

平成15年度 石田（實）記念財団研究発表会資料

光波長変換の高効率化とその応用に関する研究

上杉 直

東北工業大学通信工学科

仙台市太白区八木山香澄町35-1

電子メール：uesugi@tohtech.ac.jp

1. はじめに

光ファイバ通信技術は、広帯域性、低損失性等の優れた特徴を有している事から、現在、日本を初め世界各国において I T (Information Technology) 時代に向けて広帯域光通信ネットワーク網の整備が図られつつある。大都市間の基幹回線網では、既に、10Gbps の超大容量の光ファイバ通信方式が商用に用いられており、さらに、40Gbps の超超大容量通信の導入も検討されている⁽¹⁾。また、光波の広帯域性を生かした波長多重光伝送方式の研究開発も進展しており、実験室的には一本の光ファイバで 1Tbps の情報伝送が可能な状況にある⁽²⁾。一方、加入者回線網の整備も、インターネットの急速な普及を受けて、現在、どこでも、いつでも、どんな情報でも流通が可能なユビキタス社会の実現を目指し、事業所は勿論、FTTH (Fiber to the Home) の方針のもとに各家庭にまで広帯域光ファイバ通信網の拡大が進められている。

一方、光ファイバ通信技術の更なる高度化に向けて光波長多重技術を積極的に用いたフォトニックネットワーク構築が提案されている⁽³⁾。現在の光通信技術では、光信号は主として、情報通信ネットワークにおける二地点間の伝送に用いられていた。即ち、光ファイバにより伝送された光信号は受信部において電気信号に変換され、その後、再び光信号に変換されて最終目的地まで伝送されている。しかしながら、光電変換の速度は電子素子の物理的制限により高々数十 Gbps の処理に制限される。この速度制限を克服するために、フォトニックネットワークでは、高速光信号を電気信号に変換せずに波長に対応したネットワークの経路選択 (ルーティング) を行う、さらに、別のネットワークに別の波長に変換後に伝送するなどを実現し、電気信号処理による伝送速度のボトルネックを出来る限り減少させることを狙っている。フォトニックネットワーク実現には、波長多重された光信号相互の高効率波長変換技術の開発が重要な研究課題となっている。

また、レーザの発振波長はレーザ媒質のエネルギー準位構造により決定されるが波長変換技術を用いることにより、幅広い波長域におけるコヒーレント光の実現が可能になる。半導体レーザの第二高調波光は CD、DVD の光源⁽⁴⁾として用いられている他、THz 波発生⁽⁵⁾や紫外領域コヒーレント光発生を用いた新しい波長帯の光波による各種計測応用等にも波長変換技術が利用されつつある。

このように、波長変換技術は超短光パルス発生技術、高出力化技術などの近年のレーザ技術の進展と相俟って、種々の光応用分野において重要になっている。本報告はフォトニック通信技術への応用を目的として進めてきた光波長変換技術に関するもので、波長変換の基本原理である非線形光学について簡単に概説した後、主として二次の非線形光学効果を利用した波長変換技術について

の研究内容を述べる。

2. 光と物質の非線形相互作用による波長変換

2-1 非線形分極と波長変換

光波が物質に入射すると分極 \mathbf{P} が誘起され、光波の電界強度が強い場合には、物質は非線形応答をし、その分極 \mathbf{P} は入射電界を \mathbf{E} とすると、

$$\mathbf{P} = \chi^{(1)} : \mathbf{E} + \chi^{(2)} : \mathbf{E}\mathbf{E} + \chi^{(3)} : \mathbf{E}\mathbf{E}\mathbf{E} + \dots \quad (1)$$

と電界のべき乗により表される⁽⁶⁾。第一項は線形分極であり、第二項より高次の項が非線形分極に対応する。 $\chi^{(2)}$ 、 $\chi^{(3)}$ はそれぞれ二次、三次の非線形感受率と呼ばれ、三階、四階のテンソル量である。そのテンソル成分は物質により異なる。光波長変換ではこの二次、三次の非線形分極により発現する入射光と異なる角周波数の光波を効率良く発生させることが重要となる。

