

## 라만매질 CH<sub>4</sub>의 전후방 1.54 μm 유도라만 산란광의 비대칭적 발생

최영수 · 고해석 · 강응철

국방과학연구소

(1998년 11월 9일 받음, 1999년 2월 8일 수정본 받음)

과장 1.06 μm Nd:YAG 펄프레이저의 인가에너지와 라만매질 CH<sub>4</sub>의 압력변화에 따른 전방과 후방 1.54 μm 유도라만 산란광(stimulated Raman scattering)의 출력 특성을 동시에 측정하여 전후방 유도라만 산란광 발생을 위한 1.06 μm 인가문턱 에너지, 라만변환의 기울기 효율 및 라만이득계수(Raman gain coefficient)의 측정값과 이론값을 비교 분석하였다. 압력 1000 psi에서 후방 기울기 효율은 약 34%이고 전방은 약 18%를 보였다. 라만매질 CH<sub>4</sub>의 압력이 증가할수록 전방과 후방 라만이득은 비선형적으로 증가할 뿐만 아니라, 후방 대 전방 라만이득비도 증가하였다. 압력 1200 psi 이상에서 후방 대 전방 라만이득비는 약 1.4배가 되었고, 압력 1400 psi에서 후방 라만이득계수는 0.32 cm/GW이고 전방에서는 0.23 cm/GW로 나타났다. 이와 같은 비대칭적 발생은 전방 라만증폭이 펄프광의 국부적 세기와 작용하는 반면 후방은 펄프광의 평균세기와 상호작용하기 때문이다.

### I. 서 론

높은 라만출력 변환효율을 얻기 위해 라만매질 CH<sub>4</sub>, H<sub>2</sub>, D<sub>2</sub> 등의 압력과 발진과장에 따른 라만이득, 선폭, 산란단면적,<sup>[1-4]</sup> 펄프광 집속조건,<sup>[5,6]</sup> 라만 레이저의 구조변화<sup>[7-9]</sup> 등에 따른 많은 실험과 이론적 연구가 이루어졌다.<sup>[10-12]</sup> 이와 더불어 유도라만 산란광의 생성과정에서 함께 나타나는 고차 Stokes, anti-Stokes, Brillouin 산란광 발생 등에 대한 여러 비선형 광학현상들이 비교 분석되었다.<sup>[13-16]</sup>

이상적으로는 전방, 후방 유도라만 산란광의 생성은 대칭적으로 발생하여야 한다. 그러나, 액체 라만매질에서 자체집광(self-focusing)에 의해서 전방, 후방 유도라만 산란광의 비대칭적 발생이 보고된 후,<sup>[17]</sup> 기체 라만매질 CH<sub>4</sub>, H<sub>2</sub>, D<sub>2</sub> 등에서도 전방, 후방 유도라만 산란광의 비대칭적 생성과정에 대한 여러 연구가 이루어졌다.<sup>[18-21]</sup> 정상상태에서 나타나는 전방과 후방 유도라만 산란광 출력에너지와 라만이득의 비대칭적 발생은 전방과 후방 산란광과 함께 발생하는 서로 다른 비선형 광학현상, 진행방향에 따른 선폭차, 상호작용하는 펄프광 세기의 상대적 차이, 라만증폭으로 인한 펄프광 손실차이 등으로 설명되고 있다.<sup>[20,21]</sup>

펄프광과 반대방향으로 진행되는 후방 유도라만 산란광의 생성은 전방보다 확대된 선폭효과와 펄프광의 평균세기에 주로 의존한다. 이 때 발생하는 선폭확대 효과는 라만매질의 압력에 의한 라만선폭, 전방과 후방 도플러선폭 및 펄프광 선폭에 의해 나타난다. 그러나, 전방 유도라만 산란광은 펄프광과 같은 방향으로 동시에 진행하므로 압력에 의한 라만선폭과 국부적 펄프광 세기와 상호작용한다. 즉 전방과 후방의 초기 유도라만 산란광이 동시에 발생한 후에, 두 산란광은 증폭 동안 진행방향의 차이로 서로 다른 펄프광의 세기와 손실 그리고 선폭확대 효과의 영향을 받는다. 진행방향에 의한 선폭효과만 고려한다면 후방보다 전방 유도라만 산란광에서 보다

효율적인 라만이득이 주어진다.<sup>[20]</sup> 그러나, 정상상태의 조건하에서 증폭 동안에 주어지는 상대적 펄프광 세기와 손실의 차이 그리고 서로 다른 비선형 광학현상의 발생으로 인해 전방보다 후방 라만이득이 더 효율적으로 나타난다.<sup>[18,19]</sup> 고차 Stokes와 anti-Stokes는 전방 유도라만 산란광과 함께 발생하지만, 후방에서는 진행방향에 따른 위상 불일치(phase mismatch)가 커서 매우 약하게 일어나지만 유도 Brillouin 산란광이 강하게 발생한다.<sup>[8]</sup> 정상상태에서는 후방 유도라만 산란광이 전방보다 효율적이지만 transient 조건하에서는 전방이 후방보다 효율적이다.<sup>[20,21]</sup>

