

Alfvén파에 의한 항성풍 속도가 32 Cyg의 선윤곽에 미치는 효과¹

김경미 · 최규홍

연세대학교 천문대기과학과

EFFECTS OF WIND VELOCITY DRIVEN BY ALFVÉN WAVES ON THE LINE PROFILES FOR 32 CYG

Kyung-Mee Kim and Kyu-Hong Choi

Department of Astronomy and Atmospheric Science,
Yonsei University Seoul 120-749, Korea

(Received May 4, 1996; Accepted June 7, 1996)

요 약

Alfvén 파에 의한 항성풍에서 이론적인 선윤곽을 계산할 때 근사적인 속도 함수가 미치는 효과를 계산하였다. 운동방정식을 직접 적분하여 얻은 Alfvén 속도와 누승법칙에 의한 근사적인 속도에 대해 32 Cyg의 선윤곽을 계산하였으며 전체적으로 Alfvén 속도에 의한 선윤곽에서 방출선의 세기가 상당히 약화되었음을 보였다. 궤도위상 $\phi = 0.78$ 과 0.06 의 두 경우를 비교한 결과 Alfvén 모형의 선윤곽에서 보이는 강한 흡수부분은 Alfvén 에 의한 항성풍이 초거성 근처에서 급격한 증가율을 갖는 반면에 낮은 초기속도를 가지므로 질량보존에 의해 밀도가 높아지기 때문인 것으로 생각된다. 따라서 초거성 근처에서 최대 풍속도에 이르는 항성풍의 속도 변화율이 선윤곽 형성에 매우 큰 영향을 미치는 것으로 보인다.

ABSTRACT

We calculate the theoretical line profiles for 32 Cyg in order to investigate the influence of various velocity fields. Line profiles are calculated with wind accelerations driven by Alfvén waves and described by velocity parameters. The results for Alfvénic wave model show weakened line profiles. For the orbital phases $\phi = 0.78$ and $\phi = 0.06$ the Alfvénic models show strong absorption part due to very low densities at the surface of the supergiant. Hence, we conclude the velocity gradient of the wind near the supergiant could influence on the theoretical line formation.

¹이 연구는 1995년도 교육부 기초과학 육성 연구비 (BSRI-95-5413)의 지원에 의한 것임

1. 서 론

많은 별들이 진화의 마지막 단계에서 질량손실의 대부분의 양을 잃어버리게 되며 이는 만기형 별의 항성풍으로서 관측된다. ζ Aur와 같은 쌍성계는 UV영역에서 B형 별의 스펙트럼이 적색거성의 빛에 의해 훼손되지 않으므로 적색거성의 바깥층을 연구하는 데 가장 유용한 방법이고 고분해능의 IUE 분광관측을 이론적인 선윤펍과 잘 맞춤으로써 질량손실률을 결정할 수 있다. 이러한 쌍성계에서 복사전달 방정식을 풀어 이론적인 선윤펍을 계산하기 위해 Hempe (1982)와 Baade (1986, 1989, 1996)는 컴퓨터 코드를 개발하였다.

거성의 대기구조 중 아직 완전히 밝혀지지 않은 것 중의 하나가 항성풍의 가속과정에 관한 것이다. 일반적으로 Hartmann & MacGregor (1980) 등에 의한 Alfvén 파에 의한 모형이 받아들여지고 있으나, 이론적인 선윤펍을 계산하는 과정에서 항성풍의 요인을 고려하지 않은 채 항성풍의 속도장을 거리에 따라 증가하는 근사적인 누승함수를 사용하고 있다. 그러나 거성 주위에서 항성풍의 속도가 구형대칭적이지 않다는 연구 결과가 있고 (Harper *et al.* 1993), 이에 Baade (1996)는 항성풍의 속도를 2개의 가속 영역을 갖는 식으로 표현하였다.

이 논문에서는 ζ Aur형인 32 Cyg에 대해 Hartmann & MacGregor (1980)의 방법을 이용하여 구한 Alfvén 항성풍의 속도분포를 가지고 이론적인 선윤펍을 계산하였을 때 선윤펍에 미치는 효과를 조사하고 근사적인 누승함수를 사용하는 경우의 선윤펍 계산과 비교하고자 한다.

