

레이저 플라즈마를 이용한 soft X-선 발생

김광훈*, 서길수, 이홍식, 임근희, 진윤식
한국전기연구소 전기물리연구그룹

Generation of soft X-ray using laser-induced plasma

G.H. Kim*, G.S. Seo, H.S. Lee, G.H. Rim, Y.S. Jin
Applied Electrophysics Group, KERI

Abstract - Applications of soft X-ray, which corresponds to the wavelength of the order of 1 nm and to the photon energy of the order of 1 keV respectively, requires intense sources. Only synchrotron sources were available recently. The development of a new laboratory-sized source of soft X-ray radiation is required for wide applications. This paper introduces the generation of soft X-ray using laser-induced plasma.

1. 서 론

전자기 스펙트럼에서 파장 $\lambda \sim 1$ nm 또는 광량자 에너지 $h\nu \sim 1$ keV 정도에 해당하는 soft X-ray는 현재까지 폭넓게 응용되고 있지 않다. 이는 synchrotron source가 최근에 와서야 이용 가능해진 것을 제외하고는 이렇다 할 만한 강한 세기의 soft X-ray source가 없기 때문이다. X-ray의 중요한 특성으로는 (1) 매우 짧은 파장, (2) 높은 에너지 (높은 진동수) 등이 있다. 이러한 특성들은 각기 21세기에 중요시되는 차세대 반도체 소자 제조 분야 등 산업 분야 뿐만 아니라 생명 과학 및 의학 분야, 극고온/극고압 상태의 물리 및 화학 동역학 연구 등 기초 분야에 매우 유용하게 이용될 수 있다 [1,2].

파장이 짧은 특성을 이용하면 미세한 구조의 패턴을 형성하는 데 응용할 수 있다. 형성 가능한 패턴의 크기는 λ/NA 에 비례하는데, 여기서 λ 는 사용된 광원의 파장이고 NA는 광학계의 numerical aperture이다. 예를 들어 파장이 10배 짧은 광원을 사용하면 패턴의 크기도 10배 작게 만들 수 있다. 이는 차세대 반도체 소자 제조 노광기술의 핵심이다. 현재는 248 nm의 자외선을 이용하여 선폭이 0.2 μm 정도인 반도체 칩을 제작하고 있지만 향후에 더 좁은 선폭을 실현할 수 있는 기술을 개발하여야 한다. 따라서 현 노광기술의 연장 선상에 있는 X-ray 노광 기술이 많은 주목을 받고 있다. 그리고 X-ray micromachining 기술을 이용하면 sub- μm 정밀도의 고집적 소형 센서, 통신 부품 등을 만들 수 있다.

현미경은 생명과학 분야에서 매우 중요한 기기인데 가시광선을 이용하면 파장이 길므로 1 μm 크기보다 작은 구조를 관찰하는 것은 어렵다. 전자빔을 이용하는 전자현미경은 1 nm 이하의 높은 분해능을 갖고 있지만 투과도가 매우 낮다는 단점 때문에 세포를 냉동하며 아주 얇게 만들어야 한다. 따라서 전자현미경으로는 살아 있는 세포를 관찰할 수 없다. 파장이 짧은 X-ray를 이용하면 0.1 μm 이하의 높은 분해능으로 살아있는 세포에 관한 정보를 얻을 수 있으므로 X-ray microscopy는 21세기 생명과학 분야에서 필수적인 기기가 될 것이다. 그리고 매우 짧은 시간에 많은 방사량을 살아있는 생물

에 조사하여 DNA가 어떻게 손상을 입고 복구하는지 등을 연구할 수 있다.

X-선은 또한 그 진동수가 매우 크므로 고밀도의 매질을 투과할 수 있다. 이는 극고온/극고압 등 극한 상황에 놓인 물질의 상태를 연구하는 데 매우 중요하다. 레이저 플라즈마는 고밀도, 고온의 경우가 많은데 그 응용을 극대화하기 위해서는 레이저와 물질/플라즈마의 상호작용에 관한 연구가 매우 중요하다.

