

분출물 밀도분포에 따른 Ia형 초신성 잔해의 동력학
: 분출물 우세단계에서 세도브-테일러 단계¹⁾
DYNAMICS OF TYPE Ia SNRs WITH DIFFERENT
DENSITY DISTRIBUTIONS : FROM EJECTA-DOMINANT
TO SEDOV-TAYLOR STAGES

최승언, 정현철

서울대학교 사범대학 지구과학교육과

CHOE, SEUNG-URN, JUNG, HYUN-CHUL

Department of Earth Science, College of Education, Seoul National University

(Received October 1, 1998; Accepted December 2, 1998)

ABSTRACT

We have simulated the interaction of supernova remnants with constant ambient medium to explore the dynamics of Type Ia supernova remnant. We assumed the supernova ejecta density distribution of the central constant and the outer power-law density distribution($\rho \propto r^{-n}$). We have calculated four different cases with different n . By scaling the length and time scales from the initial parameters - ejecta mass, ejecta energy, the ambient density, we could compare effects of the different density distribution of the ejecta on the dynamics of the SNRs.

The radius of the outer forward shock converges the Sedov-Taylor solution at $t' = 2.3$ when the swept-up mass is 8 times of the ejecta mass. On the other hand, the motion of the reverse shock are largely affected by n . The ejecta with smaller n takes comparably long time to thermalize the whole ejecta at $t' \simeq 5.3$, $M_{sw} \simeq 18 M_{ej}$.

We have applied our calculated results to obtain the ejecta density distributions of Tycho and SN1006 with $n \simeq 6$.

I. 서론

항성진화의 마지막 단계에 발생하는 초신성폭발은 커다란 운동에너지($\sim 10^{51}$ ergs)를 갖는 분출물을 주변공간으로 방출시킨다. 분출물의 운동은 주변공간으로 진행되는 강한 충격파를 발생시

1) 이 연구는 1997년도 교육부 기초과학 육성 연구비의 지원에 의한 것임(BSRI-97-5408).

켜 초신성잔해의 형태로 관측된다. 이와 같은 초신성폭발의 연구는 항성진화의 마지막단계를 규명하고, 은하내의 가스의 분포를 결정하며 은하의 진화에 막대한 영향을 미칠 수 있으므로 매우 중요한 분야로 생각되어져 왔다(Lozinskaya, 1992).

균일한 주변매질 속에서 초신성잔해의 진화는 잘 알려진 몇 개의 단계로 구분되어질 수 있다(Ostriker and Mckee, 1988). 1) 분출물 우세단계: 이 시기의 동력학은 분출물내의 밀도분포와 밀접히 관련되어 진다. 2) 세드브-테일러 단계: 분출물의 운동에너지가 충격파에 휩쓸린 주변물질의 열에너지로 전달되어지므로 분출물은 더 이상 동력학적인 영향을 미치지 못하게 된다. 따라서 초신성폭발 주변물질의 밀도와 충격파에 의해 주변물질에 전달된 초신성 폭발에너지에 의해 동력학이 결정된다. 3) 너가래단계: 충격파 후면의 복사냉각이 동력학에 중요한 영향을 미치며 내부물질에 의한 복사냉각이 중요성에 따라 운동량보존 너가래 단계와 압력에 의한 너가래 단계로 구분되어 진다. 4) 환원단계: 충격파의 속도가 성간 물질의 음속까지 줄어들면 더 이상 초신성 잔해의 구분이 어려워진다.

초신성잔해의 광도곡선과 분광학 연구 결과에 의하면 초신성 폭발은 I형과 II형으로 나누어진 다(Harkness and Wheeler, 1990). 은하 내에서 나선 팔에 집중되어 나타나는 II형 초신성 잔해는 무거운 항성의 폭발에 의해 생성되어진다. 따라서 초신성잔해의 동력학은 주변의 풍부한 물질과의 상호작용으로 결정되며 폭발직전까지 방출된 항성풍물질의 비대칭성, 불균일성, 폭발항성의 질량과 폭발에너지의 다양성 등이 매우 복잡한 형태로 나타나게 된다. 이에 반해 Ia형 초신성 잔해의 폭발은 찬드라세카 질량의 백색 왜성의 폭발로 생각되어지며 이는 초신성폭발의 분포가 은하의 형태와 무관하게 관측되며 나선은하의 경우 분포가 나선 팔과 무관하다는 사실로서 잘 설명되어질 수 있다. 이 경우 폭발항성의 질량과 주변매질의 균일성은 Ia형 초신성잔해의 동력학을 매우 단순화시킨다(Petschek, 1990).

본 연구에서는 1단계에서 2단계로 진화하는 Ia형 초신성 잔해의 동력학에 미치는 분출물의 밀도 분포의 영향을 동력학 변수들을 이용하여 그 특성을 살펴보고자 한다. 따라서 밀도분포가 균일한 주변물질과의 상호작용을 고려하고자 한다. 이 시기의 상호작용을 연구하기 위해서는 분출물의 밀도분포가 매우 중요한 영향을 미칠 수 있다. 기존의 연구는 크게 두 그룹으로 나누어질 수 있다. 첫째 균일한 밀도를 갖는 분출물의 경우이다(Gull, 1975; Mansfield and Salpeter, 1974; Cioffi et al., 1988). 동력학의 단순성을 위해 도입된 균일한 분출물질은 Hamilton et al.(1986a,b)이 우리은하 내의 Ia형 초신성 잔해라고 생각되어 지는 Tycho와 SN1006 초신성 잔해의 X-선 스펙트럼을 근사할 수 있었다. Hamilton and Sarazin(1984), 그리고 최근에 Mckee and Truelove(1995)는 균일한 밀도를 갖는 분출물과 주변의 균일한 밀도를 갖는 성간 매질과의 상호작용에 대한 해석학적 해를 얻었다. 이에 반해 초신성 폭발을 일으키는 백색 왜성 내에서 폭발 시 형성되는 포퍼부의 밀도 구배에 대한 연구로부터 먹급수 형태의 분출물이 도입되었다(Colgate 와Mckee, 1969). Chevalier(1981)은 외부은하에서 관측되는 Ia형 초신성 잔해의 광도곡선이 중심에 균일한 밀도와 r^{-1} 의 밀도 구배를 갖는 분출물로서 잘 설명되어짐을 보였다. 특히 Chevalier(1982)는 먹급수 형태의 분출물이 균일한 물질과의 상호작용의 동력학에 대한 해석학적 해를 얻은 바 있다. Band and Liang(1988)은 수치해석학적으로 얻은 해가 Chevalier의 해석학적 해와 잘 일치함을 보였다.

