レーザー解説

誘導ブリルアン散乱位相共役鏡による
レーザー光の波面補償

吉田 英次*・吉田 国雄**

(1994年7月4日 受理)

Compensation of Laser Wavefront Distortion by using
SBS Phase-Conjugate Mirror

Hidetsugu YOSHIDA * and Kunio YOSHIDA **

(Received July 4, 1994)

Phase conjugation via stimulated Brillouin scattering (SBS) is useful to compensate the wavefront distortion due to the thermally induced aberrations and depolarization of solid state laser medium. Principle of phase conjugation by SBS, reflectivities and fidelities of SBS for liquid and gaseous medium are discussed and several applications to compensate aberrations in laser oscillator and MOPA system are described.

Key Words: Optical phase conjugation, Wavefront distortion, Adaptive optics, Stimulated Brillouin scattering (SBS), Laser oscillator/power amplifier configuration

1. ま え が き

近年、多数の光学素子を用いた大型の光学装置において、空気の揺らぎ、温度変化、光学素子の波面収差を補正する方法としてアダプティブ・オプティクス¹⁻³⁾ (adaptive optics)が提案され、活発な研究が行われるようになった。アダプティブ・オプティクスでは、反射鏡やレンズ等の表面形状をアクチュエーターを用いて機械的に制御し、波面の位相を補正する⁴⁾。しかし、これとは全く異なる原理により、伝搬する光波の位相共役波を発生する方法もある。それは、入

射電界が非線形媒質(ガス、液体、固体等)中で誘起する二次あるいは三次の非線形現象により、入射電界の全空間位相を瞬時に反転し、共役波面を発生する方法である。この位相共役効果により、空間波面の形が同じで伝搬方向が完全に逆になった波を発生できる。この特性を利用すれば、レーザー光が光学的に不均質な媒質を伝搬する場合に発生する波面収差を補正できるため、画期的とも言える方法である。この方法は、高出力レーザー増幅器で誘起される波面の乱れの補正やマルチモードファイバー画像処理⁵⁾におけるひずみ補正等への応用が期待され

* 大阪大学レーザー核融合研究センター(〒565 吹田市山田丘2-6)

** 大阪工業大学工学部電子工学科(〒535 大阪市旭区大宮5丁目16-1)

* Institute of Laser Engineering, Osaka University (2-6, Yamada-oka, Suita, Osaka, 565 Japan)

** Department of Electronic Engineering, Osaka Institute of Technology (5-16-1, Ohmiya, Osaka, 535 Japan)

Table I Summary of typical experiments on phase-conjugate wave generation.

10 μm	CO ₂	Pulsed	DFWM	SF ₆	37%, 200kW/cm ² , 2cm	14, 15
		↓		Ge	25%, 10MW/cm ² , 15cm, Intracavity	16
		pulsed		Ge(p-type)	800%, 100MW/cm ² , 3mm	17
		CW	DFWN	SF ₆	~0.19%, 7W/cm ² , 10cm	
5.3 μm	CO	CW	DFWM	InSb	1%, 13mW, T=5°K	19
3.8 μmm	DF	Pulsed	DFWM	Ge	Multi-wavelength NOPC	20
1.315 μm	C ₃ F ₇ I	Pulsed	SBS	SF ₆	30-80%, 0.5m	21
1.06 μm	Nd:YAG	Pulsed	DFWM	SI	180%, 6MW/cm ² , 1mm	22
		↓	SBC	Glass, CS ₂ , CH ₄	10-90%, tapered waveguide	23
			DFWM	Nd:YAG	~0.5%, inverted and intracavity	24
			DFWM	BDN(dye)	600%, 340MW/cm ²	
		Pulsed	FWN	Al-coated glass	10%	26
		Pulsed	FWM	Al-coated glass	10%	26
7948Å	Dye	Pulsed	D6WM	Rb Vapor	0.3%, 2kW/cm ² , 4mm	27
6943Å	Ruby	Pulsed	SBS	CS ₂	10-90%	28
		↓	D6WM	ZnSe	200%, 60MW! ω_B , 2-photon	29
			Saturation	Dye		30
		Pulsed	SBS/FWM	CS ₂	>100%	31
6328Å	HeNe	CW	DFWM	BaTiO ₃	>100%, 1mW, 3mm	
			DFWM	Epoxy Resin	4mW	32
6050Å	Dye	Pulsed	DFWM	DODCI	400%, 500MW/cm ² , thermal grating	33
5890Å	Dye	CW	DFWM	Na Vapor	150%, Narrow band	34
		Pulsed	DFWM	Na Vapor	10 ⁴ %, Narrow band	35
5320Å	Doubled	Pulsed	DFWM	Rthodamine B	~10(alsa 5650A)	
		Pulsed	DFWM	CS ₂	0.2%, 16MW/cm ² , 4mm	36
5100Å	Dye	Pulsed	DFWM	CdS, CdSe Glasses	~1%	
4880Å	Ar ⁺	CW	DFWM	Ruby	~0.2%	37
5145Å		↓	BSO	~1%, slow	Photorefraction	38
			BaTiO ₃	>100%, slow		39
		CW	DFWM	Aerosol	~0.5%, Electrostriction, 6m, d=4 μm	40
4131Å	Kr ⁺⁺	CW	DFWM	LiNbO ₃	Slow	42
3511Å	XeF	Pulsed	SBS/SRS	Alcohol	60-70%	

ている。

このような位相共役波を発生させる物理的過程には、大別すると縮退四光波パラメトリック混合^{6,7)}、三光波混合⁸⁾、誘導散乱⁹⁾、フォトンエコー¹⁰⁾の4つがある。

誘導散乱の中で誘導ブリルアン散乱〔以下SBS: stimulated Brillouin scattering〕による位相共役波については、1972年Zeldovich等によるメタンガスを用いたSBS実験¹¹⁻¹³⁾が最初のものである。反射鏡としてSBSセルを用いて、収

