

## 단일 통과 라만레이저의 집속 조건에 따른 출력 특성

고춘수 · 이재형 · 장준성

서울대학교 자연과학대학 물리학과

(1993년 9월 27일 받음)

단일 통과 라만레이저에서 집속 조건에 따른 1차 Stokes 파의 출력특성을 조사하였다. 펄프빔으로는 Q-switched Nd-YAG 레이저의 기본파인 파장  $1.06 \mu\text{m}$ 의 빔을 사용하였고 매질로는 고압 메탄을 사용하였다. 실험 결과 펄프빔을 라만셀로 집속하는 조건에 따라 큰 출력의 차이를 보였는데, 집속상수가 클수록 Stokes 출력이 증가하였다. 이러한 결과는 Stokes와 anti-Stokes의 결합에 의한 이득감소로 이해할 수 있는데, 여기서는 간단한 이론을 통해 집속 조건에 따른 Stokes와 anti-Stokes의 결합의 정도를 알아보고 이득감소 현상을 피하기 위한 집속상수의 기준을 제시하였다. 라만 산란에 수반되는 유도 Brillouin 산란을 측정된 결과 문턱에너지가 집속상수에 비례하여 증가하였고, 이론적으로 이는 다중 모드 레이저를 펄프로 사용할 때 상호작용 거리가 간섭성 거리로 제한되어 나타나는 현상으로 이해할 수 있으며 간섭성 거리를 2 mm라 했을 때 실험 결과와 비교적 잘 일치하였다.

### I. 서 론

라만레이저는 매질에서의 유도 라만 산란(Stimulated Raman Scattering) 현상을 이용하여 레이저 파장을 변환시키는 장치이다. 비교적 장치가 간단하고 높은 출력과 변환효율을 얻을 수 있어 적외선 영역의 광원 개발에 널리 사용된다. 특히 Nd:YAG 레이저의 기본파인 파장  $1.06 \mu\text{m}$ 를 라만진동수가  $2917 \text{ cm}^{-1}$ 인 메탄에서 라만 이 동시키면 눈에 안전한  $1.54 \mu\text{m}$ 의 파장으로 변환시킬 수 있다.

유도라만산란의 이득은 펄프레이저의 세기, 매질의 밀도 등에 의존한다. 펄프빔의 세기를 증가시키기 위해 라만셀 앞에서 렌즈로 집속하는데 이 집속조건에 따라 라만레이저의 출력이 크게 변함이 알려져 있다. 집속 조건은 렌즈 앞에서의 빔의 크기와 렌즈의 촛점거리에 의해 결정되며 밀접 집속(tight focusing)일수록 문턱에너지(threshold energy)가 낮은 것으로 알려져 왔다.<sup>[1,2]</sup> 그러나 실험 결과는 반대의 현상을 보였고 Brink D.J. 등<sup>[3]</sup>은 펄프광과 1차 Stokes광만을 고려하여 집속조건에 따른 라만준위 사이의 상태밀도차를 이론적으로 구함으로써 이에 대한 해석을 시도하였으나 정상상태에서의 설명이 되지 못하였다. Perry B.N. 등<sup>[4]</sup>은 정상상태에서

1차 anti-Stokes까지 포함하여 각 파동들을 완전계(complete set)를 이루는 함수들로 전개하고 수치적 방법을 사용하여 실험치와 비교적 잘 맞는 결과를 예측하였다. 그에 따르면 S-AS 결합(Stokes와 anti-Stokes의 coupling)이 1차 Stokes 출력에 중요한 결정요소가 되고 집속조건에 따라 결합의 강도가 변함을 보였으나, 계산 과정이 매우 복잡하고 일반적인 경우에 대해 결합의 강도를 결정하는 집속조건을 기준을 제시하지 못하였다.

본 논문에서는 간단한 방법으로 집속조건에 따른 S-AS 결합에 대해 고찰하고 그 결합의 대소를 결정하는 기준을 제시하며 이를 실험결과와 비교한다. 또한 라만레이저의 동작에 큰 영향을 주는 유도 Brillouin 산란의 집속조건에 대한 의존성에 대해서도 고찰한다.

### II. 이 론

#### 1. 유도라만산란의 집속조건에 대한 의존성

펄프광과 1차 Stokes 및 anti-Stokes광만을 고려할 때 문턱에너지 부근에서 펄프광의 에너지 감소를 무시하고 각 파동들의 진폭이 느리게 변한다는 근사법을 쓰면 유도라만산란의 파동 방정식은 다음과 같다.

$$\left( \nabla_T^2 - 2ik_s \frac{\partial}{\partial z} \right) A_s = \chi_R(\omega_s) [ |A_p|^2 A_s + A_p^2 A_a^* \exp(i\Delta kz) ]$$

\* 본 연구는 국방과학연구소의 장기기초연구지원으로 이루어졌음.

$$\begin{aligned} & \left( \nabla_T^2 - 2ik_a \frac{\partial}{\partial z} \right) A_s \\ & = \chi_R(\omega_s) [ |A_p|^2 A_s + A_p^2 A_s^* \exp(i\Delta kz) ] \end{aligned} \quad (1)$$

