

## 알칼리 금속 이온에서의 고차고조파발생에 대한 수치해석\*

김규옥 · 김용평

한국표준과학연구원 양자연구부 레이저그룹

(1994년 11월 18일 받음)

3차원  $\delta$ -potential을 가진 원자 모델을 이용하여 Nd:YAG(1064 nm), Ti:sapphire(806 nm), 색소(616 nm), XeCl(308 nm) 레이저를 기본파로 하고, 1차 이온화된  $K^+$ ,  $Na^+$ ,  $Li^+$  등의 알칼리 금속 이온을 비선형 매질로 할 때 고차고조파 분포를 수치적으로 해석하였다. 계산 결과 고차고조파 발생에서 특징적으로 나타나는 plateau는 비선형 매질의 이온화 에너지가 클수록, 기본파의 파장이 길수록 높은 차수에서 폭 넓게 나타나고, 그 강도는 감소한다.

### I. 첫머리에

최근 극초단 고출력 레이저의 개발로 극단자외(extreme ultraviolet; XUV)~연X선 영역에서 고차고조파 발생이 주목 받고 있다. 지금까지 Nd:YAG(1064 nm),<sup>[1,2]</sup> Nd:glass(1053 nm, 526 nm),<sup>[3-5]</sup> KrF(248 nm),<sup>[6,7]</sup> 색소(616 nm),<sup>[8]</sup> XeCl 레이저(308 nm),<sup>[9,10]</sup> Ti:sapphire 레이저<sup>[10]</sup> 이용한 일련의 고차고조파 발생 실험이 수행되었다. 현재 고차고조파 발생에 의하여 얻어진 최단파장은 Ti:sapphire 레이저의 109차(7.4 nm)이고,<sup>[11]</sup> 최고 차수는 Nd:glass 레이저의 135차(7.8 nm)이다.<sup>[4]</sup>

현재까지의 실험결과들로부터 다음과 같은 경험적 결론이 내려지고 있다. ① 높은 차수의 고차고조파 발생에는 비교적 긴 파장의 기본파가 유리하다. ② 고차고조파 발생에는 큰 입사강도가 필요하지만 다광자전리(Multi-photon Ionization; MPI)나 절연과괴 등에 의하여 유효 상호작용 세기(effective interaction intensity)가 제한된다. ③ MPI 속도를 작게 함과 동시에 절연과괴의 문턱값을 크게 하기 위하여 짧은 기본파 펄스가 유리하다. ④ 될 수 있는 한 이온화 한계(여기준위)가 큰 비선형 매질을 이용하여야 한다.

고차고조파 발생 실험에서 비선형 매질로는 대부분이 He, Ne, Ar, Kr, Xe 등의 비활성 기체가 사용되어 왔지만, 최근 Kubodera 등은<sup>[12]</sup> 레이저로 생성시킨  $K^+$ ,  $Na^+$ ,  $Li^+$ ,  $B^+$ ,  $C^+$ ,  $Ti^{2+}$ ,  $Cu^+$ ,  $W^+$ ,  $Pb^{2+}$  등의 이온들을 사

용하였다. 이와 같이 이온을 단파장 발생에서 비선형 매질로 사용하는 것은 Harris에<sup>[13]</sup> 의해 처음으로 제안되었다. 이온을 비선형 매질로 사용하면 비활성 기체를 사용하는 것에 비하여 몇가지 장점을 가지고 있다. 우선 이온들의 2차 이온화 에너지가 높기 때문에 지금까지 보고된 실험 결과들로 미루어보아 보다 높은 차수의 고조파(보다 짧은 파장) 발생을 기대할 수 있다. 이온화 에너지가 비교적 낮은 비활성 기체들을 비선형 매질로 하는 경우에 입사하는 고출력 레이저 펄스의 초기에 비선형 매질이 이온화되고, 이때 발생하는 자유전자들에 의하여 위상 어긋남(phase mismatching)이 일어나서 효율적인 고차고조파 발생이 제한된다.<sup>[12]</sup> 이때  $K^+$ ,  $Na^+$ ,  $Li^+$  등과 같이 이온화 에너지가 높은 이온들을 이용하면 이와 같은 문제점을 해결할 수 있다.

본 논문에서는 이와 같은 관점에서  $K^+$ ,  $Na^+$ ,  $Li^+$  등의 알칼리 금속 이온을 비선형 매질로 하고, Nd:YAG, Ti:sapphire, 색소, XeCl 레이저를 기본파로 한 경우의 고차고조파 발생을 수치적으로 해석한 결과에 대하여 기술한다.

