

## MOT에서 좌표의존 비대칭 광압에 의한 루비듦 원자의 운동과 원자 구름 분포

박성종 · 조 혁

충남대학교 물리학과

박종대

배재대학교 물리학과

권택용 · 양성훈 · 이호성

한국표준과학연구원 시간주파수 연구실

(2000년 5월 2일 받음, 2000년 7월 26일 수정본 받음)

MOT에 포획된 원자 구름의 분포가 포획광의 편광, 어긋난 정렬에 따라 구형, 막대형, 고리형, 가운데 구를 포함한 고리형, 구-구형, 구-고리형 등으로 다양하게 변하는 것을 관측하였다. 이는 포획광의 어긋난 정렬 등에 의한 좌표의존 비대칭 광압 (Coordinate-dependent asymmetry radiation force; CDARF)으로 설명할 수 있었다. 루비듦-87 원자의  $S_{1/2}$  ( $F=2$ ),  $P_{3/2}$  ( $F=3$ ) 준위에 축퇴된 제1 부준위에 대하여 제1 주파수 이동, 자기장과 포획광 방향에 따른 전이 확률, 편광에 따른 전이 확률, 레이저광의 편광, 레이저 광의 공간 분포 등을 고려하여 가능한 정확한 운동방정식을 세우고, 이를 풀어 다양한 형태의 원자구름 분포를 설명하였다.

OCIS codes : 020.0020, 020.7010, 140.7010.

### I. 서 론

최근 중성 원자의 포획 및 냉각 기술은 이론 및 실험적으로 활발히 연구되고 있다.<sup>[1]</sup> 중성원자의 포획법으로 가장 효과적인 방법은 광-자기 포획(Magneto-optical trap; MOT)으로 1987년 Raab 등에 의해 처음 실험적으로 구현되었으며,<sup>[2]</sup> 레이저 빔의 크기, 레이저 세기, 레이저 주파수 편이, 자기장 기술기에 따른 포획된 원자의 수와 밀도에 대한 연구가 이루어졌다.<sup>[3]</sup>

MOT에 포획된 원자 구름의 공간 분포는 원자 포획에 사용되는 포획광의 어긋난 정렬에 의해 다양한 형태를 가지게 된다. Walker,<sup>[4]</sup> Sesko<sup>[5]</sup> 등은 세슘(Cs) 원자를 포획하였을 때 고리형과 가운데 구를 포함한 고리형의 원자 구름 분포를 관찰하였고, 이 결과를 해석하기 위해 소용돌이힘(vortex force)을 고려한 모델을 제안하였다. 그들은 현상적으로 나타나는 소용돌이힘과 포획된 원자수가 증가함에 따라 작용하는 재방출에 의한 복사 포획력(radiation trapping force)을 고려하여 원궤도 원자 구름 분포를 설명하였다. 즉, 포획 원자의 개수를  $N$ 이라고 할 때 고리형 원자 구름의 반지름은  $(N)^{1/3}$ 에 비례함을 보여 주었다. 그러나 다른 연구 그룹에서는 상대적으로 적은 수의 원자( $N \approx 10^5$ )로 고리형 원자 구름을 관측하였고, 이 때 고리의 반지름은 포획된 원자수와 관계없음을 보고하였다.<sup>[6,7]</sup> 이것은 고리형 원자 구름 분포를 설명할 때 복사 포획력의 효과는 경우에 따라 무시될 수 있다는 것을 의미하며 이를 설명하기 위해 Bagnato 등은 레이저 빔 세기 분포를 고려한 좌표의

존 소용돌이힘(coordinate-dependent vortex force; CDVF)에 바탕을 둔 모델을 제안하였다.<sup>[6,7]</sup>

서로 다른 두 설명에 대하여 최근 Guedes 등<sup>[8]</sup>은 이상기체에 대한 간단한 2 준위계 모델을 사용하여 고리 반지름은 소용돌이힘에만 의존하지만 많은 원자들( $N > 10^7$ )에 대해서는 복사 포획 메카니즘(radiation trapping mechanism)이 우세해져서 포획된 원자의 수도 의존한다고 설명하였다. Guedes 등<sup>[9]</sup>은 Sesko 등<sup>[5]</sup>이 사용한 식에서 원자에 가해지는 힘의 표현을 수정하여 안정적인 원궤도에 대한 해석을 하였고, 레이저의 세기 및 위상의 요동이 고리형 원자구름의 폭을 결정짓는데 영향을 미친다는 결과를 보고하였다.<sup>[10]</sup>

본 연구에서는 레이저빔의 어긋난 정렬에 의한 다양한 형태의 원자 구름 분포를 관찰하고 제1 주파수 이동, 자기장과 포획광 방향에 따른 전이 확률, 편광에 따른 전이 확률, 레이저광의 편광, 레이저 광의 공간 분포 등을 고려한 운동방정식을 풀어 원자 궤도를 확인하였다. 전형적인 MOT에서 포획된 원자 구름 분포인 구형으로부터 포획광의 편광 변화에 따라 막대형으로, 포획광의 어긋난 정렬에 따라 고리형, 가운데 구를 갖는 고리형 등으로 변화하는 것을 관찰하였다. 실험 결과를 해석하기 위해, 어긋난 레이저빔 정렬에 의해 형성되는 소용돌이힘, 자기장 방향과 입사광 방향에 따른 광압, 레이저광의 편광 등을 고려한 CDARF 모델을 사용하였으며, 제1 부준위를 포함한 운동방정식과 2준위 원자 모델에 의한 근사식을 비교하였다.