최근에 x-선과 전파영역에서 보다 자세한 관측이 이루어짐에 따라 위의 두 경우와는 다른 형

태의 분출물에 대한 연구가 요구되어지고 있다(Dwarkadas and Chevalier, 1998). 따라서 본 연구에서는 기존의 연구가 이루어진 두 분출물을 포함한 다양한 분출물을 고려하여 분출물 밀도 분포의 변화에 의해 영향받는 동력학적 변수들의 변화를 살펴봄으로서 분출물 밀도분포의 구속조건을 제시하고자 한다.

제 2장에서는 연구에 사용된 분출물의 밀도분포를 소개하고 제 3장에서는 각 분출물의 밀도분포에 따른 동력학 변수들의 변화에 대한 계산된 결과를 제시하고 분석하겠다. 그리고 제 4장에서는 이 연구의 한계와 결론을 제시하고자 한다.

II. 수치해석방법 및 분출물 모형

본 연구의 대상인 Ia형 초신성 잔해의 경우 주변물질은 항성풍의 영향을 고려하지 않은 성간물질로서 밀도가 균일한 것으로 잘 근사될 수 있다. 초기 초신성 분출물의 운동에너지 밀도는 주변자기장의 에너지 밀도보다 매우 크므로 주변의 자기장의 동력학적 역할도 무시할 수 있다. 또한 충격과 후면의 가스는 초기에 매우 고온의 상태에 있으므로 냉각의 효과를 무시할 수 있다. 이 경우 초신성 잔해의 동력학은 구대칭의 형태를 나타내며 1차원의 동력학 방정식은 다음과 같을 수 있다.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + v \frac{\partial \rho}{\partial r} + \rho \frac{\partial v}{\partial r} + 2 \frac{\rho v}{r} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} = 0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial P}{\partial t} + v \frac{\partial P}{\partial r} - \gamma \frac{P}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial r} + v \frac{\partial \rho}{\partial r} \right) = 0 \quad (3)$$

여기서 r 은 반경, v 는 속도, ρ 는 밀도, P 는 압력을 나타낸다. γ 는 단원자 가스의 단열지수 비로서 5/3 로 주어진다. 위의 방정식들은 차원을 갖는 상수를 포함하고 있지 않으므로 닮음 해가 존재하게 된다(Zel'dovich and Raizer, 1966). 이 경우 초신성 잔해의 동력학은 초기조건에서 주어지는 오직 세 개의 차원 변수들을- 질량(M_{ej}), 총 에너지(E_{ej}), 주변물질의 밀도(ρ_{am})- 이용하여 동력학계의 물리량을 무차원화 시킬 수 있다. 따라서 이와 같은 무차원 물리량의 분포는 분출물 밀도의 분포가 주어지면 세 개의 변수 값에 의해 결정되는 시간에 따라 닮은 해를 나타내게 된다(Mckee and Truelove, 1995). 또한 이와 같은 물리량의 무차원화는 동일 시간에 분출물 밀도분포의 차이에 따른 물리량 분포의 차이를 비교하는데 사용될 수 있다.

본 연구에서는 무차원화를 위해 다음과 같이 거리, 시간, 밀도의 변수를 정의한다.

$$R = \left(\frac{M_{ej}}{4/3\pi\rho_{am}} \right)^{1/3} \approx 1.96 \left(\frac{M_{ej}}{M_{\odot}} \right)^{1/3} n_o^{-1/3} pc \quad (4)$$

$$V = \left(\frac{2E_{ej}}{M_{ej}} \right)^{1/2} \approx 1.00 \times 10^4 \left(\frac{E_{ej}}{10^{51}} \right)^{1/2} \left(\frac{M_{ej}}{M_{\odot}} \right)^{-1/2} km/s \quad (5)$$

$$T = \frac{R}{V} \approx 187.4 \left(\frac{E_{ej}}{10^{51}} \right)^{-1/2} \left(\frac{M_{ej}}{M_{\odot}} \right)^{5/6} n_o^{-1/3} yr \quad (6)$$

여기서 주변매질의 밀도는 전형적인 성간 가스의 화학조성인 $H : He = 10 : 1$ ($n_0 \approx \rho_{am}/2.34 \times 10^{-24} \text{ g/cm}^3$)을 가정하여 수소원자의 개수 밀도로 나타내었다.

초신성 폭발 분출물의 밀도분포는 폭발직전 항성 포피부의 밀도분포와 폭발 기작에 밀접히 관계된다. 폭발직전 항성의 포피부는 매우 급격한 밀도 구배를 형성하게 되며 $\rho \propto r^{-3}$ 보다 급격히 변하는 밀도 구배층을 따라 충격파가 진행함에 따라 충격파가 가속되며 이때 안쪽으로 전파하는 희박파에 의해 먹급수 형태의 밀도 구배가 형성된다(Jones et al., 1981). 수치 계산에 의하면 Ia형 초신성 잔해의 경우 중심부에 균일한 밀도부분과 $n = 7$ 에 가까운 값을 갖는 먹급수 형태의 포피부가 형성된다(Colgate and McKee, 1969). 분출물의 밀도가 주변물질에 비해 매우 높으므로, 분출물은 마치 진공 속으로 팽창하는 것과 같으며 거리에 비례하여 속도가 증가하는 구조를 형성하게 된다. 본 연구에서 먹급수 형태의 초신성 분출물은 Chevalier(1982) 모형을 따른다고 가정하며 다음과 같이 주어진다.

$$\rho = \begin{cases} Ft^{-3} & v < v_t \\ Ft^{-3}(v/v_t)^{-n} & v \geq v_t \end{cases} \quad (7)$$

여기에서 F 와 v_t 는 다음과 같이 주어진다.

$$F = \frac{1}{4\pi n} \frac{[3(n-3)M_{ej}]^{5/2}}{[10(n-5)E_{ej}]^{3/2}} \quad (8)$$

$$v_t = \frac{[10(n-5)E_{ej}]^{1/2}}{[3(n-3)M_{ej}]^{1/2}} \quad (9)$$

이 경우 먹급수 형태의 밀도분포지역의 질량과 에너지는 $M = \frac{3}{n} M_{ej}$, $E = \frac{5}{n} E_{ej}$ 로 n 이 클수록 균일한 밀도부분이 커지며 먹급수 부분의 상대적인 중요성이 작아지게 된다. 또한 비교를 위하여 균일한 분출물($n = \infty$)의 경우도 계산하였다.

