

메타물질 도파로를 이용한 느린 빛 구현 기술

김경엽 (세종대학교 전자정보통신공학과)

1 서론

일반적으로 진공에서의 빛의 속도보다 50배 내지 100배 이상 느리게 진행되는 빛을 느린 빛(slow light)이라고 부른다[1]. 이러한 느린 빛은 광스위치, 광버퍼메모리 등을 비롯한 광컴퓨팅 분야에서 뿐만 아니라 비선형 효과를 극대화 할 수 있기 때문에 작은 크기의 광소자 제작에도 유용하게 활용될 수 있다[2-4]. 느린 빛을 구현하기 위한 기술은 크게 두 가지로 나눌 수 있는데, 그 첫 번째는 물질의 분산 특성(material dispersion)을 활용하는 방법이다. 진공에서의 빛의 속도를 c , 물질의 굴절률을 n , 빛의 각 주파수를 ω 로 두었을 때, 물질을 지나는 빛의 군속도(group velocity)는 다음과 같이 주어진다.

$$v_g = \frac{c}{n + \omega \frac{dn}{d\omega}}$$

따라서 흡수 스펙트럼의 적절한 조작을 통해 분산항($dn/d\omega$)을 크게 만들어 줌으로써 느린 빛을 얻을 수 있다[5]. 두 번째 방법은 도파로 구조를 이용하는 것으로 물질의 분산 특성 대신 도파로의 분산 특성(waveguide dispersion)을 활용한다. 이 경우 빛의 군속도는 다음과 같이 주어지는데

$$v_g = \frac{d\omega}{dk}$$

도파로의 분산 특성, 즉 $\omega-k$ 다이어그램의 기울기를 작게 만들어 줌으로써 느린 빛을 구현하게 된다. 광자 결정(photonic crystal)을 이용하는 것이 그 대표적인 방법이다[6].

본 원고에서는 가장 최근에 제안된 메타물질 도파로를 이용하는 방법에 대해 논의하고자 한다. 이 방법 역시 기본적으로는 도파로의 분산 특성을 활용하는 것이긴 하지만, 이와는 독립적인 광파워 흐름 중심의 새로운 접근 방법이 가능하다. 이를 위해 먼저 메타물질 도파로의 기본적인 특성을 서술한 후 느린 빛 구현 방법에 대해 구체적으로 살펴본다.

2. 메타물질 도파로를 이용한 느린 빛 구현

2.1 메타물질

메타물질이란 유전체에 나노 크기의 금속 물질을 주기적으로 적절히 배열함으로써 얻게 되는 신물질을 의미하는데, 자연계에서 얻을 수 있는 물질과 달리 물질의 광학적 특성을 대표하는 유전율(ϵ)과 투자율(μ)이 모두 음의 값을 갖거나 둘 중 하나가 음의 값을 가질 수 있는 새로운 개념의 인공적인 물질이다[7-8]. 지난 10여 년 동안 음의 유전율, 음의 투자율, 그리고 음의 굴절률을 갖는 메타물질이 실제로 제

작되는 수준으로까지 기술 발전이 이루어짐으로써 이를 이용한 획기적인 연구가 가능하게 되었다.

메타물질은 아래와 같이 크게 두 가지 종류로 구별될 수 있다(그림 1 참조).

- ▶ DNG(doubly negative) 메타물질: 물질의 유전율과 투자율이 모두 음수인 물질로 음굴절 메타물질이라고도 불린다.
- ▶ SNG(singly negative) 메타물질: 물질의 유전율과 투자율 중 하나만 음인 물질로 유전율이 음인 ENG(ϵ -negative) 메타물질과 투자율이 음인 MNG(μ -negative) 메타물질로 나뉜다. 금속의 경우 가시광의 영역에서 투자율은 1이지만 유전율이 음의 값을 갖게 되므로 손실이 심한 자연적인 ENG 물질로 생각할 수 있다.

빛의 진행의 측면에서 살펴보았을 때, DNG 메타물질은 입사하는 빛이 유전체에서와 같이 진행한다. 다만 위상 속도를 결정하는 빛의 파수 벡터(wave vector)와 광파워 혹은 광에너지의 흐름을 나타내는 포인팅 벡터(Poynting vector)의 방향이 서로 반대가 되는 중요한 차이가 존재한다[7-8]. SNG 메타물질의 경우 $\epsilon\mu < 0$ 인 성질, 즉 물질이 허수 임피던스를

갖기 때문에 입사하는 빛이 투과하지 못하고 전반사하게 된다.

