

# 重力崩壊型超新星のボルツマン方程式による 空間三次元のニュートリノ輻射流体計算

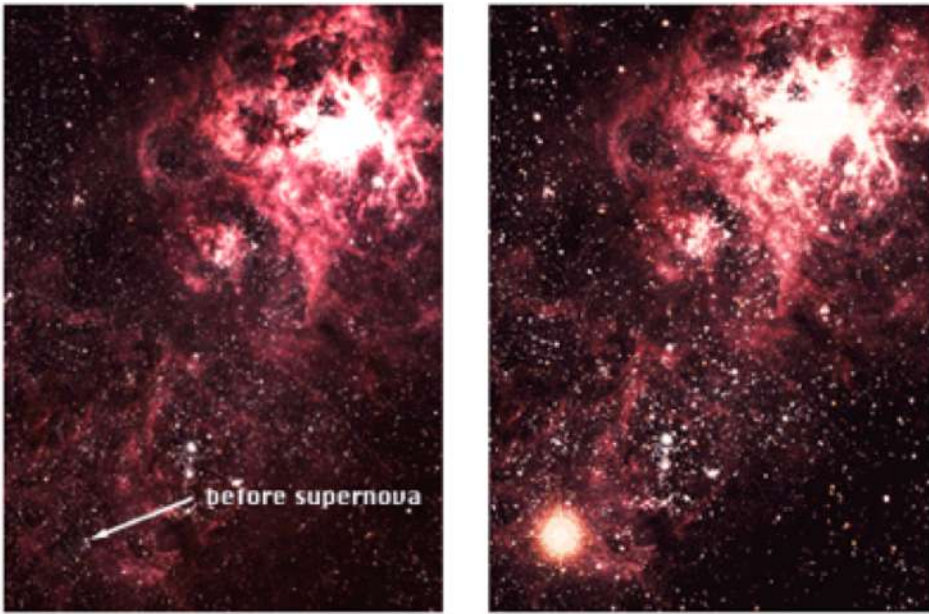
発表者

岩上 わかな

大川 博督、長倉 洋樹、原田 了、古澤 峻、松古 栄夫、住吉 光介、山田 章一

