

## 광집속 Toroidal Mirror를 이용한 평면결상 극자외선 분광기의 설계

이병훈 · 최일우 · 남창희

한국과학기술원 물리학과

(1992년 4월 6일 받음)

Varied-line spacing concave grating을 이용하여 결상면에서 거의 균일한 분해능을 갖는 평면결상 극자외선 분광기(Flat-Field XUV Spectrograph)를 설계하였다. 레이저-플라즈마에서 복사되는 발산광의 집속과 분광기의 수차보정을 위해 toroidal mirror를 사용하였고, 비축광선에 의한 수차를 줄이기 위해 toroidal mirror와 회절격자 사이에  $10\ \mu\text{m} \times 2\ \text{mm}$  크기의 입사슬릿을 두었다. 평면결상이 가능한 파장 영역은  $50\text{-}300\ \text{\AA}$ 이고, 계산된 분해능은 4000 이상이다. 회절격자의 효율과 toroidal mirror에서의 반사율을 고려하면 복사 에너지의 집속도는 toroidal mirror를 사용하지 않았을 때보다 3.5배 증가하고, fluorescence는 파장  $100\ \text{\AA}$ 에서  $1000\text{배}$  이상 증가했다.

### I. 서 론

Tokamak이나 고출력 레이저를 이용한 핵융합 실험시 발생하는 고온 플라즈마에서 강하게 방출되는 연 X-선(soft X-ray) 영역의 분광선을 분석하면 플라즈마의 온도, 밀도 또는 이온화 정도 등을 진단할 수 있기 때문에 최근 연 X-선 영역에 대한 연구가 활발히 진행되고 있다.  $10\ \text{\AA}$  이하의 경 X-선(hard X-ray)은 X-선 결정 분광기(crystal spectrometer)로 분광이 가능하나,  $10\ \text{\AA}$ 에서  $300\ \text{\AA}$  범위의 연 X-선 영역은 공기에서의 높은 흡수율과 물질 표면에서의 낮은 반사율 때문에 회절격자에 대한 입사각이  $80^\circ$  이상인 grazing incidence spectrograph를 이용해야 분광이 가능하다. 대부분의 grazing incidence spectrograph는 Rowland circle 상에 입사슬릿, concave grating, 검출기를 설치하여 극자외선(Extreme Ultraviolet; XUV) 분광기를 구성한다. 이 장치는 정확한 분광 파장의 측정과 고분해능을 얻기 위해 가공시 허용 오차가 작아야 하기 때문에 제작비가 비싸지는 단점이 있다. 또한 검출기가 Rowland circle 상에 접선 방향으로 배치되어야 하므로, 정렬이 매우 어렵고 분해능이 떨어진다. 이에 비해 concave grating의 line spacing이 위치에 따라 변하는 varied-line spacing(VLS) grating을 사용한 평면결상 극자외선 분광기는 검출기에서 광선의 입사각이 작고, 정렬이 훨씬 용이하기 때문에 최근에 그 용도가 증가하고 있다.

레이저-플라즈마와 같은 고온, 고밀도 플라즈마에서 발생하는 연 X-선은 선폭이 넓어서 높은 분해능을 요구하지 않기 때문에 평면결상 분광기를 사용해도 분광이 가능하고, 결상면이 평면이므로 microchannel plate를 이용한 다채널 검출기나 streak camera와 같은 평면 광검출기를 쉽게 이용할 수 있다는 장점이 있어서 레이저-플라즈마로부터 발생된 연 X-선 영역을 측정하는 실험을 해야할 경우 평면결상 분광기가 Rowland circle을 이용하는 극자외선 분광기에 비해 매우 유리하다.

Flat focal field를 갖는 분광기가 최초로 구성된 것은 1982년 Fonck 등에 의해서였다.<sup>[1]</sup> Tokamak plasma에서 impurity 분석을 위해 제작된 Fonck 등의 SPRED 시스템은 flat focal field, curved groove holographic grating과 microchannel plate 검출기를 사용하여 10 msec 마다 실험 data를 받아들일 수 있고  $100\text{-}1700\ \text{\AA}$  영역에서  $2\ \text{\AA}$ 의 spectral resolution를 갖고 있다. Mechanically ruled varied-line spacing concave grating을 이용하는 극자외선 분광기는 1984년에 제작되었다.<sup>[2]</sup> 레이저-플라즈마 분석을 위해 제작된 Kita와 Harada의 분광기의 분광영역은  $15\text{-}200\ \text{\AA}$ 이고, 분해능은 1000 정도이다. 평면결상 분광기는 제작과 사용이 편리하여 레이저-플라즈마의 상호작용과 X-선 레이저 실험 등에 많이 사용되고 있다.

본 연구에서는 광집속용 toroidal mirror를 입사슬릿 앞에 설치한 평면결상 극자외선 분광기에 대한 광선추적

이론을 유도하고 회절격자의 효율과 반사율을 고려한 유한 광선추적 방법으로부터 입사광도, 분해능, throughput, 최적 결상 조건과 제작 변수들을 계산하여 toroidal mirror를 이용한 평면결상 극자외선 분광기의 특성을 조사하였다.

## II. 이 론

### 1. Varied-line Space Concave Grating의 설계이론

광경로 함수를 이용한 concave grating의 결상 조건에 대한 분석은 1959년 Namioka에 의해 정리되었으며, varied-line spacing, straight groove에 대한 이론은 Cornu, Gale, Sakayanagi 등<sup>[3]</sup>에 의해 연구되었다. VLS grating의 결상 조건을 유도하기 위해 광원에서 상점까지의 광경로 함수  $F(r, \bar{r}, \lambda)$ 를 전개하고,  $F$ 가 stationary function이 되는 조건을 찾는 방법을<sup>[4,5]</sup> 이용하였다.

