

ニュートリノ加熱機構における 爆発の条件と爆発エネルギー

山田 章一

早稲田大学先進理工学部

共同研究者

山本佑(早大)、藤本信一郎(熊本高専)

超新星爆発

core collapse

$$M \gtrsim 8M_{\odot}$$

$$e^{-} + p \rightarrow \nu_e + n$$

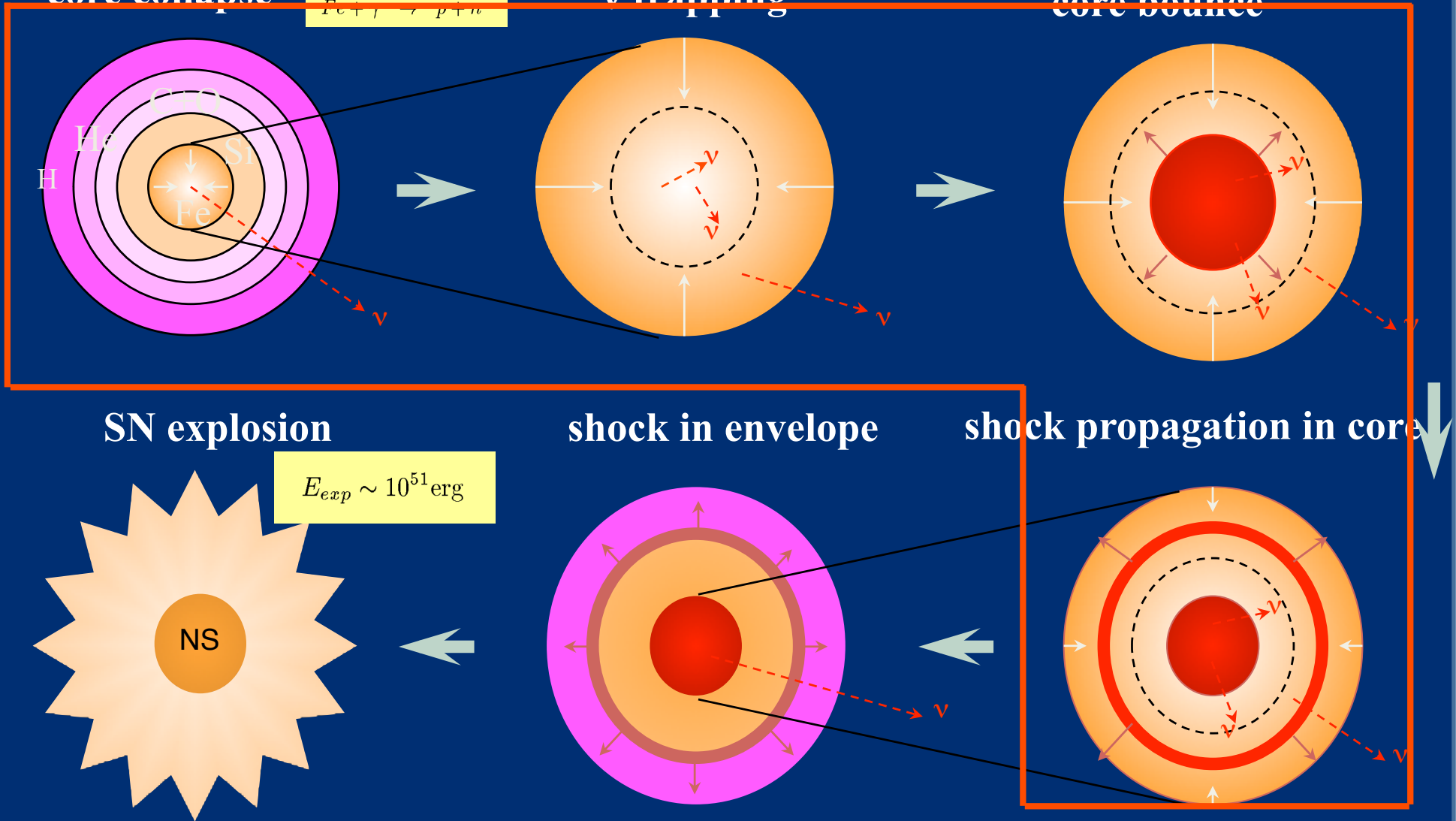
$$Fe + \gamma \rightarrow p + n$$

ν trapping

$$\rho_c \sim 10^{12} \text{ g/cm}^3$$

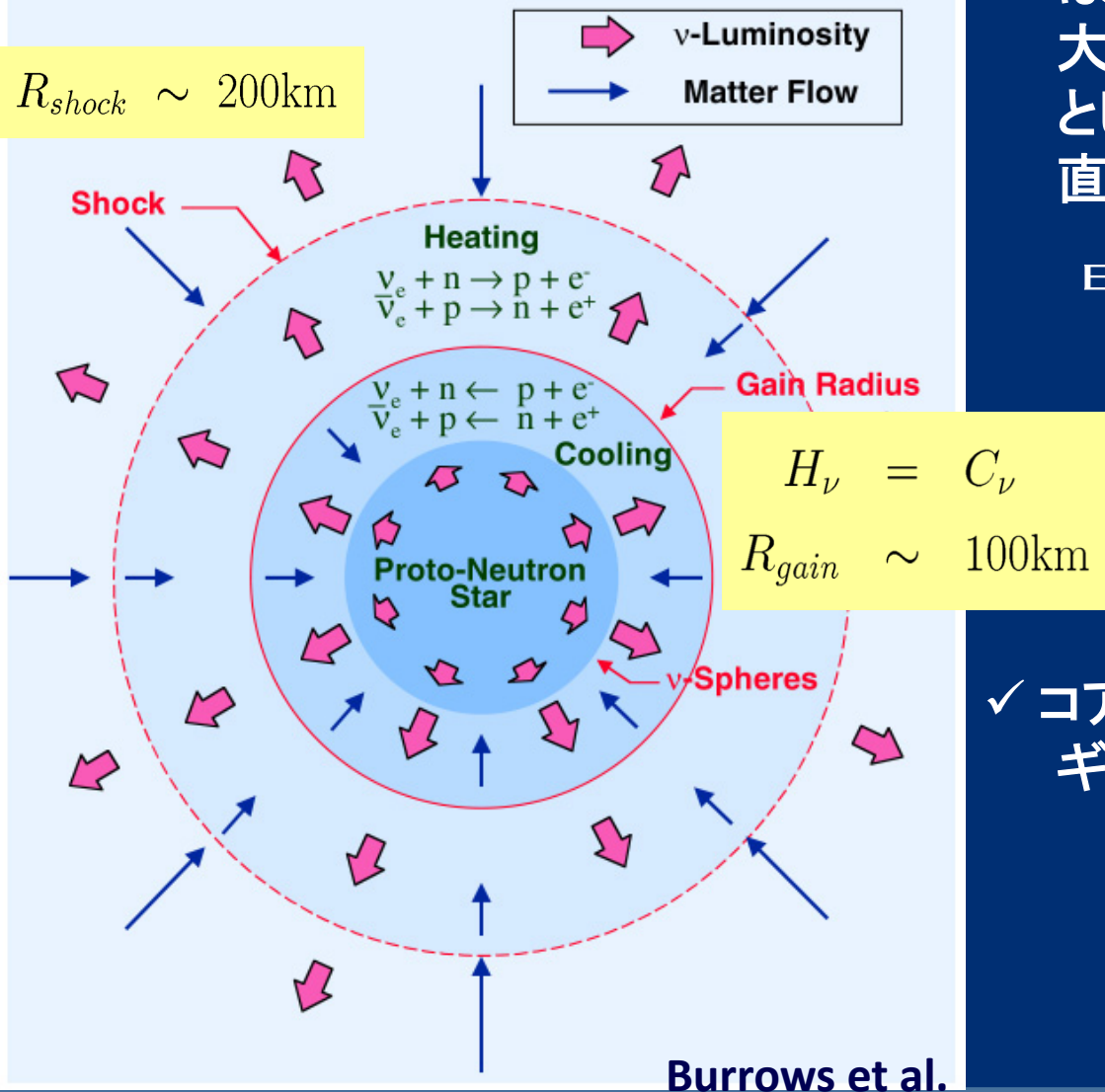
core bounce

$$\rho_c \sim 3 \times 10^{14} \text{ g/cm}^3$$



衝撃波の停滞

衝撃波停滞時のコア



- ✓ 重力崩壊で解放される重力エネルギーは爆発の運動エネルギーより2ケタ大きい、ほぼすべて内部エネルギーとして原始中性子星の中に蓄えられ、直ちに外層の爆発には使えない

$$E_G \gg E_{int} \gg 10^{53}\text{erg}$$

- ✓ コアバウンスで生じる衝撃波のエネルギーは、原子核の分解で消費される

$$E_{sh} \lesssim 5 \times 10^{51}\text{erg} < E_{O;Fe}^{loss}$$

✓ 停滞した衝撃波をいかに復活させ、爆発に転じるかが問題

✓ 現在提唱されているメカニズム:

➤ 定常降着衝撃波不安定性(SASI)および対流下でのニュートリノ加熱

- 衝撃波とgain radiusの間の物質を加熱
- 流体不安定性による加熱率の増幅
- 弱い爆発($E_{exp} \sim 10^{50}$ erg)モデルが報告されている
- 3Dで十分に強い爆発を得られるのか

➤ Acoustic mechanism

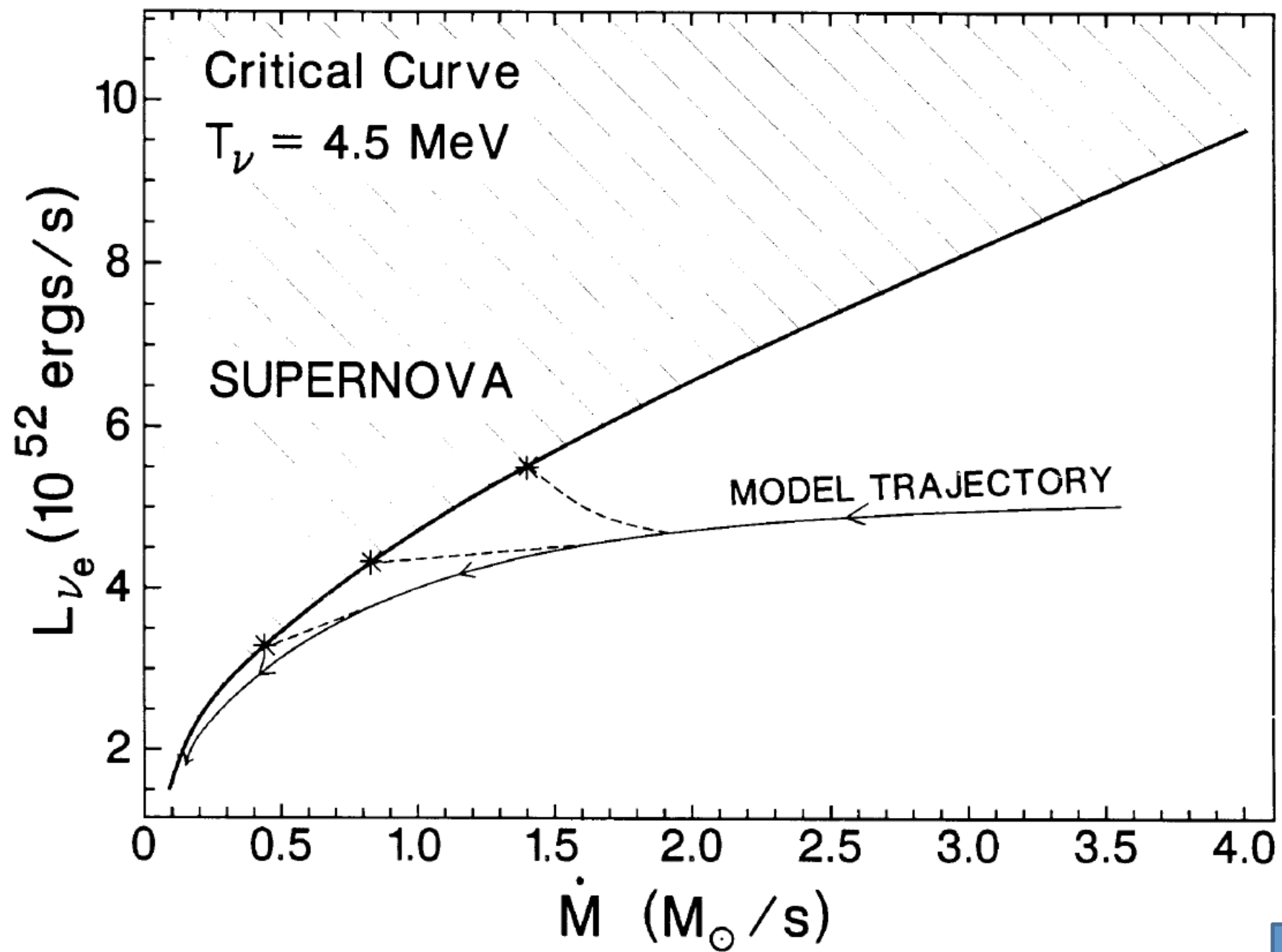
- proto-neutron star (PNS) の g-mode 震動からの音波放出による衝撃波復活
- late time ($t_{pb} \sim 1$ sec)に起こる爆発
- 弱い爆発($E_{exp} \sim 10^{50}$ erg)と思われる
- g-modeの振幅が極めて小さいという理論的推定が最大の困難

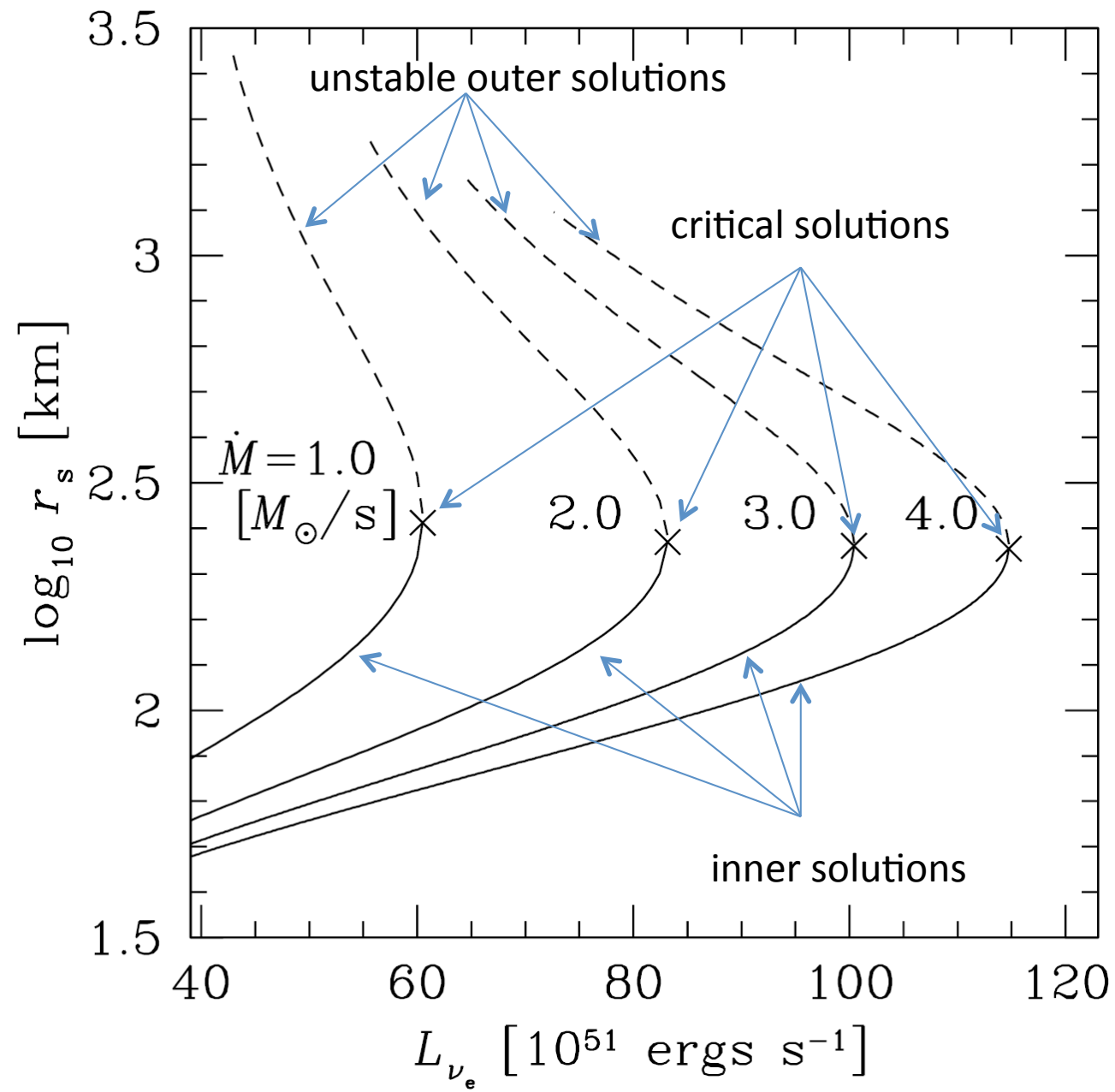
✓ 磁気回転機構

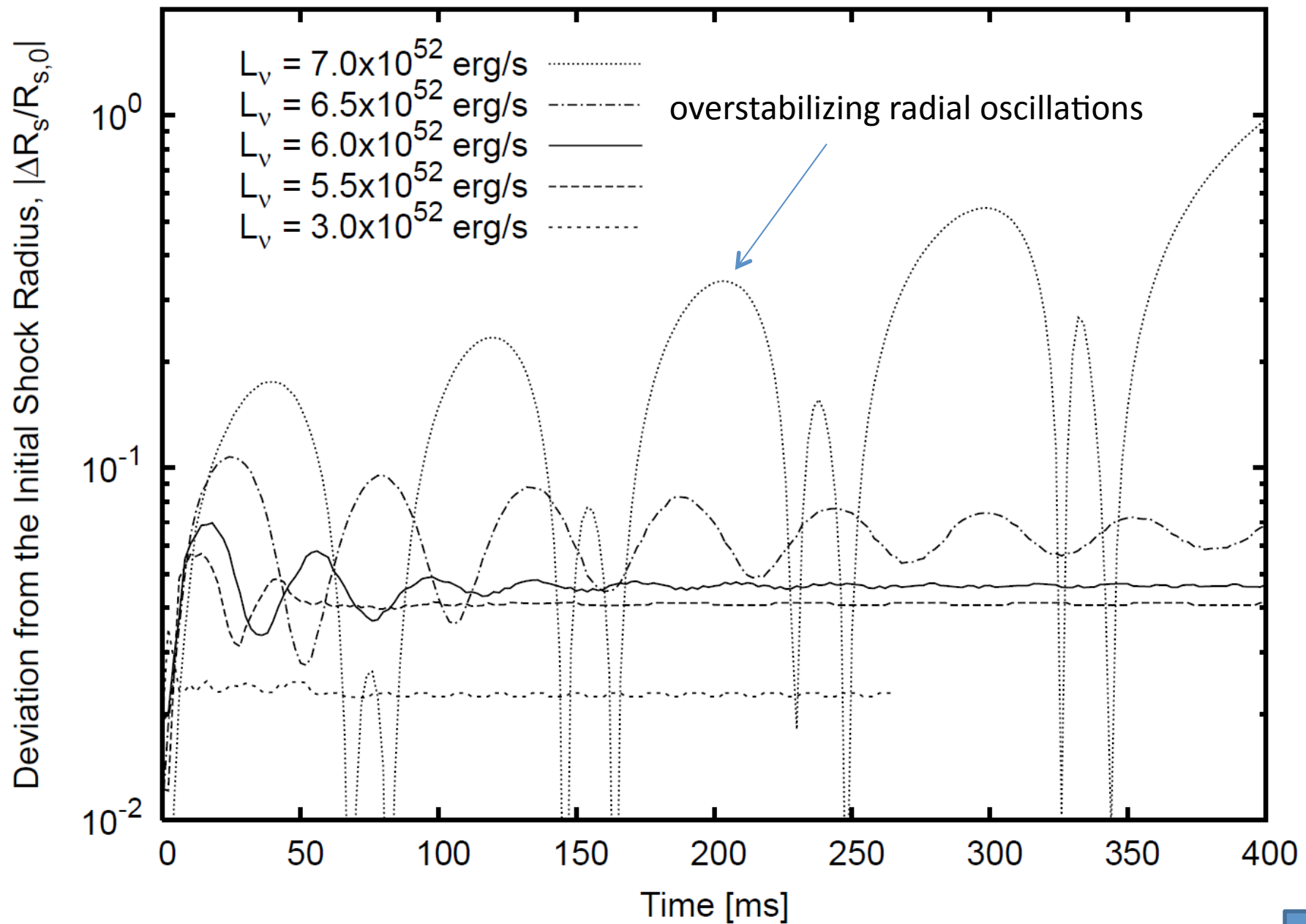
- 磁場による回転エネルギーの抽出
- magneto-rotational instability (MRI)による磁場の増幅
- 初期の弱い磁場に対するMRIを数値的に評価するのが困難

