



あると言えるだろう。

## 2. 超新星の爆発メカニズム

超新星の爆発メカニズム研究は1934年に Baade と Zwicky によって中性子星の存在が予言された<sup>1)</sup>ことに端を発したと言っていいだろう。ここでは、まず現在の標準的なシナリオについて簡単に述べる<sup>\*5</sup>。

### 2.1 星の進化と重力崩壊

星はその進化段階において、内部で核燃焼を起こしエネルギーを生成することによって、自身の重力につぶれることなく支えられている。おおよそ  $10 M_{\odot}$  ( $M_{\odot}$  は太陽質量) 以上の質量をもつ星は、その進化の最終段階において鉄のコア(核)を形成する。鉄はすべての原子核の中で最も安定なものであり、さらなる元素合成によってエネルギーを生成することはできない。そこまでいってしまった星はどうなるのか？ 自分自身の重力によってつぶれるのである。これを重力崩壊と呼ぶ。星がつぶれて温度が上がると、それまでに生成された鉄が光分解 ( $^{56}\text{Fe} + \gamma \rightarrow 13^4\text{He} + 4\text{n}$ ) される。これは元素合成の逆反応で吸熱反応であるので、星はエネルギーを失い不安定化する。さらに、軽い星では原子核による電子捕獲反応 ( $e^- + (Z, A) \rightarrow \nu_e + (Z-1, A)$ ) が働き、ここで生成されたニュートリノがエネルギーを持ち去ってしまい、不安定化する。これが重力崩壊の始まりである。

### 2.2 バウンスと即時爆発シナリオ

重力崩壊が進むと中心部の密度はあつという間に大きくなる。この重力崩壊がいつまでも続くかというところではない。密度が核密度 ( $\sim 10^{14} \text{ g cm}^{-3}$ ) ほどになると核力によって圧力が急激に大きくなる<sup>\*6</sup>。このとき、 $\sim 0.6-0.8 M_{\odot}$  の“原始”中性子星が形成され、その表面において衝撃波が形成される。この衝撃波は降着してくる物質中を

伝播する。もしこの衝撃波が外層を突き抜けることができれば、超新星を起こすことができる。これを即時爆発シナリオと呼ぶ。

しかし、最近の詳細な計算によると即時爆発シナリオは実現されないことがほぼ明らかになっている。なぜならば、この衝撃波のもつ運動エネルギーは生成時は  $10^{51} \text{ erg}$  程度なのだが、このエネルギーはニュートリノ放射による冷却 ( $L_{\nu} \sim 10^{53} \text{ erg s}^{-1}$ ;  $L_{\nu}$  はニュートリノ光度) によって失われてしまい、衝撃波は途中で止まってしまうのである。次に鍵となるのが、ここまでは冷却としてしか役割を果たさなかったニュートリノによる加熱である。

### 2.3 ニュートリノ加熱と遅延爆発シナリオ

ここまでニュートリノが重要であることはいく度か述べてきたが、本当に重要な働きをするのはここからである。原始中性子星近傍ではニュートリノによる冷却が支配的であるが、ある半径よりも外側ではニュートリノによる加熱が支配的になる。その理由は次のように理解できる。ニュートリノ冷却は陽子の電子捕獲反応 ( $p + e^- \rightarrow n + \nu_e$ ) によって進むので、冷却率は  $Q_{\nu}^- \propto T^6$  ( $T$  は温度) と書ける。ここで考えている領域が等エントロピーであることを使うと、 $T \propto r^{-1}$  ( $r$  は半径) となるので、 $Q_{\nu}^- \propto r^{-6}$  となる。それに対して、ニュートリノ加熱率はニュートリノ捕獲反応率 (例えば、 $n + \nu_e \rightarrow p + e^-$ ) によって記述されニュートリノ密度に比例するため、 $Q_{\nu}^+ \sim L_{\nu} r^{-2} \propto r^{-2}$  と書ける (ニュートリノ光度は半径によらず一定であることを用いた)。冷却と加熱が釣り合ったところ ( $Q_{\nu}^- = Q_{\nu}^+$ ) をゲイン半径と呼ぶ。これにより、ゲイン半径よりも内側では冷却優勢で外側では加熱優勢であることがわかる (図1参照)。

