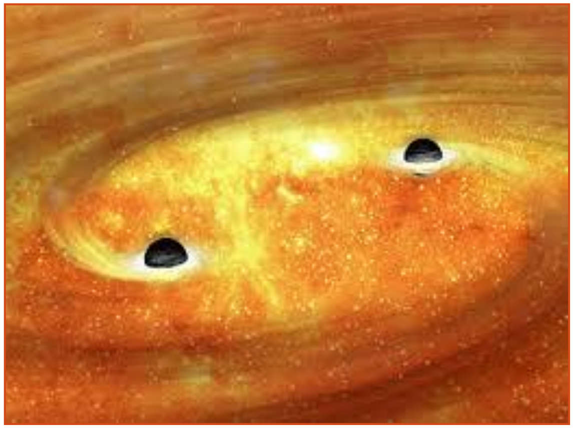
- 有限温度の核物質状態方程式
- ニュートリノの放射・輸送

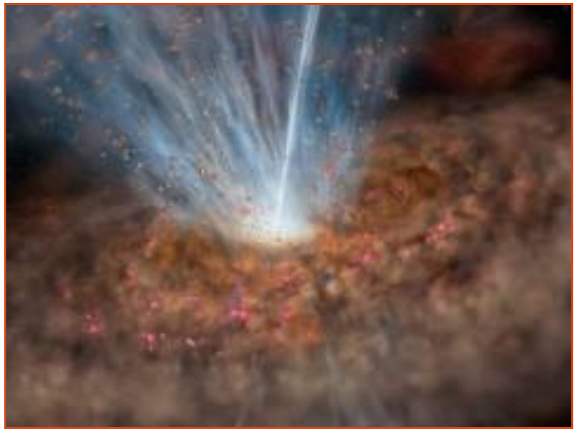
現実的な素過程を組み込んだ数値相対論

関口雄一郎（東邦大学）

数値相対論のターゲット

- 強重力場の動的変動を伴う現象
  - 大質量星の重力崩壊
  - コンパクト天体(中性子星/ブラックホール)連星の合体
- 重力波放出現象
  - 重力波天文学へ
  - 基礎物理の実験場へ
- 高エネルギー天体現象
  - ガンマ線バースト
  - 超新星爆発





一般相対論的強重力が重要で極めて動的な問題

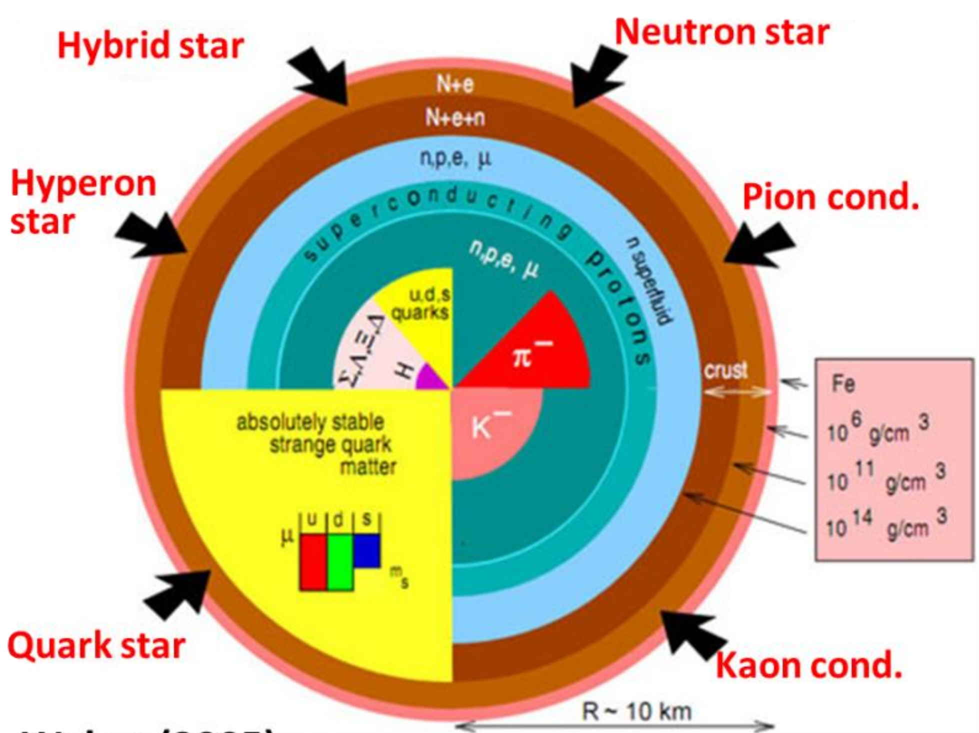
→ **数値相対論**

未解決問題とその周辺

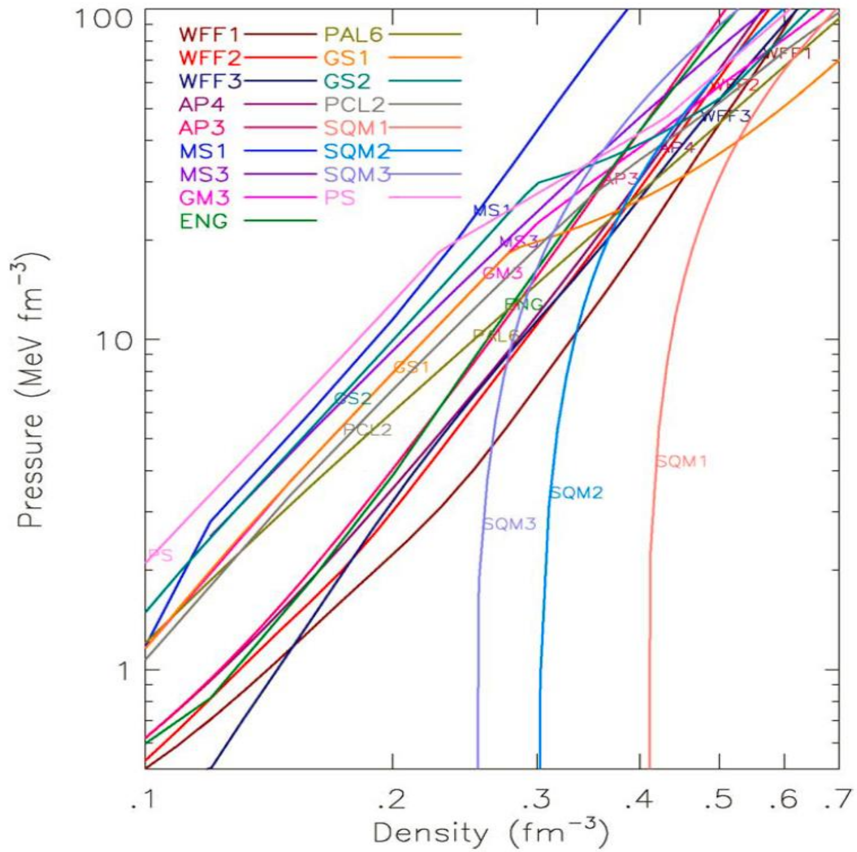
- **未解決問題**
  - ブラックホールの誕生過程の解明
  - ブラックホール-中性子星連星の発見
  - ブラックホール近傍の曲がった時空の検証
  - 中性子星の内部状態/状態方程式の解明
  - 一般相対性理論の限界
- **最近の進展**
  - 連星ブラックホールの発見
  - 重力波による天文学の開拓
  - 継続時間の短いガンマ線バーストの起源
  - 金やウランなどの重元素の起源
  - 超新星爆発機構の定量的解明

「現実的な素過程」の重要性：状態方程式

- **中性子星の記述：核物質の状態方程式**
  - 重力崩壊や連星合体は高温 ⇒ 有限温度の状態方程式
  - 弱い相互作用は非平衡 ⇒ 様々な組成(Ye)
  - 非一様核物質相, 原子核の存在, etc



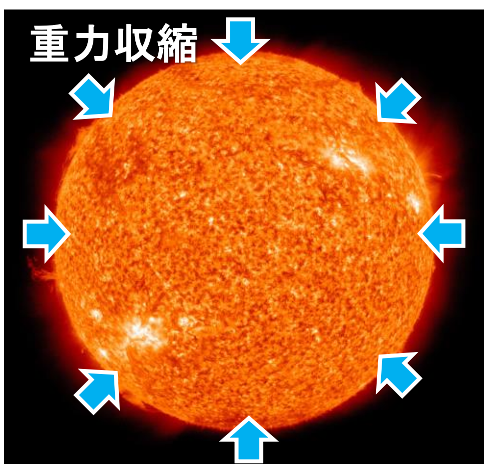
Weber (2005)

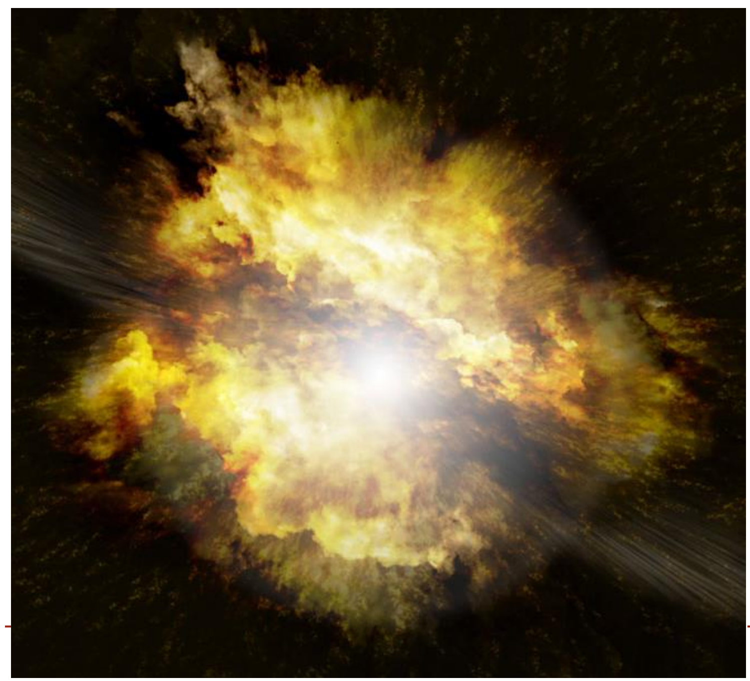


「現実的な素過程」の重要性：ニュートリノ

- **超新星爆発の不思議**
  - ボールを静かに落とすと、元の位置より高く跳ね返るだろうか?
  - バネを伸ばし静かに離すと、振幅が増大する運動をするだろうか?

- **恒星を重力収縮させた結果、爆発することがあるだろうか?**





「現実的な素過程」の重要性：ニュートリノ

- **<u>超新星爆発のメカニズム</u>**
  - 恒星コアの重力収縮に伴い重力エネルギーが解放される
  - 密度の増大に伴い電子捕獲反応が進行し**<u>ニュートリノ</u>**が生成される
    - **解放された重力エネルギーの大部分はニュートリノが持つ**
  - 中心コアで核密度を超えるようになると、核力による強い斥力が働き、中心コアは跳ね返る
    - 衝撃波が形成され、恒星の外層部を押し返そうとする
    - 中心コアは**<u>原始中性子星</u>**になる
  - ニュートリノが**中心領域で解放された重力エネルギーを外層に運び**、そのエネルギーを利用して、恒星の外側が**<u>超新星爆発</u>**を起こす
    - 中心領域で借りたお金（解放したエネルギー）を運び屋（ニュートリノ）が運び、その借金を利用して外層が宇宙旅行へ（超新星爆発）

「現実的な素過程」の重要性：ニュートリノ

- その他の天体現象でも重要な役割を果たしている可能性
  - 光子は物質との結合が強いため、中心領域から効率よくエネルギーを運べない
  - ※ 磁力線を伝わる Alfven 波や(磁気)音波なども運び手となりうる

- ニュートリノはレプトン数も運ぶ
  - 放出物質の 陽子/中性子 比を変える
  - 元素合成過程においても重要な役割

現実的な素過程を考慮した数値相対論

物質場の方程式とともにアインシュタイン方程式を解けばよい

時空の幾何学

$$G_{ab} = \frac{8\pi G}{c^4} T_{ab}$$

エネルギーの存在

ブラックホール時空
(特異点含)の発展

拘束系の数値発展

一般相対論的流体

一般相対論的磁気流体

マックスウェル方程式

ニュートリノ輸送

$$\nabla_a T^{ab} = 0$$

中性子星の内部の物理
(素粒子・原子核物理学
強い相互作用)

ニュートリノ物質相互作用
(素粒子・原子核物理学
弱い相互作用)

$$(\partial_t - \beta^k \partial_k)\phi = \frac{1}{6}(-\alpha K + \partial_k \beta^k)$$

$$(\partial_t - \beta^k \partial_k)\gamma_{ij} = -2\alpha \tilde{A}_{ij} + \gamma_{k(i}\partial_{j)}\beta^k - \frac{2}{3}\gamma_{ij}\partial_k \beta^k$$

**極めて複雑な
連立偏微分方程式**

$$(\partial_t - \beta^k \partial_k)F_i = -16\pi\alpha j_i + \delta^{jk}\left[-2A_{ij}\partial_k\alpha + (\partial_k\beta^l)\partial_l\tilde{\gamma}_{ij} + \partial_k(\tilde{\gamma}_{l(i}\partial_{j)}\beta^l - \frac{2}{3}\tilde{\gamma}_{ij}\partial_l\beta^l)\right]$$

$$+2\alpha\left[\tilde{\gamma}^{kj}\partial_j\tilde{A}_{ik} - \partial_j A_i^j + \tilde{A}_{ik}\partial_j\tilde{\gamma}^{kj} - \frac{1}{2}\tilde{A}^{jk}\partial_i\tilde{\gamma}_{kj} + 6\tilde{A}_i^k\partial_k\phi - \frac{2}{3}\partial_i K\right]$$

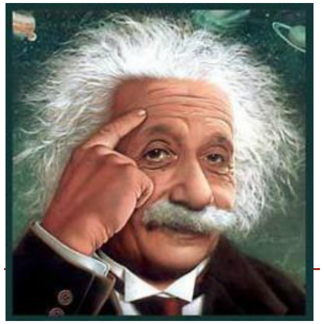
**自然界に知られる4つの力
(重力、電磁気力、弱い力、強い力)
全てを考慮する必要がある**

数値相対論：スーパーコンピュータも必要

- **数値相対論**:アインシュタイン方程式を数値的に解く
  - 非常に複雑な計算であるためスーパーコンピュータが必要

IBM 7090 (1961) : 100 kflops

K computer (2011~) : 10 Pflops



ただし、計算機パワーに任せて力任せに
解けるような問題ではない

アインシュタイン方程式の型は何か？

$$\boxed{G_{ab}} = \frac{8\pi G}{c^4} T_{ab}$$

$$\boxed{G_{ab}} = \boxed{R_{ab}} - \frac{1}{2} g_{ab} \sum_c \sum_d g^{cd} \boxed{R_{cd}}$$

$$\boxed{R_{ab}} = \sum_c \frac{\partial}{\partial x^c} \boxed{\Gamma^c{}_{ab}} - \frac{\partial}{\partial x^a} \left[\sum_c \boxed{\Gamma^c{}_{cb}} \right] + \sum_c \sum_e \left(\boxed{\Gamma^e{}_{ab} \Gamma^c{}_{ec}} - \boxed{\Gamma^e{}_{cb} \Gamma^c{}_{ea}} \right)$$

$$\boxed{\Gamma^c{}_{ab}} = \frac{1}{2} \sum_d g^{cd} \left[\frac{\partial g_{bd}}{\partial x^a} + \frac{\partial g_{ad}}{\partial x^b} - \frac{\partial g_{ab}}{\partial x^d} \right]$$

時空計量 g_{ab} に関する2階偏微分方程式
時間微分と空間微分が入り混じった複雑な形をしている
「偏微分方程式の型」が明らかではない
⇒ アインシュタイン方程式の型が明らかになるような定式化が必要

アインシュタイン方程式の分解

- アインシュタイン方程式：2階のテンソル方程式
  - 具体形を得るために方向を2つ指定

$$G_{ab} = \frac{8\pi G}{c^4} T_{ab}$$

- 時間・時間方向 ⇒ 重力場も含めたエネルギー保存則（楕円型）
- 時間・空間方向 ⇒ 重力場も含めた運動量保存則（楕円型）
- 空間・空間方向 ⇒ 重力場の発展方程式（双曲型）

