

## 超新星爆発（点源爆発：セドフ解）

ver. 1

### 1 はじめに

このモデルパッケージは超新星爆発（点源爆発）問題をシミュレーションするためのものである。

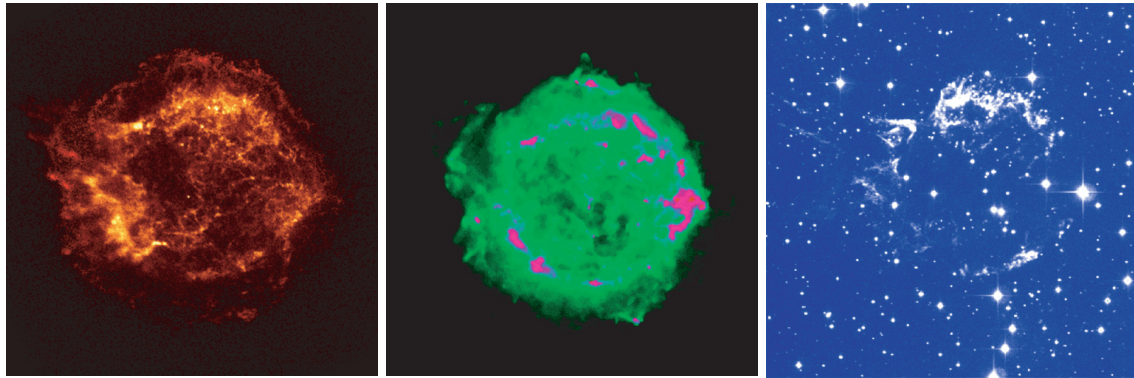


図 1: 超新星残骸 Cas A。右から順に、X 線衛星 Chandra、電波干渉計 VLA、MDM 天文台光学望遠鏡による。

画像は典型的な超新星残骸である Cas A の左から X 線、非熱的電波、可視光による写真です。この「星雲」は差し渡しおよそ 10 光年で、ほぼ 300 年前に爆発した超新星によって生じた球状の衝撃波が星間空間に広がっている姿を見ているものと考えられています。

観測される X 線のスペクトルからこれを放出しているガスの温度が 5 千万度に達していることがわかります。その強度分布から、高温ガスは球状に分布していると考えられます。最も外側の部分が衝撃波面で、衝撃波が星間空間を広がりながら取り込んだ星間物質を加熱して行っている様子をみていることとなります。また電波観測で（VLA）は偏光した非熱的電波が強く見られますが、これは、相対論的な電子が磁力線の回りを回転するときに出すシンクロトロン光です。衝撃波面で電子がフェルミ加速によって高いエネルギーまで加速されていると考えられています。

超新星は、恒星の進化の最終段階で、星の大部分の質量を吹き飛ばす爆発現象です。その結果生じる超新星残骸の進化は次のように進むと考えられています。

#### 自由膨張期

初期には爆発で放出された星の外層がほぼ自由に星間空間を膨張します。それは星の外層は周りに存在した星間気体を圧縮し、高速の膨張のために星間物質中に衝撃波を生じ、星間気体をかき集めながら膨張してゆきます。初期にはかき集められる量は外層の質量に比べて非常に少ないので、星の外層の膨張は外の星間気体には影響されずに初期の速度、運動エネルギーを保って膨張します。



## 断熱膨張期

しかし、かき集められた外の星間気体の質量が爆発した星の外層のそれを上回るようになると、星の外層の持っていた運動エネルギーは、かき集められた星間気体に渡され、はじめの爆発の詳細によらず、衝撃波が星間気体の中へ膨張し、取り込まれたガスは過熱されるという状態に移行します。このとき、取り込まれた星間ガスからの輻射冷却によってエネルギーが失われない（エネルギーが保存している）段階は断熱膨張期と呼ばれます。このときの進化は爆発のエネルギー  $E_0$ 、周りの星間物質の密度  $\rho_0$  と、爆発後の時間  $t$  のみで決まっていることが知られています。このときは次の章で見るように自己相似的な解が存在し、衝撃波の内側の高温気体の密度、圧力、温度などの熱力学的量や膨張速度の半径分布はセドフーテラー自己相似解でよくあらわされることが知られています。セドフーテラー自己相似解の求め方についてはランダウ・リフシッツ「流体力学」、坂下・池内「宇宙流体力学」を参照してください。

## 等温膨張期

衝撃波の速度は時間とともに減少します。その結果、さらに膨張が進むと、衝撃波の後面で輻射冷却が効き始めます。それは単位時間当たり単位体積あたりの輻射冷却によって失われるエネルギー（輻射冷却率）が温度の減少（衝撃波の減速）とともに大きくなるようになるからです。輻射冷却によってガスが冷却する時間が膨張する時間に比べて短くなると、もはや、断熱の仮定は成り立たなくなり、自己相似的な進化から外れてきます。このときは、衝撃波の後ろには輻射冷却によって冷えた星間気体がシェル（球殻）状に分布し、その内側にはなお高温な希薄な気体が満ちている構造をとるようになります。このような時期の超新星残骸を等温膨張期と呼びます。もはやエネルギー保存はなりたたず、むしろ、シェル（球殻）状の冷えて密度の高まった星間気体の運動量が保存するように膨張が進みます。このときはシェルの半径は爆発後の時間の  $1/4$  乗に比例して膨張することが知られています。

ここでは、解析的に解が得られる断熱膨張期の進化を数値シミュレーションし、その解をセドフーテラー自己相似解と比較します。中心付近のいくつかのグリッドにのみエネルギーを注入し、星の外層が爆発したのと同じ状況を設定します。このとき断熱仮定で流体力学基礎方程式を解けば、衝撃波がエネルギーを注入したグリッドよりも十分広がった段階にいたれば、断熱膨張期の超新星残骸の解が得られることになります。

