

Pr³⁺ 도핑된 셀레나이드 유리의 테라헤르츠 광학 특성

강승범¹, 정동철^{1,2}, 박민환^{3,a}

¹ 한국탄소융합기술원

² 우석대학교 전기전자공학과

³ 창원문성대학교 전기공학과

THz Optical Properties of Pr³⁺-Doped Selenide Glasses

Seung Beom Kang¹, Dong Chul Chung^{1,2}, and Min Hwan Kwak^{3,a}

¹ Korea Institute of Carbon Convergence Technology, Jeonju 54853, Korea

² Department of Electricity & Electrical Engineering, Woosuk University, Wanju 55338, Korea

³ Department of Electrical Engineering, Changwon Moonsung University, Changwon 51410, Korea

(Received September 24, 2017; Revised October 14, 2017; Accepted October 16, 2017)

Abstract: Terahertz time-domain spectroscopy has been used to study the optical properties of Pr³⁺-doped selenide glasses. The complex refractive indexes of Pr³⁺-selenide glasses were measured in a frequency range from 0.3 to 1.5 THz. The real and imaginary refractive indexes increased with increasing frequency and Pr³⁺ ion concentration. The obtained result indicated that the phonon modes of the Pr³⁺-doped selenide glasses shift to lower frequencies with the concentration of Pr³⁺ ions. The theory of far-infrared absorption in amorphous materials was used to analyze the results. The measured data showed that the disorder-induced terahertz absorption increased with increasing Pr³⁺ ion concentration.

Keywords: THz time-domain spectroscopy, Pr³⁺-doped selenide glass, THz optical property

1. 서론

중적외선(mid-infrared, MIR) 레이저는 의용생체공학, 가스 센싱, LIDAR (light detection and ranging), 군사 및 분광학 등 다양한 응용이 가능하기 때문에 널리 연구되어 왔다. 그러나 약 3~12 μm의 파장 범위의 MIR 스펙트럼 영역에서 효율적으로 작동하는 레이저 개발에 어려움이 있어 이 분야에 대한 다양한 연구가 이루어지고 있으며 특히 희토류 물질이 도핑된 칼코게나이드 유리 섬유를 이용한 MIR 레이저의 개발이 활발하게 이루어지고 있다 [1,2].

칼코게나이드 유리는 칼코겐 원소 S, Se 및 Te를 기반으로 안정한 유리의 형성을 위해 Ge, As 및 Sb 등의 원소를 첨가하여 만들어진다. 칼코게나이드 유리는 산화물 또는 불화물 유리(>500 cm⁻¹)보다 낮은 포논 에너지(<350 cm⁻¹)를 가지며 최대 10 μm 정도의 투과 창을 가진다. 이러한 특성은 희토류 이온의 MIR 전이에 대한 복사 수명을 증가시키며 기존 산화물 또는 불소 유리에서 거의 관찰되지 않는 특성이다. 따라서 칼코게나이드 유리에 다양한 희토류 이온을 첨가한 재료의 MIR 루미네선스에 관해 많은 연구가 진행되고 있다 [3-6].

희토류 이온들 중 프라세오디미움(Pr)은 3.0~5.0 μm의 매우 넓은 MIR 자발 방출 밴드를 가지고 있어 도핑 재료로 적합하지만 좁은 공간 에너지 레벨(<2,500 cm⁻¹)로 인해 적합한 호스트 물질을 찾는 데 어려움이 있다. 하지만 높은 열적 안정성과 우수한 희토류 용해

a. Corresponding author; mhkwak@cmu.ac.kr

Copyright ©2017 KIEEME. All rights reserved.
 This is an Open-Access article distributed under the terms of the Creative Commons Attribution Non-Commercial License (<http://creativecommons.org/licenses/by-nc/3.0>) which permits unrestricted non-commercial use, distribution, and reproduction in any medium, provided the original work is properly cited.

도를 보이는 $\text{Ge}_{30}\text{As}_8\text{Ga}_2\text{Se}_{60}$ 셀레나이드 유리는 Pr 이온 도핑을 위한 호스트 유리에 적합한 특성을 가지고 있으며, Pr^{3+} 도핑된 셀레나이드 유리는 MIR 영역에서 광학 응용에 활용될 가능성이 높은 물질로 다양한 연구가 이루어지고 있으며 중간 또는 긴 파장(mid or long wave) 광섬유 레이저 제작에 응용될 수 있다 [7-9].