二次の非線形感受率を有する誘電体結晶に角周波数が ω_1 、 ω_2 の二光波が入射すると、角周波数 ω_3 ($=\omega_1 \pm \omega_2$) の非線形分極 $\mathbf{P}(\omega_3)$

$$\mathbf{P}(\omega_3) = \chi^{(2)} : \mathbf{E}(\omega_1) \mathbf{E}(\omega_2) \quad (2)$$

が誘起される。この二次の非線形分極から発生する波長変換現象として、

- ・ 第二高調波発生 ($\omega_1 = \omega_2$ 、 $\omega_3 = 2\omega_1$)
- ・ 和・差周波発生 ($\omega_3 = \omega_1 \pm \omega_2$)
- ・ パラメトリック増幅 (差周波発生と同じ角周波数関係)

がある。即ち、入射二光波の角周波数の和・差の角周波数を持つ光波が新たに発生することになる。例えば、光通信で用いられている波長 $1.3 \mu\text{m}$ と $1.55 \mu\text{m}$ の光波を入射すると、波長 $0.71 \mu\text{m}$ の和周波光が発生し、また、波長 $0.71 \mu\text{m}$ の光波と波長 $1.3 \mu\text{m}$ の光波を入射すると $1.55 \mu\text{m}$ の差周波光が発生する。ここでは、次章以下で実験結果の詳細を述べる第二高調波発生について詳述する。第二高調波発生では、2) 式において $\omega_1 = \omega_2$ とし、非線形分極 \mathbf{P} を光波の伝搬を表す Maxwell の波動方程式に代入することにより、入射波 (基本波光と呼ぶ) と第二高調波が相互に結合した状態における結晶中の伝搬を記述できる。基本波光から第二高調波光への変換が小さい時には、この非線形結合方程式は簡単化され、基本波、第二高調波の電界を $\mathbf{E}_1, \mathbf{E}_2$ とし、吸収損を無視すると、第二高調波電界の伝搬に伴う変化は、

$$\frac{dE_2}{dz} = -j\omega_1 \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} d[E_1(z)]^2 \exp(j\Delta kz) \quad (3)$$

$$\Delta k = k_2 - 2k_1$$

と表せる⁽⁷⁾。ここで、 ω_1 は基本波光の角周波数、 μ 、 ε は透磁率、誘電率であり、 k_1 、 k_2 は基本波、第二高調波の波数である。 d は非線形光学定数である。

尚、基本波光は z 方向に伝搬するとした。3) 式を誘電体結晶の長さ (L) に渡って積分することにより、第二高調波光出力 P_{SH} は、

$$P_{SH} = 2 \left(\frac{\mu}{\epsilon_0} \right)^{3/2} \frac{\omega_1^2 d^2 L^2 P_F^2}{n^3 A} \text{sinc}^2(\Delta k L / 2) \quad (4)$$

と表せる。尚、 ϵ_0 は真空中の誘電率で、 n は屈折率である。この式より、第二高調波光出力 P_{SH} は基本波入力 P_F の二乗に比例し、光波の断面積 A に逆比例することが分かる。また、非線形定数 d の二乗に比例することから、大きな非線形光学定数を持つ材料の選択が重要となる。さらに、 $\text{sinc}^2(\Delta k L / 2)$ は、図 1 に示すように $\Delta k = 0$ の時に最大値 = 1 となり、 $\Delta k L = 2\pi$ の時に干渉効果によ