유도라만 산란광의 발진과장이 장과장일수록 라만이득이 감소할 뿐만 아니라,<sup>[22]</sup> 펄프광 펄스폭이 라만매질의 광포논 수명시간과 거의 같은 transient 상태에서도 라만이득의 감소가 일어난다.<sup>[23,24]</sup> 라만매질 CH<sub>4</sub>의 압력이 50 기압일 때 유도라만 산란광에 대한 광포논 수명은 약 10 ps이나 유도 Brillouin 산란광의 음파포논 수명은 약 2.2 ns이므로 유도라만 산란광은 정상상태이지만 유도 Brillouin 산란광은 transient 상태가 된다.<sup>[14]</sup> 기체매질의 음파포논 수명은 광포논 수명보다 매우 길어 일정한 펄프광에 대하여 유도라만 산란광과 유도 Brillouin 산란광의 발생 조건은 다르게 나타난다.<sup>[25]</sup> 펄프광의 펄스폭이 수 ns로 일정할 경우 정상상태인 유도라만 산란광이 transient 상태의 유도 Brillouin 산란광보다 더 효율적으로 발생한다.<sup>[15,25]</sup> 그러나, 같은 정상상태 조건하에서는 유도 Brillouin 산란광이 유도라만 산란광보다 효율적으로 발생한다.

본 연구에서는 라만매질 CH<sub>4</sub>의 압력과 1.06 μm Nd:YAG 펄프레이저 인가에너지에 따른 전후방 유도라만 산란광 출력 에너지 변화를 측정하였다. 유도라만 산란광 발생을 위한 펄프레이저의 문턱에너지, 라만변환 기울기 효율을 구하였다. 또, 전후방의 인가문턱에너지를 이용하여 라만매질 CH<sub>4</sub>의 압력변화에 따른 전방과 후방 1.54 μm 유도라만 산란광의 비대

칭적 라만이득을 비교 분석하였다. 정상상태에서 라만매질 CH<sub>4</sub>의 압력증가에 따른 라만이득은 전방보다 후방이 더 높게 나타났다.

## II. 이 론

정상상태에서 펌프광의 손실과 유도라만 산란광의 생성이 동시에 이루어질 때 펌프광, 전방 및 후방 유도라만 산란광의 세기에 대한 관계식은 식 (1), (2)와 같다.<sup>[21, 26]</sup>

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{n_p}{c} \frac{\partial}{\partial t}\right) I_p = -g_R \frac{v_p}{v_s} I_p I_s \quad (1)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{n_s}{c} \frac{\partial}{\partial t}\right) I_s = g_R I_p I_s \quad (2-1)$$

$$\left(-\frac{\partial}{\partial z} + \frac{n_s}{c} \frac{\partial}{\partial t}\right) I_s = g_R I_p I_s \quad (2-2)$$

여기서 식 (2-1)은 펌프광과 진행방향이 같은 전방 유도라만 산란광, 식 (2-2)는 펌프광과 반대 방향으로 진행하는 후방 유도라만 산란광에 대한 관계식이다. 이 때  $I_p$ 는 펌프광 세기,  $I_s$ 는 전방과 후방의 유도라만 산란광 세기,  $v_p$ ,  $v_s$ ,  $n_p$ ,  $n_s$ 는 각각 펌프광과 유도라만 산란광의 주파수와 매질에서의 굴절률,  $g_R$ 는 라만이득계수 그리고  $c$ 는 광속이다.

매질 내에서 일어나는 상호작용 동안에 펌프광의 감소를 무시한다면 전방과 후방 라만 산란광  $I_s$  ( $I$ )의 생성은 식 (3)과 같이 지수적으로 증가한다.

$$I_s(l) = I_s(0) \exp(g_R I_p l) \quad (3)$$

이 때  $I_s(0)$ 는 자발 라만잡음(spontaneous Raman noise)으로부터 주어지는 초기 라만산란광이고  $l$ 은 라만증폭의 상호작용 길이이다. 만약 유도라만 산란광 생성과 증폭동안 펌프광 손실이 발생한다면 식 (4)와 같이 유도라만 산란광의 증폭은 펌프레이저 강도의 감소로 제한된다.<sup>[16, 27]</sup>

$$I_s(l) = I_s(0) \exp(g_R \int I_p(z) dz) \quad (4)$$

식 (5)에서 표현된 라만이득  $g_R$ 은 펌프광의 손실효과를 무시한 정상상태의 조건하에서 성립된다.<sup>[1, 2]</sup> 이 때 식 (6)과 (7)은 각각 전방과 후방에서 나타나는 선폭효과이고 식 (8)은 라만매질 CH<sub>4</sub>의 압력 자체에 의한 라만선폭  $\Delta v_R$ 로 전방과 후방에서 같다.<sup>[20]</sup>

$$g_R = \frac{2\lambda_s^2 \Delta N}{\pi c^2 h v_s \Delta v} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) \quad (5)$$

$$\Delta v^f = \Delta v_R + \Delta v_b^f \quad (6)$$

$$\Delta v^b = \Delta v_R + \Delta v_b^b + \Delta v_p \quad (7)$$

$$\Delta v_R = 0.32 + 0.012P \quad (8)$$

이 때 파장 1.06  $\mu\text{m}$ 에 대한 CH<sub>4</sub>의 라만산란 단면적  $d\sigma/d\Omega$ 는  $7.3 \times 10^{-32} \text{ cm}^2/\text{sr}$ 이고  $\Delta N$ 은 진동준위 사이의 반전밀도로 라만매질 CH<sub>4</sub>의 분자밀도이며  $P$ 는 매질의 압력으로 단위는

