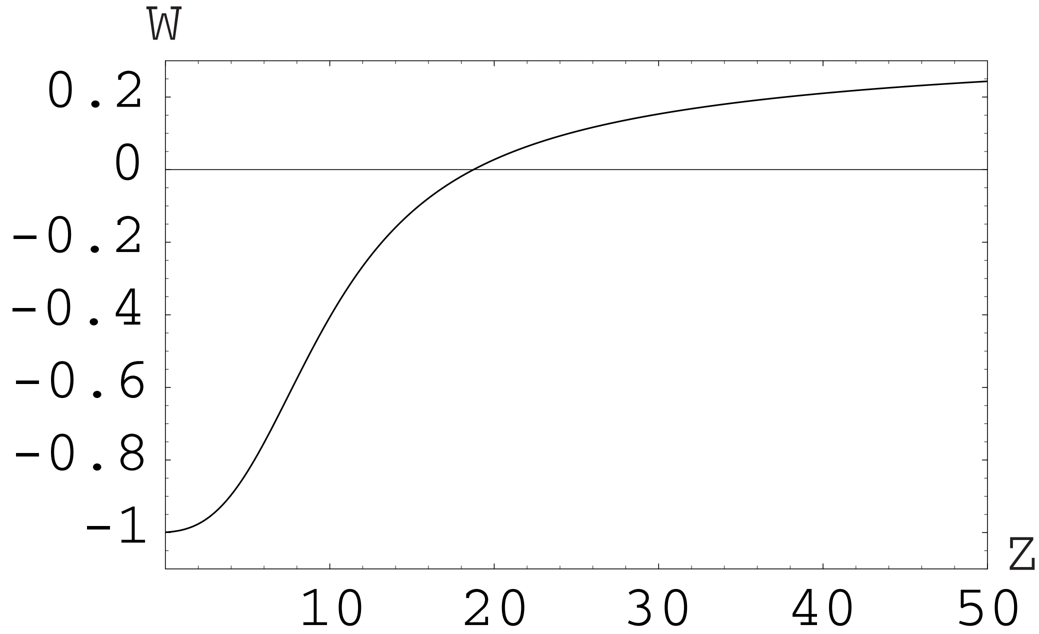


wの時間発展

$\boxed{\text{混合がない場合}}$



$\boxed{\text{混合がある場合}}$



$$\Downarrow$$

♠ν_Lとψ_aの間の混合はwの発展にほとんど影響を与えない

3. まとめ

- ダークエネルギーの候補としてのMass Varying Neutrinosを超対称性理論の枠組で考察、モデルの構築

$$\mathbf{Mass\ Varying\ Neutrinos} : \Lambda_{\mathrm{DE}}(\sim 10^{-3}\mathrm{eV}) \sim m_\nu$$

$\boxed{\text{MaVaNsモデル}}$

- $V(\phi_a^0) \sim \mathcal{O}(10^{-11})\ \mathrm{eV}^4$ & $\partial V/\partial m_\nu|_{m_\nu = m_\nu^0} \sim -\mathcal{O}(10^{-13})\ \mathrm{eV}^3$
- Acceleronの質量： $m_{\phi_a} \leq 10^{-4}\ \mathrm{eV}$
- 現在のニュートリノの質量： $m_\nu^0 \sim \mathcal{O}(10^{-2})\ \mathrm{eV}$
- $\nu - \phi_a$ 流体の安定性：$c_a^2 \geq 0$
- 超対称性の破れの影響

♠ Acceleronの質量： $m_{\phi_a} \leq 10^{-4}$ eV

$\Rightarrow m_{\phi_a}^2 = 2(m_D^2 + M_A^2 - m^2)$ $\boxed{\text{fine-tuningが必要}}$

♠ $\nu - \phi_a$流体の安定性（$c_a^2 > 0$）

- Constant Dominantなm_{ν_i} $\Leftrightarrow$ 十分小さい$\partial m_\nu / \partial z$

$$m_D = 0 : \begin{cases} m_{\nu_L} = c & : \text{Constant} \\ m_{\psi_a} = M_A + \lambda\phi_a & : \text{Variable} \end{cases}$$

$$m_D \neq 0 : \begin{cases} m_{\nu_L} = \frac{c+M_A}{2} + \frac{\lambda\phi_a}{2} + f(\phi_a, m_D) & : \text{Variable} \\ m_{\psi_a} = \frac{c+M_A}{2} + \frac{\lambda\phi_a}{2} - f(\phi_a, m_D) & : \text{Variable} \end{cases}$$

♠ 超対称性の破れの影響

$\Rightarrow$ 重力相互作用(ソフト項のスケール$= \mathcal{O}(10^{-2}\text{-}10^{-3})$eV)