

超新星における磁場と 不安定性の役割

ビッグバン宇宙国際研究センター
滝脇知也



目次

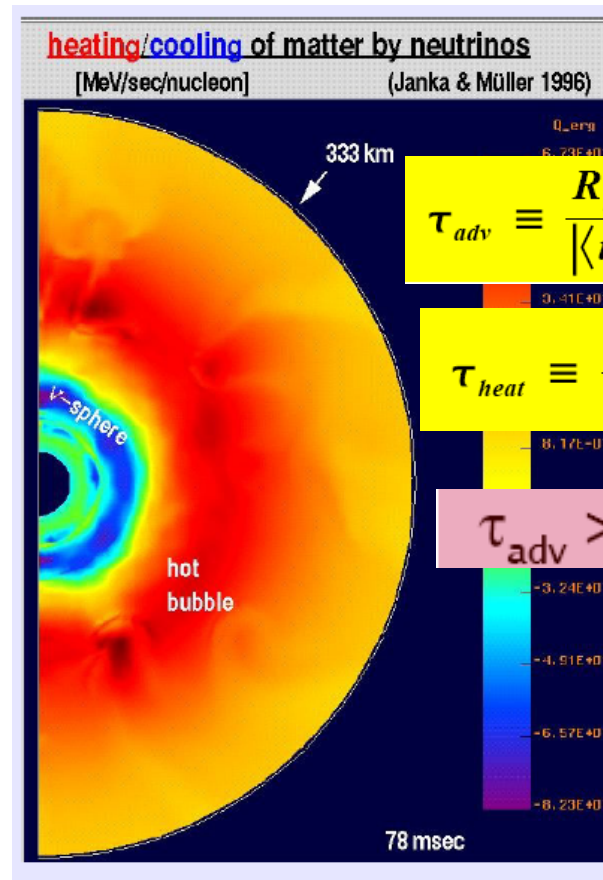
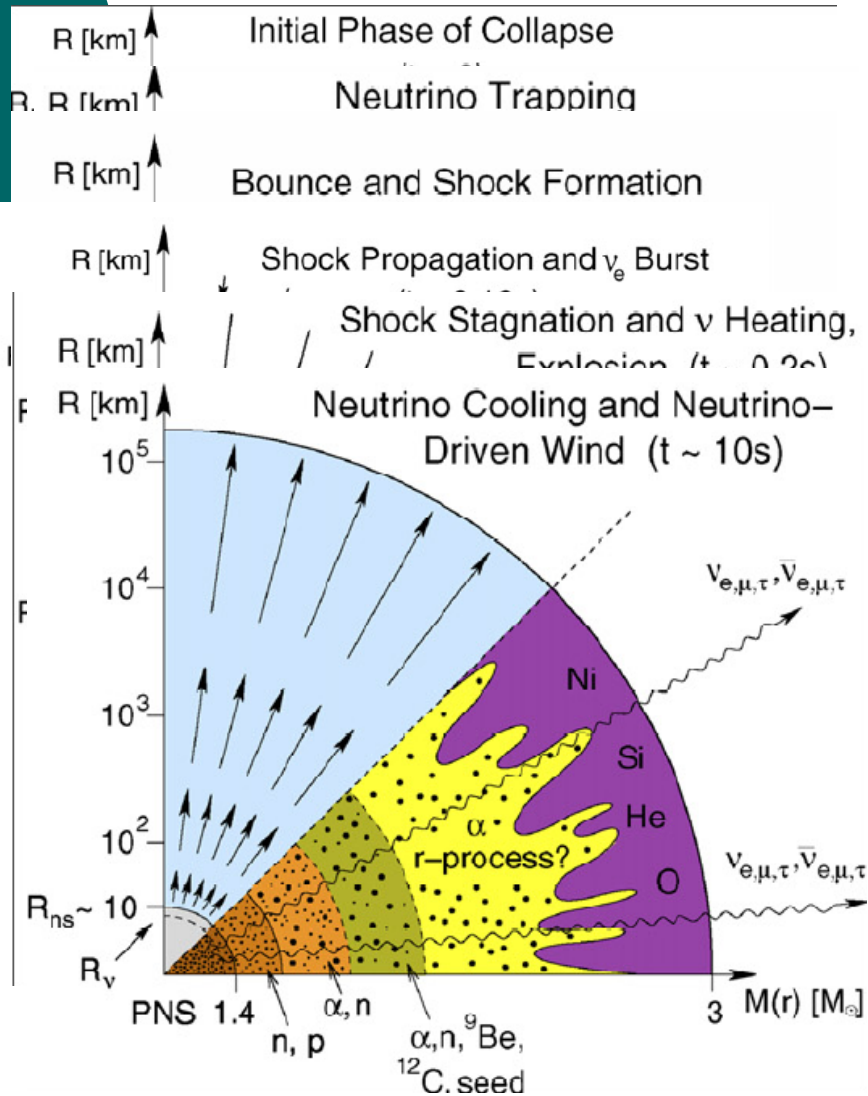
超新星爆発の研究の歴史

最近の爆発メカニズムの進展

不安定性 (S A S I)

磁場 (M H D 爆発) ここが僕の専門

超新星爆発の標準理論



$$\tau_{adv} \equiv \frac{R_{shock} - R_{gain}}{\langle u_{post-shock} \rangle}$$

$$\tau_{heat} \equiv \frac{E_{bind}(R_{gain}, R_{shock})}{Q_{heat}}$$

$$\tau_{adv} > \tau_{heat}$$

Janka et al 2007



超新星のシミュレーションの歴史

Colgate & White (1966):

初めての数値シミュレーションによる研究

Hillebrandt et al. (1982):

原始中性子星のコアバウンスのみで爆発

Bethe & Wilson (1985):

ニュートリノ加熱機構で爆発

.....様々な仕事

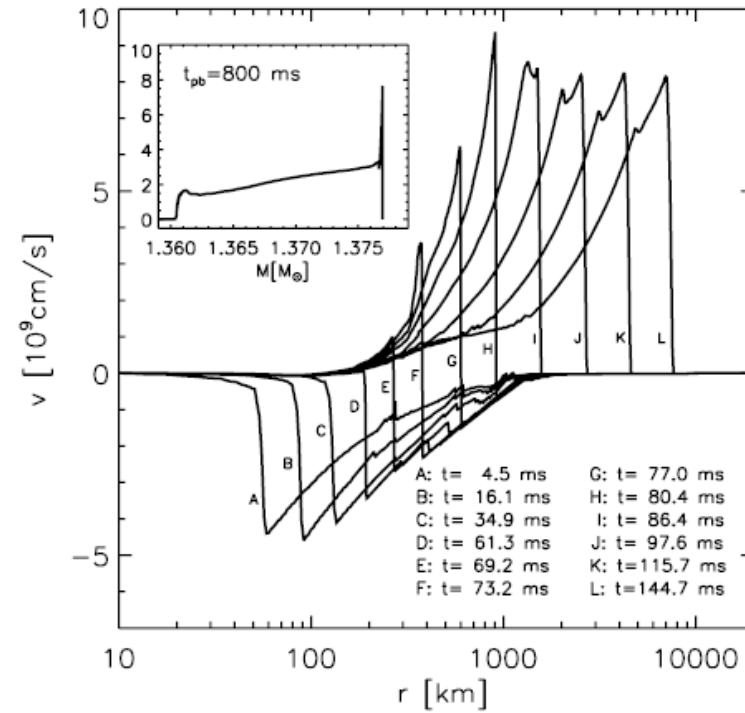
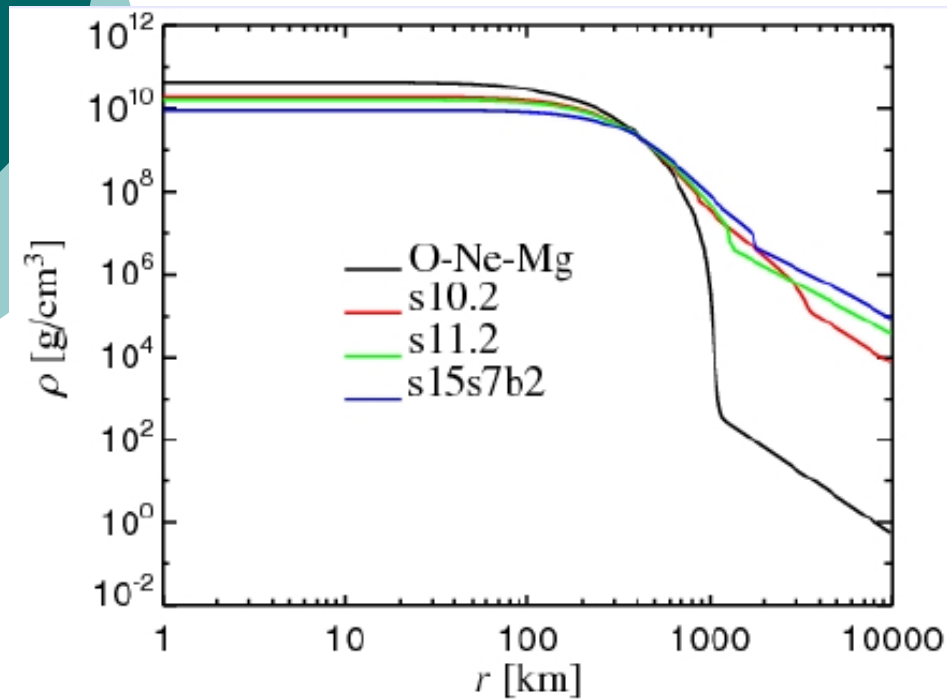
Rampp & Janka (2002), Libendoefer et al. (2004)

, Sumiyoshi et al. (2005)

一次元、ニュートリノ輸送コードで爆発に失敗

球対称計算の最近の発展

F. S. Kitaura, H.-Th. Janka, and W. Hillebrandt (2006)



軽い星では爆発させることができた。



非球対称性がキーとなる

速く回転しているかどうかで有望な爆発メカニズムが変わってくる。

あまり回転していない星の場合
流体不安定性 (SASI)

速く回転している星の場合
磁気流体過程 (MHD Explosion)

