

## 유도 브릴루앙 산란에 의한 펄스 압축 과정에서의 Peak Power 반사율과 위상공역도

조민식 · 최병일 · 남창희

한국과학기술원 물리학과

(1993년 12월 14일 받음)

유도 브릴루앙 반사광을 고출력 레이저에 응용할 때 요구되는 반사광 특성이 실험적으로 조사되었다. 집속 렌즈의 초점거리에 따른 유도 브릴루앙 반사광의 peak power 반사율과 위상공역도가 측정되었다. 또한 반사광 가운데 펄스압축된 부분만의 위상공역도가 측정되었다. 초점거리가 긴 경우( $f=100$  cm) 반사광의 peak power가 입사광의 약 2배에 이르렀다. 이때 반사광 중에서 압축된 선두펄스만의 위상공역도는 약 90%로 다른 시간의 펄스보다 위상공역도가 우수했다. 공간적으로는 유도 브릴루앙 이득이 가장 큰 광축부분의 반사광이 최대의 펄스압축, peak power 반사율, 위상공역도를 보여서 유도 브릴루앙 산란을 응용할 때 가장 유용한 부분으로 확인되었다.

### I. 서 론

유도 브릴루앙 산란(Stimulated Brillouin Scattering; SBS)은 광학적으로 유기된 전기수축(electrostriction)에 의해 형성된 부피격자(bulk grating)로부터 빛이 산란되는 현상이다. 이 과정에서 입사광의 에너지 일부가 비선형 매질로 전달된다. SBS의 경우 매질에 전달된 광 에너지는 acoustic phonon 즉, 집단적인 밀도 요동의 형태로 존재한다. 비선형 매질은 주파수 적색변이(frequency downshift), 후방반사, 입사광의 위상공역(phase conjugation)을 야기시킨다. 이러한 특성을 이용하여 SBS는 위상공역 펄스 발생,<sup>[1,2]</sup> 펄스 압축,<sup>[3,4]</sup> prepulse 억제,<sup>[5]</sup> 이중 증폭(double-pass amplification)<sup>[6]</sup> 등과 같은 분야에서 고출력 레이저에 많이 응용되고 있다.

제 3차 비선형 현상의 하나인 SBS는 1964년 Chiao 등에 의해 sapphire와 quartz를 비선형 매질로 하여 처음 관측되었다.<sup>[7]</sup> 그후 Zel'dovich 등은 SBS 반사된 Stokes 펄스가 위상공역화 되었음을 보고하였으며,<sup>[8]</sup> Hon은 tapered waveguide을 이용해서 레이저 펄스를 효과적으로 압축하는데 성공했다.<sup>[9]</sup> 고출력 레이저를 위한 SBS에서 Stokes 펄스는 짧은 펄스뿐만 아니라 위상공역도 (Phase Conjugation Fidelity; PCF) 역시 우수해야 한다. 따라서 반사된 Stokes 선두펄스의 펄스 압축, peak power 반사율, 위상공역 특성에 대한 조사가 매우 중요하다. 물론,

펄스 압축을 위한 SBS는 위상공역된 high peak를 얻을 수 있는 효과적인 방법으로 잘 알려져 있다. 그러나 보고된 대부분의 기존 논문에서는 펄스 압축이나 위상공역이 개별적으로 조사되었으며, 동시에 두 현상이 조사된 경우라 할지라도 펄스 압축이 일어나지 않은 상태에서 이루어졌다.<sup>[4,10,11]</sup> 본 연구에서는 이런 결점을 보완해서, 압축된 Stokes 펄스의 peak power 반사, 위상공역 특성들을 자세히 조사함으로써 SBS 압축 펄스가 고출력 레이저에 응용 가능함을 확인하고 이때 요구되는 SBS 압축펄스의 특성을 파악하는데 그 목적이 있다. 또한 SBS 현상을 체계적으로 이해한다는 관점에서 펄스광의 증가에 따른 Stokes 펄스의 변화 과정이 조사되었다.

SBS 현상에서 상호작용거리(interaction length)는 매우 중요한 변수이다. Much 등은 focusing geometry를 이용한 SBS 실험에서, SBS의 유효 상호작용거리가 Rayleigh range의 5배, 펄스 레이저 광의 coherence length의 3배, SBS 비선형 매질관의 길이 중에서 가장 적은 양에 의해 결정지어짐을 보고했다.<sup>[12]</sup> 본 실험에서는 SBS 상호작용이 Rayleigh range  $Z_R$ 에 의존하는 조건에 국한시켰으며 렌즈의 초점거리를 변수로 주었다. 우선, 집속 렌즈의 초점거리에 따른 SBS peak power 반사율이 조사되었다. 이 결과는 반사된 Stokes 펄스 파형과 함께 비교, 분석되었다. 또한 이들 Stokes 펄스에 대한 위상공역 조사가 이루어 졌다. 정확하게 위상공역된 성분의

에너지는 far field 영역에 광선의 회절 발산에 해당하는 크기의 구경을 두어 측정할 수 있다. 위상공역도(PCF) 측정 방법은 energy-in-bucket(EIB) 기술이 사용되었다.<sup>[13]</sup> 또한 압축된 선두펄스만의 위상공역도를 알고자 power-in-bucket(PIB) 기술이 더해졌다.

2장에서는 SBS 이론에 대한 설명이 이루어졌다. 이때 SBS 반사율이나 위상공역도에 중요한 변수인 SBS 이득은 상호작용거리에 대한 표현식으로 기술된다. 3장에서는 앞서 언급한 SBS 실험과 그 결과가 자세하게 설명되었으며, 4장에서는 이들 실험에 대한 종합적인 결론이 맺어졌다.