2.2 메타물질 도파로

기존의 유전체 도파로는 코어와 클래딩 사이의 경계면에서 발생하는 물질의 굴절률 차이에 의한 전반사를 기반으로 하고 있다. 하지만 메타물질 도파로의 경우 이러한 전반사 이외에 다른 물리적 기원을 통해 빛을 도파시키는 것이 가능하다. 특히 하나의 경계면을 통해서도 표면파 형태의 빛의 도파가 가능하게 된다. 그림 2에 나타낸 것과 같이 유전체/유전체 경계면과 유전체/ENG 메타물질 경계면에 수직 방향으로 전기 변위장 D 가 입사한다고 가정하자. 자유 전자가 없고 경계면에 수직 방향으로 입사하므로 D 는 두 경계면 모두 양 매질에서 같은 방향을 갖게 된다. 하지만 전기장 E 의 방향은 $E = D/\epsilon$ 에 의해 정해지므로 유전체/유전체 경계면에서는 양 매질에서 같은 방향을 유지하지만, 유전체/ENG 메타물질 경계면에서는 양 매질에서 서로 반대 방향을 갖게 된다. 경계면을 포함하는 미소 볼륨을 잡고 거기서 유도되는 분극 전하 밀도(polarization charge density)를 구하면 $\nabla \cdot E$ 에 비례하게 되는데, 그림 2 (b)에서 알 수 있듯이 유전체/ENG 메타물질 경계면 근처에서 매우 높은 값을 갖게 된다. 이렇게 유도된 분극 전하 밀도의 시간적 진동(oscillation)에 의해 빛의 도파가 가능하게 된다[10].

이러한 이유로 경계면 양쪽 매질의 유전율 부호가 다를 경우 TM 모드가, 투자율 부호가 다를 경우(이 경우 유도 자화 전류(induced magnetization current)가 분극 전하의 역할을 수행함[10]) TE 모드가 도파될 수 있다.

2.3 듀얼 모드

코어가 DNG 메타물질, 클래딩이 유전체인 슬랩

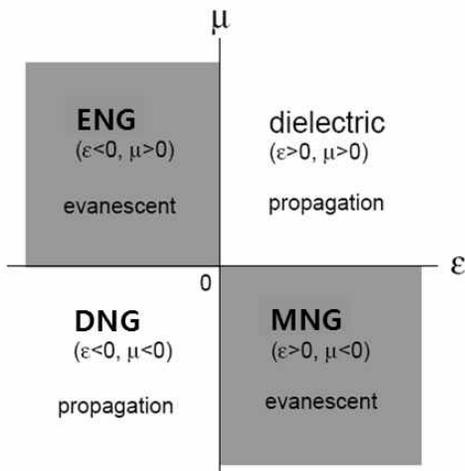


그림 1. 메타물질의 종류[9]

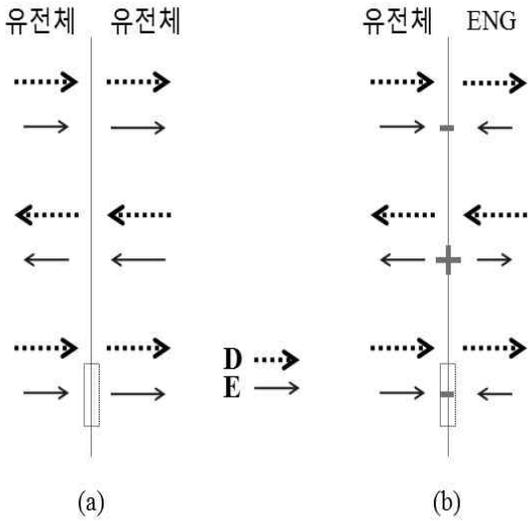


그림 2. (a) 유전체/유전체 경계면 및 (b) 유전체/ENG 메타물질 경계면에 외부에서 수직 방향으로 D 필드가 입사할 경우 생성되는 E 필드의 방향(10)

도파로의 모드를 통해 전달되는 광파워를 생각해보자 (그림 3 참조). 광파워는 포인팅 벡터를 이용하여 구할 수 있는데 TM 모드일 경우 물질의 유전율에, TE 모드일 경우 물질의 투자율에 반비례하게 된다 [11-12]. 따라서 그림 3에 나타난 도파로에서 코어 부분의 광파워는 음의 값을 갖게 되는데, 이는 물리적으로 도파 모드의 파수 벡터(β) 혹은 위상 속도의 방향과 반대 방향으로 광파워가 전달됨을 의미한다.

