



Title	周期構造非線形媒質を含む外部共振器を用いた高効率第2高調波発生
Author(s)	小柳, 幸次郎; Koyanagi, Kojiro; 三島, 瑛人 他
Citation	北海道大學工學部研究報告, 170, 45-49
Issue Date	1994-07-29
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/42429
Type	departmental bulletin paper
File Information	170_45-50.pdf



周期構造非線形媒質を含む外部共振器を用いた高効率第 2 高調波発生

小柳 幸次郎* 三島 瑛人* 桜庭 一郎**

(平成 6 年 3 月 23 日受理)

Efficient Optical Second-Harmonic-Generation Using External Resonant Cavity with Periodic Nonlinear Medium inside

Kojiro KOYANAGI*, Teruhito MISHIMA* and Ichiro SAKURABA**

(Received March 23, 1994)

Abstract

We propose an efficient external cavity resonant second-harmonic-generation using quasi-phase-matching in a nonlinear medium with periodic structures. A theory of external frequency doubling with a resonant fundamental is presented for efficiently induced nonlinear-optical polarization by both forward and backward propagating fundamental beams.

1. ま え が き

非線形光学効果を用いたパラメトリック和周波数変換は、短波長のコヒーレント光発生器などとして利用されてきた。レーザーディスクなどの情報記録の高密度化には、波長の短い光源が有利である。最近、コンパクト・ブルー～グリーン・レーザの実用化の一つの方法として、第 2 高調波発生 (SHG) による、赤外域半導体レーザの可視化が注目されている。出力の小さな半導体レーザから実用化に必要な出力をもつ可視光を得るには、高変換効率の SHG が必要である。これを実現するには、一つには、基本波の結晶内における出力を大きくすることが重要である。そのため、内部共振器⁽¹⁾ や外部共振器^{(2),(3)} を用いることが考えられている。また、高変換効率を得るには、非線形光学係数の大きい媒質で位相整合を満たす必要がある。最近、周期構造非線形媒質を用いた疑似位相整合による SHG が、大きな値の非線形光学係数成分を利用できるため注目されている^{(4),(5)}。

本論文は、以上の点を踏まえ、ドメイン反転構造の周期構造非線形媒質を内含する外部共振器の基本波共振を用いた SHG を提案している。そして、疑似位相整合を用いることにより、従来では位相整合が得られず利用することが出来なかった、対向伝搬する、前進波と後進波 (反射光) により誘起された非線形分極により発生する第 2 高調波を考えている。この分極の大きさは、前進波及び後進波の単独により誘起された非線形分極より、共振器の反射率が 1 に近い場合、約 2 倍となり、第 2 高調波の出力では約 4 倍となる。周期構造を用いることにより、大きな値の非線形光学係数成分を利用できることと考え合わせると、高変換効率の SHG が可能である。また、この場合、周期構造非線形媒質の回転により、任意の方向 (周期方向) に第 2 高調波を発生させ

*電子工学科 電子物理工学講座

**北海学園大学工学部 電子情報工学科

ることができる特長をもつ。

2. 周期構造非線形媒質を用いた外部共振器型の第2高調波出力

周期ドメイン反転構造（2次の非線形光学係数 χ の符号を反転させた厚さと屈折率の等しい媒質を交互に重ね合わせた構造）非線形媒質を用いた外部共振器型の第2高調波発生器の概略を図1に示す。周期構造の周期長を l ，周期総数を N とする。ミラー M_1 の振幅透過率を t ，ミラー M_1, M_2 の反射率を r とする。共振器のミラー M_1 と M_2 の間隔を d とする。基本波（波長 λ_1 ）の共振器への入射振幅を E_1 とする。この場合 x における電界 $E_1(x)$ は、ミラー M_1, M_2 の多重反射を考えると次式で表される。但し、簡単化のため、共振器の非線形媒質内と媒質外の屈折率は等しく n_1 とし、基本波の波数は $k_1=2\pi n_1/\lambda_1$ とする。