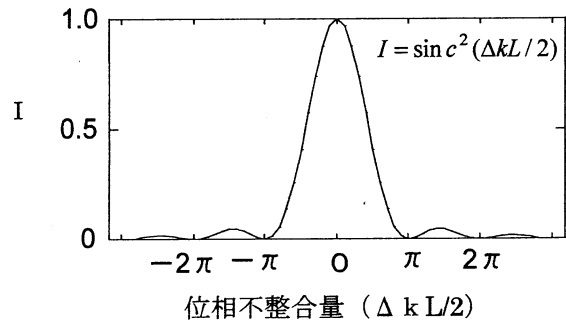


図 1 位相整合特性

り零となる。従って、基本波光から第二高調波光への高効率変換には $\Delta k = 0$ (位相整合条件) とすることが不可欠である。即ち、位相整合条件 (運動量保存則とも呼ぶ) を満たすことが不可欠である。尚、変換効率 (P_{SH}/P_F) は基本波光入力を増やせば、基本波に比例して上昇する。上記、変換効率は第二高調波発生について得られたものであるが、他の波長変換についても同様な関係が成り立つ。

2-2 波長変換における位相整合条件

2-2-1 複屈折性を用いた位相整合

波長変換の高効率化には前節で述べたように位相整合条件 ($\Delta k = 0$) を満たすことが不可欠である。第二高調波発生の場合には、基本波光、第二高調波光の波数をそれぞれ、 k_1 、 k_2 とすると

$$\Delta k = k_2 - 2k_1 = \frac{n_2}{c} \omega_2 - \frac{2n_1}{c} \omega_1 = 0 \quad (5)$$

と表せる。ここで、 c は光速で、 n_1 、 n_2 は基本波光、第二高調波光に対する誘電体結晶の屈折率である。さらに、 $\omega_2 = 2\omega_1$ であることから、第二高調波発生の際の位相整合条件は、

$$n_1 = n_2 \quad (6)$$

の条件 (屈折率整合) を満足させることに対応している。しかしながら、通常の誘電体結晶で、基本波光、第二高調波光の偏光が同一の場合には、この条件は満足できない。図 2 には、二次の非線形光学定数 d が大きい LiNbO_3 結晶の

屈折率の波長依存性を示す。LiNbO₃結晶は複屈折性を持っており、入射光波の二偏光（常光線と異常光線）により、屈折率が異なる⁽⁸⁾。そのため、基本波光を常光線とし、第二高調波光を異常光線とすることにより位相整合条件が満たせる。これをタイプ I 位相整合と呼ぶ。この場合、非線形光学定数 d_{31} を利用する。また、LiNbO₃結晶は温度により複屈折性が変化するので、基本波光の波長が変化した場合、結晶の温度を変化することにより位相整合条件を満たすことができる。図 3 に基本波光の波長を変化したときの LiNbO₃結晶を用いた第二高調波発生の際の位相整合温度の計算結果を示す。計算では、常光線、異常光線の屈折率は温度依存性を含む下記のセルマイヤー方程式⁽⁹⁾を用いた。

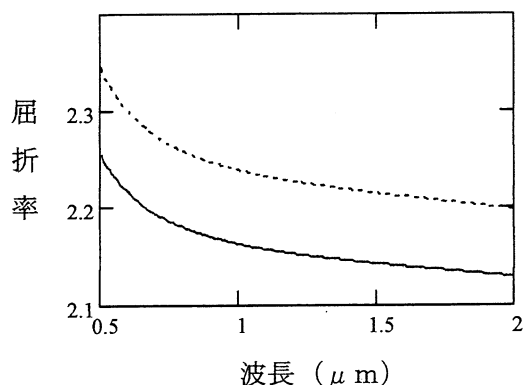


図 2 LiNbO₃結晶の屈折率(実線;異常光線、破線;常光線)

