E02 超新星ニュートリノと核物理・宇宙化学進化の理論研究

2021.5.21 「地下宇宙」領域研究会 (zoom) 東京理科大 理工 鈴木英之

研究組織

研究代表者 鈴木英之(東京理科大学・全体の統括) 研究分担者 山田章一(早稲田大学・超新星爆発シミュレーション) 鷹野正利(早稲田大学・核物理) 中里健一郎(九州大学・超新星(背景)ニュートリノ) 辻本拓司(国立天文台・化学進化) 研究協力者 富樫甫(九州大学・核物理)

ポスドク 岩上わかな(早稲田大学・超新星爆発シミュレーション)

公募研究

- 加藤ちなみ(東京理科大学)
 ニュートリノ集団振動を考慮した超新星ニュートリノスペクトルの構築
 吉田敬(京都大学)
 - 大質量星における40Kと中質量元素の元素合成:後期進化の対流混合による影響
- 中村航(福岡大学)
 現実的な3次元超新星モデルに基づく超新星背景ニュートリノ解析



重い星の重力崩壊 ⇒ 中性子星 NS, ブラックホール BH, 超新星 SN ν , 重元素 中性子星合体 ⇒ 重力波、short GRB、kilonova、重元素 (r 過程) ⇒ 地球 ν Ia 型超新星 ⇒ 重元素 (鉄まで)

 《 星形成率 SFR、初期質量関数 IMF、恒星・連星系進化、爆発・合体・元素合成 金属 (重元素) 量 (化学進化)、超新星背景ニュートリノ 研究テーマ

- 重い星の重力崩壊による超新星爆発、ブラックホール形成イベントの理論研究と放出されるニュートリノの数値シミュレーション
- 原始中性子星の冷却段階に放出されるニュートリノの系統的な研究
- これらに大きな影響を及ぼす高密度物質の状態方程式とニュートリノ反応率の系統的な研究 (核子制動放射過程、修正 URCA 過程など)
- 星形成史、化学進化、星形成時の初期質量分布のモデルと組み合わせた超新 星背景ニュートリノの観測予測計算
- 超新星背景ニュートリノの計算と宇宙化学進化モデルの整合性検討
- 天の川銀河の化学進化モデル(場所依存、r過程を含む)と地球ニュートリノ



他の計画研究との連携:A01, C01, E01 など

これまでの活動

- 論文21件(査読付き)
- 学会発表75件(招待講演3件)
- 計画研究 C01 と合同の超新星ニュートリノ研究会を 2 回開催
- 2020年2月に、早稲田大学にて国際ワークショップ "The Evolution of Massive Stars and Formation of Compact Stars: from the Cradle to the Grave" を開催(対面+一部オンライン)

重力崩壊型超新星爆発のシミュレーション

- 1D (球対称) モデル: 軽いコアなどしか爆発しない
- 2D,3D (多次元) モデル:現状では一般相対論やニュートリノ輸送に関する近似が必要だが、爆発したり、しなかったり。長時間の計算が難しく、爆発のエネルギーや中性子星の質量などの観測を再現できるかも課題。
 key physics?

ニュートリノ加熱、対流、SASI (Standing Accretion Shock Instability)、磁 場、回転など

ニュートリノ輸送: ニュートリノ分布関数 $f_{\nu}(t, \vec{r}, \vec{p})$ を求める。

ボルツマン方程式: $\frac{df_{\nu}}{dt} = \frac{\partial f_{\nu}}{\partial t} + \dot{\vec{r}} \cdot \frac{\partial f_{\nu}}{\partial \vec{r}} + \dot{\vec{p}} \cdot \frac{\partial f_{\nu}}{\partial \vec{p}} = \left(\frac{df_{\nu}}{dt}\right)_{\nu \text{int}}$

- ボルツマンソルバーによる直接解法 (山田、住吉ら) $f_{\nu}(t,\vec{r},\vec{p}) = f_{\nu}(t,r,\theta,\phi,p_r,p_{\theta},p_{\phi})$ を計算するため、計算コストが非常に大 きい。
- 他グループで使われる近似 例: モーメント法: 0 次 $E_{\nu}(t,\vec{r},p) \equiv \int pf_{\nu}d\Omega$, 1 次 $F_{\nu}^{i}(t,\vec{r},p) \equiv \int pn^{i}f_{\nu}d\Omega$ ($\vec{n} \equiv \frac{\vec{p}}{p}$), 2 次 $P_{\nu}^{ij}(t,\vec{r},p) \equiv \int pn^{i}n^{j}f_{\nu}d\Omega$ の時間変化を、closure 関係 (E,F,P などの関係 式) を仮定して計算。

