

解説

非線形光学結晶による近赤外光の発生

岸本 俊樹・伊東 雅宏

住友金属鉱山(株)電子材料研究所 T198 青梅市末広町 1-6-1

(1991年3月2日受理)

Near Infrared Generation by Nonlinear Optical Crystals

Toshiki KISHIMOTO and Masahiro ITOH

Electronics Materials Laboratory, Sumitomo Metal Mining Co., Ltd.,
1-6-1, Suehiro-cho, Ohme 198

1. はじめに

現在、非線形光学結晶を用いた波長変換は盛んに研究され、いろいろな応用面で実用化されつつある。特に、Nd: YAG レーザー ($\lambda=1.064 \mu\text{m}$) の第二次高調波発生 (second harmonic generation: SHG) により得られるグリーン光 ($\lambda=0.532 \mu\text{m}$) は光メモリーやレーザープリンター用光源として注目の的となっている。その際、SHG 素子として用いられる非線形光学結晶は、KTiOPO₄ (KTP) にほぼ決まりつつあるが、これは、KTP がその非線形光学定数の大きさ、ダメージしきい値の高さ、位相整合の温度や角度の許容幅などの点において、従来の KDP や LiNbO₃ などに比べ優れているからである¹⁾。このような短波長化の一方向、光通信用光学部品の評価開発 ($\lambda=1.3 \sim 1.5 \mu\text{m}$) や医学用レーザー (アイセーフレーザー: $\lambda>1.6 \mu\text{m}$) 用の近赤外域のレーザー光源、化学分析用の近赤外域での波長可変レーザーの要求も高まっている。従来、近赤外域のレーザーは希土類ドープ固体レーザーや半導体レーザーや色素レーザーなどがあったが、発振波長が固定しているものが多く、また、可変できるものでも可変域は広くて 0.3 μm 程度であった。しかし、非線形光学結晶の二次の非線形性を用いて光パラメトリック発振 (optical parametric oscillation: OPO) を行えば、可視域から赤外域の広い範囲で安定な波長可変レーザーが実現できるので、KDP や LiNbO₃²⁻⁴⁾ 等を用いた研究が古くからなされていた。近年、KTP や β -BaB₂O₄ (BBO) が開発され、その諸特性が明らかになり、良質の大型結晶が容

易に手に入るようになってきた^{5,6)}。そのため、これらの結晶を用いた OPO の研究が盛んに行われ始め、非線形光学結晶の応用範囲がいっそう広がりつつある。ここでは、OPO について、最近注目されている非線形光学結晶 (KTP, BBO) を用いた実例を交えながら紹介する。

2. 光パラメトリック発振 (OPO)

一般にパラメトリック発振というのは、次の(1)式のような单振動系に外部から固有振動数 ω_0 とは異なるある振動数 ω で変調を行うとき、共振状態が生じ、振幅が増大する現象をいう⁷⁾。

$$\frac{d^2x}{dt^2} + Q^2x = 0 \quad (1)$$

$$Q^2 = \omega_0^2(1 + \alpha \cdot \cos(\omega t)) \quad (\alpha \ll 1)$$

(Mathieu の方程式)

(1)式を最も直感的な系 (ブランコ) で考えると、人は、立ったり、座ったりして、ブランコの振動を励振する。実効的なブランコの弦の長さは、支点と重心との距離であるから、人は、その弦の長さに変調を加えていることに相当する。図 1(a) で示すように、人は、ブランコの 1 周期の間に図 1(b) のように、2 周期の座る、立つを繰り返して振動を励振していることになる。このことは、(1)式において $\omega = 2\omega_0$ に相当し、この時、共振状態が生じ、振幅の増幅が起きる。ここで述べる OPO あるいは、光パラメトリック増幅 (optical parametric amplification: OPA) は、図 2 に示すように非線形光学結晶に ω_p のポンプ光を入力したとき、より低振動数