적외선 및 라만 분광은 미세 및 중간 범위에서 유리의 구조적 및 다이내믹 특성을 조사할 수 있는 방법 중의 하나이며 다양한 유리의 결합, 단위 구조 등에 대한 중요한 정보를 얻을 수 있다. 하지만 적외선 분광법은 원적외선 영역의 측정에서 스펙트럼의 품질이 현저하게 감소하기 때문에 원적외선 영역인 테라헤르츠(THz) 영역에서 신뢰성 있는 분석에 어려움이 있다. THz 시간영역 분광법(THz time-domain spectroscopy, THz-TDS)은 퓨리에 변환 적외선 분광법(FTIR)에 비해서 많은 장점을 가지고 있다. THz-TDS의 가장 중요한 특징은 THz파 신호원이 코히런트하기 때문에 측정에서 위상 정보를 얻을 수 있다는 것이다. 물질의 복소 굴절률은 물질을 투과한 신호의 위상과 진폭에 직접적으로 관련되어 있으므로 복소 굴절률과 유전율은 THz-TDS 측정을 통해 얻을 수 있다. 하지만 FT-IR 분광법은 신호의 전계 강도만을 측정할 수 있기 때문에 파워의 흡수 정보만 얻을 수 있다. FT-IR에서도 복소 굴절률은 Kramers-Kronig 관계를 사용하여 계산할 수 있지만 직접 측정된 신호에 의한 것이 아니므로 실제 값과 오차가 있을 확률이 많다. THz-TDS의 또 다른 중요한 특징은 실온에서 작동하는 검출기를 사용함에도 불구하고 FT-IR보다 높은 신호 대 잡음비의 신호를 얻을 수 있는 것이다. 또한 THz-TDS에서 사용하는 THz 펄스 신호는 FT-IR 분광법에 사용되는 코히런트하지 않은 THz 연속파보다 몇 배 더 높은 피크 세기를 가지므로 상대적으로 높은 흡수율을 갖는 물질에 대해서도 투과 측정을 할 수 있는 장점이 있다. 유리의 광학적·기계적 특성과 밀접한 관련이 있는 THz 특성은 유리 구조에 중요한 정보를 제공하기 때문에 많은 연구가 진행되어 왔다. 여러 연구 그룹이 THz 영역에서 다양한 유리의 광학 및 유전 특성을 조사했는데 Naftaly와 Miles의 그룹은 칼코게나이드와 붕규산 유리, 실리카 및 Pyrex의 THz 특성을 얻었다 [10]. Kojima와 다른 연구자들은 THz-TDS를 사용하여 유기 및 무기 유리의 낮은 에너지 여기에 대해서 연구했다 [11]. 우리는 THz-TDS를 사용하여 칼코게나이드 및 셀파이드 유리의 광학 및 유전 특성에 대한 결과를 보고했다 [12].

본 논문에서는 THz-TDS를 사용하여 Pr^{3+} 농도가 0, 0.1, 0.2, 0.3 mol%인 Pr^{3+} 도핑 $\text{Ge}_{30}\text{As}_8\text{Ga}_2\text{Se}_{60}$ 유리의 복소 굴절률(complex refractive index) 측정하였다. 측정된 굴절률 및 흡광도는 각각 비정질 재료의 Sellmeier 피팅 모델 및 결함유도(disorder-induced) 흡수 모델과 비교하였다.