ニュートリノ加熱が優勢になるのは、中心から 100 km 程度離れたところで、衝撃波が停滞する

\*5 参考になるレビューとして、参考文献2-4を挙げておく。

\*6 業界では、「状態方程式が固くなる」と言う。

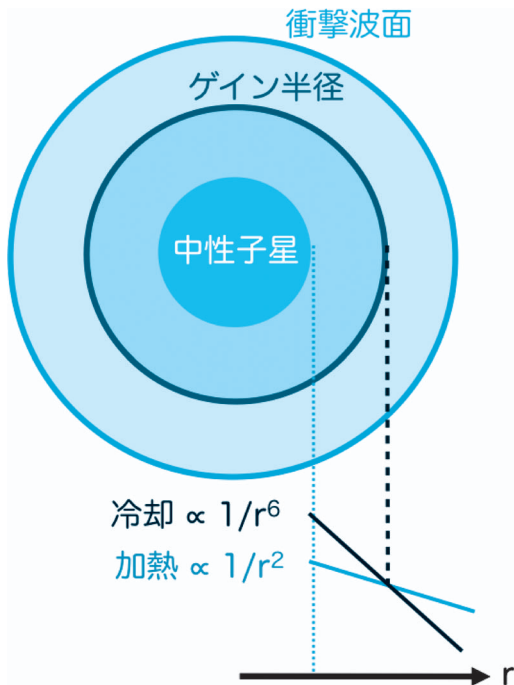


図1 ニュートリノ加熱の模式図。ゲイン半径よりも内側ではニュートリノ冷却が支配的で外側では加熱が支配的となる。

のは 200-300 km であるので、ニュートリノ加熱が十分効率良く働き内部からのエネルギー輸送が機能すると、いったんは停滞してしまった衝撃波を生き返らせ、爆発を起こせるのではないかと考えられている。このシナリオを**遅延爆発シナリオ**と呼ぶ。このシナリオが現在の標準的なシナリオとなっている。さて、それではこのシナリオが実際に働き、爆発が成功しているのであろうか？ 次節では昨今のシミュレーションの結果を紹介する。

### 3. 球対称シミュレーション

超新星はさまざまな物理が密接にかかわる現象である。巨視的物理としては、重力が最重要なの言うまでもないが、爆発後に超強磁場の中性子星（マグネター）を残すことがあることより電磁相互作用もまたダイナミクスに影響を及ぼす。微視的物理としては、ニュートリノ反応を記述する弱い相互作用と中性子星の構造を決定する核力を支配する強い相互作用もまた重要な物理である。つまり、超新星爆発にはわれわれの知っている四つすべての相互作用が大きな寄与を果たすのである。

これらすべてを統一的に扱うには、もはや解析的には不可能で、数値計算を用いるほかはない。数値計算を行ううえでの困難な点はニュートリノ輻射輸送を解くところである。輻射輸送方程式は空間3次元、位相空間3次元、時間1次元の計7次元方程式である。これを厳密に解くことは現在のコンピュータでは不可能なので、対称性を課して式を簡略化する必要がある。超新星爆発計算を行ううえで妥当な仮定でかつ最も簡略化することができるのが、空間に球対称性を課すことである。その場合、空間1次元、位相空間2次元、時間1次元の計4次元系まで簡略化することができる。

球対称の仮定を課してさえ、ニュートリノ輻射輸送を流体とともにきちんと解くことができるようになったのは21世紀に入ってからである。いくつかのグループが独立に全く違う計算スキームを用いて計算を行い<sup>5)~8)</sup>、ある一つの結果に落ち着いた。爆発しない、という結果に\*7。