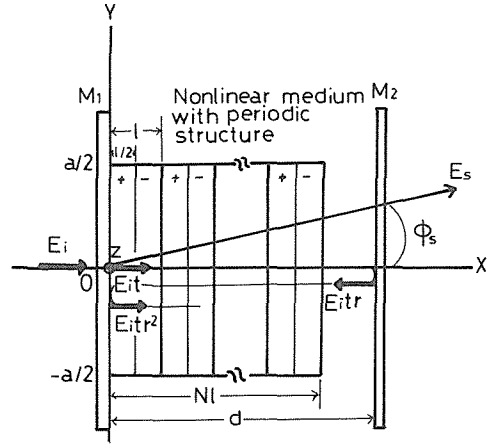


図1 周期構造非線形媒質を含む外部共振器を用いた第2高調波発生

$$\begin{aligned}
 E_1(x) &= E_1 \cdot t \cdot \exp(i2\pi n_1/\lambda_1)x + E_1 \cdot t \cdot r \cdot \exp(i2\pi n_1/\lambda_1)(-x+2d) \\
 &+ E_1 \cdot tr^2 \cdot \exp(i2\pi n_1/\lambda_1)(x+2d) + E_1 \cdot tr^3 \cdot \exp(i2\pi n_1/\lambda_1)(-x+4d) \\
 &+ E_1 \cdot tr^4 \cdot \exp(i2\pi n_1/\lambda_1)(x+4d) + E_1 \cdot tr^5 \cdot \exp(i2\pi n_1/\lambda_1)(-x+6d) \\
 &+ \dots \\
 &= E_1 t \cdot [\exp(i2\pi n_1 x/\lambda_1) + r \cdot \exp(-i2\pi n_1(x-2d)/\lambda_1)] \\
 &\quad \cdot (1 + r^2 \exp(i2\pi n_1/\lambda_1)2d + r^4 \exp(i2\pi n_1/\lambda_1)4d + \dots) \\
 &= E_1 \cdot t \cdot [\exp(ik_1 x) + r \cdot \exp(-ik_1(x-2d))] \cdot [(1 - R^m \exp(im\delta))/(1 - R \exp(i\delta))] \quad (1)
 \end{aligned}$$

ただし、 $r^2=R$ ， $(2\pi n_1/\lambda_1)2d=k_1 \cdot 2d=\delta$ ， m は多重反射の数とする。また、 $t^2=1-r^2=1-R$ の関係がある。 $R < 1$ ， $m \rightarrow \infty$ とすると次式になる。

$$E_1(x) = E_1 \cdot t \cdot [\exp(ik_1 x) + r \cdot \exp(-ik_1(x-2d)/\lambda_1)] \cdot [1/(1 - R \cdot \exp(i\delta))] \quad (2)$$

従って、この基本波の電界の2乗により誘起される第2高調波 ($\lambda_s = \lambda_1/2$) の非線形分極 P_{NL} は次式となる。

$$P_{NL} \propto E_1^2 [\exp(i2k_1 x) + 2r \cdot \exp(i2k_1 d) + r^2 \cdot \exp(-i2k_1(x-2d))] \cdot A \quad (3)$$

ただし、 A は共振特性を表す係数 $\{t/(1 - R \cdot \exp(i\delta))\}$ の振幅の2乗で次式で表される。

$$A = \frac{t^2}{(1 - R)^2 + 4R \sin^2(\delta/2)} \quad (4)$$

$(\delta/2) = n\pi$ (n は整数) が共振条件で、このとき大きな基本波の出力が得られる。実際には、基本波の共振器内伝搬にともなう損失を考慮する必要があるが、ここでは無視している。

式(3)の $[\exp(i2k_1 x) + 2r \cdot \exp(i2k_1 d) + r^2 \cdot \exp(-i2k_1(x-2d))]$ は、前進波と後進波（反射波）それぞれにより誘起された非線形分極に対応する項 $[\exp(i2k_1 x), r^2 \cdot \exp(-i2k_1(x-2d))]$ の他に、対向伝搬する前進波と後進波により誘起された非線形分極に対応する項 $(2r \cdot \exp(i2k_1 d))$ を含んでいる。この非線形分極の大きさ ($2r$ に比例) は、 $r \simeq 1$ の場合、前進波と後進波、それぞれにより誘起された非線形分極の大きさ (1 と r^2 に比例) の約2倍である。従って、発生する第2高調波の出力では約4倍となる。

しかし、この非線形分極をSHGに用いる場合、位相不整合量の大きさは、第2高調波の波数 ($k_s = 2\pi n_s / \lambda_s$) に等しくなり、従来のバルク型の非線形光学結晶では、位相整合を満たすことができない。ここでは、周期構造非線形媒質の疑似位相整合を用いることにより、この非線形分極を利用する。この非線形分極より発生する第2高調波 (波長 $\lambda_s = \lambda_l / 2$ 、波数 $k_s = 2\pi n_s / \lambda_s$ 、屈折率 n_s) の ϕ_s 方向における電界 E_s は、回折積分^{(6),(7)}を用いて求めると、次式となる。但し、簡単化のため、共振器内と共振器外の屈折率は等しく、第2高調波のミラー透過率は1とする。