## II. MOT에 작용되는 힘과 운동방정식

### 2.1. 2 준위 원자 모델에 의한 MOT에서 원자가 받는 힘

2 준위 원자 모델에서 x축의 양방향(+) 또는 음방향(-)으로 진행되는 레이저광에 의해 원자가 받는 자발방출력은 다음과 같이 표현된다.

$$F_{\pm}(x) = \frac{\hbar k \Gamma \Omega_0^2}{4\{\Delta \mp (kv_x + (d\omega/dx)x)\}^2 + \Gamma^2 + 2S\Omega_0^2} \quad (1)$$

여기서  $k$ 는 파수,  $\Gamma$ 는 자연선폭(natural linewidth),  $\Omega_0$ 는 Rabi 주파수,  $\Delta$ 는 주파수 편이(detuning),  $v_x$ 는 원자의 속력이고 x-축 방향으로 자기장은 선형 기울기를 갖는다고 가정하였으며  $(d\omega/dx)$ 는 거리에 따른 제만 주파수 변화율이다.

서로 마주보고 진행되는 한 쌍의 레이저 광에 의해 원자가 받는 힘은  $x \geq 0, v \geq 0$ 로 근사화하면  $x$ 와  $v_x$ 에 대한 식으로 표현할 수 있다.<sup>[2,11]</sup>

$$F(x) = F_+(x) - F_-(x) = -Kx - \gamma v_x \quad (2)$$

스프링 상수  $K$ 와 감쇄 상수  $\gamma$ 는 다음과 같이 정의된다.

$$K = \frac{16\hbar k \Gamma \Delta \Omega_0^2 (d\omega/dx)}{(4\Delta^2 + \Gamma^2 + 2S\Omega_0^2)^2} \quad (3)$$

$$\gamma = \frac{16\hbar k^2 \Gamma \Delta \Omega_0^2}{(4\Delta^2 + \Gamma^2 + 2S\Omega_0^2)^2} \quad (4)$$

레이저빔이 어긋난 정렬을 할 때 마주 보고 진행되는 두 레이저에 의한 광압은 비대칭이 되는데 이 때 작용하는 힘을 좌표 의존 비대칭 광압(CDARF)이라 한다. 네 개의 레이저광이 어긋난 정렬에 의해 #형 구조를 가질 때 원자들은 회전하는 힘(소용돌이힘)을 받게 되는데, 이 경우 x-y 평면상에서 원자의 운동 방정식은 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$m \frac{d^2x}{dt^2} = -Kx - \gamma \frac{dx}{dt} - \xi(y)y, \quad (5)$$

$$m \frac{d^2y}{dt^2} = -Ky - \gamma \frac{dy}{dt} + \xi(x)x. \quad (6)$$

여기서  $\xi(y), \xi(x)$ 는 어긋난 정렬에 의해 작용되는 소용돌이힘으로 다음과 같다.<sup>[8]</sup>

$$\begin{aligned} \vec{F}_{vortex} &= -\xi(y)y\hat{x} + \xi(x)x\hat{y} \\ &= -\xi_0 \exp[-2(y^2 + s^2)/w^2]y\hat{x} + \xi_0 \exp[-2(x^2 + s^2)/w^2]x\hat{y} \\ &\approx \xi_0 \exp[-2(r^2 + 2s^2)/w^2]\hat{z} \times \vec{r} \\ &= \xi(r)\hat{z} \times \vec{r} \end{aligned} \quad (7)$$

여기서  $w$ 는 레이저 전기장의 폭이다. 원자들이 x축 가까이 있다고 가정하고, 두 레이저광이 y축으로부터  $\pm s$  만큼 이동되어 입사된다고 하자. 2준위 원자모델에서 광압차에 의해 y축 방향으로 받는 힘을  $s$ 에 대한 차수로 전개하면 1차 항으로

부터  $\xi_0$ 를 얻을 수 있다.

$$\xi_0 = \frac{8\hbar k \Gamma (s/w^2) \Omega_0^2}{4\Delta^2 + \Gamma^2 + 2S\Omega_0^2} \quad (8)$$

여기서  $S$ 는 입사되는 광의 총합에 의한 포화 매개변수(saturation parameter)이다. 원자는 포획력에 의해 가속을 받으며, 감쇠력에 의해 감속받는다. 원자가 가속도가 일정한 원운동을 한다면, 복원력은 원심력과 같아야 되고, 소용돌이 힘은 마찰력과 같아야 한다. 이를 위해서는 식 (5), (6)으로부터  $\xi(r) = \gamma(K/m)^{1/2}$ 가 되어야 한다. 원자가 반지름  $r$ 이고 각속도  $\sqrt{K/m}$ 인 원운동을 할 때 작용하는 마찰력을 원운동 마찰력(circular friction force)이라 할 때 이 힘의 크기는

$$\vec{F}_{effective} = \gamma \sqrt{\frac{K}{m}} r \quad (9)$$

가 된다. 원운동 마찰력보다 소용돌이힘이 크면 원자가 포획 중심으로부터 멀어지게 되고 원운동 마찰력보다 소용돌이힘이 작으면 포획 중심으로 수렴하며 원운동 마찰력과 소용돌이힘이 같을 때 안정적인 원궤도가 형성된다. 안정적인 원궤도의 반지름은 다음과 같다.