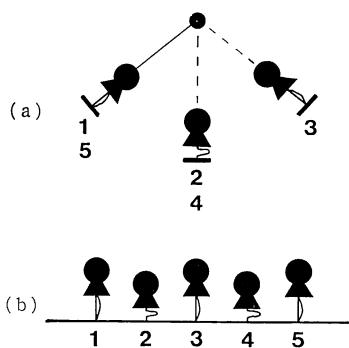


図1 ブランコにおけるパラメトリック発振. ブランコを励振させるために、人は、ブランコの1周期(a)の間に、bのような座る、立つの繰返しを2周期行っている。

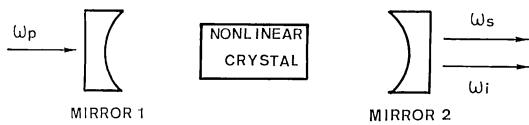


図2 光パラメトリック発振の共振器の基本構成。非線形光学結晶を2枚のミラー(M1, M2)の間にいれ、ミラーはアイドラー光と信号光、またはどちらか一方に高反射になるようにしてある。

の ω_s , ω_i の光を生じ増幅させる現象をいう。OPOあるいはOPAでは、ブランコの例でもわかるように、高振動数の光(ω_p)を入れたとき低振動数の光の発生、增幅が生じているが、その比は必ずしも $\omega_p/2$ とはならず、より一般的な比が可能であることが通常のパラメトリック発振とは異なっている。

一般に非線形光学結晶を用いれば、OPOあるいはOPAは可能である。非線形性とOPO等の関係は、先の単振動の系で考えると、例えば、ばね定数 k が

$$k = k_0 + k_1 x (\rightarrow \omega = \omega_0 + \omega_1 x)$$

と書けることに相当して、方程式は次のようになる。

$$\frac{d^2x}{dt^2} + (\omega_0 + \omega_1 x)x = f$$

つまり、非線形系に外部から強制振動を受けるということは振動数成分が変調を受けることと同値である。一般的に、外部力に対する応答関数(誘電率、感受率など)に非線形性があれば、パラメトリック現象が生じることが示される。(ここでは略す。)

図2において、入力光 ω_p をポンプ光、出力光 ω_s , ω_i をシグナル光、アイドラー光というが、どちらがシグナル、アイドラーでもよい。一つのフォトン(ω_p)が入力すると、シグナル、アイドラーの振動数を持った各1個のフォトンが出るので、 ω_s , ω_i は数式上は同等である。

非線形光学結晶中の三つの波の系を平面波近似をし、伝搬方向を z とするとき、Maxwell 方程式を用いて、その際それぞれの電界強度は、

$$E(x, y, z, t) = E(z) \exp\{i(kr - \omega t)\}$$

と表せ、かつ、 $E(z)$ の変化が光の波長に比べてゆっくり変化する場合を考えると、すなわち、

$$\left| \frac{d^2 E}{dz^2} \right| \ll \left| \frac{d E}{dz} \right|$$

と、置いてよい。また、簡単のために、ポンプ光(ω_p)の損失が無視できると仮定する($\alpha_p=0$)と、3波の非線形光学系を記述する方程式は、次の式になる^{2,3)}。

$$\frac{d E_s}{dz} + \alpha_s E_s = i \kappa_s E_p E_i^* \exp(i \Delta kz) \quad (2a)$$

$$\frac{d E_i}{dz} + \alpha_i E_i = i \kappa_i E_p E_s^* \exp(i \Delta kz) \quad (2b)$$

$$\frac{d E_p}{dz} = i \kappa_p E_i E_s \exp(-i \Delta kz) \quad (2c)$$

$$\alpha_j = \frac{1}{2} \mu_0 \sigma_j c \quad (2d)$$

$$\kappa_j = \left(\frac{\omega_j d}{n_j c} \right) \quad (2e)$$

c : 真空中の光速, d : 非線形光学定数, μ_0 : 真空透磁率, E_j : 電界強度, σ_j : 導電率, ω_j : 角振動数, n_j : 屈折率, α_j : 損失 (いずれも, $j=p, s, i$)

