

超新星ニュートリノのニュートリノ振動

横地 沙衣子 (東京理科大学大学院 理工学研究科)

Abstract

超新星爆発は元素の起源や銀河進化とも関連する重要な天体現象であり、超新星ニュートリノの検出は超新星を研究する有効な手段である。一方ニュートリノには3つの世代が存在し反粒子である反ニュートリノを含めて6種類存在する。それぞれの状態は異なる3つの質量基底の重ね合わせであり、時間が経過するとその重ね合わせの状態は変化してくる。そのために例えば初めは電子型だったニュートリノの一部がタウ型やミュー型のニュートリノに変化するような現象が起こる。このような現象をニュートリノ振動と呼ぶ。ニュートリノは超新星で生成されてから地球に到達するまでにニュートリノ振動を起こすのでその効果を考慮しなければならない。本研究では重力崩壊型超新星内部でのニュートリノ振動を数値計算し、ニュートリノの生き残り確率を調べる。今回は12次元に整理したニュートリノ、反ニュートリノの時間発展方程式について述べ数値計算への展望を発表する。

1 ニュートリノ振動

ニュートリノ振動は Pontecorvo によって 1958 年に、Maki et al. によって 1962 年に初めて提唱された現象である。ニュートリノの質量の固有状態と弱い相互作用の固有状態が異なるならば ν_e, ν_μ, ν_τ といったフレーバーは3つの質量固有状態の重ね合わせになる。それぞれの質量固有状態は異なる分散関係を持つため質量固有状態の間には位相差が生じる。このことによって例えば ν_e を作っていた質量固有状態の重ね合わせは時間経過すると異なる形の重ね合わせになり ν_e は別のフレーバーの成分が混ざった状態になる。これがニュートリノ振動である。ニュートリノ振動によって特定のフレーバーのニュートリノの一部は飛行している間に生成されたときのフレーバーとは異なるフレーバーで検出されることになるため、ニュートリノの検出には検出されるまでにどのくらいのフレーバーの入れ替わりが起きたのかを考える必要がある。

本研究では超新星ニュートリノの検出に及ぼす重力崩壊型超新星内部でのニュートリノ振動を数値計算し、その影響を検証する。

2 時間発展方程式

物質中における三世代のニュートリノ振動はシュレディンガー方程式から式 (1) のように記述できる。ただしここでは物質相互作用の効果のみ考えていてニュートリノの自己相互作用は起こらない密度領域とする。

$$i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \left(U \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & \Delta E_{21} & 0 \\ 0 & 0 & \Delta E_{31} \end{pmatrix} U^\dagger + \begin{pmatrix} A(t) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \right) \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} \quad (1)$$

行列 U は以下のように表される。

$$U = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\phi} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\phi} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\phi} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\phi} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\phi} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (2)$$

$$\Delta E_{ij} = \frac{\Delta m_{ij}^2}{2E} \quad (\Delta m_{ij}^2 = m_j^2 - m_i^2) \quad (3)$$

$$c_{ij} = \cos\theta_{ij}, s_{ij} = \sin\theta_{ij} \quad (4)$$

$$A(t) = \sqrt{2}G_F n_e(t) \quad (5)$$

E はニュートリノのエネルギー、 m_i はニュートリノの質量を表し m_1, m_2, m_3 の三世代が存在する。 θ は mixing angle を示す。 ϕ は phase parameter、 G_F はフェルミ結合定数、 n_e はニュートリノが通過する周囲の電子数密度をそれぞれ表す。

反ニュートリノの場合は式 (5) の符号が異なり式 (6) となる。

$$A'(t) = -\sqrt{2}G_F n_e(t) = -A(t) \quad (6)$$

ここで、数値計算のために式を変形し整理する。ニュートリノ、反ニュートリノの 6 世代について各フレーバーを実数部分、虚数部分に分けて式 (1) を整理すると 12 次元のニュートリノの時間発展の式 (7) が書ける。

$$\frac{d}{dt} \begin{pmatrix} Re[\nu_e] \\ Re[\nu_\mu] \\ Re[\nu_\tau] \\ Im[\nu_e] \\ Im[\nu_\mu] \\ Im[\nu_\tau] \\ Re[\bar{\nu}_e] \\ Re[\bar{\nu}_\mu] \\ Re[\bar{\nu}_\tau] \\ Im[\bar{\nu}_e] \\ Im[\bar{\nu}_\mu] \\ Im[\bar{\nu}_\tau] \end{pmatrix} = V \begin{pmatrix} Re[\nu_e] \\ Re[\nu_\mu] \\ Re[\nu_\tau] \\ Im[\nu_e] \\ Im[\nu_\mu] \\ Im[\nu_\tau] \\ Re[\bar{\nu}_e] \\ Re[\bar{\nu}_\mu] \\ Re[\bar{\nu}_\tau] \\ Im[\bar{\nu}_e] \\ Im[\bar{\nu}_\mu] \\ Im[\bar{\nu}_\tau] \end{pmatrix} \quad (7)$$