여기서 아래첨자  $p, s, a$ 는 각각 펌프와 Stokes, anti-Stokes를 나타내고  $\chi_R$ 은 라만감수율,  $\Delta k$ 는 위상부정합 (phase mismatch)의  $z$ 방향 성분으로서  $\Delta k = (k_s + k_a - 2k_p) \cdot \hat{z}$ 이며,  $\nabla_T^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$ 이다. 각 파동들을 평면파로 가정하고 식 (1)을 풀면 Stokes와 anti-Stokes가 결합된 새로운 모드가 생기는데 Stokes광과 anti-Stokes광의 위상정합이 이루어질 때 새로운 모드의 이득이 감소하는, 즉 Stokes와 anti-Stokes 모두의 이득이 0에 접근하는 이득감소(gain suppression) 현상이 일어난다.<sup>[5,6]</sup> 그런데 위상부정합의 크기에 따른 이득감소의 양은 입사되는 펌프빔의 세기에 의해 결정되므로 매질 내에서의 펌프빔의 세기 분포가 중요한 요소가 되며 따라서 집속조건에 의존하게 된다. 집속조건에 대한 의존성을 알아내기 위해서는 주어진 펌프빔의 공간분포에 대해 식 (1)의 해를 구해야 하는데 그것은 어려운 작업으로서 Perry B.N. 등<sup>[4,12]</sup>과 같이 수치계산법을 사용해도 그 과정이 매우 복잡하고 물리적 의미를 이해하기 어렵다. 아래에서는 그 해를 직접 구하지 않고 간단한 계산을 통해 집속조건에 따른 S-AS 결합의 변화와 이로 인한 Stokes 이득의 변화에 대해 알아본다.

렌즈로 라만셀의 중심에 집속한 펌프빔을 가우스빔으로 가정할 때 그 공간적 분포는 다음과 같다.

$$I_p = \frac{I_0}{1 + (2z/b)^2} \exp\left[ \frac{-2r^2}{w_0^2 [1 + (2z/b)^2]} \right] \quad (2)$$

여기서 집속상수(confocal parameter)  $b$ 는  $b = 2z_0 = \frac{2\pi w_0^2}{\lambda}$   $\approx \frac{8\lambda}{\pi} \left( \frac{f}{D} \right)^2$ 로서 집속조건을 나타내는 지표가 되므로 집속상수라 한다. 여기서  $\lambda$ 는 파장,  $f$ 는 집속렌즈의 초점거리,  $D$ 는 집속렌즈 앞에서의 빔의 지름이다. 빔 내부 각 점에서 S-AS 결합을 결정하는 요소는 위상부정합의 크기와 빔의 세기이다. 펌프빔과 Stokes빔이 위상정합각을 이루어 위상부정합이 0이 되면 결합이 가장 크므로 매질 내부에서 펌프빔과 Stokes빔이 만들 수 있는 파수벡터의 방향을 고려하면 S-AS 결합의 정성적 기준을 얻을 수 있다. 파수벡터의 방향은 곡률반경에 의해 결정되고 곡률반경은  $z = z_0$ 에서 최대값  $2z_0$ 가 된다. 따라서 Stokes빔의 집속상수가 펌프빔과 같다고 가정할 때 그림 1에서와 같이 정의된,  $k_p$ 와  $k_s$ 가 가 이루는 최대발산각

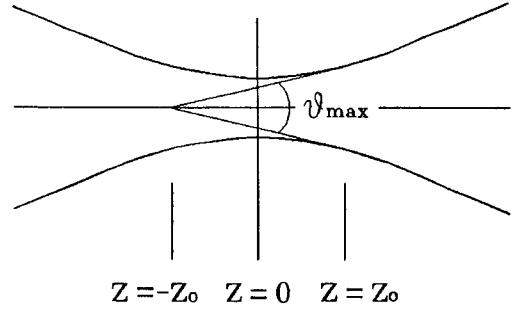


그림 1. 가우스빔을 집속할 때의 최대 발산각.  $z = z_0$ 에서 파면의 곡률반경이 최소값  $2z_0$ 를 갖는다.

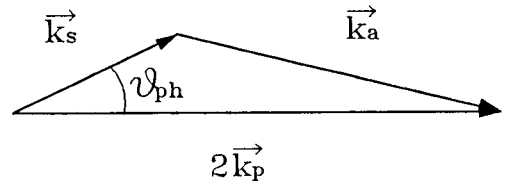


그림 2. 위상정합각(phase matching angle). 일반적으로 펌프와 anti-Stokes가 이루는 각을 위상정합각이라 하지만 여기서는 펌프와 Stokes가 이루는 각을 위상정합각이라 하였다.

$\theta_{max}$ 는 다음과 같다.

$$\theta_{max} = 2 \tan^{-1} \left( \frac{w(z_0)}{2z_0} \right) \approx 2 \sqrt{\frac{\lambda}{\pi b}} \quad (3)$$

즉 집속상수  $b$ 에 의해  $k_p$ 와  $k_s$ 의 최대발산각이 결정됨을 알 수 있다. 또한 펌프빔과 Stokes빔이 같은 방향일 때의 위상부정합을  $\Delta k_0$ 라 할 때 그림 2와 같이 정의된 위상정합각  $\theta_{ph}$ 는 다음과 같다.

$$\theta_{ph} \approx \sqrt{\frac{k_a \Delta k_0}{k_s k_p}} \quad (4)$$

위의 위상정합각  $\theta_{ph}$ 가 최대발산각보다 크면 위상정합이 이루어지지 않으므로 강한 S-AS 결합이 일어나지 않고 따라서 이들의 관계가 Stokes 이득 감소의 정성적 기준이 될 수 있다. 즉, 식 (3), (4)로부터

$$b \Delta k_0 > \frac{4\lambda k_s k_p}{\pi k_a} \quad (5)$$

일 때 S-AS 결합이 작고 Stokes의 이득이 원래의 평면 파이득에 가까우리라 예상할 수 있다.