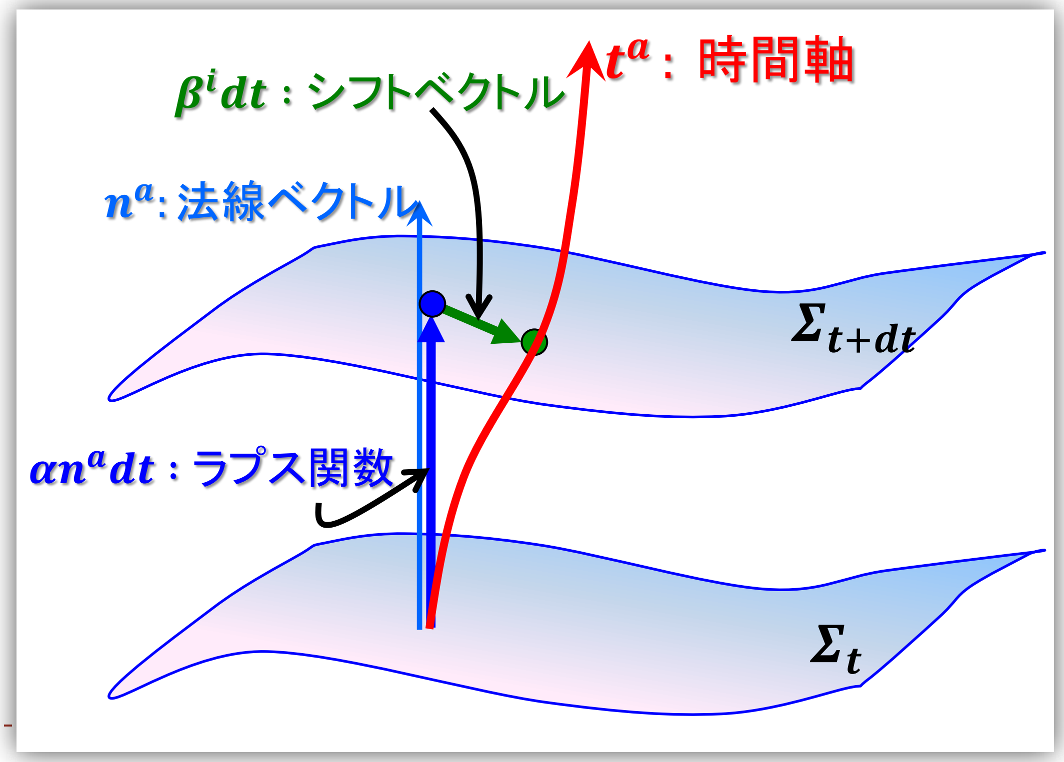
相対論的マックスウェル方程式の場合と同様に、
「時間」方向を含む成分からは楕円型の微分方程式（エネルギー・運動量保存則）
「空間」方向成分からは**双曲型**の微分方程式（重力場の発展方程式）

しかし・・・

- 絶対時間・空間がない！
  - 「時間発展」の「時間」とは何か？　「空間方向」の「空間」とは何か？

時間軸と空間軸の導入

- 時間方向と空間方向を計算者が指定することが必要
  - 初期空間 Σ_t を用意する（初期条件） ⇒ 法線ベクトル n^a が定まる
  - 空間の各点での時間の進ませ方の自由度 ： α （ラプス関数）
    - ニュートン理論では時間の進み方は一様
  - 時間軸を空間方向に曲げる自由度 ： β^a （シフトベクトル）
    - ニュートン理論では時間軸は時間一定面に垂直
  - 時間軸： $t^a = \alpha n^a + \beta^a$
  - 次の空間 Σ_{t+dt} を用意することができる（逐次的に）
  - α, β^a をどのように決めるかは重要な問題（後述）



Einstein 方程式の 3+1分解

- **ADM 形式** (Arnowitt, Deser & Misner 1962; York 1978)
  - 微分幾何でよく知られている関係式を利用

$$\perp R^{(4)}_{abcd} = R_{abcd} + K_{ac}K_{bd} - K_{ad}K_{bc} \quad \text{(Gauss's equation)}$$

$$\perp R^{(4)\ d}_{abc}\, n_d = D_b K_{ac} - D_a K_{bc} \quad \text{(Codazzi's equation)}$$

$$\perp R^{(4)\ d}_{abc}\, n^c n_d = \mathcal{L}_n K_{ab} + K_{ac}K^c_b + a_a a_b + D_a a_b \quad \text{(Ricci's equation)}$$

D_a: covariant derivative w.r.t γ_{ab}

$$\perp^b_a = \delta^b_a + n^a n_b$$

$$a_b = n^a \nabla_a n_b$$

  - Einstein 方程式の 3+1 分解 : **拘束条件** + **発展方程式**

$$G_{ab}n^a n^b = 8\pi T_{ab} n^a n^b \Rightarrow R + K^2 - K_{ij}K^{ij} = 16\pi E \quad \text{(Hamiltonian constraint)}$$

$$\perp G_{ab}\, n^a = 8\pi \perp T_{ab} n^a \Rightarrow D_j\left(K^{ij} - \gamma^{ij}K\right) = 8\pi J^i \quad \text{(Momentum constraint)}$$

$$\perp G_{ab} = 8\pi \perp T_{ab} \Rightarrow (\partial_t - \mathcal{L}_\beta)K_{ij} = -D_i D_j \alpha + \alpha\left(R_{ij} - 2K_{ik}K^k_j + KK_{ij}\right) + 4\pi\alpha\left(\gamma_{ij}(S - E) - 2S_{ij}\right) \quad (K_{ab}\ \text{発展方程式})$$

$$E = T_{ab}n^a n^b,\ J_b \perp T_{ab}n^a,\ S_{ab} = \perp T_{ab}$$

  - K_{ab}の定義式

$$(\partial_t - \mathcal{L}_\beta)\gamma_{ij} = -2\alpha K_{ij} \quad (\gamma_{ab}\ \text{発展方程式})$$

$\mathcal{L}$: Lie derivative

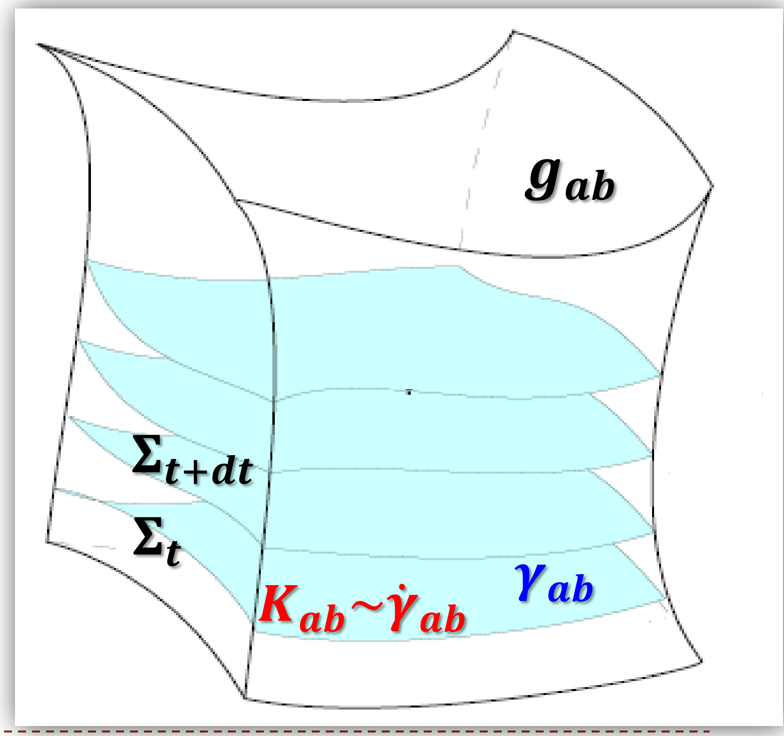
$K = \mathrm{tr}K,\ S = \mathrm{tr}S$

初期値問題としての定式化

- （α, β^a が与えられれば）初期条件から未来の空間 Σ_{t+dt} が求められる
  - Σ_t の**空間計量** γ_{ab} が初期条件として与えられる
  - アインシュタイン方程式は時間について2階の微分方程式 ⇒ γ_{ab} の**「速度」** $K_{ab}\sim\dot{\gamma}_{ab}$（**外的曲率**と呼ばれる）も初期条件として与える
- 時空の幾何学のすべては**時空計量** g_{ab} が担っている
  - 初期条件 $\Sigma_t, \gamma_{ab}, K_{ab}$ を与え
    - α, β^a を指定する処方箋も必要
  - それらから時空計量を計算する

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

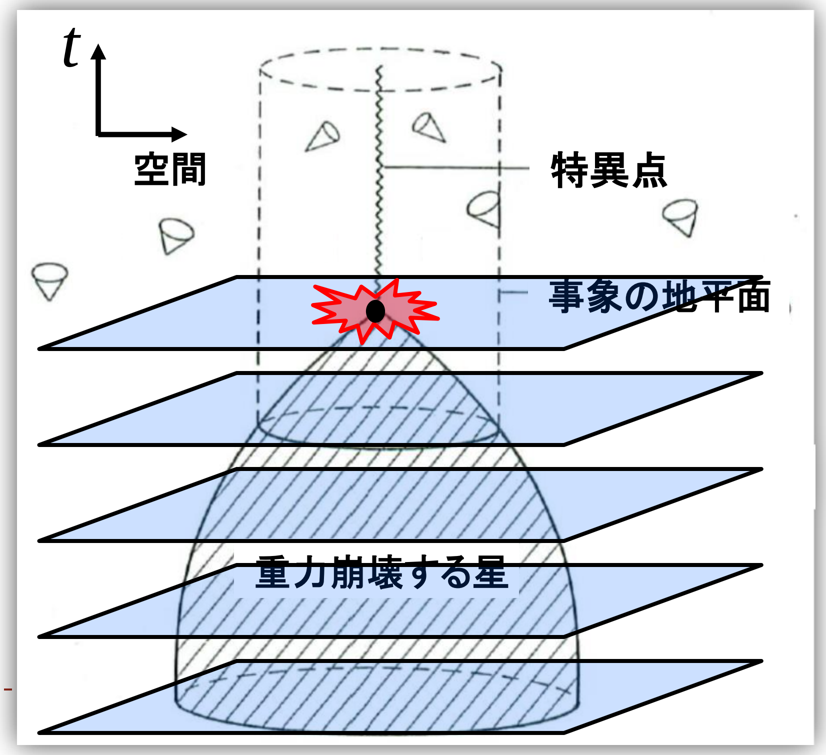
  - 未来の γ_{ab}, K_{ab} を計算するための方程式がアインシュタイン方程式
    - 拘束条件＋発展方程式 (後述)



ラプス関数 α の選び方

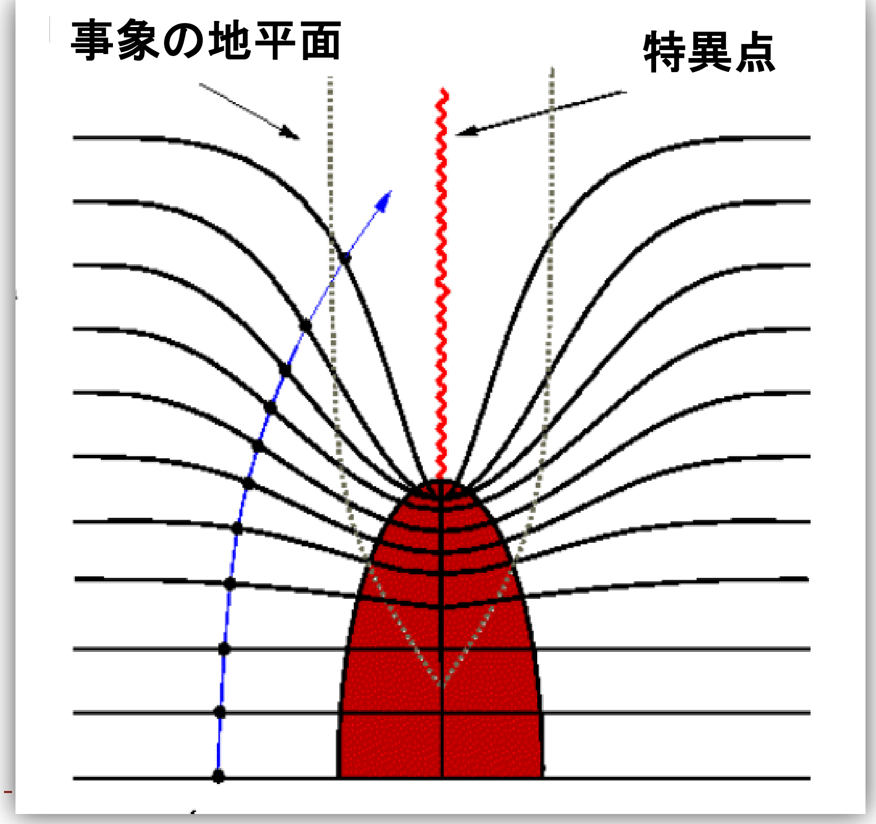
- 数値相対論では時間軸・空間軸の指定を「厄介事」とは考えない
  - むしろシミュレーションの安定性や精確性の向上に積極的に利用
    - 定常な系が定常に見える、漸近的に平坦になる
    - ブラックホール内部まで座標特異点が存在しない

- ブラックホール内部には特異点が存在
    - 特異点定理（ホーキング & ペンローズ 1970）
  - ラプス関数 $\alpha = 1$ の場合
    - ニュートンの絶対空間的ラプス関数
    - 特異点では物理法則が破綻するのでこれ以上シミュレーションを継続できない



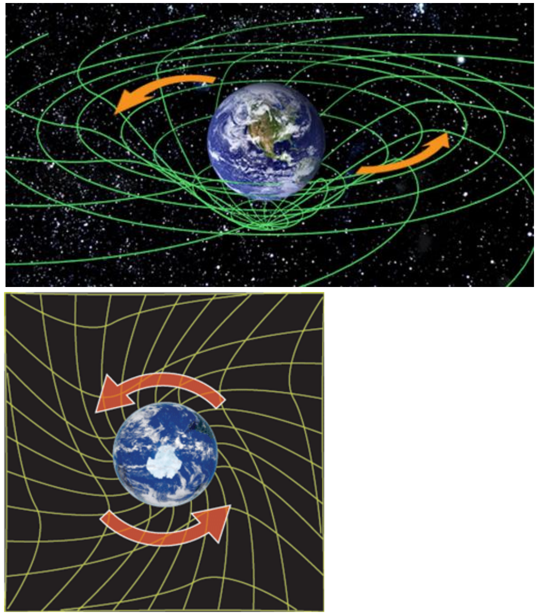
ラプス関数 α の選び方

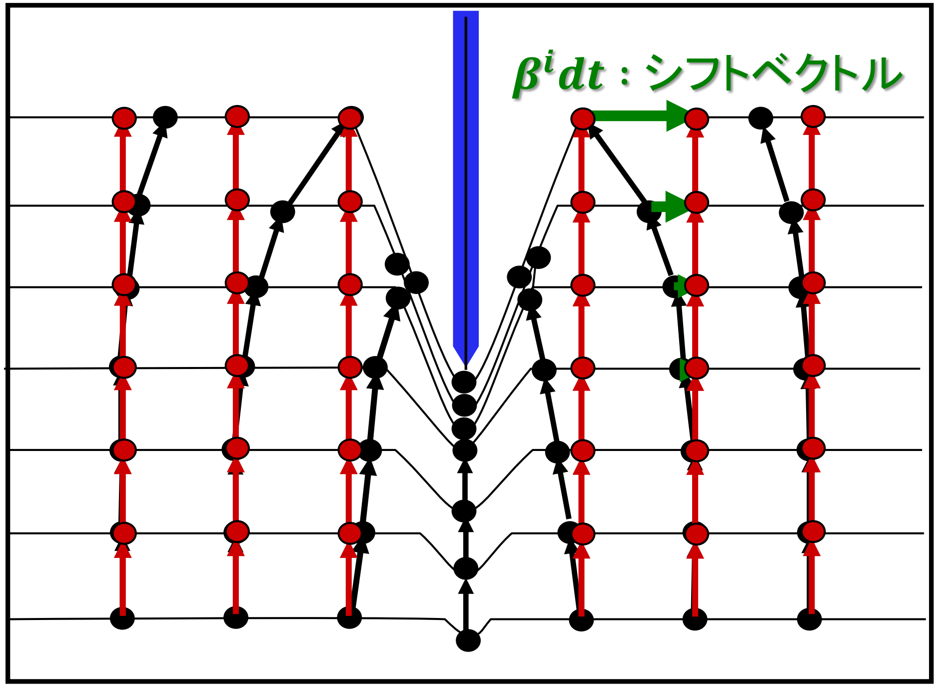
- 例: Maximal slicing (Smarr & York 1978)
  - 3次元体積要素を極大にとることで特異点近傍の時間発展を遅くする
    - $V[S] = \int_S \sqrt{\gamma}\, d^3x,\ \ \mathcal{L}_t V[S] = -\int_S \alpha\, \mathrm{tr}K \sqrt{\gamma} d^3x = 0$ (時間方向Lie微分)
    - $\mathrm{tr}K = 0,\ \mathcal{L}_t \mathrm{tr}K = 0$ (αに関する条件式)
  - 特異点避けて長時間シミュレーションを実行可能
    - ただし、法線ベクトルの方向が特異点へフォーカスしていく
    - やがて計算が破綻する
    - シフトベクトル β^a の利用が必要
  - Maximal slicing 条件は楕円型
    - **双曲型の**有用なラプス関数指定法が開発されている



シフトベクトル β^a の選び方

- 時間軸の歪みがシミュレーション遂行の問題
  - ブラックホール形成における n^a の歪み
  - 回転重力場における座標系の引きずり
- シフトベクトルをうまく利用することで回避





有用なシフトベクトルが
これまでに開発されている

連続体力学・弾性体力学の
知識が有効であった

時空 ⇔ ゴムシート(弾性体)

