高エネルギー天体物理の基礎

固武 慶 (国立天文台 理論研究部)

素核宇宙融合レクチャーシリーズ 2011年6月8-9日 東大本郷



全体のオーバービュー (10分)

素粒子・原子核・宇宙の融合へ向けて 代表:青木慎也(筑波大)

分野融合を目指して 新学術領域(2008-2012)

「素核宇宙融合による計算基礎科学に基づいた重層的物質構造の解明」

「様々な階層での物質の性質・構造・起源を、クォークから元素合成までという流れの中で、 異なった専門分野の研究者が計算科学という新しい手法を基盤に、共同で解明して行く」とい う新しい研究領域の構築を目指す



2010年3/15「次世代スパコンで迫る物質と宇宙の起源と構造」プレゼンファイルより

"<u>現実的な</u>"ウロボロスの図

宇宙誕生 原始星の誕生 分子雲 ビッグバン (宇宙誕生から 二億年以上後) (137億±2億年) 原始星 ブラックホール 太陽系の誕生 生命の誕生、 46億年前 進化 パルサー 超新星爆発 主系列星 星は輪廻転生を繰り返し、 銀河、宇宙も共進化している。





NASA G-68-10,414

林 忠四郎先生 (1920.7/25 ~2010.2/28)

http://www2.yukawa.kyoto-u.ac.jp/~tap2010/rironkon10.html

第23回理論懇シンポジウム 「林忠四郎先生と天文学・宇宙物理学」 2010年12月20日(月)-22日(水)

ートI:林先生の業績と思い出 忠四郎先生と元素合成理論 林忠四郎先生と星の進化 忠四郎先生と原始星形成論 忠四郎先生と太陽系形成論	:佐藤 文隆 :杉本 大一郎 :中野 武宣 :観山 正見
高エネルギー宇宙物理学	:井岡 邦仁
太陽系·惑星形成論	:井田 茂
原始星·星間物質理論	:犬塚 修一郎
初代天体·銀河形成論	:梅村 雅之
数値相対論	:柴田 大
ビッグバン宇宙論	:杉山 直
インフレーション宇宙論	:田中 貴浩
専用計算機	:牧野 淳一郎
超新星爆発理論	:山田 章一
ダークマターと構造形成	·吉田 直紀



"<u>より現実的な</u>"ウロボロスの図のスケール







"<u>より現実的な</u>"ウロボロスの図のスケール



-重力(⇒爆発天体のエネルギー源を決める、一般相対論) 「物理のワンダーランド!」



目次

✓第1回目 高エネルギー天体物理の基礎 「星の進化、超新星爆発の標準理論」

✓第2回目 <u>シミュレーション研究最前線</u>
「爆発天体現象のエンジンは解明されたか?」

✓第3回目 <u>ニュートリノ輻射流体数値計算法</u> 「如何にダイナミクスをsimulateするか?」

✓第4回目 マルチメッセンジャー天文学に向けて (重力波・ニュートリノ・多波長電磁波観測) 「天体物理・素核物理へのフィードバック」

第1回

✓星の進化、超新星爆発の標準理論





Heger et al. 03, ApJ



星の進化計算に基づく中心密度・温度の進化(p-T plane)



zwischen nicht-entartetem und entartetem Elektronengas [Iben, 1991, ApJ Suppl 76, 55].

Step0:大質量星進化:オーダー評価

星は核融合反応と重力収縮の競合で進化して、その進化を決めているのは、星の質量。



Step0:重い星の進化のオーダー評価

星は、核融合反応と重力収縮の競合で進化して、その進化を決めているのは、星の質量。



構造を考えない一様密度ガス

$$\log T \sim \frac{1}{3} \log \rho + \frac{2}{3} \log M + Const$$

Mー定ならば、温度は、密度の1/3 乗に比例する。

Step0:重い星の進化 Phase Diagram



Abbildung 2.2: Entwicklung der Zentraltemperatur und Zentraldichte in der Dichte-Temperatur-Ebene von Sternen unterschiedlicher Masse (Werte in Einheiten von Sonnenmassen). Die gestrichelten Linien sind die Zündkurven für H-, He- und C-Brennen. Die gestrichelte Gerade markiert (bei nicht allzu hohen Temperaturen) die ungefähre Grenze zwischen nicht-entartetem und entartetem Elektronengas [Iben, 1991, ApJ Suppl 76, 55].

