준위상정합 소자를 이용한 주파수 가변이 자유로운 테라헤르츠파 발생

DOI: 10.3938/PhiT.19.008

유 난 이

Frequency Tunable Terahertz Generation Using Quasi-Phase Matched Device

Nan Ei YU

Tunable narrow-band terahertz generation was introduced using femtosecond laser pulse in periodically poled crystals based on quasi-phase matched (QPM) structure. Difference frequency generation within the spectral bandwidth of the femtosecond laser pulse was considered as the mechanism of the narrow-band terahertz generation compare with optical rectification when we used QPM structure. The multi-wavelength tunable terahertz source could be useful at various applications in spectroscopy and imaging of bio-molecules and semiconductor quantum structures.

머리말

펨토초 정도의 극초단 펄스 레이저가 비선형 광학매질에 입사되면 이차비선형 분극이 시간에 따라 변하게 되어 주파수가 테라헤르츠 영역인 전자기파가 발생하게 되는데 이는 주로 광정류 작용에 의한 것으로 알려져 있다. 그러나 최근 들어 새롭게 선보이고 있는 또 다른 하나의 방법은 극초단 펄스 레이저의 특성을 이용하는 차주파수 발생(Difference frequency generation: DFG)에 의한 방법이다. 극초단 펄스 레이저는 스펙트럼 선포이 매우 넓기 때문에 그들 상호간의 서로 다른 주파수 성분들끼리의 비선형 상호작용이 일어나고 특히 주기적으로 분극반전된 광소자 구조에서 차주파수 발생에 의한 선포이 매우 좁은 테라헤르츠 펄스가 발생가능하다.

저자약력

유난이 박사는 부산대학교 물리학과 이학박사(2002)로서 일본 物質材料研究機構(NIMS, Tsukuba) 광학단결정 그룹에서 박사후연구원으로(2002-2005) 근무하였으며, 2005년부터 현재 광주과학기술원 고등광기술연구소의 선임연구원으로 재직 중이다. (neyu@gist.ac.kr)

그동안 주로 차주파수발생에 의해서 만들어진 테라헤르츠파(테라파)는 연속발진 레이저 광원의 입사와 동시에 파장이 매우 인접한 긴 펄스의 나노초 또는 수백 피코초 레이저 광원을 함께 이용하여 발생하는 연구가 대부분이었다.^[1,2]

그러나, 넓은 선포을 갖는 800 nm 부근의 Ti:Sapphire 펨토초 레이저를 펌프광원으로 이용하고, 분극반전된 광소자의 주기에 따라서 차주파수발생 조건이 조금씩 달라지는 특성을 이용하여 발생된 테라파는 펄스형태의 선포이 30 - 10 GHz 내외로 매우 좁고 결맞음성이 크며 높은 침투 출력을 갖는 테라파 생성이 가능하다. 본 연구에서는 주기적으로 분극반전된 리튬나이오베이트(periodically pole LiNbO₃: PPLN)와 리튬탄탈레이트(periodically poled LiTaO₃: PPLT)의 준위상정합 광소자를 이용한 좁은 선포의 주파수 가변이 가능한 테라헤르츠 광원개발에 대해서 소개하고자 한다.

광정류 작용에 의한

테라헤르츠파 펄스의 발생 및 검출

테라헤르츠 펄스와 기술을 근간으로 하는 테라헤르츠 포토닉스 분야에 가장 기본적인 요소기술은 0.1 - 10 THz 영역의 테라헤르츠 광원개발과 이를 효율적으로 탐지하는 검출기술이라고 볼 수 있다. 광원개발에 이용되는 방법은 극초단 펄스 레이저를 펌프광으로 이용한 경우 광전도 안테나(Photoconductive antenna) 방식과^[3] 광정류(Optical rectification) 방식^[4,5]으로 크게 대별할 수 있으며, 그 외 연속파나 긴 펄스 형태의 광원인 자유전자 레이저(Free electron laser), 양자

REFERENCES

- [1] Y. J. Ding, IEEE J. Select. Topic. in Quant. Elec. **13**, 705 (2007).
- [2] Y. Sasaki, H. Yokoyama and H. Ito, Elec. Lett. **41**, 712 (2005).
- [3] D. Dragoman and M. Dragoman, Progress in Quantum Electronics **28**, 1 (2002).
- [4] Q. Chen, M. Tani, Zhiping Jiang and X. -C. Zhang, J. Opt. Soc. Am. B **18**, 823 (2001).
- [5] P. Günter, *Nonlinear Optical Effects and Materials* (Springer, Berlin, 2000), Chap. 3, p. 276.