導出の過程で

$$\Delta k = k_p - k_i - k_s, \quad k_j: \text{波数ベクトル} \quad (3)$$

$$\omega_p = \omega_s + \omega_i \quad (4)$$

が示される。非線形光学定数 d を通じて3波は互いに相互作用し合っていることがわかる。(2)式で損失がなく($\alpha_i = \alpha_s = 0$), $\Delta k = 0$ とすれば、直接次の式が証明できる。

$$\frac{1}{\omega_s} \frac{d I_s}{dz} = \frac{1}{\omega_i} \frac{d I_i}{dz} = -\frac{1}{\omega_p} \frac{d I_p}{dz} \quad (5)$$

ここで、 $I_j = (1/2) n_j c \epsilon_0 |E_j|^2$

つまり、ポンプ光の減少分はシグナルとアイドラーに分けられる。(2)式は、そのまま解くことができるが、ここでは概要を理解するために以下のように簡単化して解く。

- ポンプ光の発振による減少を無視する。

$$(d E_p / dz = 0)$$

- $\alpha_s = \alpha_i = \alpha$

ここで、結晶端($z=0$)におけるシグナル、アイドラーの電界強度を $E_s(0)$, $E_i(0)$, $E_p(0) = E_p$ とすると、 $z=l$ におけるシグナルおよびアイドラーの電界強度は、それぞれ次のようにになる。

$$\begin{aligned} E_s(l) &= E_s(0) \exp(-\alpha l + i \Delta k l / 2) \\ &\times (\cosh(gl) - (i \Delta k / 2g) \sinh(gl)) \\ &+ (i \kappa_s E_p / g) E_i(0) \exp(-\alpha l + i \Delta k l / 2) \\ &\times \sinh(gl) \end{aligned} \quad (6 \text{ a})$$

$$\begin{aligned} E_i(l) &= E_i(0) \exp(-\alpha l + i \Delta k l / 2) \\ &\times (\cosh(gl) - (i \Delta k / 2g) \sinh(gl)) \\ &+ (i \kappa_i E_p / g) E_s(0) \exp(-\alpha l + i \Delta k l / 2) \\ &\times \sinh(gl) \end{aligned} \quad (6 \text{ b})$$

$$\begin{aligned} \Gamma^2 &= \kappa_s \kappa_i E_p^2 \\ &= \omega_s \omega_i d^2 E_p^2 / n_s n_i c^2 \end{aligned}$$

(単位長さ当りの OPA ゲイン) $\quad (6 \text{ c})$

$$g = (\Gamma^2 - (\Delta k / 2)^2)^{1/2}$$

(トータルゲイン) $\quad (6 \text{ d})$

光が結晶内を 1 回進行した後のシグナルのシングルパスゲインは、 $(E_i(0)=0$ とおいて)

$$\begin{aligned} G &= \left(\frac{E_s(l)}{E_s(0)} \right)^2 - 1 \\ &= \Gamma^2 l^2 \frac{\sinh^2(gl)}{g^2 l^2} \end{aligned} \quad (7)$$

となる。以上の式を用いて、OPA のイメージを明確にしよう。ポンプ光が入射されたとき、結晶内に生じた雑音の中で(3), (4)式を満たすもののみが、(7)式に示すように、増幅される。ゲインはポンプ光の電界強度に強く依存していることがわかる。すなわち、

$$\Gamma^2(\text{シングルパスゲイン}) \propto d^2 E_p^2$$

OPA のゲインは非線形光学定数とポンプ光強度に依存し、非線形性があれば原理上、ゲインが生じる。また、 $\Gamma^2 \gg \Delta k^2 / 4$ のようにゲインが十分大きいときは、 G は指數関数的に増加し、(7)式は、

$$G_L = \frac{1}{4} \exp(2\Gamma l) \quad (7 \text{ a})$$

逆に、 $\Gamma^2 \ll \Delta k^2 / 4$ のような小さなゲインのときは、

$$G_S = \Gamma^2 l^2 \frac{\sin^2(\Delta k l / 2)}{(\Delta k l / 2)^2} \quad (7 \text{ b})$$

