

네준위 원자 모델에서의 다단계 광여기 현상 Multistep Photo-excitation in Four-level Atomic Model

임창환, 정도영, 김기식, 오영기, 이종민

한국 원자력 연구소, 원자 분광학 연구실

우라늄 원자의 선택적 광이온화 과정을 레이저 빔과 상호 작용하는 네준위 원자 모델을 통하여 분석하였다. 다준위 원자 모델이 보이는 원자 감금 현상과 여기 경로의 중첩으로 인한 간섭 현상을 이용하여 모델 내의 최상 준위의 원자 밀도를 최대화하는 조건을 찾고, 그 물리적 해석을 부여하였다.

1. 서 론

레이저를 이용한 선택적 광이온화 등의 실제적인 응용과 연관되어 레이저 빔과 원자가 상호 작용하는 계는 폭넓게 연구되어 왔다.[1,2] 레이저 빔의 파장 가변 영역이 넓어짐에 따라, 기저 상태의 원자를 몇단계 중간 공명 준위를 거쳐 특정 준위로 여기시키는 것이 가능하여 지고, 이의 정성적인 분석을 위하여 다준위 원자 모델이 설정되었다. [3,4] 두준위 원자 모델에 대한 상세한 연구와[5] 더불어 세준위 혹은 네준위 원자 모델에 대한 연구가 진행되었다. 정성적인 측면에서 두준위 원자 모델이 Rabi 진동 현상을 예측한 데 이어, 세준위 원자 모델에서는 원자의 감금 현상이 예측되었으며,[6] 이는 실험적으로 입증되었다.[7]

그림 1과 같이 세준위 원자에서 최상 준위가 저준위 들과 서로 다른 주파수의 두 레이저 빔에 의하여 연결될 때, 레이저 빔 주파수와 준위 간의 고유 주파수와의 detuning을 조절함으로써 정상 상태에서 최상 준위의 원자 밀도를 없앨 수 있다. 이러한 저준위의 감금 현상은 최상 준위를 제외한

두 저준위의 특별한 선형함이 시간에 무관한 동력학적 상수가 되기 때문이고, 이는 최상 준위로 부터의 손실이 존재하더라도 나타난다. 최근 원자의 감금 현상은 특수한 구조를 갖는 N준위 원자 모델로 확장되어 고찰되었으며,[8] 이는 동력학적 상수의 존재와 밀접한 관계가 있음이 밝혀졌다.

세준위 원자 모델에서 네준위 원자 모델로의 확장은 최상 준위로의 경로에 대한 간섭 현상을 보여줄 수 있다는 점에서 새롭다고 할 수 있다. 전체 여기 과정에 관여하는 변수를 조절하므로써 최상 준위로의 여기 확률을 증가 또는 감소시킬 수 있고,[9] 이를 이용하여 결과적으로 선택적 광이온화의 효율을 최대화할 수 있는 조건을 도출해 낼 수 있다.

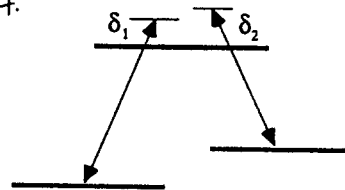


그림 1. 원자의 감금 현상을 보여주는 세준위 원자 모델

2. 네준위 원자 모델의 동역학

본 논문에서는 우라늄 원자의 선택적 광이온화 구도에서 이온화되기 전까지의 과정을 네준위 원자 모델을 통하여 분석하였다. 금속 우라늄으로부터 우라늄 원자 증기를 얻기 위하여는 3000 °K 정도의 높은 온도가 필요하다. 이 때 이러한 고열로 인하여 우라늄 원자는 초기 상태로 기저 상태인 $5f^6d^7s^2$ 에 40% 정도만이 존재하고, 준안정적 상태인 $5f^6d^7s$ 에도 30% 정도 존재함이 알려져 있다.[10] 따라서 효율적인 이온화 구도는 이 두 준위들을 동시에 여기시키는 것이고, 이러한 점을 고려하여 그림 2의 네준위 원자 모델을 도입하였다.

