

# ブラックホール形成に伴う ニュートリノ放出

早稲田大学 理工学部 **中里健一郎**

共同研究者: **住吉光介** (沼津高専)

**山田章一** (早大理工)

Submitted to ApJ

## 1. 導入

- ✦ 重力崩壊型超新星爆発
  - 星の中心部にできた  $\sim 1M_{\odot}$  ( $\sim 1k_B$ ) の鉄コアが光分解不安定により、重力崩壊。
  - 核力で**跳ね返される**。
- ✦ 非常に重い ( $\geq 300M_{\odot}$ ) 第一世代星の崩壊 (e.g. Nakazato et al. 2006)
  - Pair instability で崩壊後、 $\geq 50M_{\odot}$  ( $\geq 15k_B$ ) の鉄コアが形成される。
  - 跳ね返されず**直接 Black Hole** になる。

## 本研究の目的

- ✦ 最近、第一世代星や高密度星団中で星の合体でできた星など、**中間質量ブラックホール**との関連も示唆される、これまで考えられていなかった天体の存在が指摘される。  
→ **系統的**なブラックホール形成計算の重要性
- ✦ **微視的素過程** (状態方程式、ニュートリノ) まで考慮した計算を行う。  
→ 放出される**ニュートリノ**からブラックホール形成を議論するための基盤整備。

## 2. モデルと手法

- ✦ 光分解不安定 ( $T_c \sim 8 \times 10^9$  K) な鉄コアの球対称な平衡形状を初期モデルにする。
- ✦ 鉄コアは等エントロピー的と仮定し、エントロピーの値を系統的に変える。  
→  $s = 3k_B - 13k_B$ : **6 models**  
→ 対応する鉄コア ( $T \gtrsim 5 \times 10^9$  K) の質量・半径が決まる。  
→  $M_{\text{core}} = 2.44M_{\odot} - 34M_{\odot}$   
→  $R_{\text{core}} = 267\text{km} - 1380\text{km}$

# 数値計算の手法

## 球対称一般相対論的完全流体

(Yamada 1997)

Metric: Misner & Sharp (1964)

EOS: Shen et. al. (1998)

Radial mesh: 127 non uniform zones

+

## ニュートリノ輸送 (Boltzmann 方程式)

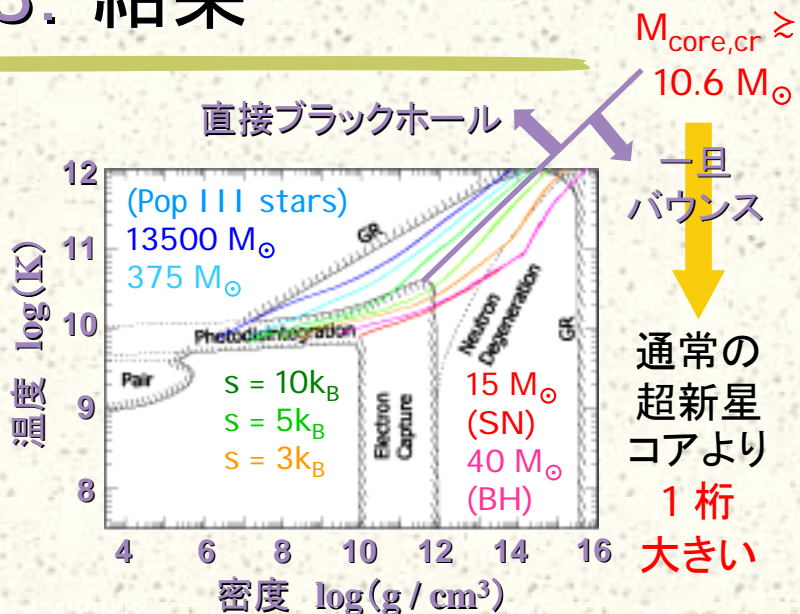
(Yamada et al. 1999 ; Sumiyoshi et al. 2005)

ニュートリノ:  $\mathbf{v}_e \cdot \bar{\mathbf{v}}_e \cdot \mathbf{v}_\mu (= \mathbf{v}_\tau) \cdot \bar{\mathbf{v}}_\mu (= \bar{\mathbf{v}}_\tau)$

Energy mesh : 12 zones (0.1 – 350 MeV)