式 (7) 中の行列については以下のように与えられる。式 (8) の成分は共通する実数項を R、虚数項を I と置いている。対角成分は実数のみで Q で表す。

$$U \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & \Delta E_{21} & 0 \\ 0 & 0 & \Delta E_{31} \end{pmatrix} U^\dagger = \begin{pmatrix} Q_1 & R_1 + iI_1 & R_2 - iI_2 \\ R_1 - iI_1 & Q_2 & R_3 + iI_3 \\ R_2 + iI_2 & R_3 - iI_3 & Q_3 \end{pmatrix} \quad (8)$$

$$V = \begin{pmatrix} V_+ & 0 \\ 0 & V_- \end{pmatrix} \quad (9)$$

$$V_{\pm} = \begin{pmatrix} 0 & I_1 & -I_2 & Q_1 \pm A(t) & R_1 & R_2 \\ -I_1 & 0 & I_3 & R_1 & Q_2 & R_3 \\ I_2 & -I_3 & 0 & R_2 & R_3 & Q_3 \\ -Q_1 \mp A(t) & -R_1 & -R_2 & 0 & I_1 & -I_2 \\ -R_1 & -Q_2 & -R_3 & -I_1 & 0 & I_3 \\ -R_2 & -R_3 & -Q_3 & I_2 & -I_3 & 0 \end{pmatrix} \quad (10)$$

式 (7) を設定した始点 r_0 から星の外側に向かって解き位置 r におけるニュートリノの生き残り確率を求めていく。本研究ではルンゲクッタ法を用いて数値計算する。

3 振動長の計算

コードのテスト計算も兼ねて物質中でのニュートリノと反ニュートリノのニュートリノ振動を計算し振動長を比較した。振動長とは振動の周期に対応する値で二世代のニュートリノの真空における振動長は式 (11) で与えられる。真空の場合はニュートリノと反ニュートリノで同一の値になるが物質振動の場合は式 (6) の関係から異なる値をとる。物質密度が一定 ($A(t) = A$) の領域で、物質中での質量二乗差 Δm_m^2 はニュートリノ、反ニュートリノに対してそれぞれ式 (12)(13) で与えられる。 Δm_m^2 を用いて、物質中でのニュートリノ、反ニュートリノの振動長は式 (14)(15) と表せる。

$$l_{osc} = 2.48m \left(\frac{E}{1MeV} \right) \left(\frac{1eV^2}{\Delta m^2} \right) \quad (11)$$

$$\Delta m_m^2 = ((2EA - \Delta m^2 \cos 2\theta)^2 + (\Delta m^2 \sin 2\theta)^2)^{1/2} \quad (12)$$

$$\Delta m_m'^2 = ((-2EA - \Delta m^2 \cos 2\theta)^2 + (\Delta m^2 \sin 2\theta)^2)^{1/2} \quad (13)$$

$$l_{osc,m} = l_{osc} \frac{\Delta m^2}{\Delta m_m^2} \quad (14)$$

$$l'_{osc,m} = l_{osc} \frac{\Delta m^2}{\Delta m_m'^2} \quad (15)$$

パラメーターを式 (16)(17)(18)(19) に設定し、計算した結果 ν_e と $\bar{\nu}_e$ の物質振動の様子は図 1 のようになった。

$$\sin\theta = 0.158 \quad (16)$$

$$\Delta m^2 = 2.4 \times 10^{-3} \text{ eV} \quad (17)$$

$$E = 10 \text{ MeV} \quad (18)$$

$$n_e = 5 \times 10^{27} \text{ cm}^{-3} \quad (19)$$

ここでは理論値との比較のために電子型、ミュー型の二世代の振動を計算した。ニュートリノ、反ニュートリノでの振動長の違いが見て取れる。このとき振動長は $l_{osc,m} = 2.37 \times 10^5 \text{ cm}$, $l'_{osc,m} = 1.65 \times 10^5 \text{ cm}$ となっている。

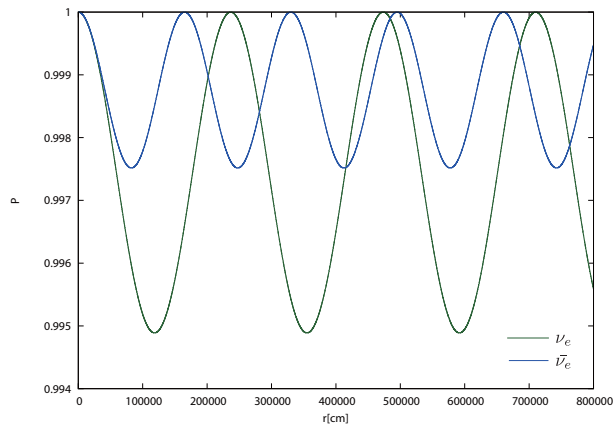


図 1: ν_e と $\bar{\nu}_e$ の物質振動の比較

4 今後の展望

作成中のコードのテスト計算が終了し次第、超新星ニュートリノの星外層部におけるニュートリノ振動を数値計算する。超新星内部における電子数密度分布は菊地の超新星シミュレーションの結果を利用する予定である。これは超新星の非球対称性がもたらすニュートリノ加熱率の上昇の効果を、球対称一次元に取り込んだモデルで計算されている。

Reference

高橋 慶太郎. 2003. 東京大学大学院修士論文

T.K.Kuo and Pantaleone. 1989. Rev. Mod. Phys. 61 (1989) 937.