

# 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 シミュレーション研究最前線  
「爆発天体现象のエンジンは解明されたか？」
- ✓ 第3回目 ニュートリノ放射流体数値計算法  
「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)

# 超新星からのマルチメッセンジャーを解読する重要性

2回目

Energy-drivers for explosions:

☆ Neutrino heating mechanism

aided by convection/SASI

(Marek & Janka 09, Suwa et al. 10, Bruenn et al. 09)

also aided by rotation

(Kotake+03,06, Walder+05,Ott+08, Suwa et al. 10)

☆ Acoustic-power deposition

Acoustic mechanism: (Burrows+. 2006, Ott+07)

☆ Extraction of rotational energy via B-fields

MHD mechanism:

(LeBlanc & Wilson 70, Symbalisty (84), KK+04, Takiwaki+05  
Shibata+06, Obergaulinger+06,  
Cerdeira Duran+07, Burrows+07, Suwa+07,  
Takiwaki+08....)

爆発したの？

**Most Likely !**

(現状2Dでは、  
状態方程式が非常に  
柔らかい場合のみ、  
弱い爆発を起こす。  
現在 第一原理の  
3D計算に進みつつある)

**Strong explosion!,but**

(多数決の原理だと、  
旗色が悪い)

**Jet-like explosion!**

(relevance to  
magnetar or Collapsar),  
but minor  
(< 1% of all supernovae)  
(普遍的なメカニズムでは  
無い)

# 超新星からのマルチメッセンジャーを解読する重要性

Energy-drivers for explosions:

☆ Neutrino heating mechanism

aided by convection/SASI

(Marek & Janka 09, Suwa et al. 10, Bruenn et al. 09)

also aided by rotation

(Kotake+03,06, Walder+05, Ott+08, Suwa et al. 10)

☆ Acoustic-power deposition

Acoustic mechanism: (Burrows+. 2006, Ott+07)

爆発したの？

Most Likely !

(現状2Dでは、  
状態方程式が非常に  
柔らかい場合のみ、  
弱い爆発を起こす。  
現在 第一原理の  
3D計算に進みつつある)

Strong explosion!, but

(多数決の原理だと、  
旗色が悪い)

2回目

- ✓ 理論モデルは色々。
- ✓ 爆発メカニズムの正解を決めるには観測との比較が不可欠。
- ✓ 超新星を内(理論)と外(観測)から調べるスタイルがベスト

## 超新星からのマルチメッセンジャー

重力波、ニュートリノ & 元素合成

- ✓ 重力波強度  $\propto 1/R$ , ニュートリノ・光強度  $\propto 1/R^2$  重力波は遠くまで見える!
- ✓ 重力波は一旦生成されたら、環境と相互作用せず伝搬: live messenger

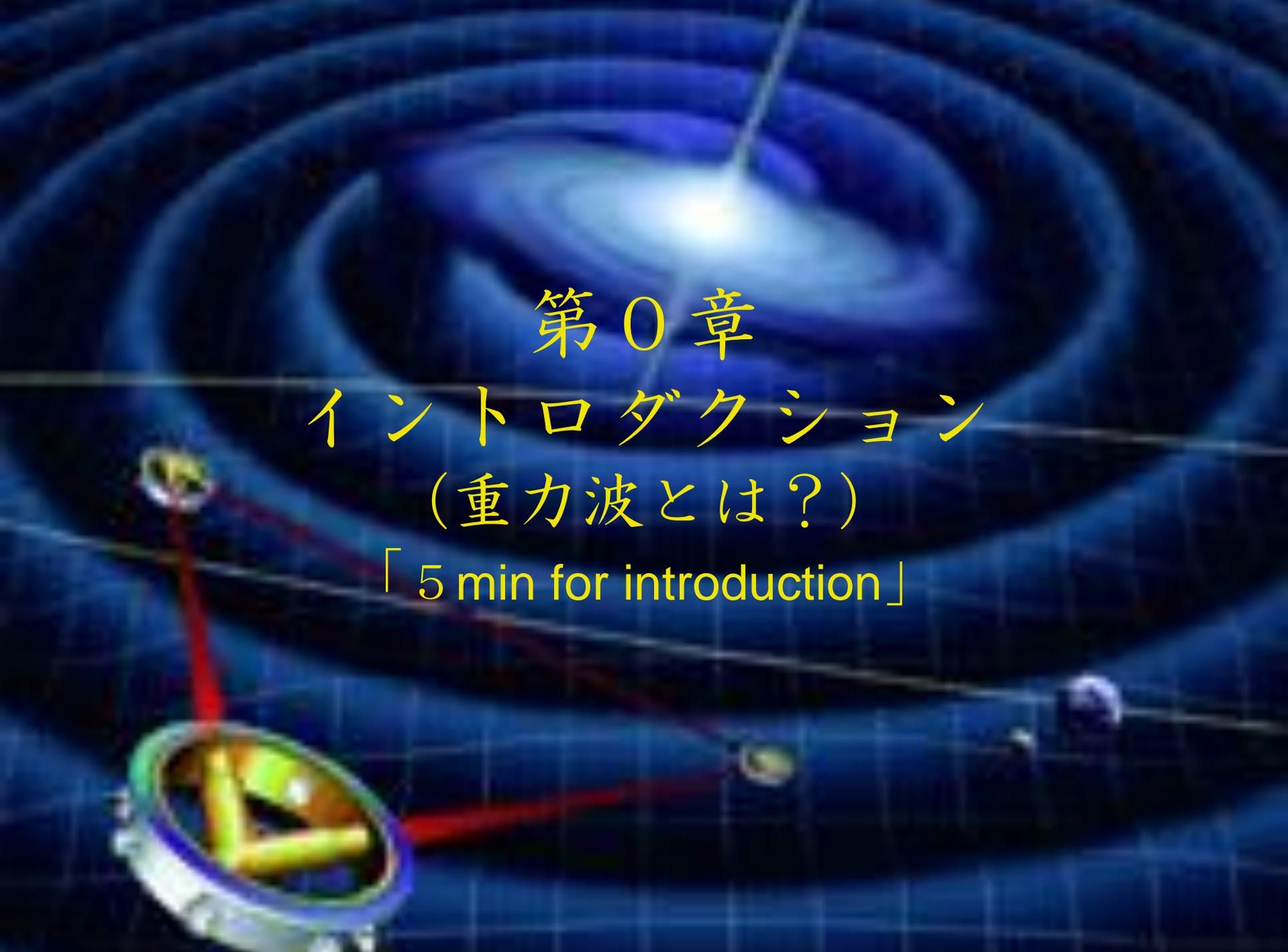
# Outline

## § 4 超新星からのマルチメッセンジャー

✓ 超新星からの重力波

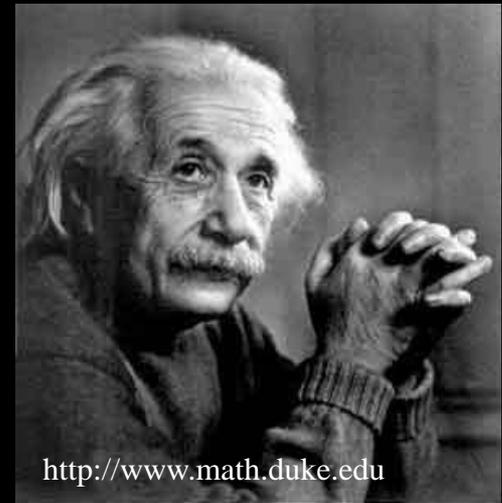
✓ 超新星からのニュートリノ (元素合成)

まとめと展望



第0章  
イントロダクション  
(重力波とは?)  
「5 min for introduction」

# 重力波とは？



Einsteinの予言(一般相対性理論 1916)



質量が加速度運動する際生まれる  
時空の歪みが(時空を)光の速度で  
伝播する現象

電荷 電磁気学

● 電場・磁場の揺らぎ

電磁波

質点 一般相対性理論

● 重力場の揺らぎ

重力波

# 重力波に関するエトセトラ

- ✓ 重力波振幅 “h” はひずみの強さ (strain)

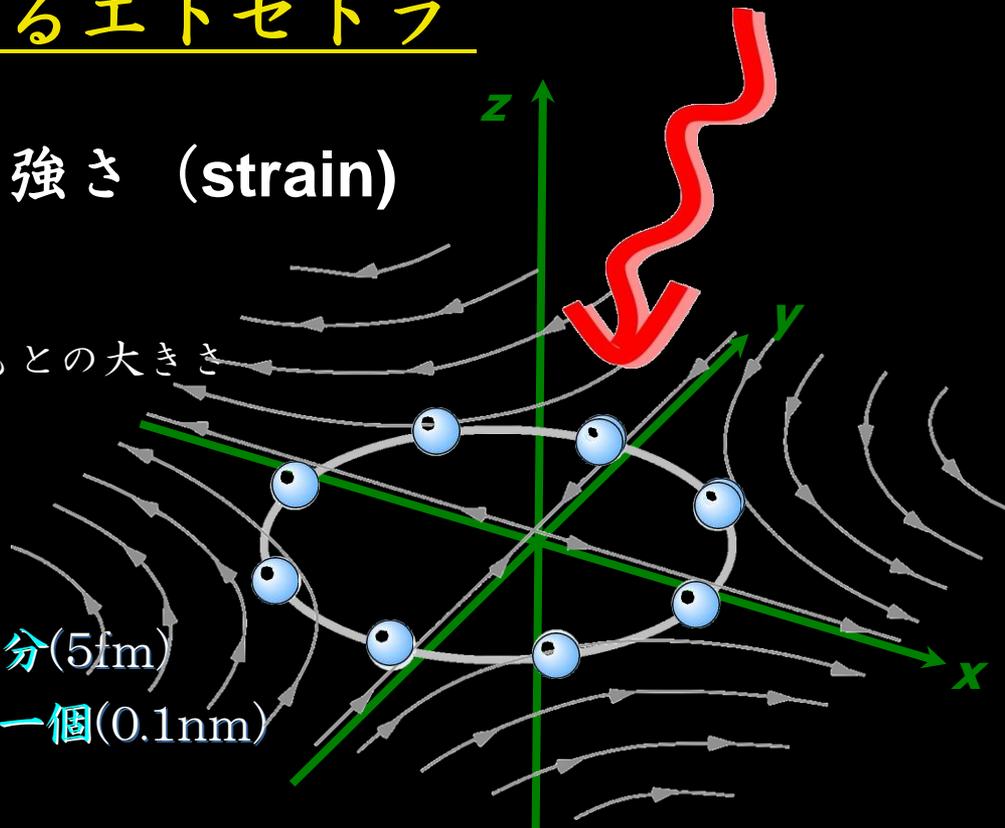
$$\Delta L = h \times L$$

伸び縮みの大きさ = 重力波の振幅 × もともとの大きさ

- ✓ 典型的な観測可能強度

$$h = 10^{-21}$$

- 東京一大阪間(556km)が原子核一個分(5fm)
- 地球一太陽間(1億5000万km)が原子一個(0.1nm)
- 銀河系の大きさ(10万光年)が1m



- ✓ 時空のさざ波 (重力波) は直接観測された例はない。

検出器のデザインはマイケルソン干渉計。



(20XX)

- ✓ 重力波存在の間接的検証を可能にしたのは、  
中性子星連星系(binary pulsar)の発見

# 重力波に関するエトセトラ

- ✓ 重力波振幅 “h” はひずみの強さ (strain)

$$\Delta L = h \times L$$

伸び縮みの大きさ = 重力波の振幅 × もともとの大きさ

- ✓ 典型的な観測可能強度

$$h = 10^{-21}$$

- 東京一大阪間(556km)が原子核一個分(5fm)
  - 地球一太陽間(1億5000万km)が原子一個(0.1nm)
  - 銀河系の大きさ(10万光年)が1m
- ✓ 時空のさざ波 (重力波) は直接観測された例はない。  
検出器のデザインはマイケルソン干渉計。  (20XX)
  - ✓ 重力波存在の間接的検証を可能にしたのは、  
中性子星連星系(binary pulsar)の発見

# 重力波に関するエトセトラ

✓ 重力波振幅 “h” はひずみの強さ (strain)

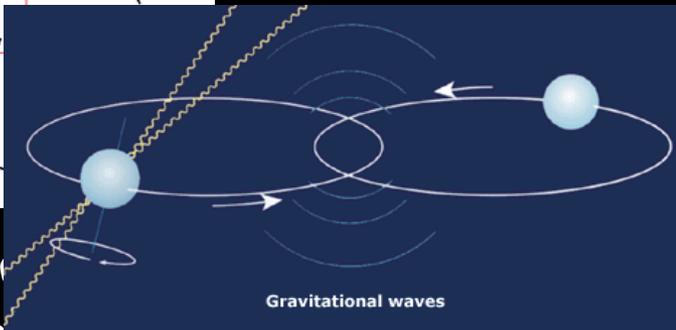
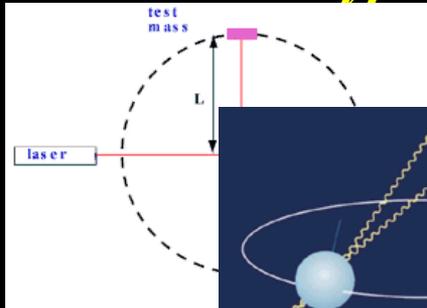
$$\Delta L = h \times L$$

伸び縮みの大きさ = 重力波の振幅 × もともとの大きさ

✓ 典型的な観測可能強度

$$h = 10^{-21}$$

556km) が原子核一個分(5fm)



✓ 時空  
検出

✓ 重力  
中性

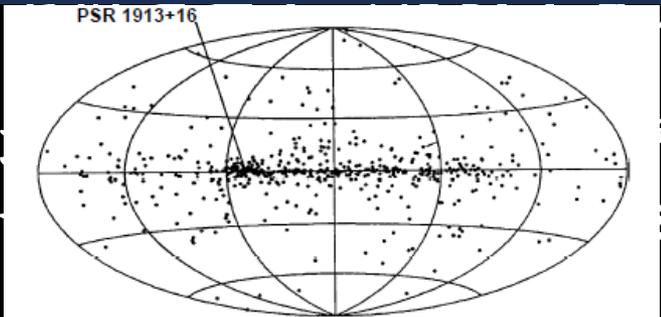
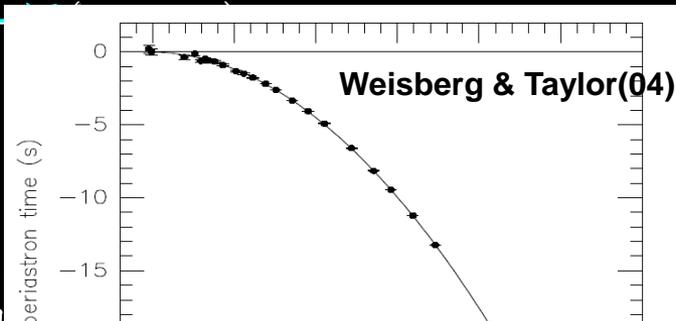


Fig. 1: Distribution of 558 pulsars in Galactic coordinates. The Galactic center is in the middle, and longitude increases to the left.



Joseph Taylor & Russel Hulse,  
Nobel prize (1993)



一般相対論の予言と  
0.1%の精度で一致

# ✓ 思考実験 「重力波を頑張って作る」

$$h \approx \frac{GMv^2}{rc^4}$$

## 重力波強度の見積もり：四重極公式

重力波は運動の四重極以上の変動で生成される。

重力波の振幅  $h_{ij} = \frac{2}{r} \frac{\partial^2}{\partial t^2} I_{ij}(t-r)$

四重極モーメント  $I_{ij} = \iiint \rho(x^i x^j - \frac{1}{3} \delta_{ij} r^2) dx dy dz$



振幅の近似式  $h \approx \frac{GMv^2}{rc^4}$

M	物体の質量
v	物体の速度
r	物体からの距離

# ✓ 思考実験 「重力波を頑張って作る」

$$h \approx \frac{GMv^2}{rc^4}$$



Koji Murofushi,  
Medalist Hammer thrower

Mass(M) : 440000 t  
Length : 300m  
Frequency: 2/s  
Observer distance(r): 10m

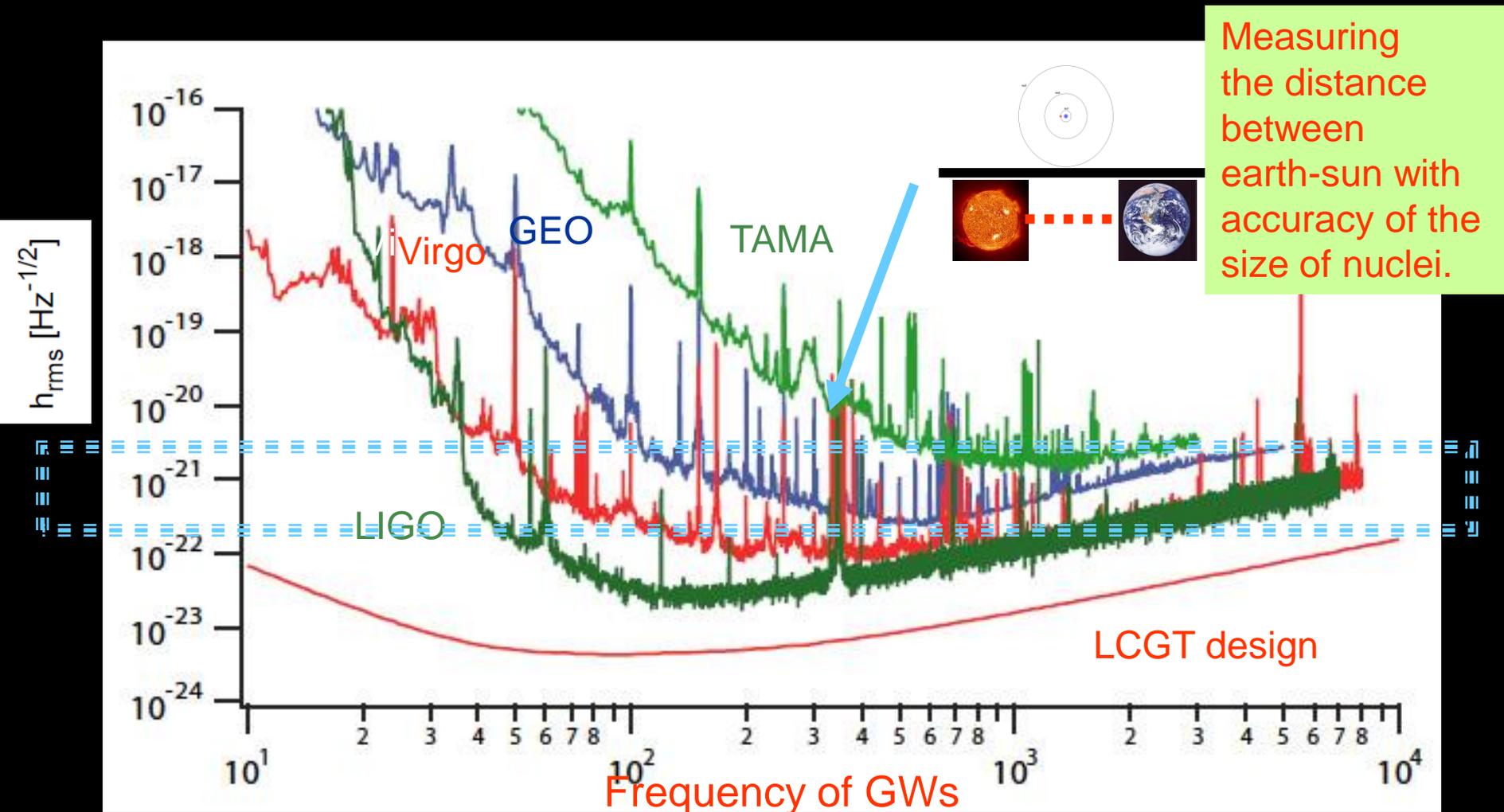
$$h = 5 \times 10^{-30}$$

この重力波を捉えられるか？

✓ “h”はひずみの強さ (strain)  $\Delta L = h \times L$

伸び縮みの大きさ＝  
重力波の振幅×もともとの大きさ

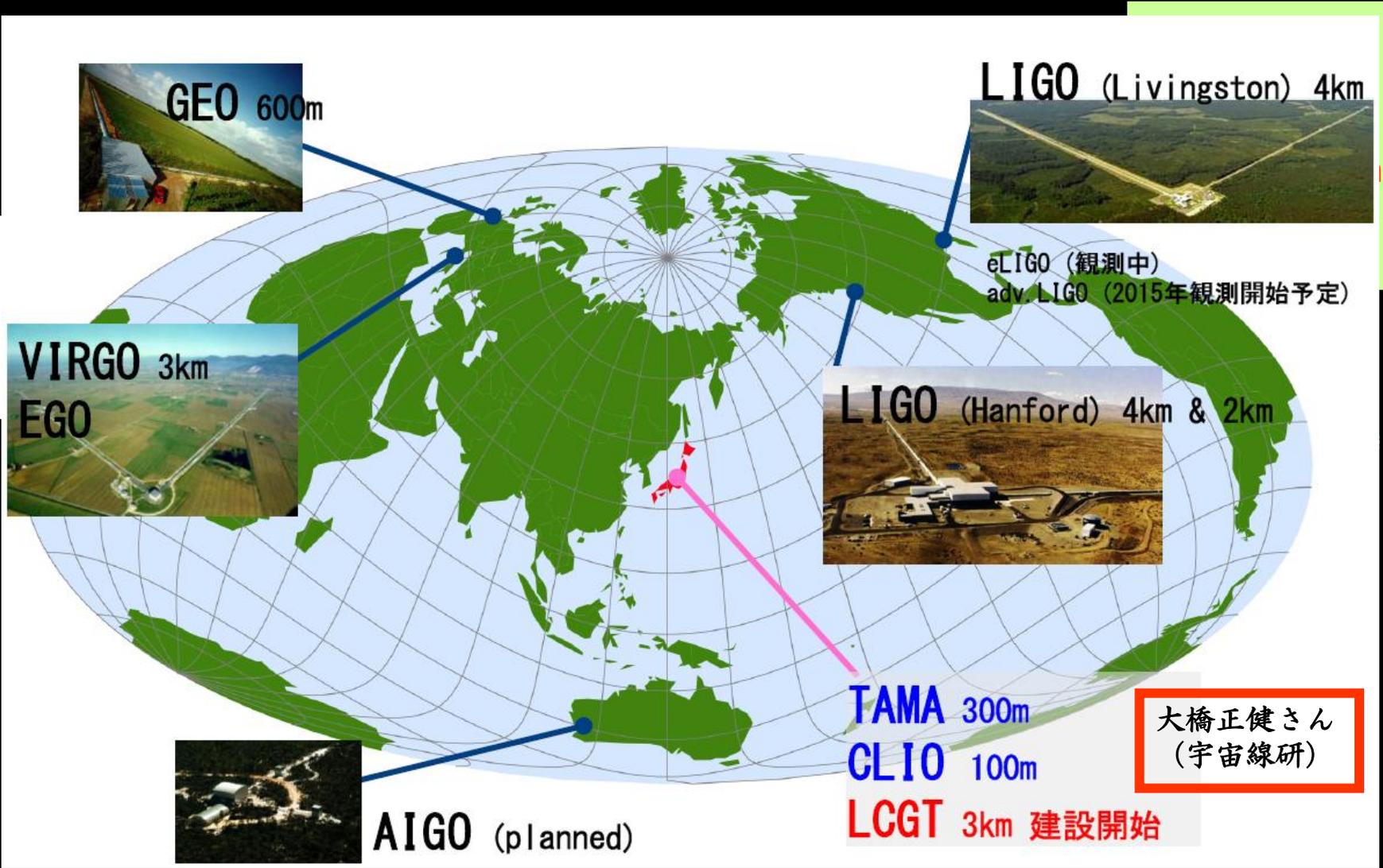
# 重力波検出器の感度曲線



現行の検出器の検出限界はおよそ、 $10^{-21}$

# 重力波検出器の感度曲線

$h_{rms} [Hz^{-1/2}]$



現行の検出器の検出限界はおよそ、 $10^{-21}$

# 超新星から放出される重力波



重力波振幅(四重極公式)

$$h_{ij} = \frac{2G}{c^4 R} \frac{\partial^2}{\partial t^2} Q_{ij} \sim \frac{R_s}{R} \left(\frac{v}{c}\right)^2$$

超新星爆発時の典型的な物理量

$$R_s = 3 \text{ km} \left(\frac{M}{M_\odot}\right) \quad v/c = 0.1 \quad R = 10 \text{ kpc}$$

$$h \sim 10^{-20}$$

✓ 我々の銀河中心の超新星がターゲット

より正確には

$$h_{ij} = \epsilon \frac{R_s}{R} \left(\frac{v}{c}\right)^2$$

$\epsilon$  は非球対称度の指標。

もし重力崩壊、爆発が球対称に  $\epsilon = 0$  起こるならば、重力波は放出されない。

超新星ダイナミクスの球対称からのずれを理解すること  
重力波の放出過程の理解に直結している。

重力波振幅(四重)

$$h_{ij} = \frac{2G}{c^4 R} \frac{\partial^2}{\partial t^2}$$



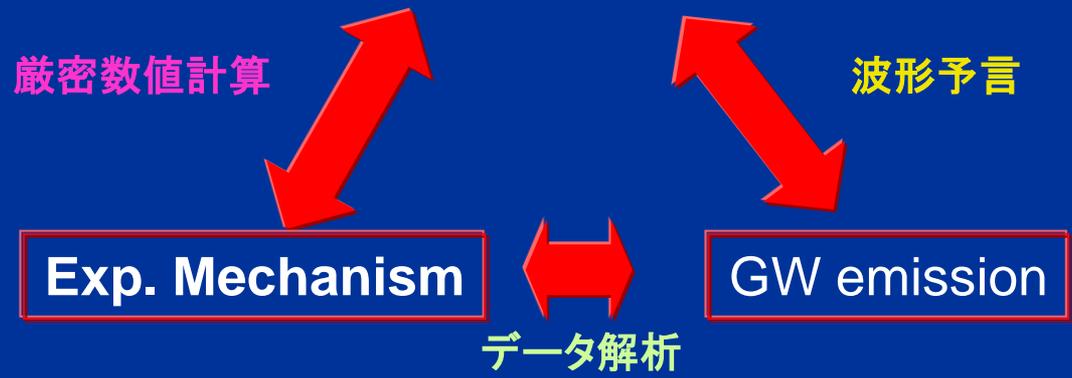
$$h \sim 10^{-21}$$

✓我々の  
より正確には

$$h_{ij} = \epsilon \frac{R_s}{R}$$

超新星ダ  
重力波の放

Multidimensionality  
(origin of anisotropy)



- ✓目標「重力波から天体深部の謎を紐解く」
- ✓謎(超新星、ガンマ線バースト駆動源)も高エネルギー宇宙物理中でもビッグテーマ!

超新星研究の醍醐味の一つ



= 10 kpc

すること

# 3つの爆発メカニズムと重力波の特徴

爆発メカニズム:

☆ニュートリノ加熱メカニズム

aided by convection/SASI

(Marek & Janka 09, Suwa et al. 10, Bruenn et al. 09)

also aided by rotation

(KK+03,06, Walder+05, Ott+08, Suwa et al. 10)

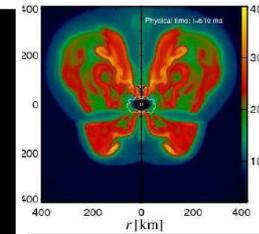
☆音波メカニズム: (Burrows+. 2006, Ott+07)

☆ MHD メカニズム:

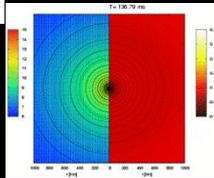
高速自転+強磁場が不可欠

(LeBlanc & Wilson (70), Symbalisty (84), KK+04, Takiwaki+05, Sawai et al. 05, Shibata+06, Obergaulinger+06, Cerda Duran+07, Burrows+07, Suwa+07, Takiwaki+08....)

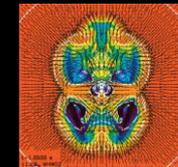
重力波の放出源



(Marek & Janka 09)



(Suwa+10)



(Burrows+06)

- ✓ バウンス時のコアの非対称性
- ✓ MHD ジェットに伴う非対称性

# バウンス時の重力波のオーダー評価

四重極公式:

$$h_{i,j}^{\text{TT}}(R) = \frac{2G}{c^4} \frac{1}{R} \frac{d^2}{dt^2} I_{i,j}^{\text{TT}} \left( t - \frac{R}{c} \right)$$

(ref. Gravitation & Cosmology, Weinberg  
Landau Lifshitz, Classical Field theory)

here

Quadrupole moment:

$$I_{i,j} = \int \rho(x) \left( x_i x_j - \frac{1}{3} x^2 \delta_{i,j} \right) d^3 x$$

R: 超新星への距離

✓ 典型的強度

$$\begin{aligned} h &\sim \frac{2G}{c^4 D} \frac{MR^2}{T_{\text{dyn}}^2} \epsilon \sim \frac{300 \text{ cm}}{D} \epsilon \left( \frac{M}{M_{\odot}} \right) \left( \frac{R}{10 \text{ km}} \right)^2 \left( \frac{T_{\text{dyn}}}{1 \text{ ms}} \right)^{-2} \\ &\sim 10^{-20} \epsilon \left( \frac{10 \text{ kpc}}{D} \right) \left( \frac{R}{10 \text{ km}} \right)^2 \left( \frac{T_{\text{dyn}}}{1 \text{ ms}} \right)^{-2} \left( \frac{M}{M_{\odot}} \right) \end{aligned}$$

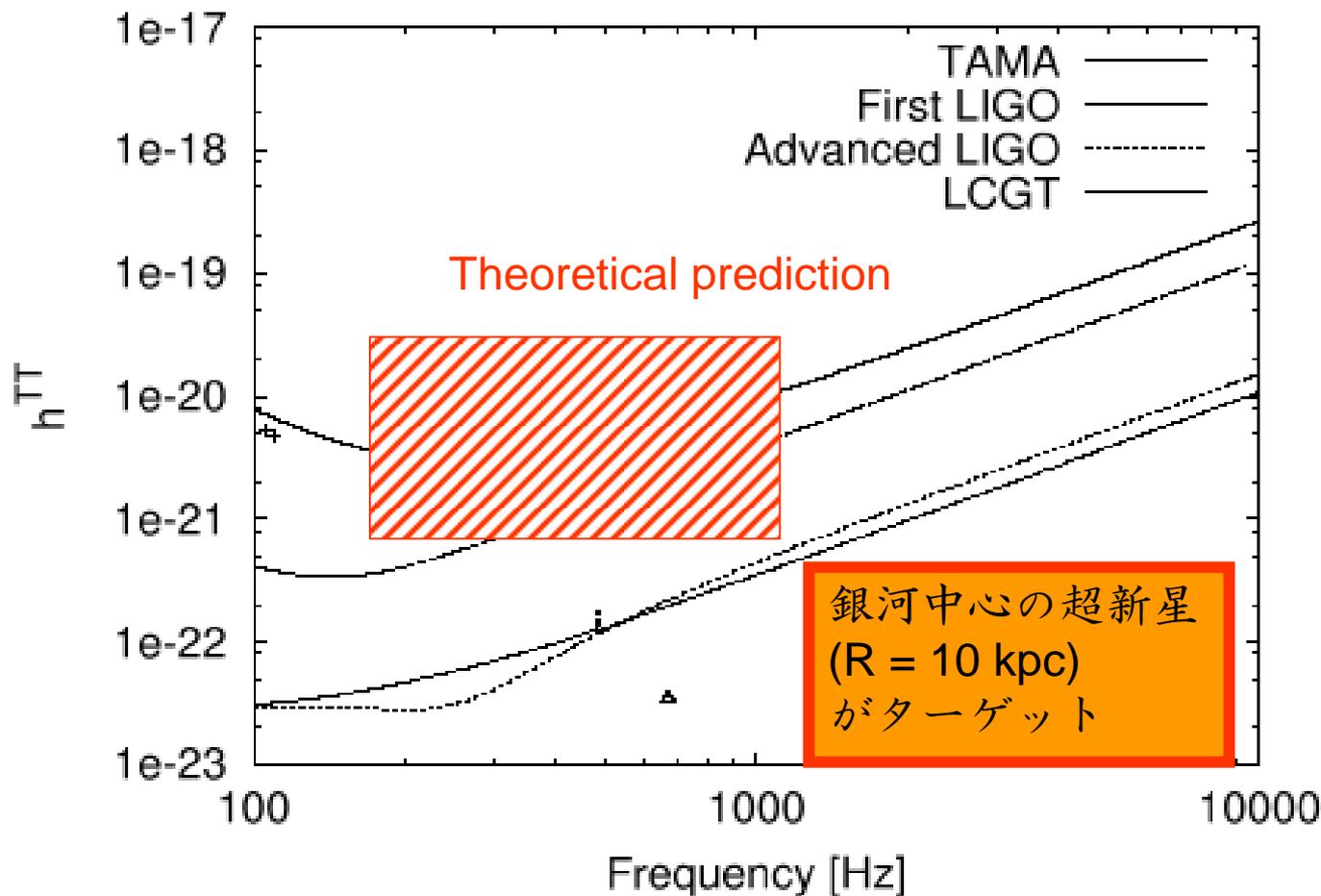
✓ 典型的周波数

$$t_{\text{dyn}} \sim \frac{1}{\sqrt{G\rho}} \sim 1 \text{ msec} \left( \frac{\rho_{\text{core}}}{10^{13} \text{ g cm}^{-3}} \right)^{-1/2}$$

$$\nu \sim \frac{1}{t_{\text{dyn}}} \sim 100 \text{ Hz} \sim 1 \text{ kHz}$$

✓ 自転が速くなる → 遠心力大 → 重力崩壊阻害 → 中心密度@バウンス下がる  
→ 重力波周波数下がる

# バウンス時の重力波のオーダー評価



四重極

✓ 典

✓ 典

gy, Weinberg  
Classical Field theory)

$(i,j)d^3x$

$\left(\frac{M}{M_{\odot}}\right)$

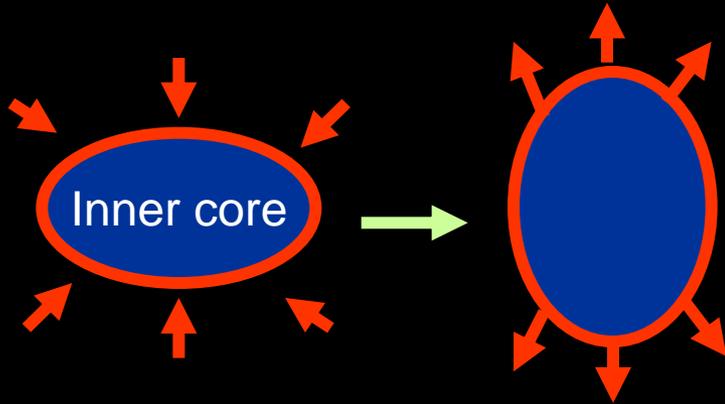
$$\nu \sim \frac{1}{t_{\text{dyn}}} \sim 100 \text{ Hz} \sim 1 \text{ kHz}$$

✓ 自転が速くなる → 遠心力大 → 重力崩壊阻害 → 中心密度@バウンス下がる  
→ 重力波周波数下がる

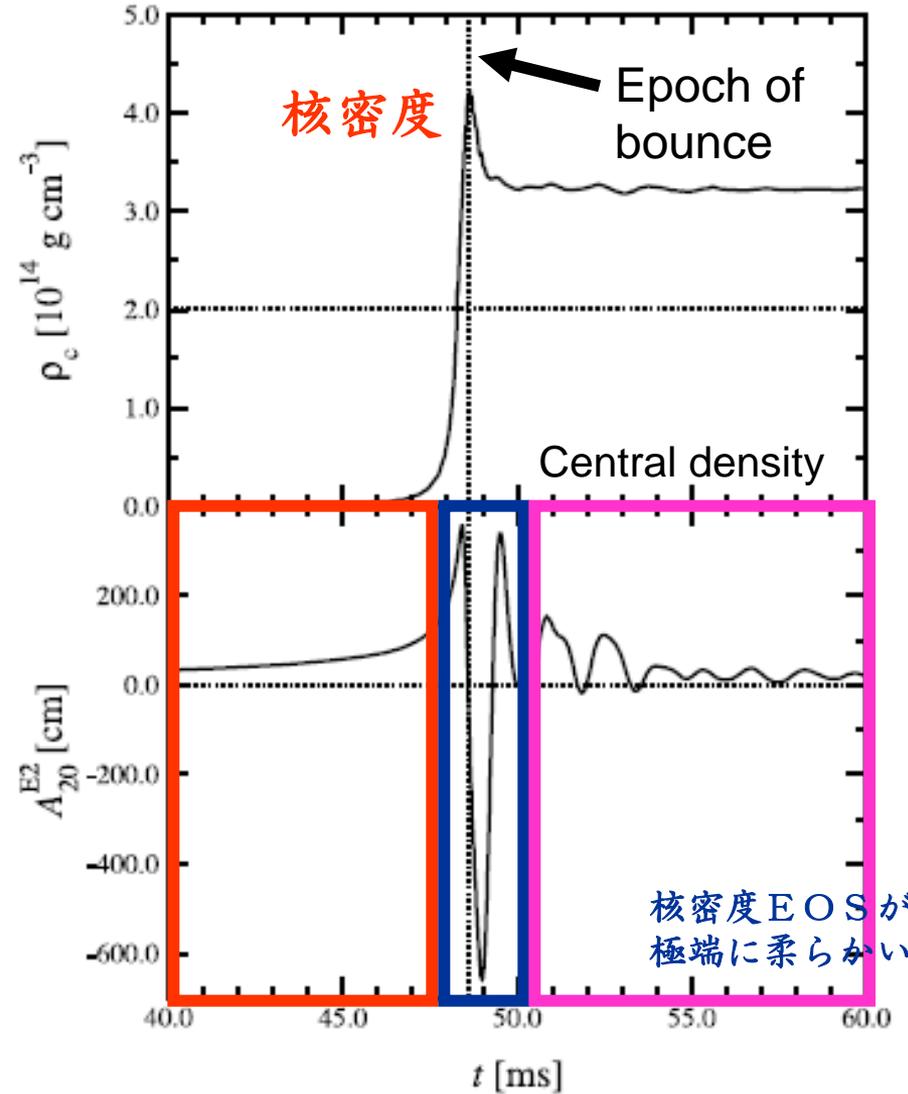
# ☆バウンス時の重力波シグナル

✓ 重力収縮段階:  
: 角運動量を保存しつつ収縮  
: コアが扁平に

✓ バウンス段階:  
大きな四重極変動



✓ リングダウン段階:  
the core rings down to the stationary state, making the amplitudes smaller with time.