差のある物体を往復させると、位相補正が自動的に行われていることを確認した。それ以後、固体レーザー(YAG, ルビー, ガラス等), エキシマレーザーを中心に波長 $0.24\sim 10\mu\text{m}$ の広範囲にわたって、各種非線形媒質を用いた位相共役波発生実験が行われた。Table I は、位相共役発生に関してこれまで報告されている結果の一部をまとめたものである。

本稿では、位相共役の原理、SBSを用いた位相共役波発生方法、SBSの反射率および忠実度特性について概説し、レーザー発振器や増幅システムを導入して、位相の歪みを補正した結果について紹介する。なお、Yariv⁴³⁾、左貝⁴⁴⁾およびZeldovichら⁴⁵⁾による優れた解説や総合報告があるので参考にしていきたい。

2. 位相共役の原理

非線形光学効果による高次の非線形誘導分極は、電界の複素共役項を含むので高次の誘導分極を利用すると、入射電界の位相を反転させた波、すなわち位相共役波が発生できる。周波数 ω で入射電界 E_1 の単色光が位相歪のみを受けながら、 z 方向に伝搬すると電界は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} E_1(r, t) &= \varphi(r) \exp \{ i(\omega t - kz) \} \\ &= A_1(r) \exp(i\omega t) \end{aligned} \quad (1)$$

長さ Z_0 の非線形媒質との相互作用の結果、 E_1 と逆方向に伝搬する次式で与えられる電磁波が発生する。

$$\begin{aligned} E_2(r, t) &= \varphi(r) \exp \{ i(\omega t + kz) \} \\ &= A_2(r) \exp(i\omega t) \end{aligned} \quad (1)$$

この E_2 は次に示す E_1 の複素共役波

$$\begin{aligned} E_1^*(r, t) &= \varphi^*(r) \exp \{ -i(\omega t - kz) \} \\ &= A_1^*(r) \exp(-i\omega t) \end{aligned} \quad (2)$$

の時間が反転した波である。このため、 $Z < Z_0$ の任意の所での E_2 の振幅の実部 $\text{Re}(A_2(r))$ は、その点で E_1 の振幅の実部 $\text{Re}(A_1(r))$ と等しくなる。すなわち、 E_2 は E_1 が受けた位相歪と逆の

Fig. 1 Comparison of the spatial properties of a phase conjugate mirror and an ordinary mirror.

Fig. 2 Comparison of an ordinary mirror with a phase conjugate mirror.

位相歪を受けながら逆進することになり、出発点の位相歪が全てキャンセルされた無歪光になる。

この時間反転した位相共役は、二次の非線形光学効果である三光波混合や三次の非線形光学効果である四波混合やSBS等により、作ることができる。位相共役波の性質をFig. 1とFig. 2に示す⁴⁶⁾。点光源からの発散光は、通常の反射鏡の場合、スネルの法則に従って反射するので、鏡に到達すると単に光路を折り曲げるだけで、次第に広がりながら伝搬する。一方、位相共役鏡に到達した発散光は、入射光と全く同じ光路を逆進する。次に、反射鏡までの光路中に厚さ l 、屈折率 n のガラスを挿入し、反射鏡に対して垂直入射すると、通常の反射鏡の場合、ガラスを2回通過する反射光の位相は、 $2(n-1)l$ だけ遅れ、波面の歪は2倍になる。これに対して、位相共役鏡で反射された光は、再びガラスを通過すると位相差は打ち消され、出発点では元の位相(波面)になる。すなわち波面は再生される。

3. SBSによる位相共役波

SBSによる位相共役波は、周波数シフトを伴うため、完全な時間反転波とは言えず、空間位相項の反転は完全ではないが、シフト量が僅かであるので伝搬路の分散が小さい場合には、近似的に波面再生が可能となる。この方法はSBSセルを準備するだけで位相共役波を発生できるので実用的である。

ブリルアン散乱は媒質中に生じた音響フォノン(音波)による光の散乱である。媒質中に音波が存在すると、内部エネルギーが音波の粗密により異ると共に、屈折率変化が生じる。この音波のエネルギーが熱エネルギー程度である場合には自然ブリルアン散乱と呼ばれている。しかし、レーザー光のように強い電磁波を入射すると、入射光と散乱光により音波が増幅されて振動分極が発生し、散乱光を励起する。これがSBSである。この密度分布は、音波の波長を周期とする規則的な粗密波と同等であり、入射レーザー光に対して回折格子(ブラッグ反射

体)⁴⁷⁾として作用する。非線形媒質中の干渉効果により発生した過渡的回折格子のパターンは、入射光の時々刻々変化する波面と同じパターンを生成することから、入射光と反射光の波面は共役関係となり、位相共役光が実現される。

波面に乗った運動座標を考えると、反射角 θ はブラッグ反射条件により次式で示される。

$$2\lambda_a \cdot \sin(\theta/2) = \lambda_L \quad (3)$$

ここで λ_a は音波の波長、 λ_L は入射レーザー光の波長、 θ は散乱角である。音波の音速を V とすると散乱光はドップラー効果を受けるので、ブリルアン散乱による周波数シフト量 ω_B は次式で与えられる⁴⁸⁾。

$$\begin{aligned} \omega_B &= \omega_L - \omega_S \\ &= 2\omega_L \left(\frac{nV}{c} \right) \sin \left(\frac{\theta}{2} \right) \\ &= \frac{2nV}{\lambda_L} (\theta = 180^\circ) \end{aligned} \quad (4)$$

ここで ω_L は入射レーザー光周波数、 ω_S は散乱光周波数、 n は媒質の屈折率、 c は光速である。

(4)式からブリルアン散乱の周波数シフトは散乱方向によって異なり、 $\theta = 180$ 度の時最大となる。このとき後方散乱光と入射光とが干渉し、音波を成長させる。音波の成長は後方散乱光の増大をうながし、さらに音波を成長させる。以上のことより、SBSは通常後方散乱光として観測される。