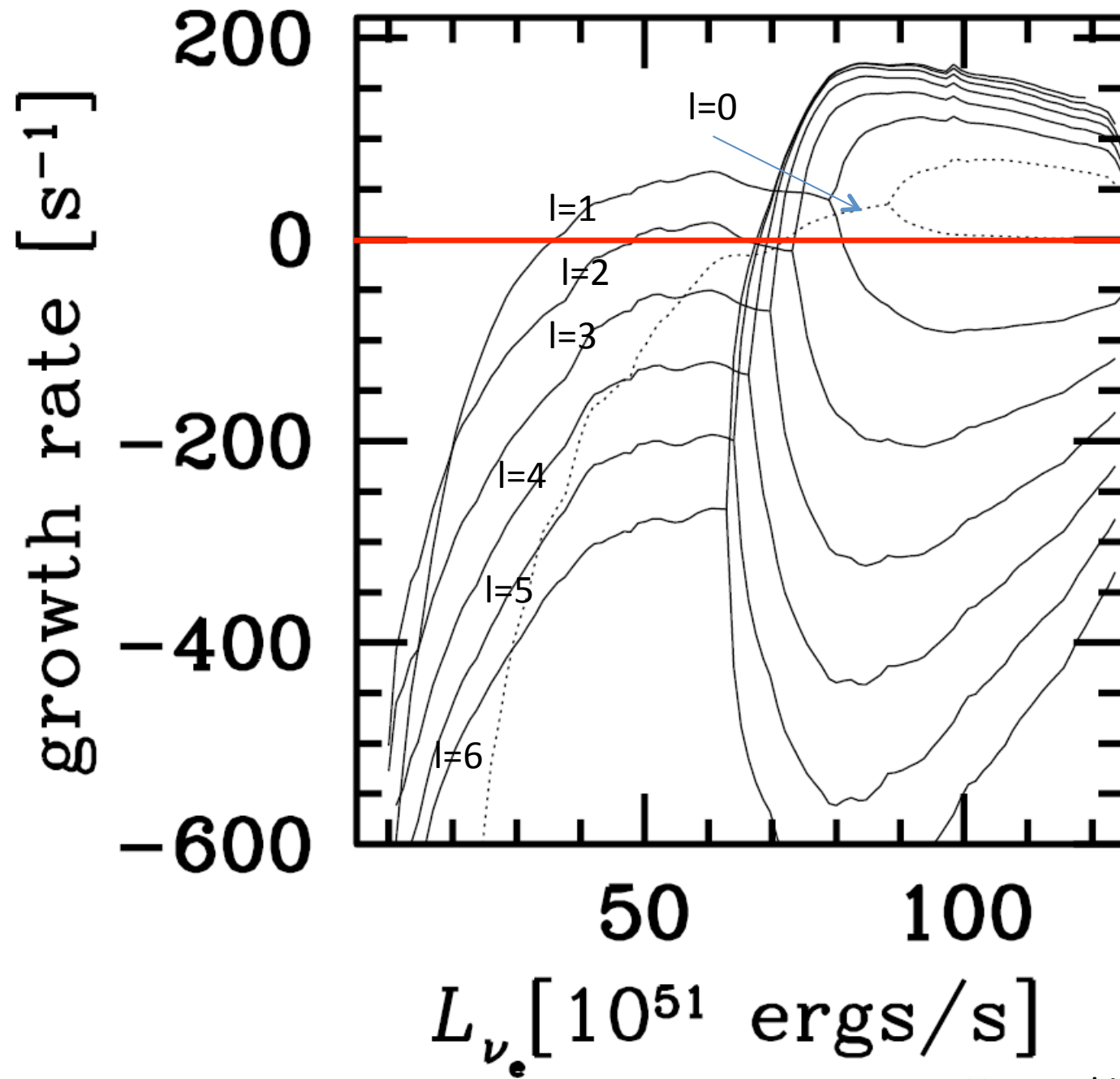
衝撃波復活の条件

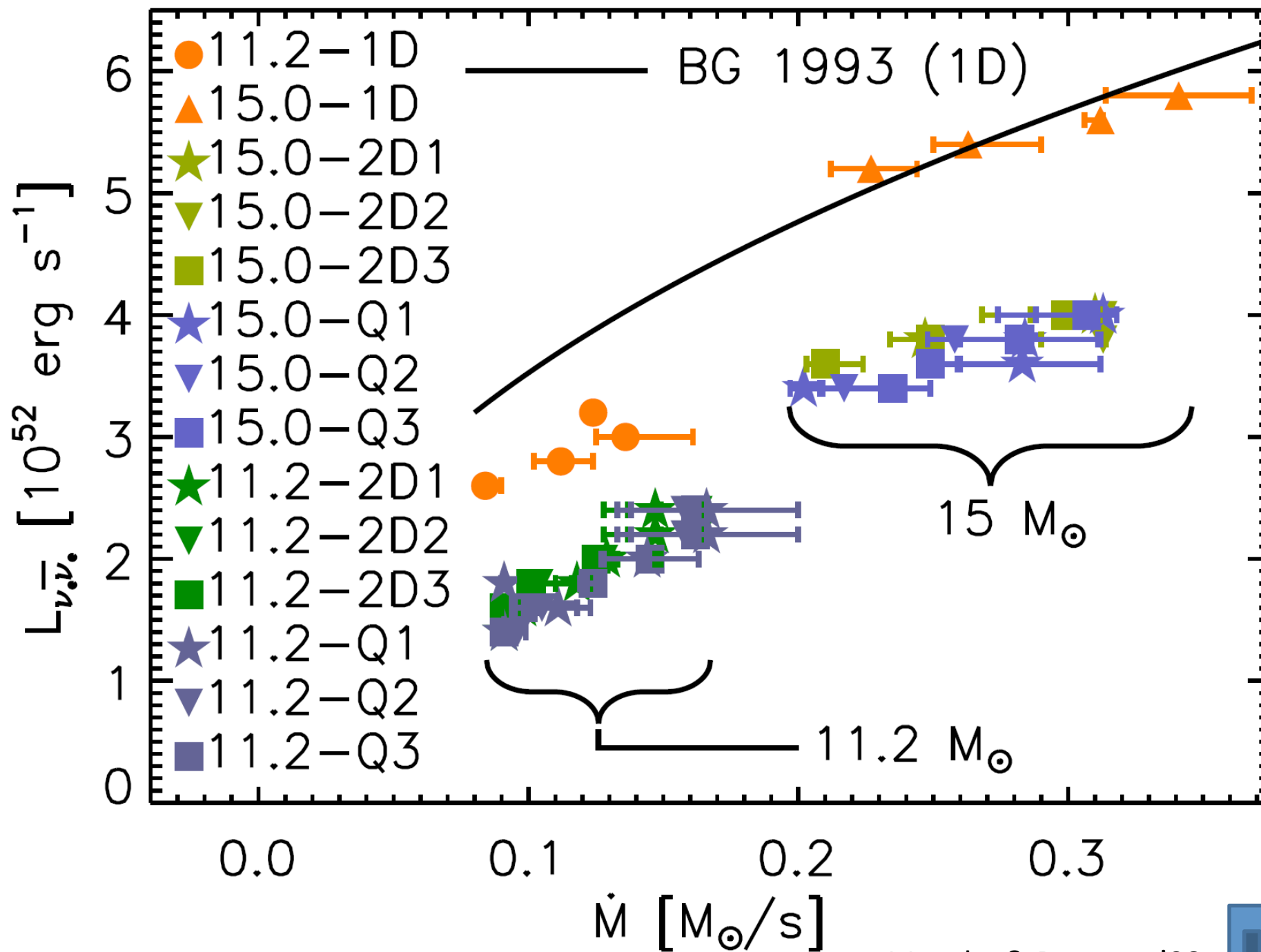
- ✓ [Burrows & Goshy '93](#) : 与えられた質量降着率に対して降着衝撃波解が存在しなくなるニュートリノ光度がある
Janka & Mueller '96
Murphy & Burrows '08
- ✓ Janka '01 : gain region の質量とエネルギーの増加
Thompson '00 : 移流時間が加熱時間より長い
Pejcha & Thompson '11 : antesononic condition $c_S^2/v_{\text{esc}}^2 \simeq 0.19$
- ✓ [Yamasaki & Yamada '05](#) : 臨界光度で定常解は radial mode が不安定になる
[Ohnishi et al. '06](#) : radial overstabilizing oscillation が臨界光度を下げる
Fernandez '11
- ✓ [Yamasaki & Yamada '07](#) : 非球対称モード(SASI)がより早く不安定になり、
Ohnishi et al. '06 臨界光度を与える
[Murphy & Burrows '08](#)
- ✓ [Nordhaus et al. '10](#) : 臨界光度は3Dでさらに下がる
[Hanke et al. '11](#): 臨界光度は2Dと3Dでさして変わらない

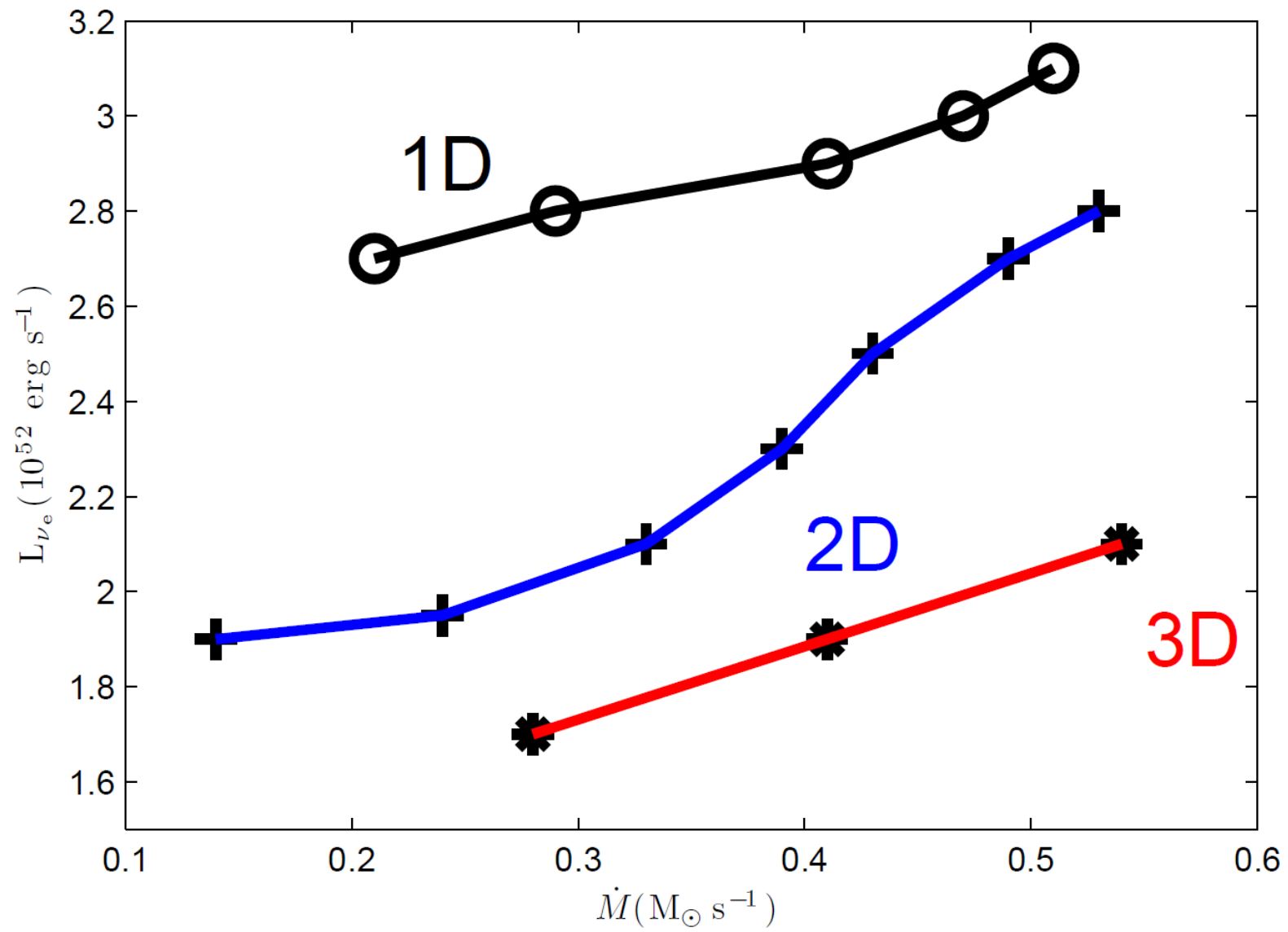






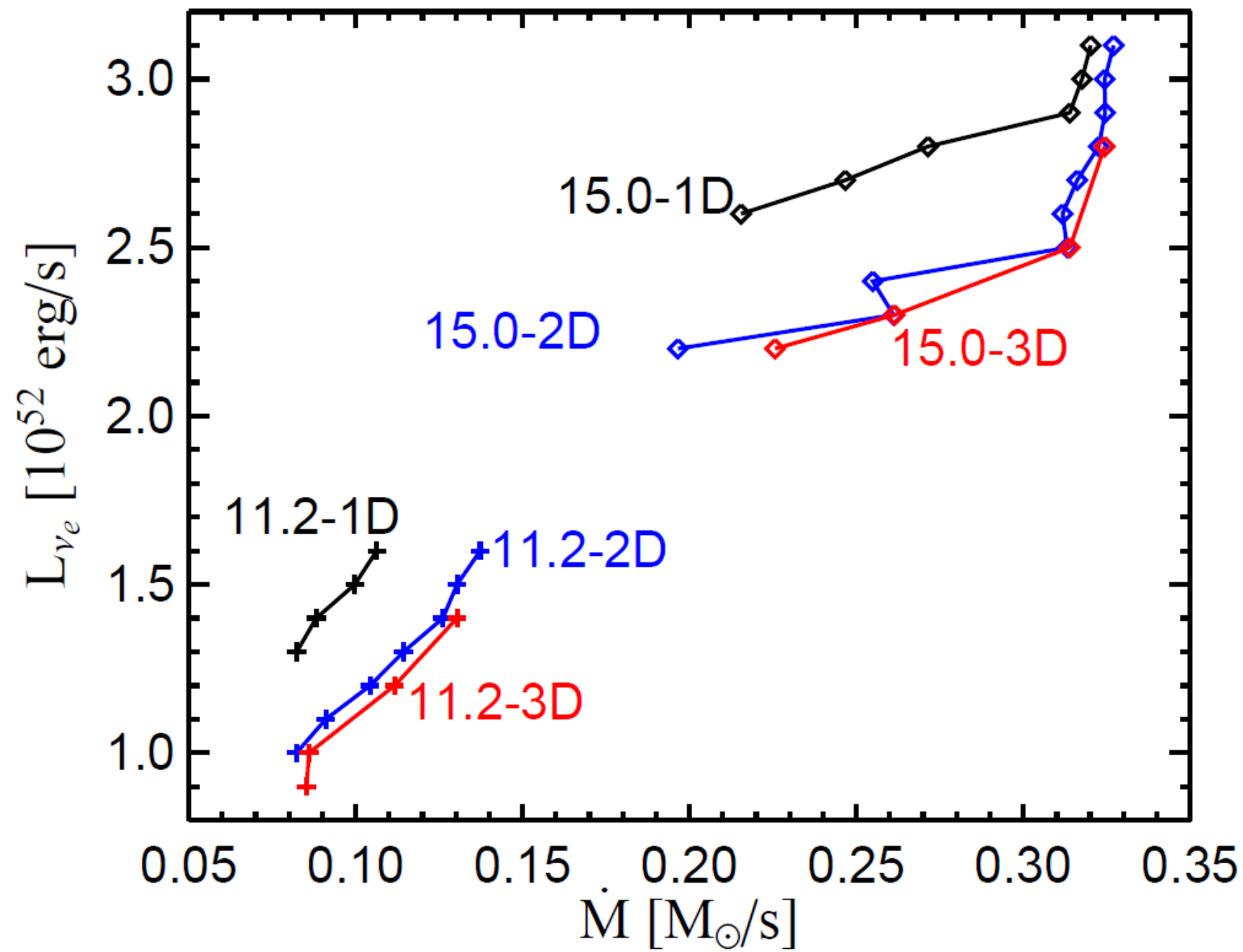






Nordhaus et al. '10



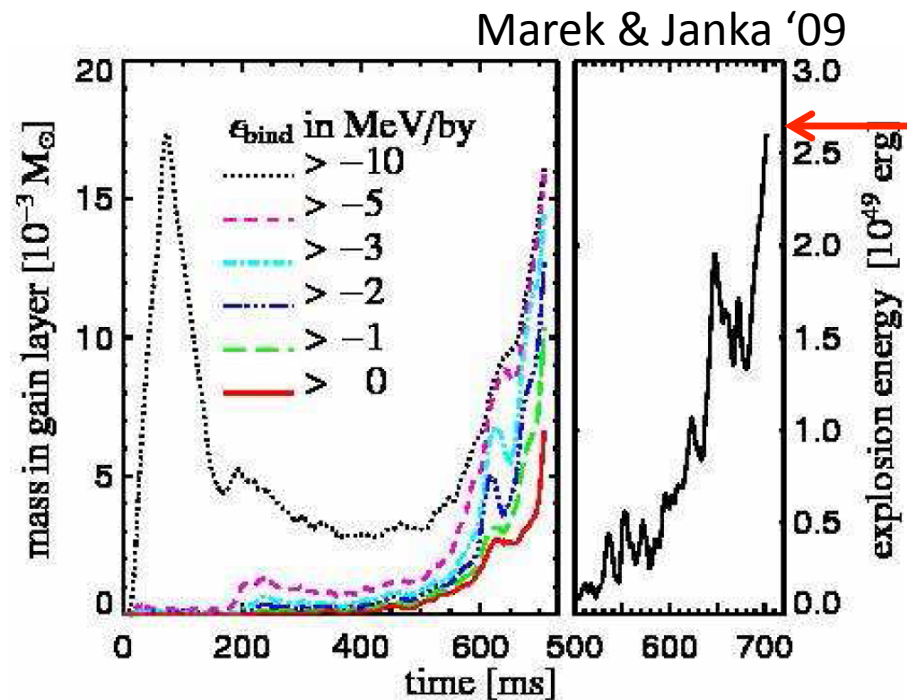
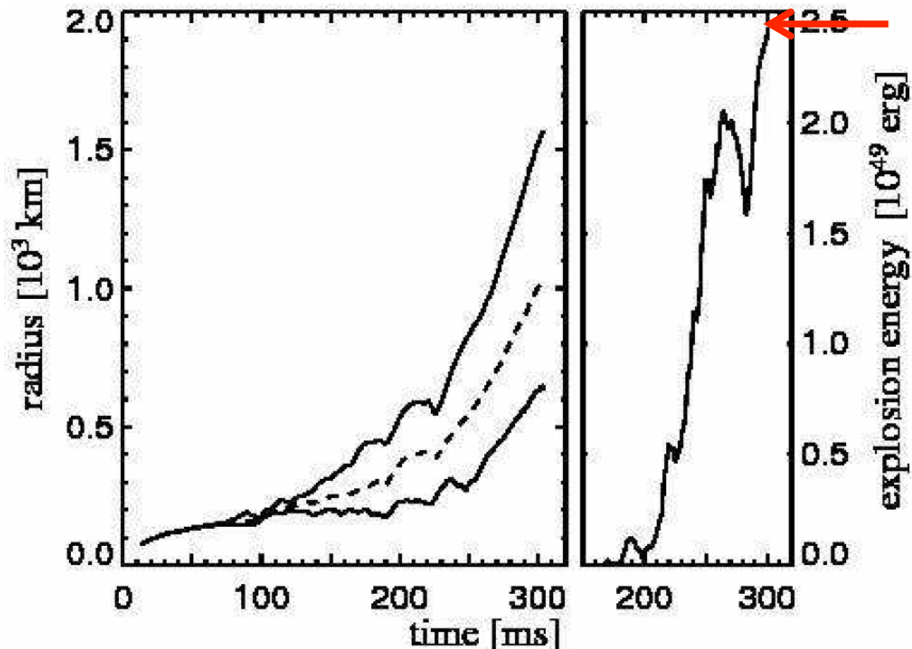