# 一般相対論的流体計算によるバウンス期の重力波形

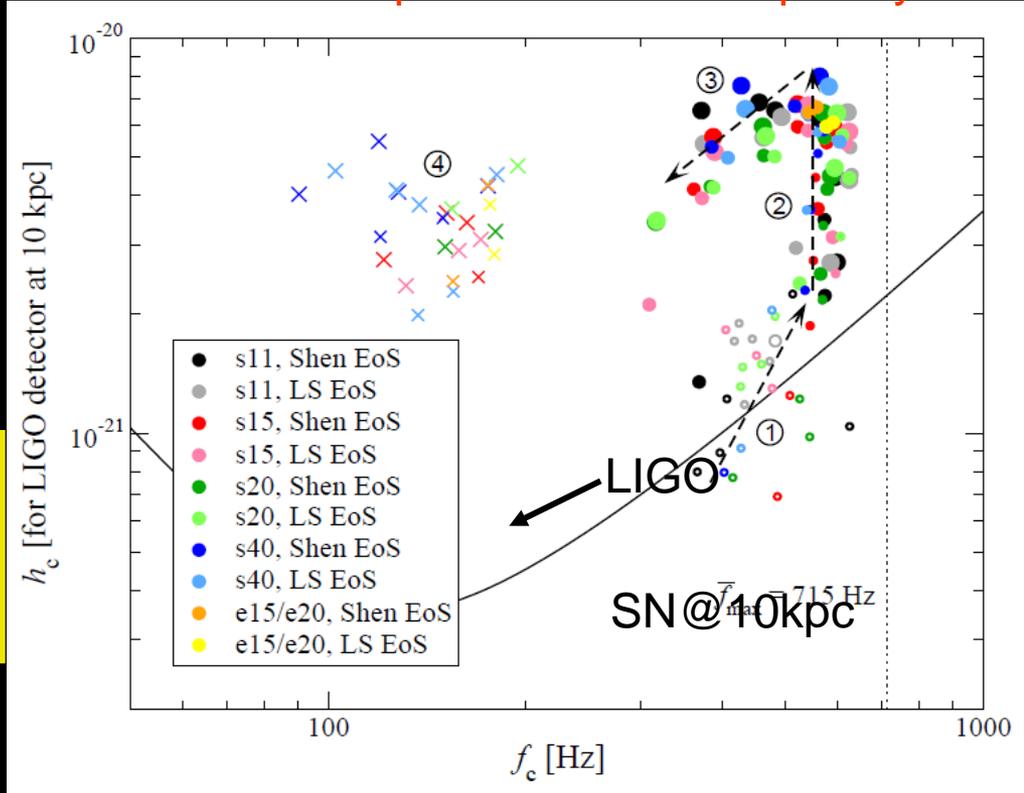
Dimmelmeier et al.(07,08),PRD

- ✓ マイクロ物理は Ye 処方 (3回目参照)
- ✓ 140 models
  - (初期の鉄コアの角運動量、微分回転の度合いを系統的に変化、uncertain 2回目参照)
- ✓ 状態方程式: 2パターン
  - (Lattimer & Swesty or Shen EOS).
- ✓ 親星: 6パターン

☆ 重力波形を支配的に決める要素:  
 重力崩壊前の鉄コアの回転速度。  
 ☆ Type II 波形は現れにくい。

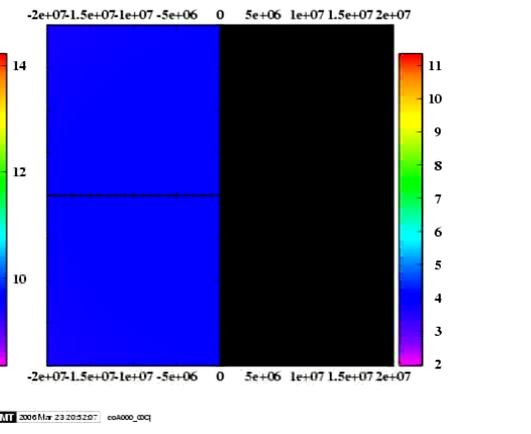
$$h \sim \frac{2G}{c^4 D} \frac{MR^2}{T_{\text{dyn}}^2} \epsilon \sim \frac{2G}{c^4 D} MR^2 \rho \epsilon$$

Maximum amplitude and its frequency

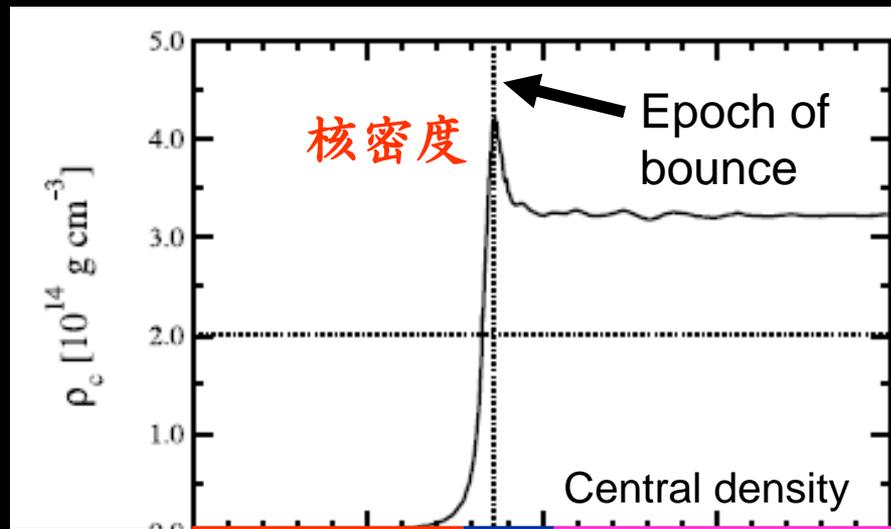


Group	$\Omega_{c,i}$ (rad s <sup>-1</sup> )	$ h_{\text{max}} $ (10 <sup>-21</sup> at 10 kpc)	$E_{\text{GW}}$ (10 <sup>-8</sup> M <sub>⊙</sub> c <sup>2</sup> )	$f_{\text{peak}}$ (Hz)	$\Delta f_{50}$ (Hz)
1	≲ 1–1.5	≲ 0.5	≲ 0.1	~ 700–800	~ 400
2	1–2 to 6–13	0.5 to 10	0.1 to 5	~ 400–800 most models: 700–800	100 to 400
3	≳ 6–13	3.5 to 7.5	0.07 to 0.5	70 to 200	80 to 250

# ☆バウンス時の重力波シグナル



✓ 重力収縮段階  
: 角運動量を保存  
しつつ収縮  
: コアが扁平に



✓ バウンス段階:  
大きな四重極変動

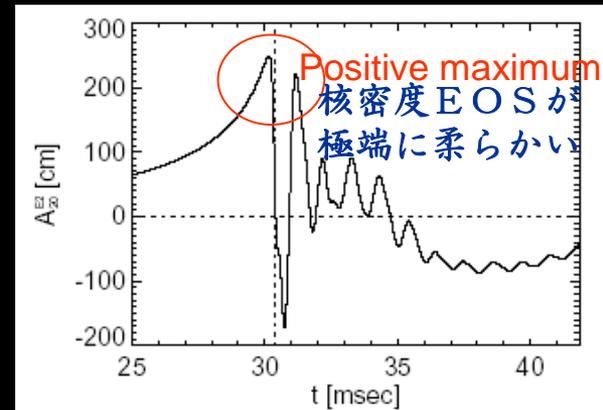
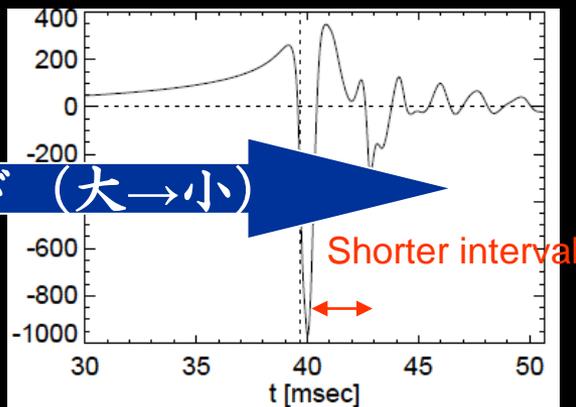
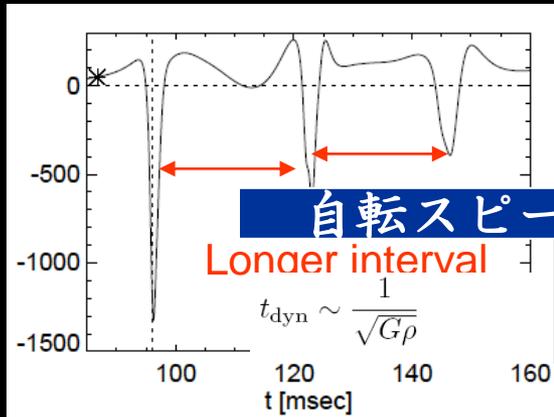
## バウンス シグナル

See Kotake et al. (2006), Ott (2009)  
for a recent review

Type II

Type I

Type III

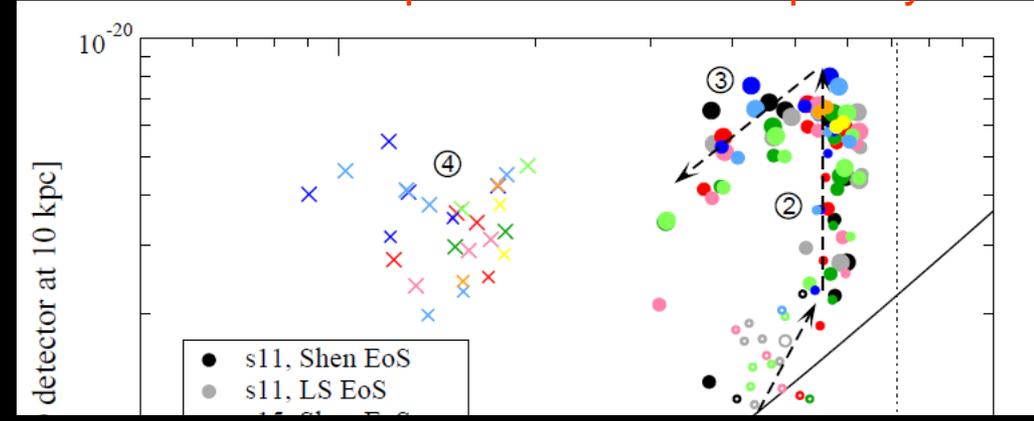


# 一般相対論的流体計算によるバウンス期の重力波形

Dimmelmeier et al.(07,08),PRD

- ✓ マイクロ物理は **Ye 処方** (3回目参照)
- ✓ **140 models**  
(初期の鉄コアの角運動量、  
微分回転の度合いを系統的に変化、  
uncertain 2回目参照)
- ✓ **状態方程式: 2パターン**  
(Lattimer & Swesty or Shen EOS).
- ✓ **親星: 6パターン**

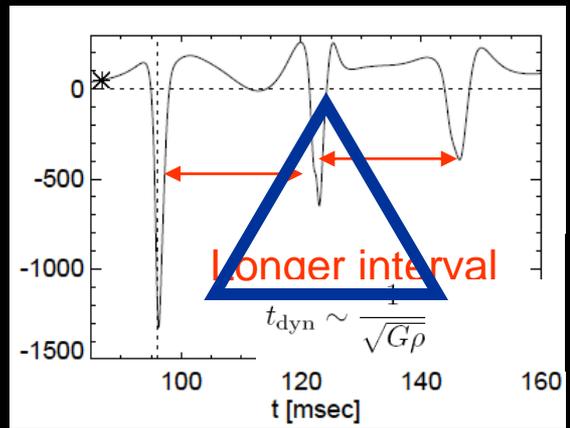
## Maximum amplitude and its frequency



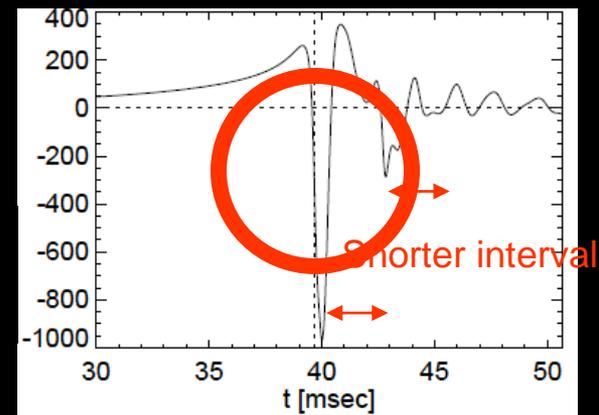
See Kotake et al. (2006), Ott (2009) for a recent review

## バウンス シグナル

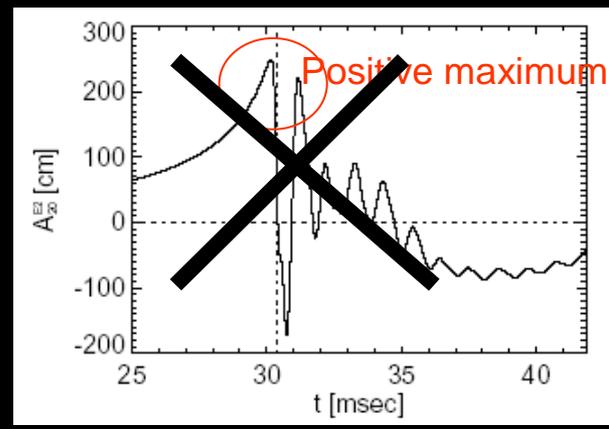
**Type II**



**Type I**



**Type III**





# 一般相対論的重力崩壊シミュレーション入門

(詳しくは、本レクチャーシリーズ第一回、柴田大氏の講義参照)

一般相対論的効果の効き具合を表す指標

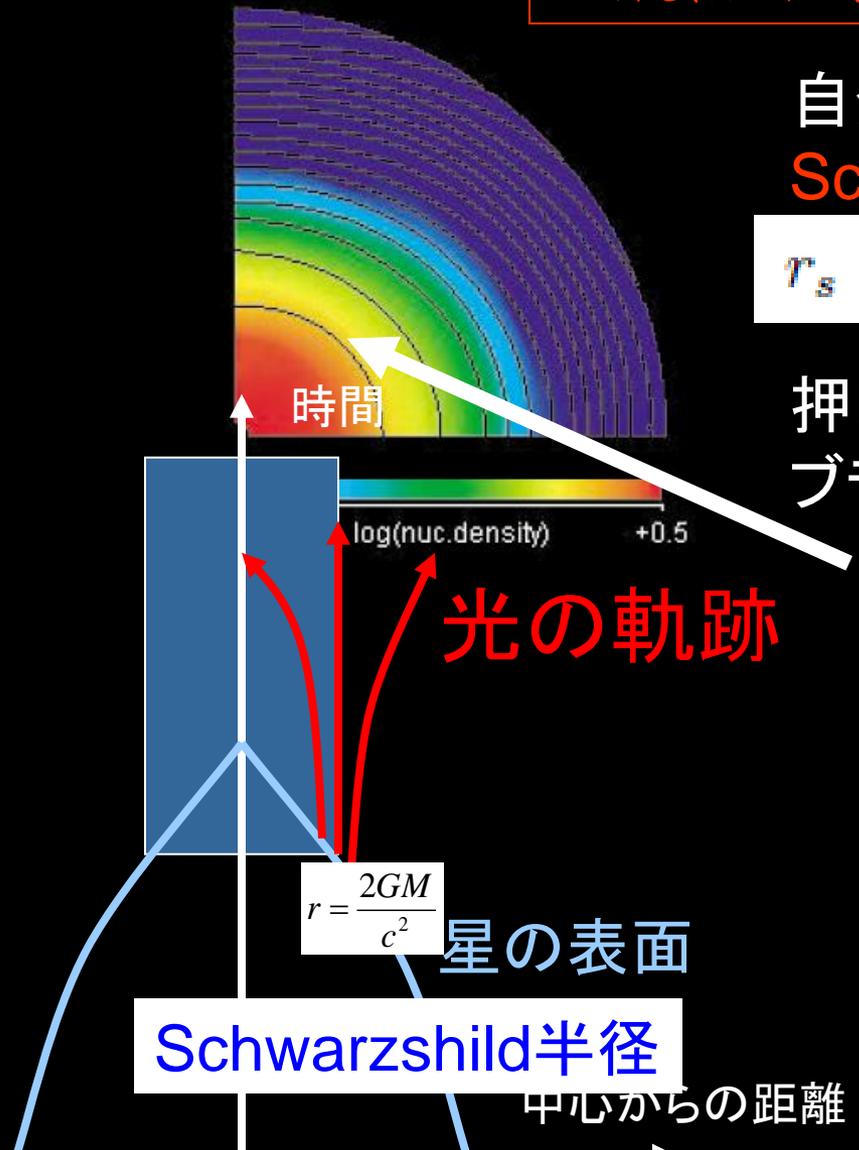
自分の重さで決まる半径：  
Schwarzshild半径以内に

$$r_s = 2GM/c^2 = 2.95(M/M_\odot)$$

押しつぶされれば、その領域は  
ブラックホールになる(静的、無回転)。

PNSの半径 =  $R_{\text{PNS}} \sim 10\text{km}$   
質量  $\sim M_\odot$

$R_s/R \sim 30\%$  のオーダー  
で効く

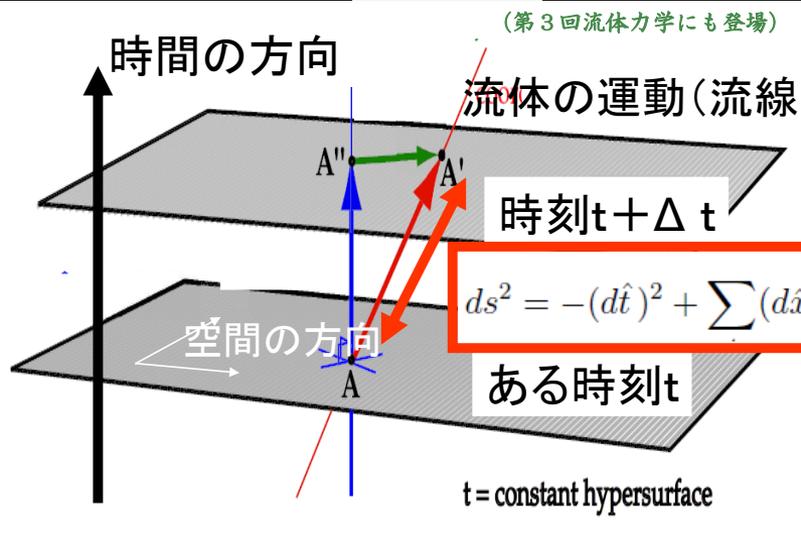




# 時空のダイナミクスを解く!

平坦な空間 (ミンコフスキー空間) の場合

$$\eta_{\mu\nu} \equiv \text{diag}(-1, 1, 1, 1)$$

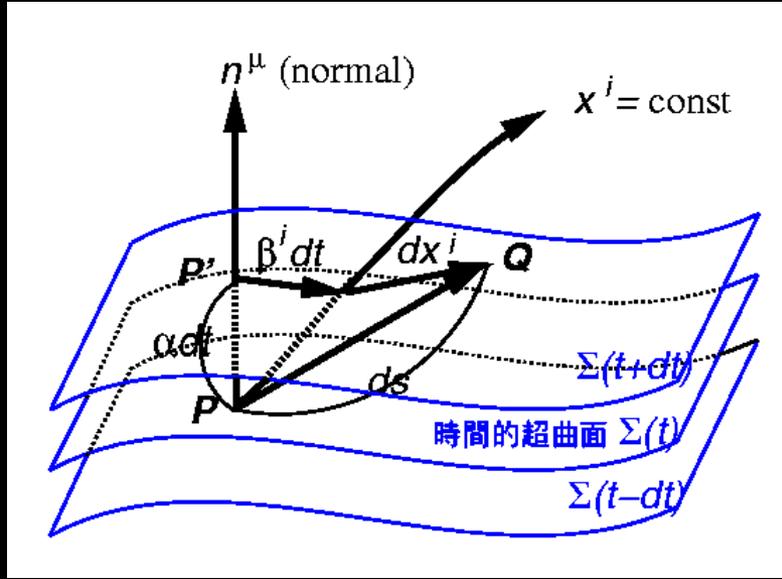


$$ds^2 = -(dt)^2 + \sum (d\hat{x}^i)^2$$

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu$$

$g_{\mu\nu}$  : metric (計量) を求めることが  
数値相対論のゴール。

## 曲がった時空の場合



平坦時空 (Minkowski時空)

$$ds^2 = -(dt)^2 + \sum (d\hat{x}^i)^2$$

曲がった時空では、一般に

$$dt = \alpha dt \quad \alpha : \text{ラプス} \quad d\hat{x}^i = dx^i + \beta^i dt$$

$$\beta^i$$

: シフトベクトル

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu = -\alpha^2 dt^2 + \gamma_{ij} (dx^i + \beta^i dt)(dx^j + \beta^j dt)$$

$$g_{\mu\nu} = \left( \begin{array}{c|ccc} -\alpha^2 + \beta_i \beta^i & \beta_1 & \beta_2 & \beta_3 \\ \hline \beta_1 & & & \\ \beta_2 & & \gamma_{ij} & \\ \beta_3 & & & \end{array} \right)$$

の10成分を求める。

**数値相対論**が不可欠!

(解析解は特殊な場合しか得られていない。Schwarz, Kerr時空等)



# 時空のダイナミクスを解く！

・平坦な空間(ミンコフスキー空間)の場合

$g_{\mu\nu}$  をどう求めるか？

$$g^{\mu\nu} \longrightarrow \eta^{\mu\nu} \equiv \text{diag}(-1, 1, 1, 1)$$

## Einstein 方程式を解く

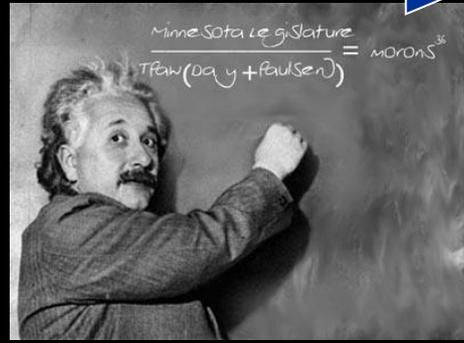
$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R = \frac{8\pi G}{c^4}T_{\mu\nu}$$

$R_s/R \rightarrow 0$  の極限で

$$\nabla^2 \phi = 4\pi G \rho$$

$R_{\mu\nu}$  リーマン曲率テンソル

物質のエネルギー-運動量テンソル



$$T^{\mu\nu} = (e + p)u^\mu u^\nu + pg^{\mu\nu}$$

$R_{\mu\nu}$  も  $R$ ,  $g_{\mu\nu}$  の関数

# アインシュタイン方程式の解き方



3+1分解

$$G^{\mu\nu} = \frac{8\pi G}{c^2} T^{\mu\nu}$$

時間軸(任意)

時間的垂直  
ベクトル  $n$

3次元計量とその微分もどきを  
時間発展させる  $K_{ij} \propto \dot{\gamma}_{ij}$

時間一定の  
空間面

$$(\gamma_{ij}, K_{ij})$$

電磁気学との対応

$$G_{\mu\nu} n^\mu n^\nu = 8\pi T_{\mu\nu} n^\mu n^\nu : \text{Hamiltonian constraint}$$

$$G_{\mu\nu} n^\mu \gamma_k^\nu = 8\pi T_{\mu\nu} n^\mu \gamma_k^\nu : \text{Momentum constraint}$$

$$G_{\mu\nu} \gamma_i^\mu \gamma_j^\nu = 8\pi T_{\mu\nu} \gamma_i^\mu \gamma_j^\nu : \text{Evolution equation}$$

$\gamma_{ij}$  : 3-metric,  $n^\mu$  : timelike normal

$$\left\{ \begin{array}{l} \nabla_i E^i = 4\pi \rho_e \\ \nabla_i B^i = 0 \end{array} \right\}$$

束縛方程式

$$\left\{ \begin{array}{l} \dot{E}_i = (\nabla \times B)_i - 4\pi j_i \\ \dot{B}_i = -(\nabla \times E)_i \end{array} \right\}$$

発展方程式

T=0で束縛方程式を解き、その後は発展方程式(双曲型)を解く。

© 柴田大氏

# アインシュタイン方程式の解き方



3+1分解

$$G^{\mu\nu} = \frac{8\pi G}{c^2} T^{\mu\nu}$$

時間軸(任意)

時間的垂直ベクトル  $n$

3次元計量とその微分もどきを時間発展させる  $K_{ij} \propto \dot{\gamma}_{ij}$

時間一定の空間面

$$(\gamma_{ij}, K_{ij})$$

電磁気学との対応

$$G_{\mu\nu} n^\mu n^\nu = 8\pi T_{\mu\nu} n^\mu n^\nu : \text{Hamiltonian constraint}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \nabla_i E^i = 4\pi\rho_e \\ \nabla_i B^i = 0 \end{array} \right.$$

束縛方程式

$g_{\mu\nu}$  が求まったら、あとはその曲がった時空での流体の運動を解く。

質量保存

$$\frac{1}{\sqrt{-g}} \left( \frac{\partial \sqrt{\gamma} \rho W}{\partial t} + \frac{\partial \sqrt{-g} \rho W \hat{v}^i}{\partial x^i} \right) = 0,$$

運動量

$$\frac{1}{\sqrt{-g}} \left( \frac{\partial \sqrt{\gamma} \rho h W^2 v_j}{\partial t} + \frac{\partial \sqrt{-g} (\rho h W^2 v_j \hat{v}^i + p \delta_j^i)}{\partial x^i} \right) = T^{\mu\nu} \left( \frac{\partial g_{\nu j}}{\partial x^\mu} - \Gamma_{\mu\nu}^\lambda g_{\lambda j} \right),$$

エネルギー

$$\frac{1}{\sqrt{-g}} \left( \frac{\partial \sqrt{\gamma} (\rho h W^2 - p - \rho W)}{\partial t} + \frac{\partial \sqrt{-g} ((\rho h W^2 - p - \rho W) \hat{v}^i + p v^i)}{\partial x^i} \right) = \alpha \left( T^{\mu 0} \frac{\partial \ln \alpha}{\partial x^\mu} - T^{\mu\nu} \Gamma_{\mu\nu}^0 \right)$$

$$W \equiv [1 - \vec{v}^2/c^2]^{-1/2}$$

Lorentz factor

(第3回数値流体参照)

$$\gamma = \det(\gamma_{ij})$$

© 柴田大氏

# MHD爆発に伴って放出される重力波

(e.g., Kotake et al. (04), Obergaulinger et al.(06), Shibata et al.(06), Takiwaki & Kotake (10))

$$h_{ij}^{\text{TT}}(R) = \frac{2G}{c^4} \frac{1}{R} \frac{d^2}{dt^2} I_{ij}^{\text{TT}} \left( t - \frac{R}{c} \right)$$

四重極モーメント

$$I_{ij} = \int \rho_*(x, t) \left( x_i x_j - \frac{1}{3} x^2 \delta_{ij} \right) d^3x$$

$$\rho_* = \rho + \frac{B^2}{8\pi c^2}$$

$$h_{\theta\theta}^{\text{TT}} = \frac{1}{8} \left( \frac{15}{\pi} \right)^{1/2} \sin^2 \alpha \frac{A_{20}^{\text{E2}}}{R}$$

$$A_{20}^{\text{E2}} \equiv A_{20, \text{quad}}^{\text{E2}} + A_{20, \text{Mag}}^{\text{E2}}$$

$$A_{20} = \frac{G}{c^4} \frac{32\pi^{3/2}}{\sqrt{15}} \int dz \int_0^\infty r^2 dr$$

非対称運動エネルギー ~  $\rho v \cdot v$

$$\left( \rho + e + p + |b|^2 \right) W^2 \left( v_r v_r (3z^2 - 1) + v_\theta v_\theta (2 - 3z^2) - v_\phi v_\phi - 6v_r v_\theta z \sqrt{1 - z^2} \right)$$

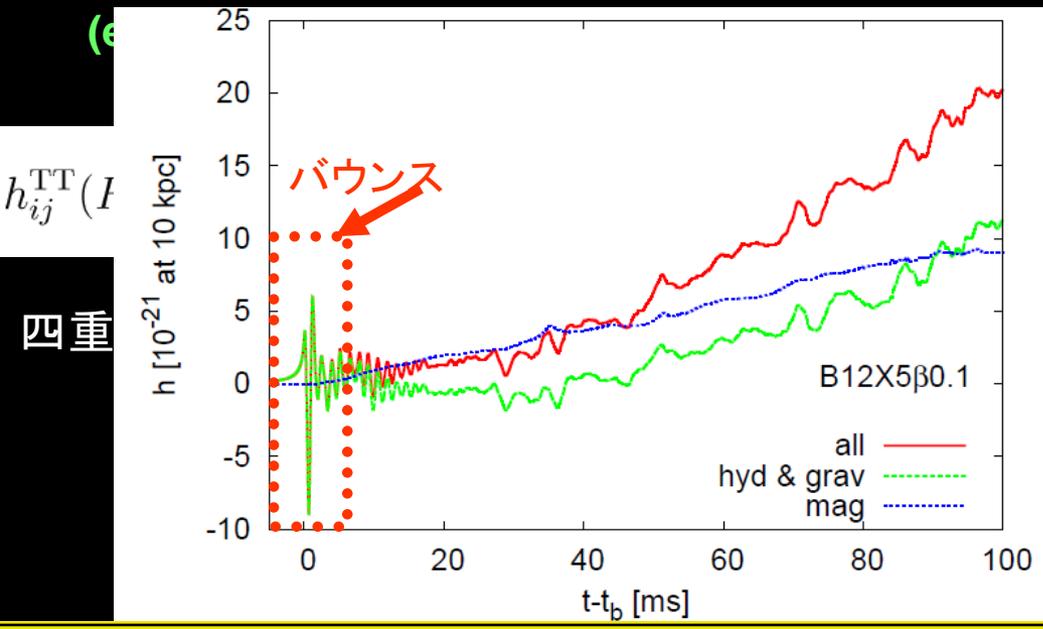
重力 ~  $\rho \nabla \Phi$

$$+ \left( \left( \rho + e + p + |b|^2 \right) W^2 - \left( p + \frac{|b|^2}{2} \right) - b^{\theta 2} \right) \left( -r \partial_r (\Phi) (3z^2 - 1) + 3 \partial_\theta (\Phi) z \sqrt{1 - z^2} \right)$$

$$- \left( b_r b_r (3z^2 - 1) + b_\theta b_\theta (2 - 3z^2) - b_\phi b_\phi - 6b_r b_\theta z \sqrt{1 - z^2} \right) \quad (15)$$