電子の縮退圧が効き始める。 $P \sim \frac{\rho Y_e T}{1} + K_{\gamma} Y_e^{\gamma} \rho^{\gamma}$ m_p P~GM²/ R⁴ を代入 $T \sim \frac{m_p}{V k} (GM^{2/3} \rho^{1/3} - K_{\gamma} Y_e^{\gamma} \rho^{\gamma - 1})$ (後述のように電子のEOS:γ=4/3) $M > \left(\frac{K_{4/3}}{G}\right)^{3/2} Y_e^2$ ならば $\frac{\partial T}{\partial \rho} > 0$ $= M_{\rm Chandrasekar} \sim 1.4 M_{\odot}$ S.Chandra -sekhar チャンドラセカール質量) $M_{Ch} = 5.76 Y_e^2 M_{\odot} = 1.44 \left(\frac{Y_e}{0.5} \right)$

 M_{\odot}

Step0:重い星の進化 **Phase Diagram** 電子の縮退圧が効き始める。 15 $P \sim \frac{\rho Y_e T}{1} + K_{\gamma} Y_e^{\gamma} \rho^{\gamma}$ Phase Diagram M>Mch P~GM²/ R⁴ を代入 TM < Mch $T \sim \frac{m_p}{V \, k} (G M^{2/3} \rho^{1/3} - K_\gamma Y_e^{\gamma} \rho^{\gamma - 1})$ (後述のように電子のEOS:γ=4/3) $M > \left(rac{K_{4/3}}{G} ight)^{3/2} Y_e^2$ ならば $rac{\partial T}{\partial ho} > 0$

 ρ

白色矮星

Dwarf)に

(White

=
$$M_{\rm Chandrasekar} \sim 1.4 M_{\odot}$$

 $M_{Ch} = 5.76 Y_e^2 M_{\odot} = 1.44 \left(\frac{Y_e}{0.5}\right)^2 M_{\odot}$

(チャンドラセカール質量)

S.Chandra -sekhar

星の状態方程式(1)



 $kT \sim m_e c^2 \sim 0.5 \text{ MeV} = 5 \times 10^{19} \text{ K}$

星の状態方程式(2)





Heger et al. (2002)



Si

Fe

典型的な進化時間(Woosley&Heger 2002)

3.5

Ti. V. Cr

Mn, Co, Ni

Time

(yr)

107

 10^{6}

 10^{3}

3

0.8

1 week

Presupernova star



✓ Star has an onion like structure. ✓ Iron is the final product of the different burning processes.









						_
(7777)	Fuel	Main Product	Secondary Products	Temp (10 ⁹ K)	Time (yr)	
	Н	He	14 N	0.02	107	
burning C	He	С,О	¹⁸ O, ²² Ne s- process	0.2	106	
Ō	C 💆	Ne, Mg	Na	0.8	10 ³	
e till care cc	Ne	O, Mg	Al, P	1.5	3	
	0	Si, S	Cl, Ar K, Ca	2.0	0.8	
	Si	Fe	Ti, V, Cr Mn, Co, Ni	3.5	1 week	

化時間(Woosley&Heger 2002)



Heger et al. 03, ApJ





Heger et al. 03, ApJ



Remark:星の進化モデルの不定性

✓ 対流、自転、磁場など多次元の効果を1次元で扱っている!

ただし、混合距離理論(mixing length theory)、 拡散係数は線形理論で構成。

(non-linear, turbulent processでの妥当性?)





✓最近は多次元の進化モデルが可能になりつつある。

Meakin & Arnett (07,10) ApJ







<u>第一回目のゴール:超新星爆発の標準シナリオ</u>





Step 1 重力崩壊開始(1/3)