2. 복사전달 방정식과 탈출 확률

거성의 항성풍과 같이 팽창하는 대기에서 Sobolev 이론을 적용하면 속도변이는 선윤펍에서의 주파수 변이로 전환되고 원천함수는 아래와 같다.

$$S = \frac{(1-\epsilon)\beta_c I_c + \epsilon B}{\epsilon + (1-\epsilon)B} \quad (1)$$

순수하게 산란에 의한 광자만을 고려하면 $\epsilon = 0$ 이고, 탈출확률은 Sobolev 광학적 깊이 τ_s 에 대해 다음과 같이 쓰여진다.

$$\begin{aligned} \beta(r) &= \frac{1}{2} \int_{-1}^1 d\mu (1 - e^{-\tau_s}) / \tau_s \\ \beta_c &= \frac{1}{2\pi} \int_{\mu_c}^1 \int_0^\pi d\phi d\mu (1 - e^{-\tau_s}) / \tau_s \end{aligned} \quad (2)$$

Castor & van Blerkom (1970)과 같이 B형 별이 Planck 함수로서 복사한다고 하면 $I_c = B$ 이다. 팽창 대기에서는 Doppler 선폭증가만이 고려되고 선윤펍의 폭은 $\Delta\nu_D = \nu_0 V_{sto}/c$ 이다. V_{sto} 는 열적 속도와 비 구형적 요소가 포함된 난류속도이고 차원없는 주파수 변수 $x = (\nu - \nu_0)/\Delta\nu_D$ 를 도입하여 선윤펍 함수를 표시하면 아래와 같다.

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \exp^{-x^2} \quad (3)$$

최종적으로 계산되는 복사속은 연속선 세기에 의해 규격화된다.

$$\frac{F_x}{F_c} = \frac{\int_0^\pi \int_0^R I(x, r, \phi) r dr d\phi}{\int_0^\pi \int_0^{R_B} I_c(x, r, \phi) r dr d\phi} \quad (4)$$

적분한계 $R = 5000R_B$ 은 더 이상 선운곽 형성이 이루어지지 않는다고 생각되는 거리이고 R_B 는 B형 별의 반경이다.

3. 운동 방정식

거리 r 에서의 자기장의 세기가 별의 표면 r_0 로부터 $B = B_0(r_0/r)^2$ 와 같은 Alfvén 파에 의한 구형 대칭적인 항성풍을 가정한다. 질량손실률은 $\dot{M} = 4\pi r^2 \rho u$ 이고 u 는 항성풍 속도이며, 운동방정식은 아래와 같다.

$$u \frac{du}{dr} = -\frac{1}{\rho} \frac{dP}{dr} - \frac{GM}{r^2} - \frac{1}{2\rho} \frac{d\epsilon}{dr} \quad (5)$$

여기서 $a = (\gamma P/\rho)^{1/2}$ 로서 음속이다.

Alfvén 파에 의한 힘이 별 가까이에서 급속히 증가하다가 점차 감소하여 중력과 열에 의한 압력 보다 작아지므로 방정식의 해에서 임계점이 생긴다. Hartmann & MacGregor (1980)의 방법을 따라 운동방정식을 새로운 변수 $Z = r/R$, $W = u/a$ 에 대해 바꿔 쓰면

$$\frac{dW}{dZ} = \frac{2W}{Z} \frac{N(W, Z)}{D(W, Z)} \quad (6)$$

가 된다. 임계점 (W_c, Z_c) 근처에서 $N(W, Z)$ 와 $D(W, Z)$ 를 선형확장시키면 (Hartmann & MacGregor 1980)

$$\begin{aligned} \frac{d\Delta W}{d\Delta Z} &= \frac{C_1 \Delta W + C_2 \Delta Z}{C_3 \Delta W + C_4 \Delta Z} \\ (C_1, C_2, C_3, C_4) &= \left(2W \frac{\partial N}{\partial W}, 2W \frac{\partial N}{\partial Z}, Z \frac{\partial D}{\partial W}, Z \frac{\partial D}{\partial Z} \right) (W_c, Z_c) \\ S &= \frac{1}{2} \left(\frac{C_1 - C_4}{C_4} \right) + \frac{1}{2} \left[\left(\frac{C_1 - C_4}{C_4} \right)^2 + 4 \frac{C_2}{C_3} \right]^{1/2} \end{aligned} \quad (7)$$

$W = S\Delta Z$ 를 가지고 $N(W, Z) = 0$ 와 $D(W, Z) = 0$ 의 교점을 오차 범위 내에서 지나도록 하여 속도곡선은 임계점을 지난다.