Kita와 Harada에 의해 제작된 회절격자는 입사슬릿의 중심에 위치하는 점광원에 대한 광경로 함수를 이용하여 수차를 최소화하도록 설계되었다. 본 연구에서 고찰한 평면결상 분광기는 비점수차(astigmatism)를 줄이기 위해 회절격자 앞에 수직 집속력(vertical focusing power)이 큰 toroidal mirror를 두어 입사슬릿에 복사광을 집속하므로 슬릿을 통과한 광선을 점광원에서 발산된 것으로 취급하기 어렵다. Fig. 1과 같이 유한한 크기의 광원에서 광선이 입사할 때 VLS concave grating의 광경로 함수  $F$ 는:

$$F = AP + PB + nm\lambda \quad (1)$$

여기서  $n$ 은 회절격자의 중심에서 위치  $\zeta$ 까지의 groove number로서

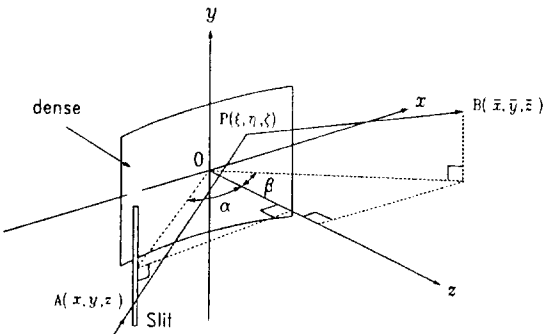


Fig. 1. The coordinate system of varied-line spacing grating; A=point source on the slit, B=spectral image point at the dispersion plane, P=diffraction point on the grating.

$$n = \frac{1}{\alpha_0} \left( \xi_\theta - \frac{b_2}{R} \xi_\theta^2 + \frac{b_3}{R^2} \xi_\theta^3 - \frac{b_4}{R^3} \xi_\theta^4 + \dots \right),$$

$$\xi_\theta = \zeta + \zeta \tan \theta$$

이고  $\theta$ 는 diamond tool이 움직이는 평면의 경사각,  $\xi_\theta$ 는 이 평면이  $x$ - $y$  평면과 만나는 교선의  $x$ 좌표이며 계수  $b_2$ 는 defocus,  $b_3$ 는 coma type aberration,  $b_4$ 는 higher order aberration과 관련되어 있다. 원통좌표계:

$$x = r \sin \alpha, \quad z = r \cos \alpha, \quad \bar{x} = \bar{r} \sin \beta, \quad \bar{z} = \bar{r} \cos \beta$$

와 회절격자의 상면방정식  $\xi^2 + \eta^2 + (\zeta - R)^2 = R^2$ 으로부터 얻은

$$\zeta = \frac{(\xi^2 + \eta^2)}{2R} + \frac{(\xi^2 + \eta^2)^2}{8R^3} + \frac{(\xi^2 + \eta^2)^3}{16R^5} + \dots \quad (2)$$

을 이용하여 광경로 함수를 전개하였다. 변수들:

$$c = \sqrt{\frac{r^2}{r^2 + y^2}}, \quad \bar{c} = \sqrt{\frac{\bar{r}^2}{\bar{r}^2 + y^2}} \quad (3)$$

$$c_1 = \frac{1}{r} - \frac{\cos \alpha}{R}, \quad \bar{c}_1 = \frac{1}{\bar{r}} - \frac{\cos \beta}{R} \quad (4)$$

$$c_2 = \frac{\cos^2 \alpha}{r} - \frac{\cos \alpha}{R}, \quad \bar{c}_2 = \frac{\cos^2 \beta}{\bar{r}} - \frac{\cos \beta}{R} \quad (5)$$

을 사용하여 전개된 광경로 함수를 텐서 형태로 정리하면

$$F = F_{ij} \xi^i \eta^j = (C_{ij} + \frac{m\lambda}{\alpha_0} M_{ij}) \xi^i \eta^j \quad (6)$$

여기서

$$C_{10} = -c \sin \alpha - \bar{c} \sin \beta,$$

$$M_{10} = 1,$$

$$C_{20} = \frac{1}{2} \left( c_2 - \frac{c y^2}{2r^2} + \frac{y^2 \sin^2 \alpha}{r^3} + \bar{c}_2 - \frac{\bar{c} y^2}{2\bar{r}^2} + \frac{y^2 \sin^2 \beta}{\bar{r}^3} \right),$$

$$M_{10} = \frac{1}{R} (b_2 + \tan \theta),$$

$$C_{02} = \frac{1}{2} \left( c_1 - \frac{c y^2}{2r^2} - \frac{y^2}{r^3} + \bar{c}_1 - \frac{\bar{c} y^2}{2\bar{r}^2} - \frac{y^2}{\bar{r}^3} \right),$$

$$M_{02} = \frac{\tan \theta}{2R},$$

$$C_{30} = \frac{1}{2} \left( \frac{c_2 \sin \alpha}{r} - \frac{\bar{c}_2 \sin \beta}{\bar{r}} - \frac{3c_2 y^2 \sin^2 \alpha}{2r^3} + \frac{3\bar{c}_2 \bar{y}^2 \sin^2 \beta}{2\bar{r}^3} \right),$$

$$M_{30} = \frac{1}{R^2} (b_3 + b_2 \tan \theta),$$

$$C_{01} = -\frac{cy}{r} - \frac{\bar{c}\bar{y}}{\bar{r}},$$

$$C_{11} = \frac{y \sin \alpha}{r^2} + \frac{\bar{y} \sin \beta}{\bar{r}^2},$$

$$C_{21} = \frac{1}{2} \left( \frac{yc_2}{r^2} - \frac{\bar{y}\bar{c}_2}{\bar{r}^2} - \frac{y^2 \sin^2 \alpha}{r^3} + \frac{\bar{y}^2 \sin^2 \beta}{\bar{r}^3} \right).$$

$C_{01}$ ,  $C_{11}$ ,  $C_{21}$ 은 광원의 크기를 가정함으로써 생긴 항들이며, 대응되는 holographic correction 항  $M_{ij}$ 의 값은 모두 0이다. 전개된 광경로 함수에 Fermat의 정리를 적용하면, stigmatic image condition이 유도된다:

$$\frac{\partial F}{\partial \xi} = 0, \quad \frac{\partial F}{\partial \eta} = 0. \quad (7)$$