Chandrasekhar mass から半径のスケールを導出 $\rho \sim \frac{M}{R^3}$ $R = M^{1/3} \rho^{-1/3}$ $M_{Ch} = 5.76 Y_e^2 M_{\odot} = 1.44 \left(\frac{Y_e}{0.5}\right)^2 M_{\odot}$ を代入。 鉄コアの半径のオーダー $R_{\rm Fe} \sim 10^{11} Y_{e\,0.5}^{\,2/3} 10^{-3} \rho_9^{-1/3} \sim 10^8 {\rm cm} Y_{e\,0.5}^{\,2/3} \rho_9^{-1/3} \sim 10^3 {\rm km}$ $Y_{e0.5} \equiv \left(\frac{Y_e}{0.5}\right) \ \rho_9 \equiv \left(\frac{\rho}{10^9 \text{ g cm}^{-3}}\right)$ $[^{56}_{26}\text{Fe}]$ <u> 中性子星(Neutron Star)半径のオーダー</u> NSの中心密度は典型的に $ho \sim 10^{14} {
m ~g~cm^{-3}}$ $R_{\rm NS} \sim 10^6 {\rm cm} Y_{e\,0.5}^{2/3} \rho_{14}^{-1/3} \sim 10 {\rm km}$



Step 1 重力崩壊開始(3/3)

<u>重力崩壊開始を流体力学で記述すると・・・</u>

動的に重力収縮するガス球を考える

$$\rho \frac{\partial^2 r}{\partial t^2} = \frac{\partial p}{\partial r} - \frac{GM_r\rho}{r^2}$$

 $r_0 \rightarrow r_0 + \delta r$

 $\delta r = \zeta r_0 \ (\zeta = \text{const})$

状態方程式(Equation of State: EOS) の断熱指数の定義

 $\Gamma_S \equiv \left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_S$

運動方程式のLinear perturbationの関係式

 $\frac{\delta p}{p} = \Gamma_S \frac{\delta \rho}{\rho} \ , \ \frac{\delta \rho}{\rho} = -3 \zeta$

を使って

結局、E.O.Mは以下のようになる。

$$\rho \frac{\partial^2 r}{\partial t^2} = (3\Gamma_S - 4)\zeta \frac{\partial p}{\partial r}$$

星の中で一般に
$$\partial p/\partial r < 0$$
 だから

 $\Gamma_S < 4/3$

(物理的には、収縮して密度が高くなって重力が強くなってもそれに見合うだけ 圧力が上がらないので収縮をせきとめられない)

$$\begin{split} \Gamma_{S} &= \frac{\partial \ln P_{e}}{\partial \ln \rho} \Big|_{S} = \frac{\partial \ln P_{e}}{\partial \ln \rho} \Big|_{S,Y_{e}} + \frac{\partial \ln Y_{e}}{\partial \ln \rho} \Big|_{S} \frac{\partial \ln P_{e}}{\partial \ln Y_{e}} \Big|_{S} + \frac{\partial \ln S}{\partial \ln \rho} \Big|_{Y_{e}} \frac{\partial \ln P_{e}}{\partial \ln S} \Big|_{Y_{e}} \\ &= \frac{4}{3} \left(1 + \frac{\partial \ln Y_{e}}{\partial \ln \rho} \Big|_{S} \right) \end{split}$$
Negative due to electron-capture !
P_{e} &= \frac{1}{4} (3\pi^{2})^{1/3} \hbar c \left(\frac{\rho}{m_{u}} \right)^{4/3} Y_{e}^{4/3}
P_{e} &= \frac{\mu_{e}^{4}}{12\pi^{2}c^{3}\hbar^{3}} \left[1 + \frac{2}{3} \left(\frac{S_{e}}{\pi Y_{e}} \right)^{2} \right], \qquad \Gamma_{S} \approx \frac{4}{3} \left[1 + \frac{\alpha^{2}}{1 + 2/3\alpha^{2}} \frac{\partial \ln S_{e}}{\partial \ln \rho} \Big|_{Y_{e}} \right]_{\alpha = (S_{e}/\pi Y_{e})}

Step 1 重力崩壊開始(3/3)

<u>重力崩壊開始を流体力学で記述すると・・・</u>

動的に重力収縮するガス球を考える

結局、E.O.Mは以下のようになる。

流体力学で言うと、状態方程式のインデックスが4/3より小さくなって 重力収縮が始まる



<u>第一回目のゴール:超新星爆発の標準シナリオ</u>





Step 2 Neutrino Trapping (1)

(Weinberg)

(Salam)





<u>Neutrino trapping が起こる条件(1/3)</u>





Coherent散乱の平均自由行程: $\lambda = 1/(数密度 * 断面積)$ (mean free path だけ進んだら一回散乱する)

$$\lambda_{\nu} = \frac{1}{\sigma n_A} \approx 10^7 \text{cm} \left(\frac{\rho}{3 \times 10^{10} \text{g cm}^{-3}}\right)^{-1} \left(\frac{E_{\nu}}{12.6 \text{MeV}}\right)^{-2} \left(\frac{A}{56}\right)^{-1} \left(\frac{Y_e}{26/56}\right)^{-\frac{2}{3}}$$