超新星爆発の第1原理シミュレーション





一般座標変換の自由度を取り入れ、

原始中性子星の固有運動が計算できる

空間は軸対象でもニュートリノ分布は 一般に非軸対称で単純な楕円体ではない



3次元化と一般相対論化

運動量空間における電子ニュートリノ分布 t=10ms (中心 → 表面)





r=30km Ray bending の様子 10^{33} 10_{30} 10 $_{10}$ 10 $_{$ 50Schwarzschild spacetime 40 $z \, (\rm km)$ 3020測地線 10 10^{30} 0 30 20500 1040 $x \, (\mathrm{km})$

Fast Flavor Conversion in CCSNe: linear analysis

超新星爆発の第1原理計算結果に基づく線形解析でニュートリノ集団振動 ($\nu \nu$ 相互作用による非線形振動)のfast pairwise conversionの可能性を明 らかにした。



Fast conversionはニュートリノと反ニュートリノの非等方性の違いにより起こる。

線形解析によると、ニュートリノ球内、ニュートリノ加熱領域、衝撃波の外側のいずれにも 起こる可能性があることを明らかにした。

さらに厳密な Lefschetz thimble を用いた 解析も提唱 シミュレーションへのフィードバックが重要

✓ Post-Shock Region Nagakura et al. '19



状態方程式 (平均場近似、液滴モデル、変分法、パラメーター化などさまざまなモ デル化) Sumiyoshi 4M-COCOS slide, Nakazato and Suzuki'20



EOS	Togashi	Shen	new Shen	LS220
	変分	TM1	TM1e	液滴
$K_0[{ m MeV}]$	245	281	281	220
$S_0[{ m MeV}]$	30.0	36.9	31.4	28.6
$L[{ m MeV}]$	30	111	40	73.8
$n_0 [\mathrm{fm}^{-3}]$	0.16	0.145	0.145	0.155
$E_0[{\rm MeV}]$	16.1	16.3	16.3	16.0
$M_{ m NSmax}[M_{\odot}]$	2.2	2.2	2.1	2.1

Nakazato's parametrization energy per baryon $w(n, Y_p)$ $w(n, Y_p) = E_0 + \frac{K_0}{18n_0^2}(n - n_0)^2$ $+S(n)(1 - 2Y_p)^2$ $S(n) = S_0 + \frac{L}{3n_0}(n - n_0)$ $+ \frac{1}{n_0^2}(S_{00} - S_0 - \frac{L}{3})(n - n_0)^2$

核物質状態方程式がニュートリノ^{^{¬¬}} 放出に与える影響

	early phase	late phase
超新星	Δ	Ô
ブラックホール	Ο	

△ あまり影響しない。ただし数値計算では、爆発の 成否に影響を与えることもある。

 ○ 中性子星半径が減光の時間スケールに、低密度 領域の原子核組成が平均エネルギーに影響。

○ 最大質量がニュートリノ継続時間を決める。

超新星ニュートリノに
よる中性子星の質量・
半径の新しい推定法
Nakazato & Suzuki, ApJ 891 (2020),
arXiv:2002.03300
・総放出エネルギー(先行研究)
$$\frac{E_b}{mc^2} = \frac{0.6\beta}{1-0.5\beta}$$
 ($\beta = \frac{Gm}{rc^2}$)
とニュートリノによる冷却時間スケール(New!)

$$\tau_{\rm cool} = \tau^* \left(\frac{m}{1.4M_{\odot}}\right)^2 \left(\frac{r}{10 \text{ km}}\right)^{-3} \frac{1}{(1-0.5\beta)\sqrt{1-2\beta}}$$

と交点として求まる。 SN ν 観測→Eb, $\tau \rightarrow M(NS),R(NS),EOS$

ニュートリノイベントの平均エネルギー

Nakazato et al., in prep.