## 2 仮定と基礎方程式

仮定は以下のとおり。(1) 球対称 1 次元の流体運動・エネルギー輸送を解く。(2) 非粘性・圧縮性流体として扱う。計算領域は  $x \in [0, L]$  で、 $x = 0$  が球対称の原点である。基礎方程式は

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho S) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho V_x S) = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho V_x S) + \frac{\partial}{\partial x}[(\rho V_x^2 + p)S] = p \frac{dS}{dx} \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[ \left( \frac{p}{\gamma - 1} + \frac{1}{2} \rho V_x^2 \right) S \right] + \frac{\partial}{\partial x} \left[ \left( \frac{\gamma}{\gamma - 1} p + \frac{1}{2} \rho V_x^2 \right) V_x S \right] = 0 \quad (3)$$

ここで、 $\gamma$  は比熱比でパラメータ、他の記号は通常の意味。



断面積の分布は、球対称の動径方向について解くので

$$S = x^2 \quad (4)$$

とする。

### 3 無次元化

変数は以下のように無次元化して扱われる（表 1 参照）。基本規格化単位は、計算領域長  $L_0$ 、初期一様密度  $\rho_0$ 、爆発点の圧力  $p_0$ 。速度、時間の単位はそれぞれ  $V_0 \equiv \sqrt{p_0/\rho_0}$ 、 $\tau_0 \equiv L_0/V_0$ 。

### 4 初期条件と境界条件

初期分布は以下のようなものである。

$$\rho = \rho_0, \quad V_x = 0 \quad (5)$$

$$p = p_0[10^{-8} + (1 - 10^{-8}) \exp(-x^2/w_e^2)] \quad (6)$$

パラメータは、 $w_e$ 。

境界条件は  $x = 0$ 、 $x = L$  とでともに

$$\partial\rho/\partial x = 0, \quad \partial p/\partial x = 0, \quad V_x = 0, \quad (7)$$

### 5 パラメータ

表 1 参照。

パラメータ	変数	無次元値
非熱比	$\gamma$	1.4
爆発源幅	$w_e/L$	0.02
計算領域	$L_0$	1
初期密度	$\rho_0$	1
爆発圧力	$p_0$	1

表 1: パラメータと無次元化単位

### 6 グリッド

グリッド点は  $i \in [1, 1001]$ 。グリッド間隔は、0.001。



## 7 計算結果

計算結果は自己相似解となる (図 2 を参照)。図 2 の上段は右から順に圧力、密度、速度をあらわす。図 2 の下段はスケーリングをおこなった結果であり、厳密解との一致をみたものです。

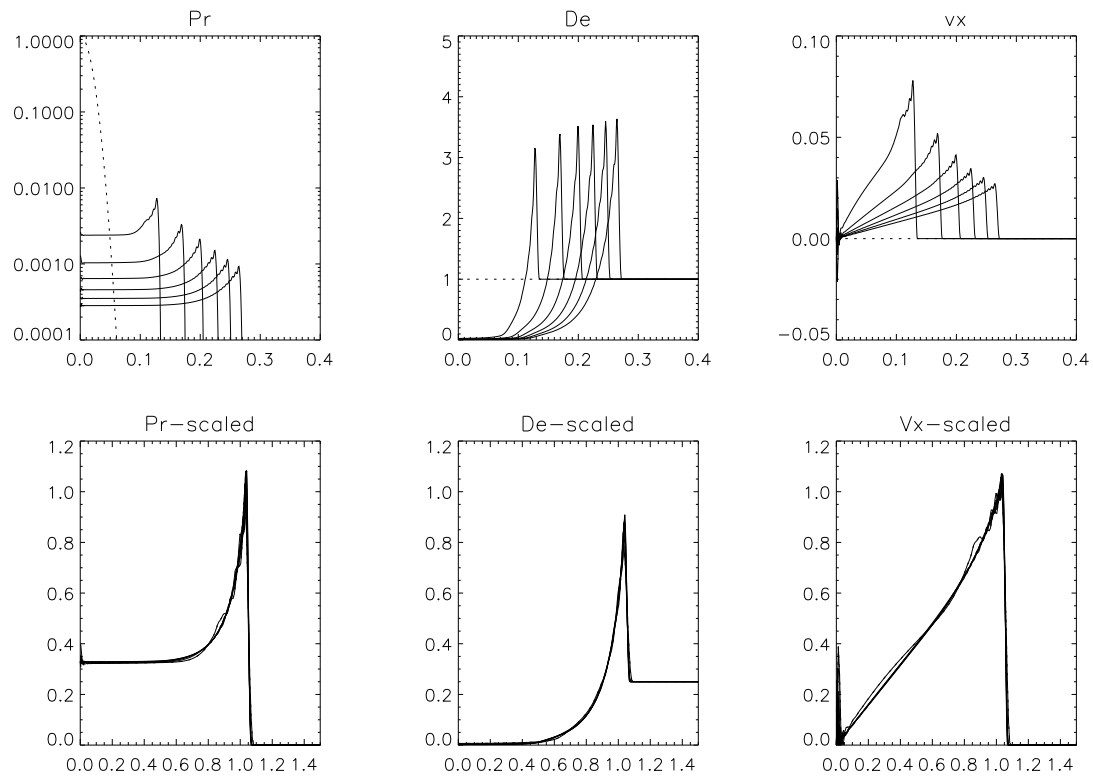


図 2: 計算結果.

## 8 参考文献

ランダウ・リフシッツ「流体力学」

坂下・池内「宇宙流体力学」

( 富阪幸治 )