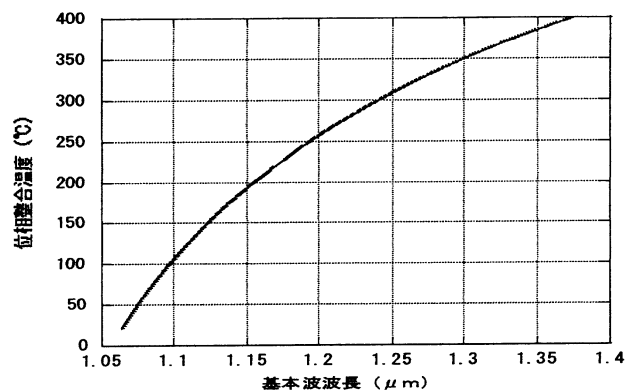


図 3 LiNbO₃結晶の第二高調波発生の際の位相整合条件

$$n_o^2 = 5.35583 + 4.629 \cdot 10^{-7} f(t) + \frac{0.100473 + 3.862 \cdot 10^{-8} f(t)}{\lambda^2 - (0.20692 - 0.89 \cdot 10^{-8} f(t))^2} + \frac{100 + 2.657 \cdot 10^{-5} f(t)}{\lambda^2 - 11.34927^2} - 1.5334 \cdot 10^{-2} \lambda^2 \quad (7)$$

$$\text{ここで、} f(t) = (t - 24.5)(t + 570.82)$$

$$n_e = 4.913 + \frac{0.1173 + 1.65 \cdot 10^{-8} (t + 273.15)^2}{\lambda^2 - (0.212 + 2.7 \cdot 10^{-8} (t + 273.15)^2)^2} - 2.78 \cdot 10^{-2} \lambda^2 \quad (8)$$

ここで、 t は温度 (°C)、 λ は波長 (μm) である。計算結果より、基本波波長が $1 \mu\text{m}$ 以下、または、 $1.3 \mu\text{m}$ 以上では、位相整合条件を満足する温度が極めて低いか、高くなり実験は困難である。尚、上述の例は温度位相整合法について述べたが、複屈折性結晶を伝播する光波の屈折率が入射角度に依存することを用い、基本波光の結晶への入射角を調整して屈折率整合を実現する角度位相整合法も用いられている⁽¹⁰⁾。

2-2-2 周期分極反転構造による擬似位相整合

誘電体結晶の複屈折性を用いた位相整合は、誘電体結晶の透明領域における任意の光波間で満たすことは困難である。一方、複屈折性が無い、あるいは少ない誘電体結晶においても結晶の主軸(結晶軸)の向きを周期的に反転させることにより位相整合が実現できることが提案され^(11,12)、実証されている。これを擬似位相整合(QPM)と呼ぶ。図4に周期分極反転結晶の構造図を示す。結晶の主軸の周期的反転に伴い、3)式における非線形感受率が周期的な変調を受けることになる。しかしながら、主軸が反転しても屈折率自体は変化しないので、この場合の3光波間の位相整合条件は

$$k_3 - k_2 - k_1 - m \frac{2\pi}{\Lambda} = 0 \quad (9)$$

となる。ここで、 Λ は分極反転周期を表し、 m は次数に対応している。一方、非線形光学定数 d' は、周期的変調により元の非線形光学結晶の非線形光学定数 d に比べて実効的に減少し、

$$d' = a_m d; a_m = \frac{1 - \cos m\pi}{m\pi} \quad (10)$$

となる。従って、 $m = \pm 1$ では、分極反転していない非線形光学定数の約0.64倍となる。図5に $m = 1$ として周期分極反転LiNbO₃結晶を用いた場合の同一偏光(異常光線)3光波の位相整合条件の計算結果を示す。 λ_1 、 λ_2 は入射光波の波長であり、実線は位相整合が満たされる

分極反転周期に対応している。尚、新たに発生する光波の波長 $\lambda_3 = \lambda_1 \cdot \lambda_2 / (\lambda_1 + \lambda_2)$ である。この場合には、LiNbO₃結晶の非線形定数 d_{33} を利用することになる。 d_{33} は d_{31} に比べ6.8倍大きく、変換効率の向上が期待で