- 原始中性子星冷却に伴って、ニュートリノの平均エネルギーは観 測的に有意に低下していく。
- 状態方程式による違いも読みとれる。
 A,X_A(T)>A,X_A(S), λ(T)<λ(S), E_ν(T)>E_ν(S)

ブラックホール形成からのニュートリノ

Nakazato, Sumiyoshi & Togashi, PASJ in press, arXiv:2103.14386



30Msolar, Z=0.004

- 重力崩壊でブラックホールが形成される場合、ニュートリノ放出 は horizon ができるまで続く。
- 状態方程式によって最大質量が異なるため、ニュートリノ放出の継続時間に違いが生じる。

研究目的

匶野



修正 URCA 過程: $nn \rightarrow npe^- \bar{\nu}_e, npe^- \rightarrow nn\nu_e$ 核子制動輻射過程: $NN \rightarrow NN\nu\bar{\nu}$

エネルギー期待値を計算するためのJastrow波動関数

$$\Psi(x_1, \cdots, x_N) = \operatorname{Sym}\left[\prod_{i < j} f_{ij}\right] \Phi_{\mathrm{F}}(x_1, \cdots, x_N)$$

$$f_{ij} = \sum_{t=0}^{1} \sum_{\mu} \sum_{s=0}^{1} \left[f_{Cts}^{\mu}(r_{ij}) + s f_{Tt}^{\mu}(r_{ij}) S_{Tij} + s f_{SOt}^{\mu}(r_{ij}) \left(\boldsymbol{s} \cdot \boldsymbol{L}_{ij} \right) \right] P_{tsij}^{\mu}$$

有限温度一様非対称核物質の状態方程式

K. E. Schmidt and V. R. Pandharipande: Phys. Lett. 87B(1979) 11.





 $\frac{E_0}{N} - T \frac{S_0}{N}$ $E_0/N: 内部エネルギ - S_0/N: エントロピ -$

energy $+\frac{\overline{E_3}}{N}$ E_2

絶対零度でのE/Nの有限温度への拡張

核子の平均占有確率 n_i(k) $n_i(k) = \left\{1 + \exp\left[\left[\frac{e_i(k)}{2m_i} - \mu_i\right]/k_{\rm B}T\right]\right\}^{-1}, \ e_i(k) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_i^*} \leftarrow f \dot{m} \tilde{g} \equiv (i = p, n)$

$$\frac{S_0}{N} = -\frac{k_{\rm B}}{N} \sum_{i={\rm p, n}} \sum_j \left\{ \left[1 - n_i(k_j) \right] \ln \left[1 - n_i(k_j) \right] + n_i(k_j) \ln \left[n_i(k_j) \right] \right\}$$

自由エネルギーを m_{n} * と m_{n} * について最小化

Togashi EOSの相関関数を用いた 修正URCA過程のニュートリノ放出率 $n + n \rightarrow n + p + e^- + \bar{\nu}_e$ $Q_{\nu}^{\mathrm{Mn}(e)} = \frac{11513}{945} \frac{G^2 (1 + 3c_A^2)}{c^4 \pi \hbar^{13} 2^{10}} m_n^{*3} m_p^* \frac{k_{F_p} k_{F_e}^2}{k_F^6} \mathcal{R}(k_{\mathrm{F}n}) (k_{\mathrm{B}} T)^8$ $(1+3c_{\rm A}^2)R(k_{\rm Fn}) = [F_{010}(k_{\rm Fn})]^2 + \frac{27}{2} [F_{\rm T11}(k_{\rm Fn})]^2$ $+c_{\rm A}^2 \left\{ 3 \left[F_{001}(k_{\rm Fn}) \right]^2 + \frac{21}{2} \left[F_{\rm T00}(k_{\rm Fn}) \right]^2 + 27 \left[F_{\rm T11}(k_{\rm Fn}) \right]^2 \right\}$ $F_{sts'}(k) = 4\pi k^3 \int_{0} \left[f_{C1s}^{-}(r) f_{Cts'}^{0}(r) - 1 \right] j_0(kr) r^2 dr$ $F_{\mathrm{T}st}(k) = 4\pi k^3 \int_0^\infty f_{\mathrm{C}1s}^-(r) f_{\mathrm{T}t}^0(r) j_2(kr) r^2 dr$

nn相関は中心力相関のみ

np相関は中心力相関+テンソル力相関

先行研究 A. Dehghan Niri et al., Phys. Rev. C93 (2016) 045806



A. Dehghan Niri et al., Phys. Rev. C93 (2016) 045806

FM: Friman and Maxwell'79 (Fermi liquid + One Pion Exchange model) 2BF+3BF: 2体力+3体力を考慮した Lowest Order Constrained Variational method 遠方の境界条件 (healing distance 条件) の改良を行った。