今、音波および、励起レーザー光のスペクトルをローレンツ型として、それぞれのライン幅を $\Delta\nu_B$ 、 $\Delta\nu_L$ とすると、定常状態でのSBS利得係数 g_B は、光吸収に伴う熱的変化の起因を無視すると、次式で示される^{49,50)}。

$$\begin{aligned} g_B &= \frac{2\pi Y^2 \nu_S^2}{nc^3 V \rho \Delta\nu_B} \cdot \frac{\Delta\nu_B}{\Delta\nu_B + \Delta\nu_L} \\ &= \frac{2\pi Y^2 \tau_B}{ncV\rho} \cdot \frac{1}{\lambda_L^2} \end{aligned} \quad (5)$$

ここで ρ は媒質の密度, Y は電歪定数, τ_B は音波の緩和時間, ν_B は散乱周波数である。ここで $\Delta\nu_B \gg \Delta\nu_L$ を仮定した。 Y は媒質の屈折率と次の関係がある。

$$Y_g = n^2 - 1 \quad (\text{ガス}) \quad (6)$$

$$Y_l = (n^2 - 1)(n^2 + 1)/3 \quad (\text{液体}) \quad (7)$$

$$Y_s = n^4 P_{ij} \quad (\text{固体}) \quad (8)$$

ここで P_{ij} は結晶での光弾性定数である。

SBSのライン幅 $\Delta\nu_B$ は媒質の粘性を η とすると次式より求めることができる⁵¹⁾。

$$\Delta\nu_B = \frac{8\pi\eta\nu_s^2}{c^2\rho} = 8\pi\frac{\eta}{\rho}\left(\frac{1}{\lambda_L}\right)^2 \quad (9)$$

散乱周波数 ν_s は励起レーザーの周波数とほぼ同じである。

過渡応答はパラメトリック過程で求めることができる。入射光電界 E_L , 散乱光電界 E_s , および音波の振幅 Q の3波結合式は,

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{c}{n} \cdot \frac{\partial}{\partial z}\right) E_L = -E_s \cdot Q \quad (10)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} - \frac{c}{n} \cdot \frac{\partial}{\partial z}\right) E_s = E_L \cdot Q^* \quad (11)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{1}{\tau_B}\right) Q = \gamma \cdot E_L \cdot E_s^* \quad (12)$$

と表される⁵²⁻⁵⁵⁾。ここで γ は電歪効果による結合定数($\gamma = g_B / \tau_B$)である。

入射レーザー光 E_L , SBS光 E_s および音波の時間変化が求まり, (10)-(12)式を解くことによりSBS光の成長利得が判る。しかし, E_L の変化が小さい領域では(5)式で与えられるSBSの利得係数を用いて増幅利得を求めることができる。

SBSを発生するには, 約100 MW/cm²の入射レーザー光強度が必要であるため, 通常レーザー光はSBSセル中へ集光して用いられる。今, レーザー光は回折限界まで集光できるとすると, その入射強度を I , 相互作用長を L とすると, 後方散乱光の増幅度は $\exp(ILg_B)$ に比例する⁵⁶⁾。SBS過程において媒質の物理的特性で決

まる定数を A とすると, g_B は(5)式より,

$$g_B = \frac{A}{\Delta\nu_B + \Delta\nu_L} \quad (13)$$

$$A = 2\pi Y^2 \tau_B / ncV\rho \lambda_L^2$$

となる⁵⁷⁾。

入射レーザー強度 I は,

$$I = \frac{P}{\pi \left(\frac{a_0}{2}\right)^2} \quad (14)$$

で表される。 P は入射レーザーパワー, a_0 はレンズで集光した時のレーザーの回折限界スポット径であり, $a_0 = 2.44 \lambda_L F$ である。 F はレンズの開口数である。

また, 相互作用長 L は1レーリー長で定義すると次式で表される。

$$L = 4 \lambda_L F^2 \quad (15)$$

増幅度 G を(13)-(15)式から求めると

$$G \cong \frac{0.86AP}{\lambda_L(\Delta\nu_B + \Delta\nu_L)} \quad (16)$$

となる。(16)式から増幅度 G は入射パワー P と媒質の物理定数 A に比例し, 励起レーザーのライン幅 $\Delta\nu_L$, 音波モードのライン幅 $\Delta\nu_B$ および励起波長 λ_L に反比例することがわかる。したがって, 励起波長が短く, ライン幅が狭い(単一縦モード)ほど増幅度 G は大きくなる。ただし, $\Delta\nu_L$ が $\Delta\nu_B$ より小さい場合は, 音波のライン幅によって決定される。

増幅度 G の増加は, 位相共役鏡としての反射しきい値を減少させ, 高い反射率を得る上で重要である。位相共役鏡の反射率を高くするためには, (1)利得係数の高い媒質の選択, (2)励起レーザー光強度の増大, (3)相互作用長の増加が考えられる。

高反射率, 低しきい値を得るためには利得係数の高い媒質の選択が重要となるが, 励起レーザー波長で吸収が小さく, レーザーブレイクダウンしきい値が高く, かつSRS(誘導ラマン散

Table II SBS properties in various material at the steady-state.