Hanke et al. '11



爆発の条件

- ✓ 衝撃波はただ外向きに動き出せばよいわけではない
- ✓ 衝撃波だけでなく、下流のガスも降着から膨張に転じなければいけない
- ✓ 爆発エネルギー、中性子星質量、元素合成が適切な値でなければならない
 - 詳細なシミュレーションによる爆発モデルでは、計算終了時(衝撃波復活後~200-300ms)の爆発エネルギーは極めて小さい($\sim 10^{50}$ erg)が、まだ大きくなる途中と主張
 - recombination、nuclear burning、wind



本研究の動機

以上のことから、以下のような疑問が自然にわいてくる

- ✓ 爆発のエネルギーはいつ、どのように決まるのか？
 - どこまで計算すれば爆発のエネルギーは確定するのか？
 - recombination & nuclear burning はどれくらい効くか？
- ✓ システマティックス
 - 衝撃波の復活は臨界光度でおこるので、臨界光度曲線に沿った爆発エネルギー等の変化がどうなっているか？
 - 多次元性はどうか効くのか？

本研究では、降着率の異なる臨界定常衝撃波解から爆発を誘発し、ネットワーク計算による核反応を状態方程式と首尾一貫した形で考慮した 1D および 2D 流体計算を原始中性子星を除いた外層に対して行い、上記の問題を議論する。

※他の研究では、状態方程式にNSEを仮定しており、核反応ネットワーク計算と矛盾(recombinationのoverestimationやdouble count)している。また、核反応のフィードバックの無いものや、計算時間が十分でないものもある。

超新星爆発

core collapse

$$M \gtrsim 8M_{\odot}$$

$$e^{-} + p \rightarrow \nu_e + n$$

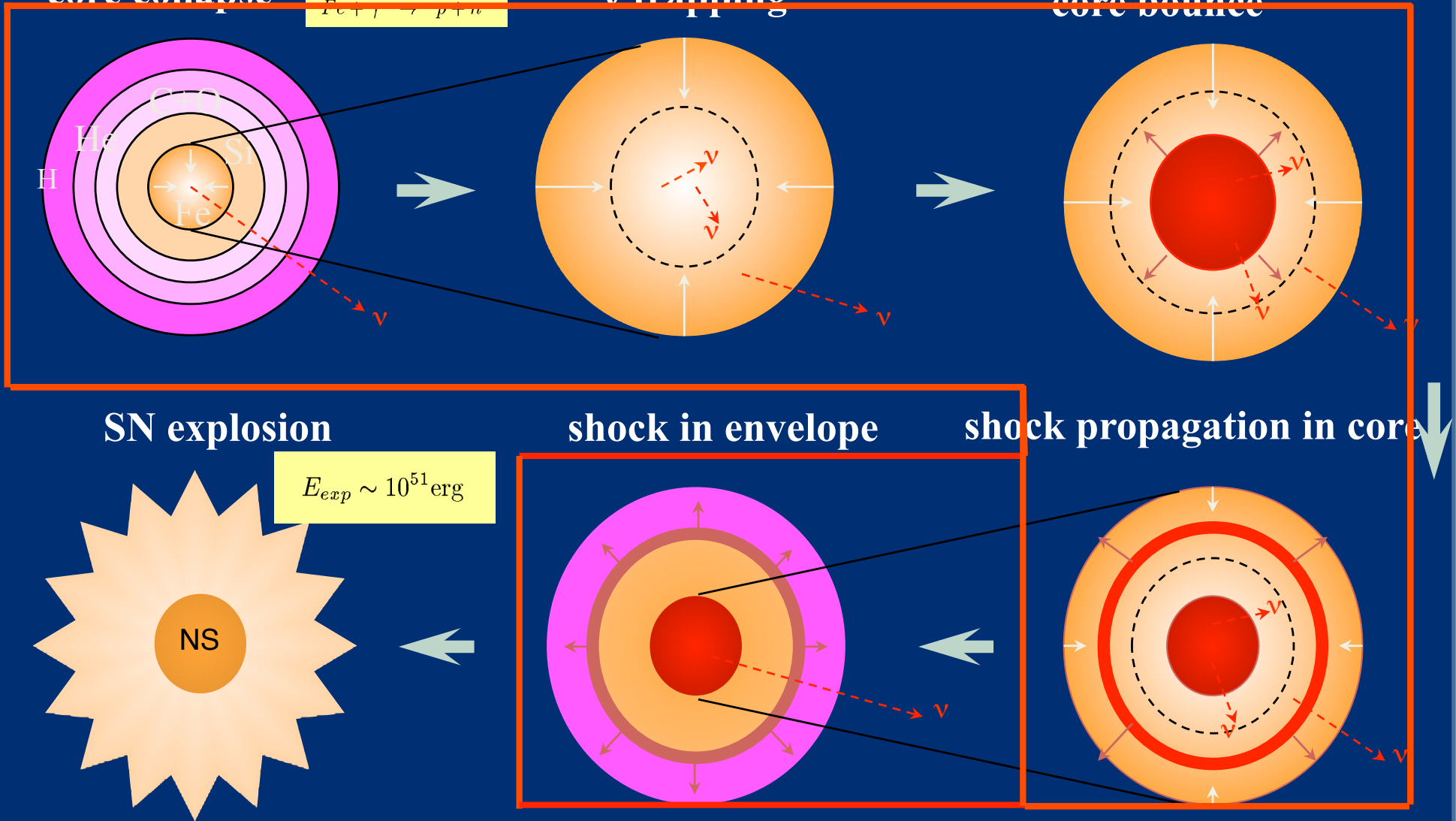
$$Fe + \gamma \rightarrow p + n$$

ν trapping

$$\rho_c \sim 10^{12} \text{ g/cm}^3$$

core bounce

$$\rho_c \sim 3 \times 10^{14} \text{ g/cm}^3$$



モデルと計算方法

- Woosley & Heger (2007)の15Msolarの星
- 臨界曲線上の質量降着率が異なる点からの爆発後のダイナミクスを追う
- 次の3ステップを踏んで計算

① 質量降着率を時間の関数として求める: $\dot{M}(t)$

中心部分をくりぬき、親星外層の重力崩壊 計算
内部境界は60kmに置き、free boundary とする
60km-200,000km に 500 メッシュ)

② 与えられた質量降着率に対する臨界光度の決定

まず臨界に近い定常解 を求め、それを初期状態として、ニュートリノ
光度と質量降着率を固定し、ダイナミクスの計算を行い、200ms の間に
衝撃波が500kmに達するか を調べる

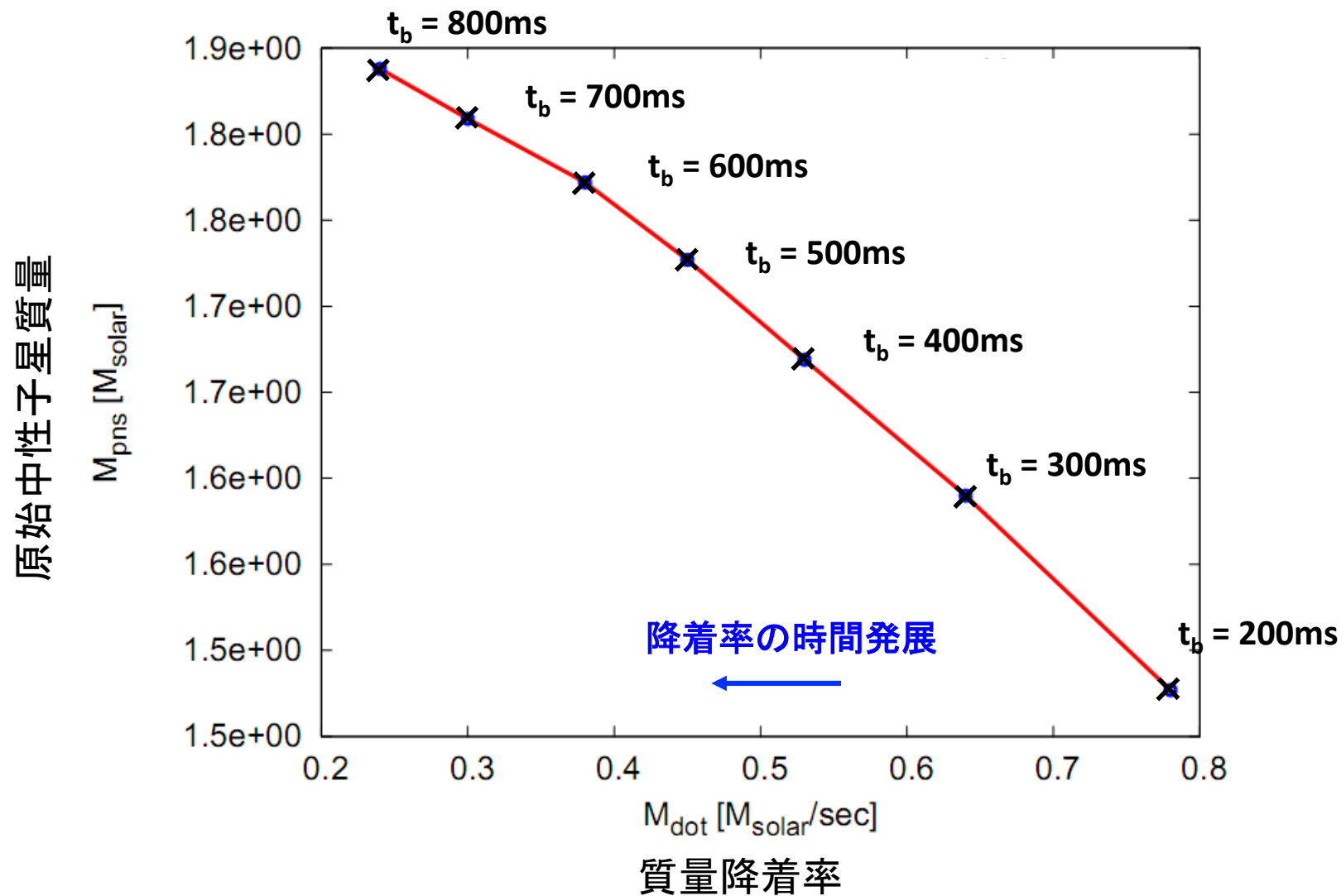
(20-40km)-500km に 300 メッシュ、2D計算では 180 度に 60 メッシュ

③ 外層の膨張計算

第2ステップの結果を初期条件にして、第1ステップの結果を外層にして、
長時間シミュレーションを行い、爆発エネルギー等の評価を行う

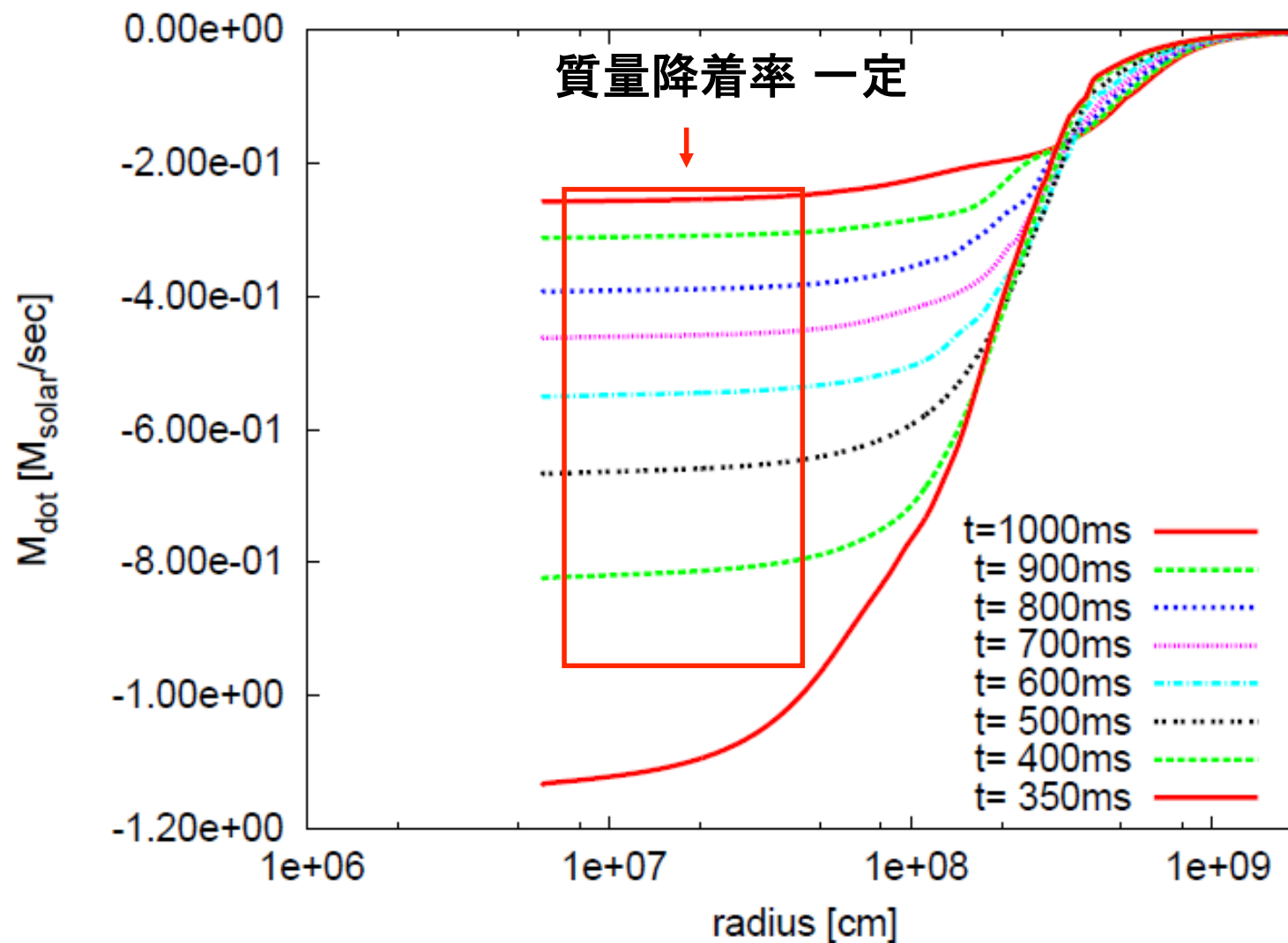
(20-40km)-200,000km に 650 メッシュ、最長時間計算ではメッシュを張り替え
100,000km-20,000,000km を 650 メッシュ