정량적으로 좀 더 정확한 기준을 구하기 위해서는 펄프빔의 세기에 따른 이득감소의 크기를 고려해야 한다. 위상부정합의 값에 따른 이득감소의 크기를 이론적으로 구해 보면  $\Delta k=0$ 일 때 이득은 0이 되고 위상부정합의 절대값이 증가하면 이득이 급격히 증가하여 평면파 이득으로 접근한다. 이득감소가 일어나는 위상부정합의 폭은 평면파 이득계수  $G_R=g_s I_p$ 에 의해 결정되는데  $\Delta k=0$ 을 중심으로 대략  $\pm aG_R$ 가 된다. 여기서  $g_s$ 는 평면파 이득상수이고,  $a$ 는 펄프 파장과 라만 진동수에 의해 결정되는 값으로서 여기서는 약 2가 된다. 따라서  $\Delta k_0 < 2G_R$ 일 때에는 펄프와 Stokes가 같은 방향일 때에도 S-AS 결합이 이루어지므로 큰 이득감소가 일어난다. 그런데 빔을 라만 매질 내에 집속할 때 평면파 이득이 가장 큰 초점에서 이득감소 또한 가장 크므로 전체 이득에 큰 영향을 주는데 이러한 이득감소의 양상은 입사빔의 펄스 에너지와 집속상수에 의해 결정된다. 펄프빔의 펄스 에너지를  $E$ , 펄스폭을  $\tau$ 라고 할 때 초점에서의 세기는  $I_0=I_p(r=0, z=0)=4E/\lambda\tau b$ 이고,  $\Delta k_0 < 2g_s I_0$ 이면 초점에서 펄프와 Stokes가 같은 방향일 때에도 이득감소가 크므로 아래 부등식 (6)을 만족해야 큰 Stokes 이득을 얻을 수 있다.

$$b\Delta k_0 > \frac{8Eg_s}{\lambda\tau} \tag{6}$$

결론적으로, 부등식 (5)가 만족되지 않으면 빔 내부에서 위상정합을 이루는 성분이 많아져 S-AS 결합이 커지고 부등식 (6)이 만족되지 않으면 초점 근처에서 S-AS 결합이 일어나 이득이 감소한다. 따라서 다른 조건들이 고정되어 있을 때 집속상수  $b$ 에 따른 변화를 예측할 수 있는데, 부등식 (6)의 좌·우변 값들이 비슷한 경우에는 Stokes 출력이 집속상수에 크게 의존하게 되며 집속상수가 작아질 때 이득이 급격히 감소하게 된다.

**2. 유도 Brillouin 산란의 집속조건에 대한 의존성**

매질에 강한 빛이 입사하면 acoustic wave가 유도되고 다시 이 acoustic wave가 빛을 후방으로 강하게 산란시키는 유도 Brillouin 산란(SBS)이 일어난다. 문턱에너지 부근에서 펄프에너지의 감소를 무시하면  $z$  방향으로 진행하는 펄프광  $A_p$ 에 의해 후방산란된 파동  $A_B$ 에 대한 방정식은 다음과 같다.

$$\left( \nabla_T^2 + 2ik \frac{\partial}{\partial z} \right) A_B = ikg_B |A_p|^2 A_B \tag{7}$$

$g_B$ 는 SBS 이득상수이다. 후방으로의 이득이 가장 크므로 문턱에너지 근처에서 ( $-z$  방향만을 고려하고 식 (7)을 세기(intensity)에 관한 식으로 고치면 다음과 같다.

$$\frac{dI_B}{dz} = g_B I_p I_B, I_p = \frac{I_0}{1 + \left( \frac{2z}{b} \right)^2} \tag{8}$$

이 식을 적분하면 다음과 같은 해를 얻는다.

$$I_B(L) = I_B(0) \exp(G), G = g_B I_0 b \tan^{-1} \left( \frac{L}{b} \right) \tag{9}$$

여기서  $L$ 은 매질의 길이이고  $G$ 는 유도 Brillouin 산란의 이득이 되는데 문턱에너지에서 이득의 크기는  $G_{th}=25 \sim 30$ 으로 한다. 따라서 문턱에너지는

$$E_{th} = \frac{\lambda\tau G_{th}}{4g_B} \left[ \tan^{-1} \left( \frac{L}{b} \right) \right]^{-1} \tag{10}$$

이다. 그런데 이와 같은 간섭성 과정(coherent process)에서 매질과 여러 광들의 상호작용 길이는 간섭성 거리(coherence length)에 의해 제한되는데 다중모드 펄스 레이저의 경우에 간섭성 거리가 매우 작으므로 일반적으로  $L \ll b$ 이다. 그러므로 식 (10)은 다음과 같이 근사된다.

$$E_{th} = \left( \frac{\lambda\tau G_{th}}{4g_B L} \right) b \tag{11}$$

즉, 집속상수  $b$ 가 클수록 문턱에너지가 커지고 따라서 SBS 출력이 감소한다.