2. 실험 방법

2.1 셀레나이드 유리의 제작

$\text{Ge}_{30}\text{As}_8\text{Ga}_2\text{Se}_{60}$ (mol%) 조성을 호스트 유리로 사용하였다. 유리 샘플은 5 N 이상의 순도를 갖는 Ge, Ga, As 및 Se 분말을 이용하여 제조하였다. 첨가한 희토류 물질은 고순도 프라세오디미움(>5 N)을 사용하였다. 희토류 용해도를 높이기 위해 소량의 Ga를 Ge-As-Se에 첨가하였다. 모든 계량 공정은 O_2 및 OH^- 농도가 각각 2 ppm 및 5 ppm 이하인 Ar 분위기의 글로브박스에서 수행하였다. 호스트 유리에 Pr^{3+} 이온이 0.1, 0.2 및 0.3 mol%로 도핑되도록 하였다. 혼합물질은 실리카 앰플에 넣어 밀봉한 후, 락킹로를 이용하여 유리를 녹였다. 온도는 500°C 까지 $2^\circ\text{C}/\text{min}$ 의 속도로 가열한 다음 $1,000^\circ\text{C}$ 까지는 $1^\circ\text{C}/\text{min}$ 으로 상승시켰다. $1,000^\circ\text{C}$ 에서 12시간 동안 용융시킨 후, 실리카 앰플을 로에서 제거하고 물로 급냉시켰다. 제작된 샘플은 유리 전이 온도($\sim 360^\circ\text{C}$)에서 약 2시간 동안 열처리하였다. 샘플의 THz-TDS 분광 측정을 위해 셀레나이드 유리를 잘라서 연마했다. 0, 0.1, 0.2 및 0.3 mol%의 Pr^{3+} 농도를 갖는 $\text{Ge}_{30}\text{As}_8\text{Ga}_2\text{Se}_{60}$ 유리의 두께는 각각 2.246, 1.993, 2.529 및 2.585 mm였다.

2.2 THz 시간 영역 분광 장치

본 연구에서 사용된 THz-TDS 분광시스템은 그림 1과 같이 구성되어 있다. THz 펄스 신호를 생성하고 검출하기 위한 핵심 장치로 펨토초(fs)의 펄스 폭을 갖는 레이저가 필요한데 본 연구에서는 펄스 폭 100 fs, 레이저 파워 40 mW, 펄스 속도 100 MHz, 중심 파장이 780 nm인 어븀 첨가 광섬유 레이저(Menlo Systems Inc.)를 사용하였다. THz파 생성 및 검출기는 GaAs 기판 위에 분자선 증착(MBE)을 이용하여 저온 성장된 GaAs (LT-GaAs) 박막을 이용했으며 5 μm 간격 20 mm 길이의 다이폴 안테나로 제작되었다. THz파 발생

기에는 20 V의 DC가 바이어스되었으며 0.2와 3 THz 사이 주파수의 THz 펄스를 생성한다. 생성된 THz 펄스는 한 쌍의 파라볼릭 미러를 사용하여 평행하게 전달되고 측정 샘플에서 초점이 맞춰지고 샘플을 통과한 THz 펄스는 또 다른 한 쌍의 파라볼릭 미러를 통해 다시 평행하게 전달된 뒤 LT-GaAs 검출기에 집중되어 그림 1에서처럼 검출된다.

검출기에 입사된 THz 펄스의 전기장은 검출기의 5 μm 폭 안테나 갭에 전압을 유도하는데 이때 검출기로 입사된 프로브 레이저 펄스에 의해 여기된 캐리어가 THz 전기장에 의해 이동됨으로써 측정된다. 입사된 THz 펄스의 순간 전계 강도에 비례하는 전류는 광학 초퍼 및 락인앰프를 이용하여 측정할 수 있다. 펌프와 프로브 레이저 펄스 사이에 이동경로의 길이 차이에 따른 시간 지연은 광지연기를 기계적으로 이동시킴으로 얻을 수 있는데 이를 통해서 THz 펄스의 진폭 및 위상 정보를 얻을 수 있다. THz파는 수분에 흡수가 많은데 이를 최소화하기 위하여 수분 2% 이하의 N_2 퍼징 박스에서 측정하였다.

측정 샘플 없이 측정한 THz 신호를 기준신호($E_{ref}(t)$)로 하고 THz 빔 경로에 측정 샘플을 두고 THz신호($E_{sam}(t)$)를 측정한다. 이 신호의 푸리에 변환된 주파수 영역에서 신호는 $E_{ref}(\omega)$, $E_{sam}(\omega)$ 로 주어지며 두 신호의 비율에서 식 (1)과 같은 값을 얻을 수 있다 [13].

$$\frac{E_{sam}(\omega)}{E_{ref}(\omega)} = \frac{4N(\omega)}{(1+N(\omega))^2} e^{i(k(\omega)-k_0(\omega))\delta} = \rho(\omega) e^{i\Delta\phi(\omega)} \quad (1)$$