シフトベクトル β^a の選び方

- 例：Minimal distortion 条件 (Smarr & York 1978)
  - **unit normal vector の歪みを極小にする**
    - 4次元版ヘルムホルツの分解定理

$$\nabla_a n_b = \omega_{ab} + \sigma_{ab} + \frac{1}{3}\gamma_{ab}\theta - n_a a_b$$

    - distortion functional

$$D[\sigma] \equiv \int \sigma^{ab}\, \sigma_{ab}\sqrt{\gamma}\, d^3x$$

    - を最小化

$\gamma_{ab} = g_{ab} + n_a n_b$ (induced metric)

$\omega_{ab} = \perp \nabla_{[a} n_{b]}$ (twist tensor)

$\sigma_{ab} = \perp \nabla_{(a} n_{b)}{}^{\mathrm{TF}}$ (shear tensor)

$\theta = \nabla_c n^c$ (expansion)

$a^b = n^c \nabla_c n^b$ (acceleration)

  - シフトベクトルに対する楕円型の方程式が得られる

$$D^c D_c \beta^a + D^a D_c \beta^c + R^{ab}\beta_b = D_b(2\alpha K^{ab,\,\mathrm{TF}})$$

  - Minimal distortion と同等の性質をもつ**双曲型の**シフトベクトル条件が開発されている
    - これら座標条件は最終的には数値計算でテスト・改良されている

黎明期の数値相対論の問題点

- 長時間安定にシミュレーションができない
  - ほとんどのシミュレーションがいわば「瞬間芸」的
    - 数値相対論の発展における困難の一つ：拘束条件の問題
  - 1990年頃から連星合体が有望な重力波源であることが明らかに
    - 連星運動を追跡する長時間安定なシミュレーションの必要性
- 最も有望な重力波源である連星系の定式化がなされていない
- 物質場の「現実的な」物理を考慮していない
  - 一般相対論的流体・磁気流体・輻射流体
  - 素粒子・原子核理論に基づく中性子星などの超高密度天体の内部状態の記述
    - 重力場の問題にかかりっきりで手が回らなかったという側面もある
- 計算機の性能による制約

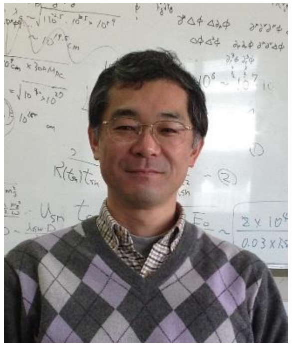
BSSN 形式：日本発のブレイクスルー

- Shibata & Nakamura 1995年
  - シミュレーションが延命する定式化を発見
    - 1987年 Nakamura
  - 拘束条件の破れが増大する理由にたどり着く
    - 1990年中頃 Nakamura & Shibata
    - ADMの定式化：双曲型ではあるが性質の悪い項を含む

$$\boxed{-\frac{\partial^2 \gamma_{ab}}{\partial t^2} + \nabla^2 \gamma_{ab}} + \boxed{\partial_a (\partial_b \gamma_{ab})} + \cdots$$

波動方程式型：性質良　　発散型：性質悪

  - $F_a = \partial_b \gamma_{ab}$ を新たに独立変量とすることで問題を解消
    - 長時間の安定なシミュレーションが可能に！



- 1999年 Baumgarte & Shapiro による同等の定式化（BSSN形式）

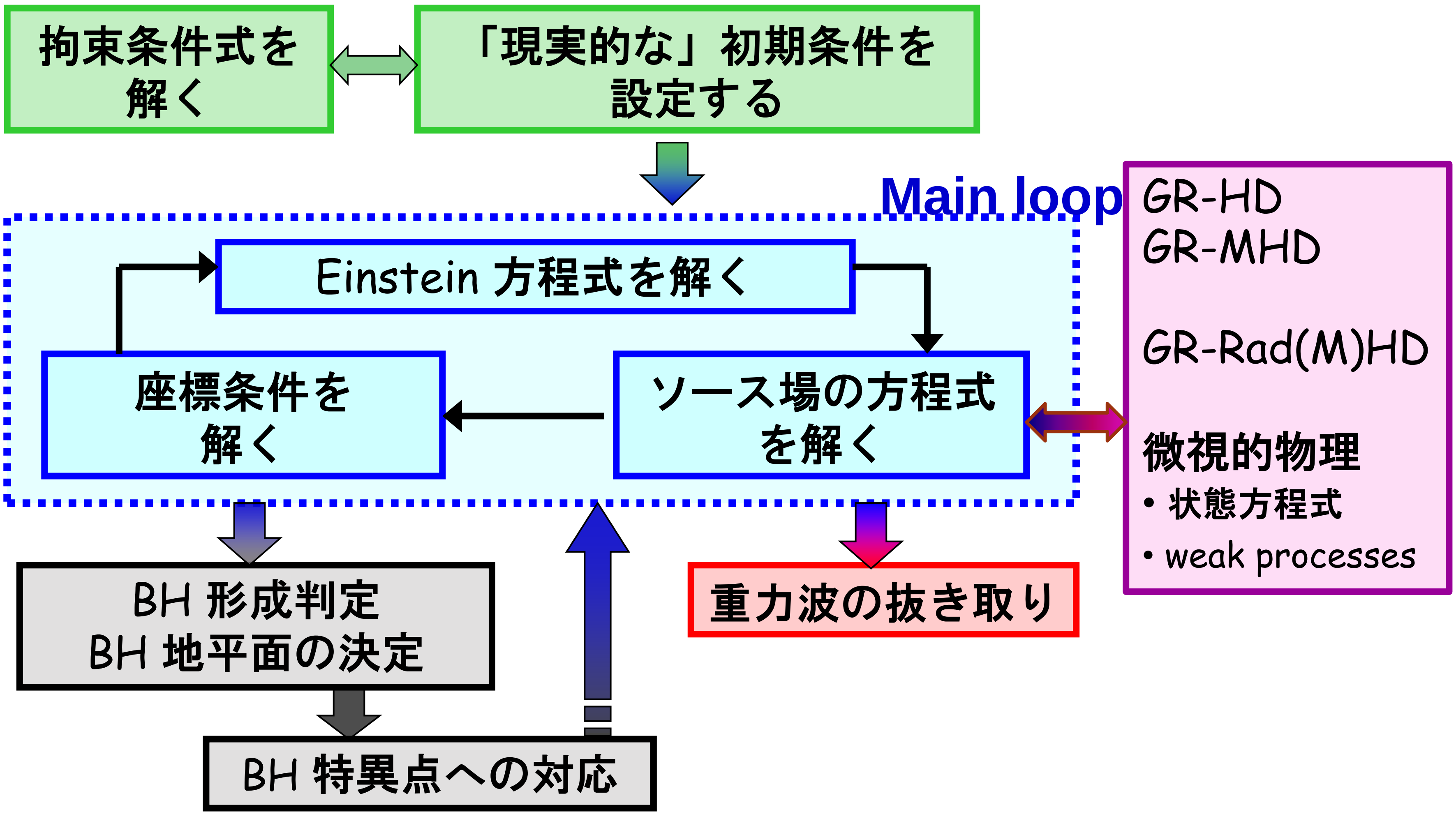
座標条件が特異点回避・引きずり解消に利用されていたため、ゲージ条件改良による定式化の研究はあまり進んでいなかった模様

黎明期の数値相対論の問題点

- **長時間安定にシミュレーションができない**
  - ほとんどのシミュレーションがいわば「瞬間芸」的
    - 数値相対論の発展における困難の一つ：拘束条件の問題
  - 1990年頃から連星合体が有望な重力波源であることが明らかに
    - 連星運動を追跡する長時間安定なシミュレーションの必要性
- **最も有望な重力波源である連星系の定式化がなされていない**
    - 初めての Full GR 連星中性子星合体 (Shibata & Uryu 2000)

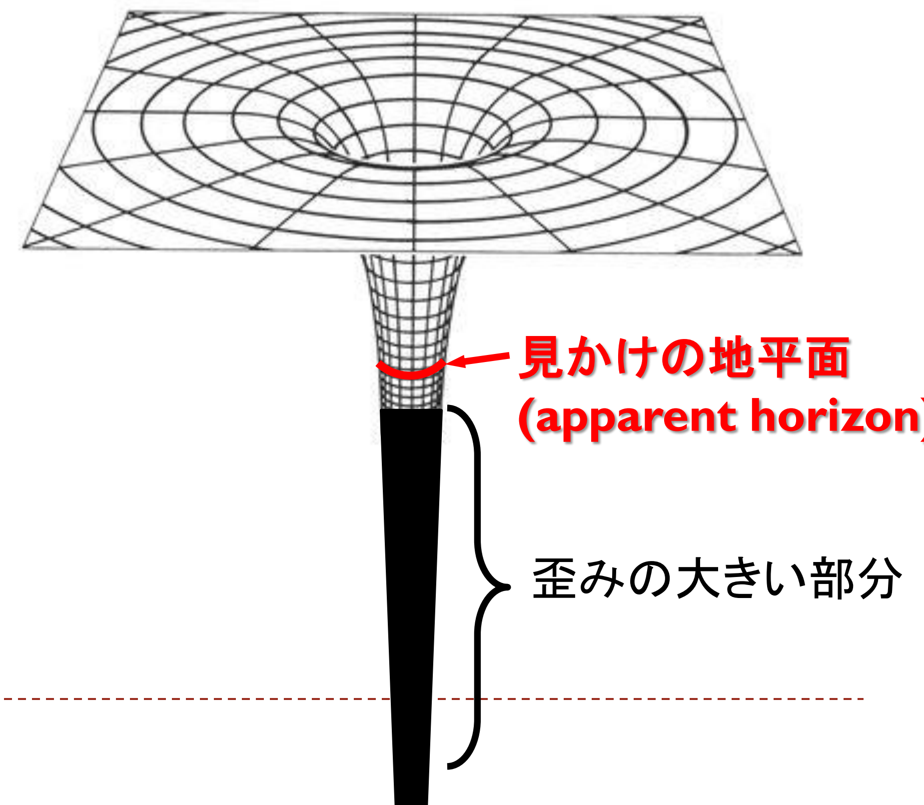
- **物質場の「現実的な素過程」を考慮していない**
  - 一般相対論的磁気流体・輻射流体
  - 素粒子・原子核理論に基づく中性子星などの超高密度天体の内部状態の記述
    - 重力場の問題にかかりっきりで手が回らなかったという側面もある
- 計算機の性能による制約

数値相対論の Overview



(連星)ブラックホール時空

- 2005年まで連星ブラックホール・高速回転ブラックホールの長時間安定シミュレーションはできなかった
  - 動く特異点：ラプス関数、シフトベクトルを用いても歪みを解消しきれない
- 1つのアイデア：ブラックホールの切り取り技法
  - 事象の地平面の内側
    - 因果的にはつながっていない領域
    - 歪みの大きい部分を計算領域から「取っ」ても原理的には影響がない
  - 実際上「切り取り」の影響を排除するのは困難
    - 特性方向に沿った適切な差分
    - 座標(ゲージ)条件
  - F. Pretorius によるブレイクスルー
    - 2005年：独自の定式化



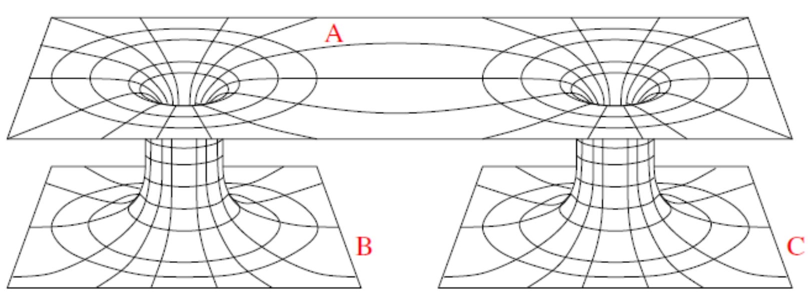
(連星)ブラックホール時空

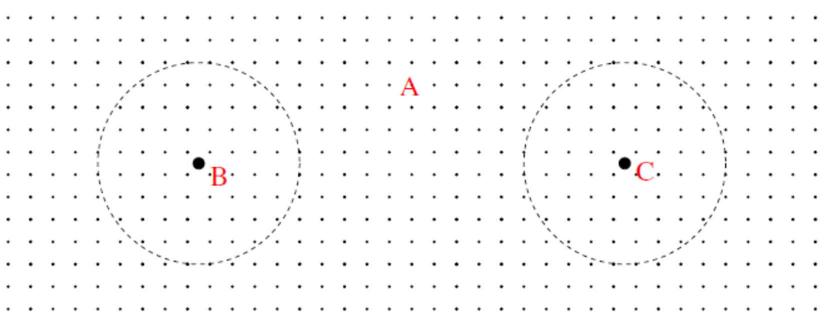
- パンクチャー法 ： Campanelli et al., PRL (2006); Baker et al. PRL (2006)
  - 最も難しかった連星ブラックホール合体を一気に身近にした手法
- Schwartzschild BH 時空の wormhole 構造

$$ds^2 = -\left(1-\frac{2M}{r}\right)dt^2 + \left(1-\frac{2M}{r}\right)^{-1} dr^2 + r^2 d\Omega^2 \Rightarrow ds^2 = -\left(\frac{2-\psi}{\psi}\right)^2 d\tilde{t}^2 + \psi^4 (d\tilde{r}^2 + \tilde{r}^2 d\Omega^2)$$

$$r = \psi^2 \tilde{r},\ \psi = 1 + \frac{M}{2\tilde{r}}$$

- 時間一定面のトポロジー : $\mathbb{R}_+ \times S^2 \sim \mathbb{R}^3/\{0\}$: 幾何学的には wormhole
- 発散する部分を共形因子に繰り込む
- 有限の解像度 ⇒ 特異点にはぶつからない ⇒ natural excision





「現実的な素過程」の組み込み

- **状態方程式(ρ, Y_e, T でテーブル化)の組み込みにおける問題**
  - 流体力学方程式の保存量の「相対論的カップリング」
    - 密度とローレンツ因子 : $\hat{\rho} = \rho\Gamma$, 速度(慣性)とエンタルピー : $\hat{v} = hv$
    - $\Gamma = \sqrt{1 + (\hat{v}/h)^2}$
  - 例えば、引数である密度を求めるためには
    - ローレンツ因子が必要 ⇒ エンタルピーが必要 ⇒
    - エンタルピーを状態方程式テーブルを用いて求めよう ⇒ 密度・温度が必要

$$
\begin{aligned}
h = h_{\mathrm{EOS}}(\rho, Y_e, T) &= h_{\mathrm{EOS}}(\hat{\rho}/\Gamma(\hat{v}, h), Y_e, Y) \\
&= h_{\mathrm{EOS}}(\hat{\rho}/\Gamma(\hat{v}, h), Y_e, T(\hat{\rho}, \Gamma, \hat{e}, \cdots))
\end{aligned}
$$

    - 状態方程式が解析に与えられていれば代数方程式だが・・・
  - 安定に「相対論的カップリング」を解く手法を開発

「現実的な素過程」の組み込み

- <u>ニュートリノの組み込みにおける時間スケールの問題</u>

$$\nabla_a\left(T^{ab} + T_\nu^{ab}\right) = 0 \quad \Rightarrow \quad \begin{aligned} \nabla_a T^{ab} &= -Q^b_{\mathrm{weak}} \\ \nabla_a T_\nu^{ab} &= +Q^b_{\mathrm{weak}} \end{aligned}$$

- 高温・高密度領域で $t_{\mathrm{weak}} \ll t_{\mathrm{dyn}}$
- 陰的解法が必要だが、先述の「相対論的カップリング」と「状態方程式テーブル」の問題による難しさ
- 実質的な変化は小さいことに着目した解法の構築
  - 例えば、ニュートリノに対して光学的に厚い領域における系の進化の effective な時間スケールは diffusion timescale