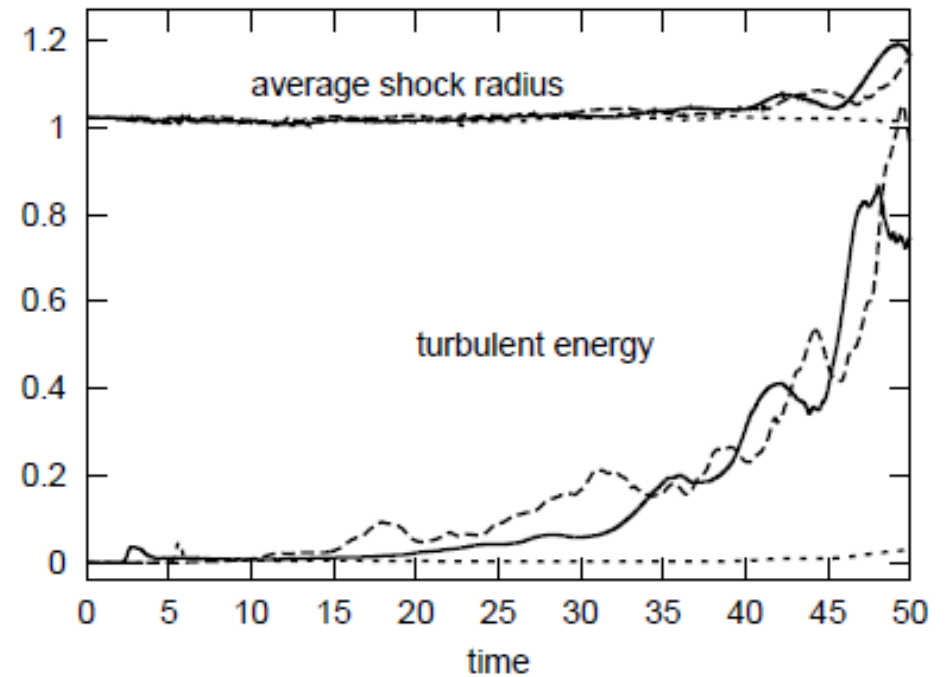
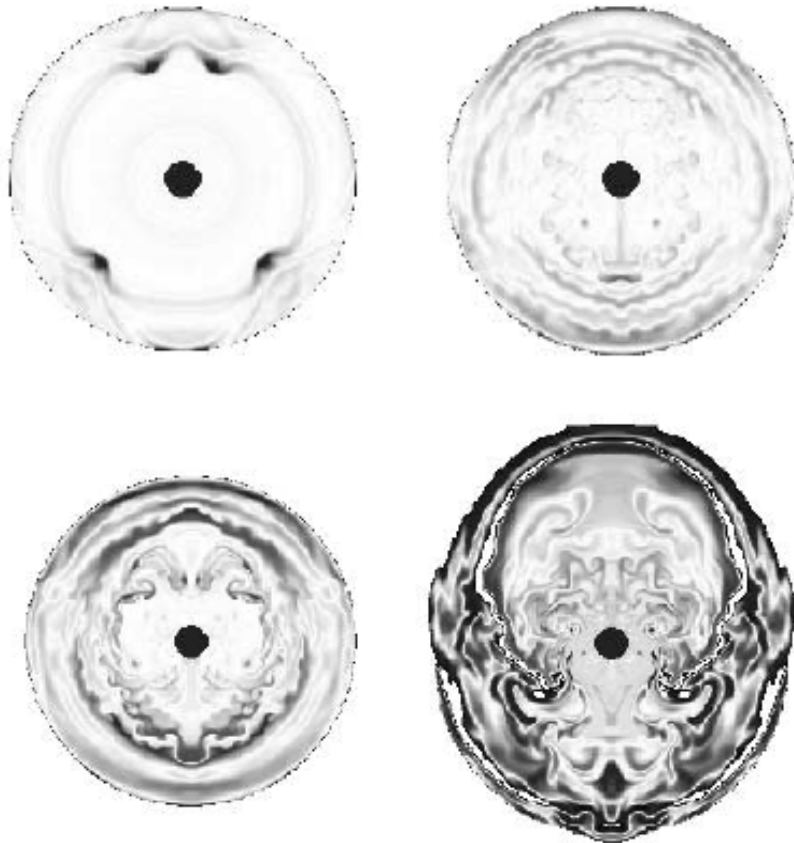
これからそれぞれの過程を見ていく。



SASI

Standing Accretion Shock Instability(SASI)

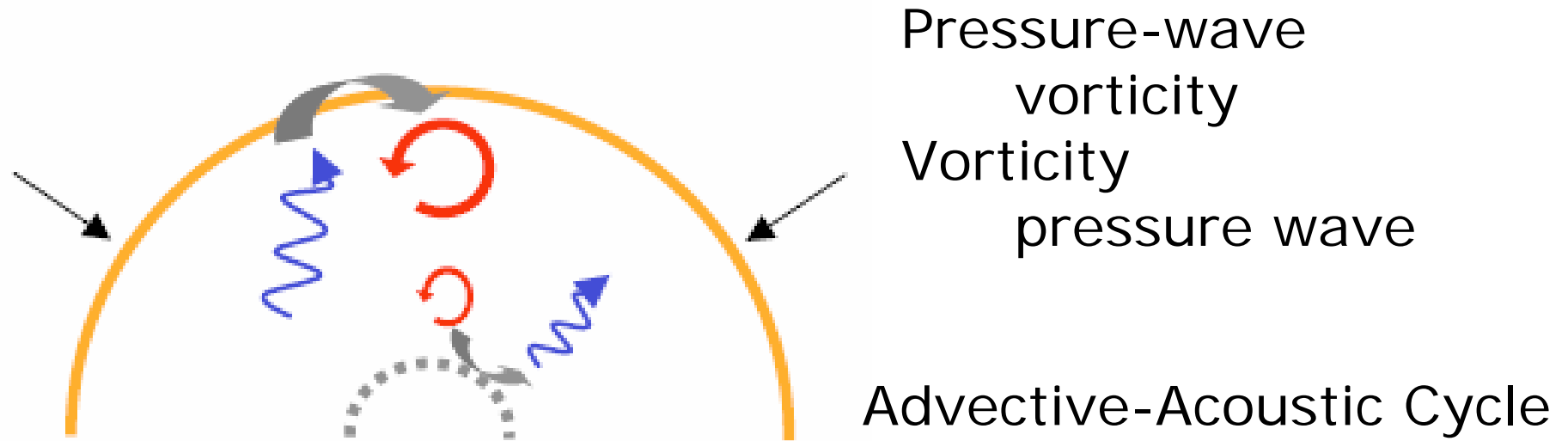
Blondin et al 2003



ストールした球対称の衝撃波が非球対称的に成長。
平均的な衝撃波半径が増加する。

SASIのメカニズム

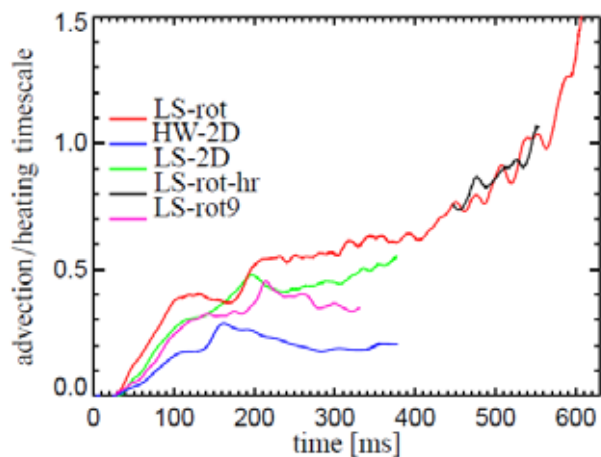
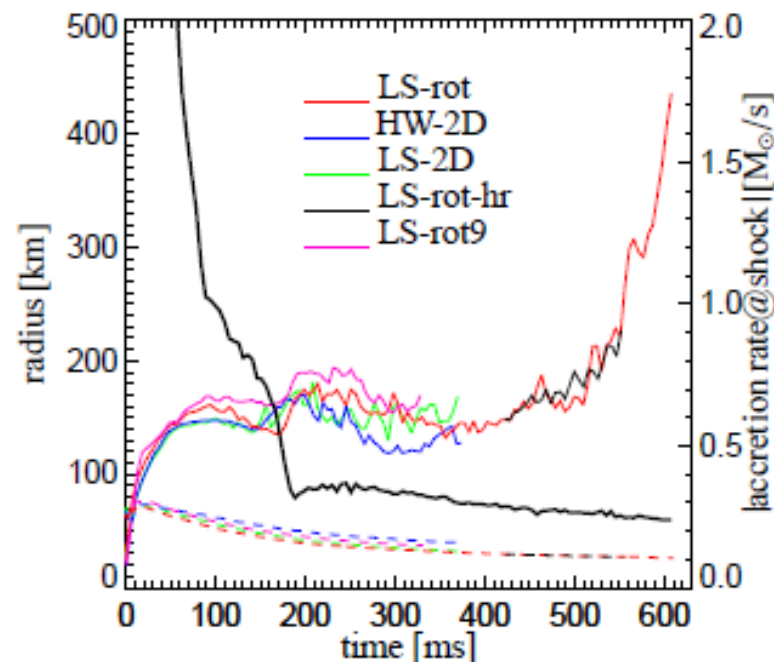
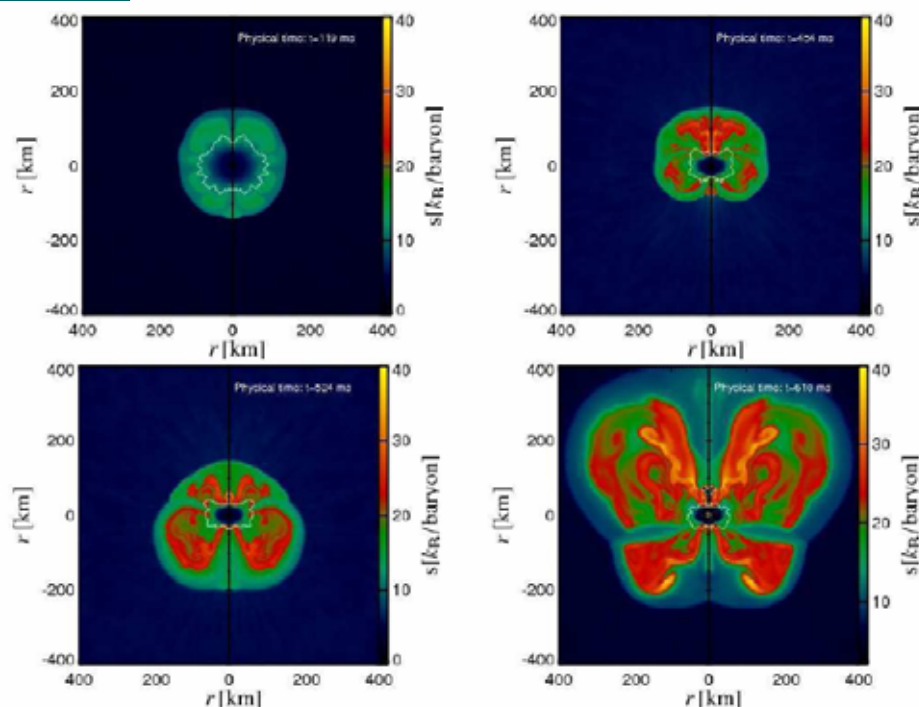
Foglizzo et al 2007



