

태양 정은홍염에서 미세 구조의 공간적 규모  
THE SPATIAL SIZES OF FINE STRUCTURES IN A QUIESCENT  
PROMINENCE

박영득<sup>1</sup>, 윤홍식<sup>2</sup>, 문용재<sup>1</sup>

<sup>1</sup>천문대, 보현산천문대

<sup>2</sup>서울대학교 천문학과

PARK, YOUNG DEUK<sup>1</sup>, YUN, HONG SIK<sup>2</sup>, MOON, YONG-JAE<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Bohyunsan Optical Astronomy Observatory, Korea Astronomy Observatory

<sup>2</sup>Department of Astronomy, Seoul National University

(Received November 14, 1998; Accepted December 8, 1998)

ABSTRACT

The size of fine structures in the quiescent prominence that appeared on August 16, 1992 has been estimated using power spectra generated from intensity variations of  $H_\alpha$  images of the lower part of the prominence, which were taken with a G1 CCD camera attached to 25cm coronagraph at Norikura Coronal Station in Japan. The lower part of the prominence has shown a distinct intensity variation with optical thickness of  $\tau=1\sim 5$ . Our analysis yields a mean size of fine structures ranging from 350 km to 1,000 km, in good agreement with Hirayama(1985) and Zirker & Koutchmy(1989, 1991).

1. 서 론

홍염의 형태를 이해하기 위해서는 구성의 기본 단위인 미세구조(fine structure)의 형태에 대한 정보가 절대적으로 필요하다. 홍염의 미세구조는 홍염 내부 자기장의 기본단위로서 복사의 전달과 코로나로부터의 열전도에도 중요한 역할을 하는 것으로 알려져 있다. 또한 정은홍염의 에너지 균형에 대한 이론적인 연구에 있어서도 이들 미세구조에 대한 열역학적 성질의 정보가 매우 중요하다. 이처럼 홍염을 이루는 미세구조들의 형태 그리고 이들의 운동학적 특성은 홍염과 코로나 사이의 에너지 수급 연구에 중요한 요소가 된다. 따라서, 홍염의 미세구조에 관한 연구는 홍염의 분광학적 관측 연구에서 빼놓을 수 없는 한 부분이 된다.

Engvold(1976)는 홍염의 미세구조의 관측에서 여러 개의 미세관(threads)이나 자기세관(magnetic knot)들이 시선 방향에 대하여 중첩되어 있음을 밝히고, 작은 관다발 내의 미세관에 대한 통계적 분포를 처음 제시하였다. 그는 최근의 논문에서 자기세관의 공간 분포는  $3\sim 5 / \text{arcsec}^2$  로 추정되지만, 확실하게 결론 내리기에는 아직도 공간 분해능의 한계가 있음을 지적하

였다(Engvold 1998). 미세구조의 연구는 이처럼 공간분해능의 관측 한계 때문에 제한을 받고 있다. 관측 여건이 가장 좋다고 하는 Big Bear, Sacramento Peak, Canary Islands 등 지역도 공간 분해능의 한계는 약 0.5 arcsec 에 불과하다. 그럼에도 불구하고 많은 사람들은 관측의 한계 범위 내에서 가능한 다양한 통계 법칙을 적용하여 홍염의 미세구조에 대한 관측 연구를 지속적으로 수행해 왔다(Orrall and Schmahl 1980; Schmahl and Orrall 1986; Zirker and Koutchmy 1989, 1991; Kim 1990; Mein and Mein 1992; Schmieder 1992; Engvold et al. 1989; Engvold 1998 ).