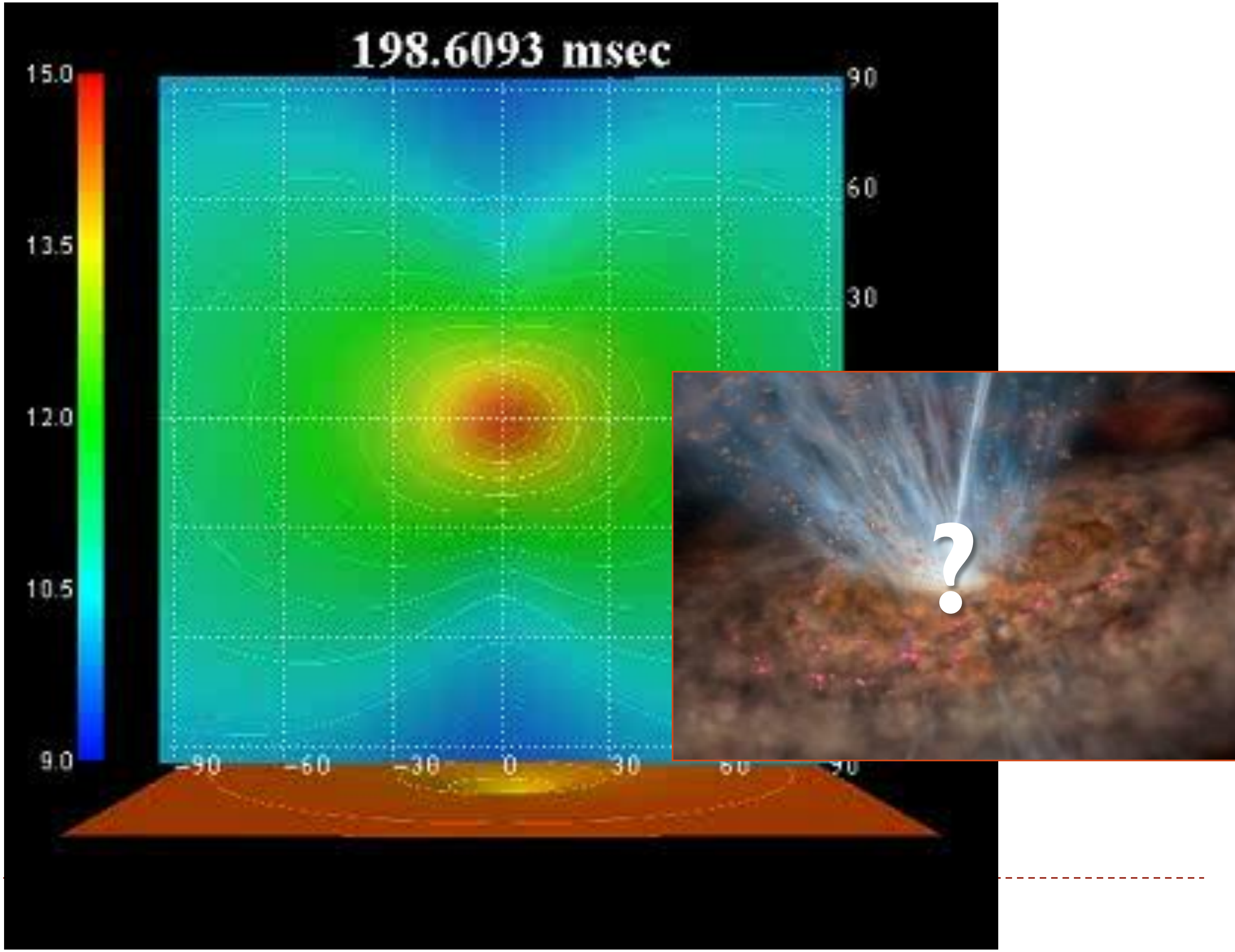
$$\boxed{\begin{aligned} \nabla_a T^{ab} &= -Q^b_{\mathrm{weak}} \\ \nabla_a T_\nu^{ab} &= +Q^b_{\mathrm{weak}} \end{aligned}} \quad \Rightarrow \quad \boxed{\begin{aligned} \nabla_a T^{ab} &= -Q^b_{\mathrm{eff}} \\ \nabla_a T_\nu^{ab} &= +Q^b_{\mathrm{eff}} \end{aligned}}$$

  - 陽的スキームが適用可能な定式化を開発

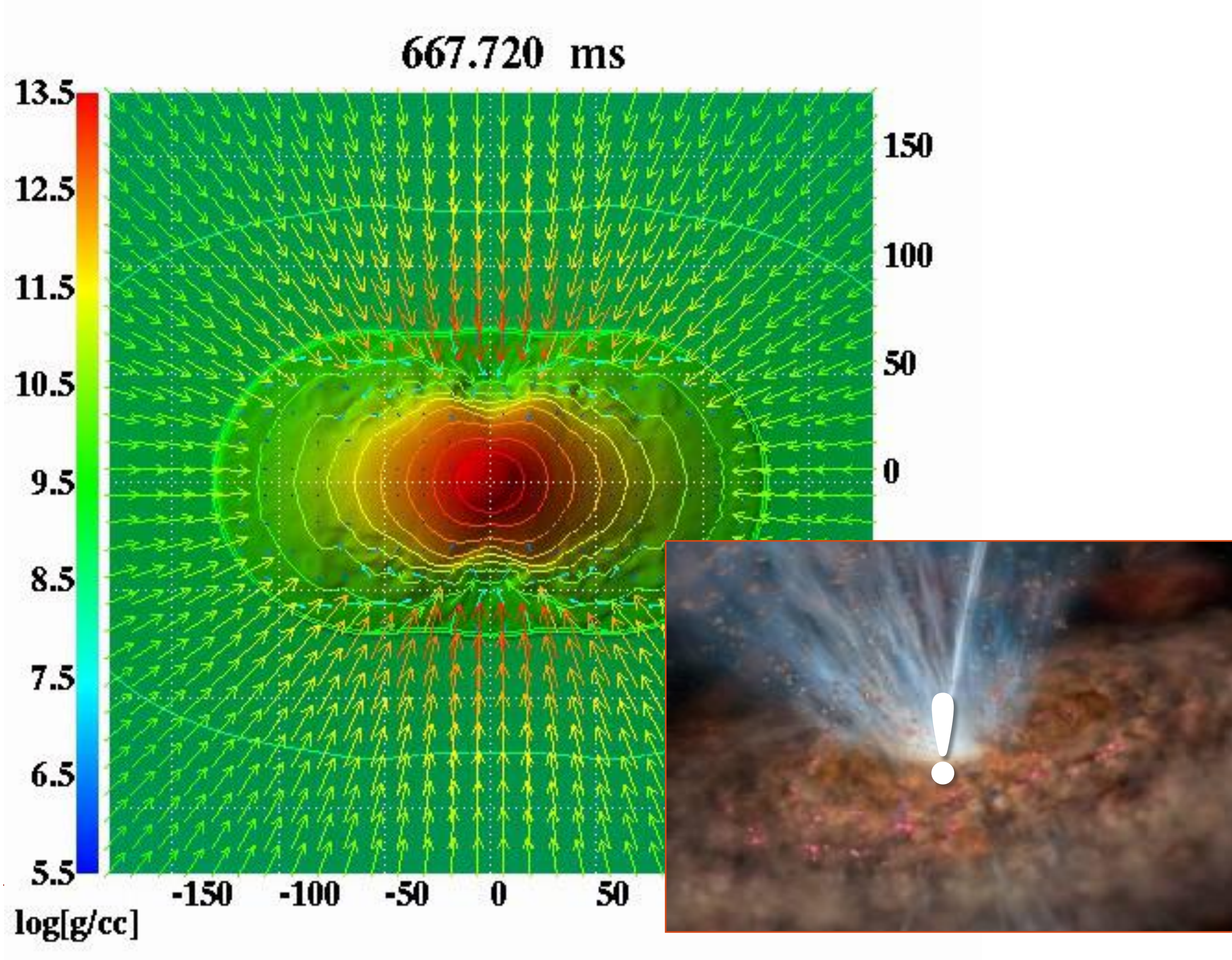
Sekiguchi & Shibata 2005

大質量星の重力崩壊とブラックホール形成

素過程なし・BH時空追跡不可

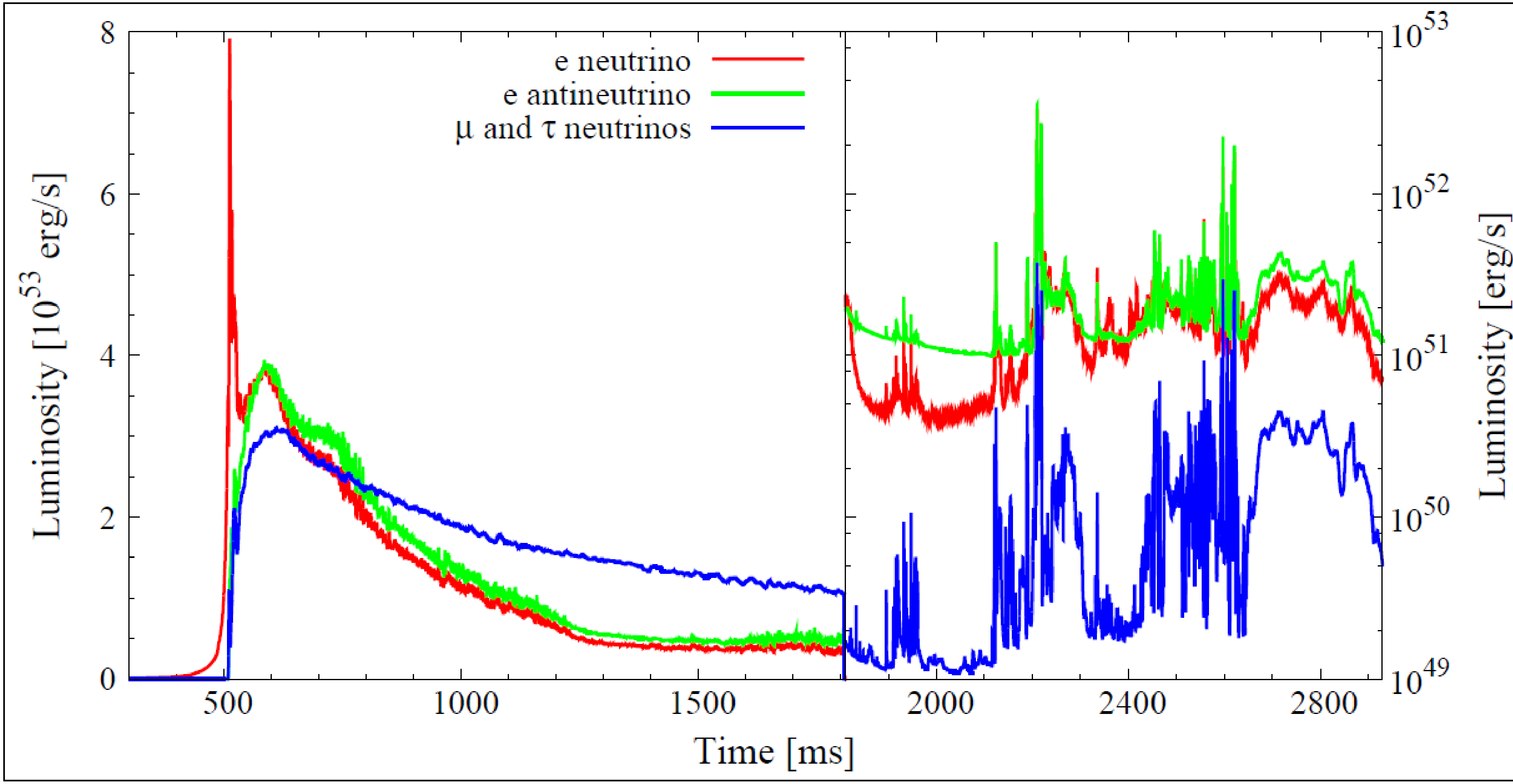


大質量星の重力崩壊とブラックホール形成



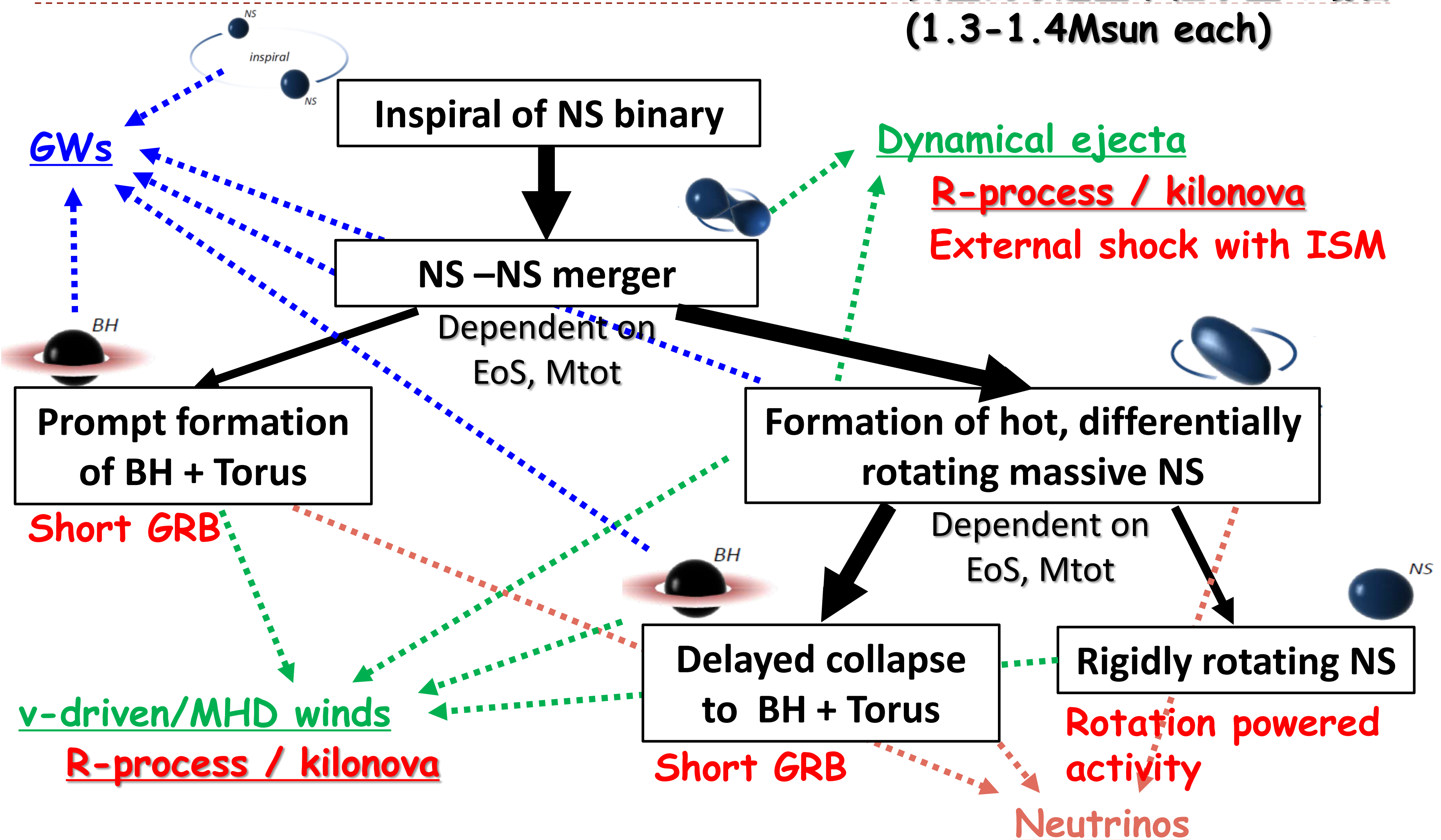
Sekiguchi & Shibata 2012

大質量星の重力崩壊とブラックホール形成



連星中性子星合体

典型的な連星中性子星の場合
(1.3-1.4Msun each)



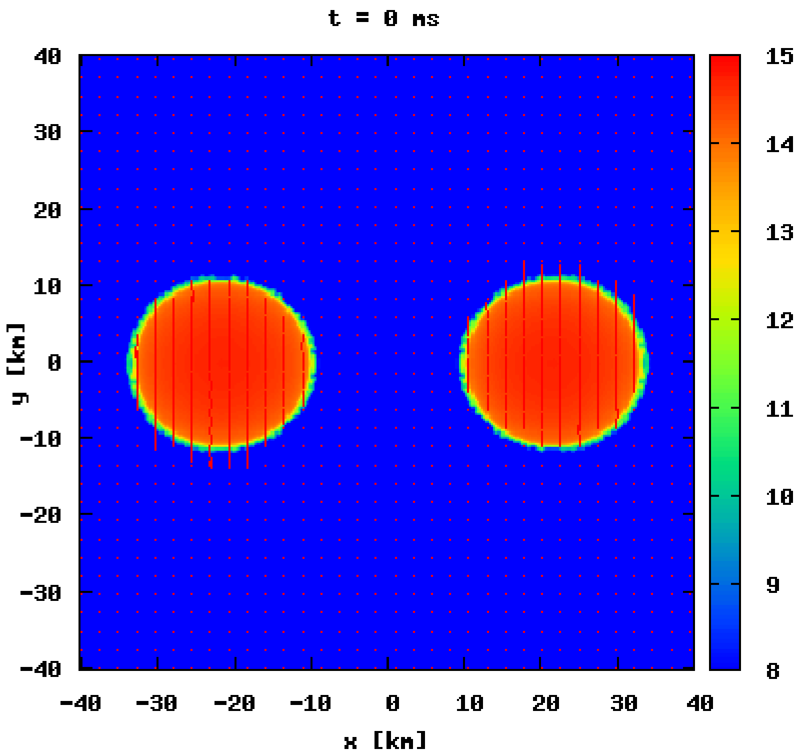
Shibata et al. 2005,2006; Sekiguchi et al, 2011; Hotokezaka et al. 2013

微視的物理過程を考慮に入れたBNS合体
－ 世界初の数値相対論シミュレーション －

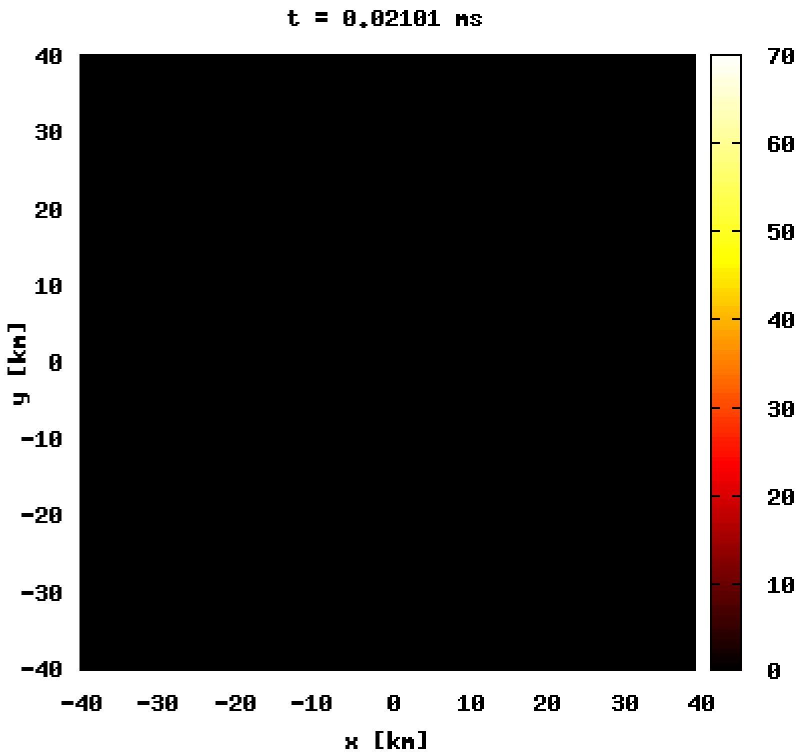
Sekiguchi et al. 2011

- 1.35-1.35 Msolar NS の合体 (Hyperon EOS)
  - Hyperon の出現により状態方程式が柔らかくなりBH形成
  - BH形成後、大質量 (~0.08 Msolar) の降着円盤形成 ⇒ short GRB ?