4. 속도함수

항성풍 모형에서 사용되는 속도장은 Alfvén파를 가정하고 운동방정식을 적분하여 구한 Hartmann & MacGregor (1980)의 Alfvén 속도분포와 이론적인 선운곽을 계산하기 위해 사용된 근사적인 속도함수로 구분된다. 그림 1에 32 Cyg에 대한 각각의 속도분포를 보였다.

그림 1에서 보이는 바와 같이 실선으로 표시된 Alfvén 속도분포는 별 가까이에서 급속히 증가하여 종속도에 이른 후에 다시 감소하여 변곡점을 거쳐 서서히 종속도를 향해 증가한다. 종속도까지 회복되는 거리는 Alfvén 파가 감쇄되는 정도 $\lambda = L/R_{sg}$ 에 따라 다르다. L 은 파의 감쇄길이이며 감쇄 길이가 짧을 수록 빨리 종속도에 도달한다. 그림 1에서 (a)의 경우는 감쇄길이가 $\lambda = 0.9$ 인 모형이고 (b)는 $\lambda = 1.0$ 인 모형이며 각각 그 종속도가 다르다.

Castor (1970), Che *et al.* (1983), Baade (1986, 1989) 등 여러 사람에 의해 가정된 속도분포의 근사식은

$$V(r) = V_{\infty} \left(1 - \frac{R_{sg}}{r} \right)^b \quad (8)$$

이며, R_{sg} 는 초거성의 반경, V_{∞} 는 항성풍의 종속도이고 b 는 항성풍이 종속도에 도달하는 정도를 결정하는 속도변수이다.

누승함수로 가정된 속도함수는 Alfvén파에 의한 속도분포를 근사적으로 표시하기 위해 속도변수 b 를 각 별의 관측에 맞게 선택되며, $b=0.5$ (Che *et al.* 1983)부터 $b=3.5$ (Schröder 1985)의 값을 사용한다. 그림 1에서 파선으로 표시된 속도함수들은 누승함수로서 선운곽을 계산할 때 사용되는 속도함수들이다. Schröder (1985)는 관측된 채층선을 분석하여 얻어낸 밀도를 가지고 누승함수의 속도분포를 구했으며 32 Cyg에 대해 $b=2.5$ 였다. 그림 1에서 짧은 파선은 $b=2.5$ 일 때 Alfvén 속도의 종속도를 주어 계산한 항성풍 속도이다.

한편 Baade (1996)는 항성풍의 속도분포를 보다 잘 근사시키기 위해 2개의 가속 영역을 주어 아래와 같이 각기 다른 속도함수와 속도변수를 주었다.

$$V(r) = \begin{cases} V_{\infty} \left(1 - \frac{R_{sg}}{r} \right)^{\beta_1} & \text{for } r \leq R_0 \\ V_0 + (V_{\infty} - V_0) \left(1 - \frac{R_{sg}}{r - 4R_{sg}} \right)^{\beta_2} & \text{for } r > R_0 \end{cases}$$

여기서 $V_0 = V(R_0)$ 로서 $R_0 = 5R_{sg}$ 에 대한 속도이다. 표 1에 변수의 값을 나타내었으며 이 속도함수를 이용한 32 Cyg의 항성풍 속도는 그림 1에서 긴 파선으로 나타내었다.

그림 1에서 보이는 바와 같이 32 Cyg에 대해 운동방정식을 직접 적분하여 얻은 Alfvén 속도분포에 비해 누승법칙에 의한 근사적인 속도함수는 전체적으로 낮은 속도값을 보이고 특히 별 가까이에서는 그 차이가 두드러진다. 선운곽의 계산에서 질량보존을 가정하므로 속도장의 변화는 밀도분포의 변화를 가져오고 따라서 선운곽의 세기에 영향을 미칠 것으로 예상할 수 있다.