磁場パート ~  $B * B$

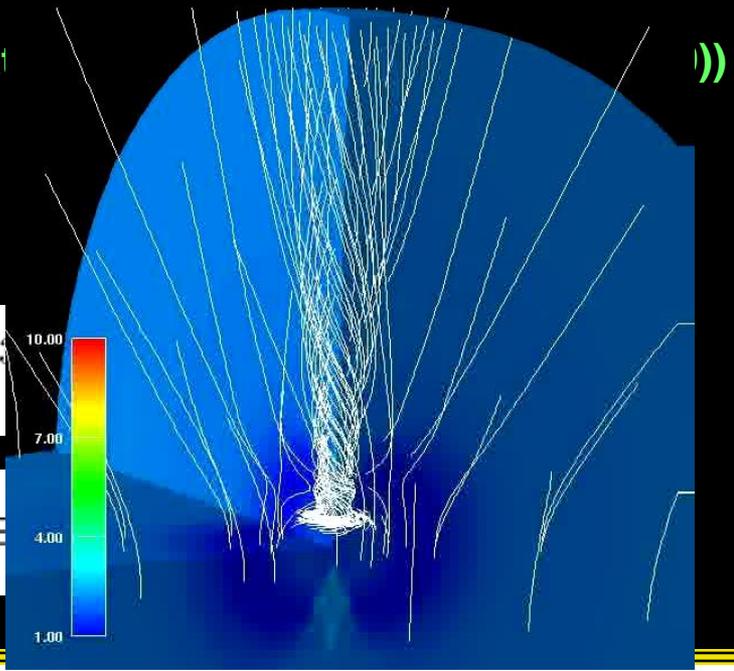
# MHD爆発に伴って放出される重力波



Shiba

$$\delta_{ij} \frac{d^2}{dt^2}$$

$$A_{20}^{E2} \equiv$$



$$A_{20} = \frac{G}{c^4} \frac{32\pi^{\frac{3}{2}}}{\sqrt{15}} \int dz \int_0^\infty r^2 dr$$

非対称運動エネルギー ~  $\rho \mathbf{v} \cdot \mathbf{v}$

$$(\rho + e + p + |b|^2) W^2 \left( v_r v_r (3z^2 - 1) + v_\theta v_\theta (2 - 3z^2) - v_\phi v_\phi - 6v_r v_\theta z \sqrt{1 - z^2} \right)$$

重力  
~  $\rho \nabla \phi$

$$\left( (\rho + e + p + |b|^2) W^2 - \left( p + \frac{|b|^2}{2} \right) - b^0 b^2 \right) \left( -r \partial_r (\Phi) (3z^2 - 1) + 3 \partial_\theta (\Phi) z \sqrt{1 - z^2} \right)$$

$$- \left( b_r b_r (3z^2 - 1) + b_\theta b_\theta (2 - 3z^2) - b_\phi b_\phi - 6b_r b_\theta z \sqrt{1 - z^2} \right) \quad (15)$$

磁場パート ~  $\mathbf{B} * \mathbf{B}$

✓ 強磁場超新星から放される重力波:  
バウンス+テール(尾)型  
(type I + tail と呼ぶ。)

# 3つの爆発メカニズムと重力波の特徴

爆発メカニズム:

☆ニュートリノ加熱メカニズム

aided by convection/SASI

(Marek & Janka 09, Suwa et al. 10, Bruenn et al. 09)

also aided by rotation

(KK+03,06, Walder+05, Ott+08, Suwa et al. 10)

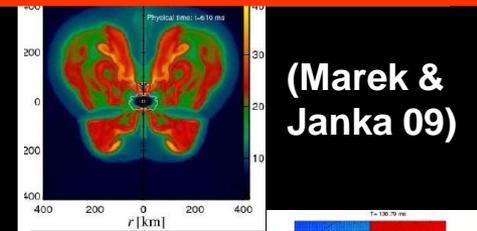
☆音波メカニズム: (Burrows+. 2006, Ott+07)

☆ MHD メカニズム:

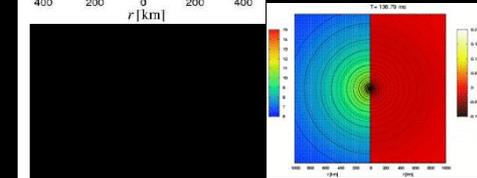
高速自転+強磁場が不可欠

(LeBlanc & Wilson (70), Symbalisty (84), KK+04, Takiwaki+05, Sawai et al. 05, Shibata+06, Obergaulinger+06, Cerda Duran+07, Burrows+07, Suwa+07, Takiwaki+08....)

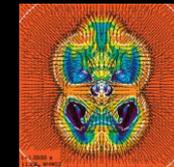
重力波の放出源



(Marek & Janka 09)



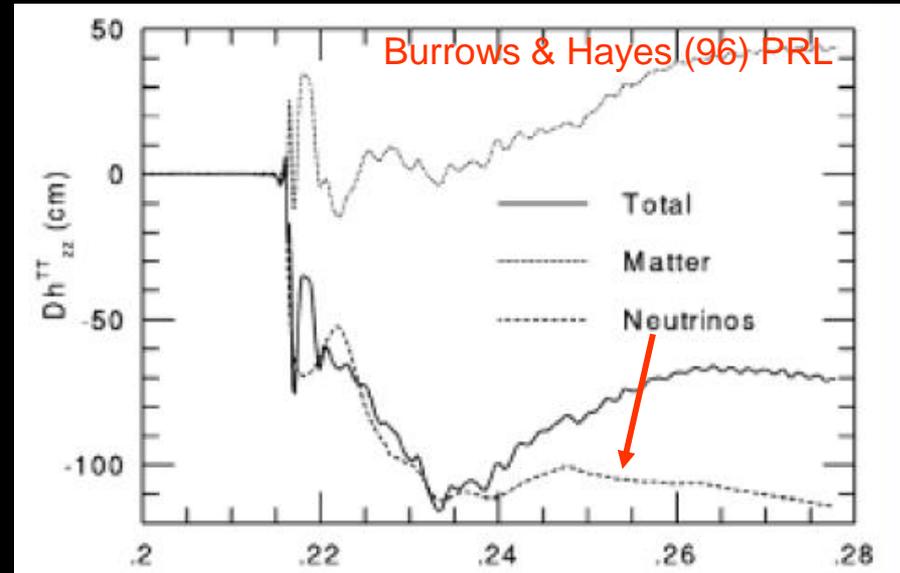
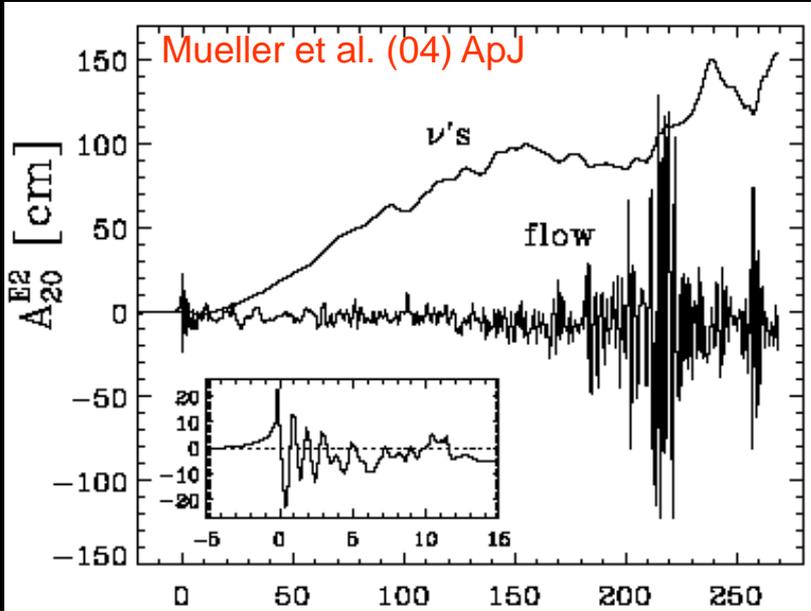
(Suwa+10)



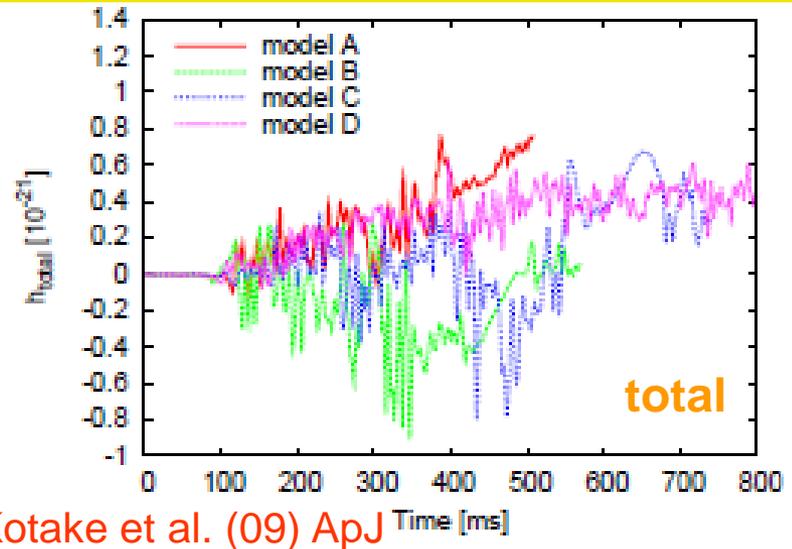
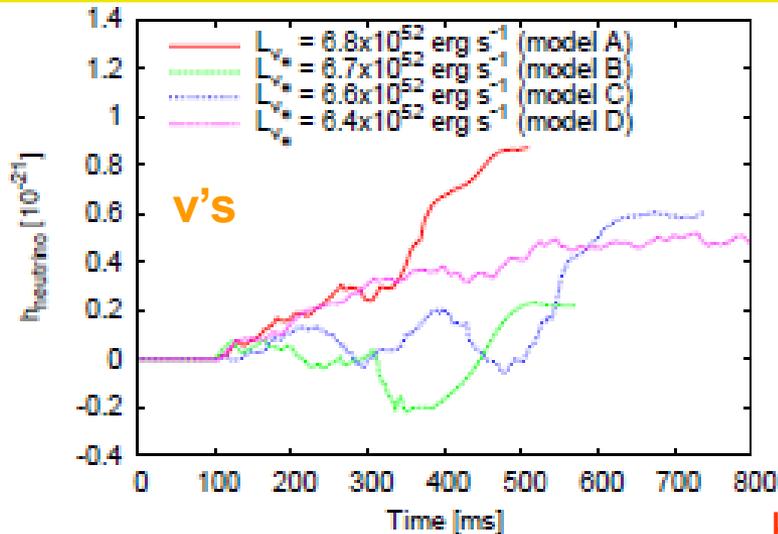
(Burrows+06)

- ✓バウンス時のコアの非対称性
- ✓MHDジェットに伴う非対称性

# ニュートリノ駆動爆発からの重力波：代表例



✓ニュートリノ起源の重力波が、物質起源(四重極変動)の重力波と同じぐらい効く。



Kotake et al. (09) ApJ

# ニュートリノ起源の重力波とは？

$$h^{\mu\nu}(t, \mathbf{x}) = 4 \int \frac{T^{\mu\nu}(t - |\mathbf{x} - \mathbf{x}'|, \mathbf{x}')}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} d^3x'$$

$$T^{\mu\nu} = T_{\text{matter}}^{\mu\nu} + T_{\text{neutrino}}^{\mu\nu}$$

非等方なニュートリノ流

Epstein(78) ApJ, Mueller & Janka (97) A&A

$$h_{\nu}(t) = \frac{2G}{c^4 R} \int_0^t dt L_{\nu}(t') \alpha(t')$$

Neutrino anisotropy: degree of anisotropic neutrino radiation (zero if spherical)

典型的強度：

$$|h_{\nu}| \sim 10^{-21} \left( \frac{\alpha}{0.01} \right) \left( \frac{L_{\nu}}{10^{52} \text{erg/s}} \right) \left( \frac{\delta t}{1 \text{ sec}} \right) \left( \frac{R}{10 \text{ kpc}} \right)^{-1}$$

$$|h_{\nu}| \sim h_{\text{bounce}} \sim 10^{-21} \quad (10 \text{ kpc})$$

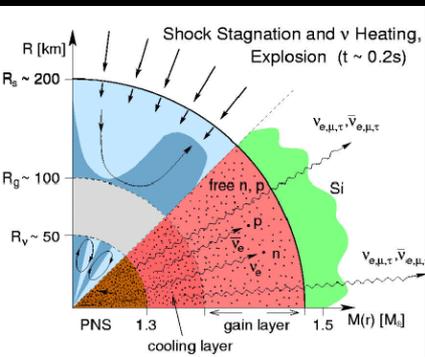
～流体起源の重力波とコンパラに

典型的周波数：

$$t_{\nu} \sim \frac{1}{\sqrt{G\rho}} \geq 10 \text{ msec} \left( \frac{\rho_{\text{trap}}}{10^{11} \text{ gcm}^{-3}} \right)^{-1/2}$$

$$\nu_{\nu} \sim \frac{1}{t_{\nu}} \leq 100 \text{ Hz}$$

, longer than the bounce signal because the dynamical time scale is determined at the position of neutrino sphere, where forms further out from the center.



ニュートリノ起源の重力波、低周波 (<100Hz) 強度は物質起源の重力波と同程度。

# Space-Time Diagram for Neutrino GWs

For the opaque region, neutrinos emission is isotropic.  
→ little GWs from neutrinos

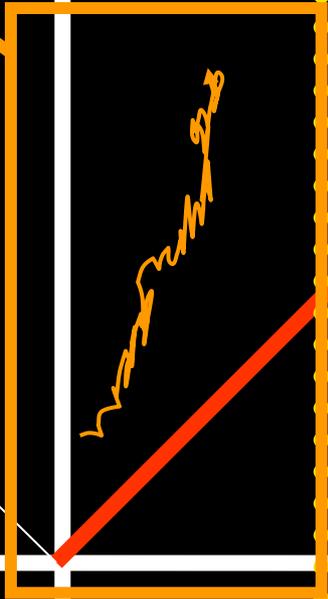
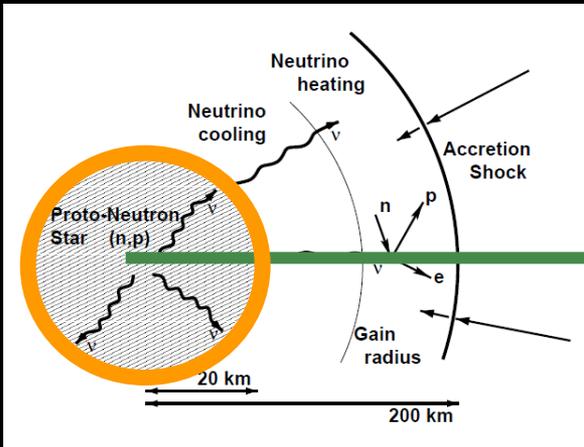
t

t=x

Light cone

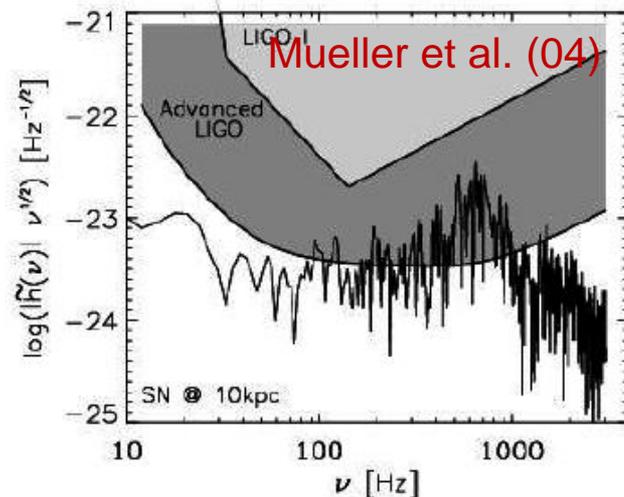
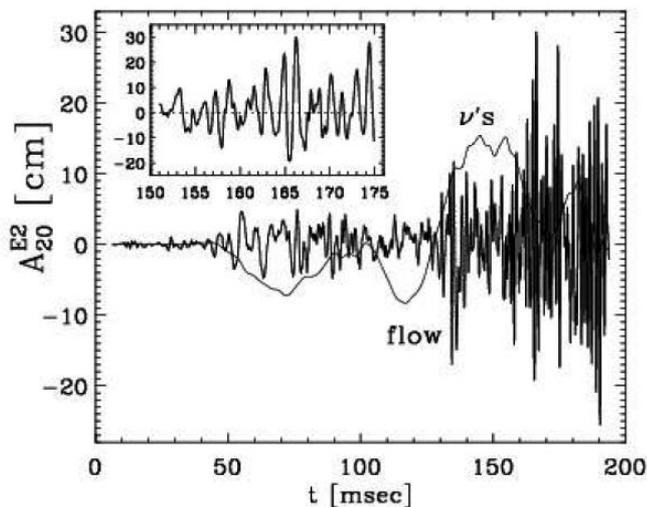
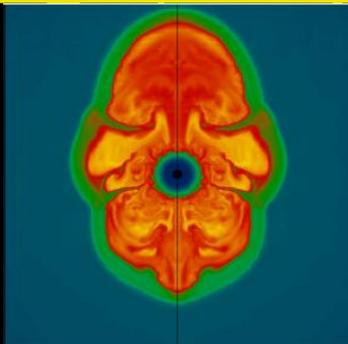
The neutrino anisotropy, coming out from the neutrino sphere, is the source of the neutrino GWs.

Neutrino sphere

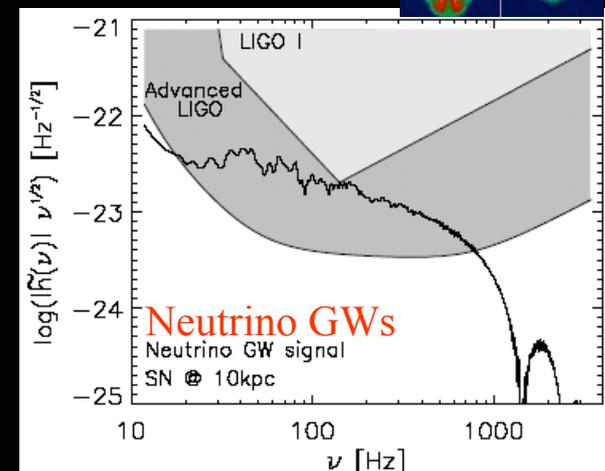
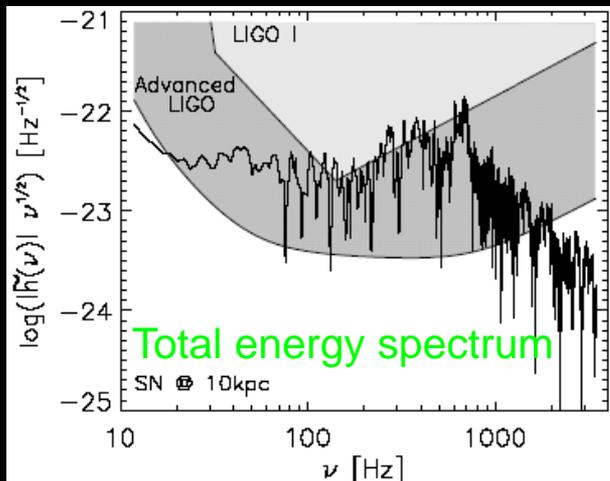
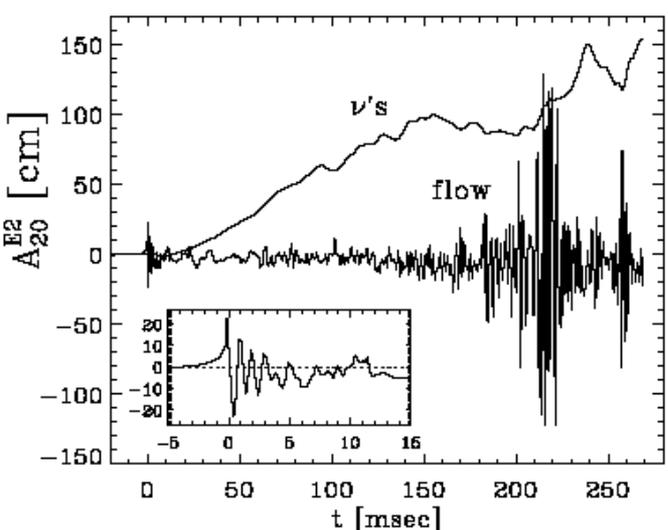
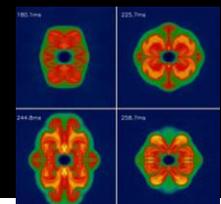


# 重力波形の分別学 (ニュートリノ駆動爆発モデルでの)

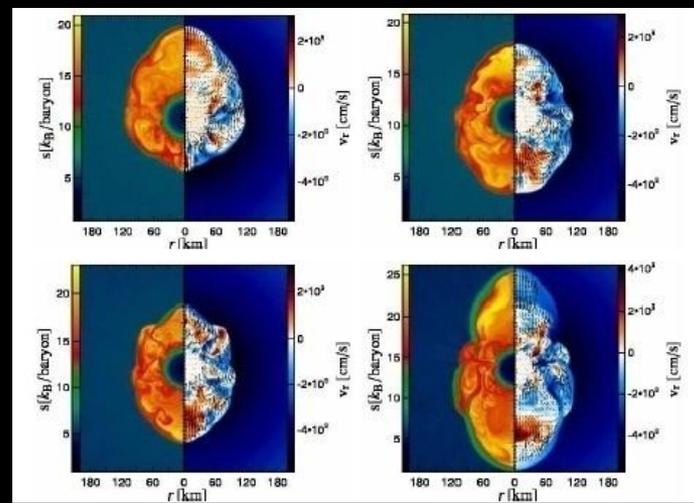
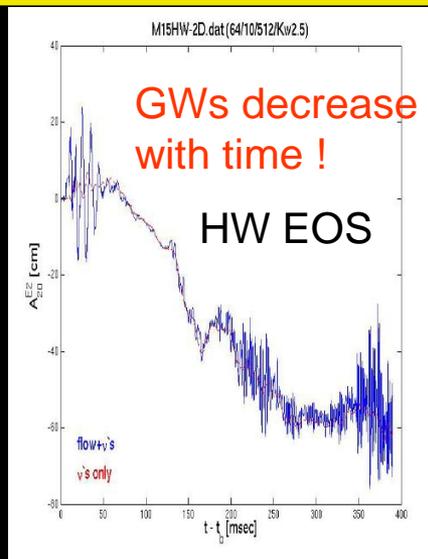
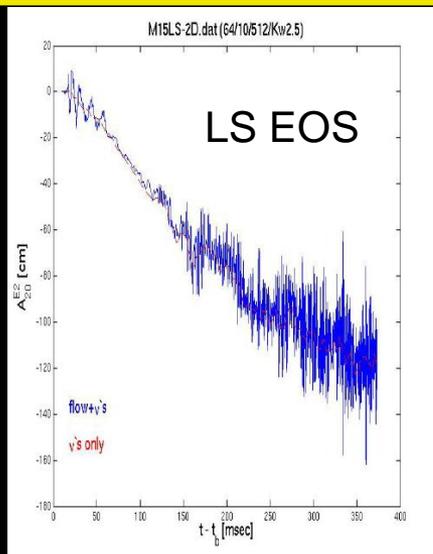
✓ GW from non-rotating 11.2  $M_{\text{sun}}$  star → explosion



✓ GW from slowly-rotating 15  $M_{\text{sun}}$  star → non-explosion



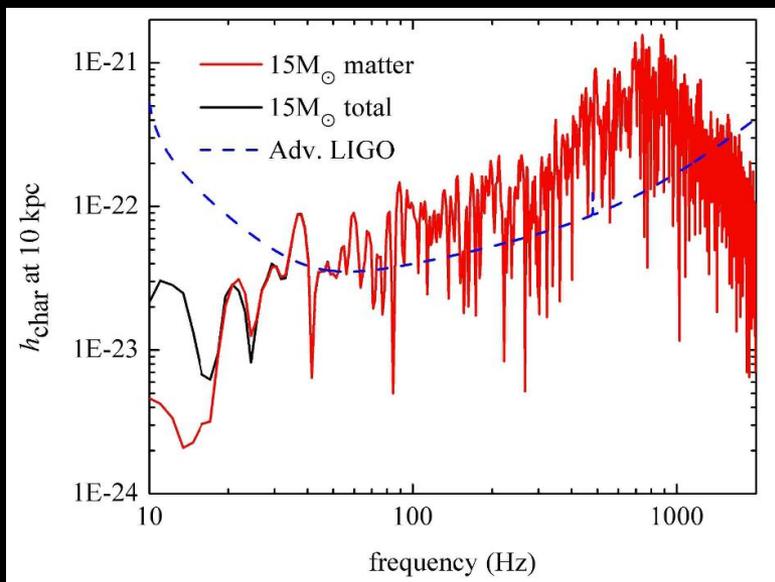
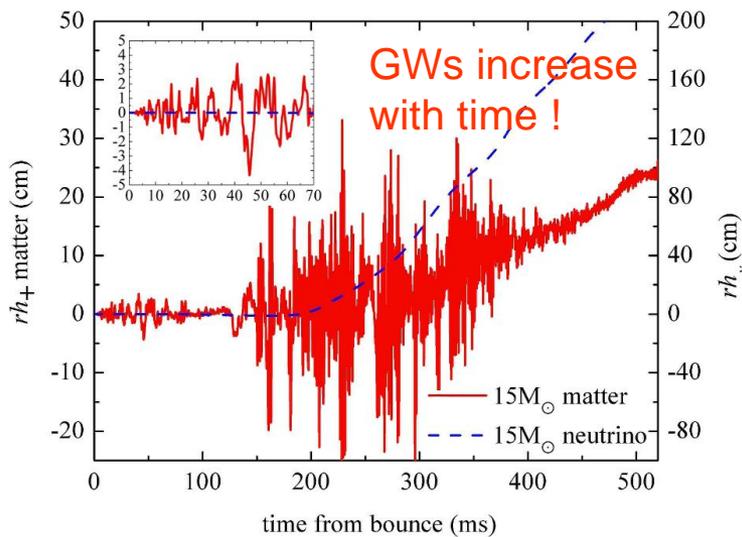
✓ GW from no-rotating  $15 M_{\text{sun}}$  star  $\rightarrow$  seemingly to explode later (?)



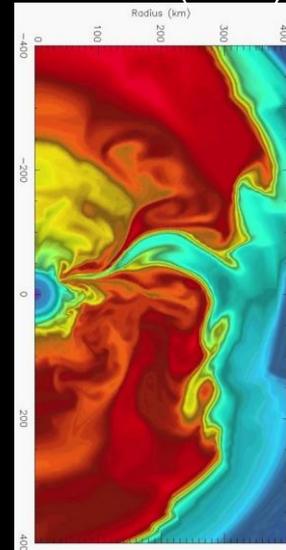
Marek et al. (2008)

From Oak Ridge simulations

GW from no-rotating  $15 M_{\text{sun}}$  star  $\rightarrow$  explosion



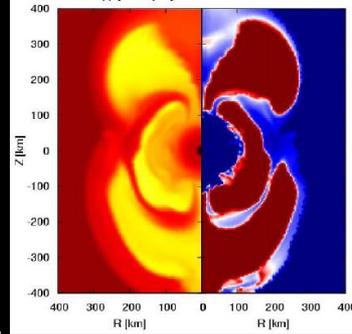
Yaknin et al. (2010)



# From Tokyo simulations

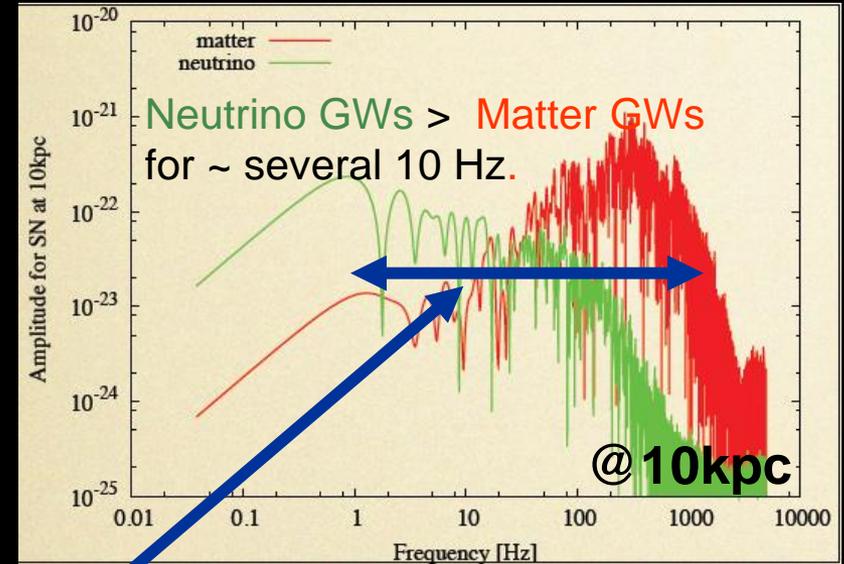
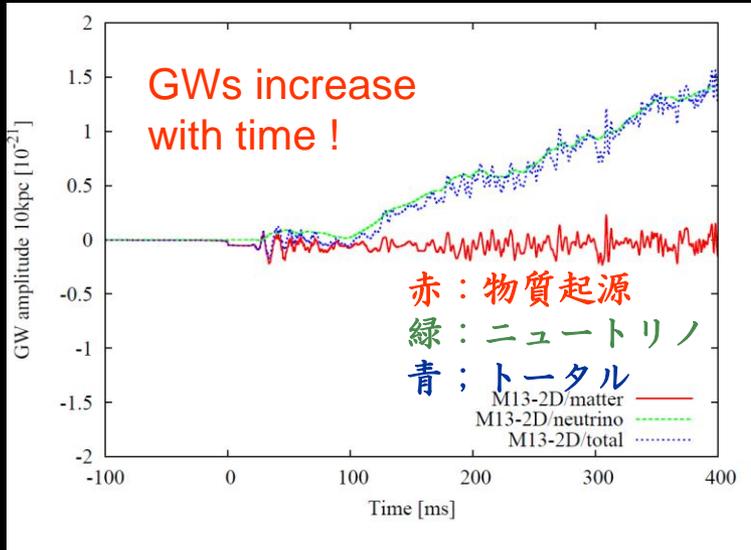
✓ GW from no-rotating  $13 M_{\text{sun}}$  star → explosion

Suwa et al. (2011)



重力波形

スペクトル



## ニュートリノ駆動爆発から放射される重力波の特徴

✓ 重力波スペクトルはフラット ( $f \sim 1 - 1000$  Hz)

( $\because$  低周波 (ニュートリノ起源) + 高周波 (物質起源))

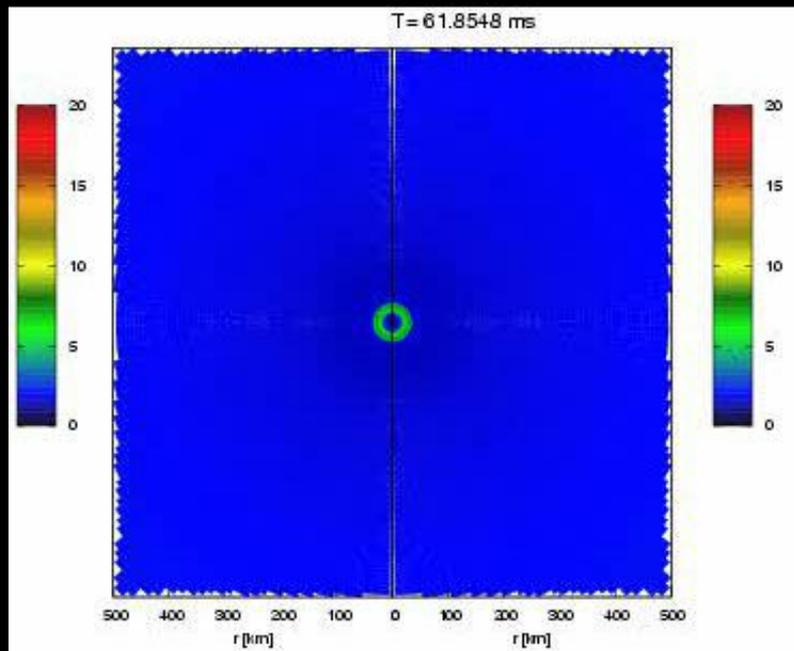
✓ 波形はあらかじめ予測できない (stochastic に変動する)

→ 爆発のダイナミクスが対流&SASIと言った非線形プロセスで決まっているから。

✓ 銀河中心の超新星に関して、その検出には次世代重力波干渉計が必要。  
(後述)

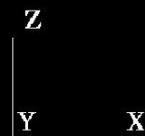
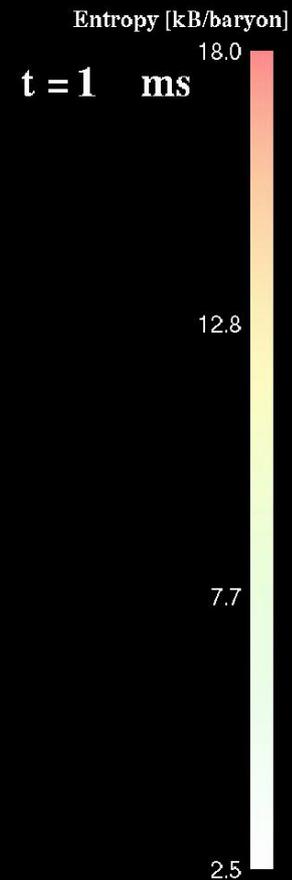
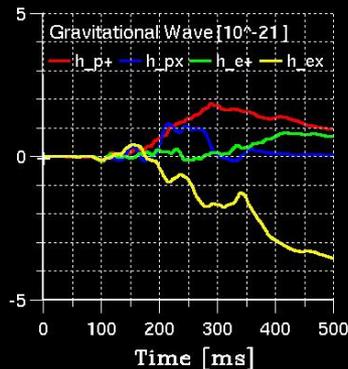
# 2D and 3D simulationでの爆発形状の違い

Log(密度) エントロピー



Suwa et al. (10)PASJL

For 2D models, explosions tend to occur along the coordinate symmetry axis.