密度コントア $\log_{10}\rho$ [g/cm^3]



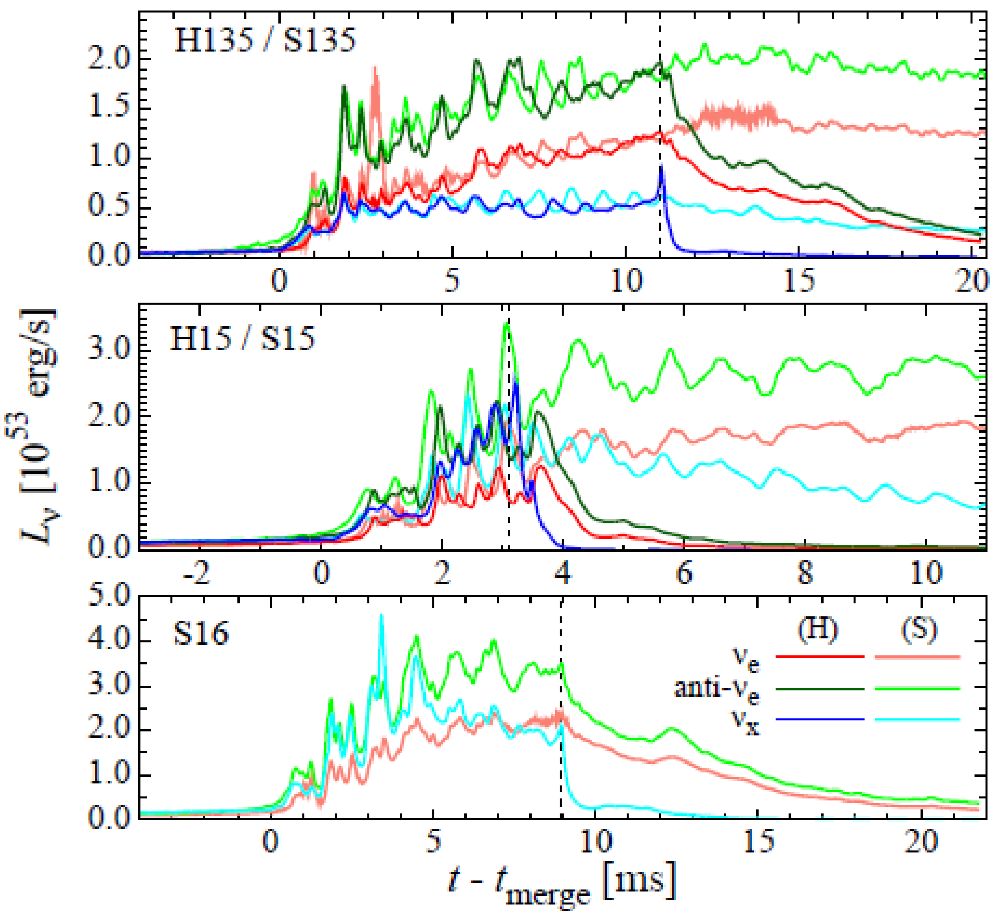
温度 [MeV]



微視的物理過程を考慮に入れたBNS合体
ー 世界初の数値相対論シミュレーション ー

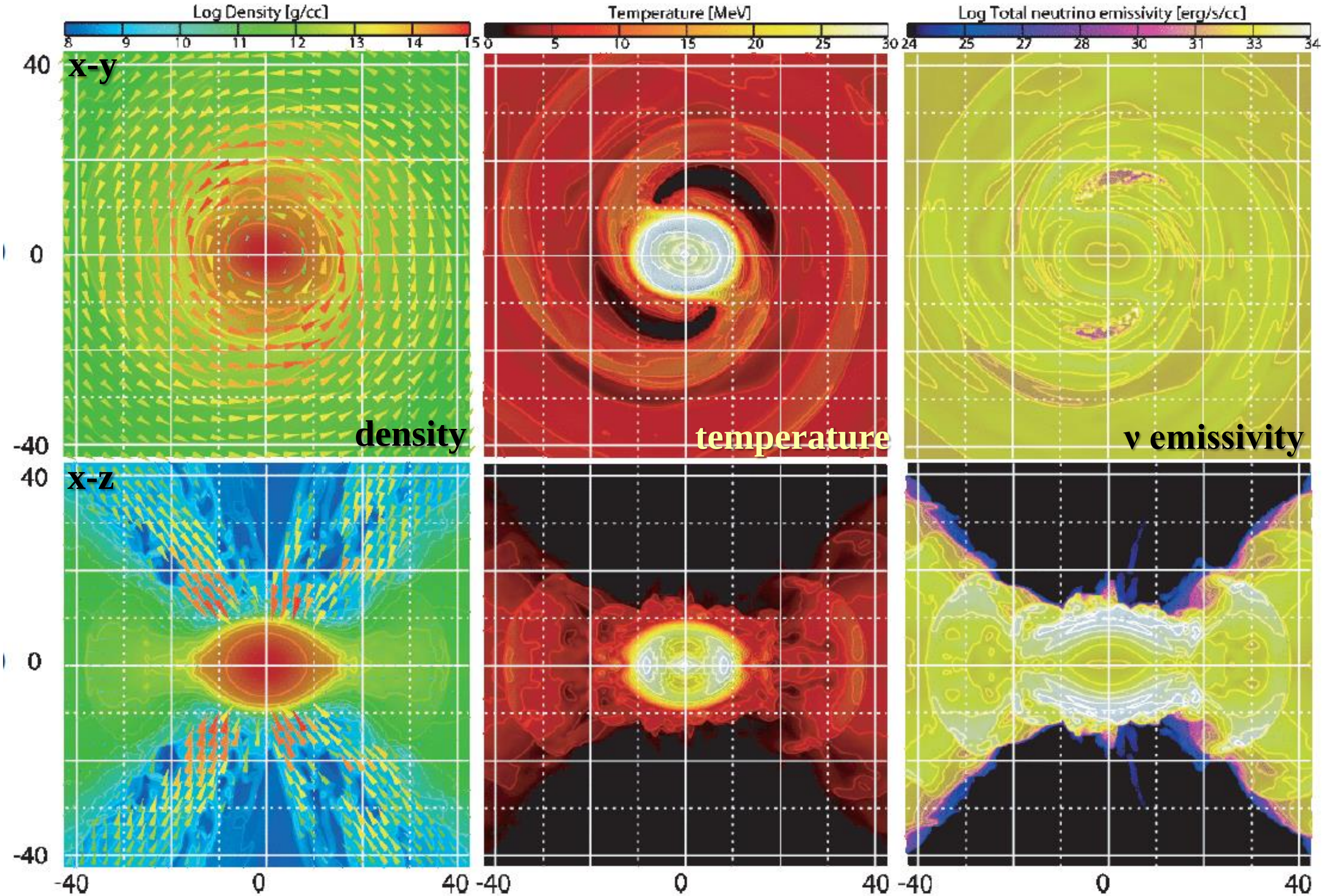
Sekiguchi et al. 2011

- 1.35-1.35 Msolar NS の合体 (Hyperon EOS)
  - Hyperon の出現により状態方程式が柔らかくなりBH形成
  - BH形成後、大質量 (~0.08 Msolar) の降着円盤形成 ⇒ short GRB ?



Sekiguchi et al. 2011

Physical Review Letters の表紙を飾る



NS-NS合体に関する当時の話題

- **重元素(金、プラチナ、ウラン)の起源天体は何か?**
  - r 過程(rapid neutron capture)：中性子過剰環境の必要性
  - 従来は超新星爆発 (Burbidge et al. 1957) ⇒ シミュレーションの進展による困難
    - 従来の naive な期待よりエントロピーが低い
    - ニュートリノ加熱機構では中性子過剰環境を保てない (Robert et al. 2011; Wanajo et al. 2011)
  - ⇒ コンパクト天体連星(NS-NS, NS/BH)合体に注目が集まる (Lattimer & Schramm 1974)
    - 太陽組成の重元素パターンを再現できるか？

- **重力波観測における有望な電磁波対応天体は何か?**
  - SGRB jet は細く絞られている可能性が高い
    - SGRB111020A : $\theta_j \sim$ 3-8° (Fong et al. 2012) SGRB051121A : $\theta_j \sim$ 7° (Burrows et al. 2006)
  - 等方的放射は? ⇒ 多くの可能性 (e.g. Metzger & Berger 2012)
    - 1つの有力な電磁波対応天体が r 過程元素の崩壊熱による可視～赤外放射：kilonova/macronova (Li & Paczynski 1998, Kulkarni 2005)
    - GRB 130603B に付随して見つかる! (Berger et al. 2013 Tanvir et al. 2013)

- GW170817 における詳細観測

重元素の起源は超新星爆発か？

“ $n_n \sim 10^{23}\mathrm{cm}^{-3}$ もの中性子発生過程は
星の爆発時以外にはありえないであろう.”

林 忠四郎 他「宇宙物理学」

“この過程（r過程のこと）は超新星爆発の最中に起こる.”

ポッフ 他「素粒子・原子核物理入門」

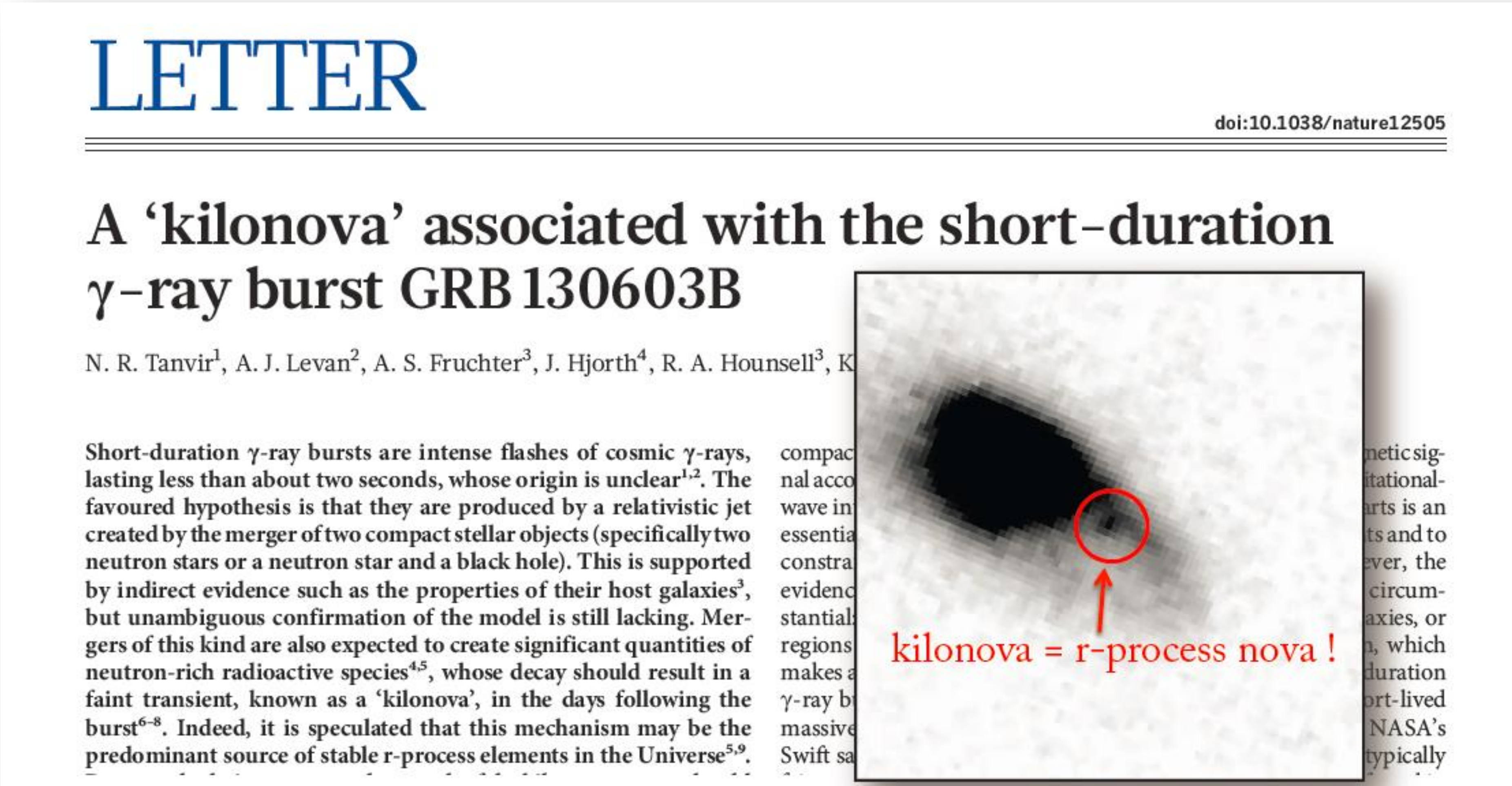
NS-NS合体に関する当時の話題

- **重元素(金、プラチナ、ウラン)の起源天体は何か?**
  - r 過程(rapid neutron capture) : 中性子過剰環境の必要性
- 従来は超新星爆発 (Burbidge et al. 1957) ⇒ シミュレーションの進展による困難
  - 従来の naive な期待よりエントロピーが低い
  - ニュートリノ加熱機構では中性子過剰環境を保てない (Robert et al. 2011; Wanajo et al. 2011)
- ⇒ コンパクト天体連星(NS-NS, NS/BH)合体に注目が集まる (Lattimer & Schramm 1974)
  - 太陽組成の重元素パターンを再現できるか？

- **重力波観測における有望な電磁波対応天体は何か?**
- SGRB jet は細く絞られている可能性が高い
  - SGRB111020A : $\theta_j \sim$ 3-8° (Fong et al. 2012)　SGRB051121A : $\theta_j \sim$ 7° (Burrows et al. 2006)
- 等方的放射は? ⇒ 多くの可能性 (e.g. Metzger & Berger 2012)
  - 1つの有力な電磁波対応天体が r 過程元素の崩壊熱による可視～赤外放射: kilonova/macronova (Li & Paczynski 1998, Kulkarni 2005)
  - GRB 130603B に付随して見つかる! (Berger et al. 2013 Tanvir et al. 2013)

- GW170817 における詳細観測

NS-NS合体に関する当時の話題



LETTER

doi:10.1038/nature12505

A 'kilonova' associated with the short-duration γ-ray burst GRB 130603B

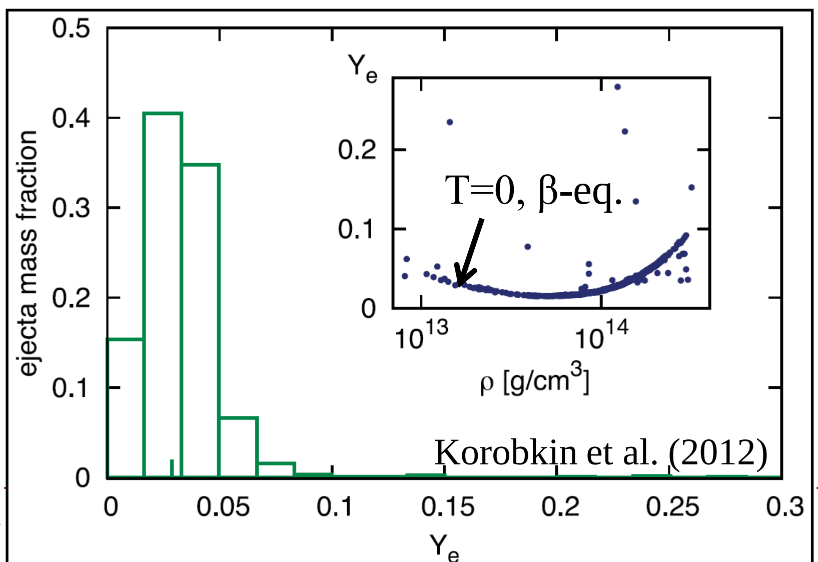
N. R. Tanvir[1], A. J. Levan[2], A. S. Fruchter[3], J. Hjorth[4], R. A. Hounsell[3], K