식 (7)에서 저차항의 계수가 작아지도록 분광기를 구성하거나, groove profile을 조정하여 목표로 하는 분해능을 얻을 수 있다.  $F_{10}$ 은 회절격자의 분산식을 나타내고,  $F_{01}$ 은 결상면에서의 상의 배율,  $F_{20}$ 은 horizontal focal condition,  $F_{02}$ 은 비점수차,  $F_{30}$ 은 coma type aberration, 나머지  $F_{ij}$ 항은 higher-order aberration에 각각 관련되어 있다. VLS grating은 미리 선택된 파장 범위에 대해, 회절격자 표면에서의  $F_{ij}$ 의 RMS(root mean square) 값을 최소화함으로써 특정수차를 최소화한다.  $F_{11}=0$ 인 조건에서, 유도된 modified dispersion relation (식 (8)), horizontal focal condition (식 (9)), vertical focal condition (식 (10))은 다음과 같다:

$$\frac{r}{\sqrt{r^2+y^2}} (\sin \alpha + \sin \beta) = \frac{m\lambda}{\sigma_0}, \quad (8)$$

$$c_2 + \bar{c}_2 + \frac{m\lambda}{\sigma_0 R} \left( b_2 + \frac{\tan \theta}{2} \right) + \left\{ \frac{y^2 \sin^2 \alpha}{r^3} + \frac{\bar{y}^2 + \sin^2 \beta}{\bar{r}^3} - \frac{c_2 y^2}{2r^2} - \frac{\bar{c}_2 \bar{y}^2}{2\bar{r}^2} \right\} = 0, \quad (9)$$

$$c_1 + \bar{c}_1 + \frac{m\lambda}{\sigma_0 R} \tan \theta - \left\{ \frac{y^2}{r^3} + \frac{y^2}{\bar{r}^3} + \frac{c_1 y^2}{2r^2} + \frac{\bar{c}_1 \bar{y}^2}{2\bar{r}^2} \right\} = 0 \quad (10)$$

특정한 설치 조건을 부여하면  $r_h, r_v$ 는 해석적인 해를 가질 수 있는데, Rowland mount와 Eagle mount에 대한 해가

알려져 있다. 광원의 크기  $y$ 를 무시하고 중심광선에 대해 최적화된 Kita와 Harada의 방법은 비축광선에 대해서는 수차를 보정할 수 없으며, 이로 인해 defocusing과 비점수차가 생긴다는 것을 식 (9)와 (10)에서 알 수 있다. 회절격자에 수직인 결상면에서 수평 결상폭과 수직 결상폭은 공간 분해능과 비점수차에 의해 결정되며, 다음과 같이 표현된다:

$$\Delta z = r \frac{\partial F}{\partial \xi}, \quad \Delta y = \bar{r} \frac{\partial F}{\partial \eta}. \quad (11)$$

평면결상 분광기는 식 (9)와 식 (10)으로부터  $r_h, r_v$ 를 해석적으로 구할 수 없기 때문에, 수차항을 계산하는 것보다는 결상면에서의 상의 크기를 나타내는 식 (11)으로 결상 조건과 결과를 비교하는 것이 편리하다.

## 2. 평면결상 분광기의 유한 광선추적 방법

Toric surface에 대해 일반적인 유한 광선추적 방법이 알려져 있다.<sup>[6]</sup> Toroidal mirror에서 반사된 광선은 좌표 이동을 통해 회절격자 좌표계로 입사한다. Constant groove spacing grating에 대한 이론을 mechanically ruled VLS concave grating에 적용하여 회절형렬을 유도하였다. 경로함수에 Fermat의 원리를 적용하면

$$\begin{aligned} & \frac{\partial F}{\partial \xi} = \\ & -\frac{x-\xi}{AP} - \frac{z-\zeta}{AP} \frac{\partial \zeta}{\partial \xi} + \frac{\xi-\bar{x}}{PB} + \frac{\zeta-\bar{z}}{PB} \frac{\partial \zeta}{\partial \xi} + \\ & + \frac{m\lambda}{\sigma_0} \left( 1 - \frac{2b_2}{R} \xi_\theta + \frac{3b_3}{R^2} \xi_\theta^2 - \frac{4b_4}{R^3} \xi_\theta^3 + \dots \right) \\ & (1 + \tan \theta \frac{\partial \zeta}{\partial \xi}) = 0, \end{aligned} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial F}{\partial \eta} = \\ & -\frac{y-\eta}{AP} - \frac{z-\zeta}{AP} \frac{\partial \zeta}{\partial \eta} + \frac{\eta-\bar{y}}{PB} + \frac{\zeta-\bar{z}}{PB} \frac{\partial \zeta}{\partial \eta} + \\ & + \frac{m\lambda}{\sigma_0} \left( 1 - \frac{2b_2}{R} \xi_\theta + \frac{3b_3}{R^2} \xi_\theta^2 - \frac{4b_4}{R^3} \xi_\theta^3 + \dots \right) \\ & (1 + \tan \theta \frac{\partial \zeta}{\partial \xi}) = 0. \end{aligned} \quad (13)$$

입사광과 반사광의 direction cosine은 다음과 같이 정의된다:

$$\begin{pmatrix} L \\ M \\ N \end{pmatrix} = \frac{1}{AP} \begin{pmatrix} x-\xi \\ y-\eta \\ z-\zeta \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} \bar{L} \\ \bar{M} \\ \bar{N} \end{pmatrix} = \frac{1}{PB} \begin{pmatrix} \xi-x \\ \eta-y \\ \zeta-z \end{pmatrix}. \quad (14)$$

Direction cosine를 이용하여 식 (12), (13)을 정리하면

$$\frac{L-\bar{L}-m\lambda/\sigma(\xi_\theta)}{\xi} = \frac{M-\bar{M}}{\eta} = \frac{N-\bar{N}-m\lambda/\sigma(\xi_\theta)\tan\theta}{\zeta-R} = Q. \quad (15)$$

Q값은 constant groove spacing grating에서 입사광의 단위 벡터와 반사점에서의 접평면의 단위 법선 벡터의 내적을 나타내는 값이다. 식 (15)와  $L^2+\bar{M}^2+\bar{N}^2=1$ 을 이용하면 회절행렬과 sign convention에 맞는 부호의 Q값을 얻을 수 있다:

$$\begin{pmatrix} L \\ M \\ \bar{N} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\xi Q + L - \frac{m\lambda}{\sigma(\xi_\theta)} \\ -\eta Q + M \\ -(\zeta-R)Q + N - \frac{m\lambda}{\sigma(\xi_\theta)}\tan\theta \end{pmatrix}, \quad (16)$$

$$Q = \frac{1}{R} \left( \cos I + \frac{m\lambda}{\sigma(\xi_\theta)R} \xi + \delta\gamma \right) + \frac{1}{R} \left[ \left( \cos I + \frac{m\lambda}{\sigma(\xi_\theta)R} \xi + \delta\gamma \right)^2 - \left( \frac{m\lambda}{\sigma(\xi_\theta)} \right)^2 \right]^{1/2} - \frac{2m\lambda L}{\sigma(\xi_\theta)} - \delta^2 + 2N\delta \quad (17)$$

여기서  $\gamma$ 는 회절격자 표면에서의 법선  $\hat{n} = (\frac{\xi}{R}, \frac{\eta}{R}, \frac{\zeta-R}{R})$ 의  $\hat{z}$  성분이고  $\cos I = -\frac{\xi L + \eta M + (\zeta-R)N}{R}$

이며  $\delta = \frac{m\lambda}{\rho} \tan\theta$ 가 포함된 항은 varied-line space를

고려했을때 생긴 항이다.