反応リスト: 電子捕獲・陽電子捕獲・核子散乱・電子散乱・  
原子核捕獲・原子核散乱・電子陽電子対生成・  
プラズモン生成・核制動放射

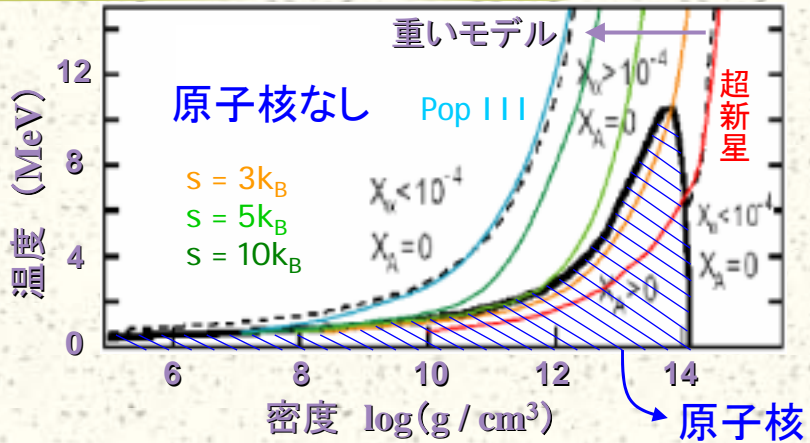
# 3. 結果





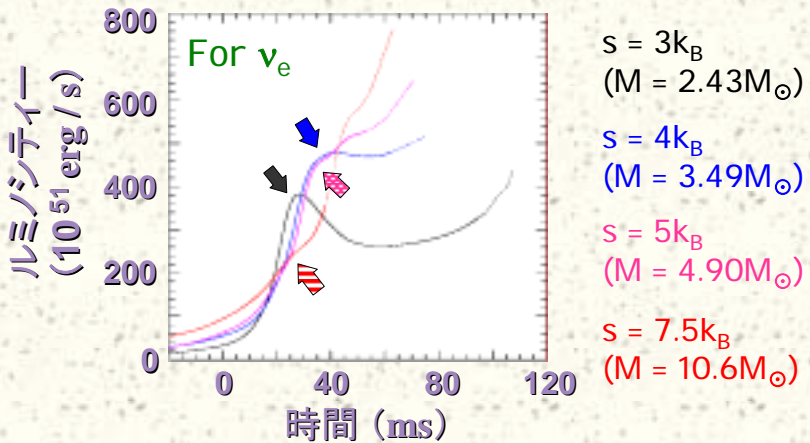
# バウンスの理由

Shen et. al. (1998)  
の状態方程式



- # 原子核 →  $\alpha$  粒子・核子の phase に移行
- # 非相対論的粒子が豊富になり重力的に安定

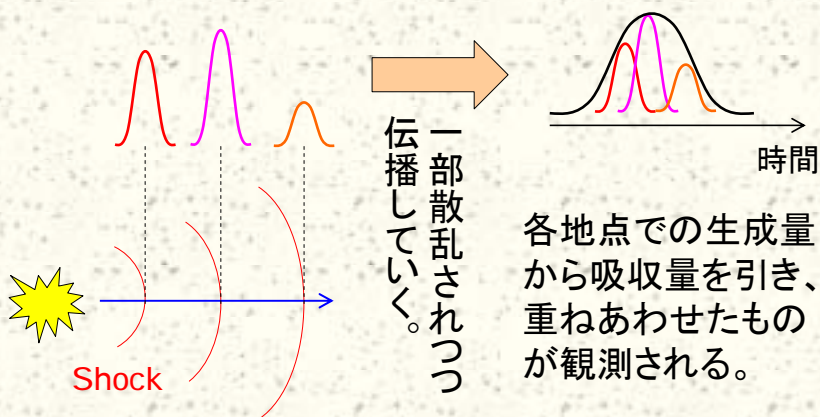
# $\nu_e$ ルミノシティの時間発展



- # 星の質量によりバーストのふるまいに違い。
- # 高エントロピーモデルではバーストなし。

## ニュートリノ放出のしくみ

- ※ ニュートリノは主に衝撃波面で作られたものが伝播してくる。



## ニュートリノ生成量の見積もり

- ※ 各点で生成されるニュートリノの量は概ね、そこでの平衡量で決まる。

$$n(\varepsilon)d\varepsilon \sim n_{\text{eq.}}(\varepsilon)d\varepsilon \propto \frac{\varepsilon^2 d\varepsilon}{\exp\left(\frac{\varepsilon - \mu}{kT}\right) + 1}$$