**III. 실험 및 결과**

유도 라만 산란과 유도 Brillouin 산란의 실험장치는 그림 3과 같다. 광원으로는 Q-switched Nd-YAG 레이저의 기본파인 파장  $1.06 \mu\text{m}$ 의 빔을 사용하였다. 레이저의 최대 출력은 펄스 반복율이 20 Hz일 때 펄스당 750 mJ이지만 우리가 실험을 수행한 4 Hz에서는 그보다 작다. 펄스폭은 10 ns이고, 다중 모드로서 간섭성 거리는 1 cm 이내이며 불안정 공진기(unstable resonator)이므로 공간적인 빔의 세기 분포가 균일하지 않다. 라만셀에 입사하는 펄프빔의 집속상수를 여러가지로 변화시키기 위해서는 집속렌즈의 초점거리와 그 앞에서의 빔의 지름을 조절해야 하는데 레이저 출구에서의 빔의 지름은 7 mm인데 메탄셀까지의 빔의 경로가 길어 확산에 의해

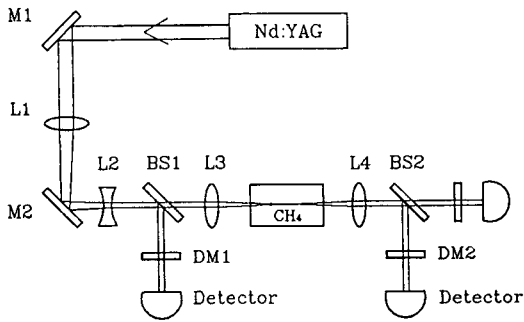


그림 3. 실험 장치도. L: 렌즈, M: 거울, DM: 이색성 거울, BS: 빛살가르개.

렌즈 L1 앞에서는 빔의 지름이 약 13mm가 된다. 빔의 지름을 줄이기 위해 볼록 및 오목 렌즈 L1, L2를 사용하였고 렌즈 L3로 메탄셀의 중심에 집속하고 L4로 시준하였다. 집속상수  $b$ 는 L3의 초점거리와 그 앞에서의 빔의 지름에 의해 결정되므로 각 렌즈의 초점거리를 조절하여 집속상수  $b$ 를 변화시켰다. 각 집속 조건에서 파장  $1.54 \mu\text{m}$ 의 Stokes 에너지를 측정할 때에는, 빛살가르개 BS1이 없는 상태에서, 메탄셀을 통과한 빔에서 이색성 거울 DM2로  $1.06 \mu\text{m}$ 의 펄프빔을 제거한 후 파워미터로 측정하였다. 펄프빔의 세기가 매우 클 때에는 광학 부품의 손상을 방지하기 위해 빛살가르개 BS2로 일부를 갈라 측정하였다. 측정시 1차 Stokes 이외의 산란과 발생에 의한 오차의 가능성이 있는데 2차 이상의 Stokes광은 quartz 창에서 차단되므로 관측할 수 없다. anti-Stokes는 가장 클 때에도 Stokes의 10% 이하이고 특히 Stokes의 문턱에너지 근처에서는 관측되지 않으므로 무시하였다.

SBS 에너지를 측정할 때에는 빛살가르개 BS1을 설치하고, 메탄을 넣기 전과 후에 후방산란된 광에서 이색성 거울 DM1으로 Stokes광을 제거한 후 비교하여 측정하였다.

실험 조건에서 S-AS 결합에 의한 이득의 감소가 시작되는 집속상수의 값을 알아보기 위해서 먼저 위상부정합  $\Delta k_0$ 와 위상정합각  $\theta_{ph}$ 를 구한다. 메탄에서 이를 구하기 위해 투명기체에서의 정상 분산식을 사용하였다. Cauchy의 분산식은

$$n - 1 = A \left( 1 + \frac{B}{\lambda^2} \right) \quad (12)$$

인데 이는 기준 온도와 압력(일반적으로  $0^\circ\text{C}$ , 1기압)에

국한된다. 또한 일반적으로 온도  $T$ 와 매질의 압력  $p$ 에 대해

$$n - 1 \propto \frac{p}{1 + \frac{T}{273}} \quad (13)$$

과 같은 관계가 있는데<sup>[8]</sup> 식 (12), (13)을 합성하면 다음의 식을 얻는다.

$$n - 1 = \frac{pA}{1 + \frac{T}{273}} \left( 1 + \frac{B}{\lambda^2} \right) \quad (14)$$

메탄의 경우에  $A = 4.26 \times 10^{-4}$ ,  $B = 1.44 \times 10^{-3}$  ( $\lambda$ 는  $\mu\text{m}$  단위)<sup>[7]</sup>이므로  $\lambda_b = 1.064 \mu\text{m}$ ,  $\nu_b = 2917 \text{ cm}^{-1}$ ,  $T = 300 \text{ K}$ 를 대입하면, 압력  $p$  기압(atm.)에서 펄프광과 Stokes광의 파수벡터가 같은 방향일 때의 위상부정합은  $\Delta k_0 \approx 1.76 \times 10^{-1} p$  ( $p$ 는 atm. 단위)이고 40 기압에서  $\Delta k_0 \approx 7.0 \text{ (cm}^{-1}\text{)}$ 이다. 또한 식 (4)에 이 값들을 대입하면 같은 압력에서  $\theta_{ph} \approx 1.4 \times 10^{-2} \text{ (rad)}$ 이다.