기압(atm)이다. 후방 선폭  $\Delta v^b$  효과는 압력에 의한 라만선폭  $\Delta v_R$ , 후방 도플러선폭  $\Delta v_b^b$  및 펌프광 선폭  $\Delta v_p$ 의 합이고, 전방 선폭은 압력에 의한 라만선폭과 전방 도플러선폭  $\Delta v_b^f$  효과의 합을 의미하며, 선폭의 단위는  $\text{cm}^{-1}$ 이다. 펌프레이저와 진행방향이 서로 다르므로  $v_p + v_s$ 에 비례하는 후방 도플러선폭은 식 (9)와 같고,<sup>[20]</sup> 본 실험에서 나타나는 후방 도플러선폭은 약  $0.05 \text{ cm}^{-1}$ 이다. 이 때,  $k$ 는 볼츠만 상수,  $T$ 는 절대온도, 그리고  $M$ 은 라만매질의 분자량이다.

$$\Delta v_D = 2(v_p + v_s) \left[ \frac{2kT \ln 2}{M c^2} \right] \quad (9)$$

전방 도플러선폭은 CH<sub>4</sub>의 진동모드 전이주파수  $\nu_R = 2914 \text{ cm}^{-1}$ 에 비례하므로 약  $0.01 \text{ cm}^{-1}$ 로 매우 작아 선폭확대에 큰 영향을 주지 않는다. 따라서 전방 라만이득은 전방 도플러선폭과 펌프레이저 선폭의 영향이 거의 미치지 않으므로 이론적으로는 전방 라만이득이 후방보다 더 효율적이다. 식 (9)의 도플러선폭의 확대 효과는 발진파장이 단파장일수록 더 크게 나타나고 후방대 전방 도플러 선폭비도 증가한다. 본 연구에 사용된 1.06  $\mu\text{m}$  Nd:YAG 펌프레이저의 선폭은  $0.7 \text{ cm}^{-1}$ 이다. 효율적인 후방 유도라만 산란광의 발생을 위해서는 보다 작은 선폭의 펌프광 사용이 바람직하다.<sup>[15, 21]</sup>

펌프광의 손실효과가 없는 일정한 펌프광 세기에 대하여 선폭효과만 고려할 때 식 (5)에서 라만이득은 후방보다 전방에서 더 효율적이다. 그러나 펌프광의 상대적 세기의 차와 손실효과를 고려한다면 전방보다 후방 유도라만 산란광이 더 효율적으로 발생할 수 있다. 이는 선폭확대 효과의 차이보다 전방과 후방에 상호작용하는 펌프광의 세기와 펌프광 손실효과와의 차이에 의한 영향이 더 크기 때문이다. 진행 경로상에서 볼 때 펌프광과 전방 유도라만 산란광은 같은 방향으로 동시에 진행하므로 펌프광의 국부적 세기와 상호작용할 뿐 아니라 라만증폭 동안 펌프광 세기의 손실이 크게 발생한다. 후방 유도라만 산란광은 생성과정에서 펌프광의 세기의 손실없이 전체 펌프광의 펄스폭과 작용하므로 정상상태에서는 충분한 증폭이 일어난다.

가우시안형태의 펌프레이저가 짧은 초점거리  $f$ 인 렌즈로 라만셀의 길이  $L$ 인 라만매질 내에 강한 집속이 이루어질 때 정상상태에서 주어지는 문턱출력  $P_{th}$ 는 식 (10)과 같다.<sup>[1, 14]</sup>

$$P_{th} = \frac{\lambda_s}{4 g_R} \left[ 1 + \left( 1 + \frac{G_{th} \lambda_p}{\lambda_s \tan^{-1}\left(\frac{L}{b}\right)} \right)^{\frac{1}{2}} \right]^2 \quad (10)$$

이 때  $\lambda_p$ 와  $\lambda_s$ 는 각각 펌프레이저의 파장과 유도라만 산란광의 파장이고  $b$ 는 confocal parameter이다. 라만매질에서 유도라만 산란광이 발진하기 위한 이득문턱값  $G_{th}$ 는 약 25~30 범위이다.<sup>[1, 16, 28, 29]</sup> 유도라만 및 유도 Brillouin 산란광의 출력 이득 문턱값은 펌프광의 펄스폭에 따라 다르게 적용된다. 일반적으로 유도산란광 발생과정에서 정상상태는 펌프광의 펄스폭이 광포논 혹은 음파포논(acoustical phonon) 수명보다 약 20배 이상 클 때이며, 이득문턱값은 약 30이다.