$\dot{M}$ と原始中性子星の質量の時間発展



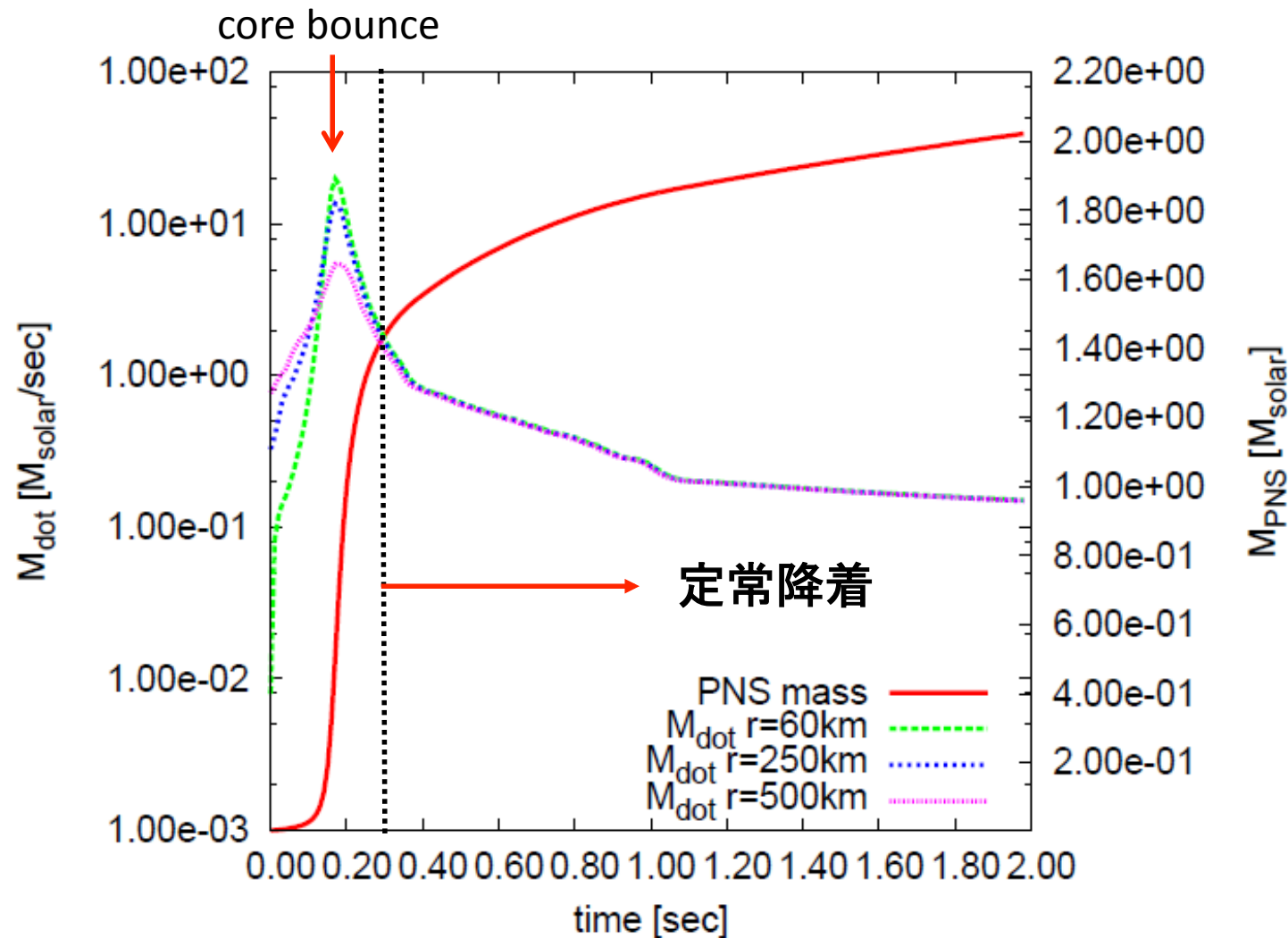
✓ 時間とともに質量降着率は減少

✓ $t_b > 400\text{ms}$ 以降は衝撃波付近は定常降着



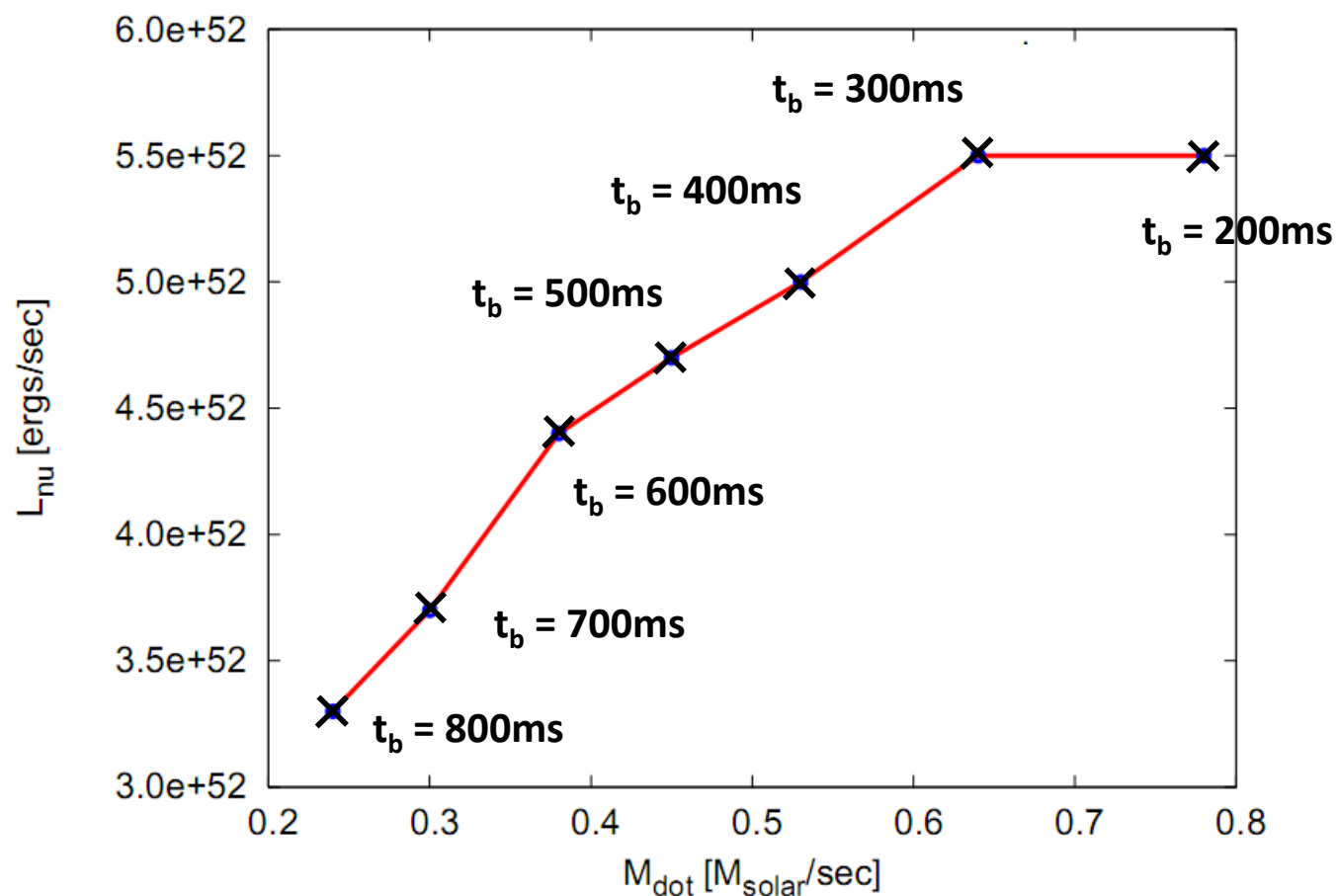
✓ 時間とともに質量降着率は減少

✓ $t_b > 400\text{ms}$ 以降は衝撃波付近は定常降着

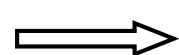


臨界光度曲線(1次元)

$\dot{M}$ と L_ν の関係



質量降着率：大



臨界ニュートリノ光度：大



基礎方程式

(2次元軸対称の場合)

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \rho v_r) + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta \rho v_\theta) = 0$$

質量保存則

$$\rho \left(\frac{\partial v_r}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} + v_\theta \frac{1}{r} \frac{\partial v_r}{\partial \theta} - \frac{v_\theta^2}{r} \right) = -\frac{\partial P}{\partial r} - \rho \frac{\partial \Phi}{\partial r}$$

オイラー方程式

$$\rho \left(\frac{\partial v_\theta}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_\theta}{\partial r} + v_\theta \frac{1}{r} \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} + \frac{v_r v_\theta}{r} \right) = -\frac{1}{r} \frac{\partial P}{\partial \theta} - \rho \frac{1}{r} \frac{\partial \Phi}{\partial \theta}$$

エネルギー保存則

$$\rho \left(\frac{\partial}{\partial t} + v_r \frac{\partial}{\partial r} + v_\theta \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \right) \left(\frac{e}{\rho} \right) = -P \left(\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 v_r) + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta v_\theta) \right) + Q_E$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + v_r \frac{\partial}{\partial r} + v_\theta \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \right) Y_e = Q_N / (\rho N_A)$$

ニュートリノと
物質の相互作用

electron fraction
の発展方程式

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + v_r \frac{\partial}{\partial r} + v_\theta \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \right) Y_j = f_j(\rho, S, \{Y_k\})$$

核種の発展方程式

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \frac{\partial \Phi}{\partial r}) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta \frac{\partial \Phi}{\partial \theta}) = 4\pi G \rho$$

Poisson 方程式

ニュートリノ光度の時間変化

- ✓ ニュートリノ輸送は解かず、光度の時間発展を手で与える

- ✓ ニュートリノ光球の半径

Janka et al. (2007)

$$R_{ib}(t) = \frac{R_{ib}^i}{1 + (1 - \exp(-t/t_{ib})) (R_{ib}^i/R_{ib}^f - 1)}$$

$$R_{ib}^i = 58km \ (\nu_e), \quad 52km \ (\bar{\nu}_e) \quad t_{ib} = 800ms$$
$$R_{ib}^f = 15km$$

- ✓ ニュートリノ平均エネルギー

Sumiyoshi et al. (2005)

$$\langle \varepsilon_{\nu} \rangle = 20.0MeV - 8.0MeV \times \left(\frac{1}{2} \right)^{t/200ms}$$

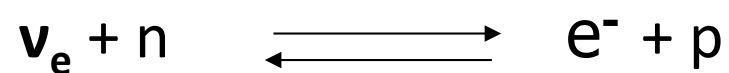
$$\langle \varepsilon_{\bar{\nu}} \rangle = 23.0MeV - 8.0MeV \times \left(\frac{1}{2} \right)^{t/200ms}$$

ニュートリノと物質の反応

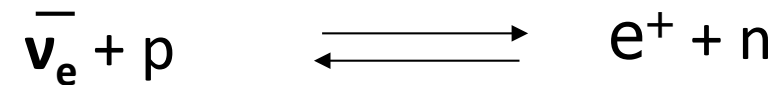
✓ 電子型ニュートリノと反ニュートリノの核子による吸収放出のみ考慮

吸収率、放出率 : Bruenn (1985)

1. absorption on neutrons



2. absorption on protons



absorption

emission

$$Q_E = \frac{4\pi c}{(2\pi\hbar c)^3} \int_0^\infty \varepsilon^2 d\varepsilon \varepsilon \{ \kappa(\varepsilon) f(r, \varepsilon) - j(\varepsilon)(1 - f(r, \varepsilon)) \}$$

$$Q_N = i \frac{m_B}{\rho} \frac{4\pi c}{(2\pi\hbar c)^3} \int_0^\infty \varepsilon^2 d\varepsilon \{ \kappa(\varepsilon) f(r, \varepsilon) - j(\varepsilon)(1 - f(r, \varepsilon)) \}$$

$$\begin{cases} i = 1 & \text{for } \nu_e \\ -1 & \text{for } \bar{\nu}_e \end{cases}$$

Scheck et al. (2006)

geometric factor

$$f(r, \varepsilon) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{\varepsilon}{k_B T_\nu}\right)} g(r, \mu)$$

$\kappa(\varepsilon)$: ニュートリノの吸収率

$j(\varepsilon)$: ニュートリノの放出率

: ニュートリノの分布関数

Geometric factor

ニュートリノ分布関数の取り扱い

Ohnishi et al. (2006)

geometry factor

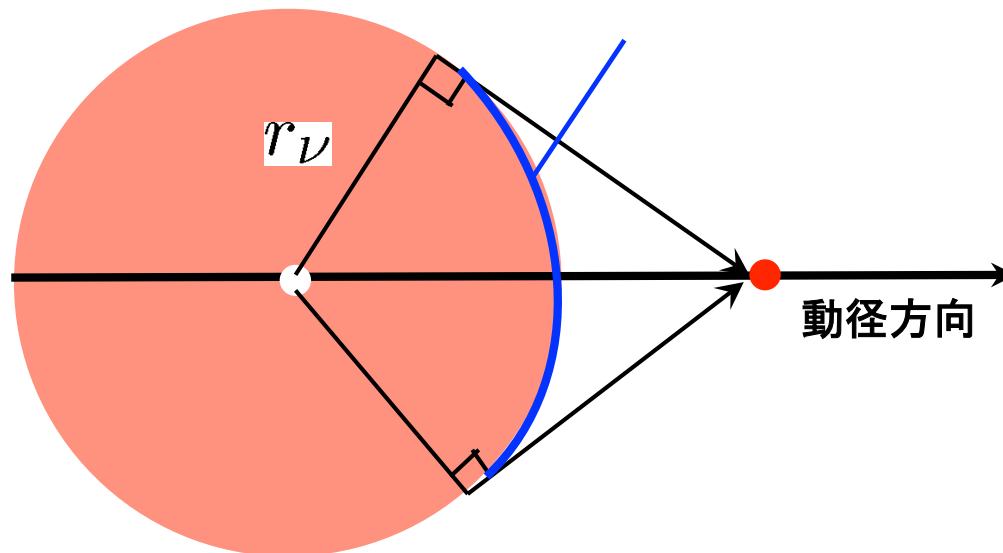
$$f(r, \varepsilon) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{\varepsilon}{k_B T_\nu}\right)} \boxed{g(r, \mu)}$$

: ニュートリノの分布関数

$$f_\nu = F_\nu / c E_\nu = \frac{\int_{-1}^{+1} d\mu \mu I_\nu}{\int_{-1}^{+1} d\mu I_\nu} = \frac{\int_{-1}^{+1} d\mu \mu g_\nu(\mu)}{\int_{-1}^{+1} d\mu g_\nu(\mu)} = \langle \mu_\nu \rangle.$$

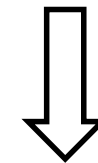
PNSの表面

この部分の寄与しかない



vacuum approximation

$$\frac{\int d\Omega g(r, \mu)}{\int d\Omega} = \frac{1}{2} \left(1 - \sqrt{1 - \left(\frac{R_\nu}{r} \right)^2} \right)$$



$$f_{\nu, \text{vac}} = \frac{1}{2} \left[1 + \sqrt{1 - (R_\nu/r)^2} \right].$$

Geometric factor by Scheck et al. (2006)

approximation to the results of Janka (1991b, 1990)


$$f_\nu(\tau_\nu) = \begin{cases} \frac{\frac{1}{2}[1 + D]}{1 + (1 + D)(1 - D^2)^{(n-1)/2}}, & \text{if } \tau_\nu < \tau_{\nu,1}, \\ 1/4 (\tau_\nu/\tau_{\nu,1})^m, & \text{if } \tau_\nu > \tau_{\nu,1}. \end{cases} \quad (\text{D.26})$$

Here $D = \sqrt{1 - (R_\nu/r)^2}$, the neutrinosphere radius is defined by $\tau_\nu(R_\nu) = \tau_{\nu,1}$ and we adopt $\tau_{\nu,1} = 1.1$. The power-law index m is chosen such that $f_\nu(10) = 1/25$, and n is defined by a local power-law fit of the density profile around the neutrinosphere, $\rho(r) \propto r^{-n}$. A higher value of n therefore means a steeper density gradient.

原子核の存在比と状態方程式

✓ Nuclear Reaction Network: $T_9 < 7.0$ の領域に適用

※ 降着流にも適用

28 核種

反応 : 主に $(\alpha, \gamma) + (\alpha, p) + (p, \gamma)$ とその逆反応

反応率 : Reaclib (Rauscher & Thielemann 2000)

$$\frac{d}{dt} Y_j = f_j(\rho, S, \{Y_k\})$$

1体の崩壊反応

2体反応

$$f_j(\rho, S, \{Y_k\}) = \underbrace{\sum_{k_1} N_{k_1}^j \lambda_{k_1}^j Y_{k_1}}_{\text{1体の崩壊反応}} + \underbrace{\sum_{k_1, k_2} N_{k_1, k_2}^j \rho N_A \lambda_{k_1, k_2}^j Y_{k_1} Y_{k_2}}_{\text{2体反応}} + \underbrace{\sum_{k_1, k_2, k_3} N_{k_1, k_2, k_3}^j \rho^2 N_A^2 \lambda_{k_1, k_2, k_3}^j Y_{k_1} Y_{k_2} Y_{k_3}}_{\text{3体反応}}$$

✓ 統計平衡 NSE: $T_9 > 7.0$ の領域に適用

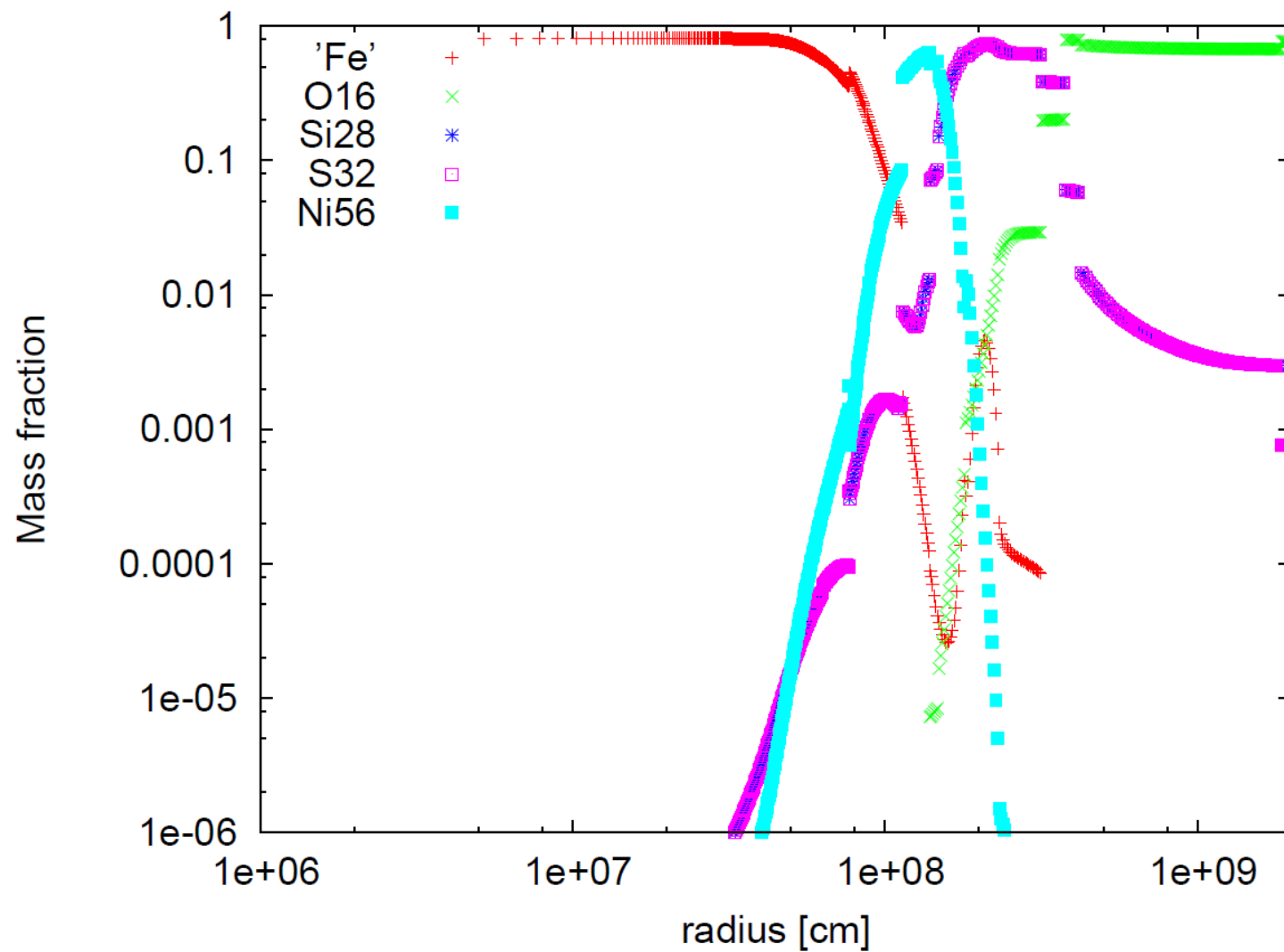
- ネットワークと同じ核種のボルツマン 分布
- 切り替え領域では両者は一致

✓ 状態方程式

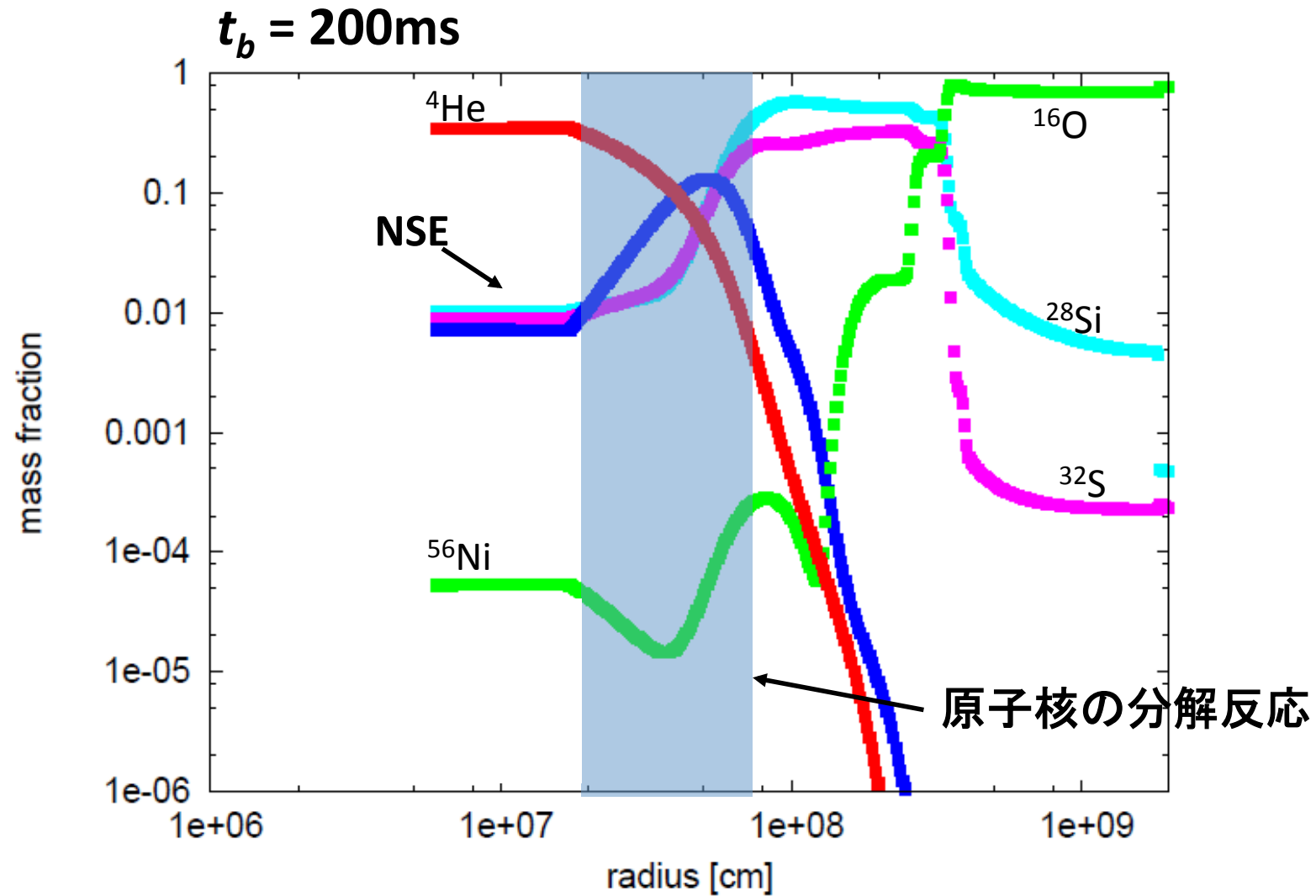
- NSEまたはネットワーク計算で決めた核種分布による原子核の理想ボルツマン気体+電子陽電子+光子