NS表面とストールした衝撃波の半径間で音波と渦が反響しあう。

SASIとニュートリノ加熱

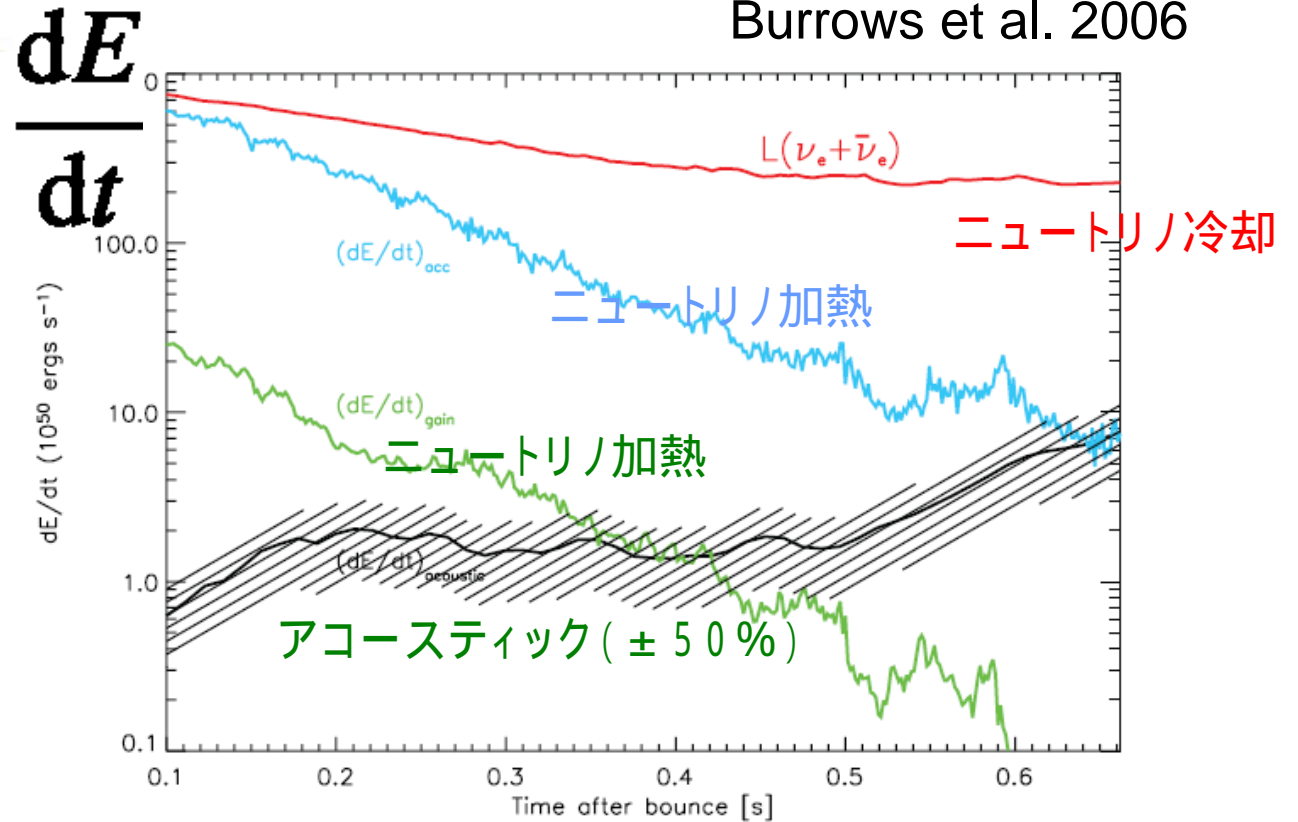
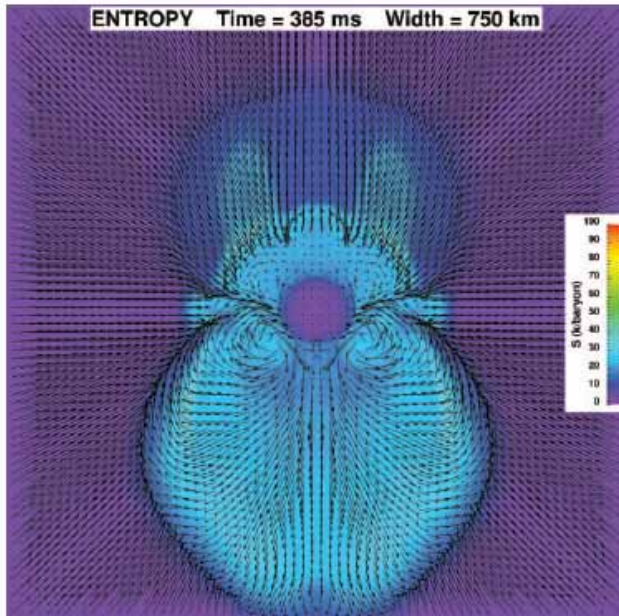
Marek and Janka 2008



SASIにより衝撃波領域が増大し、流体素片に対するニュートリノによる加熱が増大。実際衝撃波が外に伝わっていている。

S A S I から Core g-mode

Burrows et al. 2006

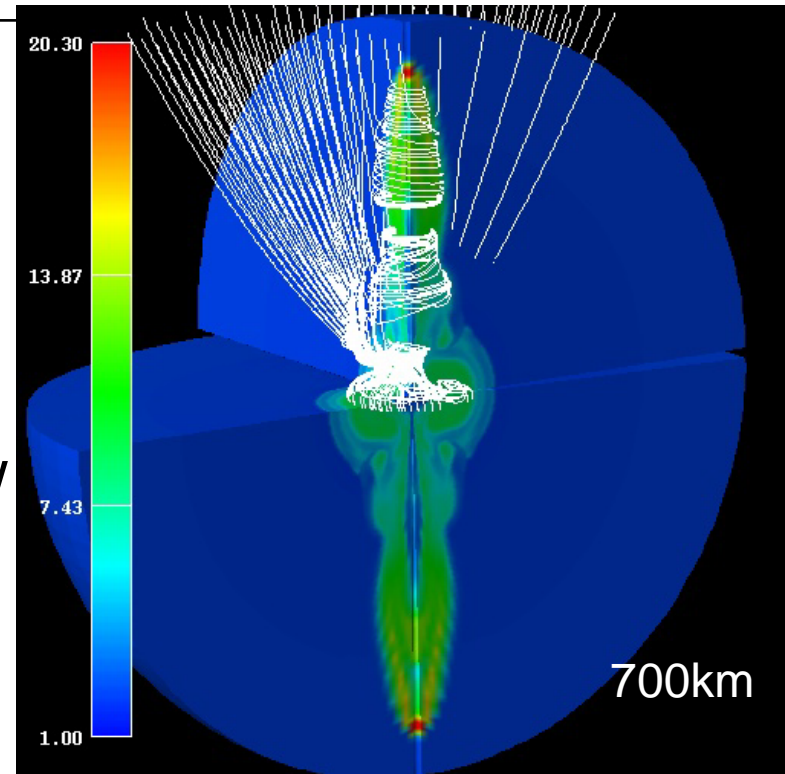
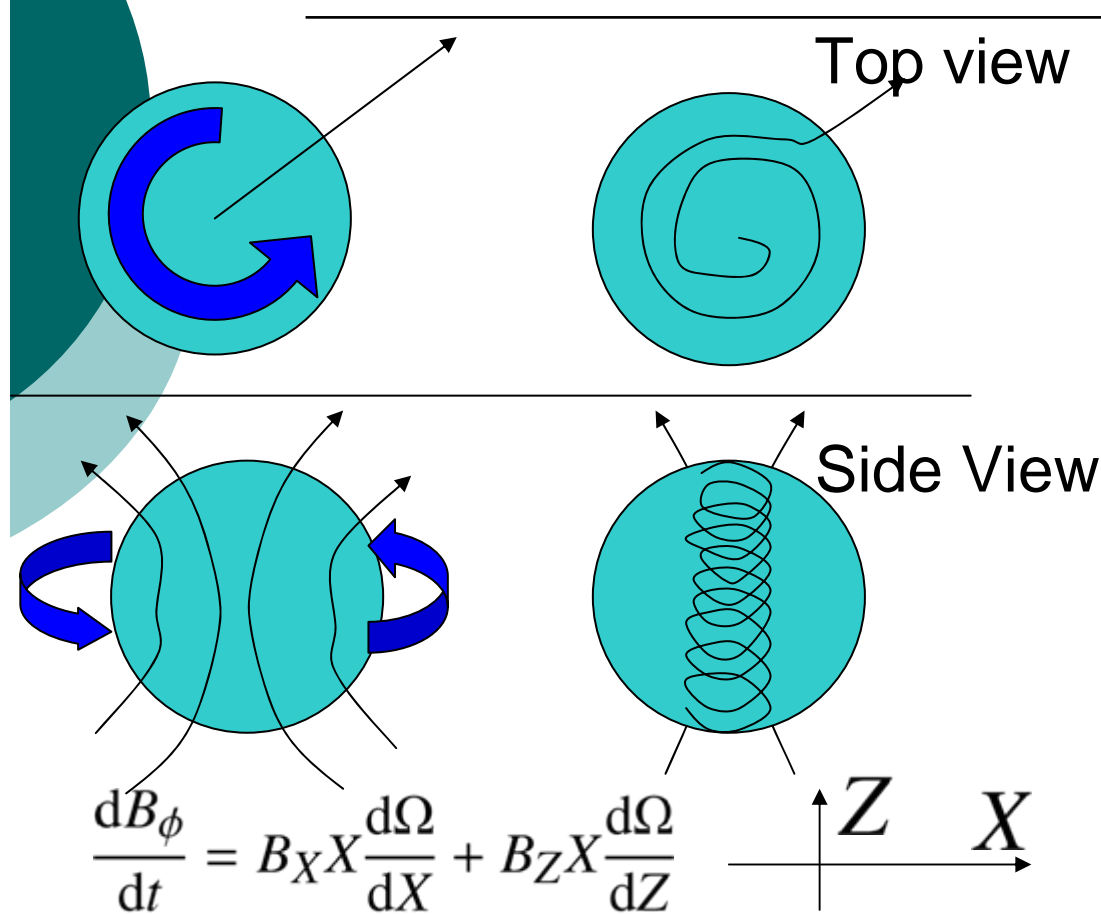