### 3. 평면결상 분광기의 에너지 효율

Fig. 2와 같은 평면결상 분광기를 구성하고, 결상면에서 spectrum의 파장에 따른 상대적인 광도차이를 분석하기 위해 toroidal mirror와 회절격자 표면에서 생기는 손실의 파장에 대한 의존도를 계산하였다. Toroidal mirror 표면에서는 입사광의 투과와 산란에 의해서 손실이 일어나며, 회절격자에서는 입사광의 반사율과 입사 위치에 따라 변화되는 회절격자 효율에 의해 반사광의 손실이

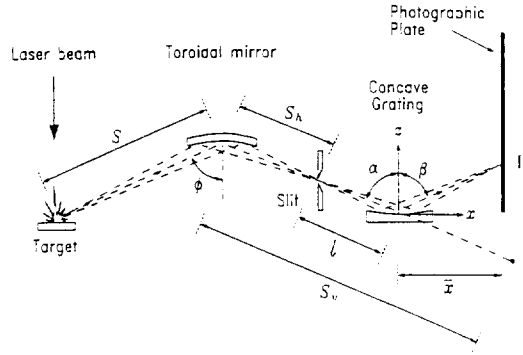


Fig. 2. Schematic diagram in the horizontal plane of a flat-field XUV spectrograph with a toroidal mirror. ( $S$ =the distance from plasma to the toroidal mirror,  $S_h$ =the distance from the toroidal mirror to the entrance slit,  $l$ =the distance from the entrance slit to the grating,  $S_v$ =the distance from the toroidal mirror to the vertical focus for the grating,  $\phi$ =the incident angle to the toroidal mirror,  $\alpha$ =the incident angle to the concave grating,  $\beta$ =the diffracted angle at the concave grating,  $I$ =the spectral image of diffracted light.  $S=500.0$  mm,  $S_h=200.0$  mm,  $l=237.0$  mm,  $\bar{x}=234.5$  mm,  $\phi=86^\circ$ ,  $\alpha=87^\circ$ .)

결정된다. 단 연X선 영역에서는 산란에 의한 손실이 반사에 의한 손실에 비해 작으므로 무시될 수 있다.<sup>17)</sup> 전도성이 있는 면에 입사하는 빛의 반사율은 Fresnel 반사식에 의해 결정되며 반사계수는 다음과 같다:

S wave;  $r_s =$

$$\frac{\tan(\theta_i - \theta_t)}{\tan(\theta_i + \theta_t)} A_s = \frac{\cos\theta_i - \bar{n}\cos\theta_t}{\cos\theta_i + \bar{n}\cos\theta_t} A_s, \quad (18)$$

P wave;  $r_p =$

$$-\frac{\sin(\theta_i - \theta_t)}{\sin(\theta_i + \theta_t)} A_p = \frac{\bar{n}\cos\theta_i - \cos\theta_t}{\bar{n}\cos\theta_i + \cos\theta_t} A_p, \quad (19)$$

$n$ 과  $\kappa$  값은 흡수 band가 있는 곳에서 abnormal dispersion을 나타내기 때문에, 파장에 대한 dispersion relation을 고려해야 파장에 따른 에너지 효율의 변화를 계산할 수 있다. 반사율은 반사면의 표면 거칠기에도 의존하며 돌출 부분의 높이가 gaussian 분포를 갖는다고 가정하면, 표면 거칠기의 RMS 값  $\mu$ 가 파장에 따른 반사율 변화와 관련된 변수이다. 수직입사시 반사율은 다음과 같다:

$$R_r = R_o \exp\left[-\frac{(4\pi\mu)^2}{\lambda^2}\right] + R_o \frac{2^5 \pi^4}{m^2} \left(\frac{\mu}{\lambda}\right)^4 (\Delta\theta)^2. \quad (20)$$

우변의 두번째 항은 diffuse reflection을 나타내는 항이며 극자외선 영역에서는 무시된다. 식 (20)을  $\theta$ 의 입사각으로 입사한 광선에 대한 반사율로 다시 표현하면 다음과 같은 간단한 식이 된다:

$$R_r = R_o \exp\left[-\frac{(4\pi\mu \cos \mu_i)^2}{\lambda^2}\right]. \quad (21)$$

$R_o$ 는 이상적인 평면에서의 Fresnel 반사율이다. 식 (21)은 scalar scattering theory에 의해 도입된 결과이며,  $\mu < \lambda$ 를 전제로 한다. 측정된  $\mu$ 값은 대체로 수십 Å이므로, 식 (21)을 적용하고자 하는 범위  $50 \text{ \AA} < \lambda < 300 \text{ \AA}$ 에서  $\mu < \lambda$ 이나, 계산값과 실험값은 3%의 오차로 잘 일치한다.<sup>[8]</sup>

가시광선 영역과는 달리 극자외선 영역에서는 회절격자의 효율이 낮고 grazing incidence로 인해 편광에 따른 변화가 크기 때문에 효율 변화에 의한 손실을 고려해야 한다. VLS concave grating은 경계조건이 일정하지 않기 때문에 Schroeder<sup>[9]</sup>와 Bottema<sup>[10]</sup>의 plane echelle grating에 대한 효율 이론을 concave grating에 적용하여 파장에 따른 효율변화를 근사적으로 계산하였다. 대부분의 회절격자는 표면의 모양에 따라 facet의 blazed angle이 변하므로 반사점에서의 blazed wavelength도 변화되어 효율이 반사점의 위치에 따라 변화한다. Concave grating에서 변화된 blazed wavelength  $\lambda'_n$ 은 입사각이 grazing angle일 때 다음과 같다<sup>[11]</sup>:

$$\lambda'_n = \left\{ \lambda_B + 2 \frac{d(\xi_\theta)}{m} \cos\beta \tan^{-1}\left(\frac{\xi}{R}\right) \right\} \cos(\alpha - \theta_B). \quad (22)$$

상대적 회절격자 효율은 echelle grating의 facet와 동일한 반사율을 가진 거울에서 반사된 에너지와 분광된 상의 적분된 에너지의 비율이다. Blazed angle을  $\theta_B$ , 입사각을  $\alpha$ , 회절각을  $\beta$ 로 각각 표시했을 때, grating facet면을 부분적으로 편평하다고 가정하면,  $\alpha > \theta_B$ 인 경우:

$$E_r(\beta) = \frac{\cos\alpha}{\cos\beta} \left( \frac{\sin H}{H} \right)^2. \quad (23)$$