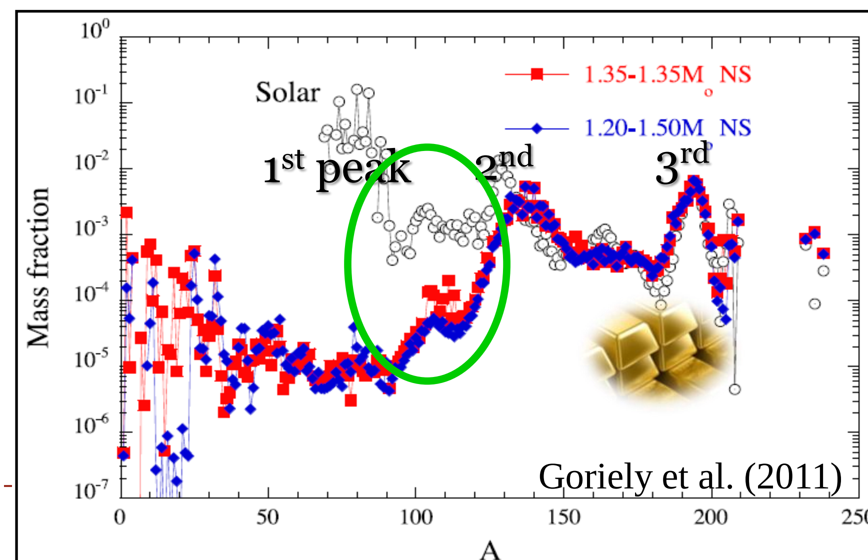
Short-duration γ-ray bursts are intense flashes of cosmic γ-rays, lasting less than about two seconds, whose origin is unclear[1,2]. The favoured hypothesis is that they are produced by a relativistic jet created by the merger of two compact stellar objects (specifically two neutron stars or a neutron star and a black hole). This is supported by indirect evidence such as the properties of their host galaxies[3], but unambiguous confirmation of the model is still lacking. Mergers of this kind are also expected to create significant quantities of neutron-rich radioactive species[4,5], whose decay should result in a faint transient, known as a 'kilonova', in the days following the burst[6-8]. Indeed, it is speculated that this mechanism may be the predominant source of stable r-process elements in the Universe[5,9].

NS-NS合体におけるr過程元素合成

- 放出物質の「**中性子過剰率 = $1 - Y_e$**」が重要
  - Y_e 大 : 中性子過剰率 小 ⇒ 非効率な r過程元素合成
  - Y_e 小 : 中性子過剰率 大 ⇒ 効率な r過程元素合成
- NS-NS合体からの質量放出は中性子過剰で太陽組成を再現しない？
  - 基本的に中性子星物質がまき散らされるだけなので中性子過剰すぎる
  - 一般相対論と弱い相互作用を包括的に考慮していなかった
    - 一般相対論的強重力による効率的な加熱
    - 高温下における弱い相互作用による中性子過剰率の変化

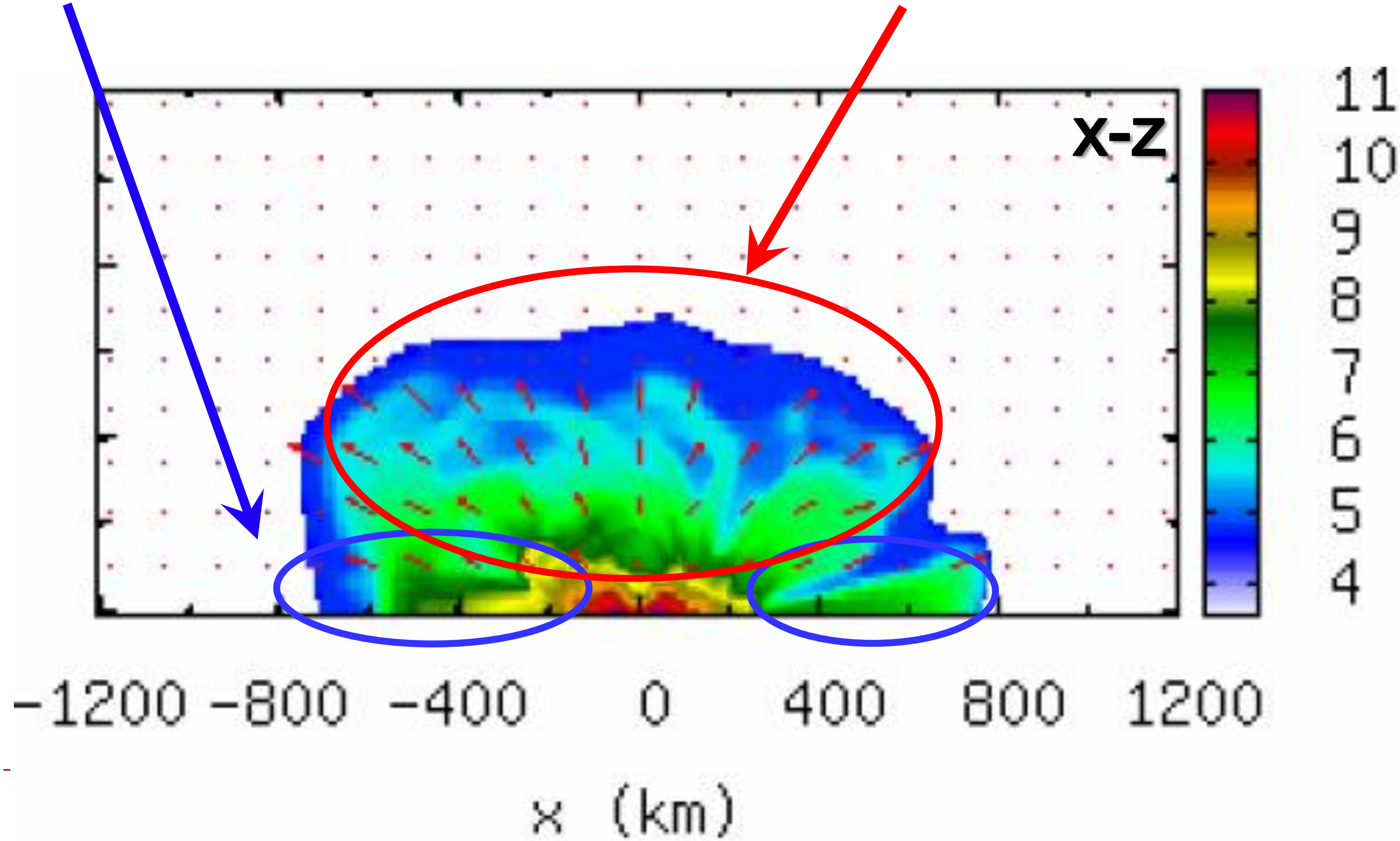
⇒ 結論が変わる可能性





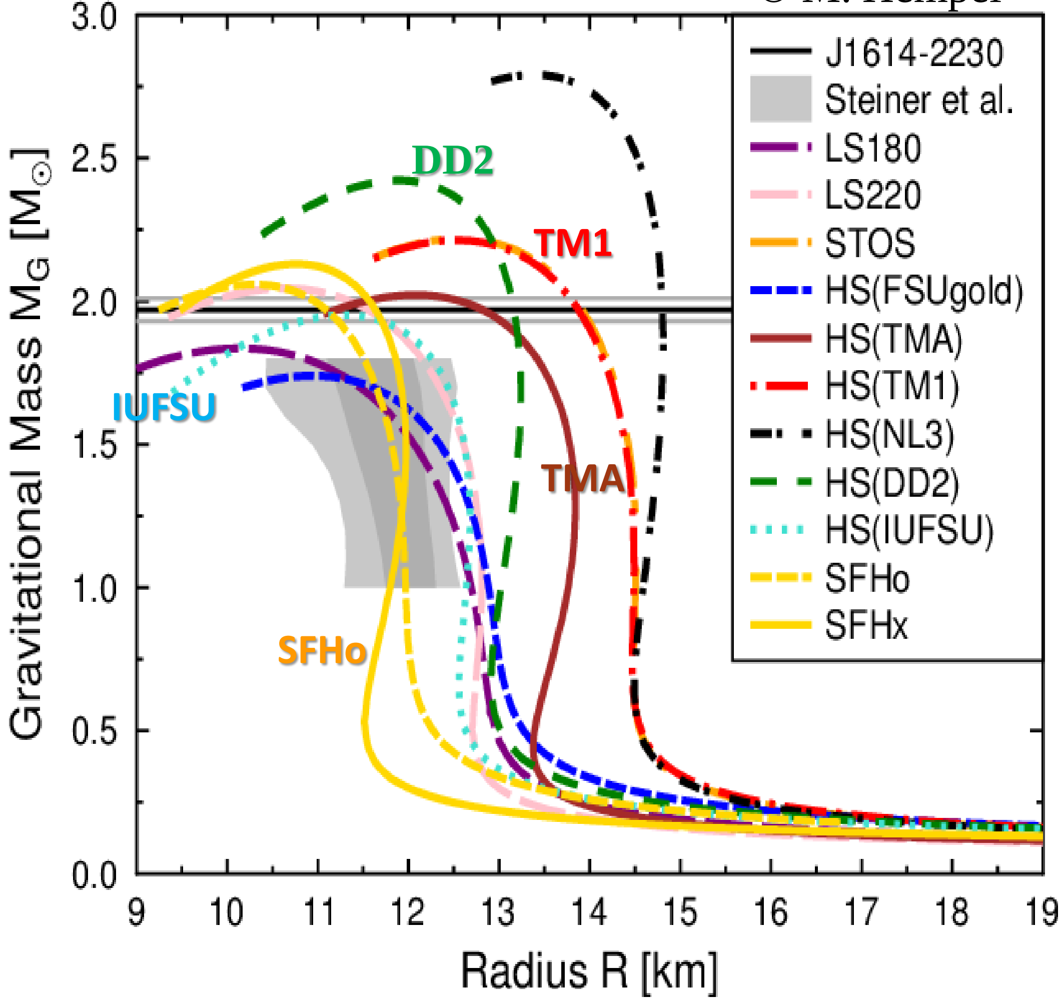
NS-NS合体における動的質量放出
数値相対論シミュレーション

- **潮汐相互作用による質量放出**
  ベータ平衡にある冷たい中性子星物質がまき散らされる（中性子過剰・低温）
- **衝撃波による加熱**
  衝撃波加熱による高温 ⇒ 弱い相互作用による中性子過剰率の変化



(Expected) Mass ejection mechanism & EOS

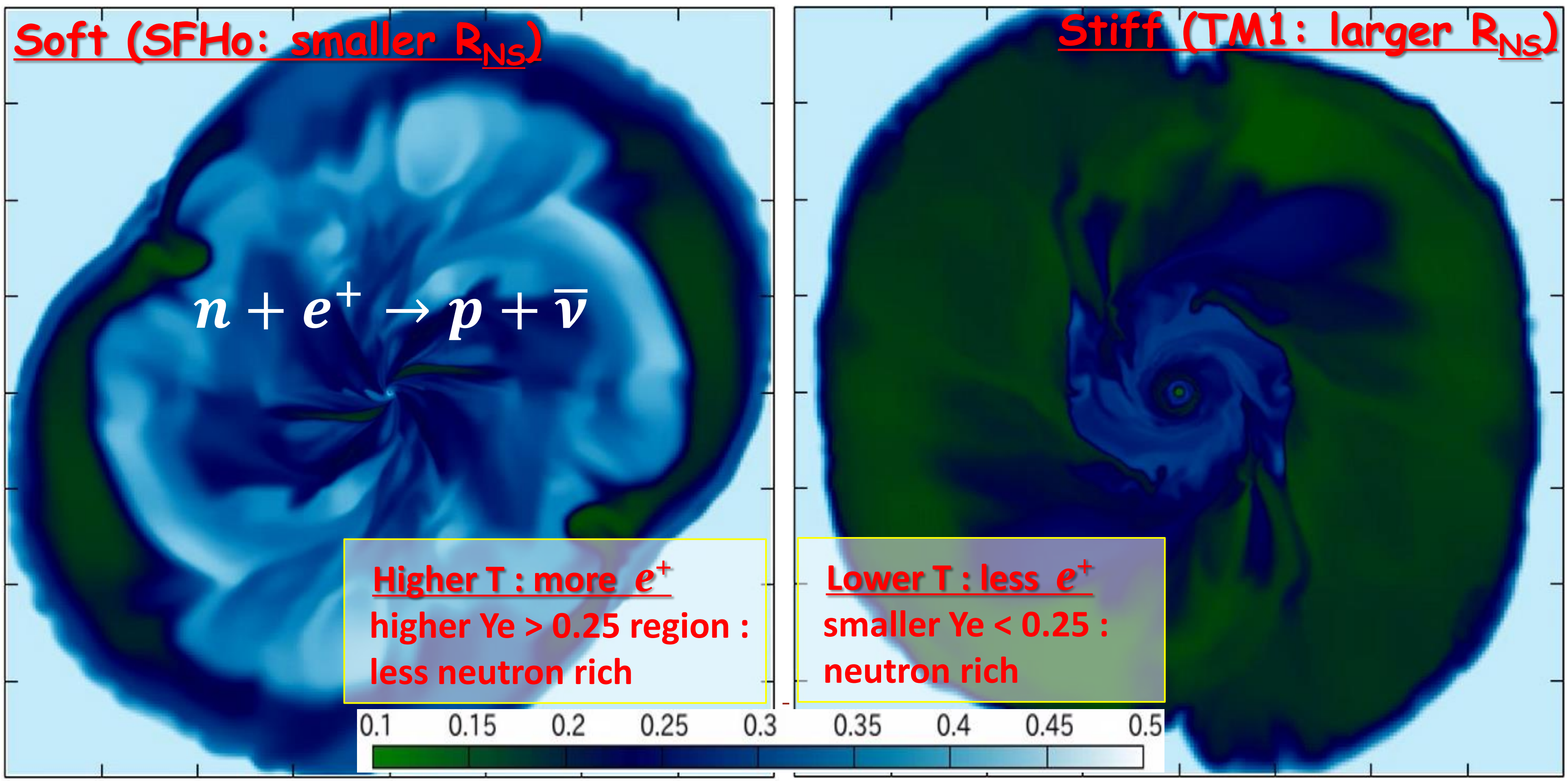
- <u>「硬い」状態方程式</u>
  - ⇔ 中性子星半径：大
  - **TM1, TMA**
  - 相対的に潮汐質量放出が重要か
  - 中性子過剰の冷たい中性子星物質が相対的に多い
- <u>中間の状態方程式</u>
  - **DD2**
- <u>「柔らかい」状態方程式</u>
  - ⇔ 中性子星半径：小
  - **SFHo, IUFSU**
  - 衝撃波加熱の効果が相対的に顕著だろう
  - 高温下での弱い相互作用による中性子過剰率の変化が期待