	Substance	Gain Coefficient (cm/GW)	Relaxation Time (ns)	Brillouin Shift (MHz)
Liquid	CCl ₄	4-6	0.6	2772
	TiCl ₄	14	1.5	3070
	(CH ₃) ₂ CO	19	2.7	2987
	CS ₂	80	6.4	3761
Gas	Xe (40 atm)	44	52	330
	SF ₆ (22 atm)	17	33	240
	C ₂ F ₆ (27 atm)	20	13	180
	CH ₄ (140 atm)	62	22	830

乱)利得係数の低い媒質を選択することも重要である。また、レーザー光強度や相互作用長を大きくする方法として、媒質の導波路化が有効である。

4. 位相共役鏡の基礎実験

4.1 媒質利得係数と緩和時間

Table II に波長1 μm での代表的なSBS媒質(ガス、液体)の主要な物性値を示す。液体の場合、CS₂では $g_B=60\text{cm/GW}$ の時 $\tau_B=4.6\text{ ns}$ であるのに対し、CCl₄は $g_B=6\text{ cm/GW}$ で $\tau_B=0.5\text{ ns}$ となる。

一方、ガス媒質の g_B 、 τ_B は密度 ρ に依存する。ガス圧力を高くすると密度が増加し、 g_B と τ_B は大きくなる。Xeガスの場合、圧力10 atmの時、 $g_B=3\text{ cm/GW}$ 、 $\tau_B=4.6\text{ ns}$ であるが、圧力40 atmでは $g_B=44\text{ cm/GW}$ 、 $\tau_B=52\text{ ns}$ と高くなる。

各種液体およびガスにおいて、媒質の音波緩和時間の10~20倍のレーザーパルス幅で測定した反射しきい値パワー(kW)と利得係数の関係をFig. 3に示す。SBSの反射しきい値エネルギーを E_{th} (または反射しきい値パワー W_{th})とすると、

$$g_B \cdot E_{th} = \text{const.} \quad (17)$$

の関係式が成り立つ。利得係数 g_B の大きい媒質ほど反射しきい値 E_{th} は低くなる。

SBS媒質としてガスと液体を比較すると、ガス媒質で高いSBS利得を得るには、高圧力にす

Fig. 3 Relation between SBS threshold energy and gain coefficient for various materials.

る必要がある。また、緩和時間 τ_B はガス圧力に依存して長くなるため、短パルスの位相共役波の発生には適さない。ガスに比べ液体は取り扱いが簡単で、比較的高いSBS利得があり、緩和時間が0.6~6 nsと短いため短パルスの位相共役波の発生に適している。

4.2 SBS反射率

4.2.1 ガス媒質

CH₄を封入した位相共役鏡にQスイッチYAGレーザー(パルス幅25 ns)を入射させた場合、ガス圧力 P をパラメーターとして入射エネルギーと反射率の関係をFig. 4に示す^{58,59)}。集光用レンズの焦点距離 f は150 mmとした。 $P=10\text{ atm}$ での反射しきい値は約75 mJ、 $P=20\text{ atm}$ では約25 mJまで低下した。最大圧力90

Fig. 4 Relation between the input energy and reflectivity of phase conjugate mirror at various CH_4 gas pressures.

atmの場合、反射しきい値約2 mJ, 最大反射率約85%が入力100 mJで得られた。

他のSBS媒質としては、 Xe ⁶⁰⁾, SF_6 ⁶¹⁾, N_2 等が良く使用される。 Xe は低圧力でも高い利得係数があり、ガス圧力40 atmでの利得係数は約44 cm/GWと高く、圧力約90 atmの CH_4 のとはほぼ同値である。しかしながら、入射レーザー強度が1~2 GW/cm² (波長1 μm , 25 ns)以上ではレーザーブレイクダウンが発生し、入射レーザーエネルギーが制限される。一方、 SF_6 は Xe と同じように高いSBS利得係数をもつが、室温での飽和蒸気圧力が約22 atmであるため、封入圧力が制限される。封入圧力22 atmの時、入射エネルギー120 mJにおいて最大反射率約90%が得られている⁶²⁾。また、入射レーザー強度を増加すると集光点より前方で高い反射が得られるため、入射レーザー強度約50 GW/cm² (波長1 μm , 25 ns)以上でないとレーザーブレイクダウンが発生しない。このため、高強度でのレーザー使用に適している。

Fig. 5 Relation between the input energy and reflectivity of a phase conjugate mirror for various materials.

4.2.2 液体

液体はガスに比べ取り扱いが容易であるため、液体をガラス容器に封入するだけで簡単にSBS位相共役鏡として使用できる。

代表的な各種液体のSBS反射率の入力エネルギー依存性(波長1 μm , パルス幅25 ns)をFig. 5に示す。 CS_2 は利得係数 g_B が60~80 cm/GWとSBS液体媒質中で最も大きく、反射しきい値は約0.6 mJ(26 kW)である。しかし、入射エネルギーが約15 mJ以上では反射率が低下した。このエネルギーでの反射率の低下は、波長1 μm での吸収による媒質の擾乱とレーザーブレイクダウンによるものと考えられる。このため、 CS_2 は低エネルギー領域では有効な液体であるが、高エネルギーでの使用には不向きである。

一方、四塩化化合物⁶³⁾やフロン等は波長1 μm での吸収係数が 10^{-3} ~ 10^{-4} cm⁻¹と非常に小さいことから高平均出力レーザーに使用できる可能性がある。QスイッチYAGレーザー(繰返し数20 Hz, 最大入射エネルギー1.1 J)を用いて、

Fig. 6 Phase conjugate mirror reflectivity dependence on the incident energy at SBS in (a)CCl₄, (b)PCl₄, (c)SnCl₄ and (d)Freon 113.

CCl₄, PCl₄, SnCl₄⁶⁴⁾, Freon 113の液体について、入射パワー比(W/W_{th} =入射パワー/しきい値パワー)を変えて測定した反射率特性をFig. 6に示す⁶⁵⁾。SnCl₄およびFreon 113は低吸収で、レーザーブレイクダウン強度が高いことから、平均入射パワー20 W以上でそれぞれ最大反射率92 %, 85 %が得られている。CCl₄は、不純物混入のためブレイクダウンしきい値が低く、繰返し照射すると化学変化により、吸収が大幅に増加するため、反射率に変動が生じる。このような欠点はあるが、CCl₄は緩和時間が0.6 nsであり液体媒質の中でも短いため、短パルス励

起用やパルス圧縮用として使用されている。

アセトンやヘキサン等は利得係数 g_B が高いことから、単一ショットでは有効であるが、繰返し動作では吸収による熱的影響により、反射率と忠実度の変動⁶⁶⁾が大きくなり使用できない。忠実度については、4.3で述べる。

4.3 位相共役波発生の忠実度(fidelity)

実用的見地から、反射率と同様に位相共役鏡からの反射波面は、入射光のビーム性能をどれだけ再生できるか(以下忠実度)は、SBS位相共役鏡の特性上、最も重要なパラメーターである。

Fig. 7 Far-field fidelity of a single-mode pump beam focused into N_2 at 150 atm.