Chevalier(1982)의 모형은 $t = 0$ 일 때 $r = 0$ 에서 특이점을 나타내며 초신성 잔해의 물리량의 분포를 정의할 수 없다. 따라서 본 연구에서는 모든 초신성 잔해가 유한한 시간($t = 20 \text{ yr}$)까지 주변물질과 상호 작용 없이 팽창하였다고 가정한다. 이 결과 각 모델의 초신성 잔해의 반경은 조금씩 다른 크기를 나타낸다. 또한 먹급수 해의 동력학을 고려하고자 할 때 초신성 잔해의 분출물과 주변 성간 물질의 밀도의 차이가 매우 중요하게 된다(Band 와 Liang, 1988). 불행히도 이 시기의 물리량은 정의할 수가 없다. 따라서 본 연구에서는 해석학적 해와의 비교를 위해 접촉 불연속면에서 분출물과 주변물질과의 밀도의 변화는 없는 것으로 가정한다.

III. 수치계산 결과 및 토의

자유 팽창하는 초신성 분출물과 균일한 주변물질과의 상호작용은 잘 정의된 이중충격파 구조를 형성한다. 그림 1은 $t'(=t/T) = 0.60$ 인 시간에 $n = 7$ 인 먹급수 분출물과 균일한 분출물의 경우 상호작용 지역의 반경에 따른 무차원화된 밀도, 압력, 속도, 온도의 변화를 나타낸다. 여기서 온도는 간단히 분출물과 성간 물질 모두 $H : He = 10 : 1$ 가스로 가정하여 나타냈다. 주변 성간 물질 속으로 진행되는 충격파와 충격파후면의 높은 압력에 의해 분출물 속으로 진행되는

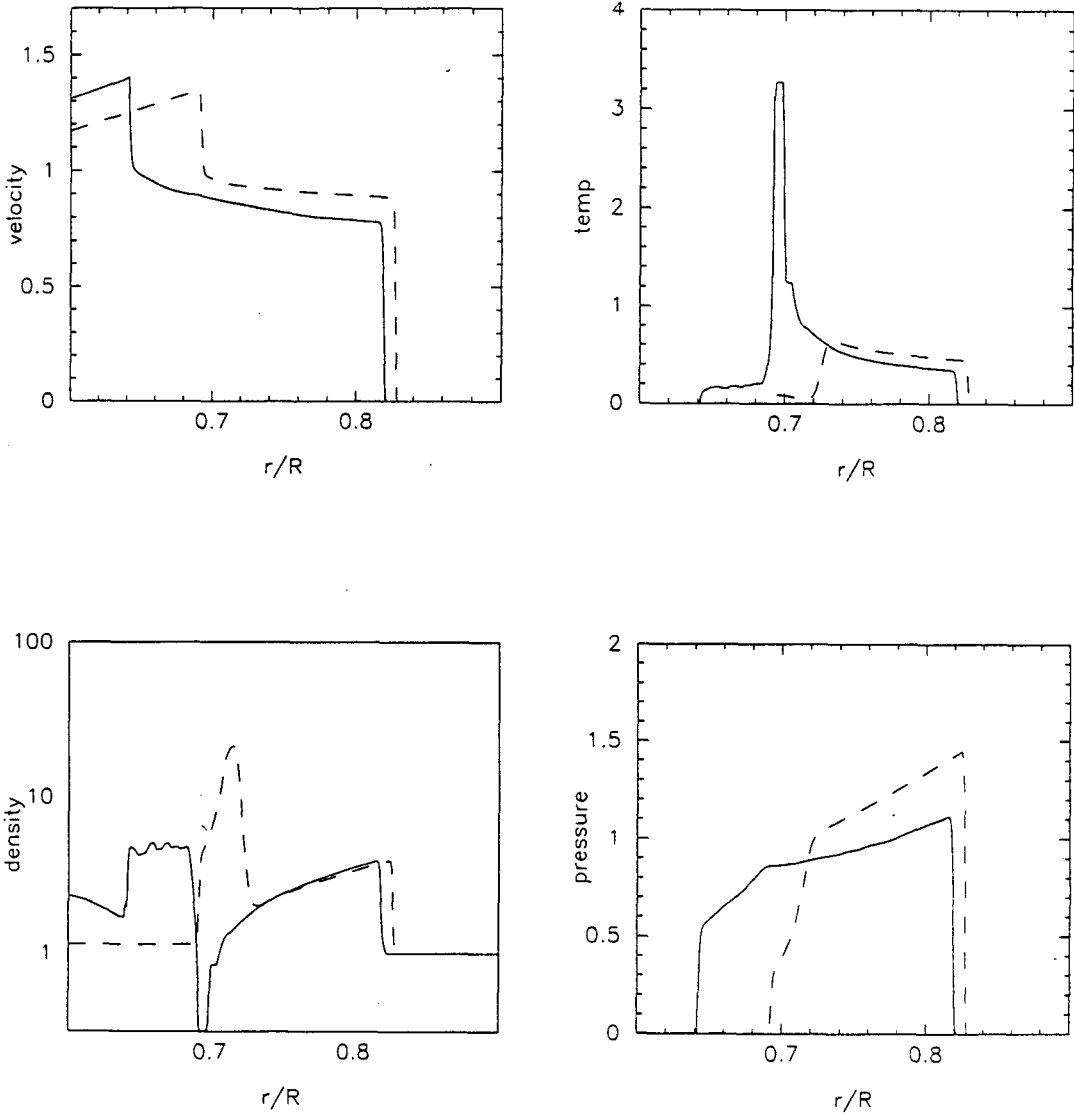


그림 1. $t' = 0.6$ 일 때 $n = 7$ 과 균일한 분출물의 경우 상호작용 지역의 물리량들. 각 물리량은 규격화 변수를 이용하여 무차원화 하였다(본문참조). 실선은 $n = 7$, 점선은 균일한 분출물의 물리량을 나타낸다.