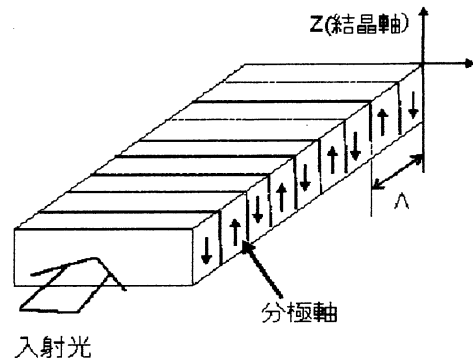


図4 周期分極反転構造
 Λ ; 反転周期

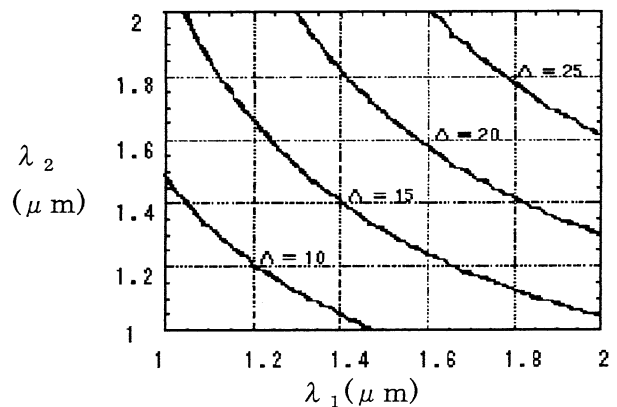


図5 周期分極反転LiNbO₃の位相整合条件 (Λ ; 分極反転周期)

きる。擬似位相整合法を用いれば、同一偏光においても位相整合条件を満たせ、これまで、複屈折性が無いために利用できなかった非線形性の大きい結晶をも利用できるようになり、幅広い材料系への展開が期待されている。一方、分極反転周期により一義的に位相整合がとれる光波の波長が決定されるため、同一の素子による幅広い波長域での波長変換の実現は困難である。

3. 周期分極反転 LiNbO_3 (PPLN) における複屈折性を用いた波長変換

周期分極反転 LiNbO_3 は位相整合条件を満たす自由度を広げることができる。前述のように、同一の偏光相互間でも位相整合が取れ、種々の非線形光学結晶を用いることが可能となる。しかしながら、同一の素子を用いて幅広い波長域における光波間の位相整合を満たす上では複屈折性を用いた方法が優れている。そこで、我々は、周期分極反転 LiNbO_3 結晶を用いた非線形相互作用において複屈折性をも利用する位相整合法を検討した⁽¹³⁾。周期分極反転 LiNbO_3 結晶の第二高調波発生の際に複屈折性を用いる場合には、基本波に常光線を用い、発生する第二高調波に異常光線を用いることになる。即ち、この場合、位相整合条件 $\Delta k = 0$ は

$$\Delta k = k_2 - 2k_1 - m \frac{2\pi}{\Lambda} = 0 \quad (11)$$

この関係より、分極反転周期 Λ は、

$$\Lambda = \frac{\lambda_1}{2m(n_2 - n_1)} \quad (12)$$

となる。ここで、 λ_1 は基本波波長で、 n_1, n_2 はそれぞれ、基本波、第二高調波の屈折率である。この関係を用いて、温度 300 K において、 $m = \pm 1$ として基本波波長を変化したときの位相整合条件を満たす分極反転周期 Λ を求めると、図 6 になる。図において、基本波波長が約 1.05 μm 時は、温度位相整合が取れる条件に対応しており、その長波長側が

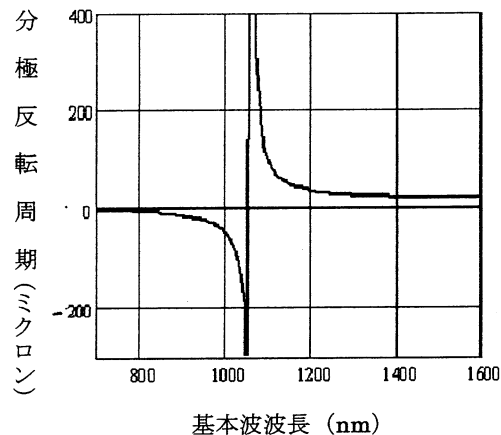


図 6 周期分極反転 LiNbO_3 結晶の複屈折性を用いた第二高調波発生の際の位相整合条件

$m = -1$ 、短波長側が $m = 1$ に対応している。尚、分極反転周期はその絶対値に対応しており、短波長側の負の値は、計算上のものである。この図より、複屈折性のみでは位相整合を満たせない基本波波長域においても分