### II. 고차고조파 발생 설명을 위한 Becker 모델

고차고조파 발생을 설명하기 위하여 여러가지 방법들이 제시되었지만<sup>[14-17]</sup> 실험결과들을 만족스럽게 잘 설명하지는 못하고 있다. 그중 Becker 등이<sup>[18]</sup> 제시한 3차원  $\delta$ -함수 potential을 가진 원자 모델은 단순성에도 불구하고 레이저의 강도의 증가와 함께 대략적인 plateau의 형성을 볼 수 있다는 특징을 가지고 있다. 본 연구그룹

\*본 연구는 출연기관 연구개발사업의 일환으로 수행되었음.

에서 이 모델을 이용하여 He, Ne, Ar, Kr, Xe 등의 비활성 기체에서의 고차고조파 발생에 대하여 수치해석한 결과를 보고하였기<sup>[19]</sup> 때문에 여기에서는 수식의 의미를 간단히 살펴본다.

진동수가  $\Omega = (2k + 1)\omega$ 인 광자의 단위 시간당 단위 입체각당 방출률은

$$\frac{dR_{2k+1}}{d\Omega_k} = 4\pi\epsilon_0^2 (2k + 1)^3 \frac{r_0}{\lambda} \omega |L_k|^2 \quad (1)$$

으로 주어진다. 여기에서  $r_0$ 는 전자의 반경,  $\lambda$ 는 입사 레이저의 파장을 나타내며  $L_k$ 는 Laguerre 함수로 다음과 같이 표현된다.

$$L_k = 2 \left[ \frac{|E_0| \eta}{\omega} \right]^{1/2} \int_0^\infty \frac{d\rho}{\rho^{3/2}} e^{-i\rho} \{ \cos \alpha_k \beta_k(\rho) J_k[z(\rho)] - e^{-i\rho} \sin \alpha_k \bar{\beta}_k(\rho) J_{k+1}[z(\rho)] \} \quad (2)$$

$$\alpha_k = \left\{ \frac{|E_0|}{\omega} + \left[ 1 - \left( \frac{\sin \rho/2}{\rho/2} \right)^2 \right] \right\}^{1/2} \rho + (-1)^{k+1} \frac{\pi}{4} \quad (3)$$

$$\beta_k(\rho) = \frac{1}{k(2k+1)} \left[ 1 - \frac{4k}{(2k+1)\rho} e^{-i\rho/2} \sin \rho/2 \right] \quad (4)$$

$$\bar{\beta}_k(\rho) = \frac{1}{(k+1)(2k+1)} \left[ 1 - \frac{4(k+1)}{(2k+1)\rho} e^{-i\rho/2} \sin \rho/2 \right] \quad (5)$$

$$z(\rho) = \eta \left[ \sin \rho - \frac{4 \sin^2 \rho/2}{\rho} \right] \quad (6)$$

여기에서  $J_k[z(\rho)]$ 는 Bessel 함수이고,  $|E_0|$ 는 원자의 이온화 에너지로 각 원자의 특성을 나타낸다. Ponderomotive 에너지는  $E_p = e^2 E^2 / 4m\omega^2$  ( $e$ 는 전자의 전하량,  $m$ 은 전자의 질량)와 같이 레이저 주파수  $\omega$ 와 peak 전장강도  $E$ 를 가진 레이저 장에서 진동하는 전자 하나의 평균 운동에너지로 간단하게 나타내어진다.  $\eta$ 는 vector field 내에서 자유전자가 입사 레이저의 전기장에서 경험하는 quivering 에너지와 광자 에너지  $\hbar\omega$ 와의 비율로서  $\eta = (eE)^2 / 4m\omega$ 와 같이 나타낼 수 있다. 이 식을 레이저 강도  $I$ 와 파장  $\lambda$ 의 함수로 고쳐 쓰면

$$\eta = 9.33 \times 10^{-20} I \lambda^2 / \hbar\omega \quad [I[W/cm^2], \lambda[nm]] \quad (7)$$

이고,<sup>[20]</sup>  $\hbar\omega$ (eV)는 입사 레이저의 광자 에너지이다.