KK et al. (09,11)ApJ

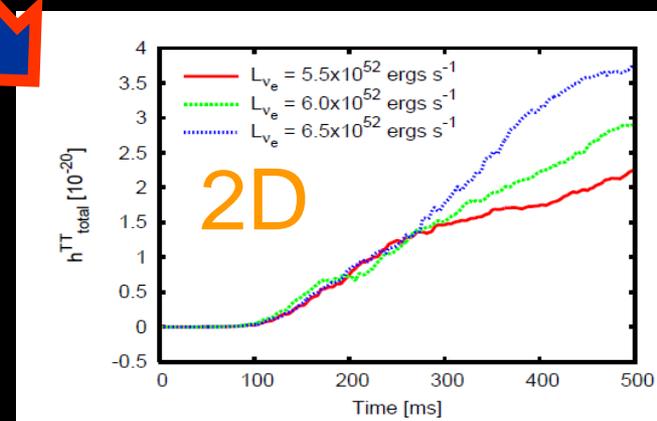
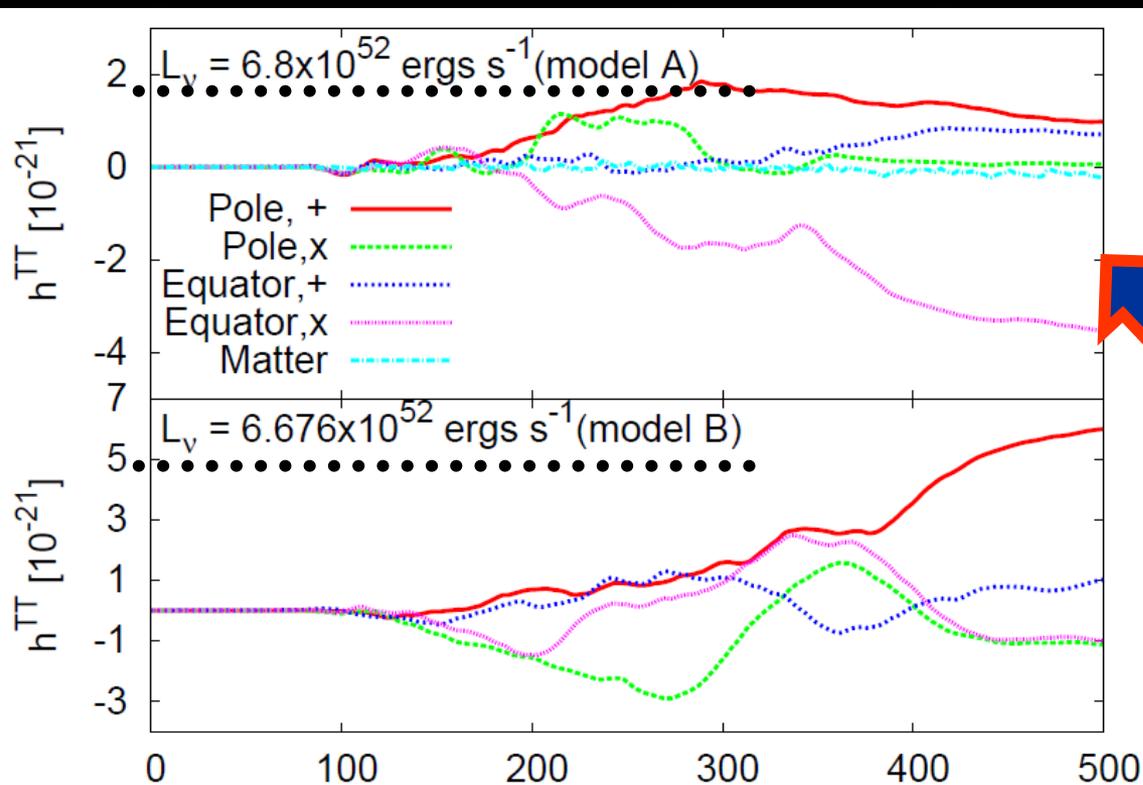
✓ 3Dでは2Dに比べ、爆発の様子がストキャスティックになる。

# 2D and 3D simulationでの重力波形の違い

Kotake et al. (2009a,b), ApJL, ApJ

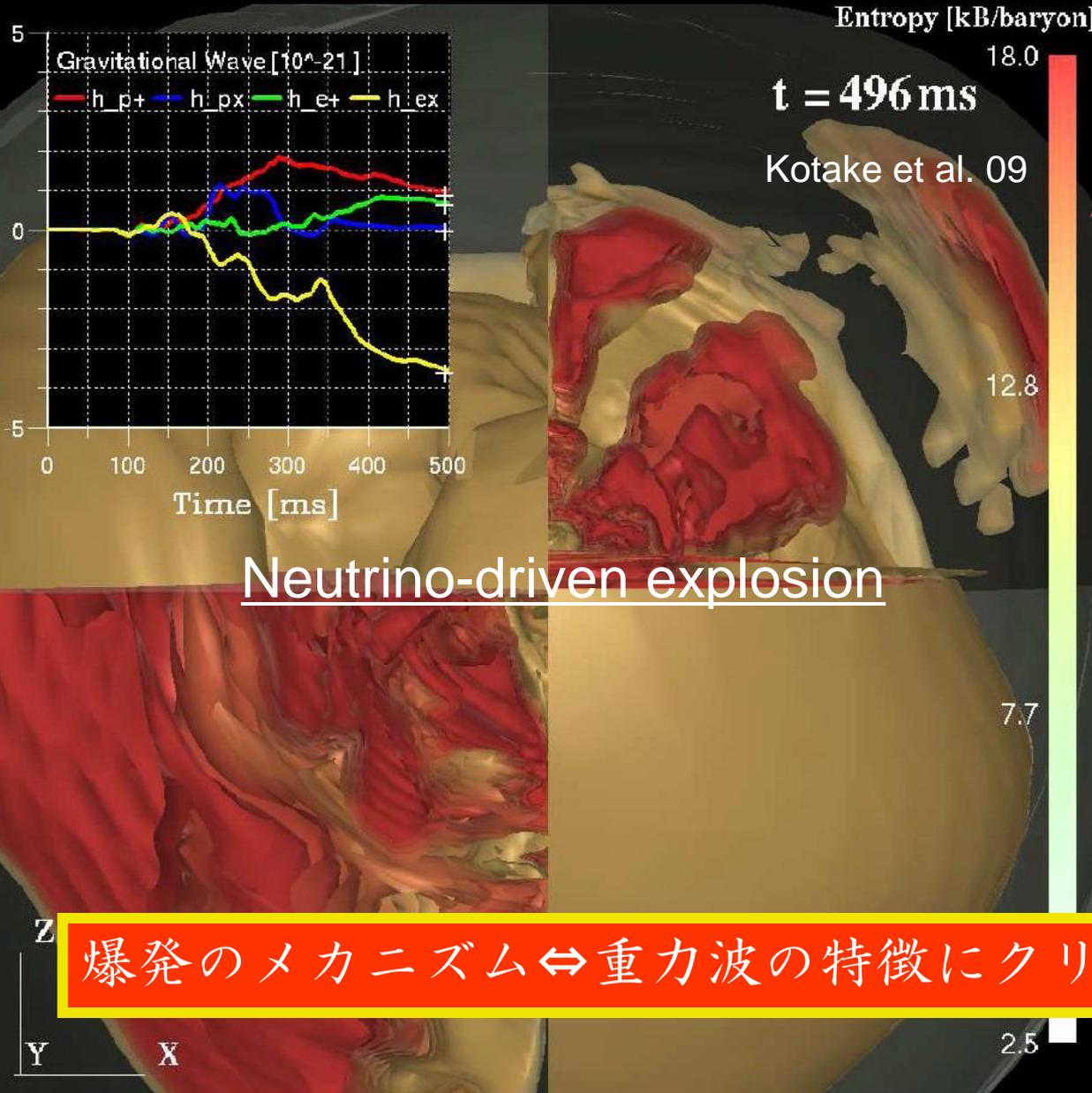
✓ Ray-tracing based analysis for the neutrino-originated GWs

The input neutrino luminosity differs only 0.5 %.

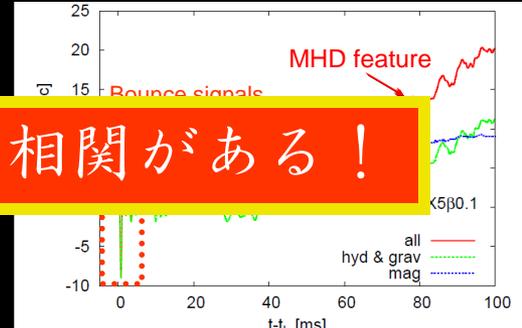
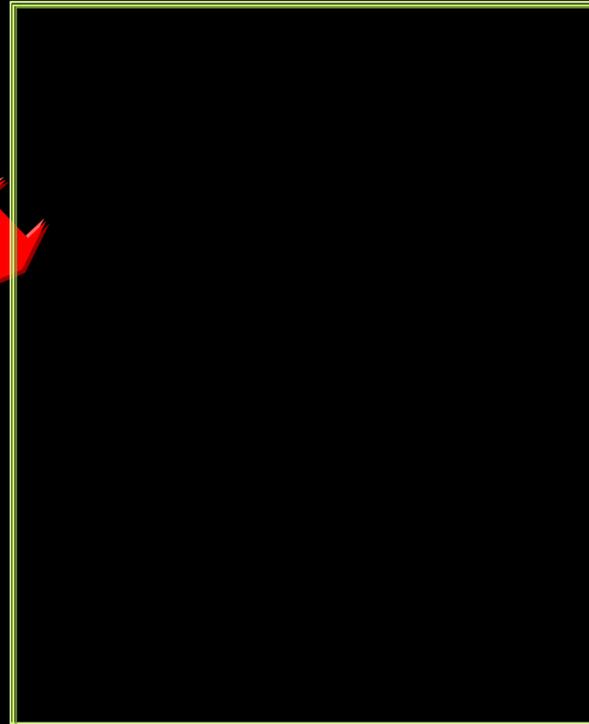
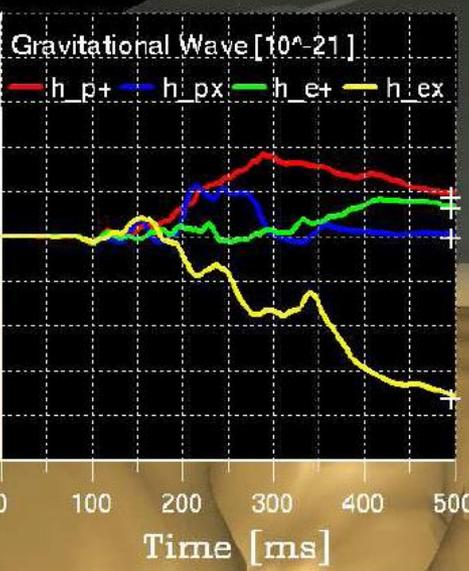


- ✓ 重力波も、2Dより3Dの方がよりstochasticに変動。
- ✓ 重力波信号は3Dの方が小さくなるが、依然、次世代検出器のターゲット内

# 「3つの爆発メカニズム」と「その重力波形」

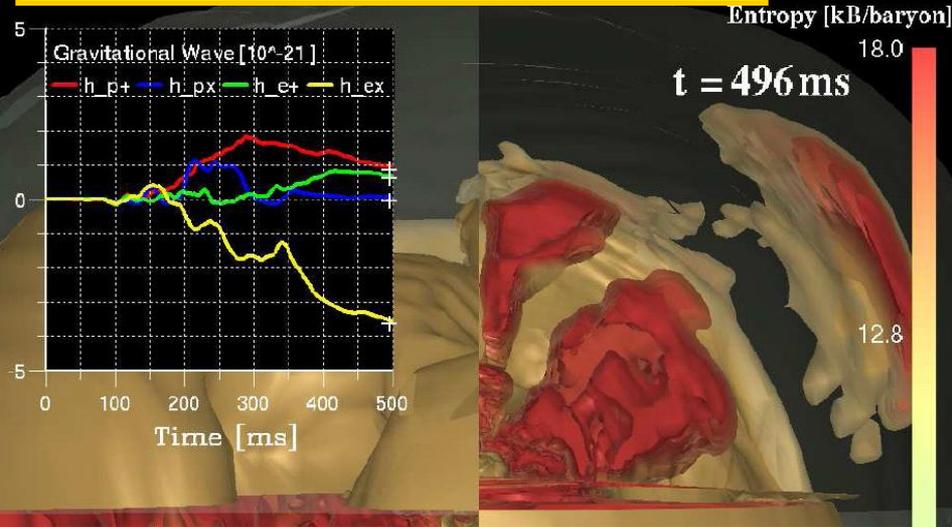


爆発のメカニズム  $\Leftrightarrow$  重力波の特徴にクリアな相関がある！

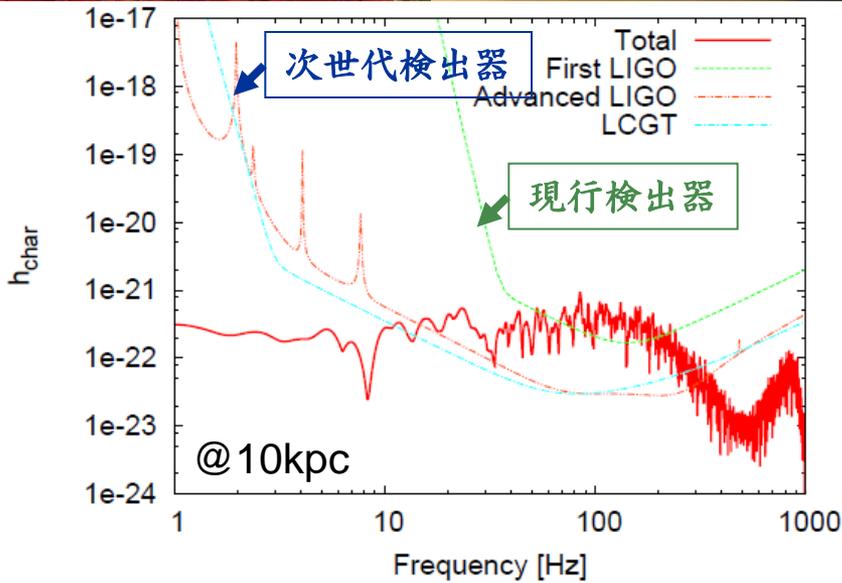
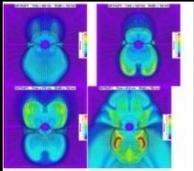
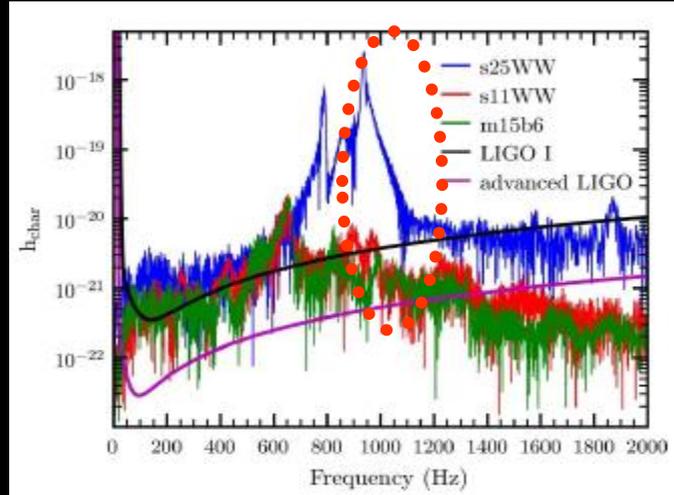


# 観測可能性

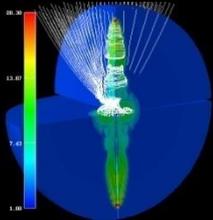
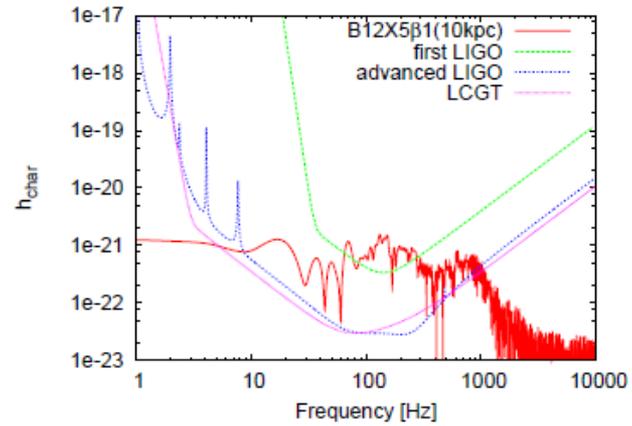
## ニュートリノ加熱メカニズム



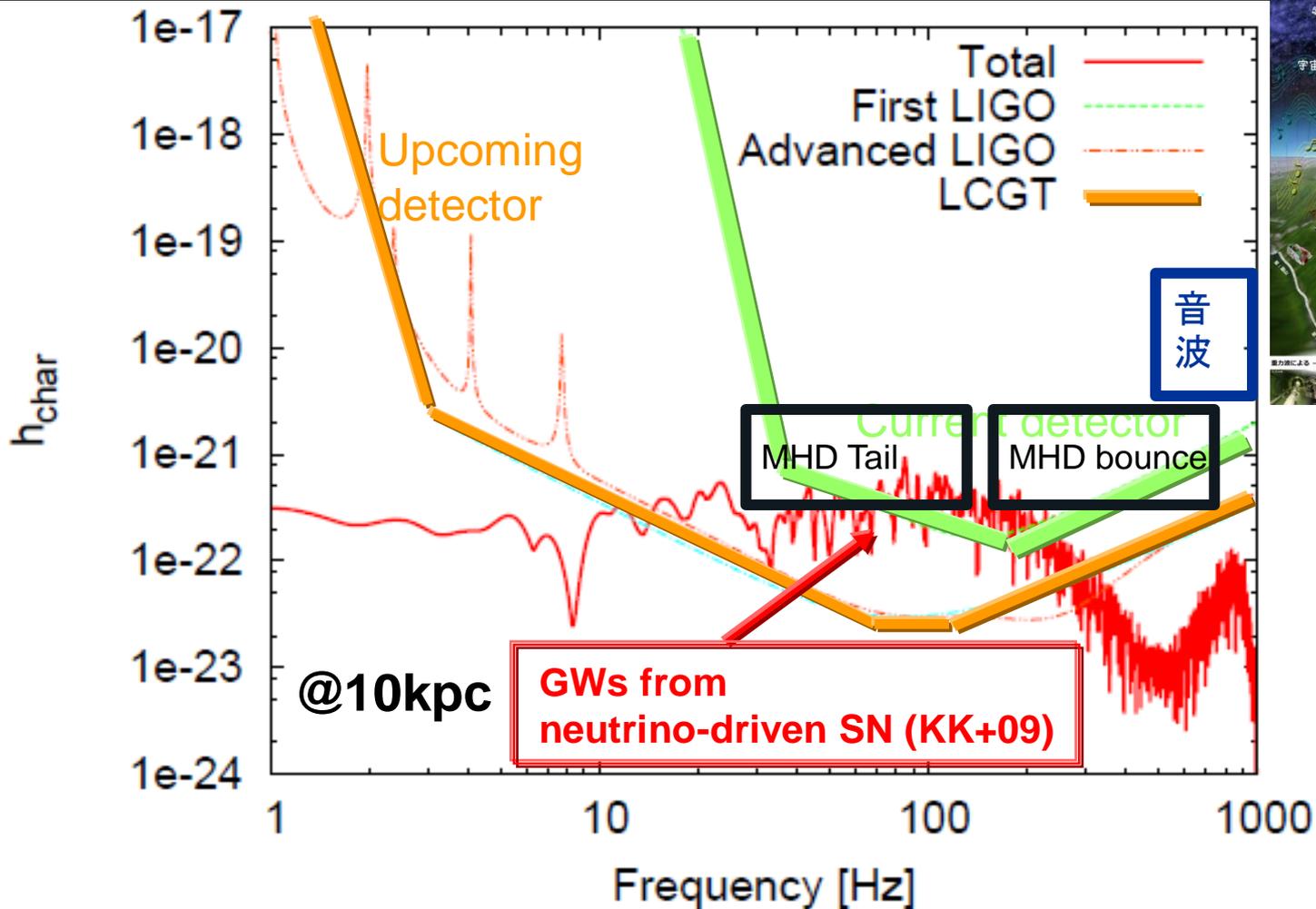
## 音波メカニズム



## MHDメカニズム



# まとめ「超新星からの重力波」



- ☆ 銀河中心超新星からの重力波を捉えるのに、次世代検出器が不可欠。
- ☆ いつ起こるか分からない (波形予言の精密化、データ解析法が進行中)
- ☆ MHD爆発、ニュートリノ駆動爆発の峻別? 「Multi-messenger 天文学」



超新星ニュートリノ  
(イントロダクション)  
「5 min for introduction」

Credit: SuperKamiokande

# 内容

## ✓ ニュートリノ振動へ向けた準備

☆ 研究小史

☆ ニュートリノ振動：真空中

：一様物質中

：非一様物質中

☆ 太陽ニュートリノ、大気ニュートリノ問題

## ✓ 超新星ニュートリノ

# ニュートリノ研究「小史」

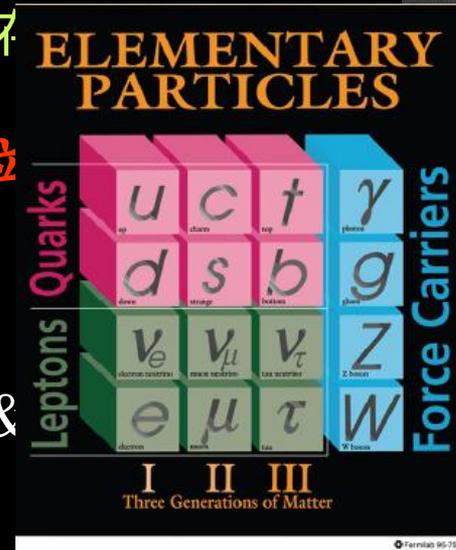
✓ 1930年  $\beta$ 崩壊

$$n \Rightarrow p + e^- \quad \text{エネルギー保存}$$

中性で非常に軽いspin1/2の粒

$$n \Rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$$

1956 実験的に発見(Rheines &



✓ 1935年 Fermi の現象論



力の伝達粒子



✓ 1960年 Weinberg-Salam theory (電弱統一)  
neutrino : massless

✓ 1998年 Super-Kamiokande

ニュートリノ質量の証拠

✓ 2002 Nobel prize to pioneers



# ニュートリノ振動 (1/4)

$$\Psi_E^{(f)} = U \Psi_E^{(m)}$$

(フレーバー固有状態(f)が質量固有状態(m)の線形結合)

$U$  { : MNS行列 (牧・中川・坂田)  
: KM行列 (小林・益川行列)



$$U = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -c_{23}s_{12} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{13}s_{23} \\ s_{12}s_{23} - s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - c_{23}s_{12}s_{13}e^{i\delta} & c_{13}c_{23} \end{pmatrix}$$

$$s_{ij} \equiv \sin \theta_{ij} \quad c_{ij} \equiv \cos \theta_{ij}$$

✓ 二世代ニュートリノ混合

Flavor 固有状態

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix}$$

Mixing matrix

質量固有状態

# ニュートリノ振動：真空振動(1/3)

$$\Psi_E^{(f)} = U \Psi_E^{(m)}$$

(フレーバー固有状態(f)が質量固有状態(m)の線形結合)

$U$  : MNS行列 (牧・中川・坂田)

: KM行列 (小林・益川行列)



$$U = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -c_{23}s_{12} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{13}s_{23} \\ s_{12}s_{23} - s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - c_{23}s_{12}s_{13}e^{i\delta} & c_{13}c_{23} \end{pmatrix}$$

$$s_{ij} \equiv \sin \theta_{ij} \quad c_{ij} \equiv \cos \theta_{ij}$$

## ✓ 二世代ニュートリノ混合

Flavor 固有状態

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix}$$

質量固有状態

Mixing matrix

$$|\nu_e\rangle = \cos \theta |\nu_1\rangle + \sin \theta |\nu_2\rangle$$

時間発展



$$i \frac{\partial}{\partial z} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{m_1^2}{2E} & 0 \\ 0 & \frac{m_2^2}{2E} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix}$$

(運動方程式から)

$$|\nu(z)\rangle = \exp\left(-i \frac{m_1^2}{2E} z\right) \cos \theta |\nu_1\rangle + \exp\left(-i \frac{m_2^2}{2E} z\right) \sin \theta |\nu_2\rangle$$

これはもはや元の $\nu_e$ ではない  
 $\rightarrow$   $\nu_\mu$ も混じっている

# ニュートリノ振動:真空振動 (2/3)

遷移確率:

$$P_{\nu_e \rightarrow \nu_e}(z) = |\langle \nu_e | \nu(z) \rangle|^2 = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \left( \pi \frac{z}{\ell_{\text{osc}}} \right)$$

$$P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e}(z) = P_{\nu_e \rightarrow \nu_\mu}(z),$$

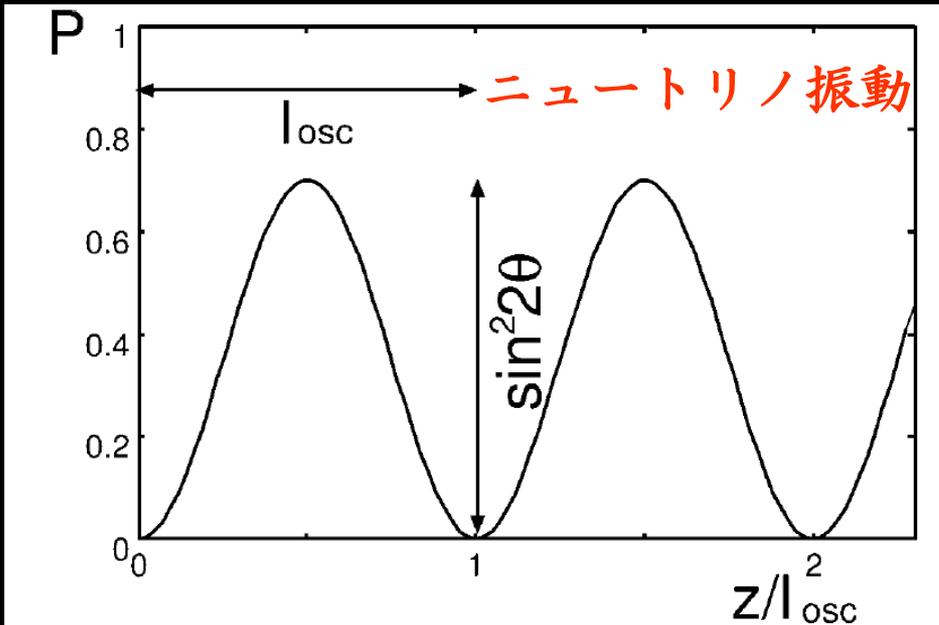
$$P_{\nu_e \rightarrow \nu_e}(z) = P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu}(z) = 1 - P_{\nu_e \rightarrow \nu_\mu}(z)$$

簡単に示せる

振動長:

$$\ell_{\text{osc}} \equiv \frac{4\pi E}{\Delta m^2} = 2.48 \times 10^7 \text{ cm} \left( \frac{E}{1 \text{ MeV}} \right) \left( \frac{10^{-5} \text{ eV}}{\Delta m^2} \right)$$

$$\Delta m^2 \equiv m_2^2 - m_1^2$$



✓ 振動現象を観測する為には、  
Zが大きくなる必要がある。  
( $\theta$ 、質量差 $^2$ へのプローブ)

☆ 長基線実験 (筑波・SK)

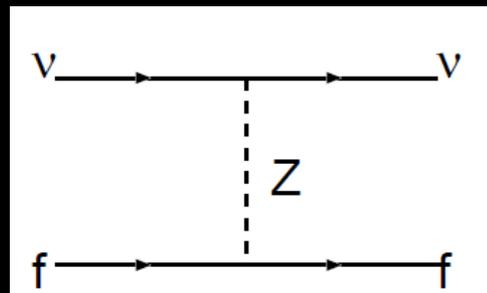


天文学的ソース

☆ 大気ニュートリノ、太陽ニュートリノ  
超新星ニュートリノ

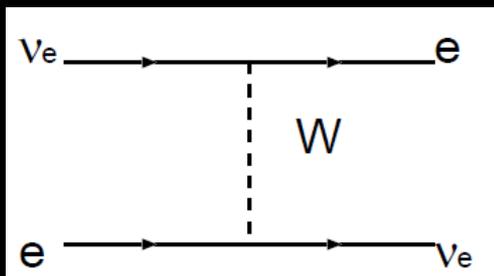
# ニュートリノ振動: 一様物質中での振動 (2/2)

## ✓ neutral current



$f=e, n, p$

## ✓ charged current



## 質量固有値

$$m_m^2 = \frac{m_1^2 + m_2^2}{2} + \frac{\Delta m^2}{2} \left[ (2Y_e - 1)\xi \pm \sqrt{(\xi - \cos 2\theta)^2 + \sin^2 2\theta} \right]$$

## 振動長

$$l_{\text{osc}, m} \equiv \frac{4\pi E}{\Delta m_m^2} = \frac{\sin 2\theta_m}{\sin 2\theta} l_{\text{osc}} = \frac{l_{\text{osc}}}{\sqrt{(\xi - \cos 2\theta)^2 + \sin^2 2\theta}}$$

$$i \frac{\partial}{\partial z} \Psi_E^{(f)} = \frac{UM^2U^\dagger}{2E} \Psi_E^{(f)}$$

先述の flavor eigenstate でのシュレディンガー方程式



物質中でのシュレディンガー方程式

$$i \frac{\partial}{\partial z} \Psi_E^{(f)} = \left[ A + \frac{UM^2U^\dagger}{2E} \right] \Psi_E^{(f)}$$

$$A = \frac{G_{FN} B}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 3Y_e - 1 & 0 & 0 \\ 0 & Y_e - 1 & 0 \\ 0 & 0 & Y_e - 1 \end{pmatrix}$$

2成分系を考える

物質中での混合角

$$i \frac{\partial}{\partial z} \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = \frac{\Delta m_m^2}{4E} \begin{pmatrix} -\cos 2\theta_m & \sin 2\theta_m \\ \sin 2\theta_m & \cos 2\theta_m \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix}$$

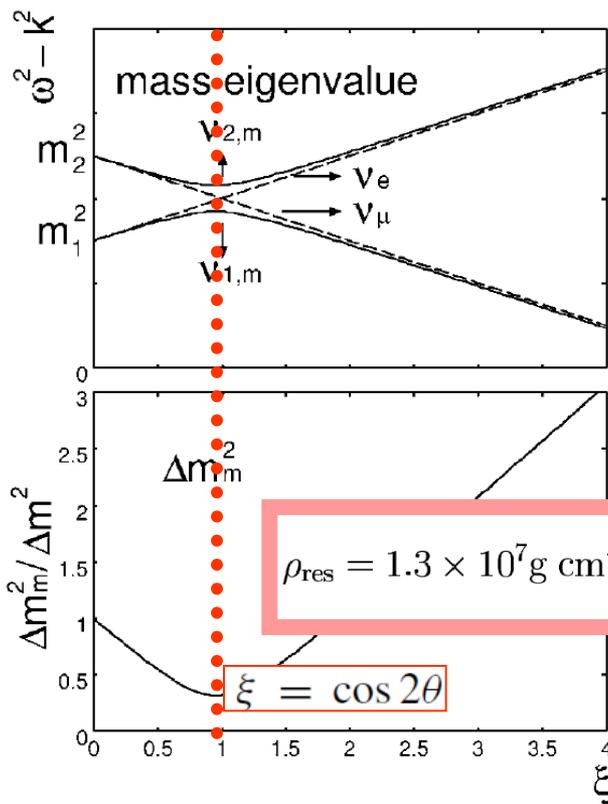
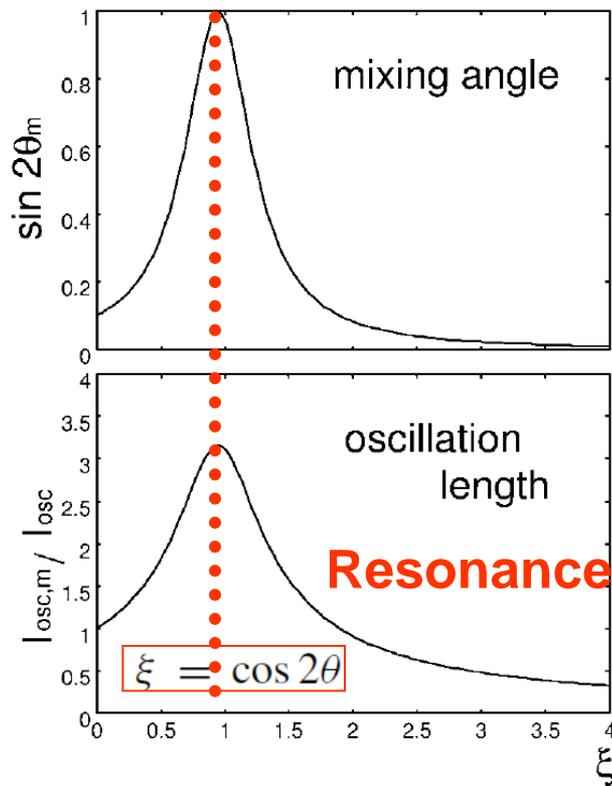
$$\sin 2\theta_m = \frac{\sin 2\theta}{\sqrt{(\xi - \cos 2\theta)^2 + \sin^2 2\theta}}$$

$$\Delta m_m^2 = \Delta m^2 \sqrt{(\xi - \cos 2\theta)^2 + \sin^2 2\theta}$$

$$\xi = \frac{2\sqrt{2}G_{FN}BE}{\Delta m^2} \quad (\text{無次元パラメーター})$$

$$= 1.53 \times 10^{-2} \left( \frac{Y_e \rho}{1 \text{ g cm}^{-3}} \right) \left( \frac{E}{1 \text{ MeV}} \right) \left( \frac{10^{-5} \text{ eV}^2}{\Delta m^2} \right)$$

