

전리수소 영역의 물리량 측정을 위한 방출선 모형연구 MODELING FOR PROBING THE PHYSICAL STATES OF HII REGIONS

성현일

한국천문연구원

HYUN-IL SUNG

Korea Astronomy and Space Science Institute

E-mail: hisung@kasi.re.kr

(Received November 29, 2010; Accepted December 23, 2010)

ABSTRACT

A diagnostic tool has been proposed to convert the observed surface distribution of hydrogen recombination line intensities into the radial distributions of the electron temperature and the density in HII regions. The observed line intensity is given by an integral of the volume emission coefficient along the line of sight, which comprises the Abel type integral equation for the volume emission coefficient. As the emission coefficient at a position is determined by the temperature and density of electrons at the position, the local emission coefficient resulted from the solution of the Abel equation gives the radial distribution of the temperature and the density. A test has been done on the feasibility of our diagnostic approach to probing of HII regions. From model calculations of an HII region of pure hydrogen, we have theoretically generated the observed surface brightness of hydrogen recombination line intensities and analyzed them by our diagnostic tool. The resulting temperatures and densities are then compared with the model values. For this case of uniform density, errors in the derived density are not large at all the positions. For the electron temperature, however, the largest errors appear at the central part of the HII region. The errors in the derived temperature decrease with the radial distance, and become negligible in the outer part of the model HII region.

Keywords: ISM: HII region; method: numerical; radiative transfer

1. 서론

지금까지 여러 과장대에서 전리수소 영역이 관측되어져 왔고 관측에서 얻은 선의 세기 또는 선들의 세기 비로부터 내부의 물리적 상태 즉, 전자밀도와 전자온도 등을 직접 추정해내고자 하는 노력이 있었다. 또한, 계산을 통하여 관측된 선의 세기를 재현할 수 있는 모형을 설정함으로써 전리수소 영역 내부의 물리적 상태를 유추하려는 모형 연구도 많이 있었다(Harrington et al., 1982; Rubin et al., 1983; Simpson & Rubin, 1984).

그러나 과거의 대부분 관측들이, 주어진 전리수소 영역을 하나의 재결합선으로 한 지점에서 관측하여, 그 전리수소 영역의 평균 전자온도를 구하는데 그쳤다(Shaver, 1970; Shaver et al., 1983; Kaler, 1986). 가까이 위치한 오리온 성운의 경우는 몇 개의 지점에서 선의 세기를 관측할 수 있었으므로, 내부에서의 전자온도와 밀도의 분포를 어느 정도 알 수 있었다(Gordon, 1969; Perrenod et al., 1977; Chaisson & Dopita, 1977). 그러나 이러한 관측값 역시 시선 방향으로 적

분된 것이므로 중심별로부터 특정한 거리의 전자온도를 나타내는 것이 아니라, 방출계수를 가중치로 한 일종의 가중 평균 온도를 나타낸다.

전리수소 영역의 관측에서 얻어지는 선의 세기로부터 내부의 평균 전자온도와 평균 전자밀도를 구하는 것은 전리수소 영역이 어떠한 내부 구조를 갖고 있으며 또한 우리는 하 내에서 전리수소 영역들의 온도가 대략 어떻게 분포를 하고 있는지에 대해 개략적 정보만을 제공해 줄 뿐이다. 전리수소 영역의 내부 구조를 자세히 알기 위해서는, 먼저 높은 분해능으로 관측이 수행되어야 하고, 관측된 표면밝기 분포로부터 전리수소 영역 내부에서의 전자온도와 전자밀도의 공간 분포를 도출해 낼 수 있는 탐사방법이 마련되어야 한다.

전리수소 영역에서 관측되는 선의 세기 분포로부터 방출계수의 공간 분포를 구할 수 있다. 시선 방향에 놓인 방출계수의 적분을 나타내는 식이 아벨형 적분방정식으로 되는 것에 착안하면 관측된 선의 표면 분포를 방출계수의 공간

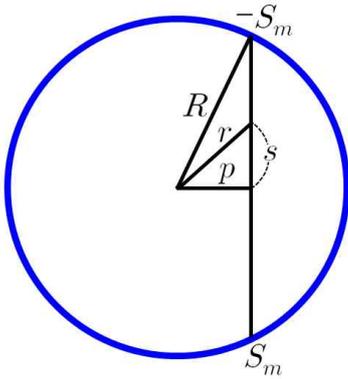


그림 1. 전리수소 영역의 반경(R), 투사거리(p), 시선방향으로의 임의의 거리(s), 그리고 중심거리(r)와의 관계를 나타내는 그림. 그림에서 $r^2 = p^2 + s^2$ 이 성립한다. S_m 은 시선방향으로의 최대거리이며 s 에서 생성된 방출계수는 S_m 의 지점에 이르면서 약화된다. 시선방향의 영역 $2S_m$ 범위내의 모든 방출계수가 적분되어 $I_v(p)$ 로 관측 된다.

분포로 변환시킬 수 있을 것이다. 방출계수의 파장, 전자온도, 전자밀도와는 함수 관계를 이용한다면, 재결합선의 표면 밝기 분포에서 도출된 방출계수로부터 전리수소 영역 내부의 온도와 밀도를 탐사할 수 있을 것이다.

본 연구에서는 관측된 선의 세기 분포로부터 방출계수의 공간 분포를 구하는 수치계산 방법과, 이로부터 전자온도와 전자밀도의 분포를 추정하는 이론적 탐사방법을 만들었다. 이 탐사방법의 신빙도를 검증하기 위하여 수소로만 이루어지고 밀도가 균일하게 분포되어 있으며 구대칭인 전리수소 영역의 모형계산을 하였다. 모형계산으로부터 전자온도와 전자밀도의 공간 분포와 전리수소 영역 내 각 지점의 방출계수가 얻어진다. 그리고 방출계수를 시선 방향으로 적분하여 전리수소 영역의 표면에서 관측될 선의 표면 세기 분포를 만든다. 이 선의 세기 분포를 관측되는 양으로 간주하고, 본 연구에서 제안하는 탐사방법을 써서 이를 분석하여 내부의 전자온도와 밀도의 분포를 다시 구한다. 그 결과를 모형의 내부 구조와 직접 비교하여 일치하는지의 여부를 조사함으로써 본 연구에서 제안하는 탐사방법의 실용 가능성을 제시하였다.