X-선 발생시스템으로서의 싱크로트론, 레이저 플라즈마, 플라즈마 핀치, 전자빔 및 이온빔 등에 의한 방법이 있다. 본 논문에서는 강한 세기의 레이저를 시료에 집속할 때 레이저의 에너지가 플라즈마에 흡수되는 과정을 살펴보고 플라즈마에서 방사되는 soft X-ray 복사에 관하여 살펴보고자 한다.

2. 레이저 유도된 플라즈마

2.1 플라즈마에서 레이저 에너지의 흡수

흑체복사법칙 (black-body radiation law)에 따르면 뜨거운 물체는 온도에 따라 다른 스펙트럼 분포를 갖는 전자기파를 방사하는데 파장 1 nm (에너지 1 keV)에 해당하는 soft X-ray를 얻기 위해서는 10^7 K 정도 온도의 강한 세기의 열원이 있어야 한다. 흑체로부터 방출되는 총방사량은 Stephan-Boltzman law에 의하여 다음과 같이 주어진다.

$$M = \sigma T^4 = 5.67 \times 10^{-8} T^4 \text{ W/m}^2$$

여기서 σ 는 Stephan-Boltzman 상수이다. 총방사량은 온도 T^4 에 비례한다. 온도가 10^7 K이면 흑체는 5.7×10^{16} W/cm² 세기의 방사를 방출한다. 즉, 매질이 10^7 K의 온도를 유지하기 위하여 가열하는 source는 적어도 이 정도의 파워밀도가 공급되어야 평형상태를 유지하며 1 nm에 해당하는 전자기파를 방출할 수 있다. 그 정도의 온도는 태양의 중심에서 핵융합 반응으로 생성된다. 지상에서 그러한 온도를 얻을 수 있는 방법은 지극히 제한되는데 핵폭발을 포함하여 열핵발전 실험에 사용되는 초고가장비에서 방전을 통하여 그 정도의 온도를 얻을 수 있다. 상대적으로 경제적인 비용으로 그 정도의 높은 온도를 얻을 수 있는 방법은 아마도 강한 세기의 레이저 펄스를 아주 짧은 시간 동안에 시료 표면에 국소적으로 집속하여 높은 밀도의 물질을 발생시키는 것이 유일한 방법이다 (그림 1). 변환 효율을 높이기 위하여 레이저 에너지가 플라즈마에 흡수되어 플라즈마를 가열하는 과정을 이해하는 것이 필수적이다.

전자밀도가 n_e 인 플라즈마에 전기장이 $E = E_0 \exp[i(\omega_0 t - kr)]$ 인 전자기파의 진행을 고려해보자. 초기에 플라즈마가 차갑고 단지 전자들만 전기장 방향으로 움직이고 이온들과 충돌이 없다면 운동방정식

$m_e dv/dt = -eE$ 와 전류밀도 $J = -n_e e v_e$ 로부터 전류밀도 $J = \sigma E = n_e e^2 E / i m_e \omega_0$ 를 얻을 수 있다. 따라서 유전상수는 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\epsilon = 1 + \frac{\sigma}{i\omega_0 \epsilon_0} = 1 - \frac{n_e e^2}{m_e \omega_0^2 \epsilon_0} \equiv 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2}$$

여기서 $\omega_p = n_e e^2 / m_e \epsilon_0$ 은 전자 플라즈마 진동수 (electron plasma frequency)이다. 굴절율은 다음과 같다.

$$r = \sqrt{\epsilon} = \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2}\right)^{1/2}$$

$\omega_0 > \omega_p$ 이면 전자기파는 변형되지 않으면서 진행하고, 반면에 $\omega_0 < \omega_p$ 이면 전자기파는 전반사된다. 위의 간단한 모델을 따르면 레이저 빔이 시료 표면에서 생성된 플라즈마와 상호작용할 때 빔이 어떤 임계밀도 n_c 까지는 전자 밀도의 변화를 지나갈 수 있다. 임계밀도에서 전자 플라즈마 진동수는 레이저 진동수와 일치하므로 임계밀도를 얻을 수 있다.