Sekiguchi et al. 2015;2016

Soft(SFHo) vs. Stiff(TM1): Ejecta Ye = 1- Yn

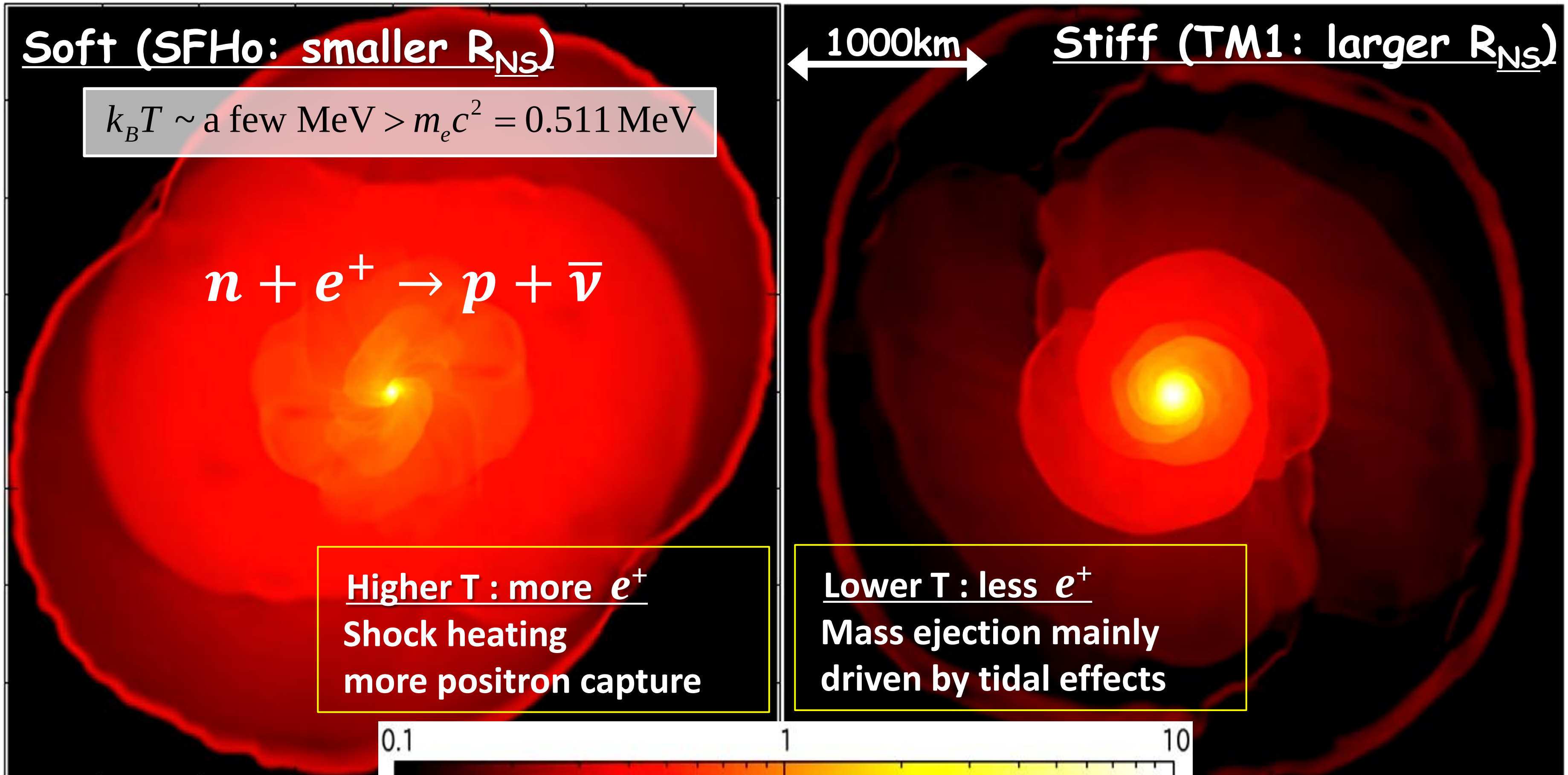
- Soft (SFHo): In the shocked regions, Ye >> 0.2 by weak processes
- Stiff (TM1): Ye is low as < 0.2 (only strong r-process expected)



Sekiguchi et al. 2015;2016

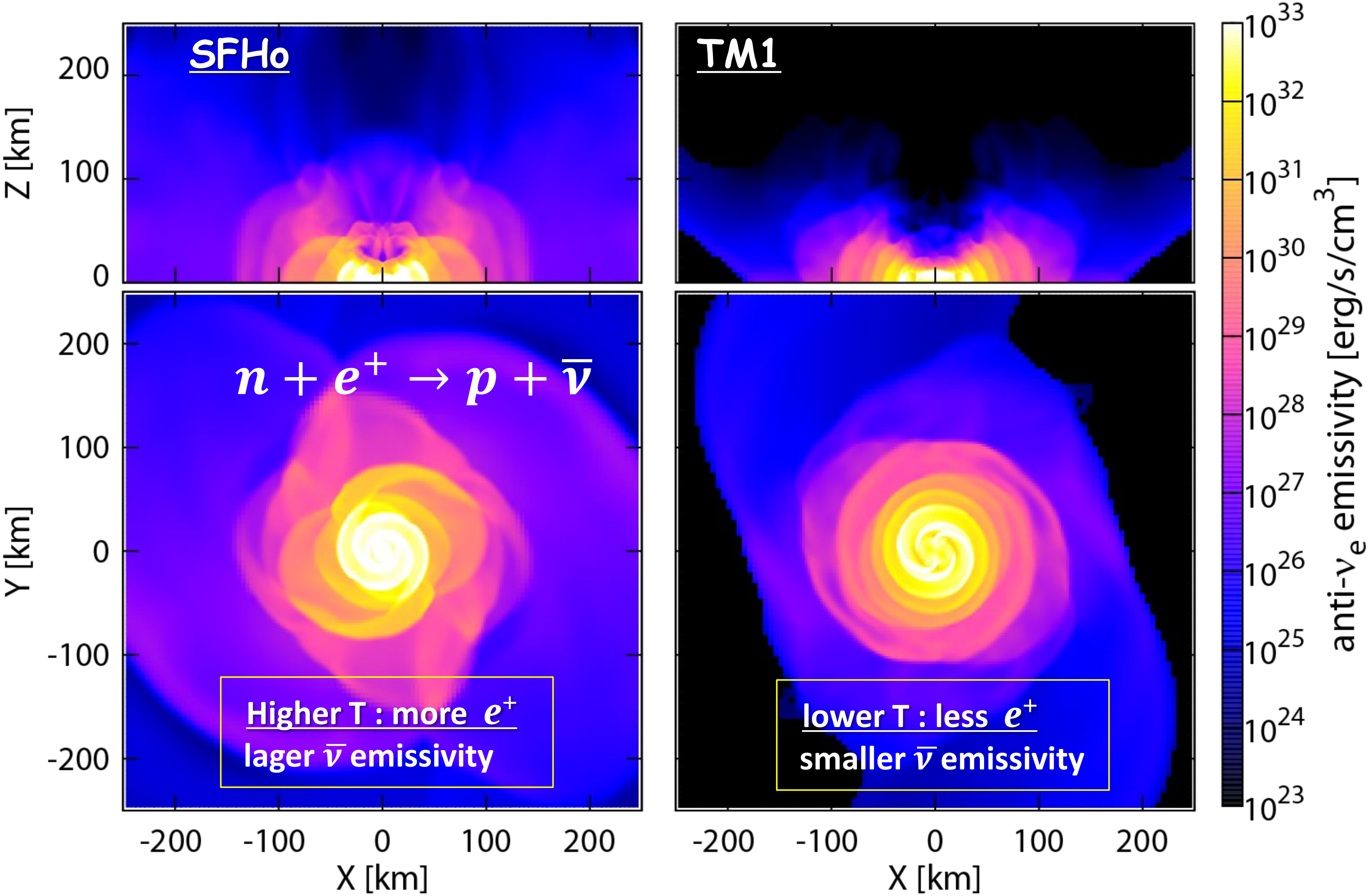
Soft(SFHo) vs. Stiff(TM1): Ejecta temperature

- Soft (SFHo): temperature of unbound ejecta is higher (as 1MeV) due to the shock heating, and produce copious positrons
- Stiff (TM1): temperature is much lower



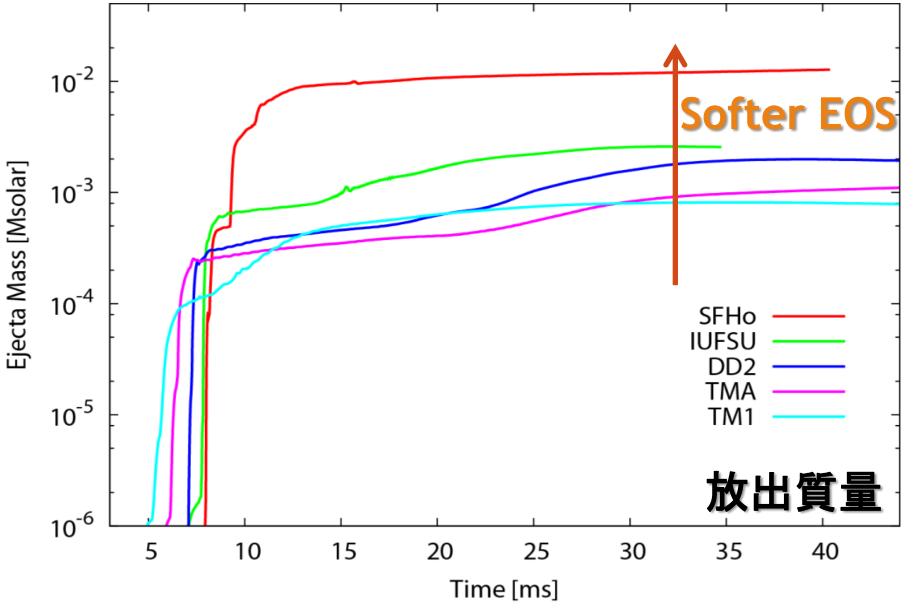
Sekiguchi et al. 2015;2016

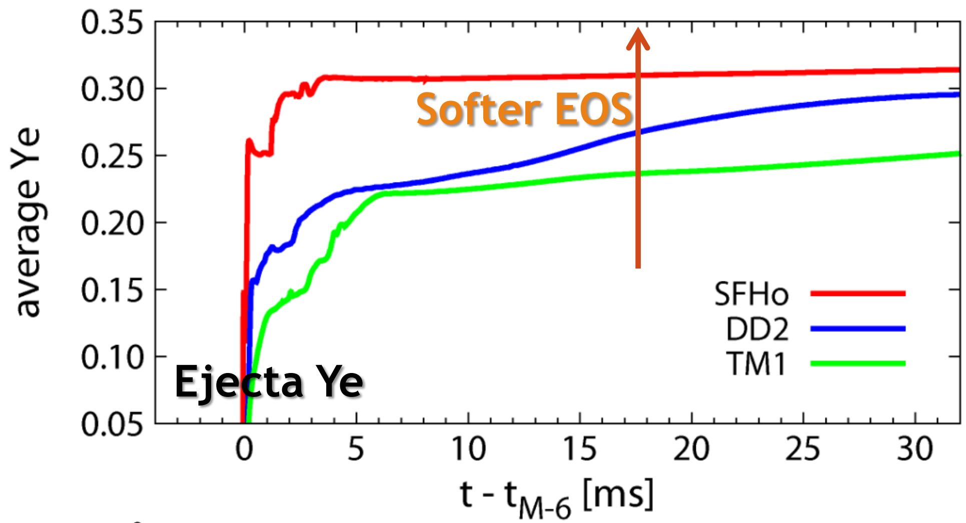
SFHo vs. TM1: $\bar{\nu}_e$ emissivity

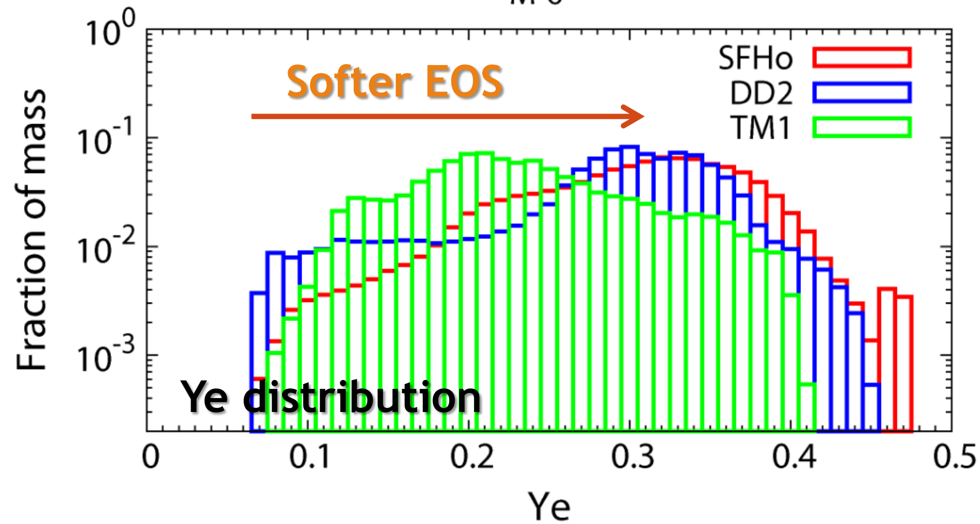


Sekiguchi et al PRD (2015)

EOS dependence : 1.35-1.35 NS-NS







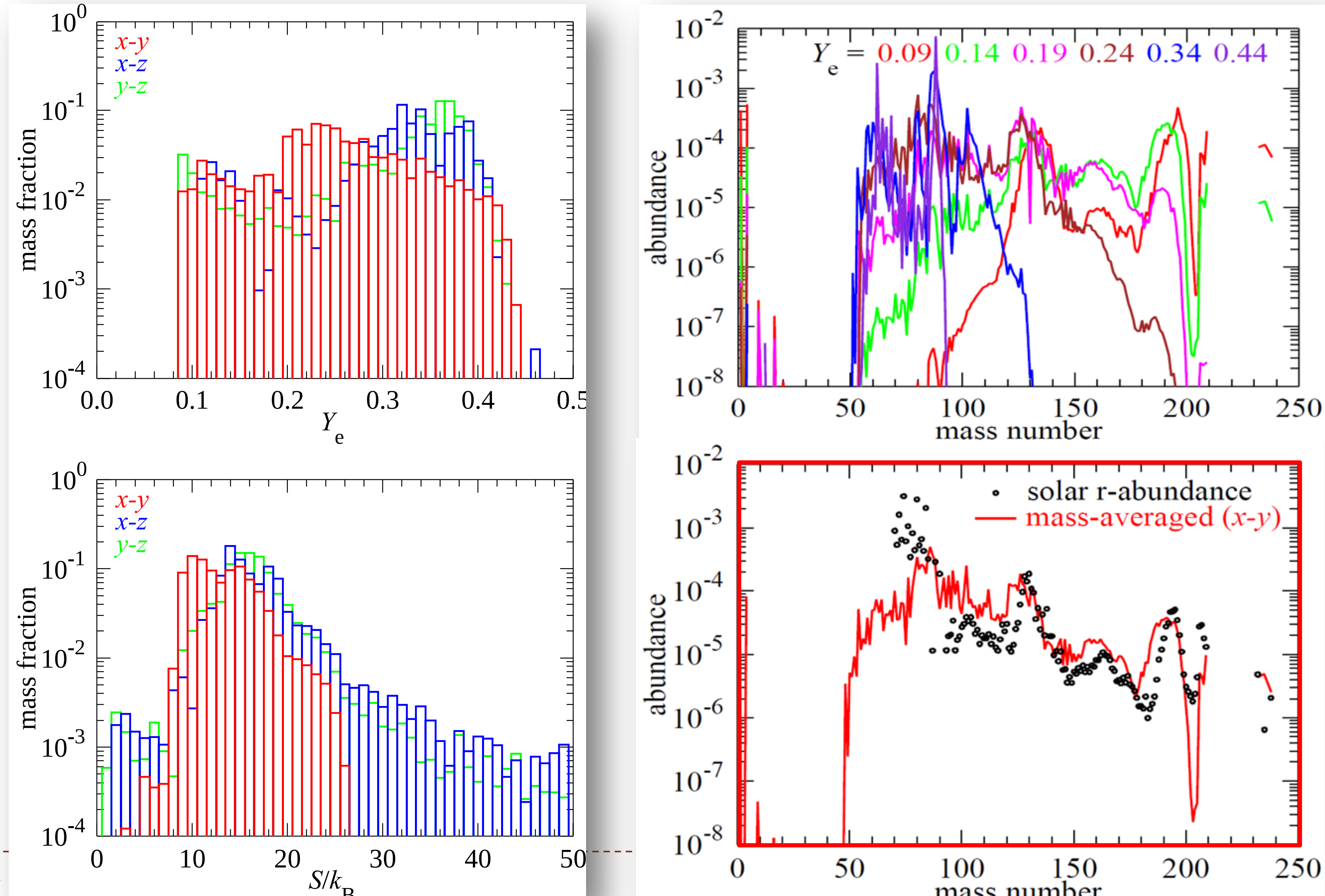
- Mej is larger for softer EOS

  Consistent with piecewise-polytrope studies

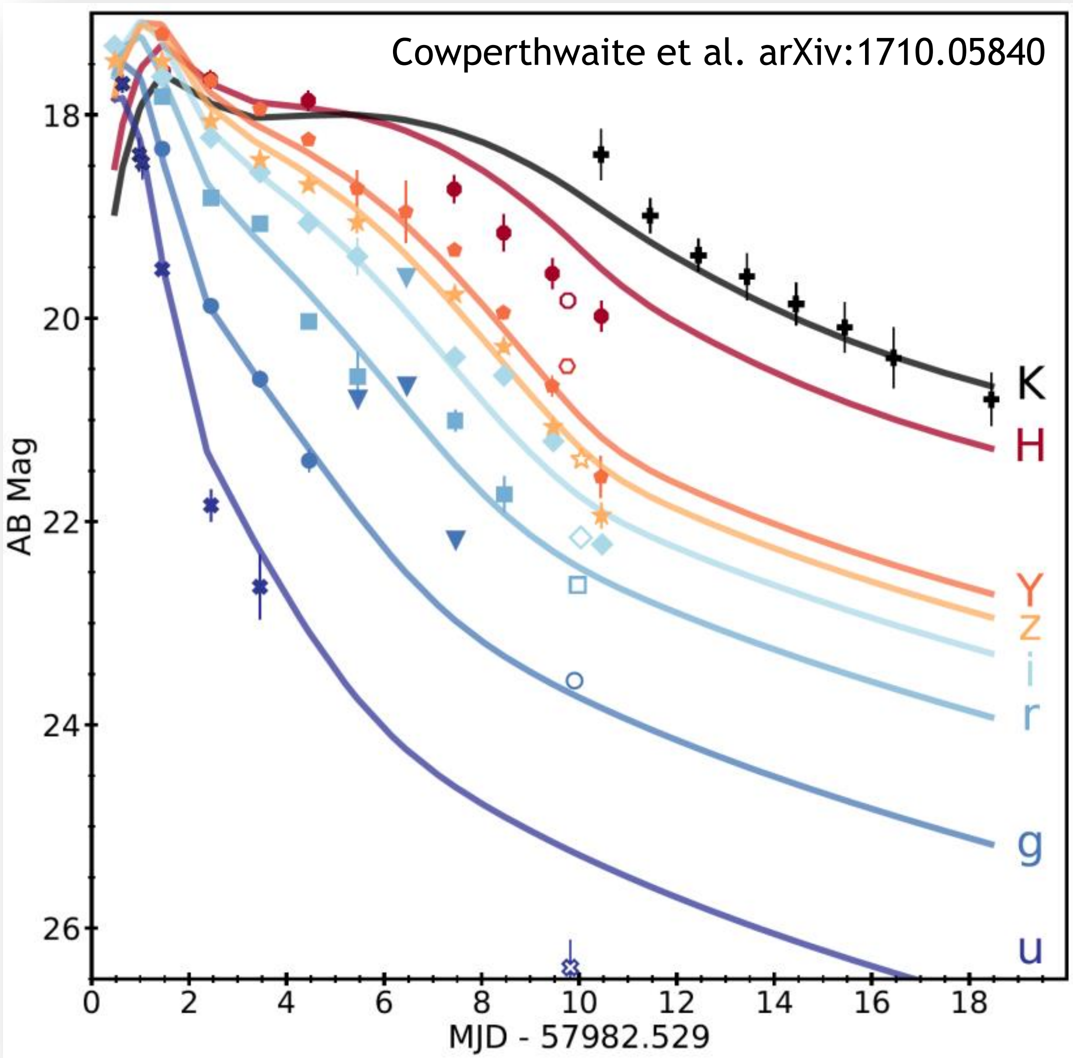
- **Only SFHo will give Mej ~ 0.01 Msun**
  - a value required by the total amount of r-process elements
- <u>If BNS is the origin, EOS should be soft</u>

