

광굴절 광기전력 물질에서의 어두운 공간솔리톤 발생

전진호 · 전남희 · 이원규 · 노영철 · 이재형[†] · 장준성

서울대학교 물리학과

Ⓣ 151-742 서울시 관악구 신림동 산56-1

김광훈

한국전기연구소 전기물리연구그룹

Ⓣ 641-120 경남 창원시 성주동 28-1번지

(2000년 9월 5일 받음, 2000년 12월 18일 수정본 받음)

광굴절 광기전력 특성을 갖는 Fe를 도핑한 LiNbO_3 결정에서의 어두운 공간솔리톤의 발생과 이의 광도파로 역할에 대해 연구하였다. 파장이 488 nm인 cw Ar^+ 레이저를 이용하여 입사빔의 세기가 10 mW/cm^2 이하에서도 어두운 공간솔리톤이 발생됨을 관측하였다. 빔의 세기 변화 방향이 광축에 수직인 경우에는 자기확산 효과를 관측할 수 없었으나, 광축에 평행한 경우에는 이 효과를 관측할 수 있었다. 이를 통해 매질에서의 굴절을 변화가 빔의 세기 변화 방향과 광축방향이 평행할 때만 일어난다는 것을 확인하였다. 파장이 633 nm인 He-Ne 레이저를 어두운 공간솔리톤에 통과시킴으로써 빔의 집속효과를 관측하였다. 이를 통해 어두운 공간솔리톤의 광도파로 역할을 확인하였다.

Keyword : NL010.

I. 서 론

솔리톤(soliton)은 파의 모양이 변하지 않고 모양을 그대로 유지하면서 진행하는 것을 의미하는 것으로, 광솔리톤의 경우 비선형 광학의 발전과 함께 연구되어 왔다.

매질 내에서 빔이 진행할 때 일어나는 회절효과를 비선형 효과로 상쇄시킴으로써 빔의 모양이 유지될 수 있는데 이를 공간솔리톤(spatial soliton)이라 한다. Kerr 매질에서는 굴절률의 변화가 빔의 세기에 비례하여 변하나 그 비례상수가 작아 공간솔리톤 발생에 필요한 굴절률의 변화를 얻기 위해서는 1 MW/cm^2 이상의 세기가 필요하다.^[1] 그러나 큰 세기의 빔의 경우 실제 응용하는데 어려움이 따르기 때문에 이의 극복을 위해 많은 노력이 이루어졌다. 이러한 노력의 결과의 하나로 최근에는 전기광학(electro-optic) 결정에서의 광굴절 비선형성(photorefractive nonlinearity)을 이용한 공간솔리톤 발생에 대한 연구가 활발히 진행되고 있다.^[2-6]

이러한 광굴절 솔리톤(photorefractive soliton)은 조사된 빔에 의해 여기된 전하와 외부에서 가해진 전기장이나 광기전력과 상호작용의 결과로 생긴 매질 내의 공간 전하장이 일으키는 굴절률의 변화에 의해 발생된다. Kerr 솔리톤과는 달리 빔의 세기가 수 mW/cm^2 에서 수 W/cm^2 정도의 약한 빔에 의해서도 그 발생이 가능하다. 그리고 Kerr 매질에서는 (2+1)차원의 밝은 공간솔리톤이 자기집속 효과때문에 안정적으로 진행할 수 없으나, 광굴절 매질의 경우 자기집속 효과가 일어나긴 하나 일정 정도 이상의 빔의 세기에 대해서는 굴절률 변화

가 포화되므로 (2+1)차원의 밝은 공간솔리톤이 안정적으로 진행할 수 있다.^[7]

광굴절 솔리톤은 광굴절 매질에 외부 전기장을 가해서 발생되는 준정상상태(quasi-steady-state) 솔리톤과 가려진(screening) 솔리톤, 그리고 외부 전기장을 가하지 않고도 발생하는 광기전력(photovoltaic) 솔리톤으로 크게 분류할 수 있다.

준정상상태 솔리톤은 초기의 과도적(transient) 시간 동안만 발생하였다가 정상상태가 되면 사라지는 특성과 세기 분포와는 독립적인 단면분포를 갖는 특성을 가진다.^[2,4,5] 광굴절 물질에 외부 전기장이 가해질 때, 가해진 전기장의 영향으로 여기되는 전자나 홀의 분포가 달라지고 이로 인한 전기장이 먼저 가해진 전기장에 영향을 미쳐 광굴절 매질 내부의 전기장의 공간적 분포가 바뀌어진다. 이렇게 생긴 전기장이 일으키는 굴절률의 공간적 분포 변화로 인해 가려진(screening) 솔리톤이 발생된다.^[7,8] 마지막으로, 강한 광기전력 전류(photovoltaic current)를 갖는 광굴절 광기전력 물질에서 빔의 공간적 분포가 정상상태에 이르렀을 때 광기전력 솔리톤이 발생된다.^[9-12] 최근에는 광기전력 전류를 갖는 물질에 외부 전기장을 걸어 외부전기장과 광기전력에 의한 전기장의 분포에 의해 공간솔리톤이 발생하는 가려진 광기전력 솔리톤(screening-photovoltaic soliton)에 대한 연구도 이루어지고 있다.^[13]

어두운 공간솔리톤의 경우 마치 유전체 광도파로와 같은 굴절률 분포가 매질내에 형성되므로, 여기에 탐침빔(probe beam)을 통과시킬 경우 광도파로를 통과하는 것처럼 빔이 퍼지지 않으면서 진행하게 할 수 있다.