위에서 구한  $\Delta k_0$ 값을 이용하여 정성적 기준인 부등식 (5)를 만족하는 최소의 집속상수를 구해 보면 그림 4에서 볼 수 있듯이 약 7mm가 된다. 따라서 집속상수가 7mm보다 작아질 때 위상정합각이 최대발산각보다 작아지며 빔 내부의 넓은 영역에서 S-AS 결합이 일어나게 되는데 이 때 이득감소의 크기는 펄프빔의 세기에 의존하므로

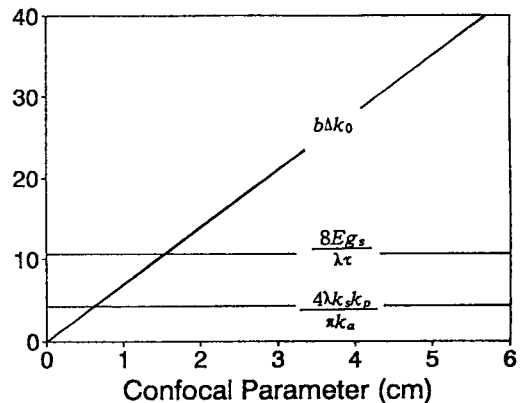


그림 4. 집속상수(confocal parameter)  $b$ 에 따른 S-AS 결합 조건 변화. 세가지 직선은 부등식 (5), (6)의 양변을 나타낸다. 부등식 (5)를 만족하는 최소의 집속상수 값은 약 7mm이며, 부등식 (6)을 만족하는 최소의 집속상수 값은 약 15mm임을 알 수 있다.

좀 더 정확한 기준을 알기 위해서는 부등식 (6)의 조건을 고려해야 한다.

부등식 (6)은 주어진 펄스에너지에 대해 이득감소가 크게 일어나기 시작하는 집속상수의 기준값을 제시하는데 집속상수에 따른 Stokes 문턱에너지의 변화를 알고자 하는 경우에 있어서는 평면파 이득으로부터 구한 대략의 문턱에너지를 펄스에너지로 할 수도 있으나 여기서는 실험으로 측정된 값을 사용하였다. 측정된 문턱에너지는 6 mJ 이상이므로, 펄스에너지 6 mJ에서 부등식 (6)을 만족하는 집속상수의 값을 구해보면, 그림 4에서 볼 수 있듯이 약 1.5 cm가 된다. 따라서 집속상수가 매우 클 때에는 펄스에너지 6 mJ에서 문턱에 이르지만 집속상수가 1.5 cm 보다 작아지면 그 에너지에서 문턱에 이르지 못하므로 더 큰 에너지가 요구되고 다시 에너지가 커지면 S-AS 결합이 더욱 강해져 문턱에너지가 더 커진다. 따라서 집속상수가 1.5 cm보다 작아질 때 Stokes 문턱에너지가 급격히 증가하리라 예상할 수 있다. 메탄의 압력 41 기압에서 실험으로 측정한 문턱에너지의 결과는 그림 5와 같다. 그림에서 곡선은 이론적 결과가 아니며 실험 결과의 경향만을 보여주기 위한 다항식 곡선이다<sup>[13]</sup>. 집속상수가 감소할 때 문턱에너지가 급격히 변하는 시작점을 정확히 지적하기는 곤란하지만 대략 1.5 cm 부근에서부터 문턱에너지가 크게 증가함을 알 수 있다. 여기서 문턱에너지는 Stokes 에너지가 0.1 mJ 될 때의 펄스에너지로 하였는데, 이 값을 어떤 값으로 정하느냐에 따라 곡선의 y-축상에서의 위치와 변화의 크기가 달라질 수는 있지만 전체적인 경향은 크게 달라지지 않는다.

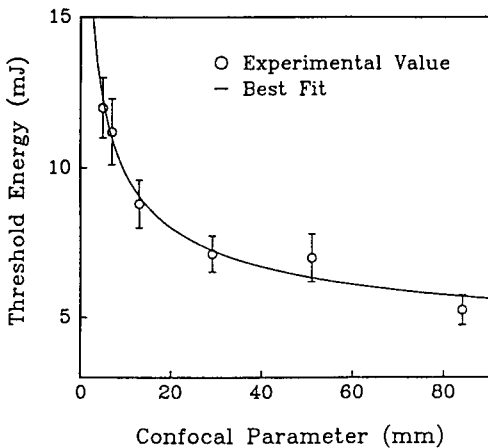


그림 5. 메탄의 압력 40 기압에서 집속상수  $b$ 에 따른 Stokes 문턱에너지. 그림에서 실선은 경향만을 보여 주기 위한 다항식 곡선이다.<sup>[13]</sup>

물론  $\theta_{ph} \leq \theta_{max}$ 일 때 빔 내부 공간의 각 점에서 느끼는 이득감소의 양을 알기는 어려우므로 정확한 문턱에너지의 값을 알 수 없고 따라서 집속상수 1.5 cm 부근에서 문턱에너지가 얼마나 급격히 증가하는지 예측하기는 곤란하다. 하지만 위치에 따른 이득 감소의 크기는 비교할 수 있다. 펌프와 Stokes가 이루는 각도가 작을 때 그 각  $\theta$ 에 따른 위상부정합의 크기는

$$\Delta k(\theta) \approx \Delta k_0 - \frac{k_s k_p}{k_a} \theta^2, \quad \Delta k_0 = \Delta k(\theta=0), \quad \Delta k(\theta_{ph}) = 0 \quad (15)$$