## II. 유도 브릴루앙 산란 이론

SBS는 acoustic phonon에 의한 입사광의 유도 산란이다. SBS현상은 펌프광의 전기장( $E_L$ ), 후방반사된 Stokes 광의 전기장( $E_S$ ), acoustic fluctuation( $q$ )와의 결합으로 이루어진다. 이때 각 물리량에 대한 표현은 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\begin{aligned} E_L(z, t) &= E_L(z, t) \exp(i\omega_L \cdot t + ik_L \cdot z) \\ E_S(z, t) &= E_S(z, t) \exp(i\omega_S \cdot t - ik_S \cdot z) \\ q(z, t) &= Q(z, t) \exp(i\omega_q \cdot t + ik_q \cdot z) \end{aligned} \quad (1)$$

SBS 기본 방정식은 전기장에 대한 Maxwell 파동 방정식과 산란매질에 대한 Navier-Stokes 방정식으로부터 유도된다. 이들 방정식에 전기장의 2차 미분을 1차 미분값에 비해 무시할 수 있는 slowly-varying amplitude 근사와 전기장의 횡축방향 (x, y축)의 변화 무시등의 가정을 이용하면 식 (1)에서 각 진폭의 미분방정식은 아래식으로 표현된다.<sup>[14]</sup>

$$\begin{aligned} \left( \frac{\partial E_L}{\partial t} - \frac{c}{n} \frac{\partial E_L}{\partial z} \right) &= -E_S \cdot Q \\ \left( \frac{\partial E_S}{\partial t} + \frac{c}{n} \frac{\partial E_S}{\partial z} \right) &= -E_L \cdot Q^* \\ \left( \frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{1}{2\tau_B} Q \right) &= \gamma E_L \cdot E_S^* \end{aligned} \quad (2)$$

여기서  $\tau_B$ 는 브릴루앙 매질안에서 음파의 감쇄시간이고,  $\gamma$ 는 정상상태(steady state)에서의 이득 계수  $g_B$ 와 음파 감쇄시간의 비,  $g_B/\tau_B$ ,에 비례하는 결합상수이다.

정상상태에서 SBS의 문턱값(threshold)은 다음과 같이 정의 된다.<sup>[15]</sup>

$$G_{th} = g_B I_{th} L = 30 \quad (3)$$

여기서  $G_{th}$ 는 SBS 이득,  $g_B$ 는 SBS 이득계수,  $I_{th}$ 는 문턱 레이저 강도,  $L$ 는 상호작용거리(interaction length)이다.

공간적으로 가우스 분포를 가지는 펌프광이 초점거리가  $f$  인 렌즈에 의해 비선형 매질에  $z$ 축을 따라 집속되는 경우, 펌프광의 반경  $w(z)$ 는 beam waist를  $w_0(w(z=0, \text{focal point}))$ 라 할때

$$w^2(z) = w_0^2 \left[ 1 + \left( \frac{z}{z_R} \right)^2 \right]; \quad z_R = \frac{n\pi w_0^2}{\lambda} \quad (4)$$

로 쓸 수 있다. 여기서  $n$ 은 SBS 매질의 굴절율이고,  $\lambda$ 는 레이저 파장이다. 따라서 beam waist 영역에서 펌프광의 강도는  $z$ 축을 따라 변화한다. 이 관계를 (3)식에 대입하고 적분을 도입하면

$$\begin{aligned} 30 &= g_B \int_{-z}^{+z} I(z) dz \\ &= \frac{2g_B P_{th}}{\pi w_0^2} \int_0^{+z} \frac{dz}{\left[ 1 + \left( \frac{z}{z_R} \right)^2 \right]} \\ &= \frac{2ng_B P_{th}}{\lambda} \tan^{-1} \left( \frac{z}{z_R} \right) \end{aligned} \quad (5)$$

그러면

$$P_{th} = \frac{15\lambda}{ng_B \tan^{-1} \left( \frac{z}{z_R} \right)} \quad (6)$$

여기서  $P_{th}$ 는 SBS 문턱값을 만족시키는데 필요한 펌프광의 power이다.

주어진 펌프광에서 유도 산란은 자발 산란(spontaneous scattering)이 상호작용 영역을 통해 증폭되는 과정으로 볼 수 있다. SBS cell 안에서의 변환영역(conversion region)은 그림 1과 같이 분류할 수 있다.

그림 1에서  $l_1$ 은 자발 산란(spontaneous scattering)이 증폭되어 SBS 문턱값을 만족시키는 초기지점이고,  $l_2$ 는 SBS의 초기값이 펌프광에 의해 증폭이 이루어지는 상호작용 한계지점을 나타낸다.

그러면 (6)식에서  $z=l_1$ 에 해당하며 다시 쓰면

$$P_{th} = \frac{15\lambda}{ng_B \tan^{-1} \left( \frac{l_1}{z_R} \right)} \quad (7)$$

이 된다.

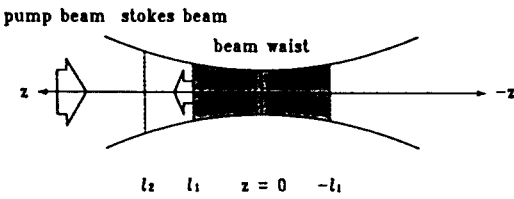


그림 1. SBS 셀안에서의 변환영역 구분.