그들의 연구 결과 사이에는 상당한 차이를 보이고 있는데, 예를 들면, Dune(1960)은 미세관들의 폭이 400 km ~ 1,500 km 된다고 조심스럽게 이야기하는 반면에 Hirayama(1985, 1989)는 미세관의 폭이 300km 이내 일 것이라고 주장하고 있다. Kim(1990)이  $H\alpha$  필터그램(filtergrams)의 고분산 관측으로부터 추정한 관다발들의 평균 크기는 약 4000 km이며 평균 수명은 약 7분 정도됨을 밝혔다. 이들이 생각하는 미세관의 형태는 대체로 등근데 반하여, 리본형으로 생각하고 있는 Rabin(1986)은 폭과 두께의 비가 최고  $10^4$  이 넘는다고 주장하고 있다. 하나의 관다발이 포함하는 미세관의 수와 크기에 있어서도 다양한 견해를 보이고 있다. Zirker and Koutchmy(1990)는 미세구조의 크기를 측정하기 위하여  $H\alpha$  분광관측에서 얻은 강도 세기와 분광선 반치폭의 상관관계를 이용하여, 미세구조 크기의 통계 모델을 만들었다. 그 결과 그들은 관다발 내의 밝은 부분은 7 ~ 20 threads, 어두운 부분은 1 ~ 10 threads로 구성되어 있다고 추정하였다. 그후 Schmieder(1992)는 하나의 관다발에 포함되어 있는 미세구조의 갯수는 2 ~ 200 개까지 다양한 값을 가지며, 그 수를 확정짓기 어렵지만, 홍염은 미세관들로 구성되어 있음을 시인한 바 있다. 그러나 앞에서 언급하였듯이 자기 미세관들의 크기나 점유율(filling factor)이 얼마나 되는지 추정하는 작업은 공간 분해능의 한계 때문에 극히 어려워, 현재 이들의 결정은 하나의 어려운 과제로 남아있다.

## II. 관측과 자료의 분석

### 1. 관측과 관측자료

본 연구에서는 일본 노리쿠라 관측소의 25cm 코로나그래프와 Littrow 형 분광기를 이용 하여 1992년 8월 16일에 나타난 울타리형 홍염의  $H\alpha$  분광 영상 관측을 수행하였다. 이 분광 영상 관측과 관측 자료의 분석 과정은 박영득 등(1998b)에서 자세하게 설명하였다. 본 연구에서는 미세구조의 통계적 크기를 추정하기 위하여 홍염의 뿌리부분의  $H\alpha$ 영상을 분석 하였다. 그림 1에서 보는 바와 같이  $H\alpha$ 영상 외각은 그 밝기가 수평 방향으로 매우 좁은 간격을 두고 일정하게 변하는 것을 볼 수 있다. 이 분광 영상의 강도 분포 지도(intensity contour map)의 가장자리를 보면 수직 방향으로 빗살모양의 굴곡을 볼 수 있다. 이런 변화가 뚜렷한 부분의 임의의 한 과장대를 택하여 슬릿 방향으로 잘라서 그 강도 분포를 보면 그림 2a와 같으며, 동일한 방법으로  $\Delta\lambda$ 값을 약간씩 변화시켜, 각각의 강도 분포를 합성해 보면 매우 규칙적인 변화가 있음을 확인할 수 있다(그림 2b). 홍염의  $H\alpha$ 강도의 분포가 이처럼 나타나는 것은 결국 밀도의 분포와 직접

관련되어 있는 것이므로 물질들이 일정한 간격을 두고 뭉쳐져 있다고 해석할 수 있다. 실제로 이러한 사실은 미세구조의 연구를 위한 고분산 관측에서 이미 잘 알려져 있다(Dune 1960; Engvold 1976; Orrall and Schmahl 1980,1986; Simon et al. 1986; Rabin 1986; Zirker and Koutchmy 1990,1991).

본 연구에서는 그림 2b에 있는 여러 강도 분포 중에서 임의로 하나를 선택하여 Scargle periodogram을 사용하여 강도변화의 파워 스펙트럼을 구함으로써 분광영상에서 나타나는 자기다발의 평균 크기를 추정하였다.

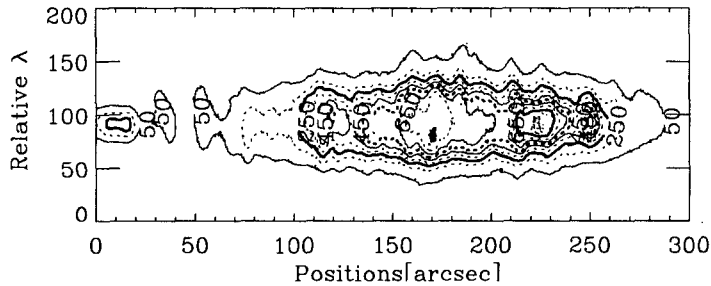


그림 1. 정은홍염 뿌리부분의  $H\alpha$  상의 강도 세기 지도. 지도의 가장 자리 부근을 보면 강도변화가 주기성을 가지고 있다.