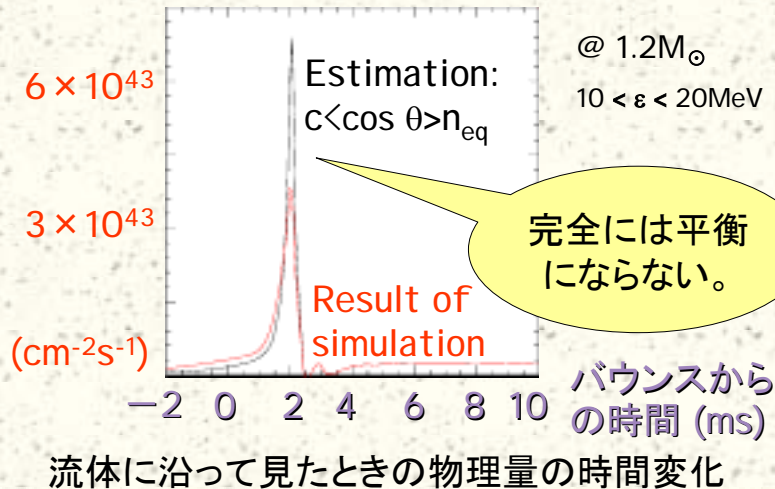
※ 反応計算によるシミュレーション結果は 50% 程度ずれる。

- ※ Number Flux は個数に、流速(光速)と角度分布の平均をかけたもの。

$$F(\varepsilon)d\varepsilon \approx c \langle \cos \theta \rangle n(\varepsilon)d\varepsilon$$

## 見積もりと計算結果の比較

- ✦ シミュレーションの結果 ( $s = 3k_B$ )。



## 続・ニュートリノ生成量の見積もり

- ✦ ルミノシティは Number Flux に、表面積とエネルギーをかけたものになる。

$$L(\epsilon)d\epsilon \propto \frac{r^2 \langle\cos\theta\rangle \epsilon^3}{\exp\left(\frac{\epsilon - \mu}{kT}\right) + 1} d\epsilon$$

- ✦ シミュレーションの結果によると、衝撃波面で温度  $T$ 、 $\langle\cos\theta\rangle$  はほぼ一定。
- ✦ 半径  $r$  かニュートリノの化学ポテンシャル  $\mu$  のどちらかが小さいと、 $L$  も小さい。

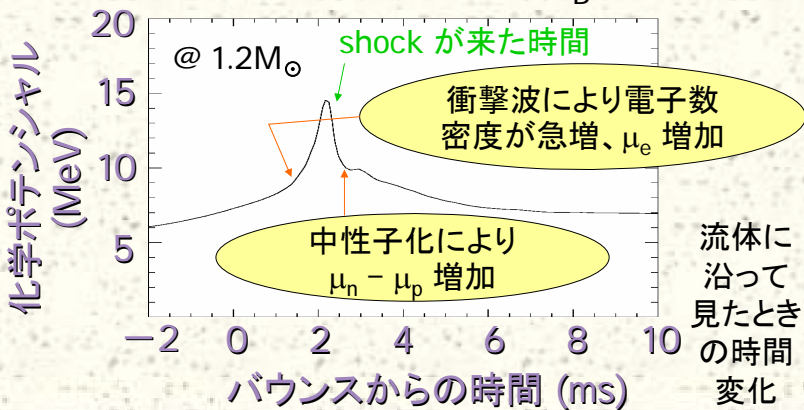


# ニュートリノの化学ポテンシャル

# 定義

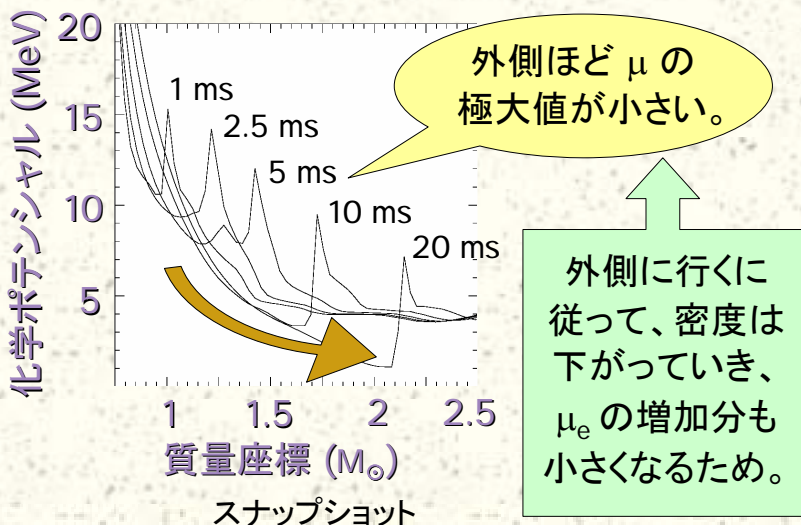
$$\mu \equiv \mu_e - (\mu_n - \mu_p) \quad \text{c.f. } p + e \leftrightarrow n + \nu_e$$