$$\begin{aligned} r &= \left( -w^2 \ln \left[ \frac{\gamma}{\xi_0} \sqrt{\frac{K}{m}} \right] - 2s^2 \right)^{1/2} \\ &\approx \left( -w^2 \left[ 1 - \frac{\gamma}{\xi_0} \sqrt{\frac{K}{m}} \right] - 2s^2 \right)^{1/2} \end{aligned} \quad (10)$$

한편  $\pm x$  축 방향으로 진행되는 두 레이저광의 편광을 같은 방향의 선편광으로 바꾸어 주면 x축 방향으로 복원력이 작용되지 않는다. 이 경우 어긋난 정렬에 의해 소용돌이힘이 작용되면 원자가 x축으로부터 기울어진 직선 궤도를 그리며 포획 중심으로 수렴하게 되는데, 방정식의 해를 직선궤도인  $y = cx$ 로 놓으면 식 (5), (6)으로부터 다음과 같은 기울기  $c$ 에 대한 근사식을 얻을 수 있다.

$$\begin{aligned} c &= \frac{K}{2\xi_0} - \sqrt{\left( \frac{K}{2\xi_0} \right)^2 - 1} \\ &= \left( \frac{4\Delta + \Gamma^2 + 2S\Omega_0^2}{2(d\omega/dr)\Delta w^2} \right) s \end{aligned} \quad (11)$$

즉 직선 궤도의 기울기  $c$ 는  $s$ 에 비례한다.

### 2.2. 제만 부준위를 고려했을 때 MOT에서 원자가 받는 힘

MOT로 포획한 원자는 이상적인 2 준위 원자가 아니므로 제만 부준위를 고려해야 한다. 루비듐-87 원자를 포획하기 위해 사용된 레이저광의 주파수는  $F = 2 \rightarrow F' = 3$  공진주파수로부터  $\Delta$  만큼 이동된 주파수를 갖는다(단, 여기서 리프팅광은 무시하기로 한다). 제만 부준위를 고려했을 때 바닥상태는 다섯 개( $m_F = -2, -1, 0, 1, 2$ )의 제만 부준위와 들뜬상태는 일곱 개( $m_F = -3, -2, -1, 0, 1, 2, 3$ )의 제만 부준위로 나뉘어진다. 따라서 제만 부준위를 고려할 때 운동방정식에는 다음과 같은 내용을 추가적으로 고려해야 한다. 제만 부준위에 대해

여 자기장 크기에 따른 제만 주파수 이동량을 각각 계산해야 한다. 포획광의 편광이 우원편광( $\sigma^+$ )일 때 자기장 방향과 레이저광의 진행방향이 같은 경우에는  $\Delta m = 1$  전이만 일어나지만 자기장 방향과 레이저광의 진행방향이 같지 않으면  $\Delta m = 0, \pm 1$  전이가 모두 일어나므로 입사광의 편광에 따라  $\Delta m = 0, \pm 1$  전이 확률을 자기장 방향과 레이저광 진행방향의 사이각에 대한 함수로 나타내어야 한다. 제만 부준위 사이의 전이 확률(Clebsch-Gordan coefficients)을 고려해야 한다. 이와 같은 사항을 고려할 때 원자가 받는 힘의 형태는 다음과 같다.

$$F_{\pm}(x) = \frac{1}{7} \sum_{m_F=-2}^{m_F=+2} \sum_{\Delta m_F=-1}^{\Delta m_F=+1} \frac{(C_{m_F}^{\Delta m})^2 P(\Delta m) \hbar k \Gamma \Omega_0^2}{4(\Delta \mp k v_x + \omega'(m_F, \Delta m)x)^2 + \Gamma^2 + 2\Omega_s^2} \quad (12)$$

여기서  $C_{m_F}^{\Delta m}$ 는 Clebsch-Gordan coefficients,  $\omega'(m_F, \Delta m)$ 은 거리에 따른 제만 주파수 변화율이다. 들뜬 상태( $F' = 3$ )의 제만 부준위는 7개이며 이 부준위에서 바닥상태로 전이할 확률  $(C_{m_F}^{\Delta m})^2$ 의 합은 7이 되므로 1/7을 곱해 주었다.  $P(\Delta m)$ 은 입사광의 편광, 레이저광 방향과 자기장 방향 사이각( $\theta$ )에 따라  $\Delta m = 0, \pm 1$ 로 전이할 확률이며 표 1과 같다.  $\Omega_0$ 는 입사광의 세기이고,  $\Omega_s$ 는 포화 세기(saturation intensity)로 다음과 같다.

$$\Omega_s^2 = \Omega_0^2 (2e^{-2(x^2+y^2)/w^2} + e^{-2((x-s)^2+z^2)/w^2} + e^{-2((x+s)^2+z^2)/w^2} + e^{-2((y-s)^2+z^2)/w^2} + e^{-2((y+s)^2+z^2)/w^2}) \quad (13)$$

시뮬레이션에서는  $z=0$ 인 운동방정식을 사용하였다.