역 충격파, 그리고 분출물과 주변물질사이에 접촉불연속면이 보인다. 역 충격파가 분출물의 먹급수 지역을 진행하는 동안은 Chevalier(1982)의 해석학 해가 잘 성립함을 볼 수 있다. 먹급수 형태의 분출물의 경우 각 물리량의 분포는 비슷한 형태를 나타내지만 균일한 밀도의 분출물과는 온도와 밀도의 분포에서 뚜렷한 차이를 보인다. 성간 물질 속으로 진행하는 충격파 후면의 물리량의 변화는 균일한 밀도의 물질 속으로 감속되는 피스톤에 의해 형성되는 물리량의 분포와 비슷하며 분출물의 밀도분포와 무관하다. 그러나 역 충격파에 의해 휩쓸린 분출물은 초기의 분출물의 밀도분포에 따라 차이를 나타낸다. 먹급수 형태의 분출물의 경우 역 충격파 바로 후면의 밀도가 최대이고 접촉불연속면에서 최소를 나타내는 반면 균일한 밀도의 경우 접촉불연속면에서 최대이고 역 충격파 후면에서 최소를 나타낸다. 또한 온도의 분포는 먹급수의 경우 접촉불연속면에서 최대이고 역 충격파에서 최소를 나타내지만 균일한 밀도의 경우 역 충격파 지역에서 최대이고 접촉불연속면에서 최소를 나타낸다. 초신성 잔해의 초기에는 역 충격파에 휩쓸린 분출물의 밀도는 충격파에 휩쓸린 주변물질보다 크며 온도는 더 낮다. 따라서 초기 x-선 관측은 역 충격파에 휩쓸린 분출물지역에 의해 크게 영향받게 된다. 이 경우 두 물리량의 변화가 균일한 분출물과 먹급수의 분출물이 다른 분포를 나타내므로 초기 x-선 관측은 분출물의 밀도분포를 위한 중요한 탐침자로 이용될 수 있다. 그림 2는 $t' = 1.45$ 에 각 물리량들의 분포를 나타낸다. 우리는하나의 Ia형 초신성 잔해 SN 1006 과 Tycho 의 동력학 시간에 해당한다. 분출물의 폭발에너지가 충격파에 휩쓸린 주변매질의 열에너지로 전환됨에 따라 초신성 분출물의 밀도분포의 차이는 더 이상 구별이 없어지고 비슷한 양상을 나타낸다. 역 충격파에 휩쓸린 분출물의 밀도는 매우 낮아져 x-선의 분포는 충격파 후면의 특징을 나타내므로 분출물의 밀도 분포에 의한 차이를 구별할 수 없게 된다.

그림 3과 4는 각 분출물들에 의한 충격파와 역 충격파의 시간에 따른 반경과 속도의 변화를 나타낸다. 먹급수 형태의 분출물의 경우 n 의 값이 클수록 성간 물질로 진행하는 충격파는 더 빨리 진행한다. 초기에 분출물의 분포에 의해 역 충격파가 분출물의 먹급수 부분을 휩쓸고 난 후의 시간에 따른 속도의 변화율은 불연속적으로 변하며 매우 빠르게 세도브-테일러의 해로 근사되어 진다. 역 충격파의 경우 먹급수 부분을 진행하는 동안 역 충격파 전면의 큰 밀도 값에 기인한 충격압의 영향으로 느리게 진행하므로 원점으로 부터의 거리는 멀어지게 된다. 그러나 역 충격파가 일정한 밀도 영역으로 진행함에 따라 팽창에 의해 낮아진 밀도의 영향으로 결국 분출물의 안쪽으로 이동하게 된다. $n = 7$ 보다 큰 경우 역충격파가 정지 좌표계에 대해 후진하는 시간은 $t' = 2.3$ 이며 이때 성간으로 진행하는 충격파의 거리는 세도브-테일러 해와 일치하게 된다. n 이 작을수록 분출물내의 먹급수 부분이 증가하며 역 충격파에 작용하는 충격압은 오래 동안 큰 값을 유지할 수 있다. 따라서 역 충격파가 중심에 도달하는 시간은 n 이 작을수록 더 오랜 시간이 소요된다. 그림 5는 충격파에 휩쓸린 성간 물질과 역 충격파에 휩쓸린 분출물의 질량을 시간의 함수로 나타낸 것이다. 역 충격파에 의해 분출물이 모두 휩쓸리는 시간은 n 값이 작을수록 커짐을 볼 수 있고 역 충격파가 후진하는 $t' \geq 2.3$ 일 때 충격파에 휩쓸린 질량은 약 8배로서 Dickel and Jones(1985)의 결과와 잘 일치한다. 한편 역 충격파에 의해 분출물이 모두 휩쓸리는 시간은 $t' \geq 5.3$ 이며 충격파에 휩쓸린 질량이 분출물 질량의 18배 이상일 때이다. 이와 같은 값은 Fabian 등(1983)과 Mckee 와 truelove(1995)의 결과와도 일치한다. 그러나 n 이 작을수록 충격파에 휩쓸린 질량은 증가하며 또한 초기에 n 이 작을수록 역 충격파에