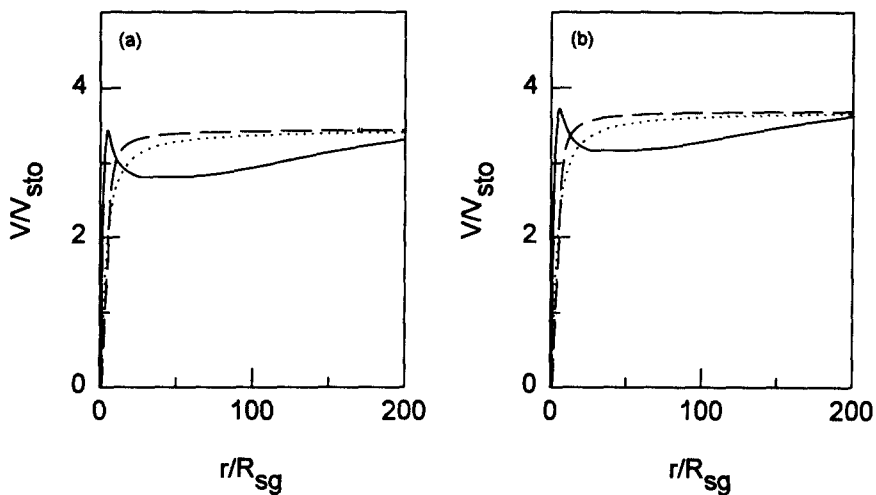


그림 1. 속도함수에 따른 32 Cyg의 항성풍 속도.

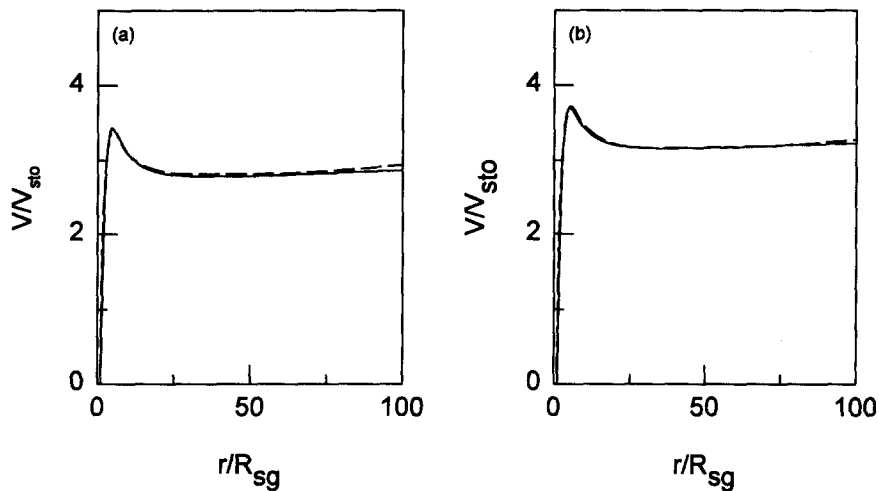


그림 2. Alfvén 속도와 우리의 fitting 함수. 실선은 Alfvén 속도이고 파선은 fitting 함수이다.

5. 계산 및 결과

Schröder (1985)의 $b = 2.5$ 에 비해 Baade (1996)의 속도함수는 2개의 가속영역으로 나누어 별 가까이에서의 급속한 속도증가를 잘 나타내고 있으나 Alfvén과의 감쇄로 인한 변곡형태를 처리하는데 어려움이 있다. 이 연구에서는 운동 방정식을 직접 적분하여 구한 Alfvén 속도분포 (김경미와 최규홍 1995)와 잘 맞는 근사적인 속도함수를 구하기 위해 3개의 가속영역으로 나누어 알맞은 변수의 값을 결정하였다.

$$V(r) = \begin{cases} V_i \left(1 - \frac{R_{sg}}{r}\right)^{\beta_1} & \text{for } r \leq R_1 \\ V(R_1) - (V_i - V(R_1)) \left(1 - \frac{R_{sg}}{r - R_1 + R_{sg}}\right)^{\beta_2} & \text{for } R_1 < r \leq R_2 \\ V(R_2) + (V_i - V(R_2)) \left(1 - \frac{R_{sg}}{r - R_2 + R_{sg}}\right)^{\beta_3} & \text{for } r > R_2 \end{cases}$$

이는 Baade (1996)와 비슷한 형태의 속도함수로 표현되나 두 번째 가속영역에서 감소하는 형태를 가지도록 하였다. $V(R_1)$ 과 $V(R_2)$ 는 각각 별로부터의 거리 R_1 과 R_2 에 대한 속도이다. $V(R_1)$ 은 실질적으로 V_∞ 이 되며 V_i 는 우리의 fitting 함수가 실제적인 Alfvén 속도와 잘 맞도록 결정된 속도이다. fitting 함수를 실제적인 Alfvén 속도와 그림 2에 비교하였고 계산에 사용된 32 Cyg의 물리량을 표 1에, 누승함수와 우리의 fitting 함수의 변수를 표 2에 나타내었다.