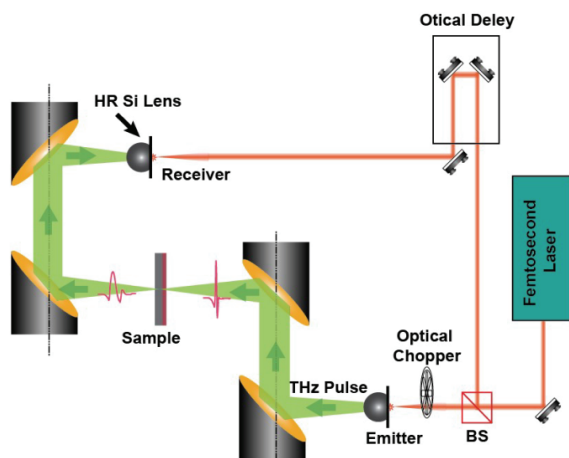


Fig. 1. Schematic diagram of the THz time-domain spectroscopy system.

여기서 $N=n(\omega)+ik(\omega)$ 은 샘플의 복소 굴절률, δ 는 샘플의 두께, $\Delta\phi(\omega)$ 및 $\rho(\omega)$ 는 각각 고유 위상 전이 및 크기이며, $k_0=2\pi\nu/c$, $k=2\pi\nu N/c$, c 는 진공에서 빛의 속도이다. 유리의 리얼 및 이미지너리 굴절률은 $n(\nu)=1+c\Delta\phi/2\pi\nu\delta$ 와 $k=\alpha\lambda/4\pi$ 식에서 각각 구할 수 있다.

3. 결과 및 고찰

기준신호 THz 펄스는 THz 빔 경로에서 샘플이 없는 상태에서 측정하고 그 후 샘플을 THz 빔 경로에 놓고 THz 펄스를 측정하여 THz 펄스와 샘플의 상호작용을 측정했다.

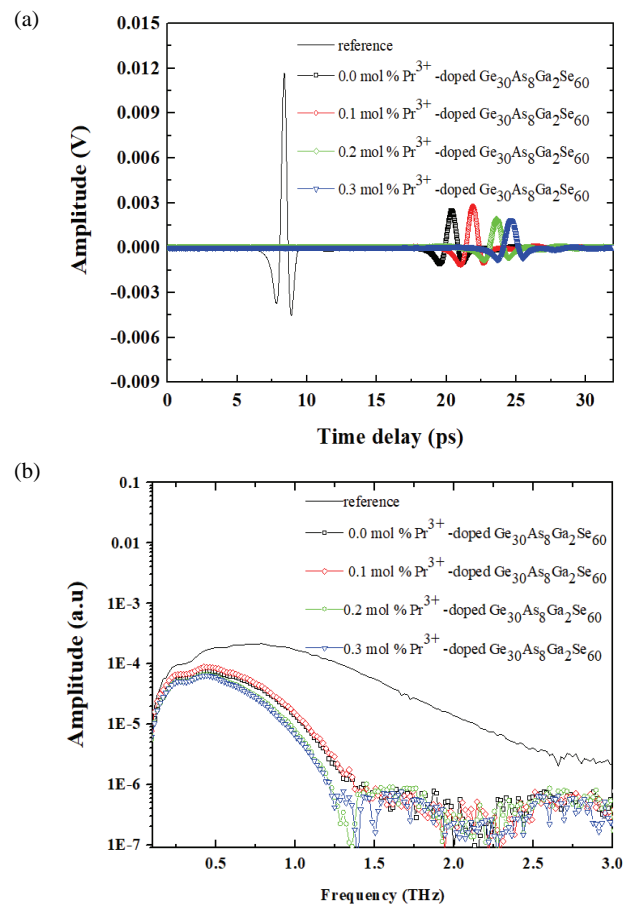


Fig. 2. (a) Measured THz pulses transmitted through reference (solid line) and Pr^{3+} -doped $\text{Ge}_{30}\text{As}_8\text{Ga}_2\text{Se}_{60}$ glasses and (b) corresponding amplitude spectra of the reference (solid line) and sample pulses (dotted lines).