2장에서는 방출계수가 전자온도와 전자밀도에 민감하게 변하는 파장대를 찾고, 관측된 선의 세기를 전자온도와 전자밀도로 변환하는 탐사방법에 대해 설명하고자 한다. 3장에서는 2장에서 만든 탐사방법의 검증을 위해 전리수소 영역의 모형을 세우는 과정을 설명하고, 탐사방법의 신빙도

를 조사하고자 한다. 4장에서는 본 연구에서 제안하는 탐사방법의 구체적 이용법에 대하여 논의하고자 한다.

2. 탐사방법의 설정

관측에서 얻어진 선의 세기로부터 전리수소 영역 내부의 전자밀도와 전자온도를 알아내기 위하여, 선의 세기가 전자밀도와 전자온도에 민감하게 변하는 파장대를 선택하는 것이 효과적인 것이다. 그러므로 가시광 영역에서 전파 영역에 이르는 파장범위에서, 수소 재결합선의 방출계수가 전자온도와 전자밀도에 따라 어떻게 변화 하는가를 조사하였다.

2.1. 적분방정식

탐사과정은 두 단계로 이루어진다. 첫 번째 단계는 전리수소 영역 표면에서 관측된 선의 세기 분포로부터 전리수소 영역 내부에서의 방출계수의 위치에 따른 변화를 여러 파장에 대하여 구하는 것이고, 두 번째 단계는 선택된 몇 개의 파장에 대해 방출계수들의 비로부터 전자온도와 전자밀도를 찾는 것이다.

첫 번째 단계의 과정을 수행하기 위하여 내부 흡수가 없는 경우의 선을 이용하는 것이 유리하다. 그러한 경우의 선에 대하여는 시선방향으로 적분되어 관측되는 선의 세기는

$$I_v(p) = 2 \int_0^{S_m} j_\nu ds \quad (1)$$

와 같이 간단히 만들어질 수 있기 때문이다. 그림 1에 나타난 것처럼 p 는 시선 방향의 중심으로부터의 투사거리, r 은 중심거리, $2S_m$ 은 시선방향에 놓인 전리수소 영역의 두께를 나타낸다. 즉,

$$p^2 + s^2 = r^2 \quad (2)$$

이다. 시선방향 거리에 대한 적분을 중심거리에 대한 적분으로 변환하기 위하여, (2)식을 이용하여

$$ds = \frac{r dr}{(r^2 - p^2)^{1/2}} \quad (3)$$

의 관계를 얻는다. (1)식과 (3)식으로부터

$$I_v(p) = 2 \int_p^R j_\nu \frac{r dr}{(r^2 - p^2)^{1/2}} \quad (4)$$

을 구할 수 있다. 관측에서 $I_v(p)$ 가 주어진다. (4)식은 아벨 적분방정식(Arfken, 1970)이 되므로 이 적분방정식의 해로부터 방출계수를 r 의 함수로 구할 수 있다. 이렇게 구한 중심거리 r 인 지점의 방출계수는

$$j_\nu(r) = -\frac{1}{\pi r} \frac{d}{dr} \int_r^R \frac{I_v(p) p dp}{(p^2 - r^2)^{1/2}} \quad (5)$$

으로 주어진다. 이 방법을 두 개의 파장에서의 관측 결과에

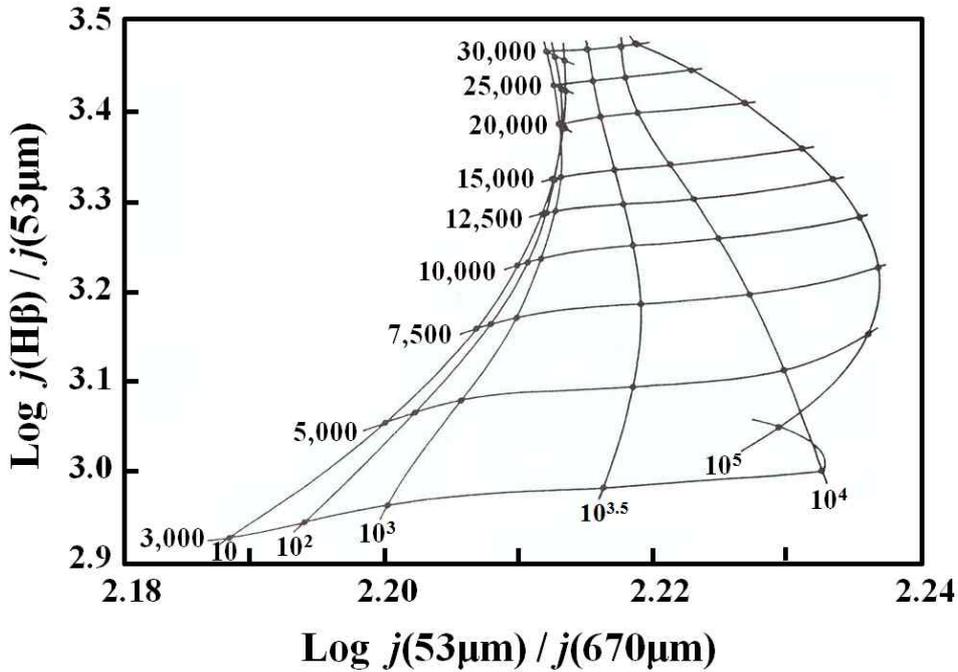


그림 2. 전자온도와 전자밀도에 민감한 수소 재결합선들의 방출계수비를 나타낸 변환도형. 그림 내의 가로축과 세로축의 수치는 각각 전자밀도와 전자온도를 나타낸다. 어떤 지점에서 그림의 가로축과 세로축에 나타난 좌표에서의 방출계수비를 안다면 그림으로부터 그 지점의 전자온도와 전자밀도를 찾을 수 있다.

적용시켜 각각의 좌표에서의 방출계수 r 의 함수로 구하고, 그 비를 역시 r 의 함수로 찾는 것이 첫 번째 단계의 내용이다.

(5)식을 이용하여 전리수소 영역 내부의 방출계수를 구할 때 정확도를 높이기 위해서는 표면에서의 선의 세기 $I_\lambda(p)$ 를 높은 분해능으로 관측하여 dp 를 최소화 시킬 수 있어야 하겠고, 그렇게 되면 (5)식 우변에 있는 적분항의 r 에 따른 도함수를 정확히 구할 수 있게 된다.