のような、sinc 関数の形になる。

ここで、KTP を例にとってシングルパスゲインを求めてみる。計算に必要な定数は $d=3.3 \text{ pm/V}^{81}$, $n_s=n_i=1.8$, $\lambda_s=\lambda_i=1.064 \mu\text{m}$, $l=1 \text{ cm}$ とする。ゲインの入射パワー依存性を図 3 に示す。入射パワーが非常に強いとき、かなり強いシグナル（アイドラー）が得られ、これを光パラメトリック增幅といいう。

あるいは、共振器を組んでいないという意味で超放射（super radiation）と呼ぶ。しかし、あまり強くない光で励起して、ある程度の光を得たい場合には、共振器

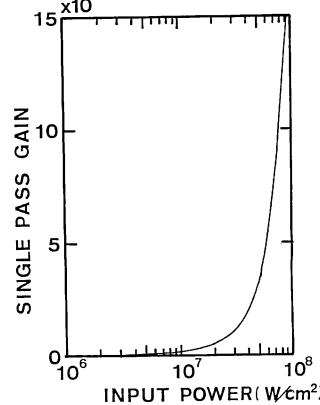


図 3 KTP の光パラメトリック增幅のゲインの入射パワー依存性（計算値）

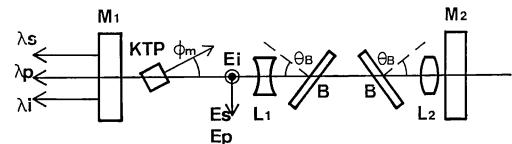


図 4 共振器構成の一例⁹⁾。共振器内のブリュスター板により共振可能な偏光を制限している。

(図 2) を組む。この場合が、光パラメトリック発振(OPO)である。

共振器のミラーにおいて、2 波長とも共振させる場合 (doubly resonant oscillator: DRO) と、どちらか一方の波長だけを共振させる場合 (singly resonant oscillator: SRO) がある (図 4)⁹⁾。DRO は、発振しきい値が低いという長所があるが、2 波長の反射ミラーの作製が難しいことや、発振周波数の安定性が劣ることなどから、通常用いられるものは、SRO である。また、OPO においては、ポンプ光の強度がゲインを決定するため、ほとんどの場合は、パルス光で励起している。最初、(2)式はシグナルパスを想定していたが、共振器系が、シングルパス系の折り重ねと考えられるので、共振器を組んだ場合も(2)式により記述できる。ゲイン ($\Gamma^2 l^2$) が損失に打ち勝つほど大きい場合、定常発振が生じる。定常状態であるから

$$\frac{d E_s}{d z} = \frac{d E_i}{d z} = 0$$

とすると、(2)式は、

$$\alpha_s E_s - i \kappa_s E_p \exp(i \Delta k z) E_i^* = 0 \quad (8 \text{ a})$$

$$\alpha_i E_i^* + i \kappa_i E_p \exp(-i \Delta k z) E_s = 0 \quad (8 \text{ b})$$

となり、 E_s , E_i^* が、解をもつためには、(行列式)=0 であることから、

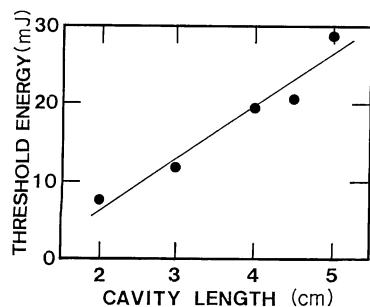


図 5 KTP を用いた OPO の発振しきい値の共振器長依存性¹⁰⁾

$$\kappa_s \kappa_i |E_p|^2 = \Gamma^2 = \alpha_s \alpha_i \quad (9)$$

となる。これが、光パラメトリック発振の発振条件である。つまり、ゲインが、シグナル、アイドラーの損失と等しくなった時であり、損失が少ないと、低発振しきい値となる。損失は、結晶に起因するもの（吸収、散乱、反射）のほかに、共振器の条件（ミラーの反射率、共振器長）に起因するものがある。例えば、共振器は短いほど、発振しきい値は低く（図 5）、ミラーの反射率は高いほど、発振しきい値は低い¹⁰⁾。