### III. 수치해석 결과

위의 식들을 이용하여 비선형 매질의 종류 및 입사 레이저의 파장, 세기 등에 따른 고차고조파 분포를 계

산할 수 있다. 즉, 고조파의 차수, 비선형 매질 및 입사 레이저에 따라 달라지는 (2)~(7) 식을 계산하여 (1) 식에 대입하면, 진동수가  $\Omega = (2k + 1)\omega$ 인 광자의 단위 시간당 단위 입체각당 방출률을 계산할 수 있다. 이때 (1) 식에서  $(2k + 1)^3 |L_k|^2$ 만을 계산하여도 고조파 분포를 조사할 수 있다. 본 연구에서 모든 계산은 101 차의 고조파까지 계산하였으나 이들을 그림으로 나타낼 때에는 논문 전체에서 고조파의 세기가  $(\text{Log}_{10} [(2k + 1)^3 |L_k|^2]) > -100$ 가 되는 차수까지 만을 택하였다.

본 연구에서는  $\text{Li}^+$ ,  $\text{Na}^+$ ,  $\text{K}^+$  등을 비선형 매질로 하고, Nd:YAG(1064 nm), Ti:sapphire(806 nm), 색소(616 nm), XeCl(308 nm)레이저를 기본파로 할 때의 고차고조파 분포를 계산하였다. 이때 각 매질의 2차 이온화 에너지는 각각 75.64, 47.29, 31.81 eV로 He(24.58 eV), Ne(21.56 eV), Ar(15.76 eV), Kr(14.0 eV), Xe(12.13 eV) 등의 비활성 기체들의 1차 이온화 에너지보다 높다.

그림 1(a), (b), (c)는 각각  $\text{K}^+$ ,  $\text{Na}^+$ ,  $\text{Li}^+$ 를 비선형 매질로 하고, Nd:YAG, Ti:sapphire, 색소, XeCl 레이저를 기본파로 할 때의 고차고조파 분포를 계산한 결과이다. 이때 입사 레이저의 세기는  $I = 5.0 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ 이다. 그림 1에서 알 수 있듯이 고차고조파의 분포는 ① 3차부터 급격히 감소하는 영역, ② 세기의 변화가 그다지 크지 않은 plateau 영역, ③ 세기가 다시 감소하는 영역의 세 가지 영역으로 나눌 수 있다. 이러한 현상은 He, Ne, Ar, Kr, Xe 등의 비활성 기체를 비선형 매질로 하여 계산한 결과에서도 나타났다<sup>[19]</sup>

그림 1을 보면 기본파가 Nd:YAG 레이저로 파장이 길 때에는 고차고조파 발생에서 가장 특징적인 plateau가 넓은 영역에서 형성되고 있지만, 기본파의 파장이 짧아 질수록 그 폭이 점점 줄어들다가 XeCl 레이저인 경우에는 plateau를 볼 수 없게 된다. 그리고 비선형 매질의 이온화 에너지가 높아질수록 plateau가 시작되는 고차고조파의 차수가 높아지고, 그 폭은 넓어지며 세기는 감소하는 것으로 나타났다.

이와 같이 plateau는 어디에서부터 나타나기 시작하고 어디까지 계속되는 가 하는 것이 흥미있는 점이다. Miyazaki 등은 plateau는 비선형 매질의 이온화 에너지가 ac Stark 효과에 의하여 이동한 지점 근처에서 시작된다고 정성적으로 설명하였다.<sup>[8,9]</sup> 즉 이온화 에너지를  $E_p$ , ponderomotive 에너지를  $U_p$ 라 할 때 plateau는  $E_p + U_p$  근처에서 형성되기 시작한다. 여기에서  $U_p = e^2 E^2 / 4m\omega^2 = 9.33 \times 10^{-20} I \lambda^2$  ( $I$  in  $\text{W/cm}^2$ , in nm)이다. 예를 들어 그림 1(a)의 경우 비선형 매질이  $\text{K}^+$ , 입사 레이저의 세기가  $I = 5.0 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ , 기본파가 Nd:YAG, Tisapphire, 색

