

**磁場中のニュートリノのヘリシティ-フレーバー振動**  
**Neutrino helicity-flavor oscillations in external magnetic fields**

○原田健太郎<sup>1</sup>, 二瓶武史<sup>2</sup>

\*Kentaroh Harada<sup>1</sup>, Takeshi Nihei<sup>2</sup>

Abstract : Electromagnetic properties of neutrinos have been considered. A massive Dirac neutrino may have a nonvanishing magnetic moment  $\mu_\nu$ , which causes its spin to precess in magnetic fields. The experimental upper bound on the neutrino magnetic moment is  $|\mu_\nu| < 2.6 \times 10^{-12} \mu_B$  while the theoretical prediction in an extended standard model is  $\mu_\nu \sim 10^{-19} \mu_B$ . We discuss oscillation of ultra high energy ( $\sim 1\text{EeV}$  or more) neutrinos in external cosmic magnetic fields with the observed value  $2.93 \mu\text{G}$ .

### 1. はじめに

ニュートリノのフレーバー振動が牧, 中川, 坂田によって提唱され [1], 1998 年には, Super-Kamiokande 実験でこの現象が観測された [2]. また, ニュートリノが Dirac 型ならば磁気モーメントを持ち得, 磁場中でスピン歳差運動が起こると提唱された [3]. 加えて, 超新星爆発により放出されるニュートリノは星間を飛ぶが, この星間磁場が近年の観測によりほぼ一様に  $2.93 \mu\text{G}$  程度であることがわかった [4]. 本研究では, ニュートリノのフレーバー振動と磁場中でのヘリシティの歳差運動について議論する. ここではフレーバー固有状態に対する時間発展方程式

$$i \frac{d}{dt} |\nu_\ell^h(t)\rangle = H^f |\nu_\ell^h(t)\rangle \quad (\ell = e, \mu, h = R, L) \quad (1)$$

におけるハミルトニアン  $H^f$  を求め, 時間発展方程式を解き, 遷移確率を  $P = \left| \langle \nu_\ell^h(t) | \nu_\ell^h(0) \rangle \right|^2$  によって求める.

### 2. 真空中のニュートリノ振動

以下では簡単のために, フレーバーの数を 2 とし, ヘリシティを区別する. フレーバー固有状態を質量固有状態  $\nu_{j,s} (j = 1, 2, s = +, -)$  の線形結合として

$$\begin{pmatrix} \nu_e^R \\ \nu_e^L \\ \nu_\mu^R \\ \nu_\mu^L \end{pmatrix} = U \begin{pmatrix} \nu_{1,+} \\ \nu_{1,-} \\ \nu_{2,+} \\ \nu_{2,-} \end{pmatrix} \quad (2)$$

のように表す. ただし,  $\langle \nu_{j,s} | \nu_{j',s'} \rangle = \delta_{jj'} \delta_{ss'}$  を課す. ここで

$$U = \begin{pmatrix} \cos \theta & 0 & \sin \theta & 0 \\ 0 & \cos \theta & 0 & \sin \theta \\ -\sin \theta & 0 & \cos \theta & 0 \\ 0 & -\sin \theta & 0 & \cos \theta \end{pmatrix} \quad (3)$$

である. 真空中のハミルトニアンを  $H_0^f$  としたとき, 時間発展方程式とエネルギー固有値方程式はそれぞれ

$$i \frac{d}{dt} |\nu_\ell^h(t)\rangle = H_0^f |\nu_\ell^h(t)\rangle, \quad H_0^f |\nu_\ell^h(t)\rangle = E_\ell |\nu_\ell^h(t)\rangle \quad (4)$$

である. 真空中でのハミルトニアンはフレーバー基底で

$$H_0^f = \omega \begin{pmatrix} -\cos 2\theta & 0 & \sin 2\theta & 0 \\ 0 & -\cos 2\theta & 0 & \sin 2\theta \\ \sin 2\theta & 0 & \cos 2\theta & 0 \\ 0 & \sin 2\theta & 0 & \cos 2\theta \end{pmatrix} \quad (5)$$

である. ここで  $\omega = \Delta m^2 / 4E$ ,  $E = \sqrt{m_j^2 + |\mathbf{p}|^2}$ ,  $\Delta m^2 = m_2^2 - m_1^2$  である. 式 (4) の時間発展方程式の解は

$$|\nu_\ell^h(t)\rangle = e^{-iE_\ell t} |\nu_\ell^h(0)\rangle \quad (6)$$

である. したがって高エネルギー極限における遷移確率

$$P(\nu_e^L \rightarrow \nu_\mu^L) = P(\nu_e^R \rightarrow \nu_\mu^R) = \sin^2 2\theta \sin^2 \omega t \quad (7)$$

を得る. 一方で, 左手型から右手型, あるいは右手型から左手型への遷移は起こりえない.