문턱값을 넘긴 Stokes 펄스는 증폭과정을 거친다.  $l_1$  으로부터  $l_2$ 까지 증폭된 Stokes 펄스의 power는 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$P_{out}^S = P_1 e^{G_a} \quad (8)$$

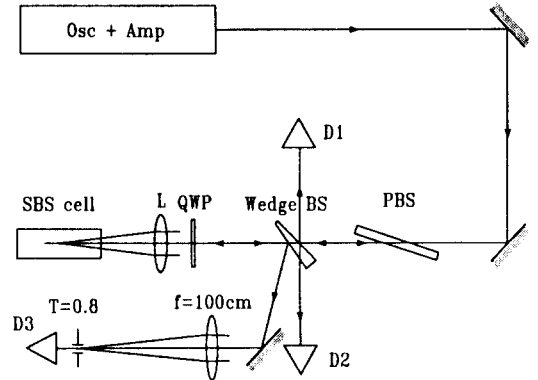
이때  $P_1$ 은  $l_1$  지점에서의 Stokes 펄스 power이고, 이득  $G_a$ 는 펌프광의 power를  $P_m$ 이라 할때 다음과 같다.

$$G_a = P_m \frac{ng_B}{\lambda} \left[ \tan^{-1}\left(\frac{l_2}{z_R}\right) - \tan^{-1}\left(\frac{l_1}{z_R}\right) \right] \quad (9)$$

반사된 Stokes 펄스의 파형은 (9)식의 이득에 관계한다. 문턱값을 넘긴 SBS 초기펄스가 증폭될 수 있는  $l_1, l_2$  사이의 영역이 넓다면 펌프광의 power와 결합해서 선두펄스의 압축이 유리한 상황을 만들 수 있다. 선두 펄스의 압축은 SBS 상호작용길이  $l_2 - l_1 (\propto z_R)$ 의 범위에 관계한다. 집속렌즈의 초점거리  $f$ 가 길수록  $z_R$ 은 커지기 때문에  $l_2 - l_1$ 의 절대적인 거리 역시 증가한다. 이는  $l_1$  지점에서 발생한 초기 Stokes 펄스가  $l_2$ 지점까지 전파 하면서 증폭될 수 있는 시간이 연장되어 지속적인 증폭이 이루어져 입사광보다 높은 peak를 가질 수 있음을 나타낸다. 따라서  $f$ 가 길수록 펄스압축이 쉽게 관측될 수 있다. 펌프광과 Stokes 펄스의 상호작용이 일어나는 상한지점  $l_2$ 는 최대  $2.5z_R$ 이며 이중에서 지수함수의 증폭이 가능한 영역은  $0.75z_R$ 으로 보고되어 있다.<sup>[16]</sup>  $G_a$ 는 SBS peak power 반사율 뿐만 아니라 위상공액도를 결정하는 매우 중요한 값이다.

### III. 유도 브릴루앙 산란 실험

SBS를 레이저 시스템에 실제적으로 이용하고자 할 때, 가장 중요한 사항으로 고려되어야 하는 SBS 반사와 위상 공액에 대한 실험이 이루어 졌다. SBS 발생을 위한 펌프광으로  $1.315 \mu\text{m}$  파장의 옥소 레이저 발진기와 1단의 증폭기가 이용되었다. 발진 종 모드드는 대부분 단일모우드였으며 이중모드드가 발생하는 경우도 있었다. 횡



$$R = D2/D1 \quad PCF = D3/(D2 \cdot T)$$

그림 2. 유도 브릴루앙 산란 실험장치도.

PBS: 편광 광분할기(Polarization Beam Splitter), BS: 광분할기, Wedge: 췌기형 광분할기, QWP: 1/4 파장판(wave plate), L: 집속 렌즈, SBS cell: SBS 비선형 매질  $\text{CS}_2$ , D1-D4: 광 검출기(Ge-photodiode 또는 Joulemeter), T: 직경  $560 \mu\text{m}$  침공의 투과율, R: SBS 반사율, PCF: SBS 반사광의 위상공액도.

모우드는  $\text{TEM}_{00}$  모드였다. 레이저 광의 펄스 반치폭 (FWHM)은  $30 - 40 \text{ ns}$ 이고, 선폭은  $< 0.45 \text{ GHz}$ 이다. 발산각은 약  $1.5 \text{ mrad}$ 이다. SBS power 반사와 위상공액 실험장치가 그림 2에 나타나 있다.

SBS 매질은 높은 SBS 이득 계수를 가지는  $\text{CS}_2$  ( $\tau_B \approx 9.8 \text{ ns}$ <sup>[17]</sup>)가 사용되었다. SBS 발생 방법은 적은 펌프에너지로 SBS 문턱값을 쉽게 만족시킬 수 있고 정렬이 간단한 focusing geometry가 채택되었으며, 집속 렌즈는  $f = 20 \text{ cm}, 50 \text{ cm}, 100 \text{ cm}$  세 종류가 사용되었다. SBS cell의 길이는  $120 \text{ cm}$ 였으며 렌즈로부터 cell의 앞면 창까지의 거리를 초점거리의 절반으로 하여 초점이 매질 안에 충분히 들어가도록 했다. 검출기는 pyroelectric Joulemeter(Moletron, J25), Ge-photodiode(EG&G, J16-18A-R250U-HS),  $250 \text{ MHz}(1 \text{ GSa/s})$  digital oscilloscope (HP5451 A)가 사용되었으며, 검출기의 총 반응시간은 약  $3 \text{ ns}$ 이다.

SBS 펄스 압축 과정에서 일어나는 peak power 반사와 위상공액도는 SBS 이득에 크게 의존한다. 우선, 집속 렌즈의 초점길이에 따른 SBS 문턱 power에 대한 조사가 이루어졌으며 다음으로 peak power반사와 위상공액도가 조사되었다.