THz 펄스의 전계는 시간 영역에서 측정되었고 푸리에 변환(FFT)에 의해 주파수 스펙트럼을 얻었다. 측정된 기준 및 샘플의 신호는 그림 2(a)에 나타내었고 주파수 영역의 THz 스펙트럼은 그림 2(b)에 나타내었다. 측정된 샘플은 광학적으로 매우 두껍기 때문에 투과된 THz 펄스와 첫 번째 내부 반사 신호가 시간 영역에서 명확하게 나타난다. 이 두 개의 펄스를 분리하여 주펄스에 대해서만 데이터 분석을 수행했다. 주파수 의존성이 있는 샘플의 복소 굴절률은 기준 신호와 샘플 신호의 푸리에 분석을 통해 얻을 수 있다. 실 굴절률 n 은 기준 펄스와 샘플 펄스 사이의 위상차를 이용하여 구할 수 있다. 그림 3에서는 0.3에서 1.5 THz 주파수 영역에서 측정된 굴절률을 나타내었다. 측정된 실 굴절률은 주파수와 Pr^{3+} 농도가 증가함에 따라 증가됨을 알 수 있었다.

모든 소광계수는 주파수가 증가함에 따라 증가하고 Pr^{3+} 농도에 따른 도핑 셀레나이드 유리의 소광계수는 큰 차이를 보이지 않았다. 현저하게 변하는 흡수 피크는 관찰되지 않았고 이는 실제 굴절률에서 눈에 띄는 변화가 발생하지 않음을 나타낸다. Pr^{3+} 도핑된 셀레나이드 유리의 흡광 계수는 0.2~1.3 THz의 주파수 범위에서 0.08보다 작았다. 이 결과는 Pr^{3+} 도핑된 셀레나이드 유리가 이 주파수 범위에서 비교적 작은 흡수 손실을 갖는다는 것을 나타낸다. 광학 재료에서 파장 의존적인 실 굴절률을 구하기 위해서는 일반적으로 Sellmeier 방정식을 사용한다. 이 식은 광학 매체의 굴절률과 파장 간의 경험적 관계를 나타낸 것으로 방정식은 $n^2 = 1 + \sum_j A_j \lambda^2 / (\lambda^2 - \lambda_j^2)$ 이며, 여기서 λ_j 흡수 파장이고, A_j 흡수 파장의 강도와 관련된 계수이다. $\lambda = c/\nu$ 에서 Sellmeier 방정식은 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$n^2 = 1 + \sum_j A_j c^2 / (c^2 - \lambda_j^2 \nu^2) \quad (2)$$

그림 3(a)의 실선은 앞에서 주어진 Sellmeier 방정식에 의한 피팅 값으로 Sellmeier 방정식이 나타낸 모든 주파수 범위에서 데이터와 일치하는 것을 알 수 있었다. 피팅 파라미터는 최소 제곱법으로 구했으며 표 1에 나타내었다. 피팅 파라미터 λ_1 은 Pr^{3+} 농도가 증가함에 따라 증가한다. 이는 흡수 피크가 Pr^{3+} 농도가 증가함에 따라 낮은 주파수로 이동한다는 것을 의미한다.