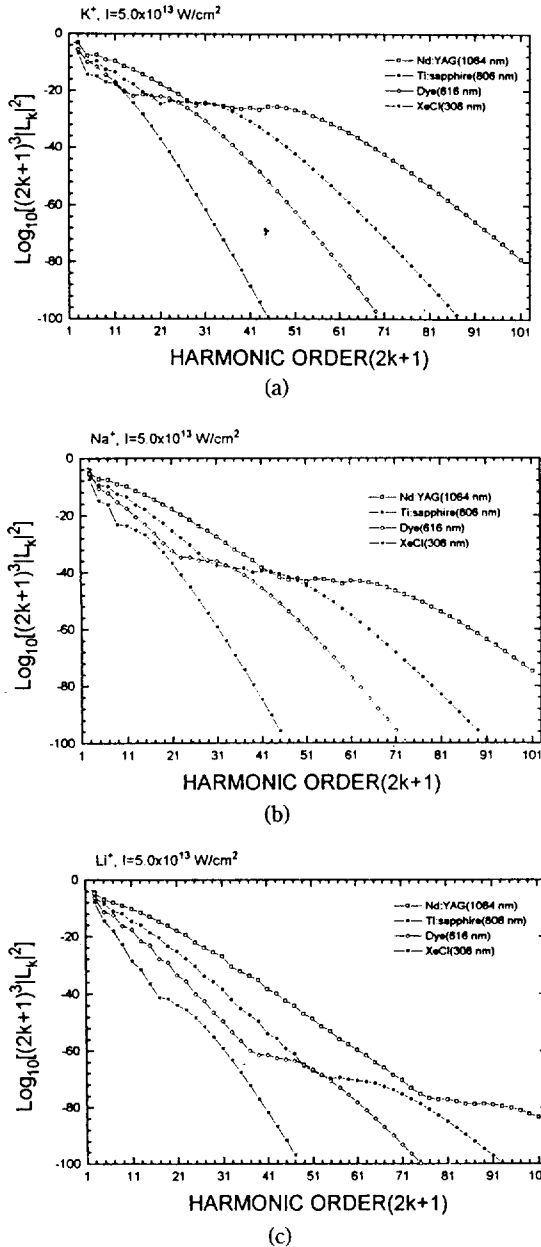


그림 1. Calculated high-order harmonic distributions of the Nd:YAG, Ti:sapphire, dye, and XeCl laser in  $\text{K}^+$ (a),  $\text{Na}^+$ (b), and  $\text{Li}^+$ (c). The fundamental laser intensity is  $5.0 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ .

소, XeCl 레이저인 경우 ac Stark 효과에 의하여  $\text{K}^+$ 의 이동된 이온화 에너지  $U_p$ 는 각각 5.28, 3.03, 1.77, 0.44 eV이다. 따라서 plateau는 기본파가 Nd:YAG, Ti:sapphire, 색소, XeCl인 경우 plateau는 각각 33차, 23차,

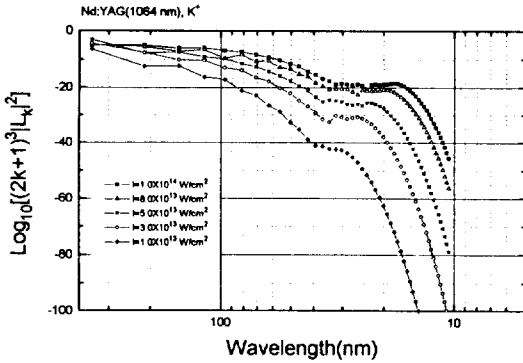
17차, 9차 근처에서 시작한다. 그림 1(a)의 결과는 이러한 해석과 비교적 잘 일치함을 알 수 있고, 그림 1(b), (c)와 같이 비선형 매질이  $\text{Na}^+$ ,  $\text{Li}^+$ 인 경우에도 마찬가지이다.

한편 plateau가 어디까지 발생할 수 있을까 하는 것을 최근 Krause 등이<sup>[21]</sup> 다음과 같은 실험적 경험식으로 표현하고 있다.