# 重力崩壊型超新星

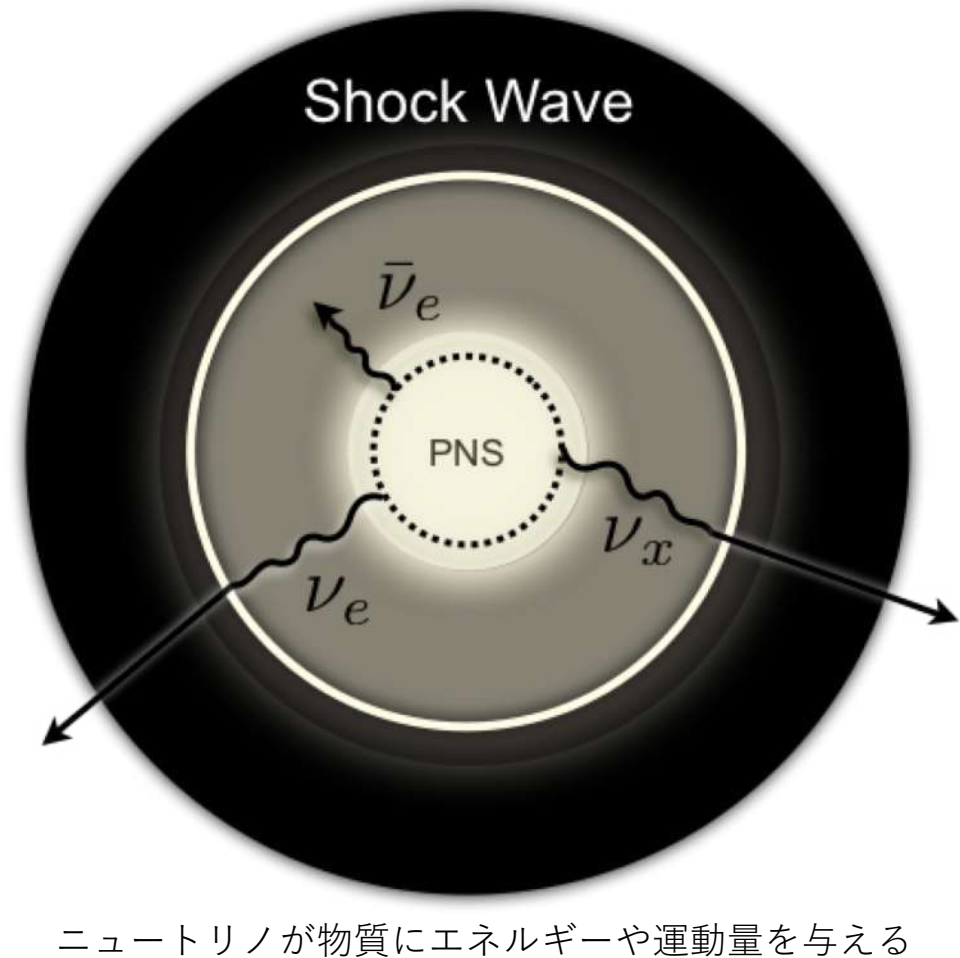
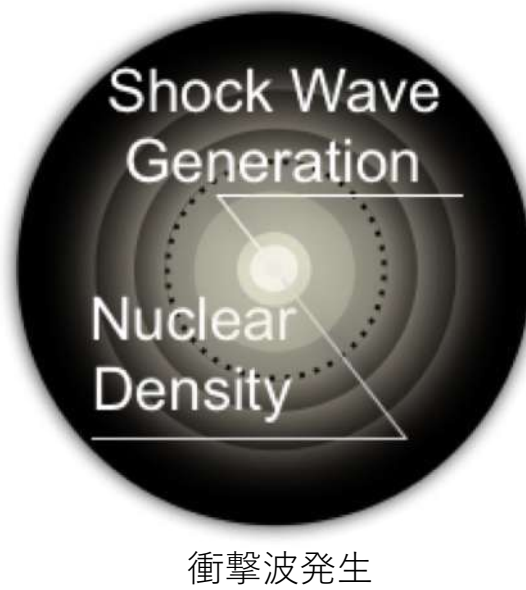
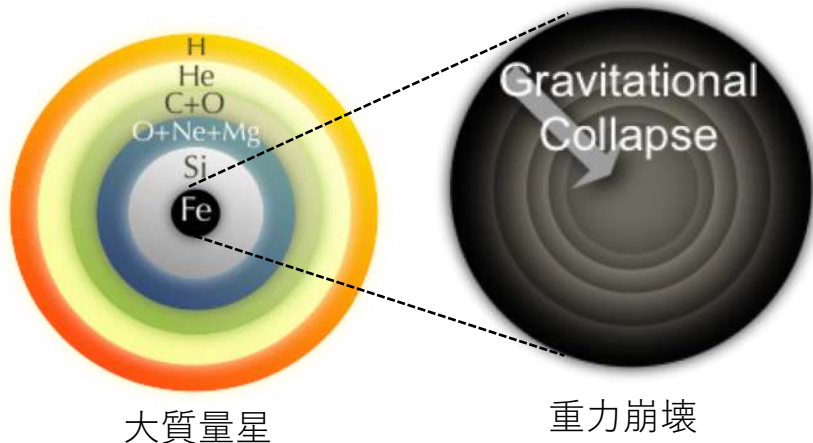
## 大質量星の大爆発