SBS忠実度が低下する原因には(1)媒質内での入射レーザー光の自己集束, (2)集光による媒質のブレイクダウン, (3)SRSとの競合, (4)励起光による吸収等が考えられる。特に波長 $1 \mu m$ の高繰返しレーザーで使用する場合, CH_4 やアセトン等は, 励起光の吸収によってSBS相互作用領域が局部的に加熱され, 回折格子形成に悪影響を与えるため, 忠実度は低下する。吸収媒質の忠実度を改善するには, セル長(相互作用長)を短くし, 液体の循環を行う方法が有効である⁶⁶⁾。

しかしながら, 上記の原因が根本的理由でない N_2 ガスにおいても忠実度低下が観測された。Fig. 7は, 励起レーザーとしてQスイッチYAGレーザー(5 Hz)を用い, N_2 (150 atm)について励起エネルギーに対する忠実度の変化を測定したものである⁶⁷⁾。忠実度はSBS反射エネルギーの一部を長焦点レンズで集光し, 焦点に置かれたピンホール(レンズの回折限界径)を通過するエネルギー透過率から求めた。励起エネルギーが0.1 J以上でも反射率には顕著な変動がみられないが, 忠実度は大きく変動している。この変動は, いくつかのSBSのノイズ源からただ一つの共役モードを選択的に増幅することが機能しなくなり, いくつかのモードが同時に発生したためと考えられる。一方, Fig. 8はFreon 113を用い, 繰返し数(a)5Hz, (b)50Hzで, 入射エネルギーを変えて忠実度変化を調べたものであ

(a) 5Hz

(b) 50Hz

Fig. 8 SBS phase-conjugation fidelity as a function of input energy in liquid Freon 113 at (a)5Hz and (b)50Hz.

る⁶⁸⁾。5 Hz動作では, しきい値エネルギーの50倍まで忠実度変動は観測されないが, 50 Hz動作では大きな変動が見られる。これはSBS媒質自身による変動ではなく, 増幅用レーザー媒質自身の熱歪が50 Hz動作では大きすぎるためである。レーザー媒質の熱歪みを軽減し, SBS媒質への平均励起パワーを減少させることにより, 100Hz動作でも安定な忠実度が得られている⁶⁹⁾。

Daneらはレーザーパルスの立上り時間と共役忠実度の関係を調べた⁷⁰⁾。Fig. 9に実験配置

Fig. 9 Experimental layout in SBS phase conjugation fidelity.

Fig. 10 Experimentally measured reflectivity and fidelity versus input energy with a 90 atm. N_2 cell. Measurements were made for (a) a slow rising time and (b) a fast rising time.

図を示す。単一モードNd:YLFQスイッチレーザーを $f=125$ mmのレンズで集光し、SBSセル(N_2 : 90 atm)からの反射エネルギー E_2 と入射エネルギー E_1 の比から反射率を、反射エネルギーの一部を $f=2$ mレンズで集光し、焦点に置かれたピンホールの透過率から忠実度を求めた。Fig. 10の左図は立上り8nsのガウス形QスイッチパルスをSBSセルへ入射した場合で、右図は高速の電気光学シャッターでパルス整形を行い、立上り時間約3nsのパルスを入射した場合で、反射率はパルス立上り時間にあまり依存しないが、忠実度はパルス立上り時間が速くなると大幅に変動することが明らかになった。 CCl_4 では立上りの速いパルスを用いても忠実度に変動が見られないことから、SBS媒質の緩

和時間 $\tau_B(CCl_4: 0.6$ ns, $N_2: 16$ ns)より速い立上りパルスを用いると利得がセルの広範囲にわたり、独立してしきい値を越えるため、ノイズモードが増幅され忠実度は低下したものと考えられる。このため、使用レーザーの立上り時間より速い緩和時間のSBS媒質を選択することが重要である。

5. 波面補正基礎実験と応用

5.1 波面補正基礎実験

SBS後方散乱を利用した位相共役鏡による波面歪みの補正は CH_4 ⁷¹⁾や CS_2 ⁷²⁻⁷⁴⁾を導波路内に封じたセルを用いて観測された。たとえば、Wangらは TEM_{00} モードのQスイッチレーザー光を内径2.5 mm、長さ1 mの CS_2 導波路に入射してSBSによる波面補正を確認した。その結果をFig. 11に示す。ビーム発散角0.44 mradのレーザー光をアベレーターを挿入して収差をつけ、約6.6 mradにひろげて入射した。 CS_2 位相共役鏡により、入射レーザーのビーム発散角約0.44 mradにまで補償再生されている。導波路の代りに短焦点距離のレンズを用いても低次モードのみが散乱されるため、忠実度で90%以上補償可能であることが報告されている⁷⁵⁾。筆者らは、光路中にアベレーターを挿入して通常の反射鏡で反射させた場合と90 atmの CH_4 セルに $f=100$ mmの単レンズで集光し、SBS位相共役鏡で反射させた場合のビーム発散

Fig. 11 Measured beam divergences of ordinal, aberrated, and corrected beams, and far field patterns.