여기서

$$H = \frac{\pi\sigma(\xi_\theta)\cos\alpha}{\lambda} [\sin(\alpha - \theta_B) + \sin(\beta - \theta_B)]$$

이고,  $\left(\frac{\sin H}{H}\right)^2$ 은 효율 곡선의 enveloping function으로

groove 유효폭  $\sigma(\xi_\theta)\cos\theta_B$ 에서의 Fraunhofer diffraction을 나타내며 나머지 항은 상대 효율을 결정한다. 회절격자에 입사된 에너지와 상면에 도달하는 에너지의 비율을 나타내는 절대 효율은 groove facet에서의 반사율과 상대 효율의 곱으로 표현된다:

$$E_r(\beta) = R_o(\alpha, \theta_B, \Delta\theta) E_r(\beta). \quad (24)$$

여기서  $\Delta\theta$ 는 concave blank에서 입사각의 변화를 나타내며, 분광기 전체의 에너지 효율은 회절격자의 절대 효율과 toroidal mirror에서의 손실을 고려하여 결정된다.

### III. Simulation 결과

#### 1. Toroidal mirror의 광선추적 및 결상결과

평면결상 극자외선 분광기의 광집속과 수차보정을 위해 사용된 toroidal mirror가 슬릿을 통과하는 에너지량과 상에 미치는 영향을 알아보고 광집속을 최대화 할 수 있는 정렬 조건을 조사하였다. 광원과 toroidal mirror간의 거리  $S$ 가 작을수록 슬릿을 통과하는 에너지는 증가하나, 기존의 실험장치와 접속하기 위해  $S$ 를 500 mm로 결정하였다. Toroidal mirror의 장반경  $r_s$ 와  $r_b$ 는 다음 식으로 구해진다:

$$\frac{1}{S} + \frac{1}{S_b} = \frac{2}{r_s \cos\phi}, \quad \frac{1}{S} + \frac{1}{S_r} = \frac{2\cos\phi}{r_s}. \quad (25)$$

여기서  $S_b$ 는 toroidal mirror의 중심에서 회절격자의 수직 결상점까지의 거리이다. Toroidal mirror에 대한 입사각  $\phi$ 를 바꾸어 주면, 이에 따라 장반경, 단반경을 변화시켜야 한다. 장반경의 변화는 에너지 투과율이나 결상 결과에 큰 영향을 주지 않으나, 단반경이 커지면 toroidal mirror의 수직 집속력이 변화되어 수차가 감소하고 슬릿을 통과하는 에너지가 증가한다. Toroidal mirror의 배율  $M = -S_b/S$ 는 슬릿 위치에서 플라즈마 광원의 상의 크기를 결정한다. 배율이 작아지면 에너지 투과율이 커지나, 회절격자의 beam acceptance angle이 커져서 회절격자의 분해능이 떨어지고, 배율이 커지면 에너지 투과율이 감소한다. 슬릿면에서의 상의 길이는 약 2 mm이고 적절한 배율은 -0.5 정도이나, 결상면에서의 배율  $M' = -S_r/S$ 을 줄이기 위해  $S_b = 200 \text{ mm}$  ( $M = -0.4$ )로 결정하였다.

Toroidal mirror의 소재는 100 Å 이하에서 반사율이 큰 pyrex를 선택하였다.<sup>[8]</sup> Toroidal mirror의 에너지 손실을 계산하기 위해  $50 \text{ \AA} \leq \lambda \leq 500 \text{ \AA}$  영역에서 pyrex의 굴절계수  $n$ 과 흡수계수  $\kappa$  값이 필요하다.  $n$ ,  $\kappa$ ,  $\mu$ 값을

변화시키면서 실험결과와 근사한 반사율 곡선을 구하였다. 계산된 반사율은 입사각이 클수록 실험치와 잘 일치했으며, toroidal mirror의 소재로 선택된 pyrex tube는 연마하지 않고 사용할 것이므로,  $\mu=45 \text{ \AA}$ 로 하였다. 반사율은 toroidal mirror에 대한 입사각이  $85^\circ$ 일 때  $30 \text{ \AA} \leq \lambda \leq 500 \text{ \AA}$  영역에서 69%에서 82%까지 변화하였다. Toroidal mirror에 입사하는 광선의 입사각의 변화량은 중심광선의 입사각이  $86.0^\circ$ 일 때  $0.045^\circ(0.7 \text{ mrad})$ 였으며, 슬릿을 투과한 대부분의 광선은 toroidal mirror의 중심부  $1 \text{ mm} \times 10 \text{ mm}$  영역에서 반사되었다.

결상면에서의 공간 선평은 입사각이  $87^\circ$ 이하일 때 거의 변하지 않았고, 입사각이 커지면 비점수차가 증가될 것으로 생각했으나, 상이 휘어지면서 슬릿을 투과하는 비축광선이 감소하여 수차가 줄어들기 때문에 상폭이 더 좁아졌다. Fig. 3과 같이  $86^\circ$  입사각은  $85^\circ$ 의 경우에 비해 비점수차가 크지만, 투과되는 에너지가 커서 바람직하다. 최적 조건에서 horizontal acceptance angle  $0.3^\circ$ , vertical acceptance angle  $6.0^\circ$ 의 영역으로 발사된 광선의 슬릿 투과율은 21%였고, 에너지 투과율은 약 17%였다.

2. 평면결상 극자외선 분광기의 광선추적 및 결상결과

본 절에서 유한 광선추적 방법을 이용하여 최적의

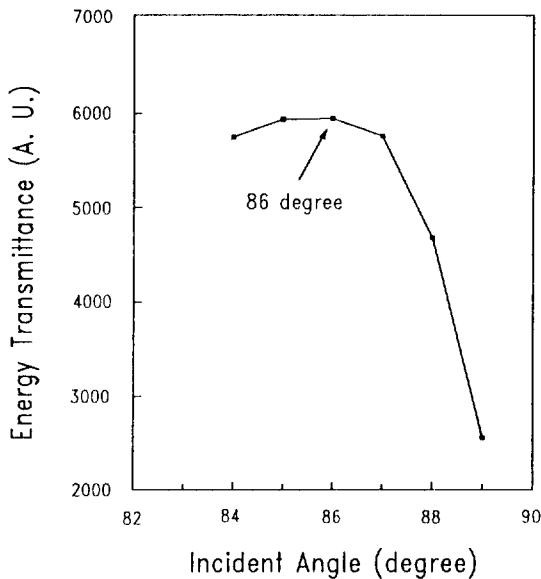


Fig. 3. The energy transmittance averaged over the toroidal mirror surface: The maximum energy transmittance is obtained at the incident angle of  $86^\circ$ .