なぜ爆発しないのか？ それはひとことで言うと、「ニュートリノ加熱効率が低い」ためである。

\*7 実は、いくつかの例外はある。質量が比較的軽く (~9 M<sub>☉</sub>)、進化の最終段階でも鉄コアを形成せず酸素/ネオン/マグネシウムのコアで止まるような星は、重力崩壊ののち遅延爆発シナリオで爆発することが報告されている<sup>9)</sup>。しかし、これは特殊な例であって鉄コアの重力崩壊の問題を解決するものではない。また、核物質のクォーク相転移を考慮に入れた場合、あるパラメーター領域に関しては爆発を起こすという結果も報告されている<sup>10)</sup>。これは今後さらに検討が必要な領域である。

前節で述べたニュートリノ加熱は起きているものの、エネルギーを失い停滞してしまった衝撃波を復活させるほどのエネルギー供給はできないのである。ニュートリノ加熱では超新星爆発は起こせない、ということなのだろうか？ 次のキーワードは、「多次元性」である。

#### 4. 超新星の非球対称構造と多次元性

近年の観測より、超新星爆発は非球対称な構造をもっていることが明らかになった<sup>11)-13)</sup>。これは、超新星爆発が始まって衝撃波が星の中を伝播しているときにすでに球対称ではない構造をもっている可能性を示唆している。それと同期して、爆発メカニズムコミュニティでも多次元性が活発に調べられている。どのようなメカニズムによって非球対称な構造が作られるのかを以下に述べる。

##### 4.1 対流

超新星には、対流不安定な場所が二つある。一つは原始中性子星の表面付近でもう一つは衝撃波背面である。前者は物質中のレプトン（電子やニュートリノの総称）の不均一さによって駆動される対流で、後者は熱によって駆動される対流である。実はこれらの対流はどちらもニュートリノ加熱の効率を上げる効果をもつ。原始中性子星周りの対流では、中性子星の内部に閉じ込められているニュートリノを効率良く外へ運びニュートリノ光度を上げる働きがある。また、衝撃波背面での対流では、降着流が対流によって巻き上げられるためニュートリノ加熱が支配的な領域（ゲイン半径と衝撃波の間）に長い時間とどまることができ、ニュートリノ捕獲の効率を上げることができるのである。この二つの中でも特に衝撃波背面での対流のほうがニュートリノ加熱の効率を上げるには重要である。

##### 4.2 定在降着衝撃波不安定性 (Standing Accretion Shock Instability; SASI)

対流安定であっても、物質の降着流が球対称の

構造を保つとは限らない。近年注目されている不安定性として、SASIと呼ばれる不安定性がある。これは、球対称の降着流において形成された衝撃波は非動径方向の摂動に対して不安定である、というものである。SASIは元々ブラックホール降着流において発生することが知られてた<sup>14)</sup>が、2003年に超新星における衝撃波でも発生する不安定性であることが示された<sup>15)</sup>。この不安定性により、初期の対流安定な降着流が非球対称な構造をもつようになり、対流が成長するための種が作られ成長が促進される。したがって、この不安定性も爆発には良い方向に働く。

##### 4.3 回転、磁場

速い回転や強い磁場が存在する場合も球対称から大きく離れる。回転が強い場合、遠心力によって最初のバウンスが弱くなり、初期の衝撃波のもつエネルギーは小さくなる<sup>16)</sup>。しかし、ひしゃげた原始中性子星からの非等方なニュートリノ輻射によって回転軸付近のニュートリノ加熱効率が上がる、という示唆もされている<sup>17)</sup>。また、磁場と回転が同時に大きいような場合は磁気駆動型ジェットが形成され、ガンマ線バーストやエクソ線フラッシュのような天体現象につながる可能性もある<sup>18)</sup>。回転や磁場とニュートリノ加熱率の関係はまだ議論の余地があると言えるだろう。

##### 4.4 多次元シミュレーションの現状

それでは、次にシミュレーションではどうなっているのかを見ていく。多次元の超新星シミュレーションには大きく分けて二つの種類がある。一つは、原始中性子星（とその周辺）を内部境界として解かないケース（タイプIとする）、もう一つは全領域のシミュレーションを行うケース（タイプII）である。タイプIは、ニュートリノ輻射輸送方程式が簡略化され計算が非常に楽になるが、ニュートリノを放出する部分の計算を行えないのでニュートリノ光度をパラメーターとするしかない。それに対しタイプIIは計算が非常に煩雑になるがパラメーターなしに計算を行うことが