본 연구에서는 광굴절 광기전력 매질에서의 어두운 골의 진행이 이러한 어두운 공간솔리톤의 성질을 잘 만족하는 것을

[†]E-mail: jailee@phyu.snu.ac.kr

확인하였다. 이를 통해 광기전력 어두운 공간솔리톤의 발생과 이를 통과하는 탐침빔의 집속효과를 관측하였다.

II. 이론적 배경

공간솔리톤의 발생에 필요한 광굴절 효과를 설명하기 위해 윌 방정식(rate equation)과 전류방정식을 도입하였다. 여기서 운반자로는 전자만을 가정하였다.

매질과 빔의 반응이 정상상태에 이르렀을 때, 운반자가 광축(c축, x방향)을 따라 움직이는 일차원인 경우로 가정하면 방정식들은 다음과 같다.

$$(sI + \beta)(N_d - N_d^i) - \gamma_e n N_d^i = 0 \quad (1)$$

$$q\mu n E + k_B T \mu \frac{dn}{dx} + \kappa s(N_d - N_d^i) I = 0 \quad (2)$$

여기서 n 은 전자 개수밀도(number density), N_d 는 총 주개 개수밀도(total donor number density), N_d^i 는 이온화된 주개 개수밀도이다. 또한 I 는 빔의 세기, E 는 결정내에서 공간 전하장인데, 이 모든 값들은 빔이 진행하는 z 방향에 대해 수직인 거리 x 에 의존한다. $(N_d - N_d^i)$ 는 중성의 주개 개수밀도(neutral(filled) donor number density), $(sI + \beta)(N_d - N_d^i)$ 는 주개로부터 전도띠(conduction band)로 전이되는 전자의 전이확률, $\gamma_e n N_d^i$ 는 운반자가 이온화된 주개에 결합되는 확률을 나타낸다.^[14,15]

결정의 특성을 나타내는 변수로는 광이온화 단면적 s , 빛이 없을 때의 운반자의 여기를 나타내는 어둠 발생률(dark generation rate) β , 재결합률 계수 γ_e , 전자 이동도 μ , 광기전 상수 κ , 유전상수가 있고, q 는 전자의 전하, k_B 는 Boltzmann 상수, T 는 절대 온도이다.

빛의 전기장 $E_{opt} = A(x, z) \exp(ikz - i\omega t) + c.c$ 에 대한 매질 내에서의 파동방정식은 근축 근사(paraxial approximation)와 SVEA(slowly varying envelope approximation)를 이용하면 다음과 같이 표현된다.

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} - \frac{i}{2k} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) A(x, z) = \frac{ik\Delta n}{n_b} A(x, z) \quad (3)$$

여기서 Δn 은 비선형 현상에 의한 굴절률의 변화, n_b 는 선형 굴절률이다. 매질내에서 파수 k 는 $2\pi n_b / \lambda$ 이며, λ 는 진공에서의 파장이다.

전기광학 매질에서

$$\Delta n = -\frac{1}{2} n_b^3 r E \quad (4)$$

로 주어지며, r 은 전기광학 계수이다. Δn 을 스칼라량으로 놓기 위해서 매질을 결정상태라고 가정하였는데 이는 $k = k_{11}$, $r = r_{11}$ 임을 의미한다. 여기서 첨자 1은 x 에 평행한 결정의 축방향을 가리킨다.

매질 내에서의 공간 전하장의 분포를 살펴보기 위해 식 (2)를 공간 전하장 E 에 대해서 표현하면

$$E(x) = E_D(x) + E_{pv}(x) \quad (5)$$

로 놓을 수 있는데, 그 발생원인에 따라 $E_D = -\frac{k_B T}{q} \frac{d}{dx} (\ln n)$ 로

주어지는 확산에 의해 생기는 전기장과 $E_{pv}(x) = -\frac{\kappa s(N_d - N_d^i) I}{q\mu n}$

로 주어지는 광기전력에 의한 전기장으로 나눌 수 있다.

식 (1)에서 n 을 구해보면 다음과 같이 주어진다.

$$n = \frac{(sI + \beta)(N_d - N_d^i)}{\gamma_e N_d^i} \quad (6)$$

(6)식에서 빛이 조사되지 않은 상태에서의 N_d^i 는 이온화된 주개를 보상하기 위한 음전하를 띤 받개 개수밀도(acceptor number density)인 N_A 와 거의 같다고 근사할 수 있다. 따라서 매질에 빛이 조사되었을 때, $N_d^i = N_A + \Delta N_d^i$ 라고 놓고 이를 N_A 에 대해 전개시키면 다음과 같다.

$$n = \frac{(sI + \beta)(N_d - N_A)}{\gamma_e N_A} \left[1 - \frac{\Delta N_d^i}{(N_d - N_A)} \right] \quad (7)$$