분해능을 얻을 수 있는 입사 조건과 필름 위치 등을 알아보고자 한다. 평면결상 분광기의 제작에 사용된 Hitachi사의 Model #001-0266 VLS grating은 varied-line spacing, straight groove를 갖고 있으며, 유효 영역이  $26 \text{ mm} \times 46 \text{ mm}$ 이고 line space는  $0.69\text{-}0.99 \mu\text{m}$  범위에서 변화한다.

회절격자에 toroidal mirror를 추가한 평면결상 분광기 전체의 최적 결상 조건을 찾기 위하여 회절격자에 대한 입사각의 변화에 따른 최적 결상 곡선 및 상폭과 상길이를 계산하였다. Fig. 4로부터 회절격자에 대한 입사각이  $0.2^\circ$  변화하였을때 분해능이 1/10배 이상 작아져서 입사각의 정렬이 분해능에 큰 영향을 준다는 것을 알 수 있었다. Toroidal mirror를 사용해도 회절격자의 분해능이나 결상거리가 크게 변하지 않았으나 상길이는  $3 \times 10^4$ 배로 줄어들어, toroidal mirror를 이용하여 입사 광도를 크게 증가시킬 수 있다는 것을 확인하였다.

전체 분광기의 효율을 알아보기 위해 각 광선마다 toroidal mirror와 회절격자에서의 손실을 상점에서 평균하였다. 회절격자의 반사율 계산에는  $n=0.92$ ,  $\kappa=0.04$ ,  $\mu=15 \text{ \AA}$ 을 사용하였다. 광학적으로 연마된 면에서 gold coating의 RMS roughness가  $5 \text{ \AA}$ 이므로 이 계산 결과는 타당성이 있다고 보여진다. 회절격자의 효율 계산에 사용된 Bottema의 이론은 평면 회절격자, 특히 일정 간격의 회절격자를 다룬 것으로 VLS concave grating에 적용할 수 없기 때문에, 부분적으로 편평한 면에 그려진

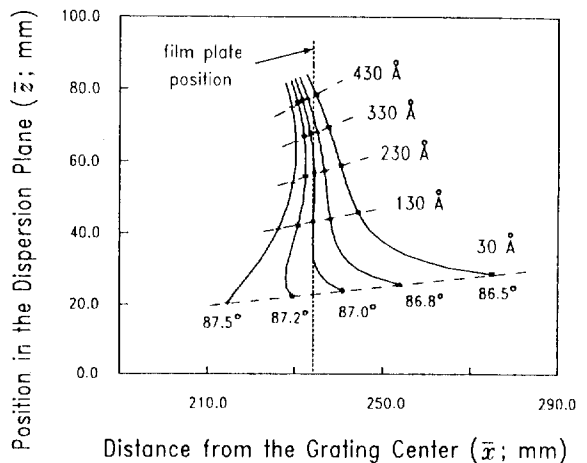


Fig. 4. Calculated focal curves obtained by using the incident angle to the concave grating as a parameter. The best flat image region is formed with the alignment parameters at  $\phi=86^\circ$ ,  $\alpha=87^\circ$  and  $\bar{x}=234.5 \text{ mm}$ .

groove를 가진 회절격자로 취급하여 facet 입사각과 회절각을 계산하였다. 회절격자 효율은 toroidal mirror를 사용하지 않은 경우와 비교했을 때 큰 변화가 없었으며, Fig. 5와 같이 60 Å에서 최대 효율 19%를 얻었다.

Fig. 6은 결상면에서 파장 100 Å의 강도 분포를 나타낸 것으로, 회절격자만으로 구성된 분광기와는 달리 toroidal mirror를 사용하면 비축광선의 손실이 크게 나타나서, toroidal mirror를 사용한 빔의 집속이 효과적임을 말해 준다. 결상면에 도달하는 에너지의 대부분이 중심부 20 μm×30 μm 영역에 집중되어 있다는 것도 확인하였다. 상이 비대칭인 것은 toroidal mirror에 의해서 상이 왜곡되기 때문이다. 분광선 분석에 이용될 부분은 중심부의 30-40 μm 부분이고 대부분의 에너지는 중심광선에 의해 전달되므로, 슬릿의 크기를 줄여 비축광선을 제거하면 결상면에서의 비점수차를 줄일 수 있다. 상의 중첩과 blurring의 원인이 되는 비축광선은 가능한 한 줄이는 것이 유리하나, 슬릿의 오정렬은 오히려 비점수차를 증가시키므로 정렬이 쉽도록 슬릿의 길이를 2 mm로 결정하였다.

Fig. 7에 평면결상 분광기의 파장에 따른 resolution이 나타나 있다. 최적 결상 조건에서 계산된 평면결상 분광기의 분해능은 200 Å에서 최대 20000, 300 Å에서 최소 4000이므로 50-300 Å 영역에서 분해능 4000 이상을 얻을 수 있을 것으로 생각된다. 이 결과는 레이저-플라즈마 광원을 점광원으로 두고 얻어진 것이지만, 광원의 크기를 고려해도 비축광선에 의한 수차는 슬릿에 의해 대부분 제거되므로 분해능에는 큰 영향을 주지 않는다. 그러나 분광기의 수직 배율이 약 1.35배 이므로 비점수차는 증가할 것으로 보인다.

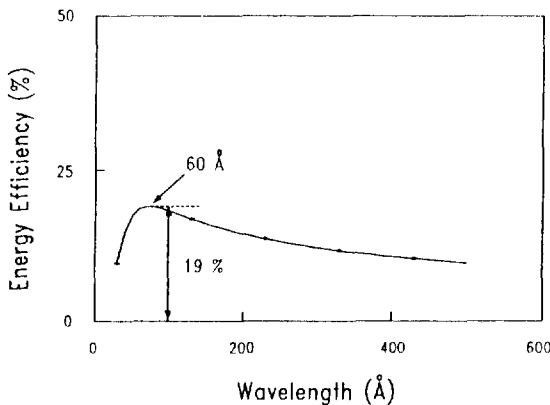


Fig. 5. Averaged absolute efficiency of the flat-field XUV spectrograph as a function of wavelength.