<u>Neutrino trapping が起こる条件(1/3)</u>





<u>Neutrino trapping が起こる条件(2/3)</u>



 $R_{\nu} \approx 1.0 \times 10^7 \text{ cm} \left(\frac{E_{\nu}}{10 \text{ MeV}} \right)$: エネルギーの低いニュートリノ半径の小さい ところ(密度が高いところ)じゃないと、 よく散乱されない(opaqueにならない)

Neutrino trapping Opositive feedback(3/3)





Neutrino trapping Opositive feedback(3/3)



<u>第一回目のゴール:超新星爆発の標準シナリオ</u>



<u>第一回目のゴール:超新星爆発の標準シナリオ</u>



バウンス付近の物理(1/2)



核密度状態方程式の硬化



$$\Gamma_S > \frac{4}{3} + O\left(\frac{GM}{Rc^2}\right)$$

ー般相対論により 重力が強くなるセンス なので、不安定化する

数値シミュレーションで得られた断熱指数の時間変化の例



Kotake et al. 2004 (PRD)

バウンス付近の物理 (2/2)



✓ バウンスショックは鉄の光分解(吸熱)、衝撃波背面のニュートリノ冷却で失速

<u>小まとめ:超新星爆発の標準シナリオ</u>

✓ SN simulations over these 20 years show that bounce shock always stall because the kinetic energy of the shock is deprived by the photo-dissociation of Fe nuclei. → Direct "prompt" hydrodynamic explosion fails.
 ✓ The bounce shock turns into the standing accretion shock.
 ✓ The supernova problem is how to revive the stalled shock into explosion!



コアバウンス付近に登場する 原子核物理の重要性

✓原子核パスタ✓核密度状態方程式

Nuclear Pasta (原子核パスタ)

Watanabe and Sonoda (レビュー) cond-mat/0512020

✓原子核は一般に球状⇒表面エネルギーを最小にするような形状

✓超新星コアのような 超高密度状態(~10¹⁴ g/cm³⁾では、 原子核内部のクーロン エネルギー (∝1/r)が無視できなくなる。 ✓原子核パスタ:核密度以下(0.1-0.9ρ₀)



で「原子核」が変形する現象 spaghetti lasagna meat ball 「原子核」 「孔原子核」 Swis<mark>s cheese</mark> macaroni 密度 / K. Oyamatsu, Nucl. Phys. A561, 431 (1993) Fig.

なぜパスタが出来るの? ✓長距離のクーロンカ(斥力) →これがないと大きな1つの塊に。 ✓中距離の引力(核力) →これがないと一様分布になるだけ ✓短距離の斥力(核力の芯)



超新星コアにおける原子核パスタ

Sonoda et al., Phys. Rev. C 77, 035806 (2008)

QMD計算



超新星用の核密度状態方程式について

- ✓状態方程式は
 高密度天体の爆発機構の
 理解に不可欠
 - ✓ Equation of state depends on three variables(密度、温度、組成)
- EOS data table (~60MB) covers – Density: $10^5 \sim 10^{15}$ g/cm³ – Proton fraction: $0 \sim 0.56$ – Temperature: $0 \sim 100$ MeV

✓広い領域、幅広い物性



FIG. 3.—Representative equations of state for cold neutron stars based on nonrelativistic calculations. For comparison the equation of state for a free gas of neutrons is shown (--). The region contained in the rectangular region (upper right corner) is shown enlarged in Fig. 4.

Tens of Nuclear Equations of State.....

37.0

TABLE 1B



From Arnett & Bowers, (1987)



FIG. 4.—Equations of state used in obtaining the results in Tables 2–8. For comparison we include a free neutron gas (H) and the early work of Cohen, Langer, Rosen, and Cameron (I). Letters denote equation of state referenced in the Introduction.