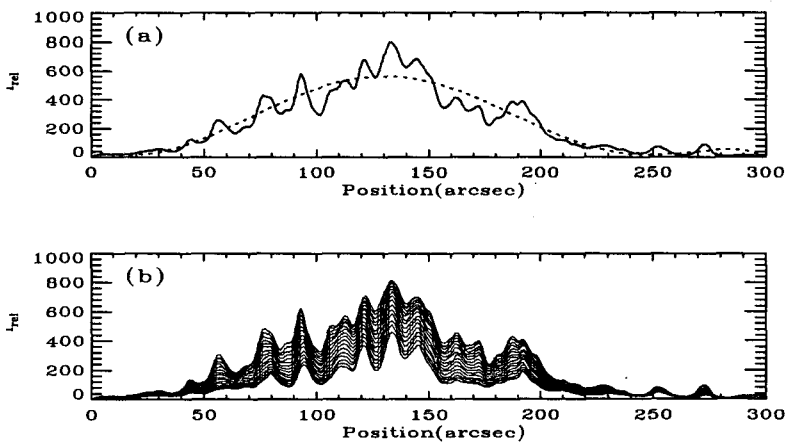


그림 2. 홍염의 수평방향에 대한 강도 분포. 그림 1의 여러 파장 영역에 대한 강도 변화를 그린 것으로 뚜렷한 주기성을 가지고 있음을 알 수 있다.

## 2. Scargle periodogram 파워 스펙트럼

Scargle periodogram이란 주기 측정을 위하여 일반적으로 사용하는 푸리에 변환을 개선한 새로운 기법이다. 푸리에 변환에 의한 주기 분석에서는 관측자료가 일정한 시간 간격으로 수행되어야만 정확한 주기를 얻게 된다. 만약 시간 간격의 틈이 생기면 큰 오차가 발생하여 추정된 주기의 정밀도가 떨어지는 결함이 발생된다. 더욱이 주기성이 약한 자료에서는 잡음(noise)때문에 주기성을 찾아내기가 매우 어렵다. 한편, 천문관측에 있어서 실제로 연속적으로 일정한 시간 간격을 둔 장기간의 관측 수행이 그리 쉽지 않다. 흔히, 우리는 기상 조건이나 시스템의 고장 등에 의하여 관측자의 의도와는 무관하게 관측의 연속성을 잃게 된다. 이처럼 관측 자료의 연속성이 결여된 자료에 대하여 자료가 빠진 부분을 보완시켜주는 적절한 가상의 자료를 대입하면서도 상당히 정밀하게 주기성을 찾는 새로운 파워 스펙트럼 기법이 개발되었다(Barning 1963; Vanicek 1969, 1971; Lomb 1976; Scargle 1982; Fahlman and Ulrych 1982; Roberts et al. 1987). 그 중에서 가장 잘 알려진 것은 Scargle periodogram으로 주기성이 매우 약한 자료에서도 상당히 신뢰성이 높은 주기를 찾아내는 것으로 평가되고 있다(Carbonell et al.1992). Scargle periodogram에 의하면 관측 자료의 파워 스펙트럼  $P_x(\omega)$ 은 다음과 같이 표시되며 (Scargle 1982),

$$P_x(\omega) = \frac{1}{2} \left\{ \frac{[\sum_j X(t_j) \cos \omega(t_j - \tau)]^2}{\sum_j \cos^2 \omega(t_j - \tau)} + \frac{[\sum_j X(t_j) \sin \omega(t_j - \tau)]^2}{\sum_j \sin^2 \omega(t_j - \tau)} \right\} \quad (1)$$

여기서  $\tau$ 는 주기의 시작 시간이고

$$\tan(2\omega\tau) = \frac{\sum_j \sin 2\omega t_j}{\sum_j \cos 2\omega t_j} \quad (2)$$

로 정의되며,  $X(t_j)$ 는 시간  $t_j$ 에서 관측한 값이다. 한편, 연속성이 결여된 관측 자료로부터 얻은 진동수를

$$X(t) = A \cos(\omega t) + B \sin(\omega t) \quad (3)$$

에 대입하여  $X(t)$  값을 구하고 실제의 관측 값과의 차이가 최소가 될 때까지 주기를 바꾸어가면서 반복 계산을 수행한다. 이와 같은 선형 최소 자승 맞춤법(linear least square fitting)으로 최적의 진동수를 찾는 것이다.