그림 3에서 도파 모드의 위상 속도가 좌에서 우의 방향이라고 가정하자. 위상 속도의 방향은 코어와 클래딩에서 모두 동일하다. 이 경우 코어와 클래딩에서의 포인팅 벡터 방향을 그림 3에 화살표로 나타내었다(길이는 포인팅 벡터의 크기에 비례). 그림에서 알 수 있듯이 코어의 유전율 및 투자율이 모두 음의 값이기 때문에 빛의 편광 방향에 관계없이 코어에서의 광파워는 우에서 좌로 흐르게 된다. 일반적으로 코어를 통한 광파워의 전달이 지배적이기 때문에 전체 (overall) 광파워(S)의 방향은 위상 속도($\propto \beta$)의 방향과 반대가 되며(그림 3 (a)) 이러한 특성을 갖는 모드를 backward 모드라고 부른다.

이와 같이 메타물질 도파로를 통해 모드가 도파될 때, 코어와 클래딩에서의 광파워 흐름 사이에는 일종의 경쟁이 발생하게 된다. 코어의 폭이 매우 좁을 경우 이와 같은 경쟁은 그림 3 (b)와 같이 클래딩을 통한 광파워의 전달이 지배적인, 따라서 전체 광파워의 방향이 위상 속도의 방향과 같아지는 forward 모드를 추가적으로 생성하게 된다. 이렇게 형성된 두 모드를 듀얼 모드라고 부르며 모드 profile의 parity 및 zero-crossing 점의 개수가 동일한 특성을 지니고 있다[12].

구체적인 예를 통해 이와 같은 특성을 좀 더 자세히 살펴보자. 그림 4에 DNG 메타물질($\epsilon_r = -4$, $\mu_r = -1$) 코어/실리카 클래딩으로 이루어진 슬랩 도

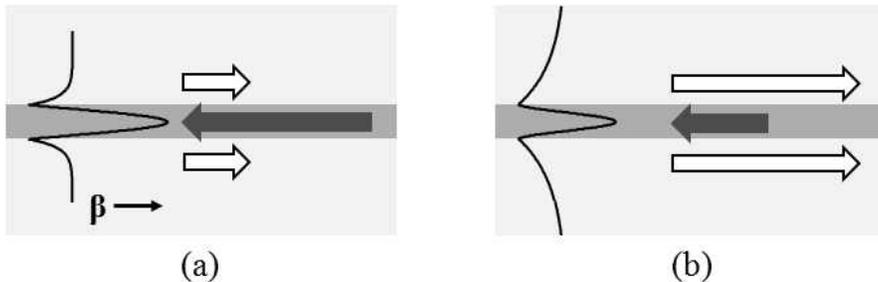


그림 3. (a) Backward 모드($S \parallel -\beta$) 및 (b) forward 모드($S \parallel \beta$). 모드 profile이 코어에 confine된 정도에 따라 구별되게 된다.

파로에서 형성되는 도파 모드의 유효 굴절률을 나타내었다. 코어의 폭(d)이 충분히 클 경우 ($d > d_c = 0.947\mu\text{m}$) 단일 모드만 존재하지만 코어의 폭이 작아질 경우($d \leq d_c$) 추가 모드가 존재함을 알 수 있다. 그림에 표시된 모드 profile의 예 ($d = 0.88\mu\text{m}$)에서 알 수 있듯이 upper-branch는 코어에 강하게 confine된 모드에 해당하고, lower-branch는 상대적으로 confine된 정도가 약한 모드에 해당한다.

그림 4에서 계산된 각각의 모드를 통해 전달되는 전체 광파워 값을 계산한 결과를 그림 5에 나타내었다. 그림 4와 동일하게 upper-branch(코어에 강하게 confine된 모드)의 계산 결과는 삼각형으로, lower-branch(코어에 약하게 confine된 모드)의 결과는 역삼각형으로 나타내었다. 앞에서의 설명과 같이 전자의 경우 전체 광파워가 음의 값을 갖는, 즉 전체 광파워의 방향과 위상 속도의 방향이 서로 반대인 backward 모드이지만, 후자의 경우 전체 광파워가 양의 값을 갖는 forward 모드임을 수치적으로 확인할 수 있다.