자기 쌍극자 상호작용, 전기 사극자 상호작용, 그리고 외부 자기장의 영향이 고려된 초미세 구조에 대한 해밀토니안의 형태는 다음과 같다.<sup>[13]</sup>

$$H_{hfs} = a\mathbf{I} \cdot \mathbf{J} + \frac{b}{2I(2I-1)J(2J-1)} \times \left( 3(\mathbf{I} \cdot \mathbf{J})^2 + \frac{3}{2}(\mathbf{I} \cdot \mathbf{J}) - I(I+1)J(J+1) \right) + g_I \mu_B \mathbf{B} \cdot \mathbf{I} + g_J \mu_B \mathbf{B} \cdot \mathbf{J} \quad (14)$$

여기서  $I$ 는 핵스핀,  $J$ 는 전자의 총 각운동량,  $a$ 는 초미세 구조 상수,  $b$ 는 전기 사극자 결합 상수,  $g_I, g_J$ 는 각각 원자핵 및 전자의 Lande  $g$ -인자이다. 자기 양자수  $m_I, m_J$ 를 기저로 한 해밀토니안 행렬의 고유값으로부터 모든 제만 부준위에 주

표 1. 편광과 입사광 및 자기장 방향에 따른 전이확률(레이저광의 진행방향은  $x$ 축이며,  $\theta$ 는  $x$ 축으로부터 시계 방향으로 측정된 자기장 방향에 대한 각이다.)

	$\Delta m = +1$	$\Delta m = -1$	$\Delta m = 0$
$P(\sigma^+)$	$\cos^4\left(\frac{\theta}{2}\right)$	$\sin^4\left(\frac{\theta}{2}\right)$	$\frac{\sin^2\theta}{2}$
$P(\sigma^-)$	$\sin^4\left(\frac{\theta}{2}\right)$	$\cos^4\left(\frac{\theta}{2}\right)$	$\frac{\sin^2\theta}{2}$
$P(\pi_y)$	$\frac{\cos^2\theta}{2}$	$\frac{\cos^2\theta}{2}$	$\sin^2\theta$

파수 이동값을 구할 수 있다. 이 결과는 운동방정식에서 자기장에 따른 주파수 변화를  $\omega'(m_F, \Delta m)$ 에 적용시켰다.

원자 궤도를 살펴 보기 위해 사용한 식에서는  $x$ - $y$  평면상에서의 운동을 살펴보기 위해  $z=0$ 으로 놓았으며, 포획 원자 개수에 의한 효과는 무시하고 광압에 의한 효과만을 고려하였다. 모든 시뮬레이션에서 원자는 초기에 속력이 0이라고 가정하였다.

### III. 실험 및 시뮬레이션 결과

루비듦-87 원자를 MOT로 포획하였다. 실험장치도는 그림 1과 같다. Anti-Helmholtz 코일을 사용하여 사극 자기장을 형성하였으며, 자기장의 기울기는 10~20 G/cm였다. 포획광은  $F=2 \rightarrow F'=3$  전이의 공진 주파수로부터 약 10 MHz의 적색 편이(red-detuning)를 갖도록 하였고, 반지름은 1 cm, 세기는

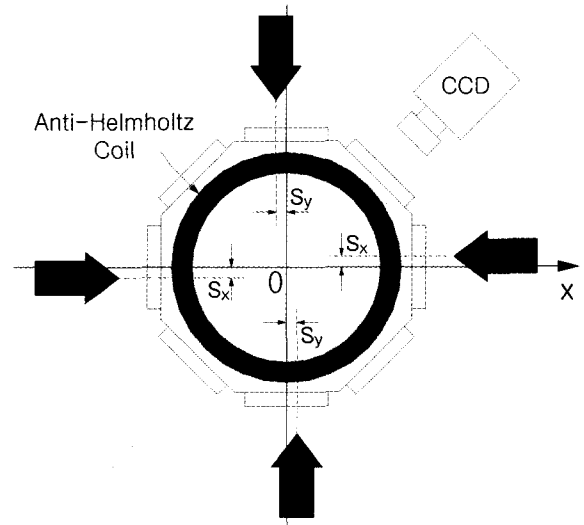


그림 1. 실험장치도.  $S_x, S_y$ 는  $x, y$ 축으로부터 입사광의 어긋난 정렬의 크기이다.

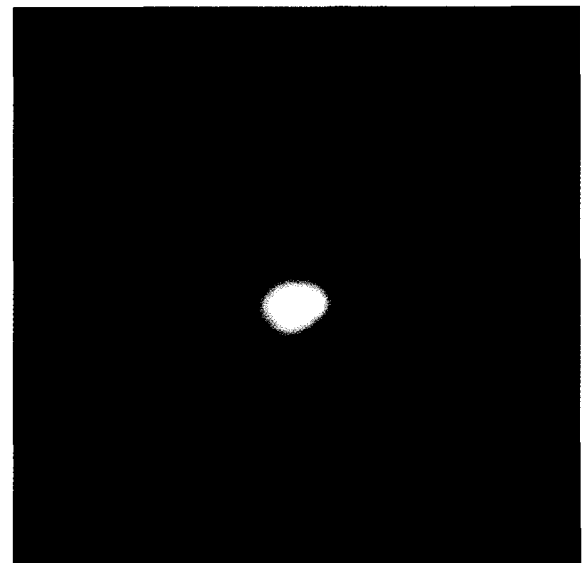


그림 2. 구형으로 포획된 원자 구름 분포.