パラメトリック発振の最大の特徴は、前に述べたとおり、さほど大きくないポンプ光により広い波長範囲で波長可変レーザーができることがある。得られるシグナルは、エネルギー保存則、

$$\omega_p = \omega_i + \omega_s$$

と、位相整合条件

$$\Delta k = k_p - k_i - k_s = 0$$

つまり、

$$\omega_p n_p - \omega_i n_i - \omega_s n_s = 0 \quad (10)$$

から、

$$\omega_s = \frac{n_p - n_i}{n_s - n_i} \omega_p \quad (11)$$

となる。ポンプ光 (ω_p) を固定した時、屈折率 (n_p, n_i, n_s) を変えることで、 ω_s を変えることが可能である。屈折率を変える方法として、結晶の複屈折を利用した角度同調法（図 6）や、温度同調法（図 7）がある。角度同調するとき、特に重要なものが屈折率の波長分散であり、例えば文献 11) のセルマイヤー方程式で、Nd: YAG レーザー ($\lambda_p=1.064 \mu\text{m}$) をポンプ光とした時の角度同調曲線を計算してみると、図 8 のようになる。KTP で長波長側の吸収端付近 ($\lambda=4.5 \mu\text{m}$) まで計算では可能であり、優れた特性を持っていることは十分期待できる。角度同調する際には、異常光の伝搬方向とエネルギーの伝搬方向とは一致せず、これをウォークオフ効

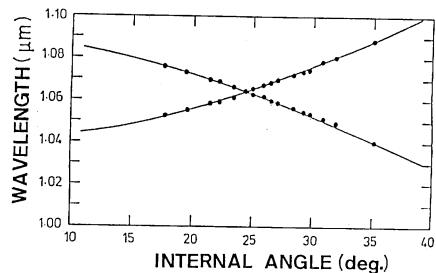


図 6 $\lambda_p=0.532 \mu\text{m}$ で KTP を励起した時のタイプ II の角度同調曲線⁹⁾。ポンプ光の偏光は、c 軸に垂直で、c 軸を回転の軸として、角度同調を行っている。

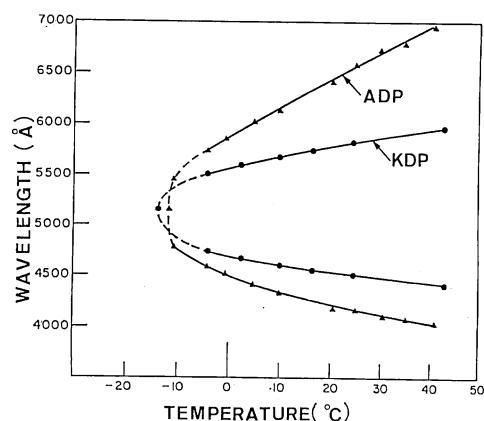


図 7 $\lambda_p=0.2573 \mu\text{m}$ で ADP, KDP を励起した時の温度同調曲線³⁾

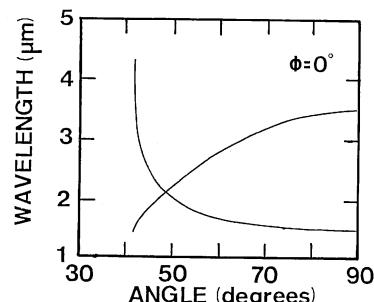


図 8 KTP を用いた Nd: YAG ($\lambda=1.064 \mu\text{m}$) をポンプ光としたとき、 $\phi=0^\circ$ で固定し、タイプ II での角度同調曲線（計算値）

果といい、相互作用長に限界が生ずる。つまり、使用できる結晶長に限界があることに注意する必要がある。このため、角度同調の際には、ウォークオフ効果を補償するように、二つの結晶の光軸を反平行に配置して用いる工夫もされている（図 9）¹²⁾。一方、温度同調では、ウォークオフ効果を生じない 90° 位相整合で行うため