우리의 fitting 함수의 속도분포에 대해 Baade (1986)의 컴퓨터 코드를 사용하여 32 Cyg의 선운곽을 계산하였다. 또한 다른 형태의 속도함수로 표현되는 Schröder (1985)와 Baade (1996)의 속도함수를 넣고 계산한 선운곽과 비교하여 그림 3 - 그림 6에 보였다. $x/u_\infty = xV_{sto}/V_\infty$ 는 항성풍 속도를 V_{sto} 로 규격화한 것으로 주파수 변이를 의미하며 양수는 청색변이, 음수는 적색변이를 의미한다.

표 1. 32 Cyg의 물리량.

물리량	값
period	1147.8 (day)
eccentricity	0.301
longitude of periastron	218.2 (degree)
periastron passage	2433141.8 (J.D.)
inclination	80 (degree)
semi-major axis	7.65×10^{13} (cm)
R_B	1.75×10^{11} (cm)
R_{sg}	1.27×10^{13} (km/s)
V_{sto}	20 (km/s)
\dot{M}	2.40×10^{-8} (M_\odot/yr)

표 2. 계산에 사용된 변수들.

(a)	$\lambda = 0.9$	(b)	$\lambda = 1.0$
Schröder	$V_{\infty} = 69km/s$ $\beta = 2.5$	$V_{\infty} = 74km/s$ $\beta = 2.5$	
Baade	$V_{\infty} = 69km/s$ $V(R_0) = 32km/s$ $R_0 = 5R_{sg}$ $\beta_1 = 3.5$ $\beta_2 = 1.5$	$V_{\infty} = 74km/s$ $V(R_0) = 34km/s$ $R_0 = 5R_{sg}$ $\beta_1 = 3.5$ $\beta_2 = 1.5$	
our result	$V_i = 84km/s$ $V(R_1) = 69km/s$ $V(R_2) = 63km/s$ $R_1 = 4.5R_{sg}$ $R_2 = 26R_{sg}$ $\beta_1 = 0.8$ $\beta_2 = 4.6$ $\beta_3 = 180$	$V_i = 89km/s$ $V(R_1) = 74km/s$ $V(R_2) = 56km/s$ $R_1 = 5R_{sg}$ $R_2 = 26R_{sg}$ $\beta_1 = 0.8$ $\beta_2 = 5.7$ $\beta_3 = 180$	

그림 3부터 그림 6의 실선은 우리의 속도에 대한 선윤곽이고 긴 파선은 Baade (1996), 짧은 파선은 Schröder (1985)의 속도에 대한 결과이다. 3가지 형태의 속도는 특히 초거성 가까이에서 심한 차이를 보이므로 서로 다른 궤도위상 $\phi = 0.78$, $\phi = 0.06$ 에서 선윤곽을 계산하여 비교하였다. 그림 3과 그림 4를 보면 우리 함수의 결과가 전체적으로 방출선의 세기가 약화되어 나타나고 Alfvén 파의 감쇄길이가 달라짐에 따라 선윤곽의 세기가 약간 차이가 날 뿐이다. 그러나 그림 3-(b)에서 Baade의 모형이 우리 속도의 경우보다 방출선의 세기가 그림3-(a)에 비해 약간 낮아지는 부분을 보이는 것으로 보아 감쇄길이의 차이가 크면 선윤곽에서의 효과를 무시하지 못할 것으로 생각된다.