$$n_c = \frac{\omega_0^2 m_e \epsilon_0}{e^2} = \frac{4\pi^2 c^2 m_e \epsilon_0}{\lambda_0^2 e^2}$$

Nd:YAG laser의 기본파 $\lambda_0 = 1.06 \mu\text{m}$ 인 경우에 $n_c \sim 10^{21}/\text{cm}^3$ 이고 2차 고조파 $\lambda_0 = 0.53 \mu\text{m}$ 인 경우에 $n_c \sim 4 \times 10^{21}/\text{cm}^3$ 이 된다. 그림 1은 플라즈마 밀도 영역에 따른 레이저의 에너지가 플라즈마에 흡수되는 과정들을 나타낸 것이다. 흡수/산란 과정들은 주로 임계밀도보다 조금 낮은 밀도 영역에서 일어난다. X-ray 방사는 주로 임계층 다음의 얇고, 밀도가 높은 영역에서 일어난다.

위의 cold plasma model에 좀 더 실제적으로 전자의 움직임을 방해하는 전자-이온 충돌 진동수 ν_{ei} 를 포함하여 생각해보자. 운동방정식은 다음과 같다.

$$m_e \frac{dv_e}{dt} = -eE - \nu_{ei} m_e v_e$$

유전상수는 다음과 같다.

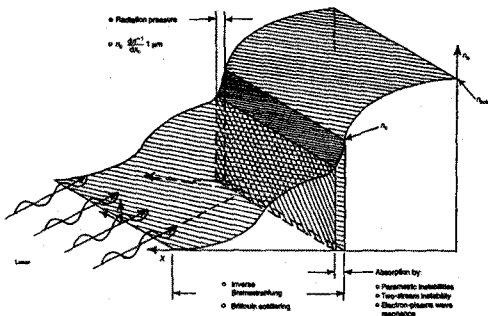


그림 1. 플라즈마 밀도 영역에 따른 레이저-플라즈마 결합

$$\epsilon = 1 - \frac{\omega_p^2}{\nu_{ei}^2 + \omega_0^2} - \frac{i\omega_p^2 \nu_{ei}}{\omega_0(\nu_{ei}^2 + \omega_0^2)}$$

위의 복소 유전상수는 전자-이온 충돌에 따른 전자기파의 흡수과정을 나타내는데 흡수계수는 다음과 같다.

$$a_{\omega_0} = \frac{\omega_p^2 \nu_{ei}}{rc(\nu_{ei}^2 + \omega_0^2)}$$

이것은 inverse Bremsstrahlung으로 알려진 충돌·흡수 과정으로서 전자기파 에너지가 플라즈마에 흡수되는 가장 유효한 과정이다. 이 과정에서 레이저의 전기장에서 진동하는 전자들은 이온들에 의하여 무작위로 산란된다. 레이저의 결맞은 에너지는 무작위한 열에너지로 전환된다. Johnston과 Dawson은 플라즈마에서 빛의 damping을 기술하는 유효진동수를 고려하여 이 흡수과정을 보다 정확하게 계산하여 다음과 같은 흡수계수를 얻었다 [3].

$$a_{\lambda_0} = \frac{13.49}{\lambda_0^2} Z^* \left(\frac{m_e}{n_c}\right)^2 \frac{\ln \Lambda}{\sqrt{1 - n_e/n_c}} \frac{1}{T_e^{3/2}}$$

여기서 Z^* 는 플라즈마 이온 전하의 평균값이고 $\ln \Lambda$ 는 Coulomb logarithm으로서 $v_T / \omega_p p_{\min}$ 의 최소값이다. 여기서 v_T 는 전자의 열속도이고, p_{\min} 은 전자-이온 충돌에서 최소 충격 계수이다.