2.2. 변환도형

방출계수가 전자온도와 전자밀도에 민감하게 변하는 재결합선을 이용하면 두 번째 단계의 작업이 손쉽게 이루어진다. Hummer & Storey(1987)의 방출계수 계산 결과를 이용하여, 전자밀도에 민감한 두 적외선 영역 좌표에서의 방출계수비를 가로축에 나타내고, 전자온도에 민감한 가시광 영역과 적외선 영역 좌표에서의 방출계수비를 세로축에 나타내면, 그림 2와 같은 변환도형을 얻을 수 있다. 하나의 전자온도와 하나의 전자밀도가 주어지면 가로축과 세로축의 값이 결정되므로, 그러한 물리적 조건은 그림 상에서 한 점에 대응하게 된다. 그러므로, 관측 자료의 분석에서 가로축과 세로축에 대응하는 방출계수의 비들을 중심거리의 함수로 도출한

다면, 각 지점의 전자온도와 전자밀도가 그림 2에 표시한 그물망에서 유일하게 결정된다.

그림 2에 전자온도와 전자밀도의 그물망이 조밀한 간격으로 그어져 있지 않으므로, 이 변환도형을 이용하여 한 지점의 전자온도와 전자밀도를 찾아내는 과정에서 오차가 발생할 수 있다. 그러나 이 과정에서 생기는 오차는 관측 상의 오차에 비해 훨씬 작은 값일 것으로 추정된다. 그림 2로부터 전자온도를 찾아내는 과정에서 생기는 오차는 전자온도가 10,000 K인 영역에서 약 200 K, 전자온도가 20,000 K인 영역에서 약 500 K 정도가 될 것이다. 관측 오차는 1% 미만에서 10% 가량의 범위에 있을 것이므로 약 5%라고 두고, 선의 세기가 갖는 관측 오차를 방출계수의 오차로 취급한다. $\log[j(H\beta)/j(53\mu m)]$ 의 값이 3.00일 때 $j(H\beta)$ 값이 5% 가량 높게 관측되면 $\log[j(H\beta)/j(53\mu m)]$ 는 3.02로 0.7%의 오차를 갖게 된다. 이 오차는 방출계수비가 3.00인 경우에 비해 전자온도가 10,000 K인 영역에서는 약 1,000 K, 전자온도가 20,000 K인 영역에서는 약 2,000 K의 차이를 가져온다. 그러므로 관측 값의 오차와 비교하면 그림 2에서 전자온도를 찾는 과정에서의 부정확성이 갖는 오차는 아주 작은 값이다.

그림 2와 같은 방법으로 관측에서 얻어지는 어떤 선들의 세기 비로부터 전자온도와 전자밀도를 찾아내고자 하는

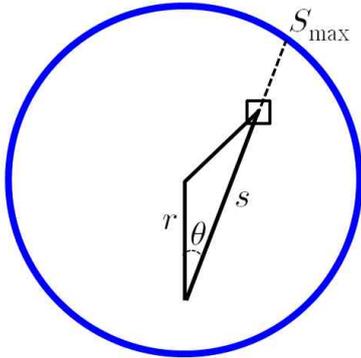


그림 3. 각 θ 와 거리 s 만큼 떨어진 지점에서 생성된 재결합복사가 중심거리 r 인 곳의 복사에 미치는 모형도. 거리 r 인 곳의 총 재결합복사는 모든 θ 와 모든 s 에 대해 적분한 값이다. r 인 지점에서 생성된 방출계수는 $j_\nu(r)$ 로 표시된다.

노력은 지금까지 대부분 [OIII]의 선에서 이루어졌다. [OIII]는 일반적인 전리수소 영역에서 높은 표면밝기를 갖기 때문이다. 그리고 전리수소 영역의 경계 부근을 관측할 때에는 전리 정도가 낮은 지역에서 강하게 나타나는 [OII]선과 [NII]선을 선택한다.

[OIII]와 [OII]선 그리고 [SII]선을 이용한 변환도형은 이미 만들어져 있다. Dinerstein et al.(1985)은 [OIII]의 금지선의 세기 비로부터 5,000 K에서 20,000 K의 전자온도와 100 cm^{-3} 에서 약 $30,000 \text{ cm}^{-3}$ 사이의 전자밀도를 찾아낼 수 있는 변환도형을 만들었고, Canto et al.(1980)은 [OII]의 금지선의 세기 비와 [SII]의 금지선의 세기 비로부터 각각 전자온도와 전자밀도를 찾아낼 수 있는 변환도형을 만들었다. Dinerstein et al.(1985)은 충돌 들뜸과 충돌 퇴가라앉음을 포함시켜 5개 에너지 준위의 평형상태에서 [OIII]선의 방출계수를 계산하였고, Canto et al.(1980)은 재결합률과 복사천이 확률을 모두 포함시켜 전자온도와 전자밀도에 따른 선의 세기 비의 변화를 자세히 계산하였다. 가시광 영역 파장에서의 선의 세기 비로서, [OII]선의 경우는 $I(\lambda 3729)/I(\lambda 3726)$ 와 $I(\lambda 3725)/I(\lambda 3728)$ 를 계산하였고, [SII]선의 경우는 $I(\lambda 6717)/I(\lambda 6731)$ 와 $I(\lambda 4047)/I(\lambda 6720)$ 를 계산하였다. 그리고 Dinerstein et al.(1985)은 이러한 변환도형을 이용하여 수소선이 밝고, 산소의 전리 정도가 높을 것으로 추정되는 6개의 행성상 성운의 전자온도와 전자밀도를 구하였다. 그 결과 각 성운의 평균 전자온도는 6,000 K에서 13,000 K의 범위에 있고 평균 전자밀도는 $10^{3.0} \text{ cm}^{-3}$ 에서 $10^{4.3} \text{ cm}^{-3}$ 의 범위에 있음을 알아냈다.

변환도형들의 동일한 전자온도와 전자밀도의 변화 폭에서 [OIII]나 [SII]의 두 파장에서의 방출계수비의 변화가 수소선의 방출계수비의 변화보다 일반적으로 더 크다. 이것은 그림 2와 Canto et al.(1985)의 그림 4를 비교하면 쉽게 알 수 있다. 그러므로 수소선에 비하여 [OIII]선이나 [SII]선을 관측하는 것이 변환도형으로부터 전자온도와 전자밀도를 찾아내는 과정에서의 오차가 작을 것으로 보인다. 그러나 모든 선에 대해 관측 오차가 비슷하다면 두 파장에서의 방출계수비가 갖는 오차 또한 모든 선에 대해 비슷할 것이므로 [OIII]선과 [SII]선, 그리고 수소선이 갖는 효율 역시 비슷할 것이다.