できる。

タイプ I の計算は、降着流のもつさまざまなパラメーターに対しての依存性を調べるのに適している。例えば爆発のために必要な臨界ニュートリノ光度を調べるのにたびたび利用されている。近年の計算によると、臨界ニュートリノ光度は次元が上がるほど下がる、という結果が報告されている<sup>19), 20)</sup> (3次元計算では2次元計算よりもさらに低くなる)。これはすなわち、多次元の効果によって爆発が起こりやすくなることを示唆している。

タイプ I の計算では定性的な議論が可能ではあるが、最終的にニュートリノ加熱によって爆発が成功した、というためにはタイプ II の計算を行い爆発を起こすことが必要である。空間2次元以上で流体とニュートリノ輻射輸送を解くことのできるグループは筆者を含む日本のグループを入れて世界に四つある<sup>21)-24)</sup>。これらのグループは（誤解を恐れない言い方をすると）爆発に成功しつつある、と言えるだろう。しかし、議論はまだまだ収束していないため爆発に成功した、とはっきり言える段階ではないのを強調しておく。次節ではわれわれが行った計算について紹介する。

## 5. 多次元シミュレーション

### 5.1 数値計算手法と球対称シミュレーション

ここでは、簡単にわれわれの計算についての説明と球対称を課した計算結果の紹介を行う。超新星爆発のシミュレーションを行ううえでニュートリノ輻射輸送を解くことが本質的であることは上で述べた。軸対称計算の場合、輻射輸送方程式は空間2次元、位相空間3次元、時間1次元の6次元方程式となってしまう。厳密に解くのは難しいため、近似が必要である。われわれは *Isotropic Diffusion Source Approximation (IDSA)*<sup>25)</sup> という近似を用いた。この近似は、ニュートリノの分布関数

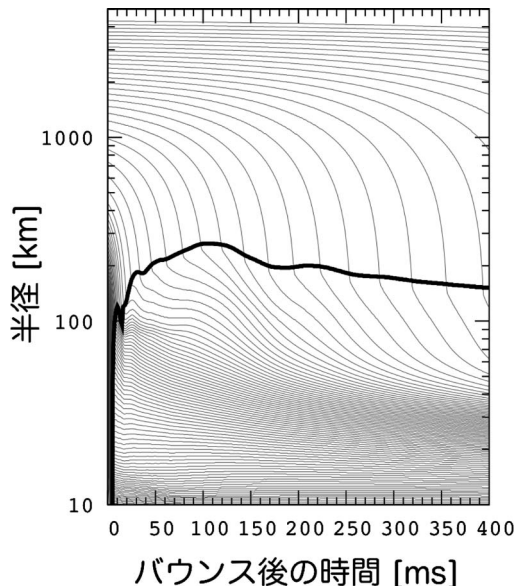


図2 質量半径の時間発展。物質が中心に向かって降着し続ける様子が見取れる。太線は衝撃波の位置を表しており、バウンス後 100 ms 程度でエネルギーを失い、定在衝撃波へと移り変わっている。

を光学的に厚く流体的に振舞う部分とそれ以外の自由に伝播する部分の二つに分割し、それぞれについて光学的に厚い極限と薄い極限の式を解く近似である\*8。

まず、球対称重力崩壊のシミュレーション結果について述べる。球対称ではバウンスによって衝撃波が発生し、まずは外側へ伝播していくが、300 km ほどのところでエネルギーを失い、定在衝撃波となる様子がシミュレーションできた (図2 参照)。これはすでに述べたように、球対称では爆発しないというこれまでの先行研究を矛盾しない結果である。ちなみに、ニュートリノを入れずに断熱的な計算を行うと、衝撃波はエネルギーをさほど失わずに鉄コアの外まで伝播し、星は爆発を起こす。

\*8 趣旨としては流束制限拡散近似 (Flux Limited Diffusion; FLD) に近い。FLD の場合は流束について拡散近似と自由伝播の両極限を満たすような条件を課すが、IDSA では分布関数に同様の条件を課す。