한편, Horne and Baliunas(1986)는 Scargle periodogram을 규격화 시켜 얻은 파워 스펙트럼으로부터 다음과 같은 신뢰도를 구하는 공식을 유도하였다.

$$F = 1 - [1 - \exp(-z)]^{N_i} \quad (4)$$

여기서  $N_i$ 는 자료의 수이며  $(1-z)$ 는 신뢰도를 결정하는 값으로  $z=0.1$ 이면 신뢰도가 90%인 파워 값  $F$ 를 얻게 된다. Scargle periodogram의 주파수 찾는 방법은 매우 약한 주기성까지도 잘 나타내며 그 신뢰도까지 확인할 수 있지만 이 알고리즘은 자료의 갯수  $N$ 에 대하여 최적의 주파수의 결정을 위하여  $100 N^2$ 번의 반복 계산을 수행해야 하므로 대단히 많은 계산 시간을 필요

로 한다. Press and Rybicki(1989)는 다시 Scargle periodogram을 FFT(Fast Fourier Transform)에 적용하는 알고리즘을 개발하여 반복계산 횟수를  $100 N \log N$  으로 줄임으로써 계산시간을 대폭 감소시키는데 성공하였다.

본 연구에서는 Press and Rybicki(1989)의 알고리즘에 Horne and Baliunas(1986)의 신뢰도를 포함하여 진동수를 구하는 프로그램을 IDL 컴퓨터 언어로 작성하였으며, 이를 미세구조의 강도 주파수를 찾는 데 활용하였다. 이 프로그램은 관측자료가 증가하는 방향으로만 주어질고 쉬여 있거나 시간 간격이 일정하지 않은 경우에도 대단히 빠른 속도로 진동수를 계산할 수 있는 장점을 가지고 있다.

### III. 결과 및 토의

우리는 Scargle periodogram 기법을 활용하여 싸리형 정은홍염 뿌리부분의  $H\alpha$ 영상에 나타난 강도변화로부터 파워 스펙트럼을 구하고, 그로부터 홍염 자기다발의 공간 크기를 추정하였다. 그 결과는 그림 3에 제시되어 있다. 그림 2a의 점선은 실선 값을 이용하여 파워 스펙트럼을 구하고 가장 신뢰도가 높은 주기를 갖는 위상을 이동 시켜 이를 중첩시킨 것이다. 따라서 이 점선은 단순히 전체적인 규모의 개략적인 강도 변화를 반영할 뿐이다.

우리가 추구하는 주파수를 찾으려면 그림 2a의 실선에 해당하는 값에서 점선 값을 뺀 다음, 그 값을 가지고 다시 파워 스펙트럼을 구하면 된다. 그림 3은 바로 이와 같은 방법으로 구한 파워어를 도시한 것이다. 그 결과 평균 자기다발의 크기는 18.9 arcsec인 것과 13.3 arcsec인 것이 90%이상의 신뢰도를 가지며(그림 3의 점선 부분) 특히 18.9 arcsec인 것은 99%이상의 신뢰도를 갖는 것으로 나타났다. Zirker and Koutchmy(1990)가 제안한대로 자기 다발들이 7개에서

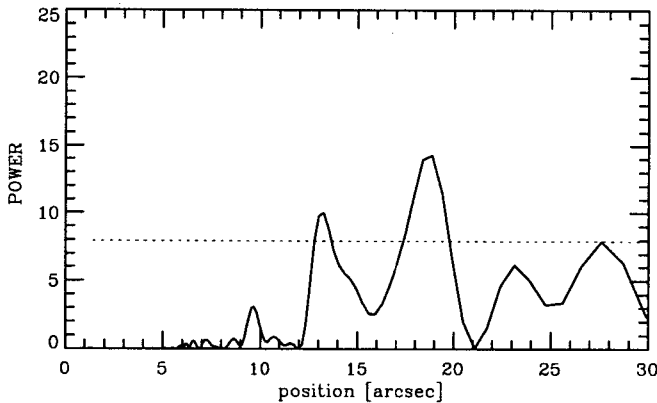


그림 3.  $H\alpha$  강도 변화를 Scargle periodogram에 적용하여 구한 파워 스펙트럼. 점선은 90% 신뢰도를 나타낸다.

20개정도의 미세관으로 구성되어 있다고 본다면 본 연구에서 미세관의 크기는 0.7 arcsec (480km) - 2.7 arcsec (2,000km)인 범위의 다소 큰 값을 갖게 된다. 이처럼 자기다발 크기의 폭이 큰 것은 시선 방향에 대한 자기다발들의 중첩효과와 관측지역의 광학적 두께가 두껍기 때문에 발생된 것으로 생각된다. 광학적 두께가 두껍기 때문에 시선방향에 중첩되는 자기다발이 독립적으로 관측되는 것 보다 훨씬 많다고 가정하면, 그림3에서 9.7 arcsec를 자기다발의 평균 크기로 간주할 수 있다. 이 때 미세관의 굵기는 약 0.5 arcsec (350km)에서 1.4 arcsec(1,000km) 사이의 값을 갖게 되는 데, 이는 Hirayama(1985) 등이 제시한 값과 잘 일치한다.