(Copyright by AAO, photographs by D. Malin)

## 爆発メカニズム

### ニュートリノ加熱メカニズム

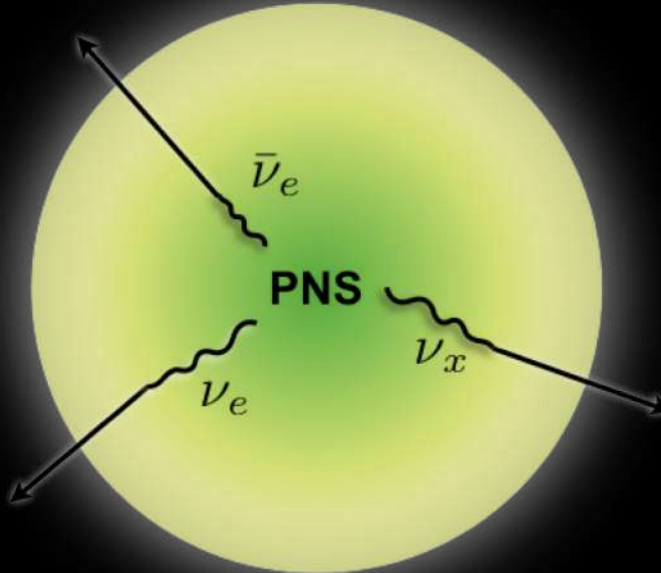
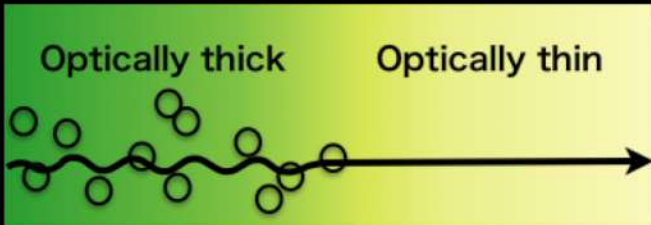


# 輻射輸送計算の近似法

Boltzmann equation

Boltzmann Equation

$$\frac{dx^\mu}{d\lambda} \frac{\partial f}{\partial x^\mu} + \frac{dp^i}{d\lambda} \frac{\partial f}{\partial p^i} = \left( \frac{\delta f}{\delta \lambda} \right)_{\text{collision}}$$