800 nm, 1 kHz repetition rate, 1 mJ/pulse, 120 fs

Fig. 1. Terahertz generation in ZnTe crystal by optical rectification effect and detection in ZnTe crystal by electro-optic sampling method.^[8]

캐스캐이드 레이저(Quantum cascading laser), 광 매개 공진(Optical parametric oscillation)^[6] 현상을 이용하는 방식 등이 있다. 이상과 같이 다양한 방법으로 개발된 테라헤르츠 광원은 펄스 폭뿐만 아니라 출력세기, 작동 주파수 범위, 시스템의 부피 등이 각기 달라 나름대로의 적절한 쓰임에 맞게 꾸준히 개발되어 오고 있다. 테라파를 탐지하는 검출방법 중 크기와 위상을 동시에 측정하는 것으로 광전도 안테나 방법과 전광 샘플링(Electro-optic sample) 방법이 널리 이용되고 있으며, 테라헤르츠의 세기만을 측정할 수 있는 계측기로는 Bolometer, Pyroelectric detector 등이 있다.

위에서 언급한 광정류 방식은 짧은 극초단 펄스가 비선형 광학 매질에 입사하면 광정류 현상에 의해 유도된 이차 비선형 분극이 시간에 따라 변하게 되어 이때 발생된 전자기파는 시간 선폴이 피코초 영역의 변화를 갖고 주파수로는 테라헤르츠 영역의 전자기파를 발생하게 된다. 파장으로 말하면 광파보다 훨씬 긴 파장을 갖기 때문에, 비선형 광학 물질에 테라파가 입사하면 전기광학 효과가 일어나서 발생된 테라파 전기장의 크기와 방향에 따라 광학매질의 굴절률이 변조되어 함께 입사되는 광파의 편광 상태를 변화시키게 된다. 따라서 광파의 (탐사광)의 편광 상태 변화 정도를 측정하면 테라파의 전기장을 측정할 수 있는데, 이 측정 방법을 전광 샘플링이라고 한다. 광원 개발이나 전광 샘플링에 이용되는 비선형 광학 결정 중 ZnTe는 5.3 THz에서 흡수 공명이 있다는 점만 제외하면 거의 0.1 THz부터 약 60 THz까지 투명하고, 지름이 약 5 cm 되는 넓은 면적으로 제작이 가능하여 테라헤르츠 포토닉스 분야의 응용성도 뛰어나므로 가장 널리 이용되고 있는 물질이다.^[7]

그림 1은 광정류와 전광 샘플링에 기초하여 개발한 테라헤르츠 발생 및 검출 시스템이다. 반복률 1 kHz, 펄스 에너지

Fig. 2. Terahertz signal in LiNbO₃ and ZnTe crystal in time-domain measurement (left) and frequency spectrum (right).^[8]

1 mJ, 펄스폭 120 fs인 Ti:sapphire 레이저(Hurricane) 빛살을 1.55 mm 두께의 ZnTe (110)에 입사하여 테라파를 발생시키고, 1.25 mm 두께의 ZnTe (110)를 전광 물질로 이용하여 발생된 테라파를 탐지한 결과이며, 발생단에 ZnTe 단결정 대신에 LiNbO₃ 결정을 이용한 실험결과를 동시에 나타냈다.^[8] 그림에서 볼 수 있듯이 ZnTe 단결정은 입사한 광파와 발생한 테라파 사이에 굴절률($n = 3.22$)이 크게 차이가 나지 않는 광학결정이나 LiNbO₃은 입사광인 광파에 대해서는 약 2.2이고 발생된 테라파에서는 약 5.3 정도로 굴절률 차이가 매우 크다. 따라서 120 fs 정도의 짧은 펄스가 결정에 입사되면 입사한 광파와 테라파는 매질 내에서 이동하는 군속도가 차이가 많이 나게 된다. 이러한 특징 때문에, 위의 그림 2의 실험결과에서 발생된 테라헤르츠파 모양이 시간영역에서 많은 차이를 보인다. LiNbO₃ 결정은 무기물 단결정 중에서 비선형성이 가장 크고, 성장기법이 매우 잘 발달되어 지름이 3~4인치 크기의 웨이퍼 형태로 상용이 가능하여 다양한 응용분야에서 가장 많이 쓰이고 있는 비선형 광학 결정이며, 광주파수 변환에 활발히 이용되고 있으나, 광파와 테라파의 군속도 불일치에 의해서 결정의 표면근처에서만 테라파가 발생되는 것을 그림 2에서 볼 수 있다. 또한 뒤쪽에서 발생된 펄스의 세기는 앞단의 펄스의 세기보다 크기가 감소함을 알 수

REFERENCES

- [6] K. Kawase, J. Shikata and H. Ito, J. Phys. D: Appl. Phys. **34**, R1 (2001).
- [7] K. Liu, H.-S. Kang, T.-K. Kim and X.-C. Zhang, Appl. Phys. Lett. **81**, 4115 (2002).
- [8] N. E. Yu, Y. L. Lee and C. Jung, Physics & High Technology **16**(6), 54 (2007).