親星における原子核の空間分布

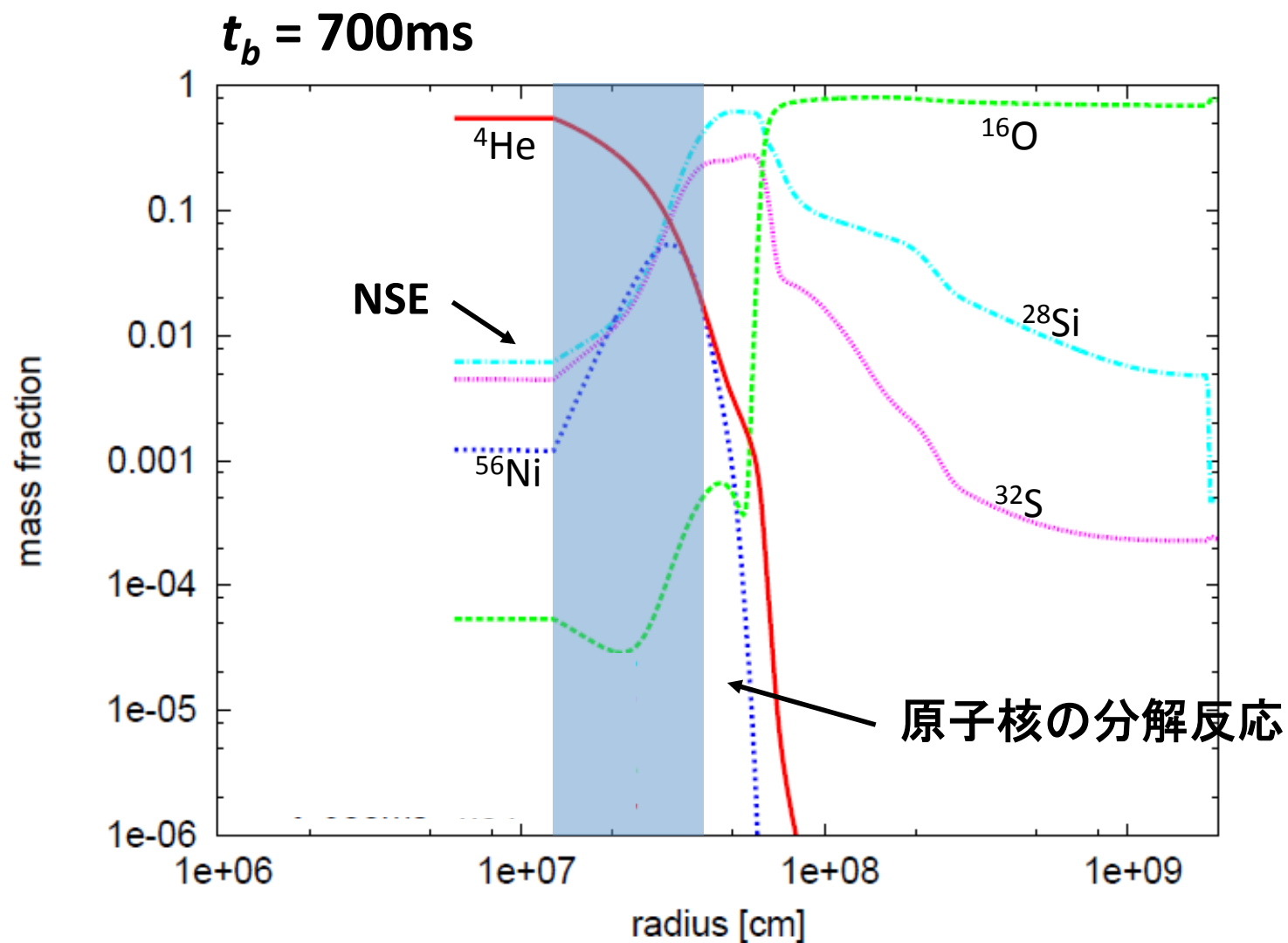


原子核の空間分布



衝撃波面 ($r = \sim 100\text{-}200\text{km}$) 上に達する物質は ^4He を多く含む NSE 状態

原子核の空間分布



衝撃波面 ($r = \sim 100\text{-}200\text{km}$) 上に達する物質は ^4He を多く含む NSE 状態



Ejecta、爆発エネルギーの評価

- 局所全エネルギー密度 $e_{tot,i} = e_{kin,i} + e_{int,i} + e_{grav,i}$ [erg / cm³]

を各時刻すべてのメッシュで評価する

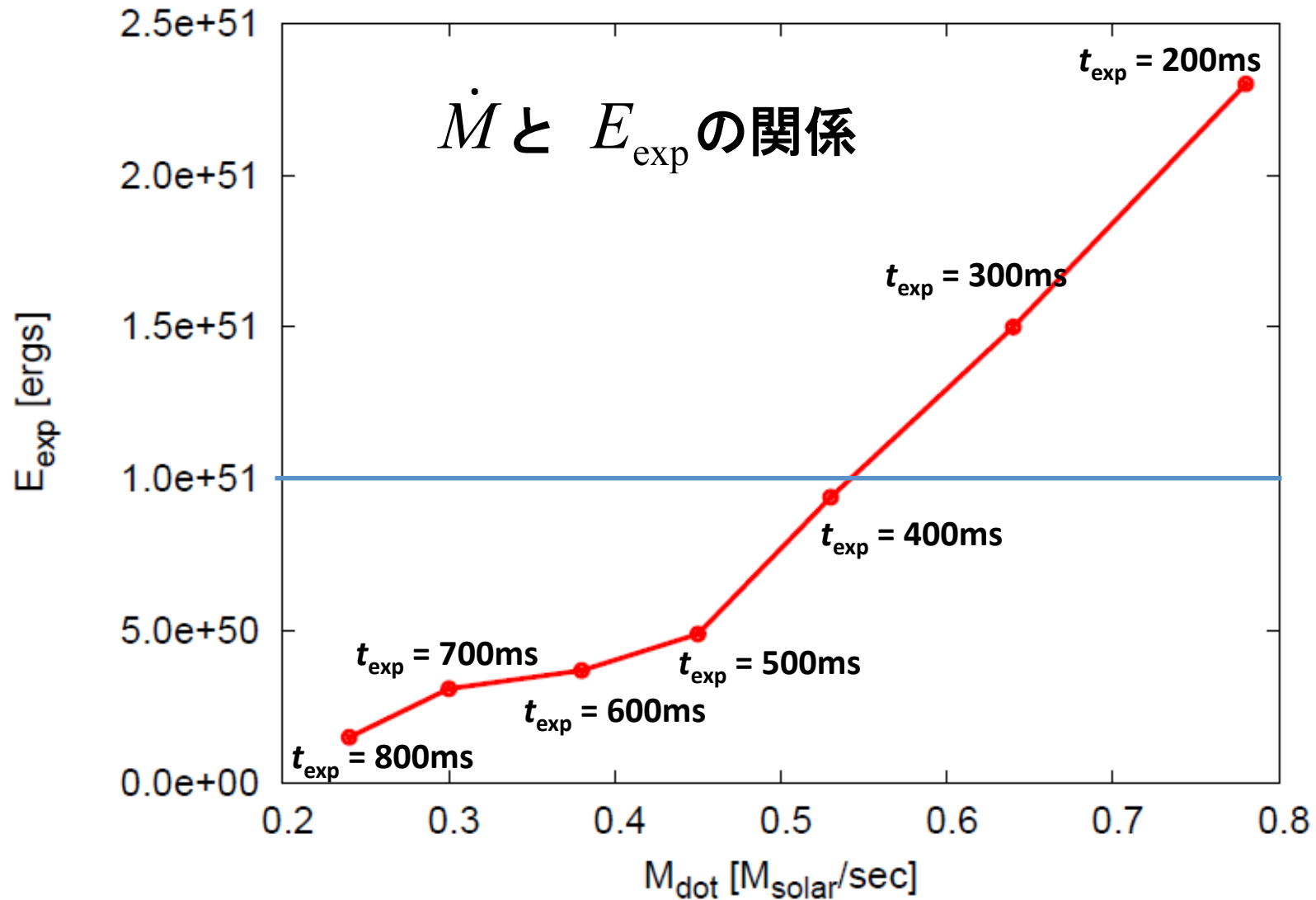
- 局所全エネルギー密度が正で v_r が正の領域を ejecta と仮定する

$$e_{tot,i} > 0, \quad v_{r,i} > 0 \implies \text{Matter to be ejected}$$

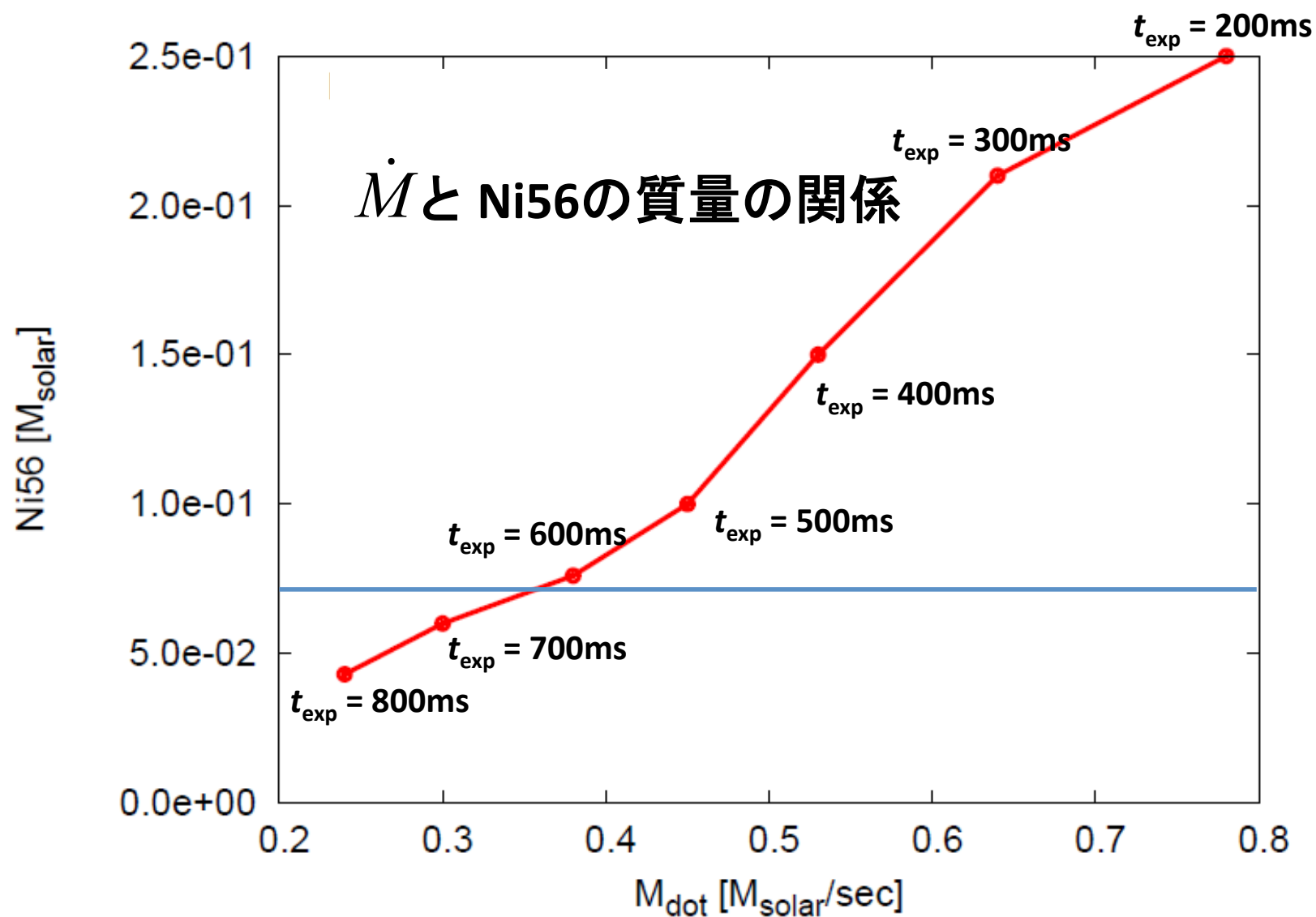
- 局所全エネルギー をejectaにわたって和をとったものを爆発エネルギーとする

$$E_{\text{exp}} = \sum_i e_{tot,i} \Delta V_i$$

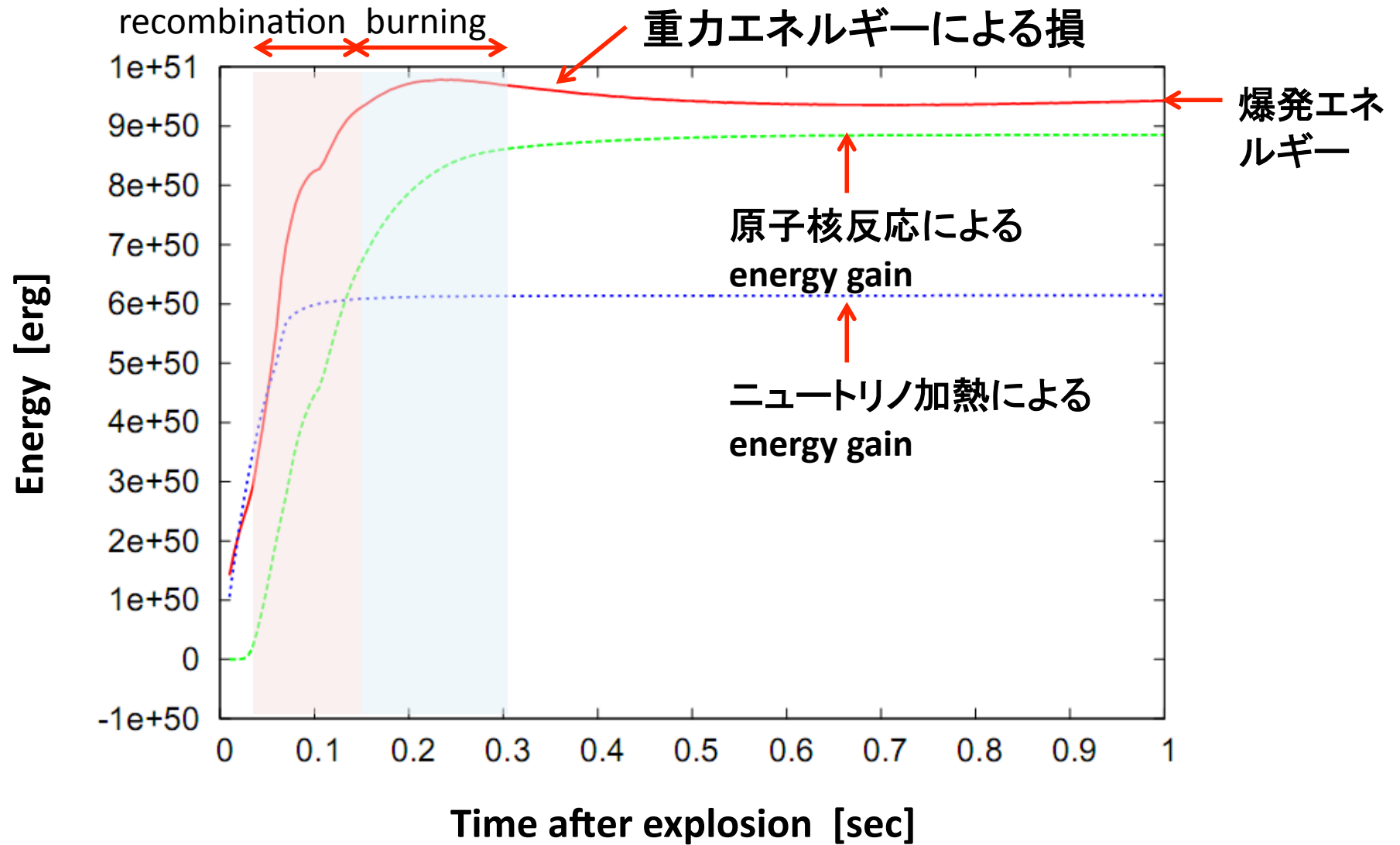
結果(1次元)