角を比較した。通常の反射鏡を用いたとき、ビーム発散角は3.9 mradであったが、位相共役鏡からの反射光のビーム発散角はアベレーターの無い場合とほぼ同値の0.7 mradとなり、位相共役性を確認した⁷⁶⁾。最近のSBS位相共役実験では特別な場合を除き、単レンズの使用が一般的である。

5.2 光共振器への応用

通常の固体レーザー共振器では、励起によってレーザー媒質の熱膨張や屈折率変化が誘起され、熱レンズ効果や複屈折等の現象が発生する。このような収差を補償する手段として、レーザー共振器の一方の鏡に位相共役鏡を用い、ビーム発散角を改善することが可能である。位相共役鏡付光共振器は共振器内に収差が発生しても光が共振器を往復する間に位相補正が自動的にできる。また、共振器の縦モードは共振器長に依存せず⁷⁷⁾、横モードはTEM₀₀モードである⁷⁸⁾。

4光波混合による位相共役鏡をレーザー出力鏡として使用した共振器構成図をFig. 12に示す。励起光 $\langle E_{//} \rangle$ は図の下部より偏光子 P_1 を通りSBS媒質 $\chi_{NL}^{(3)}$ へ入射される。透過光は偏光子 P_3 を透過した後、反射鏡 M_1 で反射され再びSBS媒質に入射する。この2方向励起により位相共役鏡を構成する。レーザー共振器は全反射鏡 M_R (100%)と位相共役鏡の間で構成され、レーザー出力は偏光子 P_1 の反射を利用して偏光子 P_2 より取り出される。

Fig. 12の共振器では励起光が必要であり、共振器構成が複雑である。Fig. 13には自己励起型位相共役鏡付共振器の構成図を示す^{79,80)}。Qスイッチ発振を行うと最初は低反射率鏡(R4%, 8%)と出力鏡を共振器としてパルスが立ち上がるが、強度が強くなるとSBSセルの反射率が上がり、高反射鏡として作用する。最終的にはSBS位相共役鏡と出力鏡の間で共振器を構成する。Fig. 14は平行板反射率4%, 出力鏡反射率20%の時、各種液体の位相共役鏡と通常的全反射鏡の単一ショットでのQスイッチYAG

Fig. 12 Schematic diagram of the experimental phase-conjugation mirror.

Fig. 13 Q-switched Nd:YAG oscillator using a phase-conjugation mirror.

Fig. 14 Dependence of output energy on pumping for HR mirror and three SBS media(TiCl₄, GeCl₄ and acetone)

Fig. 15 Scheme of a laser oscillator with an SBS cell and an auxiliary start-up resonator.

レーザーの入出力特性を示す。TiCl₄は使用した液体中最も大きい出力が得られた。高繰り返し動作(最大40 Hz)において、通常の全反射鏡を用いた場合、YAGの熱レンズ効果および複屈折増加のため、出力は励起入力とともに徐々に低下したが、SBS(TiCl₄, GeCl₄)位相共役鏡を用いた時、出力低下は僅かであり、回折限界に近いビーム性能が得られた。

Fig. 15はSBSセルによる受動QスイッチYAG発振器構成を示す⁸¹⁾。この構成においては、Qスイッチ素子と位相共役鏡の二つの光学素子を一つのSBSセルで行うため、構成が簡単であるにも拘らず、高出力ビームを得ることが

できる。この方式では出力エネルギー300 mJ (TEM₀₀モード, パルス幅15 ns), 平均出力10 W(繰返し数45 Hz)であり, 出力安定度は3%が得られている。簡単な構成で高性能Qスイッチ発振器が実現できるため, SBSを用いたQスイッチ発振器として非常に有望である。

5.3 増幅器の波面補償

光共振器と同様に、固体レーザー多段増幅(MOPA)システムを高繰り返し動作すると励起光吸収により、媒質の熱レンズ効果や複屈折(偏光解消)が発生し、ビーム性能が大幅に低下する。このため、増幅器中で発生した波面収差を位相共役鏡により補正する方法が研究されている。

Fig. 16はQスイッチYAG発振器と増幅器システムに位相共役鏡を導入した例である⁸²⁾。発振器よりの10 mJ, TEM₀₀モードの出力光は、2段のYAG増幅器で増幅された後、位相共役鏡(CH₄, 92 atm.)で反射され、再び同一光路を逆進して増幅される。このダブルパス増幅後の出力はλ/4板と偏光子の組み合わせで取り出される。位相共役鏡では反射光は入射光と同じ光路

Fig. 16 Phase-conjugation Nd:YAG oscillator-amplifier system.

Fig. 17 Experimental arrangement to correct for birefringence by using SBS phase-conjugation according to the Basov method.

を逆進するので、光軸調整は不要であり、媒質の熱レンズ効果はほぼ完全に補償されるため、回折限界に近いビーム性能で出力エネルギー850 mJ(10 Hz)が得られている。同様の実験配置でマルチ縦モードQスイッチYAGレーザーを用いて、回折限界の1.5倍、出力エネルギー750 mJ(30 Hz)が得られている⁸³⁾。

しかしながら、増幅器への励起入力が増加すると $\lambda/4$ 板と位相共役鏡の組み合わせだけでは、複屈折効果は十分補償できなくなる。このため、同一増幅媒質の間に90°施光板やファラデー回転子などの偏光補償素子を導入し、位相共役鏡と組み合わせたシステムが採用されている。Fig. 17に位相共役鏡を用いた複屈折補償システム図(バゾフ法)を示す⁸⁴⁾。増幅媒質の複屈折によって偏光度が低下したレーザー光は、偏光子でPとS成分に分離した後、P偏光成分は90度施光板でS偏光にした後、元のS偏光ビームと共に一つの単レンズによってSBSセルに集光する。Fig. 18はバゾフ法の有無による偏光消光比を比較した結果である⁸⁵⁾。消光比 $\geq 50:1$ の

Fig. 18 Output energy of a pulse train resolved into two orthogonal polarizations. (a) Uncompensated case, (b) result obtained from the Basov scheme.

Fig. 19 Schematic representation of the regenerative amplifier architecture incorporating SBS wavefront correction.

Fig. 20 Phase-conjugation master oscillator power amplifier laser architecture.