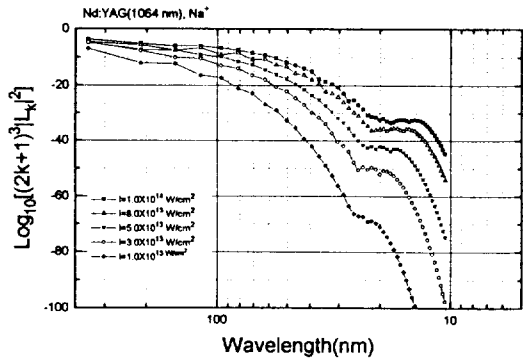
$$E_c = E_p + nU_p \quad (8)$$

여기에서  $E_c$ 는 plateau가 끝나는 차수에 대한 광자 에너지(eV),  $E_p$ 는 비선형 매질의 이온화 에너지(eV),  $U_p$ 는 ponderomotive 에너지(eV)이고,  $n$ 은 3~3.5인 상수이다. 위의 (8)식을 이용하면  $\text{K}^+$ 를 비선형 매질로 하고, 입사 레이저의 세기를  $I = 5.0 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ 로 할 때 plateau는 Nd:YAG에 대해서 43~45차, Ti:sapphire에 대해서 27~29차, 색소에 대해서 19~21차, XeCl에 대해서 9~11차까지 분포할 것으로 예측된다. 그리고, 비선형 매질이  $\text{Na}^+$ 일 때에는 각 레이저에 대하여 55~57차, 37~39차, 27~29차, 13~15차까지,  $\text{Li}^+$ 일 때에는 각각 81~83차, 57~59차, 41~43차, 19~21차까지 plateau가 분포할 것으로 예측된다. 이것들을 그림 1(a), (b), (c)의 결과와 비교하면 비선형 매질의 이온화 에너지가 낮을 때에는 비교적 잘 맞지만, 이온화 에너지가 높아질수록 예상과 어긋남이 커지는 것을 알 수 있다. 이것은 위의 (8) 식이 실험적 경험식이고, 본 연구에서 사용한 Becker의 모델이 비교적 낮은 입사 레이저 세기인 경우에 실험 결과들을 잘 설명하고 있기 때문으로 여겨진다.

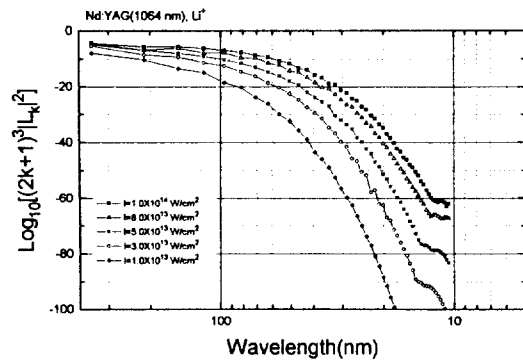
그림 1의 결과로부터 고차고조파 발생에 있어서 기본파의 파장이 길수록(본 연구의 계산에서는 Nd:YAG 레이저) 유리함을 알 수 있다. 그림 2는 기본파가 Nd:YAG 레이저이고, 비선형 매질이  $\text{K}^+$ (a),  $\text{Na}^+$ (b),  $\text{Li}^+$ (c)일 때 입사 레이저의 세기에 따른 고차고조파 세기 분포를 나타낸 것이다. 그림에서 보듯이 같은 차수에 대해서도 입사 레이저 세기가 커질수록 고차고조파의 세기가 커진다. 한편  $\text{Li}^+$ 에서는 입사 레이저의 세기가  $1.0 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ 로 낮을 때에는 plateau를 볼 수 없지만  $3.0 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$  근처에서 plateau가 형성되기 시작한다. 모든 매질에서 입사 레이저의 세기가 커질수록 plateau가 시작되는 차수가 높아지며 그 폭이 늘어나고,  $\text{Li}^+$ 의 경우 본 연구의 계산에서 한 101차까지도 plateau가 계속 이어지고 있다. 즉, 이온화 에너지가 높은 비선형 매질을 사용하면 보다 고차의 영역(짧은 파장 영역)에서 보다 넓은 파장 범위에 걸친 plateau의 분포를 기대할 수 있다. 이것은 그림 1의 결과를 분석한 것과 마찬가지로 입사 레이저의 세기가 커지면 ponderomotive 에너지가 커지기



(a)



(b)

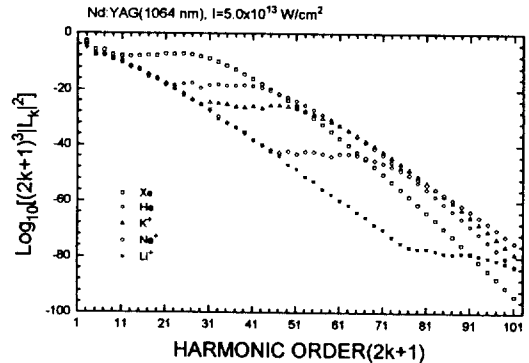


(c)