광기전력 물질의 경우 대부분 $\frac{\Delta N_d^i}{N_A} \ll 1$ 이므로 위와 같은 근사가 가능하다. 확산에 의한 전기장의 크기는 $\frac{k_B T}{qL_s}$, L_s 는 입사빔 I 의 단면의 지름이다. 이때 $\frac{k_B T}{qE_{pv}} \ll L_s$ 이면 $E_D(x)$ 는 $E_{pv}(x)$ 에 비해 상대적으로 작아 무시할 수 있다. 광기전력에 의한 전기장은 보통 $10^4 \sim 10^7$ V/m이고 상온에서 $\frac{k_B T}{q} \approx 0.025$ V이다. 따라서 광기전력에 의한 전기장은 다음과 같다.

$$E_{pv} = -E_p \frac{I/I_{dark}}{1 + I/I_{dark}} \left(1 + \frac{\Delta N_d^i}{N_A} \right) \approx -E_p \frac{I/I_{dark}}{1 + I/I_{dark}} \quad (8)$$

L_s 가 25 μm 이상인 경우에는 확산에 의한 전기장을 무시할 수 있으므로 공간 전하장 $E = E_{pv}$ 가 된다. 이때 어두운 빔의 세기 I_{dark} 는 $I_{dark} \equiv \frac{\beta}{s}$ 로 정의하는데, 이는 빛이 입사되지 않은 상태에서도 열적 효과로 인해 운반자를 생성되는 것을 빔의 세기로 표현한 것이다.

식 (8)을 식 (3)에 대입하면, 다음과 같다.

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} - \frac{i}{2k} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) A(x, z) = \frac{1}{2} ik n_b^2 r E_p \frac{I}{I + I_{dark}} A(x, z) \quad (9)$$

좌변에서 두 번째 항은 공간상에서의 회절효과를 나타내고, 우변은 비선형 전기광학 효과에 의한 굴절률 변화와 관계있는 것으로 자기위상변조효과를 나타낸다. 따라서 빔이 진행하면서 생긴 자기위상변조효과가 빔의 회절효과를 상쇄시킴으로써 공간솔리톤을 여기할 수 있다.

2차원인 경우 결정의 c 축 방향에 대해 빔세기 변화 방향 ∇I 이 수직인 경우와 평행인 경우가 있는데 이에 따른 굴절률 변화에 대해 살펴보자. 정상상태에서 $\nabla \times \vec{E} = 0$ 이므로 $\frac{\partial E_x}{\partial y} = \frac{\partial E_y}{\partial x}$

이다. 충분히 배경빔이 크고 어두운 꼴이 배경빔의 전체를 덮을 만큼 긴 경우 전기장이 x 방향으로 거의 일정하다고 할 수 있으므로 $\frac{\partial E}{\partial x} = 0$ 이 된다. 따라서 $\frac{\partial E_x}{\partial y} = 0$ 이다. 전하의 수송이 y 방향으로 어두운 꼴에 대해 대칭적으로 일어나고, $\nabla \cdot \vec{j} = 0$ 이므로 E_x 은 상수이다. 따라서 결정의 c축 방향과 빔세기 변화 방향이 평행할 때에만 굴절을 변화가 있음을 알 수 있다.

III. 어두운 공간솔리톤의 발생

광기전력 어두운 공간솔리톤을 발생시키기 위해 필요한 광굴절 광기전력 매질로 크기가 1 cm×1 cm×1 cm이고, 0.03%의 Fe를 도핑시킨 LiNbO₃ 결정을 이용하였다.

어두운 공간솔리톤을 발생시키기 위한 실험장치는 그림 1에서 shutter를 닫았을 때와 같다. 입사빔의 세기를 조절하기 위해서 neutral density filter(ND filter)를 이용하였다. 빔의 진행 방향이 광축(c축)에 평행한 이상편광(extraordinary polarization)의 빔을 광축에 수직인 방향으로 진행하게 하였다. 어두운 공간솔리톤 발생에 필요한 초기조건을 주기 위해 빔의 반쪽을 phase mask(PM)에 통과시키고 PM의 각도를 조절하여 빔 양쪽의 위상차를 π로 만들었다. 이 때 PM로는 cover glass를 이용하였다. 그리고 광굴절 매질에서는 beam fanning 효과가 빔의 크기에 비례하여 나타나는데,^[3] 이 효과를 줄이기 위해 렌즈를 사용하여 입사빔의 반지름을 65 μm 이하로 줄였다. 결정 통과 전후의 빔의 단면을 보기 위해 배율이 5배인 현미경 대물렌즈를 장치한 2차원 CCD(charge-coupled device)를 빔의 진행방향에 대해 평행하게 움직이면서 빔의 단면을 관측하였다. 실험에서 사용한 광원은 파장이 488 nm인 cw Ar⁺ 레이저빔이다.