# 物質中の振動 (2/2)



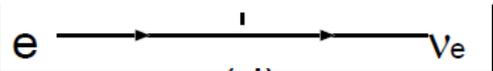
先述の flavor eigenstate での  
シュレディンガー方程式

物質中での  
シュレディンガー方程式

$$\rho_{\text{res}} = 1.3 \times 10^7 \text{ g cm}^{-3} \cos 2\theta \left(\frac{0.5}{Y_e}\right) \left(\frac{1\text{MeV}}{\omega}\right) \left(\frac{\Delta m^2}{1\text{eV}^2}\right)$$

$$0 \quad Y_e - 1$$

**物質中での混合角**



$$i \frac{\partial}{\partial z} \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = \frac{\Delta m_m^2}{4E} \begin{pmatrix} -\cos 2\theta_m & \sin 2\theta_m \\ \sin 2\theta_m & \cos 2\theta_m \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix}$$

質量固有値

$$m_m^2 = \frac{m_1^2 + m_2^2}{2} + \frac{\Delta m^2}{2} \left[ (2Y_e - 1)\xi \pm \sqrt{(\xi - \cos 2\theta)^2 + \sin^2 2\theta} \right]$$

$$\sin 2\theta_m = \frac{\sin 2\theta}{\sqrt{(\xi - \cos 2\theta)^2 + \sin^2 2\theta}}$$

$$\Delta m_m^2 = \Delta m^2 \sqrt{(\xi - \cos 2\theta)^2 + \sin^2 2\theta}$$

振動長

$$\xi = \frac{2\sqrt{2}G_{\text{FN}}BE}{\Delta m^2} \quad (\text{無次元パラメーター})$$

$l_{\text{osc},m} \equiv \frac{4\pi E}{\Delta m_m^2}$  **Mikheyev-Smirnov-Wolfenstein effect (MSW効果)**  $\left(\frac{\text{eV}^2}{m^2}\right)$

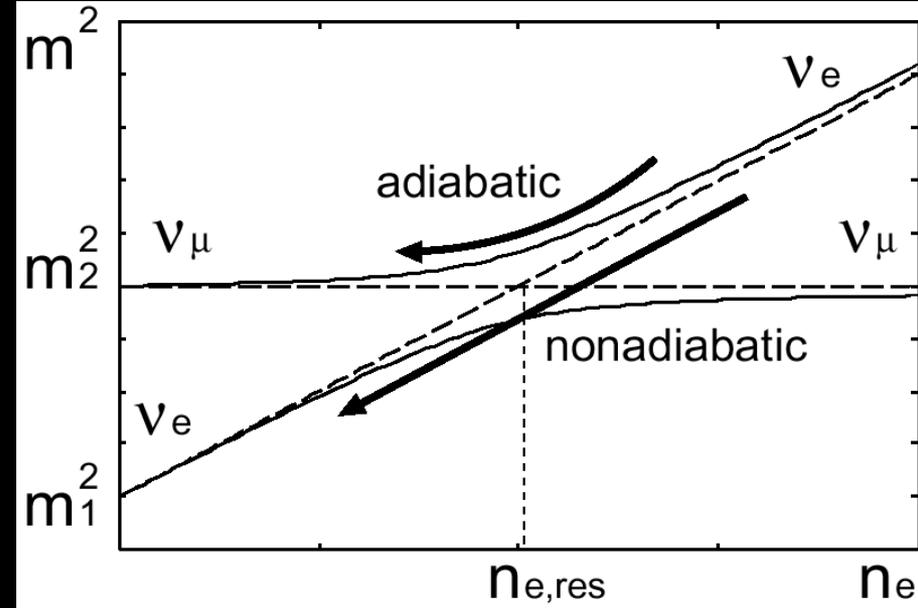
# ニュートリノ振動:非一様物質中での振動 (2/2)

✓ 非一様物質中の mass eigenstate の Schrodinger 方程式

$$i \frac{\partial}{\partial z} \begin{pmatrix} \nu_{1,m} \\ \nu_{2,m} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\frac{\Delta m_m^2}{2\omega} & -i \frac{\partial \theta_m}{\partial z} \\ i \frac{\partial \theta_m}{\partial z} & \frac{\Delta m_m^2}{2\omega} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_{1,m} \\ \nu_{2,m} \end{pmatrix}$$

- ✓ ここから mass の eigenstate で見る
- ✓  $U$  が  $z$  に依存しているので、mass eigenstate でも非対角(一様密度のときは対角)

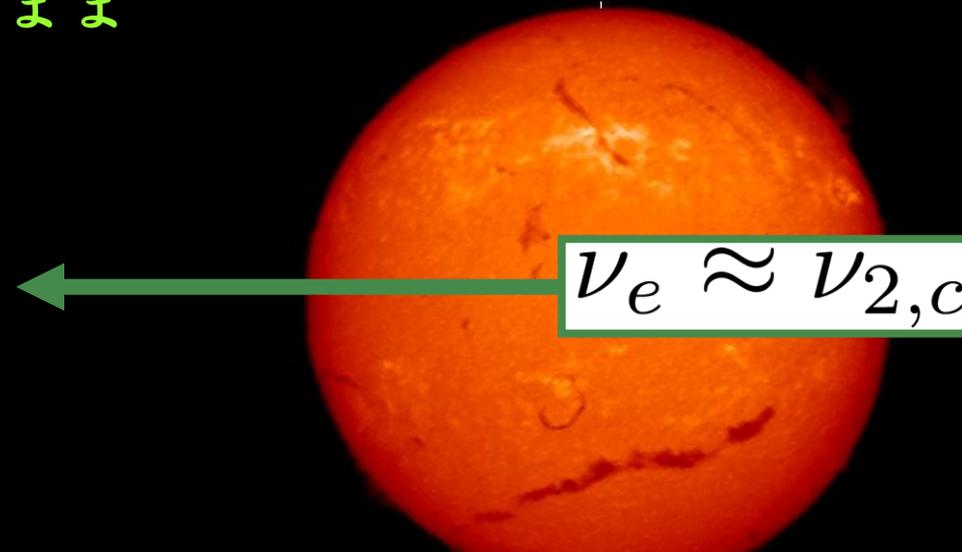
①  $\theta'_m \ll \frac{\Delta m_m^2}{2\omega}$  ならば、no-mixing



➡ 重いニュートリノは重いまま

$$\nu_e \approx \nu_{2,c} \longrightarrow \nu_2 \approx \nu_\mu$$

Flavor Conversion!  
(Adiabatic Resonance)



# ニュートリノ振動:非一様物質中での振動 (2/2)

$$i \frac{\partial}{\partial z} \begin{pmatrix} \nu_{1,m} \\ \nu_{2,m} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\frac{\Delta m_m^2}{2\omega} & -i \frac{\partial \theta_m}{\partial z} \\ i \frac{\partial \theta_m}{\partial z} & \frac{\Delta m_m^2}{2\omega} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_{1,m} \\ \nu_{2,m} \end{pmatrix}$$

② If  $\theta'_m \gg \frac{\Delta m_m^2}{2\omega}$

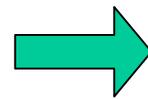
$$\nu_e \approx \nu_{2,c} \longrightarrow \nu_1 \approx \nu_e$$

(Nonadiabatic Resonance)

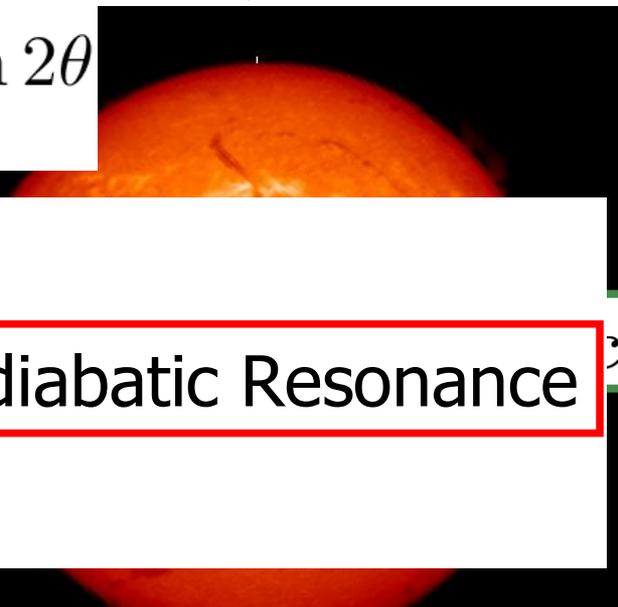
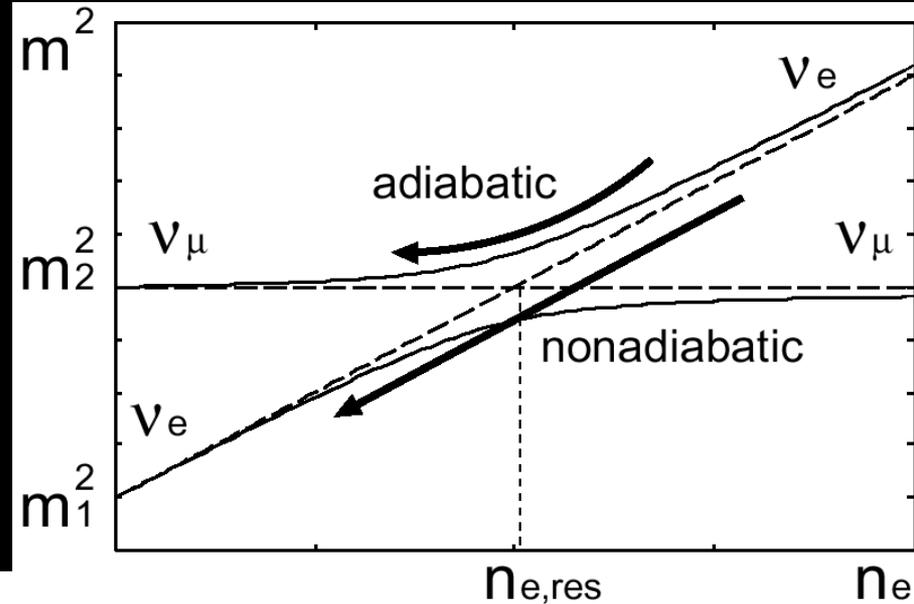
Adiabaticity parameter:  $\gamma$

$$\gamma \equiv \frac{\Delta m_m^2 / 2\omega}{\theta'_m} = \frac{\Delta m^2}{\omega |\partial \ln n_e / \partial z|} \sin 2\theta \tan 2\theta$$

- Large  $\theta$
- Large  $\Delta m^2$
- Gentle Density Profile
- Low Energy

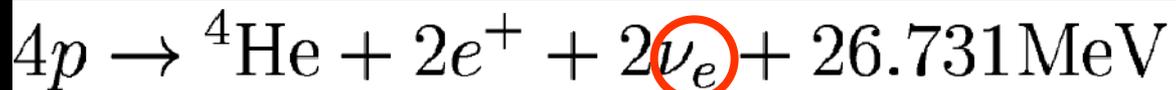


More Adiabatic Resonance



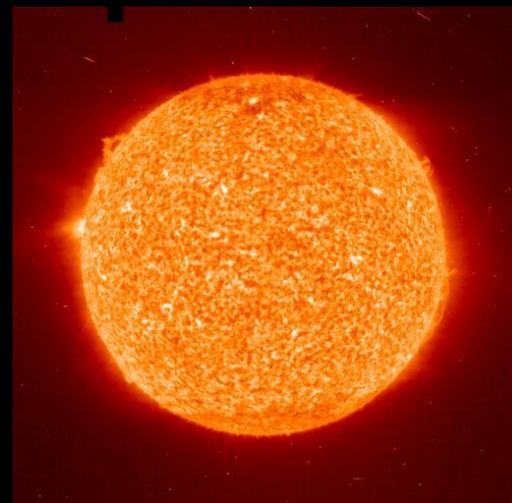
# 太陽ニュートリノ問題

太陽中心部での核反応

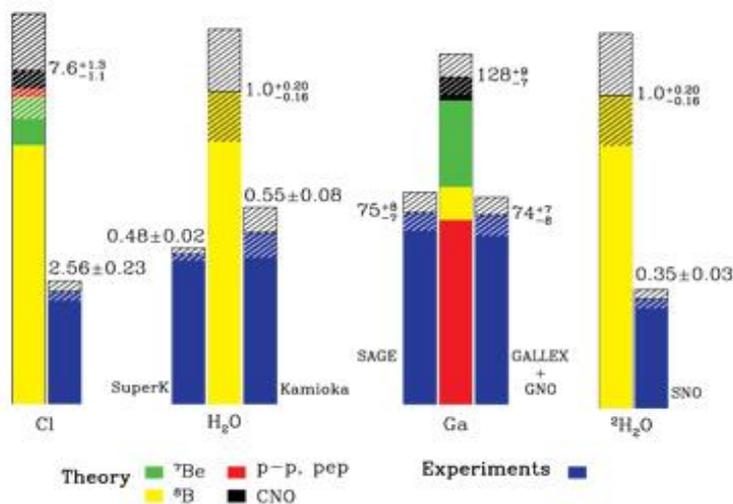


↑  
太陽ニュートリノ

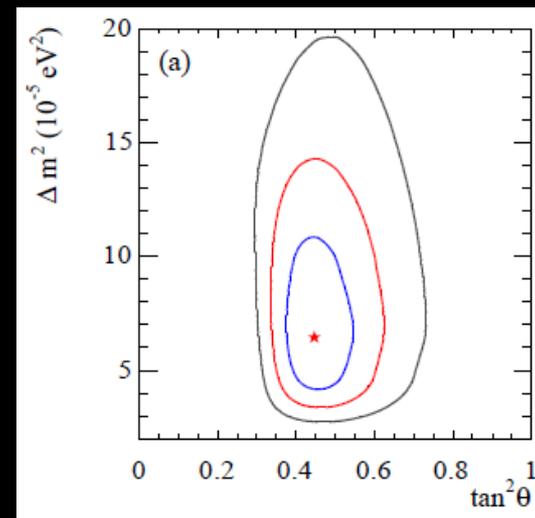
観測



Total Rates: Standard Model vs. Experiment  
Bahcall-Pinsonneault 2000

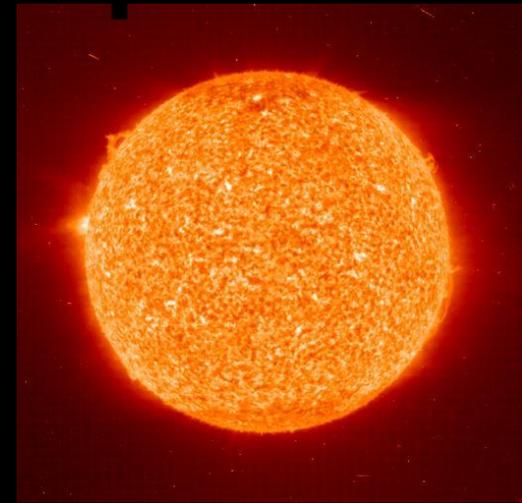
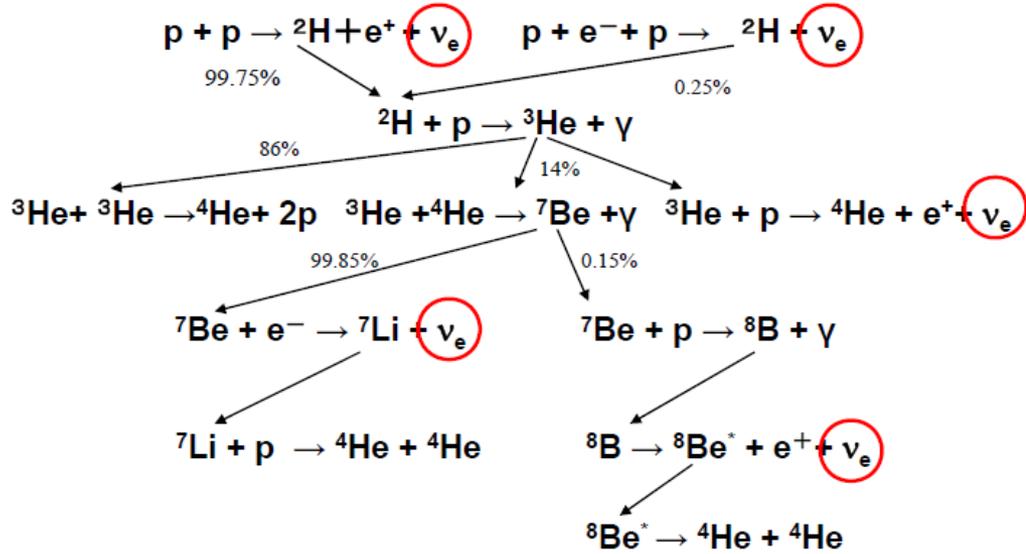


電子型ニュートリノが足りない！



# 太陽ニュートリノ問題

## 太陽中心部での核反応



## 太陽ニュートリノ問題解決

$\nu_e \rightarrow \nu_\mu, \nu_\tau$  oscillations

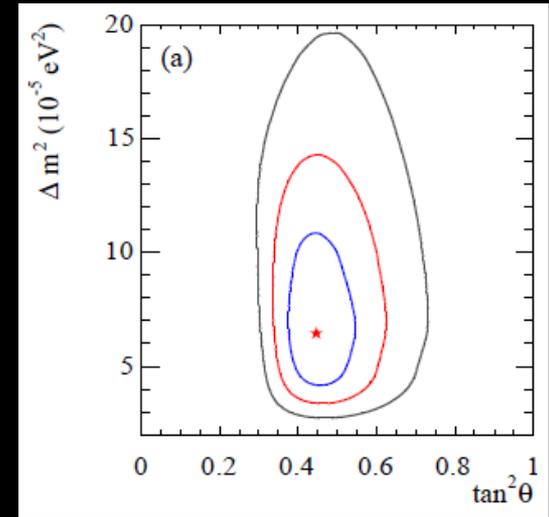


LMA: Large Mixing Angle solution

$$\Delta m^2 \simeq 6.5_{-2.3}^{+4.4} \times 10^{-5} \text{ eV}^2$$

$$\tan^2 \vartheta \simeq 0.45_{-0.08}^{+0.09}$$

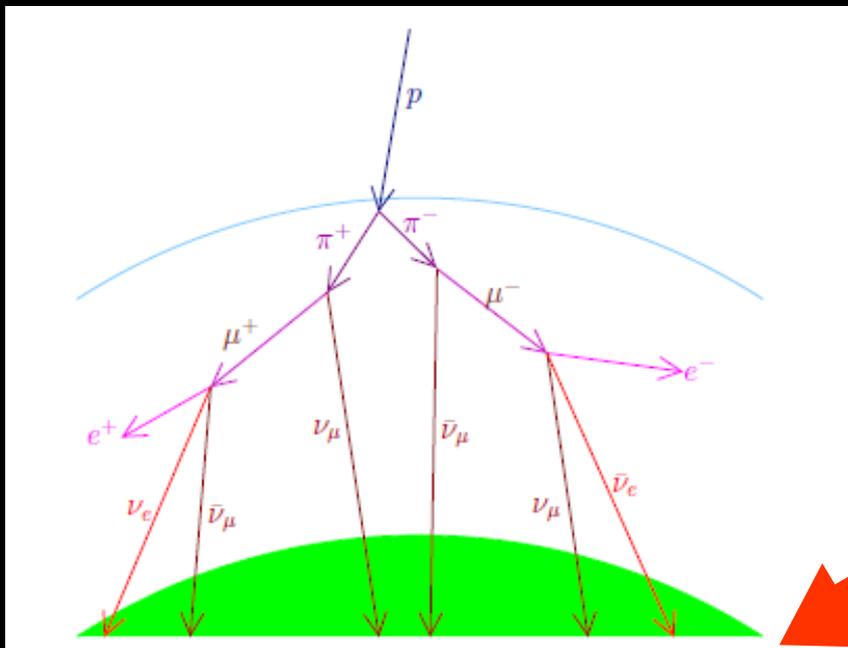
電子型ニュートリノが



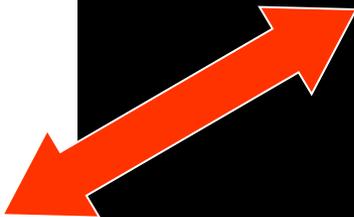
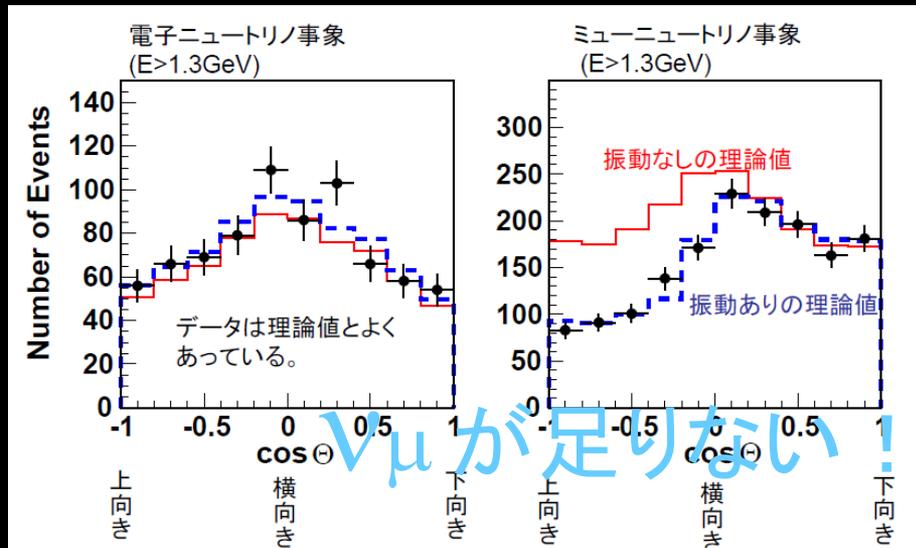
# 大気ニュートリノ問題

# SKでの観測

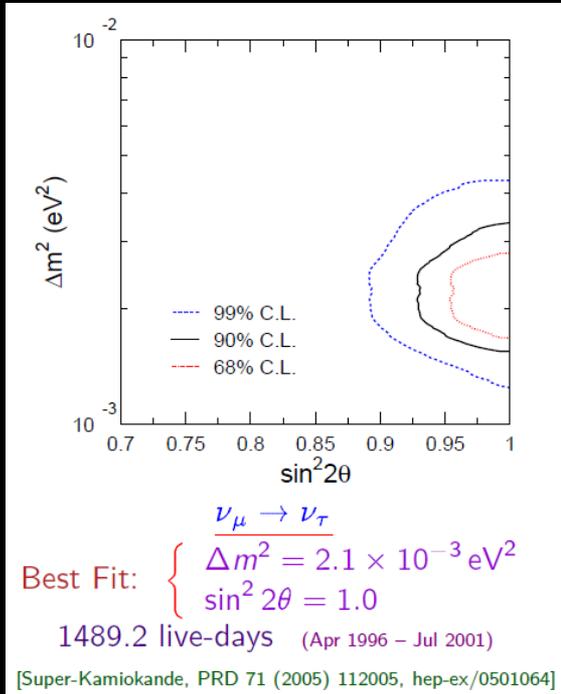
宇宙線と大気中の原子核との衝突



$$\frac{N(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)}{N(\nu_e + \bar{\nu}_e)} \simeq 2$$



SuperKamiokande実験より  $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$  で説明できる。

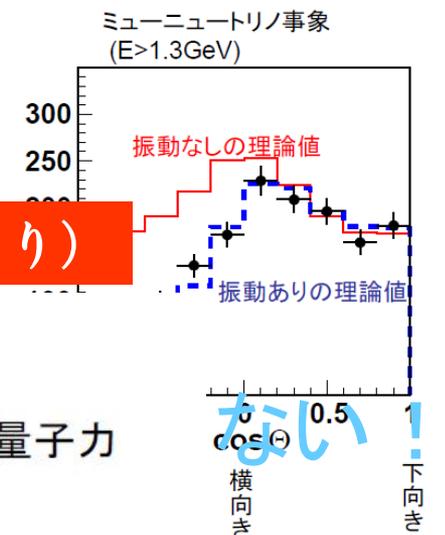
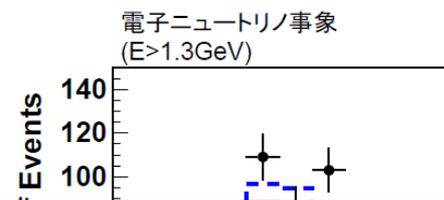
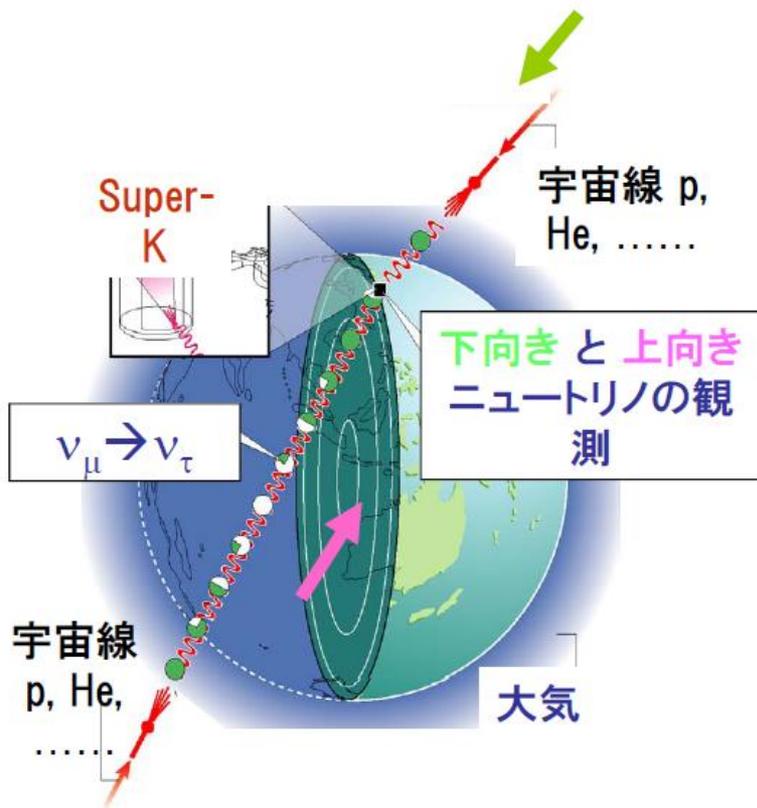


# 大気ニュートリノ問題

# SKでの観測

宇宙線と大気中の原子核との衝突

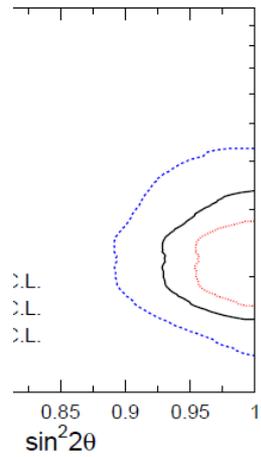
梶田隆章さん集中講義 (東京理科大、2009年集中講義より)



ニュートリノ振動は結局、量子力学的な干渉効果です。

ニュートリノ振動の振動長は数百、数千kmです。

ニュートリノ振動は量子力学が地球規模の長さで見える現象。



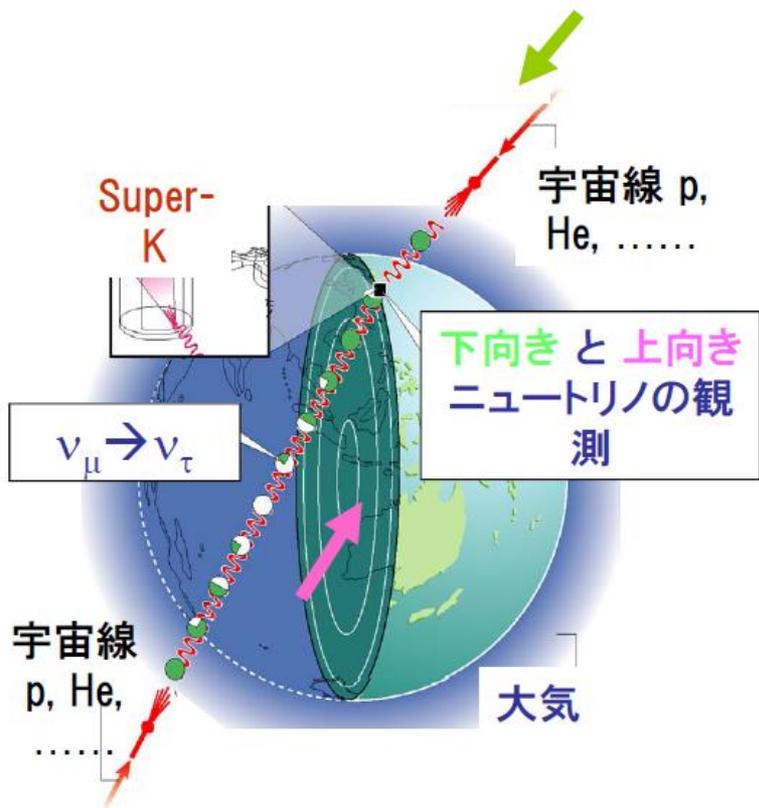
Super-Kamiokande (大気ニュートリノ)  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  で説明できる。

Best Fit:  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$   
 $\Delta m^2 = 2.1 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$   
 $\sin^2 2\theta = 1.0$   
 1489.2 live-days (Apr 1996 - Jul 2001)

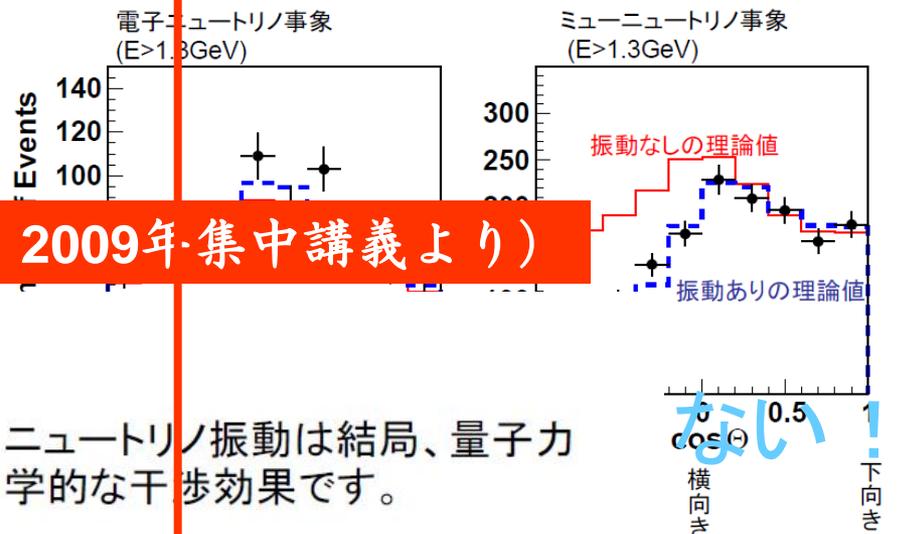
# 大気ニュートリノ問題

宇宙線と大気中の原子核との衝突

梶田隆章さん集中講義 (東京理科大、2009年集中講義より)



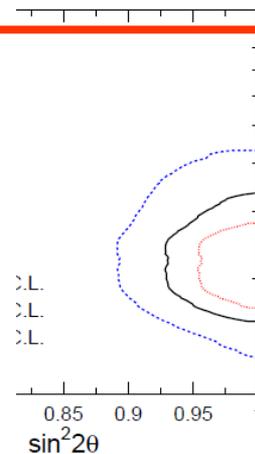
# SKでの観測



ニュートリノ振動は結局、量子力学的な干渉効果です。

ニュートリノ振動の振動長は数百、数千kmです。

ニュートリノ振動は量子力学が地球規模の長さで見える現象。



Super-Kamiokande 実験より

$$\nu_{\mu} \rightarrow \nu_{\tau}$$

で説明できる。

Best Fit:  $\begin{cases} \Delta m^2 = 2.1 \times 10^{-3} \text{ eV}^2 \\ \sin^2 2\theta = 1.0 \end{cases}$   
1489.2 live-days (Apr 1996 - Jul 2001)

# いままでの振動実験の結果のまとめ

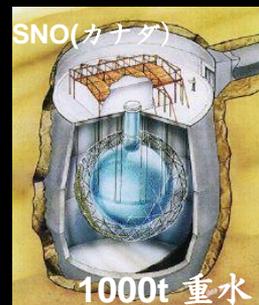
arXiv: hep-ph/0405172v6 (2007)

中心値  $\pm 1\sigma$

(この測定にもっとも貢献した実験)

$\Delta m_{21}^2$	$(7.6 \pm 0.2) 10^{-5} \text{ eV}^2$	KamLAND
$\sin^2 \theta_{12}$	$0.32 \pm 0.023$	SNO
$ \Delta m_{31}^2 $	$(2.4 \pm 0.15) 10^{-3} \text{ eV}^2$	MINOS
$\sin^2 \theta_{23}$	$0.50 \pm 0.063$	SK atm

Kamland(日本)