これまでの成果

Togashi EOSの相関関数と有効質量を用いた 修正URCA過程ニュートリノ放射率の計算 →先行研究に比べて相当小さい値が得られた。

相関関数に対する条件(healing distance条件)の改良 (Togashi EOSの計算方法の精密化) →大幅な改善が見られた。

今後の課題

先行研究と比較して妥当な修正URCA過程放射率計算方法の確立

核子制動放射でのニュートリノ放射率計算への応用

Togashi EOSに基づくニュートリノ放射率の整備

U&Th(r過程元素)の起源天体の解明 (分担者: 辻本)

地球ニュートリノ量を決めるのは地球に内在するUとTh量

r過程元素の起源天体候補は2つ

□ 中性子星合体

□ 特殊な超新星(強磁場超新星やコラプサー)

目的 √銀河(宇宙)における各起源天体の貢献度は? (中性子星合体が100%?あるいは超新星も必要か?) √太陽系における各起源天体の貢献度は?
戦略
✓銀河の化学進化と力学進化の融合 √太陽双子星をツールにする

→銀河系円盤内を星は動径方向に移動する

星は渦状腕と遭遇する

角運動量の獲得/損失

が起きて移動する



オ太陽系も銀河の内側から移動してきた ← Z(太陽近傍ISM)~Z(太陽)



太陽双子星 (solar twin)



✓温度 (≤ 100K)、表面重力 (対数値: ≤ 0.1)、 [Fe/H] (≤ 0.1) が太陽とほぼ同じ星々

✓正確に化学組成(誤差1-2%)、年齢(誤差4億年)を評価できる

年齢は0-8 Gyrに分布

📥 太陽近傍星は色々な場所からやってきた証拠

"年寄りの星ほどより内側からやって来た"





新学術領域「冥王代生命学」丸山・戎崎氏らの大陸三層モデルと地球ニュートリノ

- プレート運動のない月の表面と現在の地球地殻の鉱物が異なる
- 南太平洋のマントル下部に熱源があるらしい

⇒ 大陸三層モデル

- 月と同じ成分だった原始地殻がマントルの下部に沈んでいる(第三大陸と呼称)
- 特に南太平洋の下に U/Th が局在しているのかもしれない

今回、Enomoto *et al.* 2007 を参考に、地球各地の地球ニュートリノフラックスを 計算

地球の密度分布は、PREM と CRUST1.0 を使用、U/Th 含有率は先行研究の値を 採用。



Preliminary result (石塚)

Flux(Kamioka,先行研究(S.Enomoto et al., 2007))に対する相対評価 Flux / Flux(Kamioka,先行研究) 観測サイト 太平洋海底 Kamioka ハワイ 太平洋海面 U/Th分布 先行研究(均一マントル分布) 1.00 0.36 均一マントル分布 0.34 0.76 0.33 0.32 均一第三大陸分布 0.27 0.71 0.29 0.27 局所的第三大陸分布 0.40 0.48 0.70 0.48

先行研究との差異は、使用した地殻密度データが異なるせいか確認中。



均一マントルモデル、均一第三大陸モデル、局所第三大陸モデル (マントルの U/Th の半分) による地球ニュートリノフラックス

種族合成計算コードを使った超新星背景ニュートリノの評価 (検討中) さまざまな単独星、連星の集合体としての銀河を考える。

典型的な分布としては

- 初期質量分布 Initial Mass Function (IMF): $M \mathrel{\stackrel{\bullet}{\bullet}} M_1 \mathrel{\mathsf{ooff}} \Lambda \mathrel{\mathsf{coff}} \Lambda \mathrel{\mathsf{coff}} \Lambda \mathrel{\mathsf{ooff}} \Lambda \mathrel{\mathsf{ooff} \Lambda \mathrel{\mathsf{ooff}} \Lambda \mathrel{\mathsf{ooff}}$
- 連星の初期質量比 $q \equiv M_2/M_1$ は 0.1-1.0 で flat (一様分布)
- 連星間の初期距離 a は $a_{\min} a_{\max}$ で log flat
- 連星軌道の初期離心率 e は thermal 分布 (確率 $\propto e$)

