

## 적색편이 공간에서 국부 요동지역 주변의 초면과 은하단에 응용

송두종  
한국표준과학연구원 천문대

### THE CAUSTICS AROUND A LOCAL DENSITY PERTURBED REGION IN REDSHIFT SPACE AND THEIR IMPLICATIONS TO RICH CLUSTERS OF GALAXIES

Doo Jong Song  
Korea Astronomy Observatory,  
Daejeon 305-348, Korea

(Received November 7, 1993; Accepted December 15, 1993)

#### 요 약

적색편이 공간에서 보이는 국부 요동지역 주변의 초면은 프리이드만 배경 우주에 포함된 톨만 시공간 모형 관점에서 보면 국부 중력장에 유도된 국부 팽창율이 원인이 됨을 알고 있다. 초면은 국부적인 것으로서 요동지역에 포함된 질량에 크게 지배되고 물질들의 동력학적 상태와 밀접한 관계가 있다. 은하단의 밀도 분포 모형으로 광학 관측과 X-선 관측을 잘 맞추는 아벨 윤곽과 폴리트로프적 밀도 분포 윤곽을 택하여 톨만 시공간 모형으로 계산한 적색편이 공간에 나타나는 초면과 코마 은하단과 페르세우스 은하단 성분은하들에서 관측되는 적색편이-중심거리 형태와 비교하였을 때, 초면은 은하단의 크기와 질량에 한계값을 설정할 수 있었고, 뜨거운 기체의 물질 상태를 짐작할 수 있는 단서를 제공한다.

#### ABSTRACT

On the framework of Tolman spacetime model, the caustics around a local perturbed region in redshift is due to the local expansion rate induced by a local density inhomogeneity in real space. We have compared the caustics in redshift space, which are analytically obtained, with the observed redshift - distance patterns of galaxies which are belonging to Coma and Perseus clusters. For the Abell density distribution model and polytropic density profiles which are well-fitting the optical and X-ray observations, respectively, the size of caustics which is defined by "turnaround radius" of a local density perturbed region should give constraints on the sizes and masses of rich clusters and give also a clue to understand the state of hot X-ray emitting gas.

## 1. 서 론

은하단이 우주의 구조 형성에서 차지하는 위치는 매우 중요하다. 현재까지 관측된 결과와 이론적 탐구 결과를 보면, 은하단은 중력적으로 우주 배경과는 다른 진화를 하는 독립된, 가장 큰 안정된 자체 중력체계를 형성하고 있다. 그렇지만 성분 은하들의 속도분포 구조를 통한 동력학적 연구는 중심부에서는 어느 정도의 이완된 체계를 이루고 있지만 (Kent and Gunn 1982), 최근의 X-선 관측 결과는 은하단의 중심부에서도 작은 은하군들이 몰입하면서 새로운 안정된 체계를 형성하고 있는 아직도 완전히 이완에 도달하지 못한 변환의 단계에 있다는 것을 보여주고 있다 (은하단 A2256에 대한 자료는 Briel *et al.* 1991 과 Fabian and Daines 1991, 은하단 A1656에 대한 것은 White *et al.* 1993, 은하단 A426에 대한 것은 Schwarz *et al.* 1992).

이러한 진화 단계에 있는 은하단은 주변의 물질들이 중심으로 낙하하고 있는 자체 중력계로서 동력학적으로 이완되지 않았고, 초기 우주에서 은하단이 분리될 당시의 정보를 아직도 간직하고 있을 것이고, 관측되는 광학 및 X-선 정보를 바탕으로 실제적인 모형을 세워서 연구를 할 수 있는 천체물리학적으로 중요한 위치를 차지하고 있다.

실제로 광학 관측을 통한 성분 은하들의 적색편이 조사를 바탕으로 만든 우주 지도는 적색편이 공간에 "신의 손가락" 효과를 보여주고 있다 (Geller and Huchra 1989). 신의 손가락 효과는 실제 공간상에 존재하는 은하단 주변에 형성된 국부 중력장에 의한 낙하 현상이 관측되는 시선속도에 영향을 주어서 보이는 것으로 실제 공간과 적색편이 공간 사이의 관계를 알려주는 단서가 되고 있다 (Kaiser 1987).

Kaiser (1987)에 따르면 적색편이 공간에 보이는 "신의 손가락 효과"는 실제 공간상에 존재하는 국부적인 밀도 불균질성 주변에 유도된 특이속도가 관측되는 적색편이 공간상에 만드는 초면이라는 것으로 알려져 있고, 특히 부자 은하단의 적색편이-중심거리 분포 윤곽에서 잘 보이고 있다. Regos and Geller (1989)는 부자 은하단 주변의 초면 윤곽이 은하단에 포함된 밀도 불균질성과 우주 밀도 매개변수에 따라 결정되고, 우주 밀도 매개변수의 한계값을 계산할 수 있다고 하였다. 그러나 실제 공간상의 요동지역을 프리이드만 배경우주에 몰입되어 있는 톨만 시공간으로 택하였을 때, 국부 요동지역 주변에 계산되는 초면의 폭과 크기는 밀도 불균질성의 크기와 윤곽에 크게 지배를 받고 있지만 우주 밀도 매개변수의 영향이 매우 작다는 결과 (송두중 1993b)는 은하단과 같은 국부적 요동지역의 동력학 및 물질 상태를 결정하는 매개변수들, 즉 심반경, 속도분산, 중심은도 및 플리트로프적 지수등과 밀접한 관계를 가진다는 것을 알 수 있다.

이 논문에서는 실제 공간을 톨만 시공간 모형으로 택하였을 때, 요동지역 주변에 유도되는 국부 팽창율이 적색편이 공간에 만드는 요동지역 주변의 초면과 부자 은하단 주변에 보이는 적색편이-거리 형태와 비교함으로써 은하단의 특성과 물리량을 추정하는 것을 목적으로 하고 있다.

이 논문의 전개는 다음과 같다. 제 2장에서는 톨만 시공간 모형을 재조명하고, 국부 팽창율과 초면 방정식을 도입한다. 실제 공간과 적색편이 공간 사이 관계를 연구함으로써 유도되는 초면 방정식에서 계산되는 초면의 폭과 크기의 밀도매개 변수, 밀도 요동량의 크기 및 공간적 윤곽에 따른 변화를 요약하고, 국부 요동지역의 크기와 질량과 초면의 크기 사이의 관계를 규정한다. 제 3장에서는 관측된 부자 은하단 성분은하들의 적색편이 목록을 이용하여 만들어지는 적색편이-거리 윤곽과 국부 요동지역 주변에 보이는 초면을 해석적으로 계산한 결과와 비교함으로써 코마 은하단과 페르세우스 은하단의 질량과 크기에 대한 한계를 연구하고, 뜨거운 X-선 방출 기체들의 물질 상태를 살펴본다. 제4장에서 결과를 비교하고 결론으로 유도한다.

## 2. 요동지역 주변의 초면 방정식

### 2-1. 톨만 시공간과 국부팽창율

톨만 시공간은 구대칭이고 먼지로 채워진 시공간으로 1934년 톨만이 발견한 아인슈타인 장 방정식의 해이다 (Tolman 1934). 톨만 시공간의 특징은 불균질한 물질분포를 허용하고 있는 것으로 오래 전부터 관측 우주론에서 중요한 과제인, 불균질 시공간에서 빛의 전파와 요동지역의 진화 연구를 통한 적색편이-거리 관계식 연구, 우주구조의 프랙탈성 연구 (Ribeiro 1992), 초단 파 배경복사장의 비등방성 연구 (Raine and Thomas 1981, Panek 1992, Paczynski and Piran 1990, Fang and Wu 1993) 등에 활발히 응용되고 있다.

톨만 시공간을 기술하는 계량텐서는 다음과 같은 4차원 시공간의 성분

$$ds^2 = -dt^2 + \frac{(dR/dx)^2}{1 - f^2(x)} dx^2 + R^2(x, t)(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2) \quad (1)$$

에서 알 수 있다(Tolman 1934). 여기서  $R(x, t)$ 와  $t$ 는 각각 톨만 시공간의 실제 거리와 시간이다. 톨만 시공간에 포함된 질량은 공변거리  $x$ 만의 함수로서 결정되고 시간에 따라 불변이라고 한다면, 요동지역에 포함된 평균밀도  $\bar{\rho}(x, t)$ 와 우주의 평균밀도  $\rho_u(t)$ 로 정의되는 밀도 요동량의 크기,  $\Delta(x, t)$ 는

$$\Delta(x, t) = \frac{\bar{\rho}(x, t)}{\rho_u(t)} - 1 = \Omega_u^{-1}[\Delta_{cr}(x, t) + 1] - 1 \quad (2)$$

와 같다. 여기서  $\Delta_{cr}(x, t) = \bar{\rho}(x, t)/\rho_c(t) - 1$   $\rho_c(t)$ 는 아인슈타인-데 시터 우주의 평균밀도이다.

$f^2(x)$ 는 요동지역의 운명을 결정하는 양으로 톨만 시공간이 가지는 총에너지의 크기와 부호에 따라 정해지고

$$f^2(x) = \Omega_u H_i^2 R_i^2(x) [\Delta_i(x) - \Delta_u(z_i)] \quad (3)$$

이다(송두종 1993a). 여기서  $H_i^2 = H_0^2(1 + z_i)^3$ ,  $\Delta_u(z_i) = (1 - \Omega_u)/[\Omega_u(1 + z_i)]$  그리고  $1 + z_i$ 는 초기 시간  $t_i$ 에서 적색편이 크기이다. 배경우주 모형은  $\Omega_u < 1.0$ 인 열린 우주로 택하고, 총에너지가 음의 부호를 가진 프리이드만 배경에 포함 된 톨만 시공간을 요동지역을 기술하는 모형으로 가정하면, 식 (3)에서 요동지역은 초기밀도 불균질성의 크기가  $\Delta_i(x) \geq \Delta_u(z_i)$  조건을 만족해야 한다는 것을 짐작할 수 있다. 특히  $\Delta_i(x) = \Delta_u(z_i)$ 에서의 공변좌표를  $x_\Omega$ 로 정의한다면, 톨만 시공간과 배경우주는 이곳에서 접하게 되고, 톨만 시공간은  $x \leq x_\Omega$  안에 한정된다고 할 수 있다.

초기밀도 불균질성의 크기가  $\Delta_i(x) \geq \Delta_u(z_i)$  조건을 만족하는 톨만 시공간은 그 자체가 하나의 소우주처럼 진화를 한다. 시간  $t_i$ 에서 배경우주와 진화를 달리하는 요동지역의 실제반경  $R(x, t)$ 의 시간에 따른 변화율,  $\dot{R}/R$ 은 국부 팽창율을 결정한다. 국부 팽창율의 허블 팽창율에 대한 비는 국부속도 불균질성의 정도를 결정하고, 톨만 시공간의 변수들을 이용하면

$$\begin{aligned} \bar{H}_p(x, t) = & \Omega_u^{1/2} \left( \frac{1 + \Delta(x, t)}{1 + \Delta_i(x)} \right) \{ [1 + \Delta(x, t)]^{1/3} [1 + \Delta_i(x)]^{2/3} \\ & - (1 + z_i) [\Delta_i(x) - \Delta_u(z_i)] \}^{1/2} - 1 \end{aligned} \quad (4)$$

과 같다(송두중 1993a).

배경우주와 같은 방향으로 팽창을 하던 닫힌 틀만 시공간은 결국 최대 팽창을 한 후, 자체 중력에 의해 팽창 방향이 바뀌어 수축하게 된다. 요동지역이 최대 팽창을 할 때를 "전향기"라고 이름 짓는다면, 전향기에서 속도 불균질성의 크기는 허블 팽창과 크기는 같고 방향은 반대인 것을 알 수 있다. 전향기에서 요동지역의 실제반경을 현재 ( $z_{turn} = 0$ )를 기준으로 요동지역에 포함된 질량과 우주 밀도 매개변수의 함수로 표현하면

$$R_{turn}(M, \Omega_u) = 7.04h^{-2/3} Mpc \left( \frac{M}{10^{15} M_\odot} \right)^{1/3} f(\Omega_u) \quad (5)$$

가 된다(Gunn and Gott 1976, 송두중 1993b). 여기서  $f(\Omega_u) = [\Omega_u^{2/3}/(1 - \Omega_u)] g(\Omega_u)$ ,  $g(\Omega_u) = 2\Omega_u^{-1}\sqrt{1 - \Omega_u} - \ln \{ 2\Omega_u^{-1}[(1 - \Omega_u/2) + \sqrt{1 - \Omega_u}] \}$ 이다.