**1. 집속렌즈의 초점거리에 대한 SBS 문턱 power**

SBS 반사율은 입사광에 대한 반사광의 peak power와 에너지 반사량으로 조사되었다. peak power 반사율은 Ge-photodiode를 이용하여 측정된 입사파형과 반사파형의 peak 값을 비교하였다. Peak power를 측정할때는  $f=10$  cm 렌즈로 광선을 집속하여 동일한 diffuser 앞면에 초점을 위치시키고 diffuser뒤 2 mm 지점에 photodiode를 두어 photodiode 검출 부위에서 집속된 광선의 위치가 다를 경우 일어날 수 있는 오차를 감소시켰다. 모든 실험에서 펌프광의 power는 입사광의 에너지를 펄스폭으로 나눈 값이다.

SBS power 반사에 미치는 초점거리의 효과를 조사하기 위해 문턱 power 측정 실험이 이루어 졌다. 초점 거리에 따른 SBS 문턱 power 값이 그림 3에 나타나 있다. 이때 SBS 문턱값은 peak power 반사율 R이 5%가 될때로 정의하였다. SBS 문턱값은 레이저 광의 중모우드가 다중모우드로 발전해서 coherence length가 Rayleigh range보다 짧으면 초점거리  $f^2$ 에 비례하여 증가하며, coherence length가 충분히 긴 단일 모우드의 경우 집속 렌즈의 초점거리 ( $f=10-40$  cm)에 거의 무관한 것으로 보고되어 있다.<sup>[18]</sup> 그림 3은 단일 모우드 펌프광에서 초점거리  $f$ 가 20 cm, 50 cm, 100 cm인 집속렌즈를 사용했을 때 측정한 SBS 문턱 power를 보여준다. 그림에서 볼 수 있듯이 초점거리가 더욱 길어지면 문턱값이 증가하고 있다. 집속렌즈의 초점거리에 따른 SBS 문턱 power의 증가는 매질내의 레이저광 흡수나 그밖의 다른 비선형 효과에 의한 영향일 수 있다. 우선적으로 고려할 수 있는 레이저광 흡수실험이 이루어졌으며 매질내의 흡수계수가  $0.01 \text{ cm}^{-1}$ 로 측정되었다. 본 실험조건상 레이저광은 집속렌즈 초점거리의 약 절반을  $\text{CS}_2$  cell안에 잠기게 했기 때문에 렌즈의 초점거리가 길어짐에 따라  $\text{CS}_2$  매질안의 광선의 경로가 길어지고 레이저광의 흡수가 증가된다. 따라서 매질에서의 레이저광의 흡수에 의한 손실은 초점거리가 긴  $f=100$  cm가  $f=20$  cm보다 커서 SBS 문턱 power값을 높게 한다.

**2. SBS peak power 반사와 Stokes 파형의 변화**

SBS에 의한 펄스 압축은 Stokes 펄스중 앞부분(leading edge)의 증폭에 의해 결정된다. 위의 SBS 문턱값 실험에서 알 수 있듯이 초점거리가 긴 집속 렌즈의 사용은 펄스 압축을 효과적으로 해줄 수 있다. 그림 4는 입사된 레이저 출력에 따른 SBS peak power 반사율의 변화를 보여준다.  $f=20$  cm와  $f=100$  cm의 렌즈를 사용한 경우 뚜렷이 다른 형태의 peak power 반사율 변화가

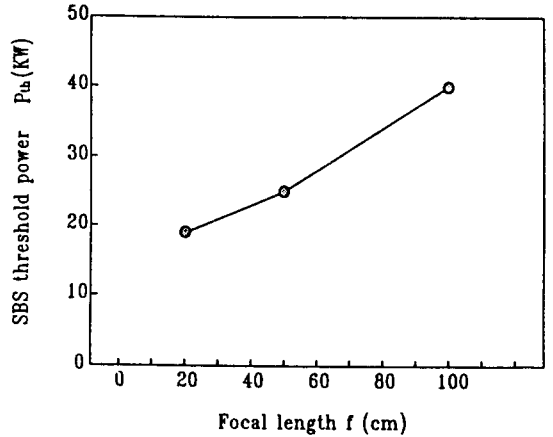


그림 3. 집속 렌즈의 초점거리에 따른 SBS 문턱 power.

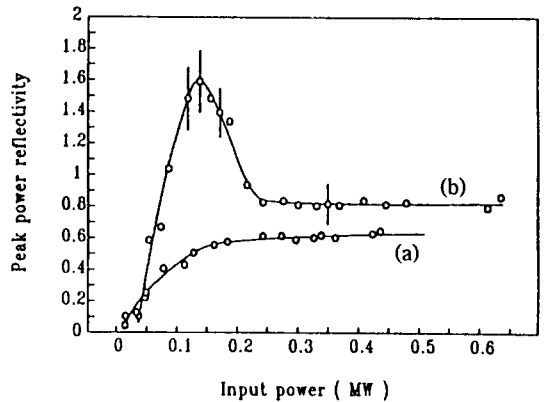


그림 4. 입사광의 출력에 대한 SBS 반사광의 peak power 반사율,  $f=20$  cm(a),  $f=100$  cm(b).

보이고 있다.  $f=20$  cm일 때 peak power 반사율은 펌프광의 power가 증가함에 따라 증가하다가 약 60%에서 포화 상태가 된다(그림 4(a)). 반사광은 모든 펌프광에 대해서 rising time이 단축된 것을 제외하고는 특별히 다른 모양은 갖지 않는다.  $f=50$  cm를 사용했을때는  $f=20$  cm 보다 peak power 반사율이 빠르게 증가하여 약 70%에서 포화상태에 이르렀으며 전체적인 반사율 변화는 유사한 경향을 보여서 그림에는 나타내지 않았다.  $f=100$  cm 렌즈의 경우는  $f=20$  cm, 50 cm에서는 볼 수 없는 peak power 반사율을 보여주고 있다(그림 4(b)). 입사광보다 높은 peak power의 반사는 펄스압축에 의한 high peak 발생을 나타낸다. 반사율은 급격히 증가하여 최대값에 이른 후 다시 감소하여 약 80%에서 포화되었다. Peak power 반사율이 1이상이 가능한 데 반해서 에너지

반사율은 1을 넘을 수 없다. 모든 실험에서 SBS 에너지 반사율은 최고 약 40%에 이르렀다.