이므로 그 각이 위상정합각  $\theta_{ph}$ 에서 조금만 벗어나도  $\Delta k$ 는 급격히 증가한다. 따라서 S-AS 결합이 일어나는 상황에서 펌프광과 Stokes광이 이루는 각도가 위상정합각에서 조금만 벗어나도 이득은 크게 향상되어 평면파 이득으로 접근한다. 펌프 파장 1.06  $\mu\text{m}$ , Stokes 파장 1.54  $\mu\text{m}$ 에서 계산할 때 S-AS 결합에 의해 이득감소가 일어나는 위상부정합의 폭이 대략  $4G_R$ 이므로 식 (16)으로부터 각도( $\theta$ )의 반치폭  $\Delta\theta$ 를 구할 수 있다.

$$\Delta\theta = \sqrt{(\Delta k_0 \pm 2G_R) \frac{k_a}{k_s k_p}} \quad (16)$$

여기서 양의 부호(+)는 펌프와 Stokes가 이루는 각이 위상정합각보다 큰 경우에 해당하고 음의 부호(-)는 그보다 작은 경우이다. 음의 부호일 때  $2G_R > \Delta k_0$ 이면 순허수가 되는데 이 경우는 식 (6)을 만족시키지 않으므로, 강한 S-AS 결합에 의해 빔의 초점 부근에서 펌프와 Stokes가 같은 방향일 때에도 큰 이득감소가 일어나 평면파이득의 절반에 해당하는 이득을 얻지 못함을 의미한다. 펌프에너지 6 mJ, 집속상수 1.5 cm일 때 초점에서 계산해 보면  $2G_R \approx \Delta k_0$ 이므로 초점에서 이미 이득이 평면파이득의 절반으로 감소하였고, 빔의 세기가 작은 가장자리에서는 이득감소가 거의 없음을 알 수 있다.

한가지 고려해야할 이론적 오차의 원인은 분산식 또는 분산계수의 정확성이다. 굴절률 분산은 자료에 따라 다른 값을 보이고<sup>[8]</sup> 그에 따라  $\Delta k_0$  및  $\theta_{ph}$  값이 달라질 수 있다.  $\Delta k_0$ 가  $\alpha$ 의 비율만큼 변하면 식 (5), (6)에 따라 그 식을 만족하는 집속상수의 값이  $1/(1+\alpha)$ 의 비율로 변하고 따라서 S-AS 결합에 의해 문턱에너지가 크게 증가하는 집속상수의 위치도 달라진다.  $\Delta k_0$ 가 절반으로 작아지는 경우를 가정하면 식 (6)을 만족하는 최소의 집속상수가 1.5 cm에서 3 cm로 이동한다.

입사되는 펄스에너지가 증가하면 평면파이득이 증가

하지만 그와 함께 S-AS 결합이 커지고 또한 펌프에너지의 감소(pump depletion)가 더 빨리 진행되므로 Stokes 에너지가 지속적으로 증가하지 않는다. 위상부정합이  $7\text{ cm}^{-1}$ 이고 펌프와 Stokes가 같은 방향일 때 초점에서 펌프에너지에 따른 이득의 크기를 구해보면, 펌프에너지 증가에 따라 이득이 급속히 증가하다가 약 25 mJ에서 이득이 최대가 되고 펌프에너지가 더욱 증가하면 S-AS 결합이 강해져 이득이 조금씩 작아지는데 50 mJ에서는 최대값의 약 80%가 되었다. 물론 초점에서 이득감소가 심각하게 일어날 때에도 그 주위에서는 빔의 세기가 작아 이득이 계속 증가할 수 있으므로 펌프에너지 증가에 따른 Stokes 출력에너지의 경향은 25 mJ 보다 큰 값에서 포화되리라 예상할 수 있고 실제 실험에서도 60 mJ까지 포화가 일어나지 않았다. 문턱에너지보다 큰 펌프에너지를 입사시킬 때 Stokes 에너지를 측정할 실험 결과는 그림 6과 같다. 그림에서 곡선은 이론과 관계 없는 다항식 곡선이다.<sup>[13]</sup> 문턱에너지로부터 추측할 수 있는 바와 같이 우리의 실험조건 내에서 집속상수  $b$ 가 증가하면 Stokes 에너지도 증가하였다. 각 집속조건에서 메탄의 압력을 41 기압에 고정시키고 펌프에너지를 54 mJ까지 증가시킬 때 Stokes 에너지도 꾸준히 증가하였다. 그러나 펌프에너지를 54 mJ에 고정시키고 메탄의 압력을 41 기압까지 변화시킬 때에는 약 40 기압 부근에서 포화되기 시작하였다. 메탄의 이득곡선은 약 100 기압에서 포화되므로 위의 포화현상은 압력증가에 따른 급격한 SBS의 증가로 이해된다.