현재의 우주시간에 전향기에 도달할 수 있는 특별한 공변거리를  $x_{turn}$ 이라고 정의한다면, 공변거리는 적색편이  $z_i$ 에서  $\Delta_i(x_\Omega) = \Delta_u(z_i)$ 가 되는 점  $x_\Omega$  (절대로 수축하여 전향기에 도달할 수 없는 요동지역과 배경우주의 경계를 규정하는 지점) 안에 있다고 (즉  $x_{turn} < x_\Omega$ ) 할 수 있다. 간단한 계산에 따르면, 전향기에서 현재 밀도 불균질성의 크기는 열린 우주에서 4.55보다 클 수 없다(Maoz 1990)는 것이 알려져 있다. 앞으로 전향기에 대응하는 초기밀도 불균질성 지역의 크기, 즉 우주의 나이  $z_i$  때 공변거리  $x_{turn}$ 은 자체 중력계인 은하단과 같은 크기의 밀도 요동 지역을 결정한다고 생각한다.

## 2-2. 초면 방정식

우리로 하여금 관측을 통해서 시공간의 천체들의 정보를 알려주는 전자기파는 4 차원 시공간 상에서 과거의 광추면상을 여행하여 우리에게 도달하고 있다. 우리가 관측하는 적색편이는 광추면상의 정보로서 빛의 경로 중에 있는 실제공간상의 불균질성의 영향을 받아서 왜곡된 영상을 우리에게 알려주고 있다. 그래서 실제 공간상의 실상을 알기 위해서는 적색편이를 기준으로 한 적색편이 공간과 실제공간 사이의 관계를 명확하게 규정지어야 한다. 이장에서는 Kaiser (1987)가 제안한 실제공간과 적색편이 공간 사이의 관계식을 바탕으로 틀만 시공간의 국부적인 요동에 의한 자체 중력계 주변 초면 방정식의 결과 밀도 불균질성과 매개변수 사이의 관계를 살펴본다.

실제공간을 틀만 시공간으로 택한다면, 적색편이 공간은 천체들의 천구상의 좌표와 관측된 적색편이, 즉 시선속도로서 정의된다. 적색편이 공간에서 위치 벡터를  $\vec{z}$ 으로 표시하고, 실제 공간에서 위치 벡터를  $\vec{R}$ 로 나타낸다면, 두 공간사이의 좌표변환은  $d\vec{R} = J^{-1}(\vec{R}, \vec{z})d\vec{z}$ 의 관계식을 이용하여 완성할 수 있다. 좌표 변환에 관계없이 물질이 보존되어야 하므로 각각의 공간에서 정의된 수밀도  $n_z(\vec{z})$ 과  $n_R(\vec{R})$ 은 관계식  $n_z(\vec{z}) = J^{-1}(\vec{R}, \vec{z})n_R(\vec{R})$ 을 만족해야한다. 특히 자코비안  $J(\vec{R}, \vec{z})$ 이 영이 되는 경우에는 실제 공간에서 수밀도가 유한한 값을 가지더라도, 적색편이 공간에서는 무한한 값에 접근할 수 있음을 알 수 있고 (Kaiser 1987), 은하단과 같은 자체 중력계 주변 은하들의 적색편이-중심거리 지도를 만들면 초면이 나타나는 이유이다.

Kaiser (1987)의 생각을 기하학적으로 나타낸, Regos and Geller (1989)가 택한 좌표계에서 관측자로부터  $\vec{R}_0$  떨어진 곳에 위치한 국부 요동지역 중심에서  $\vec{r}$  만큼 떨어진 곳에 있는 성분 천체가 가지는 적색편이 공간에서의 시선방향 속도 성분 (시선속도 혹은 적색편이)은

$$cz(r, \theta) = H_0[\vec{R}_0 \cdot \hat{R}_{los} + (1 + \bar{H}_p(r))\vec{r} \cdot \hat{R}_{los}] \quad (6)$$

와 같다. 여기서  $\hat{R}_{los}$ 는 시선방향 단위 벡터,  $\vec{r} \cdot \hat{R}_{los} = \sqrt{r^2 - R_0^2 \sin^2 \theta}$ 는 적색편이 공간에 투영되는 거리,  $\bar{H}_p(\vec{r}) \equiv H_p(\vec{r})/H_0$ 는 국부 속도 불균질성으로 톨만 시공간 모형에서 식 (4)와 같다.

식 (6)에서 결정되는 실제 공간과 적색편이 공간사이의 좌표 변환 관계식으로부터, 자코비안이 영이 되는 조건에서 초면 방정식(Regos and Geller 1989)은 다음과 같이 국부 팽창율의 함수로 표현된다.

$$\sin \theta = \pm \frac{r}{R_0} \left[ 1 + \frac{(1 + \bar{H}_p(r))/r}{d\bar{H}_p(r)/dr} \right]^{1/2} \quad (7)$$

이 관계식과 톨만 시공간에서 계산한 국부 속도불균질성을 이용하면, 적색편이 공간에서 보이는 초면을 더욱더 정량적으로 계산할 수 있다. 적색편이 공간에서 보이는 시선속도는 톨만 시공간 모형에서 계산한 속도 불균질성 식 (4)를 식 (6)과 식 (7)에 대입하고 정리하면, 다음과 적색편이-중심 거리 관계식을 얻을 수 있다.

$$\begin{aligned} \frac{cz}{H_0} - \vec{R}_0 \cdot \hat{R}_{los} &= \bar{H}_p(r)r[-\alpha_H(r)^{-1}]^{1/2} \\ &= \sqrt{3}r \left[ \Omega_0^{1/2} \left( \frac{1 + \Delta}{1 + \Delta_i} \right)^{1/3} \left\{ (1 + \Delta)^{1/3}(1 + \Delta_i)^{2/3} - (1 + z_i)[\Delta_i - \Delta_u(z_i)] \right\}^{1/2} - 1 \right] \\ &\times \left\{ 1 + \frac{1}{2} \frac{(1 + \Delta)^{1/3}(1 + \Delta_i)^{2/3}}{(1 + \Delta)^{1/3}(1 + \Delta_i)^{2/3} - (1 + z_i)[\Delta_i - \Delta_u(z_i)]} \right\}^{-1/2} [-\alpha_\Delta(r)^{-1}]^{1/2} \quad (8) \end{aligned}$$

여기서  $\Delta(r) = \Delta$ ,  $\alpha_H = -[rd\bar{H}_p(r)] / [(1 + \bar{H}_p(r))dr]$ 는 국부 팽창율의 기울기로서 밀도 요동량 윤곽을 결정하는 기울기로서  $\alpha_\Delta(r) \equiv -\partial \ln[\Delta(r) + 1] / \partial \ln r$  사이에

$$\alpha_H(r) = \frac{1}{3} \left\{ 1 + \frac{1}{2} \frac{[1 + \Delta(r)]^{1/3}(1 + \Delta_i)^{2/3}}{[1 + \Delta(r)]^{1/3}(1 + \Delta_i)^{2/3} - (1 + z_i)[\Delta_i - \Delta_u(z_i)]} \right\} \alpha_\Delta(r) \quad (9)$$

와 같은 관계가 성립한다 (송두종 1993b). 밀도 불균질성이 매우 큰 지역에서는 다시 말하자면,  $\Delta(r) \gg 1$ 의 경우,  $2\alpha_H(r) \sim \alpha_\Delta(r)$ 과 같은 근사적인 관계가 성립한다. 초면 관계식인 식 (7)의 근호안의 값은 양이 되어야 하는 조건은 속도 불균질성의 지수와 밀도 불균질성의 지수가 각각  $\alpha_H \geq 1$  과  $\alpha_\Delta \geq 2$ 가 되어야함을 알려주고 있다.

2-2-1 초면의 형태

식 (8)에서 볼 수 있듯이, 실제공간에 존재하는 요동지역 주변에 유도된 속도 불균질성은 적색편이 공간에 초면을 만들고 윤곽은 밀도 요동의 공간적인 윤곽에 크게 좌우됨을 알 수 있고, 초면의 폭은 우주 모형과 밀도 요동량의 크기에 따라 결정된다는 것을 짐작할 수 있다. 그러나 실제로 적색편이 공간에서 초면이 보일 조건은 식 (7)의 근호 안의 값이 양이 되는 조건을 만족해야 한다.

식 (7)에서 근호 안의 값이 양이 되어야할 조건은 국부 팽창을 윤곽이 실제 공간에서 멱함수  $H_p(r) \propto r^{-\alpha_H}$  꼴을 해야하고, 식 (8)에 따르면 관측되는 적색편이는  $cz/H_0 - \vec{R}_0 \cdot \hat{R}_{los} \propto \alpha_H^{-1/2} r^{-\alpha_H+1}$  같이 중심거리  $r$ 의 멱함수 꼴을 한다. 다시 말하자면 천체들의 관측되는 적색편이는 중심에서 멀어질수록 멱함수를 따라서 감소하고 있는 전형적인 초면을 보여주고 있다.

식 (8)과 같이 계산되는 초면은  $\Delta(r)$ 이 충분히 큰 중심지역에서

$$\frac{cz}{H_0} - \vec{R}_0 \cdot \hat{R}_{los} \sim \sqrt{2}\Omega_0^{1/2} r \Delta(r)^{1/2} [-\alpha_\Delta(r)^{-1}]^{1/2} \tag{10}$$

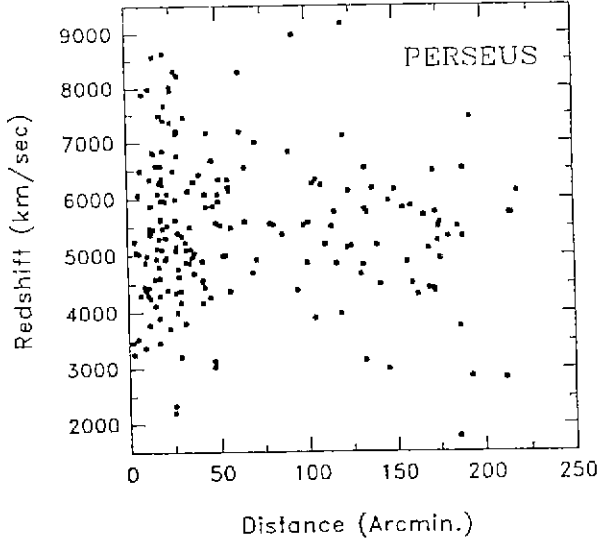
와 같은 근사식으로 다시 쓸 수 있어, 초면 윤곽은 밀도 요동량의 윤곽을 따르고 폭의 크기는 밀도 매개변수  $\Omega_0$ 와 밀도 요동량의 크기에 따라 결정될 수 있음을 보여주고 있다. 그러나 밀도 불균질성을 정의한 식 (2)에서, 주어진 요동지역의 질량 밀도에 대하여 밀도 불균질성의 크기는 은하단의 중심부에서  $\Delta(r) \approx \Omega_v^{-1} \Delta_{cr}(r)$ 와 같이 근사할 수 있고,  $cz/H_0 - \vec{R}_0 \cdot \hat{R}_{los} \sim r \Delta_{cr}^{1/2}(r)$  같이 밀도 불균질성 정도가 큰 지역에서 적색편이 공간에 보이는 초면은 우주 밀도 매개변수 값에 무관하고 전적으로 중심 밀도 불균질성 크기에 따라 결정된다는 것을 알 수 있다 (송두종 1993b). 여기서  $\Omega_v = \Omega_0$ 이다.

그러나  $\Delta(r)$ 이 충분히 작은, 요동지역과 배경우주의 경계에 가까워지면, 시선 속도-거리 관계식은  $cz/H_0 - \vec{R}_0 \cdot \hat{R}_{los} \approx \frac{1}{\sqrt{3}} (1 + \frac{1}{2}\Omega_0)^{1/2} \Delta(r)r [-\alpha_\Delta(r)]^{1/2}$  처럼 근사적으로 쓸 수 있어서 초면 폭이 밀도 매개변수에 영향을 받음을 알 수 있다. 위 식에서 밀도 불균질성 크기를  $\Delta(r) = \Omega_0^{-1} [\Delta_{cr}(r) + 1] - 1$ 과 같이 표현할 때 밀도 매개변수가 작아질수록 초면 폭이 커진다는 것을 유추할 수 있다. 따라서 밀도 매개변수가 작아지면 초면 폭은 커지고, 매개변수가 평편 우주에 접근하면 초면 폭은 작아진다.

적색편이-거리 관계식인 식 (8)의 근사식에서 알 수 있는 것은 불균질성 정도가 큰 중심 지역에서 초면 폭의 크기는 근사적으로 밀도 요동량 크기의 평방근에 비례하여 증가하고 있음을 알 수 있다. 반면에 요동이 작은 배경우주의 경계에 가까워질수록 초면 폭은 밀도 불균질성의 크기와 선형적인 관계에 있음을 알 수 있다. 이와 같은 근사적인 관계는 은하단과 같은 국부 요동 지역에서 초면의 윤곽을 결정하는 밀도 불균질성 윤곽을 결정하는 지수에 대한 제한값을 추정할 수 있게 하고 있다. 예를 들면, 멱함수 밀도 윤곽모형으로  $\Delta(r) \propto r^{-\alpha_\Delta}$ 을 택할 경우, 밀도 불균질성의 정도가 큰 중심지역에서는 윤곽지수가  $\alpha_\Delta > 2$ 의 범위에 있어야 하지만 정도가 작은 요동 지역의 외곽에서는  $\alpha_\Delta > 1$ 에서도 적색편이 공간에서 초면이 나타남을 볼 수 있다.