그림 2은 레이저의 세기, 파장, 펄스폭 등에 따라 측정된 레이저 흡수 데이터를 나타낸 것이다 [4]. 이에 따르면 파장이 짧을수록, 펄스폭이 길수록, 그리고 레이저의 세기가 낮을수록 흡수도가 높다. 파장이 $0.26 \mu\text{m}$ 의 결과는 $2 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 세기의 UV 레이저를 플라즈마에 인가하면 흡수도가 90% 정도임을 보여 준다. 그리고 펄스폭 2 nsec의 $0.53 \mu\text{m}$ Nd:YAG 제2고조파를 플라즈마에 인가하면 세기가 $2 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$ 일 때 흡수도가 90% 정도임을 보여준다. 그림 2에서 흡수도가 레이저의 세기가 낮을 때 높은 것은 주어진 레이저 파장과 펄스폭에 대하여 시료에 집속되는 빔의 세기가 약할수록 inverse Bremsstrahlung 흡수가 더 효율적으로 일어남을 보여준다. 시료에 인가되는 레이저의 세기가 증가할수록 전자온도도 증가하게 되어 흡수는 $T_e^{-3/2}$ 에 의존하므로 흡수계수는 감소한다. IR과 비교하여 UV 레이저는 보다 높은 플라즈마 밀도에서 흡수되고 낮은 온도에서 흡수된다. 이것을 같은 세기의 레이저에 대하여 파장이 짧을수록 inverse Bremsstrahlung 흡수가 높다는 것을 의미한다. 그 이유로는 파장이 짧을수록 진동수가 커서 충돌이 많이 발생하는 높은 밀도의 플라즈마에 더 깊숙이 침투하기 때문이다. 레이저의 세기가 약할 때 흡수도가 높는데 이는 플라즈마 밀도의 공간적인 변화를 넓게 분포하기 때문이다. 레이저의 세기가 강할 때 흡수도가 낮아지는 것은 inverse Bremsstrahlung 흡수가 낮아지는 것뿐만 아니라 주로 stimulated Brillouin backscattering이 급격히 증가하기 때문이다.

레이저의 에너지를 효율적으로 흡수하기 위해서는 플라즈마가 $\sim 100 \lambda_0$ 정도로 충분히 커야한다 [5]. 플라즈마의 이온평균속도와 레이저 펄스폭을 고려하면 플라즈마의 크기는 다음과 같다.

$$L = v_{is} \cdot \tau = \sqrt{\gamma Z k T_e / M_i} \cdot \tau$$

전하상태가 $Z=19$ 인 Cu를 고려하면 $v_{is} = 208 \mu\text{m/ns}$ 이므로 nsec 정도의 펄스폭을 갖는 레이저를 이용할 수

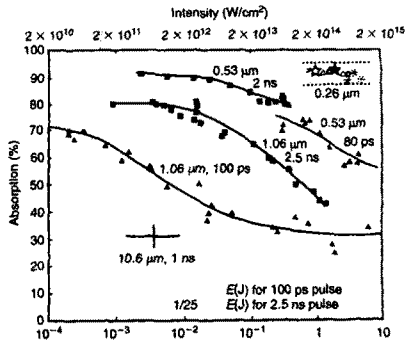


그림 2. 레이저-플라즈마 흡수도

있다. 펄스폭이 너무 길면 레이저가 인가되는 동안에 플라즈마가 팽창하여 밀도가 낮아지면서 냉각되어 X-ray 방사가 일찍 끝나버린다.

2.2 레이저 유도된 플라즈마에서 전자기 복사의 방식

축색방사법칙은 주어진 온도의 레이저 플라즈마에서 방사를 대략적으로 나타낼 뿐이고, 실제 레이저 플라즈마에서 방사되는 광량은 플라즈마와 평형상태에 있지 않다. 레이저 플라즈마에서 방사되는 복사세기는 세 성분으로 분류할 수 있다.

$$P_x = P_{ff} + P_b + P_{bb}$$

여기서 P_{ff} 는 Bremsstrahlung continuum이고 P_b 는 recombination continuum이고 P_{bb} 는 line emission이다.