- Leakage Scheme
- Light Bulb Approximation
- Ray-by-Ray Approach
- IDSA (Isotropic Diffusion Source Approximation)
- Moment method
- MGFLD (Multi-Group Flux Limited Diffusion) method

本研究は、光学的に厚くも薄くもない領域におけるニュートリノ輻射輸送過程の解析を通して、爆発メカニズムの解明を進めるとともに、近似法の検証、近似法の適用範囲の把握、近似法の改良などを目指し、第一原理計算を行う。

# 流体の物理量

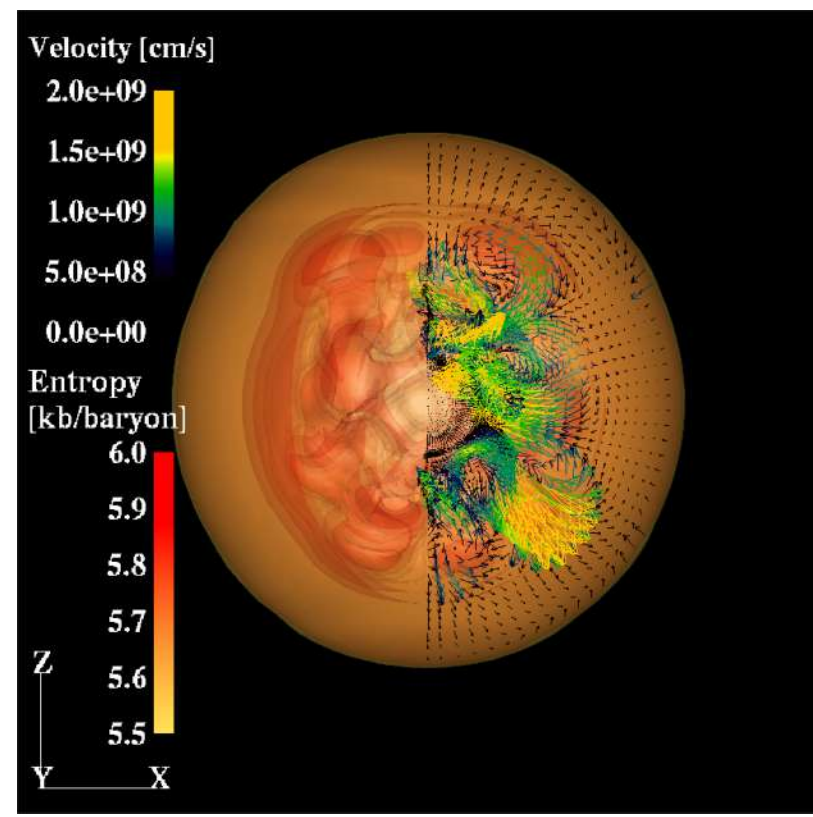
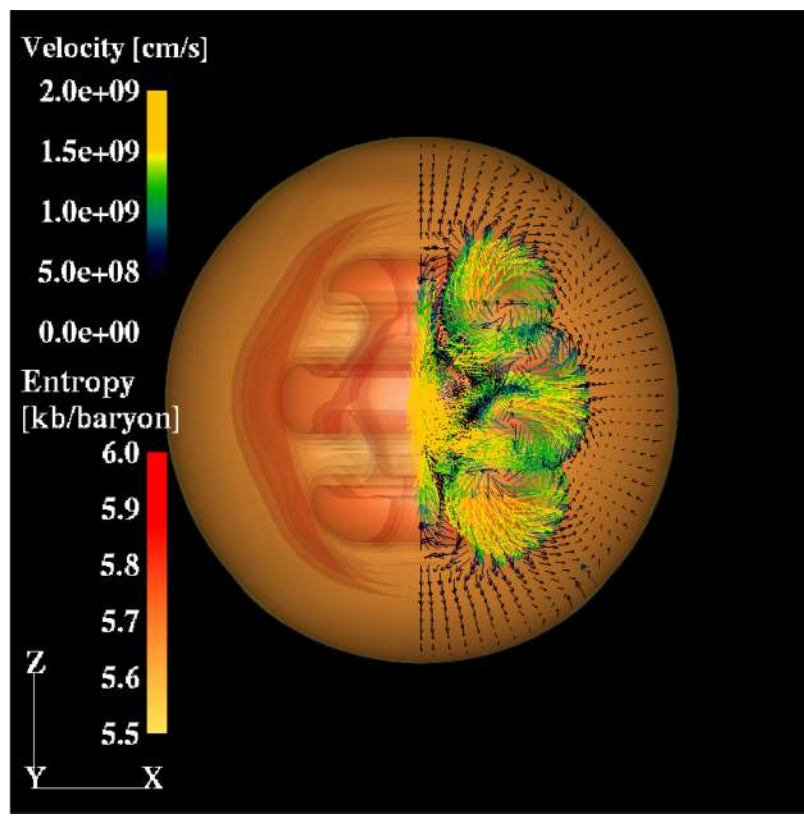
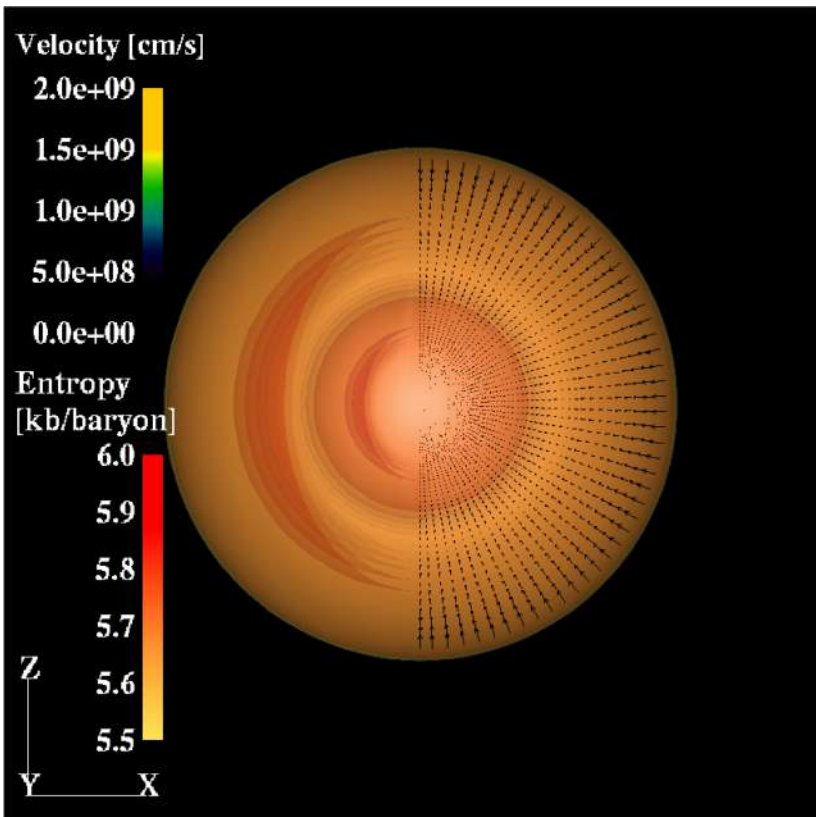
## エントロピーの等値面と速度ベクトル