極反転周期を適切に設計すれば位相整合が実現できることが分かる。図7には、基本波波長が1.1 μm 以上の長波長において位相整合できる分極反転周期の結果を示す。分極反転周期が約24 μm のLiNbO₃により光通信波長である1.5 μm 帯でも室温で位相整合が実現できる。さらに、光通信波長である1.3 μm と1.55 μm による和周波発生の際の位相整合条件を満たす温度と分極反転周期の関係を図8に示す。このことより、24 μm ~28 μm の分極反転周期を持つLiNbO₃により、上記波長における和周波発生の際の位相整合条件を温度変化により満たせることが分かった。和周波発生と差周波発生の際の位相整合条件は同一であることから、波長0.71 μm の光波と1.3 μm の光波を入射すれば1.55 μm の光波を発生させることができ、光通信波長帯相互の信号波長変換の実現が原理的に可能である。

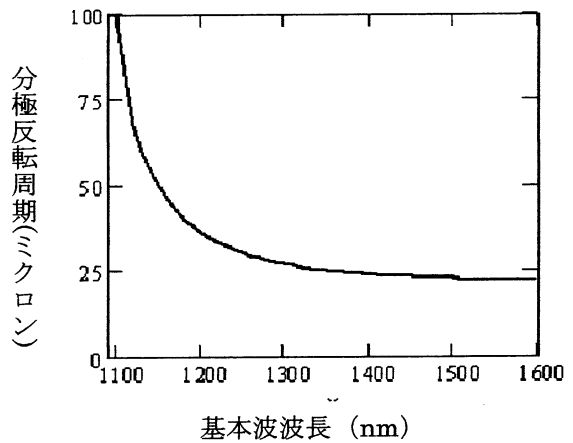


図7 第二高調波発生の際の分極反転周期

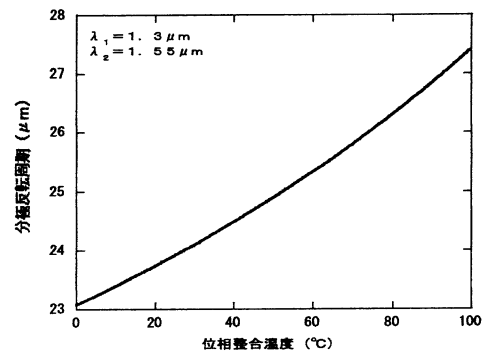


図8 和周波発生の際の位相整合条件

4. 周期分極反転LiNbO₃における複屈折性を用いた波長変換実験

周期分極反転LiNbO₃ (PPLN) による複屈折性を用いた波長変換の理論的検討を実証するために分極反転周期の異なる試料を作成し、第二高調波発生実験を行なった。図9に実験のブロック図を示す。基本波光源として、QスイッチNd:YAGレーザ(波長; 1.064 μm 、繰り返し; 2 KHz、