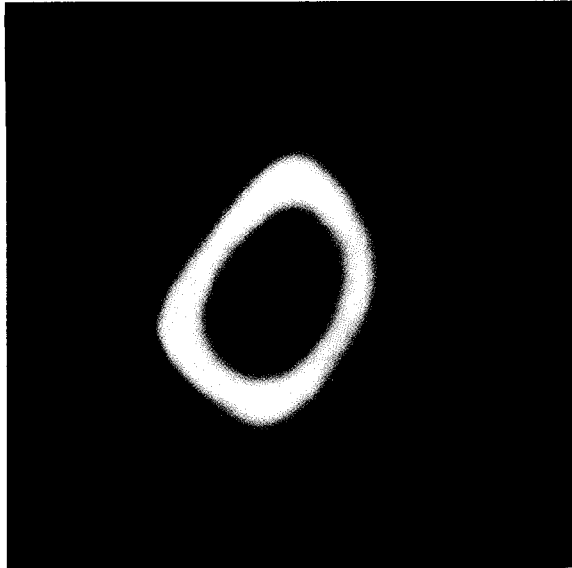


그림 3. 고리형 원자 구름 분포.

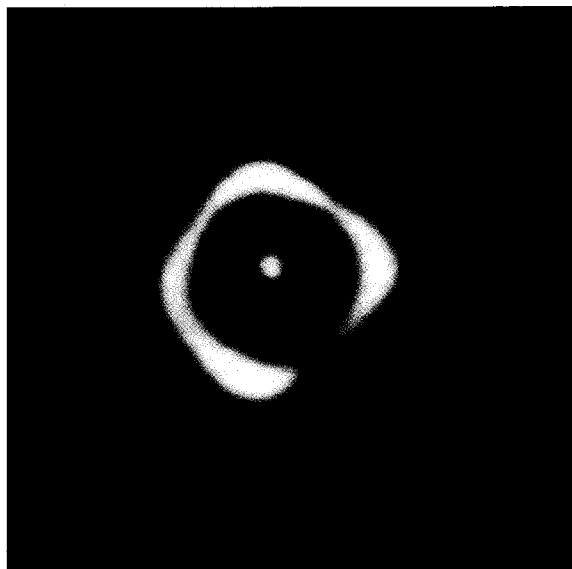


그림 4. 가운데 구를 포함한 고리형 원자 구름 분포.

약  $6 \text{ mW/cm}^2$ 이고 가우시안 분포를 갖는 6개의 포획광이 포획 중심(0)으로 입사되도록 하였다. 각 축(x, y, z)에 대하여 사용되는 두 레이저광은 서로 마주보고 진행하고 서로 반대의 원편광이 되도록 하여 포획 중심으로 복원력이 작용하도록 하였다. 광압에 의해 x, y, z축에 대하여 대칭적으로 힘을 받은 원자들은 구형 원자 구름 분포를 형성한다(그림 2).

세 축에 대하여 서로 마주보고 진행되는 두 빔이 서로 반대 방향으로 진행하고 있을 때 어긋난 정렬에 의한 원자구름 형태의 변화를 살펴 보았다. CCD 카메라로 측정된 포획 원자의 형태는 다양한 형태로 변화하였으며, 그림 3는 고리형, 그림 4은 가운데 구를 포함한 고리형 원자구름 분포를 보여주고 있다. 어긋난 정렬을 고려한 시뮬레이션 결과 안정적인 원궤도가 형성되는 것을 볼 수 있었다. 그림 5에서 점선의 궤도는 2 준위 원자모델의 운동방정식(식 (1))에 의한 시뮬레이션 결과이고, 실

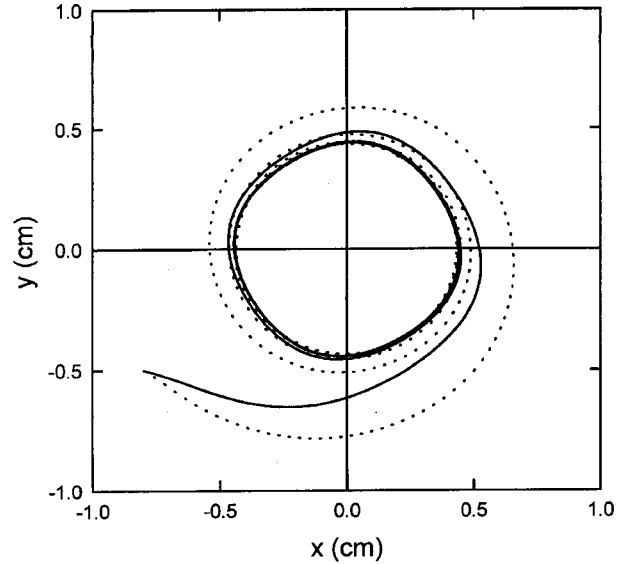


그림 5. 실선은 다준위 원자 모델식을 점선은 2준위 원자 모델식을 사용한 시뮬레이션 결과.  $\Omega_0 = 1.5 \Gamma$ ,  $\Delta = -\Gamma$ ,  $w = 1 \text{ (cm)}$ ,  $s = 0.05 w$ .