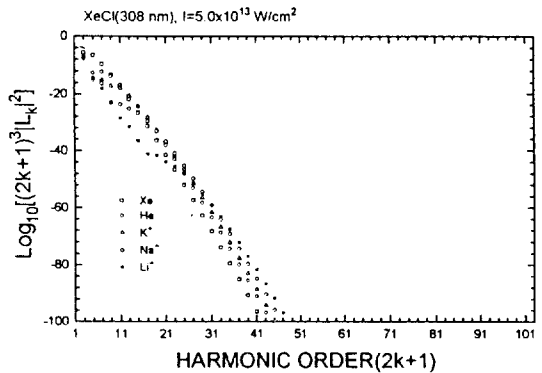
그림 2. Calculated high-order harmonic distributions of the Nd:YAG laser for different intensities in K<sup>+</sup> (a), Na<sup>+</sup> (b), and Li<sup>+</sup> (c).

때문에 plateau가 시작하는 차수가 높아지고, 그 폭도 넓어지기 때문이다. 그림 2의 결과에서 고차고조파 및 plateau의 생성과 분포에 입사 레이저의 세기가 중요한 역할을 하는 변수임을 알 수 있다.

본 연구 그룹에서는 색소-엑시머 증폭 시스템을 구성 중에 있으며 펄스당 ~GW 정도의 출력을 예상하고 있다.



(a)



(b)

그림 3. Calculated high-order harmonic distributions of the Nd:YAG(a) and XeCl(b) laser in Xe, He, K<sup>+</sup>, Na<sup>+</sup>, and Li<sup>+</sup>. The fundamental laser intensity is  $5.0 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ .

이를 이용하여 레이저 플라즈마 및 고차고조파 발생을 통한 극단자외~연X선 광원 개발 연구를 진행 중에 있다. 따라서 Nd:YAG 및 XeCl 레이저를 기본파로 한 경우의 고차고조파 분포를 비교하였다.

그림 3은 비선형 매질이 Xe, He, K<sup>+</sup>, Na<sup>+</sup>, Li<sup>+</sup>이고, 기본파가 Nd:YAG(a) 및 XeCl(b)인 경우  $I=5.0 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ 일 때의 고차고조파 분포를 나타낸 것이다. 두 경우 모두에서 같은 차수의 고조파라 하더라도 비선형 매질의 이온화 에너지가 낮을 때 고조파의 세기가 크게 나타났다. plateau는 이온화 에너지가 높아질수록 더 높은 차수에서 시작되었다. 기본파가 Nd:YAG인 경우에는 비선형 매질이 Xe으로 이온화 에너지가 낮더라도 비교적 폭 넓은 plateau가 형성되었다. 그러나 XeCl인 경우에는 Li<sup>+</sup>으로 이온화 에너지를 높여도 뚜렷한 plateau를 볼 수 없다. 이러한 현상은 입사 레이저 세기를  $1.0 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 까지 높여도 거의 비슷하게 나타났다. 이것으로

보아 XeCl 레이저를 이용하여 높은 차수의 고조파를 효율적으로 발생시키는 것은 기대하기 어렵다. 그러나 XeCl 자체의 기본파장이 308 nm로 Nd:YAG의 1064 nm보다 3배 정도 짧기 때문에 같은 파장을 얻기 위한 고조파의 차수가 3배 정도 낮아도 된다는 장점을 가지고 있다. 이것은 고차고조파 발생이 고차의 비선형 과정을 통한 것이고, 비선형 매질의 비선형 계수가 고차로 갈수록 작아지기 때문에 즉, 효율이 떨어지기 때문에 가능하다면 기본파의 파장을 짧게하여 높지 않은 차수에서의 고조파 발생을 통한 짧은 파장을 얻는 것이 바람직할 수도 있다.<sup>[22]</sup>

#### IV. 끝맺으며

$K^+$ ,  $Na^+$ ,  $Li^+$  등의 알칼리 금속 이온에서 Nd:YAG, Ti:sapphire, 색소, XeCl 레이저 등의 고차고조파 분포를 3 차원  $\delta$ -potential 모델을 이용하여 수치적으로 해석하였다. 계산 결과 고차고조파 발생에서 특징적으로 나타나는 plateau는 비선형 매질의 이온화 에너지가 클수록, 기본파의 파장이 길수록 높은 차수에서 폭 넓게 나타나고, 그 강도는 감소하였다. 따라서 고차고조파를 통한 단파장 광원 개발에는 긴 파장의 기본파와 이온화 에너지가 높은 비선형 매질을 이용하는 것이 유리하다고 판단된다.