衝撃波発生直後に原始中性子星内部で発生する対流の成長とそれがする減衰までを計算 (~20ms)

1D

2D

3D



対流なし

~100km

環状の対流

~100km

セル状の対流

~100km

## ニュートリノの物理量

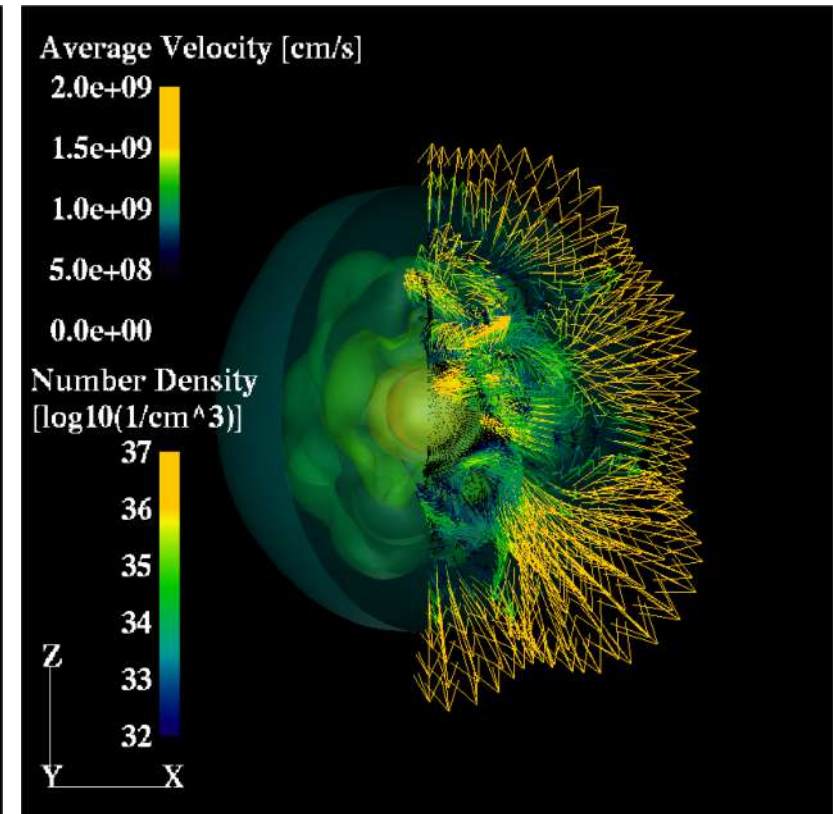
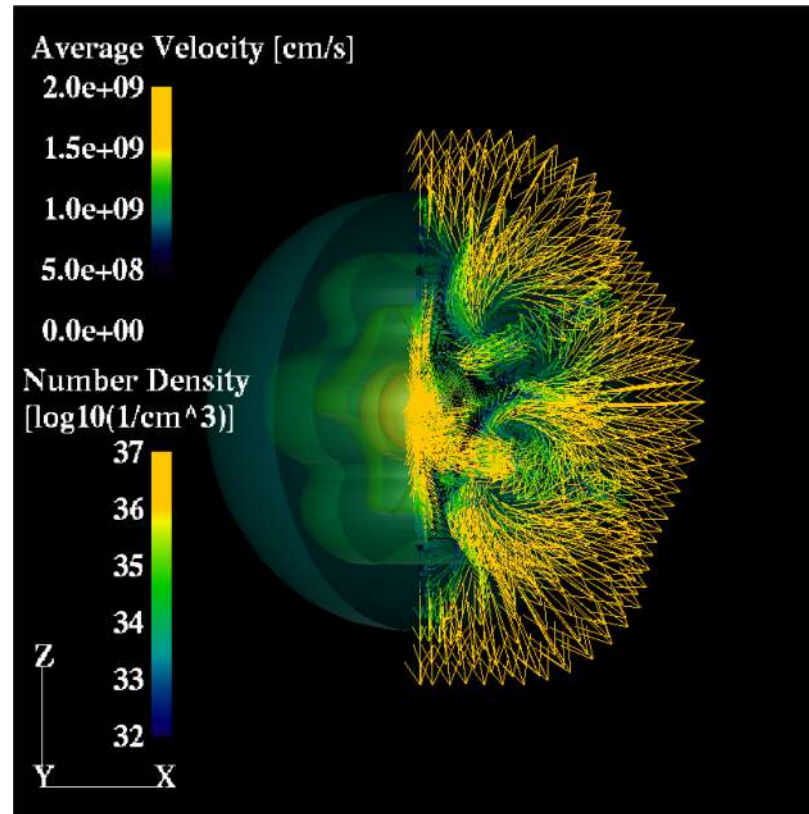
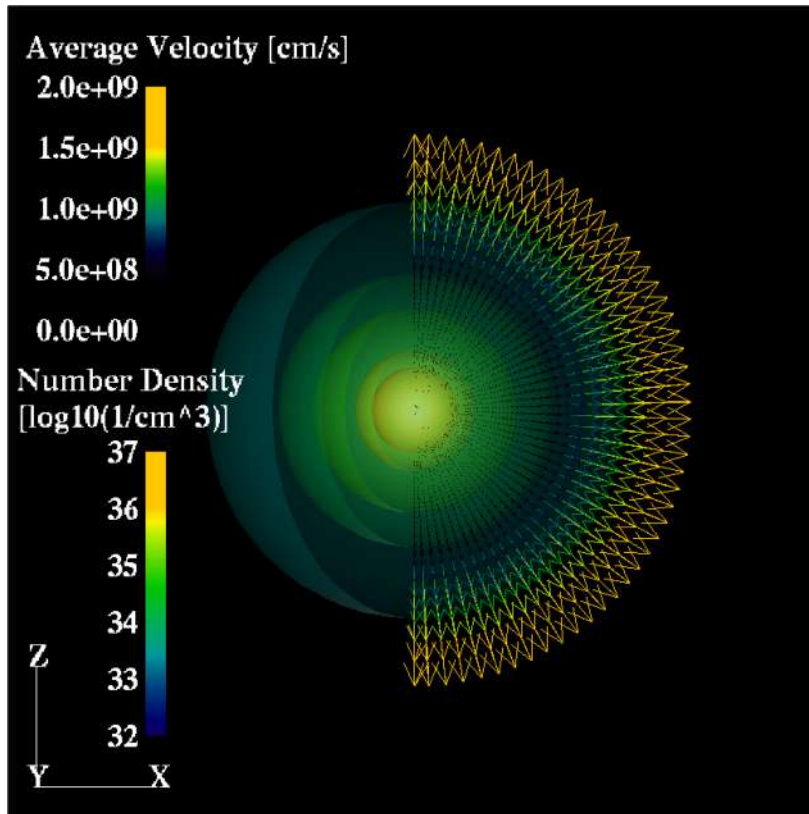
### 電子ニュートリノの数密度とフラックスファクターベクトル