III. 실험장치 및 방법

라만매질 CH<sub>4</sub>의 압력변화에 따른 단일패스에 의한 전후방 1.54 μm 유도라만 산란광의 출력에너지 측정을 위한 실험 장치도는 그림 1과 같다. 가우시안형태의 TEM<sub>00</sub>모드로 동작하는 파장 1.06 μm Nd:YAG 펌프레이저(Quantel, Brilliant ω)는 최대 출력에너지 350 mJ, 펄스폭 5 ns이므로 광학적 손상을 막기 위해 100 mJ이하로 감쇄시킨 후 사용하였다. 파장 1.06 μm 편광분리기와 사분의 일 파장판(quarter wave plate)을 광차단기(isolator)로 설치하여 후방으로 생성되는 1.06 μm 유도 Brillouin 산란광이 펌프레이저로 주입되는 것을 방지하였다. 파장 1.54 μm에서 전반사이고 1.06 μm에서 무반사 코팅된 이색성 평면경을 45°로 두어 후방 유도라만 산란광의 출력에너지 특성을 측정하였다. 고압 CH<sub>4</sub>가 충전된 라만셀의 중심에 펌프레이저를 집속하기 위해 초점거리 145 mm 이고 파장 1.54 μm과 1.06 μm에서 광대역 무반사 코팅된 렌즈를 집속과 시준렌즈로 사용하였다. 또 전방 유도라만 산란광의 출력특성을 측정하기 위해 파장 1.06 μm에서 전반사이고 1.54 μm에서 무반사 코팅된 평면경을 광학필터로 사용하였다. 후방으로 생성되는 1.06 μm 유도 Brillouin 산란광은 광차단기로 사용된 1.06 μm 편광분리기를 통해 측정하였다. 라만셀에서 생성된 전방 및 후방 1.54 μm 유도라만 산란광의 출력에너지는 pyroelectric 에너지미터(Laser Precision, RjP-734, Rj-7610)로 측정하고 InGaAs 광검출기(Newport, 818-BB-30)와 디지털 오실로스코프(Tektronix, TDS744A)를 이용하여 파형을 측정하였다. 사용된 라만셀의 크기는 단면이 52×52 mm, 길이 200 mm, 내경이 12.7 mm로 제작되었다. 라만셀 내부의 CH<sub>4</sub> 압력을 측정하기 위해 압력계를 부착하고 라만셀의 양단면의 창에는 직경 1인치, 두께 10 mm의 fused silica를 사용하여 오링으로 밀폐하였다. 또 라만매질의 충전 압력을 조절하기 위해 주입구와 배출구를 두었다.

IV. 실험결과 및 분석

본 연구에서는 전방과 후방의 유도라만 산란광 발생의 차이를 이해하기 위하여 전방과 후방 유도라만 산란광의 인가 문턱에너지와 라만이득을 측정하고 발생과정을 분석하였다.

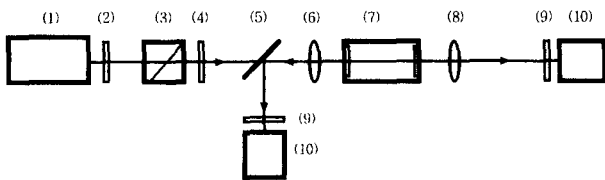


그림 1. 전후방 유도라만 산란광 측정을 위한 실험 장치도. (1) 1.06 μm Nd:YAG 펌프레이저 (2) 1.06 μm 감쇄기 (3) 1.06 μm 편광분리기 (4) 1.06 μm 사분의 일 파장판 (5) 이색성 반사거울(파장 1.54 μm HR과 1.06 μm AR) (6) 광대역 무반사 코팅된 집속렌즈 (파장 1.54 μm와 1.06 μm AR) (7) 고압 라만셀 (8) 광대역 무반사 코팅된 시준렌즈 (파장 1.54 μm와 1.06 μm AR) (9) 이색성 광학필터(파장 1.54 μm AR과 1.06 μm HR) (10) 에너지미터.

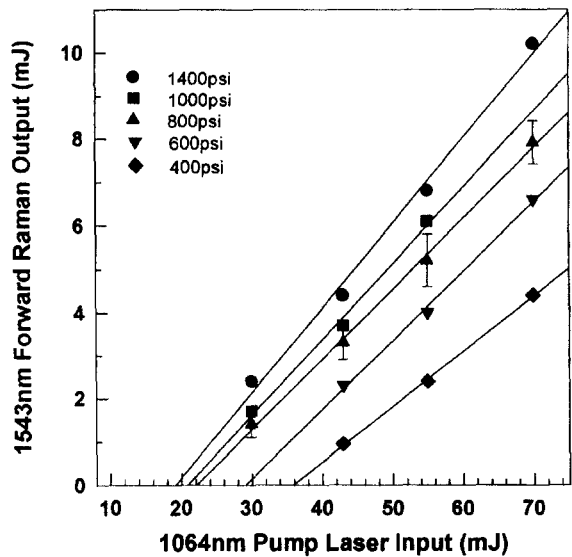


그림 2. 라만매질 CH<sub>4</sub> 압력과 1.06 μm 인가에너지 변화에 따른 전방 유도라만 산란광의 출력에너지 특성.

이를 위해 라만매질 CH<sub>4</sub>에 입사되는 1.06 μm Nd:YAG 펌프레이저의 인가에너지와 라만매질 CH<sub>4</sub>의 압력을 변화시켜 단일패스에 의한 전방과 후방 1.54 μm 유도라만 산란광의 출력에너지 변화를 측정하였다. 그림 2와 3은 라만매질 CH<sub>4</sub>의 압력을 400 psi에서 1400 psi까지 변화시켜 1.06 μm 펌프레이저 인가에너지 증가에 따른 전방과 후방 유도라만 산란광의 출력에너지 관계를 보인 것이다. 라만매질의 압력이 일정할 때 펌프레이저의 인가에너지 증가에 따라 전방과 후방 유도라만 산란광의 출력에너지는 선형적으로 증가하며 포화현상은 보이지 않았다. 펌프레이저의 인가에너지가 증가할수록 라만변환효율이 높게 나타났고, 라만매질 CH<sub>4</sub>의 압력이 증가할수록 펌프레이저의 인가문턱에너지는 감소하였다. 펌프레