パルス幅; 8 ns、ピークパワー; 1. 2

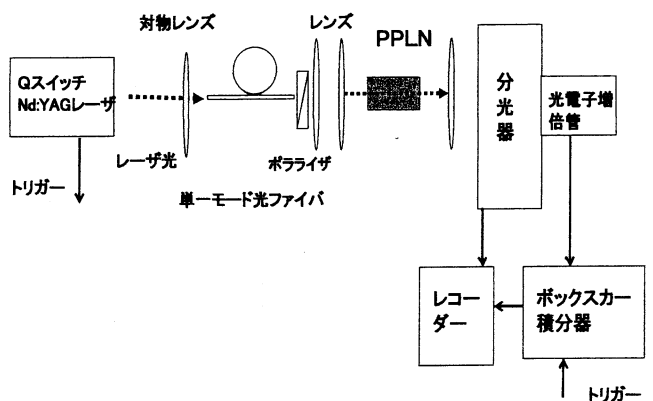


図9 実験ブロック図

KW) を対物レンズを用いて単一モード光ファイバ (モードフィールド径; $9 \mu\text{m}$ 、カットオフ波長; $1.2 \mu\text{m}$) に励振することにより発生する誘導ラマン散乱光⁽¹⁴⁾を用いた。誘導ラマン散乱のスペクトルを図10に示す。誘導ラマン散乱は第一章で述べた3次の非線形分極から発生し、Nd:YAGレーザ光により単一モード光ファイバ内で誘起された誘導ラマン散乱光が $1.15 \mu\text{m}$ から長波長帯において連続的に発生している。この連続スペクトル赤外光をレンズにより集光し、長さ 2cm の分極反転 LiNbO_3 結晶に入射し、結晶から発生する第二高調波光スペクトルを分光器により測定した。図11

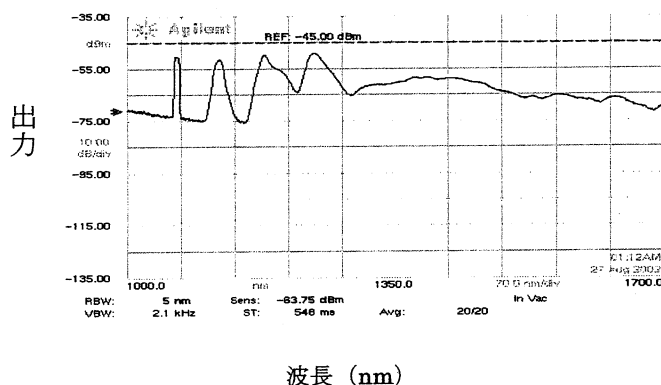


図10 誘導ラマン散乱スペクトル

に入射光偏光を異常光線とし、第二高調波光の偏光も異常光線のとときのスペクトル測定結果を示す。 LiNbO_3 結晶の分極反転周期は $25 \mu\text{m}$ である。図より、波長 560nm 、並びに 650nm 近傍に第二高調波光が発生していることがわかる。この第二高調波光は基本波と同一の偏光であり、周期分極構造のみにより位相整合されたものである。図中に示したように、9) 式の $m=2$ 、3の次数による第二高調波発生に基づいている。さらに、基本波光入力の偏光を常光線として実験した結果が図12である。第二高調波光が 733nm に発生し

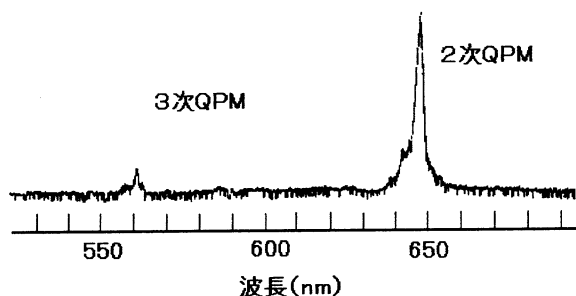
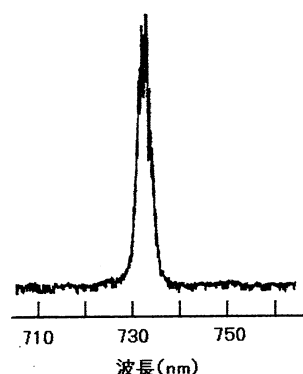


図11 第二高調波スペクトル (基本波; 異常光線、第二高調波; 異常光線)

図12 第二高調波スペクトル(基本波; 常光線、第二高調波; 異常光線)



ている。第二高調波光の偏光は異常光線で、前章で述べた周期分極構造に複屈折性を取り込んだ位相整合条件を満たしている。さらに、種々の分極反転周期の LiNbO_3 結晶を用いて、基本波光の偏光を常光線として第二高調波実験を行なった。発生した第二高調波光スペクトルから求めた基本波波長と分極反転周期の測定結果を図 1 3 に示す。図中、実線は理論値であり、実験結果と理論値は良く一致しており、周期分極構造をもつ LiNbO_3 結晶において複屈折性を用いた位相整合法が実験的に検証された。また、室温における LiNbO_3 結晶で光通信波長帯の $1.3 \mu\text{m}$ から $1.5 \mu\text{m}$ 帯の第二高調波発生が複屈折性を用いて位相整合できたことは、光信号の波長変換が容易に実現できることを意味している。