초점거리가 긴 렌즈를 사용했을때 SBS 이득에 기여하는 상호작용거리는 길어진다. 이 효과는 Stokes 선두 펄스를 충분히 증폭시켜  $f=100\text{ cm}$ 에서 입사광의 peak power에 비해 최고 약 2배의 peak power 반사를 얻을 수 있었다(그림 4(b)). 선두 압축 펄스폭은 계측기의 반응시간에 해당되는 3 ns로 나타나서 상한 값을 알 수 있었다.

그림 5는  $f=100\text{ cm}$ 일 때 펌프광의 power에 따라 반사하는 Stokes 펄스의 변화과정을 보여주고 있다. 펌프광은 시간적으로 준가우스(quasi-gaussian) 형태를 갖는다. SBS 문턱값을 약간 넘긴 약한 펌프광 power에서의 반사파형이 그림 5(a)에 나타나 있다. 펌프광의 power가 점점 증가하면 반사된 Stokes 펄스의 peak power는 증가하여 최대값을 갖게된다(그림 5(b)). 그러나 이 상태를 넘기면 펌프광의 power가 계속 증가하더라도 peak power 반사율은 감소하기 시작하여 결국 포화상태에 도달한다(그림 5(c)).

렌즈로 집속되어 비선형 매질안에서 SBS 문턱값을 넘긴 Stokes 펄스의 선두부분은 후방 반사되어 펌프광의 나머지 부분과 간섭을 일으킨다. 이 간섭은 부피 격자(bulk grating)를 만들어서 입사광의 반사량을 증가시킨다. 이때 반사량의 증가는 Stokes 펄스의 증폭을 의미한다. 따라서 Stokes 펄스의 선두부분은 펌프광으로부터 큰 이득을 얻어 충분한 증폭이 일어난다. 하지만 반사파의 후미부분은 상호작용거리의 단축과 선두부분에 의해 펌프광이 이미 약화되었기 때문에 증폭도가 미약한 상태로 머물게 된다. 이 결과는 시간적으로 Stokes 펄스의 강하고 짧은 펄스폭의 선두부분과 약하고 긴 펄스폭의 후미부분을 만들어냄으로서 앞 부분에서 압축된 펄스형태를 취하게 된다. 결국 SBS에 의한 펄스압축은 Stokes 펄스의 앞 부분(leading edge)에 의한 펌프광의 에너지 고갈에 기인한다. 압축된 펄스는 매질안에 강한 음파를 남긴다. 이 음파는 SBS mirror로 작용하여 레이저 펄스의 나머지 부분을 압축없이 반사시킨다. 이때 mirror는 음파수명( $\tau_B \approx 9.8\text{ ns}$ ) 동안 유지된다. 시간이 지남에 따라 SBS mirror의 강도는 약화되므로 mirror를 투과한 레이저 펄스는 Stokes 펄스의 또 다른 peak 증폭을 가능하게 할 수 있다. 펄스 압축이 일어난 Stokes 펄스 파형에서 세개의 peak를 볼 수 있다(그림 5(b)). Peak들 사이의 시간 간격은 음파의 음파수명  $\tau_B$ 와 Stokes 펄스가 매질을 통해 증폭되면서 진행되는 시간  $\delta T$  ( $T_{\max} = 2nL_{\text{int}}/c$ ;  $L_{\text{int}}$ =interaction length)에 관계한다. 그

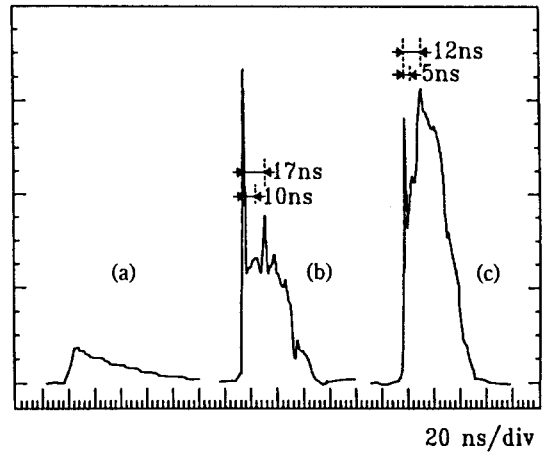


그림 5.  $f=100\text{ cm}$  집속렌즈를 이용한 SBS 발생시 입사광의 power( $P_{in}$ )에 따른 반사광의 파형 변화,  $P_{in}=0.05\text{ MW}$ (a),  $P_{in}=0.12\text{ MW}$ (b),  $P_{in}=0.43\text{ MW}$ (c).

림 5(b)에서 알 수 있듯이 첫번째와 두번째, 두번째와 세번째 peak 사이의 시간 간격은 음파수명보다 짧다. 이는 각 peak에 대응되는 SBS mirror(첫번째와 두번째, 두번째와 세번째)가 같은 시간에 SBS cell안에 존재함을 의미한다. 그러나 세번째 mirror가 있을때 첫번째 mirror는 이미 소멸된 상태이다. cell안에 SBS mirror가 두개 이상 존재하게 될 경우 나중에 만들어지는 mirror는 앞서 강화된 mirror에 의해 상당한 영향을 받는다. 이 영향은 반사되는 Stokes 펄스의 파형에 그대로 반영된다.