전리수소 영역 내의 티끌에 의한 소광과 일반 성간소광은 일반적으로 장파장에서 작게 나타난다(Spitzer, 1978). 본 연구에서 선택한 수소선의 적외선 영역 파장은 기존의 연구에서 선택한 [OIII]등의 적외선 영역 파장보다 긴 파장이므로, 성간소광 보정의 관점에서 장파장에 생기는 수소선은 유리한 위치에 있다.

한편 수소가 아닌 원소들의 방출계수는 열역학적 평형상태로부터의 이탈이 보정되지 않은 상태로 계산되었지만, 수소선의 방출계수는 열역학적 비평형상태에서 계산되었다. 그러므로 수소선의 관측도 전리수소 영역 내부의 물리적 상태를 탐사하는 데 중요한 기여를 하리라고 판단된다.

3. 탐사방법 검증을 위한 모형계산

우선 전리수소 영역의 모형을 세워 전자온도와 전자밀도의 중심 거리에 따른 분포를 구한다. 모형을 세우는 목적이 신빙도 검증에 있으므로, 전리수소 영역은 대칭적이며 구형이고 수소로만 이루어져 있으며 내부의 수소밀도는 균일하다고 가정하여, 문제를 간단히 하였다. 모형에 쓰이는 중심별의 분광형은 $O6.5 V$, 유효온도는 $T_{eff} = 40,000 \text{ K}$ 반경은 $R = 10.2 R_\odot$ 이고(Panagia, 1973), 내부 수소의 밀도는 $N_H = 1,000 \text{ cm}^{-3}$ 으로 각각 고정시켰다.

3.1. 모형

3.1.1. 전리구조

전리수소 영역 내의 한 지점에서 단위 시간에 단위 부피에서 전리되는 수소들의 개수는 모든 에너지 준위로 재결합하는 개수와 동일하다. 한 지점에 도달하는 광자 중 한계 파장보다 짧은 파장의 광자만이 수소를 전리시킬 수 있으며 전리된 수소는 온도의 함수인 재결합계수에 비례하여 중성수소로 바뀌므로 정적인 상태에 있는 전리수소 영역의 내부에서는 아래와 같은 전리평형방정식이 성립한다(Osterbrock, 1989):

$$N_o(r) \left(\int_{\nu_1}^{\infty} a_{\nu} \frac{4\pi J_{\nu}(r)}{h\nu} d\nu + C_{ion}(T) \right) = N_p(r) N_e(r) \alpha_A(T) \quad (6)$$

여기서 $N_o(r)$ 와 $N_p(r)$, $N_e(r)$ 는 각각 중성수소, 전리수소, 전자의 수밀도이고, a_{ν} 는 광전리단면적, $J_{\nu}(r)$ 는 수소를 전리시킬 수 있는 복사의 평균세기이며, $\alpha_A(T)$ 는 모든 에너지 준위로의 복사재결합계수이다. $J_{\nu}(r)$ 은 별로부터 직접 방출되는 항성복사 성분 $J_{\nu}^s(r)$ 와, 바닥상태로 재결합하면서 방출되는 재결합복사 성분 $J_{\nu}^d(r)$ 의 합으로 주어진다. 중성수소는 복사뿐만 아니라 전자와의 충돌에 의해서도 전리되지만, 충돌에 의한 전리는 복사에 의한 전리에 비해 무척 작으므로 실제로 (6)식을 계산하는 과정에서는 이를 생략하였다. 별로부터 거리 r 인 지점에서의 전자온도를 알면 재결합계수를 알 수 있으므로 전리평형을 나타내는 (6)식으로부터 그 지점의 중성수소 밀도를 구할 수 있다.

별로부터 방출되는 에너지는 플랑크 법칙에 따르는 흑체복사를 한다고 가정하였다. 그리고 전리수소가 바닥상태로 재결합하면서 방출하는 광자는 부근의 중성수소를 일부 전리시키기는 하지만, 광자가 생성된 부근에서 모두 흡수되는 것이 아니고 다른 지점의 중성수소도 전리시킨다. 그러므로 한 지점에서의 평균 세기는 별로부터 오는 성분인 $J_{\nu}^s(r)$ 외에도 모든 방향에서 그 지점으로 오는 재결합복사 성분인 $J_{\nu}^d(r)$ 를 고려하여야 한다. 별로부터 방출되어 거리 r 인 지점에 도달하는 복사 성분 $J_{\nu}^s(r)$ 는 사방으로 전파되면서 중성수소를 전리시키므로 그 세기가 이중으로 약화된다. 그런데 $J_{\nu}^d(r)$ 의 값을 처음부터 알 수 없으므로, 순간재흡수(OTS) 근사를 우선 이용하여 전리구조와 열구조를 일단 근사적으로 구한다. OTS 근사로 전리구조와 열구조가 결정되면 이 구조로부터 $J_{\nu}^d(r)$ 의 값을 구하여, 전리구조와 열구조를 재결정하고 새로이 결정된 구조로부터 $J_{\nu}^d(r)$ 를 재차 계산한다. 전리수소 영역의 구조가 일정한 형태에 수렴할 때까지 전리구조와 열구조, 그리고 $J_{\nu}^d(r)$ 를 반복 계산하여 근사 구조가 아닌 최종적 구조를 찾아낸다.

OTS 근사란, 바닥상태로의 재결합에 의해 생성된 광자는 즉시 주위의 중성수소를 전리시키는데 사용된다고 가정하는 것이다. 수소가 중성수소의 상태로 많이 있게 되고 전리수소 영역의 경계 부근에서는 광학적 깊이가 매우 크기 때문에 이 근사가 유효하겠지만 전리수소 영역의 내부에서는 적합하지 않다. 그러므로 재결합복사 $J_{\nu}^d(r)$ 를 정확히 계산할 필요가 있다. 반복계산을 위해 먼저 OTS 근사를 이용하면 (6)식의 전리평형방정식은

$$N_o(r) \int_{\nu_1}^{\infty} a_{\nu} \frac{4\pi J_{\nu}^s(r)}{h\nu} d\nu = N_p(r) N_e(r) \alpha_B(T) \quad (7)$$

와 같이 된다. 여기서 $\alpha_B(T)$ 는 바닥상태를 제외한 나머지 에너지 준위로의 복사재결합계수이다.