미세구조의 연구는 무엇보다도 관측의 분해능이 중요하다. 본 연구에서 발생하는 오차의 가장 큰 원인도 역시 충분치 못한 분해능에 있는 것으로 생각된다. 홍염 미세구조의 공간적 규모를 정확히 결정하기 위해서는 다양한 광학적 깊이를 갖는 분광선을 활용한, 고분산 분광관측을 수행해야 한다. 이러한 관측 수행에서 얻어지는 강도대비(intensity contrast)를 사용하여 Scargle periodogram 기법을 활용한다면, 보다 정밀한 미세구조의 공간분포를 구하는데 큰 도움이 될 것이다. 다양한 광학적 깊이를 갖는 분광선들의 고분산 분광관측을 통하여 우리는 미세구조의 공간규모에 대한 물리량들을 결정하는데 기여할 수 있을 것이다. 이러한 미세 구조의 공간 규모를 정확하게 판단함으로써 서론에서 언급하였듯이 미세구조를 통한 코로나로의 에너지 전달이나 코로나와 홍염사이의 복사평형을 연구하는데 기여할 것으로 기대된다.

본 연구를 위하여 관측 시간을 허락해주신 일본 국립천문대의 Hirayama 박사님과 Sakurai 박사님께 감사 드립니다. 아울러 관측을 수행하는 동안 수고해주신 노리쿠라 태양관측소의 Ichimoto 박사님과 Okamoto 씨를 비롯한 관계자 여러분께 깊은 감사를 드립니다.

### 참고 문헌

- 박영득, 윤홍식&문용재 1998a, 한국천문학논총(인쇄 중)  
 박영득, 윤홍식&문용재 1998b, 한국천문학논총(인쇄 중)  
 Barning, F. J. M. 1963, Bull. Inst. Astr. Nethelands 17, 22  
 Carbonell, M. Oliver, R., & Ballester, J. L., 1992, A&A., 264, 350  
 Dune, R. B. 1960, Dr. Thesis, Harvard Univ.  
 Engvold, O. 1976, Solar Phys. 49, 283  
 Engvold, O. Jensen, E., Zhang, Y., & Brynildsen, N., 1989, Hvar Obs. Bull., 13, 113  
 Engvold, O. 1998, IAU Colloquium 167, ASP Conference Series, Vol. 150, 23  
 Fahlman G. G., & Ulrych T. J. 1982, MNRAS, 199, 53  
 Hirayama, T. 1985, Solar Phys. 100, 415  
 Hirayama, T. 1989, IAU Colloq. Vol. 117.  
 Horne, J. H., & Baliunas, S. L. 1986, ApJ., 302, 757  
 Kim, Kap-Sung 1990, JKAS, 22, 31  
 Lomb N. R. 1976, A&SS. 39, 447  
 Mein, P. & Mein, N. 1991, Solar Phys. 136, 317

- Orrall, F. O., & Schmahl, E. J. 1980, ApJ., 240, 908
- Rabin, D. 1986, *Coronae & Prominences*(A. I. Poland, ed), NASA Conferences Pub. 2422, P.135
- Roberts, D. H., Lehar, J., & Drehar, J. W. 1987, *Astron. J.*, 93, 968
- Scargle J. D. 1982, ApJ., 263, 835
- Schmahl, E. & Orrall, F. Q. 1986, *Coronal and Prominence Plasmas*(A. I. Poland, ed.) NASA conference Pub. 2422, P.127
- Schmieder, B. 1992 *Solar Phys.* 141, 275
- Simon, G., Schmieder, B., Demoulin, P., & Poland, A. I. 1986, *A&A*, 166, 319
- Vanicek P. 1969, *A&SS*, 4, 387
- Vanicek P. 1971, *A&SS*, 12, 10
- Zirker, J. B. & Kouchmy, S. 1989, *Hvar. Obs. Bull.*, 13, 41
- Zirker, J. B. & Kouchmy, S. 1990, *Solar Phys.* 127, 109
- Zirker, J. B. & Kouchmy, S. 1991, *Solar Phys.* 131, 107