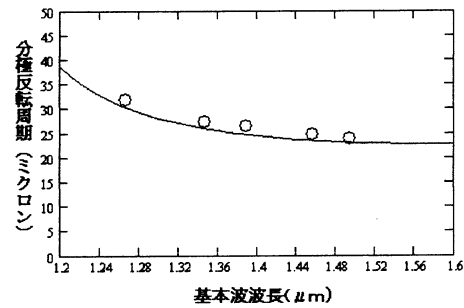


図 1 3 第二高調波発生波長と分極反転周期依存性 (○印; 実験結果、実線; 理論)

5. まとめ

光波長変換の高効率化に向けて研究を進め、位相整合条件を満たすことが重要であり、非線形性が大きい周期分極反転 LiNbO_3 結晶を用いた場合の位相整合法として複屈折性を用いる方法を理論的に提案すると共に、実験的に種々の分極反転周期の LiNbO_3 結晶により実験的検証を行なった。この研究結果により、従来、複屈折性のみでは位相整合を満たすことが不可能であった光通信波長帯においても波長変換が実現できることを明らかになった。今後、周期分極 LiNbO_3 結晶による位相整合において温度を変化させた実験を行い、まさに、幅広い波長域において同一の素子により位相整合条件を満たせることを実験的に明らかにすると共に、差周波発生により光通信波長である $1.3 \mu\text{m}$ と $1.55 \mu\text{m}$ における波長変換を実現していく予定である。尚、第二章で述べたように、低光入力において効率を上昇させるためには、光強度を上げるために、光導波路化が重要である。 LiNbO_3 光導波路は高速光変調器として光通信に用いられており、その作成技術の進展も著しい。従って、本提案の波長変換の高効率化に向けた LiNbO_3 光導波路の利用⁽¹⁵⁾ が期待される。

謝辞

本研究に対して多大な御支援を賜りました石田 (實) 記念財団に心より感謝いたします。

参考文献

- (1) 内田、NTT 技術ジャーナル、15、p. 8 (2003) .
- (2) M. Nakazawa, T. Yamamoto and K. R. Tamura, EICE Trans. Electron, E-85-C,p.117(3002).
- (3) 平成15年度情報通信白書、総務省
- (4) 山本和久、次世代高密度光ディスク用レーザ技術、レーザ研究、28、p 576 (2000)
- (5) H. Ito, "Nonlinear Interaction in Periodic Domain Reversals" ,Ultrafast and Ultra-parallel Optoelectronics(1995)
- (6) R. W. Boyd, "Nonlinear Optics",Academic Press, 1992,NewYork.
- (7) Y. Yariv 著、“光エレクトロニクス”、多田、神谷監訳、丸善、2000 .
- (8) M. V. Hobden and J.Warner,Phys.Lett.22,p.243(1966).
- (9) D. H. Jundt, Opt.Lett., 22, p.1553(1997).
- (10) D. N. Nikogosyan and G. G. Gurzadyan, Sov. J. Quantum. Electron.16, p.1663(1986).
- (11) J. A. Armstrong. N. Boembergen, J .Ducuing and P. S. Pershan, Phys. Rev.,127,p.1918(1962).
- (12) E. J. Lim, M. M. Fejer, R. L. Byer and W. J. Kozlovsky, Electron Lett., 25, p.731(1989).
- (13) 上杉、菊地、佐々木、伊藤、第64回応用物理学会学術講演会、1a-ZD-9, (2003) .
- (14) G. P. Agrawal, "Nonlinear Fiber Optics", Academic Press 1989, NewYork.
- (15) N. Uesugi and T .Kimura, Appl. Phys. Lett., 29, p243(1976).