3.1.2. 열구조

중성수소가 한계진동수 ν_1 이상의 진동수 ν 를 갖는 광자에 의해 전리될 때 전자는 $h(\nu - \nu_1)$ 만큼의 에너지를 자신의 운동에너지로 갖게 된다. 그러므로 복사 $J_{\nu}(r)$ 에 의한 가열율은

$$G = N_o(r) \int_{\nu_1}^{\infty} a_{\nu} \frac{4\pi J_{\nu}(r)}{h\nu} h(\nu - \nu_1) d\nu \quad (8)$$

와 같다. 자유전자는 복사재결합, 자유-자유 천이, 그리고 중성수소와의 충돌에 의해 자신의 운동에너지를 잃게 된다. 이들 각 요인에 의한 냉각률을 L_R , L_{FF} , L_C 로 각각 나타내면, 정적인 상태에 있는 전리수소 영역 내의 한 지점의 평균 전자온도는 가열율과 위의 세 가지 냉각률의 합이 평형을 이루는 상태에서 결정된다.

$$G = L_R + L_{FF} + L_C \quad (9)$$

위의 열평형방정식으로부터 전자온도를 구할 수 있다.

반복계산을 위해 OTS 근사를 이용하는 경우 열평형방정식의 가열율과 복사재결합에 의한 냉각률은 아래와 같다:

$$G = N_o(r) \int_{\nu_1}^{\infty} a_{\nu} \frac{4\pi J_{\nu}^s(r)}{h\nu} h(\nu - \nu_1) d\nu \quad (10)$$

$$L_R = N_e(r) N_p(r) k T \beta_B(T) \quad (11)$$

여기서 $\beta_B(T)$ 는 바닥상태를 제외한 모든 에너지 준위로의 냉각재결합계수이다. 전리수소 영역의 내부에서는 일반적으로 복사재결합에 의한 냉각률이 자유-자유 천이에 의한 냉각률 보다 크다. 한편 충돌에 의한 냉각률은 중성수소의 증가와 전자온도의 증가에 따라 급격히 상승하며, 전리도가 0.5 이하로 되는 전리수소 영역의 경계 부근에서는 냉각의 가장 중요한 요인이 된다. 예를 들어 전자온도가 10,000 K인 경우 전리도가 0.5인 지점에서 충돌에 의한 복사재결합에 의한 냉각률의 30배 정도가 된다.

3.1.3. 재결합복사

OTS 근사를 이용하여 전리구조와 열구조가 계산되면, 전리수소 영역 내에 있는 특정한 지점의 전자밀도와 전자온도가 결정된다. 어떤 지점에서 생성된 재결합복사 $J_{\nu}^d(r)$ 는 복사 전달방정식

$$\frac{dJ_{\nu}^d}{ds} = -N_0(s) a_{\nu} J_{\nu}^d + j_{\nu}(s) \quad (12)$$

에 따라 전파된다(Osterbrock, 1989). 중심으로부터의 거리 r 인 곳에 도달하는 재결합복사의 평균 세기는 다음과 같이 각 θ 와 거리 s 에 대하여 적분의 형태로 주어진다(Rubin, 1968).

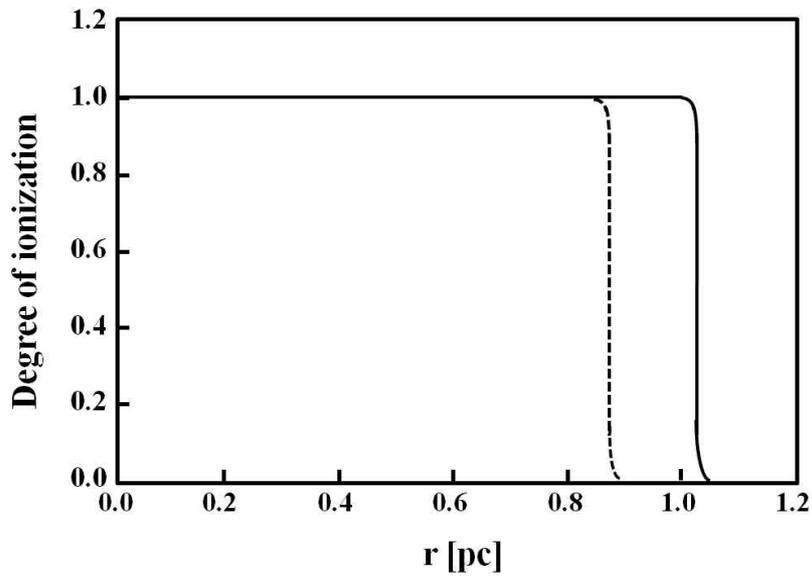


그림 4. 중심별이 $O6.5V$ 이고 내부 수소의 밀도가 $1,000 \text{ cm}^{-3}$ 으로 균일한 전리수소 영역의 전리구조. 가로축은 중심별로부터의 거리이고, 세로축은 전리정도를 나타낸다. 점선은 OTS 근사를 사용한 경우이고 실선은 재결합복사가 제대로 계산된 경우이다. 그림에서 전리수소 영역은 뚜렷한 경계를 가짐을 알 수 있다.

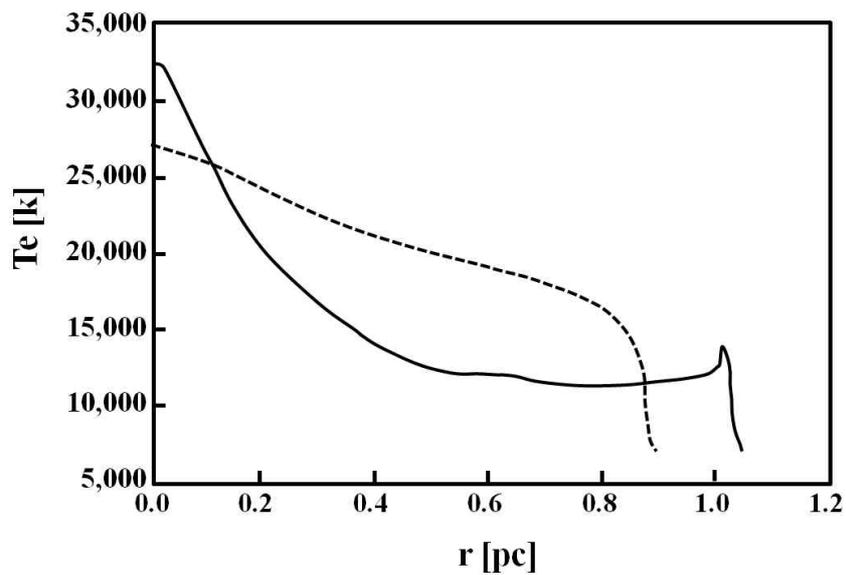


그림 5. 중심별이 $O6.5V$ 이고 내부 수소의 밀도가 $1,000 \text{ cm}^{-3}$ 으로 균일한 전리수소 영역의 열구조. 점선은 OTS 근사를 사용한 경우이고 실선은 재결합복사가 계산된 경우이다. 냉각제인 중원소가 없으므로 전자온도가 전반적으로 높게 나온다. 중심에서는 전리정도가 크기 때문에 전자온도가 높고 경계쪽으로 갈수록 충돌에 의한 냉각이 급격히 증가하므로 전자온도는 감소하게 된다.