超新星の業界で使われる"現実的(polytropeでない)"状態方程式

・ 10年ぐらい前まで、一つの状態方程式しかなかった。		
(Lattimer & Swesty'91) NPA535(1991)331	
	LS-EOS	Shen-EOS
Model	Compressible liquid drop model	Rel. Mean Field + Local-Density Approx.
Bulk EOS	"Skyrme"-like	RMF (RBHF)
状態方程式の incompressibility	K = 180,220,315 MeV	K = 281 MeV (硬)

日本の原子核グループの努力により、国産の状態方程式が 手に入るようになった。 (Shen et al '98) NPA 637(1998)435 Ishizuka EOS: Hyperons J. Phys. G35(2008)085201. Nakazato EOS: Quarks PRD77(2008)103006.

<u>Relativistic mean field theory 入門</u>

e.g., Glendenning「Compact Stars」 Springer 土岐 博さんの講義ノートをベースにしている。 http://www.rcnp.osaka-u.ac.jp/~hosaka/lecture/mokuji.pdf

σ-ωモデルによる核力EOSのモデル化

中間子	質 量 MeV	spin ^{pa} J ^P	^{rity} Isospi T	n $g^2/4\pi$
π	138	0-	1	14.21
σ	≈ 500	0^{+}	0	7.51
η	549	0^{-}	0	2.25
ho	770	1^{-}	1	0.42
ω	783	1-	0	11.13
δ	983	0^{+}	1	1.43

✓基底状態の原子核 isospin 0 ✓擬スカラー(pi,eta)はomit (for simplicity)



核子

(n,p)

$$\mathcal{L}(x) = \overline{\psi}(i \partial - M)\psi + \frac{1}{2} ((\partial \sigma)^{2} - m_{\sigma}^{2} \sigma^{2}) - \frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} \omega^{\mu\nu} \omega_{\mu\nu} - m_{\omega}^{2} \omega^{2}\right) + g_{\sigma} \overline{\psi} \psi \sigma - g_{\omega} \overline{\psi} \gamma^{\mu} \psi \omega_{\mu}, \\ \omega^{\mu\nu} = \partial^{\mu} \omega^{\nu} - \partial^{\nu} \omega^{\mu}$$

$$\mathbf{A45} - \mathbf{B}^{\sigma} - \mathbf{B}^{\sigma} \omega^{\nu} + M - g_{\sigma} \sigma \psi = 0, \quad (3)$$

$$(\Box + m_{\sigma}^{2})\sigma = g_{\sigma} \overline{\psi} \psi, \quad (\Box + m_{\omega}^{2})\omega_{\mu} = g_{\omega} \overline{\psi} \gamma_{\mu} \psi \quad (4)$$

$$\mathbf{F5} + \mathbf{B}^{\sigma} \frac{d^{3}k}{(2\pi)^{3}} \frac{M^{*}}{E_{k}^{*}} \sum_{s} \overline{u}(k,s)u(k,s) = 4 \int_{0}^{k_{F}} \frac{d^{3}k}{(2\pi)^{3}} \frac{M^{*}}{E_{k}^{*}} \sum_{s} \overline{u}(k,s)u(k,s)$$

$$i = 4 \int_{0}^{k_{F}} \frac{d^{3}k}{(2\pi)^{3}} \frac{M^{*}}{E_{k}^{*}} \sum_{s} \overline{u}(k,s)u(k,s)$$

$$M^{*} = M + U_{s} = M - \frac{g_{\sigma}^{2}}{m_{\sigma}^{2}} \rho_{s}$$

$$\mathbf{A66} \mathbf{A5} \mathbf{M} \quad g_{\sigma} \quad g_{\omega}$$

$$\mathbf{M}^{*} = M + U_{s} = M - \frac{g_{\sigma}^{2}}{m_{\sigma}^{2}} \rho_{s}$$

σωモデルは閉じ<u>る</u>。

 $= 1.3 \text{ fm}^{-1}$ ($\rho = \rho_0 = 0.148 \text{ fm}^{-3}$

<u>Relativistic mean field theory 入門</u>

e.g., Glendenning「Compact Stars」 Springer 土岐 博さんの講義ノートをベースにしている。 http://www.rcnp.osaka-u.ac.jp/~hosaka/lecture/mokuji.pdf