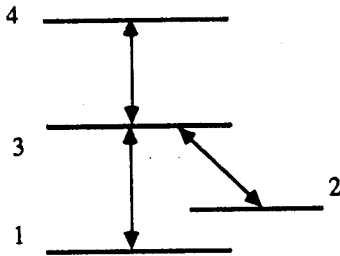


그림 2. 우라늄 원자에 대한 네준위 원자 모델

원자와 레이저 빔이 상호 작용하는 계의 해밀토니안은 쌍극자 근사를 취하여

$$H = H_0 - \mu E(t) \tag{1}$$

로 쓰고, 서로 다른 세주파수를 갖는 레이저 빔은

$$E(t) = E_1 \exp(-i\omega_1 t) + E_2 \exp(-i\omega_2 t) + E_3 \exp(-i\omega_3 t) + C.C. \tag{2}$$

로 나타내지는 연속 파형의 형태를 갖는다고 가정하였다. 임의의 시각에 원자의 상태 벡터는

$$|\psi(t)\rangle = \sum_n \alpha_n(t) \exp(-i\omega_n t) |n\rangle \tag{3}$$

으로 쓸 수 있고, 여기서 $|n\rangle$ 은 원자의 고유 상태이다. 상태 벡터의 시간에 따른 변화는 Schrodinger 방정식

$$i(d|\psi(t)\rangle/dt) = H|\psi(t)\rangle \tag{4}$$

에 의하여 기술되고, 식 (3)을 식 (4)에 대입하여 다음의 연립 미분 방정식을 얻을 수 있다.

$$d\alpha_1/dt = i\Omega_1 \exp(i\Delta_1 t) \alpha_3$$

$$d\alpha_2/dt = i\Omega_2 \exp(i\Delta_2 t) \alpha_3$$

$$d\alpha_3/dt = i\Omega_1 \exp(-i\Delta_1 t) \alpha_1 + i\Omega_2 \exp(-i\Delta_2 t) \alpha_2 + i\Omega_3 \exp(-i\Delta_3 t) \alpha_4$$

$$d\alpha_4/dt = i\Omega_4 \exp(i\Delta_4 t) \alpha_3 \tag{5}$$

위 식에서

$$\Omega_1 = \langle 1|\mu|2\rangle E_1, \text{ etc.} \tag{6}$$

$$\Delta_1 = \omega_1 - (\omega_3 - \omega_1), \text{ etc.} \tag{7}$$

의 정의를 사용하였고, 회전 파동 근사를 취하였다.

식 (7)로 표현되는 detuning을 모두 같은 값으로 취하고, 특히 0으로 두면, 식 (5)로부터 다음의 선형 조합은 동력학적 상수임을 알 수 있다.

$$\beta(t) = \alpha_1(t)\cos\theta - \alpha_2(t)\sin\theta \quad (8)$$

$$\gamma(t_0) = \alpha_4(t_0)\cos\phi = -\sin\phi \quad (14)$$

$$\tan\theta = \Omega_1/\Omega_0 \quad (9)$$

이 성립되므로

$$\tan\phi = 1 \quad (15)$$

이들 상수들은 세준위 원자 모델에서와 같은 근원을 갖고 그외의 또다른 동력학적 상수

$$\gamma(t) = \alpha_4(t)\cos\phi - \{\alpha_1(t)\sin\theta + \alpha_2(t)\cos\theta\}\sin\phi \quad (10)$$

일 때, $|\alpha_4|$ 는 그 최대치 1을 갖는다.

$$\tan\phi = \Omega_1/\sqrt{\Omega_1^2 + \Omega_0^2} \quad (11)$$

그림 3은 식 (12)와 식 (15)가 만족되는 경우로 $\Omega_1^2=0.4$, $\Omega_0^2=0.6$, $\Omega_2^2=1$ 을 택하여 각 준위의 원자 밀도를 보여 준다.

가 존재한다. 식 (8)과 식 (10)으로 표현되는 두개의 동력학적 상수로 부터 최상 준위의 원자 밀도가 최대가 되는 조건을 찾을 수 있다.

3. 광여기 효율의 최대화 조건과 그 물리적 의미

그림 2의 네준위중 $|1\rangle$ 과 $|2\rangle$ 에 각각 60%와 40%의 초기 원자 밀도가 주어졌다고 가정하자. 만일

$$\tan\theta = \sqrt{2/3} \quad (12)$$

로 잡으면, 식 (8)에 의하여 시간에 관계없이 $\beta(t)=0$ 이 되고 따라서 $\alpha_1(t)$ 와 $\alpha_2(t)$ 는 같은 위상을 갖고 진행되며 특히 $\alpha_1(t)$ 또는 $\alpha_2(t)$ 가 0일 때 다른 것도 0이 된다. 한편, 식 (10)으로 부터 $\gamma(t)$ 의 초기치는