본 실험에서 관측한 압축 펄스의 시간에 따른 변화 과정은 다음과 같이 해석될 수 있다. 우선, 첫번째 mirror가 펌프광으로부터 충분한 이득을 얻어 강화된다. 이 mirror는 증폭되면서 SBS cell에서 펌프광의 입사 방향으로 이동하여 SBS 상호작용 한계지점에 도달한다( $\approx 2.5Z_R$ ). 이 mirror는 음파수명 동안 레이저 광을 반사시킨다. 그 다음은 두번째 mirror가 발생, 증폭될 수 있는 차례이다. 그러나 두번째 mirror가 증폭되는 시점은 첫번째 mirror가 완전히 소멸되지 않은 상태이다. 첫번째 mirror의 존재는 두번째 mirror로 공급될 수 있는 펌프광을 억제하여 두번째 mirror의 원활한 증폭을 방해한다. 결국 두번째 peak는 미약한 정도에 머무른다. 세번째 mirror가 증폭을 시작할 때 상호작용 한계지점에 있는 두번째 mirror는 매우 약하기 때문에 큰 장애물이 되지 못한다. 한편 첫번째 mirror의 영향은 이미 사라진 이후이다. 단지 세번째 mirror가 매질을 진행할때 펌프광은 최고점을 지나 서서히 감소하고 있기 때문에 첫번째 Sto-

kes peak 만큼 증폭되지 못한다. 이와 같은 과정을 통해 발생한 Stokes 펄스는 뚜렷한 두개의 peak를 보이고 있다. 그러나 그 세기나 실용성면에서 Stokes 펄스의 첫번째 peak에 대한 관심이 가장 크다.

펌프광의 power가 증가하면 넓은 면적의 펌프광에서도 SBS 문턱값이 만족되므로 그림 1의  $I_1$  지점이 초점에서 펌프광 쪽으로 이동한다. 따라서 Stokes 선두펄스는 짧은 상호작용거리( $L \propto (g_B I)^{-1}$ )를 통해서만 증폭이 이루어지므로 불완전한 펄스 압축이 일어난다(그림 5(c)). 더욱 펌프광이 강해지면 펄스 압축의 상황이 악화되고 SBS 상호작용 한계지점에서 유지되는 SBS mirror에 의해 레이저광의 반사가 일어나서 Stokes 펄스의 peak가 입사광의 peak에 대응되는 입사광의 재현으로 진행된다. 이 과정이 그림 4(b)에서 peak power 반사율의 하락과 포화상태로 나타났다.

**3. 압축된 펄스의 위상공역도**

고출력 레이저를 위한 SBS는 펄스 압축뿐만 아니라 반사된 Stokes 펄스의 공간적인 beam quality가 우수해야 한다. 이 실험에서는 압축된 펄스의 공간적인 beam quality가 위상공역도 측정을 통해 조사되었다. 위상공역도 조사는  $f=100$  cm인 렌즈의 초점에 위치한 pinhole을 통해 투과한 Stokes 펄스의 에너지를 측정함으로써 이루어 졌다. pinhole의 직경은  $\approx 560 \mu\text{m}$ 로서 입사광을 그대로 집속하면 투과율 T는 약 80%이다. Stokes 펄스의 pinhole 투과율은 입사광에 대한 반사광의 파면 상관관계(wavefront correlation)를 보여준다. 위상공역도(PCF)는 far-field 투과율(80%)로 정규화된 총 Stokes 펄스의 에너지에 대한 pinhole을 투과한 에너지의 비율,  $PCF = D3 / (D2 \times T)$ ,로 정의된다. 여기서 D2, D3는 실험 장치도 그림 2의 검출기에서 측정된 에너지를 나타낸다. 이것이 energy-in-bucket(EIB) 방법이다. Energy 대신 power을 측정하면 power-in-bucket(PIB) 방법이다. 위상공역도 1은 반사광이 입사광의 발산각을 정확하게 재현하는 경우에 해당한다. EIB 방법은  $f=20$  cm와  $f=100$  cm 렌즈를 사용하여 이루어졌으며, PIB 방법은  $f=100$  cm일 때만 추가로 사용되었다. 이들 EIB나 PIB 방법은 pinhole의 위치나 투과율을 입사광의 진행방향이나 발산각 등의 요동 때문에 정확하게 규정하기 어렵다는 단점과 위상공역도를 발산각의 측정을 통해 조사한다는 점에서 정확한 위상공역 측정 방법이라고는 할 수 없다. 그러나 위상공역도를 간단한 방법으로 평가한다는 측면에서 그 중요성이 인정되어 자주 쓰이는 방법이다.

SBS에 의해 발생한 Stokes 펄스의 위상공역도에 대한

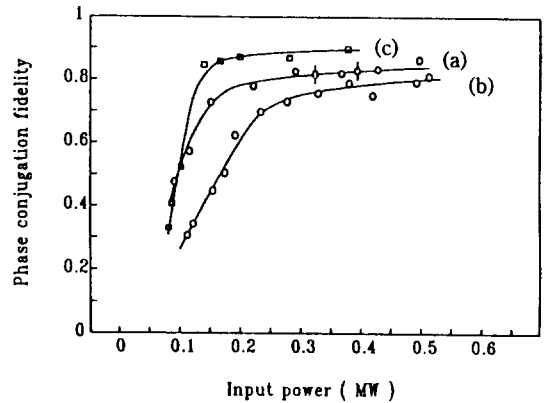


그림 6. 입사광의 power에 대한 Stokes 펄스의 위상공역도,  $f=20$  cm, Energy-in-bucket(EIB) 방법 (a),  $f=100$  cm, EIB 방법(b),  $f=100$  cm, Power-in-bucket (PIB) 방법(c).