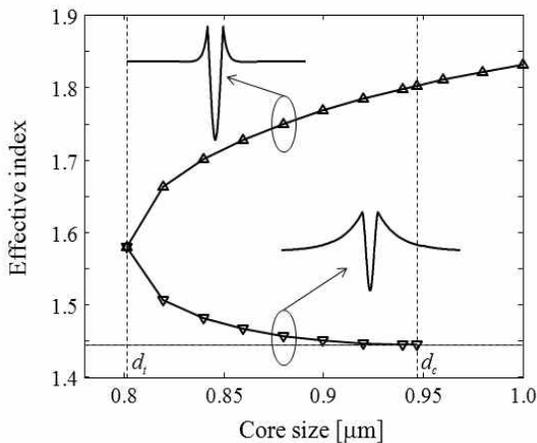


그림 4. DNG 메타물질 코어/실리카 클래딩으로 이루어진 슬랩 도파로에서 형성되는 도파 모드의 유효 굴절률(TM 편광, $\lambda = 1310\text{nm}$)

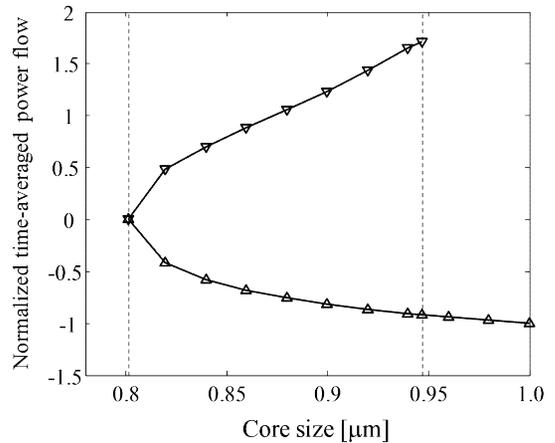


그림 5. 그림 4의 각각의 모드에 대해 계산된 정규화된 전체 광파워(S)

2.4 느린 빛 모드 및 기하 광학적 해석

그림 4와 5를 살펴볼 때, 코어의 폭이 특정한 값에 이르면($d = d_t \sim 0.802\mu\text{m}$), 듀얼 모드가 축퇴(degenerate)되어, 즉 코어와 클래딩에서의 광파워 흐름이 서로 상쇄되어 전체 광파워의 값이 0에 가까운 모드가 생성됨을 알 수 있다. 이 모드가 본 원고의 주제인 느린 빛 모드이다[13-16]. 코어를 통한 광파워의 흐름이 보통 매우 크기 때문에 코어와 클래딩에서의 광파워 흐름이 서로 상쇄되려면 코어의 폭이 매우 좁아져야 한다.

이제 이와 같은 느린 빛 모드의 형성을 기하 광학적 관점에서 살펴보자[13-14]. 기하 광학적 관점에서 중요한 물리적 현상은 Goos-Hänchen shift(GHS)이다. 유전체 도파로의 코어/클래딩 경계면에 광선(ray)이 입사하여 전반사할 때, 광선의 반사 지점은 입사 지점에서 광선의 진행 방향으로 약간 이동한 곳이 되는데 이 이동 정도 혹은 위치 차이를 GHS라 부른다. 흥미로운 점은 유전체/메타물질 경계면에서는 음의(혹은 backward) GHS가 발생한다는 사실이다[17].

음의 GHS를 이용하면 그림 6과 같은 기하 광학적

모드 해석이 가능하다[14]. 즉, Δ_{GH} 로 표시된 GHS의 크기가 작을 경우 그림 6 (a)에 나타낸 것과 같이 광선이 코어에서 진행한 방향, 즉 코어에서의 광파워 진행 방향과 두 번의 전반사를 거친 후 유효하게 움직인 방향, 즉 전체 광파워(S)의 진행 방향이 일치한다. 하지만 그림 6 (b)와 같이 Δ_{GH} 가 클 경우 코어에서의 광파워 진행 방향과 전체 광파워의 진행 방향이 서로 반대가 된다. 그림 6 (c)의 경우에는 광선이 코어 영역에서 진행한 거리를 음의 GHS가 상쇄하여 실제적으로 움직인 거리가 거의 0이 되어 버리는데, 이러한 현상이 느린 빛 모드를 나타내고 있음을 쉽게 짐작할 수 있다.