THz 흡수는 포논 프로세스와 연관이 있기 때문에 유리를 포함한 다양한 재료의 특성에서 THz 흡수 특

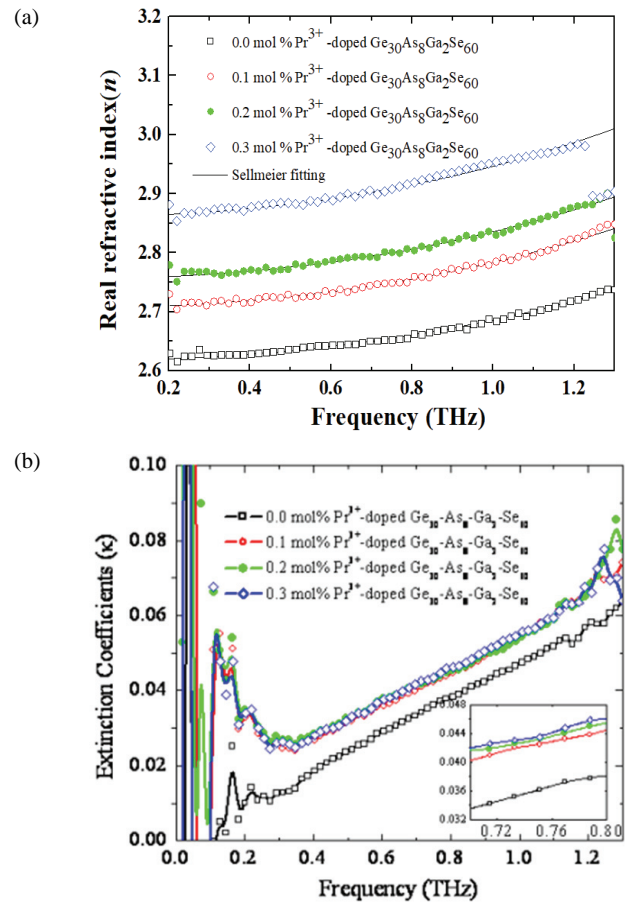


Fig. 3. (a) Measured real refractive index (symbols) and the theoretical fitting (solid lines) and (b) Measured extinction coefficients κ of the Pr^{3+} -doped $\text{Ge}_{30}\text{As}_8\text{Ga}_2\text{Se}_{60}$ glasses. The inset shows an enlargement view of the data.

Table 1. Sellmeier coefficients A and λ_1 for Pr^{3+} -doped $\text{Ge}_{30}\text{As}_8\text{Ga}_2\text{Se}_{60}$ glasses.

Pr^{3+} concentration (mol%)	A (no units)	λ_1 (μm)
0.0	5.851	72.905
0.1	6.331	75.773
0.2	6.576	76.933
0.3	7.178	77.911

성이 매우 중요하다. Schlömann과 Strom이 제시한 모델은 물질의 어쿠스틱 포논 모드 방사의 결함유도 (disorder induced) 커플링으로 비정질 재료의 원적외

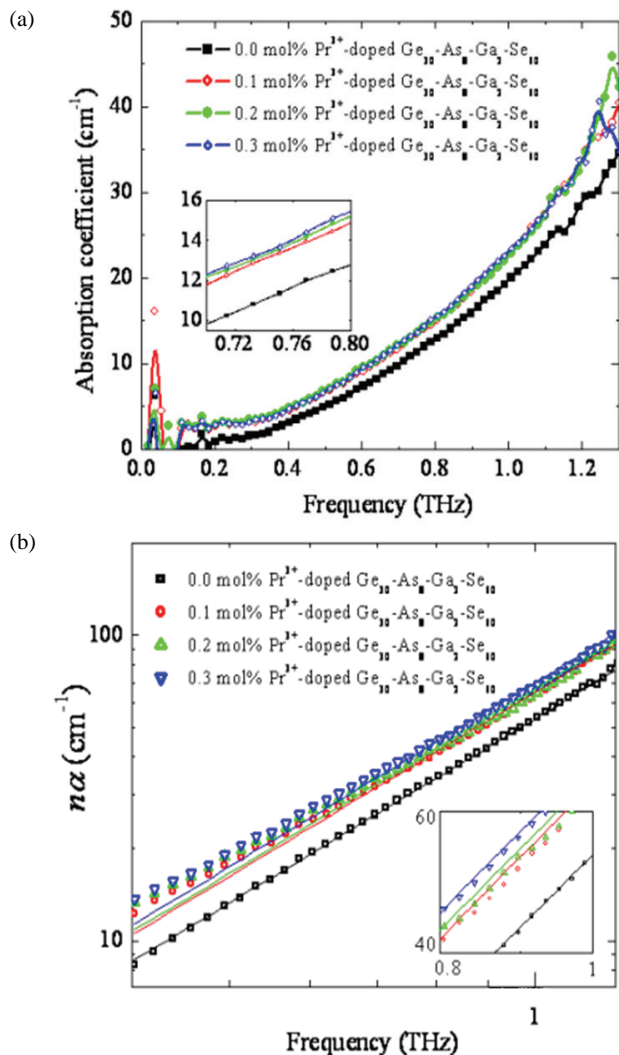


Fig. 4. (a) Frequency dependence of absorption coefficients and (b) frequency dependence of the product $n\alpha$ for the Pr^{3+} -doped $\text{Ge}_{30}\text{As}_8\text{Ga}_2\text{Se}_{60}$ glasses. The solid lines represent the theoretical fitting. The insets show an enlargement view of the data.