Bremsstrahlung continuum 복사는 전하 Z 를 갖는 플라즈마 이온이 형성하는 전기장에 의하여 산란되는 자유 플라즈마 전자(free plasma electron)이 산란 전후의 운동에너지 차에 해당하는 에너지를 갖는 복사로서 에너지 $h\nu_{ff} = KE - KE'$ 이다.

$$e^- + KE + Z \rightarrow e^- + KE' + Z + h\nu_{ff}$$

Recombination continuum 복사는 전하 Z 를 갖는 이온과 결합하면서 자유 플라즈마 전자가 방출하는 복사이다.

$$e^- + KE + Z \rightarrow (Z-1) + h\nu_{fb}$$

Line emission은 여기상태에 있는 이온이 낮은 에너지 준위로 전이하면서 그 에너지 차이에 해당하는 복사이다.

$$h\nu_{nm} = E_n - E_m$$

그림 3은 파장 248 nm, 펄스폭 50 ns, 에너지 110 J의 레이저 펄스를 알루미늄 고체 시료에 집속하여 세기가 3×10^{13} W/cm²일 때의 레이저 플라즈마 X-ray 스펙트럼이다 [6]. 파장이 길수록 완만하게 증가하는 연속 스펙트럼에 여러 피크들이 보인다. 레이저 플라즈마에서 방사되는 에너지의 대부분은 연속 스펙트럼으로 나타나고 침투치가 큰 피크들은 L-shell 또는 K-shell 전이 등의 line emission에 해당한다. 레이저 플라즈마를

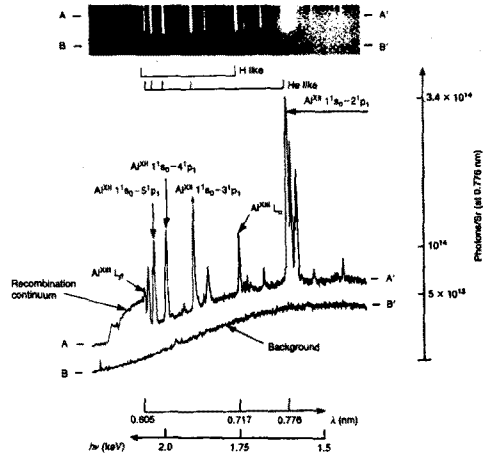


그림 3. 알루미늄 고체 시료의 표면에 생성된 레이저 플라즈마에서 발생된 X-ray 스펙트럼

이용한 X-ray의 발생은 이러한 line emission을 최대한화하는 것이다.

3. 결 론

본 연구에서는 레이저를 시료에 집속하여 플라즈마를 발생시키고 플라즈마에서 복사되는 soft X-ray에 관하여 살펴보았다. 레이저 에너지를 효율적으로 플라즈마에 전달하기 위해서는 파장, 펄스폭, 세기 등이 유기적으로 조절되어야 함을 보았다. 그리고 플라즈마에서 방사되는 전자기 복사 스펙트럼에 대하여 살펴보았다.

(참 고 문 헌)

- [1] I. C. E. Turcu and J. B. Dance, *X-rays from laser plasmas: generation and applications*, John Wiley & Sons, 1999.
- [2] D. Attwood, *Soft X-rays and extreme ultraviolet radiation: principles and applications*, Cambridge Univ. Press, 1999.
- [3] T. W. Johnston and J. M. Dawson, "Correct values for the high frequency power absorption by inverse Bremsstrahlung in plasma", *Phys. Fluids*, 16, 722 (1973).
- [4] C. Garban-Labaune, E. Fabre, C. E. Max, R. Fabbro, F. Amianoff, J. Virmont, M. Windeld and A. Michard, "Effect of laser wavelength and pulse duration on laser-light absorption and back reflection", *Phys. Rev. Lett.* 48, 1018 (1982).
- [5] H.A. Baldis, E. M. Campbell and W. L. Kruer, *Laser-plasma interactions*, in *Handbook of plasma physics*, Vol. 3, *Physics of Laser Plasma* (eds. A. Rubenchnik and S. Witkowski), North-Holland, 1991.
- [6] Y. Matsumoto, M. J. Shaw, F. O'Neill, J. P. Patranen, M. H. Key, R. Eason, I. N. Ross, E. M. Hodgson and Y. Sakagami, "X-ray emission from KrF laser-produced Al plasmas", *Appl. Phys. Lett.* 46, 28 (1985).