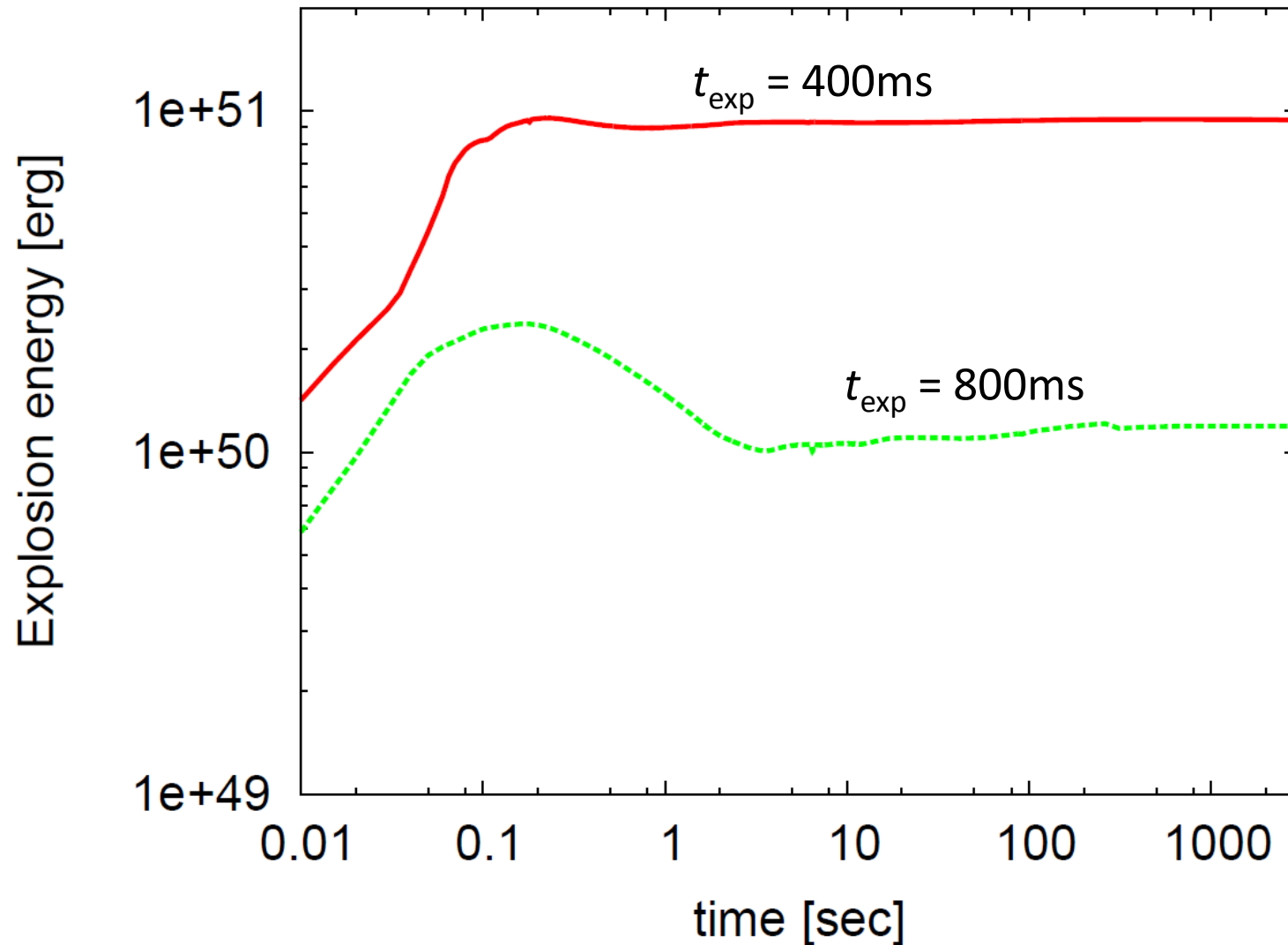
結果(1次元)



$t_{\text{exp}} = 400\text{ms}$ の爆発エネルギーの時間発展

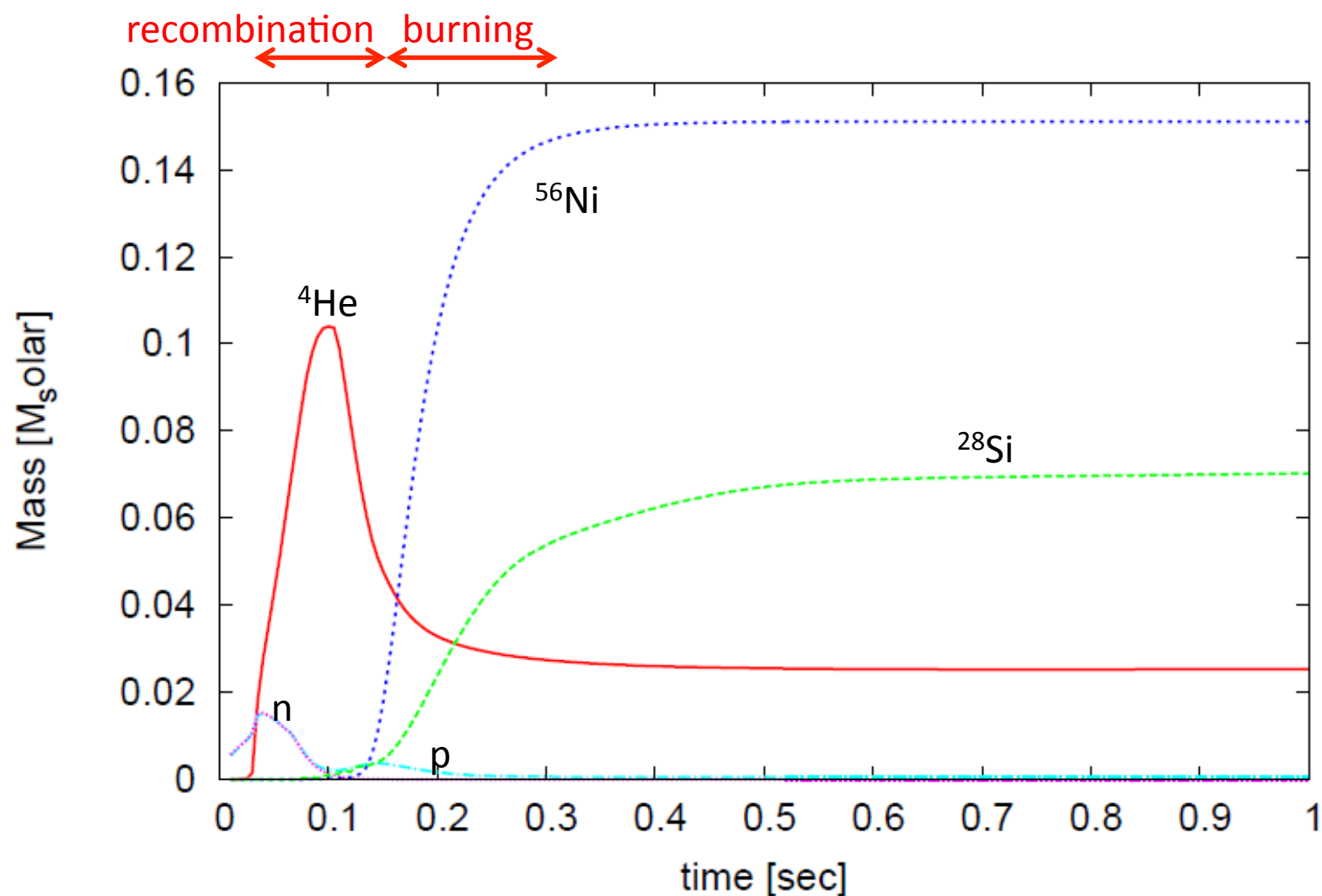


長時間にわたる爆発エネルギーの時間発展

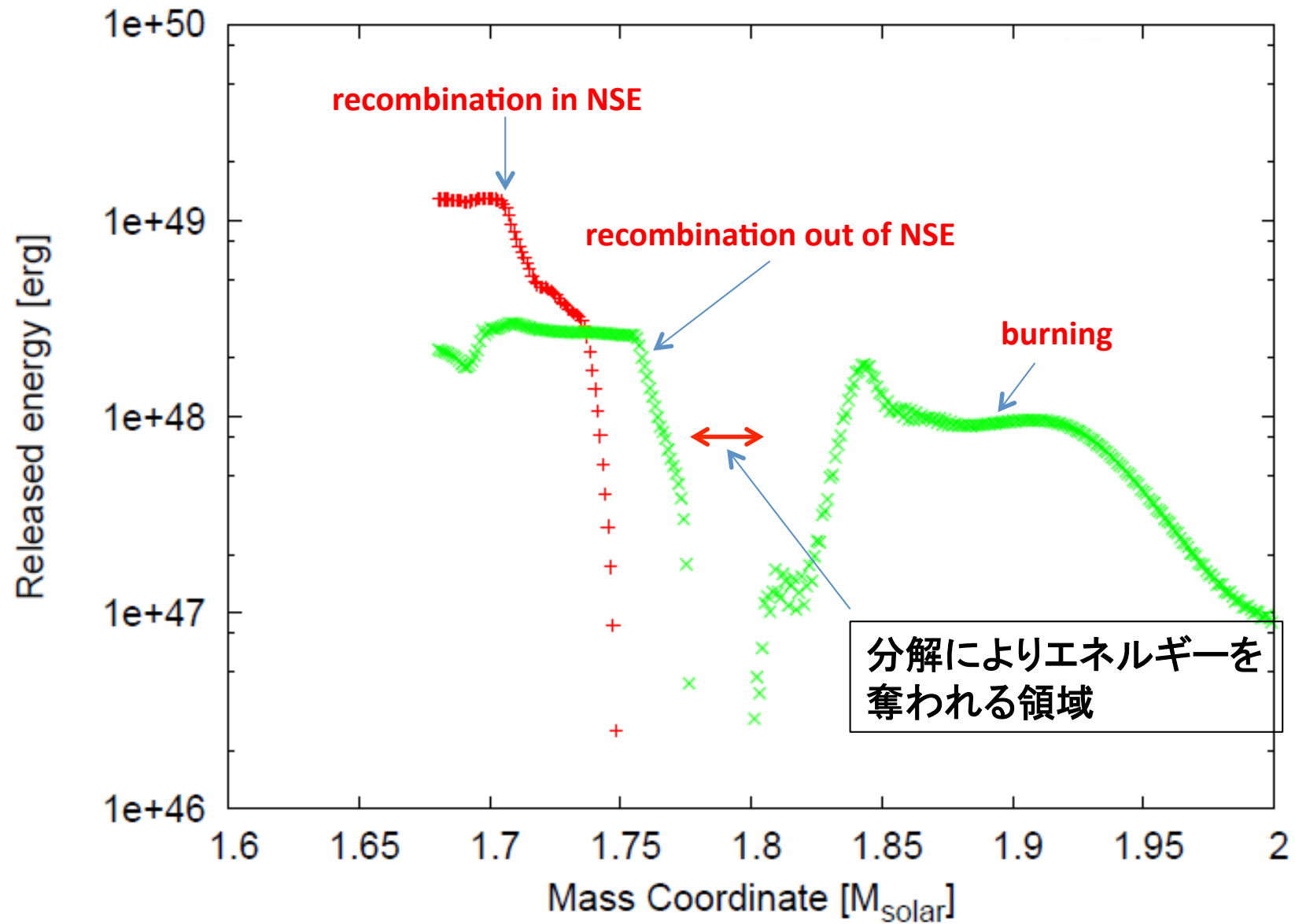


- ✓ 爆発開始が遅いほどエネルギー確定にかかる時間が長い
- ✓ いずれにせよ、爆発後約2秒には爆発エネルギーは確定

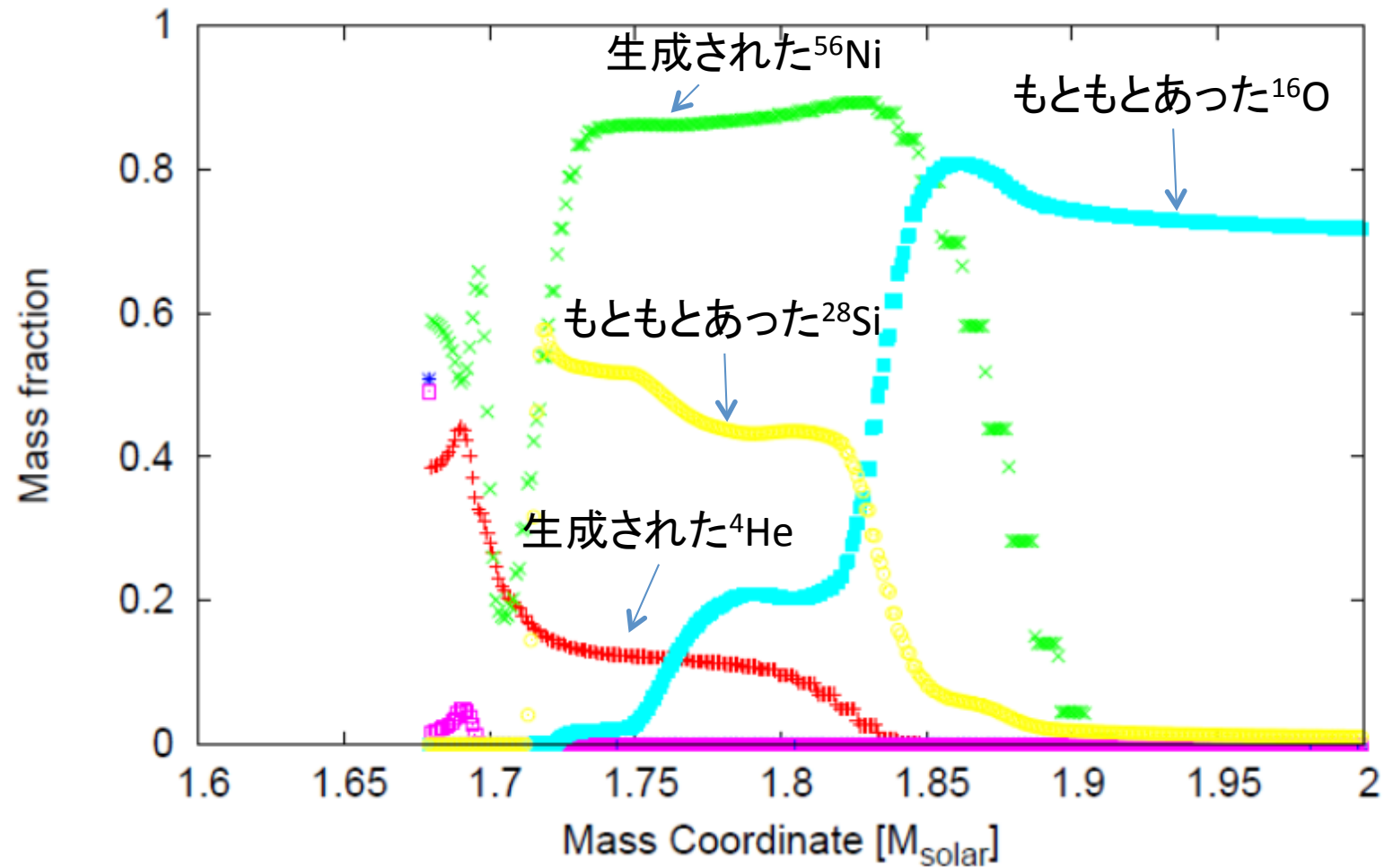
$t_{\text{exp}} = 400\text{ms}$ モデルのejectaにおける核種の時間発展