など

星形成率 SFR、金属量 Z の時間変化も考慮して、現在までを計算する。 連星の割合、IMF なども Z に依存するかもしれない。位置依存性も?



Figure 4. Density profiles at times with the central density of 10^{11} g cm⁻³ for progenitor models with metallicity Z = 0.02 (left panel) and 0.004 (right panel). In both panels, solid, dashed, dotted, and dot-dashed lines correspond to the models with initial mass $M_{init} = 13 M_{\odot}$, $20 M_{\odot}$, $30 M_{\odot}$, and $50 M_{\odot}$, respectively. (A color version of this figure is available in the online journal.)

Nakazato+'13

構造データ
$$\rho(M), r(M)$$
 から種々の量を評価する流れ
平均密度 $\bar{\rho} = \frac{3M}{4\pi r^3}$ 、落下時間 $t = \sqrt{\frac{\pi}{4G\bar{\rho}}}$
中心 $(M = 0)$ から外にデータを見ていくことが、時間 $t(M)$ 発展に対応している。
質量降着率 $\dot{M}(t) = \frac{2M}{t} \frac{\rho}{\bar{\rho}-\rho}$
ゲイン半径 $r_g = \sqrt[3]{r_1^3 \left(\frac{\dot{M}}{1M_{\odot}s^{-1}}\right) \left(\frac{M}{1M_{\odot}}\right)^{-3} + r_0^3}$
質量降着に伴うニュートリノ光度 $L_{\rm acc} = \zeta \frac{GM\dot{M}}{r_g}$

原始中性子星の結合エネルギー $E_{\text{bind}} = 0.084 M_{\odot} c^2 \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right)^2$ 原始中性子星からの拡散してくるニュートリノ光度 $L_{\text{diff}} = \frac{0.3}{\tau_{\text{rest}}} E_{\text{bind}} e^{-t/\tau_{\text{cool}}}$ 重力赤方偏移 $\alpha = \sqrt{1 - \frac{2GM}{r_{\text{PNS}}c^2}}, r_{\text{PNS}} = \frac{5}{7}r_g$ 停滞している衝撃波半径 $r_{\rm sh} = k_{\rm sh} L_{\nu}^{4/9} M^{5/9} r_a^{16/9} \dot{M}^{-2/3} \alpha^{4/3}$ ゲイン領域移流時間 $au_{adv} = k_{adv} r_{sh}^{3/2} M^{-1/2} \ln \frac{r_{sh}}{r_a}$ 吹き飛ぶのに受けとるべきエネルギー $e_g = \frac{3}{4}\epsilon_{diss} + \frac{GM}{4\max(r_{ch}, r_g)}$ 吹き飛ぶのに必要なニュートリノ加熱時間 $\tau_{\text{heat}} = k_{\text{heat}} e_g r_g^2 L_{\nu}^{-1} \alpha^{-3} M^{-2}$ $au_{
m adv} > au_{
m heat}$ になったら、衝撃波が復活したとみなす。 復活後の衝撃波速度 $v_{\rm sh} = 0.794 \left(\frac{E_{\rm imm}}{M - M_{\rm ini}}\right)^{1/2} \left(\frac{M - M_{\rm ini}}{\rho r^3}\right)^{0.19}$ 衝撃波のエネルギー E_{imm} は L_{ν} によるニュートリノ加熱量と、各殻の重力結 合エネルギーと核燃焼で出てくるエネルギーを積分して求める。その際,多次 元効果として落下していく物質と外向きに向かう物質の割合をパラメーター で指定する。

衝撃波の速度から温度を見積り、核燃焼で酸素ができるか、ケイ素ができる か、ニッケルが出きるかをきめて、放出される核エネルギーを評価する。 計算例 (Preliminary) (太田)