그러나 적색편이 공간에서 초면을 명확하게 볼 수 있는 지역은 밀도 불균질성의 정도가 특히 큰 중심지역임을 알 수 있다 (그림 1 참조). 결과적으로 초면이 일어날 수 있는 요동지역의 실제 공간에서 밀도 윤곽은 거리에 따라서 상당히 변화가 심한 형태가 되어야함을 요구하고 있다. 실제로 관측된 은하들의 적색편이가 보여주는, 크기가 큰 구조가 가지는 두 점 상관관계함수에서 추정할 수 있는 밀도 불균질성의 윤곽  $\xi(r) \propto r^{-1.8}$ 의 지수 (Bahcall 1988)는 적색편이 공간에서

(a)



(b)

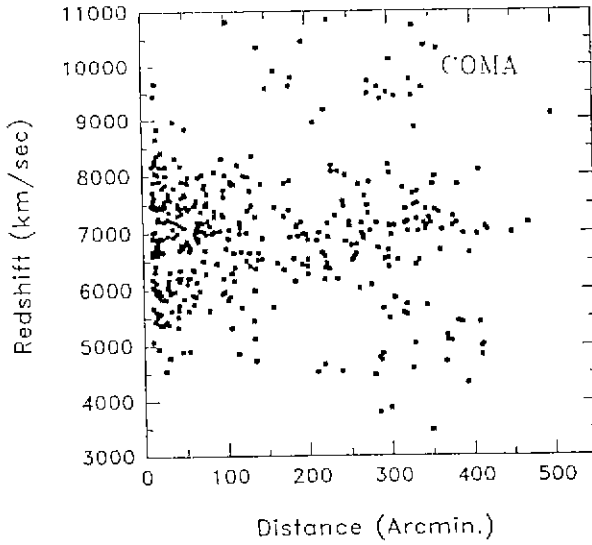


그림 1. 관측된 적색편이-거리 율곽 그림. (a) 코마 은하단, (b) 페르세우스 은하단

초면을 보여주기엔 충분하지 못하고, 단지 부자 은하단과 같은 잘 발달된 자체중력계 주변에서만 초면이 일어날 수 있다고 생각할 수 있다.

### 2-2-2 초면의 한계 - 밀도 요동지역의 크기

식 (7)과 식 (8)로 결정되는 초면 방정식을 적용할 수 있는 한계는 국부 속도 불균질성의 크기가 영보다 작은 범위인  $\bar{H}_p(r) \leq -1$  이다. 다른 말로 하자면 적색편이 공간에 보이는 초면은 국부 요동 지역을 이루는 낙하지역에서만 보이는 현상이다. 나아가서 적색편이 공간에서 초면이 존재할 수 있는 한계 거리는 조건  $\bar{H}_p(r) = -1$ 에서 결정되고 "전향기" 반경  $r_{turn}$ 에 해당한다. 초면의 한계 거리를 투영된 각  $\theta_{cau}$ 으로 표시하면 식 (7)에서

$$\theta_{cau} = \theta_{turn} = \pm \sin^{-1} \left( \frac{r_{turn}}{R_0} \right) \quad (11)$$

의 관계식을 얻을 수 있고, 적색편이 공간에서 초면이 존재할 수 있는 범위는  $\theta < \theta_{turn}$ 이다. 특히 관측자로 부터 충분히 멀리 떨어져 있는 국부 요동지역의 경우, 다시 말하자면,  $r_{turn}/R_0 \ll 1$ 인 경우에  $\theta_{cau} \simeq r_{turn}/R_0$ 와 같은 근사 관계가 성립하므로, 식 (5)에서 요동지역을 둘러싸는 초면의 크기는 요동지역에 포함되는 질량과 밀도 매개변수의 값에 크게 의존함을 알 수 있다.

전향기 반경으로 정의되는 초면의 한계 거리는 요동지역을 둘러싸고 있는 표면을 결정하고 있다. 일찌기 Gunn and Gott (1972)가 제안한 것처럼 배경우주 안에 있는 자체 중력계의 크기를 전향기 반경  $r_{turn}$ 으로 정의한다면, 초면의 한계 거리는 국부 요동지역의 크기를 결정하는 단서를 제공하고 있고, 식 (5)에서 요동지역에 포함된 질량과 우주 밀도 매개변수를 알면 결정할 수 있다.

## 3. 부자 은하단의 적색편이-중심거리 형태

### 3-1. 밀도 윤곽 모형

배경우주 밀도 매개변수와 요동지역의 밀도 불균질성의 크기는 초면 폭에 영향을 주고 있다. 그러나 전체적인 초면의 끝은 국부 중력장을 유도하는 물질의 분포 윤곽에 따를 것이다. 여기서 실제적인 부자 은하단 주변에 나타날 것으로 예상되는 밀도 윤곽을 도입하여 초면 끝의 변화를 살펴본다. 밀도 윤곽은 은하단의 관측에 주로 사용되는 광학 관측과 X-선 관측 결과를 이용한다.

#### 3-1-1 아벨 윤곽

광학 관측을 통한 은하단 밝기 분포는 성분은하들의 분포와 밀접한 관계가 있다고 생각한다. 그러면 은하단 안의 빛의 세기 분포는 은하들의 밀도가 아벨 윤곽  $\rho_{gal}(r) = \rho_0(1+x^2)^{-n/2}$ 을 가짐을 추정할 수 있다. 여기서  $n$ 은 밀도 분포의 윤곽을 결정하는 지수이고,  $x = r/r_c$  중심 거리의 심반경  $r_c$ 에 대한 비이고,  $\rho_0 = 9\sigma_p^2/(4\pi Gr_c^2)$ 는 중심에서의 밀도이다. 이러한 밀도 분포를 가진 은하단의 질량은

$$M(x) = \frac{4\pi}{3} r_c^3 x^3 \rho_0 {}_2F_1 \left( \frac{3}{2}, \frac{n}{2}, \frac{5}{2}, -x^2 \right) \quad (12)$$



과 같고, 평균밀도를  $\bar{\rho}_{gal}(r) \equiv 3M(r)/(4\pi r^3)$ 과 같이 정의한다면,  $\bar{\rho}_{gal}(x) = \rho_0 {}_2F_1\left(\frac{3}{2}, \frac{n}{2}, \frac{5}{2}, -x^2\right)$ 와 같다. 식 (2)에 정의된 평균 질량 밀도 불균질성은

$$\Delta(x) = \Omega_u^{-1} (\Delta_{cr} + 1) {}_2F_1\left(\frac{3}{2}, \frac{n}{2}, \frac{5}{2}, -x^2\right) - 1 \quad (13)$$

과 같이 계산할 수 있다. 여기서  $\Delta_{cr} = \rho_0/\rho_c - 1$ 이다. 아벨 밀도 윤곽 지수  $n$ 이 정해지면 밀도 불균질성의 윤곽도 정해지고, 관측 자료에서 추정할 수 있는 투영 속도분산 값과 심반경을 알면 초면을 계산할 수 있다.

### 3-1-2 X-선 관측을 잘 맞추는 밀도 윤곽

최근 은하단의 X-선 관측은 은하단 안의 뜨거운 기체들의 온도 윤곽과 X-선 밝기 분포 윤곽을 정량적으로 알려주어서 은하단의 질량을 잘 계산하고 있다 (Eyles *et al.* 1991, Watt *et al.* 1992). 뜨거운 기체들의 질량 밀도 분포 윤곽을  $\rho_{gas}(y) = \rho_0(1+y^2)^{-\alpha_\rho}$  처럼 가정하고 은하단 안에 잡혀있는 뜨거운 기체들이 폴리트로프적 물질 상태를 하고 있다고 가정하면, X-선을 방출하는 뜨거운 기체들의 온도 윤곽은  $T_{gas}(y) = T_0(1+y^2)^{-\alpha_\rho(\gamma-1)}$ 과 같은 관계식을 가진다는 것이 알려져 있다 (Cowie *et al.* 1987). 여기서  $\alpha_\rho$ 는 밀도 윤곽 지수,  $y = r/r_x$ , 그리고  $r_x$ 는 X-선 밝기 분포의 심반경이고,  $T_0$ 는 중심에서 온도의 크기,  $\gamma$ 는 폴리트로프적 지수를 나타내는 매개변수들이다.

위에서 보인 밀도 윤곽과 온도 윤곽을 진즈의 동력학적 평형 방정식에 대입하고 간단히 하면, 은하단안에 뜨거운 기체를 잡아 둘 수 있는 총 중력질량은

$$M_{grav}(y) = \frac{2kT_0 r_x}{\mu m_p G} \alpha_\rho \gamma y^3 (1+y^2)^{-\alpha_\rho(\gamma-1)-1} \quad (14)$$

와 같이 표현된다 (Binney and Tremaine 1987). 식 (13)에서 질량의 크기는 뜨거운 기체의 중심 온도와 심반경의 크기에 크게 영향을 받고 있음을 알 수 있다. 한편 평균밀도를 아벨 밀도 윤곽 모형에서와 같이 정의하고 식 (2)를 이용하면 밀도 불균질성의 크기는

$$\Delta(y) = \Omega_u^{-1} [\Delta_{cr}(0) + 1] (1+y^2)^{-\alpha_\rho(\gamma-1)-1} - 1 \quad (15)$$

와 같다. 여기서  $\Delta_{cr}(0) = \rho_c^{-1} \frac{3kT_0}{2\pi G \mu m_p r_x^2} \alpha_\rho \gamma - 1$ 이다.

식 (14)에서보면 중심에서 충분히 멀리 떨어진 곳에서 불균질성의 윤곽은 근사적으로  $\Delta(y) \sim y^{-2\alpha_\rho(\gamma-1)-2}$  꼴에 접근하고 있다. 따라서 밀도 불균질성 윤곽 지수의 존재 범위 ( $\alpha_\Delta > 2.0$ )에 따르면, 어떠한 밀도 윤곽 지수의 값에 대해서도 초면이 나타나기 위해서는 폴리트로프적 지수가  $\gamma > 1.0$ 의 범위에 있어야 한다는 제한을 얻을 수 있다. 다시 말하자면 적색편이 공간상에서 초면이 보이기 위해서는 은하단 안의 뜨거운 기체들의 물질 상태는 등온 분포를 하고 있지 않아야 한다는 것을 추측할 수 있다.

### 3-2. 부자 은하단의 질량과 크기

관측을 바탕으로한 밀도 불균질성 윤곽은 초면의 윤곽을 결정할 수 있고, 식 (11)에 정의한 초면의 크기를 결정할 수 있다. 전향기 반경과 관계가 있는 초면의 크기를 은하단의 크기라고 가

정한다면, 초면에 포함된 물질들의 질량으로서 은하단의 질량을 추정할 수 있다. 관측된 은하단의 성분은하를 바탕으로 적색편이-거리 관계식 그림을 그려서 식 (8)을 이용하여 계산된 초면과 비교함으로써 은하단의 크기와 질량의 한계를 살펴본다.

### 3-2-1 표본 은하단

#### 페르세우스 은하단

페르세우스 은하단은 중심(적경  $3^h 16^m 20^s$ , 적위  $41^\circ 19' 54''$ )에서  $3^\circ$  안에 약 200개 은하의 적색편이가 알려져 있는 부자 은하단이다. 적색편이 표본의 평균은  $\langle cz \rangle = 5,470 \pm 87 \text{ km/s}$ , 성분은하들의 속도분산 값은  $\sigma_p = 1,277 \text{ km/s}$  이다 (Kent and Sargent 1983). 은하 분포의 심반경은  $r_c = 11.1 \text{ arcmin.}$ , X-선을 방출하는 뜨거운 기체 분포 심반경은  $r_x = 9.1 \text{ arcmin.}$  (Eyles *et al.* 1991)이다.

특히 Eyles *et al.* (1991)은 X-선 관측 자료를 잘 맞추는 뜨거운 기체의 물질 상태는 폴리트로프적 지수가  $\gamma = 1.23$ , 중심에서 온도가  $T_0 = 8.91 \text{ keV}$ , 밀도 윤곽 지수  $\alpha_\rho = 0.88$  정도가 되어야 함을 보였다. 페르세우스 은하단에서 각과 거리를 변환하는 인자는  $1 \text{ arcmin} = 15.9 h^{-1} \text{ kpc}$ 이다.