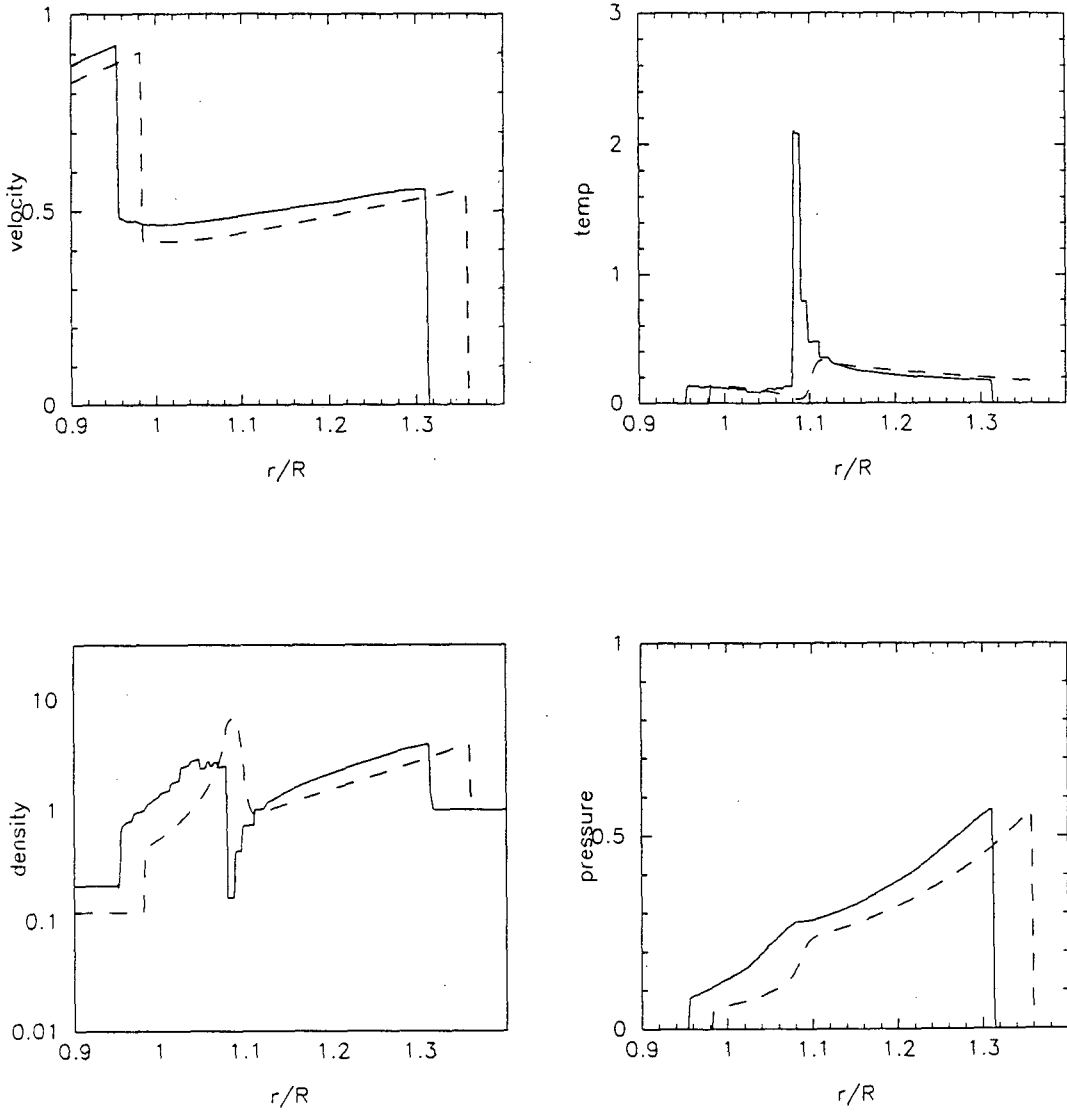


그림 2. $t' = 1.45$ 일 때 물리량들. 그림 1과 동일.