선의 궤도는 제만 부준위를 고려한 식 (12)를 사용한 시뮬레이션 결과이다. 어긋난 정도를 나타내는 매개변수  $s$  ( $=\pm 0.05 w$ )를 사용하여 x, y축 방향으로 진행되는 네 개의 레이저광이 #형 구조를 갖는다고 가정하였다. 원궤도 안쪽에 있는 원자들은 원운동 마찰력보다 소용돌이힘이 크기 때문에 바깥쪽으로 힘을 받고 원궤도 바깥쪽에 있는 원자들은 소용돌이힘보다 원운동 마찰력이 크기 때문에 안쪽으로 힘을 받아 안정적인 원궤도를 형성하게 된다. 서로 다른 식에 의해 형성된 두 고리형 원자궤도의 형태는 모양이 조금 다른 것을 볼 수 있는데, 2 준위 원자 모델에 의한 궤도보다 다준위 원자 모델에 의한 궤도가 원으로부터 마름모 형태에 가까운 형태임을 볼 수 있다. 고리형 원자구름의 반지름이 작을 때는 원자는 속도가 거의 일정한 원운동을 하지만 원자구름의 반지름이 클 때에는 1 주기 동안 감속과 가속의 과정이 4번 반복되는 마름모꼴 궤도 운동을 하였다. 그 이유는 다준위 원자 모델에서는 위치에 따라 자기장 방향과 레이저광의 방향이 다르기 때문에 이에 따른 힘의 차가 고려되었기 때문이다. 결과적으로  $y = \text{kd}$  근처에 있는 원자들은 상대적으로 광압의 영향이 작아 직선에 가까운 궤도를 형성하게 된다. 다준위 원자를 2 준위 원자로 근사할 때 두 결과가 같은 반지름의 원궤도를 가지려면 2 준위 원자 모델식에서 제만 주파수 변화율 값을 보정해야 한다. 거리에 따른 주파수 변화율은 B를 자기장 기울기 값이라고 할 때 약  $(0.35 \times B) \text{ MHz/cm}$ 이다. 원궤도의 반지름은 시뮬레이션 결과와 반지름에 대한 근사식(식 (10))과 잘 일치하는 것을 알 수 있었다.

식 (1) 또는 식 (12)에서 사용된 소용돌이힘은 원자의 원궤도를 설명하기에는 충분하지만 가운데 구형 원자구름과 그 주위에 고리형 원자구름이 동시에 형성되는 것을 설명하기엔 불충분하다. 가운데 구를 포함한 원자구름 분포가 형성되는 이유는 다음과 같은 몇가지 사항을 고려해 볼 수 있다. 첫 번째, 포획 원자 수가 많을 경우 중심에 포획된 원자와 원궤도

를 형성하는 원자들 사이에 재방출 광압에 의한 척력이 작용하기 때문이다. 두 번째, 고리형 원자구름이 입사광을 흡수하기 때문에 고리형 원자구름 내부에서는 포획광의 세기가 약해지는 효과가 생겨 소용돌이힘의 효과가 작아지게 되고, 고리형 원자로부터 재방출에 의한 광압은 포획 중심에 구형으로 원자가 모이도록 하는 포획력으로 작용하기 때문이다. 그 밖에 입사광의 세기 분포가 이상적인 가우시안이 아닌 경우 복잡한 형태의 소용돌이힘이 작용된 효과를 고려해 볼 수 있다. 결과적으로 소용돌이힘의 형태가 비선형이 되어  $r < r_0$ 에 있는 원자들은 구형으로  $r > r_0$ 에 있는 원자들은 고리형의 원자 구름 분포를 형성하게 된다.

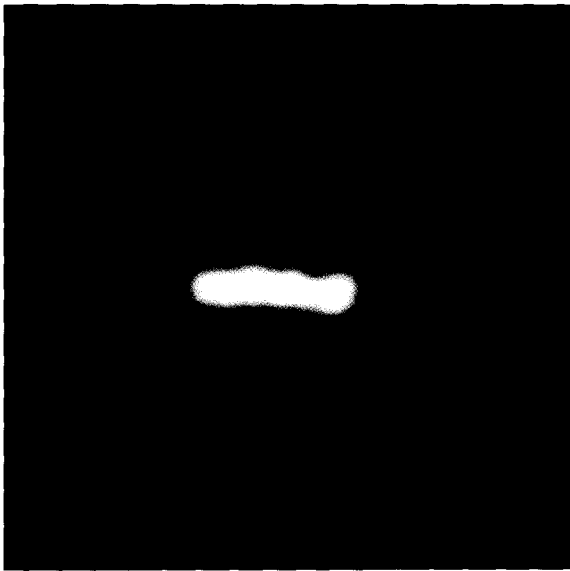


그림 6. 막대형으로 포획된 원자 구름 분포.