조사가 그림 6에 나타나 있다. EIB 방법으로 측정된  $f=20$  cm에서의 위상공역도는 최고 약 85%에 이르렀다.  $f=100$  cm 일때는  $f=20$  cm에서 보다 서서히 증가하여 약 80%에 접근했다. Stokes 펄스는 위상공역된 부분과 그렇지 않은 부분으로 이루어져 있다. 위상공역의 물리적인 mechanism은 위상공역되지 않은 모드에 대한 위상공역된 모우드의 차별적인 증폭(amplification discrimination)에 근간을 둔다. 다른 논문에서도 보고된 바와 같이 펌프광이 증가할때 위상공역도는 향상되고 있다.<sup>[1,2]</sup> 이는 위상공역된 Stokes 펄스부분이 펌프광으로부터 큰 이득을 얻어 더욱 위상공역도를 강화시키는 과정이다. EIB 방법은 전체 Stokes 펄스의 위상공역에 대한 정보를 알려준다.

SBS를 고출력 레이저에 응용할때 유용한 압축된 부분만의 위상공역에 대한 조사는 매우 의미있는 일이다. 이를 위해 펄스 압축이 일어나는  $f=100$  cm를 사용한 실험에 한해서 PIB 방법이 추가적으로 수행되었다. pinhole을 투과한 Stokes 펄스의 peak power는 투과파의 후미부분을 포함하지 않은 압축 펄스만의 위상공역도를 얻게 해준다. EIB 기술에서는 위상공역이 좋지않은 Stokes 펄스의 후미부분이 포함되어 전체적으로 낮은 위상공역도를 보여준다. PIB 방법을 이용했을때 peak power 반사율이 2배에 해당하는 압축된 Stokes 선두펄스만의 위상공역도는 약 89%에 이르렀다. 이 결과는 펄스 압축이 효율적으로 일어난 부분은 위상공역 역시 다른 상황의 Stokes 펄스에 비해 우수함을 확인시켜준다. 그림 7은 pinhole을 투과하기 전후의 Stokes 펄스 파형이다.

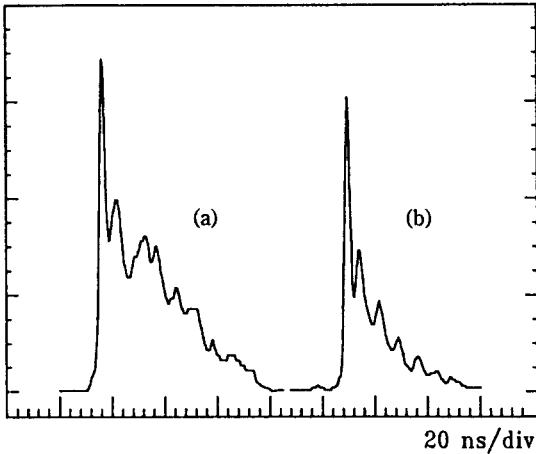


그림 7. Stokes 전체 펄스의 파형(a)과  $f=100\text{ cm}$  렌즈의 초점에 위치한  $560\ \mu\text{m}$  직경의 침공을 통과한 Stokes 펄스 파형(b).

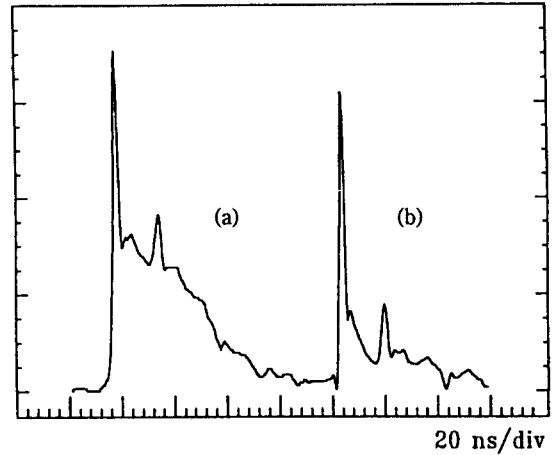


그림 8. Stokes 전체 펄스의 파형(a)과 광축 부위에 2 mm 직경의 구경을 통과한 Stokes 펄스의 파형(b).

SBS 이득을 많이 얻은 선두의 압축 펄스에 비해 펄스의 후미부분은 pinhole에서 상당 부분 차단되었음을 볼 수 있다. 이로부터 압축 펄스 부분이 반사된 Stokes 펄스의 다른 부분보다 효율적으로 위상공액화 되었음을 알 수 있다.

위 실험은 Stokes 펄스의 시간축에서 본 위상공액도 관계를 알려준다. 이와 함께 Stokes 펄스의 서로 다른 공간에서의 위상공액 조사는 반사광의 위상공액 특성을 파악한다는 점에서 중요하다. 이를 위해 위상 공액 효율에 대한 Stokes 압축 펄스의 공간적인 분포가 조사되었다. 광분할기(beamsplitter)를 이용하여 반사광을 둘로 나눈 후 Ge-photodiode 앞에 한쪽은 광축에 2 mm 직경의 구경(aperture)을 두고 다른 한쪽은 구경없이 펄스 모양을 관측했다(그림 8).