# シミュレーションの結果 ( $s = 3k_B$ )。



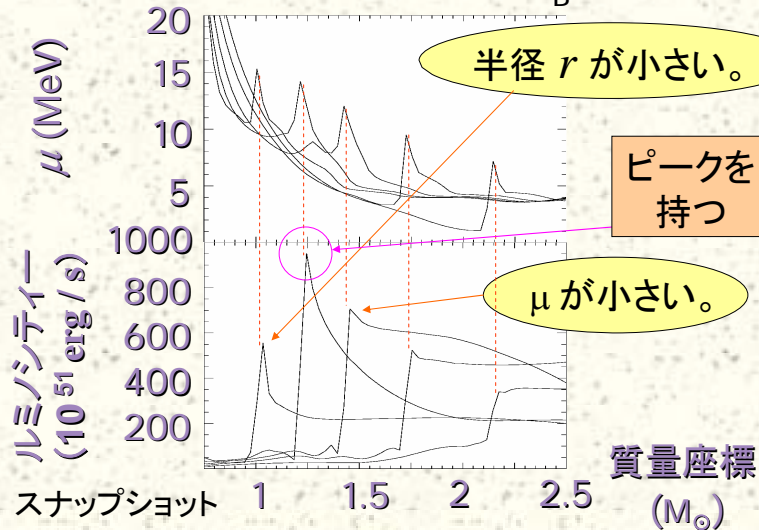
# 衝撃波面の化学ポテンシャル

# シミュレーションの結果 ( $s = 3k_B$ )。



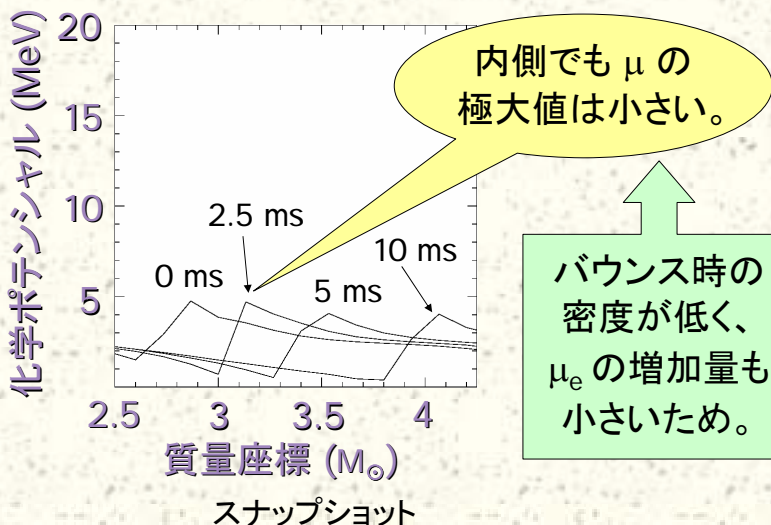
# ルミノシティと化学ポテンシャル

# シミュレーションの結果 ( $s = 3k_B$ )。



# 高エントロピーモデルの場合

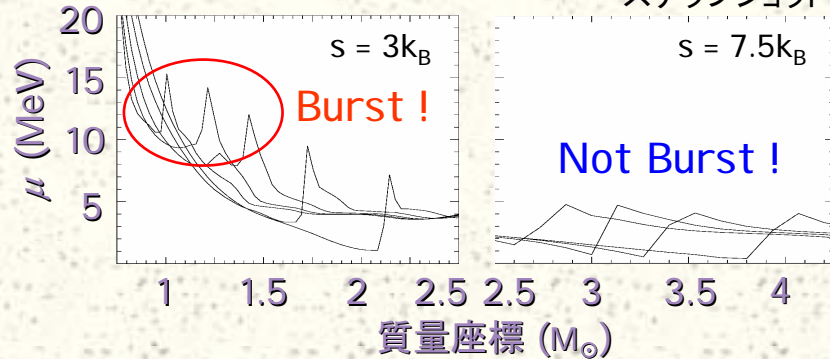
# シミュレーションの結果 ( $s = 7.5k_B$ )。





## モデルの比較

### シミュレーションの結果



- 低密度バウンスでは、中性子化バーストが起きなくなる。

## 4. まとめ

- 最終的にはブラックホールが形成される重力崩壊でも、核子・ $\alpha$ 粒子の熱的圧力で、一旦、バウンスすることがある。
- エントロピーの高いコアの崩壊では、バウンス時の密度が低いため、中性子化バーストが起きない。
- ニュートリノから親星の probe の可能性を示唆した。