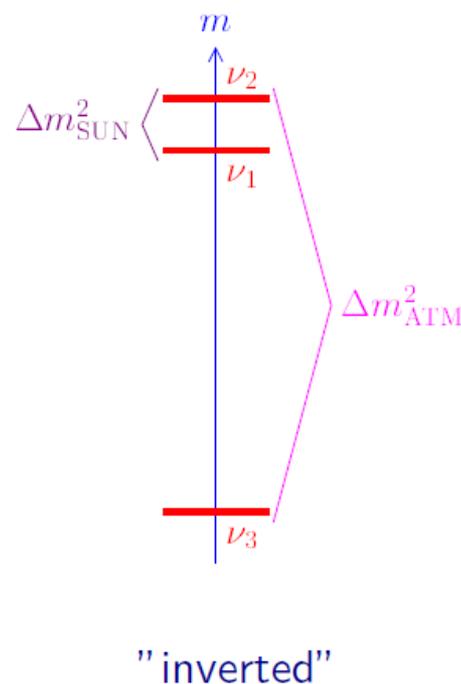
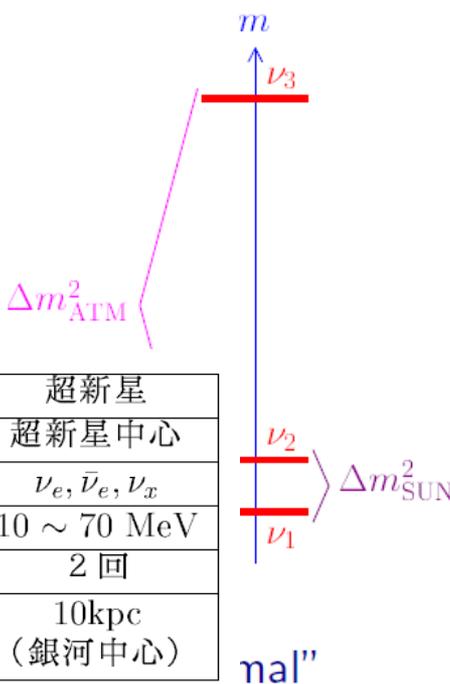
1000t 重水



$\theta_{13}$ は?

$$\sin^2 2\theta_{13} < 0.15$$

## 天体ニュートリノ



ニュートリノ源	太陽	大気	超新星
発生場所	太陽中心	地球大気	超新星中心
種類	$\nu_e$	$\nu_e, \nu_\mu, \bar{\nu}_e, \bar{\nu}_\mu$	$\nu_e, \bar{\nu}_e, \nu_x$
エネルギー	$\lesssim 10 \text{ MeV}$	$\gtrsim 200 \text{ MeV}$	$10 \sim 70 \text{ MeV}$
共鳴	1回	なし	2回
伝播距離	1 AU	数 km	10kpc (銀河中心)

# いままでの振動実験の結果のまとめ

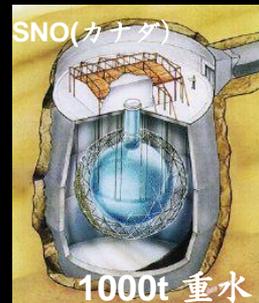
arXiv: hep-ph/0405172v6 (2007)

中心値  $\pm 1\sigma$

(この測定にもっとも貢献した実験)

$\Delta m_{21}^2$	$(7.6 \pm 0.2) 10^{-5} \text{ eV}^2$	KamLAND
$\sin^2 \theta_{12}$	$0.32 \pm 0.023$	SNO
$ \Delta m_{31}^2 $	$(2.4 \pm 0.15) 10^{-3} \text{ eV}^2$	MINOS
$\sin^2 \theta_{23}$	$0.50 \pm 0.063$	SK atm

Kamland(日本)



1000t 重水



$\theta_{13}$ は?

$$\sin^2 2\theta_{13} < 0.15$$

$\Delta m_{ATM}^2$

## 未解決問題:

- ✓ 1, 3 の質量階層
- ✓  $\theta_{13}$  は上限値

## 解決策: 次世代実験 (T2K etc)

**Pros: controllable**  
**Cons: small signal**  
(high accuracy)

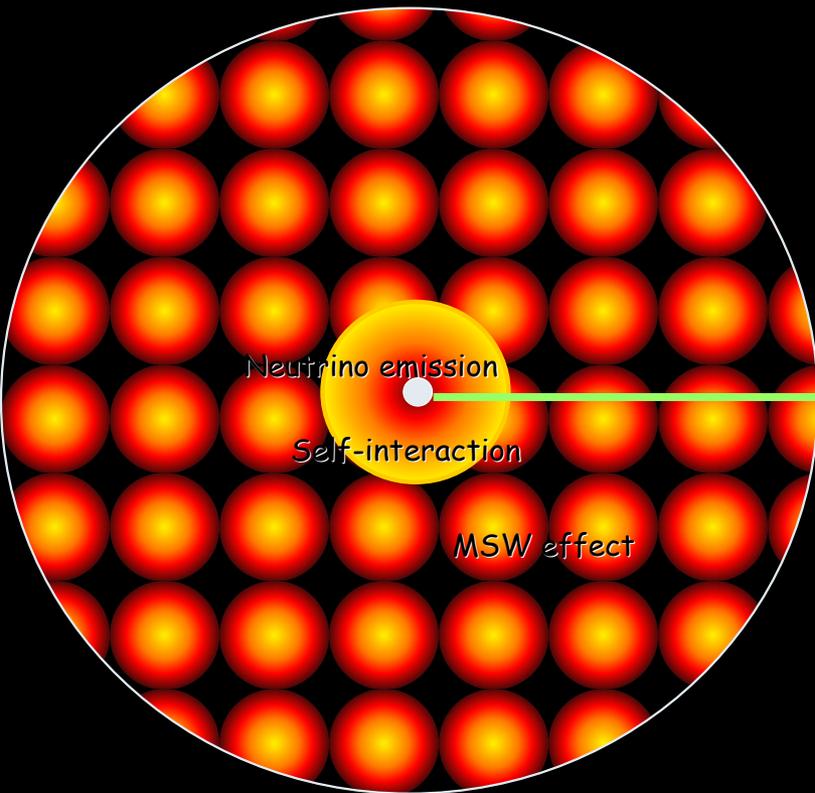
## 超新星ニュートリノ

**Pros: full conversion**  
**Cons: totally uncontrollable**

## 天体ニュートリノ

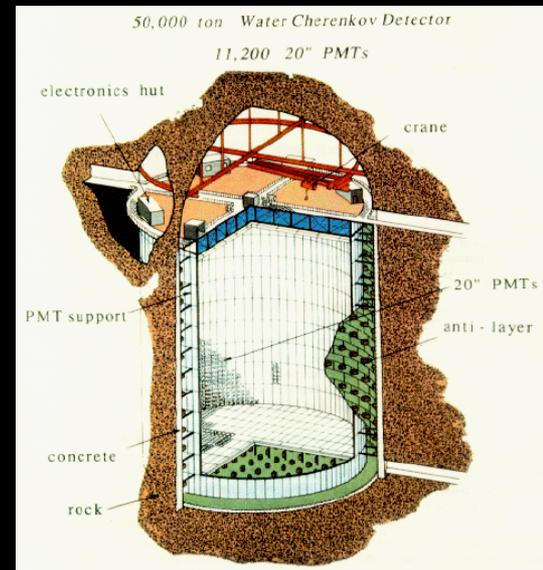
ニュートリノ源	太陽	大気	超新星
発生場所	太陽中心	地球大気	超新星中心
種類	$\nu_e$	$\nu_e, \nu_\mu, \bar{\nu}_e, \bar{\nu}_\mu$	$\nu_e, \bar{\nu}_e, \nu_x$
エネルギー	$\lesssim 10 \text{ MeV}$	$\gtrsim 200 \text{ MeV}$	$10 \sim 70 \text{ MeV}$
共鳴	1回	なし	2回
伝播距離	1 AU	数 km	10kpc (銀河中心)

# 超新星ニュートリノ



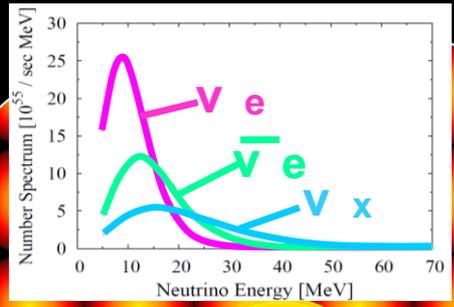
地球  
(地球効果)

Super-Kamiokande: Water Cherenkov Detector  
50,000 Tons of Ultra Pure Water

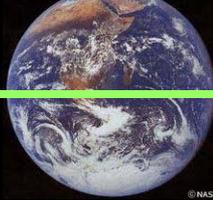
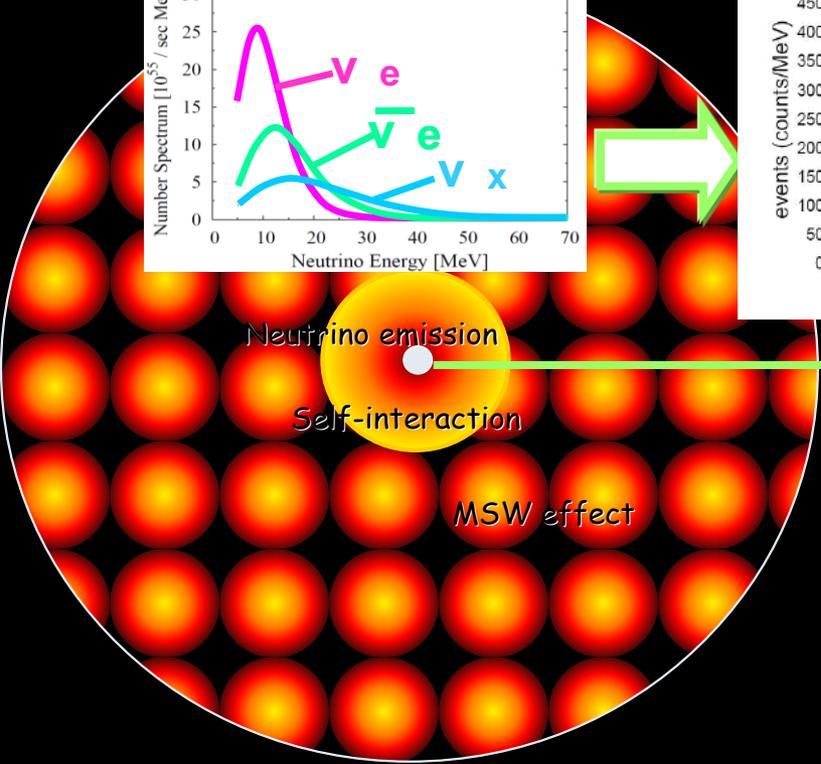
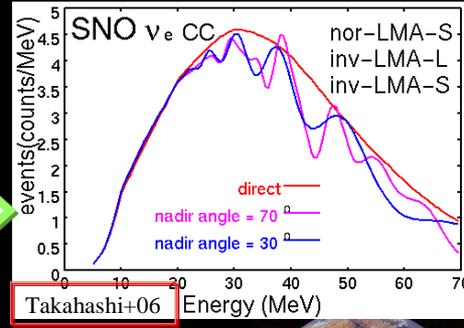
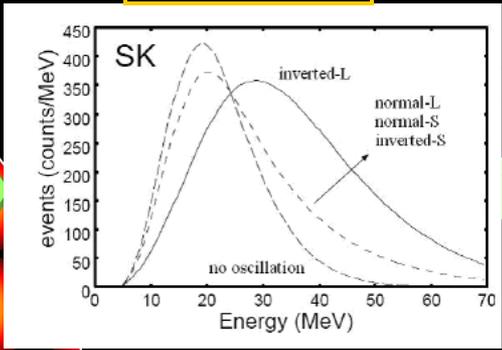


# 超新星ニュートリノ

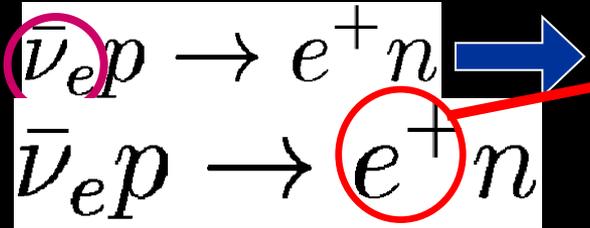
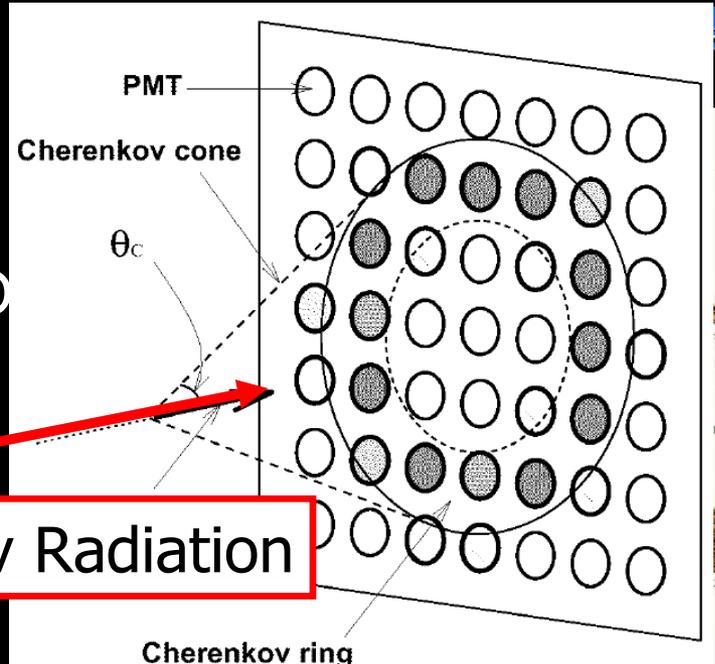
ソース・スペクトル



MSW 効果



Super-Kamiokande: Water Cherenkov D  
50,000 Tons of Ultra Pure Water



Dominant

Cherenkov Radiation

20" PMTs  
anti-layer

# SN1987Aから我々が得た教訓

## SN1987A

- ✓ Coined the first detection outside our Galaxy

$$\tau_{diff} = \frac{3R_{core}^2}{c \cdot \lambda_{\nu e}}$$



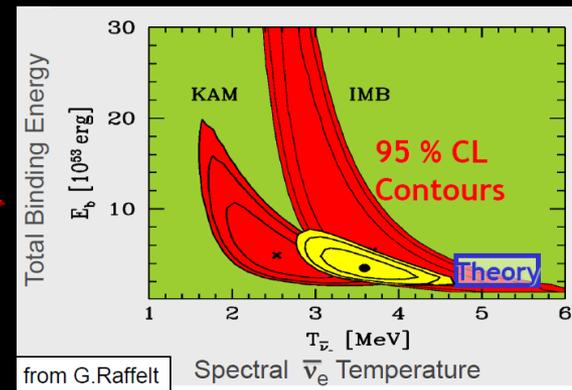
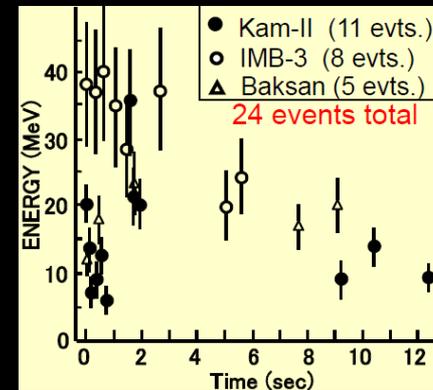
- ✓ Confirmed the basis of our SN theory

Huge energy release

$$E_B \sim GM^2/R \sim 10^{53} \text{ erg}$$

Sato & Suzuki (PRL)1987

(see textbook by Fukugita & Yanagida)

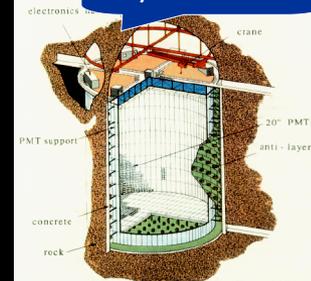


from G. Raffelt

- ✓ Not statistically enough to tell about the mechanism.
  - ☆ For the next SN, 10,000 can be detected.
  - ☆ Should be ready for the detailed analysis !

SuperKamiokande

10,000 events



明日、超新星が起こったら？

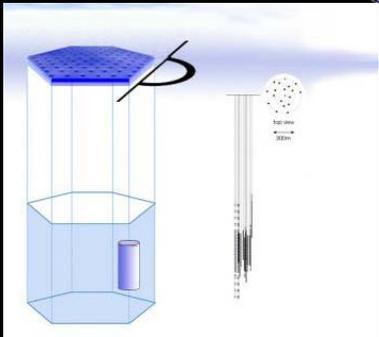
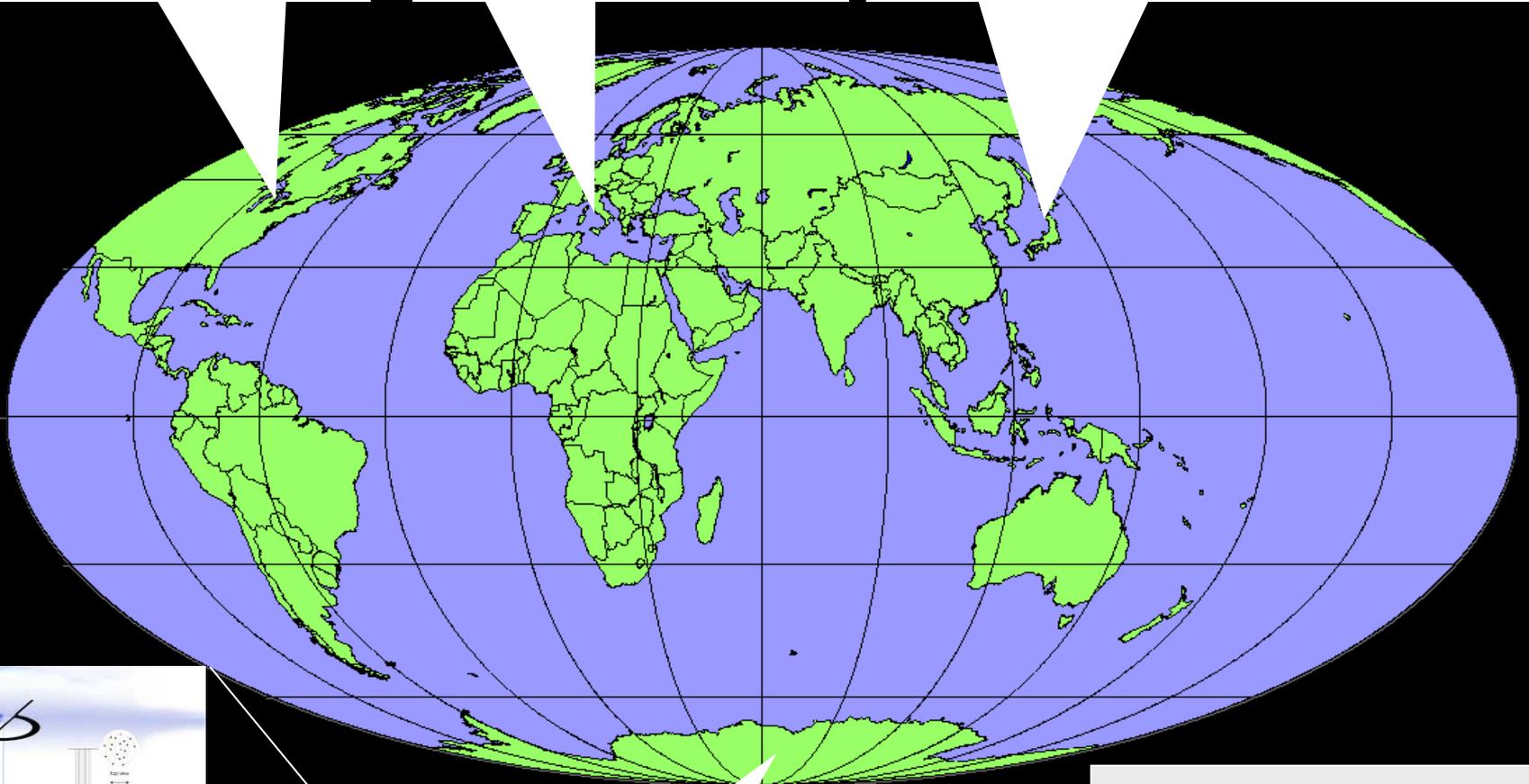
SN 20XXA !

# Large Detectors for Supernova Neutrinos

MiniBooNE (200)

LVD (400)  
Borexino (80)

Super-Kamiokande ( $10^4$ )  
KamLAND (330)



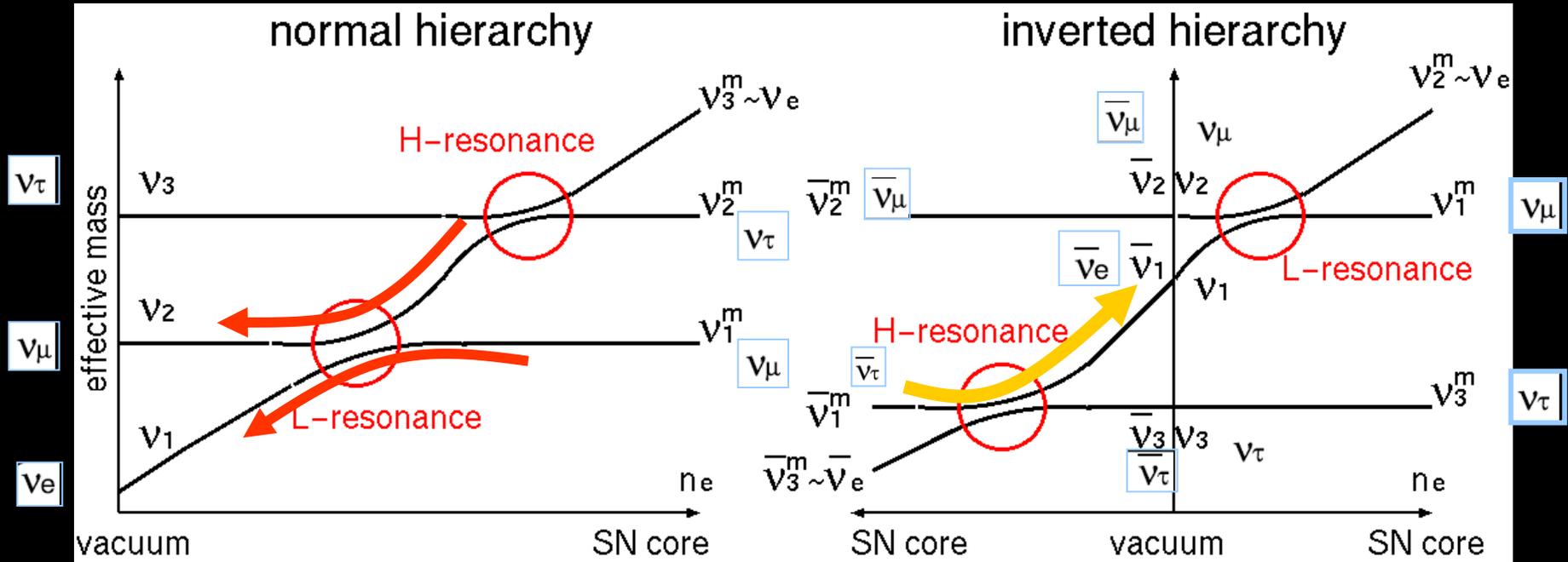
IceCube ( $10^6$ )

銀河中心を仮定10 kpc

# 次の超新星ニュートリノから何が分かるか？

可能性 1 : (1,3)質量階層性、mixing angle

超新星コアにおけるニュートリノ振動

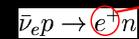


θが大きいと断熱的 (40枚目トラペ参照)

- θ<sub>12</sub> LMA ⇒ L - resonance → adiabatic
- SMA ⇒ L - resonance → nonadiabatic
- θ<sub>13</sub> large ⇒ H - resonance → adiabatic
- small ⇒ H - resonance → nonadiabatic

✓反電子ニュートリノが重要！  
θ<sub>13</sub>が大きいと、adiabatic  
反電子ニュートリノのエネルギー  
がeffectiveに増加する。

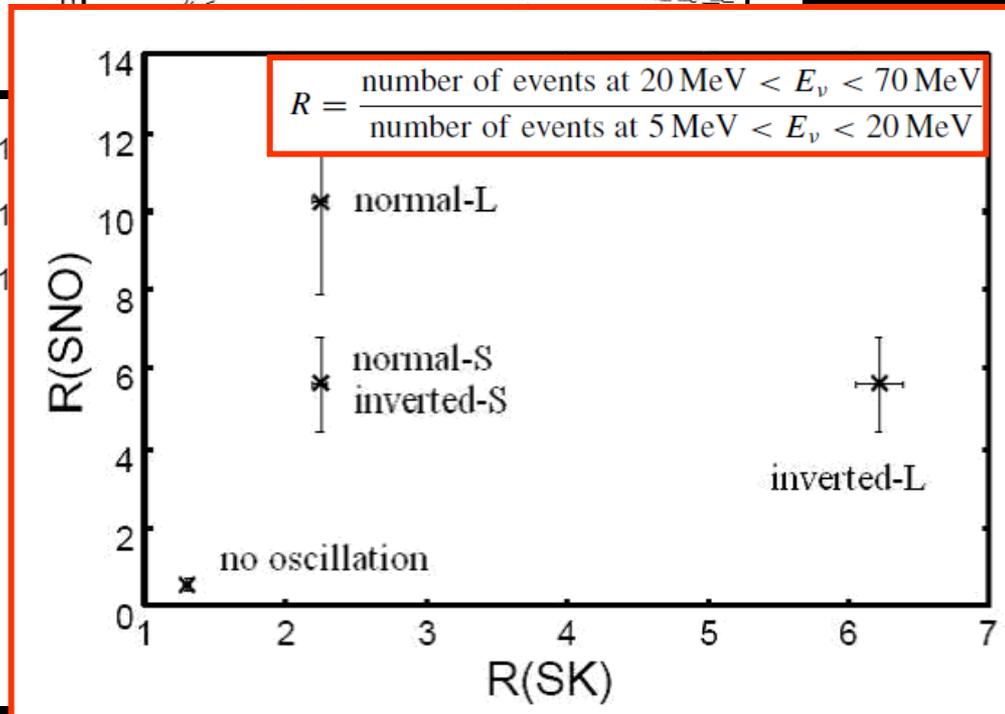
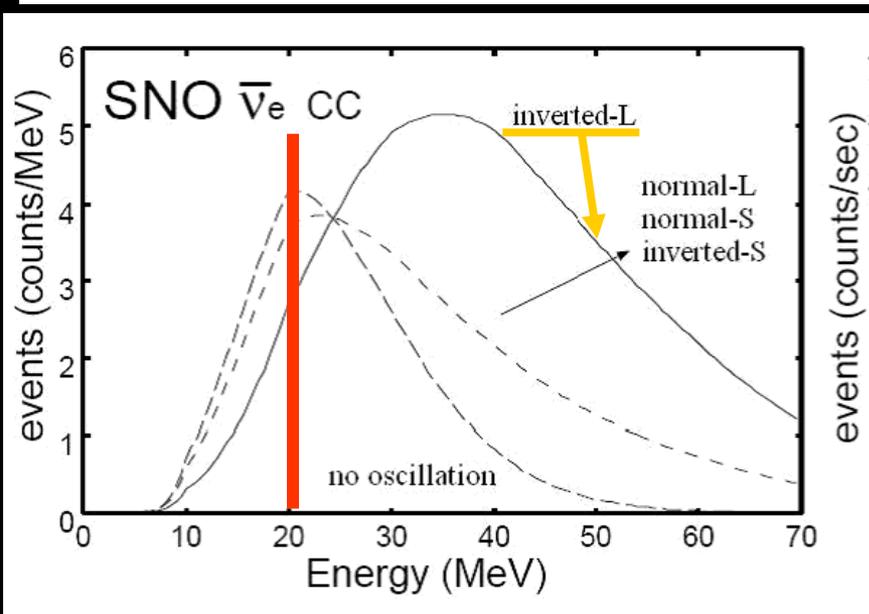
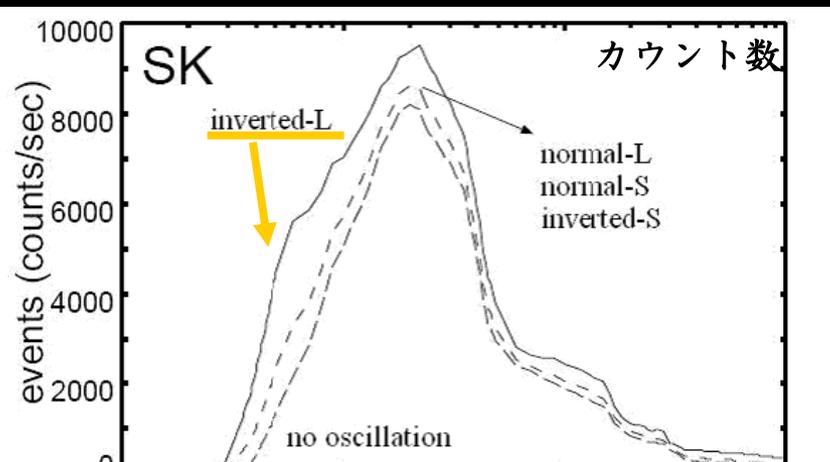
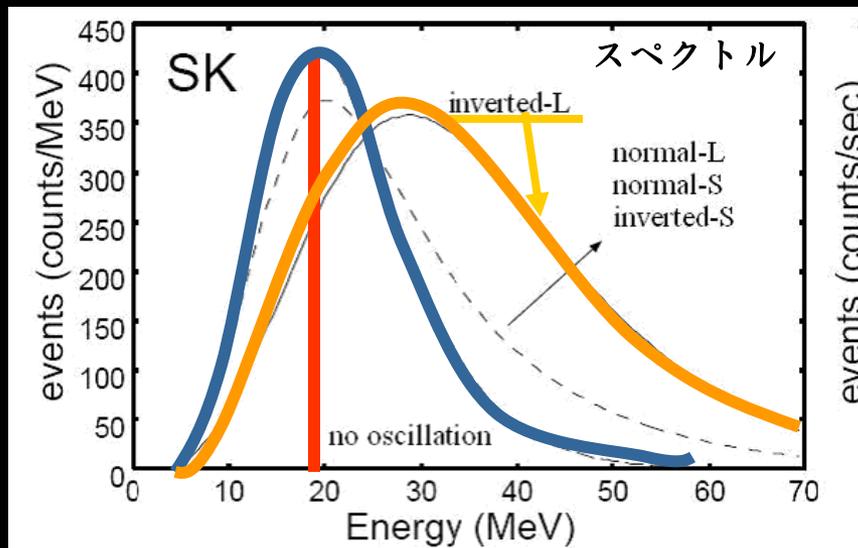
以下、逆階層：  
θ<sub>13</sub>大 (L)、小 (S) に着目



Cherenkov Radiation

# 可能性 1 : (1,3)質量階層性、mixing angle (続き)

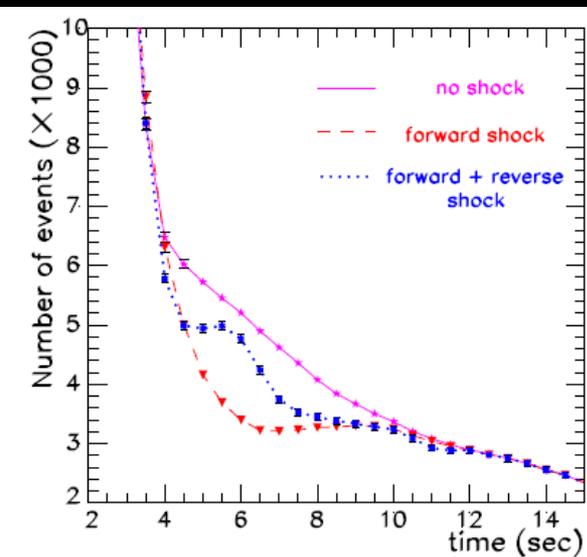
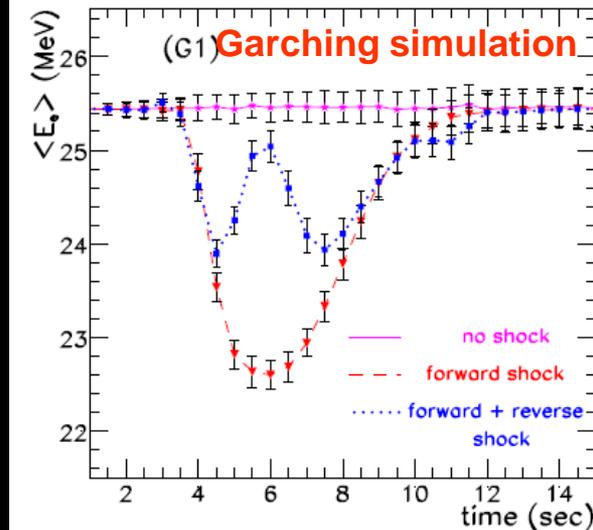
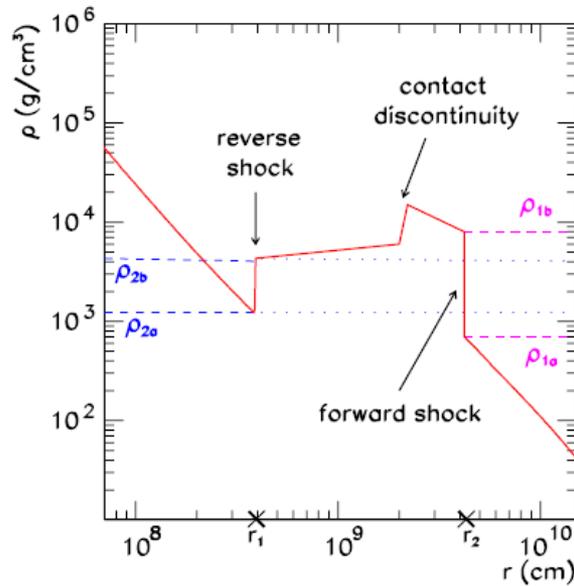
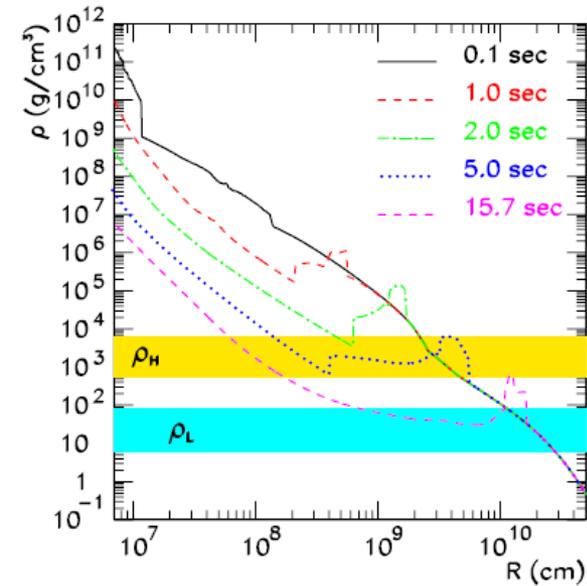
Takahashi & Sato (2002,2003)  
Ando & Sato (2006)



幾つかの検出器での相関解析を行い、素粒子パラメータへフィードバック!