$$E_s \propto \int_{-a/2}^{a/2} \int_0^{\ell} E_l^2 \cdot 2r \cdot A \cdot \chi(x) \cdot \exp(i\Delta k_x x) \exp(i\Delta k_y y) dx dy \quad (5)$$

$$\Delta k_x = k_s \cdot \cos \phi_s \quad (6)$$

$$\Delta k_y = k_s \cdot \sin \phi_s \quad (7)$$

Δk_x と Δk_y は、基本波の対向伝搬における、 x 、 y 方向の位相不整合量である。

電界の絶対値の2乗に比例する出力 I_s は次式となる。

$$I_s = K_0 \cdot |\chi|^2 \cdot A^2 \cdot (2r)^2 \cdot a^2 (N \ell)^2 \cdot I_x \cdot I_y \quad (8)$$

$$I_y = \text{sinc}^2\left(\frac{\Delta k_x a}{2}\right) \quad (9)$$

$$I_x = \text{sinc}^2\left(\frac{\Delta k_x \ell}{4}\right) \cdot \sin^2\left(\frac{\Delta k_x \ell}{4}\right) \cdot \left[\frac{\sin(\Delta k_x N \ell / 2)}{N \sin(\Delta k_x \ell / 2)}\right]^2 \quad (10)$$

K_0 は入射光強度や入射光と出射光の角度の関数である方向係数などに依存する係数である。

式(9)と(10)より、次の1次の疑似位相整合条件を満たすとき最大の第2高調波出力が得られる。

$$\Delta k_y = 0 \quad (11)$$

$$\Delta k_x = \pm 2\pi / \ell \quad (12)$$

Δk_x と Δk_y の式(6)と(7)より、

$$\phi_s = 0, \pi \quad (13)$$

$$\ell = \lambda_s / n_s \quad (14)$$

となる。疑似位相整合条件が満たされ、かつ $(\delta/2) = n\pi$ (n は整数) の共振条件が満たされた場合、最大出力 I_{sm} は、次式で表される。

$$I_{sm} = K_0 \cdot |\chi|^2 \cdot (4R / (1-R)^2) \cdot a^2 (N \ell)^2 \cdot (4/\pi^2) \quad (15)$$

ここで、具体例として、周期ドメイン反転構造をもつ非線形光学結晶 LiNbO_3 を考える。そして、基本波の z 軸成分から第2高調波の z 軸成分への変換に寄与する非線形光学係数成分 χ_{33} (従来のバルク結晶で、位相整合が可能のため使用されている χ_{31} の約7.5倍) を用いた外部共振型のSHGを検討してみる。バルク結晶の大きさと周期構造媒質全体の大きさが等しく、外部共振器の条件が等しく、かつ $R \approx 1$ とすると、ここで考える方法は、バルク結晶の χ_{31} を用いた外部共振器型で、前進波か後進波により誘起された非線形分極を用いた場合と比較して、約90 ($= (\chi_{33}/\chi_{31})^2 \cdot (4R) \cdot (4/\pi^2)$) 倍出力が大きくなる。なお、周期構造媒質を共振器 (ミラー) 内で回転させ、周期方向を x 軸から θ の角度に変化させれば、 θ と $\theta + \pi$ の方向に第2高調波を得ることができる。このときの各光波の波動ベクトルと疑似位相整合の状態を図2に示す。

しかし、基本波の波長 $\lambda_l = 0.8 \mu\text{m}$ ($n_l = 2.1753$, $n_s = 2.3284^{(6)}$) の場合、1次の疑似位相整合条件を満たす周期長 $\ell = 0.1778 \mu\text{m}$ であり、次のような問題点がある。まず、この構造で変換効率を上げるため、1 mm 以上の作用長を考えると、約 10^4 以上の周期数を作成することになり、周期長許容誤差が周期数に反比例することを考え合わせると、これを実現するのは非常に難しい。ま

た周期のばらつきを考慮すると、周期総数を多くしても出力が上がらない。これらの解決には、将来の技術の発展に期待することが大である。

そこで、現在の技術で、この方法を実現化するには、周期数が少なくてもかまわない、 θ を $\pi/2$ にした、図3のような構造にする必要がある。即ち、基本波は周期方向と直角な方向に伝搬し、第2高調波は基本波と直角な方向から取り出される。この場合、基本波の z 成分により誘起された z 成分の非線形分極から発生する第2高調波を考えると、方向係数の影響は考える必要はない。また、基本波と第2高調波が完全に分離出来る特長を持つ。