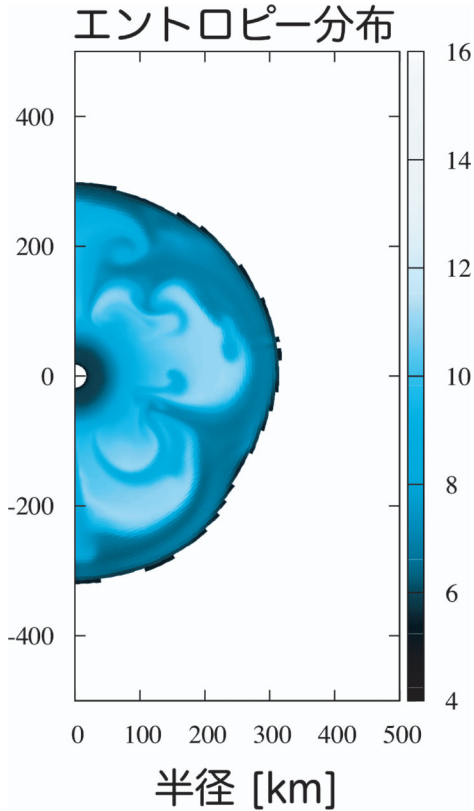


図3 バウンスから 110 ms 後のエン트로ピー分布。色のついていいる場所が衝撃波の内部にあたる。ゲイン半径 (~100 km) と衝撃波 (~300 km) の間で対流が成長している様子が見取れる。

### 5.2 軸対称シミュレーション

われわれのシミュレーションでも球対称では爆発しないことが確認された。次に、多次元の効果が及ぼす影響を見るために対称性を下げた計算を行おう。できれば3次元のシミュレーションを行うところであるが、計算コストが莫大になってしまうので、軸対称性を課した計算を行った。その

際、ニュートリノ輻射輸送については“ray-by-ray-plus”という近似法を用いた。この近似は、輻射輸送については動径方向のみを計算する近似である。ただし、ニュートリノ輻射圧による压力勾配に関しては角度方向の成分も取り入れている。この近似の妥当性として、超新星のようなほぼ丸い構造をしているものに関しては、ニュートリノの数密度分布もかなり球対称に近い、ということがある。もし、星が非常に速く回転していて原始中性子星が大きくひしゃげてしまっている場合は、この近似は破綻するだろう。

軸対称計算では、衝撃波背面での流体の対流運動をシミュレーションで追うことができる。図3にある時刻のエン트로ピー分布を示す\*9。ゲイン半径が最もエン트로ピーが高く、外にいくにつれニュートリノ加熱率が下がり ( $Q_{\nu} \propto r^{-2}$ ) エン트로ピーも下がるため、(重力を考慮して) 下が高温で上が低温という構造ができていいる。このような構造は対流不安定である\*10ので、この領域で対流運動が発達する。それによって、流体はこの領域で浮き沈みを繰り返す、ゲイン半径と衝撃波の間(ニュートリノ加熱が起こる場所)に長い時間滞在することができるようになる。その結果ニュートリノ加熱の効率が球対称のときに比べ大きく上がるのだ。

それでは、より定量的に対流の効果を見よう。球対称の場合は物質は衝撃波中に入ったあとも(速度は落ちるものの)降着し続けるが、軸対称ではそこから対流によって巻き上げられずにはゲイン半径に到達しない。図4に、物質の衝撃波からゲイン半径までの移流時間を示す\*11。“1D”と書いてあるのが球対称のもので、“2D”が軸対称

\*9 高エン트로ピーが高温に対応する。超新星コミュニティでは、流体の状態を表すのにエン트로ピーを用いることが多い。これは、衝撃波によって圧縮されることでエン트로ピー生成が行われるので、衝撃波内と外の物質を区別することが容易なためである。