Fig. 3. Schematic diagram of forward and backward THz generation via difference frequency generation within the pump laser bandwidth.

있는데 이는 발생된 테라파가 결정 내를 진행하면서 단결정에 흡수되기 때문이다.

이러한 두 가지 문제들을 다음 절에서는 주기적으로 분극반전된 광소자인 PPLN, PPLT에서는 새로운 접근으로 해결하고 효율적인 테라파의 생성을 소개하고자 한다.

차주파수 변환과정에 따른 테라헤르츠파 펄스의 발생원리

선폭이 넓은 극초단 펄스레이저를 위의 그림 3과 같이 주기적으로 분극반전된 구조에 입사시키면 레이저의 중심 주파수와 이웃하는 서로 다른 주파수 성분들끼리의 상호작용에 의한 차주파수 발생이 가능하고 이렇게 발생된 차주파는 준위상정합 격자구조가 주는 주기성과 결합하여 에너지 보존과 wavevector 보존을 만족하는 범위에서 테라파를 발생시키게 된다. 이때 발생된 테라파의 주파수는 펌프광원으로 이용되는 레이저의 선폭과 준위상정합 광소자의 격자주기(Λ)에 의해서 결정되게 된다.

위의 개념도에 나타낸 에너지 보존과 wavevector 보존을 자세히 살펴보면 아래 (1)식과 같다.

$$\begin{cases} E_{\omega_1} = E_{\omega_2} + E_{\omega_{THz}} \\ \vec{K}_{\omega_1} = \vec{K}_{\omega_2} + \vec{K}_{\omega_{THz}} + \vec{K}_{\Lambda} \end{cases} \quad (1)$$

여기서 E 는 각 주파수 성분의 광자의 에너지, K 는 wavevector 이다.

$$\Delta \vec{K}_{DFG} = \vec{K}_{\omega_1} - \vec{K}_{\omega_2}, \quad \vec{K}_{\omega_{THz}} = \Delta \vec{K}_{DFG} - \vec{K}_{\Lambda} \quad (2)$$

레이저의 선폭에 의존하는 차주파수발생(DFG) 조건(식 (2))과 광소자의 격자주기에 의해서 발생 가능한 테라파는 다음과 같이 두 개의 서로 다른 주파수 성분을 갖고, 펌프광원에 대해서 역방향으로 발생하여 진행되는 backward 테라파와 순방향으로 발생하여 진행되는 forward 테라파를 얻을 수 있다.^[9]

Fig. 4. Conceptual figure for multi-cycles THz generation in forward and backward at QPM structure.

$$\begin{cases} \vec{K}_{THz,1} = \Delta \vec{K}_{DFG} - \frac{2\pi}{\Lambda} \hat{x} \Rightarrow v_{THz,1} = \frac{c}{(n_{THz} + n_{op})\Lambda} \\ \vec{K}_{THz,2} = \Delta \vec{K}'_{DFG} + \frac{2\pi}{\Lambda} \hat{x} \Rightarrow v_{THz,2} = \frac{c}{(n_{THz} - n_{op})\Lambda} \end{cases} \quad (3)$$

앞선 그림 2의 LiNbO₃ 단결정에서 발생된 결과는 광파와 테라파 사이의 굴절률 분산이 큰 매질에서는 입사면과 출사면 즉, 시료의 표면에서만 발생된 테라파 신호만 남게 되고, 나머지 단결정의 전파 길이에 따른 발생될 테라파는 모두 상쇄되어 발생에 기여를 못하는 문제가 있었다. 이러한 현상은 그림 4와 같은 주기적으로 분극이 반전된 도메인에서는 분극반전에 의한 비선형 계수의 부호반전 때문에 도메인의 길이를 광파와 테라파간의 시간적 벌어짐(temporal walk-off) 길이에 적절히 맞추어 조정하게 되면 생성된 테라파는 상쇄되지 않고 그대로 남게 된다. 따라서 발생된 테라파는 시간축 도메인에서 관측하면 각각의 분극이 반전된 도메인에서 발생하여 선형적인 integration이 일어나게 된다. 이는 도메인의 숫자가 늘어날수록 발생된 테라파는 선폭이 줄어들어 대략적으로 $2/N$ (도메인 숫자)에 해당하는 수 GHz의 선폭이 매우 좁은 테라파를 발생시키게 된다. 이러한 사실에 착안하여 최근 들어서는 각각의 도메인에서 발생된 테라파를 분석하여 주기적으로 분극반전된 도메인의 사이즈를 직접 알아내는 유용한 방법으로 준위상정합 광소자 도메인 특성을 조사하는 수단으로 제안되기도 하였다.^[10]