原始中性子星の振動から生じる音波が爆発に寄与？
ただし、他のグループでは再現できていない。



MHD Explosion

磁場の巻き込みとジェット状爆発



Jet & wound magnetic line
(entropy contour)

微分回転により磁力線が巻かれ、回転軸に巻きついた強磁場が生成される。

磁場による爆発機構

Symbalisty'84

自転軸

$$B_{\text{initial}} = 10^{12} \text{G}$$

$$T/|W| \approx 4\% \quad W \approx 10^{51} \text{erg}$$

強磁場、強回転の場合
は軸対称なジェットが生
じる

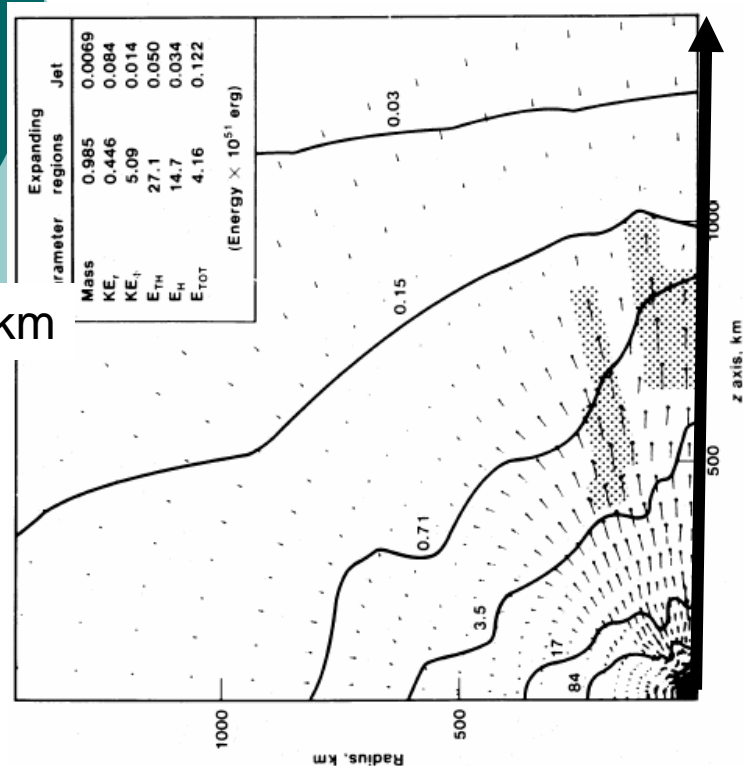
最終状態の原始中性子星の
磁場はかなり高い

$$B_{\text{final}} = 10^{15} \text{G}$$

密度 速度

磁場による爆発はジェット状

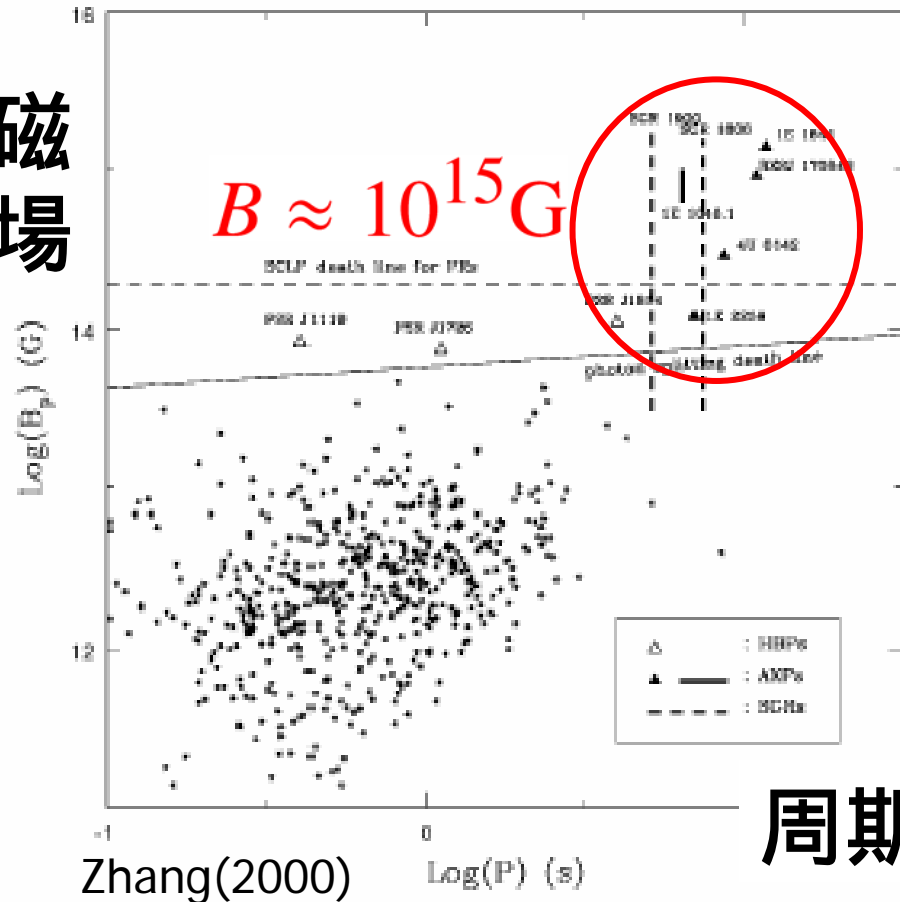
強磁場の初期条件から原始マグネターが生成



000km

強磁場中性子星、マグネター

磁場

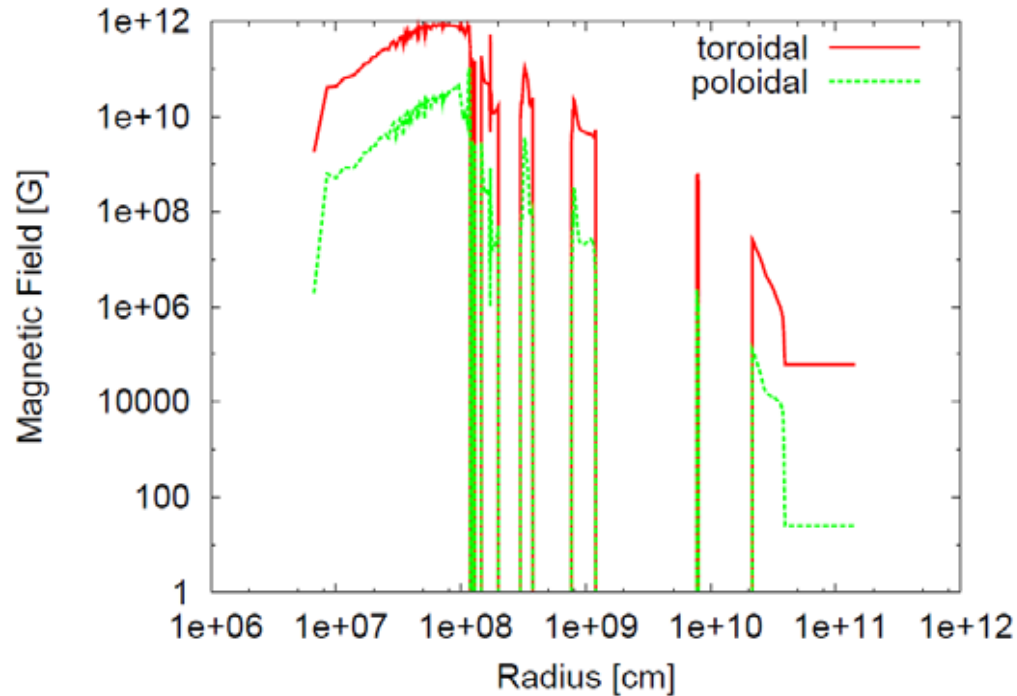


強磁場の中性子星が発見される (SGR, AXP)

回転エネルギー変化 = 磁気双極子輻射

$$MR^2 \frac{P}{2\pi} \frac{\dot{P}}{2\pi} = - \frac{B^2 R^6 \sin^2 \alpha}{6c^3}$$