\*10 お風呂も同様の構造をもっているため、対流不安定である。

\*11 ここでの定義は、ある時刻  $t$  に衝撃波に入った流体が時刻  $t + \Delta T$  にゲイン半径に到達したとき、移流時間は  $\Delta T(t)$  とした。軸対称計算については、衝撃波の半径や移流の速度が角度に依存するので、角度平均を行った。

計算のものである。明らかに軸対称のほうが長い時間になっていることがわかる。ここで、この時間の差異は二つの効果によって引き起こされることに注意されたい。一つ目はここで注目している対流の効果によって降着が遅くなることで、これは大体バウンス後 100 ms 程度\*12まで重要な要素である。二つ目は衝撃波の膨張によって、軸対称では衝撃波とゲイン半径の間の距離が球対称よりも長くなる効果だ。つまり、物質が移流する距離が長くなるのである。球対称で移流時間が短くなっていくのは、衝撃波が徐々に内側に移動する

ことに起因している(図2を参照)。それに対し軸対称では衝撃波はどんどん広がっていくため、移流時間もまた長くなっていく。これら二つの効果によって、軸対称では球対称に比べずっと長い移流時間が実現され、より効率的なニュートリノ加熱を実現できるのである。

それでは、軸対称では衝撃波はどこまでいけるのだろうか。図5にエントロピー分布の時間発展を示す。図2の球対称の場合は300 km ほどで伝播が終わり収縮を始めてしまった衝撃波が、軸対称では膨張し続けている様子が見て取れるだろう。衝撃波の構造はSASIと対流によって球対称とは大きく異なっており、特に軸方向に早く伝播している。この衝撃波は鉄コア(およそ半径1,000 km)を突破し、その外側のシリコン層にまで達している。これは非常に大きな事実である。なぜなら、星の構造は主成分が変わると大きく変わり、鉄コアの外では物質密度が一気に下がる。そして衝撃波の伝播を阻害する降着物質のラム圧が下がるのである。したがって、衝撃波の伝播は止まらず、このまま星の外層まで到達することができるだろうと考えられる。さて、これで超新星は爆発した、と言えるだろうか？