σ-ωモデルによる核力EOSのモデル化

中間子	質 量 MeV	spin ^{par} J ^P	^{ity} Isospi T	$g^2/4\pi$
π	138	0-	1	14.21
σ	≈ 500	0^{+}	0	7.51
η	549	0-	0	2.25
ho	770	1^{-}	1	0.42
ω	783	1-	0	11.13
δ	983	0^{+}	1	1.43

$$\mathcal{L}(x) = \overline{\psi}(i \partial - M)\psi + \frac{1}{2}\left((\partial \sigma)^{2} - m_{\sigma}^{2}\sigma^{2}\right) - \frac{1}{2}\left(\frac{1}{2}\omega^{\mu\nu}\omega_{\mu\nu} - m_{\omega}^{2}\omega^{2}\right) + g_{\sigma}\overline{\psi}\psi\sigma - g_{\omega}\overline{\psi}\gamma^{\mu}\psi\omega_{\mu}, \omega^{\mu\nu} = \partial^{\mu}\omega^{\nu} - \partial^{\nu}\omega^{\mu}$$

(2)
(2)
(2)
(3)

因みに、S-Matrixの非相対論極限を取ると、

7

$$V(r) = \frac{1}{4\pi} \left(g_{\omega}^2 \frac{e^{-m_{\omega}r}}{r} - g_{\sigma}^2 \frac{e^{-m_{\sigma}r}}{r} \right)$$



Figure 8.3 A plot of the potential energy W, kinetic energy T, and total energy E = T + W as function of nuclear radius R for a system of identical neutrons interacting via a purely attractiv nuclear potential. The point R_1 is the radius at which E attains its maximum value. [After Blatt an Weisskopf (1952).]

送納星で使われている核密度EOS

$$\mathcal{L}_{RMF} = \bar{\psi} [i\gamma_{\mu}\partial^{\mu} - M - g_{\sigma}\sigma - g_{\omega}\gamma_{\mu}\omega^{\mu} - g_{\rho}\gamma_{\mu}\tau_{a}\rho^{a\mu}]\psi + \frac{1}{2}\partial_{\mu}\sigma\partial^{\mu}\sigma - \frac{1}{2}m_{\sigma}^{2}\sigma^{2} - \frac{1}{3}g_{2}\sigma^{3} - \frac{1}{4}g_{3}\sigma^{4} - \frac{1}{4}W_{\mu\nu}W^{\mu\nu} + \frac{1}{2}m_{\omega}^{2}\omega_{\mu}\omega^{\mu} + \frac{1}{4}c_{3}(\omega_{\mu}\omega^{\mu})^{2} - \frac{1}{4}R_{\mu\nu}^{a}R^{a\mu\nu} + \frac{1}{2}m_{\rho}^{2}\rho_{\mu}^{a}\rho^{a\mu}. \qquad W^{\mu\nu} = \partial^{\mu}\omega^{\nu} - \partial^{\nu}\omega^{\mu}, \\ R^{a\mu\nu} = \partial^{\mu}\rho^{a\nu} - \partial^{\nu}\rho^{a\mu} + g_{\rho}\epsilon^{abc}\rho^{b\mu}\rho^{c\nu}.$$
Field equations $(i\gamma_{\mu}\partial^{\mu} - M - g_{\sigma}\sigma - g_{\omega}\gamma_{\mu}\omega^{\mu} - g_{\rho}\gamma_{\mu}\tau_{a}\rho^{a\mu})\psi = 0,$

and the Klein-Gordon equations for the meson fields are given by

$$\partial_{\nu}\partial^{\nu}\sigma + m_{\sigma}^{2}\sigma = -g_{\sigma}\bar{\psi}\psi - g_{2}\sigma^{2} - g_{3}\sigma^{3},$$

$$\partial_{\nu}W^{\nu\mu} + m_{\omega}^{2}\omega^{\mu} = g_{\omega}\bar{\psi}\gamma^{\mu}\psi - c_{3}\left(\omega_{\nu}\omega^{\nu}\right)\omega^{\mu},$$

$$\partial_{\nu}R^{a\nu\mu} + m_{\rho}^{2}\rho^{a\mu} = g_{\rho}\bar{\psi}\tau_{a}\gamma^{\mu}\psi + g_{\rho}\epsilon_{abc}\rho_{\nu}^{b}R^{c\nu\mu}.$$