그림 2은 빔의 세기 변화가 c축 방향일 때와 c축에 수직일 때, 그 방향에 따라 빔의 모양 변화가 어떤지를 관측한 것이다. 초점거리가 7 cm인 구면렌즈(spherical lens)를 사용하여 c축에 수직으로 집속하였고, 이 때의 빔의 세기는 5.5 mW/cm² (빔의 power는 365 nW)이다. PM의 직각 형태의 끝부분을 빔의 진행경로에 대해 수직으로 놓고 그 각을 조정하여 직각 형태의 어두운 꼴을 만든 후 2차원 CCD로 관측했을 때로, 그림 2의 (a)는 초기상태에서의 빔의 모양이며 (b)는 정상상태에

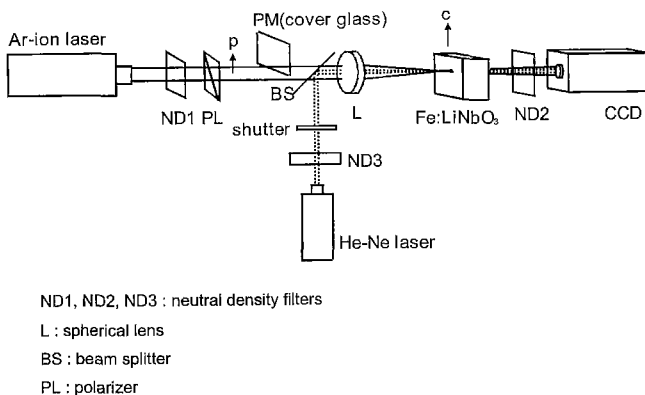


그림 1. 어두운 공간 솔리톤 발생을 위한 실험장치도.

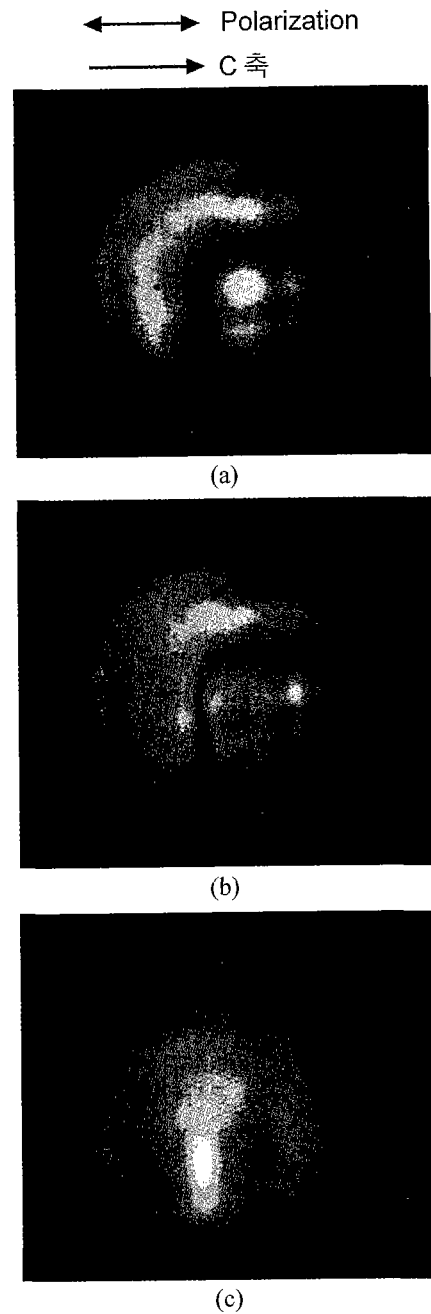


그림 2. Ar⁺ 레이저의 빔 경로에 cover glass의 코너를 놓았을 때 (a) 초기상태, (b) 40분 후의 정상상태, (c) 정상상태 후 cover glass를 빔의 경로에서 제거한 후.

서의 빔의 모양이다. 이때 정상상태로 되는데 걸린 시간은 40분이다. (c)는 PM 제거 후의 빔의 모양이다. 그림에서 알 수 있는 바와 같이 빔의 세기 변화가 c축 방향일 때만 그 단면의 변화가 있으며, 이 때 어두운 꼴이 좁아짐을 알 수 있다. 또 (c)에서 보는 바와 같이 PM을 제거한 후에도 매질에 만들어진 굴절을 변화로 인해 그 부분에서 빔의 집속현상을 관측할 수 있었다. 위의 결과를 세밀히 관측하기 위해 두 가지의 경우로 나누어 실험하였다. c축에 평행하게 PM의 옆면을 Ar⁺ 레이저 빔의 경로에 수직하게 놓고 그 각을 조정하여 직선형