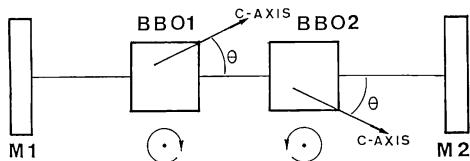


図 9 ウォークオフ効果を補償する供振器構成の一例¹²⁾

に、この点については優れている。また、電気光学効果や光弾性効果を利用する方法もある。

ここで発振波長と発振しきい値の関係について少し触れておく。(9)式でわかるように、発振条件(しきい値)はゲインと密接な関係がある。また、ゲインは、(6c)式から、アイドラーとシグナルの波長と屈折率に依存している。したがって、発振しきい値は発振波長に依存することになる。アイドラー、シグナルの角振動数が等しくなるところを、縮退点といい、この点が、最初に述べた狭い意味でのパラメトリック発振に相当する($\omega_i = \omega_p/2$)。アイドラー、シグナルの振動数を、縮退点の振動数($\omega_0 = \omega_p/2$)からの変化 $\omega_{i,s} = \omega_0(1 \pm \delta)$ で示し、(6c)式を書き直すと、

$$I^2 = \frac{\omega_0^2(1-\delta^2)d^2E_p^2}{n_s n_i c^2} \quad (12)$$

となる。つまり、縮退点($\delta=0$)付近ほどゲインは大きくなり、発振しきい値は低くなる(図 10)。また、変換効率は、高くなる。図 11 に変換効率と入力パワーの関係の例を示す。

次に、得られるレーザー光のスペクトル特性について

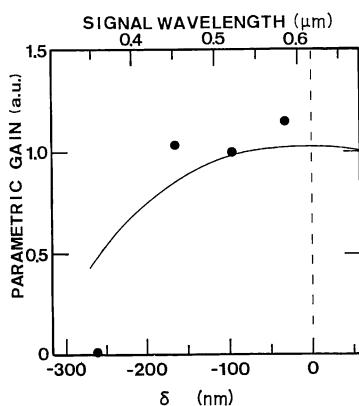


図 10 パラメトリックゲインの発振波長依存性。 δ は縮退点からの角振動数変化量。点線は縮退点を示している。実線は(12)式($1-\delta^2$)の曲線である。Ebrahimzadeh¹³⁾の BBO を用いた報告より求めた。

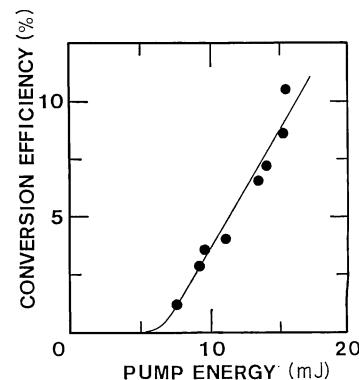


図 11 変換効率のポンプエネルギー依存性。Ebrahimzadeh¹³⁾の BBO を用いた報告より求めた。

考える。ゲインの半値幅は、波数のミスマッチで決まり、(7b)式で考えると、

$$|\Delta k| \approx 2\pi \quad (13)$$

で与えられる。そして、それが、発振波長のスペクトル幅を決める。ここで、波数ベクトルを角振動数で展開すると、

$$k_j = k_{j0} + u_j^{-1}\delta\omega_j + \dots$$

$$u_j = (\partial k_j / \partial \omega_j)^{-1} \quad u_j: \text{群速度}$$

となる。また、ポンプ光の振動数が一定とし、シグナルの振動数変化を $\delta\omega_s$ とすれば、エネルギー保存則より、 $\delta\omega_i = -\delta\omega_s$ となる。したがって、位相整合条件より

$$\Delta k = \left(\frac{1}{u_s} - \frac{1}{u_i} \right) \delta\omega_s = b \delta\omega_s \quad (14)$$