recombination を起こす領域と burning を起こす領域



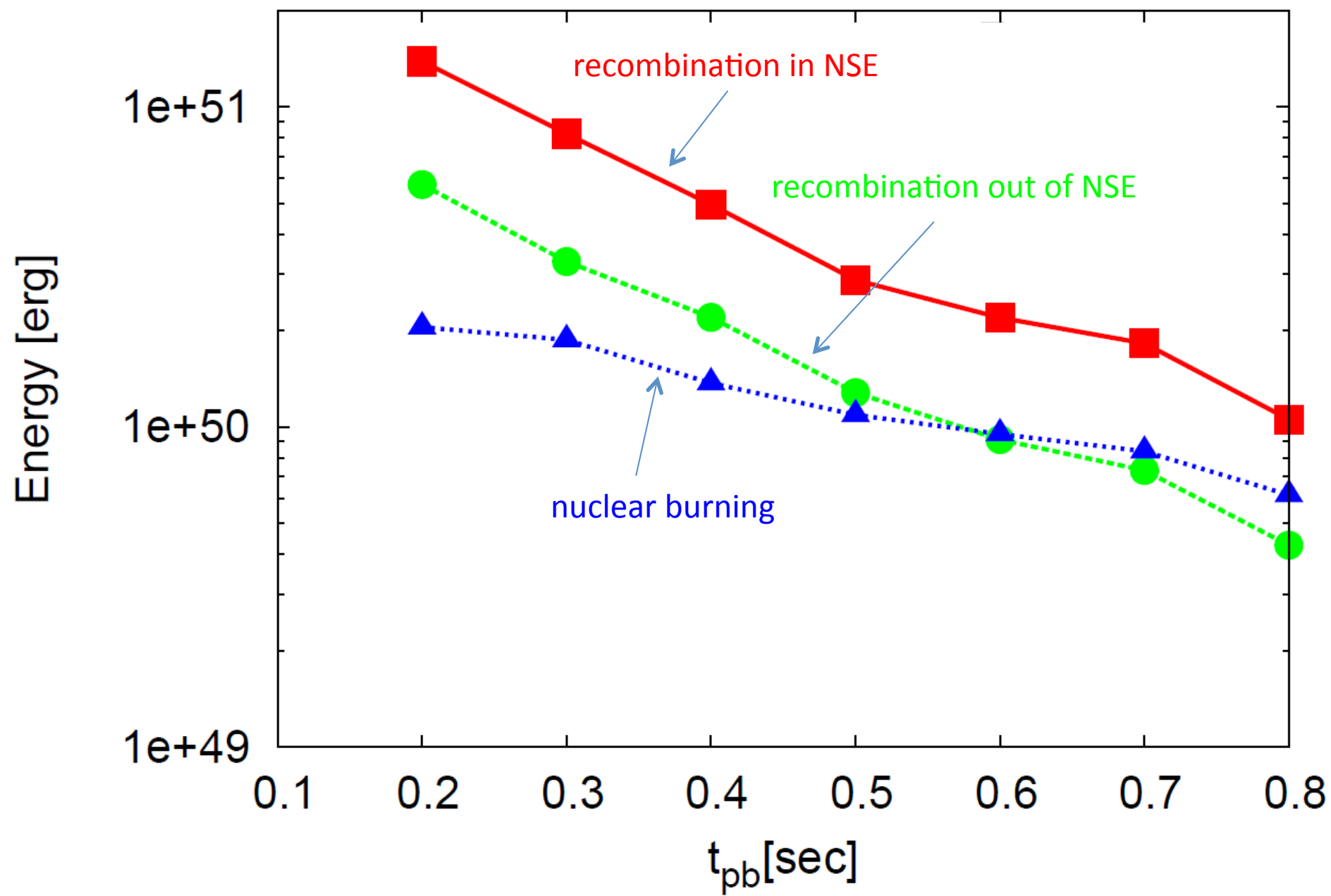
分解によりエネルギーを奪われる領域



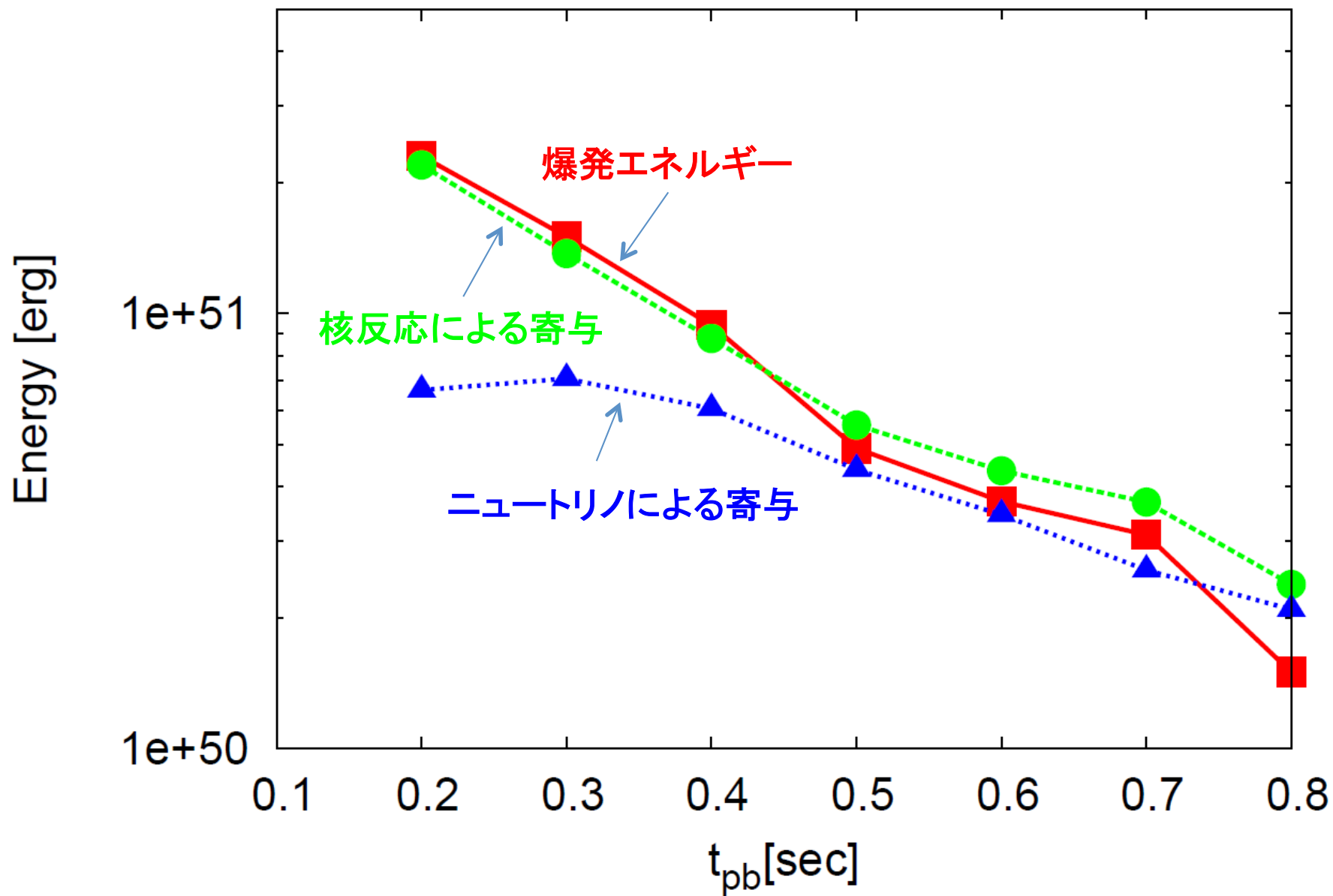
各モデルの原子核反応が開放したエネルギーの内訳

t_{exp} (ms)	recombination in NSE $p, n \rightarrow \alpha$	recombination out of NSE $\alpha \rightarrow$ 鉄族	nuclear burning $\text{o} \rightarrow \alpha$ nuclei
200	1.38E+51	5.71E+50	2.05E+50
300	8.24E+50	3.28E+50	1.87E+50
400	4.95E+50	2.20E+50	1.37E+50
500	2.87E+50	1.28E+50	1.09E+50
600	2.19E+50	9.13E+49	9.50E+49
700	1.82E+50	7.31E+49	8.39E+49
800	1.05E+50	4.27E+49	6.13E+49

- ✓ 爆発開始時刻が遅くなり、爆発エネルギーが小さくなると、核反応による寄与も小さくなる
- ✓ NSE期の recombination が一番効くが、NSE が切れた後の recombination も結構効いている
- ✓ 核燃焼は爆発開始時期が遅いときに相対的に効く



爆発エネルギーの内訳



※ ニュートリノ加熱は爆発を引き起こすのに主に消費されていて
ひとたび爆発が起こると急速に効かなくなる

爆発的元素合成計算との比較

■ 爆発エネルギーとmass cut を合わせた thermal bomb による爆発的元素合成計算

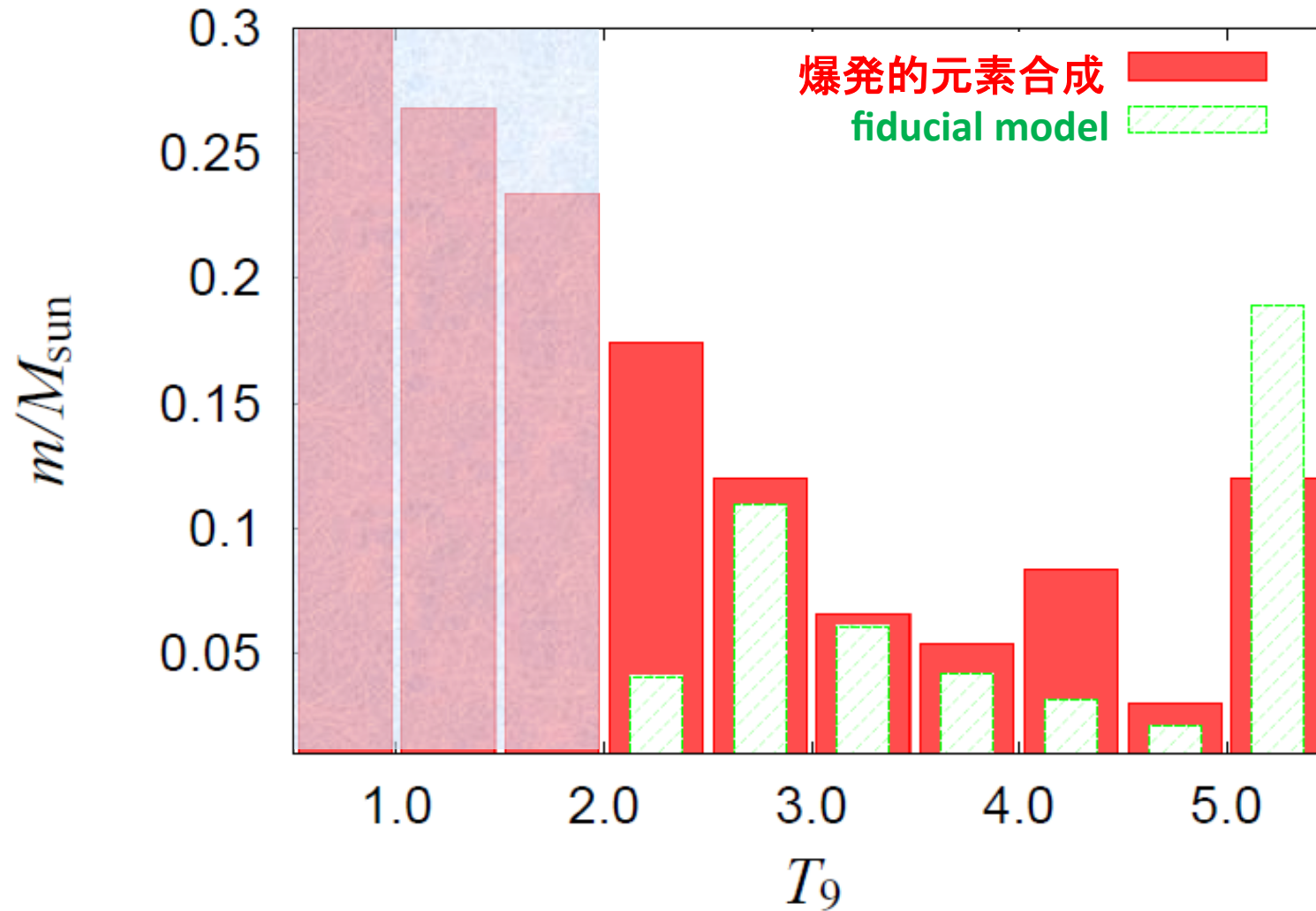
t_{exp} (ms)	E_{exp} (10^{51} erg)	Mass Cut (M_{solar})	$^{56}\text{Ni}(M_{\text{solar}})$
300	1.50	1.59	0.15
400	0.94	1.64	<u>0.086</u>
500	0.60	1.73	0.043

■ fiducial model

t_{exp} (ms)	E_{exp} (10^{51} erg)	PNS mass (M_{solar})	^{56}Ni (M_{solar})
400	0.95	1.67	<u>0.15</u>

※ 今回の1Dモデルは一般に ^{56}Ni を過剰生成

最大温度の分布の比較



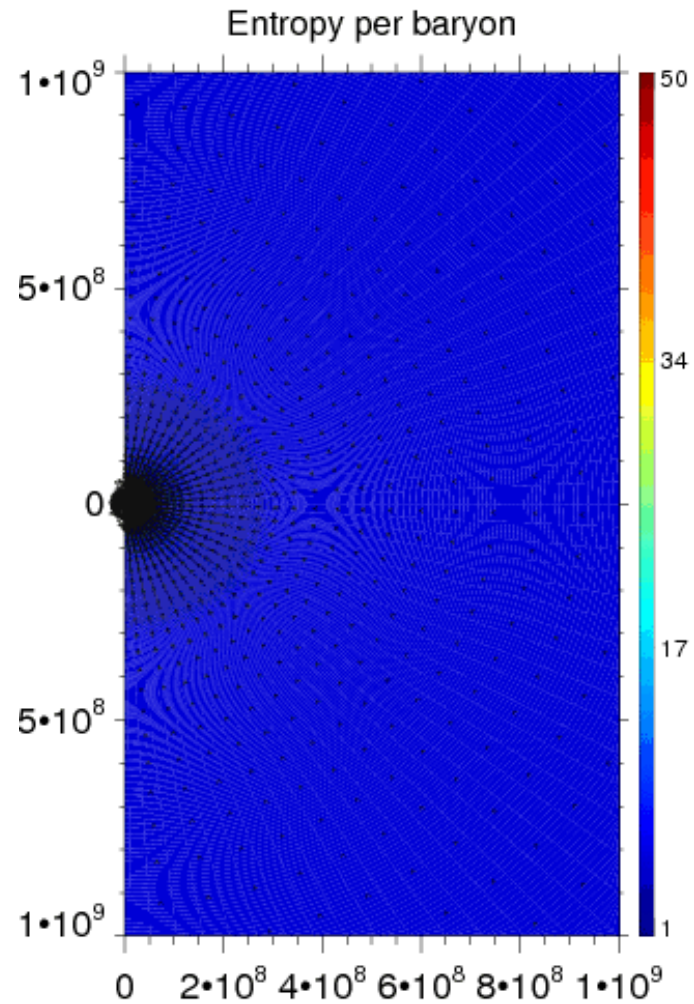
- ✓ 今回の1Dモデルの方が温度の高い物質が多い
- ✓ 爆発を引き起こすのに高い温度が必要？

2D Models

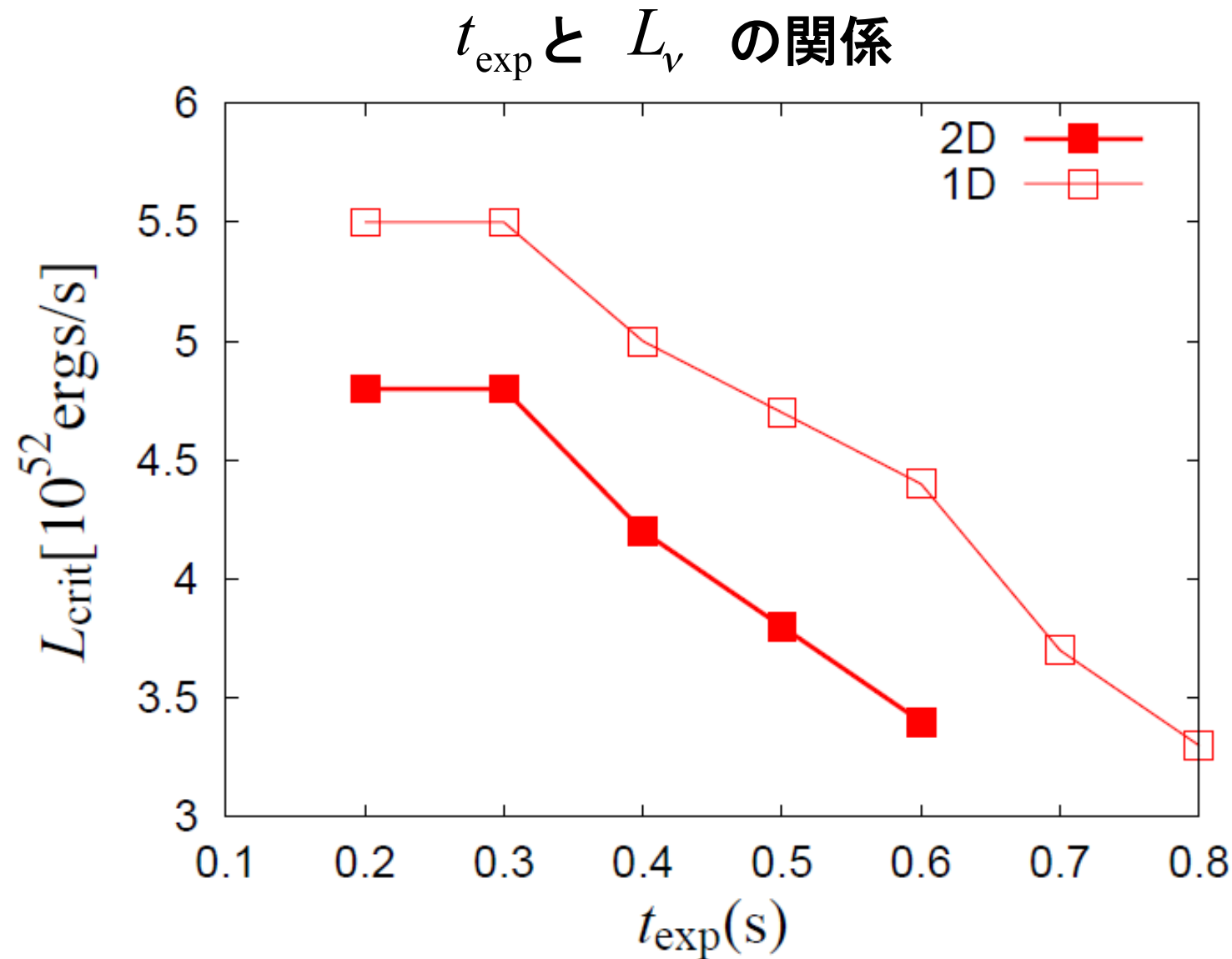
- ✓ 基本的に 1D と同じ計算を軸対称 2D で行う
- ✓ ②ステップで臨界光度を見つける際に、SASIを考慮するため、 v_r に 1% のランダム摂動を加える
- ✓ 計算したモデルは、爆発時刻 $t_{\text{exp}} = 200, 300, 400, 500, 600\text{ms}$ の5モデル
- ✓ ③ステップの計算領域は、半径(24-43km)-20,000km、角度0-180度
- ✓ 500x60 メッシュ
- ✓ $t_{\text{exp}}=400\text{ms}$ モデルに関しては、NSE反応以外の核反応を切った計算も行なった

2D $t_{\text{exp}} = 400\text{ms}$ モデルの時間発展: 子午面におけるエントロピー分布

Time: 0.0000 sec

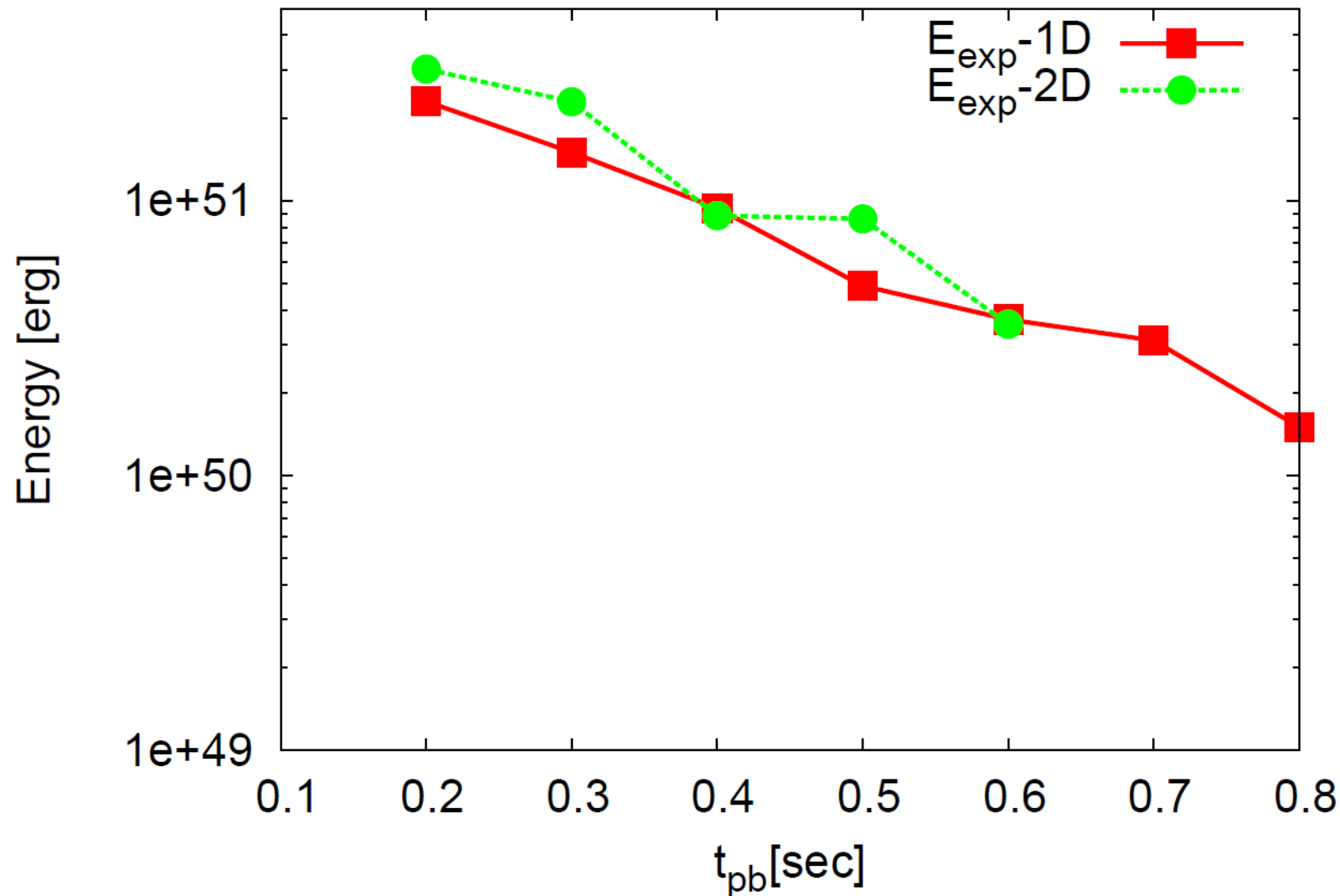


臨界光度曲線(2次元)