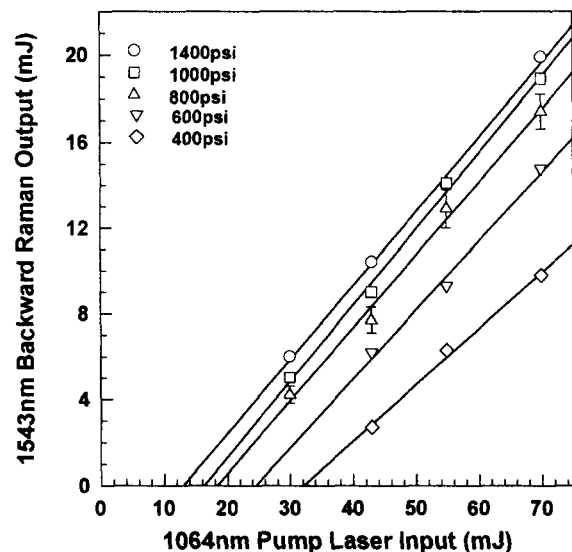


그림 3. 라만매질 CH<sub>4</sub> 압력과 1.06 μm 인가에너지 변화에 따른 후방 유도라만 산란광의 출력에너지 특성.

이저의 인가에너지가 일정할 때 라만매질의 압력이 증가할수록 전방과 후방 유도라만 산란광 출력에너지의 증가폭은 점차 감소하여 압력 1000 psi 이상에서는 전방과 후방 유도라만 산란광의 출력에너지가 점차 포화되는 현상을 보였다.<sup>[30]</sup> 식 (5)에서 라만이득이 압력에 비례하고 라만선폭에 반비례하므로 낮은 압력에서는 라만이득이 압력에 따라 선형적으로 증가하나, 높은 압력에서는 라만선폭이 증가하여 라만이득이 포화현상을 보이기 때문이다. 펄프레이저 인가에너지의 증가에 따라 전방과 후방 유도라만 산란광의 발전 임계압력은 약 350 psi에서 250 psi로 점차 낮아짐을 보였다. 또, 펄프레이저 인가에너지가 크고, 압력이 높을수록 1.06 μm 유도 Brillouin 산란광이 함께 발생하였다. 후방 유도 Brillouin 산란광의 출력에너지는 전방 유도라만 산란광보다 낮게 나타났다. 이는 유도 Brillouin 산란광이 transient 상태이기 때문이다.

그림 4는 라만매질 CH<sub>4</sub>의 압력변화에 따른 전방과 후방 유도라만 산란광의 라만변환 기울기 효율의 관계이다. 라만매질 CH<sub>4</sub>의 압력이 증가할수록 전방 유도라만 산란광의 기울기 효율은 완만하게 증가하였으나, 후방에서는 압력 1000 psi 이상에서 오히려 서서히 감소함을 보였다. 전방보다 후방 유도라만 산란광의 기울기 효율이 높게 나타났으며, 압력 1000 psi에서 후방 기울기 효율은 약 34%이고 전방은 18%이다. 낮은 압력에서 후방 대 전방 유도라만 산란광의 기울기 효율비는 약 2배이고 라만매질 CH<sub>4</sub>의 압력이 증가할수록 기울기 효율비는 감소하여 1600 psi에서 약 1.7배를 보였다. 이는 라만매질 CH<sub>4</sub>의 압력이 높을수록 1.06 μm 유도 Brillouin 산란광이 후방으로 강하게 발생하기 때문이다.

라만매질 CH<sub>4</sub>의 압력과 전후방 1.54 μm 유도라만 산란광에 대한 1.06 μm Nd:YAG 펄프레이저 인가문턱에너지의 관계는 그림 5와 같다. 라만매질 CH<sub>4</sub>의 압력이 증가할수록 전방과 후방 유도라만 산란광에 대한 펄프레이저의 인가문턱에너지는 모두 비선형적으로 감소하였다. 라만매질의 낮은 압

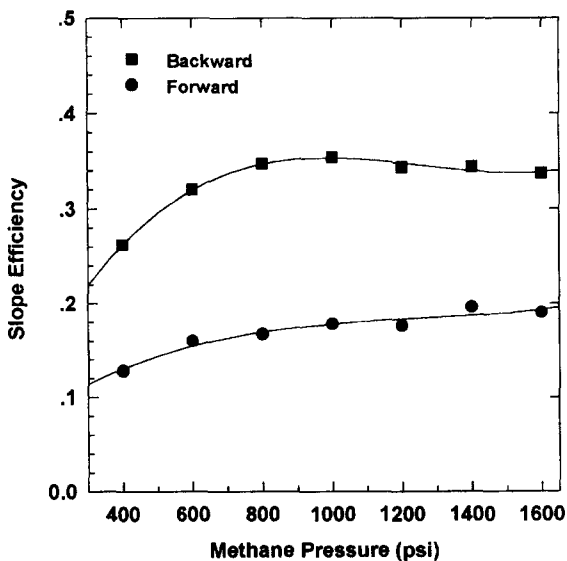


그림 4. 라만매질 CH<sub>4</sub>의 압력에 따른 전후방 유도라만 산란광의 기울기 효율.