Forward shock & Reverse shock radii

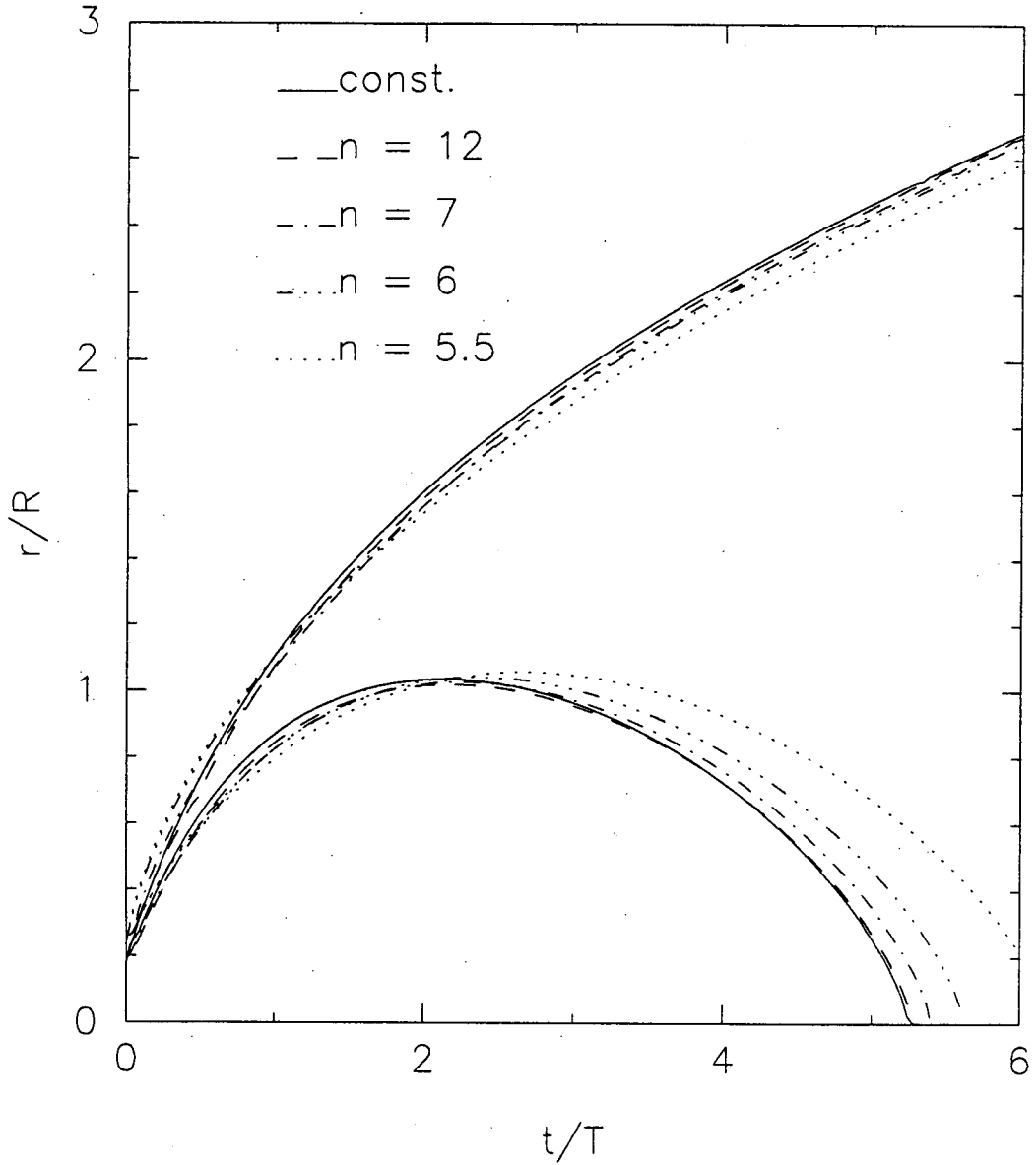


그림 3. 무차원 시간에 따른 충격파와 역 충격파의 시간에 따른 반경. 그림 상단의 선은 충격파, 하단의 선은 역 충격파를 나타낸다.

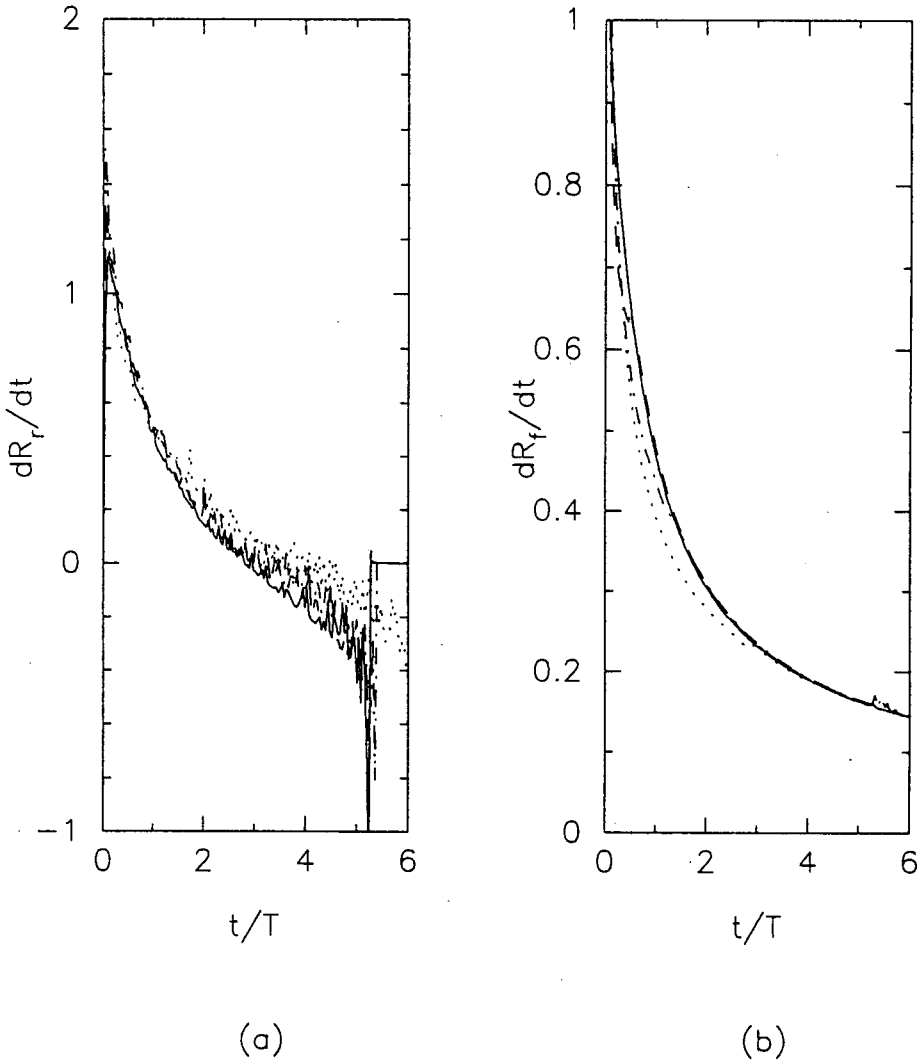


그림 4. 무차원 시간에 따른 모형 분출물의 역 충격파(a)와 충격파(b)의 정지 좌표계에 대한 속도.