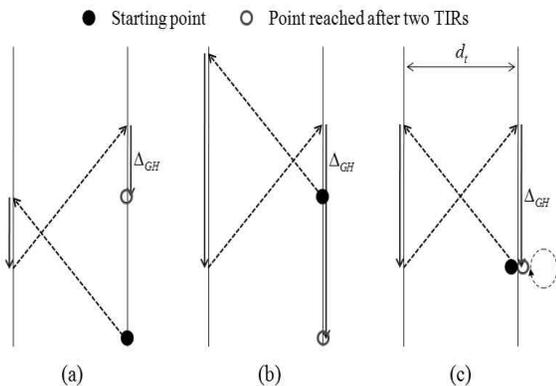


그림 6. 기하 광학적 관점에서 본 메타물질 도파로에서의 빛(광선)의 진행(17)

그림 4에서 다루었던 도파로 구조의 경우, 코어(DNG 메타물질)에서의 광파워 진행 방향은 위상 속도의 방향과 반대이므로, 그림 6 (a)는 전체 광파워의 진행 방향이 위상 속도의 방향과 반대인 backward 모드, 그림 6 (b)는 전체 광파워의 진행 방향이 위상 속도의 방향과 동일한 forward 모드를 나타내게 된다. 이를 수치적으로 확인하기 위해, 그림 4의 각각의 모드에 대해 GHS를 계산하여 그림 7에 나타내었다. Upper-branch, 즉 backward 모드(삼각형) 코어에서 광선이 진행하는 거리에 비해

GHS의 크기(Δ_{GH})가 작지만(그림 6 (a)), lower-branch, 즉 forward 모드의 경우(역삼각형) Δ_{GH} 가 코어에서 광선이 진행하는 거리에 비해 훨씬 크다는 점(그림 6 (b))을 확인할 수 있다. 또한 느린 빛 모드, 즉 forward 및 backward 모드가 축퇴되는 지점에서는 그림 6 (c)에 나타낸 것과 같이 광선이 코어 영역에서 진행한 거리와 Δ_{GH} 가 거의 동일하게 됨을 수치적으로 확인할 수 있다.

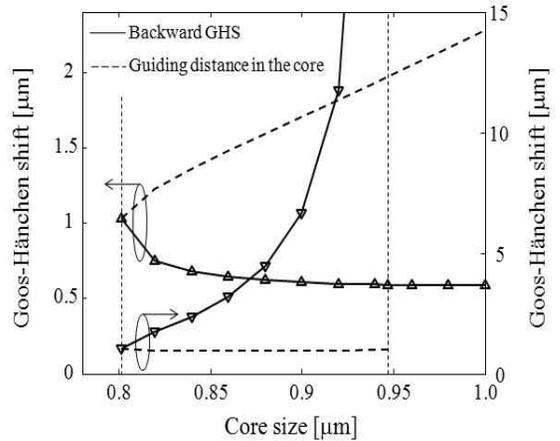


그림 7. 그림 4의 각각의 모드에 대해 계산된 Δ_{GH}

2.5 느린 빛 모드 구현 도파로 구조

빛을 실제로 느린 빛 모드로 결합시키기 위해서는 그림 8에 나타낸 것과 같이 폭이 줄어드는 taper 도파로를 활용한다. 그림 4에서 알 수 있듯이 도파로 폭이 좁아짐에 따라 듀얼 모드가 형성되며 특정 도파로 폭에서 느린 빛 모드로 변환된다. 또한 taper 도파로를 진행하면서 발생하는 진행 속도 차이 때문에 빛의 세기가 강해지므로 느린 빛 효과를 이용하여 nano-focusing 등의 응용도 생각할 수 있다[18].

또한 그림 9에 나타낸 것과 같이 얇은 클래딩 구조를 사용하면 클래딩 두께의 변화에 의해 코어/클래딩 경계면에서 발생하는 backward GHS의 크기를 조절할 수 있으며 그림 6 (c)와 같은 느린 빛 모드의 구

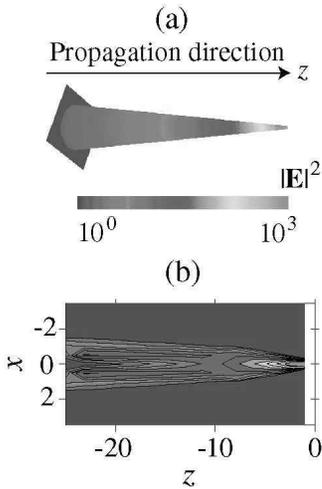


그림 8. Taper 도파로를 이용한 느린 빛 생성(18)

현도 가능하게 된다(14). 따라서 코어 폭을 줄이는 대신 클래딩의 두께를 줄이는 taper 구조의 활용을 통해서도 실제 빛을 느린 빛 모드로 결합하는 것이 가능하다.