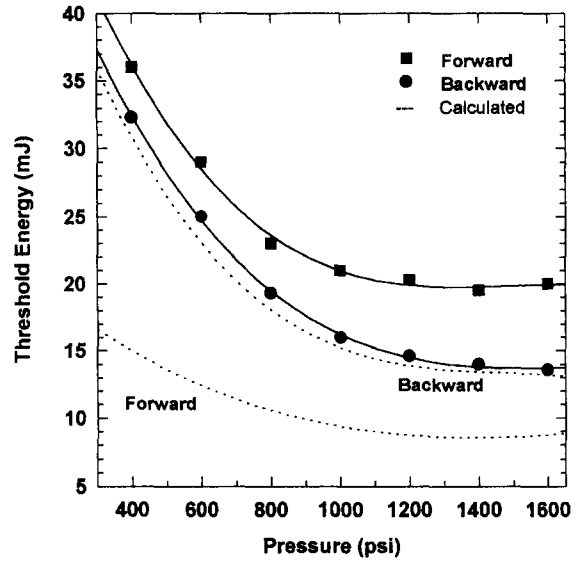


그림 5. 라만매질 CH<sub>4</sub>의 압력에 따른 전후방 유도라만 산란광의 1.06 μm 인가문턱에너지 특성.

력에서는 인가문턱에너지가 매우 높으나, 압력이 증가할수록 급속히 감소하며 포화되었다. 측정 결과(실선)는 후방보다 전방 유도라만 산란광의 인가문턱에너지가 보다 높게 나타났다. 이는 전방보다 후방 라만이득이 더 크다는 것을 의미한다. 점선은 유도라만 산란광의 문턱이득값이 30일 때, 식 (5), (6), (7)과 (10)으로부터 얻은 라만매질의 압력변화에 따른 전방과 후방에 대한 펄프레이저 인가문턱에너지의 이론적 계산값을 나타낸다. 그림 5에서 후방 유도라만 산란광에 대한 인가문턱에너지의 측정값과 계산값은 거의 일치함을 보인다. 그러나, 전방 인가문턱에너지의 계산과 측정값은 많은 차이를 보인다. 이론적 계산값에서 전방이 후방보다 낮은 인가문턱에너지를 나타내는 것은 전후방으로 작용하는 펄프광 세기의 차와 손실효과를 무시하고 전방과 후방의 선폭차이만을 고려한 때문이다. 식 (6)과 (7)을 비교하면 전방보다 후방에서 더 큰 선폭확대가 일어난다. 그러나, 측정값에서는 전방보다 후방에서 더 낮은 인가문턱에너지를 보인다. 이는 역방향으로 진행되는 후방 유도라만 산란광이 펄프레이저의 전체 펄스와 상호작용할 뿐만 아니라, 증폭동안에 경로상에서 펄프광의 손실효과가 나타나지 않기 때문이다. 그러나, 전방은 펄프광의 국부적 세기와 작용할 뿐 아니라 펄프광 손실효과도 크게 일어난다.<sup>[10,21]</sup> 따라서, 전방과 후방의 선폭차 효과보다 상호작용하는 펄프광 세기의 차이와 증폭 동안에 나타나는 펄프광 손실효과가 더 크게 작용한다고 할 수 있다. 라만매질의 압력이 증가할수록 인가문턱에너지의 감소가 점차 완화되는 것은 고차 Stokes광과 1.06 μm 유도 Brillouin 산란광의 발생이 증가하기 때문이다. 압력 1300 psi에서 후방 유도 Brillouin 산란광에 대한 인가문턱에너지는 약 35 mJ이었다. 이는 음파포논의 수명이 길어 transient 상태이기 때문이다.

그림 6은 전방과 후방 1.54 μm 유도라만 산란광에 대한 라만매질 CH<sub>4</sub>의 비대칭적 라만이득계수 특성을 나타낸 것이다. 실선은 그림 5의 압력에 따른 전방과 후방 인가문턱에너지의

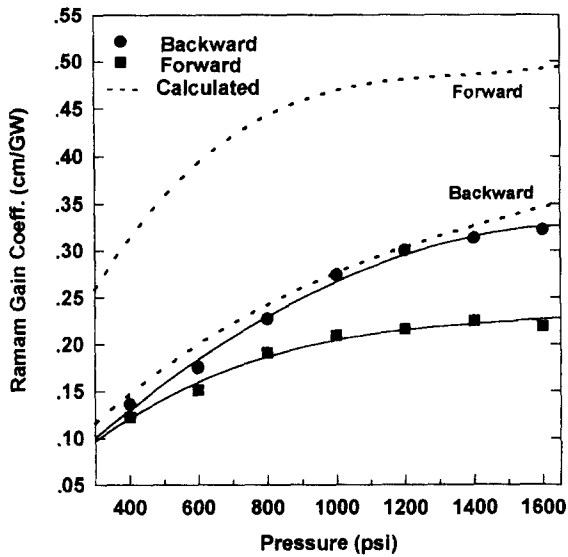


그림 6. 라만매질 CH<sub>4</sub>의 압력변화에 따른 전후방 라만이득의 비대칭적 특성.

측정값과 식 (10)을 이용하여 얻은 전방과 후방 라만이득계수의 측정값이다. 접선은 식 (6)과 (7)의 전방과 후방 선평효과를 고려하여 식 (5)로부터 얻은 정상상태에서 나타난 전방과 후방 라만이득계수의 이론적 계산값이다. 식 (5)는 유도라만 산란광의 증폭동안에 발생하는 펄프광 손실을 무시하고 있다. 두 결과에서 라만매질 CH<sub>4</sub>의 압력증가에 따른 후방 라만이득은 잘 일치한다. 이 때 후방 유도라만 산란광의 생성은 펄프광의 평균 세기와 상호작용하므로 정상상태이고 펄프광 손실이 일어나지 않는다. 그러나, 전방 라만이득에 대한 두 결과는 많은 차이를 보인다. 이론적 계산값에서 후방보다 전방 라만이득이 큰 것은 선평확대 효과의 차이 때문이다.