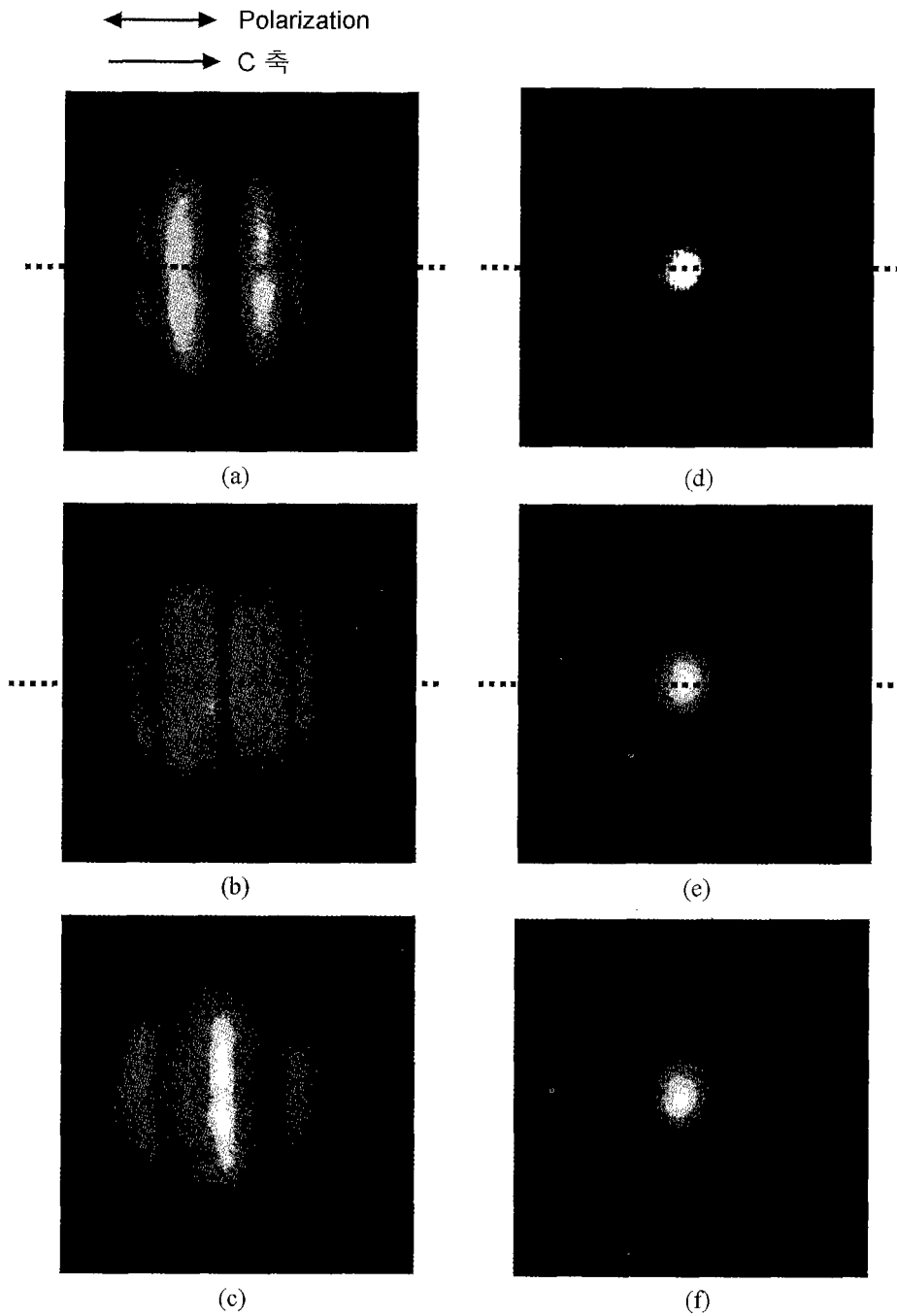


그림 3. Ar⁺ 레이저의 빔 경로에 cover glass의 옆면을 결정의 C축에 평행하게 놓았을 때 (a), (b), (c), Ar⁺ 레이저 빔의 모양 (d), (e), (f), He-Ne 레이저 빔의 모양 (a), (d) 초기상태, (b), (e) 40분 후의 정상상태, (c), (f) 정상상태 후 cover glass를 빔의 경로에서 제거한 후.

태의 어두운 골을 만들었다. 즉, c축 방향으로 빔의 세기 변화를 일으켰다. 그림 3의 (a), (b), (c)는 Ar⁺ 레이저 빔이 결정을 통과한 후의 단면들이다. (a)는 초기상태의 단면, (b)는 40분 후의 정상상태가 되었을 때의 단면, 그리고 (c)는 PM 제거 후의 빔의 단면이다. (a)일 때의 넓었던 어두운 골이 정상상태가 되자 어두운 골의 폭이 좁아지고, 배경이 넓어지는 자기확산 효과가 일어나는 것을 관측할 수 있었다. 앞에서와 마찬가지로 PM을 제거하고 난 후에도 매질에 만들어진 굴절을 변

화로 인해 빔의 중심 부근에서 빔의 집속 현상을 관측할 수 있었다. 다음으로 앞의 경우는 달리 c축에 수직하게 PM의 옆면을 Ar⁺ 레이저 빔의 경로에 수직하게 놓고 그 각을 조정하여 직선형태의 어두운 골을 만들었다. 즉, c축에 대해 수직 방향으로 빔의 세기 변화를 일으켰다. 그림 4의 (a)가 초기상태의 단면이고, (b)가 40분 후의 정상상태가 되었을 때의 단면, 그리고 (c)가 PM 제거 후의 빔의 단면이다. 그림에서 보는 바와 같이 앞의 경우와는 달리 정상상태가 되었을 때에도 어