2.6 느린 광파속 구현

지금까지 살펴본 느린 빛 모드는 모두 단일 파장(혹은 단일 주파수)의 빛을 가정하기 때문에 실제 응

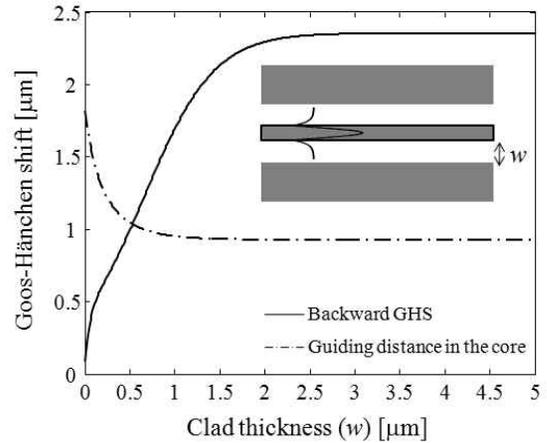


그림 9. 얇은 클래딩 도파로 구조를 이용한 느린 빛 생성(14)

용에 있어서는 많은 제약이 따르게 된다. 메타물질의 강한 분산 특성이 이러한 제약의 큰 원인이 되는데, 이 문제를 해결하고자 하는 시도를 그림 10에 나타내었다(19). 이 방법의 핵심은 빛을 (1) 느린 빛 모드, (2) 공간적 Airy 빔, 그리고 (3) 시간적 Airy 파속(wave packet)의 세 성분이 결합한 하이브리드 광파속의 형태로 전송하는 것이다.

공간적 Airy 빔[20-21]은 그림 11 (a)에 나타낸 것과 같이 균질한(homogeneous) 매질을 진행하면

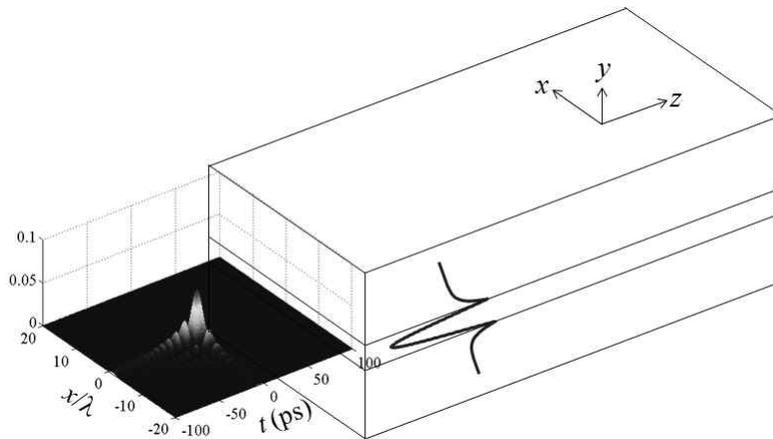


그림 10. 메타물질 도파로를 통한 느린 광파속의 도파(19)

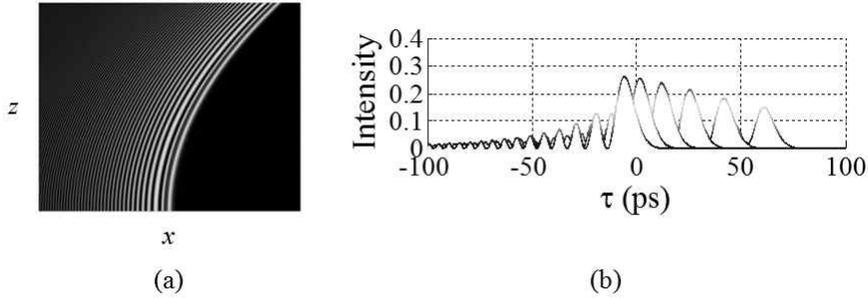


그림 11. (a) 공간적 Airy 빔 및 (b) 시간적 Airy 파속의 예

서 회절을 겪지 않는 소위 무회절 빔[22-23] 중의 하나로 횡방향으로 휘는 궤적 때문에 최근에 많은 주목을 받고 있다. 또한 그림 11 (b)와 같이 횡방향이 공간 좌표가 아닌 시간 좌표로 주어지는 시간적 Airy 파속도 있는데[24], 이때의 시간은 $\tau = t - z/v_g$, 즉 파속을 진행 방향(z)으로 군속도 v_g 로 따라가면서 정의되는 시간을 의미한다. 따라서 공간적 Airy 빔이 횡방향으로 휘는 특성은 시간적 Airy 파속의 slowdown, 즉 감속 특성으로 해석될 수 있다.