라만매질의 압력증가에 따른 전방과 후방 라만이득계수의 측정값은 비선형적으로 증가하였으나 전방 라만이득이 상대적으로 매우 낮게 나타났다. 이는 그림 5에서 설명한 바와 같이 펄프광 세기의 상대적 차이와 손실효과의 차이 때문이다. 또, 전방에서는 펄프광의 국부적 세기가 작용하므로 펄프광의 펄스폭이 짧을 때 나타나는 transient 효과로 인한 라만이득 감소도 함께 일어난다고 생각된다.<sup>[4, 23]</sup> 라만매질의 압력이 400 psi일 때 전방과 후방 라만이득계수는 각각 약 0.12 cm/GW와 0.14 cm/GW이며, 압력이 증가할수록 후방 대 전방 라만이득비도 증가하였다. 라만매질 CH<sub>4</sub>의 압력이 1200 psi 이상에서는 후방 대 전방 라만이득비가 약 1.4배를 유지하였다. 라만매질 CH<sub>4</sub>의 압력이 1400 psi일 때 측정된 후방 라만이득계수는 약 0.32 cm/GW이고 전방에서는 약 0.23 cm/GW였다. 정상상태의 이론적 계산값에 대한 측정된 전방 라만이득의 감소율은 압력 400 psi에서 약 60%이고 압력 800 psi 이상에서 약 55%를 보인다.

결론적으로 정상상태에서 전방보다 후방 유도라만 산란광이 효율적으로 발생하는 것은 전방과 후방에서 나타나는 선평효과의 차이보다 펄프광 세기와 손실효과의 차이가 더 크게 작용하기 때문이다. 이로 인하여 전방보다 후방 라만이득

이 더 높게 나타났다. 또, 라만매질의 압력이 증가할수록 후방 대 전방 라만이득비가 증가하는 것은 라만매질의 밀도 증가로 인한 펄프광 손실효과가 상대적으로 커지고, 고차 Stokes, anti-Stokes 그리고 유도 Brillouin 산란광 발생이 서로 다르게 나타나기 때문이라 판단된다.

## V. 결 론

수백 ps이하의 펄스폭을 지닌 mode locking된 펄프광에 대한 유도라만 산란광의 발생은 transient 상태이다. 펄프광의 펄스폭이 수백 ps이하로 매우 짧고 침투출력이 매우 높으면 충분한 펄프광 세기를 지니므로, 라만증폭 동안에 전방에서 나타나는 펄프광 손실효과는 매우 작아진다고 할 수 있다. 그러나, 후방 유도라만 산란광은 증폭할 상호작용시간이 극히 짧아 충분한 라만증폭이 이루어지지 못하게 된다. 따라서, 전방 라만이득이 후방보다 더 크게 나타난다.<sup>[20, 21]</sup> 정상상태에서 전방 유도라만 산란광은 라만증폭 동안에 펄프광과 같은 방향으로 동시에 진행하므로 펄프광의 국부적 세기, 손실 및 transient 효과로 이득이 크게 감소하게 된다. 그러나, 전방보다 큰 선평확대 효과를 가지는 후방 유도라만 산란광은 역방향 진행으로 펄프광의 손실없이 펄프광의 평균강도와 상호작용하므로 정상상태의 라만이득을 보인다. 또, 후방 유도라만 산란광은 펄프광과 위상공액(phase conjugate)이므로 라만셀의 광학계 오정열 상태에 민감하지 않게 된다.<sup>[19]</sup>

본 연구에서는 정상상태에서 라만매질의 압력과 펄프레이저의 인가에너지 변화에 따른 전방과 후방의 1.54 μm 라만출력에너지와 1.06 μm Nd:YAG 펄프광의 인가문턱에너지를 측정하여 라만이득을 비교 분석하였다. 측정된 펄프광의 인가문턱에너지는 전방보다 후방에서 더 낮고 라만변환 효율은 후방에서 더 높게 나타났다. 라만매질 CH<sub>4</sub>의 압력 증가에 따른 후방과 전방 라만이득계수는 비선형적으로 증가하였고, 후방대 전방 라만이득비도 증가하였다. 라만매질의 압력 1200 psi 이상에서 후방 대 전방 라만이득의 비는 약 1.4배로 나타났다. 압력 1400 psi에서 측정된 후방 라만이득계수는 0.32 cm/GW이고 전방에서는 0.23 cm/GW였다. 정상상태의 이론적 계산값에 비해 측정된 전방 라만이득의 감소율은 압력 800 psi 이상에서 약 55%를 보였다. 이와 같이 전방과 후방 유도라만 산란광이 비대칭적으로 발생하는 것은 전방 산란광이 펄프광의 국부적 세기가 작용하여 transient 상태이지만, 후방은 펄프광의 평균세기가 작용하며 정상상태이기 때문이다. 또 높은 압력에서 후방대 전방 라만이득비가 증가하는 것은 밀도 증가로 인한 펄프광 손실의 상대적 차이가 커지기 때문이라 판단된다. 반복률이 증가할 경우 전방과 후방에 작용하는 펄프광 세기의 상대적 차이로 후방에서 강한 열적문제도 발생하므로 전방보다 후방 유도라만 산란광의 출력에너지가 현저하게 감소한다. 이에 대한 구체적 논의는 추후에 하고자 한다.