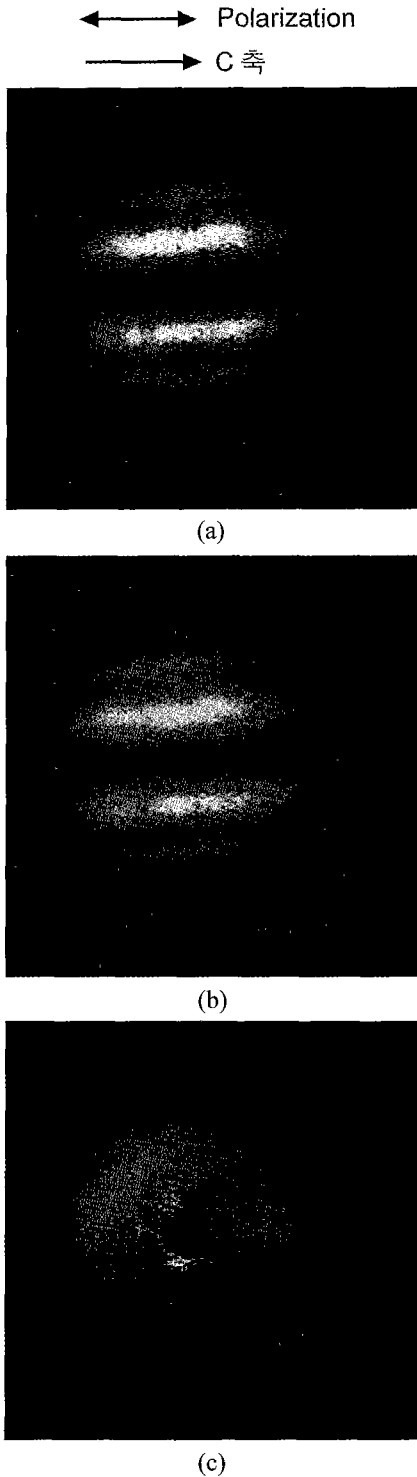


그림 4. Ar⁺ 레이저의 빔 경로에 cover glass의 옆면을 결정의 C 축에 수직하게 놓았을 때 (a) 초기상태, (b) 40분 후의 정상상태, (c) 정상상태 후 cover glass를 빔의 경로에서 제거한 후.

두운 끝부분에서 자기확산 효과가 일어나지 않음을 알 수 있었다. 그리고, (c)에서 보는 바와 같이 앞의 경우와는 달리 PM 제거 후 매질내에 만들어진 굴절률 변화가 없어 빔의 단면에 변화가 없음을 관측할 수 있었다. 위의 결과들을 종합하

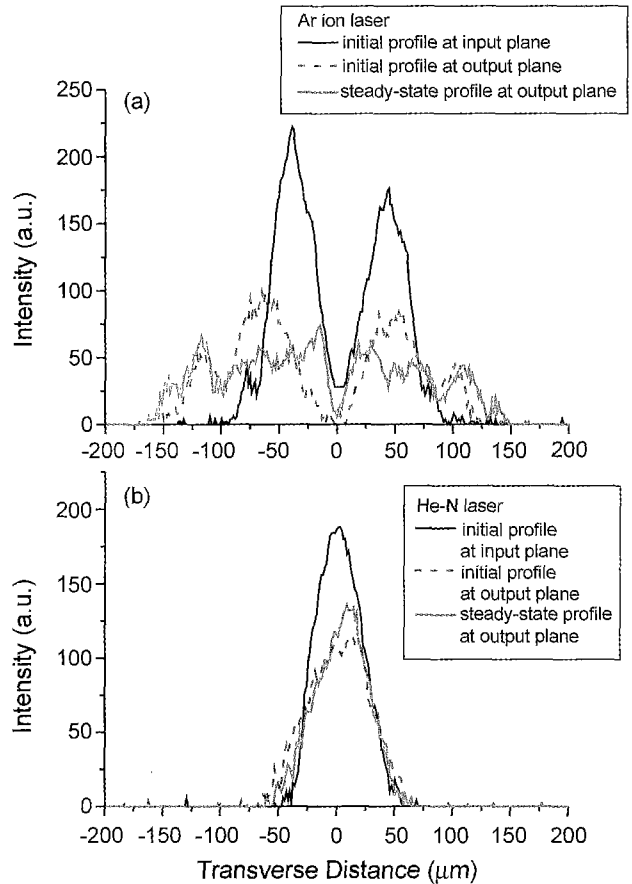


그림 5. Ar⁺ 레이저와 He-Ne 레이저가 결정을 지날 때의 빔의 세기 분포 (a) Ar⁺ 레이저의 초기의 입사면, 탈출면, 그리고 정상상태에 이르렀을 때의 탈출면에서의 세기 분포, (b) He-Ne 레이저의 초기의 입사면, 탈출면, 그리고 정상상태에 이르렀을 때의 탈출면에서의 세기 분포.

면 이론으로 예측한 바와 같이 c축 방향으로 빔의 세기가 변할 때 굴절률의 변화가 일어나고, 굴절률 변화는 c축 방향으로 형성됨을 의미한다. 이러한 자기확산 효과가 어두운 공간솔리톤을 발생시킬 수 있음을 확인하였다.

위의 결과를 바탕으로 c축에 평행하게 PM의 옆면을 빔의 경로에 수직하게 놓고 그 각을 조정하여 직선형태의 어두운 꼴을 만들었다. 이 때 어두운 꼴을 통과하는 탐침빔의 진행에 어떤 변화가 있는지 알아보기 위해 그림 1의 실험장치에서 shutter를 열었다. Ar⁺ 레이저를 이용하여 발생시킨 어두운 공간솔리톤에 통과되는 탐침빔으로는 파장이 633 nm인 cw He-Ne 레이저를 이용하였다. Ar⁺ 레이저 빔은 He-Ne 레이저 빔보다 Fe:LiNbO₃에서 광굴절 효과에 더욱 민감하게 작용하며 광굴절 효과를 일으키는데 걸리는 시간이 더 짧다. 그러나 He-Ne 레이저 역시 Fe:LiNbO₃에서 광굴절 효과를 일으킬 수 있으므로, 이러한 효과를 줄이고 Ar⁺ 레이저에 의해 발생된 어두운 공간솔리톤에 의한 효과만을 관측하기 위해 He-Ne 레이저 빔에 의한 광굴절 효과를 줄여야만 했다. 그렇게 하기 위해 ND filter를 이용하여 He-Ne 레이저에서 나오는 빔의 세기를 낮추고, 관측시에만 He-Ne 레이저에서 나오는 빔을 결정에 통과시켰다.