그림 10에 보인 하이브리드 광파속의 진행 속도는 다음 식과 같이 주어진다[19].

$$v(t) = \left[\left(\frac{1+\alpha}{v_g} \right)^2 + \frac{\beta_2^2}{\tau_0^3} t \right]^{-1/2}$$

여기서 v_g 및 β_2 는 도파 모드의 군속도 및 군속도 분산(group velocity dispersion)을 나타내며 α 및 τ_0 는 모두 양의 파라미터이다. 위의 식에서 우리는 하이브리드 광파속의 초기 속도 $v(0) = v_g/(1+\alpha)$ 가 v_g 보다 느리며, 시간적 Airy 파속의 감속 특성에 의해 하이브리드 광파속의 진행 속도 또한 시간의 흐름에 따라 더 느려지게 됨($v(t) < v(0) < v_g$)을 알 수 있다. 따라서 하이브리드 광파속은 메타물질 도파로 모드의 군속도보다 더 느린 속도로 진행하게 된다.

그림 12에 DNG 메타물질 코어($\epsilon_r = -4$, $\mu_r = -2$)/실리카 클래딩을 가진 슬랩 도파로를 통해 도파되는 하이브리드 광파속의 세기 분포를 나타내었

다. 도파 모드의 군속도는 $0.007c$ 정도이지만 그림에서 알 수 있는 실제 하이브리드 광파속의 평균 진행 속도(50λ 전송시)는 $0.0026c$ 로 도파 모드의 군속도보다 훨씬 느림을 수치적으로 확인할 수 있다. 또한 기존의 메타물질 도파로를 통한 펄스 혹은 파속 형태의 느린 빛 전송이 메타물질 자체의 강한 분산 특성에 불가능했던 것에 비해 하이브리드 광파속을 사용함으로써 그림 12에서 확인할 수 있듯이 이러한 분산 때문에 발생하는 시간적 퍼짐 문제뿐만 아니라 공간적 회절 문제까지도 해결할 수 있음을 알 수 있다.

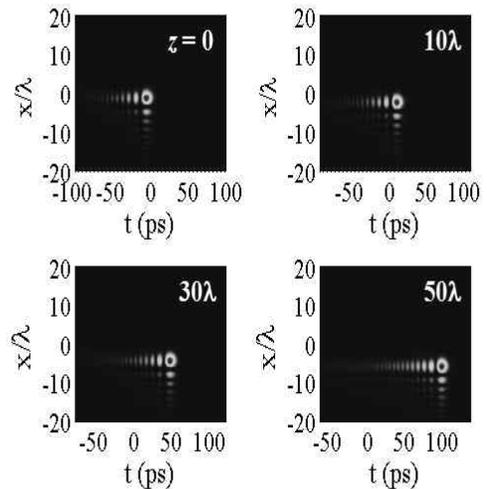


그림 12. DNG 메타물질 코어/실리카 클래딩을 가진 슬랩 도파로를 통한 하이브리드 광파속의 도파 모습(TM 편광, $\lambda = 1550\text{nm}$)

3. 결 론

느린 빛은 다양한 실제적 응용을 기대할 수 있기 때문에 많은 연구자들에 의해 꾸준히 연구되어 왔다. 본 원고에서는 최근 10여 년간 급속히 발전한 메타물질 기술을 이용한 느린 빛 구현 방법에 대해 간략히 살펴 보았다. 메타물질 도파로 내부에서는 서로 반대 방향으로 진행되는 광파위의 흐름이 존재하며 이를 상쇄하는 방식에 의해 느린 빛의 도파가 구현될 수 있음을 보였다.

강한 분산 특성과 큰 손실 때문에 실제 메타물질을 도파로 제작에 활용하기까지는 좀 더 많은 시간이 걸릴 것으로 예측되지만, 지난 10여 년간의 기술 발전 속도를 고려할 때, 앞으로의 기술 발전이 이러한 문제를 해결할 것은 확실하며 느린 빛 구현 기술도 조만간 실용화될 수 있으리라 기대한다.