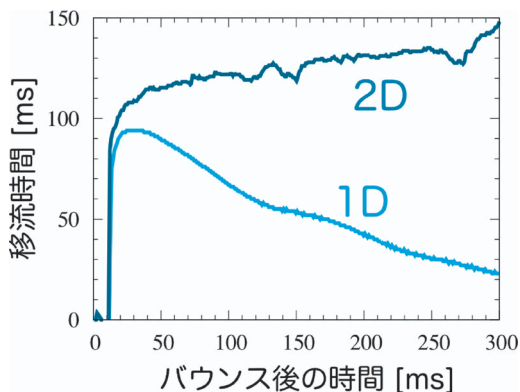


図4 移流時間の発展。下の線が球対称計算の結果で、上の線が軸対称計算のもの。立ち上がり時間は衝撃波がゲイン半径よりも外側に到達した時間に対応。

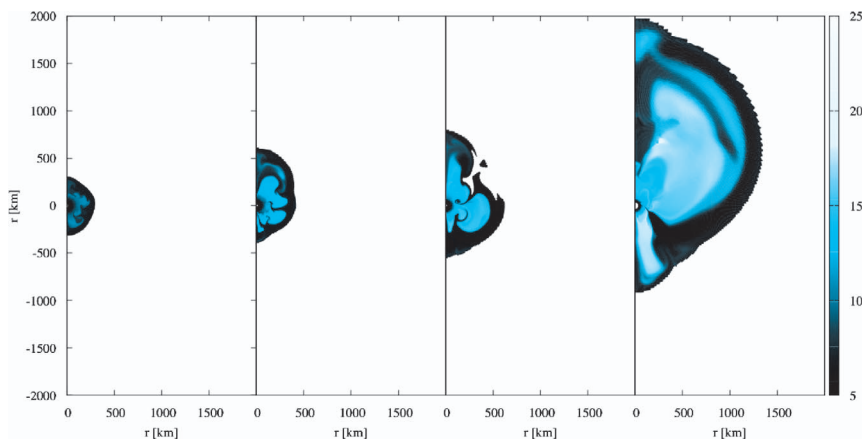


図5 エントロピー分布の時間発展。それぞれ左からバウンス後 100 ms, 200 ms, 300 ms, 450 ms に対応する。

\*12 バウンス後 100 ms 程度までは球対称と軸対称で衝撃波の半径はさほど変わらない。

## 6. 残された課題

本稿では、超新星爆発シミュレーションの結果を紹介した。これまで球対称の仮定を用いたシミュレーションでは爆発を再現できなかったが、軸対称にすると標準モデルとされるニュートリノ加熱による爆発の兆候が見えてきた、と言えるだろう。しかし、実はまだまだ多くの困難がある。以下、筆者の考える超新星爆発メカニズムにおける残された問題を述べたいと思う。

### 6.1 弱い爆発

軸対称計算で得られた爆発には大きな問題がある。爆発エネルギーが小さいのだ。観測されている超新星の典型的な爆発エネルギーは  $10^{51}$  erg である。それに対し、衝撃波が鉄コアを突き抜けたとされる軸対称計算で得られている爆発エネルギーは  $10^{49}$  から  $10^{50}$  erg 程度ではるかに小さい。これは次に述べる中性子星生成と関連し、解決すべき問題である。ちなみに、軸対称からさらに対称性を外して3次元計算を行えば  $10^{51}$  erg を実現できるか、という質問をたびたび受ける。個人的な見解としては難しいのではないかと考えている。確かに3次元にすれば対流運動の自由度が増しニュートリノ加熱の効率は上がるだろう。なぜなら、加熱率は次元によらず一定で大体  $10^{51}$  erg  $s^{-1}$  程度であるので、3次元の自由度によって移流時間が長くなれば最終的にニュートリノによって得るエネルギーは大きくなる。しかし、 $10^{51}$  erg の爆発エネルギーを得るには、1秒ほどの間ゲイン半径と衝撃波の間に流体をとどめないとならない。これは、2次元から3次元にただけでは達成されないのは明らかであろう。したがってこういった流体運動以外により効率良く加熱するメカニズムを考える必要がある。一つの可能性として、原始中性子星の振動によって誘起された音波で爆発させる、というシナリオが提唱されてい

る<sup>19)</sup>が、懐疑的な声が多い。

### 6.2 中性子星

上とも関連があるが、軸対称計算で得られているのは弱い爆発なので、衝撃波は外向きに伝播するが物質を吹き飛ばすほどではない\*<sup>13</sup>。つまり、原始中性子星への物質降着は止まらないのだ。これもまた大きな問題である。最初に述べたように、超新星は大質量星が中性子星を形成するプロセスである。しかし、現状のシミュレーションではいつまでも物質が降着し続けてしまい中性子星ではなくすべてがブラックホールとなってしまう。これもまた大きな問題である。おそらくは、より強い爆発を起こすメカニズムが明らかになればこの問題も解決できると期待される。

### 6.3 状態方程式

核物質の状態方程式はいまだ未知の部分が多い。昨年、 $2 M_{\odot}$  の質量をもつ中性子星が発見され<sup>26)</sup>、状態方程式の満たすべき条件が厳しくなった。ちなみに、現在のわれわれのシミュレーションで用いている状態方程式<sup>27)</sup>のもつ中性子星の最大質量は $\sim 1.9 M_{\odot}$  なので条件を満たしていない。より大きな中性子星を作るためにはより“硬い”状態方程式を用いる必要がある。まだまだ超新星爆発メカニズムにおいて状態方程式の依存性はよくわかってはいないが、硬い状態方程式を用いると爆発しにくくなる、という報告もある<sup>28)</sup>。さらに詳細な議論が必要とされる。

## 謝辞

本稿は、筆者の博士論文の一部をもとにしたものです。指導教官の佐藤勝彦教授、共同研究者の固武 慶氏、滝脇知也氏、M. Liebendörfer 氏、S. C. Whitehouse 氏に感謝いたします。本研究で行われた計算の一部は国立天文台の XT4 を利用させていただきました。最後に、本稿を執筆する機会を与えていただいた山崎 了氏に感謝いたします。