고출력 레이저에 의해 형성된 플라즈마에서 방출된 복사 에너지의 약 10%가 연X-선(10-300 Å) 영역으로 방출되고, 100 Å 영역에서 선폭을 0.1 Å으로 가정하여 결상면에 도달하는 에너지를 근사적으로 계산하였다. 대부분의 에너지가 중심부인 20 μm×30 μm에 집중되어 있으므로 이 부분을 spot size로 결정하면 단위 면적당 입사하는 광자의 수가 계산된다:

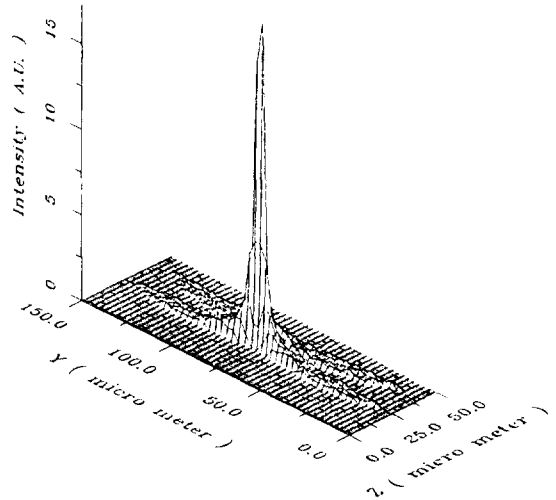


Fig. 6. Two dimensional intensity distribution of the spectral image on the film plane at the wavelength of 100 Å. The coordinate Z is in the direction of the wavelength dispersion and the coordinate Y is in the direction of the vertical focusing.

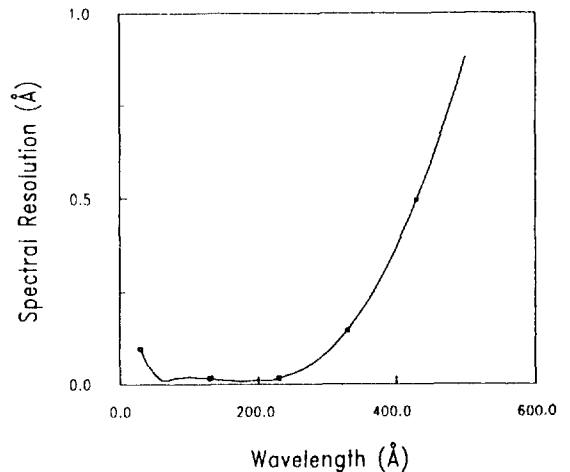


Fig. 7. The spectral resolution of the flat-field XUV spectrograph with the alignment parameters of  $\phi=86^\circ$ ,  $\alpha=87^\circ$  and  $x=234.5$  mm.

$$n_{\text{photon}} = 2.38 \times 10^3 \times E_{\text{rad}} \left( \frac{\text{photon}}{\mu\text{m}^2} \right). \quad (26)$$

Kodak 101 film이 감광되기 위해 필요한 광자수는 100-10000 eV 영역에서  $1 \mu\text{m}^2$ 당 1-10개 이며, 이보다 감도가 떨어지는 RAR film은  $1 \mu\text{m}^2$ 당 1-100개의 광자가 필요하다. 10 J의 레이저 펄스를 사용할 경우 1회의 노광으로도 상을 얻을 수 있고 오정렬로 인해 입사 조도가 낮아져도 감광이 가능하므로, toroidal mirror를 이용한 평면결상 분광기의 광집속 특성이 우수함을 알 수 있었다.

평면결상 분광기는 Rowland circle 상에서 구성되는 grazing incidence spectrograph와 달리 회절격자와 결상면이 서로 수직인 평면에 놓여 있어 비교적 정렬이 쉬운 구조를 갖고 있다. 각 부분의 오정렬에 의한 분해능 변화를 계산하였다. 평면결상 분광기를 사용할 때 예상되는 오정렬은 toroidal mirror에 대한 입사각이 틀린 경우, toroidal mirror 또는 회절격자가 슬릿에 의해 기울어져 있는 경우, 회절격자에 대한 입사각이 틀린 경우, 결상면이 기울어져 있는 경우 등으로 정리할 수 있다. Toroidal mirror에 대한 입사각이  $86^\circ$ 를 벗어나는 경우, 입사각이 커질수록 장파장 영역에서 회절격자에 대한 입사각의 변화에 따른 상변화가 줄어든다.  $85^\circ$ 와  $88^\circ$ 에 대한 계산 결과로 toroidal mirror에 대한 입사각은 에너지 투과율과 밀접한 관련이 있으며 분해능보다는 상의 길이 변화에 더 큰 영향을 주므로, toroidal mirror에 대한 입사각의 오정렬은 상의 길이 변화로부터 추정해야함을 알 수 있다. Toroidal mirror가 슬릿에 대해 기울어지므로서 나타나는 효과는  $1^\circ$ 의 기울어짐 만으로도 상의 끝부분에 큰 변화가 나타나기 시작해서  $2^\circ$ 일 때는 중심에서의 상에 blurring이 일어나고 단위 면적당 입사하는 광량이 감소한다. 또한 회절격자가 슬릿에 대해 기울어져 있어도 비슷한 효과가 나타난다. 이로부터 슬릿의 길이를 2 mm로 했을 때 toroidal mirror나 슬릿이 기울어진 각의 허용오차는  $1^\circ$ 이내이고 회절격자는  $1^\circ$ 의 기울어짐 만으로도 분해능이 20%이하로 줄어들기 때문에 toroidal mirror, 슬릿, 회절격자의 기울어짐을 조정하는 것이 이상적인 결상 조건을 유지하는데 중요하다는 것을 알 수 있다. 회절격자의 기울어짐이 커짐에 따라 공간 분해능은 낮아지나, 회절격자의 수직 집속력이 매우 작아서 상길이는 거의 변하지 않는다. 슬릿의 길이가 짧을 때에도 같은 경향이 나타나서 회절격자의 기울어짐은 주로 분해능에 영향을 준다는 것을 알 수 있었다. 한편 toroidal mirror가 기울어짐에 따라  $2^\circ$ 까지는 공간

분해능이 낮아지다가 다시 증가하고 상길이는 오히려 기울어진 각이 커질수록 작아졌다. Toroidal mirror가 기울어진 각이 커질 때 오히려 분해능이 높아지는 것은 슬릿면에서 상이 휘어지면서 가장자리의 광선들이 슬릿을 통과하지 못해 수차가 줄어들기 때문이다. 그러나 동시에 에너지 투과율이 떨어지므로 슬릿의 길이를 줄이는 것보다 에너지 손실이 더 커진다. 결상면과 회절격자가  $90^\circ$ 를 이룰 때 공간 분해능이 가장 좋고, 결상면이 회절격자에 수직하지 않을 경우 기울어짐 각이  $2^\circ$ 이내일 때는 큰 변화가 없었다. 결상면의 기울어짐은 다른 오정렬에 비해 효과가 비교적 작게 나타나므로 필름을 교환할 때의 오정렬 문제는 크지 않음을 알 수 있었다. 위의 결과로부터 toroidal mirror의 오정렬은 수직 결상 조건에 영향을 주어 상의 길이를 변화시키고, 회절격자의 오정렬은 수평 결상 조건을 변화시켜 상의 폭 즉, 공간 분해능에 영향을 준다는 것을 확인하였다. 각 요소들은 오정렬에 대해 서로 다른 특징을 나타내기 때문에 상의 변화를 잘 관찰하면 최적 정렬 조건에 접근할 수 있다는 것을 알게 되었다.