참 고 문 헌

[1] T. F. Krauss, "Why do we need slow light?," Nature Photon. 2, 448-450 (2008).
 [2] L. Thevenaz, "Slow and fast light in optical fibres," Nature Photon. 2, 474-481 (2008).
 [3] J. E. Heebner, R. W. Boyd, and Q. H. Park, "Slow light, induced dispersion, enhanced nonlinearity, and optical solitons in a resonator-array waveguide," Phys. Rev. E 65, 036619 (2002).
 [4] D. M. Beggs, T. P. White, L. O'Faolain, and T. F. Krauss, "Ultra-compact and low-power optical switch based on silicon photonic crystals," Opt. Lett. 33, 147-149 (2008).
 [5] R. W. Boyd and D. J. Gauthier, "Slow and fast light," Prog. Optics 43, 497-530 (2002).
 [6] T. Baba, "Slow light in photonic crystals," Nat. Photon. 2, 465-473 (2008).
 [7] S. A. Ramakrishna, "Physics of negative refractive index materials," Rep. Prog. Phys. 68, 449-521 (2005).
 [8] A. D. Boardman, N. King, and L. Velasco, "Negative refraction in perspective," Electromagnetics 25, 365-389 (2005).
 [9] S. I. Bozhevolnyi (ed.), Plasmonic Nanoguides and Circuits (Pan Stanford Publishing Pte. Ltd., Singapore, 2009).
 [10] K.-Y. Kim and J. Kim, "Origin of surface modes in nonconducting metamaterials: from the viewpoint of bound charges," Opt. Lett. 36, 4065-4067 (2011).
 [11] K.-Y. Kim, I.-M. Lee, and B. Lee, "Guiding modes of a slab waveguide composed of impedance-matched single negative materials," IEEE Photon. Technol. Lett. 21, 736-738 (2009).
 [12] K.-Y. Kim, I.-M. Lee, and B. Lee, "Grating-induced dual

mode couplings in the negative-index slab waveguide," IEEE Photon. Technol. Lett. 21, 1502-1504 (2009).
 [13] K. L. Tsakmakidis, A. D. Boardman, and O. Hess, "'Trapped rainbow' storage of light in metamaterials," Nature 450, 397-401 (2007).
 [14] K.-Y. Kim, "Tunneling-induced temporary light trapping in negative-index-clad slab waveguide," Jpn. J. Appl. Phys. 47, 4843-4835 (2008).
 [15] K.-Y. Kim, I.-M. Lee, J. Park, M. Kang, and B. Lee, "Guided modes and light trapping in the negative-refractive-index slab waveguides," Proc. SPIE 7056, 70560M (2008).
 [16] J. Park, K.-Y. Kim, I.-M. Lee, H. Na, S.-Y. Lee, and B. Lee, "Trapping light in plasmonic waveguides," Opt. Express 18, 598-623 (2010).
 [17] K.-Y. Kim, "Goos-Hänchen shifts via composite layers of negative- and positive-index media," Jpn. J. Appl. Phys. 44, 6295-6296 (2005).
 [18] M. I. Stockman, "Nanofocusing of optical energy in tapered plasmonic waveguides," Phys. Rev. Lett. 93, 137404 (2004).
 [19] K.-Y. Kim, C.-Y. Hwang, and B. Lee, "Slow non-dispersing wavepackets," Opt. Express 19, 2286-2293 (2011).
 [20] G. A. Siviloglou and D. N. Christodoulides, "Accelerating finite energy Airy beams," Opt. Lett. 32, 979-981 (2007).
 [21] G. A. Siviloglou, J. Broky, A. Dogariu, and D. N. Christodoulides, "Observation of accelerating Airy beams," Phys. Rev. Lett. 99, 213901 (2007).
 [22] J. Durnin, J. J. Miceli, Jr., and J. H. Eberly, "Diffraction-free beams," Phys. Rev. Lett. 58, 1499-1501 (1987).
 [23] J. C. Gutiérrez-Vega, M. D. Iturbe-Castillo, and S. Chávez-Cerda, "Alternative formulation for invariant optical fields: Mathieu beams," Opt. Lett. 25, 1493-1495 (2000).
 [24] A. Chong, W. H. Renninger, D. N. Christodoulides, and F. W. Wise, "Airy-Bessel wave packets as versatile linear light bullets," Nat. Photon. 4, 103-106 (2010).

◇ 저 자 소 개 ◇



김경염(Kyung-Youm Kim)

1997년 2월 서울대학교 공과대학 전기공학부 졸업. 1999년 2월 서울대학교 대학원 전기공학부 졸업(석사). 2002년 2월 서울대학교 대학원 전기컴퓨터공학부 졸업(박사). 2002년 3월~2007년 2월 삼성전자 TN총괄 통신연구소 책임연구원. 2007년 3월~현재 세종대학교 전자정보통신공학과 재직.
 주관심 분야 : 메타물질, 플라즈모닉스, 나노 광소자.