$$\gamma(0) = -\sin\phi \quad (13)$$

으로 얻어지고, $\alpha_1(t_0)=\alpha_2(t_0)=0$ 가 만족되는 시각 t_0 에

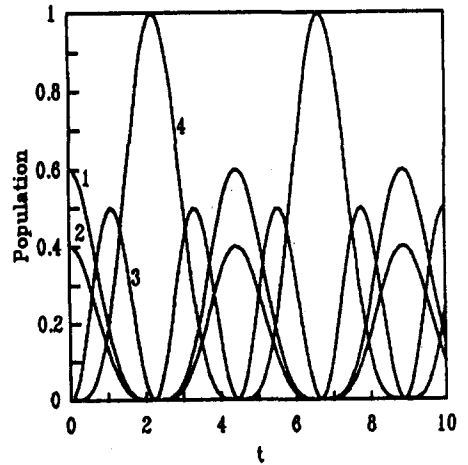


그림 3. 네준위 원자 모델에서 시간에 따른 각 준위의 원자 밀도

각 준위의 원자 밀도는 시간에 대하여 Rabi 진동을 보이고, 특히 최상 준위의 원자 밀도는 0과 1사이의 완전한 Rabi 진동을 보인다. $|3\rangle$ 준위의 Rabi 주파수가 다른 것들의 2배로 나타나 있다. 이러한 제현상은 그림 4를 통하여 쉽게 이해될 수 있다.

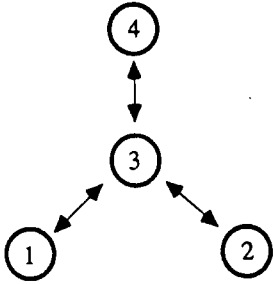


그림 4. 네준위 원자 모델의 준위간 전이 경로

그림상으로 세준위 $|1\rangle$, $|2\rangle$, $|4\rangle$ 는 동등한 자격을 갖고 있음을 알 수 있다. 물론 초기 조건과 식 (9) 과 식 (11)에 의하여 그 동등성이 없어지고, 식 (8) 과 식 (10)같은 특별한 선형 조합을 생각하게 된다. 실제로 식 (8)에 해당하는 선형 조합은 두개가 더 존재함을 알 수 있으나, 그들은 본 논문의 상황에서는 별 큰 도움이 없다. 위의 세준위 간의 전이는 $|3\rangle$ 준위를 거쳐서만 이루어지고, 최상 준위의 최대화를 위한 변수 조건하에서는 $|1\rangle$ 준위에서 $|2\rangle$ 준위로의 전이는 그 역과정인 $|2\rangle$ 에서 $|1\rangle$ 로의 전이와 상쇄된다. 아울러 $|1\rangle$ 과 $|2\rangle$ 준위의 원자 밀도 진폭은 같은 위상을 갖고 진행되고, 식 (9)에 의하여 그들은 원자 밀도비의 역수로 $|4\rangle$ 준위로 전이되어 완전히 코히어런트한 원자 밀도 이동이 일어난다. 각 준위의 원자 밀도 분포는 주기적으로 초기 상태를 재현하고, $|1\rangle \rightarrow |2\rangle \rightarrow |3\rangle \rightarrow |4\rangle \rightarrow |3\rangle \rightarrow |1\rangle \rightarrow |2\rangle$ 의 전이 과정의 한 순환에서 중간 단계 $|3\rangle$ 은 두번 나타나므로 $|3\rangle$ 의 Rabi 주파수는 다른 것들의 2배가 된다.

참고 문헌

- [1] N. B. Delone and V. P. Krainov, *Atoms in Strong Light Fields*, (Springer Verlag, Berlin, 1978).
- [2] R. W. Boyd and M. Sargent III, *J. Opt. Soc. Am.* **B5**, 99 (1988).
- [3] T. H. Einwohner, J. Wong, and J. C. Garrison, *Phys. Rev.* **A14**, 1452 (1976).
- [4] J. H. Eberly, B. W. Shore, Z. Bialynicka-Birula, and I. Bialynicka-Birula, *Phys. Rev.* **A16**, 2038 (1977).
- [5] L. Allen and J. H. Eberly, *Optical Resonance and Two-Level Atoms*, (John Wiley & Sons, New York, 1975).
- [6] E. Arimindo and G. Orriols, *Nuovo Cimento Lett.* **17**, 333 (1976).
- [7] H. R. Gray, R. M. Whitley, and C. R. Stroud, Jr., *Opt. Lett.* **3**, 218 (1978).
- [8] F. T. Hioe and C. E. Carroll, *Phys. Rev.* **A37**, 3000 (1988).
- [9] D. A. Cardimona, M. P. Sharma, and A. Gavrielides, *J. Mod. Opt.* **37**, 1593 (1990).
- [10] K. Katoh and A. Suzuki, *J. Nuc. Sci. Tech.* **27**, 554 (1990).