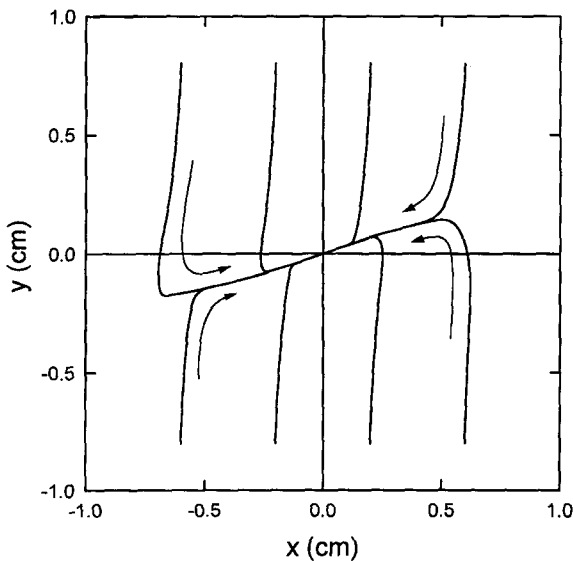


그림 7. 시뮬레이션 결과.  $y$ 축 방향으로는  $\sigma$ - $\sigma$  편광의 레이저광을,  $x$ 축 방향으로는  $\pi$  편광의 레이저광을 입사시켰다. 어긋난 정렬에 의해 소용돌이힘이 작용한 결과 기울어진 직선 궤도를 그리며 중심으로 수렴되는 원자 궤도를 보여주고 있다.  $\Omega_0 = 1.5 \Gamma$ ,  $\Delta = -\Gamma$ ,  $w = 1$  (cm),  $s = 0.004 w$ .

$\pm x$ 축 방향으로 진행하는 레이저광의 편광을 원편광으로부터 선편광으로 변화시켜 주면  $x$ 축 방향으로의 복원력이 작아져 타원 형태가 된다.  $\pm x$ 축 방향으로 진행하는 두 레이저광의 편광이 같은 방향의 선편광일 때  $x$ 축에 대하여 복원력이 작용하지 않아 포획되지 않는다. 이 때 어긋난 정렬에 의해 소용돌이힘이 작용되면  $x$ 축으로부터 기울어진 직선궤도를 형성하게 되어 막대형 원자구름이 형성된다(그림 6). 그림 7은  $s = 0.004 w$  일 때 시뮬레이션 결과이다. 시뮬레이션 결과 직선의 기울기에 대한 근사식(식 (11))과 같이  $s \ll w$ 일 때  $x$ - $y$  평면상에서  $s$ 에 비례하여 기울기가 변화하였으며, 실험으로도 여러 방향에서 관찰한 결과 막대형 원자 구름이 어긋난 정렬에 따라 기울기가 변화하는 것을 관찰할 수 있었다. 어긋난 정렬에 의해 형성되는 소용돌이힘의 작용은 2차원 원자 포획도 가능하게 한다.<sup>12)</sup>

$s < w$ 일 때 포획 원자의 위치는 자기장이 0인 좌표 중심이라기 보다는 어긋난 정렬에 의한 #형 레이저빔 구성의 중심이

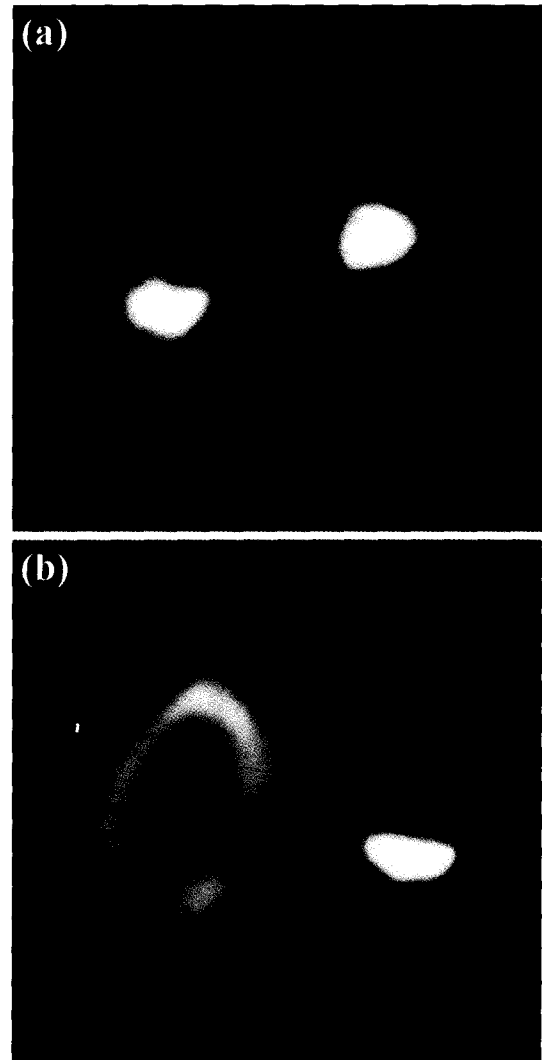


그림 8. 두 개의 독립된 형태로 포획된 원자 구름 분포. (a)두 개의 구형으로 포획된 원자 구름 분포(구-구형), (b)구형과 고리형으로 포획된 원자 구름 분포(구-고리형).