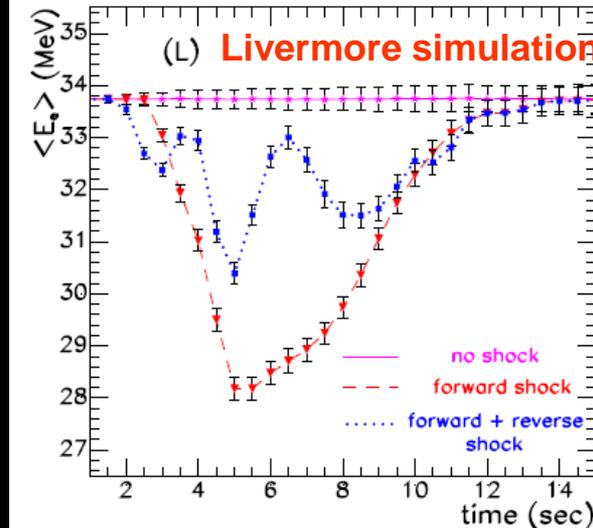
# 可能性2: ショックの到来シグナル

Tomas et al. (2004) JCAP



✓  $\theta_{13}$  が LMA+inverted  
 ・ shock が high/low  
 resonance に到着  
 ⇒ adiabaticity が変わる

✓ Event rate にディップ。  
 超新星ダイナミクスへの  
 情報



# 可能性3：ニュートリノ シグナルからQCD相転移を探る

Takahara & Sato 88, Sumiyoshi+07, Sagert + 08, Nakazato+08

爆発に失敗した場合

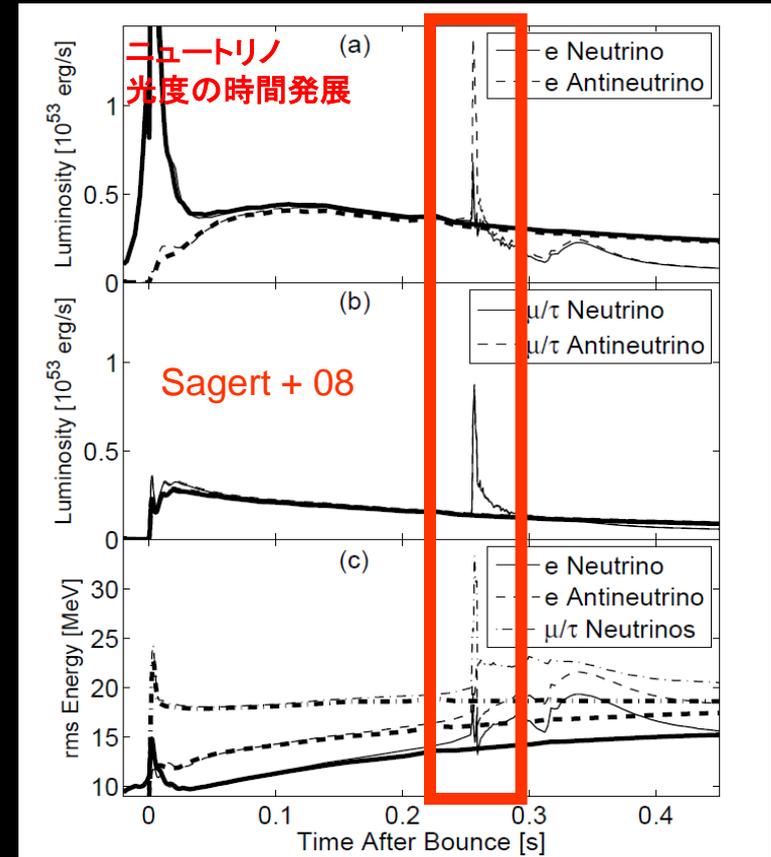
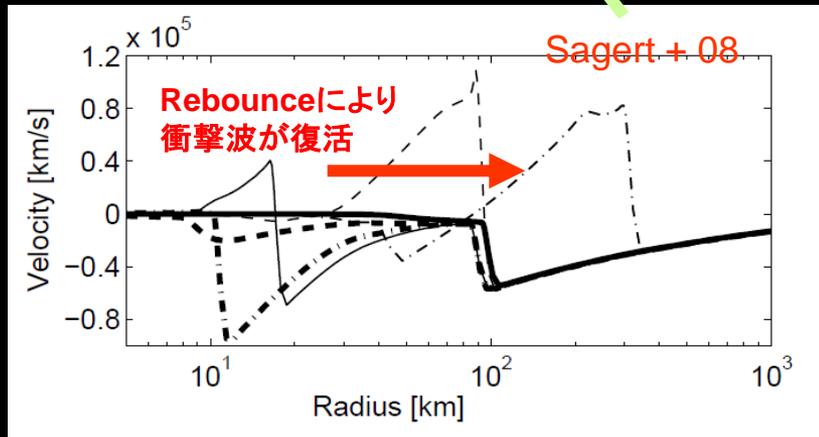
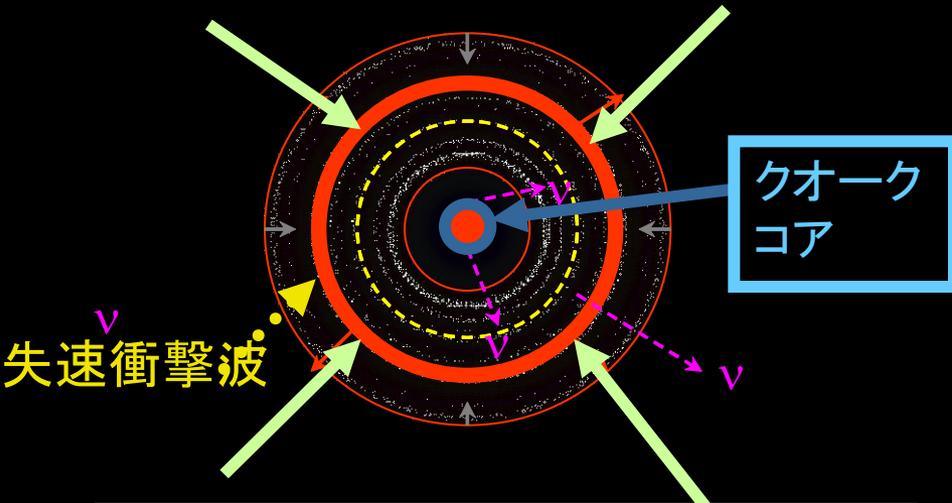


FIG. 2: Neutrino luminosities (a) and (b) and rms-energies (c) measured at 500 km distance for a  $10 M_{\odot}$  progenitor model. The results of the quark EoS *eos1* (thin lines) are compared to the hadronic EoS *eos1* (thick lines). A section is shown 260 ms after bounce.

✓ 復活したニュートリノ光度, 爆発エネルギー、重力波のシグナル  
(Yasutake, Kiuchi, and Kotake 2010 (MNRAS)) Bag 定数に敏感。

✓ これらのシグナルは、important probe into dense QCD !

# 可能性3：ニュートリノ シグナルからQCD相転移を探る

Takahara & Sato 88, Sumiyoshi+07, Sagert + 08, Nakazato+08

爆発に失敗した場合

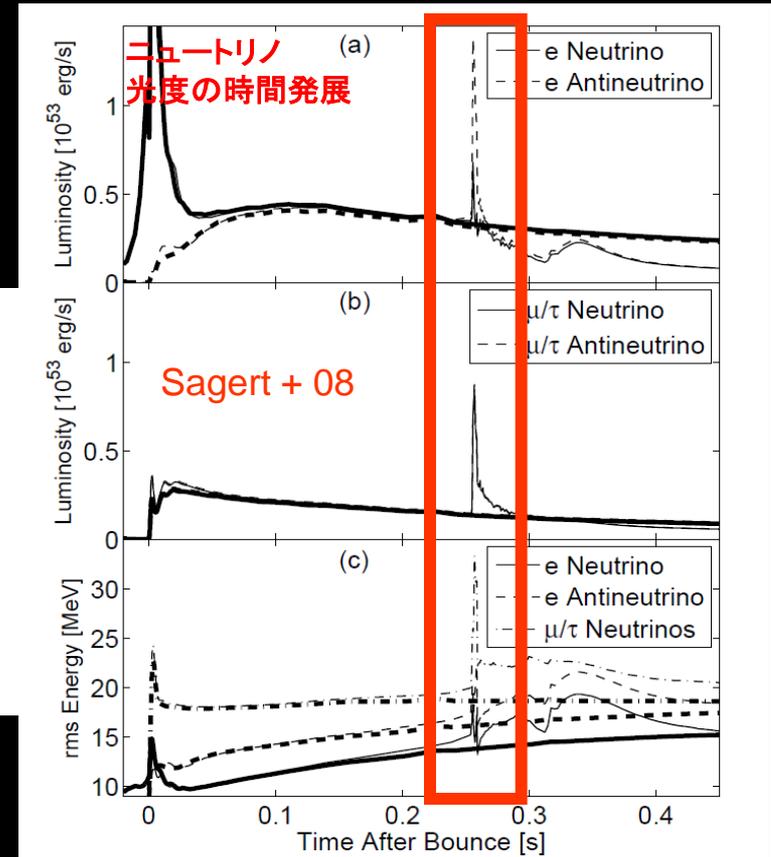
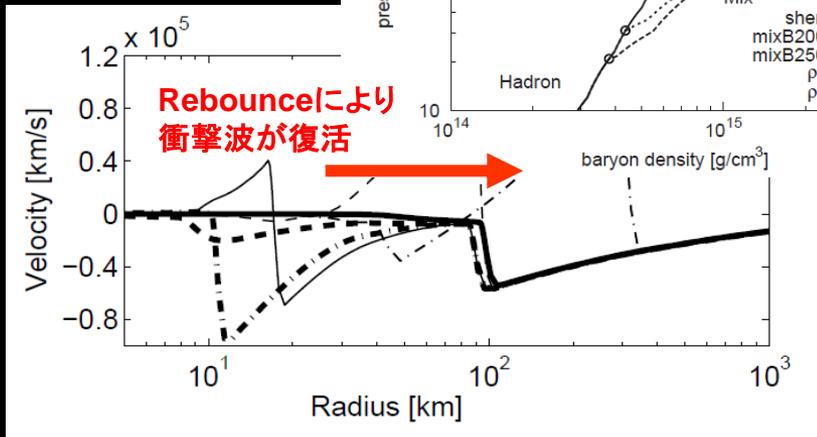
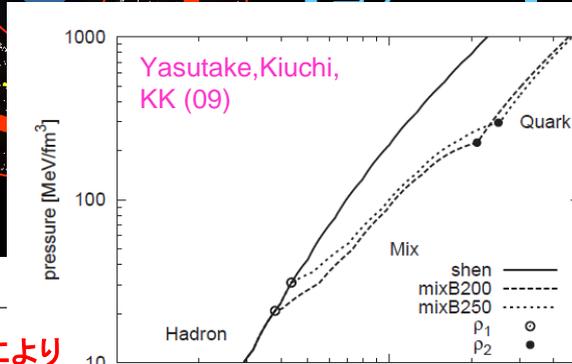
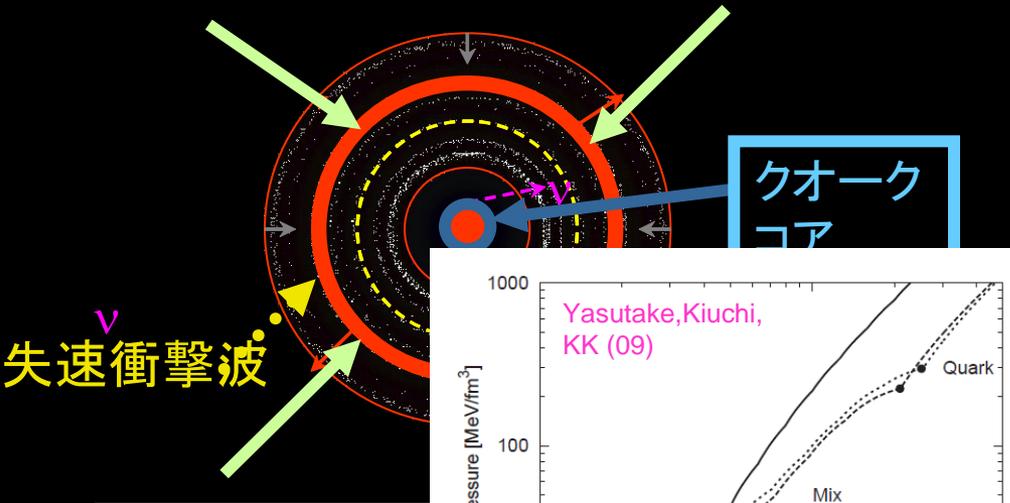


FIG. 2: Neutrino luminosities (a) and (b) and rms-energies (c) measured at 500 km distance for a 10 M<sub>⊙</sub> progenitor model. The results of the quark EoS *eos1* (thin lines) are compared to the hadron EoS *eos1* (thick lines). A sec- 260 ms after bounce.

✓ 復活したニュートリノ光度, 爆発エネルギー、重力波のシグナル  
(Yasutake, Kiuchi, and Kotake 2010 (MNRAS)) Bag 定数に敏感。

✓ これらのシグナルは、important probe into dense QCD !

# 可能性3：ニュートリノ シグナルからQCD相転移を探る

at 88, Sumiyoshi+07, Sagert + 08, Nakazato+08

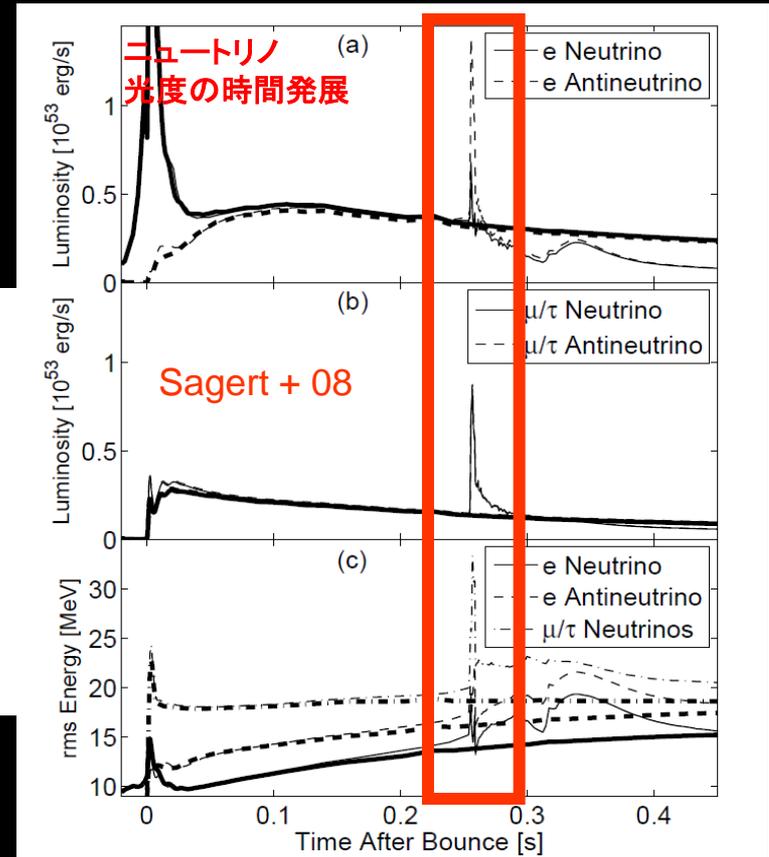
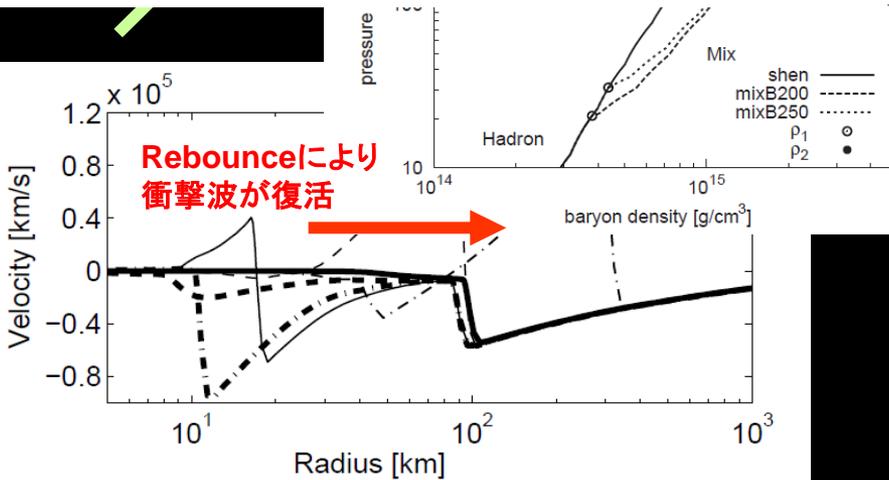
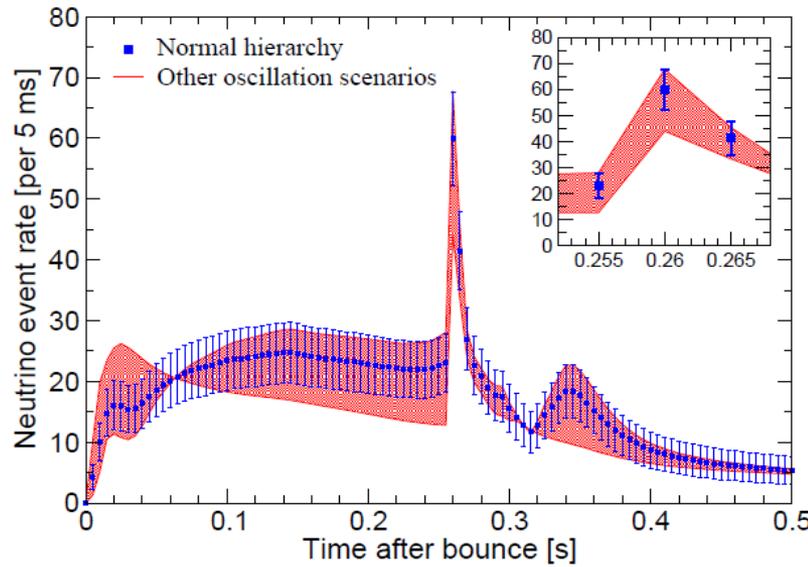


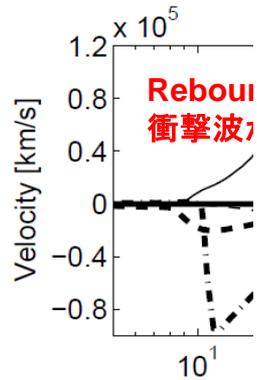
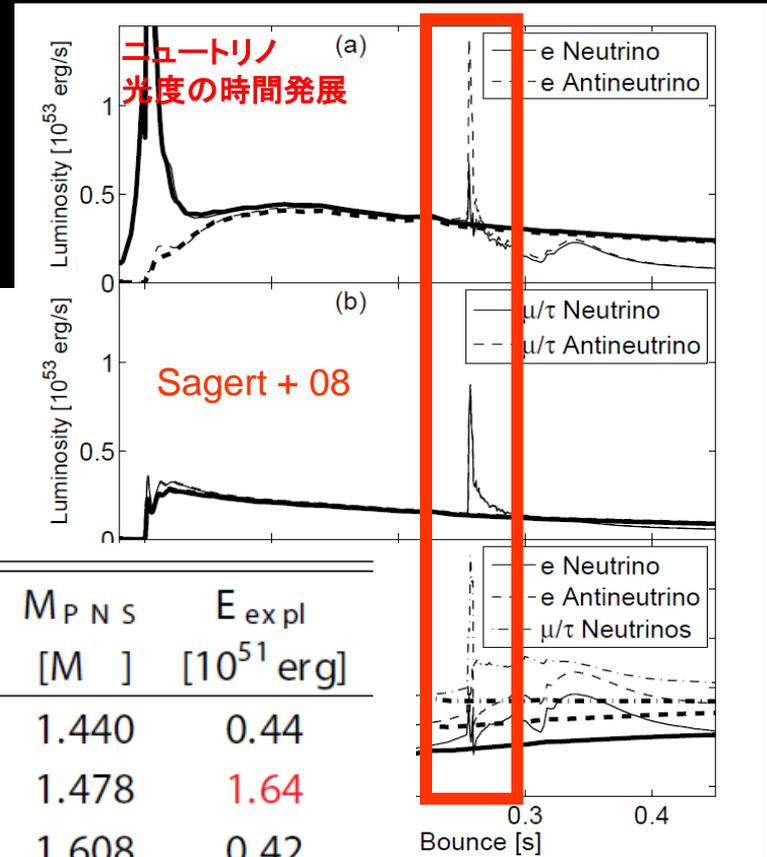
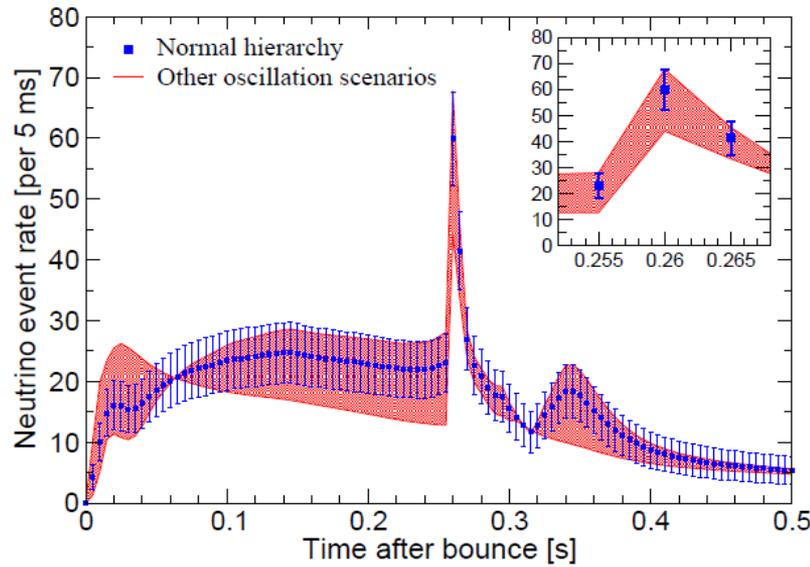
FIG. 2: Neutrino luminosities (a) and (b) and rms-energies (c) measured at 500 km distance for a  $10 M_{\odot}$  progenitor model. The results of the quark EoS *eos1* (thin lines) are compared to the hadron EoS *eos1* (thick lines). A second peak is observed at  $t \approx 260$  ms after bounce.

✓ 復活したニュートリノ光度、爆発エネルギー、重力波のシグナル  
(Yasutake, Kiuchi, and Kotake 2010 (MNRAS)) Bag 定数に敏感。

✓ これらのシグナルは、important probe into dense QCD !

# 可能性3：ニュートリノ シグナルからQCD相転移を探る

at 88, Sumiyoshi+07, Sagert + 08, Nakazato+08



Prog.	B	$t_{pb}$	$M_Q$	$M_{mixed}$	$M_{PN S}$	$E_{expl}$
[M ]	[MeV]	[ms]	[M ]	[M ]	[M ]	[ $10^{51}$ erg]
10	162	255	0.850	0.508	1.440	0.44
10	165	448	1.198	0.161	1.478	1.64
15	162	209	1.146	0.320	1.608	0.42
15	165	330 <sup>a</sup>	1.496	0.116	1.700	unknown <sup>b</sup>

The results of the quark EOS *eos1* (thin lines) are compared to the results of the hadronic EOS *eos1* (thick lines). A second plot shows the results 260 ms after bounce.

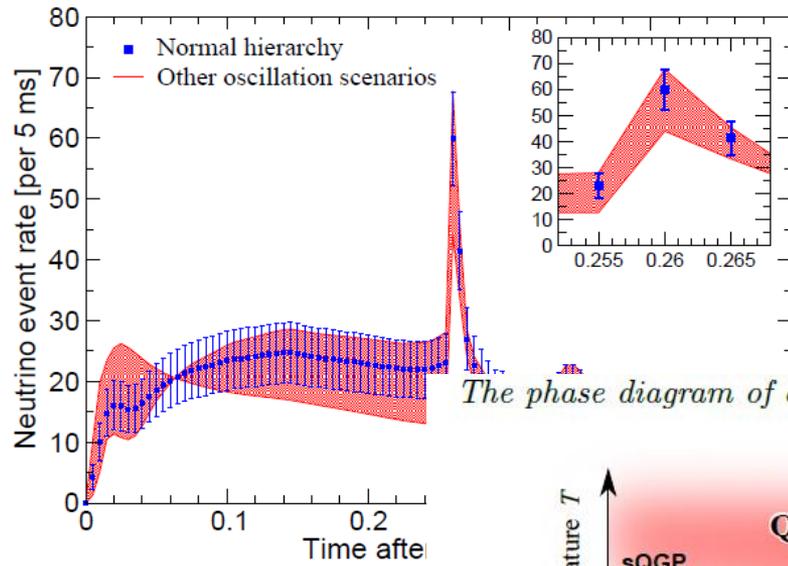
✓ 復活したニュートリノ光度, 爆発エネルギー、重力波のシグナル (Yasutake, Kiuchi, and Kotake 2010 (MNRAS)) Bag 定数に敏感。

✓ これらのシグナルは、important probe into dense QCD !

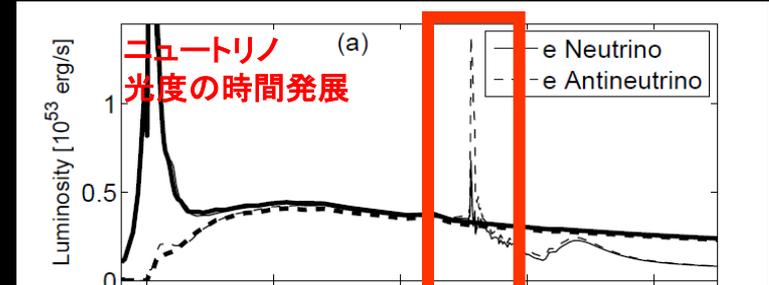
失敗

# 可能性3：ニュートリノ シグナルからQCD相転移を探る

ato 88, Sumiyoshi+07, Sagert + 08, Nakazato+08



The phase diagram of dense QCD



Fukushima & Hatsuda  
Rep. Prog. Phys. (2010)

5

失速

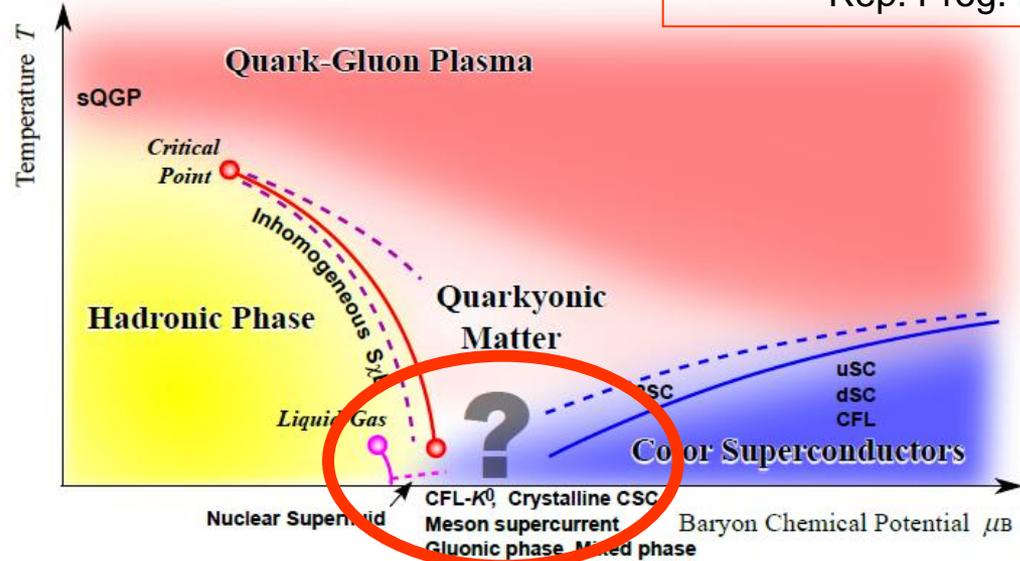
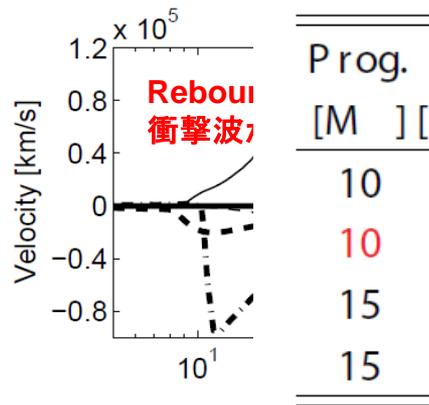


Figure 1. Conjectured QCD phase diagram with boundaries that define various states of QCD matter based on SxB patterns.

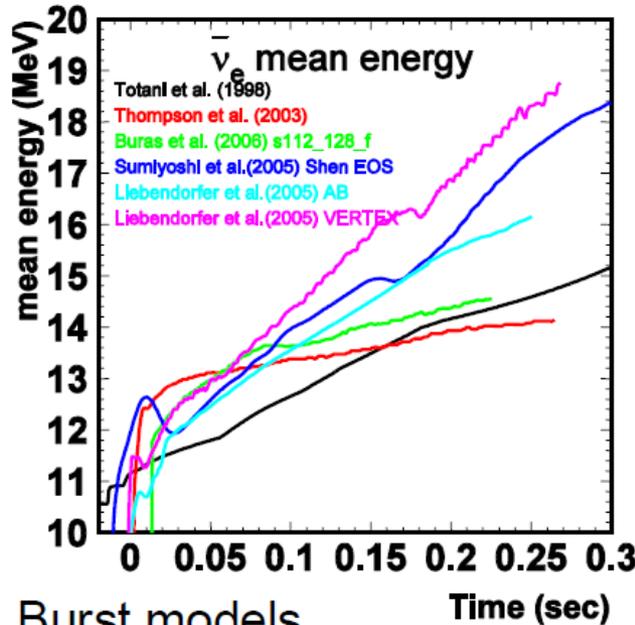
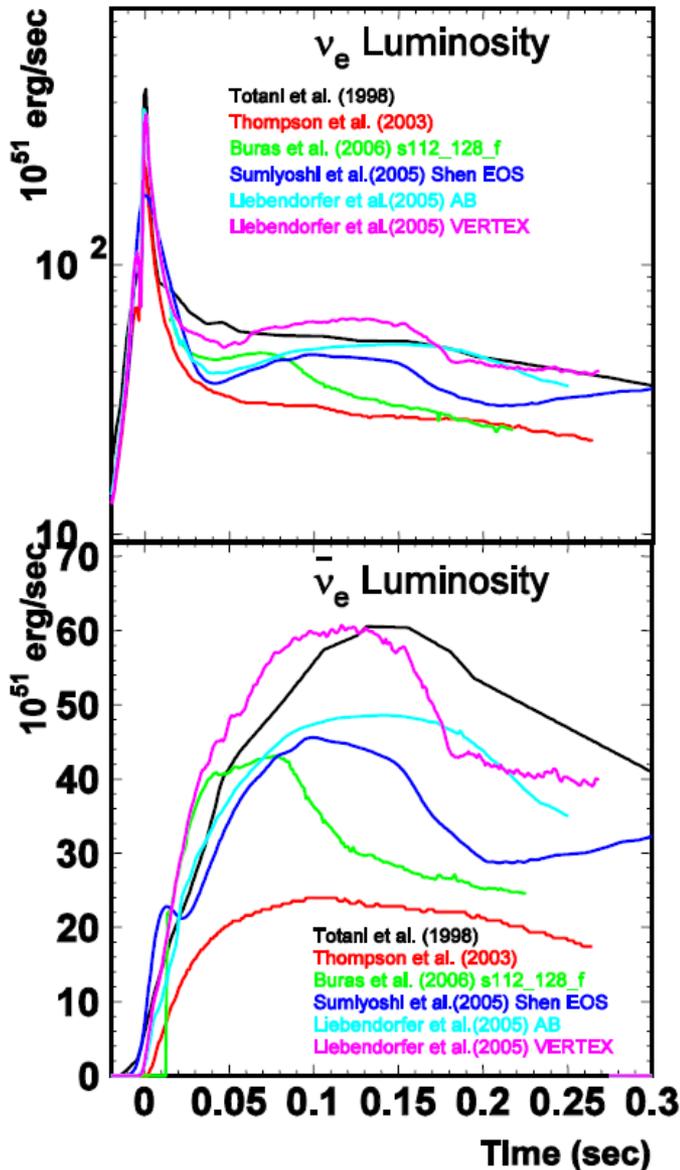
✓ 復活したニュート

(Yasutake, Kiuchi, and Kotake 2010 (MNRAS)) Bag 定数に敏感。

✓ これらのシグナルは、important probe into dense QCD !

# まとめ：超新星ニュートリノ

## Model dependence of luminosity and energy



中畑雅行さん  
2007年超新星研究会  
トラペより

Livermore simulation

### Burst models

Totali, Sato, Dalhed and Wilson, ApJ.496,216(1998)

Thompson, Burrows and Pinto, ApJ.592, 434(2003)

Buras, Janka, Rampp and Kifonidis, A&A 457, 281(2006) (s112\_128\_f).