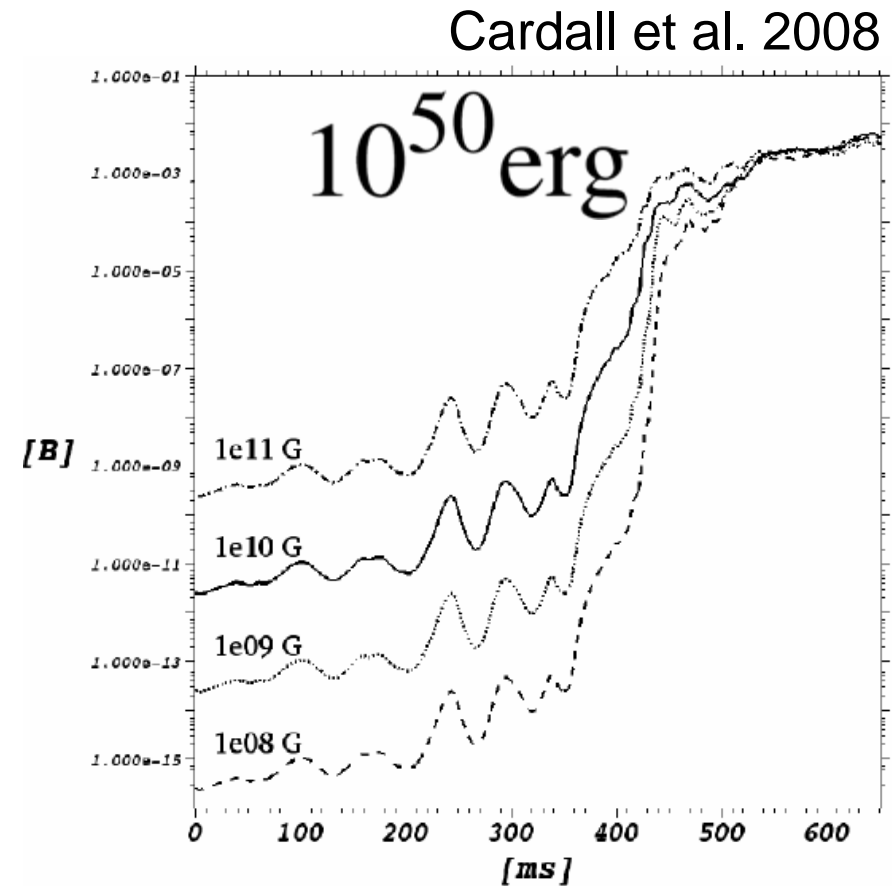
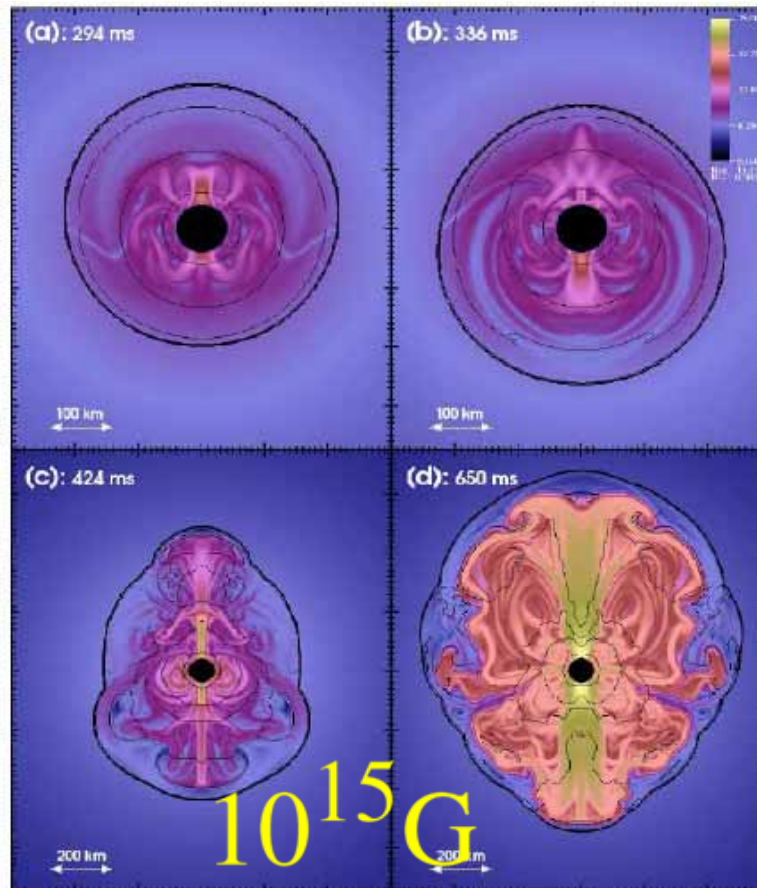
強磁場の親星の可能性



星の進化計算から
(35OB@Heger websiteから)

今までせいぜい 10^6 Gだと思われてきた磁場が、初期にトロイダル： 10^{12} G、ポロイダル： 10^{10} - 10^{11} Gの強さで生じている。

SASIで強磁場



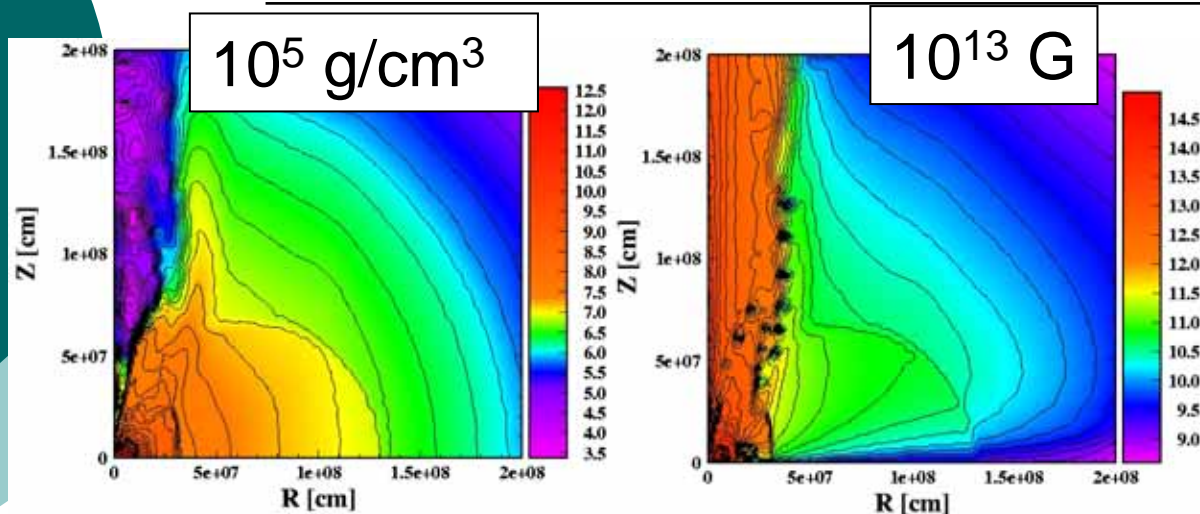
乱流的なエネルギー（角度方向運動エネルギー）の大きさにつられて強磁場ができる。



僕の仕事の紹介

Takiwaki et al 2007

ニュートンの手法の破綻



強磁場領域での
ジェットの伝播
(Takiwaki et al.
2004)

磁気音速が光速を超えてしまう

$$v_{\text{Alfven}} \equiv \frac{B}{\sqrt{\rho}} \approx 3 \times 10^{10} \text{ cm/s} \frac{B/10^{13} \text{ G}}{\sqrt{\rho/(10^5 \text{ g/cm}^3)}}$$

$$\frac{B}{\sqrt{\rho}} \rightarrow \frac{B}{\sqrt{\rho + B^2/c^2}}$$

特殊相対論的なフォーマリズム
なら自然に音速が抑えられる

特殊相対論的MHD基礎方程式

$$\frac{\partial D}{\partial t} + \frac{1}{\sqrt{\gamma}} \partial_i \sqrt{\gamma} D v^i = 0 \quad \frac{\partial B^i}{\partial t} + \partial_j W v^j b^i - W v^i b^j = 0$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \frac{1}{\sqrt{\gamma}} \partial_i \sqrt{\gamma} E v^i = -p \frac{\partial W}{\partial t} - \frac{p}{\sqrt{\gamma}} \partial_i \sqrt{\gamma} W v^i - L_\nu \quad \partial^k \partial_k \Phi = DhW - \left(p + \frac{|b|^2}{2} \right) - b^{02}$$

$$\frac{\partial S_i - b^i b_i}{\partial t} + \frac{1}{\sqrt{\gamma}} \partial_j \sqrt{\gamma} (S_i v^j - b_i b^j) = -\frac{1}{2} (\rho h (W v_k)^2 - (b_k)^2) \partial_i \gamma^{kk} \\ - \partial_i p + \frac{\|b\|^2}{2} - (DhW - b^{02}) \partial_i \Phi$$

$$D = \rho W, E = eW, h = (1 + e/\rho + p/\rho) + |b|^2 / \rho \quad \mathbf{S} = \rho h W^2 \mathbf{v}$$

エンタルピー

ρ : 密度

\mathbf{v} : 速度

e : 内部エネルギー

p : 圧力 (Shenの状態方程式)

Φ : 重力ポテンシャル

W : ローレンツ因子

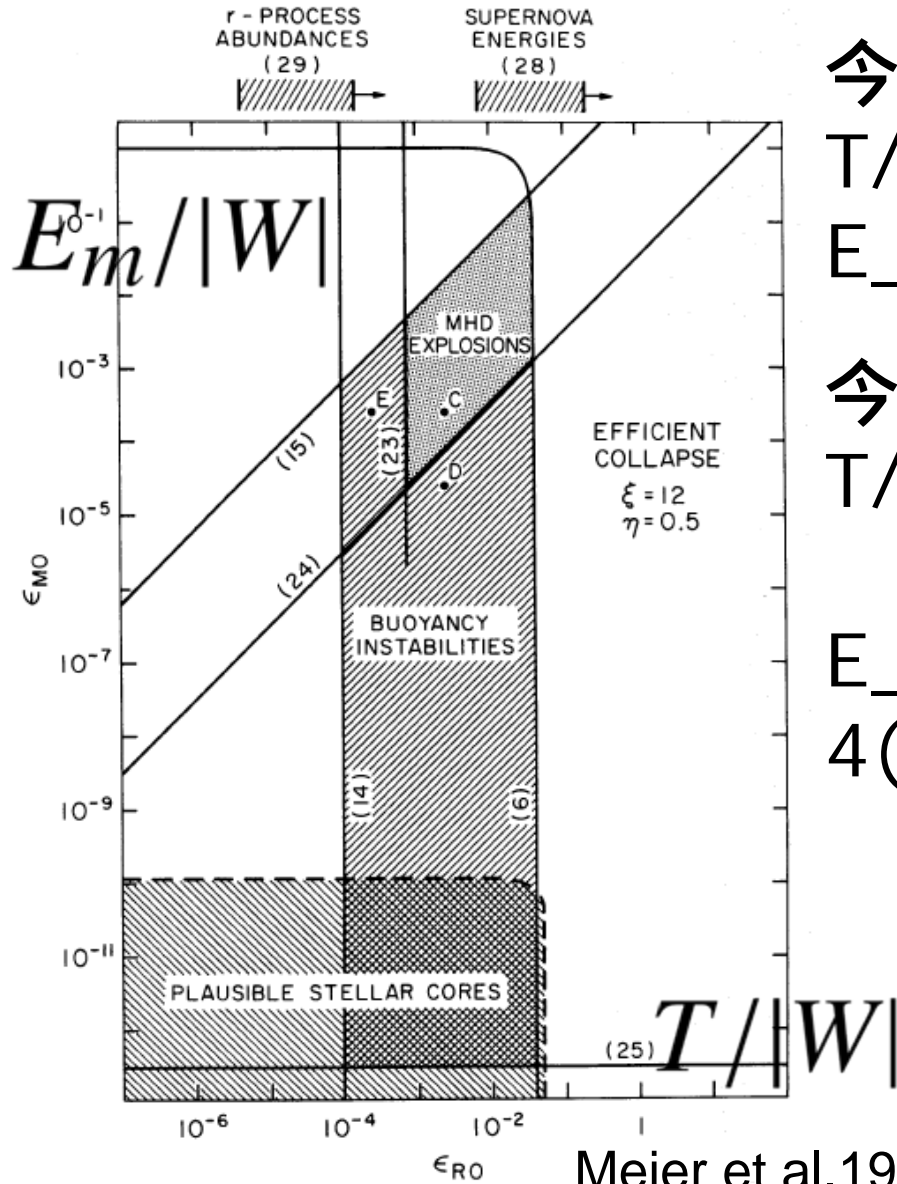
\mathbf{B} : 磁場

γ_{ij} : 空間メトリック

\mathbf{b} : 流体系における磁場

L_ν : ニュートリノによる冷却率(全種) e.g. De Villiers & Hawley 2003

初期モデルの磁場



今までのパラメータ

$T/|W| = 1e-2$: 高速自転

$E_m/|W| = 1e-5$: 強磁場

今回のパラメータ

$T/|W| = 0.25e-4 - 1e-2$:

高速自転

$E_m/|W| = 2.5e-8 - 2.5e-4$
 $4 (B = 10e10 - 10e12)$

強磁場から中磁場

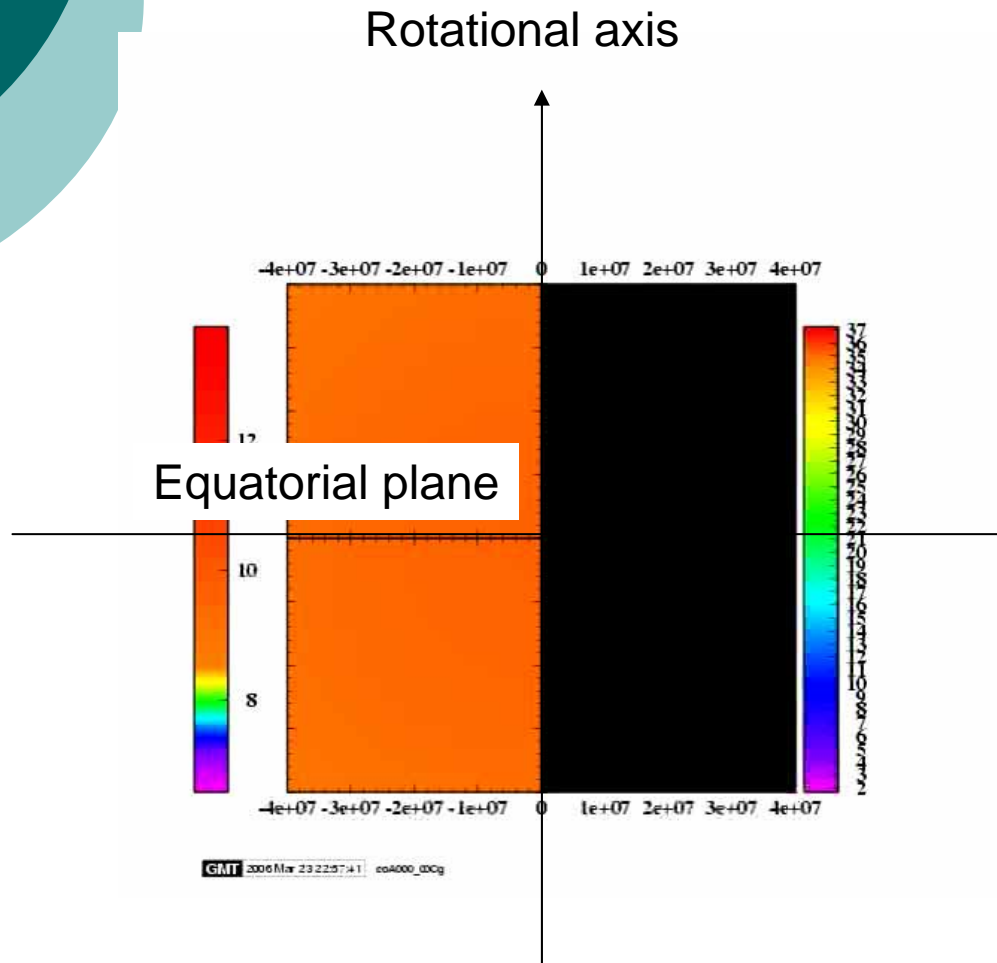
高速自転の場合に中領域の磁場のほうまで系統的に調べた。



磁場の強さによる爆発の仕方の違い

強磁場モデルのプロンプト爆発機構

Left: log density (g/cc)
Right: entropy (kB)

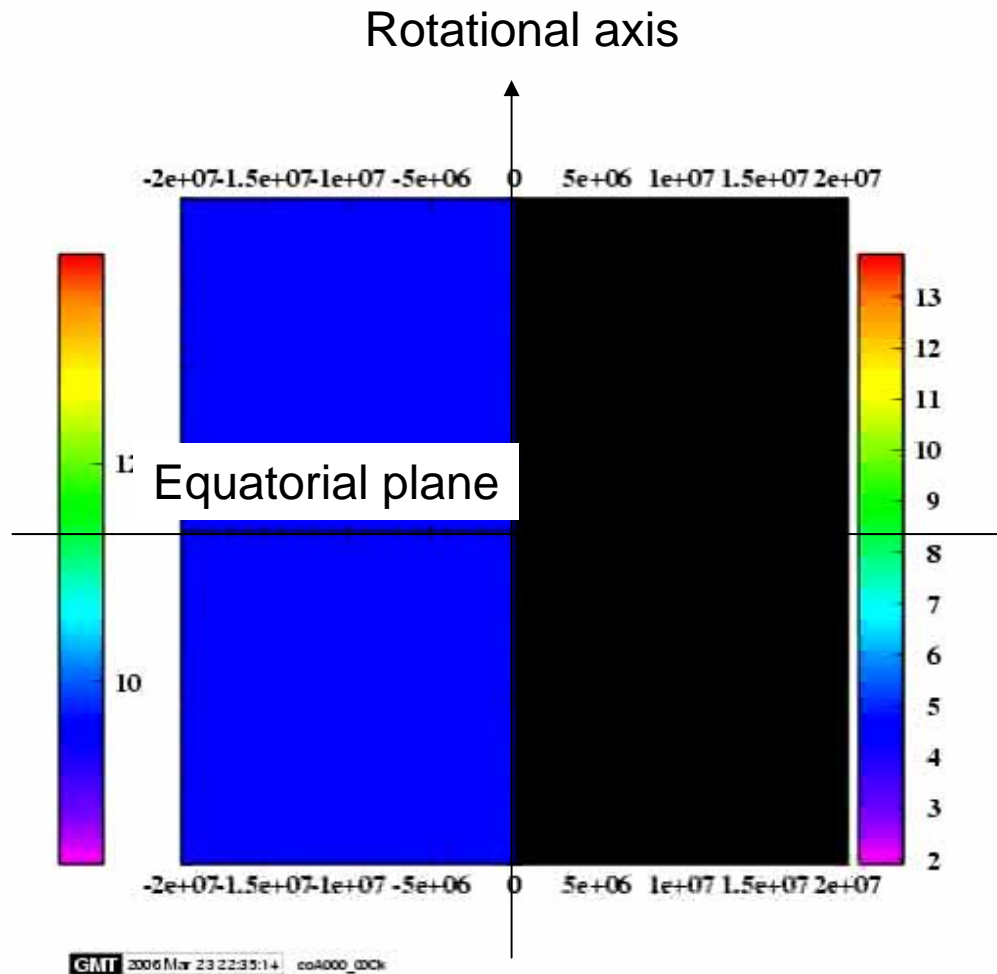


Initial strong magnetic field: B field: 10^{11} G
Rotational Energy / Gravitational Energy $T/|W|=1.0\%$

Collapse

- > bounce
- > shock stall
- > collimated jet

弱磁場モデルの遅延爆発機構



Left: log density (g/cc)

Right: entropy (kB)