된다. 시뮬레이션 결과로부터 #형 레이저빔 중심의 위치를 x 축 또는 y 축 방향으로 이동시켰을 경우 원자의 포획 위치가 #형 레이저빔 중심을 따라 이동되는 것을 확인할 수 있다. 광분할기, 윈도우 및 거울 등에 의해 포획광은 가우시안 형태의 세기 분포로부터 변형된 세기 분포를 갖게 된다. 그 결과 공간적으로 복잡한 형태의 소용돌이힘이 작용될 수 있으며, 소용돌이힘 중심으로 구형 또는 고리형 원자구름 분포가 형성된다. 비균일한 레이저광의 선택과 어긋난 빔 정렬로 광압력에 의한 비대칭적인 힘이 작용하면 두 개의 독립된 원자 포획이 가능하다. 그림 8은 독립적으로 형성된 구-구형, 구-고리형 원자 구름 분포를 보여주고 있다.

#### IV. 결 론

MOT로 포획된 구형 원자 구름 분포를 관찰하였을 뿐 아니라 편광의 변화, 어긋난 정렬 등의 사용으로 막대형, 고리형, 중심에 구를 갖는 고리형, 구-구형, 구-고리형 등 다양한 원자 구름 분포를 관찰하였다. 어긋난 정렬에 의해 소용돌이힘이 작용되며 소용돌이 힘의 중심으로 구형 또는 고리형 원자 구름 분포를 형성한다. 포획 원자의 공간 분포를 설명하기 위해 레이저 빔의 편광, 세기 분포 및 어긋난 정렬에 따른 CDARF 모델을 사용하였으며, 제만 부준위를 고려한 운동방정식으로부터 구형, 고리형, 그리고 가운데 구를 포함한 고리형으로 원자 구름이 형성되는 것과 2중으로 포획된 원자 구름 분포를 설명할 수 있었다.

#### 감사의 글

본 연구는 과학기술부에서 시행하는 국가지정연구소(NRL)

사업에서 연구비 지원을 일부 받았습니다. 이에 감사드립니다.

#### 참고문헌

- [1] Special Issue on Laser Cooling and Trapping of Atoms, edited by S. Chu and C. Wieman, *J. Opt. Soc. Am. B* **6** (1989).
- [2] E. L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu, and D. E. Pritchard, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 2631 (1987).
- [3] K. Lindquist, M. Stephens, and C. Wieman, *Phys. Rev. A* **46**, 4082 (1992).
- [4] T. Walker, D. Sesco, and C. Wieman, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 408 (1990).
- [5] D. W. Sesko, T. G. Walker, and C. E. Wieman, *J. Opt. Soc. Am. B* **8**, 946 (1991).
- [6] V. S. Bagnato, L. G. Marcassa, M. Oriá, G. I. Surdutovich, and S. C. Zilio, *Laser Phys.* **2**, 172 (1992).
- [7] V. S. Bagnato, L. G. Marcassa, M. Oriá, G. I. Surdutovich, R. Vitlina, and S. C. Zilio, *Phys. Rev. A* **48**, 3771 (1993).
- [8] I. Guedes, M. T. de Araujo, D. M. B. P. Milori, G. I. Surdutovich, V. S. Bagnato, and S. C. Zilio, *J. Opt. Soc. Am. B* **11**, 1935 (1994).
- [9] I. Guedes, H. F. Silva Filho, and F. D. Nunes, *Phys. Rev. A* **55**, 561 (1997).
- [10] F. Dias Nunes, J. F. Silva, S. C. Zilio, and V. S. Bagnato, *Phys. Rev. A* **54**, 2271 (1996).
- [11] D. E. Pritchard, E. L. Raab, V. Vagnato, C. E. Wieman, and R. N. Watts, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 310 (1986).
- [12] T. Walker, D. Hoffmann, P. Feng, and R. S. Williamson III, *Phys. Lett. A* **163**, 309 (1992).
- [13] H. S. Lee, S. H. Yang, Y. B. Kim, S. E. Park, H. Cho, and J. D. Park, *Jpn. J. Appl. Phys.* **35**, 276 (1996).

### Atomic motion and spatial distribution of $^{87}\text{Rb}$ by Coordinate-dependent asymmetry radiation force in MOT

Sung Jong Park and Hyuck Cho

*Department of Physics, Chungnam National University, Daejeon 302-764, Korea*

Jong Dae Park

*Department of Physics, Paichai University, Daejeon 302-735, Korea*

Taeg Yong Kwon, Sung Hoon Yang, and Ho Seong Lee

*Time and Frequency Lab., KRISS, Daejeon 305-600, Korea*

(Received May 2, 2000, Revised manuscript received July 26, 2000)

We observed the spatial distributions of atom in a magneto-optical trap. These distributions include sphere, stick, ring, ring with core, sphere-sphere, sphere-ring etc. Coordinate-dependent asymmetry radiation force (CDARF) that arises due to laser beams misalignment and transverse profile of the laser beams is exerted on atoms, and the shape of trapped cloud is changed with the misalignment parameter. We use equations of motion that takes into account the Zeeman sublevels of the  $^{87}\text{Rb}$  atom, magnitude and direction of magnetic field, polarization of trapping lasers, and transverse profile of the laser beams. A theoretical analysis of the equation of motion for the trapped atom explained all the experimental observations.

OCIS codes : 020.0020, 020.7010, 140.7010.