#### 코마 은하단

코마 은하단은 가장 잘 알려지고 많이 관측되었으며 또한, 전형적으로 이완된 규칙적인 은하 단으로 은하단의 중심, 적경  $12^h 57^m 24^s$  적위  $8^\circ 12'$ 에서  $500 \text{ arcmin.}$  안에 약 541개의 적색편이가 알려져 있다 (Kent and Gunn 1982, Huchra *et al.* 1990, Karachentzev and Kopylov 1990). 코마 은하단 적색편이 표본의 평균은  $\langle cz \rangle = 6,955 \text{ km/s}$  이고 속도분산 값은  $\sigma_p = 880 \text{ km/s}$ 이다 (Strubble and Rood 1991, 속도분산이  $1010 \text{ km/s}$  이라는 결과도 있다 (Edge and Stewart 1991)). 광학관측을 잘 맞추는 심반경은  $r_c = 8.5 \text{ arcmin.}$ 이다 (Kent and Gunn 1982). The and White (1986)는 심반경이  $r_c = 7.3 \text{ arcmin.}$ 라는 분석 결과를 보이고 있다.

X-선 관측에 따른 결과는 심반경은  $r_x = 7.3 \text{ arcmin.}$ , 중심에서 뜨거운 기체의 온도  $T_0 = 7.2 \text{ keV}$ 이고, 폴리트로프적 밀도 윤곽 모형을 택하였을 때 윤곽 지수  $\alpha_\rho = 0.88$ , 폴리트로프적 지수  $\gamma = 0.9$  (Watt *et al.* 1992)이다. 그러나 코마 은하단의 X-선 관측 결과는 여러가지 값들을 제시하고 있는데 대표적인 것들은 다음과 같다. 심반경에 관한 결과는  $12.2 \text{ arcmin.}$  (Abramopoulos and Ku 1983),  $7.6 \text{ arcmin.}$  (Jones and Forman 1984),  $10.4 \text{ arcmin.}$  (Briel *et al.* 1992) 등이 있고, 폴리트로프적 지수는  $1.49$  (Cowie *et al.* 1987),  $1.20$  (Mushotzky 1984)에서 범위  $1.38 \leq \gamma \leq 1.6$  (Henriksen and Mushotzky 1986) 안의 것은 모두 가능하다는 결과가 발표되었고, 윤곽지수는  $1.0$ 에서  $1.3$ 의 값이 가능하다는 결과 (Cowie *et al.* 1987)가 있다. 중심온도에 관한 평가도 다양하여  $8.0 \text{ keV}$  (Edge and Stewart 1992),  $15.5 \leq T_0 \leq 20.5 \text{ keV}$  (Henriksen and Mushotzky 1986),  $7.8 \text{ keV}$  (Briel *et al.* 1992) 등이 있다. 코마 은하단 각과 거리 변환 인자는  $1 \text{ arcmin} = 20.5 h^{-1} \text{ kpc}$  이다.

### 3-2-2 은하단 주변의 초면과 적색편이-거리 윤곽

밀도 불균질성의 윤곽, 식 (12)와 식 (14)를 속도 불균질성을 정의한 식 (4)를 이용하여 적색편이-거리 관계식 식 (8)에 넣고 계산을 하면, 적색편이 공간에서 은하단 주변에 나타날 것으로

예상되는 초면의 윤곽과 크기를 계산할 수 있다. 편의상 광학 관측을 통한 은하 분포 윤곽에 따른 초면과 X-선 관측을 통한 은하단안의 물질 분포 윤곽에 따른 초면으로 나누어서 계산을 행하고, 관측된 적색편이 표본을 이용하여 그런 적색편이-거리 형태와 비교하였다.

### (1) 아벨 모형에 따른 초면

#### 페르세우스 은하단

은하단의 중심으로 부터 약 180 arcmin. 안에 알려져 있는 페르세우스 은하단의 관측된 적색편이-거리 윤곽 지도는 적색편이 공간에서 거리에 따른 시선속도의 분포가 중심에서 멀어질수록 감소하는 독특한 윤곽을 보여주고 있다 (그림 1(a) 참조). 이 현상을 광학 관측을 잘 맞추는 아벨 윤곽 모형에서 계산한 밀도 불균질성 윤곽인 식 (12)와 적색편이-거리 관계식인 식 (8)을 이용하여 적색편이 공간에 보이는 초면을 계산하고 비교하였다. 초면을 계산하기 위하여 밀도 윤곽지수를  $n = 3$  (King 모형)으로 택하고, 페르세우스 은하단의 밀도 분포와 동력학적 평형에 관한 매개변수들, 즉 심반경  $r_c = 11.1$  arcmin. 과 속도분산  $\sigma_p = 1,277$  km/s (Kent and Sargent 1983)을 받아들였다.

우주 밀도 매개변수  $\Omega_0$ 를 변화하면서 계산한 초면들과 관측된 적색편이-거리 윤곽을 비교한 그림 (그림 2(a) 참조)에서 볼 수 있는 것은 밀도 불균질성이 큰 중심 지역에서 초면 폭의 변화는 밀도 매개변수  $\Omega_0$ 의 값에 무관하고, 불균질성 정도가 전향기 요동량 크기에 접근하는 지역에서는 밀도 매개변수 값에 따라 초면의 폭과 크기가 감소함을 확인할 수 있다. Kent and Sargent (1983)의 값을 이용하여 계산된 초면과 관측된 적색편이-거리 윤곽을 비교한 그림 2(a)에서 가장 바깥에 있는  $\Omega_0 = 0.3$ 인 초면 안에 포함되는 적색편이 갯수는 약 170 개이고 전향기 반경은  $\theta_{turn} \approx 545$  arcmin., 전향기 반경안에 포함되는 질량은 약  $2.1 \times 10^{15} M_\odot$ 이다. 이 때 심반경  $r_c$ 에서 밀도 요동량의 크기는  $\Delta_c = 16,192.0$ 이다. 이 결과는 Kent and Sargent (1983)가 동력학적 평형 연구를 통해 추정된 값인  $3^\circ$  안에 포함된 질량  $3.4 \times 10^{15} M_\odot$  보다 은하단은 크고 질량은 작다는 것을 알 수 있다. 그러나 은하단의 크기와 질량을 결정하는 것은 은하단의 성분 시험과 밀접한 관계가 있다.

관측된 적색편이 표본으로 계산한 속도분산을 바탕으로한  $3\sigma_p$  모형을 도입하여 은하단의 성분은하를 판단한다면, 적어도 은하단의 중심 지역에서 페르세우스 은하단의 성분은 관측되는 시선속도가  $1,600 \text{ km/s} \leq cz \leq 9,300 \text{ km/s}$  안에 있어야 한다. 그림 2(a)에 볼 수 있는 중심 지역에서 초면 폭은  $3\sigma_p$  모형에서 예상하는 성분 은하들을 전부 감싸지 못하고 있다. 이를 개선하기 위해서는 초면의 폭을 증가시켜야 한다. 초면의 폭을 변화시키는 것은 밀도 불균질성의 변화이고, 불균질성의 크기는 심반경과 속도분산 값에 크게 의존하고 있다. 심반경이 작아지고 속도분산 값이 커지면 중심에서 불균질성의 크기를 증가 시켜서 초면의 폭을 증가 시킨다.

밀도 매개변수를 정해 놓고 불균질성의 정도를 변화시키면서 계산된 초면은 초면 폭과 크기가 밀도 요동량의 크기에 따라 변화함을 보여주고 있다 (그림 2(b) 참조). 관측된 적색편이-거리 윤곽을 대체로 잘 감싸고 있는 초면의 크기에서 추정되는 페르세우스 은하단의 크기는 중심 밀도 불균질성의 크기인 Kent and Sargent (1983)의 값을 이용하여 계산된 것의 약 1.3 배인 초면이 가지는 것으로, 약 500 에서 600 arcmin. 사이에 있고, 질량의 크기는 약  $2 - 3 \times 10^{15} M_\odot$ 이다. 은하단 중심의 밀도 불균질성의 크기는 식 (12)에 따르면 심반경의 값과 속도분산값에 크게 영향을 받고 있음을 알 수 있다. 심반경의 변화는 중심지역에서 초면 폭의 변화에 큰 영향을 주고 있지는 않고, 초면의 크기를 변화시키고 있다. 심반경의 증가는 초면의 크기 나아가서 은하

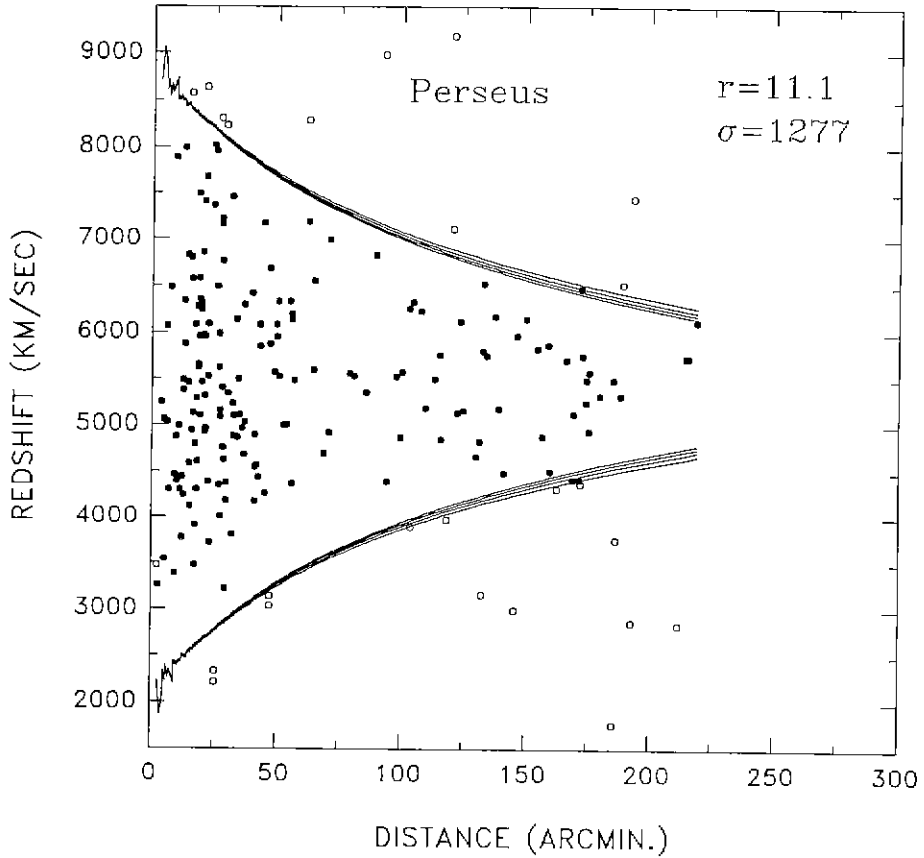


그림 2(a). 아벨 밀도 윤곽 모형에 따른 초면. 페르세우스 은하단의 심반경  $r_c = 11.1$  arcmin. 과 속도분산 값  $p = 1277$  km/sec을 이용하여 계산된 초면을 관측된 적색편이-거리 윤곽과 비교하였다. 초 면의 곡선들은 바깥에서 안쪽으로  $\theta = 0.3, 0.5, 0.7, 0.9$ 를 대표하고 있고, 채워진 원들은  $\theta = 0.3$  곡선에 포함되는 은하들이다

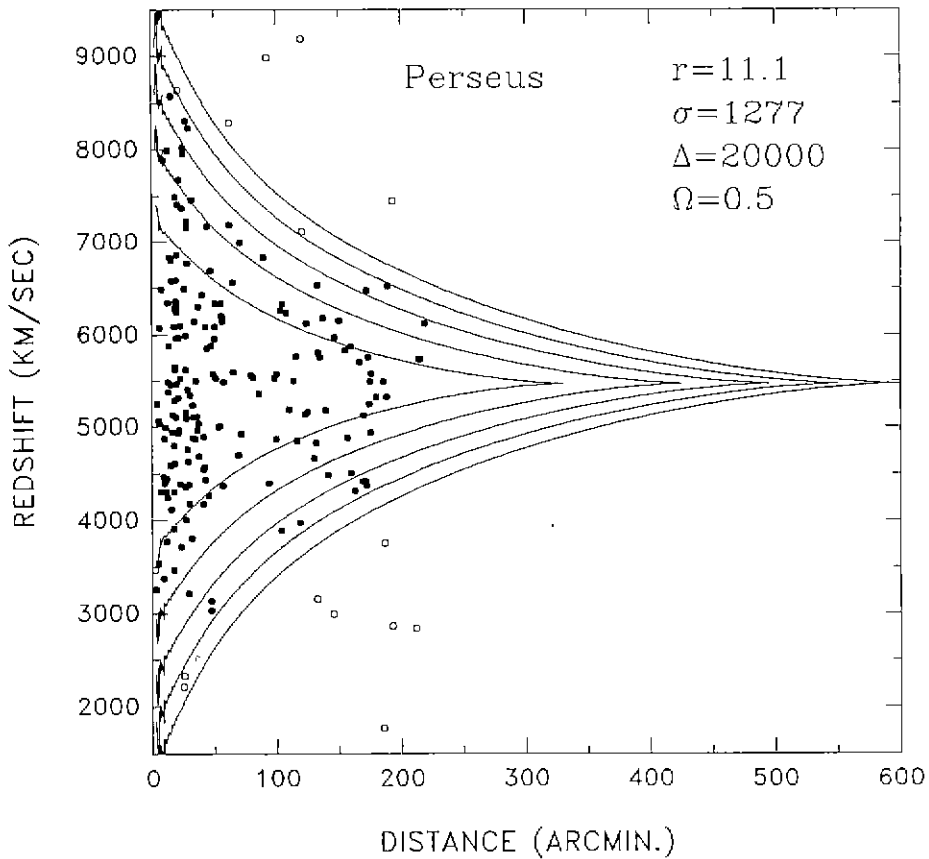


그림 2(b). 아벨 밀도 윤곽 모형에 따른 초면. 모형 (a)를 바탕으로 밀도 매개변수를  $\Omega = 0.5$ 로 고정하고, 심반경 밀도 불균질성의 크기를  $\Delta_c = 5000, 10000, 15000, 20000, 25000$ 과 같이 변화하면서 계산된 초면들을 그렸다. 채워진 원은  $\Delta_c = 20000$  곡선안에 포함된다

단의 크기를 증가시키고 있다. 속도분산 값의 크기는 초면의 폭의 결정에 심각한 영향을 주고 있고, 은하단 주변의 초면 폭의 변화는 속도분산 값에 크게 영향을 받는다는 것은 은하단의 동력학적 상태가 초면과 밀접한 관계가 있음을 알려주고 있다.