b : 分散定数、となる。(13)(14)式より、ゲインの半値幅は、

$$|\delta\omega_s| = 2\pi/bL \quad (15)$$

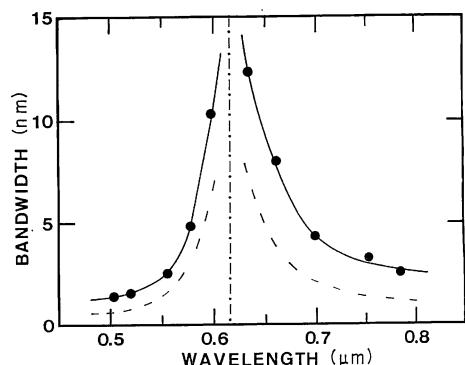


図 12 発振光のスペクトル幅の波長依存性。Ebrahimzadeh¹³⁾の BBO を用いた報告より求めた。---- は計算値、--- は縮退点を示す。

表1 主な非線形光学結晶の性能比較¹⁴⁾

Crystal	Transparency range (μm)	d/d_{36} (KDP)	Absorption coefficient at 1064 nm (cm ⁻¹)	$\Delta T \cdot L$ (°C·cm)	$\Delta A \cdot L$	$\Delta \lambda \cdot L$ (A·cm)	DT (GW·cm ⁻²)
KDP	0.2 to 1.5	1	0.07	11.5	0.84	106	0.4
D-KDP	0.2 to 1.5	0.92	0.006	7.4	0.94	32	0.4
CDA	0.27 to 1.7	0.92	0.04	6	69*		0.3
D-CDA	0.27 to 1.7	0.92	0.01	6	72*		0.3
D-LAP	0.2 to 1.9	1.9		1.5	0.53	11	10 to 15
BBO	0.19 to 3.0	4.4		55	1.5	9.8	3 to 5
LBO	0.16 to 2.6	2.6 to 2.9		9	(9, 42*)		5 to 10
LiIO ₃	0.3 to 5.5	12	0.002	6.9	0.32	3.2	0.01 to 0.05
LiNbO ₃	0.4 to 5	10		0.6	47*	2.3	0.01 to 0.04
KNbO ₃	0.4 to 5.5	37 to 47		0.05	(12, 30*)		0.2 to 0.4
KTP	0.35 to 4.5	11 to 15	0.001	25	(15, 108*)	5.6	0.5 to 1.0
Urea	0.21 to 1.4	3		23	0.77	8.3	1 to 2

d は非線形光学定数, $\Delta T \cdot L$ は温度許容幅, $\Delta A \cdot L$ は角度許容幅 (ただし, ノンクリティカルな場合 * は mrad·cm^{1/2}, クリティカルな場合は mrad·cm), $\Delta \lambda \cdot L$ はスペクトル許容幅, DT は 1.064 μm, 10 ns でのダメージしきい値。

となる。つまり、スペクトル幅は、結晶や結晶長が関係する。特に、分散定数が小さいものや縮退点 ($\omega_i = \omega_s$) 付近ほど ($b \rightarrow 0$), 3波の相互作用が大きくなり、ゲインが大きくなるのみならず、OPO で得られた光のスペクトル幅も広くなることがわかる (図 12)。また、図中の点線は、計算値である。このために、線幅の狭いレーザー光源を得るために、色素レーザーと同様に、共振器内にエタロンを入れたり、回折格子を用いたりして狭帯化を図っている。あるいは、使用波長によって励起波長に適切なものを選ぶ必要がある。

最後に、パラメトリック発振に用いられる非線形光学結晶に求められる特性を示す。(6c)式からわかるようにゲインを大きくするためには、非線形光学定数 d が大きいことがあげられる。また、ポンプ光のパワーに依存するから、ダメージしきい値が高いことも望まれる。周波数同調の面からは、透過域が広いこと、分散定数が小さいことがあげられる。一方、線幅の狭い光源を得るために、分散定数が大きいことが望まれる。表1に数種類の結晶において特性を比較した。近赤外光の発生用としては、KTP, BBO や LBO が優れている。しかし、BBO は角度許容幅が狭いためにポンプ光に高品質のビームが必要であり¹⁵⁾、LBO は温度許容幅が狭いことなどの欠点がある。また、非線形光学定数も KTP の半分と小さいため総合的には KTP が最も適していると考えられるが、望む光源の特性によっては、結晶の選択が必要である。例えば、BBO や LBO は紫外域まで透明であることに特徴があり、可視域での波長可変レー