현재까지 고차고조파 발생을 통하여 얻어진 최단파장은 Ti:sapphire 레이저의 109차(7.4 nm)이고, 최고 차수는 Nd:glass 레이저의 135차(7.8 nm)이다. 이들 모두 단일 파장의 입사 레이저를 이용한 결과이다. 그러나 아직까지 파장이 다른 두 개 혹은 그 이상의 기본파에 대한 고차고조파에 대한 이론적 분석과 실험 결과가 많지 않은 실정이다. 또한 기본파의 편광도에 따른 고차고조파의 발생도 관심의 대상이 되고 있다. 본 연구그룹에서 이에 대한 분석이 진행중에 있으며 이에 대한 결과는 추후 발표할 예정이다.

#### 참 고 문 헌

[1] M. Ferray, A. L'Huillier, X. F. Li, et al., J. Phys.

B:At. Mol. Opt. Phys. **21**, L31(1988).  
 [2] X. F. Li, A. L'Huillier, M. Ferray, et al., Phys. Rev. **A39**, 5751(1989).  
 [3] Ph. Balcou, C. Cornaggia, A. S. L. Gomes, et al., J. Phys. B:At. Mol. Opt. Phys. **25**, 4467(1992).  
 [4] A. L'Huillier and Ph. Balcou, Phys. Rev. Lett. **70**, 774(1993).  
 [5] J. K. Crane, M. D. Perry, S. Herman, and R. W. Falcone, Opt. Lett. **17**, 1256(1992).  
 [6] A. McPherson, A. Gibson, H. Jara, U. Johann, et al., J. Opt. Soc. Am. **B4**, 595(1987).  
 [7] N. Sarukura, K. Hata, T. Adachi, R. Nodomi, M. Watanabe, and S. Watanabe, Phys. Rev. **A43**, 1669 (1991).  
 [8] K. Miyazaki and H. Sakai, J. Phys. B:At. Mol. Opt. Phys. **25**, L83(1991).  
 [9] K. Miyazaki, H. Sakai, G. U. Kim, and H. Takada, Phys. Rev. **A49**, 548(1994).  
 [10] 김규욱, K. Miyazaki, H. Sakai, 새물리, **32**, 783 (1992).  
 [11] J. J. Macklin, J. D. Kmetec, and C. L. Gordon, III, Phys. Rev. Lett. **70**, 766(1993).  
 [12] S. Kubodera, Y. Nagata, Y. Akiyama, et al., Phys. Rev. **A48**, 4576(1993).  
 [13] S. E. Harris, Phys. Rev. Lett. **31**, 341(1973).  
 [14] K. C. Kulander and B. W. Shore, J. Opt. Soc. Am. **B7**, 502(1990).  
 [15] P. L. De Vries, J. Opt. Soc. Am. **B7**, 517(1990).  
 [16] K. J. LaGuttuta, Phys. Rev. **A41**, 5110(1990).  
 [17] L. A. Lompré, A. L'Huillier, M. Ferray, et al., J. Opt. Soc. Am. **B7**, 754(1990).  
 [18] W. Becker, S. Long, and J. K. Mclver, Phys. Rev. **A41**, 4112(1990).  
 [19] 송지연, 임기수, 김규욱, 김용평, 새물리, **34**, 62 (1994).  
 [20] S. Augst, D. D. Meyerhofer, D. Strickland, and S. L. Chin, J. Opt. Soc. Am. **B8**, 858(1990).  
 [21] J. L. Krause, K. J. Schafer, and K. C. Kulander, Phys. Rev. Lett. **68**, 3535(1992).  
 [22] G. U. Kim, H. Sakai, and K. Miyazaki, unpublished.

**Numerical Analysis of High-Order Harmonic Generation  
in Alkalic Metal Ions**

Gyu Ug Kim and Yong Pyung Kim

*Laser Group, Division of Quantum Metrology Korea Research Institute of Standards and Science,  
Taejon 305-606, Korea*

(Received: November 18, 1994)

We have made a numerical analysis for the high-order harmonic generation of several fundamental wavelengths of Nd:YAG(1064 nm), Ti:sapphire(806 nm), dye(616 nm), and XeCl(308 nm) laser in alkalic ions such as  $K^+$ ,  $Na^+$ , and  $Li^+$ . The calculational results show that the plateaus could be produced widely in higher orders when the ionization energy and the fundamental wavelength are increased, while their intensities are decreased.