## 참고문헌

[1] D. C. Hann, J. Pointer, and D. J. Pratt, IEEE J. Quantum

- Electron. **QE-22**, 332 (1986).
- [2] J. J. Ottusch, and D. A. Rockwell, IEEE J. Quantum Electron. **QE-24**, 2076 (1988).
- [3] R. B. Lopert, "Measured Stimulated Raman Gain in Methane", Ph. D dissertation, University of California, Davis (1983).
- [4] L. Schoulepnikoff, V. Mitev, V. Simeonov, B. Calpini, and H. Bergh, Appl. Opt. **36**, 5026 (1997).
- [5] D. J. Brink, H. P. Burgetr, T. N. Kock, J. A. Strauss, and D. R. Preussler, Appl. Phys. **D19**, 1421 (1986).
- [6] J. C. Heuvel, F. J. M. van Putten, and R. J. L. Lerou, IEEE J. Quantum Electron. **QE-29**, 2267 (1993).
- [7] C. G. Parazzoli, W.W. Bauchman, and R. D. Stultz, IEEE J. Quantum Electron. **QE-24**, 872 (1988).
- [8] H. J. Kong, Y. G. Jeon, and J. K. Kim, Appl. Opt. **34**, 993 (1995).
- [9] Y. B. Band, J. R. Ackerhalt, J. S. Krasinski, and D. F. Heller, IEEE J. Quantum Electron. **QE-25**, 208 (1989).
- [10] G. I. Kachen, and W. H. Lowdermilk, Phy. Rev. **A16**, 1657 (1977).
- [11] E. Margalith, and G. W. Sutton, J. Appl. Phys. **59**, 327 (1986).
- [12] Y. R. Shen, and N. Bloembergen, Phy. Rev. **137**, A1787 (1965).
- [13] Z. Chu, U. N. Singh, and T. D. Wilkerson, Appl. Opt. **30**, 4350 (1991).
- [14] K. Sentrayan, L. Major, A. Michael, and V. Kushawaha, Appl. Phys. **B55**, 311 (1992).
- [15] K. Sentrayan, and V. Kushawaha, Appl. Phys. **D26**, 1554 (1993).
- [16] R. W. Minck, E. E. Hagenlocker, and W. G. Rado, J. Appl. Phys. **38**, 2254 (1967).
- [17] P. D. Marker, and R. W. Terhune, Phy. Rev. **A137**, 801 (1965).
- [18] J. O. White, J. Opt. Soc. Am. **B7**, 785 (1990).
- [19] R. D. Stultz, D. E. Nieuwsma, and E. Gregor, Proc. SPIE **1419**, 64 (1991).
- [20] K. Sentrayan, A. Michael, and V. Kushawaha, Appl. Opt. **32**, 930 (1993).
- [21] J. R. Murray, J. Goldhar, D. Eimerl, and A. Szoke, IEEE J. Quantum Electron. **QE-15**, 342 (1979).
- [22] K. Sentrayan, L. Major, A. Michael, and V. Kushawaha, Appl. Phys. **D25**, 1697 (1992).
- [23] R. J. Heeman, and H. P. Godfried, IEEE J. Quantum Electron. **31**, 358 (1995).
- [24] R. L. Carman, F. Shimizu, C. S. Wang, and N. Bloembergen, Phy. Rev. **A2**, 60 (1970).
- [25] D. Linde, M. Maier, and W. Kaiser, Phy. Rev. **178**, 11 (1969).
- [26] R. Frey, and F. Pradere, IEEE J. Quantum Electron. **QE-20**, 786 (1984).
- [27] D. Cotter, and D. C. Hann, IEEE J. Quantum Electron. **QE-14**, 184 (1978).
- [28] I. D. Carr, and D. C. Hanna, Appl. Phys. **B36**, 83 (1985).
- [29] L. F. Mollenauer, and J. C. White, eds., Tunable Lasers, (Springer, Berlin, 1987), chap. 4.
- [30] D. G. Bruns, H. W. Bruesselbach, H. D. Stovall, and D. A. Rockwell, IEEE J. Quantum Electron. **QE-18**, 1246 (1982).

### Asymmetry of the 1.54 $\mu\text{m}$ forward and backward raman gain in methane

Young Soo Choi, Hae Seog Koh and Eung Cheol Kang  
Agency for Defense Development, Taejon 305-600, Korea

(Received November 9, 1998, Revised manuscript received February 8, 1999)

The 1.54  $\mu\text{m}$  forward and backward stimulated Raman scattering (SRS) have been studied in  $\text{CH}_4$  gas pumped by 1.06  $\mu\text{m}$  Nd:YAG laser. The forward and backward SRS output energy in a single pass were measured at different  $\text{CH}_4$  pressures. Under steady state conditions, the pump input threshold energies and Raman gains in forward and backward directions were measured and calculated at various  $\text{CH}_4$  pressures for a tight focusing geometry. The forward and backward slope efficiency for Raman conversion were 18% and 34% respectively. The pump input threshold energy of the backward SRS was lower than that of the forward. In backward SRS, the experimental input laser threshold and Raman gain values were in good agreement with the calculated values at different pressures of  $\text{CH}_4$ . The ratio of the backward to the forward SRS gain was approximately 1.4 times above 1200 psi. We obtained that the backward Raman gain coefficient was 0.32 cm/GW, and the forward Raman gain coefficient 0.23 cm/GW at 1400 psi. Asymmetry of the forward and backward Raman gain is caused by the interaction between different pump intensities of each direction during the amplification of the Stokes. The backward Raman gain is proportional to the average pump intensity. However, the forward SRS output grows by depleting the local pump intensity.