中心部では流体と同じ速度でニュートリノが移動し、外側でニュートリノが物質から離れて真っ直ぐに飛んでいく

1D

2D

3D



~100km

~100km

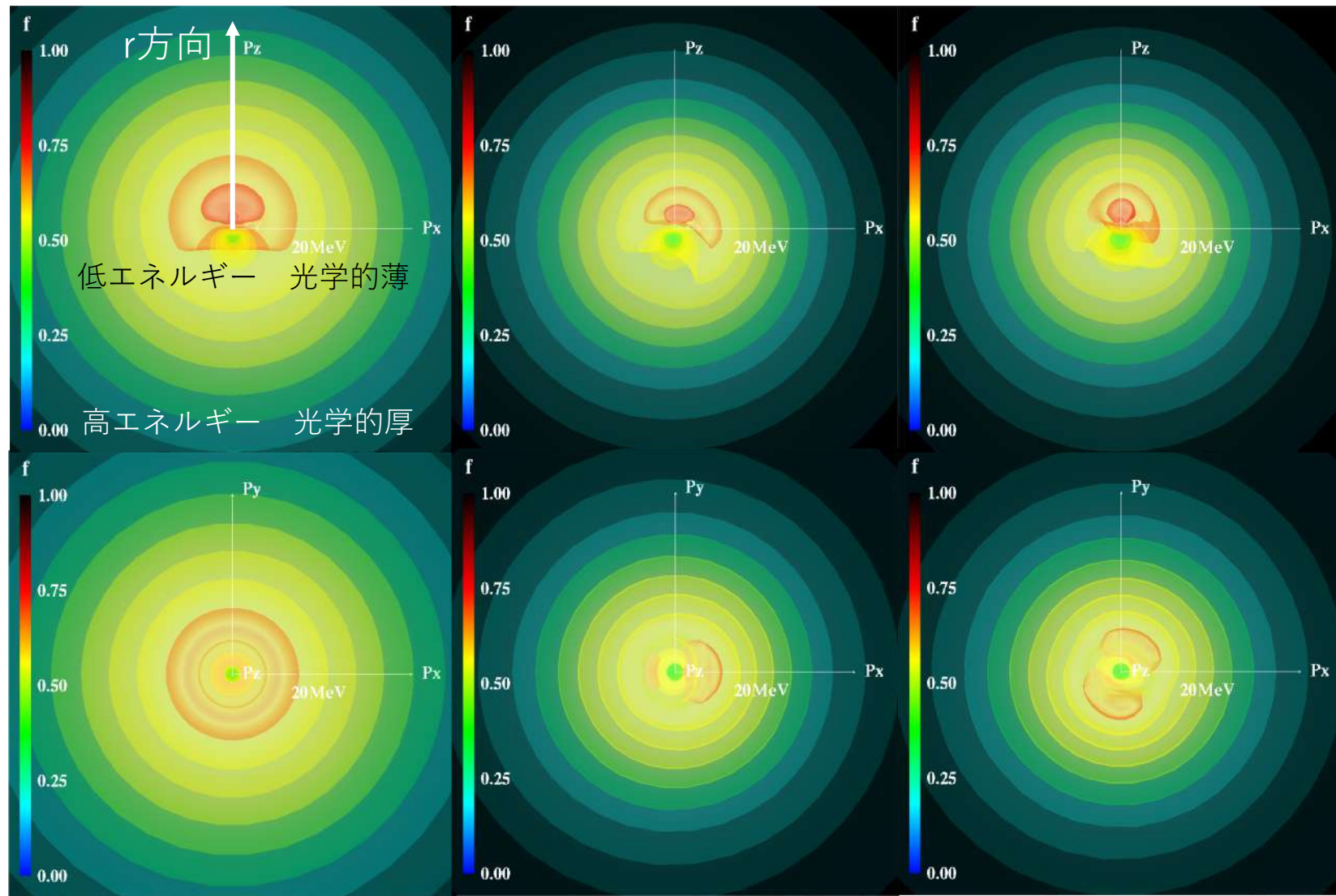
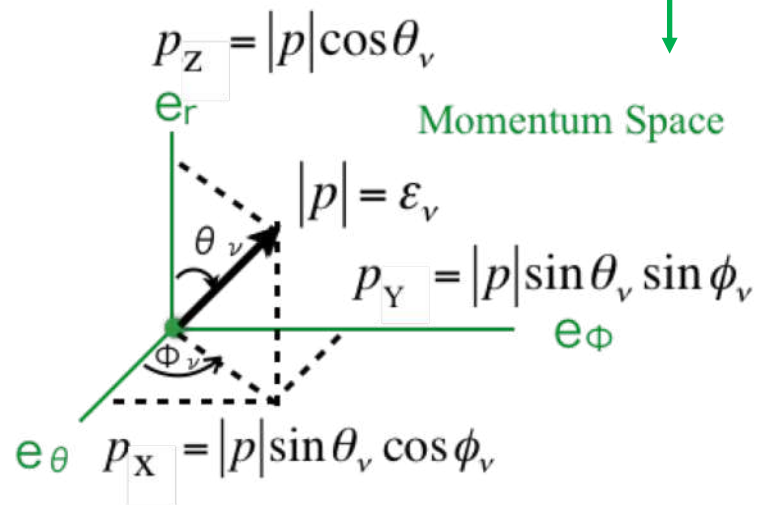
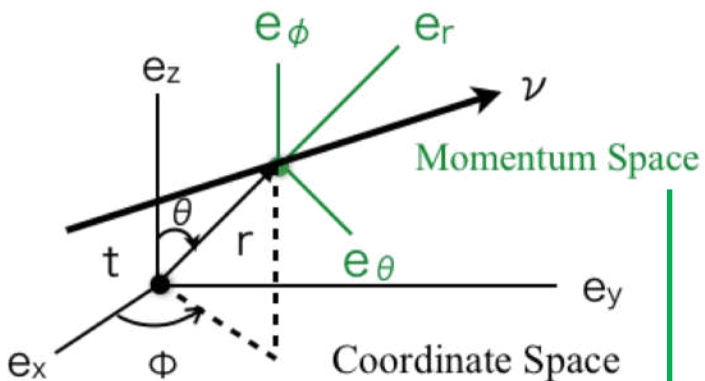
~100km