주파수 가변이 자유로운 테라헤르츠파 펄스의 발생

다음 그림 5는 펄스 레이저를 펌프광원으로 하여 주기적으로 분극반전된 광소자인 PPLT, PPLN과 발생된 테라파가

REFERENCES

- [9] N. E. Yu, C. Jung, C.-S. Kee, Y. Lee, B.-A. Yu, D.-K. Ko and J. Lee, Jap. J. Appl. Phys. **46**, 1501 (2007).
- [10] Y.-S. Lee, T. Meade, M. L. Naudeau and T. B. Norris, Appl. Phys. Lett. **77**, 2488 (2000).

Fig. 5. Experimental setup for THz generation at low-temperature using PPLN and PPSLT (A), patterned 3-inch wafer for device fabrication (B-top) and periodically poled lithium niobate (PPLN) sample (B-bottom).^[11]

물질 내에서 재 흡수되는 현상을 막기 위해 사용한 광학용 저온 챔버와 검출용으로 이용한 광전도 안테나 등의 개략적인 실험장치도이다.

물질의 분산을 이용하여 준위상정합 주기에 따라서 발생 가능한 테라파의 주파수를 상온에서 대략적으로 예측이 가능하며 다음 그림 6은 이론적으로 계산한 PPSLT의 주기에 따른 순/역 방향으로 발생이 가능한 테라파의 주파수를 나타낸 것이다.

PPSLT의 주기가 60 μm 이고, 시료의 길이가 2 mm인 경우 상온에서의 테라파 발생실험 결과는 그림 7에서 보이듯이 1.5 THz 부근의 순방향 테라파만 검출되었다. 또한 그림 7의 왼쪽 그래프에서 볼 수 있듯이 생성된 테라파의 펄스 세기가 시료의 길이를 진행하면서 급격하게 감소하는 것을 알 수 있는데 이는 발생된 테라파의 결정에서의 흡수 때문이다.

Fig. 6. Calculated THz frequency as function of QPM period.

Fig. 7. Generated THz signal using PPSLT at room temperature (left) and spectrum (right).

이러한 흡수를 최소화하기 위해서 액체질소를 이용한 시료의 냉각을 시도하였다. 이는 테라파의 결정 내에서의 흡수가 광학포논(transverse optical phonon)에^[12] 의한 것으로 포논의 움직임을 저온에서는 최대한 억제하여 흡수를 줄일 수 있다는 생각에서 적용하였다. 예상처럼 그림 8의 실험결과는 온도가 143 K 정도로 매우 낮은 저온냉각도 아니었지만, 상온인 300 K의 그림 7의 결과와 큰 차이를 보였다.

상대적으로 테라파의 세기가 줄어들지 않고 비슷한 크기의 순방향 신호가(검은색) 전체 도메인의 숫자만큼 주기적으로 잘 생성되어 관측되었으며, 역방향으로 발생한 신호도 (빨간색) 순방향 신호의 시간지연 후 바로 효과적으로 관측되었다. 이는 역방향 신호는 펄스 레이저의 진행과 반대방향으로 진행하지만 시료와 공기의 경계면인 앞단에서 높은 테라파의

REFERENCES

- [11] N. E. Yu, C. Kang, H. K. Yoo, C. Jung, Y. L. Lee, C.-S. Kee, D.-K. Ko and J. Lee, J. Opt. Soc. Kore. **12**, 200 (2008).
- [12] J. Shikata, M. Sato, T. Taniuchi, H. Ito and K. Kawase, Opt. Lett. **24**, 202 (1999).

Fig. 8. THz signal using PPSLT at low-temperature (left) and spectrum (right).^[13]

Fig. 9. Generated THz intensity as function of temperature.