Alfvén 속도의 선윤곽에서 궤도위상이 다른 경우에도 흡수요소의 모양에서의 차이는 두드러지지 않고 방출부분만이 상당히 감소되는 것을 볼 수 있다. 특히 B형 별에서 나온 빛이 초거성 가까운 대기층을 지날 때인 $\phi = 0.06$ 의 경우 (그림 4)에는 Alfvén 모형의 방출선의 세기가 심각하게 감소되어 나타난다. 그러나, 이것이 단순히 방출요소의 약화 때문인지 또는 흡수요소가 강하여 방출요소가 훼손된 것인지를 구분하기 위해 그림 5와 그림 6에 순수 흡수선들을 비교하였다. 그림 5와 그림 6에서 Schröder (1985)와 Baade (1996)의 속도들을 사용한 선윤곽의 순수 흡수선들은 그다지 큰 차이를 보이지 않고 다만 Schröder (1985)의 속도에 대한 결과가 약간 긴 파장쪽으로 편이된 것 같은 경향을 보일 뿐이다. 그러나, Alfvén 속도에 대한 순수 흡수선의 경우는 $\phi = 0.78$ 에서 다른 흡수선들보다 좁은 폭을 보이는 반면 $\phi = 0.06$ 에서는 훨씬 넓은 양상을 보이고 있다. 흡수요소를 일으키는 층은 관측자

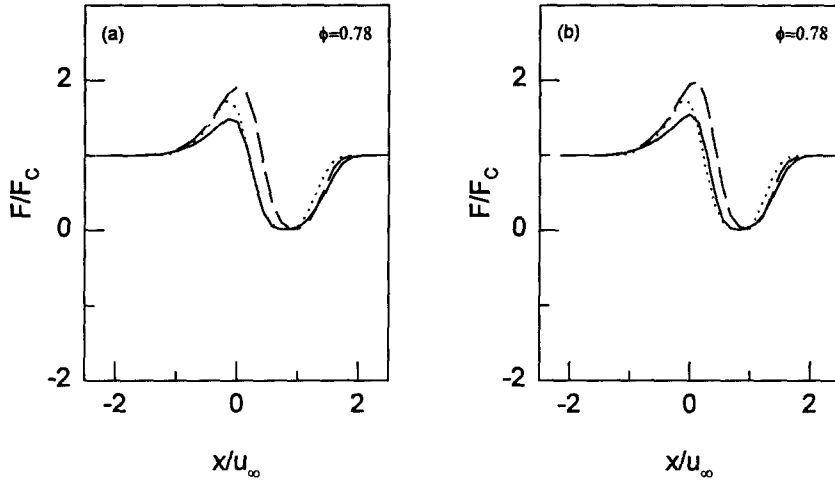


그림 3. $\phi = 0.78$ 일 때의 32 Cyg의 선운곽. 실선은 우리의 fitting 함수에 대한 선운곽이고 긴 파선은 Baade (1996)의 속도함수에 의한 선운곽이며 짧은 파선은 Schröder (1985)의 속도함수에 의한 선운곽이다. 그림 3-(a)는 $\lambda = 0.9$ 의 경우이고, 그림 3-(b)는 $\lambda = 1.0$ 의 경우이다.

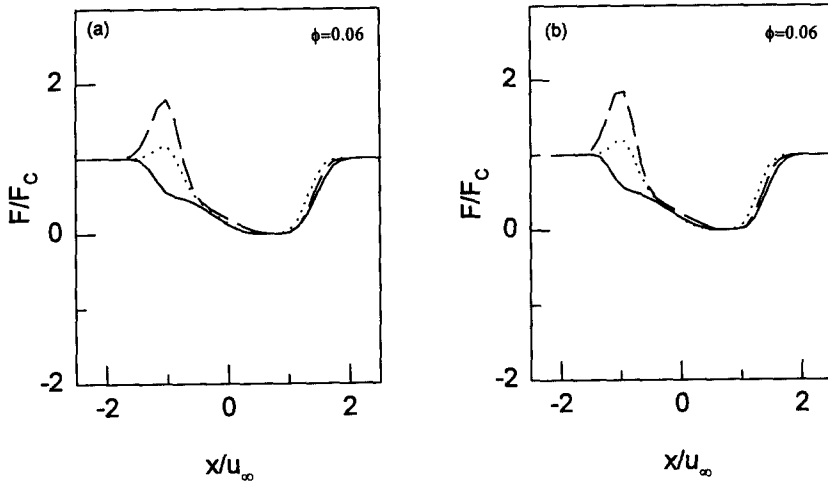


그림 4. $\phi = 0.06$ 일 때의 32 Cyg의 선운곽. 실선은 우리의 fitting 함수에 대한 선운곽이고 긴 파선은 Baade (1996)의 속도함수에 의한 선운곽이며 짧은 파선은 Schröder (1985)의 속도함수에 의한 선운곽이다. 그림 4-(a)는 $\lambda = 0.9$ 의 경우이고, 그림 4-(b)는 $\lambda = 1.0$ 의 경우이다.