후방산란되는 유도 Brillouin 산란(SBS)의 문턱에너지

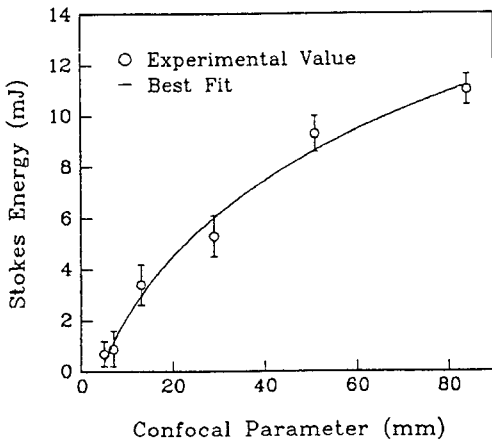


그림 6. 메탄의 압력 40 기압, 펌프에너지 54 mJ에서의 Stokes 출력에너지. 그림에서 실선은 경향만을 보여 주기 위한 다항식 곡선이다.<sup>[13]</sup>

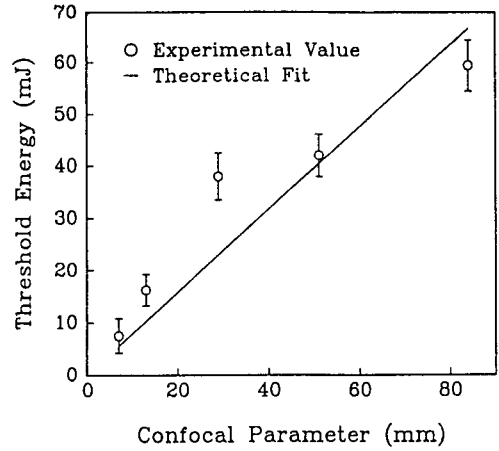


그림 7. 메탄의 압력 40 기압에서 집속상수  $b$ 에 따른 유도 Brillouin 산란의 문턱에너지. 그림에서 실선은 펌프광의 간섭성 거리(coherence length)를 2 mm로 했을 때의 이론적 직선이다.

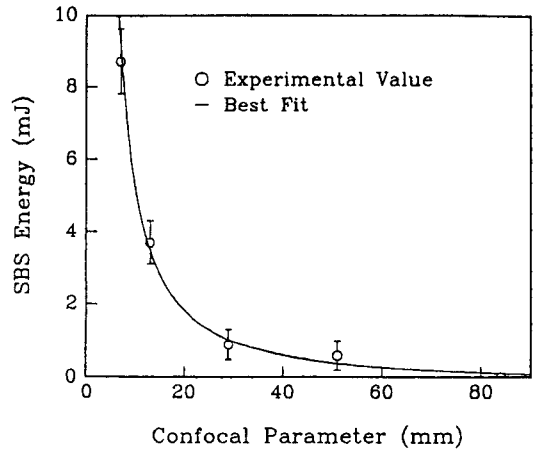


그림 8. 메탄의 압력 40 기압, 펌프에너지 54 mJ에서 유도 Brillouin 산란의 출력에너지. 그림에서 실선은 경향만을 보여 주기 위한 다항식 곡선이다.<sup>[13]</sup>

를 메탄의 압력 41 기압에서 여러가지 집속조건에 따라 측정할 결과는 그림 7과 같다. 여기에서도 문턱에너지는 산란광의 에너지가 0.1 mJ될 때의 펌프에너지로 하였다. 앞의 이론에서 집속상수  $b$ 가 펌프광의 간섭성 거리(coherence length) 보다 매우 작으면 문턱에너지가 집속상수에 비례하여 증가한다고 하였는데 실험 결과는 이론적 예측과 비교적 잘 일치한다. 그림에서 직선은 간섭성 거리를 2 mm로 하였을 때의 이론적 직선(식 11)

이다. 여기서 문턱이득( $G_m$ )은 30으로 하였고 이득상수는 Jones D.C. 등<sup>[11]</sup>의 결과를 이용하였다. 직선으로의 근사가 맞는지 확인하기 위해 근사하기 이전의 식 (10)을 그대로 그려보아도 앞의 직선과 차이가 거의 없었다. 따라서 집속상수  $b$ 가 증가하면 SBS 문턱에너지가 증가하므로 SBS 출력이 감소하리라 예상할 수 있는데 압력 41 기압, 펌프에너지 54 mJ에서 측정한 실험 결과(그림 8)는 이를 잘 보여 준다. 집속상수가 작을 때에는 SBS 에너지가 매우 크지만 집속상수가 약 30 mm될 때까지 급속히 감소하여 그 이상의 집속상수에서는 SBS 에너지가 1 mJ 이하가 됨을 알 수 있다. SBS 출력의 상대적 요동은 문턱에너지 부근에서 매우 크고 출력이 클수록 다소 안정되었다. 집속상수를 작은 값에 고정시키고 압력 또는 펌프에너지에 따른 경향을 관찰했을 때, 압력에 따라서는 40 기압에서 어느 정도 포화되고 펌프에너지에 따라서는 54 mJ까지 포화되지 않음을 알 수 있었다.

집속조건을 변화시키며 눈에 보이는 2차 AS의 문턱 에너지를 측정한 결과 집속상수  $b$ 가 증가할수록 문턱 에너지가 증가하였다. 고차 AS일수록 위상정합각이 크고 또 그 증폭에 1차 Stokes가 관여하므로  $b$ 가 크면 AS의 이득이 작고 따라서 이러한 실험결과와는 앞의 이론과 일치한다. 빔의 세기가 매우 클 때 발생하는 기체분해(gas breakdown) 현상은 다른 광학적 과정에 큰 장애가 되는데 집속상수  $b$ 가 작을수록 초점에서의 세기가 크므로 이 역시  $b$ 가 클수록 라만레이저의 동작에 좋은 조건을 형성한다.