Table 2. K and β parameters of Pr^{3+} -doped $\text{Ge}_{30}\text{As}_8\text{Ga}_2\text{Se}_{60}$ glasses.

Pr^{3+} concentration (mol%)	N (0.8 THz)	K (1043J-1 · cm-1)	β
0.0	2.663	12.093	2
0.1	2.756	14.800	2
0.2	2.806	15.161	2
0.3	2.919	15.931	2

선 흡수를 설명한다 [14,15]. 결정성 물질이 결함 (disorder)이 생성하게 되면 THz 주파수 영역의 흡수가 일어나는데 불순물 도핑, 유리화, 탈결정화 및 박막에서의 증발 또는 스퍼터링과 같은 다양한 종류의 결함에 의하여 발생한다. 유리의 경우, 셀레 나이드 유리에서 희토류 이온 도핑에 의한 THz 신호의 결함유도 커플링을 관찰하였다. 실험적으로 도출된 Pr^{3+} 도핑된 $\text{Ga}_{30}\text{As}_8\text{Ga}_2\text{Se}_{60}$ 유리의 흡수 계수는 0.2에서 1.5 THz까지의 주파수 범위에서 그림 4(a)에 나타내었다. 흡수는 주파수 및 Pr^{3+} 도핑 농도가 증가함에 따라 증가됨을 알 수 있었다. 그림 4(a)에서 알 수 있듯이 흡수 계수는 대략 주파수의 제곱에 비례한다. 기본 포논 흡수 피크보다 긴 파장에서의 전송 손실은 식 (3)으로 나타낼 수 있다 [15].

$$n(\nu)\alpha(\nu) = K(h\nu)^\beta \quad (3)$$

여기서 α 는 흡수 계수, n 은 실 굴절률, ν 는 원적외선의 주파수, h 는 프랑크 상수, β 지수는 유리 소재에서 약 2이며 [14,15], K 인자는 재료의 전하 변동 밀도를 증가시키는 비정질 재료의 결함의 척도이다. 이 관계를 증명하고 K 와 β 파라미터를 결정하기 위해 유리의 $n(\nu)\alpha(\nu)$ 값의 주파수 의존성을 그림 4(b)에 나타내었다. 그림 4(b)는 데이터와 식 (3)에서 주어진 값이 잘 일치함을 보여준다. 피팅 파라미터는 최소 제곱법으로 구했으며 K 값과 β 값은 표 2에 나타내었다. 이러한 결과는 Pr^{3+} 도핑 농도가 증가함에 따라 전하 변동 밀도가 증가함을 나타낸다.

4. 결론

Pr^{3+} 도핑된 셀레나이드 유리의 광학 특성을 THz-TDS를 사용하여 THz 주파수 영역에서 관찰하였다. Pr^{3+} 도핑된 셀레나이드 유리의 복소 굴절률은 0.3~1.5 THz의 주파수 범위에서 얻었으며 Pr^{3+} 도핑된 $\text{Ge}_{30}\text{As}_8\text{Ga}_2\text{Se}_{60}$ 유리의 리얼 및 이미지너리 굴절률은 주파수와 Pr^{3+} 농도가 증가함에 따라 증가됨을 알 수 있었다. 측정된 실 굴절률은 파수 범위 전반에 걸쳐 Sellmeier 방정식에 의한 값과 비교적 일치했다. 얻어진 Sellmeier 계수는 셀레나이드 유리의 포논 모드가 Pr^{3+} 이온의 농도에 따라 보다 낮은 주파수로 이동했음을 의미한다. 비정질 재료의 원적외선 흡수 이론을 사용하여 결과를 분석하고 Pr^{3+} 가 도핑된 셀레나이드 유리에서 THz 흡

수 차이를 알 수 있었다. 측정된 데이터는 THz 흡수가 Pr³⁺ 농도가 증가함에 따라 증가한다는 것을 보여준다. 높은 THz 굴절률을 갖는 유리에서도 THz 흡수가 더 높다는 것을 알 수 있었으며 이러한 결과는 Pr³⁺ 농도가 증가함에 따라 전하 변동 밀도가 증가한다는 것을 의미한다.