Sumiyoshi, Yamada, Suzuki, Shen, Chiba and Toki, ApJ.629, 922(2005) Shen EOS

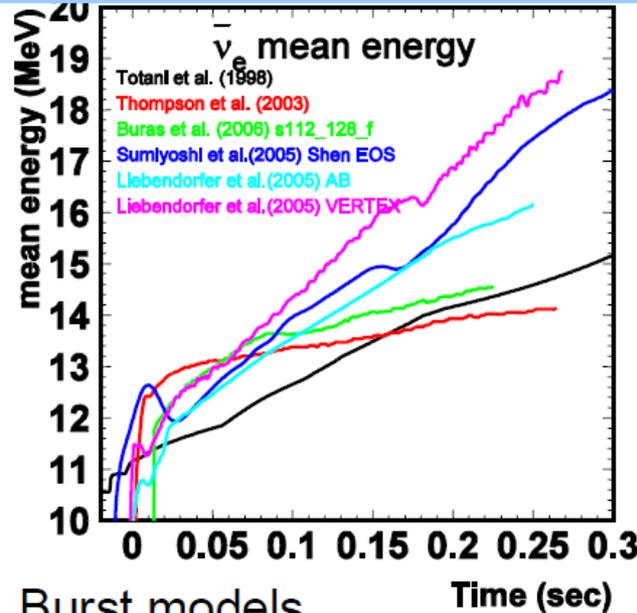
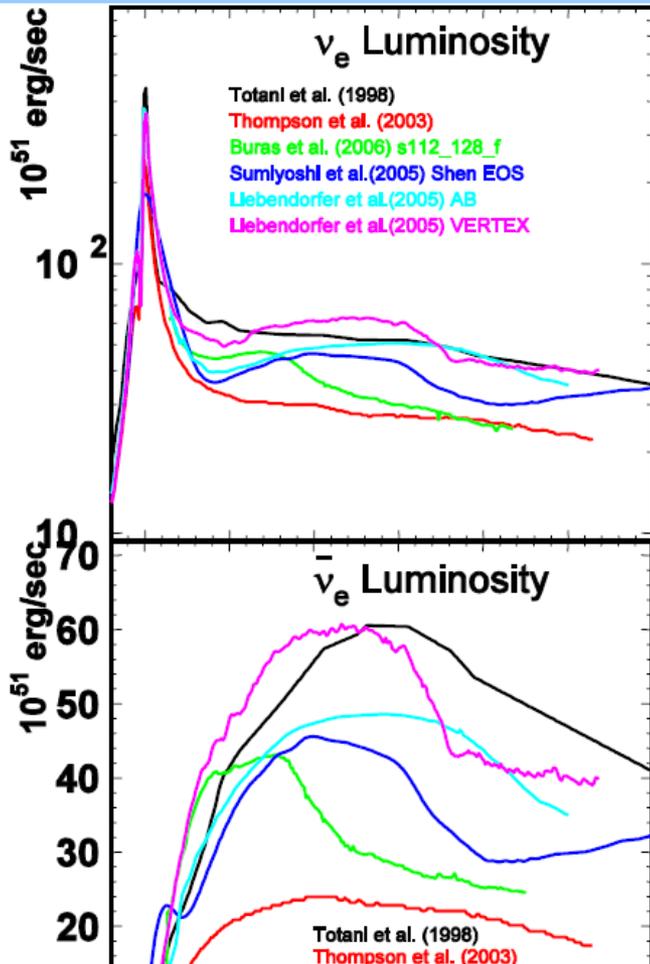
Liebendorfer, Rampp, Janka, and Mezzacappa, ApJ. 620, 840(2005) AGILE-BOLTZTRAN

Liebendorfer, Rampp, Janka, and Mezzacappa, ApJ. 620, 840(2005) VERTEX

Thanks to H.Suzuki for compiling the model.

# まとめ：超新星ニュートリノ

これまでのニュートリノシグナルの理論予言のほとんどは1D



中畑雅行さん  
 2007年超新星研究会  
 トラペより

Livermore simulation

Totali, Sato, Dalhed and Wilson, ApJ.496,216(1998)  
 Thompson, Burrows and Pinto, ApJ.592, 434(2003)  
 Buras, Janka, Rampp and Kifonidis, A&A 457, 281(2006)  
 (s112\_128\_f).  
 Sumiyoshi, Yamada, Suzuki, Shen, Chiba and Toki,  
 ApJ.629, 922(2005) Shen EOS  
 Liebendorfer, Rampp, Janka, and Mezzacappa, ApJ. 620,

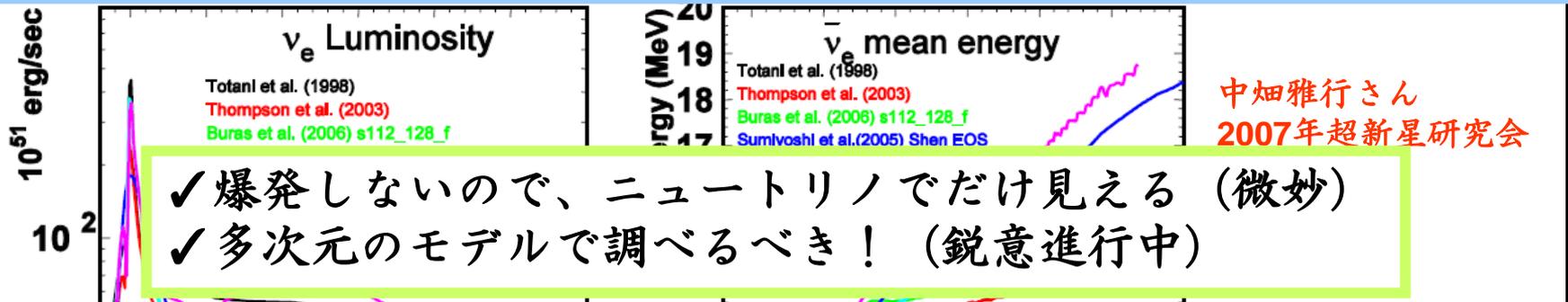
✓超新星ニュートリノは、やや不定性大

(ニュートリノパラメータ、環境効果、ニュートリノ自己相互作用)

✓爆発メカニズム、multimessenger天文学でインパクト大の潜在性

# まとめ：超新星ニュートリノ

これまでのニュートリノシグナルの理論予言のほとんどは1D



Nucleosynthesis

Numerical Modeling

Exp. Mechanism

Neutrino Parameters

Gravitational Waves

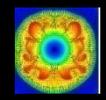
Supernova Neutrinos

✓ 超新星ニュートリノは、やや不定性大

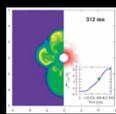
(ニュートリノパラメータ、環境効果、ニュートリノ自己相互作用)

✓ 爆発メカニズム、multimessenger天文学でインパクト大の潜在性

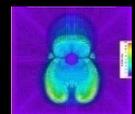
# 超新星・ガンマ線エンジンを探る三つの目



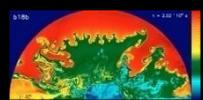
対流



SASI

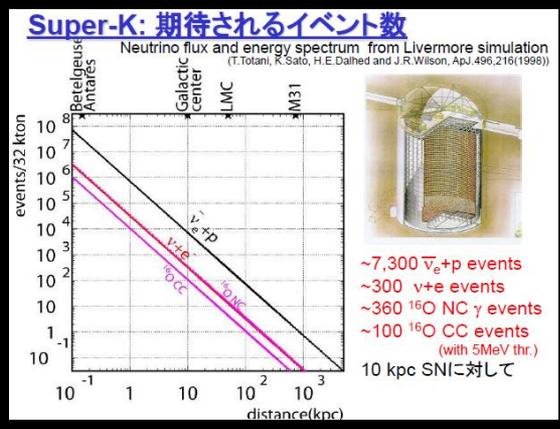
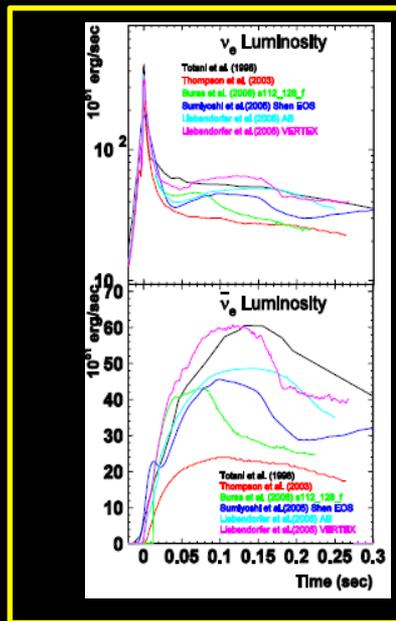


G-mode?



0秒 数ミリ秒

1秒(?) > 数時間

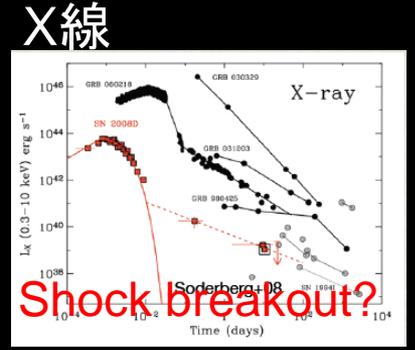


(e.g., Totani, Sato et al. (1998)  
Ando & Sato (2006))

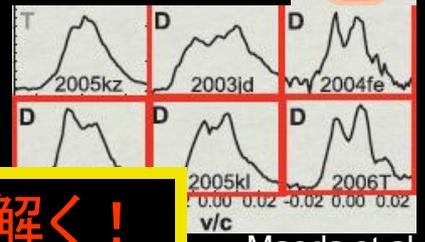
ニュートリノ

元 爆  
元 爆

電磁波

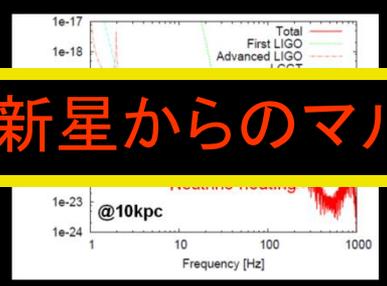
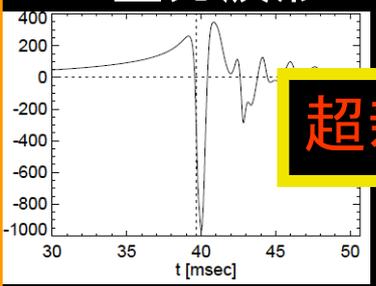


可視光:  
Subaru望遠鏡



Maeda et al.

重力波形



超新星からのマルチメッセンジャーを読み解く!

Swift: γ線バースト

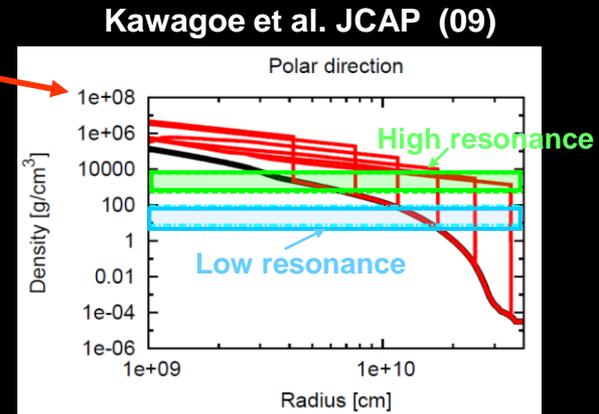
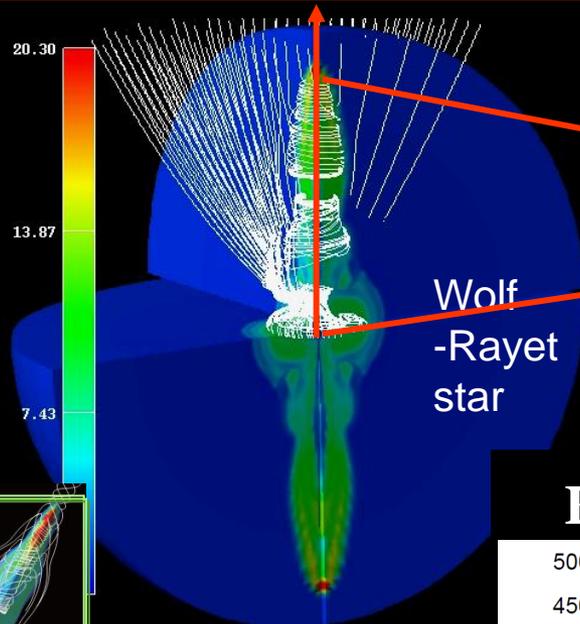
# Multi-messenger 天文学を見据えた研究へ

## MHD爆発の場合

0秒 100ミリ秒

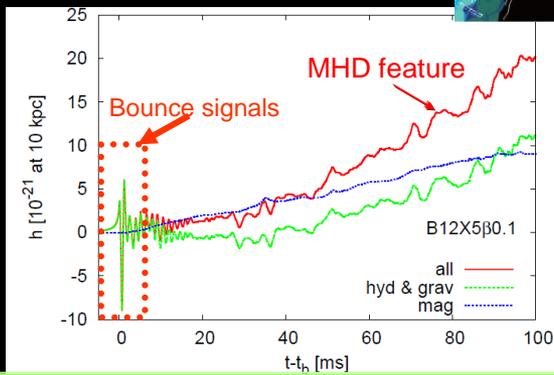
2-3 秒 (Shock breakout)

~100 days



### Gravitational waves

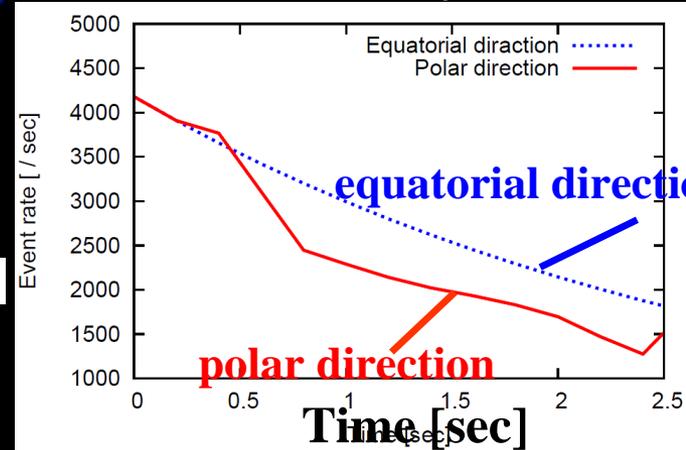
(Takiwaki and KK 10)



Inverted mass hierarchy

$$\sin^2 2\theta_{13} = 10^{-3}$$

### Event rate of $\nu_e$ @ SK



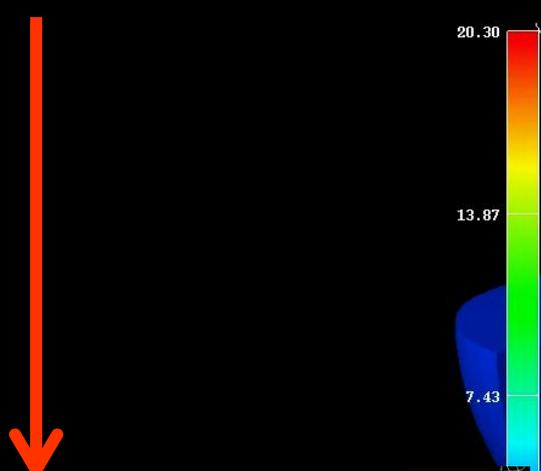
# Multi-messenger 天文学を見据えた研究へ

## MHD爆発の場合

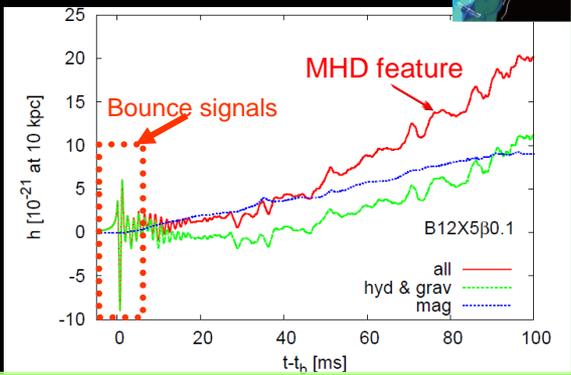
0秒 100ミリ秒

2-3 秒 (Shock breakout)

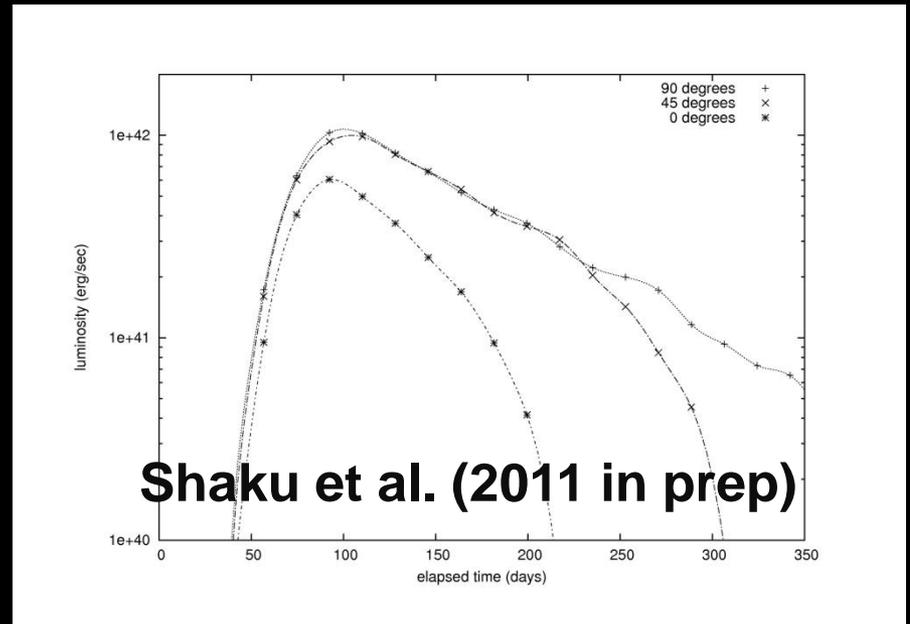
~100 days



### Gravitational waves (Takiwaki and KK 10)



### モンテカルロ放射計算によるライトカーブ



Shaku et al. (2011 in prep)

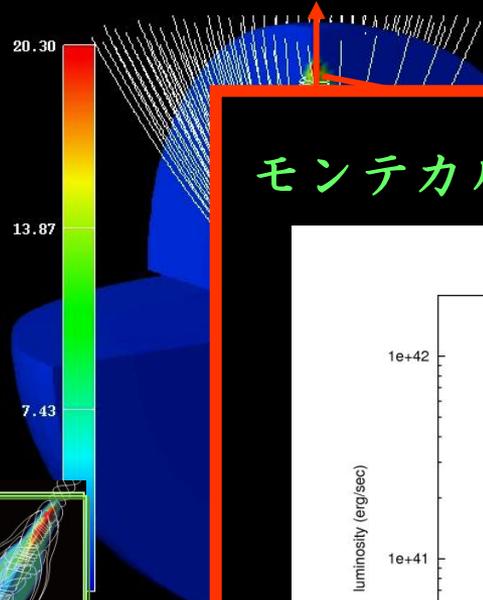
# Multi-messenger 天文学を見据えた研究へ

## MHD爆発の場合

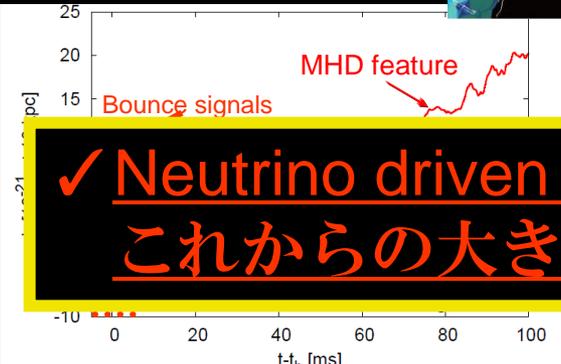
0秒 100ミリ秒

2-3 秒 (Shock breakout)

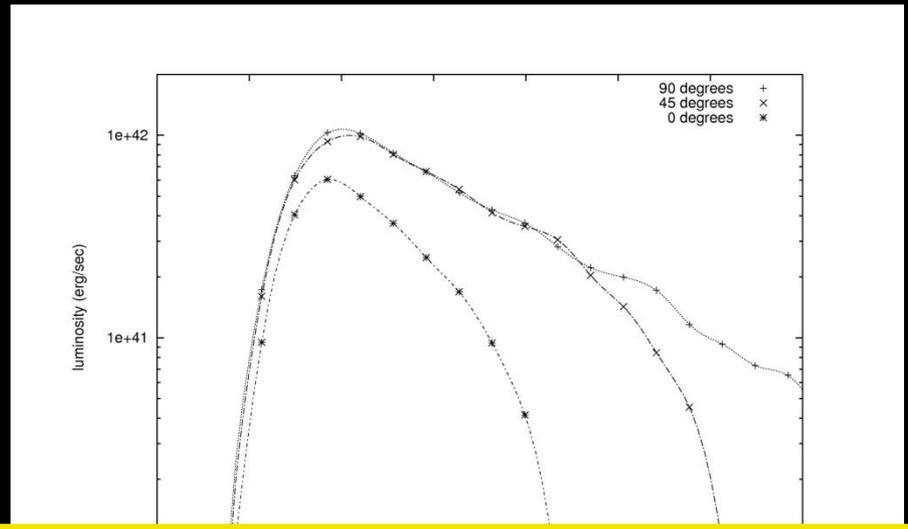
~100 days



Gravitational waves  
(Takiwaki and KK 10)



モンテカルロ放射計算によるライトカーブ



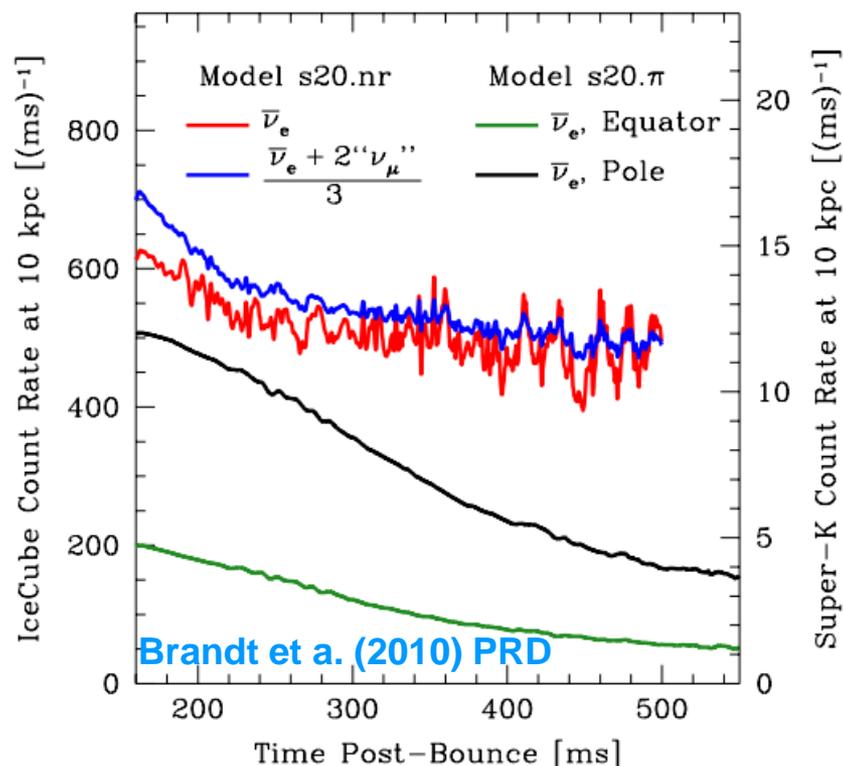
✓ Neutrino driven explosion, Collapsar のときはどうか?  
これからの大きな課題

# まとめ：超新星からのマルチメッセンジャー

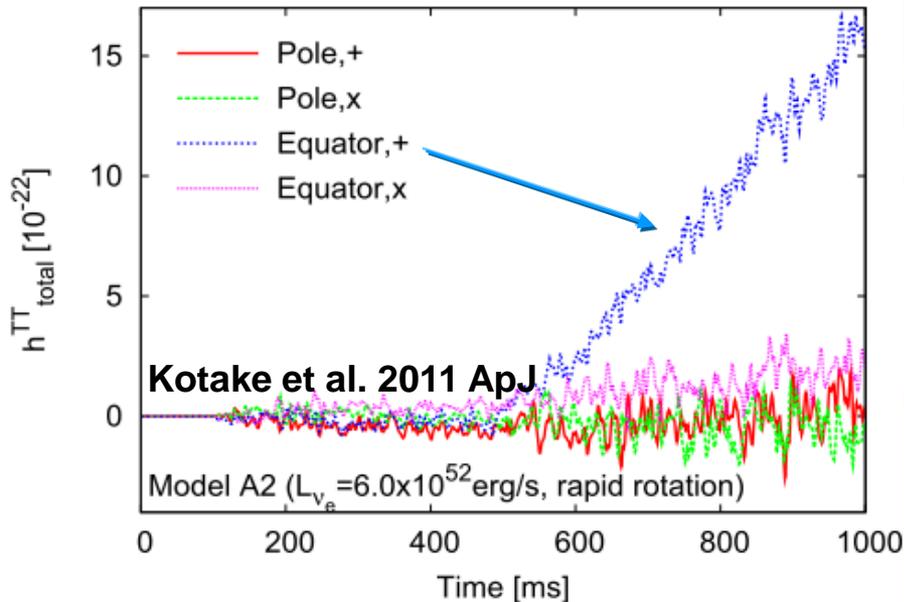
Messenger	Gravitational Waves	Neutrinos	Photons (nucleosynthesis)
Mechanism			
Neutrino-heating mechanism 	<b>Stochastic</b> (Convection & SASI)	<b>Stochastic</b> (Convection & SASI)	<u><math>\nu</math> p process</u> <b>Anisotropic explosive nucleosynthesis</b>
	<u>Excess for equator</u> (Spiral SASI modes)	<u>Polar excess</u>	?
	<b>Burst signals</b> (bounce & BH formation)	<u>Disappearing signals</u>	<u>No photon (?)</u>
MHD mechanism	<b>Burst &amp; tail</b> (rapid rotation + magnetic fields)	<ul style="list-style-type: none"> <li><b>Anisotropy in SK events</b> (MSW effect)</li> <li><math>\bar{\nu}_e</math> bursts (RSF)</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li><b>r-process sites ?</b></li> <li><b>Path to hypernovae ?</b></li> </ul>

# まとめ：超新星からのマルチメッセンジャー

Messenger	Gravitational Waves	Neutrinos	Photons (nucleosynthesis)
Mechanism			
Canonical rotation 	<b>Stochastic</b> (Convection & SASI)	<b>Stochastic</b> (Convection & SASI)	<u><math>\nu</math> p process</u> <b>Anisotropic explosive nucleosynthesis</b>
		<b>Polar excess</b>	?
		<b>Disappearing signals</b>	<u>No photon (?)</u>
		<b>Anisotropy in SK events (MSW effect)</b> $\bar{\nu}_e$ bursts (RSF)	<ul style="list-style-type: none"> <li><u>r-process sites ?</u></li> <li><u>Path to hypernovae ?</u></li> </ul>



# からのマルチメッセンジャー



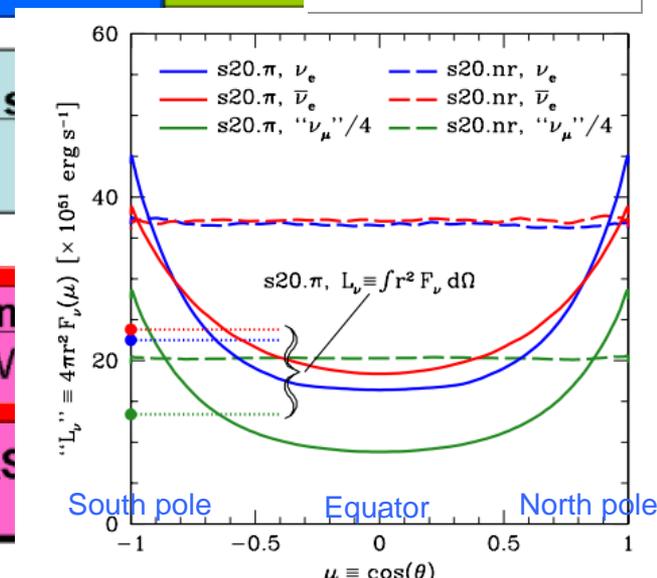
s	Neutrinos	Photons (nucleosynthesis)
	<b>Stochastic</b> (Convection & SASI)	<b><math>\nu</math> p process</b>
		<b>Anisotropic explosive nucleosynthesis</b>

mechanism

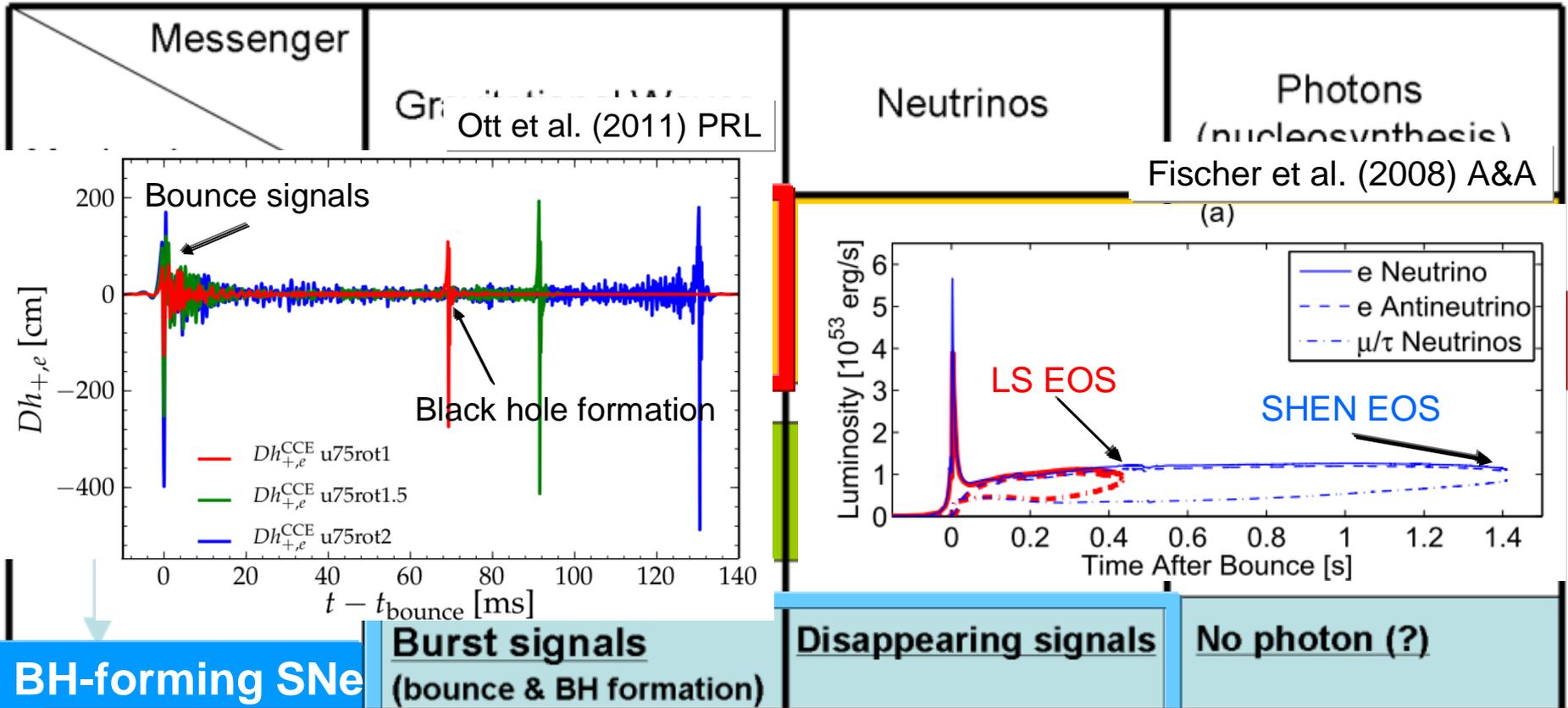
**Rapidly Rotation**

black-hole forming

	<b>Excess for equator</b> (Spiral SASI modes)	<b>Polar excess</b>	?
	<b>Burst signals</b> (bounce & BH formation)	<b>Disappearing s</b>	Brandt et al 2010 PRD
<b>MHD mechanism</b>	<b>Burst &amp; tail</b> (rapid rotation + magnetic fields)	<b>Anisotropy in events</b> (MSW)	
		<b><math>\bar{\nu}_e</math> bursts</b> (RS)	



# まとめ：超新星からのマルチメッセンジャー (Kotake+11)



- ✓ Multi-messenger astronomy of SN will be highly interesting (although challenging!) in the next decades.
- ✓ Multi-dimensionality (convection, SASI, rotation, B-fields) holds a key to bridge the SN theory (incl. nuclear theory) and these multi-messenger observation.

# 本担当部のゴール・骨組み

重力波天文学

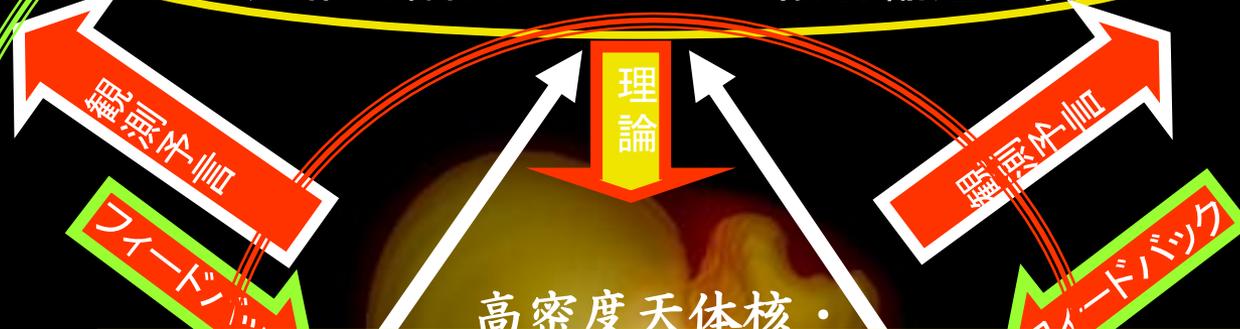


ニュートリノ天文学



(東大宇宙線研: SuperKamiokande)

4つの力を含むシミュレーションの高精度化・  
一般相対論的ニュートリノ輻射輸送計算



今後必要なのは、いわば  
**nuclear numerical astrophysics!**

三位一体の理論研究

次世代スパコン:  
Advance in supercomputer

マイクロ物理の精緻化:  
状態方程式  
原子核・ニュートリノ反応

多波長天文学

X線、γ線、可視(MAXI・Suzaku・Astro-H, Swift, Subaru, Widge)