ただし、この場合の問題点は、 l が小さくかつ N を多くできないことから、周期方向の幅 (Nl) が非常に小さくなることである。従って、変換効率を高めるには、基本波を周期方向の狭い幅に絞こむ必要がある。この場合の、共振特性の理論的な検討は今後の研究課題である。

なお、前進波及び後進波それぞれに誘起された非線形分極より発生する、基本波と同方向の第2高調波に対して、 $\theta=0$ における、1次の疑似位相整合条件 ($2\pi/l = \Delta k_x = k_s - 2k_1 = 4\pi \cdot (n_s - n_1)/\lambda_1$) を満たす周期長は $l = 2.612\mu\text{m}$ となる。

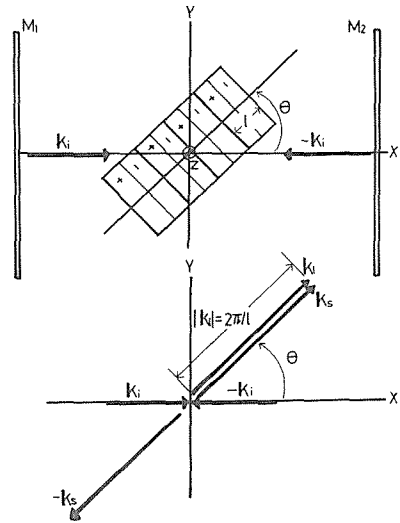


図2 各光波の波動ベクトルと疑似位相整合の状態

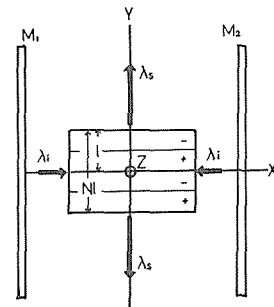


図3 対向伝搬する基本波が周期方向に直角に入射した場合のSHG

3. む す び

周期構造非線形媒質を含む外部共振器の基本波共振を用いたSHGを考え、前進波と後進波(反射光)により誘起された非線形分極より発生する第2高調波を有効にとりだすために疑似位相整合を用いることを提案している。その結果、 LiNbO_3 を用いた従来の外部共振器型と比較して、約2桁の第2高調波出力の改善が得られることが示された。なお、現在の周期ドメイン構造の作成技術を考えると、基本波を周期方向に直角に入れた方が実現化が期待でき、また基本波と第2高調波とが完全に分離できる特長をもつ。いずれにしても、実現化における大きな問題点は、短い周期長をもつ周期構造を精度よく作製できるかにかかっている。今後の技術の発展に期待するところが多い。これからの理論的課題としては、各光波の損失、偏波、あるいはガウスビーム波を考慮した厳密な検討が挙げられる。また実験的な検証が必要である。

本研究に際して、御指導、御助言を頂きました北海道大学工学部電子工学科の岡本淳講師に感謝します。

参考文献

- (1) T. Y. Fan, G. J. Dixon, and R. L. Byer: "Efficient GaAlAs diode-laser-pumped Nd: YLF at 1.047 μm with intracavity doubling to 523.6 nm", *Opt. Lett.*, 11, pp. 204-206 (1986).
- (2) A. Ashkin, G. D. Boyd, and J. M. Dziedzic: "Resonant optical second harmonic generation and mixing", *IEEE Journal Quantum Electronic*. QE-2, 6, pp. 109-124 (1966).
- (3) W. J. Kozlovsky, C. D. Nabors, and R. L. Byer: "Efficient second harmonic generation of a diode-laser-pumped cw: YAG laser using monolithic MgO: LiNbO₃ external resonant cavities", *IEEE Journal Quantum Electronic*. 24, 6, pp. 913-919 (1988).
- (4) 伊藤弘昌: "周期ドメイン反転光導波路による第二高調波発生", *光学*, 19, 6, pp. 373-374 (1990-06).
- (5) Lu Y-I., Mao L. and Cheng S-D.: "Second-harmonic generation of blue light in LiNbO₃ crystal with periodic ferroelectric domain structures", *Appl. Phys. Lett.*, 59, 29, pp. 516-518 (1991).
- (6) Hellwarth R. W.: "Generation of time-reversed wave-front by nonlinear reflection", *J. Opt. Soc. Am.*, 67, 1, pp. 1-3 (1977).
- (7) 小柳幸次郎: "非線形光学係数に周期的な変化をもたせた媒質における周波数変換の出力特性", *信学論(C-1)*, J72-C-1, 10, pp. 665-667 (1989-10).
- (8) R. J. Prssley: *Handbook of laser with selected data on optical technology* (The Chemical Rubber Co., p. 514 (1971).