굴절률에 의해서 반사되어 순방향 신호의 검출과 마찬가지로 같은 방향에서 검출이 가능하다. 그림 8의 오른쪽 그래프의 스펙트럼을 살펴보면 1.35 THz와 0.65 THz가 약 20 GHz의 매우 좁은 선폭을 갖고 발생됨을 알 수 있다.

보다 자세하게 온도에 따른 테라파의 발생특성을 살펴보면 시료의 온도를 냉각시키에 따라 발생되는 테라파 신호의 세기는 급격하게 증가됨을 알 수 있다 (그림 9). 또한 온도변화에 따른 미세한 중심 주파수 변화가 관측되는데 특히 순방향으로 발생되어 진행하는 테라파는 온도를 낮춤에 따라 중심 주파수가 1.2 THz에서 1.4 THz로 고주파수 쪽으로 미세하게 이동함을 관측하였다. 이는 온도에 따른 시료의 굴절률 변화를 통해서 차주파수 발생 조건이 조금씩 가변된 것으로 쉽게 이해할 수 있다.

본 실험에서 사용한 액체질소를 이용한 비순환식 냉각장치는 상온에서부터 최대 100 K 정도의 온도범위에서 냉각이 가능하였다. 주어진 온도 범위 내에서는 발생하는 테라파의 신호세기는 냉각에 따라 급격하게 증가함을 볼 수 있었고, 스펙트럼 선폭도 점점 좁아지는 특성을 보여 테라파의 침투 출력은 매우 높게 나타났다. 테라파의 스펙트럼 선폭감소나 세기의 증가는 온도가 대략 110 K 정도에서는 큰 차이를 나타

내지 않고 비슷한 세기로 유지되는 현상을 보였으며, 이를 통해 액체헬륨을 이용한 고가의 극저온 냉각시스템까지는 필요치 않고 액체질소를 이용한 미니광학 챔버 구성을 통해서 저온실험이지만 비교적 손쉽게 테라파의 흡수를 억제시키고 효율적인 발생이 가능한 것으로 판단된다.

맺음말

본 원고에서는 펄스 레이저를 펌프광원으로 한 주기적으로 분극반전된 준위상정합 광소자에서의 선폭이 매우 좁고 주파수 가변이 가능한 테라파 발생의 특징을 알아보았다. 발생된 테라파의 주파수 가변은 준위상정합 주기를 달리 하면 손쉽게 가변가능하나, 아쉽게도 물질이 갖는 테라파의 흡수가 효율적인 광원개발에 하나의 어려운 점이었다. 이러한 문제를 본 연구에서는 액체질소를 이용한 미니 저온 챔버 구성을 통해서 극복하는 시도를 하였으며 비교적 손쉽게 포논에 의한 테라파의 흡수를 약 120 K 정도에서 효과적으로 억제하였다. 준위상정합 광소자는 물질마다 차이는 약간씩 있겠으나 분극반전의 주기를 대략 $80 \mu\text{m} - 30 \mu\text{m}$ 범위까지 가변시키면 테라파의 주파수는 대략적으로 0.5 THz - 3.5 THz 정도로 변화가 가능하다. 또한 분극반전의 도메인 숫자를 증가시킬수록 테라파의 선폭은 반비례하여 좁아지기 때문에 긴 시료를 만들어 매질내의 테라파의 흡수만 줄일 수 있다면 원하는 선폭의 침투 출력이 높은 테라파를 발생시킬 수 있다고 본다.

이렇게 얻어진 좁은 선폭의 주파수 가변이 가능한 테라파의 광원은 분자의 회전운동 에너지를 포함해서 인체에 무해한 파장대역의 특징을 이용하여 바이오 분자나 의료, 보안, 검색장비 등에 응용이 가능할 것으로 생각된다. 최근 들어 활발히 진행되고 있는 반도체 양자구조에서 테라파 유도에 따른 전자의 터널링 특성연구는^[14] 선폭이 좁고 주파수 가변이 자유로운 테라파 광원의 대표적인 응용사례로 볼 수 있으며, 손쉽게 이용이 가능하고 원하는 주파수 대역의 효율이 높은 광원의 개발 요구가 점점 늘어나고 있다.

REFERENCES

- [13] N. E. Yu, C. Kang, H. K. Yoo, C. Jung, Y. L. Lee, C.-S. Kee, D.-K. Ko, J. Lee, K. Kitamura and S. Takekawa, Appl. Phys. Lett. **93**, 041104-1 (2008).
- [14] Y. Kawano, T. Fuse, S. Toyokawa, T. Uchida and K. Ishibashi, J. Appl. Phys. **103**, 034307 (2008).