Initial weak magnetic

field: B field: 10^{10} G

Rotational Energy /
Gravitational Energy

$T/|W|=1.0\%$

Collapse

->bounce

->shock stall

->oscillation

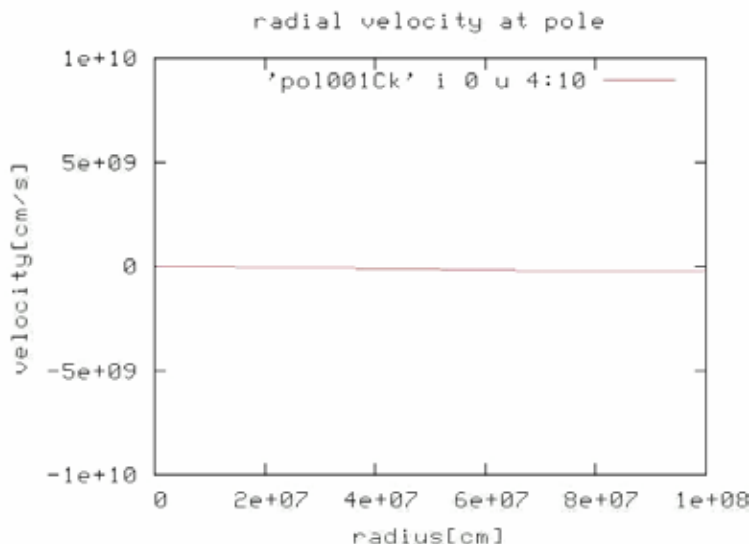
->collimated jet

極方向での速度

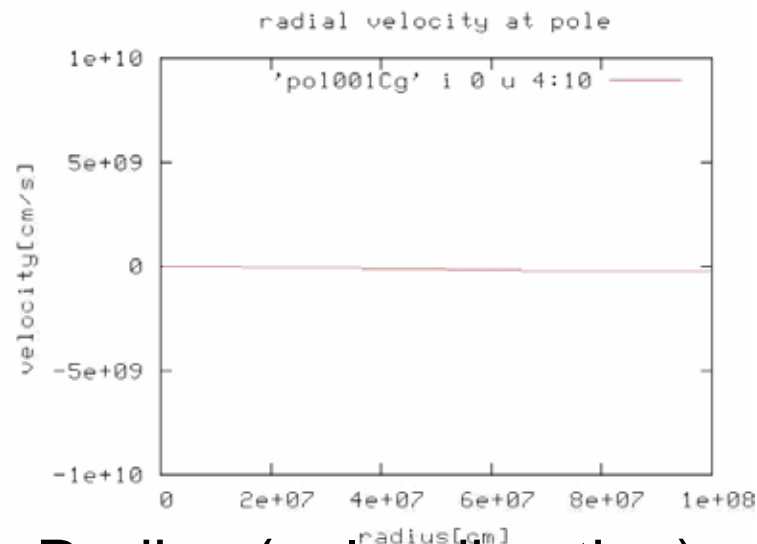
$B=10^{10}\text{G}$ $T/|W|=1.0\%$

$B=10^{11}\text{G}$ $T/|W|=1.0\%$

Radial velocity



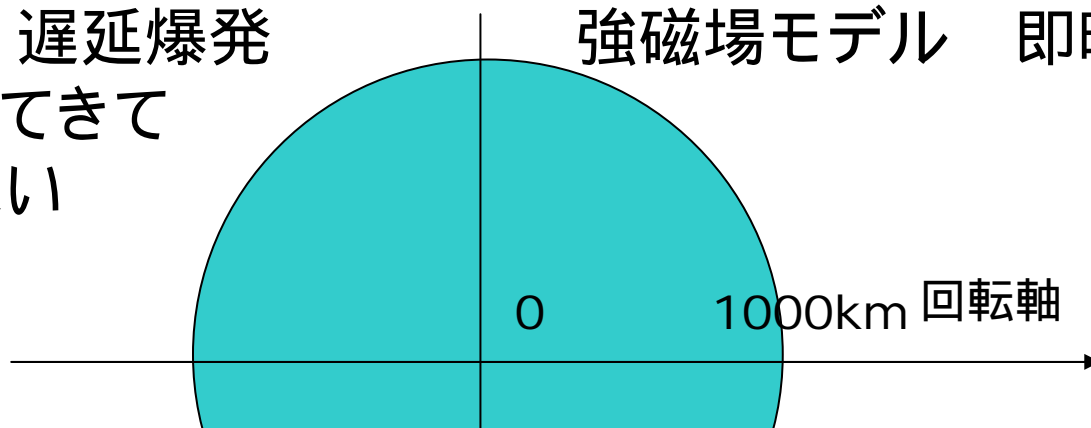
Radius (polar direction)



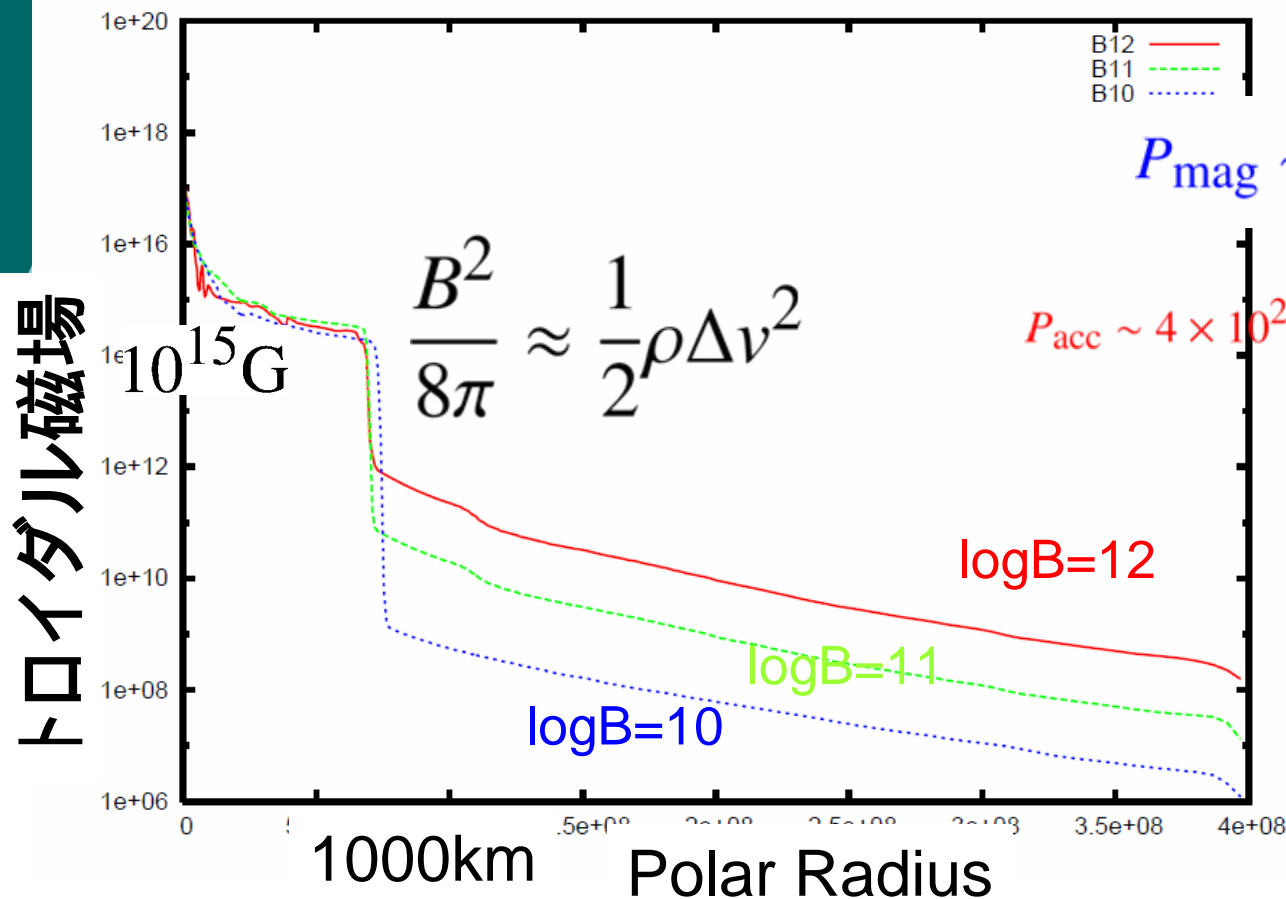
Radius (polar direction)

弱磁場モデル 遅延爆発
上から物が降ってきて
外に到達できない

強磁場モデル 即時爆発



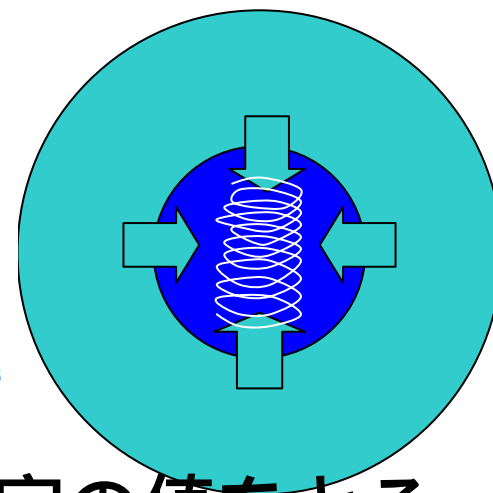
極付近のトロイダル磁場



$$T/|W|=1\%$$

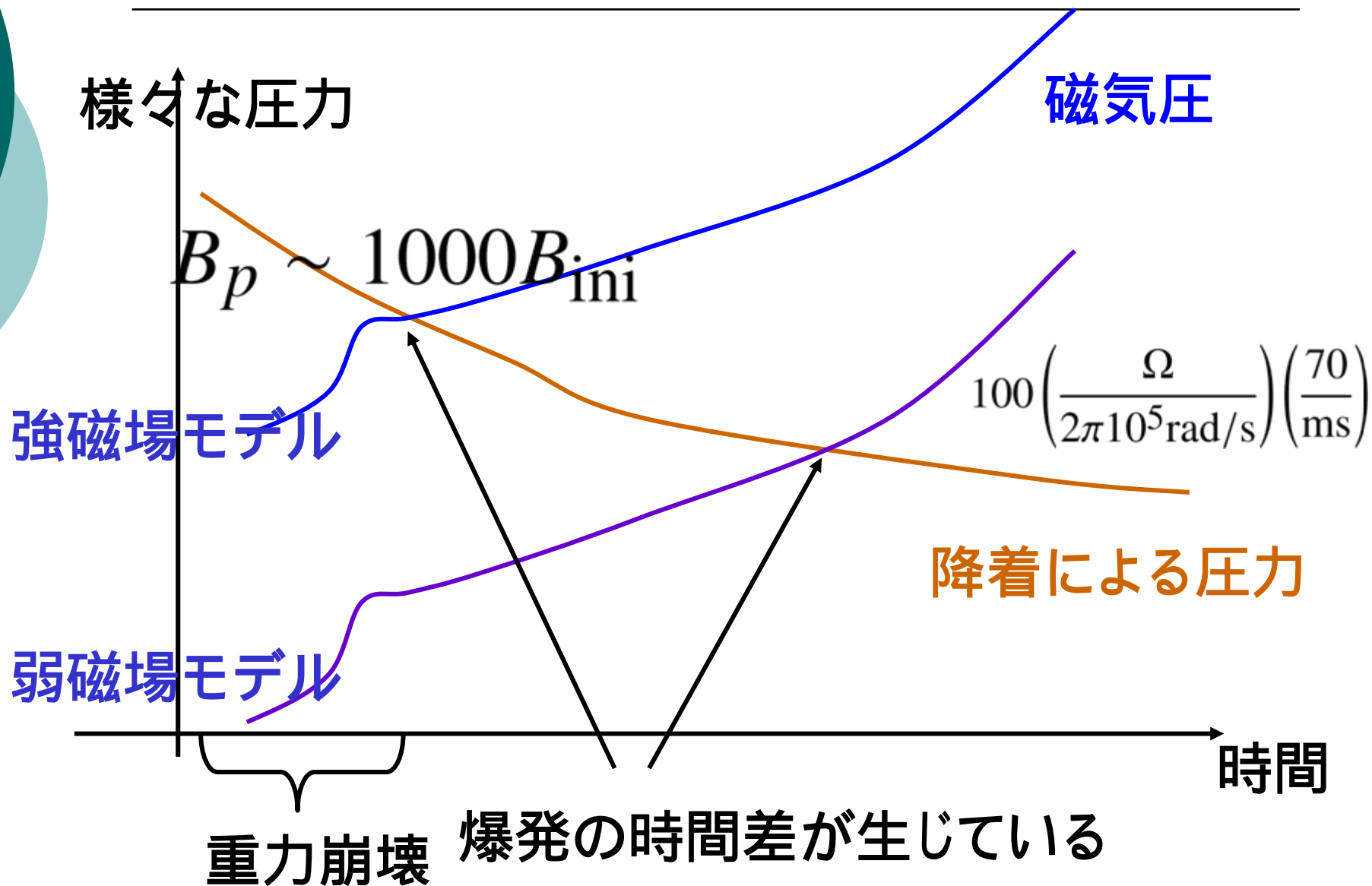
$$P_{\text{mag}} \sim 4 \times 10^{28} \left(\frac{B}{10^{15}\text{G}} \right)$$

$$P_{\text{acc}} \sim 4 \times 10^{28} \left(\frac{\rho}{10^{10}\text{g/cm}^3} \right) \left(\frac{\Delta v}{2 \times 10^9\text{cm/s}} \right)^2$$