\*<sup>13</sup> 衝撃波が伝播するのは外側の物質密度が下がることでラム圧が下がるため、衝撃波自身のエネルギーが増しているわけではないことに注意。



## 参考文献

- 1) Baade W., Zwicky F., 1934, Phys. Rev. 46, 76
- 2) Bethe H. A., 1990, Rev. Mod. Phys. 62, 801
- 3) Kotake K., Sato K., Takahashi K., 2006, Rept. Prog. Phys. 69, 971
- 4) Janka H.-T., Langanke K., Marek A., Martínez-Pinedo G., Müller B., 2007, Phys. Rep. 442, 38
- 5) Liebendörfer M., Mezzacappa A., Thielemann F.-K., Messer O. E., Hix W. R., Bruenn S. W., 2001, Phys. Rev. D 63, 103004
- 6) Rampp M., Janka H.-T., 2002, A&A 396, 361
- 7) Thompson T. A., Burrows A., Pinto P. A., 2003, ApJ 592, 434
- 8) Sumiyoshi K., Yamada S., Suzuki H., Shen H., Chiba S., Toki H., 2005, ApJ 629, 922
- 9) Kitaura F. S., Janka H.-T., Hillebrandt W., 2006, A&A 450, 345
- 10) Sagert I., Fischer T., Hempel M., Pagliara G., Schaner-Bielich J., Mezzacappa A., Thielemann F.-K., Liebendörfer, M., 2009, Phys. Rev. Lett. 102, 081101
- 11) Wang L., Howell D. A., Höich P., Wheeler J. C., 2001, ApJ 550, 1030
- 12) 田中雅臣, 2010, 天文月報 103, 60
- 13) 前田啓一, 2010, 天文月報 103, 672
- 14) 長倉洋樹, 2010, 天文月報 103, 109
- 15) Blondin J. M., Mezzacappa A., DeMarino C., 2003, ApJ 584, 971
- 16) Yamada S., Sato K., 1994, ApJ 434, 268
- 17) Kotake K., Yamada S., Sato K., 2003, ApJ 595, 304
- 18) Takiwaki T., Kotake K., Sato K., 2009, ApJ 691, 1360
- 19) Murphy J. W., Burrows A., 2008, ApJ 688, 1159
- 20) Nordhaus J., Burrows A., Almgren A., Bell, J., 2010, ApJ 720, 694
- 21) Buras R., Janka H.-T., Rampp M., Kifonidis K., 2006, A&A 457, 281
- 22) Burrows A., Livne E., Dessart L., Ott C. D., Murphy J., 2006, ApJ 640, 878
- 23) Suwa Y., Kotake K., Takiwaki T., Whitehouse S. C., Liebendörfer M., Sato K., 2010, PASJ 62, L49
- 24) Bruenn S. W., Mezzacappa A., Hix W. R., Blondin J. M., Marronetti P., Messer O. E. B., Dirck C. J., Yoshida S., 2009, AIP Conf. Proc. 1111, 593
- 25) Liebendörfer M., Whitehouse S. C., Fischer T., 2009, ApJ 698, 1174
- 26) Demorest, P. B., Pennucci T., Ransom S. M., Roberts M. S. E., Hessels J. W. T., 2010, Nature 467, 1081
- 27) Lattimer J. M., Douglas Swesty, F., 1991, Nucl. Phys. A 535, 331
- 28) Marek A., Janka H.-T., 2009, ApJ 694, 664

### Probing the Explosion Mechanism of Core-Collapse Supernovae with Neutrino-Radiation Hydrodynamics

Yudai SUWA

*Yukawa Institute for Theoretical Physics, Kyoto University, Kitashirakawa Oiwake-cho, Sayo-ku, Kyoto 606-8502, Japan*

Abstract: How do supernovae explode? This has been a long-lasting problem in astrophysics. In the explosion mechanism of supernova, neutrinos play some important roles. Therefore, in order to investigate the explosion mechanism we should solve the neutrino-radiation hydrodynamics. We have recently developed a new code and become to be able to perform axisymmetric simulations including neutrino radiation transfer.