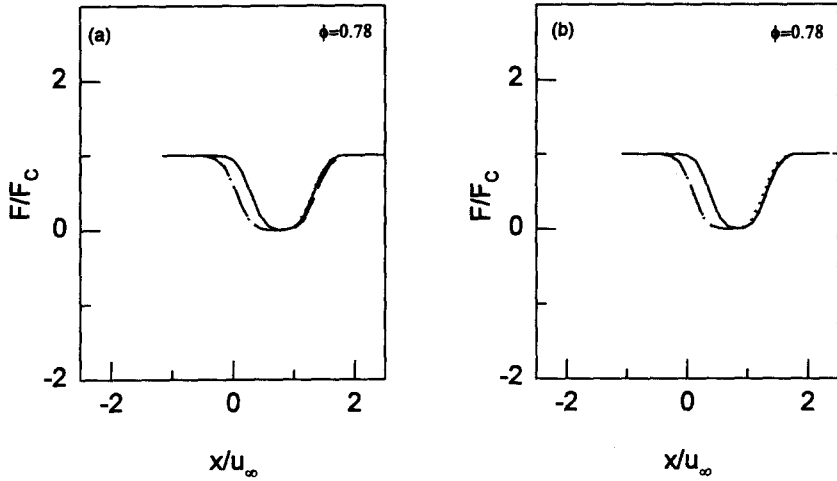


그림 5. $\phi = 0.78$ 일 때의 순수 흡수선의 비교. 실선은 우리의 fitting 함수에 대한 흡수선이고 긴 파선은 Baade (1996)의 속도함수에 의한 흡수선이며 짧은 파선은 Schröder (1985)의 속도함수에 의한 흡수선이다. 그림 5-(a)는 $\lambda = 0.9$ 의 경우이고, 그림 5-(b)는 $\lambda = 1.0$ 의 경우이다.

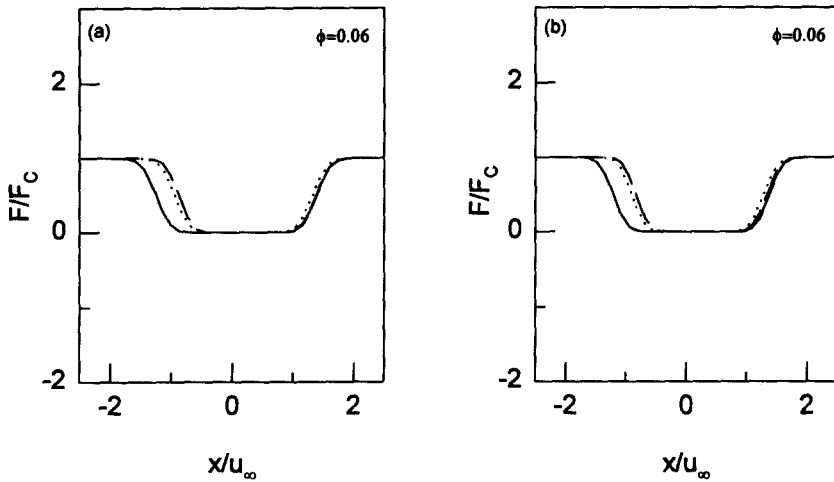


그림 6. $\phi = 0.06$ 일 때의 순수 흡수선의 비교. 실선은 우리의 fitting 함수에 대한 흡수선이고 긴 파선은 Baade (1996)의 속도함수에 의한 흡수선이며 짧은 파선은 Schröder (1985)의 속도함수에 의한 흡수선이다. 그림 6-(a)는 $\lambda = 0.9$ 의 경우이고, 그림 6-(b)는 $\lambda = 1.0$ 의 경우이다.