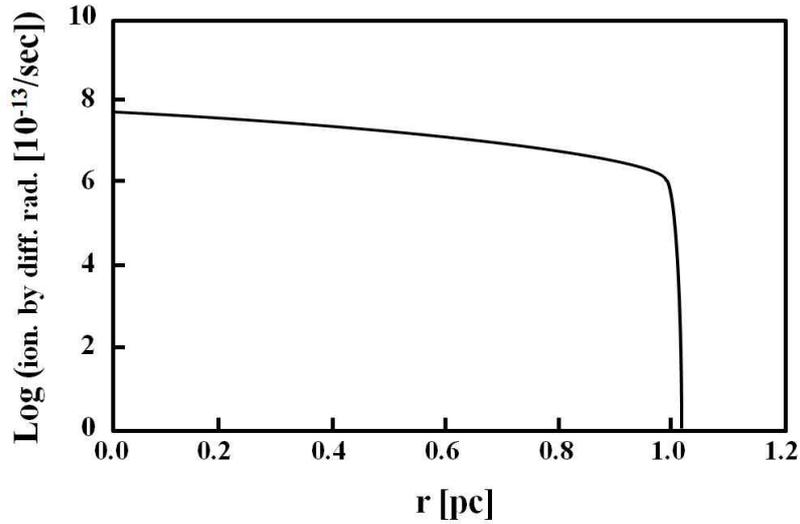


그림 6. 중심별이 06.5V이고 내부 수소의 밀도가 1,000 cm⁻³으로 균일한 전리수소 영역의 거리에 따른 재결합복사의 크기. 세로축에 나타낸 양은 $\int_{\nu_1}^{\infty} a_{\nu} [4\pi J_{\nu}^l(r)/h\nu] d\nu$ 이다. 재결합복사는 거리의 증가에 따라 감소하며 전리수소 영역 경계의 바깥에서는 0이 된다.

$$J_{\nu}^l(r) = \frac{1}{4\pi} \int I_{\nu}^l(r, \theta) d\omega$$

$$= 2 \int_0^{\pi} \sin\theta \int_0^{s_{\max}} j_{\nu}(\theta, s) \exp[-\tau_{\nu}(s)] ds d\theta \quad (13)$$

여기서 광학적 깊이는

$$\tau_{\nu}(s) = \int_0^s \kappa_{\nu}(\theta, s') ds' \quad (14)$$

으로 주어지며 이는 생성된 지점에서 중심거리 r인 지점까지 오면서 재결합복사가 흡수되는 정도를 나타낸다(그림 3 참조). 여기서 $j_{\nu}(s)$ 와 $\kappa_{\nu}(s)$ 는 방출계수와 흡수계수이다.

재결합복사가 계산되면, 이 재결합복사를 이용하여 OTS 근사로부터 얻어진 전리구조와 열구조를 다시 결정하고, 새로운 전리구조와 열구조로부터 재결합복사를 또 다시 계산 한다. 앞에서 언급한 바와 같이 전리수소 영역의 구조가 일정한 형태에 수렴할 때까지 이러한 과정을 반복한다.

3.1.4. 수치계산

수치계산은 전리평형방정식과 열평형방정식의 해를 구하는 것으로, 본 연구에서는 OTS 근사를 이용하여 각각의 방정식을 풀었다. 전리평형방정식의 경우 (7)식을 수치계산 하였으며, 열평형방정식의 경우 (9)식을 OTS 근사 형태로 수치계산 하였다. 전자온도를 알아야 (6)식으로부터 그 지점의 전자밀도를 구할 수 있고, 그 지점의 전자밀도와 중성수소의 밀도를 알아야 (9)식으로부터 전자온도를 구할 수

있으므로, (6)식과 (9)식은 독립적으로 풀려지지 않는다. 그리고 광학적 깊이 τ_{ν} 는 중성수소의 양에 의해 결정되는 값이므로, 이것도 독립적으로 계산 되어지는 것이 아니다.

그러므로 거리 r_1 에서의 전자밀도와 전자온도를 구하기 위해서는 그 지점의 전자온도와 광학적 깊이를 임의로 선택하여 (6)식을 풀어야 한다. (6)식에서 전자밀도와 중성수소 밀도가 구해지면, (9)식에서 전자온도를 계산하고 구해진 중성수소 밀도로부터 광학적 깊이도 다시 계산 한다. 계산된 전자온도와 광학적 깊이를 이용하여 (6)식에서 전자밀도와 중성수소 밀도를 구하고 이 값을 이용하여 (9)식에서 전자온도를 다시 구한다. 전자온도와 전자밀도가 원하는 정확도로 얻어질 때까지 이 과정을 반복하여 거리 r_1 에서의 전자밀도와 전자온도를 최종 결정 한다. 그 다음에는 거리를 증가시켜 r_2 에서 전자온도와 전자밀도를 같은 과정을 통하여 구한다. 이 때 초기 값으로 대입하는 전자온도와 광학적 깊이는 거리 r_1 에서 최종적으로 얻어진 값을 이용한다. 점차 거리를 증가시켜 가면서 전자온도와 전자밀도를 차례로 계산해 나간다.

먼저 OTS 근사를 이용하여 위와 같은 방법으로 (7)식과 (9)식에서 전리수소 영역의 내부구조를 결정한 뒤, (13)식으로부터 재결합복사를 계산한다. 그리고 (6)식과 (9)식으로부터 다시 내부구조를 결정하고 이로부터 재결합복사도 새로 계산한다.