### 3. 物質中でのニュートリノのフレーバー振動

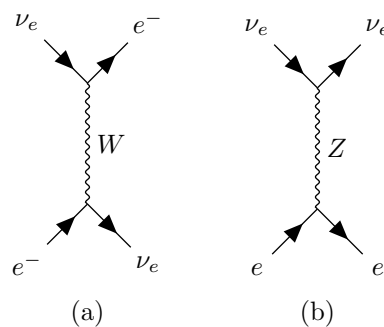


Fig. 1 Feynman diagrams for the charged current  $\nu e$  scattering (a) and the neutral current  $\nu e$  scattering (b).

Fig. 1 の Feynman 図を評価することで物質の寄与を示すハミルトニアン

$$H_{\text{mat}}^f = \lambda \text{diag}(0, 1, 0, -1), \quad \lambda = G_F n_e / \sqrt{2} \quad (8)$$

が得られる. ここで  $G_F$  は Fermi 結合定数,  $n_e$  は電子の密度である. ハミルトニアン (8) を見れば, 左手型のみが影響を受けることがわかる. 物質中での時間発展方程式

$$i \frac{d}{dt} |\nu_\ell^h(t)\rangle = (H_0^f + H_{\text{mat}}^f) |\nu_\ell^h(t)\rangle \quad (9)$$

<sup>1</sup> 日大理工・院(前)・物理 <sup>2</sup> 日大理工・教員・物理

の解を用いて、右手型と左手型のフレーバーの遷移確率がそれぞれ求められる:

$$P(\nu_e^R \rightarrow \nu_\mu^R) = \sin^2 2\theta \sin^2 \omega t, \quad (10)$$

$$P(\nu_e^L \rightarrow \nu_\mu^L) = \left(\frac{\omega}{\omega'} \sin 2\theta\right)^2 \sin^2 \omega' t. \quad (11)$$

ここで  $\omega' = \sqrt{(\omega \cos 2\theta - \lambda)^2 + \omega^2 \sin^2 2\theta}$  である. 一方, 物質中を伝播しても, ヘリシティは変わらない.

#### 4. 磁場中でのニュートリノのヘリシティ - フレーバー振動

結果的には, 磁場の寄与を示すハミルトニアンは

$$H_{\text{mag}}^f = \begin{pmatrix} -\left(\frac{\mu}{\gamma}\right)_{ee} B_{\parallel} & \mu_{ee} B_{\perp} & -\left(\frac{\mu}{\gamma}\right)_{e\mu} B_{\parallel} & \mu_{e\mu} B_{\perp} \\ \mu_{ee} B_{\perp} & \left(\frac{\mu}{\gamma}\right)_{ee} B_{\parallel} & \mu_{e\mu} B_{\perp} & \left(\frac{\mu}{\gamma}\right)_{e\mu} B_{\parallel} \\ -\left(\frac{\mu}{\gamma}\right)_{e\mu} B_{\parallel} & \mu_{e\mu} B_{\perp} & -\left(\frac{\mu}{\gamma}\right)_{\mu\mu} B_{\parallel} & \mu_{\mu\mu} B_{\perp} \\ \mu_{e\mu} B_{\perp} & \left(\frac{\mu}{\gamma}\right)_{e\mu} B_{\parallel} & \mu_{\mu\mu} B_{\perp} & \left(\frac{\mu}{\gamma}\right)_{\mu\mu} B_{\parallel} \end{pmatrix} \quad (12)$$

である [5]. ここで  $B_{\parallel}, B_{\perp}$  はそれぞれニュートリノの運動量方向に対して平行および垂直な成分の大きさである. 磁場中での時間発展は次式で与えられる:

$$i \frac{d}{dt} |\nu_\ell^h(t)\rangle = (H_0^f + H_{\text{mag}}^f) |\nu_\ell^h(t)\rangle. \quad (13)$$

磁場中でのニュートリノ振動を考えると, ここでは次のような仮定を与える. 星間の場合を考慮するので, 物質の寄与を無視する. また, 高エネルギー極限をとるために, ニュートリノの運動量方向の磁場を無視する. 太陽ニュートリノの観測値 [6] から混合角は  $\sin^2 \theta = 0.297$ , 質量差の 2 乗の値を  $\Delta m^2 = 7.37 \times 10^{-5} \text{ eV}^2$  を用いる. 磁気モーメントは実験的な上限値  $\mu_\nu = 2.6 \times 10^{-12} \mu_B$  を用いる [7]. 通過する磁場の大きさは最近 IBEX で観測された値  $B = 2.93 \mu\text{G}$  とする [4]. ニュートリノのエネルギーを  $E = 10^{18} \text{ eV}$  とする.