REFERENCES

- [1] D. Lezal, J. Pedliková, J. Zavadil, P. Kostka, and M. Poulain, *J. Non-Cryst. Solids*, **326**, 47 (2003). [DOI: [https://doi.org/10.1016/S0022-3093\(03\)00375-2](https://doi.org/10.1016/S0022-3093(03)00375-2)]
- [2] V. Moizan, V. Nazabal, J. Troles, P. Houizot, J. L. Adam, J. L. Doualan, R. Moncorgé, F. Smektala, G. Gadret, S. Pitois, and G. Canat, *Opt. Mater.*, **31**, 39 (2008). [DOI: <https://doi.org/10.1016/j.optmat.2008.01.005>]
- [3] J. Nishii, S. Morimoto, I. Inagawa, R. Iizuka, T. Yamashita, and T. Yamagishi, *J. Non-Cryst. Solids*, **140**, 199 (1992). [DOI: [https://doi.org/10.1016/S0022-3093\(05\)80767-7](https://doi.org/10.1016/S0022-3093(05)80767-7)]
- [4] J. S. Sanghera and I. D. Aggarwal, *J. Non-Cryst. Solids*, **256**, 6 (1999). [DOI: [https://doi.org/10.1016/S0022-3093\(99\)00484-6](https://doi.org/10.1016/S0022-3093(99)00484-6)]
- [5] A. Zakery and S. R. Elliott, *J. Non-cryst. Solids*, **330**, 1 (2003). [DOI: <https://doi.org/10.1016/j.jnoncrsol.2003.08.064>]
- [6] B. J. Park, H. S. Seo, J. T. Ahn, Y. G. Choi, D. Y. Jeon, and W. J. Chung, *J. Lumin.*, **128**, 1617 (2008). [DOI: <https://doi.org/10.1016/j.jlumin.2008.03.011>]
- [7] Y. G. Choi, B. J. Park, K. H. Kim, and J. Heo, *Electron. Telecommun. Res. Inst.*, **23**, 97 (2001). [DOI: <https://doi.org/10.4218/etrij.01.0101.0301>]
- [8] W. J. Chung, H. S. Seo, B. J. Park, J. T. Ahn, and Y. G. Choi, *Electron. Telecommun. Res. Inst.*, **27**, 411 (2005). [DOI: <https://doi.org/10.4218/etrij.05.0105.0005>]
- [9] L. B. Shaw, B. Cole, P. A. Thielen, J. S. Sanghera, and I. D. Aggarwal, *IEEE J. Quantum Electron.*, **37**, 1127 (2001). [DOI: <https://doi.org/10.1109/3.945317>]
- [10] M. Naftaly and R. E. Miles, *J. Non-Cryst. Solids*, **351**, 3341 (2005). [DOI: <https://doi.org/10.1016/j.jnoncrsol.2005.08.003>]
- [11] S. Kojima, H. Kitahara, S. Nishizawa, Y. S. Yang, and M. W. Takeda, *J. Mol. Struct.*, **744**, 243 (2005). [DOI: <https://doi.org/10.1016/j.molstruc.2004.10.045>]
- [12] S. B. Kang, M. H. Kwak, B. J. Park, S. Kim, H. C. Ryu, D. C. Chung, S. Y. Jeong, D. W. Kang, S. K. Choi, M. C. Paek, E. J. Cha, and K. Y. Kang, *Electron. Telecommun. Res. Inst.*, **31**, 667 (2009). [DOI: <https://doi.org/10.4218/etrij.09.1209.0028>]
- [13] T. D. Dorney, R. G. Baraniuk, and D. M. Mittleman, *J. Opt. Soc. Am. A*, **18**, 1562 (2001). [DOI: <https://doi.org/10.1364/JOSAA.18.001562>]
- [14] E. Schlömann, *Phys. Rev.*, **135**, A413 (1964). [DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRev.135.A413>]
- [15] U. Strom, J. R. Hendrickson, R. J. Wagner, and P. C. Taylor, *Solid State Commun.*, **15**, 1871 (1974). [DOI: [https://doi.org/10.1016/0038-1098\(74\)90106-9](https://doi.org/10.1016/0038-1098(74)90106-9)]