중심별의 분광형이 06.5V이고 중성수소의 밀도가

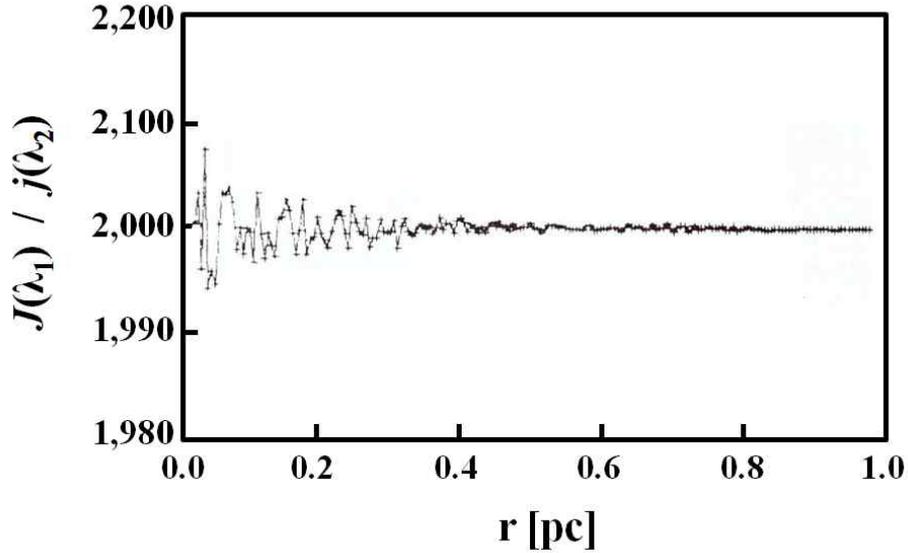


그림 7. 균일한 전자밀도 분포를 갖는 전리수소 영역에서 아벨 적분방정식의 해법으로 구한 두 파장에서의 방출계수비. 정확하게 계산 되었다면 가로축의 방출계수비는 거리에 무관하게 2,000으로 나와야 한다.

1,000 cm^{-3} 인 전리수소 영역의 전리구조를 그림 4에 나타냈다. 이 그림에서 보는바와 같이 재결합복사를 제대로 고려했을 때 전리수소 영역의 크기가 OTS 근사에서 예상되는 것보다 증가함을 알 수 있다. 이것은 전리수소 영역의 경계에서 재결합에 의해 생성된 광자가 OTS 근사의 경우에는 그 자리에서 완전 흡수되는 것으로 취급되지만 재결합복사가 고려되는 경우는 광자가 경계 바깥쪽으로 전달되어 더 먼 거리의 중성수소까지 전리시키기 때문이다(Hong & Sung, 1989; Ritzerveld, 2005).

그림 5는 위와 동일한 모형에서의 열구조를 나타내고 있다. 재결합복사가 계산되면 OTS 근사에 비해 전리수소 영역의 중심에서 재결합에 의해 생성된 광자는 그 지점에 남아있는 양이 적으므로 OTS 근사의 경우 중성수소 밀도가 더 작고, 가열체의 역할을 하는 중성수소의 감소는 전자온도의 감소를 가져온다. 이러한 이유 때문에 OTS 근사의 경우 전리수소 영역의 중심부분에서 전자온도가 실제보다 낮게 나타난다.

그림 6은 재결합복사의 세기를 위치의 함수로 나타낸 것으로 이 그림의 세로축은 $\int_{\nu_1}^{\infty} a_{\nu} [4\pi J_{\nu}^l(r)/h\nu] d\nu$ 를 나타낸다. 재결합복사는 전파되면서 약화되어 전리수소 영역의 경계 근처에서는 급격하게 감소함을 알 수 있다.

3.2. 신빙도 검증

앞에서 설명한 모형을 이용하여 본 연구에서 만든 탐사방

법의 신빙도를 검증해 보았다.

먼저 아벨 적분방정식의 해가 갖는 정확도를 조사하였다. 전리수소 영역 내부에서 방출계수가 일정한 값을 갖는다고 가정하여, 표면에서 관측되는 선의 세기 분포를 계산하고, 계산된 표면밝기 분포를 아벨 적분방정식에 대입하여 방출계수 분포를 중심거리의 함수로 구하였다. 그 결과, 중심거리가 반경의 20% 보다 작은 지점에서 구해진 방출계수가 중심에 가까울수록 실제보다 높게 나왔다. 이것은 (5)식의 적분값이 갖는 오차에 의해 생긴다. 중심거리 r 이 투사거리 p 에 가까워질수록 $(p^2 - r^2)^{1/2}$ 이 작아지므로 $r = p$ 가 되는 지점에서는 dr 이 극히 작아지지만 피적분 함수의 값이 ∞ 가 되므로 수치계산 상의 정확성이 갖는 한계 때문에 적분값의 오차가 생긴다. 이러한 오차는 모든 파장의 방출계수에서 체계적으로 나타나며 두 파장에서의 방출계수비를 구하면 오차는 크게 상쇄되어 중심부에서만 실제의 방출계수비 보다 약간 작거나 크게 나온다(그림 7). 그림 7의 방출계수비는 계산이 정확히 이루어졌다면 거리에 무관하게 2,000으로 나와야 한다.

내부 수소밀도가 1,000 cm^{-3} 이고 $O6.5V$ 형의 중심별을 갖는 모형을 세워 전자온도와 전자밀도의 공간 분포를 계산하고 이로부터 생성되는 선의 세기를 전리수소 영역의 전 표면에서 계산하였다. 모형에서 계산된 선의 세기를 관측된 값으로 두고 아벨 적분방정식을 풀어서 방출계수의 공간 분포를 구한 다음, 선택된 세 파장에서의 두 가지 방출계수비를 몇 개의 중심거리에서 구하여 계산된 실제의 방

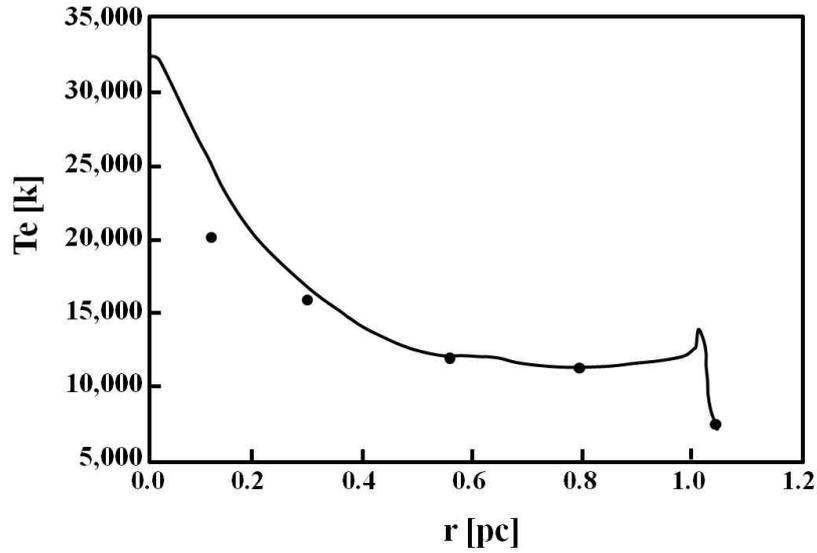


그림 9. 그림 8의 변환도형에서 찾아낸 전자온도를 모형에서 계산된 전자온도의 거리에 따른 변화와 비교한 그림. 중심부에서는 전자온도의 차이가 크게 나타나지만 0.3 pc 이상의 거리에서는 모형에서의 전자온도와 탐사방법을 이용하여 구한 전자온도가 서로 잘 일치한다.