Parameter	TM1	
$M \; [MeV]$	938.0	
$m_{\sigma} \ [MeV]$	511.19777	
$m_{\omega} \ [MeV]$	783.0	
$m_{\rho} \ [MeV]$	770.0	
g_{σ}	10.02892	
g_ω	12.61394	
$g_ ho$	4.63219	
$g_2 \; [fm^{-1}]$	-7.23247	
g_3	0.61833	
c_3	71.30747	
Shan EOSで採用している		





Lattimer & Swesty (K=180MeV)の場合







Measured and estimated masses of neutron stars in radio binary pulsars (gold, silver and blue regions) and accreting binaries (green). For each region, simple averages are shown as dotted lines; weighted averages wn as dashed lines. The labels (a) = [24] through (C) = [52] are references cited in the bibliography. For s with references z-C, a lower limit to the pulsar mass of 1 M_{\odot} was assumed.

精度よく決まっているのは1.4 M_{sun}の中性子星 From Lattimer & Prakash astro-ph/0612440

2010年 2 太陽質量の中性子星発見 (Shapir delay の初観測)

Demorest et al. Nature; Volume: 467,; Pages: 1081-1083



M_{ns} <u>~(1.97±0.04)</u>M_☉





Measured and estimated masses of neutron stars in radio binary pulsars (gold, silver and blue regions) and accreting binaries (green). For each region, simple averages are shown as dotted lines; weighted averages we as dashed lines. The labels (a) = [24] through (C) = [52] are references cited in the bibliography. For s with references z-C, a lower limit to the pulsar mass of 1 M_{\odot} was assumed.

精度よく決まっているのは1.4 M_{sun}の中性子星 From Lattimer & Prakash astro-ph/0612440 M_{ns} <u>~(1.97±0.04)</u>M_☉

Orbital phase (turns)

パスタを茹でながら、核密度を超えて、如何に爆発するか?







ニュートリノ加熱機構のオーダー評価 (2/2)



<u>超新星観測のまとめ(1/2)</u>

✔年間500個以上発見(2006年557個、2007年584個)



超新星観測のまとめ(2/2)

Relative flux + const

3000

1000

100

10

Mb (M)N

Type IIP (SN 1999em) Type IIL (SN 2009kr)





<u>Wilson's simulation の追試</u>

 ✓ この20年間の数値計算の主流は、Wilsonの結果を追試すること。
 ✓ <u>鉄コアを持つような大質量星</u>では、<u>球対称を仮定した</u> 数値シミュレーションでは爆発を再現できない。



球対称で爆発しているのはこのレンジだけ



Heger et al. 03, ApJ



Observationally, the shock-wave reaches to the stellar surface somehow... with its kin. E of 10⁵¹ erg!



SN1987A以降この20年に渡る超新星モデラーの一つのゴールは、 少なくとも20 Msun まで爆発させること (albeit not an easy job!) ⇒第二回に続く 参考文献:

- 日本語解説:わかりやすい、全体像がつかめる •<u>高原まり子</u>「壮絶なる星の死―超新星爆発」培風館 ☆教科書
- コンパクト天体一般:わかりやすい。
- <u>Shapiro & Teukolsky,</u>

FBlack Holes, White Dwarfs, and Neutron Stars The Physics of Compact Objects

核力の状態方程式:

・<u>Norman K. Glendenning</u> 平均場近似のEOS

Compact Stars: Nuclear Physics, Particle Physics, and General Relativity

・中性子星レビュウ:最新の観測データを含む。 Lattimer & Prakash <u>arXiv:astro-ph/0612440</u>

Neutron Star Observations: Prognosis for Equation of State Constraints

☆超新星物理の教科書的論文

 <u>Bethe, H. A.</u> Supernova mechanisms Reviews of Modern Physics, 62, (1990), pp.801-866





参考文献:

- ・星の進化レビュー Wooslov and Harri
 - Woosley and Heger,

"The evolution and explosion of massive stars"

Reviews of Modern Physics, vol. 74, Issue 4, pp. 1015-1071(2002)

・原子核パスタレビュー

Watanabe and Sonoda

"Recent progress on understanding "pasta" phases in dense stars"

- . arXiv:nucl-th/0512020
- ・中性子星内部のエキゾチック物理(クオーク星など) レビュー Weber,

"Strange Quark Matter and Compact Stars"

arXiv:astro-ph/0407155

β崩壊などワインバーグ サラム理論の入門書
 "クォークとレプトンー現代素粒子物理学入門
 F. ハルツェン、A.D. マーチン、培風館 "