# 運動量空間における電子ニュートリノ分布 $t = 10\text{s}, r = 30\text{km}$

1D

2D

3D



## ニュートリノ輻射輸送の近似法との比較

ニュートリノのエネルギー密度

$$E_\nu = \int d\Omega \varepsilon f(\varepsilon, \Omega).$$

M1法

$$P_{(\nu)}^{ij} = \frac{3\chi - 1}{2} (P_{(\nu)}^{ij})_{\text{thin}} + \frac{3(1 - \chi)}{2} (P_{(\nu)}^{ij})_{\text{thick}}$$

ニュートリノのエネルギー流束

$$F_\nu^i = \int d\Omega \varepsilon n_i f(\varepsilon, \Omega)$$

光学的に薄い

$$P_{(\nu)}^{\alpha\beta} = E_{(\nu)} \frac{F_{(\nu)}^\alpha F_{(\nu)}^\beta}{\gamma_{ij} F_{(\nu)}^i F_{(\nu)}^j}$$

thin

ニュートリノの輻射ひずみテンソル

$$P_\nu^{ij} = \int d\Omega \varepsilon n_i n_j f(\varepsilon, \Omega)$$

光学的に厚い

$$P_{(\nu)}^{ij} = J_{(\nu)} \left[ \frac{\gamma^{ij} + 4V^i V^j}{3} \right] + H_{(\nu)}^i V^j + H_{(\nu)}^j V^i$$

thick

エディントンテンソル

$$k_{(\nu)}^{ij} = \frac{P_{(\nu)}^{ij}}{E_{(\nu)}} = \begin{pmatrix} k^{11} & k^{12} & k^{13} \\ k^{21} & k^{22} & k^{23} \\ k^{31} & k^{32} & k^{33} \end{pmatrix}$$

エディントンファクター      フラックスファクター

$$\chi = \frac{3 + 4\bar{F}^2}{5 + 2\sqrt{4 - 3\bar{F}^2}}. \quad \bar{F} := \left( \frac{\gamma_{ij} F_{(\nu)}^i F_{(\nu)}^j}{E_{(\nu)}^2} \right)^{1/2}$$

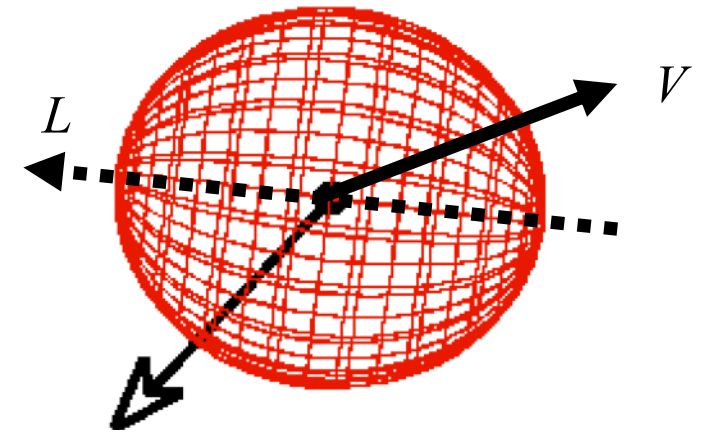
光学的に厚いと1/3、光学的に薄いと1

# エディントンテンソルの固有値・固有ベクトル解析

エディントンテンソル  $k_{(v)}^{ij} = \frac{P_{(v)}^{ij}}{E_{(v)}} = \begin{pmatrix} k^{11} & k^{12} & k^{13} \\ k^{21} & k^{22} & k^{23} \\ k^{31} & k^{32} & k^{33} \end{pmatrix}$

楕円体  $\begin{pmatrix} X \\ Y \\ Z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_1 & a_2 & a_3 \\ b_1 & b_2 & b_3 \\ c_1 & c_2 & c_3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \lambda_1 \sin u \cos v \\ \lambda_2 \sin u \sin v \\ \lambda_3 \cos u \end{pmatrix}$