入射レーザーに対し、バゾフ法を用いない時、消光比は3:1まで低下したが、バゾフ法を用いると消光比は8:1まで改善された。また、同様の実験配置でSBSセルを導波路化することにより、消光比は13:1まで改善された⁸⁶⁾。

位相共役鏡を高平均出力固体レーザーに採用した一例をFig. 19に示す⁸⁷⁾。ランプ励起Nd:ガラスグザグスラプレーザー増幅器とCCl₄位相共役鏡を用い、偏光フリップにより自動的に動作する8パス増幅システムを構成し、波長1.05 μm で平均出力29 J $\times$ 4 Hz = 116 W(パルス幅10-100 ns)、回折限界の1.25倍のビーム発散角が得られた。このレーザーはX線リソグラフィに应用されている。

Fig. 20は高輝度LD励起固体レーザーシステム(MOPA)に位相共役鏡を採用した例である⁸⁸⁾。Freon 113を位相共役鏡に用い、平均出力1 J $\times$ 1 kHz = 1 kW、回折限界の1.3倍のビー

Fig. 21 An application of phase-conjugation to real-time, adaptive optical/pointing and tracking systems such as laser fusion.

ムを得ている。LD励起による媒質の熱負荷の軽減と位相共役鏡の信頼性(忠実度)の向上により、回折限界に近い高品質ビームが高平均出力で実現出来るようになったことは注目される。

5.4 自動集光作用

レーザー核融合や光リソグラフィーでは、レーザー光を小さいスポット径に集光する必要がある。増幅器媒質や光学素子の波面収差等による集光性能の低下を位相共役鏡で補正する方法が考えられている。これにより、複雑なビーム調整や高精度光学部品、高度な集光技術等に対する要請を大幅に緩和できる。

Fig. 21に位相共役鏡を用いたビーム照射の原理図を示す^{89,90)}。弱いレーザー光を燃料ターゲットに照射する。ターゲットで反射された光はシード光となって、各ビームの増幅器で増幅された後、位相共役鏡に入射する。レーザー光は位相共役鏡で反射された後、再び増幅されな

がら多数の光学部品の波面収差を補正し、燃料ターゲットに集光される。

6. まとめ

SBSによる位相共役波の発生原理および方法とその応用について述べた。この方法は単一縦モード(スペクトル幅が狭い方がよい)のコヒーレントレーザーパルスと非線形媒質の選択により容易に90%以上の反射率が得られる。位相共役鏡はレーザー装置に使用されている低品質の光学部品あるいはレーザー媒質で発生した波面歪みを補正できるため、高平均出力Qスイッチ固体レーザーを用いたSBS反射率と忠実度の研究開発が進んだ。その結果、レーザーシステムに位相共役鏡を導入することによって、回折限界に近いビーム性能で、約1kWの出力が得られるようになった。

今後、位相共役鏡の反射しきい値を低減し、加工用レーザーへの導入を図ることや励起強度の増加に伴う反射率、忠実度の低下を防ぎ、高ピーク出力レーザーへの適用を考えることが重要な課題である。これらの問題が解決できれば、位相共役鏡はレーザー技術において“魔法の鏡”となることであろう。

謝辞

本論文の作成にあたり詳細にわたる御指導、御助言を賜りました大阪大学レーザー核融合研究センター山中龍彦教授、藤田尚徳助教授に深く感謝致します。

参 考 文 献

- 1) R. C. Hansen: IEEE Trans. on Antennas and Propagation AP-12 (1964) 140.
- 2) J. E. Pearson et al: Appl. Opt. 15 (1976) 611.
- 3) J. Opt. Soc. Am. 67 (1977) No.3 (special issue on adaptive optics).
- 4) J. T. Salmon et al: in technical Digest of CLEO'92, paper CThC4 (1992).
- 5) A. Yariv: Phys. Lett. 28 (1976) 88; J. Opt. Soc. Am. 66 (1976) 301.
- 6) R. W. Hellwath: J. Opt. Soc. Am. 67 (1977) 1.
- 7) D. M. Bloom and G. C. Bjorkund: Appl. Phys.