#### IV. 결 론

단일 통과 라만레이저의 집속조건에 따른 출력 특성을 조사하였다. 유도 라만 산란에서 위상정합조건이 만족될 때 Stokes와 anti-Stokes의 결합에 의해 이득이 감소하여 라만레이저의 출력에 크게 영향을 주는데 집속조건에 따라 위상정합 및 이득 감소 여부를 판단하고 이로부터 Stokes 출력의 증감을 예측하였으며 실험 결과와 비교하였다. 집속상수  $b$ (confocal parameter)에 의해 빔 내부에서 파수벡터들이 이루는 최대각과 위상정합각과의 대소관계가 결정되고 이로부터 S-AS 결합이 강해지는 집속상수의 값을 대략 예상할 수 있다. 펌프에너지와 매질의 압력이 결정되면 S-AS 결합은 집속상수에 의해 결정되며  $b\Delta k > 4aEg_s/\lambda r$  일 때 결합이 일어나지 않고 Stokes 이득이 크다. 여기서 상수  $a$ 는 펌프 파장과 라만 진동수에 따라 달라지는 값으로 우리의 경우 약 2이다.

압력 40 기압의 메탄에 대해 계산한 결과 집속상수가 약 15 mm 이상일 때 위의 조건을 만족하였는데 실험 결과도 비교적 잘 일치하여 집속상수가 위의 값보다 작아질 때 문턱에너지가 급격히 증가하였다. 메탄의 압력 41기압, 펌프에너지 54 mJ에서 집속상수  $b$ 를 7 mm에서 84 mm까지 변화시킬 때 Stokes 출력이 약 11 mJ까지 꾸준히 증가하였다.

유도 Brillouin 산란(SBS)의 경우에는 SBS가 갖는 간섭적 특성 때문에 펄스레이저를 사용할 경우에 상호 작용하는 매질의 길이가 간섭성 거리(coherence length)로 제한되어 매우 짧고 따라서 초점 근처에서의 세기만이 중요해져 문턱에너지가 집속상수  $b$ 에 비례하는 결과가 된다. 여러 집속조건에서 측정한 실험 결과는 이와 일치하여 집속상수  $b$ 가 증가할 때 문턱에너지가 비례하여 증가하였고, 메탄의 압력 41기압, 펌프에너지 54 mJ에서 SBS 에너지를 측정한 결과 집속상수가 클수록 출력이 감소하여 40 mm 이상의 집속상수에서는 SBS 에너지가 무시할 수 있을 만큼 작았다.

이 밖에 집속상수  $b$ 가 클수록 고차 유도 라만 산란과 매질의 breakdown 등도 감소하므로 라만레이저 작동에 최적 조건을 형성하는데  $b=84$  mm에서 최대 변환효율 약 20%를 얻었다.

#### 참 고 문 헌

- [1] G.D. Boyd, W.D. Johnston, I.P. Kaminow, IEEE J. Quantum Electron. **QE-5**, 203(1969).
- [2] D.C. Hanna, D.J. Pointer, D.J. Pratt, IEEE J. Quantum Electron. **QE-22**, 332(1986).
- [3] D.J. Brink, H.P. Burger, T.N. Kock, J. Phys. D: Appl. Phys. **19**, 1421(1986).
- [4] B.N. Perry, P. Rabinowitz, D.S. Bomse, Opt. Lett. **10**, 146(1985).
- [5] Y.R. Shen, *The Principles of Nonlinear Optics*, (John Willy & Sons, 1984), p. 155.
- [6] M.D. Duncan, R. Mahon, J. Reintjes, L.L. Tankersley, Opt. Lett. **11**, 803(1986).
- [7] Born & Wolf, *Principle of Optics*, sixth edition (Pergamon press, NY, 1980), p. 95.
- [8] e.g. Zhiping Chu, Upendra. N. Singh, Thomas. D. Wilkerson. Appl. Opt. **30**, 4350 (1991).
- [9] Yung-Sheng Kuo, Kyunam Choi and John K, McIver, Opt. Comm. **80**, 233(1991).
- [10] Y. Taira, Chem. Phys. Lett. **91**, 299(1982).
- [11] D.C. Jones, M.S. Mangir, D.A. Rockwell, and J.O.

White, J. Opt. Soc. Am. **B7**, 2090 (1990).

그림 6:  $y = -4.4 + 2.27\sqrt{x - 0.062x}$

[12] Perry, B.N., Phys. Rev. **A27**, 1989(1983).

[13] 각 그림에서 다항식 fitting에 사용된 식들은 다음과 같다.

그림 8:  $y = -0.4 + \frac{1.6}{\sqrt{x}} + \frac{24}{x} + \frac{268}{x^2}$

그림 5:  $y = 3.45 + \frac{21}{\sqrt{x}} - \frac{2.8}{x}$

### Focusing Geometry Dependence of Single Pass Raman Shifter

Chun-Soo Go, Jai-Hyung Lee and Joon-Sung Chang  
*Department of Physics, Seoul National University, Seoul 157-742, Korea*

(Received: September 27, 1993)

Focusing geometry dependence of output Stokes energy in single pass methane Raman shifter is investigated. The experimental result shows that the threshold energy decreases as confocal parameter increases. This result can be explained by gain suppression caused by Stokes - anti-Stokes coupling. In this paper, we give simple analysis for the focusing geometry dependence of Stokes - anti-Stokes coupling and present the criterion of confocal parameter to reduce the gain suppression. Focusing geometry dependence of stimulated Brillouin scattering is measured and the result is in good agreement with theoretical prediction.