Swept-up mass

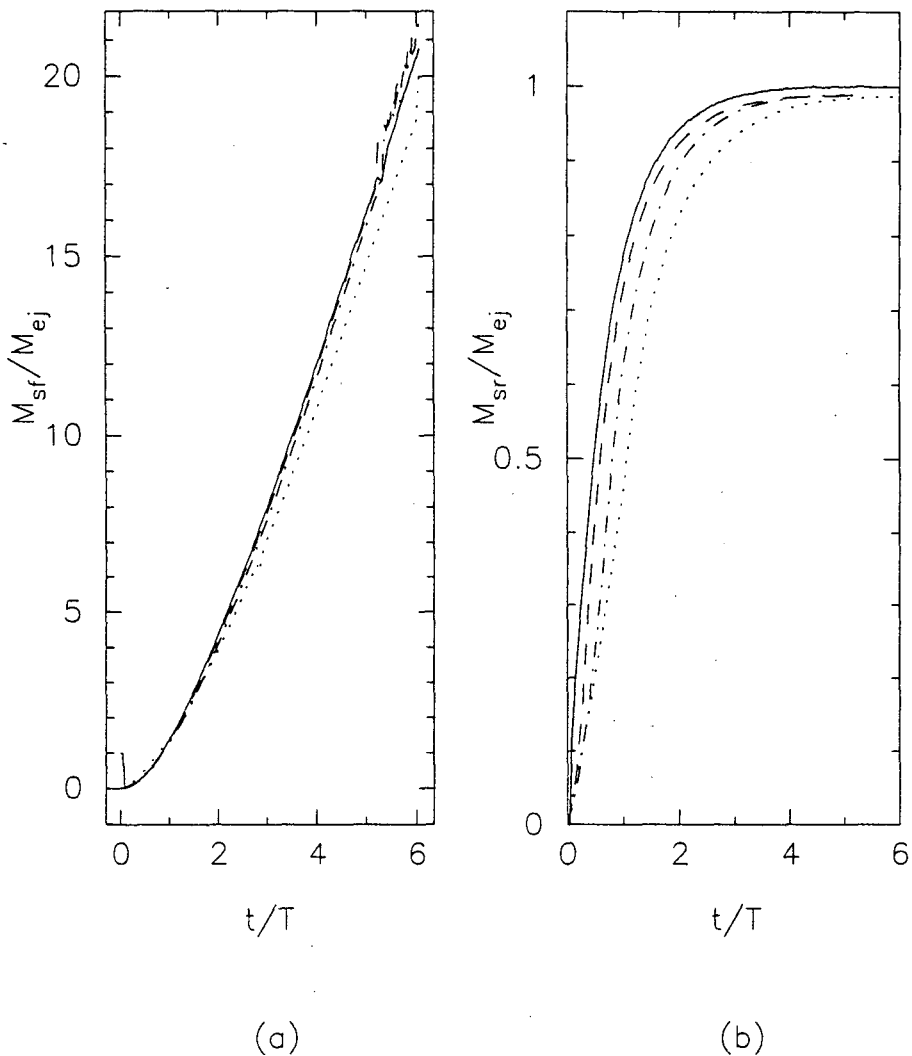


그림 5. 충격파(a)와 역 충격파(b)에 휩쓸린 분출물과 성간 물질의 시간에 따른 변화. 각 질량은 분출물의 질량으로 규격화되었다.

휩쓸린 분출물의 질량이 느리게 증가함을 볼 수 있다.

한편 그림 6은 충격파 반경의 시간에 따른 변화를 $R \sim t^n$ 의 멱급수의 형태로 표현했을 때 팽창지수 η 의 시간에 따른 변화를 나타낸다. 멱급수 분출물의 경우 역 충격파가 멱급수 부분에 있는 동안 $\eta = \frac{n-3}{n}$ 으로 일정한 값을 나타내므로 n 값이 클수록 η 의 값은 증가한다.

역 충격파가 일정한 밀도분포지역으로 휩쓸림에 따라 Chevalier 해석학적 해는 더 이상 성립하지 않는다. n 이 클수록 η 는 크지만 일정한 밀도부분이 줄어들므로 η 는 보다 빨리 줄어들며 분출물의 밀도분포에 관계없이 η 값은 세도브-테일러 단계인 0.4의 값으로 빠르게 접근한다. 표 1은 우리은하내의 Ia형 초신성 잔해인 Tycho와 SN 1006의 전파와 x-선 연구를 통하여 알려진 주변 물질의 밀도와 팽창계수 값을 나타낸다. 광학적 연구에 의한 팽창계수의 결정은 주변의 밀도가 큰 덩어리 구조와 충돌하는 충격파의 물리량을 주게 되므로 팽창계수는 전파 연구를 통하여 구한 값을 이용하였다. 두 경우 모두 무차원화된 시간은 2.3보다 작으므로 아직 충격파의 거리는 세도브-테일러 해와는 차이를 나타낸다. $n = 6$ 인 경우 역 충격파가 일정한 밀도영역으로 휩쓸리는 시간은 $t' \sim 2$ 부근이다(그림 6 참조). 그런데 두 초신성 잔해의 경우 관측된 η 의 값은 0.5(n 의 값은 6정도이다)정도이고, t' 의 값은 1.45 ~ 1.85사이(n 의 값은 거의 6과 7사이이다)이므로 n 의 값을 거의 6에 가까울 것으로 예상된다.

IV. 결론 및 요약

본 연구에서는 Ia형 초신성 잔해의 분출물의 밀도분포가 균일한 주변물질과의 상호작용에 미치는 영향을 다양한 분출물과 주변물질과의 상호작용을 구 대칭 1차원 수치해석학 방법을 이용하여 살펴보았다. 초기 상호작용 지역의 동력학은 분출물의 밀도분포에 크게 영향을 받는다는 것을 알게 되었다. 이를 정리하면 다음과 같다.

첫째, 분출물의 밀도 구배가 급격할수록(n 이 클수록) 초신성 잔해의 반경은 빠르게 증가한다. 특히 역 충격파에 휩쓸린 분출물의 물리량의 분포는 n 값이 작을수록 역 충격파 부분에 밀도가 크고 온도가 낮게 되어 x-선 방출에 중요하게 나타난다.

둘째, 성간 물질 속으로 진행되는 충격파는 $t' > 2.3$ 에서 정지 좌표계에 대해 분출물 안쪽으로 진행하며 이 때 충격파에 휩쓸린 질량은 분출물 질량의 8배 정도에 도달하며 초신성 잔해의 반경은 세도브-테일러 해로 근사될 수 있다. n 값이 작을수록 역 충격파가 안쪽으로 이동하는 시간은 지연되어 나타난다.

셋째, 역 충격파가 분출물을 완전히 진행하여 중심에 도달하는 시간은 충격파에 휩쓸린 질량이 분출물 질량의 18 배 정도이다. n 이 작을수록 오랜 시간이 요구되며 $n \sim 5.5$ 인 경우 22 이상의 값을 나타낸다. 넷째, 관측의 중요한 변수인 팽창계수 η 값은 세도브-테일러 해에서 나타나는 0.4보다 큰 값을 나타내며 n 값이 클수록 더 큰 값을 나타낸다. 이는 초기 분출물의 밀도분포에 의한 차이를 나타낸다.