### 코마 은하단

머리털 은하단에는 은하단의 중심에서 500 arcmin. 안에 약 541개 은하의 적색편이가 알려져 있고, 그림 1(b)에서 볼 수 있는 바와 같이 은하단의 적색편이-거리 분포 윤곽은 중심에서 멀어질수록 은하 갯수의 감소를 볼 수 있다. 관측된 적색편이 윤곽을 아벨 밀도 윤곽 (King 모형) 과 광학 관측에서 알아낸 동력학적 매개변수들 즉 심반경  $r_c = 8.5$  arcmin. 과 속도분산 값  $\sigma_p = 880$  km/sec (Kent and Gunn 1982)을 사용하여 계산한 초면과 비교하였다 (그림 2(c) 참조).

밀도 매개변수를 변화하고, 관측된 적색편이들과 동력학적 평형연구를 통해 Kent and Gunn (1982)이 추정된 심반경과 속도분산 값을 이용하여 계산한 초면들 중 가장 큰  $\Omega_0 = 0.3$  경우에도 전자기 반경으로 정의된 (식 (5)와 식 (10)) 은하단의 크기가 약  $\theta_{turn} = 291$  arcmin., 질량이  $8 \times 10^{14} M_\odot$  정도에 불과하여 Kent and Gunn (1982), The and White (1986) 등이 동력학적 연구를 통해서 추정된 각각  $2.9 \times 10^{15} M_\odot$  ( $3^\circ$  안)과  $1.9 \times 10^{15} M_\odot$  ( $2.7h^{-1} Mpc$  안)보다 작은 값을 가지고 있다. 또한  $3\sigma_p$  모형으로 정해지는 적색편이 범위  $4,300$  km/sec  $\leq cz \leq 9,600$  km/sec 안에 포함되는 관측된 코마 은하단들의 적색편이를, 그림 2(c)에서 분명하게 알 수 있듯이, 초면 폭으로 결정되는 시선속도 범위 약  $5,000$  km/sec 에서  $9,000$  km/sec 는 포함하지 못하고 있다.

계산된 초면과 관측된 적색편이-거리 윤곽의 불일치는 초면 폭을 변화하면 해결할 수 있다. 밀도 매개변수를 고정하고 심반경 밀도 불균질성의 크기  $\Delta_c$ 를 하나의 자유 매개변수로 하여 초면의 변화를 계산하고 그림을 그렸다 (그림 2(d) 참조). 그림에서 볼 수 있는 초면 폭과 크기는 밀도 불균질성의 정도에 민감한 변화를 보이고 있고, 그림 2(c)에 그런 동력학적 연구에서 알려진 값을 이용하여 계산한 초면이 가지는 심반경 밀도 불균질성 값의 약 2배되는 부근에서 계산되는 초면들이  $3\sigma_p$  모형과 대체적으로 잘 부합하고 있다. 여기서 추정할 수 있는 코마 은하단의 질량과 크기는 각각  $1.8 \times 10^{15} M_\odot$  과  $\theta_{turn} \approx 400$  arcmin. 이다.

초면 폭을 지배하는 중심 밀도 불균질성 크기는 아벨 밀도 윤곽 모형에서 속도분산 값과 심반경에 따라 결정됨을 알고 있다. 심반경의 변화에 따른 초면의 변화를 살펴보기 위해 심반경의 크기를 바꾸었을 때, 중심 밀도 요동량 크기의 변화는 심하지만 은하단의 중심부에서 초면 폭의 변화는 거의 없고 은하단의 크기는 심반경에 따라 커지고 있다. 그러나 초면 폭의 결정에 미치는 속도분산의 영향은 매우 컸다. 이러한 결과는 초면의 결정에 미치는 은하단안 물질들의 동력학적 특성이 물질분포 윤곽보다 지배적이라고 해석할 수 있다. 아벨 윤곽모형에서 추정된 은하단의 크기와 질량을 표 1에 모았다.

### (2) 플리트로프적 모형에 따른 초면

플리트로프적 모형에서 초면을 결정하는 중요한 매개변수들은 X-선 기체 분포의 밀도 윤곽과 뜨거운 기체의 온도 윤곽을 결정하는 것들, 즉 밀도 윤곽 지수  $\alpha_p$ , 플리트로프적 지수  $\gamma$ , 중심에서 뜨거운 기체 온도  $T_0$  이다. X-선 관측 위성을 이용한 관측 자료를 분석한 결과로 알려진 뜨거운 기체 분포 윤곽과 기체들의 물질상태에 따라 결정되는 밀도 불균질성의 크기와 윤곽은 식 (14)와 같다.

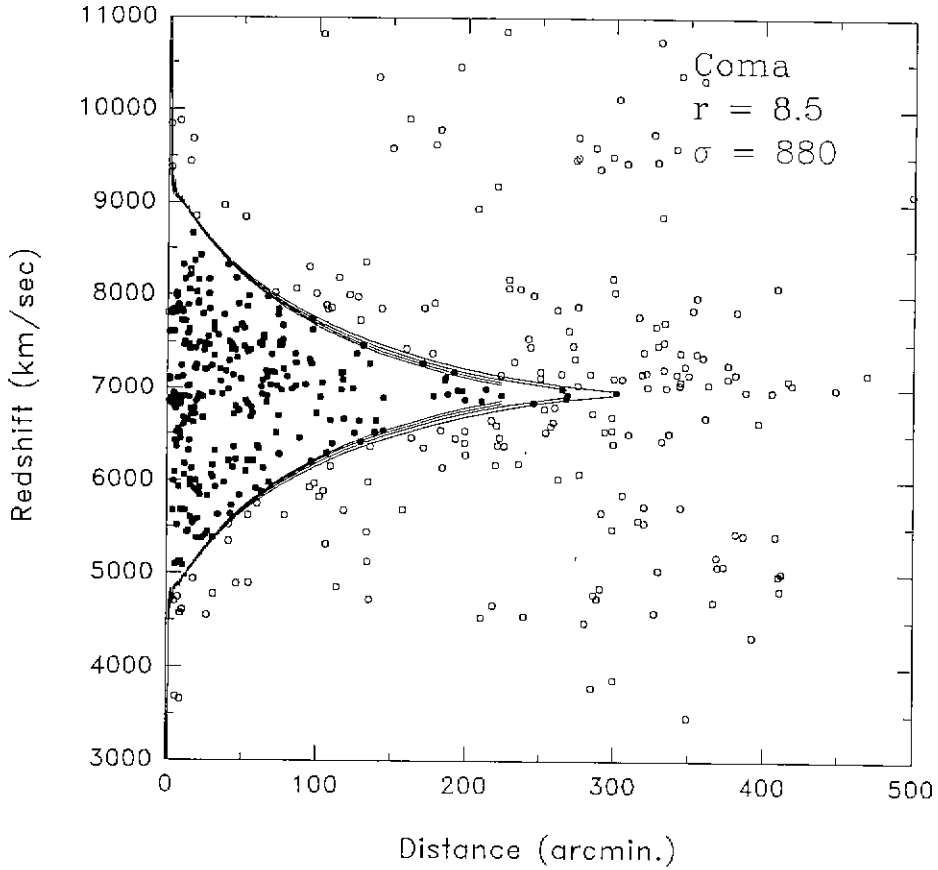


그림 2(c). 아벨 밀도 윤곽 모형에 따른 초면. 심반경  $r_c = 8.5$  arcmin. 와 속도분산  $p = 880$  km/sec 일 때, 심반경 밀도 불균질성 크기  $c = 7996.7$  이 코마 은하단 주변에 보이는 초면의 윤곽을 그렸다. 초면들은 안쪽에서 바깥쪽으로 각각  $\theta = 0.9, 0.7, 0.5$ , 그리고  $0.3$ 을 대표하고 있다. 채워진 원들은  $\theta = 0.3$  곡선에 포함되는 은하들이다

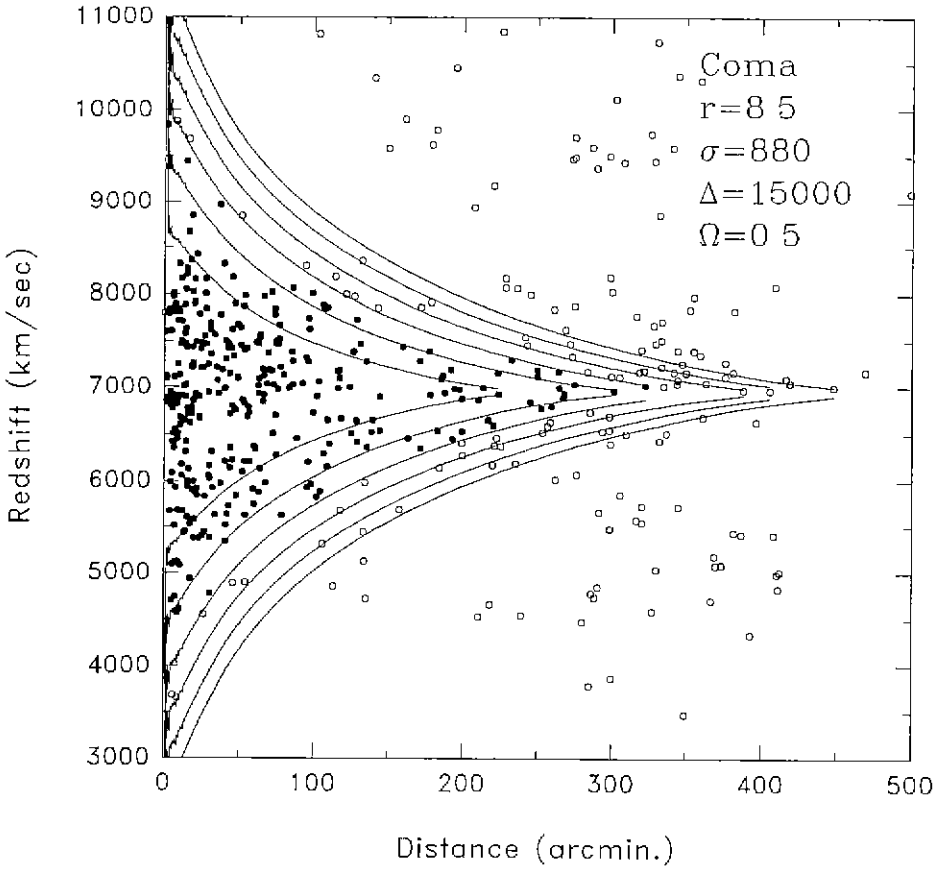


그림 2(d). 아벨 밀도 윤곽 모형에 따른 초면. 모형 (c)를 기준으로 심반경 밀도불균질성 크기를 5000 에서 30000 까지 변화하면서 계산한 초면을 그렸다. 곡선들은 안쪽에서 바깥 쪽으로 각각 5000, 10000, 15000, 20000, 25000, 30000을 나타내고 있다. 채워진 원은  $\Delta_c = 15000$  곡선안에 포함된다