그림 3의 (d), (e), (f)는 He-Ne 레이저 빔이 어두운 골을 통과한 후 결정의 나오는 면에서의 He-Ne 레이저 빔의 단면이다. Ar⁺ 레이저 빔은 위의 경우와 동일한 조건으로 입사시켰다. He-Ne 레이저 빔의 세기는 8.6 mW/cm²(빔의 power는 91 nW)이다. 먼저 Ar⁺ 레이저 빔만을 매질에 입사시킨 직후 He-Ne 레이저 빔을 입사시켰을 때의 상태가 (d)이다. shutter를 닫은 상태에서 40분 동안 Ar⁺ 레이저 빔만을 매질에 입사시킨 후 정상상태에 이르렀을 때의 빔의 단면이 (e), PM 제거 후의 빔의 단면이 (f)이다. 그림 3의 (a), (b), (d), (e) 위의 접선 부분의 세기 분포와 처음 입사면에서의 빔의 세기 분포를 동시에 나타낸 것이 그림 5의 (a), (b)이다. 그림 3의 (d)와 그림 5의 (b)에서 보는 바와 같이 Ar⁺ 레이저 빔에 의한 어두운 골의 여부에 관계없이 He-Ne 레이저 빔의 단면이 둥근 모양을 유지함을 알 수 있다. 이는 어두운 골에 관계없이 매질 내의 굴절률 분포가 일정함을 가리킨다. 빔의 변화가 정상상태에 이르렀을 때, 그림 3의 (b), (e)와 그림 5에서 보는 바와 같이 자기확산 효과에 의해 Ar⁺ 레이저 빔의 어두운 골이 좁아지고, 그 배경이 넓어짐을 관측할 수 있었다. 초기 입사면에서의 Ar⁺ 레이저 빔의 세기 분포와 이 때의 세기 분포를 비교해보면 어두운 골의 중심 부분의 폭이 서로 비슷함을 알 수 있다. 이로써 빔이 매질 내를 진행하는 동안 어두운 골의 단면의 중심부분의 폭이 거의 일정하게 유지됨을 알 수 있다. 그리고, 이렇게 형성된 어두운 골부분을 통과한 He-Ne 레이저 빔의 경우 중심부분이 더 밝아지고, 동시에 c축 방향으로의 빔의 반경이 좁아짐을 관측하였다. 그림 3의 (c)와 (f)에서 보는 바와 같이 PM 제거한 후에도 매질에 만들어진 굴절률 변화로 인해 Ar⁺ 레이저 빔과 He-Ne 레이저 빔이 모두 중심부근에서 집속되는 현상을 관측할 수 있었다. 이는 어두운 골의 영역에서의 굴절률의 변화로 인해 He-Ne 레이저 빔의 회절 효과가 상쇄됨을 가리킨다. 이로써 광굴절 광기전력 매질인 Fe:LiNbO₃에서 진행되는 어두운 골이 광도파로 역할을 함을 확인하였다.

IV. 결 론

10 mW/cm² 이하의 세기를 가진 빔을 이용하여 광굴절 광기전력 매질 내에서 어두운 공간솔리톤 발생시키기 위해 빔의 반쪽이 위상차가 π 가 되게 하여 빔의 중심부분에 어두운 골을 만들어 이를 매질 내에서 진행시켰다. 그리고 매질의 입사면과 탈출면에서의 초기상태와 정상상태의 빔의 모양을 관측하였다. Ar⁺ 레이저 빔의 어두운 골의 세기 분포가 c축 방향으로로는 그 폭이 초기의 어두운 골의 중심부분과 거의 같을 정도로 좁아지면서 그 배경 부분은 넓어지는 자기확산 효과를 관측할 수 있었다. 그러나 c축에 수직인 방향으로로는 충분한 시간이 흐른 후에도 빔의 세기 분포가 변하지 않음을 관측하였다. 이로부터 c축 방향으로 빔의 세기가 변할 때만 매질 내에서의 굴절률 변화가 일어남을 알 수 있었다. Ar⁺ 레이저 빔의 어두운 부분이 c축 방향으로 좁아지고 배경이 넓어지는 자기확산 효과가 회절효과를 상쇄시켜 솔리톤을 형성할 수 있음을 알 수 있었다. 정상상태가 되었을 때 어두운 공간솔리톤에 의

해 형성된 굴절률 변화로 인하여 He-Ne 레이저 빔이 c축 방향으로 집속되어서 빔의 세기가 커지고 빔의 폭이 줄어들었음을 관측하였다. 따라서 탐침빔인 He-Ne 레이저 빔의 회절 효과가 어두운 공간솔리톤에 의해 매질 내에 형성된 굴절률 분포로 인해 상쇄됨을 알 수 있었다.

감사의 글

본 연구는 서울대학교 발전기금 포항제철 학술연구비(98-04-2058)의 지원으로 이루어졌습니다.