Wanajo, Sekiguchi et al. (2014)

重元素合成パターン
(soft EOS (SFHo), equal mass (1.35-1.35))



そしてGW170817へ



Utsumi et al. arXiv:1710.05848, Tanvir et al. arXiv:1710.05455, Nicholl et al. ariXiv:1710.05456, Chronock et al. arXiv:1710.05454, Smartt et al. arXiv:1710.05841, etc

そしてGW170817へ

- 中性子星合体で質量 M, (典型的)速度 v の質量放出が起こったとする
  Cowperthwaite et al. arXiv:1710.05840
  - 数値相対論シミュレーションで M, v を決定　⇒　M は状態方程式に強く依存
- r-process が進行し、fMc^2 の崩壊熱が発生したとする
  - 数値相対論の結果に基づく r-process 計算で f を決定　⇒　f のモデル依存性は小
- 合成された元素による opacity は κ であったとする
  - r-process で生成された元素の opacity を明らかにする必要性

$$t_{\rm peak} \sim 2\ \mathrm{day} \left(\frac{M}{0.01 M_\odot}\right)^{1/2} \left(\frac{v}{0.2c}\right)^{-1/2} \left(\frac{\kappa}{1\ \mathrm{cm^2/g}}\right)^{1/2}$$

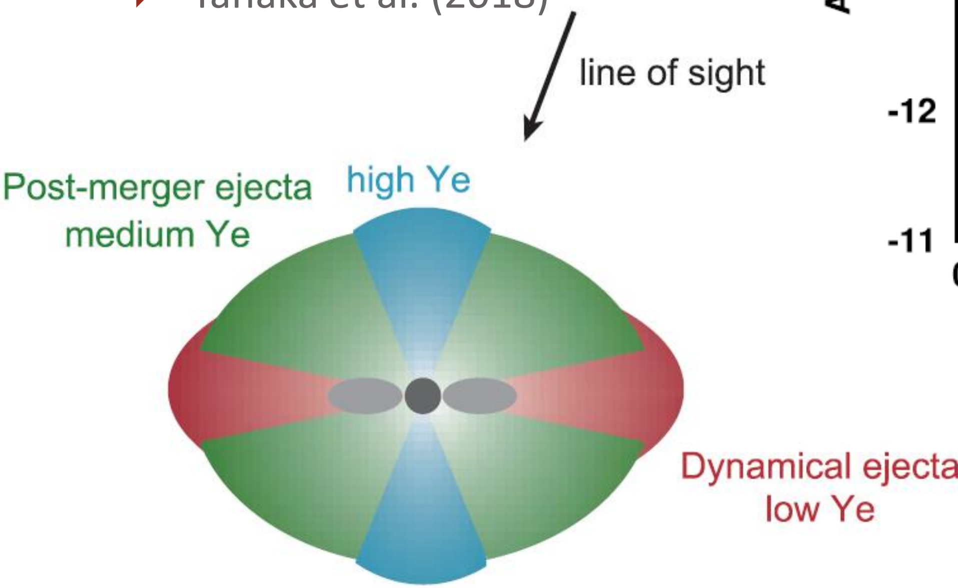
$$L_{\rm peak} \sim 10^{42}\ \mathrm{erg/s} \left(\frac{f}{10^{-5}}\right) \left(\frac{M}{0.01 M_\odot}\right)^{1/2} \left(\frac{v}{0.2c}\right)^{1/2} \left(\frac{\kappa}{1\ \mathrm{cm^2/g}}\right)^{-1/2}$$

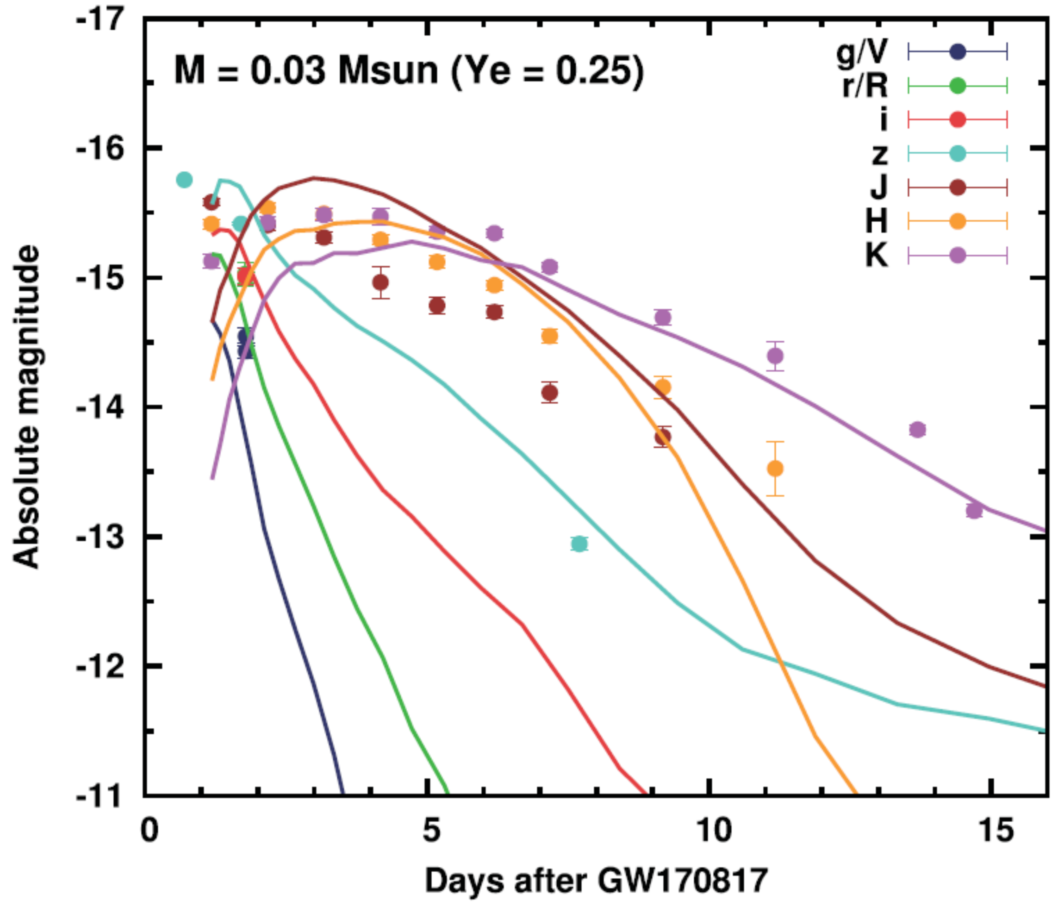
$$T_{\rm peak} \sim\ 4000\ \mathrm{K} \left(\frac{f}{10^{-5}}\right)^{1/4} \left(\frac{M}{0.01 M_\odot}\right)^{-1/8} \left(\frac{v}{0.2c}\right)^{-1/8} \left(\frac{\kappa}{1\ \mathrm{cm^2/g}}\right)^{-3/8}$$

Utsumi et al. arXiv:1710.05848, Tanvir et al. arXiv:1710.05455, Nicholl et al. ariXiv:1710.05456, Chronock et al. arXiv:1710.05454, Smartt et al. arXiv:1710.05841, etc

そしてGW170817へ

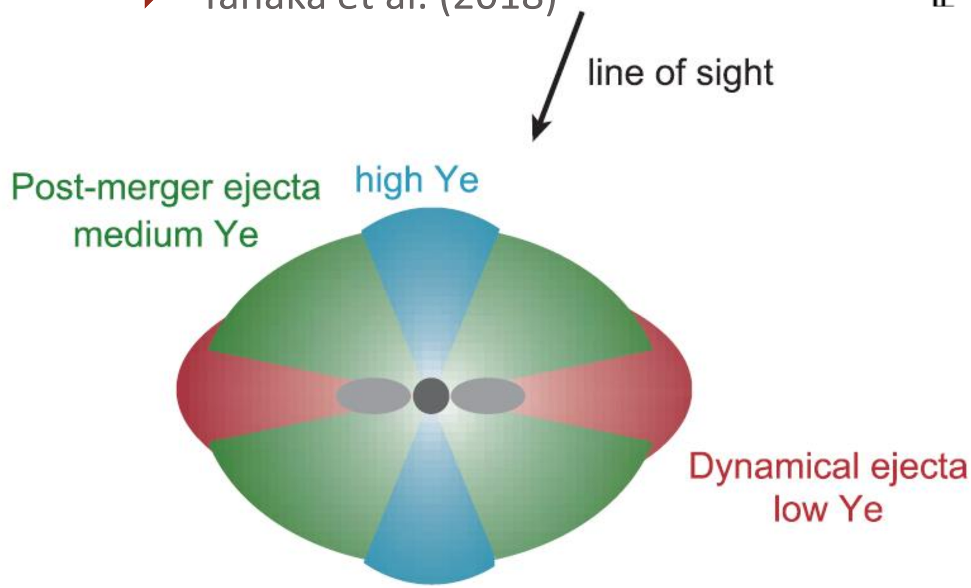
- 重力波の観測結果：30°の方向からの観測
  - $Y_e = 0.25 - 0.3$（数値相対論）
  - ランタノイドはそれほど多くない
  - Opacity $\kappa \sim 3\ \mathrm{cm^2/g}$
- **放出物質の質量を $0.03 M_\odot$ とするモデルで説明可能！**
  - Shibata et al. (2017)
  - Tanaka et al. (2018)

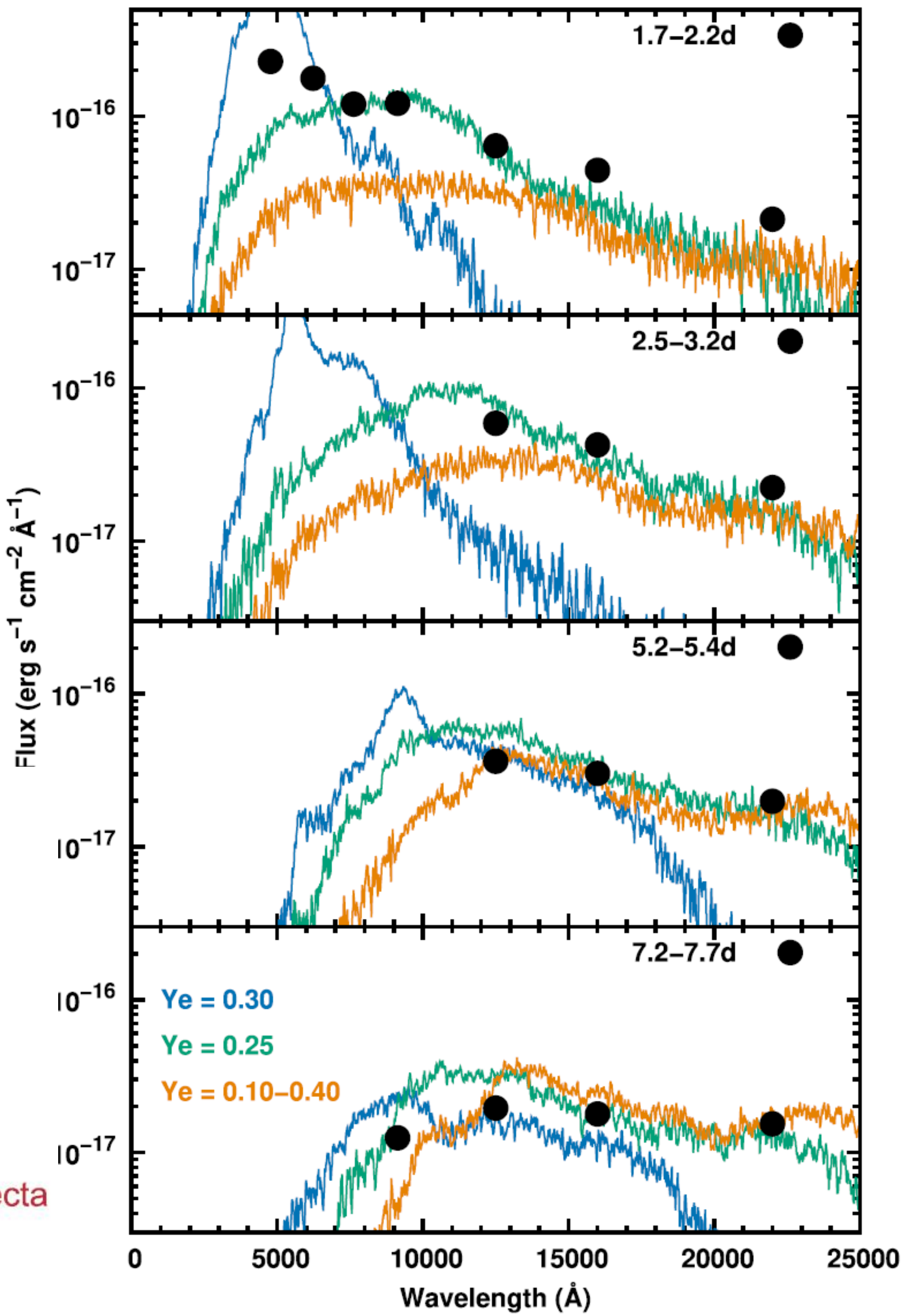




そしてGW170817へ

- 重力波の観測結果：30° の方向からの観測
  - $Y_e = 0.25 - 0.3$（数値相対論）
  - ランタノイドはそれほど多くない
  - Opacity $\kappa \sim 3\ \mathrm{cm^2/g}$
- **放出物質の質量を $0.03M_\odot$ とするモデルで説明可能！**
  - Shibata et al. (2017)
  - Tanaka et al. (2018)





まとめにかえて

数年経つと
「重力波を検出して満足するつもりだったが、それだけではなく
元素合成の大問題が解決した」
となるかもしれない。

これが宇宙物理学の醍醐味

KAGRA重力波データ解析スクール
@RESCEU 2014年　柴田さんのスライドより

- **未解決問題**
  - ブラックホールの誕生過程の解明
  - ブラックホール-中性子星連星の発見
  - ブラックホール近傍の曲がった時空の検証
  - 中性子星の内部状態/状態方程式の解明
  - 一般相対性理論の限界
- **最近の進展**
  - 連星ブラックホールの発見
  - 重力波による天文学の開拓
  - 継続時間の短いガンマ線バーストの起源
  - 金やウランなどの重元素の起源
  - 超新星爆発機構の定量的解明

GW170817の発見による進展
数値相対論の大きな貢献

「現実的な素過程」を組み入れた数値相対論はこれら未解決問題の解明に大きく貢献することだろう

謝辞

- 柴田さん:
- 白水さん:
- 福重さん:
- 共同研究者の皆さま
  - 木内君、久徳君、藤林君、和南城さん、田中君、西村君、仏坂君、川口君、大川君、打田くん、谷口さん、長倉君
- 状態方程式テーブルを提供してくれた方々
  - Hempel さん、住吉さん、富樫君、Shen さん、・・・
- HPCI/京、素・核・宇宙プロジェクトでお世話になった皆さま
- 東邦大、東京大、東京工大、国立天文台、京都大でお世話になった/なっている皆さま
- その他いろいろなところでお世話になった皆さま
- お暇があれば、今晩盛大に飲みましょう