넷째, Tycho와 SN1006 초신성 잔해의 n 의 값은 본 계산 결과에 의하면 거의 6정도가 될 것으로 예상된다.

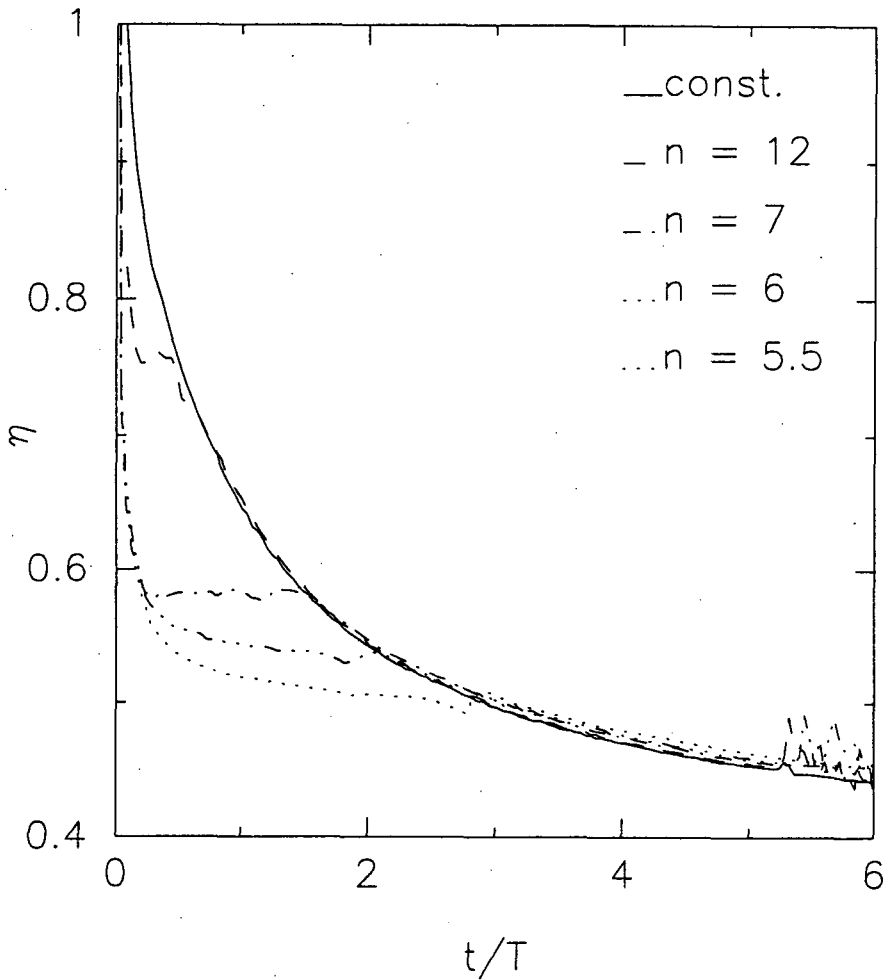


그림 6. 팽창계수 $\eta (R \sim t^\eta)$ 의 시간에 따른 변화.

표 1. X선과 전파 관측으로부터 얻은 Tycho와 SN1006의 물리량

| 물리량 초신성 | t(yr) | n_0 | η | $t' (=t/T)$ |
|------------|-------|------------|-----------------|-------------|
| Tycho | 424 | 0.6 ~ 1.1 | 0.47 ± 0.05 | 1.45 ~ 1.76 |
| SN1006 | 990 | 0.05 ~ 0.1 | 0.48 ± 0.13 | 1.45 ~ 1.85 |

결국 분출물의 밀도분포는 초기 ($t < 2.3$) 에 영향을 미치며 충격파 보다 역 충격파에 많은 영향을 미친다. x-선 연구는 분출물의 밀도분포를 알아 낼 수 있는 중요한 단서를 제공할 것이다.

참고문헌

- Band, D.L., and Liang, E.P., 1988, Ap. J., 334, 266
 Chevalier, R.A., 1981, Ap. J., 246, 267
 Chevalier, R.A., 1982, Ap. J., 258, 790
 Cioffi, D.F., Mckee, C.F., and Bertschinger, E., 1988, Ap. J., 334, 252
 Colgate, S.A., and Mckee, C.F., 1969, Ap. J., 157, 623
 Dickel, J.R., & Jones, E.M., 1985, Ap. J., 288, 707
 Dwarkadas, V.V., and Chevalier, R.A., 1998, Ap. J., 497, 807
 Fabian, A.C., Brinkmann, W., & Strom, R.G., 1983, in IAU Symp. 101, Supernova Remnants and Their X-Ray Emission, ed. J. Danziger & P. Gorenstein(Dordrecht:Reidel), 119
 Gull, S.F., 1975, MNRAS, 171, 263
 Hamilton, A.J.S., Sarazin, C.L., 1984, Ap. J., 281, 682
 Hamilton, A.J.S., Sarazin, C.L., and Szymkowiak, A.E., 1986a, Ap. J., 300, 698
 Hamilton, A.J.S., Sarazin, C.L., and Szymkowiak, A.E., 1986b, Ap. J., 300, 713
 Harkness, R.P., and Wheeler, J.C., Supernovae, A.G. Petscheck(eds.) Astronomy and Astrophysics Library, Springer-Verlag, 1
 Jones, E.M., Smith, B.W., & Straka, W.C., 1981, ApJ, 249,185
 Lozinskaya, T.A., 1990, Supernovae and Stellar Wind in the Interstellar Medium, American Institute of Physics, New York.
 Mansfield, V.N., and Salpeter, E.E., 1974, Ap. J., 190, 305
 Mckee, C.F., and Truelove, J.K., 1995, Phys. Rep., 256, 157
 Ostriker, J.P., and Mckee, C.F., 1988, Rev. Mod. Phys., 60, 1
 Zel'dovich, Y.B., and Raizer, Y., 1966, Physics of shock Waves and High Temperature Hydrodynamic Phenomena (New York:Academic press)