참고문헌

- [1] J. S. Aitchinson, A. M. Winer, Y. Silberberg, M. K. Oliver, J. L. Jackel, D. E. Leaird, E. M. Vogel, and P. W. Smith, "Observation of spatial optical solitons in a nonlinear glass waveguide," *Opt. Lett.*, vol. 15, no. 9, pp. 471-473, 1990.
- [2] M. Segev, B. Crosignani, A. Yariv, and B. Fischer, "Spatial solitons in photorefractive media," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 68, no. 7, pp. 923-926, 1992.
- [3] B. Crosignani, M. Segev, D. Engin, P. DiPorto, A. Yariv, and G. Salamo, "Self-trapping of optical beams in photorefractive media," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 10, no. 3, pp. 446-453, 1993.
- [4] G. Duree, J. L. Shultz, G. Salamo, M. Segev, A. Yariv, B. Crosignani, P. DiPorto, E. Sharp, and R. R. Neurgaonkar, "Observation of self-trapping of an optical beam due to the photorefractive effect," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 71, no. 4, pp. 533-536, 1993.
- [5] G. Duree, M. Morin, G. Salamo, M. Segev, A. Yariv, B. Crosignani, and P. DiPorto, "Dark photorefractive spatial solitons and photorefractive vortex solitons," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 74, no. 11, pp. 1978-1981, 1995.
- [6] G. Duree, G. Salamo, M. Segev, A. Yariv, B. Crosignani, P. DiPorto, and E. Sharp, "Dimensionality and size of photorefractive spatial solitons," *Opt. Lett.*, vol. 19, no. 16, pp. 1195-1197, 1994; M. Segev, B. Crosignani, P. DiPorto, A. Yariv, G. Duree, G. Salamo, and E. Sharp, "Stability of photorefractive spatial solitons," *Opt. Lett.*, vol. 19, pp. 1296-1298, 1994.
- [7] M. F. Shih, P. Leach, M. Segev, M. H. Garrett, G. Salamo, and G. C. Valley, "Two-dimensional steady-state photorefractive screening solitons," *Opt. Lett.*, vol. 21, no. 5, pp. 324-326, 1996.
- [8] M. F. Shih, M. Segev, G. C. Valley, G. Salamo, B. Crosignani, and P. DiPorto, "Observation of 2-dimensional steady-state photorefractive screening solitons," *Electron. Lett.*, vol. 31, no. 10, pp. 826-827, 1995.
- [9] G. C. Valley, M. Segev, B. Crosignani, A. Yariv, M. M. Fejer, and M. C. Bashaw, "Dark and bright photovoltaic spatial solitons," *Phys. Rev. A*, vol. 50, no. 6, pp. R4457-R4460, 1994.
- [10] M. Taya, M. C. Bashaw, M. M. Fejer, M. Segev, and G. C. Valley, "Observation of dark photovoltaic spatial solitons," *Phys. Rev. A*, vol. 52, no. 4, pp. 3095-3100, 1995.

- [11] M. Segev, G. C. Valley, M. C. Bashaw, M. Taya, and M. M. Fejer, "Photovoltaic spatial solitons," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 14, no. 7, pp. 1772-1781, 1997.
- [12] S. Bian, "Estimation of photovoltaic field in LiNbO₃ crystal by z-scan," *Opt. Commun.*, vol. 141, no. 5-6, pp. 292-297, 1997.
- [13] L. Jinsong and L. Keqing, "Screening-photovoltaic spatial solitons in biased photovoltaic-photorefractive crystals and their self-deflection," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 16, no. 4, pp. 550-555, 1999.
- [14] N. V. Kukhtarev, V. B. Markov, S. G. Odulov, M. S. Soskin, and V. L. Vinetskii, "Holographic storage in electrooptic crystals. I. steady state," *Ferroelectrics*, vol. 22, pp. 949-960, 1979.
- [15] G. C. Valley and M. B. Klein, "Optimal properties of photorefractive materials for optical data processing," *Opt. Eng.*, vol. 22, no. 6, pp. 704-711, 1983.

The generation of dark spatial soliton in photorefractive photovoltaic medium

Jin-Ho Jeon, Nam-Hee Jeon, Won-Kyu Lee, Young-Chul Noh, Jai-Hyung Lee[†], and Joon-Sung Chang

School of Physics, Seoul National University, Seoul 151-742, KOREA

[†]*E-mail: jailee@phya.snu.ac.kr*

Guang-Hoon Kim

Applied Electrophysics Group, Korea Electrotechnology Research Institute, Changwon 641-120, KOREA

(Received September 5, 2000 ; Revised manuscript received December 18, 2000)

We investigate the generation of the dark spatial soliton and its role of waveguiding in Fe doped LiNbO₃. A cw Ar⁺ laser of 488 nm is used for the generation of the dark spatial soliton. The generation of the dark spatial soliton is observed even at the laser intensity as low as 10 mW/cm². The self-defocusing effect is observed when the direction of the intensity variation is parallel to the optic axis, while it can't be seen when perpendicular to the axis. So, it is verified that the refractive index change is generated parallel to the optic axis. When 633 nm He-Ne laser beam is injected into the dark spatial soliton, the beam propagates just as in the diffraction free medium. So, it is verified that the dark spatial soliton can act as a waveguide.

Keyword : NL.010.