L : 長軸の方向



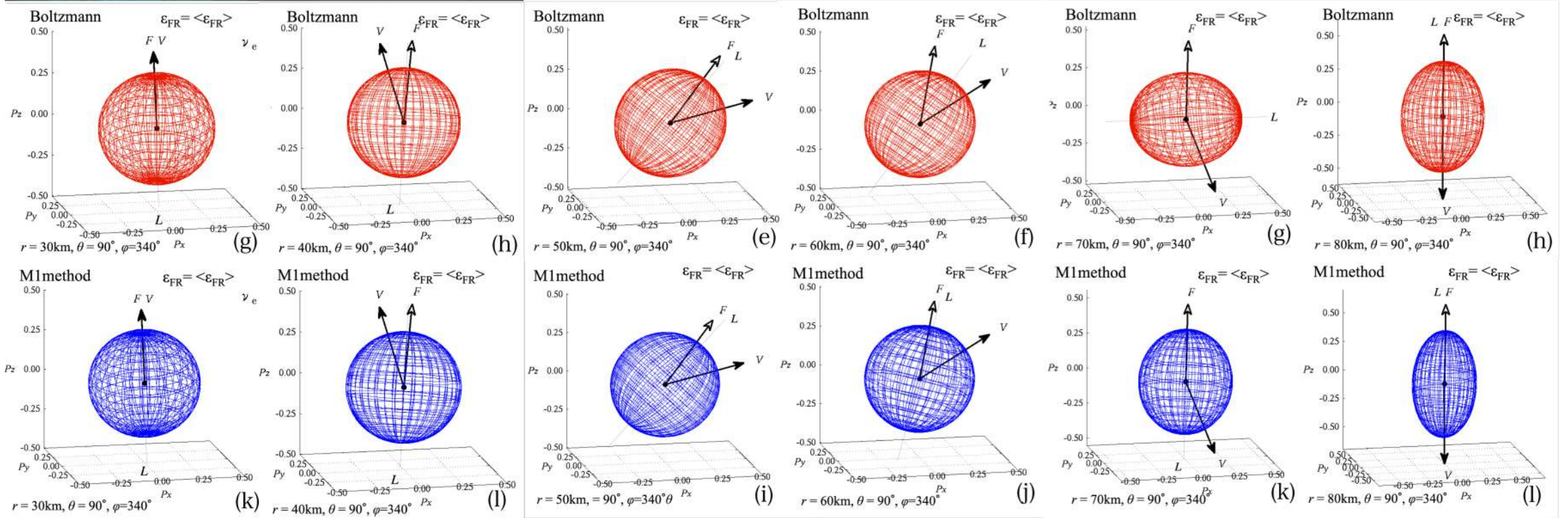
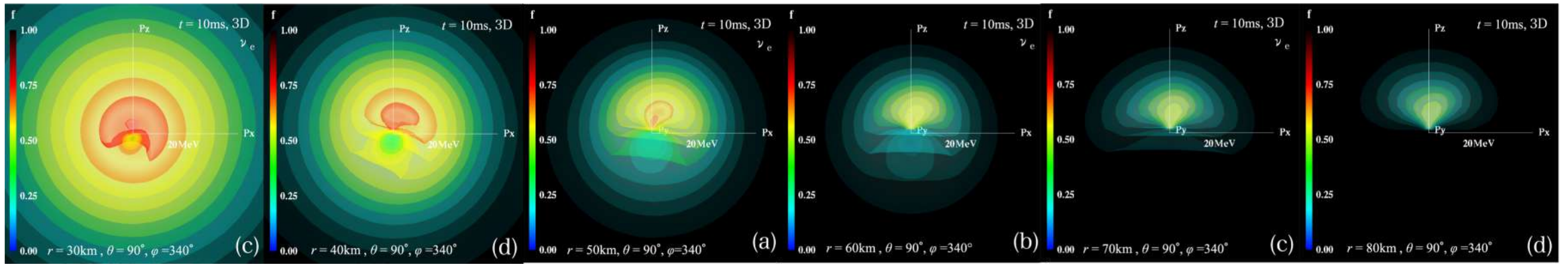
F : ニュートリノフラックス

V : 物質の速度

- 1) Jacobi法でエディントンテンソルの固有値  $\lambda_i$ と固有ベクトル( $a_i, b_i, c_i$ )を求める
- 2) 固有ベクトルを長軸・中軸・短軸の方向とし、固有値をそれぞれの係数とした楕円体で可視化
- 3) ボルツマンとM1の結果を比較



# 運動量空間におけるニュートリノ分布とエディントンテンソルの楕円



等方分布、FとVが一致

FとVがずれる

FとLは並行

FとLがずれる

分布が球形から楕円に変形する過程で差が生じる

## まとめ

近似法の検証、近似法の適用範囲の把握、近似法の改良などを旨し、ボルツマン方程式を直接解く、第一原理計算を空間3次元で実行し、20msまでの結果を解析した。

エディントンテンソルの固有値・固有ベクトルを利用して、運動量空間におけるニュートリノ分布を楕円近似する解析方法を提案し、M1クロージャ近似法との比較を行った。

M1クロージャ近似法では、光学的に厚くも薄くもない中間領域において、ニュートリノ分布が等方から前方集中型へ変化する途中の扁平な分布のときに、ボルツマンの結果を再現できないことがわかった。