## VI. 결 론

본 연구에서는 평면결상 분광기에 VLS grating을 사용할 때 유한한 크기의 광원에 대한 결상 관계식을 유도하였고, 입사슬릿 중심에 위치한 점광원에 의해 형성되는 상에 대한 최적화 방법이 광원의 크기를 고려하지 않았기 때문에 불완전하다는 것을 보였으며, 평면결상 분광기에 대한 유한 광선추적 이론을 제시하기 위해 VLS concave grating에 의한 회절을 나타내는 행렬을 유도하였다. 또한 toroidal mirror의 반사율과 회절격자의 효율을 근사적으로 계산하여 평면결상 분광기가 최대 19%의 효율을 나타낸다는 것을 확인하였다.

유한 광선추적 방법으로 최적 결상 위치  $x = 234.5 \text{ mm}$ , 최적 toroidal mirror 입사각  $86^\circ$ , 최적 회절격자 입사각  $87^\circ$ 를 계산했으며 각 요소간의 거리를 결정하였다. 이때 수차보정 범위내에서 파장  $100 \text{ \AA}$  상의 크기가 수직 결상폭  $20 \mu\text{m}$ , 수평 결상폭  $30 \mu\text{m}$ 로서 집속이 잘된 상을 얻을 수 있었으며, 파장영역  $50 - 300 \text{ \AA}$ 에서 4,000 이상의 분해능을 얻었다. 또한  $100 \text{ \AA}$ 에 대한 효율 계산으로부터 1차 회절상에 도달하는 에너지는 플라즈마 형성에 사용된 레이저 에너지의  $10^{-13}$  정도이므로 최적 정렬조건에서 1회의 노출로도 충분히 상을 얻을 수 있다는 것을 알 수 있었으며, toroidal mirror를 사용하는 것이 광집속에



큰 효과를 나타낸다는 것을 입증하였다. 평면결상 분광기는 각 요소의 정렬에 높은 정밀도가 요구되지 않기 때문에 제작이 쉽고, 오정렬된 요소로 인해 생기는 상의 변화를 관찰하면 각 요소들의 오정렬 정도를 알 수 있으므로 사용이 편리하며 평면 광검출기를 이용하면 자동정렬도 가능할 것으로 생각된다.

본 연구에서 반사율 계산에 분산식이 고려되지 않았으며, VLS concave grating의 효율 계산은 이론이 정립되어 있지 않아 평면 회절격자 이론을 변형시켜 근사적인 계산을 수행하였다. VLS concave grating은 경계조건이 비주기 함수이기 때문에 앞으로 보다 구체적인 이론을 시도해 보려고 하면, pyrex와 금의 분산을 Hunter 등<sup>12</sup>에 의해 제시된 atomic scattering factor로부터 계산하여 보다 정확한 반사율을 구해볼 것이다. 이밖에도 본 연구에서 고려하지 않은 광검출기의 파장특성 또는 필름의 파장특성에 대한 연구도 보다 정확한 분광 분석을 위해 필요한 과제이다.

## 참 고 문 헌

- [1] R. J. Fonck et al., Appl. Opt. **21**, 2115 (1982).
- [2] T. Harada and T. Kita, Appl. Opt. **19**, 3987 (1980).
- [3] M. P. Chrisp, Appl. Opt. **22**, 1508 (1983).
- [4] H. Noda et al., J. Opt. Soc. Am. **64**, 1031 (1974).
- [5] T. Namioka, J. Opt. Soc. Am. **49**, 446 (1959).
- [6] W. T. Welford, *Aberrations of Optical Systems* (Adam Hilger Co. Ltd., Bristol and Boston, 1986).
- [7] H. E. Bennett and J. O. Porteus, J. Opt. Soc. Am. **51**, 123 (1961).
- [8] H. Sugawara et al., Nucl. Instr. and Meth. **228**, 549 (1985).
- [9] D. J. Schoeder and R. L. Hilliard, Appl. Opt. **19**, 2833 (1980).
- [10] M. Bottema, Appl. Opt. **20**, 528 (1981).
- [11] D. J. Michels, J. Opt. Soc. Am. **64**, 662 (1974).
- [12] B. L. Hunter et al., in AIP conference Proc. **75**, 340 (1981).

## Design of Flat-Field XUV Spectrograph with a Toroidal Mirror

Byung-Hun Lee, Il-Woo Choi and Chang-Hee Nam

*Department of Physics, Korea Advanced Institute of Science and Technology  
373-1 Kusong-dong Yusong-gu Taejeon Korea*

(Received: April 6, 1992)

The design of a flat-field XUV spectrograph is optimized for a high throughput, aberration-corrected spectral image in the wavelength region of 50-300 Å. The varied-line spacing (VLS) concave grating theory for an XUV spectrograph with a toroidal mirror in front of an entrance slit is derived. Since the derived theory includes the arbitrary shaped source, it is able to correct the limit of the simple optimization theory which considers only a point source at the center of the entrance slit. The reflection matrix at the toroidal mirror and the diffraction matrix at VLS grating are derived and compared with those of a holographic grating. The absolute energy efficiency of a flat-field spectrograph is calculated by considering the reflectivities of the toroidal mirror and the Au coated concave grating and the grating efficiency. The alignment sensitivity of the toroidal mirror and the concave grating is investigated, and the method to achieve the best imaging of XUV spectrum is discussed. The calculated resolving power of the flat-field XUV spectrograph is more than 4000 in the aberration-corrected wavelength range. The focused spot size at the dispersion plane is less than 20 μm×30 μm at the wavelength 100 Å. It is shown that a high throughput characteristic can also be achieved through a careful adjustment of alignment parameters.