ザーとしては魅力的な結晶であると考えられる。

以上、OPO の紹介をしてきた。今後、研究が進めば各種光源としての応用がより現実のものとなろう。最後に、一般的な OPO の問題点として、得られた光が数十 Hz のパルス光であること、パルス間の不安定性、そしてスペクトル線幅が通常数 nm と広いことなどがいわれている。これらの点を踏まえた用途の開発が必要であろうと考えられる。

3. まとめ

非線形光学結晶を用いた近赤外光の発生として OPO について KTP と BBO を例に説明した。KTP や BBO は、OPO 用に優れた特性を示すことが期待できる。しかし、まだ研究は始まったばかりであり、今後の研究により明らかになれば、より実用化が近いものとなると考えられる。

文 献

- 1) J. D. Bierlein and H. Vanherzele: "Potassium titanyl phoshate: properties and new applications," J. Opt. Soc. Am., **B** 6 (1989) 622.
- 2) H. Rabin and C. L. Tang (eds.): *Quantum Electronics*, Vol. 1 (Academic Press, New York, 1975).
- 3) S. E. Harris: "Tunable optical parametric oscillations," Proc. IEEE, **57** (1969) 2096.
- 4) 加藤 利: "KDP 同類体による光パラメトリック発振", O plus E, No. 114 (1989) 126.
- 5) 岸本俊樹, 伊東雅宏: "強誘電体 KTiOPO₄ の物性と光学非線形性", 固体物理, **25** (1990) 597.
- 6) 神月 雄, 伊東雅宏: "非線形光学材料 β -BaB₂O₄(BBO)", 固体物理, **25** (1990) 406.

- 7) ランダウ＝リフィシツ：力学（東京図書，1967）。
- 8) R. C. Eckardt, H. Masuda, Y. X. Fan and R. L. Byer: "Absolute and relative nonlinear optical coefficients of KDP, KD*P, BaB₂O₄, LiIO₃, MgO: LiNbO₃ and KTP measured by phase-matched second-harmonic generation," IEEE J. Quantum Electron., **26** (1990) 922.
- 9) L. J. Bromley, A. Guy and D. C. Hanna: "Synchronously pumped optical parametric oscillation in KTP," Opt. Commun., **70** (1989) 350.
- 10) J. T. Lin and J. L. Montgomery: "Generation of tunable mid-IR (1.8-2.4 μm) laser from optical parametric oscillation in KTP," Opt. Commun., **75** (1990) 315.
- 11) T. Y. Fan, C. E. Huang, B. Q. Hu, R. C. Eckardt, Y. X. Fan, R. L. Byer and R. S. Feigelson: "Second harmonic generation and accurate index of refraction measurements in flux-grown KTiOPO₄," Appl. Opt., **26** (1987) 2390.
- 12) W. R. Bosenberg and C. L. Tang: "Type II phase matching in a β -barium borate optical parametric oscillator," Appl. Phys. Lett., **56** (1990) 1819.
- 13) M. Ebrahimzadeh, A. J. Henderson and M. H. Dunn: "An excimer-pumped β -BaB₂O₄ optical parametric oscillator tunable from 354 nm to 2.370 μm ," IEEE J. Quantum Electron., **26** (1990) 1241.
- 14) J. T. Lin: "Non-linear crystals for tunable coherent sources," Opt. Quantum Electron., **22** (1990) S283.
- 15) Y. X. Fan, R. C. Eckardt, R. L. Byer, C. Chen and A. D. Jiang: "Barium borate optical parametric oscillator," IEEE J. Quantum Electron., **25** (1989) 1196.