표 1. Abell 모형에 따른 코마 은하단과 페르세우스 은하단

	$r_c$	$\sigma_p$	$N_Z$	$\theta_{turn}$	$M_{turn}$	$\theta_{turn}^*$	$M_{turn}^*$
페르세우스	11.1	1277	170	545	$2.1 \times 10^{15}$	390 - 590	$1 - 3 \times 10^{15}$
	9.1	1277	169	464	$1.8 \times 10^{15}$	380 - 500	$1 - 2 \times 10^{15}$
코 마	8.5	880	276	291	$9.0 \times 10^{14}$	280 - 400	$1 - 2 \times 10^{15}$
	7.3	880	266	280	$8.0 \times 10^{14}$	280 - 370	$1 - 2 \times 10^{15}$

## 페르세우스 은하단

X-선 관측을 통해서 얻어진 페르세우스 은하단의 물질 분포 윤곽을 결정하는 매개변수들의 값을 얻기 위해 기체 분포 윤곽 지수  $\alpha_p = 0.88$ , 폴리트로프 지수  $\gamma = 1.23$ , 중심 온도  $T_0 = 8.91$  keV 와  $r_x = 9.1$  arcmin 을 이용하여 밀도 매개변수  $\Omega_0$  를 변화시키면서 초면의 윤곽을 계산하여 본 결과, 아벨 모형에서와는 달리 초면 폭과 크기가 매우 작았다 (그림 3(a) 참조). 물론  $3\sigma_p$  모형에서 판단한 페르세우스 은하단의 성분은하들을 계산된 초면들이 감싸고 있지 못한 것도 명확하게 알 수 있다. 초면의 크기가 가장 큰  $\Omega_0 = 0.3$  에서 초면은 전향기 반경  $\theta_{turn} \approx 368$  arcmin. 안에 136개의 적색편이를 포함하고 질량은 약  $9.0 \times 10^{14} M_\odot$  이다. 이 초면이 포함하는 적색편이와 질량은 은하단의 동력학적 평형 연구 결과로 얻어진  $3.4 \times 10^{15} M_\odot$  (Kent and Sargent 1983)보다 작다.

밀도 매개변수의 크기를  $\Omega_0 = 0.5$ 로 정하고 중심 밀도 불균질성의 크기를 변화 하면서 초면을 계산하여 보았다 (그림 3(b)). 계산된 초면 중에 중심 불균질성의 크기가 X-선 관측 자료에서 추정된 값보다 약 3배되는 값 부근의 초면들이  $3\sigma_p$  모형에 의한 적색편이들을 잘 감싸고 있는 것으로 판단되고, 여기서 추정되는 은하단의 크기 (전향기 반경)는  $\theta_{turn} = 460 - 600$  arcmin. 이고, 포함된 질량은 약  $3 - 4 \times 10^{15} M_\odot$  로서 크기는 Kent and Sargent (1983)가 알아낸 값보다 훨씬 크지만 질량은 부합되고 있다.

초면에 미치는 심반경 크기의 변화를 보기 위해서 은하들의 분포에서 알아낸 심반경 11.1 arcmin. 을 사용하여 초면의 윤곽을 계산한 결과 중심 불균질성의 크기는 감소하지만 중심 지역에서 초면 폭의 크기에는 별 영향을 주지않고, 단지 전향기 반경이 증가하고 있다. 따라서 은하단의 질량도 약간 증가하고 있음을 볼 수 있다. 폴리트로프적 모형에서 폴리트로프 지수는 초면 윤곽에 민감한 영향을 주고 있다. 적색편이 공간에서 페르세우스 은하단 주변의 초면에 미치는 폴리트로프 지수의 영향과 은하단의 크기와 질량을 살피기 위해 Mushotzky (1984)가 제안한 지수 범위 안의  $\gamma = 1.15$ 와  $\gamma = 1.25$ 를 택하고, 다른 매개변수들은 Eyles *et al.* (1991)이 계산한 값을 이용한 모형을 세우고 초면을 계산하였을 때, 중심 지역에서 초면폭은 지수 값에 약간 영향을 받고 있다. 밀도 매개변수  $\Omega_0 = 0.3$ 에 해당하는 초면에서 비교되는 두 모형의 차이는 각각,  $\gamma = 1.15$  모형에서는 전향기 반경  $\theta_{turn} = 450$  arcmin. 안에 약 143개의 적색편이가 포함되어 있고 질량은 약  $1.6 \times 10^{15} M_\odot$  이고 모형  $\gamma = 1.25$ 가 만드는 초면은 전향기 반경  $\theta_{turn} = 351$  arcmin. 안에 129 개의 적색편이가 포함되고 질량은 약  $7.8 \times 10^{14} M_\odot$  이다.

전체적으로 보면 관측된 적색편이-거리 윤곽을 잘 포함하는 초면들은 각각 심반경에서 정의된 밀도 불균질성의 크기가 관측을 잘 맞추는 폴리트로프적 모형 매개변수를 이용하여 계산한 값의 약 3배 되는 값에서 나타나고, 페르세우스 은하단의 크기와 질량은 각각,  $\gamma = 1.15$  모형에서는  $\theta_{turn} = 540 - 720$  arcmin. 범위, 질량은  $4 - 7 \times 10^{15} M_\odot$  범위에 그리고  $\gamma = 1.25$  모형

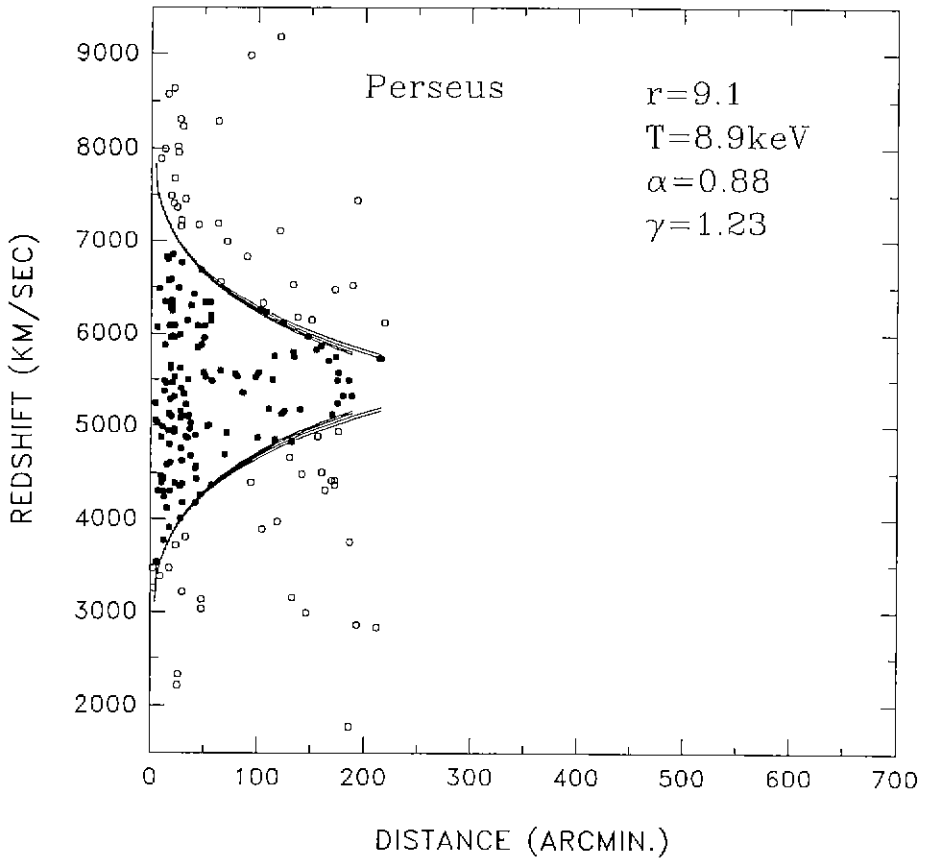


그림 3(a). 폴리트로프적 밀도 윤곽 모형에 따른 윤곽. Eyles *et al.* (1991)의 폴리트로프적 모형의 매개변수  $r_x = 9.1 \text{ arcmin.}$ ,  $T_0 = 8.91 \text{ keV}$ ,  $\alpha = 0.88$ ,  $\gamma = 1.23$ 을 이용하여 계산한 초면을 페르세우스 은하단의 관측된 적색편이-거리 윤곽과 비교하였다. 초면들은 바깥에서 안쪽으로  $\theta = 0.3, 0.5, 0.7, 0.9$ 를 대표하고 있고, 채워진 원은  $\theta = 0.3$ 의 초면안에 포함된 은하들이다

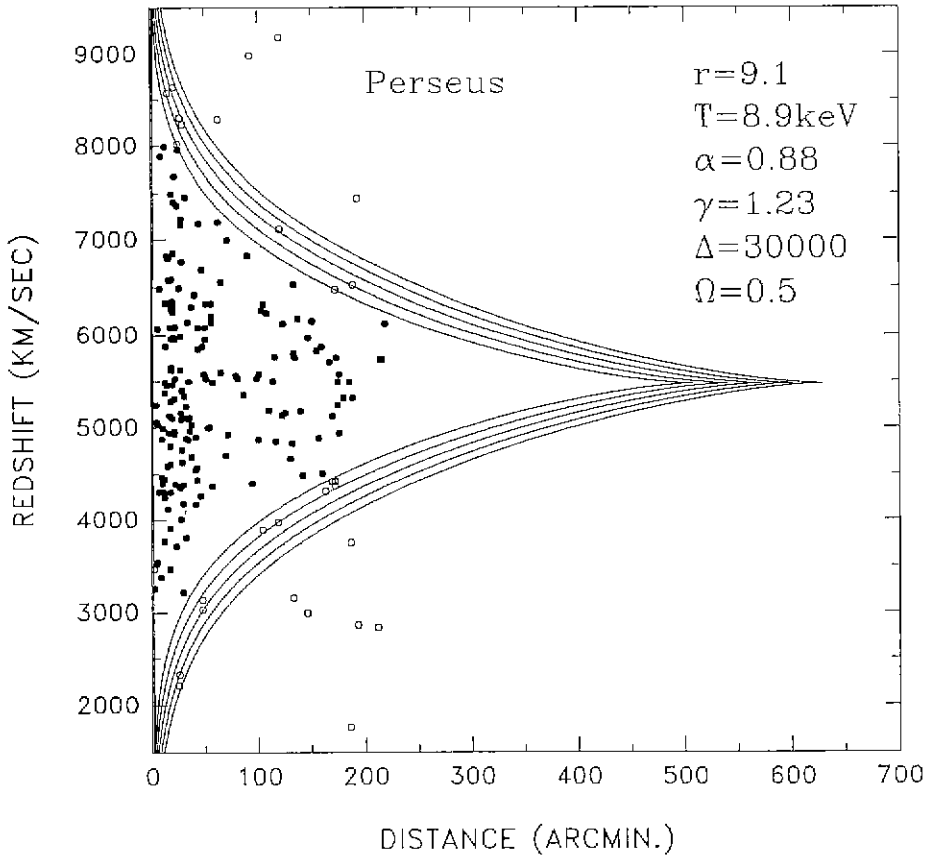


그림 3(b). 폴리트로프적 밀도 윤곽 모형에 따른 윤곽. 관측과 계산된 초면과의 불일치를 해결하기 위해 주어진  $\Omega = 0.5$ 에 대하여 심반경 요동량을  $c = 30000$ 에서  $50000$ 까지  $5000$ 씩 증가시키면서 계산한 초면을 보였다. 채워진 원은  $\Delta_c = 30000$  곡선안에 포함된다

에서는  $\theta_{turn} = 470 - 600$  arcmin. 이고 질량의 범위는  $3 - 4 \times 10^{15} M_{\odot}$ 와 같다. 두 모형에서 보이는 차이는 은하단의 크기와 질량이 폴리트로프 지수가 증가할수록 작아지고 있다는 것이다. 여기서 추정된 질량을 41 arcmin. 안에 질량 약  $2.5 \times 10^{14} M_{\odot}$  (Eyles *et al.* 1991)이 포함되어 있다는 결과와 비교할 때, X-선 관측의 한계는 아직도 광자의 방출이 많은 은하단의 극히 중심부에 국한되어 있기 때문에 초면 모형을 통하여 추정된 값과 직접 비교하기 위해서는 더욱 넓은 영역이 관측되어야 한다는 것을 짐작할 수 있다.