와 B형별 사이에 해당하는 영역인데 $\phi = 0.78$ 에서는 B형 별이 초거성에 비해 관측자에 가까이 있으므로 흡수층이 초거성으로부터 먼 곳에 위치한다. 그러나, 32 Cyg에서는 두 별 사이의 거리가 매우 짧아 $4.2R_{99} - 7.8R_{99}$ 사이에 놓인다. 따라서, 이 위치에서 최대속도를 가지는 Alfvén 속도로 인해 밀도가 낮은 층을 지나므로 좁은 흡수요소를 가질 것이다. 반면에 $\phi = 0.06$ 은 B형 별이 막 식을 벗어난 위치에 있고 초거성보다 관측자로부터 멀리 있으므로 흡수층은 초거성 근처의 긴 대기층을 지난다. Alfvén 속도는 초거성에서 아주 낮은 초기속도로 시작하여 아주 급격히 최대 종속도로 증가한다. 따라서 $\phi = 0.06$ 과 같이 초거성의 바로 근처에서는 다른 속도들보다 아주 낮아서 질량보존에 따라 낮은 밀도를 가져야 하므로 두껍고 넓은 흡수요소를 보일 것이다.

궤도위상에 따라 흡수요소가 반대의 양상으로 나타났음에도 불구하고 Alfvén 모형의 최종적인 선윤곽은 방출선 세기가 똑같이 약화된 것으로 나타난다. 특히 B형 별의 빛이 밀도가 급격히 증가하는 초거성 근처를 지나는 $\phi = 0.06$ 에서 방출요소의 훼손이 훨씬 심각하다. 만일 초거성 근처에서 항성풍 속도가 궤도속도와의 영향으로 구형대칭적이지 않고 밀도가 불균질하다면 (Harper *et al.* 1993) 궤도위상에 따라 Alfvén 속도를 가진 선윤곽의 세기가 더욱 큰 차이를 보일 것이므로 질량손실률의 결정에 오차가 생길 것이다. 이는 초거성 근처에서 최대의 종속도에 이르는 과정이 근사적으로 처리되어서는 안되며 선윤곽을 계산함에 있어 사용되는 속도함수는 좀 더 세심한 계산을 필요로 할 것으로 생각된다.

6. 결 론

항성진화에서 적색 거성의 질량손실률을 결정하는데 이용되는 이론적인 선윤곽을 계산하는데 있어서 근사적인 속도함수가 미치는 효과를 계산하였다. Alfvén 파를 질량전달 요인이라 가정하고 운동방정식을 직접 적분하여 얻은 속도분포를 3개의 가속영역을 가진 함수형태로 만들어 선윤곽을 계산하였고 이를 Schröder (1985)의 누승법칙의 속도와 Baade (1996)의 2개의 가속 영역을 가진 속도의 계산과 비교하였다. 궤도 위상에 따른 비교를 하기 위해 $\phi = 0.78$ 과 0.06의 경우를 계산하였으며 흡수요소의 훼손정도를 조사하기 위해 순수 흡수선을 비교하였다. $\phi = 0.06$ 일 때 초거성 근처에서 급격히 증가하는 Alfvén 속도에 의해 낮은 초기 항성풍 속도가 높은 밀도를 야기시켜 강한 흡수요소를 만든다. 따라서 초거성 근처에서 최대 종속도까지의 증가 경향이 최종적인 선윤곽에 매우 큰 영향을 나타내는 것으로 나타났다.

참고 문헌

- 김경미, 최규홍 1995, 한국우주과학회지, 12, 14
 Baade, R. 1986, A&A, 154, 145
 Baade, R. 1989, Review in Modern Astronomy 2, ed. G. Klare (Springer-Verlag: Berlin), p.324
 Baade, R. 1996, private communication

Castor, J. I. 1970, *MNRAS*, 149, 111

Castor, J. I. & Van Blerkom, D. 1970, *ApJ*, 161, 485

Che, A., Hempe, K. & Reimers, D. 1983, *A&A*, 126, 225

Harper, G. M., Bennet, P. D., Brown, A. & Linsky, J. L. 1993, *BAAS*, 25, 1322

Hartmann, L. E. & MacGregor, K. B. 1980, *ApJ*, 242, 260

Hempe, K. 1982, *A&A*, 115, 133

Schröder, K.-P. 1985, *A&A*, 147, 103