トロイダル磁場はいろんなモデルで一定の値をとる
それは外から降ってくるもののラムプレッシャーで
決まっている。

降着に抑えられた爆発



爆発のエネルギーの比較

Strength of
Magnetic Fields [G]

T/ W	0.25%	1%	4%
10^{10}	0.02	0.094	0.013
10^{11}	0.05	0.23	0.17
10^{12}	1.3	1.4	1.0

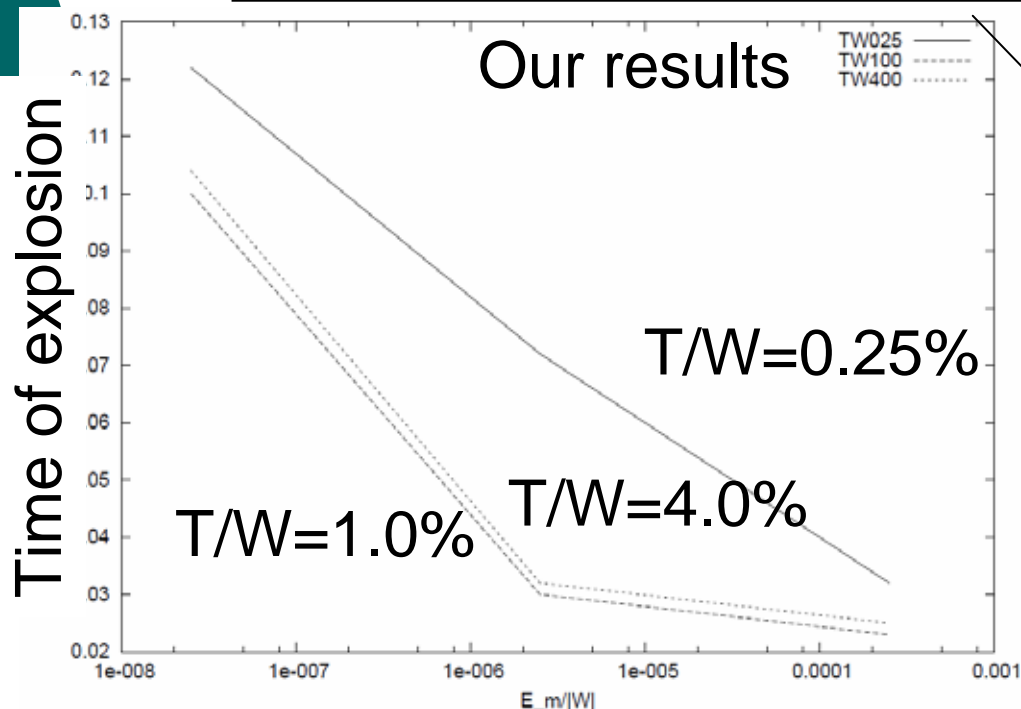
$t_{\text{expl}} \approx 100\text{ms}$

$t_{\text{expl}} \approx 30\text{ms}$

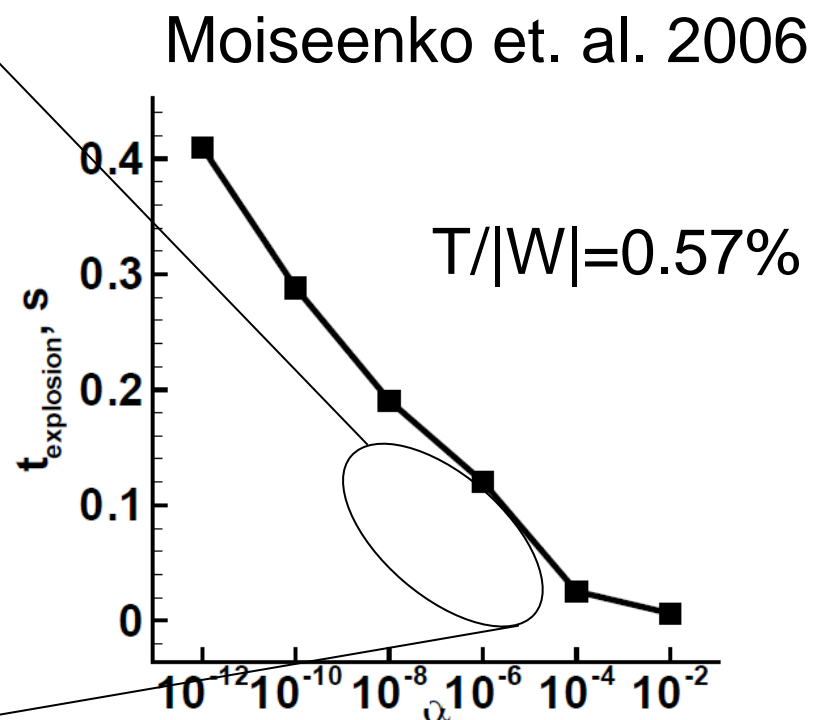
Explosion Energy [10^{50} ergs] when shock fronts reach 10^8cm

基本的に強磁場・強自転が爆発に有利だがT/Wが
1% 4%のところはそうではない。

爆発にかかる時間



Ratio of Magnetic energy
to Gravitational Energy



初期磁場が弱い場合、爆発までに時間がかかる。
この関係をどこまで弱磁場に延長できるか疑問だが、
Moiseenko et al 2006のように延長できるという報告もある。

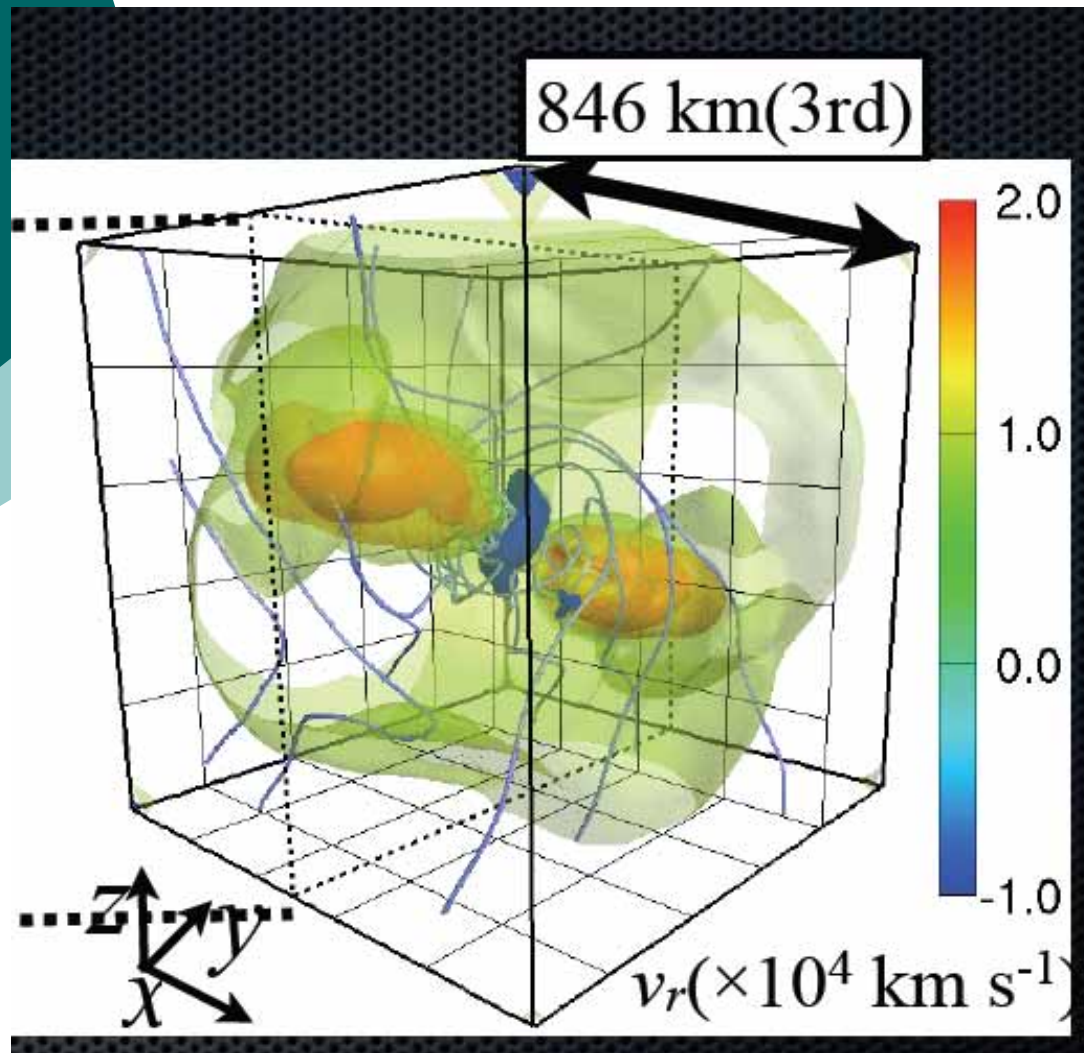


Concluding Remarks

- 特殊相対論的磁気流体コードを開発し、自転磁場重力崩壊の計算長時間安定な計算ができるようになった
- 回転優位な系の場合、降着する物質の運動エネルギーを上回る磁場が時間をかけて増幅できさえすれば爆発する。この時間幅では降着率がそう変化しないので、ジェットの極方向の状態は非常に似ている。
- 爆発のエネルギー及び爆発までにかかる時間は初期の自転磁場に大きく依存する。あまりに自転が速すぎる場合、重力崩壊を妨げ磁場の増幅にも悪く働くことがある。

3DでのMHD爆発

Mikami et al 2008



自転軸と磁軸がずれていると、どうなるのか？
三上君のポスター