### 코마 은하단

Watt *et al.* (1992)의 SPARTAN I X-선 관측 자료는 코마 은하단 중심부의 뜨거운 기체의 물질상태는 등온 기체 ( $\gamma = 0.9$ ) 상태임을 보여주고 있다. 그러나 이 값은 적색편이 공간에서 초면이 보일 수 있는 조건, 즉 폴리트로프적 지수의 값이  $\gamma > 1.0$ 에 맞지 않고 있다 (송두중 1993b). 그래서 코마 은하단을 이루는 뜨거운 기체들의 물질 상태를 위한 폴리트로프 모형을 세우고 폴리트로프적 지수로 페르세우스 은하단의 X-선 분포를 잘 맞추는 추정 값  $\gamma = 1.23$  (Eyles *et al.* 1991)을 택하고, 다른 매개변수들은 Watt *et al.* (1992)이 추정된 값을 이용한 모형을 세우고 계산한 초면을 그림 3(c)에 그렸다. 그림에 보인 초면들의 심반경 밀도 요동량의 크기는  $\Delta_c = 9454.7, \Omega_0 = 0.3$  일 때 계산된 초면이 결정하는 전향기 반경  $\theta_{turn} = 267$  arcmin. 안에 약 229개의 적색편이가 포함되어 있다. 질량의 크기는 약  $6.9 \times 10^{14} M_{\odot}$ 로서 동력학적 연구에서 추정된 값보다 작은 값이다. 이 모형에서 계산된 초면 폭이 중심부에서  $3\sigma_p$  모형으로 평가한 적색편이를 다 포함하고 있지 못하다는 것은 중심 밀도 요동량 증가 (다시 말하자면 초면의 크기를 증가시키는 은하단의 질량의 증가) 등을 통한 초면 폭이 커져야 한다는 것을 짐작할 수 있다.

정해진  $\Omega_0 = 0.5$ 에 대해서 중심 밀도 요동량의 크기  $\Delta_c$ 를 변화하면서 계산한 초면과 관측된 적색편이-거리 윤곽을 그림 3(d)에 그렸다.  $3\sigma_p$  모형에 적합한 초면들은 밀도 불균질성의 크기가 약  $4\Delta_c$  근방에 있는 것들이고, 추정할 수 있는 은하단의 크기와 질량은 각각 전향기 반경  $\theta_{turn} \approx 370 - 480$  arcmin.과 여기에  $3 - 4 \times 10^{15} M_{\odot}$ 에 있다는 것이다. King 모형에서와 같이 심반경의 변화는 전향기 반경의 증가를 보여주고 있고, 질량의 크기에 영향을 주고 있다.

폴리트로프적 모형에서 폴리트로프 지수의 변화는 위 경우에서 초면의 크기와 윤곽, 나아가서는 전향기 반경의 크기와 질량에 민감한 영향을 미치고 있음을 알았다. Mushotzky (1984)가 보인 X-선 관측을 바탕으로 한 폴리트로프 지수의 범위에 근거를 둔 지수 값의 두 한계 ( $\gamma = 1.15$ 와  $\gamma = 1.25$ ) 안에서 초면의 윤곽을 살펴보면, 폴리트로프 지수의 변화에 따른 중심부근에서 초면 폭의 뚜렷한 변화는 볼 수 없으나 바깥쪽으로 갈수록 변화하는 곡선의 윤곽이 지수 값의 증가에 따라 급해지고 따라서 초면의 크기와 전향기 반경의 값도 작아지고 있다는 것을 볼 수 있다. 수치적으로 살펴볼 때, 추정할 수 있는,  $3\sigma_p$  모형을 잘 보여주는 초면들에서 알아 낼 수 있는, 전향기 반경이 폴리트로프 지수  $\gamma = 1.15$ 와  $\gamma = 1.25$ 에서 각각  $\theta_{turn} \approx 400 - 550$  arcmin.와  $\theta_{turn} \approx 350 - 400$  arcmin.이고 포함된 은하단의 질량이 각각  $3 - 6 \times 10^{15} M_{\odot}$ 와  $2 - 3 \times 10^{15} M_{\odot}$ 와 같다. 관측 자료를 이용하고 동력학적 평형모형을 이용하여 평가한, 코마 은하단의 중심으로부터 반경 122 arcmin. 안에 포함된 질량은 약  $9 \times 10^{14} M_{\odot}$  (Briel *et al.* 1992)과 비교하면, X-선 관측을 통한 은하단의 크기와 질량은 더욱 많은 관측자료가 요구되고 있음을 알 수 있다.

지금까지 보인 코마 은하단과 페르세우스 은하단의 초면 연구에서 King 모형과 폴리트로프적 모형에서 공통적으로 언급할 수 있는 것은 첫째로 심반경 밀도 요동량에 비례하여 초면의 폭이

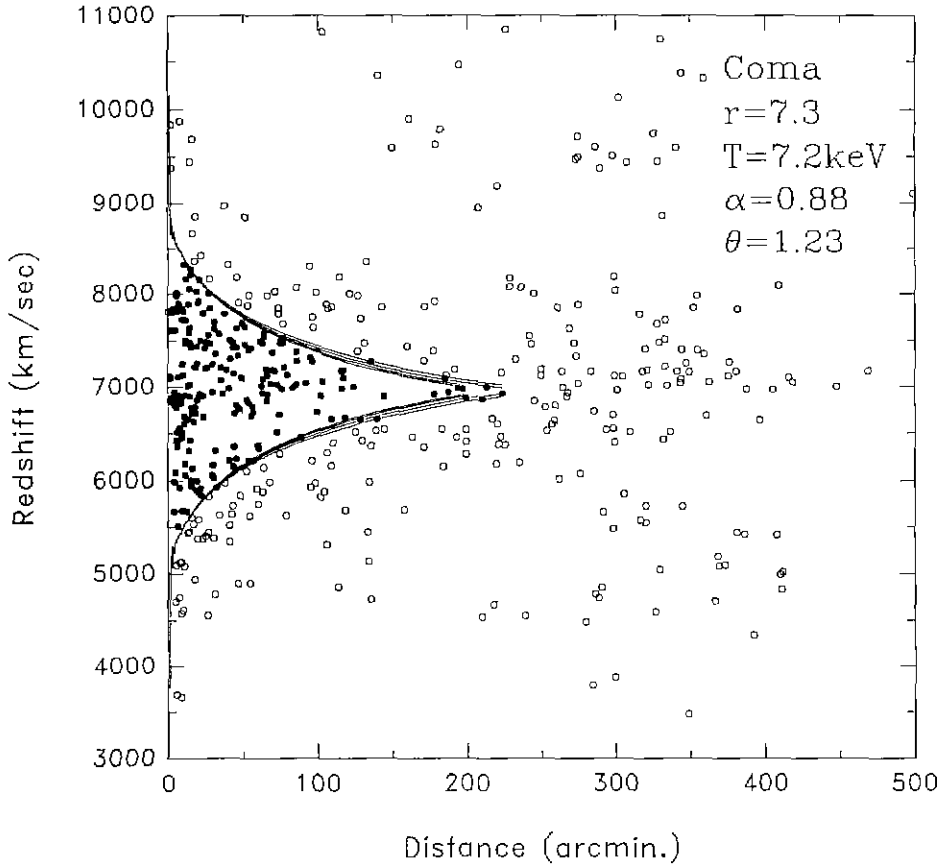


그림 3(c). 폴리트로프적 밀도 윤곽 모형에 따른 윤곽. Watt *et al.* (1992)이 계산한 코마 은하단의 폴리트로프적 지수 = 1.23, 밀도 윤곽 지수 = 0.88, X-선 밝기 분포 심반경  $r_x = 7.3$  arcmin., 은하단 중심에서 뜨거운 기체 온도  $T_0 = 7.2$  keV를 이용하여 계산한 초면울 그렸다. 곡선은 안쪽에서 바깥쪽으로 우주 밀도 매개변수가 0.9, 0.7, 0.5, 그리고 0.3에 대한 것들이다. 채워진 원은  $\theta = 0.3$ 의 초면안에 포함된 은하들이다

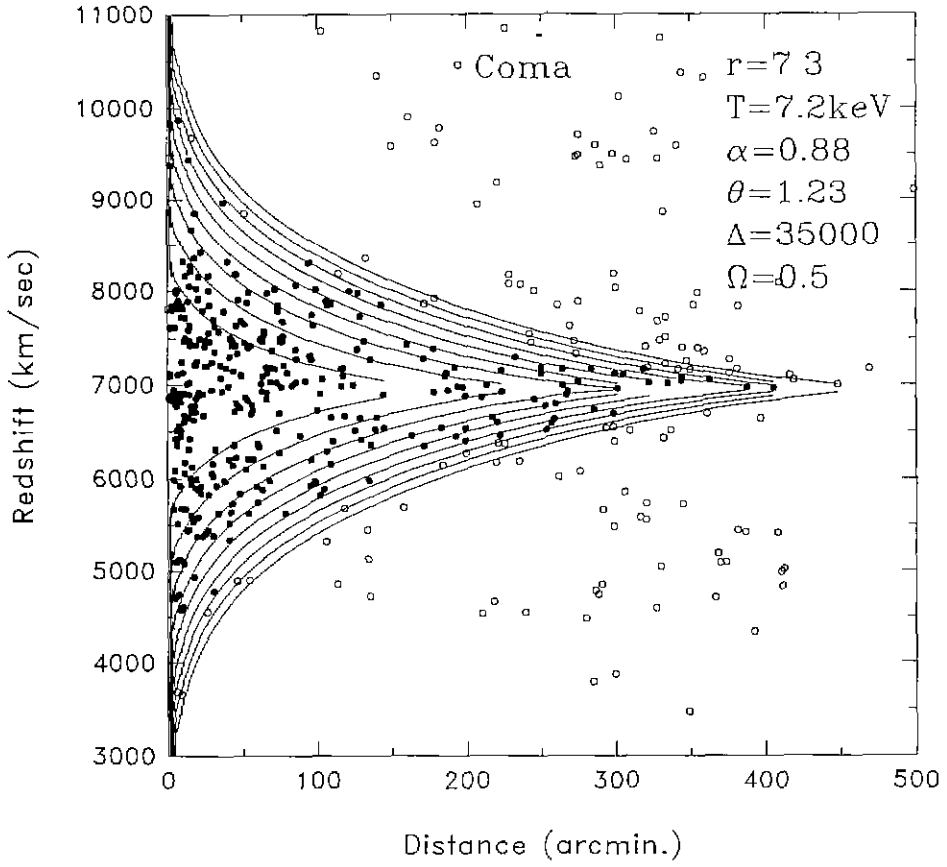


그림 3(d). 폴리트로프적 밀도 윤곽 모형에 따른 윤곽. (d) 심반경 요동량 크기를 5000 에서 45000 까지 5000 씩 변화시키면서 계산  $\Delta_c = 35000$  곡선 안에 포함된다

넓어진다는 것과 따라서 전향기 반경이 커진다는 것이다. 둘째로 주어진 심반경 요동량의 크기에 대해 우주 밀도 매개변수의 변화는 은하단 중심지역 초면의 폭이나 윤곽에 별 영향을 미치지 못하나 전향기 반경의 크기에 민감한 영향을 주고 있다는 것이다. 요약하면 밀도 매개 변수가 클수록 전향기 반경의 크기가 줄어들고 있다. 이 결과는 Regos and Geller (1989)가 보인 초면의 (폭의) 크기가 우주 밀도 매개변수에 따라 증가한다는 결과와 불일치하고 있는데, 이는 Regos and Geller가 사용한 실제 은하단을 위한 밀도 요동량의 정의에 문제가 있다고 생각된다. 표 2에 각 모형에 따라 추정된 은하단의 질량과 크기를 모았다.

표 2. 폴리트로프적 모형에 따른 코마 은하단과 페르세우스 은하단

	$r_x$	$\alpha_\rho$	$\gamma$	$T_0$	$N_Z$	$\theta_{turn}$	$M_{turn}$	$\theta_{turn}^*$	$M_{turn}^*$
페르세우스	9.1	0.88	1.23	8.9	136	368	$9.0 \times 10^{14}$	460 - 600	$3 - 4 \times 10^{15}$
	11.1	0.88	1.23	8.9	137	383	$9.9 \times 10^{14}$	480 - 650	$3 - 5 \times 10^{15}$
	9.1	0.88	1.15	8.9	143	450	$1.6 \times 10^{15}$	540 - 720	$4 - 7 \times 10^{15}$
	9.1	0.88	1.25	8.9	129	351	$7.8 \times 10^{14}$	470 - 600	$3 - 4 \times 10^{15}$
코 마	7.3	0.88	1.23	8.0	229	267	$6.9 \times 10^{14}$	370 - 480	$3 - 4 \times 10^{15}$
	8.5	0.88	1.23	8.0	239	283	$8.3 \times 10^{14}$	350 - 450	$2 - 4 \times 10^{15}$
	7.3	0.88	1.15	8.0	272	340	$1.4 \times 10^{15}$	400 - 550	$3 - 6 \times 10^{15}$
	7.3	0.88	1.25	8.0	235	266	$6.9 \times 10^{14}$	350 - 400	$2 - 3 \times 10^{15}$

#### 4. 논의 및 결론

관측된 적색편이 표본을 이용하여 작성한 3차원 우주지도에서 부자 은하단과 같은 불균질성의 정도가 큰 국부 요동지역 주변에 "신의 손가락 효과"를 볼 수 있다. 이것은 실제 공간에 있는 국부 요동지역 주변에 유도되는 특이속도가 관측된 자료로 구성되는 적색편이 공간에 형성하는 초면이라는 것이 알려져 있고 (Kaiser 1987), Regos and Geller (1989)가 은하단 주변에 보일 수 있는 초면과 관측된 은하들의 적색편이-거리 형태를 비교함으로써 우주밀도 매개변수의 한계값을 구할 수 있다고 하였다. 그러나 그림 2(a), 그림 2(c)와 그림 3(a), 그림 3(c)에서 볼 수 있는 것처럼, 초면은 우주밀도 매개변수에 큰 영향을 받지 않고, 전향기 반경으로 결정되는 초면의 크기는  $\Omega_0$ 의 영향을 받고 있다. 그러나 초면의 형태 결정에 크게 영향을 미치는 것은 국부 밀도 불균질성의 크기와 윤곽이다(그림 2(b), 그림 2(d)와 그림 3(b), 그림 3(d) 참조).