2 mm 구경을 광축상에 두고 관측한 경우, 반사파형의 후미부분은 선두부분과는 다르게, 구경없이 관측한 파형에 비해 상당히 미약함을 볼 수 있다. 또한 구경을 광축에서 바깥쪽으로 조금씩 이동시키면 반사파형의 high peak 선두부분은 약화되고 후미부분의 비중이 증가하는 것을 관측할 수 있었다. 이 결과로부터 Stokes 펄스의 후미부분은 주로 광축 바깥쪽에서 산란된 펄스로부터 기여받고 있음을 알 수 있다. 구경이 없을 때 관측된 Stokes 펄스 파형은 동일시간에 모든 공간에서 산란된 펄스의 평균 값이다. 후미부분의 위상공액 모우드는 펌프광이 시간적으로 peak 값을 지나 점차 감소하는 시점이기 때문에 큰 이득을 얻지 못한다. 따라서 후미

부분에서 위상공액 모우드는 비위상공액(nonconjugated) 모드에 비해 우월하지 못하며 위상공액도의 저조한 결과로 이어진다. 결국 SBS peak power 반사율을 함께 고려할때 효율적으로 위상공액화되고 펄스 압축된 high peak 펄스는 펌프광으로부터 가장 큰 이득을 얻어 증폭될 수 있는 Stokes 펄스의 광축 중심근처에 위치함을 알 수 있다.

#### IV. 결 론

SBS 상호작용거리가 긴 경우 Stokes 펄스는 펌프광으로부터 충분한 이득을 얻어 펄스 압축이 일어난다. 펄스 압축이 일어나는 과정에서 Stokes 펄스 파형의 체계적인 변화를 peak power 반사율 조사를 통해 알 수 있었다. 최대 압축 펄스의 펄스폭은 약 3 ns 이하였으며 이때 SBS peak power 반사는 약 2배에 달했다. 압축된 Stokes 펄스에 대한 위상공액조사가 이루어졌다. 전체적인 Stokes 펄스의 위상공액에 비해 압축된 선두 펄스의 위상공액이 우수함을 보았다. 특히 위상공액이 효율적으로 일어난 high peak 펄스는 공간적으로 펌프광으로부터 이득을 가장 많이 얻는 광축 부위에 존재했다. 이로부터 SBS에 의해 압축된 Stokes 펄스는 시간적으로 선두에 있는 부분으로서 짧은 펄스폭, 높은 peak power 반사율과 높은 위상공액도를 함께 만족시키며, 동시에 공간적으로는 광축부위의 Stokes 펄스가 고출력 레이저에의 활용에서 가장 효율적이라는 결론을

얻을 수 있다.

### 참 고 문 헌

- [1] R. Mays, Jr., and R. J. Lysiak, *Opt. Commun.*, **32**, 334(1980).
- [2] L. P. Schelonka and C. M. Clayton, *Opt. Lett.*, **13**, 42(1988).
- [3] M. J. Damzen and M. H. R. Hutchinson, *Opt. Lett.*, **8**, 313(1983).
- [4] D. T. Hon, *Opt. Eng.*, **21**, 252(1982).
- [5] Steven Jackel, Sharon Atzmon, Rafael Lallouz, Shmuel Sternklar, Pinchas Shalev, *Opt. Eng.*, **31**, 328(1992).
- [6] I. D. Carr and D. C. Hanna, *Appl. Phys.*, **B36**, 83(1985).
- [7] R. Y. Chiao, C. H. Townes, and B. P. Stoicheff, *Phys. Rev. Lett.*, **12**, 592(1964).
- [8] B. Ya. Zel'dovich, V. I. Popovichev, V. V. Ragul'skii and F. S. Faizullov, *JETP Lett.*, **15**, 109(1972).
- [9] D. T. Hon, *Opt. Lett.*, **5**, 516(1980).
- [10] Yu. V. Dolgoplov, V. A. Komarevskii, S. B. Kormer, G. G. Kochemasov, S. M. Kulikov, V. M. Murugov, V. D. Nikolaev, and S. A. Sukharev, *Sov. Phys. JETP*, **49**, 458(1979).
- [11] V. E. Yashin, V. I. Kryzhanovskii, and V. A. Serebryakov, *Sov. J. Quantum Electron.*, **12**, 1086(1982).
- [12] J. Munch, R. F. Wuerker, and M. J. LeFebvre, *Appl. Opt.*, **28**, 3099(1989).
- [13] J. J. Ottusch and D. A. Rockwell, *Opt. Lett.*, **16**, 369(1991).
- [14] M. J. Damzen and H. Hutchinson, *IEEE J. Quantum Electron.*, **19**, 7(1983).
- [15] B. Ya. Zel'dovich, N. F. Pilipetsky and V. V. Shkunov, *Principles of Phase Conjugation* (Springer-Verlag, Berlin, 1985).
- [16] V. M. Rysakov, Yu. V. Aristov, and V. I. Korotkov, *Opt. Spectrosc.*, **47**, 412(1979).
- [17] A. I. Erokhin, V. I. Kovalev, and F. S. Faizullov, *Sov. J. Quantum Electron.*, **16**, 872(1986).
- [18] Yung-Sheng Kuo, Kyunam Choi and J. K. McIver, *Opt. Commun.*, **80**, 233(1991).

### Peak Power Reflectivity and Phase Conjugation Fidelity in a Pulse Compression Process by Stimulated Brillouin Scattering

Min Sik Jo, Byoung Il Choi, and Chang Hee Nam  
*Department of Physics, Korea Advanced Institute of Science and Technology,  
Taejon 305-701, Korea*

(Received: December 14, 1993)

The characteristics of stimulated Brillouin scattering wave for applications to high power laser was experimentally investigated. The peak power reflectivity and the phase conjugation fidelity of Stokes wave with respect to the focal length of lens were measured, and the phase conjugation fidelity for a compressed part of the Stokes wave was also investigated. For the long focal length of lens ( $f=100$  cm), the peak power of the Stokes wave amounts to about twice as high as that of incident wave. The phase conjugation fidelity for the compressed leading pulse is up to 90%, better than that for other temporal parts of the Stokes pulse. In spatial distribution, the Stokes pulse from the axial region has the largest SBS gain, and it has been ascertained as a best candidate to the application due to excellent pulse compression, peak power reflectivity, and good phase conjugation fidelity.