- Lett. 31 (1977) 49.
- 8) A. Yariv: Opt. Commun. 21 (1977) 49.
 - 9) V. Wang and C. R. Giuliano: Opt. Lett. 2 (1978) 4.
 - 10) C. V. Heer and P. F. McManamon: Opt. Commun. 23 (1977) 49.
 - 11) B. Y. Zeldovich et al: Sov. Phys.-DTP Lett. 15 (1972) 109.
 - 12) B. Y. Zeldovich and V. V. Shunov: Sov. J. Quantum Electron. 8 (1978) 15.
 - 13) ibid: Sov.-JETP 48 (1978) 214.
 - 14) D. C. Lind et al: Appl. Phys. Lett. 34 (1979) 457.
 - 15) R. C. Steel et al: Phys. Rev. A23 (1980) 251.
 - 16) E. E. Bergmann et al: Opt. Lett. 3 (1978) 82.
 - 17) A. L. Smirl et al: Opt. Commun. 3 (1980) 463.
 - 18) P. Aubourg et al: Opt. Lett. 6 (1981) 383.
 - 19) D. A. B. Miller et al: Opt. Commun. 32 (1980) 478.
 - 20) D. Depatie and D. Hauseisen: Opt. Lett. 5 (1980) 252.
 - 21) N. F. Pilipetskii et al: Sov. J. Quantum Electron. 9 (1979) 455.
 - 22) R. K. Jain et al: Appl. Phys. Lett. 35 (1979) 454.
 - 23) D. T. Hon: J. Opt. Soc. Am. 70 (1980) 635.
 - 24) A. Tomita: Appl. Phys. Lett. 34 (1979) 463.
 - 25) E. I. Moses and F. Y. Wu: Opt. Lett. 5 (1980) 300.
 - 26) O. L. Kulikov et al: J. E. T. P. Lett. 31 (1980) 345.
 - 27) D. Grischkowsky et al: Appl. Phys. Lett. 33 (1978) 805.
 - 28) O. Y. Nosach et al: J. E. T. P. Lett. 16 (1972) 435.
 - 29) A. Borshch et al: Opt. Commun. 35 (1980) 287.
 - 30) E. V. Ivakin et al: J. E. T. P. Lett. 30 (1979) 613.
 - 31) N. F. Andreev et al: J. E. T. P. Lett. 32 (1980) 625.
 - 32) A. A. Golubtsov et al: Sov. J. Quantum Electron. 11 (1981) 402.
 - 33) J. O. Tocho et al: Opt. Commun. 34 (1980) 122.
 - 34) R. C. Lind et al: Opt. Lett. 6 (1981) 554.
 - 35) D. M. Bloom et al: Opt. Lett. 2 (1978) 58.
 - 36) V. G. Koptev et al: J. E. T. P. Lett. 28 (1979) 434.
 - 37) P. F. Liano et al: Opt. Lett. 3 (1978) 4.
 - 38) J. P. Huignard et al: Opt. Lett. 4 (1979) 21.
 - 39) J. Feinberg et al: Opt. Lett. 5 (1980) 519.
 - 40) R. W. Smith et al: Opt. Lett. 6 (1981) 284.
 - 41) O. V. Garibyan et al: Opt. Commun. 38 (1981) 67.
 - 42) M. D. Levenson et al: Opt. Lett. 5 (1980) 182.
 - 43) A. Yariv: IEEE J. Quantum Electron. QE-14 (1978) 650.
 - 44) 左貝潤一：位相共役光学，東海大学出版 (1990).
 - 45) Zeldovich: Principles of phase conjugation, Vol. 142. Springer Verlag (1985).
 - 46) D. M. Pepper: Opt. Eng. 21 (1982) 156.
 - 47) 宅間宏：量子エレクトロニクス入門，培風館 (1972).
 - 48) D. Poul and W. Kaiser: Phys. Rev. B4 (1970) 31.
 - 49) W. Kaiser et al: Laser Handbook Vol. 2, North Holland (1972).
 - 50) B. Y. Zeldovich et al: *Principles of phase conjugation* 142 Springer Verlag (1985).
 - 51) O. L. Bourne et al: Appl. Phys. B36 (1985) 181.
 - 52) M. Born and E. Wolf: *Principle optics* 6th ed 593, Pergamon Press Oxford (1980).
 - 53) W. Rother: Z. Naturf. 250 (1970) 1120.
 - 54) レーザー学会編：レーザーハンドブック，オーム社 (1982) 156.
 - 55) W. Kaiser and M. Maier: Laser Handbook Vol. 2 (1972).
 - 56) A. Z. Grasyuk et al: JEP. Lett. 16 (1972) 166.
 - 57) O. L. Bourne et al: Appl. Phys. B36 (1985) 181.
 - 58) 吉田国雄，吉田英次：レーザー研究 21 (1993) 832.
 - 59) 吉田国雄，吉田英次：光学コンタクト 29 (1991) 11.
 - 60) Y. V. Dolgoplov et al: Sov. Phys. JETP. 49 (1979) 458.
 - 61) S. B. Kormer et al: Sov. Phys. Tech. Phys. 25 (1980) 757.
 - 62) A. Kummrow et al: Opt. Commun. 83 (1991) 342.
 - 63) V. M. Volynkin et al: Sov. J. Quantum Electron. 15 (1985) 1641.
 - 64) S. T. Amimoto et al: Opt. Lett. 16 (1991) 1382.
 - 65) N. F. Andreev et al: IEEE Quantum Electron. 28 (1992) 330.
 - 66) 吉田英次他：第40回応用物理学関係連合講演会，31pZ16 (1993).
 - 67) J. J. Ottusch and D. A. Rockwell: Opt. Lett. 16 (1991) 369.

- 68) R. S. Pierre et al: CLEO'92 Technical Digest CTuN3 (1992) 180.
- 69) R. S. Pierre et al: CLEO'93 Technical Digest CWI3 (1993) 274.
- 70) C. B. Dane et al: Opt. Lett. 17 (1992) 1271.
- 71) B. Y. Zeldovich et al: Sov. Phys. -DTP Lett. 15 (1972) 109.
- 72) B. Y. Zeldovich et al: Sov. J. Quantum Electron. 8 (1978) 1021.
- 73) V. Wang et al: Opt. Lett. 2 (1978) 4.
- 74) V. N. Blashuk et al: Opt. Commun. 27 (1978) 137.
- 75) R. Mays Jr et al: Opt. Commun. 27 (1978) 89.
- 76) 吉田英次他：第50回応用物理学会学術講演会 (1989).
- 77) C. R. Giuliano: Phys. Today 34 (1981) 27.
- 78) J. A. Yeung et al: IEEE J. Quantum Electron. QE-15 (1979) 1180.
- 79) B. I. Denker et al: Sov. J. Quantum Electron. 20 (1990) 770.
- 80) 吉田国雄, 吉田英次：レーザー研究 21 (1993) 832.
- 81) H. I. Eichler et al: Appl. Opt. 31 (1992) 5038.
- 82) D. A. Rockwell and H. W. Bruesselbach: CLEO 86 Technical Digest MD1 (1986).
- 83) 吉田英次他：第54回応用物理学会学術講演会, 29pD10 (1993).
- 84) N. G. Basov et al: JETP Lett. 28 (1978) 197.
- 85) D. A. Rockwell and D. S. Sumida: Proc. SPIE 739 (1987) 2.
- 86) I. D. Carr and D. C. Hanna: Opt. Commun. 62 (1987) 396.
- 87) C. B. Dane et al: CLEO '93 Technical Digest CWI1 (1993) 274.
- 88) H. Injeyan et al: CLEO '94 Technical Digest CTuC1 (1994) 281.
- 89) D. M. Pepper: Opt. Eng. 21 (1982) 156.
- 90) T. R. Omera: Opt. Eng. 21 (1982) 243.