은하단의 중심지역에서 초면 폭의 변화가 전적으로 밀도 불균질성의 크기에만 의존한다는 것은 그림 2(b), 그림 2(d)와 그림 3(b), 그림 3(d)에서 볼 수 있다. 이런 사실은 적색편이-거리 관계식 식 (8)과 아벨 윤곽과 폴리트로프적 밀도 윤곽에서 정의한 밀도 불균질성의 정의인 식 (12)과 식 (14)에서 해석적으로 보일 수 있다.

은하단의 중심지역 즉 심반경 위치에서 적색편이-거리 관계식은 근사적으로 식 (9)와 같이 쓸 수 있고, 식 (12)와 식 (14)에서 심반경 불균질성의 크기를 대입하면 계산할 수 있는 초면 폭의 크기는 각각 아벨 밀도 윤곽과 폴리트로프적 윤곽에 대하여

$$\frac{cz}{H_0} - \vec{R}_0 \cdot \hat{R}_{los} \sim \begin{cases} 2\sqrt{3}H_0^{-1} {}_2F_1\left(\frac{3}{2}, \frac{n}{2}, \frac{5}{2}, -1\right) [-\alpha_\Delta(r_c)^{-1}]^{1/2} \sigma_\rho & \text{아벨 윤곽 모형} \\ 2\sqrt{3}H_0^{-1} [2^{-\Phi} \alpha_\rho \gamma]^{1/2} \sigma_X & \text{폴리트로프적 모형} \end{cases}$$

와 같은 근사식을 얻을 수 있다. 여기서  $\sigma_X$ 는 X-선을 방출하는 뜨거운 기체들의 은하단 중심에서 온도  $T_0$ 로 계산되는 속도분산 값으로  $\sigma_X^2 = 2kT_0/(3\mu m_p)$  와 같이 정의하였고,  $\Phi = \alpha_p(\gamma - 1) - 1$ 이다.

근사식 (15)에서 우리는 명백하게 은하단의 중심지역에서 초면 쪽의 크기는 우주밀도 매개 변수와는 무관하고, 밀도 윤곽을 결정하는 지수 (다시 말하자면, 아벨윤곽 모형에서는  $n$ , 폴리트로프적 모형에서는  $\alpha_p$ 와  $\gamma$ )에 영향을 받고 있다. 특히 물질들의 동력학적 상태를 결정하는 속도분산값 (아벨 모형의 경우에는 은하들의 속도분산  $\sigma_p$ , 폴리트로프적 모형인 경우에는 뜨거운 기체들의 중심온도  $T_0$  혹은 여기에서 추정할 수 있는 속도분산  $\sigma_X$ )에 대하여 초면은 선형적 관계를 가지고 있음을 근사적으로 알 수 있다. 나아가서 은하단의 질량은 비리알 이론에 따르면 속도분산 값의 제곱에 비례하고 있어서 초면 쪽의 크기는 요동지역에 포함된 물질의 양에 따라 결정되고 있음을 짐작할 수 있다. 초면 쪽이 국부적인 중력장을 유도하는 국부적인 물질의 양에 따라 결정된다는 것은 적색편이 공간에서 부자 은하단 주변에 보이는 "신의 손가락 효과"는 시공간의 국부적인 영역의 불균질성에 의한 것이라고 결론지을 수 있다.

$3\sigma_p$  모형과 잘 부합하는 계산된 초면들에서 은하단의 중심에서 요구되는 속도분산값  $\sigma_p(0)$ 와 중심에서 뜨거운 기체들의 온도  $T_0$ 를 짐작할 수 있다. 표 1과 표 2를 이용하고 그림 2(b), 그림 2(d)와 그림 3(b), 그림 3(d)를 배경으로 윤곽 모형에 따른 불균질성을 정의한 식 (12)와 식 (14)에서 심반경에서의 불균질성의 크기를 이용하여 추정한 속도분산값의 크기는 페르세우스 은하단이 1,500 km/s와 1,900 km/s 범위에, 코마 은하단은 1,200 km/s에서 1,800 km/s 범위안이다. 이런 속도분산 값은 적색편이 표본에서 평균적으로 계산한 값보다 훨씬 크고, 코마 은하단의 경우는 약 2배 이상이나 되어야 한다. 특기할 것은 관측된 표본에서 계산한 속도분산의 중심거리에 대한 윤곽이 거리에 따라 감소하는 윤곽을 가지고 있고, 중심지역에서는 평균 값보다 큰 값을 가진다는 결과와 비교할 때 (Kent and Gunn 1982), 은하단의 중심지역에서 속도분산 값의 크기는 평균보다 큰 것은 자연스럽고, 나아가서  $3\sigma_p$  모형을 택할 때 속도분산 값으로 거리에 따라 감소하는 관계식을 사용하는 것이 일반적이라는 것을 짐작할 수 있다.

같은 방법으로 X-선을 방출하는 뜨거운 기체들의 중심온도는 페르세우스 은하단이 약 20 keV에서 40 keV 안에, 코마 은하단이 23 keV에서 35 keV 범위에 있다는 것을 추정할 수 있다. 이런 결과는 전체적으로 X-선 관측 위성을 통하여 관측한 값보다 3에서 5배 정도가 됨을 알 수 있고 (Eyles *et al.* 1991, Watt *et al.* 1992), 실제공간에서 국부 요동지역을 기술하는 틀만 시공간 모형은 거리에 따른 밀도와 온도 윤곽의 변화가 보다 급격하다는 것을 반영하고 있다.

우리가 행한 연구를 정리하면 실제공간과 적색편이 공간 사이의 좌표 변환을 프리이드만 배경 우주에 포함된 틀만 시공간 모형을 도입하였을 때, 적색편이 공간안의 물질 요동 주변에 보이는 초면을 관측된 은하단 주변의 적색편이-거리 윤곽과 비교함으로써 은하단의 크기와 질량을 짐작할 수 있었다.

실제적인 경우, 코마 은하단과 페르세우스 은하단의 크기와 질량은 광학 관측과 X-선 관측을 통하여 얻어진 밀도 윤곽과 온도 윤곽을 잘 맞추는 밀도 분포 윤곽을 도입할 경우, 전향기 반경을 (식 (5)와 식 (10)) 기준으로 추정할 수 있다. 아벨밀도 윤곽 지수가  $n = 3$ 인 King 모형에서,  $3\sigma_p$  모형과 적색편이-거리 형태를 잘 감싸고 있는 초면으로 결정되는 은하단의 크기와 질량은 각각, 코마 은하단은 280 - 400 arcmin.와  $1 - 2 \times 10^{15} M_\odot$ , 페르세우스 은하단은 380 - 590 arcmin.와  $1 - 3 \times 10^{15} M_\odot$ 이다. X-선 관측을 잘 맞추는 폴리트로프적 밀도 윤곽 모형을 통하여 추정한 코마 은하단과 페르세우스 은하단의 크기와 질량은 각각, 350 - 480 arcmin. 와  $2 - 4 \times 10^{15} M_\odot$  그리고 460 - 600 arcmin. 와  $3 - 5 \times 10^{15} M_\odot$  정도이다.



적색편이 공간에서 요동지역 주변에 관측되는 초면은 물질들의 동력학적 상태를 결정하는 속도분산과 밀접한 관계를 가지고 있고, 따라서 속도분산에서 결정되는 요동지역에 포함된 국부 질량의 크기에 지배되고 있다.

초면과 관측된 적색편이-거리 윤곽이 잘 부합되려면, 은하단 중심에서 은하들의 속도분산 값과 뜨거운 기체들의 온도가 관측에서 추정된 평균보다 높은 값을 가져야 한다. 이 결과는 초면과 적색편이-거리 윤곽을 비교할 때 도입한, 성분 은하 판단을 위한, 적색편이 표본의 평균적인 속도분산을 이용한  $3\sigma_p$  모형은 은하단의 외곽지역에서 성분은하를 판단하는데 한계가 있다. 왜냐하면 Kent and Gunn (1982)이 보인 것과 같이 속도분산 값도 거리에 따라 감소하고 있다는 것 과도 잘 부합되고 있다. 그래서 이런 효과를 고려한 보다 실제적인 성분 은하 판단법이 도입되어 야 한다.

감사의 글 : 이 연구는 과학기술처 기본연구 과제로 수행된 결과임을 밝혀 둡니다.

### 참 고 문 헌

- 송두중, 1993a, 새물리, 33, 212  
 송두중, 1993b, 새물리 (투고중)  
 Abramopoulous, F. & Ku, W., 1983, ApJ, 248, 429  
 Bahcall, N., 1988, ARA&A, 26, 631  
 Binney, J. & Tremaine, S., 1987, "Galactic Dynamics", Princeton Univ. Press  
 Briel, U. G., Henry, J. P., Schwarz, R. A., Bohringer, H., Ebelling, H., Edge, A. C., Hartner, G. D., Schindler, S., Trumper, J., Voges, W., A&Ap, 246, L10, 1991,  
 Briel, U. G., Henry, J. P., & Boehringer, H., 1992, A&A, 259, L31  
 Cowie, L. L., Henriksen, M., & Mushotzky, R. F., ApJ, 337, 593, 1987  
 Edge, A. C. & Stewart, G. C., 1991, MNRAS, 252, 414  
 Eyles, C. J., Watt, M. P., Bertram, D., Church, M. J., Ponman, T. J., Skinner, G. K., & Willmore, A. P., ApJ, 376, 23, 1991,  
 Fabian, A. C. & Daines S. J., MNRAS, 252, 17p 1991  
 Geller, M. J. & Huchra, J. P., 1989, Science, 246, 847  
 Gunn, J. E. & Gott, J. R., 1972, ApJ, 176, 1  
 Henriksen, M. J. & Mushotzky, R. F., 1986, ApJ, 302, 287  
 Huchra, J. P., Geller, M. J., de Lapparent, V., & Corwin Jr., H. G., 1990, ApIS, 72, 433  
 Jones, C. & Forman, W., 1984, ApJ, 276, 38  
 Karachentzev, I. D. & Kopylov, A. I., 1990, MNRAS, 243, 390  
 Kaiser, N., 1987, MNRAS, 227, 1  
 Kent, S. M. & Gunn, J. E., 1982, AJ, 87, 945  
 Kent, S. M. & Sargent, W. L. W., 1983, AJ, 88, 697  
 Maoz, E., 1990, ApJ, 359, 257  
 Mushotzky, R. F., 1984, Phys. Scripta T7, 157

- Paczynski, B. & Piran, T., 1990, *ApJ*, 364, 341  
Panek, M., 1992, *ApJ*, 388, 225  
Raine, D. J. & Thomas, E. G., 1981, *MNRAS*, 195, 649  
Regos, E. & Geller, M. J., 1989, *AJ*, 262, 9  
Ribeiro, M. B., 1992, *ApJ*, 388, 1  
Sarazin, C. L., "X-ray Emissions from Clusters of Galaxies", Cambridge Univ. Press, 1988  
Schwarz, R. A., Edge, A. C., Voges, W., Bohringer, H., Ebelling, H., & Briel, U. G., *A&Ap*, 256, L11, 1992  
Strubble, M. F. & Rood, H. J., 1991, *ApJS*, 77, 363  
The, L. S. & White, D. M., 1986, *AJ*, 92, 1248  
Tolman, R. C., 1934, *Proc. Nat. Acad. Sci.*, (Wash.), 20, 169  
Watt, M. P., Ponman, T. J., Bertram, D., Eyles, C. J., Skinner, G. K., & Wilmore, A. P., 1992, *MNRAS*, 258, 738  
White, S. D. M., Briel, U. G., & Henry, J. P., *MNRAS*, 261, L8, 1993