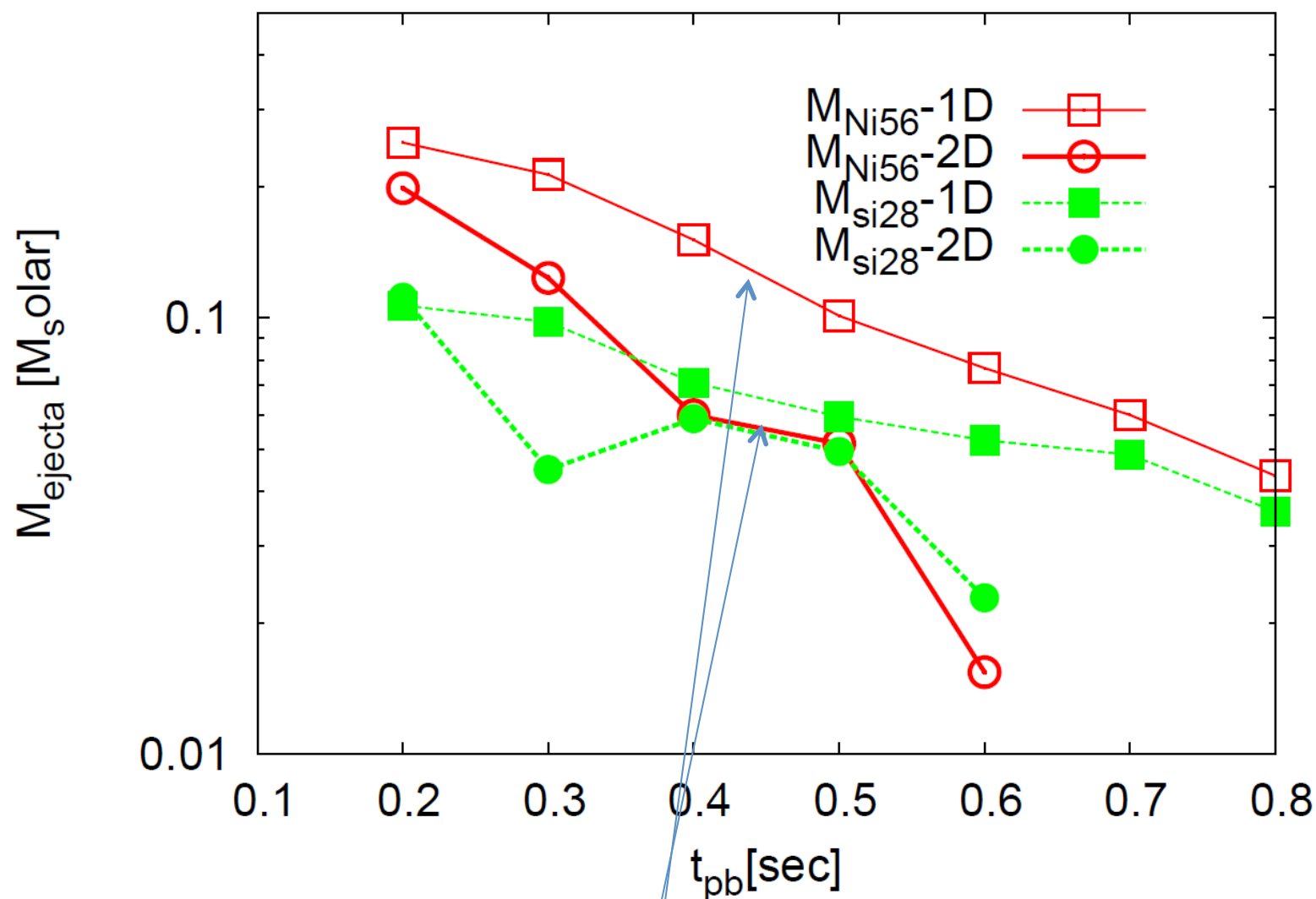
✓ SASIにより臨界光度は 2D で低くなる

爆発エネルギーの比較



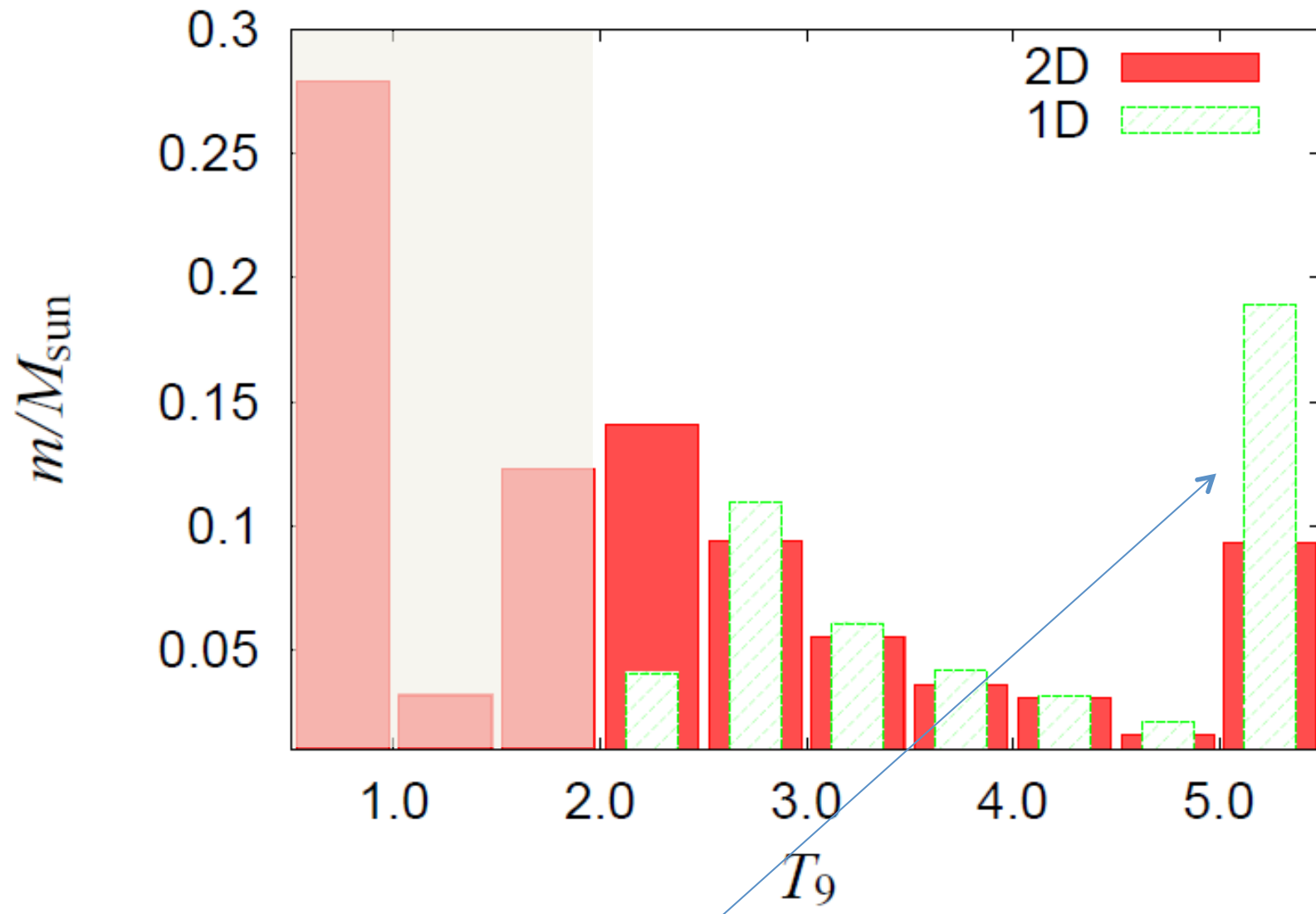
- ✓ 同じ質量降着率に対する爆発エネルギーは1Dと2Dではあまり変わらない
- ✓ 同じニュートリノ光度で比較すると2Dが大きい

重元素生成量の比較



✓ 2Dモデルでは ^{56}Ni の過剰生成が抑えられている

最大温度分布の比較



✓ 2Dモデルでは高温物質の放出が抑えられている

2D $t_{\text{exp}} = 400\text{ms}$ モデルの時間発展: 子午面におけるテスト粒子の運動

➤ 粒子の色は

- 赤: $s/k_B > 10, T_9 > 4$

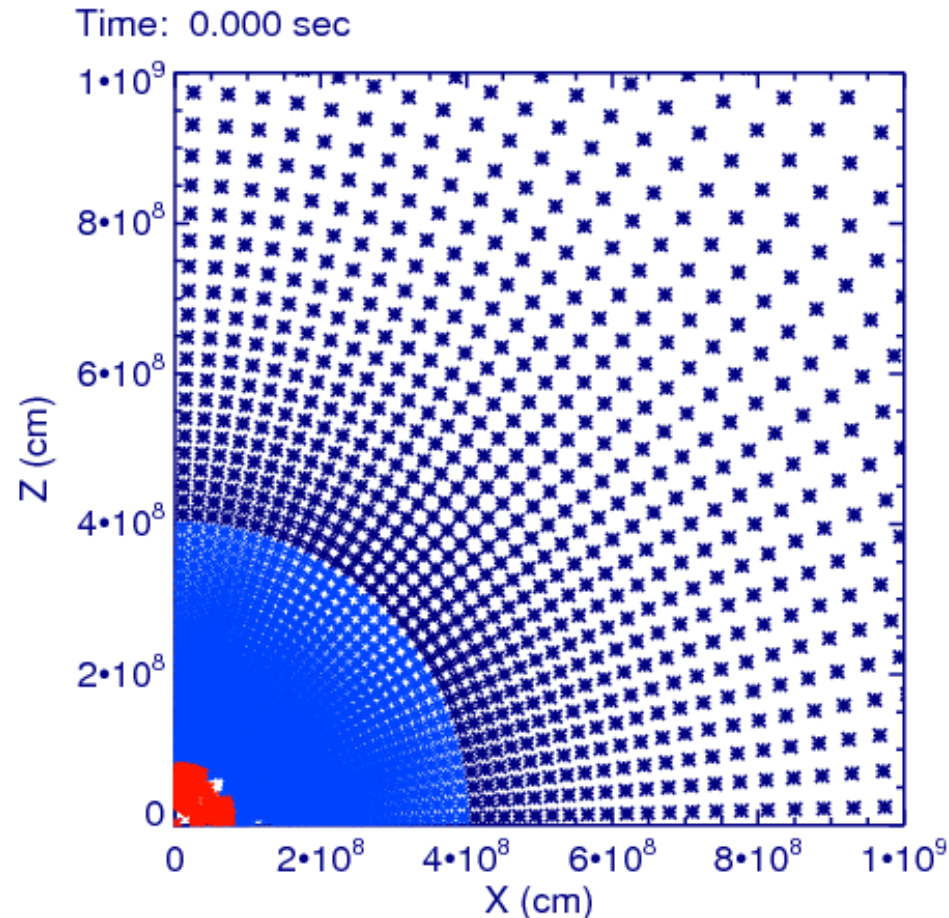
→ ^{56}Ni を作る粒子

- 紺: $s/k_B < 5, T_9 < 2$

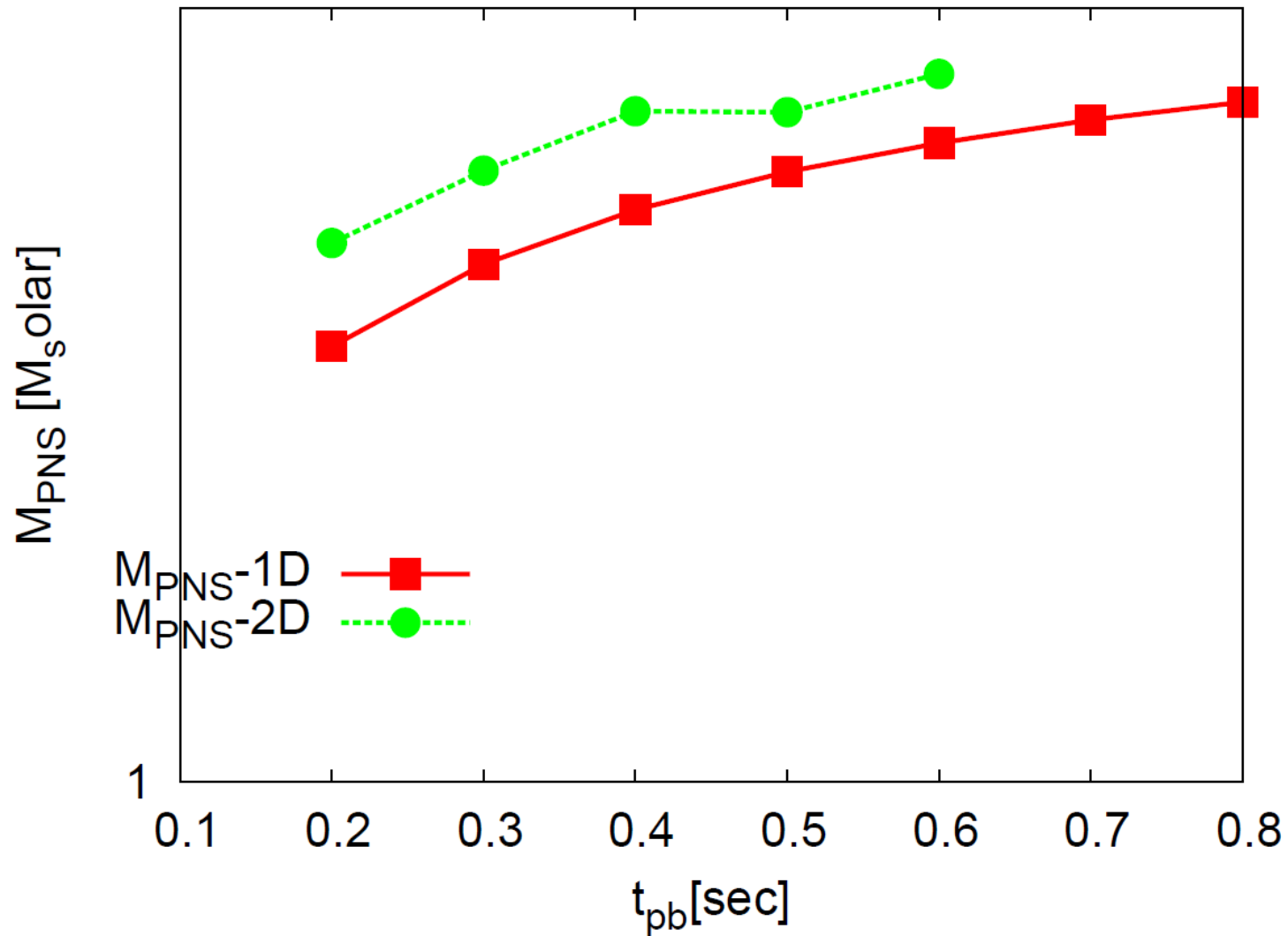
- 青: それ以外

→ ^{28}Si を作る粒子

を表す

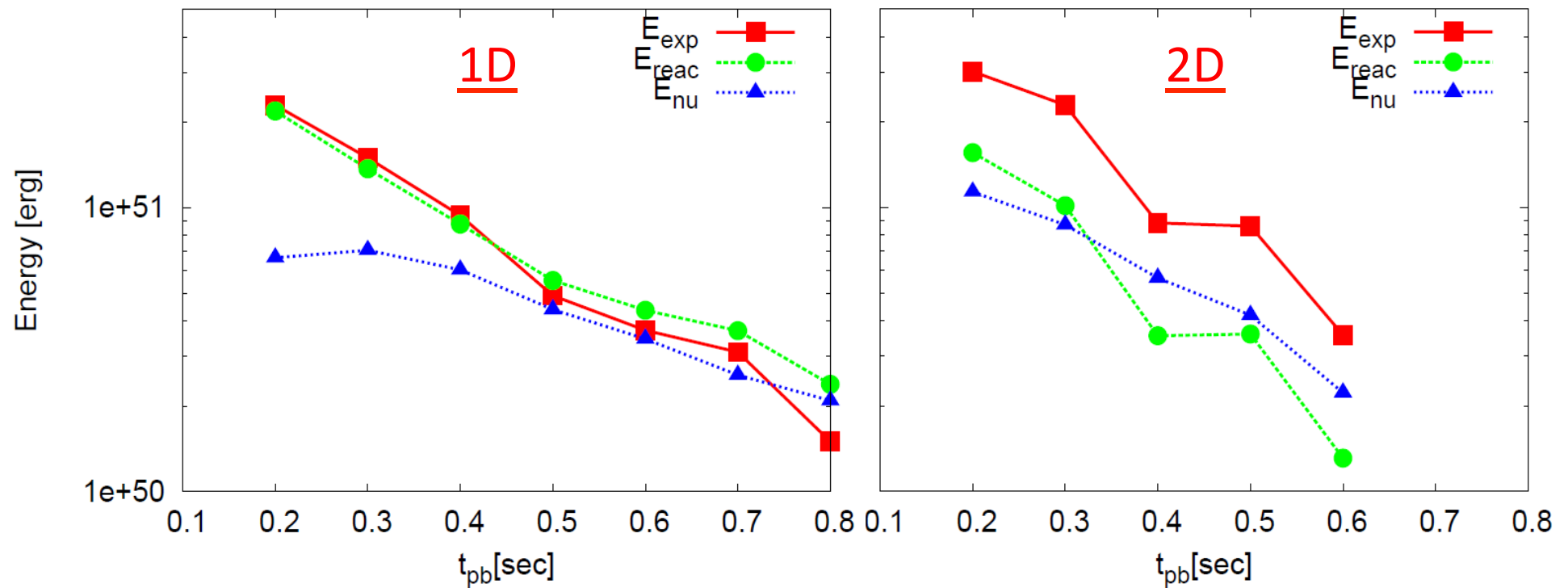


原始中性子星質量の時間変化の比較



- ✓ 2D モデルでは爆発と質量降着が同時に起こり、原子中性子星の質量が大きくなる

爆発エネルギーの内訳の比較



✓ 2Dモデルのほうが一般に核反応からの寄与が小さい

まとめと今後の課題

- 本研究では、 $15 M_{\text{solar}}$ の星を用いて、降着率の異なる臨界定常衝撃波から爆発を誘発し、ネットワーク計算による核反応を状態方程式と首尾一貫した形で考慮した 1D および 2D 流体計算を原始中性子星を除いた外層に対して行った。
- 臨界光度は爆発開始が遅くなり、質量降着率が下がると小さくなる。また、2Dの方が1Dより小さいことを確認。
- 爆発エネルギー、 ^{56}Ni 質量ともに、爆発開始が遅くなり、質量降着率が下がると小さくなる。
- 爆発エネルギーは、標準的な爆発エネルギーに対応するモデルでは、爆発開始後約300msで確定する。爆発開始が遅く、最終的な爆発エネルギーの小さなモデルほど確定までの時間がかかる。
- 爆発のエネルギーには、最初ニュートリノ加熱が寄与するが、爆発開始後約100msで効かなくなり、その後recombinationがまずNSEのもとで、後に非平衡過程として寄与し、最後に核燃焼が寄与する。また、最終段階では重力エネルギーにより若干減少する。
- 爆発エネルギーには一般にrecombinationの方が核燃焼より効くが、爆発開始が遅いほどその差は小さくなる

- 1Dでは ^{56}Ni を過剰に生成する傾向にある。同じ爆発のエネルギーとmass cutに対応するthermal bombを用いた爆発的元素合成計算とでは、高温物質が多く放出される傾向にある。
- 爆発のエネルギーは同じ質量降着率に対しては、1Dと2Dでさして変わらないが、ニュートリノ光度で比べれば2Dの方が大きい。
- 爆発エネルギーに対するニュートリノ加熱の寄与が2Dの方が大きい。これは、爆発開始後も2Dでは質量降着が続くためだろう。
- 原始中性子星の質量は、上と同じ理由で、2Dの方が同じ時刻で大きくなる。
- 2Dでは ^{56}Ni の生成が1Dに比べて抑制されている。これは、ejecta中の高温物質の量が少ないため。

■今後の課題

- 親星の質量を変えた系統的調査
- 境界条件等の影響の評価
- 3Dへの拡張
- 爆発初期段階における最終爆発エネルギーの評価方法の確立