左手型のミューニュートリノが左手型の電子ニュートリノに遷移する確率のグラフは Fig. 2 のようになる. また, ヘリシティのみに着目し, 左手型のニュートリノが右手型のニュートリノに遷移する確率のグラフは Fig. 3 のようになる. 加えて, フレーバーとヘリシティの遷移確率の周期  $T_f, T_h$  はそれぞれ, ハミルトニアン (5), (12) から  $T_f = \pi/\omega = 1.09 \text{ pc}$ ,  $T_h \simeq \pi/\mu_{ee} B = 455.6 \text{ pc}$  と見積もることができる [8].

#### 5. まとめ

ニュートリノのフレーバー振動が真空中で起こることを確かめた. また, ニュートリノが磁気モーメントを持つ場合に, ヘリシティの歳差運動が磁場中で引き起こされることをみた. また, フレーバーの遷移やヘリシティ歳差運動

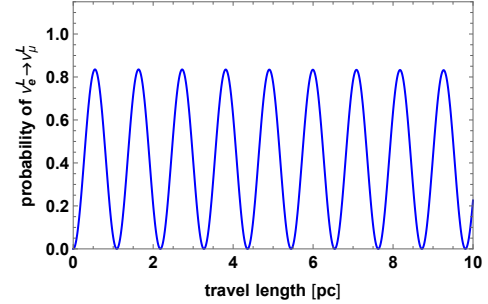
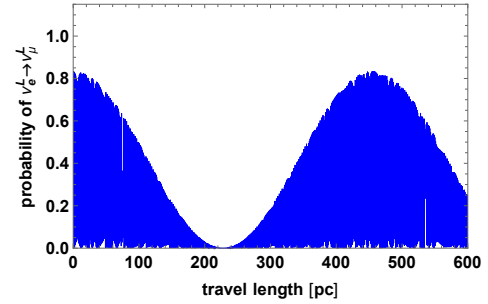


Fig. 2 The neutrino helicity-flavor change probability in an interstellar magnetic field ( $\nu_\mu^L \rightarrow \nu_e^L$ ,  $0 \sim 600 \text{ pc}$  (top panel), and  $0 \sim 10 \text{ pc}$  (bottom panel)).

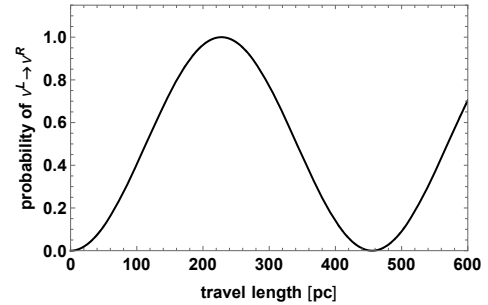


Fig. 3 The neutrino helicity-flip change probability in an interstellar magnetic field ( $\nu^L \rightarrow \nu^R$ ,  $0 \sim 600 \text{ pc}$ ).

の周期は, フレーバー基底でのハミルトニアンからそれぞれ見積もることができる.

#### 参考文献

- [1] Z. Maki, M. Nakagawa, and S. Sakata, Prog. Theor. Phys. **28**, 870 (1962).
- [2] Y. Fukuda *et al.*, Phys. Rev. Lett. **81**, 1562 (1998).
- [3] K. Fujikawa and R. Shrock, Phys. Rev. Lett. **45**, 963 (1980).
- [4] E. J. Zirnstein *et al.*, The Astrophysical Journal **818**, L18 (2016).
- [5] R. Fabbriatore, A. Grigoriev, and A. Studenikin, J. Phys. Conf. Ser. **718**, 062058 (2016).
- [6] M. Tanabashi *et al.*, Phys. Rev. **D98**, 030001 (2018).
- [7] N. Viaux *et al.*, Astron. Astrophys. **558**, A12 (2013).
- [8] P. Kurashvili *et al.*, Phys. Rev. **D96**, 103017 (2017).