과장에서의 방출계수비를 가로축과 세로축으로 하는 변환도형 상에서 전자온도와 전자밀도를 찾아냄으로서 가능하다.

3장에서는 모형을 세워, 관측된 선의 세기로부터 전자온도와 전자밀도의 공간분포를 도출하는 탐사방법의 신빙도를 검증하였다. 이로부터 대부분의 지점에서 전자온도와 전자밀도를 실제의 값과 비슷하게 찾아낼 수 있음을 알았다.

신빙도 검증에서 (5)식의 적분값이 갖는 작은 오차도 중심거리 r 에 따른 적분값의 기울기에는 큰 영향을 미침을 알았다. 따라서 투사거리 p 에 따른 피적분 함수의 변화가 클수록 적분 결과의 오차에 의한 영향이 작아지므로, 그러한 경우 방출계수를 보다 정확히 구할 수 있을 것이다. 방출계수는 전자온도와 전자밀도에 의해 결정되는 양이므로 전리수소 영역 중심부에서 전자온도와 전자밀도의 변화가 클수록 투사거리 p 에 따른 적분값의 변화가 크기 때문에 탐사방법의 정확도가 좋아질 것으로 예상된다.

검증에 이용된 모형은 수소로만 이루어진 경우이므로 중원소에 의한 냉각이 없어 중심부의 전자온도가 30,000 K 이상이 되며, 내부의 수소 밀도가 균일하므로 중심부의 전자밀도는 거리에 따른 변화가 거의 없다. 모형의 중심부에서는 전자밀도에 따른 방출계수의 변화는 없고 전자온도의 차이에 의한 방출계수의 변화만 있으므로 방출계수의 거리에 따른 기울기는 실제의 전리수

소 영역에 비해 작게 나타난다. 대표적인 전리수소 영역인 오리온 성운은 거리에 따른 전자온도의 변화는 중심부에서 작지만 전자밀도의 변화가 크게 나타나므로(Kim & Hong, 1982), 방출계수의 거리에 따른 변화가 크리라고 생각된다. 따라서 구대칭 모형의 문제점을 차지한다면 검증의 경우보다 더 정확하게 전자온도를 구할 수 있을 것이다.

그러므로 실제의 전리수소 영역에서는 중심부의 전자온도도 큰 오차 없이 구할 수 있을 것이며, 그 정확도는 중심부의 전자밀도 기울기가 큰 전리수소 영역일수록 증가할 것이다. 또한 전리수소 영역이 덩어리 구조를 갖지 않고, 원형에 가까울수록 정확한 전자온도 분포와 전자밀도 분포를 찾아 낼 수 있을 것이다.

참고 문헌

- Arfken, G., 1970, in *Mathematical Methods for Physicists* (Academic Press)
- Canto, J., Elliott, K. H., Meaburn, J. M., & Theokas, A. C., 1980, On the Derivation of Electron Density and Temperature from SII and OII Forbidden Line Intensity Ratios, *MNRAS*, 193, 911
- Chaisson, E. J. & Dopita, M. A., 1977, A Comparison of the Orion Nebula's Physical Conditions Measured in the Radio and Optical Domains, *A&A*, 56, 385
- Dinerstein, H. L., Lester, D. F., & Werner, M. W., 1985,

- Far-Infrared Line Observations of Planetary Nebulae. I - The Forbidden OIII Spectrum, *ApJ*, 291, 561
- Gordon, M. A., 1969, A Radio Study of the HII Region Orion B, *ApJ*, 158, 479
- Harrington, J. P., Seaton, M. J., Adames, P. S., & Lutz, J. H., 1982, Ultraviolet Spectra of Planetary Nebulae. VI - NGC 7662, *MNRAS*, 199, 517
- Hong, S. S. & Sung, H. I., 1989, Effects of the Diffuse Ionizing Radiation on the Structure of HII Regions, *JKAS*, 22, 127
- Hummer, D. G. & Storey, P. J., 1987, Recombination-Line Intensities for Hydrogenic Ions. I - Case B Calculations for HI and HeII, *MNRAS*, 224, 801
- Kaler, J. B., 1986, C(+2) Electron Temperatures in Planetary Nebulae, *ApJ*, 308, 337
- Kim, D. W. & Hong, S. S., 1982, Distributions of Density, Temperature and Abundances in the Orion Nebula, *JKAS*, 15, 9
- Osterbrock, D. E., 1989, in *Astrophysics of Gaseous Nebulae and Active Galactic Nuclei* (Univ. Sci. Books: Mill Valley, CA)
- Panagia, N., 1973, Some Physical Parameters of Early-Type Stars, *AJ*, 78, 929
- Perrenod, S. C., Shields, G. A., & Chaisson, E. J., 1977, Observation and Interpretation of Temperature Gradients in the Orion Nebula, *ApJ*, 216, 427
- Ritzerveld, J., 2005, The Diffuse Nature of Strömgen Spheres, *A&A*, 439, 23
- Rubin, R. H., 1968, The Structure and Properties of HII Regions, *ApJ*, 153, 761
- Rubin, R. H., Hollenbach, D. J., & Erickson, E. F., 1983, Modeling of G333.6-0.2 as a Spherical HII Region, *ApJ*, 265, 239
- Shaver, P. A., 1970, Electron Temperatures of HII Regions, *ApL*, 5, 167
- Shaver, P. A., McGee, R. X., Newton, L. M., Danks, A. C., & Pottasch, S. R., 1983, The Galactic Abundance Gradient, *MNRAS*, 204, 53
- Simpson, J. P. & Rubin, R. H., 1984, Models of Four Highly Obscured Compact HII Regions, *ApJ*, 281, 184
- Spitzer, L., 1978, in *Physical Processes in the Interstellar Medium* (Wiley Inc.: New York)